



KAHRAMANMARAŞ SÜTÇÜ İMAM ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

**1-300 MeV ENERJİ ARALIĞINDA $n+Th$ VE $p+Th$ REAKSİYONUNDA
OLUŞAN PARÇACIKLARIN ÇEŞİTLİ SPEKTRUMLARININ İKİ
FARKLI MODEL İLE İNCELENMESİ**

MUSTAFA SABRİ ŞAFAK

YÜKSEK LİSANS TEZİ

KAHRAMANMARAŞ
Eylül-2006

KAHRAMANMARAŞ SÜTÇÜ İMAM ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

1-300 MeV ENERJİ ARALIĞINDA $n+Th$ VE $p+Th$ REAKSİYONUNDA
OLUŞAN PARÇACIKLARIN ÇEŞİTLİ SPEKTRUMLARININ İKİ
FARKLI MODEL İLE İNCELENMESİ

MUSTAFA SABRİ ŞAFAK

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Kod No :

Bu Tez 15/09/2006 Tarihinde Aşağıdaki Jüri Üyeleri Tarafından
Oy Birliği ile Kabul Edilmiştir.

Doç.Dr.Şükrü ÖZGAN
DANIŞMAN

Doç.Dr.Musa GÖĞEBAKAN
ÜYE

Doç.Dr.Bilal ACEMİOĞLU
ÜYE

Yukarıdaki imzaların adı geçen öğretim üyelerine ait olduğunu onaylarım.

Prof.Dr.Özden GÖRÜCÜ
Enstitü Müdürü

Bu çalışma TÜBİTAK tarafından desteklenmiştir.
Proje No: 104M212

Not: Bu tezde kullanılan özgün ve başka kaynaktan yapılan bildirişlerin, çizelge, şekil ve fotoğrafların kaynak gösterilmeden kullanımı, 5846 sayılı Fikir ve Sanat Eserleri Kanunundaki hükümlere tabidir.

İÇİNDEKİLER	I
ÖZET	III
ABSTRACT	IV
ÖNSÖZ	V
ŞEKİLLER DİZİNİ	VI
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ	VIII
1. GİRİŞ	1
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR	2
2.1. Direk ve Bileşik Nükleer Reaksiyonlar	3
2.2. Çok Adımlı Direk Reaksiyonlar	4
2.2.1. Bağlaşımlı Kanal Born Yaklaşımı (Ceba)	7
2.3. İstatistik – Doorway Durum Reaksiyonları	9
2.4. Çok Adım Direk ve Çok Adım Bileşik Reaksiyonların İstatistik Teorisi	14
2.5. Gilbert-Cameron Modeli	15
2.6. Backshifted Fermi-Gaz Modeli	15
2.7. Fermi-Gaz Modelinin Ignatyuk Formu	16
3. MATERYAL VE METOD	18
3.1. Hibrid Modeli	18
3.2. Uyarma Modeli	19
3.3. Spallasyon	21
3.3.1. Spallasyon Reaksiyonlarda Nötron Üretimi	22
3.3.2. Proton Demeti Enerjisinin Etkisi	25
3.3.3. Kaskad Safhası	26
3.3.4. Buharlaşma Safhası	26
3.4. Nükleer Kaskad	27
3.4.1. Çekirdeğin Denge Öncesi Bozunması Ve İntranükleer Kaskad	27
3.4.2. Kaskad-Eksiton Modelin Formülasyonu	30
4. BULGULAR VE TARTIŞMALAR	34
4.1. Alice91	34
4.2. ^{232}Th (n,n) Reaksiyonu, 2.6 MeV için	34
4.3. ^{232}Th (n,n) Reaksiyonu, 5 MeV için	34
4.4. ^{232}Th (n,n) Reaksiyonu, 7.75 MeV için	34

4.5. ^{232}Th (n,n) Reaksiyonu, 13.4 MeV için	34
4.6. ^{232}Th (n,n) Reaksiyonu, 14.1 MeV için	37
4.7. ^{232}Th (n,n) Reaksiyonu, 15 MeV için	37
4.8. ^{232}Th (p,n) Reaksiyonu, 150 MeV için	37
4.9. ^{232}Th (p,p) Reaksiyonu, 150 MeV için	37
4.10. ^{232}Th (p,n) Reaksiyonu, 50 MeV için	40
4.11. ^{232}Th (p,p) Reaksiyonu, 50 MeV için	40
4.12. ^{232}Th (p,n) Reaksiyonu, 1-100 MeV aralığı için	40
4.13. ^{232}Th (p,2n) Reaksiyonu, 1-100 MeV aralığı için	40
4.14. ^{232}Th (p,p) Reaksiyonu, 1-100 MeV aralığı için	43
4.15. ^{232}Th (p,np) Reaksiyonu, 1-120 MeV aralığı için	43
4.16. ^{232}Th (p,2np) Reaksiyonu, 30-100 MeV aralığı için	43
4.17. (^{232}Th ,n) Reaksiyon toplam tesir kesiti	43
4.18. ^{232}Th (n,p) Reaksiyonun, 13-15 MeV aralığında	46
4.19. ^{232}Th (n,n) Reaksiyonun, 1-16 MeV aralığında	46
4.20. ^{232}Th (n,2n) Reaksiyonun, 2.6-15 MeV aralığında	46
4.21. ^{232}Th (n,3n) Reaksiyonun, 2.6-15 MeV aralığında	46
4.22. (^{232}Th ,n) Reaksiyonun, 2.6-15 MeV aralığında nötron çoğalması	46
5. SONUÇ VE ÖNERİLER	50
KAYNAKLAR	51
ÖZGEÇMİŞ	54

KAHRAMANMARAŞ SÜTÇÜ İMAM ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

ÖZET

1-300 MeV ENERJİ ARALIĞINDA $n+Th$ VE $p+Th$ REAKSİYONUNDA OLUŞAN
PARÇACIKLARIN ÇEŞİTLİ SPEKTRUMLARININ İKİ FARKLI MODEL İLE
İNCELENMESİ

MUSTAFA SABRİ ŞAFAK

DANIŞMAN : Doç.Dr. Şükrü ÖZGAN

Yıl : 2006 Sayfa : 54

Jüri :Doç.Dr. Şükrü ÖZGAN
:Doç.Dr. Musa GÖĞEBAKAN
:Doç.Dr. Bilal ACEMİOĞLU

Bu çalışmada 1 milyon elektron volttan başlayarak 300 milyon elektron volta kadar enerjili nötronlar ve protonlarla Toryumun (Th) reaksiyonu sonucunda oluşan parçacıkların oluşum tesir kesitleri iki farklı yaklaşım ile incelendi.Hibrid modeli ve geometriye bağlı hibrit modeli kullanılarak teorik olarak elde edilen sonuçlar deneysel veriler ile karşılaştırılmadı.

Anahtar Kelimeler:Toryum,Th,proton,nötron,hibrid model,geometrik hibrid model

**UNIVERSITY OF KAHRAMANMARAS SUTCU IMAM
INSTITUTE OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES
DEPARTMENT OF PHYSICS**

MSc THESIS

ABSTRACT

**INVESTIGATION WITH TWO DIFFERENT MODELS OF THE VERIOUS SPECTRUMS
OF PARTICLES RECEIVED n+Th AND p+Th REACTIONS IN INTERVAL 1-300 MeV
ENERGY.**

MUSTAFA SABRİ ŞAFAK

Supervisor : Assoc. Prof. Dr. Şükrü ÖZGAN

Year : 2006 Pages : 54

**Jüri : Assoc. Prof. Dr. Şükrü ÖZGAN
: Assoc. Prof. Dr. Musa GÖĞEBAKAN
: Assoc. Prof. Dr. Bilal ACEMİOĞLU**

In this study, formation cross sections of particles is investigated for reactions Thorium(Th) with the the neutrons and protons in interval 1-300 million electron volt energy by using two different models. The obtained results using the Hybrid model and the geometry dependent hybrid model have been compained with experimental data.

Key Words:Thorium,Th,proton,neutron,hybrid model,geometry dependent hybrid model

ÖNSÖZ

Dünyanın ve Türkiye'nin enerjiye olan ihtiyacı sürekli artmakta. Bununla beraber enerji kaynakları azalmaktadır. Nükleer santrallerin bu bağlamda önemi bir kat daha artıyor.

Yeni nesil reaktörlerde Toryum,Uranyum 233'e dönüştürülerek yakıt olarak kullanılabilir. Bu yeni teknolojiye yakıt olarak kullanılan Toryumun nötron ve protonlarla etkileşmesi neticesinde oluşan parçacıkların bilinmesi önem arz etmektedir. Bu parçacıkları incelemek için hibrid model ve geometriye bağlı hibrid modeli kullanıldı. Her iki modelden elde edilen teorik sonuçlar ve bazı deneysel sonuçlarla uyumu araştırılmıştır.

Tez danışmanlığımı üslenen, bana bu konu üzerinde çalışma fırsatı tanıyan ve beni bu konuda yüreklendiren kıymetli hocam Doç.Dr. Şükrü ÖZGAN'a en içten teşekkürlerimi sunarım.

Çalışmalarım süresince beni maddi ve manevi destekleyen, yorumları ve eleştirileriyle bana yol gösteren çok kıymetli hocam Dr. İskender DEMİRKOL'a teşekkür ederim.Beni yetiştiren, çalışmalarımda bana hem maddi hem manevi katkılarını esirgemeyen anne ve babama, ayrıca tez süresince beni varlığıyla yalnız bırakmayan kıymetli eşime teşekkürü ederim.

EYLÜL 2006**KAHRAMANMARAŞ****MUSTAFA SABRİ ŞAFAK**

ŞEKİLLER DİZİNİ

SAYFA

Şekil 2.1. $^{197}\text{Au}(\alpha, xn)$ reaksiyonlarının hesaplanan ve ölçülen uyarılma Fonksiyonları	6
Şekil 2.2. $^{176}\text{Yb}(p, t)$ reaksiyonu için deneysel sonuçların tek-adım DWA hesaplamalarıyla karşılaştırılması	8
Şekil 2.3. İki adım süreci	9
Şekil 2.4. (a) Gösterilen transfer süreçlerine karşı gelen 2^+ durumu için tesir kesitleri. Direk ve direk olmayan yollar kıyaslanabilir büyüklüktedir. (b) ^{174}Yb ' nin temel bandının üyelerine ait tesir kesitleri	10
Şekil 2.5. $^{59}\text{Co}(p, n)^{59}\text{M}$ reaksiyonunun nötron spektrumunu U kalan çekirdeğin uyarılma enerjisidir	13
Şekil 2.6. Bir nükleer reaksiyonda bileşik çekirdek oluşturan ardışık adımlar	14
Şekil 2.7. Ardışık reaksiyon adımları için oluşan durumlar	15
Şekil 2.8. Reaksiyon zincirinde oluşan basamaklar	18
Şekil 3.1. Spallasyon reaksiyon oluşumunun genel tasarımı	32
Şekil 3.2. Çekirdekteki zincirleme reaksiyonlar	33
Şekil 4.1. 2.6 MeV enerjili nötronlarla oluşturulan $^{232}\text{Th}(n, n)$ reaksiyonu için teorik yayınlanma spektrumlarının iki farklı modelle incelenmesi	48
Şekil 4.2. 5 MeV enerjili nötronlarla oluşturulan $^{232}\text{Th}(n, n)$ reaksiyonu için teorik yayınlanma spektrumlarının iki farklı modelle incelenmesi	48
Şekil 4.3. 7.75 MeV enerjili nötronlarla oluşturulan $^{232}\text{Th}(n, n)$ reaksiyonu için teorik yayınlanma spektrumlarının iki farklı modelle incelenmesi	49
Şekil 4.4. 13.4 MeV enerjili nötronlarla oluşturulan $^{232}\text{Th}(n, n)$ reaksiyonu için teorik yayınlanma spektrumlarının iki farklı modelle incelenmesi	49
Şekil 4.5. 14.1 MeV enerjili nötronlarla oluşturulan $^{232}\text{Th}(n, n)$ reaksiyonu için teorik yayınlanma spektrumlarının iki farklı modelle incelenmesi	51
Şekil 4.6. 15 MeV enerjili nötronlarla oluşturulan $^{232}\text{Th}(n, n)$ reaksiyonu için teorik yayınlanma spektrumlarının iki farklı modelle incelenmesi	51
Şekil 4.7. 150 MeV enerjili protonlarla $^{232}\text{Th}(p, n)$ reaksiyonunun hesaplanan nötron spektrumu	52
Şekil 4.8. 150 MeV enerjili protonlarla $^{232}\text{Th}(p, p)$ reaksiyonunun hesaplanan proton Spektrumu	52
Şekil 4.9. 50 MeV enerjili protonlarla $^{232}\text{Th}(p, n)$ reaksiyonunun iki ayrı modelle hesaplanan nötron spektrumu	54
Şekil 4.10. 50 MeV enerjili protonlarla $^{232}\text{Th}(p, p)$ reaksiyonunun iki ayrı modelle hesaplanan proton spektrumu	54
Şekil 4.11. Ölçülen ve hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının karşılaştırılması	55
Şekil 4.12. Ölçülen ve hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının karşılaştırılması	55
Şekil 4.13. Uyarılma fonksiyonlarının hesaplanması	57
Şekil 4.14. Ölçülen ve hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının karşılaştırılması	57
Şekil 4.15. Uyarılma fonksiyonlarının hesaplanması	58
Şekil 4.16. ($^{232}\text{Th}, n$) Reaksiyon toplam tesir kesiti	58
Şekil 4.17. Uyarılma fonksiyonlarının hesaplanması	60

Şekil 4.18. Uyarılma fonksiyonlarının hesaplanması	60
Şekil 4.19. Uyarılma fonksiyonlarının hesaplanması	61
Şekil 4.20. Uyarılma fonksiyonlarının hesaplanması	61
Şekil 4.21. 2.6-15 MeV enerji aralıklarında nötron çoğalması	62

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

E_i	: Gelen parçacığa ait ilk enerji
E_s	: Saçılan parçacığa ait son enerji
λ	: indirgenmiş dalga boyu
Q_{IS}	: İlk ve son durum arasında ortaya çıkan reaksiyon enerjisi
θ	: Saçılma açısı
\vec{p}_i, \vec{p}_s	: İlk ve son momentum
p_F	: Fermi momentumu
A	: Çekirdeğin kütle numarası
Z	: Çekirdeğin proton sayısı
\vec{q}	: Transfer edilen momentum sayısı
\vec{k}_i	: Gelen parçacığın dalga vektörü
\vec{k}_s	: Saçılan parçacığın dalga vektörü
ω	: Transfer edilen enerji
ε_F	: Fermi enerjisi
ε_b	: Parçacığı çekirdekten koparmak için gerekli minimum enerji
l	: Yörünge açısal momentum kuantum sayısı
P_L	: Gelen protonun laboratuvar sistemindeki momentumu
$X_i^{(+)}$: İlk durum elemanlarının bağıl hareketini tasvir eden dalga fonksiyonu
$X_s^{(-)}$: Son durum elemanlarının bağıl hareketini tasvir eden dalga fonksiyonu
T	: Bağıl hareketlerin kinetik enerji operatörü
Γ_{CN}	: Bileşik çekirdek genişliği
Γ_{sp}	: Tek parçacık genişliği
Γ_d	: Doorway genişlik durumu
τ	: Etkileşme süresi
ΔE	: Enerji aralığı
Γ_{di}^{\uparrow}	: Bir i kanalından doorway durumu oluşturma olasılığı
Γ_{ds}^{\uparrow}	: Doorway durumunun son kanala bozulma olasılığı
σ_{is}	: Bir $i \rightarrow s$ doorway durumu rezonans reaksiyonu için ortalama
E_λ	: Rezonans enerjisi
Γ_λ	: Rezonans genişliği
$\Gamma_{\lambda a}$: Kısmi genişlik
Γ_d^{\uparrow}	: Yayılma genişliği
σ_d	: Bir doorway durumunun meydana gelmesi için tesir kesiti
ω_d	: Doorway durumlarının yoğunluğu
$\langle \Gamma_d^{\downarrow} \rangle$: Ortalama yayılma genişliği
E	: Bileşik çekirdeğin uyarılma enerjisi
U	: Residual çekirdeğin uyarılma enerjisi
$\varepsilon, \varepsilon'$: Gelen ve giden parçacıkların kütle merkezi sistemindeki enerjileri

- $V_{opt}(a, X)$: a mermi ile X hedef çekirdek arasındaki optik potansiyel
- \vec{J} : Bileşik çekirdeğin toplam açısal momentumu
- $\sigma(U)$: Spin kesme fonksiyonu
- Δ : Çiftlenme enerjisi
- a : Düzey yoğunluğu parametresi
- $P(Z)$: Proton çiftlenme enerjisi
- $P(N)$: Nötron çiftlenme enerjisi
- $S(Z)$: Proton kabuk düzeltme faktörü
- $S(N)$: Nötron kabuk düzeltme faktörü
- β : Deformasyon parametresi
- p : Parçacık sayısı
- h : Deşik sayısı
- $\lambda_c(\varepsilon)$: Bir parçacığın (ε) kanal enerjisiyle sürekli bölgeye yayınlanma hızı
- $\lambda_+(\varepsilon)$: ε enerjili bir parçacığın sürekli bölgeye yayınlanmış olduğu zamanki çekirdek içi geçiş hızı
- g : Tek-parçacık düzey yoğunluğu
- k : Nükleer madde içindeki ortalama serbest yol
- Ω : Laboratuvar hacmi
- $\frac{d\sigma}{d\varepsilon}$: Enerji diferansiyel tesir kesiti
- $\frac{d\sigma}{d\Omega}$: Açısal diferansiyel tesir kesiti
- $\frac{d\sigma}{d\varepsilon d\Omega}$: Enerji ve açısal çift diferansiyel tesir kesiti
- σ_R : Reaksiyon tesir kesiti
- $\tau(n)$: n uyarılma durumunda ortalama ömür
- M^2 : İlk ve son
- μ_b : Yayınlanan parçacığın indirgenmiş kütlesi
- p_b : Yayınlanan parçacığın çekirdek sayısı
- $Q_b(p)$: Nötron-proton ayırt edebilme faktörü
- $\omega(p, h, E, J)$: J spinli (toplam açısal momentum) düzeylerin toplam yoğunluğu
- α : Yüksek enerjilerdeki asimtotik değer
- \vec{Q} : Bileşik açısal momentum
- $\mathfrak{R}(r)$: Tek-parçacık dalga fonksiyonları
- \vec{J} : Bileşik çekirdeğin toplam açısal momentumu
- P_n : Bir uyarılma n yinci basamakta bulunma olasılığı
- D : n yinci basamaktaki bileşik sistemin enerji düzeyleri arasındaki mesafe
- X : Etkileşen çekirdeklerin açısal momentum bağlaşım fonksiyonu
- Y : Durum yoğunluğunun enerji bağımlı fonksiyonu

1. GİRİŞ

Nötronlarla oluşturulan reaksiyon tesir kesitleri fisyon ve füzyon enerji reaktörlerinin tasarımında önemli bir yer tutar. Bu tür reaksiyonların gerçekleştirilmesi sırasında materyallerin yapısal dayanıklılığını etkileyecek değişimler oluşabilmektedir. Bu reaksiyonlar reaktör malzemesinin zayıflamasına neden olan hidrojen ve helyum gazının yapılanmasına ve fazladan radyoaktiflik üretiminin en az olacak ve malzemenin yapısının şiddetli nötron bombardımanı altında bozulmayacak şekilde seçilir.

Bu problemlerin öneminin anlaşılabilmesi ve sorunların giderilebilmesi için tesir kesitlerinin ve yayınlanma spektrumlarının deneysel olarak ölçülmesi ve önceden oluşabilecek durumların belirlene bilemesi için de teorik olarak hesaplanabilmesi gerekir.

Tezin 2.1.bölümünde direk reaksiyonlar için Distorted Wave Born (DWBA) yaklaşımı anlatılarak bileşik reaksiyonların istatistik teorisi verildi. Daha sonra multistep direk reaksiyonlar ve bağlaşımlı kanal yöntemini ayrıca bazı deneysel reaksiyon sonuçlarını içermektedir. İstatistiksel doorway durum giriş ve kaçma genişlikleri verildi. Multistep direk ve multistep bileşik reaksiyonların istatistik teorisi anlatıldı ve bileşik çekirdek reaksiyon basamak zinciri için tasvir edildi. Gilbert-Cameron modeli verildi. BackshiftedFermi-Gaz Modeli anlatıldı. Düzey yoğunluğu modelleri olarak alçak uyarılmalar için sabit sıcaklık formülünü ve yüksek uyarılmalar için Fermi-gaz modeli ve Fermi-gaz modelinin Ignatyuk formu verildi.

Hibrid model formülleriyle birlikte verildi. Exciton model anlatılarak çiftlenimli mastır denklemleri, açı entegralli tesir kesiti, n exciton durumuna ait ortalama ömür, geçiş hızları için Fermi'nin altı kuralı ve iki-cisim etkileşmesine ait matris elamanı verildi. Spallasyon hakkında genel bilgi verildi. Nükleer kasad hakkında bilgi verildi.

Hibrid model ve geometriye bağlı hibrid model ile deneysel verilerden oluşan grafikler ve bunların yorumlanması yapıldı. Ayrıca yüksek enerjili nükleon giriş reaksiyonlarının yayınlanma spektrumları, hibrid model ve geometriye bağlı hibrid(GDH) ile hesaplanarak deneysel değerlerle karşılaştırıldı.

2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Demirkol (2003) Doktora tezi “Enerji yükselteci tasarımında proton-ağır element çarpışmasında nötron üretimi”

Tel (2000) tarafından, denge ve denge öncesi reaksiyon modelleri kullanılarak uyarılma fonksiyonlarının ve differensiyel tesir kesitlerinin hesaplaması.

Rejmund (2001), Spallasyon üzerinde çalışmalar yapmıştır. 800 A MeV enerjiyle $^{197}\text{Au} + p$ reaksiyonlarını incelemiştir.

Mashnik (1998) tarafından, uyarma modeli incelenmiştir. 10 MeV den 5 GeV e kadar proton reaksiyonlarının uyarılma modeliyle analiz edilmiştir.

