

**T.C.
AKDENİZ ÜNİVERSİTESİ**



**SAĞLIK UYGULAMALARINDA DENGİ ÖNCESİ NÜKLEER
REAKSİYONLARIN İNCELENMESİ**

Diana GUSSEINOVA

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK

ANABİLİM DALI

DOKTORA TEZİ

HAZİRAN 2025

ANTALYA

**T.C.
AKDENİZ ÜNİVERSİTESİ**



**SAĞLIK UYGULAMALARINDA DENGİ ÖNCESİ NÜKLEER
REAKSİYONLARIN İNCELENMESİ**

Diana GUSSEINOVA

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK

ANABİLİM DALI

DOKTORA TEZİ

HAZİRAN 2025

ANTALYA

T.C.
AKDENİZ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

SAĞLIK UYGULAMALARINDA DENGİ ÖNCESİ NÜKLEER
REAKSİYONLARIN İNCELENMESİ

Diana GUSSEINOVA
FİZİK ANABİLİM DALI
DOKTORA TEZİ

Bu tez 17/06/2025 tarihinde jüri tarafından Oybirliğı ile kabul edilmiştir.

Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN

Prof. Dr. Orhan BAYRAK

Prof. Dr. Edip BAYRAM

Prof. Dr. Asım SOYLU

Doç. Dr. Hasan ÖZDOĞAN

ÖZET

SAĞLIK UYGULAMALARINDA DENGİ ÖNCESİ NÜKLEER REAKSİYONLARIN İNCELENMESİ

Diana GUSSEİNOVA

Doktora Tezi, Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN

Haziran 2025; 80 Sayfa

Bu tez kapsamında, sağlık ve malzeme fiziğı alanında yaygın olarak kullanılan radyoizotopların üretildiğı denge önce reaksiyonların teorik ve deneysel incelenmesi yapılmıştır. Tezin deneysel kısmı, Kazakistan Almatı Nükleer Fizik Enstitüsü'nde bulunan U-150M eş zamanlı siklotronunda $^{27}\text{Al}(p, xp)$ ve $^{27}\text{Al}(p, x\alpha)$ reaksiyonları, 7.0, 22.0 ve 30.0 MeV ve $(p, x\alpha)$ reaksiyonu ise 22.0 ve 30.0 MeV enerjisinde, 30° ile 135° arasındaki açılarda gerçekleştirilmiştir. Bu enerji aralığında denge öncesi reaksiyonlar ilgili çekirdekler için ilk kez deneysel olarak gerçekleştirilmiştir.

Deneysel düzenek, enerjiye bağılı olarak Si+Si ya da Si+CsI(Tl) dedektörlerinin kullanıldığı $\Delta E-E$ teleskop sistemiyle donatılmış bir saçılma odasından oluşmaktadır. Demet akımı Faraday kabı ile ölçülürken, hedef kalınlığı ^{226}Ra kaynağından yayılan alfa parçacıklarının enerji kaybı üzerinden doğrulanmıştır. Reaksiyon ürünlerinin tanımlanması ve enerji spektrumlarının kaydedilmesi, 150 keV ile 300 keV arasında enerji çözünürlüğü sunan ORTEC elektronik sistemiyle sağlanmıştır. Deneysel belirsizliklerin toplamı %15'i geçmeyecek şekilde hesaplanmıştır.

Elde edilen enerji spektrumları iki ayrı teorik yaklaşımla analiz edilmiştir. İlk yöntemde, denge öncesi reaksiyonları eksiton modeli için Weisskopf-Ewing modelini ve Becchetti-Greenlees optik potansiyellerini bir araya getiren PRECO kodunu kullanmıştır. İkinci yaklaşımda ise TALYS 1.95 kodu çerçevesinde Hauser-Feshbach formalizmini ve Koning-Delaroche küresel optik potansiyelini temel almış; buna ek olarak çok adımlı direk ve birleşik reaksiyon mekanizmalarını (MSD/MSD) içeren simülasyonlar da yapılmıştır. Ayrıca optik model parametrelerindeki değişimlerin hesaplamalara etkisi incelenmiştir.