Leray (2002) tarafından, 1,2 GeV den 1,6 GeV e kadar enerjili protonlarla spallasyon nötron üretimi incelenmiştir.

2.1. Direk ve Bileşik Nükleer Reaksiyonlar

Reaksiyonlar değişik mekanizmalar ile gerçekleşir. Bunlar içinde "direk" ve "bileşik nükleer istatistik" reaksiyonlar ilk bilinen mekanizmalardır. Bu iki reaksiyon türü, direk ve bir bileşik nükleer durumun meydana gelmesine yol açan reaksiyonlar, reaksiyon süresi veya eş anlamlı olarak, reaksiyonların tamamlanması için gerekli etkileşme süresi ile ayırt edilirler. Direk reaksiyonun süresi bir mermi veya yayınlanan parçacığın çekirdeği çap boyunca geçmesi için gerekli süre kadardır, de Shalit ve Feshbach (de Shalit ve Feshbach,1974) tarafından vurgulandığı gibi kısa etkileşme süresi tesir kesitinin enerjiye oldukça zayıf bağlı oluşuna ve kuvvetli anizotropik açısal dağılıma delalet eder. Kuvvetli anizotropik açısal dağılım merminin hareket doğrultusuna ilişkin hafızasını reaksiyon süresince kaybetmediği anlamına gelir. Başka bir ifade ile açısal dağılımına bakarak, gelen parçacığın hareket doğrultusunu kestirmek mümkündür. Direk reaksiyonun bu özellikleri sürecin DWA (Distorted Wave Approximation) adı verilen tek- adım tasvirine yol açar.

Bir tel adım sürecinde mermi (yani bir proton) yayınlanan parçacığı (bir döteron) bir adımda oluşturur. Dolayısıyla (p,d) reaksiyonu için matris elamanı ilk ve son duruma doğrudan etkileyen V etkin geçiş potansiyelinin bir matris elamanı olarak yazılır. Eğer reaksiyon $X(a,b)Y$ ise ilk durum vektörü, a mermi ve X hedef çekirdeğin iç değişkenlerine bağımlılığı veren bir $|a,x\rangle$ durum vektörü ile mermi ile hedef çekirdeğin \vec{r} bağıl koordinatıyla hk bağıl momentumuna bağımlılığını veren $X_i^+(\vec{k}_i, \vec{r})$ dalga fonksiyonunun çarpımıdır. X_i^+ yalnız bir düzlem dalga değil aynı zamanda mermi ile hedef arasındaki ortalama etkileşmeyi de hesaba katan bir "bozulmuş" dalgadır. (+) üst indisi (giden) iraksayan dalga sınır şartlarının X_i^+ tarafından sağlandığını gösterir. İlk ve benzer şekilde son durumlar cinsinden bir direk reaksiyonun genliğini veren DWA matris elemanı

$$\int d\vec{r} \left[X_s^{(-)}(\vec{k}_s, \vec{r}) \right]^+ \langle b, Y | V | a, X \rangle X_i^+(\vec{k}_i, \vec{r}) \quad (2.1)$$

ile orantılıdır. Bu denklemde $X_s^{(-)}$ son durum elemanlarının bağıl hareketini tasvir eden dalga fonksiyonudur ve yakınsayan dalga sınır şartını sağlar $X(p,d)Y$ reaksiyonunda X_i^+ bağıl $p-X$ koordinatına, $X_s^{(-)}$ ise bağıl $d-Y$ koordinatına bağımlılığını tasvir eder. Sürecin tek-adım doğası matris elemanının V potansiyeline lineer bağımlılığı ile belirtilir.

Bileşik nükleer rezonans, tesir kesitinin enerji ile çok hızlı değişiminden de kolayca görülebileceği gibi çok uzun bir etkileşme süresine sahiptir. Rezonans, bileşik

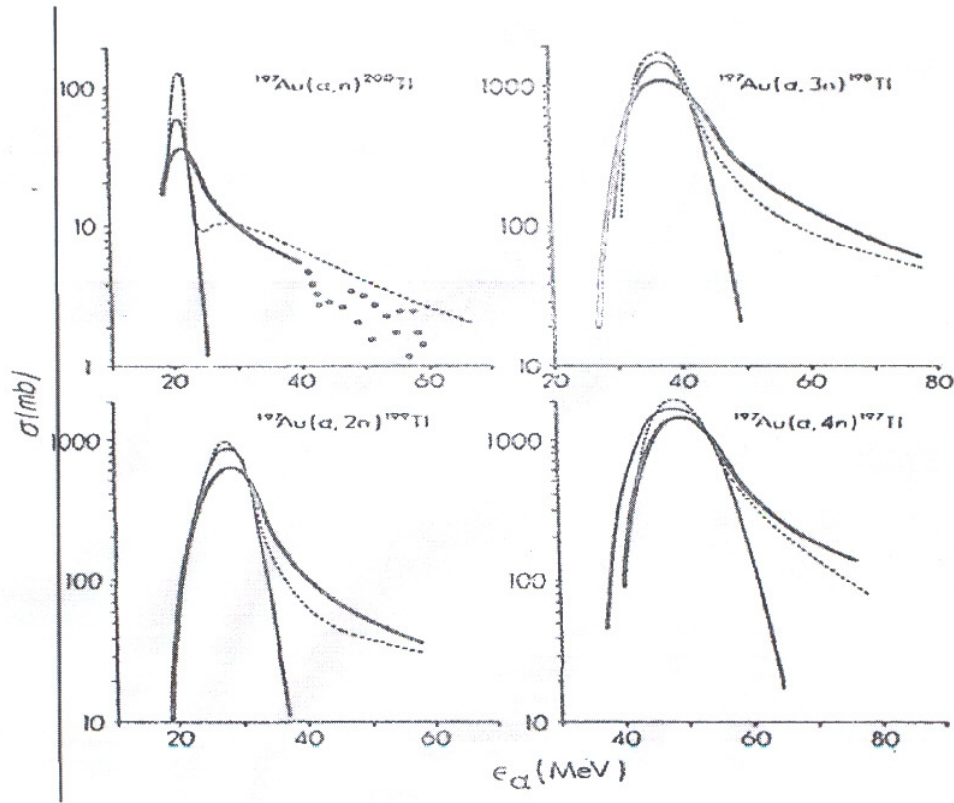
çekirdeğin enerji, açısal momentum ve parite gibi iyi-tanımlı kuantum sayılı hemen hemen bağlı bir durumunun varlığını gösterir, bileşik nükleer durumun ömrü (τ) ile verilir. Bileşik çekirdek durumunun uyarılması bir tek-adım süreci cinsinden tasvir edilemez. Gelen parçacık kimliğini tamamen kaybeder. Bileşik nükleer durum sonlu bir ömre sahiptir. Eğer yayınlanan parçacık gelen parçacığa özdeş ise reaksiyon elastik değilse inelastiktir. Yayınlanan parçacık gelen parçacığa özdeş değilse reaksiyon bir transmitasyondur. Direk reaksiyon ile girişim önemsizse bir reaksiyon ürününün açısal dağılımı 90° civarında simetriktrir. Gelen parçacığın hareket doğrultusunu tespit etmek mümkün olmaz.

İzole edilmiş bileşik nükleer rezonans çok ilgi çekici bir olaydır. Bununla birlikte yalnız oldukça sınırlı bir enerji aralığında gözlenebilir. Uyarılma enerjisi arttıkça rezonansların yoğunluğu ve kabul edilebilir çıkış kanallarının çeşitliliği o kadar çok artar ki bir izole bileşik nükleer rezonansın varlığı mümkün olamaz. Rezonanslar üst üste biner, rezonansların varlığı tesir kesitinin enerjiye bağımlılığındaki dalgalanmalar ile yansır. Bu durumda dalgalanmalar üzerinden ortalama ve ortalama kare sapma gibi istatistik ölçümler kullanmak gerekir. Bu teori bileşik nükleer reaksiyonların istatistik teorisi olarak adlandırılır. Bu teorinin temel varsayımı sistemin dalga fonksiyonunun çok sayıda bileşenden meydana gelen karmaşık bir dalga fonksiyonu olması esasına dayanır. Genlikler hem faz hem de büyüklükçe enerji ile hızla değişir. Bu genlikler rast gele değişkenlerdir. Reaksiyon tesir kesiti ifadesi, reaksiyon genliğinin karesine bağlı olarak, bu rast gele değişkenler kümesinin bilineer çarpımlarına bağlı olacaktır. Rast gele değişkenlerin çarpımlarının ortalaması sıfırdır. Bu sonuç her bileşen genliğinin fazının rasgele olmasından kaynaklanır.

2.2. Çok adımlı Direk Reaksiyonlar

Nükleer reaksiyonların büyük bir bölümü ya bir tek-adım direk süreci yani DWA yaklaşımı ile veya bir bileşik nükleer rezonans reaksiyonuyla tasvir edilemez. Verilen bir açıda yayınlanan parçacıkların enerji spektrumunda bu iki sürecin geçerli olduğu bölge direk tek- adım süreci için yüksek enerji bölgesiyle , istatistik bileşik nükleer süreç için ise alçak enerji bölgesiyle sınırlıdır. Sonuncusu küresel açısal dağılımlar ve tesir kesitinin enerji bağımlılığındaki hızlı dalgalanmalar ile karakterize edilir. Direk reaksiyon kısa etkileşme süresine sahiptir ve anizotropik açısal dağılım ve tesir kesitinin enerjisi ile yavaş değişmesiyle karakterize edilir.

Yüksek enerji bölgesiyle alçak enerji bölgesi arasındaki bölgede bu iki mekanizmanın kestirimlerinden büyük sapmalar görülür. Örneğin Şekil2.1 de $^{197}\text{Au}(\alpha, xn)$ reaksiyonuna ait deneysel uyarılma fonksiyonları istatistik bileşik çekirdek teorisi ile kıyaslanmıştır. Deney ile teori arasındaki uyumsuzluk açıkça görülmektedir .



Şekil 2.1. $^{197}\text{Au}(\alpha, xn)$ reaksiyonlarının hesaplanan ve ölçülen uyarılma fonksiyonları. Kalın kesiksiz çizgiler deneysel değerleri göstermektedir. İnce kesiksiz çizgiler equilibrium istatistik model hesaplamaların temsil etmektedir. (Blann,1972).

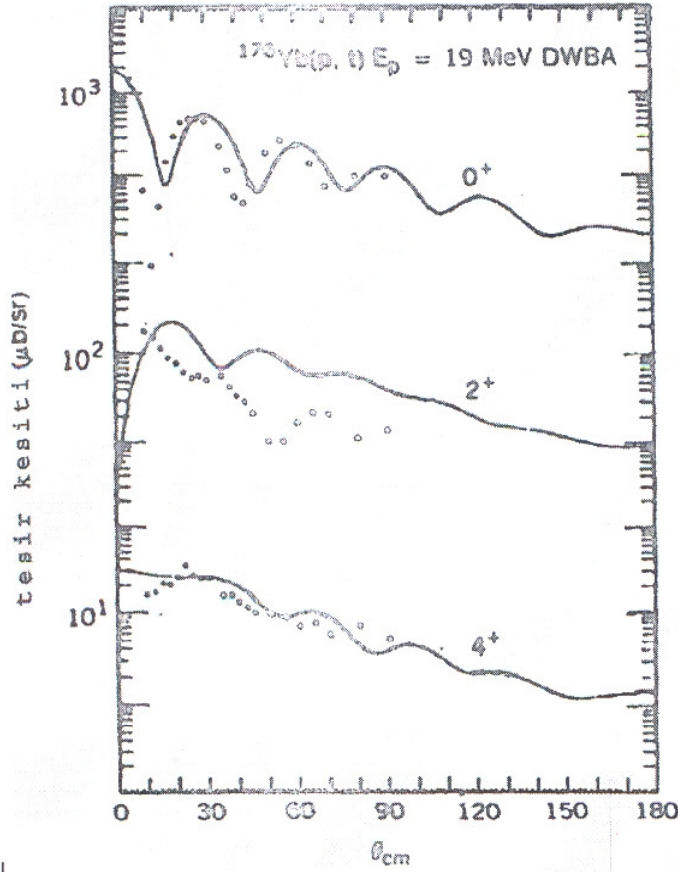
Tek-alım direk süreci spektrumun yüksek enerji ucundaki reaksiyonları tasvir etmekte başarısızdır. ^{197}Yb reaksiyonunun deneysel değerleri ile DWA ile hesaplanan değerleri Şekil 2.2 de karşılaştırılmıştır. 2^+ uyarılmasıyla ilgili açısal dağılım bu yaklaşımla yeteri kadar iyi açıklanamamaktadır. Hem istatistik bileşik hem de direk reaksiyon teorilerinin açıklamaları sınırlıdır, birincisi çok uzun, ikincisi çok kısa etkileşme süresine sahiptir.

Tek-adım reaksiyonu DWA ile tasvir edilir. Pertürbe eden etkileşmenin, Denk.2.1'e göre $\langle b, Y | V | a, X \rangle$ ile verildiği bir pertürbasyon teorisidir. Denk.2.1 ile verilen genlik çiftlenimli denklemlerden elde edilen daha kesin genliğe bir yaklaşımdır;

$$[E_i - T - V_{opt}(a, X)]\Psi(a, Y) = \langle a, X | V | b, Y \rangle \Psi(b, Y) \quad (2.2a)$$

$$[E_s - T - V_{opt}(b, Y)]\Psi(b, Y) = \langle b, Y | V | a, X \rangle \Psi(a, Y) \quad (2.2b)$$

Burada $V_{opt}(a, X)$, a mermi ile X hedef çekirdek arasındaki optik potansiyel, T bağlı hareketlerinin kinetik enerji operatörüdür. (2.1) genlik Denklemi 2.2 a' nın sağ tarafındaki terimlerin düşürülmesi ile elde edilir. Bu sonuç, bununla birlikte, önemli bir fiziksel süreci, hedef çekirdeğin gelen parçacık tarafından polarize edilmesini içermez. Örneğin, hedef veya kalan çekirdek Şekil 2.2 de görüldüğü gibi bir çok farklı yoldan uyarılabilir. Bir- adım sürecine ilave olarak bir çok iki-adım genliği vardır, birinde hedef çekirdek uyarılır, sonra kalan çekirdeğin son durumuna geçiş yapar, diğerinde geçiş hedef çekirdekten kalan çekirdeğin bir uyarılmış durumudur. Sürecin ikinci adımında ise bu uyarılmış durum bozunur. Bir çok nükleonun transfer edildiği (${}^3H, p$) gibi bir reaksiyonda direk yol ile nükleonların (örneğin nötronların) transfer edildiği bu reaksiyon arasında girişim mümkündür.



Şekil 2.2. ${}^{176}Yb(p, t)$ reaksiyonu için deneysel sonuçların tek-adım DWA hesaplamalarıyla karşılaştırılması (Ascutto , Glendenning ve S. Prensens, 1972)

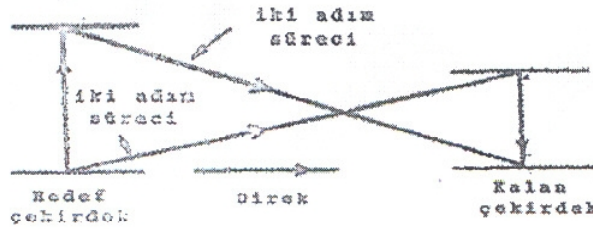
Parçacık transferi bir (p, p') inelastik saçılmasında bile rol oynayabilir. Bazı özel nedenlerle $X(p, d)Z(d, p')$ iki-adım sürecinin önemli olduğu durumlar olabilir. Örneğin Z atom numaralı çekirdeğin bir kollektif durumu enerji, yük ve açısal momentum bakımından kabul edilebilir. Şekil 2.3 de gösterilen iki-adım süreci aşağıdaki denklemlerle tasvir edilir.

$$[E_i - T - V_{opt}(a, X)]\Psi(a, X) = \langle a, X | V | a, X^* \rangle \Psi(a, X^*) + \langle a, X | V | b, Y \rangle \Psi(b, Y) + \langle a, X | V | b, Y^* \rangle \Psi(b, Y^*) \quad (2.3a)$$

$$[E_i - T - \varepsilon_x - V_{opt}(a, X^*)]\Psi(a, X^*) = \langle a, X^* | V | a, X \rangle \Psi(a, X) + \langle a, X^* | V | b, Y \rangle \Psi(b, Y) \quad (2.3b)$$

$$[E_s - T - \varepsilon_y - V_{opt}(b, Y^*)]\Psi(b, Y^*) = \langle b, Y^* | V | a, X \rangle \Psi(a, X) + \langle b, Y^* | V | b, Y \rangle \Psi(b, Y) \quad (2.3c)$$

$$[E_s - T - V_{opt}(b, Y)]\Psi(b, Y) = \langle b, Y | V | a, X \rangle \Psi(a, X) + \langle b, Y | V | a, X^* \rangle \Psi(a, X^*) + \langle b, Y | V | b, Y^* \rangle \Psi(b, Y^*) \quad (2.3d)$$

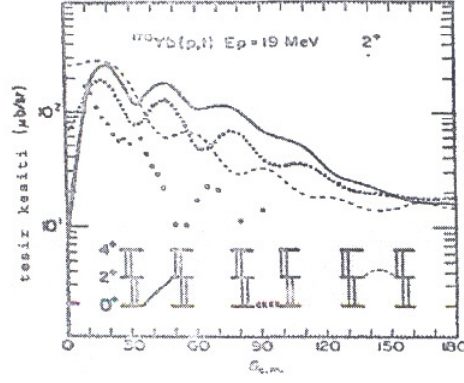


Şekil 2.3. İki adım süreci

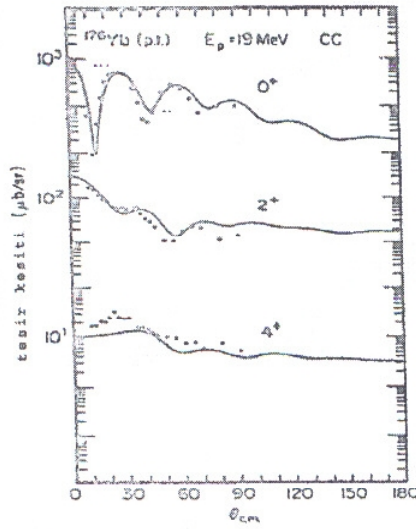
2.2.1. Bağlısımlı Kanal Born Yaklaşımı (CCBA)

Bağlısımlı kanal Born yaklaşımı Şekil 2.3 deki oklar tarafından belirtilen yolu izler. Denklem 2.3 a'nın sağ tarafı sıfır yapılır ve 2.3b ve 2.3c' nin sağ tarafında yalnız $\Psi(a, X)$ 'li terimler bırakılır. (2.3a) daki $V_{opt}(a, X)$ 'e optik potansiyeli (2.2a) daki $V_{opt}(a, X)$ ' e özdeş değildir. Optik model potansiyeli açıkça göz önüne alınmayan

kanalların ortalama etkisini hesaba katar. Bu potansiyeller (2.3a) ve (2.2a) durumları için farklıdır.



(a)



Şekil 2.4. (a) Gösterilen transfer süreçlerine karşı gelen 2^+ durumu için tesir kesitleri. Direk ve direk olmayan yollar kıyaslanabilir büyüklüktedir. (b) ^{174}Yb 'nin temel bandının üyelerine ait tesir kesitleri. Hesaplamalar her iki çekirdekteki tüm üç durumu bağlayan geçişleri içermektedir (Ascutto, Clendennig ve Sbrevsen, 1972)

Bağlaşımlı kanalların sayısı sonsuz büyük yapılabilir. Pratik olarak bu kanallarda bazı fiziksel nedenlerle önemli oldukları düşünülenler göz önüne alınabilir; bu durumda bile denklem sayısı büyük olabilir. Böyle durumlarda istatistik bir yaklaşım kullanmak uygun olur. İstatistik multistep direk süreç aşağıda tartışılacaktır. Multistep sürecine bir örnek olarak daha önce tartışılan $^{176}\text{Yb}(p,t)^{174}\text{Yb}$ reaksiyonu ile elde edilen

kalan çekirdeğin 2^+ durumu verilebilir. ^{176}Yb nin taban durumu 4^+ ya kadar ^{174}Yb nin taban durum uyarılmalarının hesaba katılmasıyla Şekil (2.4) de görülür ki teorik hesaplamalar, şimdi, tek-adım DWA teorisiyle hesaplanandan daha iyi sonuç vermektedir (Ascuitto ve ark., 1974).

2.3. İstatistik - Doorway Durum Reaksiyonları

Alçak enerji bölgesindeki sınırlarında evaporation sürecinin baskın olduğu spektrum kısmını göz önüne alalım. Söz konusu mekanizmaya bir ipucu Grimes ve arkadaşları (Grimes ve ark.,1971), tarafından yapılan deneylerde bulunur. İlgili spektrum Şekil 2.5 de verilmiştir. Reaksiyon $^{59}Co(p,n)^{59}Ni$ dir. Yatay eksen kalan çekirdek ^{59}Ni 'nin uyarılma enerjisini gösterir, büyük U değeri alçak nötron enerjisine karşılık gelir. Evaporation teorisinin öngördüğü gibi en alçak enerjili nötronlar izotropik bir açısal dağılım gösterir. Bununla birlikte nötronların enerjileri arttıkça açısal dağılım anizotropik olur fakat 90° civarında simetrik kalır. Sonuçta bu simetri de, şekil 2.5 de görüldüğü gibi, kaybolur.

Açısal dağılımın simetrik olduğu fakat izotropik olmadığı bu olayı daha dikkatle inceleyerek bu uyarılma bölgesinde evaporasyon teorisinde $w_o(u) = ce^{2\sqrt{au}}$ ile verilen durum yoğunluğu ifadesini kullanarak hesaplanandan daha yüksek enerjili nötron sayısının bulunduğu görülür. 90° etrafındaki simetri daha önce tartışılan bileşik nükleer rezonansa benzer bir istatistik mekanizmayı ilham eder ve gerçekten de Grimes ve ark.(Grimes ve ark.,1971) söz konusu rezonansların doorway durum rezonansların olduğunu belirtmiştir. Böyle bir doorway durumu nükleer reaksiyonları daha önce Block ve Feshbach (Block ve Frechbach,1963) tarafından teklif edilmiş ve kullanılmıştır.

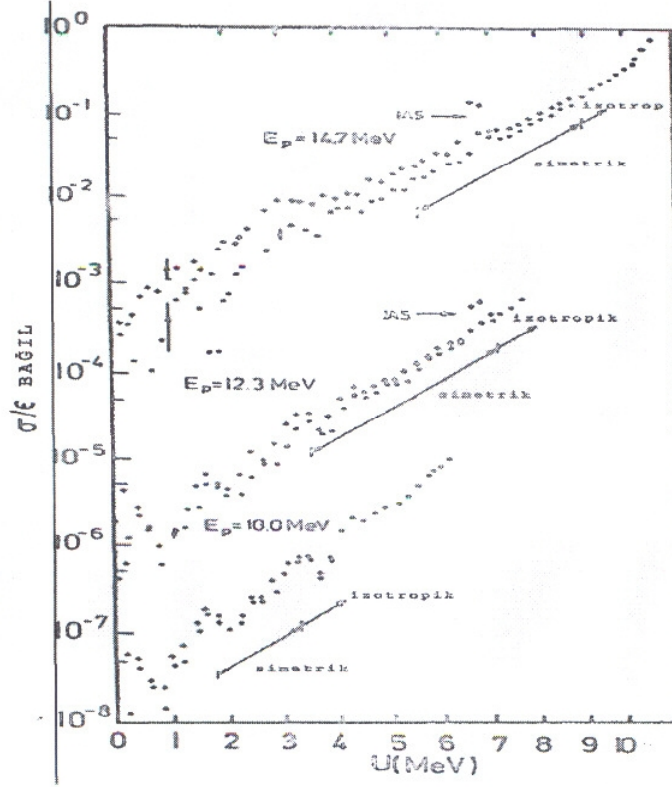
Doorway durumu ve doorway durumu rezonansları kavramı de Shalit ve Feshbach (de Shalit ve Freshbach,1974) de kısaca anlatılmıştır; burada özellikle, izole edilmiş doorway durumu üzerinde durulmuştur. Spektrumun uzun etkileşme süresine sahip alçak enerji bölgesi ile kısa etkileşim süreli yüksek enerji bölgesi arasındaki bölgede doorway durumları önemlidir, de Shalit ve Feshbach belirtildiği gibi bir tesir kesiti; (1) Γ_{CN} bileşik çekirdek genişliği mertebesindeki ki evaporasyon bölgesine uygulanabilen bir ölçek boyunca, (2) Γ_{sp} tek-parçacık genişliği mertebesinde çok daha geniş bir direk reaksiyon bölgesine uygulanan bir ölçek boyunca ve bu iki bölge arasında uzanan bir Γ_d ara genişlik mertebesindeki ölçek boyunca değişen bir enerji bağımlılığına sahip olabilir;

$$\Gamma_{sp} \gg \Gamma_d \gg \Gamma_{CN} \quad (2.4)$$

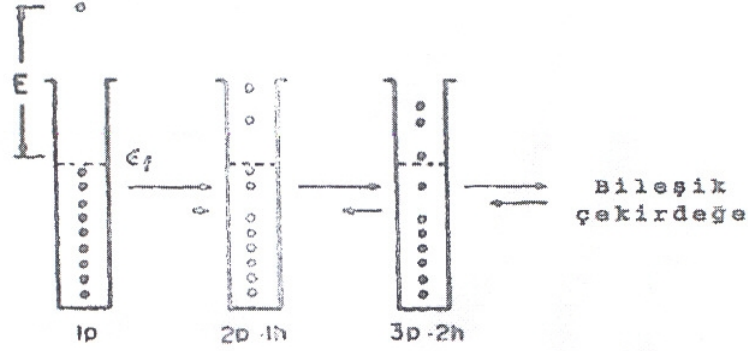
Etkileşme süresi τ için ise bunun tersi yazılır,

$$\tau_{di} \ll \tau_d \ll \tau_{evap} \quad (2.5)$$

Ara durumdan sorumlu dinamik mekanizma sistemin basit uyarılmalarının olduğunu varsayar. Basit bir örnek Şekil (2.6) de verilmiştir.

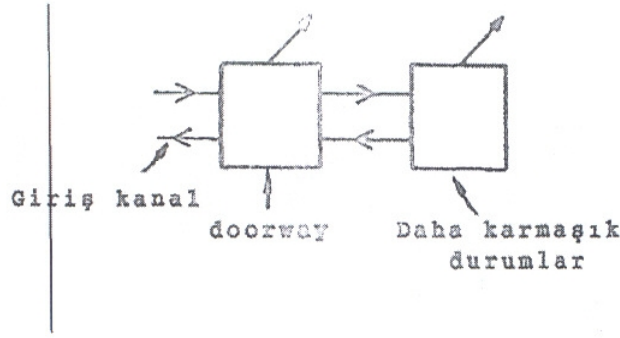


Şekil 2.5 . $^{59}\text{Co}(p,n)^{59}\text{M}$ reaksiyonunun nötron spektrumu U kalan çekirdeğin uyarılma enerjisidir (Grimes ve ark.,1971).



Şekil 2.6. Bir nükleer reaksiyonda bileşik çekirdek oluşturan ardışık adımlar.

Koyu ve siyah noktalar sırasıyla shell model potansiyelini ve bu potansiyelin enerji düzeyini dolduran parçacıkları temsil eder. Gelen parçacık gelme enerjisiyle gösterilir. Gelen parçacık bir iki-cisim residual nükleon-nükleon potansiyeli ile çekirdeği bir iki-parçacık bir-deşik ($2p-1h$) durumuna uyarabilir ki bu durum karmaşıklık bakımından bir-parçacık ($1p$) ile gösterilen giriş kanalına en yakın durumdadır. İki-cisim residual etkileşmeleri ile $2p-1h$ durumundan $1p$ durumuna dönülebileceği gibi daha karmaşık bir durum olan $3p-2h$ durumuna da geçilebilir. Şekil 2.7 de karmaşıklık akınından giriş kanalına en yakın durumlar doorway, kalan durumlar ise daha karmaşık durumlar " olarak adlandırılan kutuyla temsil edilir. Doorway deyimini Block ve Feshbach (Block ve Feshbach,1963) tarafından Şekil 2.7 deki bölüşüme dinamik bir anlam vermek için kullanılan bir ilave varsayımı belirtmek amacıyla ortaya atılmıştır. Bu varsayıma göre giriş kanalında bir çok doorway durumu rezonansının, rastgele faz yaklaşımı kullanılarak enerji üzerinden ortalaması alınır. Bu varsayım, eğer giriş kanalından doorway durumlarını oluşturmak olasılığı küçükse bileşik çekirdek nükleer durumlarını oluşturma olasılığının azalacağını ifade eder. Doorway durum yaklaşımı analitik olarak ifade edilebilir: Giriş kanalı ile Şekil 2.7 deki ikinci kutu arasındaki Hamiltonyenin matris elemanlarının sıfır olduğu varsayılır. Bu varsayım bir iki-cisim residual etkileşmesi de kabuk model hiyerarşi sınıflandırılması durumu için tahkik edilebilir. Bu varsayımın tam olarak uyduğu beklenilmez.



Şekil 2.7. Ardışık reaksiyon adımları için oluşan durumlar.

Denklem (2.5) ile ifade edilen etkileşme süreleri arasındaki farkları kullanmanın tam zamanıdır. Bir ΔE aralığı boyunca enerji ortalamasına izin verilir ; (Γ_{CN} den küçük Γ_d den büyük) böylece doorway durumlarıyla ilintili ara durum yapısını önlemeye fakat bileşik nükleer durum rezonanslarının neden olduğu dalgalanmaların düzelmesine izin verilir. Bu $i \rightarrow s$ doorway durumu rezonans reaksiyonu için ortalama tesir kesiti, spin ve direk reaksiyon etkileri ihmal edildiğinde

$$\sigma_{is} = \frac{\Pi}{k^2} \frac{\Gamma_{di}^{\uparrow} \Gamma_{ds}^{\uparrow}}{(E - E_d)^2 + (\frac{1}{2} \Gamma_d)^2} \quad (2.6)$$

ile verilir. Bu bağıntıda Γ_{di}^{\uparrow} bir i kanalından doorway durumu oluşturma olasılığını ölçme genişliği, Γ_{ds}^{\uparrow} kaçma (escape) genişliğidir ki doorway durumunun son kanala bozunma olasılığı ile orantılıdır. Denklem (2.6) bir bileşik nükleer rezonans süreci için elde edilen tesir kesiti ifadesine benzer ;

$$\sigma_{is} = \frac{\Pi}{k^2} \frac{\Gamma_{\lambda i}^{\uparrow} \Gamma_{\lambda s}^{\uparrow}}{(E - E_{\lambda})^2 + (\frac{1}{2} \Gamma_{\lambda})^2} \quad (2.7)$$

burada E_{λ} rezonans enerjisi, Γ_{λ} rezonans genişliği ve $\Gamma_{\lambda a}$ kısmi genişlikler olup λ ile gösterilen rezonans durumundaki bir sistemin bir a kanalına bozunma olasılığı ile orantılıdır. Rezonans yalıtıldığında Γ_{λ} , rezonans genişliği, kısmi genişlikler ile

$$\Gamma_\lambda = \sum \Gamma_{\lambda a} \quad (2.8)$$

bağıntısı ile ilişkilidir. Benzer bir ifade Γ_d doorway genişlikli durumu için geçerli değildir. Γ_λ tam olarak Γ_{da}^\dagger nın toplamına eşit değildir. Bunun fiziksel nedeni, doorway durumu yalnız açık kanallara değil aynı zamanda Şekil (2.7) de görüldüğü gibi daha karmaşık bir duruma geçiş yapabilmesidir. Bu nedenle bu süreç için ilgili genişliğin ilave edilmesi gerekir. Dolayısıyla

$$\Gamma_d = \sum_a \Gamma_{da}^\dagger + \Gamma_d^\dagger \quad (2.9)$$

yazılır, Γ_d^\dagger yayılma genişliğidir. Bu genişlik doorway ile daha karmaşık durumlar arasındaki çiftlenim nedeniyle doorway genişliğini artırır. Bu, doorway durumunun nükleer Hamiltonyenin tam bir öz durumu olmadığı anlamına gelir. Bileşik nükleer rezonans, eğer tüm çıkış kanalları kapalı olsaydı tam bağlı bir durum olurdu. Doorway durumu herhangi bir daha karmaşık duruma geçiş olasılığı sıfıra indirildiğinde de tam bir bağlı durum olurdu. Şekil 2.6 deki örnekte, eğer daha basit 1p-0h ve daha karmaşık örneğin 3p2h gibi durumlara geçiş olasılığı sıfır olsaydı doorway durumu yalnız 2p-1h dalga fonksiyonlarından meydana gelen bir tam bağlı durum olurdu.

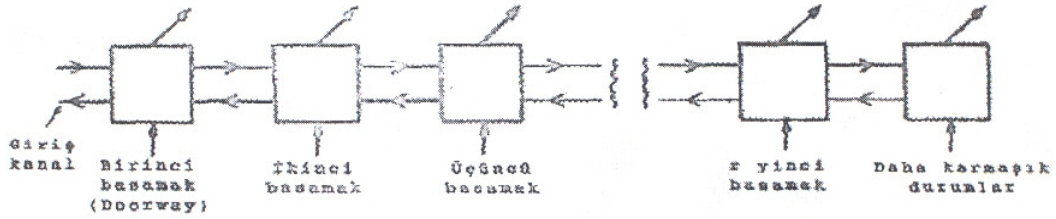
Bir doorway durumu rezonansı ve bileşik nükleer rezonansı için tesir kesitinin şeklinin özdeş olduğuna dikkat ederiz. Tek fark Denklem (2.9) de belirtildiği gibi yayılma genişliğinin ilave edilmesidir. Böylece bileşik nükleer rezonans reaksiyon teorisi için geliştirilen tüm sonuçları kullanmak mümkündür. Bunun için gerekli tek şey Γ_d^\dagger genişlikli, daha karmaşık geçiş kanalını gözden uzak tutmamaktır ;

$$\left\langle \frac{d\sigma_{is}}{dE_s} \right\rangle_a = \sigma_d(i, E_i) \frac{k_s^2 \sigma_d(s, E_s) \omega_d(U_{si})}{\sum_a \int dE_a k_a^2 \sigma_d(a, E_a) \omega_d(U_{ai}) 2\pi^2 \langle \Gamma_d^\dagger \rangle \omega_d} \quad (2.10)$$

bu ifadede σ_d bir doorway durumunun meydana gelmesi için tesir kesitidir. ω_d doorway durumlarının yoğunluğu ve $\langle \Gamma_d^\dagger \rangle$ ortalama yayılma genişliğidir. Her ne kadar doorway durumlarının yoğunluğu büyük olabilirse de bileşik çekirdek durum yoğunluğundan çok daha küçüktür. Denklemde görülen tüm nicelikler ilk enerji ve diğer kuantum sayılarına bağlıdır. Çünkü bu özellikler doorway durumlarının doğasını belirleyicidir.

5. Çok adım Direk ve Çok adım Bileşik Reaksiyonların İstatistik Teorisî

(2.3) denklem sistemi nispeten basit bir durumu tasvir eder. Bununla birlikte merminin enerjisi arttıkça daha çok sayıda ara durumun uyarılması mümkün hale gelir, dolayısıyla daha çok sayıda çiftlenimli denklem gerekir. Bu denklemlerin çözümleri kolay ve çiftlenim potansiyelleri iyi bilinse bile çözümün yararı tartışılabilir. Daha yararlı bir yaklaşım, enerji ortalamak tesir kesiti gibi, istatistiksel niceliklerle uğraşmaktır. Böyle bir teori çok adım direk reaksiyonların istatistik teorisi adını alır.



Şekil 2.8. Reaksiyon zincirinde oluşan basamaklar

Benzer düşünceler doorway durumu reaksiyonlarının istatistik teorisinin geliştirilmesine uygulanır. Böyle bir gelişmede birincil doorway basamağından sonraki basamakta önemli bir rol oynar ve Şekil (2.8) açıkça göz önüne alınmaktadır. Her basamak verilen bir karmaşıklık dereceli dalga fonksiyonları içerir, kesim 2.3 de tartışıldığı gibi reaksiyon kanalına yayınlanma şekilde gösterildiği gibi her basamakta mümkündür. Doorway durumu reaksiyonlarının istatistik teorisi yayınlanmayı yalnız doorway basamağında, bileşik çekirdek reaksiyonu ise zincirin ileri basamaklarında göz önüne alır. Son durumdaki bir çok adımın varlığı göz önüne alındığında başlangıç durumunun tabiatının yayınlanma süreci için önemli olmaması şaşırtıcı değildir. Bu basamaklar zinciri (Şekil 2.9) bileşik çekirdeği tasvir etmek için kullanılabilirliği için reaksiyon tipi multistep bileşik çekirdek olarak belirtilir ve eğer reaksiyon tesir kesitinin hesaplanmasında istatistik varsayımlar kullanılırsa bu ifadenin başına istatistik sözcüğü eklenir. Doorway durumu istatistiksel teorisinin sonuçlarından beklenildiği gibi multistep bileşik çekirdek reaksiyonları 90° civarında simetrik bir açısal dağılım kestirir.

Bu tesir kesiti istatistik multistep direk reaksiyon tesir kesitiyle toplanmalıdır. Sonuncusu bazı yaklaşımlarla bir-adım enerji-korunumlu ardışık direk reaksiyon dizisi olarak tasvir edilebilir. Tesir kesiti her mümkün n adım sayısından gelen katkılarının toplamından meydana gelir. Bununla birlikte verilen bu enerjiyle yayınlanan parçacık için en muhtemel bir n değeri vardır, bu değer tek-adım direk reaksiyon başına ortalama enerjiye bağlıdır. Açısal dağılım genellikle anizotropik ve asimetriktir. Eğer tek- adım süreci için açısal dağılım ileri açılarda $\delta\theta$ açısal genişlikli pik yaparsa istatistik multistep direk reaksiyon sürecinin bu kez genişliği $\sqrt{n}\delta\theta$ ile verilen yine ileri açılarda pik yaptığı kestirilir.

2.5 Gilbert-Cameron Modeli

Bu modelde alçak uyarılma enerjileri için bir sabit sıcaklık formülü, daha yüksek uyarılma enerjileri için bir Fermi gaz bağıntısı kullanılır. Sabit sıcaklık formu

$$p_T(U) = \frac{1}{T} \exp[(U + \Delta - E_0)/T] \quad (2.11)$$

ile verilir, burada T nükleer sıcaklık ve E_0 bir normalizasyon faktörüdür. U niceliği uyarılma enerjisine $U = E - \Delta$ ile bağlıdır, Δ çiftlenim enerjisidir. Fermi gaz formu ise

$$p_F(U) = \frac{\exp(2\sqrt{aU})}{12\sqrt{2\sigma(U)U(aU)^{1/4}}} \quad (2.12)$$

şeklindedir, burada "a" düzey yoğunluğunun parametresidir. Δ çiftlenim enerjisi P (Z) ve P(N) proton ve nötron çiftlenim enerjilerinin toplamıdır(Wapsra ve ark.1988) "a" düzey yoğunluğu parametresi için

$$\frac{a}{A} = 0.00917[S(Z) + S(N)] + C \quad (2.13)$$

bağıntısı kullanılabilir.(Grimes ve Cameron,1965), burada S(Z) ve S(N) kabuk düzeltme faktörleri olup değerleri (Wapsra ve ark.,1988) den alınabilir. C sabiti küresel çekirdekler için 0.142 MeV^{-1}

2.6. Backshifted Fermi-Gaz Modeli

Dilg ve ark. (Ding ve ark,1973) tarafından önerilen bu modelde düzey yoğunluğu tüm uyarılma enerjileri için tek bir bağıntıyla tasvir edilir,

$$\rho(U) = \frac{1}{12\sqrt{2}} \frac{1}{\sigma(U)^{1/4}} \frac{\exp(\sqrt{2aU})}{(U+t)^{5/4}} \quad (2.14)$$

burada spin cut-off ifadesi

$$\sigma^2(U) = 0.015 t A^{2/3} \quad (2.15)$$

ile hesaplanır, t nükleer sıcaklık

$$U = at^2 - t \quad (2.16)$$

ile tanımlanır.

8. Fermi-Gaz Modelinin Ignatyuk Formu

Gilbert-Cameron ve backshifted Fermi-gaz modellerinde "a" düzey yoğunluğu parametresi enerjiye bağlı değildir bu, yüksek enerjilerde esnekliği sınırlar. Bu güçlük kabuk etkisinin Fermi gaz düzey yoğunluğu parametresi ve bu etkinin yüksek enerjilerdeki artışı ile birleştirilir. Bu güçlüğü yenmek için Ignatyuk (Ignatyuk ve ark.,1975) tarafından geliştirilen olaycıl düzey yoğunluk modeli kullanılır. Bu modelde Fermi gaz parametresinin enerjiye bağlı olduğu varsayılır ve U uyarılma enerjisinin fonksiyonu olarak

$$a(U) = \alpha[1 + f(U)\delta W / U] \quad (2.17)$$

şeklinde ifade edilir, burada a yüksek enerjilerde ortaya çıkan asimtotik değerdir. Kabuk yapısı etkileri δW teriminde $\delta W = M_{deney}(Z, A) - M_{sivi}(Z, A, \beta)$ bağıntısıyla içerilir. $M_{deney}(Z, A)$ deneysel kütleleri Wapstra ve ark.(Wapstra ve ark.,1988) dan elde edilebilir. $M_{SIVI}(Z, A, \beta)$ sıvı damlası kütleleri ise bir β deformasyonunda standart sıvı durumları modeli bağıntıları kullanılarak hesaplanır. a(U) daki bir başka enerji bağımlılığı $f(U)$ terimiyle çıkar ve

$$f(U) = 1 - \exp(-\gamma U) \quad (2.18)$$

bağıntısıyla verilir, burada $\gamma = 0.05$ MeV dir, bu değer Ignatyuk ve arkadaşları tarafından tesbit edilmiştir.

Böylece bu model alçak uyarılma enerjilerinde etkili olup daha yüksek uyarılma enerjilerinde $a(U)$ asimtotik değerine ulaşmasıyla yok olmasına imkan verir. Bu fermi mikroskopik Fermi gaz modelleriyle elde edilen sonuçlarla a nın enerjiden bağımsız olduğu varsayılarak elde edilen sonuçlara göre daha iyi bir uyum gösterir. $a(U) \rightarrow \alpha$ nın asimtotik değeri Ignatyuk ve arkadaşları tarafından kütleinin fonksiyonu olarak

$$\frac{\alpha}{A} = \eta + \beta A \quad (2.19)$$

denklemleriyle verilir, burada $\eta = 0.154$ ve $\beta = 6.3 \times 10^{-5}$ dir, α MeV⁻¹ A ise akb cinsindedir. Bir başka parametre grubu ise Arthur (Gruppelaar,1983) tarafından deneysel s-dalga rezonans verilerinin fit edilmesiyle elde edilmiştir (Does ve Betak,1983): $\eta = 0.1375$ ve $\beta = -8.36 \times 10^{-5}$ dir.