İlk model, 22 ve 30 MeV enerjilerindeki (p, xp) spektrumlarını başarıyla açıklamıştır. Ancak her iki yaklaşımın da bazı sınırlılıkları bulunmaktadır. Bu modeller, gelen protonların hedef çekirdek ile herhangi bir enerji kaybı veya parçacık üretimi olmaksızın yalnızca yön değiştirerek saçıldığı elastik saçılma olaylarını yeterince açıklayamamıştır. Özellikle, bu olayların spektrumda oluşturduğu keskin ve belirgin maksimumlar olan elastik pikler, modellerin öngörleriyle tam olarak örtüşmemektedir. Ayrıca, küçük açılardaki $(p, x\alpha)$ tesir kesitlerinin açıklanmasında da bu yaklaşımlar yetersiz kalmıştır. Düşük enerji bölgesinde, özellikle 7 MeV'de gözlenen teorik ve deneysel tesir kesitleri arasındaki farklılıklar, her iki modelin düşük enerji bölgesindeki deneysel veriyi açıklamada yetersizliklerini ortaya koymuştur.

Bu tez kapsamında elde edilen deneysel sonuçlar, enerji arttıkça denge öncesi süreçlerinin önem kazandığını ve küme emisyonları ile direk reaksiyon kanallarını içeren daha gelişmiş teorik modellere ihtiyaç olduğunu göstermektedir.

ANAHTAR KELİMELEER: Bileşik çekirdekler, Çift diferansiyel tesir kesiti, Denge öncesi nükleer reaksiyonlar, Direk nükleer reaksiyonlar, Eksiton modeli.

JÜRİ: Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN

Prof. Dr. Orhan BAYRAK

Prof. Dr. Edip BAYRAM

Prof. Dr. Asım SOYLU

Doç. Dr. Hasan ÖZDOĞAN

ABSTRACT

PRE-EQUILIBRIUM NUCLEAR REACTIONS IN HEALTH APPLICATIONS

Diana GUSSEİNOVA

PhD Thesis in PHYSICS

Supervisor: Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN

June 2025, 80 Pages

This work presents new experimental measurements of the inclusive $^{27}\text{Al}(p, xp)$ and $^{27}\text{Al}(p, x\alpha)$ reactions at incident proton energies of 7.0, 22.0, and 30.0 MeV, conducted at the U-150M isochronous cyclotron at the Institute of Nuclear Physics in Almaty, Kazakhstan. Double-differential cross sections were measured for (p, xp) at all three energies, and for $(p, x\alpha)$ at 22.0 and 30.0 MeV, over an angular range of 30° to 135° , providing the first dataset of this type in this energy regime.

The experimental setup consisted of a scattering chamber equipped with a ΔE – E telescope detection system utilizing either Si+Si or Si+CsI(Tl) detectors, depending on the energy. The beam current was monitored using a Faraday cup, while the target thickness was verified via energy loss measurements of alpha particles emitted from a ^{226}Ra source. Identification of reaction products and recording of their energy spectra were performed using an ORTEC electronics system with an energy resolution ranging from 150 keV to 300 keV. The total experimental uncertainties were kept below 15%.

The measured energy spectra were analyzed using two different theoretical approaches. The first approach employed the PRECO code, which integrates the Weisskopf-Ewing model for pre-equilibrium reactions with the Becchetti-Greenlees optical model potentials. The second approach utilized the TALYS 1.95 nuclear reaction code, based on the Hauser-Feshbach formalism and the global optical model potential developed by Koning and Delaroche. In addition, simulations incorporating multi-step direct (MSD) and multi-step compound (MSC) mechanisms were performed. The sensitivity of the calculations to variations in optical model parameters was also investigated.

The first model successfully described the (p, xp) spectra at 22 and 30 MeV. However, both approaches exhibited certain limitations. Specifically, they failed to adequately account for elastic scattering events, where incident protons are deflected by the target nucleus without energy loss or particle production. These events produce sharp and well-defined peaks in the spectra—known as elastic peaks—which were not accurately reproduced by the models.

Furthermore, both approaches were insufficient in describing the $(p, x\alpha)$ cross sections at small angles. At low energies, particularly at 7 MeV, significant discrepancies were observed between experimental and theoretical cross sections, highlighting the inadequacy of both models in this energy domain.

The experimental results obtained in this study demonstrate that pre-equilibrium processes become increasingly dominant at higher incident energies, and point to the necessity of more advanced theoretical models that incorporate cluster emission and direct reaction channels.