3. MATERYAL VE METOD

3.1. Hibrid Modeli

Precompound bozunma için hibrid model formülü (Blann,1971,1978)

$$P_v(\varepsilon) = \sum_{\substack{\bar{n} \\ n=n_0 \\ \Delta n=+2}} [{}_n X_v N_n(\varepsilon, U) / N_n(E)] g d\varepsilon [\lambda_c(\varepsilon) / \lambda_c(\varepsilon) + \lambda_+(\varepsilon)] D_n \quad (3.1)$$

ve

$$\frac{d\sigma_v(\varepsilon)}{d\varepsilon} = \sigma_R P_v(\varepsilon) \quad (3.2)$$

şeklindedir, burada $P_v(\varepsilon)d\varepsilon$ enerjisi ε ile $\varepsilon+d\varepsilon$ arasında olan ve sürekli bölgeye yayınlanan v tipi parçacıkların (nötron ve proton) sayısı, \bar{n} denge konumundaki (en muhtemel) uyarma sayısı, ${}_n X_v$ bir n uyarma durumundaki v türündeki parçacıkların sayısı, E bileşik sisteminin uyarılma enerjisi, $N(\varepsilon, U)$ bir exciton ε kanal enerjisiyle yayınlandığında kalan çekirdeğin $U = E - B_v - \varepsilon$ uyarılma enerjisinin diğer $n-1$ uyardımların arasında paylaşılacak şekilde n uyardımın uygun bir biçimde düzenlenme sayısı, $N_n(E)$ E uyarılma enerjisinde n parçacık artı deşik toplam birleştirim sayısı, $\lambda_c(\varepsilon)$ bir parçacığın (ε) kanal enerjisiyle sürekli bölgeye yayınlanma hızı, $\lambda_+(\varepsilon)$ ε enerjili bir parçacığın sürekli bölgeye yayınlanmış olduğu zamanki çekirdek içi geçiş hızı, D_n bir n -uyarma zincirinde başlangıç popülasyon kesiti, σ_R reaksiyon tesir kesiti, g tek - parçacık düzey yoğunluğudur. Denk (3.1) deki köşeli parantez içindeki nicelik sürekli bölgede enerjisi ε ile $\varepsilon + d\varepsilon$ arasında olan parçacık sayısını verir, ikinci parantez içindeki ifade ise sürekli bölgeye geçiş hızının toplam geçiş hızına oranıdır.

Fermi enerjisinin üzerinde $\varepsilon + B_v$ enerjisinde uyarılmış bir parçacığının $\hat{A}_+(s)$ geçiş hızı nükleonların nükleer madde içinde saçılmalarına ait ortalama serbest yol (osy) kullanılarak hesaplanır, 100 MeV' in altındaki enerjiler için

$$\lambda_+(\varepsilon) = [1.4 \times 10^{21} (\varepsilon + B_v) - 6 \times 10^{18} (\varepsilon + B_v)^2] / k s^{-1} \quad (3.3)$$

ε ve B_v MeV cinsindedir. $k=1$ nükleer madde içindeki ortalama serbest yola karşılık gelir. $\lambda_c(\varepsilon)$ sürekli bölgeye yayınlanma hızı

$$\lambda_c(\varepsilon) = \sigma(\varepsilon)(2\varepsilon/m)^{1/2} \rho_c(\varepsilon) / g\Omega \quad (3.4)$$

bağıntısıyla hesaplanır, burada $\sigma(\varepsilon)$ tesir kesiti, m nükleon kütlesi, $\rho_c(\varepsilon)$ serbest parçacık durum yoğunluğu, g çekirdekdeki tek parçacık durum yoğunluğu ve Ω laboratuvar hacmidir. Geometri bağımlı hibrid modelde yayınlanma spektrumu (Blann,1972),

$$\frac{d\sigma_v(\varepsilon)}{d\varepsilon} = \pi\lambda^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)P_v(l, \varepsilon) V_{opt}(a, X) \quad (3.5)$$

ile verilir.

3.2. UYARMA MODELİ

Uyarma modeli (Griffin,1966) gelen parçacık ile hedef çekirdek arasındaki ilk etkileşmeden sonra uyarılmış sistemin giderek artan karmaşıklıkta bir dizi basamaktan geçtikten sonra dengeye ulaşılabilirdiğini varsayar, bu basamakların her birinden yayınlanma mümkün olabilir. Farklı karmaşıklıkta uyarılmış parçacık ve deşik sayılarına göre sınıflandırılır. Uyarma modelinde reaksiyon bir çiftlenimli diferensiyel denklem sistemi ile tanımlanır.

$$\frac{dP}{dt} = \lambda^+(n-2)P(n-2, t) + \lambda^-(n+2)P(n+2, t) - [\lambda^+(n) + \lambda^-(n)W(n)]P(n, t) \quad (3.6)$$

Burada $P(n, t)$ n ($n = p+h$) uyarma durumunda bulunma olasılığı, λ^+ , λ^- $n \rightarrow n+2$ ve $n \rightarrow n-2$ geçiş hızları parçacıkların $W(n)$ n uyarma durumundan tüm enerjilerde yayınlanma hızıdır.

Mastır denklem sistemi için başlangıç koşulu

$$P(p, h, 0) = \delta(p, p_0)\delta(h, h_0) \quad (3.7)$$

nükleonlarla oluşturulan reaksiyonlar için başlangıç parçacık sayısı $p_0 = 2$, başlangıç deşik sayısı $h_0 = 1$ dir. Açı integralli tesir kesiti

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} = \sigma_a \sum_n W_b(n, \varepsilon) \tau(n) \quad (3.8)$$

bağımsıyla hesaplanır, σ_a reaksiyon tesir kesiti ve $\tau(n)$ n uyarma durumunda ortalama ömrüdür ve

$$\tau(n) = \int_{t=0}^{\infty} P(n, t) dt \quad (3.9)$$

ile tanımlanır, $W_b(n, \varepsilon)$ b parçacığının n yinci uyarma basamağından ortalama yayınlanma hızıdır.

Geçiş hızları Fermi'nin altın kuralı kullanılarak hesaplanır:

$$\lambda = \frac{2\pi}{\hbar} M^2 Y \quad (3.10)$$

burada M^2 ilk son durumlar arasındaki iki-cisim etkileşmelerine ait matris elamanının karesinin ortalaması, Y geçiş için kabul edilebilir faz uzayıdır. Kabul edilebilir faz uzayını hesaplamak için Williams'ın (Williams, 1971) eşit aralıklı tek-parçacık durum yoğunluğu ifadesi kullanılır.

$$\omega(p, h, E) = \frac{g^n (E - A_{p,h})^{n-1}}{n! h! (n-1)!} \quad (3.11)$$

burada $A_{p,h}$ Pauli ilkesi düzeltme faktörü, E sistemin uyarılma enerjisi, g tek-parçacık düzey yoğunluğudur ve Fermi gazı düzey yoğunluğu parametresi a ile $g = 6a / \pi^2$ şeklinde bağıntılıdır veya basitçe $A / 13$ ile hesaplanır.

$$A_{p-h} = E_p(p, h) - \frac{p^2 + h^2 + n}{4g} \quad (3.12a)$$

ile verilir $E_p(p, h) = [\text{maks}(p, h)]^2 / g$ Pauli ilkesi için gerekli konfigürasyon oluşması için minimum enerjidir. Literatürde $A_{p,h}$ için başka bir ifade (Gruppelcor, 1983)

$$A_{p,h} = \frac{p^2 + h^2 + p - 3h}{4g} \quad (3.12b)$$

şeklinde. $\Delta n = \pm 2$ geçişleri için geçiş hızları

$$\lambda^+(p, h, E) = \frac{2\pi}{\hbar} M^2 \frac{g^3 [E - E_p(p+1, h+1)]^2}{2(n+1)}$$

$$\lambda^-(p, h, E) = \frac{2\pi}{\hbar} M^2 \frac{gph(n-2)}{2} \left[1 - \frac{(n-1)(p-1)(p-2) + (h-1)(h-2)}{(n-2)8g[E - E_p(p, h)]} \right] \quad (3.13)$$

ile verilir.

Burada M^2 ilk ve son durumlar arasındaki iki-cisim etkileşmesi için matris elamanıdır, E_p belirtilen konfigürasyonlar için σ Pauli enerjisidir. M^2 ise $e = \frac{E}{n}$ nin fonksiyonu olarak aşağıdaki bağıntılar ile verilir;

$$M^2 = \frac{k}{A^3 e} \sqrt{\frac{e}{7MeV}} \sqrt{\frac{e}{2MeV}} \quad e < 2MeV$$

$$= \frac{k}{A^3 e} \sqrt{\frac{e}{7MeV}} \quad 2 < e < 7MeV \quad (3.14)$$

$$= \frac{k}{A^3 e} \quad 7 < e < 15MeV$$

$$= \frac{k}{A^3 e} \sqrt{\frac{15MeV}{e}} \quad e > 15MeV$$

e MeV cinsindedir, k genellikle 130-160 MeV³ değerleri alır. b türündeki parçacıklar ve e yayınlanma enerjisi yayınlanma hızı ayrıntılı denge uyarınca

$$W_b(n, \varepsilon) = \frac{(2s_b + 1)}{\pi^2 \hbar^3} \mu_b \sigma_b(\varepsilon) \varepsilon \frac{\omega(p - p_b, h, U)}{\omega(p, h, E)} \square_b(p) \quad (3.15)$$

ile hesaplanır, burada s_b , μ_b ve p_b , sırasıyla yayınlanan parçacığın spin, indirgenmiş kütle ve nükleon sayısıdır, U kalan çekirdeğin uyarılma enerjisi, $\sigma_b(\varepsilon)$ ters reaksiyon tesir kesiti ve $Q_h(p)$ nötron-proton ayırt edebilme faktörüdür (Does ve Betak,1983).

3.3. Spallasyon

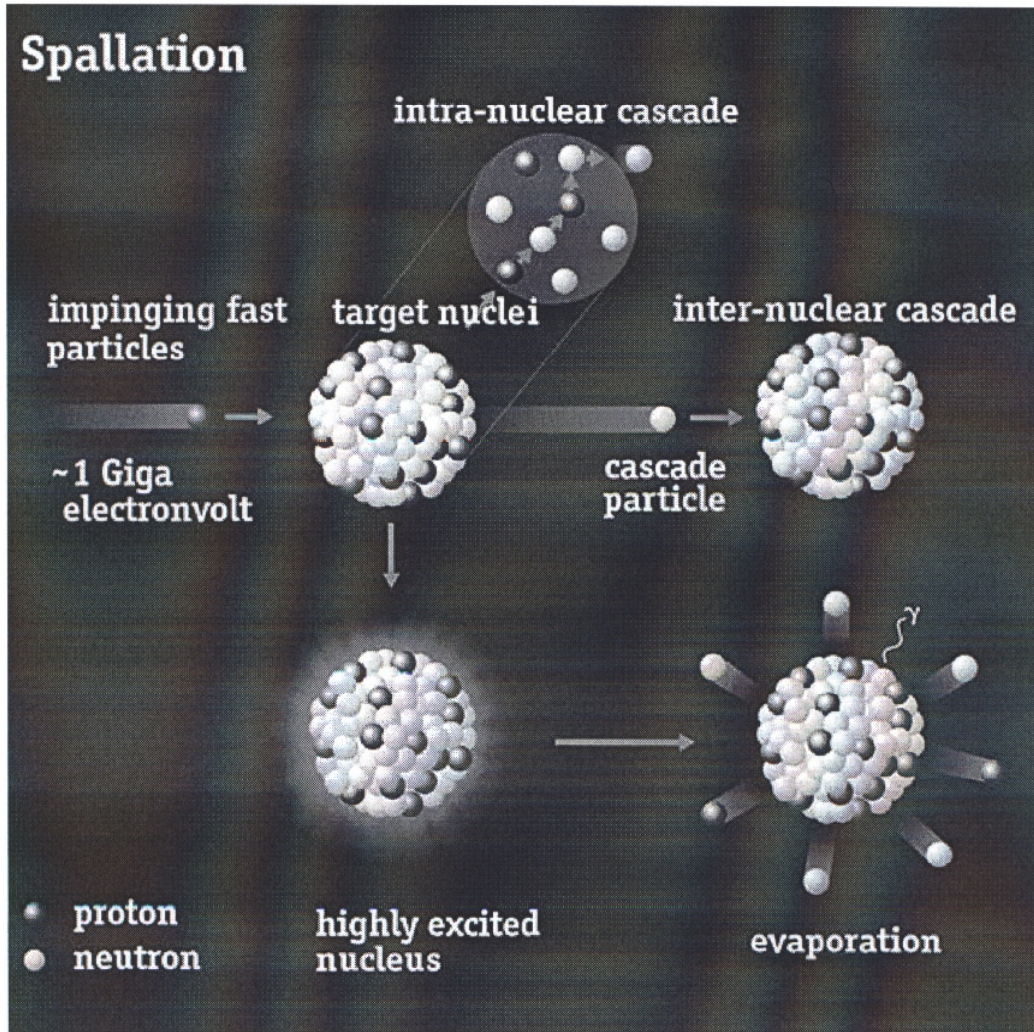
Spallasyon reaksiyonları hızlandırıcı kaynaklı sistemde kritikaltı reaktörü besleyen nötron kaynağını oluşturur. Ancak bu reaksiyon mekanizması hakkındaki mevcut bilgi herhangi bir teknik uygulama için yeterince kesin değildir. Nötron verimi ve reaksiyonda üretilen atık çekirdek ADS' de kullanılan spallasyon nötron kaynak hedefinin oluşumu ve tasarımında önemli büyük bir rol oynamaktadır. Nötron üretimi; nötron çoğalması ve enerji dağılımları ifadesi ile tanımlanır ve proton kaynaklı hızlandırıcının şiddetini belirler. Nötronun enerji ve uzaysal dağılımı spallasyon hedefin geometrisini tasarlamak için düşünülmelidir. Spallasyon reaksiyonlar nötronlarla birlikte atık çekirdekleri de üretirler ve bu çekirdeklerin çoğu radyoaktiftir. Bundan dolayı aktivasyon problemler hedefin tasarımında göz önünde bulundurulmalıdır (Rejmunt,2001). Ayrıca atık çekirdek hedefin aşınmasına, hızlandırıcı penceresine, yapısal materyallere ve hedefte radyasyon zararına yol açar. Spallasyon reaksiyonlar nitelik olarak anlaşılmasına rağmen, herhangi bir teknik uygulama için gerek duyulan kesinlik derecesiyle bilinmemektedir. Spallasyon reaksiyonlar ağır bir hedef üzerinde hafif-enerjik mermi ile oluşan çarpışmadır. Bu reaksiyonlar iki safhalı bir süreç olarak ifade edilebilir. Birinci safhada mermi hedef çekirdeğin nükleonları ile yarı serbest nükleon-nükleon çarpışmalarını oluşturur. Bu çarpışmalar birkaç nötron ve protonların anlık çıkmasına yol açar. Gelen merminin kinetik enerjisinin bir kısmı uyarma enerjisi olarak hedef çekirdeğe aktarılır. Mesela 1 GeV enerjili proton hedef çekirdekte ortalama 200 MeV enerji depolar ve geri kalan enerji anlık yayılan nükleonlar arasında bölüşülür. Hızlı nükleonların çıkması hedef içinde inter-nükleer kaskad sürecinin gelişmesinde önemli bir rol oynarlar (Enqvist,2002;Wlazlo,2000).

İkinci adımda çarpışmada üretilen atık çekirdek düşük enerjili proton ve nötronların buharlaşmasıyla veya fisyonu uğramasıyla tekrar uyarılır. Buharlaşan parçacıkların enerjisi çarpışmalarda atık çekirdekler tarafından ulaşılan sıcaklıkla belirlenir (Mashnik,1998;Filges,2001). Mermi ve hedef arasındaki nükleer etkileşme toplam reaksiyon tesir kesiti ile belirlenir. Spallasyon reaksiyonlar modellendiği zaman, hedef çekirdek bir potansiyel kuyusu içinde etkileşmeyen iki Fermi gaz (nötronlar ve protonlar) gibi düşünülür. A kütle numaralı bir çekirdekle spallasyon reaksiyonu oluşturan proton iki safhada meydana gelen bir oluşum gibi modellenir. Birinci safha olan kaskad safhasında proton $r_0 A^{1/3}$; $r_0 = 1.3$ fm yarıçaplı bir küre çekirdek içine girerek başka nükleonlarla çarpışır ve bu işlem devam ederek sırasıyla diğer nükleonlara çarpar. Bu işlem çekirdek içerisinde bir kaskadı kurar ve çekirdekten nükleonların çıkması ile son bularak çekirdek uyarılmış halde bırakılır. Bu safha yaklaşık olarak $\sim 10^{-20}$ s devam eder. İkinci safha olan buharlaşma (evaporation) safhasında, çekirdek biraz uyarma enerjisi ile bir potansiyel kuyusunda tutulan proton ve nötronların Fermi gazı gibi modellenir. Uyarma enerjisi kuyu içerisindeki nükleonlar tarafından bölüşülür ve sistem nükleer sıcaklıkla karakterize edilebilir (Enke,1999). Spallasyon reaksiyonunun bu her iki safhası yaklaşık olarak $\sim 10^{-6}$ s içerisinde tamamlanır.

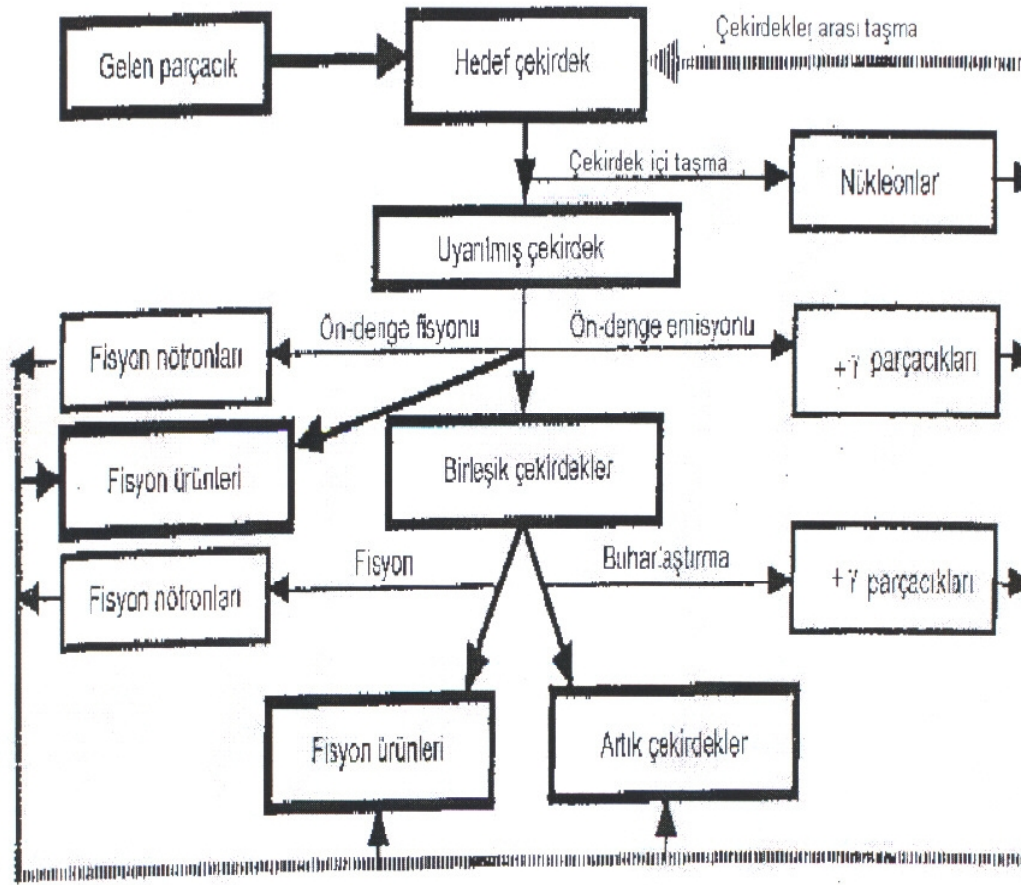
3.3.1. Spallasyon Reaksiyonlarda Nötron Üretimi

Spallasyon Reaksiyonlarda üretilen nötron verimi güçlü bir şekilde mermi-hedef kombinasyonuna bağlıdır (Ridikas,1998). Prensip olarak ağır hedef çekirdeklerde daha fazla nötron fazlalığı olduğu için daha fazla nötron verimi elde edilir. Ağır hedef ve hafif hedef arasındaki kazanç faktörü beşte birlik bir faktörden daha büyük değildir. Spallasyon

hedefte oluşan radyoaktif zehirlenme daha hafif hedefler kullanıldığı zaman önemli ölçüde azaltılmaktadır (Leray,2002;Armbruster ve Benlliure,1999). Nötron verimlerine ilaveten nötronların enerji ve uzaysal dağılımları hakkında güvenilir bilgi gereklidir (Goldberg,1999;Carpenter,1999). Spallasyon reaksiyonunun genel tasarımı Şekil 3.1'de ve çekirdekteki zincirleme reaksiyonlar Şekil 3.2'de gösterilmiştir.



Şekil 3.1. Spallasyon reaksiyon oluşumunun genel tasarımı (Rubbia,1995)



Şekil 3.2. Çekirdekteki zincirleme reaksiyonlar (Carminati,1993)

Enerji yükselteci (EA) özellikle yakıt olarak doğal toryumun kullanımına müsaade eder. Protonun kaskadı oluşturması durumu iki ayrı fiziksel bölgeye ayrılabilir. 1- Spallasyon kaynaklı yüksek enerji safhası 2- Nötron kaynaklı, fisyonun baskın olduğu bölge. Birinci safhadan elde edilen nötronlar ikinci safhanın nötron kaynağı olarak hareket ederler. Birinci safha daha karmaşık olduğu için ve tesir kesitleri az bilindiği için, birinci safha mükemmel modellerin ve Monte Carlo hesaplamaların yardımıyla yaklaşık olarak parametreleştirilebilir (Fasso,1993). İkinci safhada, bu safha için hemen hemen tesir kesitinin tüm seti mevcuttur asıl fiziksel süreç nötronların yayılma sürecidir. Bu nötronlar çarpışmalarla enerjilerini yavaş yavaş kaybederler ve ayrıca fisyon ve (n,2n) reaksiyonuyla çoğaltılırlar. Bu mükemmel olay nükleer reaktörlerdeki olayı hatıra getirir, ancak enerji yükselteci kritik olmadığı için önemli farklılıklar vardır. Enerji yükseltecinde nötron kaynağı gibi davranan ilk kaskadın geometrisi ve yerleştirilmesi baskındır (Andriamonje,1995).

Hedefin uzunluğu arttıkça daha fazla nötronlar üretilir. Çünkü yüksek enerjili parçacıklar hedeften kaçmadan önce daha fazla nötron üretim şansına sahip. Pb kurşun hedefinde üretilen nötronların çoğu düşük nötron absorpsiyon tesir kesitinden dolayı hedeften kaçarlar. Bundan dolayı sızıntı da nötron üretiminin arttığı tarzda artar. Tungstenin (W) absorpsiyon tesir kesiti kurşunun absorpsiyon tesir kesitinden daha büyüktür ve sızıntı olmadan önce daha fazla nötron absorbe edilir.