KEYWORDS: Compound nuclei, Direct nuclear reactions, Double differential cross sections, Eksiton model, Pre-equilibrium nuclear reactions.

COMMITTEE: Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN

Prof. Dr. Orhan BAYRAK

Prof. Dr. Edip BAYRAM

Prof. Dr. Asım SOYLU

Assoc. Prof. Dr. Hasan ÖZDOĞAN

ÖNSÖZ

Çalışmalarım esnasında bana daima yardımcı olan ve doğru yolu gösteren danışmanım Sayın Prof. Dr. İsmail Boztosun'a en içten minnet duygularımı ifade etmek istiyorum. Doktora tezi jürisinde yer alan Sayın Prof. Dr. Orhan Bayrak ve Sayın Prof. Dr. Edip Bayram hocalarıma da yapıcı ve yol gösterici katkıları için içten teşekkürlerimi sunuyorum.

Tez çalışmam boyunca gösterdikleri anlayış ve sürekli destekleri için sevgili büyükbabam Ahmet İbragimov'a ve kıymetli eşim Sinan Seçkiner'e derin şükranlarımı iletiyorum. Tezimin her aşamasında beni yalnız bırakmayan, varlığıyla bana güç veren annem Arzu'ya ve biricik oğlum Mikail'e de sonsuz sevgilerimi gönderiyorum.

Bu araştırmanın yürütülmesinde destek ve yardım sağlayan bilimsel danışmanlarım Zholdybayev Timur ve Alimov Dilşod hocalarıma, ayrıca meslektaşlarım Temirzhanov Alişer ve Reyhan Özaydın Özkara'ya teşekkürlerimi sunuyorum. Deneylerin gerçekleştirilmesi için gerekli ekipman ve kaynakları sağlayan Kazakistan Cumhuriyeti Nükleer Fizik Enstitüsü laboratuvarlarının katkılarını da özellikle belirtmek isterim.

AKADEMİK BEYAN

"Sağlık uygulamalarında denge öncesi nükleer reaksiyonların incelenmesi" başlıklı doktora tezimi sunarken, bu çalışmanın akademik kurallara ve etik değerlere uygun olarak hazırlandığını vurgulamak isterim. Ayrıca, tez içerisinde kullandığım bilgilerin tümünün kaynaklarını doğru bir şekilde belirttiğimi beyan ediyorum.

17/06/2025

Diana GUSSEİNOVA



İÇİNDEKİLER

ÖZET	i
ABSTRACT	iii
ÖNSÖZ	v
AKADEMİK BEYAN	vi
SİMGELER VE KISALTMALAR	ix
ŞEKİLLER DİZİNİ	xiii
ÇİZELGELER DİZİNİ	xvi
1. GİRİŞ.....	1
2. KAYNAK TARAMASI	4
3. MATERYAL VE METOT	6
3.1. Nükleer Reaksiyonların Mekanizmaları	6
3.2. Proton Reaksiyonları	8
3.2.1. p, α reaksiyonları	9
3.2.2. p, n reaksiyonları	9
3.2.3. p, p, p, p' protonların elastik ve elastik olmayan saçılması.....	10
3.2.4. p, d reaksiyonları	10
3.2.5. p, γ reaksiyonları	10
3.3. Nükleer Reaksiyonların Sınıflandırılması.....	10
3.3.1. Bileşik çekirdek reaksiyonları	11
3.3.2. Direk reaksiyonlar	13
3.3.3. Denge öncesi reaksiyonlar	15
3.4. Denge Öncesi Reaksiyonların Modelleri	16
3.4.1. Eksiton modeli	16
3.4.2. Hauser-Feshbach modeli	19
3.4.3. Weisskopf-Ewing (WE) modeli.....	20
3.4.4. Optik model	22
3.5. Nükleer Reaksiyon Tesir Kesitleri	25
3.5.1. Tesir kesiti (effective cross section).....	26
3.5.2. Diferansiyel tesir kesiti (differential cross section)	26
3.6. Nükleer Veri İçin Bilgisayar Kodları	29
3.6.1. TALYS kodu	30

3.6.2. PRECO kodu	32
3.7. Denge Öncesi Nükleer Reaksiyonların Sağlık Uygulamalarında Kullanımı	33
3.7.1. Radyonüklit üretimi	34
3.7.2. ²⁷ Al radyoizotopların genel kullanımı	35
3.7.3. Sağlık uygulamalarında alüminyumun diğer kullanma örnekleri	37
4. BULGULAR VE TARTIŞMA	38
4.1. Deneysel Kurulumun Açıklanması - U-150M Siklotronunda Işın Nakli	38
4.2. Saçılma Odası	40
4.3. Parçacık Kaydı ve Tanımlama Sistemi	44
4.4. Ölçüm ve Hesaplama Sistemi	46
4.5. Birincil Deneysel Bilgilerin Toplanması İçin ASBOB Kodu	48
4.6. Yüklü Parçacıkların Tanımlanması ve Spektrometrisi İçin Mikrokontrolör Tabanlı İki Boyutlu Analizör	49
4.7. Hedef Üretimi ve Tanımlama Özellikler ²⁷ Al Hedeflerinin Kalınlık Ölçümü	51
4.7.1. Deneyin gerçekleştirilmesi	54
4.7.2. Deneysel veri işleme ve deneysel sonuçlar	55
5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER	70
6. KAYNAKLAR	72
7. EKLER	80
ÖZGEÇMİŞ	82

SİMGELER VE KISALTMALAR

Simgeler

A	: Çekirdek kütle numarası
Am	: Amerikyum
α	: Alfa parçacığı
B	: Bor
B _a	: Bağlanma enerjisi
β	: Beta parçacığı
β^+	: Pozitron emisyonu
C*	: Bileşik çekirdek
Cm	: Küriyum
Cu	: Bakır
d	: Döteron
$d^2\sigma/(d\Sigma.d\Omega)$	: Enerji ve açısal çift diferansiyel tesir kesiti
dE/dx	: Özgün enerji kaybı
$d\sigma/d\Sigma$	: Enerji diferansiyel tesir kesiti
$d\sigma/d\Omega$	: Açısal diferansiyel tesir kesiti
E _a	: a parçacığının kinetik enerjisi
E _p	: Proton enerjisi
Ga	: Galyum
γ	: Gamma ışını
I _c	: Parçacığın c bozunma kanalındaki spini
Na	: Sodyum
n ₀	: Başlangıç Eksiton sayısı
nX _v	: Bir n Eksiton durumundaki v türündeki parçacıkların sayısı

p	: Proton
$P(n,t)$	: n Eksiton durumunda bulunma olasılığı
$P_v(\varepsilon)d\varepsilon$	: Enerjisi ε ile $\varepsilon+d\varepsilon$ arasında olan ve sürekli bölgeye yayınlanan v tipi parçacıkların (nötron ve proton) sayısı
Q	: Reaksiyon enerjisi
R	: Tepkimenin meydana gelme hızı
Rb	: Rubidyum
t	: Tritiyum
τ	: Reaksiyon süresi
V_c	: Coulomb potansiyeli
$W(n)$	: n Eksiton durumundan tüm enerjilerde yayınlanma hızı
Z	: Çekirdeğin proton sayısı
σ_R	: Reaksiyon tesir kesiti

Kısaltmalar

ADS	: İvmelendirici Sürücü Sistem (Accelerator Driven System)
AI	: Akım İntegratörü
Ampf	: Şekillendirici amplifikatör
ASD	: Analog-Sayısal Dönüştürücü
B	: Bileşik reaksiyonu
CEM	: Kaskad Eksiton Modeli (Cascade Eksiton Model)
CERN	: Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi
CI	: Akım İntegratörü
CSA	: Yük Duyarlı Amplifikatör
D	: Direk reaksiyonu
DB	: Gecikme Bloğu
DÖ	: Denge Öncesi reaksiyonu
DWBA	: Bozulmuş Dalgalar Yöntemi
ED	: Entegre Devre
EXFOR	: Uluslararası Deneysel Nükleer Veri Kütüphanesi
FC	: Faraday Kabı
GEM	: Genelleştirilmiş Buharlaşma modeli
IAEA	: Uluslararası Atom Enerjisi Kurumu
INC	: İç Nükleer Kaskat Modeli
K.M.S.	: Kütle Merkezi (Koordinat Sistemi)
KC	: Kazakistan Cumhuriyeti
keV	: Kiloelektronvolt
LA150	: Los Alamos nükleer veri kütüphanesi
L.K.S.	: Laboratuvar Koordinat Sistemi
μ A	: Mikroamper