3.3.2. Proton Demeti Enerjisinin Etkisi

Nötron kaynak hedefi reaktöre gerekli olan ekstra nötronları sağlamak için kritikaltı reaktörün içine yerleştirilir. Yüksek nötron akımı gerekli olduğu için Pb ve Pb-Bi gibi sıvı hedefler tercih edilir. Ancak sıvı hedefler demet penceresinde materyal problemine sebep olduklarından dolayı W ve Ta gibi katı hedefler ikinci hedef materyal görüşü olarak düşünülmektedir .

ADS' nin asıl amacı nükleer dönüşüm boyunca radyoaktif atıklardan ortaya çıkan tehlikeleri azaltmak ve nükleer enerji santrallerinin çalışma güvenliğini iyileştirmektir. Nükleer dönüşüm bir izotopun nükleer yapısını değiştirerek başka bir izotopa veya elemente dönüşümü olarak tanımlanır ve ilk kez 1919' da Rutherford tarafından α parçacığı kullanılarak ^{14}N çekirdeği ^{17}O 'ye dönüştürüldü. Yüksek enerjili hızlandırıcılar spallasyon işlemiyle birleştirildiğinde etkili bir dönüşüm için kullanılabilir.

Mermi ile hedef çekirdek arasındaki ilk çarpışma birçok direk reaksiyonlara yol açar (intranükleer kaskad), halbuki tek tek nükleonlar veya nükleonların küçük grupları çekirdeklerden çıkarılır. Nükleon başına birkaç GeV' in üzerindeki enerjilerde ayrıca çekirdek parçalaması oluşur. Reaksiyonun intranükleer kaskad safhası sonrası, çekirdekler uyarılmış durumda bırakılır. Daha sonra çekirdek buharlaşan nükleonlar ile (çoğunlukta nötronlar) taban durumuna döner. Spallasyon bir nükleer reaksiyon gibi ifade edilebilir. Bu reaksiyonda oluşan her bir parçacığın enerjisi o kadar yüksektir ki iki veya üç parçacık hedef parçacıktan çıkartılabilir ve bu esnada hedef çekirdeğin hem kütle numarası hem de atom numarası değişir.

Spallasyon işlemi intranükleer kaskad ve buharlaşma şeklinde iki safhalı bir süreç olarak tasvir edilebilir. Kalın hedefler için 20 MeV' in üstünde yüksek enerjili ikincil parçacıklar daha fazla spallasyon reaksiyonunu üstlenir. Bazı hedef materyaller için 20 MeV'in altındaki düşük enerjili spallasyon nötronları (kasad –buharlaşma nötronları gibi) düşük enerjili (n,xn) reaksiyonlar ile nötron üretimine katkıda bulunabilir. Daha ağır çekirdek için yüksek enerjili fisyon oldukça yüksek bir şekilde uyarılmış bir çekirdek içinde buharlaşma ile rekabet edebilir. Tantalyum, Altın, Bizmut, Tungsten ve Kurşun spallasyonu üstlenebilecek örnek materyallerdir. Yüklü parçacıkların çoğu hedef içinde veya hedefin boşluğunda Coulomb etkileşmesinin etkisi sonucunda yavaşlatılır ve durdurulur. Nötronlar ise yüksüz oldukları için hedef içine ve çevrelenen kritikaltı kor içine girerler. Eğer spallasyon hedef kritikaltı korun merkezine yerleştirilirse daha sonra bir nötron çoğaltıcısı gibi davranır. Bu çoğalma nötron kayıplarının spallasyon hedeften elde edilen yeni nötronların miktarı ile dengelenir. Nötron çoğalması esnasında kor içinde meydana gelen fisyon ile elde edilen enerji proton demeti üretmek için tüketilen enerjiden daha çoktur. Spallasyon hedef ile elde edilen dış nötronlar sistemin sürekli gücünü

(enerjisini) sürdürür ve kritik reaktörlerdeki gecikmiş nötronlar gibi aynı rolü oynar. Sonuç olarak, etkin $k_{eff}, 1$ 'in çok altında değerlere sahip olabilir.

Hem hedeften hem de kritik altı kor içindeki yakıttan ortaya çıkan nötronlar bir fisyon enerji spektrumundan ele alınan protonun enerjisine kadar değişen yüksek enerjilere sahiptir. Nötronun enerjisi bir moderatör yerleştirmekle termal reaktördeki gibi aynı tarzda azaltılabilir. Bunun avantajı düşük nötron enerjisindeki reaksiyon tesir kesitlerinin yüksek nötron enerjisindeki reaksiyon tesir kesitinden daha büyük olmasıdır. Böylece düşük nötron enerjisinde verilen reaksiyon oranı için daha az fisyonu uğrayabilen materyale ihtiyaç duyulur. Yani bu tip sistemde kendi kendini besleyen bir termal reaktördekinden daha yüksek nötron akıları elde edilebilir (Waclaw,2000)

ADS için lineer ve siklotron hızlandırıcıları amaçlanmaktadır. Hızlandırıcıların optimal parametrelerini nükleer açıdan tahmin etmek kolaydır. Bunlar ise; Proton enerjisi 1-1,5 GeV civarında olmalı çünkü 1 GeV'in üzerindeki enerjilerde proton başına nötronların sayısında önemli bir kazanç olmamaktadır, ve proton akımı istenilen demet gücüne bağlı olmalı bu da protonların 5-10 mA' ne denk gelir. Bugün en güçlü hızlandırıcılar 800 MeV ve 1-1,5 mA proton demetinde çalışan Los Alamos National Laboratuvarındaki Linac ve 590 MeV enerjili, 1,5 mA proton demetli Paul Scherer Enstitüsünde Cyclotron dur. Her iki hızlandırıcı tipi nükleer enerji sistemleri için yaygın olan gerekli şartları karşılamak için yoğun gelişmeleri gerektirir. Hızlandırıcı kaynaklı sistemlerde hızlandırıcının güvenilirlik ve yapabilirliği önemli bir konudur. Avrupa gruplarının çoğu siklotronun avantajları üzerine odaklanmışlardır.

3.3.3. Kaskad Safhası

Proton çekirdek içinden geçerken diğer nükleonlar ile çarpışabilir veya çarpışmayabilir de. Proton çekirdek içerisine girdiğinde yol uzunluğu $\lambda \ln\left(\frac{1}{p_n}\right)$ olarak rasgele belirlenir. Buradaki p_n rasgele bir sayıdır. Eğer seçilen yol uzunluğu çekirdek sınırı üzerinde proton taşırsa bir çarpışma var demektir. Parçacığın çekirdeğe girmesi üzerine kinetik enerjisine ilaveten parçacık nükleer potansiyeli kaldırır. Nükleer potansiyel Fermi enerjisi ve bağlanma enerjisinin toplamı olarak alınır. Bu potansiyel nükleonları bir arada tutan kuyunun derinliğidir ve hedef nükleonlar Pauli dışarlama ilkesine tabi Fermi enerjisine kadar tüm enerjilere sahiptir. Nükleonun enerjisi (proton için) nükleer potansiyel ve Coulomb engelinin toplamı altına düştüğünde kaskad safhası nükleon için tamamlanır.

3.3.4. Buharlaşma safhası

Kaskad safhası sonunda atık çekirdek bir uyarma enerjisine sahiptir.

$$U = T_0 - \sum_{i=1}^{I=N} T_i - (N-1)B - T_N \quad (3.16)$$

Burada T_0 protonun (mermi parçacığının) enerjisi, T_i i . kaskad parçacığının kinetik enerjisi ve N kaskad parçacıkların sayısı, B bir nükleonun bağlanma enerjisi ve T_N atık çekirdeğin kinetik enerjisidir. Spallasyon, gelen parçacığının hedef çekirdek ile reaksiyonu sonucu bir anda çok sayıda yüksek enerjili nükleonların üretilmesidir ve fisyonla kıyasla daha fazla nötron üretmek için uygulanan bir tepkimedir.

Bu hızlı nükleonlar hedef içinde inter-nükleer kaskad sürecinin gelişiminde önemli rol oynarlar. İkinci safhada, çarpışmada üretilen atık çekirdek fisyon yolu ile veya düşük enerjili nötron ve protonların buharlaşmasıyla tekrar uyarılır. Fisyon oluşturmak veya protonları buharlaştırmak için sistem Coulomb ve fisyon engelini aşacak ekstra enerjiye ihtiyaç duyacağı için nötron buharlaşması istenilen durumdur. Buharlaşan nükleonların enerjisi birinci çarpışmada atık çekirdekler tarafından ulaşılan sıcaklıkla belirlenir ve birkaç MeV mertebesinde olur.

Hedef içinde inter-nükleer kaskadı ifade etmek için hedef ile merminin etkileşmesinde enerji dengesi tahmin edilmelidir. Eğer nükleer etkileşmenin $15 \text{ cm}'$ de meydana geldiği göz önüne alınacak olursa, 1 GeV enerji ile gelen parçacığının reaksiyon öncesi kaybolan ortalama enerjisi 200 MeV olur. Ayrıca birinci spallasyon reaksiyondaki enerji kaybı 200 MeV civarındadır. Bu uyarma (excitation) enerjisi farklı atık çekirdeğin geniş bir populasyonuna yol açar. Geri kalan $600 \text{ MeV}'$ lik kinetik enerji reaksiyonun birinci safhasında yayılan anlık beş nükleon arasında bölüşülür ve anlık nötronlar hedef içinde ikinci reaksiyonlara yol açarlar (inter-nükleer kaskad). Kurşun hedefi üzerine 1 GeV enerji ile gelen bir proton ortalama iki spallasyon reaksiyonu oluşturur. Yüksek enerjide oluşan ilk reaksiyon hedefte üretilen atık çekirdeği belirler. Düşük enerjide (200 MeV) oluşan ikinci reaksiyon hedef çekirdeğin atomik sayısına ve kütlesine çok yakın atıkları üretir ve nötronların çoğalmasına katkıda bulunur.

3.4. Nükleer Kaskad

3.4.1. Çekirdeğin Denge Öncesi Bozunması Ve İntranükleer Kaskad

Denge öncesi nükleer bozunma ve intranükleer kaskad modeller arasındaki etkileşmeleri anlamak için durulma (relaxation) olayını ifade edecek farklı denklemlerde ortaya çıkan asıl fiziksel tahminler kısaca ifade edilebilir. Uyarılmış bir nükleer sistem $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}$ Hamiltoniyen ile ifade edilsin, burada \hat{H}_0 kararlı nükleer bileşenlere atfedilir. E kararlı enerjinin diyagonal olan temsili seçilmiş olsun, $\hat{H}_0 |E\alpha\rangle = E |E\alpha\rangle$. Burada bir nükleer durumun tüm işaretleri enerji hariç α 'da dahil edilmiştir. Dinamiksel Liouville denklemi ile başlayarak ve istatistiksel mekanik metodları kullanarak, $P(E, \alpha, t)$ yoğunluk matrisinin diagonal elementlerinin master denklemini sağlayacağı görülebilir (Hüfner ve Chiang, 1980). Burada P ; $E\alpha$ durumunda t anında bir sistemin bulunma ihtimali olarak bilinir.

$$\frac{\partial P(E, \alpha, t)}{\partial t} = \sum_{\alpha' \neq \alpha} [\lambda(E\alpha, E\alpha')P(E, \alpha', t) - \lambda(E\alpha', E\alpha)P(E, \alpha, t)] \quad (3.17)$$

Burada, enerji korunum ihtimali oranı zamana bağlı perturbasyon teorisinin birinci mertebesinde tanımlanır.

$$\lambda(E\alpha, E\alpha') = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle E\alpha | \hat{V} | E\alpha' \rangle|^2 w_\alpha(E) \quad (3.18)$$

Burada matris elemanı $\langle E\alpha | \hat{V} | E\alpha' \rangle$ enerjide bir düz fonksiyon olduğuna inanılır ve sistemin son durum yoğunluğudur. Eksiton modeli olarak bilinen denge öncesi bozunma modellerinin geniş bir sınıfının matematiksel temelidir. Bu modeller içinde, uyarılmış bir nükleer durum uyarma enerjisiyle belirlenebilir ve uyarılan p parçacıkları ve h hollerin sayısı ($n=p+h$ uyarımların sayısı) ile belirlenir. Yani $\alpha \equiv n$ intranükleer geçişler altında $\Delta_n = 0, \pm 2$ seçim kuralında artış verir.

Tüm mevcut nükleer durumlar için önceki denk ihtimal hipotezi ile, asıl problem Denklem 3.18.'deki $w_\alpha(E)$ istatistiksel faktör biçimine indirgenir. Denklem 3.19.'deki açık bir sistem durumunda $\alpha \rightarrow v_1, v_2, \dots, v_n$ oluşum sayısının temsiline Denklem 3.19'de geçerek, ikiden daha fazla parçacık arasındaki çarpışmalar ihmal edildiğinde Uehling-Uhlenbeck şeklindeki Boltzmann denklemi elde edilir.

$$\frac{\partial \langle v_k \rangle}{\partial t} = \frac{1}{2} \sum_{ijl} [A_{ij \rightarrow kl} \langle v_i \rangle \langle v_j \rangle (1 + \Theta \langle v_k \rangle) (1 + \Theta \langle v_l \rangle) - A_{kl \rightarrow ij} \langle v_k \rangle \langle v_l \rangle (1 + \Theta \langle v_i \rangle) (1 + \Theta \langle v_j \rangle)] \quad (3.19)$$

$\langle v_k \rangle$ ortalama işgal sayısı için denklemin bu şekli Harp-Miller-Bern'in denge öncesi bozunma modelinin başlangıç noktasıdır. ($\Theta = 0$) klasik limitte single-parçacık durumları r konum vektörü ve p lineer momentum ile özelleştirilebilir ve single parçacık dağılım fonksiyonu

$$\langle v_k \rangle = f(\vec{r}_k, \vec{p}_k, t) d\vec{r}_k d\vec{p}_k \equiv f_k d\vec{r}_k d\vec{p}_k \quad (3.20)$$

ile verilebilir. Denklem; sistemin homojen olduğu kabul edilip korunum kanunları hesaba katılarak iki parçacıklı saçılma için aşağıdaki gibi tekrar yazılabilir.

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_k}{\partial t} &= \iiint d\vec{p}_i d\vec{p}_j d\vec{p}_l A_{ij \rightarrow kl} (f_i f_j - f_k f_l) \delta(\vec{p}_i + \vec{p}_j - \vec{p}_l) \delta(T_i + T_j - T_k - T_l) \\ &= \iint d\vec{p}_l d\Omega v_{rel} \frac{d\sigma(v_{el})}{d\Omega} (f_i f_j - f_k f_l) \end{aligned} \quad (3.21)$$

Burada $v_{rel} = |\vec{p}_i - \vec{p}_j|/m$, $T_k = p_k^2/2m$ ve diferansiyel tesir kesiti $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ birinci Born yaklaşımında tanımlanır. Klasik yaklaşımda lokal $\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow \frac{\partial}{\partial t} + (\vec{p}/m) \cdot \nabla_{\vec{r}} + \vec{F} \cdot \nabla_{\vec{p}}$ türevi ile hesaba katılır. Burada \vec{F} bir dış kuvvettir. Böylece Boltzmann denklemi

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\vec{p}_k}{m} \cdot \nabla_{\vec{r}} + \vec{F} \cdot \nabla_{\vec{p}} \right) f_k = \iint d\vec{p}_l d\Omega v_{rel} \frac{d\sigma(v_{rel})}{d\Omega} (f_i f_j - f_k f_l) \quad (3.22)$$

elde edilir. İntranükleer kaskad modeli bu denklem üzerine kuruludur fakat aşağıdaki tarzda lineerleştirilmiştir. Hızlı (kaskad) parçacıklar ve hedef-çekirdek nükleonları iki farklı parçacık türü olarak düşünülür ve aynı tip parçacıklar arasındaki çarpışmalar ihmal edilmiştir. Nükleer oluşumların (maxwellian) denge dağılım fonksiyonu $f^T(\vec{r}, \vec{p})$ ile ifade edilmektedir. Öyleyse kaskad parçacıkların dağılım fonksiyonu için $f^{cas}(\vec{r}, \vec{p}, t)$ Denklem 12.6' dan faydalanarak aşağıdaki gibi

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\vec{p}}{m} \cdot \nabla_{\vec{r}} + \vec{F} \cdot \nabla_{\vec{p}} \right) f^{cas}(\vec{r}, \vec{p}, t) = \rho^T(\vec{r}) \langle \sigma v_{rel} \rangle f^{cas}(\vec{r}, \vec{p}, t) + Q(\vec{r}, \vec{p}, t) \quad (3.23)$$

yazılabilir. Single parçacık dağılım fonksiyonun normalizasyonuna göre

$$\rho^T(\vec{r}) = \int d\vec{p} f^T(\vec{r}, \vec{p}) \quad (3.24)$$

lokal parçacık sayısı yoğunluğudur. Denklem 3.23'nin ortalaması alınarak hedef çekirdeğin nükleonlarının dağılım fonksiyonu

$$\langle \sigma v_{rel} \rangle = \frac{1}{\rho^T(\vec{r})} \int d\vec{p} f^T(\vec{r}, \vec{p}) \sigma(v_{rel}) v_{rel} \quad (3.25)$$

şeklinde elde edilmiştir ve $\sigma(v_{rel})$ tesir kesiti dışarılama ilkesine müsaade eder. Denklem 3.23'nin sağ tarafındaki kaynak fonksiyon aşağıda yazılan şekildedir.

$$Q(\vec{r}, \vec{p}, t) = \iint d\vec{p}_l d\Omega v_{rel} \frac{d\sigma(v_{rel})}{d\Omega} f^T(\vec{r}, \vec{p}_l) f^{cas}(\vec{r}, \vec{p}_j, t) \quad (3.26)$$

Denklem 3.23'deki diferansiyel denklem tek integralli denkleme dönüştürülebilir. Özellikle, eğer hızlı parçacık akısı yarı sonsuz dilimli nükleer madde ile çarpışırsa geritepen nükleonları ihmal ederek ve basitlik olsun diye $\rho^T = \text{sabit}$ ve $\vec{F} = 0$ farzederek kaskad parçacıkları için aşağıdaki ifade yazılabilir.

$$\begin{aligned}
f^{cas}(\vec{r}, \vec{p}, t) = & N_0 \delta(\vec{p} - \vec{p}_0) \exp\left[-\int_0^t dt' \rho^T \langle \sigma v_{rel} \rangle\right] \\
& + \int_0^t dt'' \rho^T \rho^{cas}\left(\vec{r} - \frac{\vec{p}}{m}(t-t''), t''\right) Q\left(\vec{r} - \frac{\vec{p}}{m}(t-t''), \vec{p}, t''\right) \\
& \times \exp\left[-\int_{t''}^t dt' \rho^T \langle \sigma v_{el} \rangle\right]
\end{aligned} \quad (3.27)$$

Burada $\rho^{cas}(\vec{r}, t)$; Denklem 3.23'deki $f^{cas}(\vec{r}, \vec{p}, t)$ ile ilgilidir. Verilen \vec{r} noktasında \vec{p} momentumuna sahip parçacıkların sayısı bu noktaya ulaşan N_0 demetin (sönümlü exponensiyel faktörlü) ve ilgili parçacıkta ortaya çıkan her çeşit geri saçılmaların toplamıdır.

Dengede olmayan süreçleri tanımlayan hem eksiton hem de kaskad modelleri genel tahminlere sahiptir. Ana tahminler zayıf birleşme sınırları ve sadece iki parçacık etkileşmesinin hesabıdır. Ancak bazı noktalarda bu modeller birbirilerini tamamlarlar. Kaskad modeli hızlı parçacıkların kinematik karakteristikleri hakkında bütün bilgileri içinde bulunduran reaksiyon geometrisini hesaba katar fakat kaskad parçacıkları arasındaki etkileşmeleri ihmal eder. Diğer taraftan; eksiton modeli uyarılmış bir çekirdeğin atık hh, ph ve pp (yani "parçacık-hol" serbestlik derecesi dahil edilmiştir) etkileşmeleri hesaba katan quasi-parçacık gazı gibi düşünür. Kaskad modelin şartları parçacığın kinetik enerjisi nükleonun bağlanma enerjisini aştığı yüksek enerjilerde daha iyi yerine getirilir. Geniş bir enerji bölgesinde yayılan parçacıkların nükleer reaksiyon özelliklerinin tanımını geliştirmek için bu iki modeli birleştirmek önemlidir (Mantzouranis, 1976)

3.4.2. Kaskad-Eksiton Modelin Formülasyonu

Parçacık çekirdek içine girdiği zaman bir veya birkaç intranükleer çarpışmalara maruz kalabilir. Bu çarpışmalar da uyarılmış birçok quasi-parçacığın oluşumunu artırır. Atık çekirdek (residual) etkileşmeden dolayı bu durum bileşik çekirdeğin oluşumuna kadar daha karmaşık bir duruma doğru gider. Bu sürecin her bir safhasında bir parçacık yayınlanabilir. Çekirdekten çıkıncaya veya yakalanıncaya kadar birincil parçacıkların ve bunların neticesinde çıkan ikincil parçacıkların ve son oluşumların davranışı çekirdekler arası kaskad modeli çerçevesinde ele alınır. İnanükleer çarpışmalardan dolayı üretilen hollerin ve yakalanan nükleonların sayısı bize geri kalan uyarılan çekirdeğin başlangıç parçacık-hol (p-h) konfigürasyonunu verir.