MCA	: Çok Kanallı Analizör
MeV	: Megaelektronvolt
mlb	: Milibarn
NFE	: Nükleer Fizik Enstitüsü
NNDC	: Ulusal Nükleer Veri Merkezi (Nuclear National Data Center)
OP	: Optik Potansiyel
OZU	: Rasgele Erişim Belleği
OM	: Optik Model
ÖY	: Ön Yükselteç
PET	: Pozitron Emisyon Tomografisi
SPECT	: Tek Foton Emisyonlu Bilgisayarlı Tomografi
TAEK	: Türkiye Atom Enerjisi Kurumu
TKA	: Tek Kanallı Analizör
U-150M	: Modernize Edilmiş Hızlandırıcı
VUP-4M	: Hedef hazırlama için kullanılan cihaz
WBA	: Bağlı Kanallar Yöntemi
WE	: Weisskopf-Ewing

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 3.1. Bileşik (B), Denge-öncesi (D-Ö) ve Direk (D) mekanizmalarının katkı sağladığı enerji bölgeleri	7
Şekil 3.2. Nükleer etkileşimlerin sınıflandırılması.....	11
Şekil 3.3. Nükleer reaksiyonun bileşik çekirdek aşamasından geçerek ilerlediğini gösteren bir görselleştirme	11
Şekil 3.4. $^{64}\text{Zn}^*$ bileşik çekirdeği için farklı oluşum ve bozunum durumları.....	12
Şekil 3.5. $d+^{10}\text{Be}$ reaksiyonunda gerçekleşen direk ve bileşik çekirdek reaksiyon kanalları.....	13
Şekil 3.6. Direk reaksiyonun momentum diyagramı.....	14
Şekil 3.7. Eksiton modeli çerçevesinde nükleon-çekirdek reaksiyonu şeması	17
Şekil 3.8. Bileşik sistemin gelişimi	17
Şekil 3.9. Eksiton modelinde reaksiyon akışı	19
Şekil 3.10. Tesir kesiti (effective cross section).....	26
Şekil 3.11. Diferansiyel tesir kesitidir	28
Şekil 3.12. Talys input ekranı.....	30
Şekil 3.13. Talys hesaplama mekanizması.....	31
Şekil 3.14. PRECO-2006 çalışma prensibi	33
Şekil 4.1. Kazakistan Ulusal Nükleer Merkezi'nin Nükleer Fizik Enstitüsü'nde bulunan U-150M eşzamanlı siklotronu.....	39
Şekil 4.2. Siklotron iyon demetinin saçılma odasına taşınma şeması	40
Şekil 4.3. Saçılma odası şeması.....	41
Şekil 4.4. İzokronik siklotron U-150M kamerası.....	42
Şekil 4.5. Kontrol sistemi yapısı	43
Şekil 4.6. Parçacık tanımlama sistemi	44
Şekil 4.7. Tipik ΔE -E yüklü parçacık saçılmaları.	46
Şekil 4.8. ΔE -E metodolojisi için elektronik blok şeması	47

Şekil 4.9. Spektrometrik bilginin görüntülenmesi ve işlenmesi için tasarlanmış Win_EdE programı	50
Şekil 4.10. ^{27}Al hedeflerini hazırlamak için kullanılan VUP-4M vakum odası cihazının şeması.....	51
Şekil 4.11. VUP-4M vakum sisteminin blok şeması.....	52
Şekil 4.12. VUP-4M cihazında hazırlanan ^{27}Al hedef görseli	53
Şekil 4.13. Siklotron iyon demetinin saçılma odasına taşınma şeması	55
Şekil 4.14. $E_p = 7 \text{ MeV } ^{27}\text{Al}(p, xp)$ reaksiyonu için $30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ, 90^\circ, 105^\circ, 120^\circ, 135^\circ$ çift diferansiyel tesir kesitleri. Düz çizgiler ilk yöntem kullanılarak elde edilen teorik sonuçları göstermektedir. Kesikli çizgiler ikinci model kullanılarak elde edilen sonuçları göstermektedir. İlk model sonuçları şu şekilde elde edilmiştir PRECO kodu kullanılarak, ikinci model sonuçları ise TALYS kodu kullanılarak elde edilmiştir	61
Şekil 4.15. $E_p = 22 \text{ MeV } ^{27}\text{Al}(p, xp)$ reaksiyonunun $30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ, 90^\circ, 105^\circ, 120^\circ, 135^\circ$ çift diferansiyel tesir kesitleri Düz çizgiler birinci yöntem kullanılarak elde edilen teorik sonuçları göstermektedir. Kesikli çizgiler ikinci model kullanılarak elde edilen sonuçları göstermektedir	62
Şekil 4.16. $E_p = 30 \text{ MeV } ^{27}\text{Al}(p, xp)$ reaksiyonunun $30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ, 90^\circ, 105^\circ, 120^\circ$ çift diferansiyel tesir kesitleri. Düz çizgiler ilk yöntem kullanılarak elde edilen teorik sonuçları göstermektedir. Kesik çizgiler ikinci model kullanılarak elde edilen sonuçları göstermektedir	63
Şekil 4.17. $E_p = 22 \text{ MeV } ^{27}\text{Al}(p, x\alpha)$ reaksiyonunun $30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ, 90^\circ, 105^\circ$ çift diferansiyel tesir kesitleri. Düz çizgiler ilk yöntem kullanılarak elde edilen teorik sonuçları göstermektedir. Kesikli çizgiler ikinci model kullanılarak elde edilen sonuçları göstermektedir	64
Şekil 4.18. $E_p = 30 \text{ MeV } ^{27}\text{Al}(p, x\alpha)$ reaksiyonunun $30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ, 90^\circ$ çift diferansiyel tesir kesitleri Düz çizgiler birinci yöntem kullanılarak elde edilen teorik sonuçları göstermektedir. Kesikli çizgiler ikinci model kullanılarak elde edilen sonuçları göstermektedir	65
Şekil 4.19. $E_p = 7, 22 \text{ ve } 30 \text{ MeV}$ enerjilerinde $^{27}\text{Al}(p, xp)$ toplam tesir kesitleri. Düz çizgiler Optik Modelde (PRECO kodu) Eksiton Modeli, Weisskopf-Ewing Modeli ve Bechetti-Greenles parametrizasyonu kullanılarak elde edilen sonuçları, noktalı çizgiler ise Optik Modelde (kod TALYS) Eksiton Modeli, Hauser-Feshbach Modeli ve Koning-Delaroche parametrizasyonu kullanılarak üretilen sonuçlar. Uzun kesikli çizgiler TALYS kodu kullanılarak yapılan MSD+MSC modeli hesaplamalarını göstermektedir	65
Şekil 4.20. $^{27}\text{Al}(p, x\alpha)$ $E_a = 22 \text{ ve } 30 \text{ MeV}$ toplam tesir kesitleri. Düz çizgiler Optik Modelde (kod PRECO) Eksiton Modeli, Weisskopf-Ewing Modeli ve Bechetti-Greenles parametrizasyonu kullanılarak üretilen sonuçları, noktalı çizgiler ise üretilen sonuçları göstermektedir	66

Şekil 4.21. Çizelge 4.3 verilen Optik potansiyel parametreleri kullanılarak üretilen $^{27}\text{Al}(p, xp)$ toplam tesir kesitleri. Optik Modelde (kod TALYS) Eksiton Modeli, Hauser-Feshbach Modeli ve Koning-Delaroche parametrizasyonu kullanılarak. Uzun kesikli çizgiler TALYS kodu kullanılarak yapılan MSD+MSC model hesaplamalarını göstermektedir 67



ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 3.1. Denge öncesi nükleer reaksiyonların tıbbi uygulamalardaki kullanımı ve örnek reaksiyonlar.....	34
Çizelge 4.1. $E_p = 7, 22, 30$ MeV enerjilerinde $^{27}\text{Al}(p, xp)$ 'nin toplam tesir kesitine direk, bileşik ve denge öncesi süreçlerin katkıları.....	68
Çizelge 4.2. $E_p = 22, 30$ MeV enerjilerinde $^{27}\text{Al}(p, x\alpha)$ 'nin toplam tesir kesitine direk, bileşik ve denge öncesi süreçlerin katkıları.....	68
Çizelge 4.3. TALYS hesaplamalarında kullanılan optik potansiyel parametreleri	68



1. GİRİŞ

Atom çekirdeğinin iç yapısını anlamak, nükleer fiziğin temel amaçlarından biridir. Bu hedefe ulaşmak için, çeşitli parçacık türleri ve hedefler arasındaki etkileşimler incelenmiş ve atom çekirdeğinin yapısı hakkında derinlemesine bilgi edinilmeye çalışılmıştır. Bu süreç, Rutherford'un 1919'da gerçekleştirdiği ünlü saçılma deneyiyle başlamış ve atom çekirdeğinin varlığına dair ilk somut kanıtı sağlamıştır. Rutherford, azot atomlarını alfa parçacıklarıyla bombardıman ederek ilk yapay çekirdek dönüşümünü gerçekleştirmiştir (Arık 2011; Harre 2014; James 2015).