Böylece kaskad-eksiton modeli (CEM) nükleer reaksiyonu kaskad, denge öncesi ve denge gibi üç safhalı süreç olarak düşünür. Bu sebeple genel durumda bu üç safha deneysel olarak ölçülen herbir değere katkıda bulunur ve şöyle ifade edilir.

$$\sigma(\vec{p}) d\vec{p} = \sigma_m \left[N^{cas}(\vec{p}) + N^{prq}(\vec{p}) + N^{eq}(\vec{p}) \right] d\vec{p} \quad (3.28)$$

Kaskad etkileşme safhası intranükleer kaskad modelin Dubna versiyonu ile tanımlanır (Hüfner ve Chiang,1980). Denklem 3.27. integral denklem sisteminin Monte Carlo çözümü $f^{cas}(\vec{r}, \vec{p}, t)$ tek-parçacık dağılım fonksiyonunu verir. Bu fonksiyon ile gerekli olan özellikler ifade edilebilir. Bütün kaskad hesaplamalar üç boyutlu geometride gerçekleştirilir. Nükleonların çekirdekler arası çarpışmaları üzerinde dışarlama ilkesinin etkisi gibi çekirdek menziline ve nükleer potansiyelin dağılımı hesaba katılır. Son etkileşme safhaları modife edilen eksiton çerçevesinde düşünülebilir (Guidma ve ark.,1975).

Geçiş ihtimalleri $\lambda(E\alpha, E\alpha')$ zamandan bağımsız olduğu müddetçe, sistemin $E\alpha$ durumunda bekleme zamanı $\hbar / \Lambda(\alpha, E) = \hbar / \sum_{\alpha'} \lambda(E\alpha, E\alpha')$ ortalama zamanlı eksponansiyel dağılıma (Poisson akısı) sahip olur. Bu olay Denklem 3 ile ilgili olan sistemi çözmenin basit bir metodunu yani Monte Carlo tekniğiyle rasgele sürecin similasyonunu hatırlatır. Bu işlemde eksiton modelini $\Delta n = 0, \pm 2$ li tüm nükleer geçişlere ve parçacık yayılmasından dolayı nükleer durumların tükenmesine ve parçacıkların çoklu yayılmasına genelleştirmek mümkündür. Bu durumda Denklem 3.17. aşağıdaki gibi olur.

$$\begin{aligned} \frac{\partial P(E, n, t)}{\partial t} = & -\Lambda(n, E)P(E, n, t) + \lambda_+(n-2, E)P(E, n-2, t) \\ & + \lambda_0(n, E)P(E, n, t) + \lambda_-(n+2, E)P(E, n+2, t) \\ & + \sum_j \int dT \int dE' \lambda_c^j(n, E, T)P(E', n+n_j, t) \delta(E' - E - B_j - T) \end{aligned} \quad (3.29)$$

$n=p+h$ uyarımlı durumda uyarılmış sistemin süresi aşağıdaki gibi verilir.

$$\frac{\hbar}{\Lambda(n, E)} \equiv \frac{\hbar}{\Lambda(p, h, E)} = \hbar \left[\lambda_+(p, h, E) + \lambda_0(p, h, E) + \lambda_-(p, h, E) + \sum_j \Gamma_j(p, h, E) \right]^{-1} \quad (3.30)$$

Burada kısmi geçiş ihtimallerine göre Δn ile değişen eksiton sayısı;

$$\lambda_{\Delta n}(p, h, E) = \frac{2\pi}{\hbar} |M_{\Delta n}|^2 w_{\Delta n}(p, h, E) \quad (3.31)$$

ve sürekli halde j tipi nükleonun emission oranı denge prensibine göre tahmin edilir.

$$\begin{aligned} \Gamma_j(p, h, E) = & \int_{w_j^c}^{E-B_j} \lambda_c^j(p, h, E, T) dT \\ \lambda_c^j(p, h, E, T) = & \frac{2s_j+1}{\pi^2 \hbar^3} \mu_j \mathfrak{R}_j(p, h) \frac{w(p-1, h, E-B_j-T)}{w(p, h, E)} T \sigma_{inv}(T) \end{aligned} \quad (3.32)$$

Burada s_j, B_j, V_j^c, μ_j sırasıyla spin, bağlanma enerjisi, Coulomb engeli ve yayılan parçacığın indirgenmiş kütesidir. $\mathfrak{R}_j(p, h)$ faktörü j tipinde nükleon olacak şekilde eksiton seçiminin şartını sağlar. Bu faktör Monte Carlo tekniğiyle kolay bir şekilde hesaplanabilir. g single-parçacık yoğunluklu eşit bir durum şeması farzedilerek n-eksiton durumunun durum yoğunluğu şöyle ifade edilebilir .

$$w(p, h, E) = \frac{g(gE)^{p+h-1}}{p!h!(p+h-1)!} \quad (3.33)$$

Bu ifade Denklem 3.32'da yerine konulmalıdır. Geçiş oranları için, intranükleer eksiton-eksiton saçılmasının seçim kurallarını hesaba katmakla durumların sayısına ihtiyaç duyulur. Uygun bir formül Williams tarafından çıkarılmış ve daha sonra dışarlama ilkesi için düzeltilmiştir (Williams,1970;Ribansky ve ark.,1973)

$$w_+(p, h, E) = \frac{1}{2} g \frac{[gE - A(p+1, h+1)]^2}{n+1} \left[\frac{gE - A(p+1, h+1)}{gE - A(p, h)} \right]^{n-1} \quad (3.34)$$

$$w_0(p, h, E) = \frac{1}{2} g \frac{[gE - A(p, h)]}{n} [p(p-1) + 4ph + h(h-1)]$$

$$w_-(p, h, E) = \frac{1}{2} gph(n-2)$$

Burada $A(p, h) = \frac{1}{4}(p^2 + h^2 + p - h) - \frac{1}{2}h$ dir. Farklı $\Delta n(M_+ = M_- = M_0)$ 'li matris elemanlarının farkını ihmal ederek hedef çekirdeğin nükleonu hakkında bir nükleonun yarı serbest (quasi-free) saçılma ihtimali ile $\lambda_+(p, h, E)$ 'in geçişi ile ilgili verilen nükleer durumun değeri tahmin edilerek şu ifade

$$\frac{\langle \sigma(v_{rel})v_{rel} \rangle}{V_{int}} = \frac{\pi}{\hbar} |M|^2 \frac{g[gE - A(p+1, h+1)]}{n+1} \left[\frac{gE - A(p+1, h+1)}{gE - A(p, h)} \right]^{n-1} \quad (3.35)$$

yazılabilir. Burada V_{int} etkileşme hacmidir ve Denklem 3.35'un sol tarafının ortalaması alınıp dışarlama ilkesi hesaba katılarak tüm uyarılmış durumlar elde edilir. Denklem 3.31, 3.33 ve 3.35'i birleştirerek geçiş oranları için aşağıdaki denklemler elde edilir.

$$\lambda_+(p, h, E) = \frac{\langle \sigma(v_{rel})v_{rel} \rangle}{V_{int}},$$

$$\lambda_0(p, h, E) = \frac{\langle \sigma(v_{rel})v_{rel} \rangle}{V_{int}} \frac{n+1}{n} \left[\frac{gE - A(p, h)}{gE - A(p+1, h+1)} \right]^{n+1} \frac{p(p-1) + 4ph + h(h-1)}{gE - A(p, h)},$$

$$\lambda_-(p, h, E) = \frac{\langle \sigma(v_{rel})v_{rel} \rangle}{V_{int}} \left[\frac{gE - A(p, h)}{gE - A(p+1, h+1)} \right]^{n+1} \frac{ph(n+1)(n-2)}{[gE - A(p, h)]^2} \quad (3.36)$$

Böylece, Denklem 3.29. için $t_0 = t_{cas, n_0, E_0}$ başlangıç şartları kaskad modeli için hesaplanır. Denklem 3.29.'ün Monte Carlo çözümü $P(E, n, t)$ n -eksiton durumları için popülasyon ihtimallerini verir.

4. BULGULAR VE TARTIŞMALAR**4.1 ALİCE91**

Hesaplamalarda kullanılan bilgisayar programı ALİCE91 dir. Bu program reaksiyonun EQ bileşeni geleneksel bileşik çekirdek modellerinden biri olan Weisskopf-Ewing metoduyla (Weisskopf ve Ewing,1940) hesaplanır. PEQ bileşeni ise hibrid [12,13] veya geometri hibrit modeliyle (Blann,1972) hesaplanır.

4.2. ^{232}Th (n,n) Reaksiyonu, 2.6 MeV için

Şekil 4.1.'de ölçülen ^{232}Th (n,n) reaksiyonunun, 2.6 MeV için teorik uyarılma fonksiyonu Alice91 bilgisayar programı kullanılarak iki farklı modelle hesaplanması yapılmıştır. Burada Hibrit model ile GDH arasında uyumsuzluk olduğu görülmektedir.

4.3. ^{232}Th (n,n) Reaksiyonu, 5 MeV için

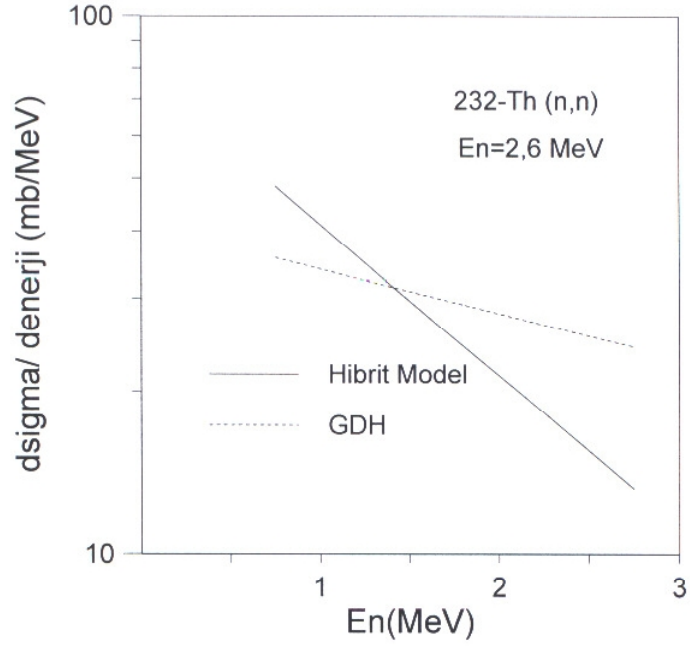
Şekil 4.2.'de ölçülen ^{232}Th (n,n) reaksiyonunun, 5 MeV için teorik uyarılma fonksiyonu Alice91 bilgisayar programı kullanılarak iki farklı modelle hesaplanması yapılmıştır. Burada Hibrit model ile GDH arasında çıkan nötronların enerjisinin yüksek olması durumunda iki model arasında uyum var iken düşük enerji durumlarında uyum kaybolmaktadır.

4.4. ^{232}Th (n,n) Reaksiyonu, 7.75 MeV için

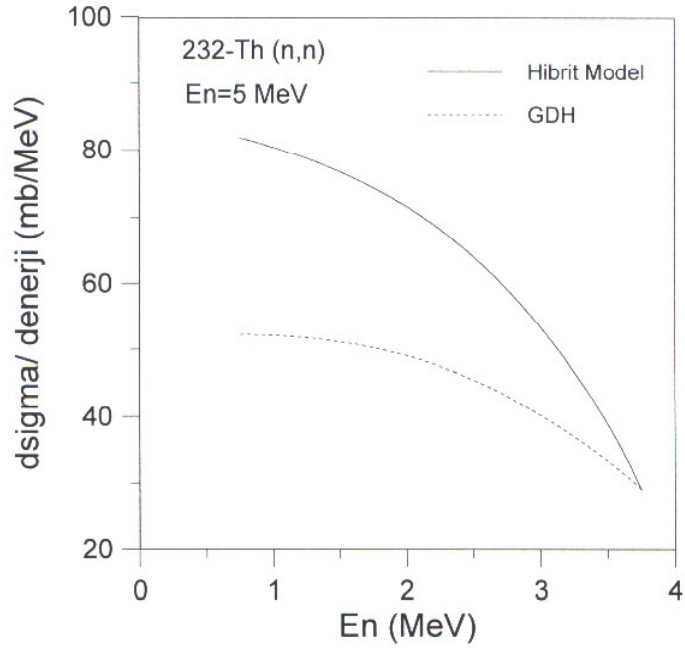
Şekil 4.3.'de ölçülen ^{232}Th (n,n) reaksiyonunun, 7.75 MeV için teorik uyarılma fonksiyonu Alice91 bilgisayar programı kullanılarak iki farklı modelle hesaplanması yapılmıştır. Burada Hibrit model ile GDH arasında çıkan nötronların enerjisinin yüksek olması durumunda iki model arasında uyum var iken düşük enerji durumlarında uyum kaybolmaktadır.

4.5. ^{232}Th (n,n) Reaksiyonu, 13.4 MeV için

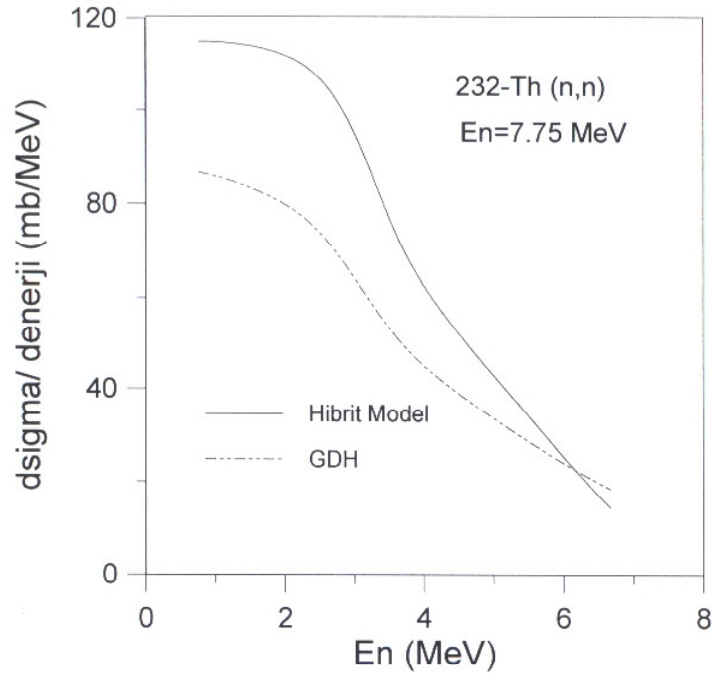
Şekil 4.4.'de ölçülen ^{232}Th (n,n) reaksiyonunun, 13.4 MeV için teorik uyarılma fonksiyonu Alice91 bilgisayar programı kullanılarak iki farklı modelle hesaplanması yapılmıştır. Burada Hibrit model ile GDH arasında tam olmasada yaklaşık bir uyum olduğu gözlenmektedir



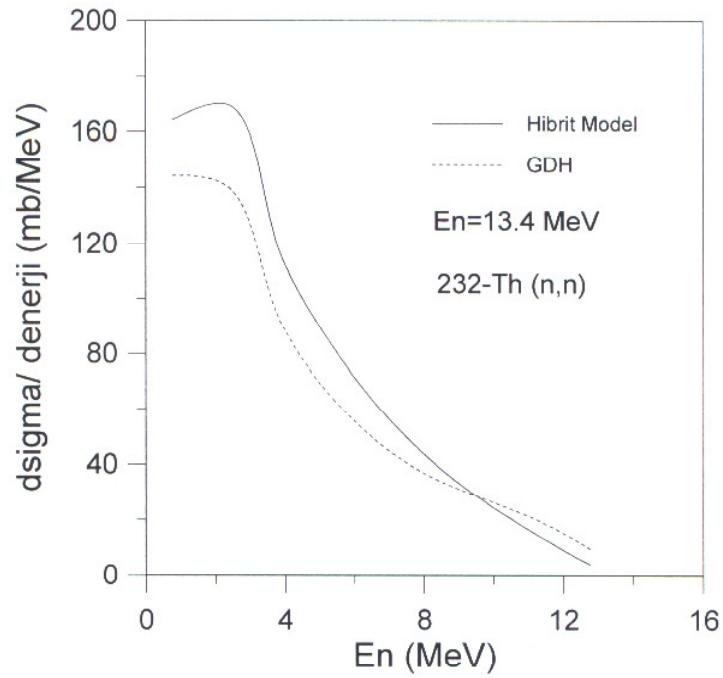
Şekil 4.1. 2.6 MeV enerjili nötronlarla oluşturulan $^{232}\text{Th} (n,n)$ reaksiyonu için teorik yayınlanma spektrumlarının iki farklı modelle incelenmesi. Çalışma Alice91 bilgisayar programıyla yapılmıştır.



Şekil 4.2. 5 MeV enerjili nötronlarla oluşturulan $^{232}\text{Th} (n,n)$ reaksiyonu için teorik yayınlanma spektrumlarının iki farklı modelle incelenmesi. Çalışma Alice bilgisayar programıyla yapılmıştır.



Şekil 4.3. 7.75 MeV enerjili nötronlarla oluşturulan ^{232}Th (n,n) reaksiyonu için teorik yayınlanma spektrumlarının iki farklı modelle incelenmesi. Çalışma Alice bilgisayar programıyla yapılmıştır.



Şekil 4.4. 13.4 MeV enerjili nötronlarla oluşturulan ^{232}Th (n,n) reaksiyonu için teorik yayınlanma spektrumlarının iki farklı modelle incelenmesi. Çalışma Alice bilgisayar programıyla yapılmıştır.

4.6. ^{232}Th (n,n) Reaksiyonu, 14.1 MeV için

Şekil 4.5’da ölçülen ^{232}Th (n,n) reaksiyonunun, 13.4 MeV için teorik uyarılma fonksiyonu Alice91 bilgisayar programı kullanılarak iki farklı modelle hesaplanması yapılmıştır. Burada Hibrit model ile GDH arasında tam olmasa da yaklaşık bir uyum olduğu gözlenmektedir.

4.7. ^{232}Th (n,n) Reaksiyonu, 15 MeV için

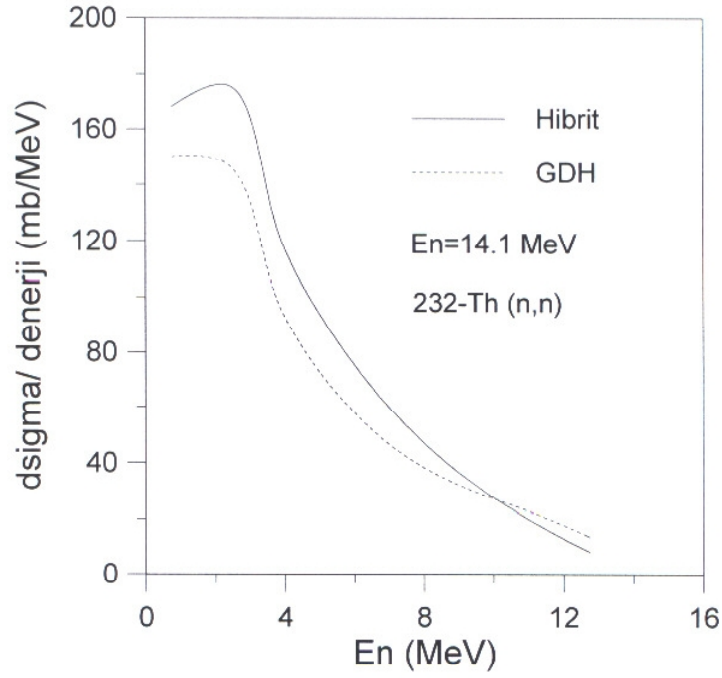
Şekil 4.6’da ölçülen ^{232}Th (n,n) reaksiyonunun, 15 MeV için teorik uyarılma fonksiyonu Alice91 bilgisayar programı kullanılarak iki farklı modelle hesaplanması yapılmıştır. Burada Hibrit model ile GDH arasında çıkan nötronların enerjisinin yüksek olması durumunda iki model arasında uyum var iken düşük enerji durumlarında uyum kaybolmaktadır.

4.8. ^{232}Th (p,n) Reaksiyonu, 150 MeV için

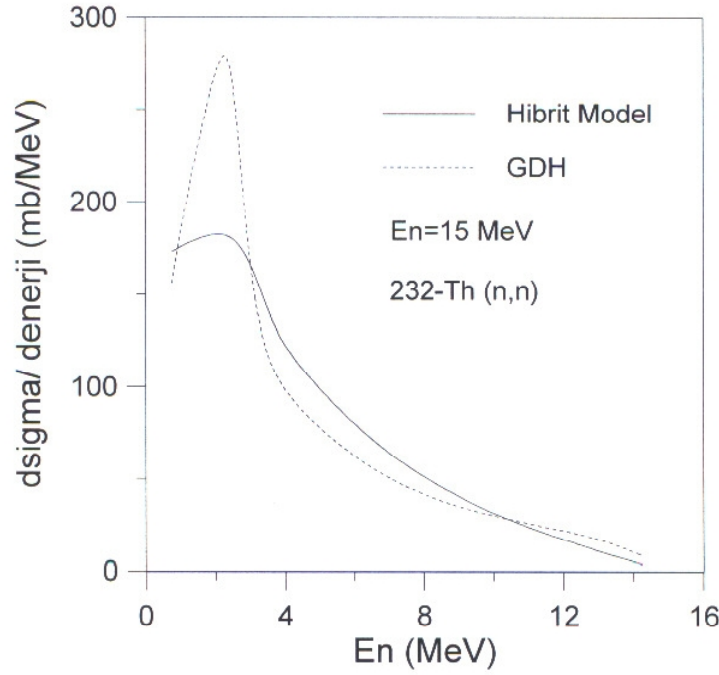
Şekil 4.7’da ölçülen ^{232}Th (p,n) reaksiyonunun, 150 MeV için teorik uyarılma fonksiyonu Alice91 bilgisayar programı kullanılarak GDH modeliyle hesaplanması yapılmıştır.

4.9. ^{232}Th (p,p) Reaksiyonu, 150 MeV için

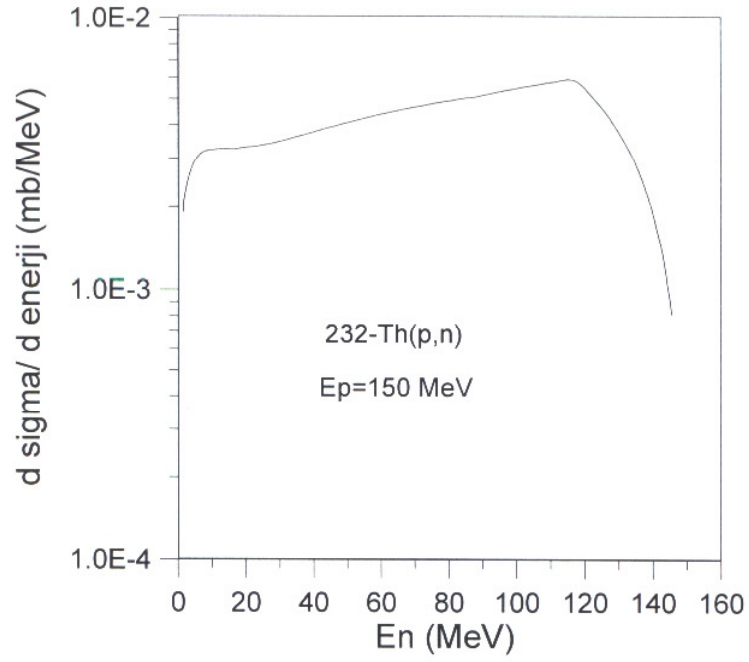
Şekil 4.8’da ölçülen ^{232}Th (p,p) reaksiyonunun, 150 MeV için teorik uyarılma fonksiyonu Alice91 bilgisayar programı kullanılarak GDH modeliyle hesaplanması yapılmıştır.



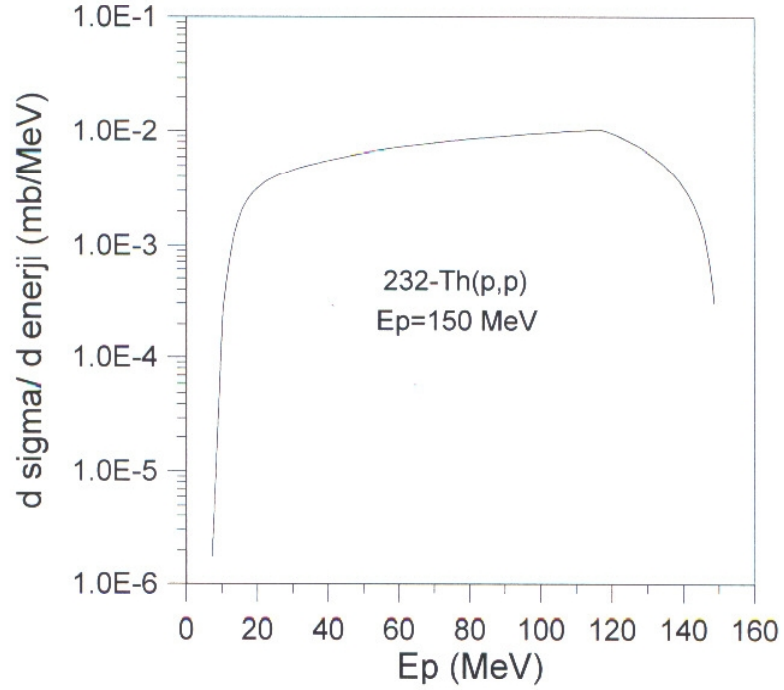
Şekil 4.5. 14.1 MeV enerjili nötronlarla oluşturulan $^{232}\text{Th} (n,n)$ reaksiyonu için teorik yayınlanma spektrumlarının iki farklı modelle incelenmesi. Çalışma Alice bilgisayar programıyla yapılmıştır.



Şekil 4.6. 15 MeV enerjili nötronlarla oluşturulan $^{232}\text{Th} (n,n)$ reaksiyonu için teorik yayınlanma spektrumlarının iki farklı modelle incelenmesi. Çalışma Alice bilgisayar programıyla yapılmıştır.



Şekil 4.7. 150 MeV enerjili protonlarla ^{232}Th (p,n) reaksiyonunun hesaplanan nötron spektrumu. Çalışma Alice bilgisayar programıyla yapılmıştır.



Şekil 4.8. 150 MeV enerjili protonlarla ^{232}Th (p,p) reaksiyonunun hesaplanan proton spektrumu. Çalışma Alice bilgisayar programıyla yapılmıştır.

4.10. ^{232}Th (p,n) Reaksiyonu, 50 MeV için

Şekil 4.9'da ölçülen ^{232}Th (p,n) reaksiyonunun, 50 MeV için teorik uyarılma fonksiyonu Alice91 bilgisayar programı kullanılarak iki farklı modelle hesaplanması yapılmıştır. Burada Hibrit model ile GDH arasında çıkan nötronların enerjisinin yüksek olması durumunda iki model arasında uyum var iken düşük enerji durumlarında uyum fazlasıyla kaybolmaktadır.

4.11. ^{232}Th (p,p) Reaksiyonu, 50 MeV için

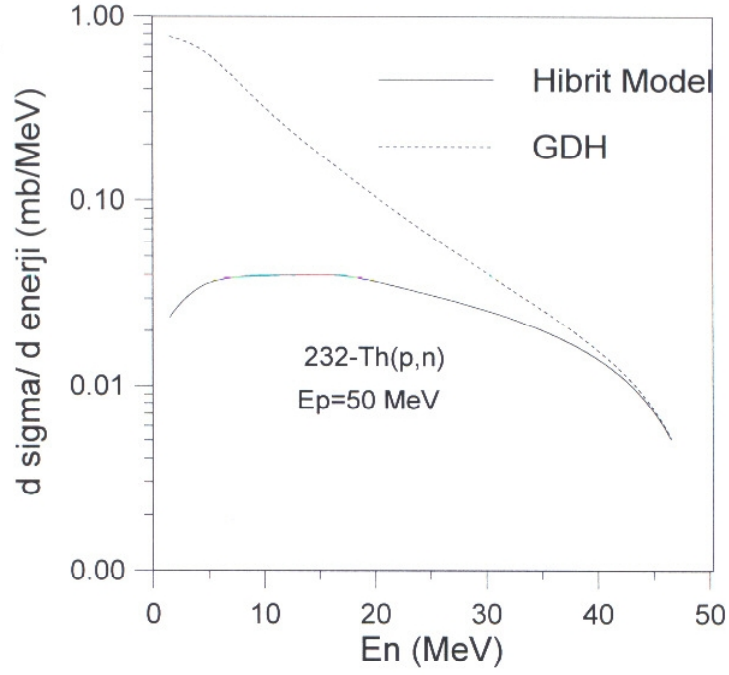
Şekil 4.10'da ölçülen ^{232}Th (p,p) reaksiyonunun, 50 MeV için teorik uyarılma fonksiyonu Alice91 bilgisayar programı kullanılarak iki farklı modelle hesaplanması yapılmıştır. Burada Hibrit model ile GDH arasında çıkan nötronların enerjisinin yüksek olması durumunda iki model arasında iyi uyum varken düşük enerjilerde uyum çok iyi olmamakla beraber devam etmektedir.

4.12. ^{232}Th (p,n) Reaksiyonu, 1-100 MeV aralığı için

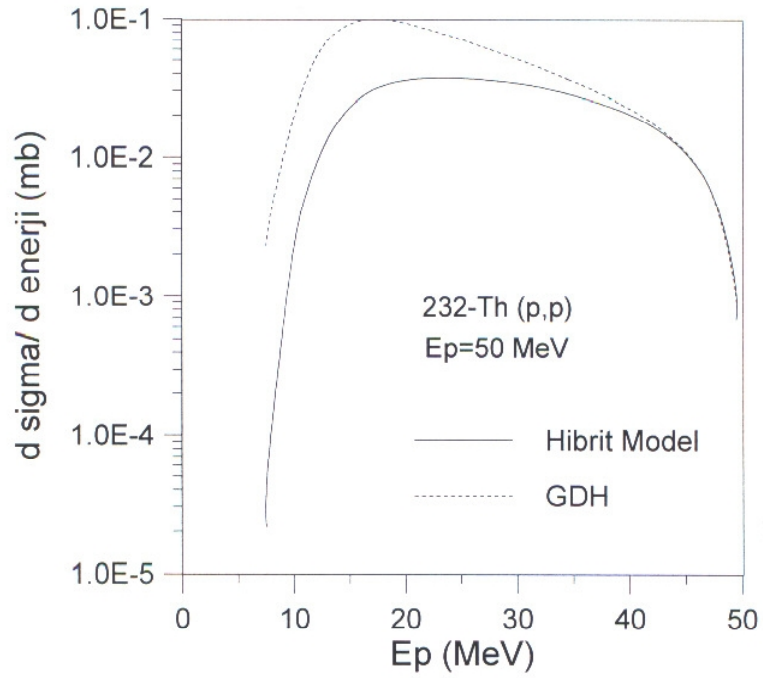
Şekil 4.11'de ölçülen ve hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının karşılaştırılması verilmiştir. Teorik çalışma hibrit ve geometriye bağlı hibrit modeliyle hesaplanmıştır. Deneyle teorik çalışma arasında uyumun olduğu görülmektedir. Deneysel değerler [42] nolu referanstan alınmıştır.

4.13. ^{232}Th (p,2n) Reaksiyonu, 1-100 MeV aralığı için

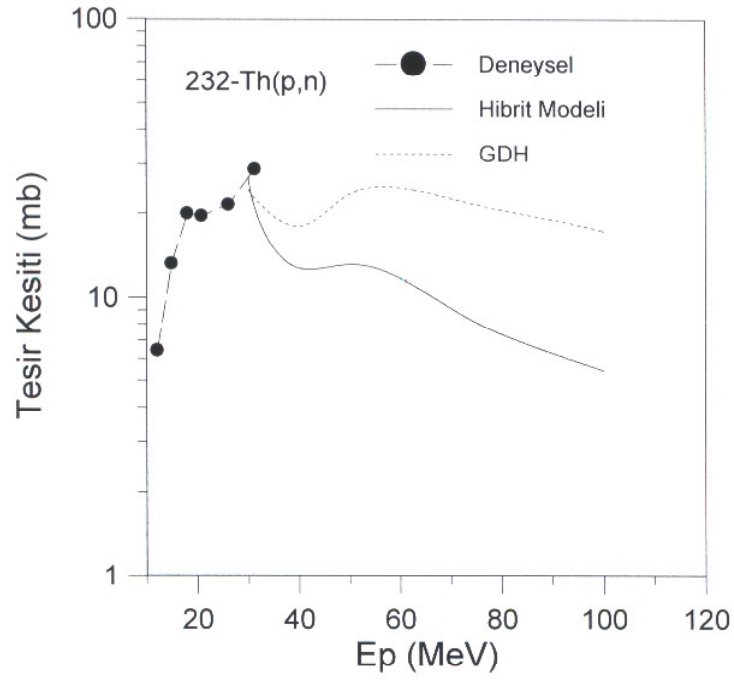
Şekil 4.12'da ölçülen ve hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının karşılaştırılması. Teorik çalışma hibrit ve geometriye bağlı hibrit modeliyle hesaplanmıştır. Düşük enerjilerde iki model arasında birbirine yakın sonuçlar elde edilmiştir. Deneysel değerler [43] nolu referanstan alınmıştır.



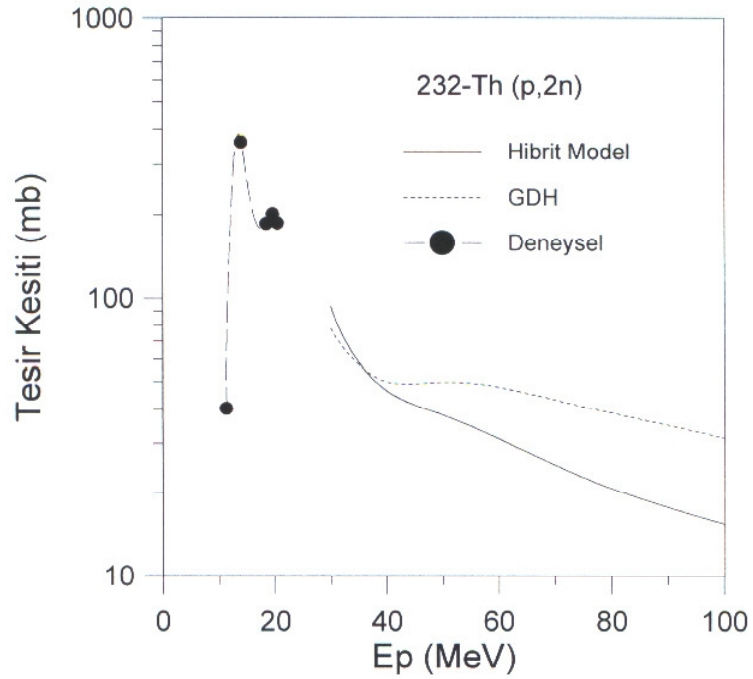
Şekil 4.9. 50 MeV enerjili protonlarla ^{232}Th (p,n) reaksiyonunun iki ayrı modelle hesaplanan nötron spektrumu. Çalışma Alice bilgisayar programıyla yapılmıştır.



Şekil 4.10. 50 MeV enerjili protonlarla ^{232}Th (p,p) reaksiyonunun iki ayrı modelle hesaplanan proton spektrumu. Çalışma Alice bilgisayar programıyla yapılmıştır.



Şekil 4.11. Ölçülen ve hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının karşılaştırılması. Koyu çizgi hibrit modeliyle, kesikli çizgi ise geometriye bağlı hibrit modeliyle hesaplanmıştır. (TEWES, H.A., 1955)



Şekil 4.12. Ölçülen ve hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının karşılaştırılması. Koyu çizgi hibrit modeliyle, kesikli çizgi ise geometriye bağlı hibrit modeliyle hesaplanmıştır. (KUDO, K. ve ark., 1982)

4.14. ^{232}Th (p,p) Reaksiyonu, 1-100 MeV aralığı için

Şekil 4.13’da ölçülen uyarılma fonksiyonlarının hibrit ve geometriye bağlı hibrit modeliyle hesaplanması. Düşük enerjide uyum varken yüksek enerjide uyum kaybolmuştur.

4.15. ^{232}Th (p,np) Reaksiyonu, 1-120 MeV aralığı için

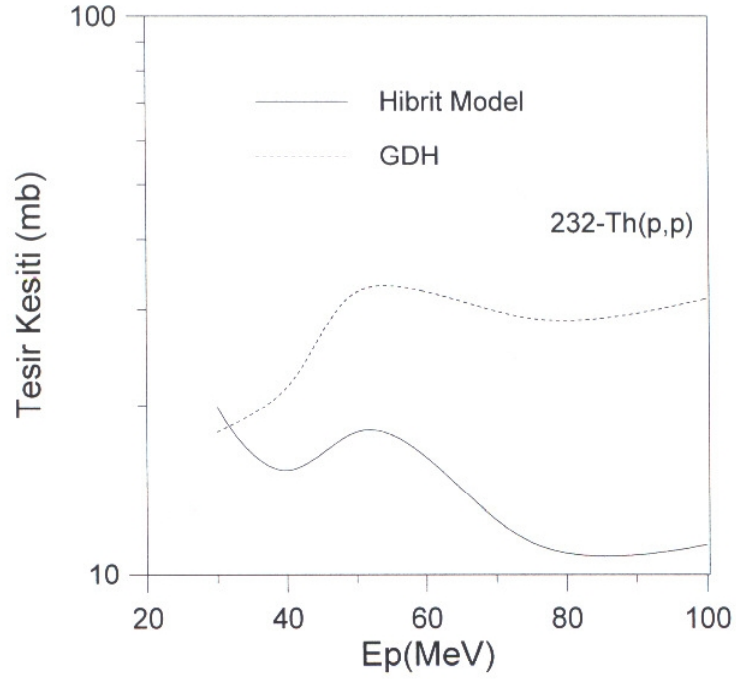
Şekil 4.14’da ölçülen ve hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının karşılaştırılması. Hesaplama hibrit ve geometriye bağlı hibrit modeliyle yapılmıştır. Deneyle teorik sonuçlar arasında değer olarak tam bir uyuşma yokken şekil açısından aynı eğriyi takip etmektedirler. Deneysel değerler [44] nolu referanstan alınmıştır.

4.16. ^{232}Th (p,2np) Reaksiyonu, 30-100 MeV aralığı için

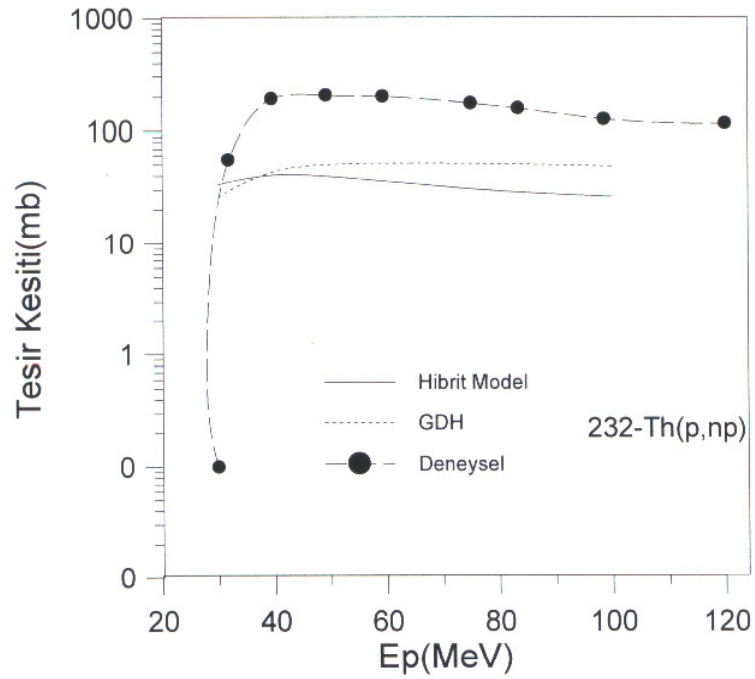
Şekil 4.15’da uyarılma fonksiyonlarının farklı iki modelle hesaplanması yapılmıştır. Burada düşük enerjide uyum görülmektedir.

4.17. (^{232}Th ,n) Reaksiyon toplam tesir kesiti

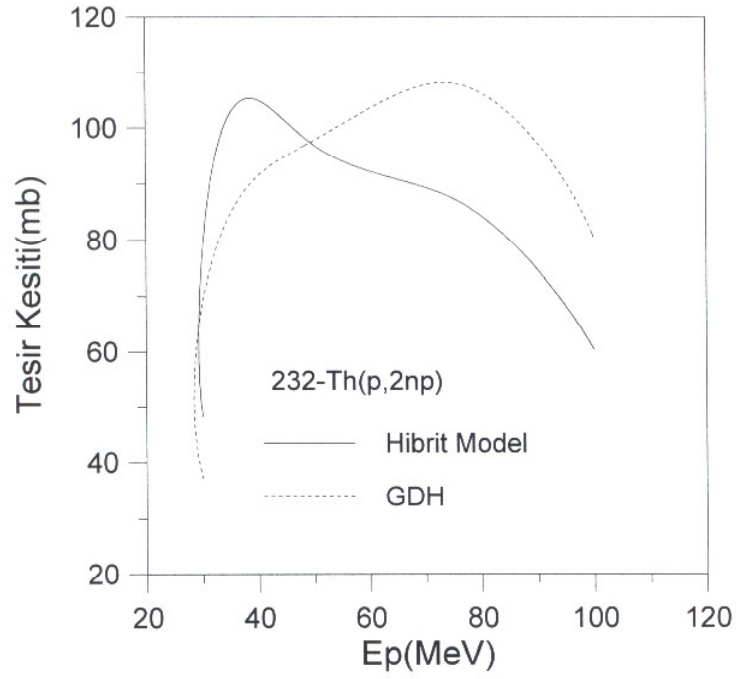
Şekil 4.16’de (^{232}Th ,n) reaksiyonunun deneysel ve teorik toplam tesir kesiti verilmiştir. GDH modeliyle hesaplanan sonuçlar, deneysel değerlerin altında bulunmuştur. Deneysel değerler [45] nolu referanstan alınmıştır



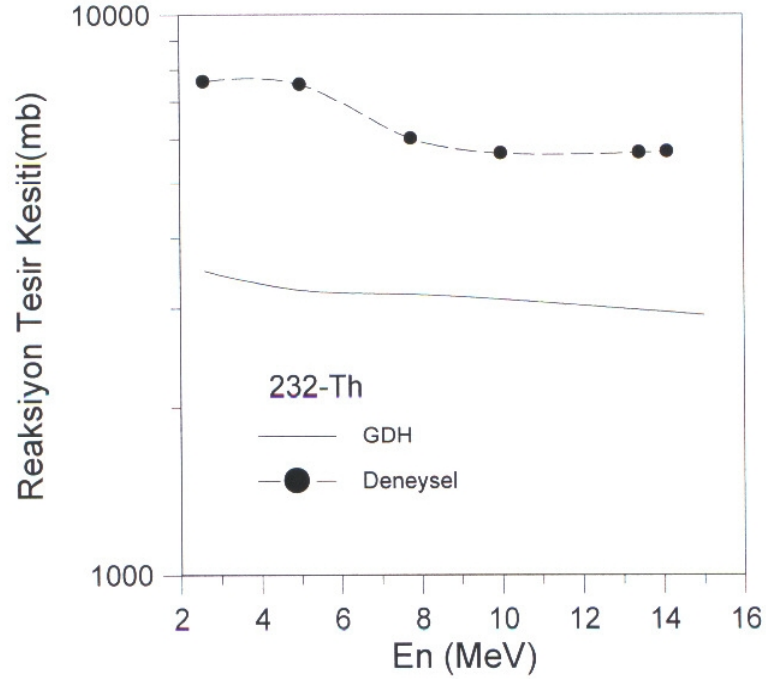
Şekil 4.13. Uyarılma fonksiyonlarının hesaplanması. Koyu çizgi hibrit modeliyle, kesikli çizgi ise geometriye bağlı hibrit modeliyle hesaplanmıştır.



Şekil 4.14. Ölçülen ve hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının karşılaştırılması. Koyu çizgi hibrit modeliyle, kesikli çizgi ise geometriye bağlı hibrit modeliyle hesaplanmıştır. . (LEFORT, M ve ark.,1961)



Şekil 4.15. Uyarılma fonksiyonlarının hesaplanması. Koyu çizgi hibrit modeliyle, kesikli çizgi ise geometriye bağlı hibrit modeliyle hesaplanmıştır.