1930'da Cockcroft ve Walton tarafından icat edilen ilk parçacık hızlandırıcısıyla birlikte, çeşitli nükleer reaksiyonlar oluşturulabilmiş ve nükleer reaksiyon çalışmaları başlatılmıştır. 1939'da Hahn ve Strassman tarafından uranyumun yavaş nötronlarla bombardımanı sonucu nükleer fisyon keşfedilmiştir. Bu keşifler, neredeyse bilinen tüm nükleer reaksiyonların, ilk yapay çekirdek dönüşümünden ve nükleer fisyonun keşfinden sonra gerçekleştiği bir döneme işaret etmektedir. İlerleyen süreçte daha yüksek enerjilere kadar birçok yeni nükleer reaksiyon deneyleri gerçekleştirilmiştir (Hauser ve Feshbach 1952; Meyerhof 1967; Bertini 1969).

Nükleer reaksiyonların sınıflandırılması bağlamında, atom çekirdeklerinin diğer çekirdekler veya parçacıklarla etkileşmesi sonucu yeni çekirdeklerin, enerjinin ya da parçacıkların olduğu süreçler modern nükleer fiziğin temel araştırma alanlarından birini oluşturmaktadır. Bu reaksiyonlar; enerji transferi, kinetik süreçler ve ortaya çıkan ürünlerin karakteristik özellikleri bakımından büyük çeşitlilik göstermektedir. Nükleer reaksiyonlar, enerjinin korunup korunmamasına göre elastik ve inelastik; reaksiyona giren parçacıkların enerji düzeyine göre düşük veya yüksek enerjili; ürünlerin türüne göre füzyon, fisyon veya aktivasyon reaksiyonları gibi farklı alt sınıflara ayrılmaktadır.

Nükleer reaksiyonlar, fiziksel süreçlerin doğasına bağlı olarak genellikle direk reaksiyonlar, denge öncesi reaksiyonlar ve denge reaksiyonları olmak üzere üç temel grupta ele alınmaktadır. Direk reaksiyonlar, giren parçacığın hedef çekirdek ile kısa sürede ve sınırlı bir enerji aktarımıyla etkileşime girdiği, çoğunlukla tek adımlı süreçlerdir. Bu reaksiyon türü, nükleer yüzey yapısının ve etkileşimlerinin incelenmesinde önemli rol oynar. Denge öncesi reaksiyonlar ise, çekirdeğin tam bir termal dengeye ulaşmadan önce çeşitli ara durumlar üzerinden ilerlediği çok aşamalı süreçleri kapsar. Bu tür reaksiyonlar, direk ve denge reaksiyonlarının özelliklerini birlikte barındırır ve modern teorik modellerin geliştirilmesinde temel teşkil eder. Denge reaksiyonları ise, gelen parçacığın enerjisinin hedef çekirdek tarafından tamamen soğurulduğu, bileşik çekirdek oluşumu üzerinden işleyen ve istatistiksel süreçlerin hâkim olduğu mekanizmalardır (McVoy ve Tang 1983; Bertulani, C.A. ve Bonaccorso, A. 2022).

Bu sınıflandırma, nükleer reaksiyonların temel dinamiklerinin anlaşılmasını kolaylaştırırken, enerjinin ve momentumun transfer mekanizmalarını daha derinlemesine incelemeye olanak sağlar. Özellikle denge öncesi süreçlerin anlaşılması, nükleer teorilerin gelişiminde büyük katkılar sunmuş ve bu süreçlerin kinetik enerji saçılmaları ile açıl momentum transferine dair özgün bilgiler sağlamıştır (Meyerhof 1967; Bertini 1969; Blatt ve Weisskopf 1979; Krane 1987; Talou vd. 2007).