Şekil 4.16. ($^{232}\text{Th},n$) Reaksiyon toplam tesir kesiti. İki farklı modelde hesaplamalar yapılmış ve deneysel veriler gösterilmiştir. (FOSTER, D.G. ,1971)

4.18. ^{232}Th (n,p) Reaksiyonun, 13-15 MeV aralığında,

Şekil 4.17'de ölçülen ^{232}Th (n,p) reaksiyonun uyarılma fonksiyonlarının hesaplanması. Farklı iki modelle yapılan hesaplamalarda tam bir uyum olmamakla beraber eğrisel olarak uyum gözlenmektedir.

4.19. ^{232}Th (n,n) Reaksiyonun, 1-16 MeV aralığında,

Şekil 4.18'de ölçülen ^{232}Th (n,n) reaksiyonun uyarılma fonksiyonlarının hesaplanması. Farklı iki modelle yapılan hesaplamalar ve deneysel verilere bakıldığında düşük enerji seviyelerinde uyum gözlenirken yüksek enerji seviyelerde uyum bozulmuştur. Ama çok yüksek seviyelerde hibrid ve geometrik hibrit model arasında uyum gözleniyor.

4.20. ^{232}Th (n,2n) Reaksiyonun, 2.6-15 MeV aralığında,

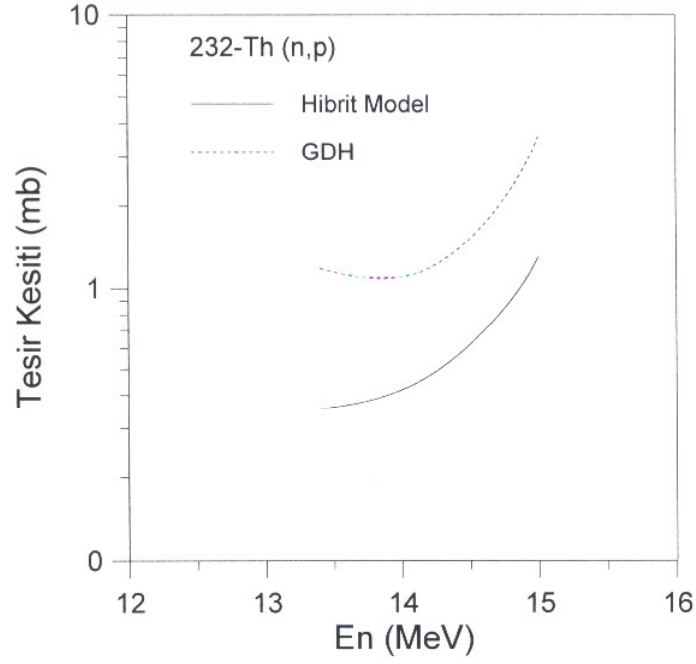
Şekil 4.19'de ölçülen ^{232}Th (n,2n) reaksiyonun uyarılma fonksiyonlarının hesaplanması. Farklı iki modelle de yapılan hesaplamalarda tam bir uyum gözlenmiştir.

4.21. ^{232}Th (n,3n) Reaksiyonun, 2.6-15 MeV aralığında,

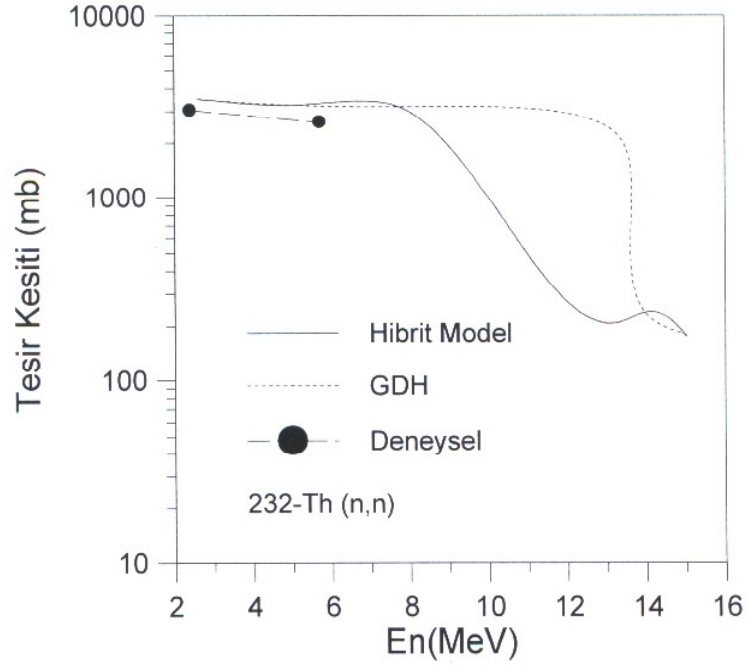
Şekil 4.20'de ölçülen ^{232}Th (n,3n) reaksiyonun uyarılma fonksiyonlarının hesaplanması. Farklı iki modelle de yapılan hesaplamalarda tam bir uyum gözlenmiştir.

4.22. (^{232}Th ,n) Reaksiyonun, 2.6-15 MeV aralığında nötron çoğalması,

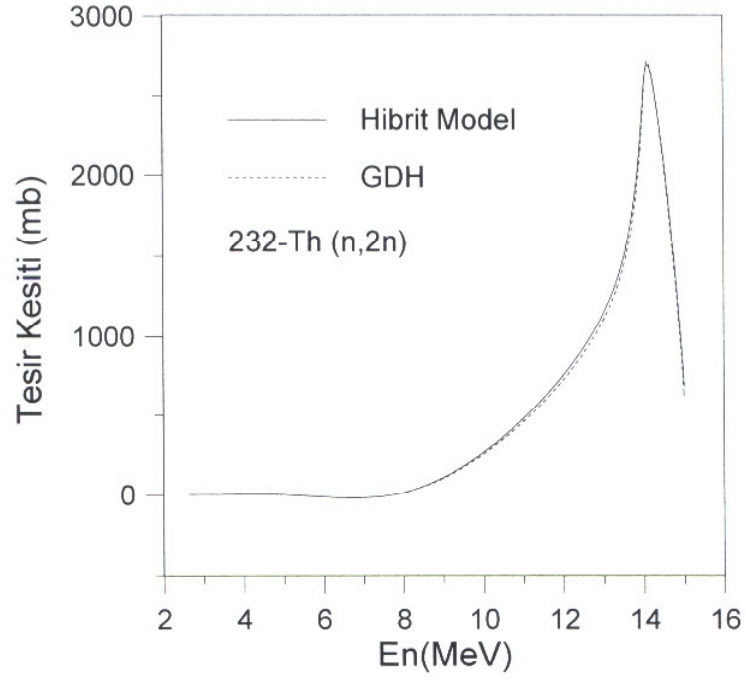
Şekil 4.21. 2.6-15 MeV enerji aralıklarında nötron çoğalması. Hesaplama farklı iki model kullanılarak Alice programıyla yapıldı. Hibrid ve geometriye bağlı hibrid modelle yapılan hesaplamalarda tam bir uyum gözlenmiştir.



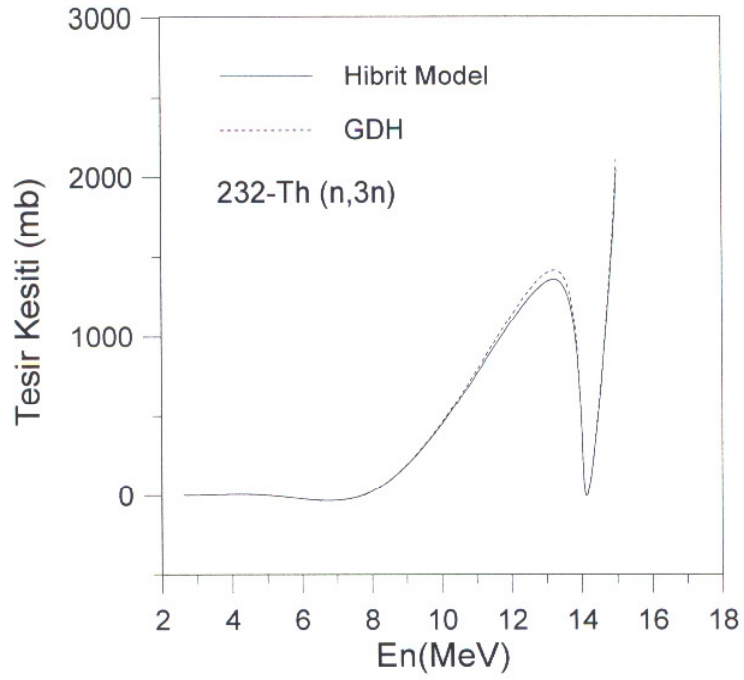
Şekil 4.17. Uyarılma fonksiyonlarının hesaplanması. Koyu çizgi hibrit modeliyle, kesikli çizgi ise geometriye bağlı hibrit modeliyle hesaplanmıştır.



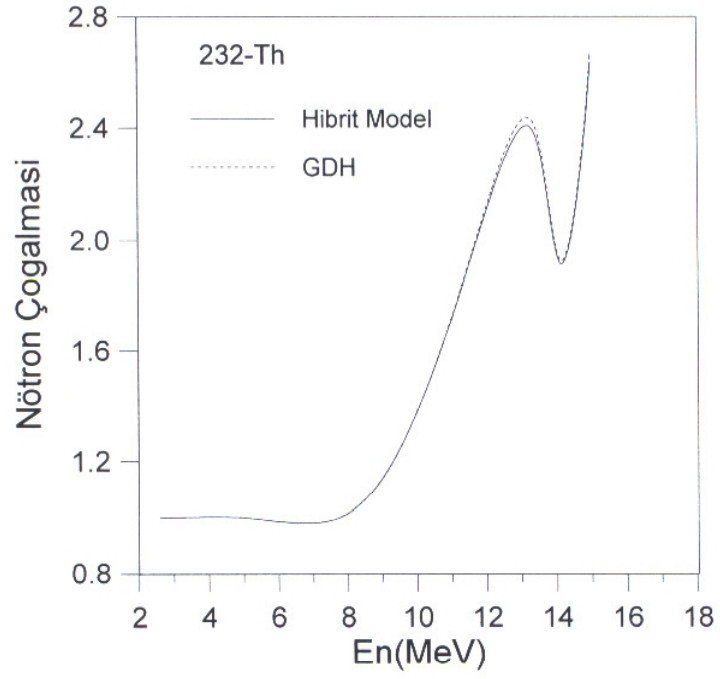
Şekil 4.18. Uyarılma fonksiyonlarının hesaplanması. Koyu çizgi hibrit modeliyle, kesikli çizgi ise geometriye bağlı hibrit modeliyle hesaplanmıştır. (IWASAKI, T. ve ark. ,1981)



Şekil 4.19. Uyarılma fonksiyonlarının hesaplanması. Koyu çizgi hibrit modeliyle, kesikli çizgi ise geometriye bağlı hibrit modeliyle hesaplanmıştır.



Şekil 4.20. Uyarılma fonksiyonlarının hesaplanması. Koyu çizgi hibrit modeliyle, kesikli çizgi ise geometriye bağlı hibrit modeliyle hesaplanmıştır.



Şekil 4.21. 2.6-15 MeV enerji aralıklarında nötron çoğalması. Hesaplama farklı iki model kullanılarak Alice programıyla yapıldı.

5. SONUÇ VE ÖNERİLER

Enerji yükselteci sistemi yüksek enerjili ışınların etkisi altında çalışır ve bu durum enerji yükseltecinin karakteristiğidir. Orta-yüksek dereceli enerjilerde spallasyon nötron kaynağı ile enerji yükselteci sistemi arasında önemli bir ilişki bulunmaktadır. Bu önemli ilişkiden dolayı spallasyon reaksiyonu bu çalışmanın ana konusu olmuştur .

Enerji yükselteci sistemi yüksek enerjili proton demeti altında çalıştığı için hedef çekirdeğin nükleonik karakteristiklerinin fazlaca çalışmalarını gerektirmektedir. Hedef materyalden çıkan nötronların enerji spektrumu gibi detaylı bilgilere enerji yükselteci sisteminde gerek duyulmaktadır.

Bu tez çalışmasında 1-300 MeV aralığında çalışmak düşünülmüştü. Ancak kullandığımız Alice91 paket programı 1-150 MeV aralığında çalışmıştır. Yani 150 MeV in üstündeki değerlerde hata verdiği için 150-300 MeV aralığındaki değerler karşılaştırılamamıştır. Bu programla; nötron-Toryum (n,Th), proton-Toryum (p,Th), çarpışmalarında ortaya çıkan nötronların ve protonların çeşitli (p,xn) ve (n,xn) uyarılma fonksiyonları ve çıkan nötron sayıları hesaplandı.

Bölüm 4.1-22 deki hesaplamalarda ALICE91 Bilgisayar programı kullanıldı. 1-150 MeV enerji aralıklarında Hibrit ve Geometriye Bağımlı Hibrit modeli göz önüne alınarak $^{232}\text{Th}(p,xn)$, $^{232}\text{Th}(n,xn)$ reaksiyonlarının uyarılma fonksiyonları hesaplandı ve bir kısmı deneysel sonuçlar ile karşılaştırıldı. Burada (x=1,2,3 değerlerini göstermektedir). Düşük enerjilerde deneysel ile teorik hesaplama arasında daha iyi uyum olduğu görülmüştür. Ayrıca bahsi geçen iki model arasındaki uyum yüksek enerjilerde daha iyi görülmektedir.

Hızlandırıcı güdümlü enerji yükselteci sistem tasarımı spallasyon hedef içinde çıkan parçacıkların üretim tesir kesitlerinin net bir şekilde bilinmesini gerektirdiğinden dolayı yapmış olduğumuz çalışmanın sonuçları bu açıdan önemlidir. Bu çalışmanın sonuçları enerji yükseltici tasarımında değerlendirilebilir.

5. SONUÇ VE ÖNERİLER

Enerji yükseltici sistemi yüksek enerjili ışınların etkisi altında çalışır ve bu durum enerji yükselticinin karakteristiğidir. Orta-yüksek dereceli enerjilerde spallasyon nötron kaynağı ile enerji yükseltici sistemi arasında önemli bir ilişki bulunmaktadır. Bu önemli ilişkiden dolayı spallasyon reaksiyonu bu çalışmanın ana konusu olmuştur .

Enerji yükseltici sistemi yüksek enerjili proton demeti altında çalıştığı için hedef çekirdeğin nükleonik karakteristiklerinin fazlaca çalışmalarını gerektirmektedir. Hedef materyalden çıkan nötronların enerji spektrumu gibi detaylı bilgilere enerji yükseltici sisteminde gerek duyulmaktadır.

Bu tez çalışmasında 1-300 MeV aralığında çalışmak düşünülmüştü. Ancak kullandığımız Alice91 paket programı 1-150 MeV aralığında çalışmıştır. Yani 150 MeV in üstündeki değerlerde hata verdiği için 150-300 MeV aralığındaki değerler karşılaştırılamamıştır. Bu programla; nötron-Toryum (n,Th), proton-Toryum (p,Th), çarpışmalarında ortaya çıkan nötronların ve protonların çeşitli (p,xn) ve (n,xn) uyarılma fonksiyonları ve çıkan nötron sayıları hesaplandı.

Bölüm 4.1-22 deki hesaplamalarda ALICE91 Bilgisayar programı kullanıldı. 1-150 MeV enerji aralıklarında Hibrit ve Geometriye Bağımlı Hibrit modeli göz önüne alınarak $^{232}\text{Th}(p,xn)$, $^{232}\text{Th}(n,xn)$ reaksiyonlarının uyarılma fonksiyonları hesaplandı ve bir kısmı deneysel sonuçlar ile karşılaştırıldı. Burada (x=1,2,3 değerlerini göstermektedir). Düşük enerjilerde deneysel ile teorik hesaplama arasında daha iyi uyum olduğu görülmüştür. Ayrıca bahsi geçen iki model arasındaki uyum yüksek enerjilerde daha iyi görülmektedir.

Hızlandırıcı güdümlü enerji yükseltici sistem tasarımı spallasyon hedef içinde çıkan parçacıkların üretim tesir kesitlerinin net bir şekilde bilinmesini gerektirdiğinden dolayı yapmış olduğumuz çalışmanın sonuçları bu açıdan önemlidir. Bu çalışmanın sonuçları enerji yükseltici tasarımında değerlendirilebilir.

KAYNAKLAR

- DE SHALİT, A., and FESHBACH H.,1974. Theoretical Nuclear, Vol.1, Jhon Wiley and Sons, New York
- BLANN, M.,1972. in Intermediate Processes in Nuclear Reactions.(CINDRO N.,KALASIC P., and MAYER T. Kuckuc., eds)
- ASCUİTTO, R.J.;KİNG, C.H.; MACVAY,J.;and SCRENSSEN.,1972.Nucl Phys., A183,60
- ASCUİTTO, R.J.;KİNG, C.H.; MACVAY,J.;and SCRENSSEN.,1974 Nucl Phys., A226,454
- GRIMES, S.M; ANDERSON, J.D; POHL,B.A; MCCLURE,J.W ; WONG,C.,1971.Phys Rev.C. (4)605,645
- BLOCK,B and FESHBACH H.,1963, Ann Phys.Newyork 23,47
- WAPSRA, A.H; AUDİ,G.;HOEKSTRA,R.,1988.At.Data and Nucl.Data Tables 39,281
- GİLBERT, A; CAMERON,A.G.W.,1965.Can J.Phys.43,1446
- DİLG,W; SCHANTL,W; VONACH,H;UHL,M.,1973.Level Density Parameters for the Back-Shifted Fermi Gas Model in the Mass Range $40 < A$..Nucl.Phys. A217-269
- IGNATYUK,A.V;SMIRENKIN,G.N;TISHIN,A.S.,1975.Phenomenological description of the Energy Dependence of the Level Density Parameter. .Sov.J.Nucl.Phys.21,225
- DIETRICH ,S.S;BERMAN,B.L.,1988.Atlas of Photoabsorption Cross Sections Obtained with Monoenergetic Photons.Atomic Data and Nuclear Data ables.38,199
- BLANN,M.1978 Physical Review C. Vol.17,5,s1871
- BLANN,M.,1971 Physical Review Letters.Vol27,6.s337
- BLANN,M.,1972 Physical Review Letters.Vol28,12,s757
- GRIFFIN,J.J.,1966.Phys.Rev.Lett.17,478
- WILLIAMS,F.C.,1971 Nucl.Phys.A.166.231
- GRUPPELEAR,H.,1983.Stichting Energieonderzoek Centrum Nederland Report EC.s83
- DOES,J and BETAK.1983.Z.Phys.A.s310-329
- REJMUNT, F., 2001. Nuclear Physics A683. 540-565

- ENQVIST, P., 2002. Nuclear Physics A703, S435-465.
- WLAZLO, W., 2000. Physical Review Letters, 84, 5736-3739
- MASHNIK, S.G.,1998.Nuclear Instruments and Methods in Physics Reasarch A, 414, 68-72
- FILGES, D., 2001. European Physical Journal A, 11 (4). 476-490
- ENKE, M.,1999, Nuclear Physics A, 657, 317-339
- RIDIKAS, D.;MITTIG.,1998 W.,”Nuclear Transmutation and Technologies for theDisposition of Long-Lived”, Nucl. Inst. And Methods A, 414, 449
- LERAY, S.,2002. Physical Review C, 65, 044621
- ARMBRUSTER, P.; BENLLIURE, J.,1999. “Basic Nuclear Data at High and Intermediate energy for Accelerator-Driven System”, D-64291 Darmstadt, Germany
- GOLDBERG, M.B., 1999, “A Study of spallation yields from thick lead/bismuth targets bombarded by protons at energies between 300 and 600”, PSI-Annual-Report, Annex (VI), S 86.
- CARPENTER, J.M.,1999. Physica B, s270.s 272-279
- RUBBIA, C., 1995. "Conceptual design of a fast neutron operated high power energy amplifier " CERN/AT/95-44
- CARMINATI, F.,1993., “An Energy Amplifier for clener and Inexhaustible Nuclear Energy Production Driven By a Particle Beam Accelerator”, CERN/AT/93-47
- FASSO, A.,1993. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, s332, s459-468
- ANDRIAMONJE, S.,1995.Physics Letters B, 348, s697-709
- SONG, T.Y. .Korea Atomic Energy Resarch Institute, P.O. Box 105, Yusung, Tacjon, Korea
- WACLAW, G.,2000. Acta Physica Polonica , s31

HÜFNER, J.;CHIANG, C.C.,1980. Nucl. Phys. s349, s466

MANTZOURANIS, G.,1976 Phys. Lett. s63

GUIDMA, K. K.; OSOSKOV, G. A.;TONEEV, V. D.,1975 Yad. Fiz., 21,260

WILLIAMS, F. C.,1070 Jr., Phys. Lett. B31, 180

RIBANSKY, I.; OBLOZINSKY, P.;BETAK, E.,1973 Nucl. Phys. s205, 545

WEISSKOPF, W.F; EWING, D.H.,1940.Phys.Rew.s57

TEWES, H.A. ,1955. "Excitation functions for some proton-induced reactions of Thorium", <http://www.nea.fr/html/dbdata>

KUDO, K. vd. (1982) "Fission fragment yields in the fission of Th-232 by protons of energies 8 to 22 MeV", <http://www.nea.fr/html/dbdata>

LEFORT, M vd. (1961)"A spallation nuclear reaction on Thorium at 150 and 82 MeV proton energy", <http://www.nea.fr/html/dbdata>

FOSTER, D.G. ,1971. "Neutron tital cross sections 2.5-15 MeV. I. Experimental", <http://www.nea.fr/html/dbdata>

IWASAKI, T. vd. ,1981. "A study of neutron scattering for Th-232 in MeV energy gejon", <http://www.nea.fr/html/dbdata>

ÖZGEÇMİŞ

1978 yılında Kayseri'nin Yeşilhisar ilçesinde doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini Kayseri'de tamamladı. 1997 yılında Uludağ Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik bölümünü kazandı ve 2000 yılında Kahramanmaraş Sütçü İmam Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik bölümüne geçiş yaparak buradan 2003 yılında mezun oldu. Aynı yıl Kahramanmaraş Sütçü İmam Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisans programına girdi. Halen Kayseri'de özel bir fen lisesinde fizik öğretmeni olarak çalışmakta.