İlk olarak denge öncesi reaksiyonları inceleyen deney, Ghoshal (1950) tarafından gerçekleştirilmiştir ve bu deneyde ^{63}Cu çekirdeğinin proton bombardımanına maruz bırakıldığı gözlemlenmiştir. Bu deney, nükleer fizik alanında büyük ilgi uyandırmıştır. Daha sonraki yıllarda, Watanabe vd. (1990), Sprinzak vd. (1973), Ignatyuk vd. (2014), Koning vd. (2004), Kalbach vd. (2005), Demetriou vd. (2005), Duysabaev vd. (2003), Kuneida vd. (2012) gibi araştırmacılar tarafından denge-öncesi reaksiyon deneyleri yapılmıştır.

Bu deneysel çalışmalar, nükleer reaksiyon fiziğine anlamlı katkılar sağlamış ve sonraki araştırmalar için sağlam bir temel oluşturmuştur. Nükleer reaksiyonlarda tesir kesitini belirleyen en önemli faktörlerden biri, reaksiyon mekanizmasında denge (statistical equilibrium) ve denge öncesi (pre-equilibrium) süreçlerin hangi oranda katkı sağladığıdır. Tesir kesiti hesaplamalarında bu farklı süreçleri dikkate alan çeşitli teorik modeller geliştirilmiştir. Denge süreçlerinin incelenmesinde yaygın olarak kullanılan Weisskopf-Ewing ve Hauser-Feshbach modelleri, özellikle bileşik çekirdek oluşumu ve bozunması gibi istatistiksel süreçleri tanımlamada önemli rol oynamaktadır. Öte yandan, denge öncesi reaksiyonları modellemek için Hibrid model, Geometriye Bağımlı Hibrid model ve Eksiton model gibi yaklaşımlar geliştirilmiştir. Bu modeller, reaksiyonun erken evrelerinde gerçekleşen parçacık etkileşimlerini ve enerji saçılmasını açıklamada etkilidir. Dolayısıyla, bu teorik yaklaşımları içeren nükleer reaksiyon kodlarının kullanımı, deneysel verilerin yorumlanmasını kolaylaştırmakta ve farklı enerji aralıklarında güvenilir tesir kesiti tahminlerinin hızlı bir biçimde elde edilmesini mümkün kılmaktadır (Cline ve Blann 1971).

Denge öncesi nükleer reaksiyonlar, zaman ölçeği bakımından $\tau \approx 10^{-22}$ s süren direk reaksiyonlarla $\tau \approx 10^{-14}$ s süren bileşik çekirdek reaksiyonları arasında yer alır. Preequilibrium nükleer reaksiyonların teorik açıklaması, nükleer sistemin denge durumuna yaklaşırken sürecin dinamiğini izlemeyi sağlar. Bu reaksiyonlar, Griffin (1966) Eksiton modelini geliştiren ve bu modelin modifikasyonları üzerinde çalışan araştırmacılar tarafından tanımlanmıştır.

Blann'ın (1975) öncü çalışmaları, nükleer reaksiyonların denge öncesi süreçleri açıklamada kullanılan genelleştirilmiş master denklemlerinin geliştirilmesine öncülük etmiş ve bu yaklaşım sonraki deneysel ve teorik araştırmalara zemin hazırlamıştır. Söz konusu çalışmalar iki temel bulguya ulaşmıştır: ilk olarak, yaklaşık 10 MeV ve üzeri başlangıç enerjilerinde gerçekleşen reaksiyonlarda tesir kesitlerinin, uyarılma fonksiyonlarının ve yayılan parçacıkların enerji spektrumlarının başarılı bir şekilde açıklanabildiği gösterilmiştir. İkinci olarak ise, geliştirilen basit teorik modellerden elde edilen çıkarımlar sayesinde; başlangıç durumlarının yapısı, ara nükleer durumların ömürleri ve uyarılmış parçacıkların nükleer boyutunda (yaklaşık $1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$) çarpışma olasılıkları gibi reaksiyonun mikroskobik mekanizmalarına dair önemli fiziksel bilgiler edinilmiştir (Blann ve Vonach, 1983). Bu nedenle, nükleer reaksiyon süreçlerinin daha bütüncül ve derinlemesine anlaşılmasında denge-öncesi süreçler kilit bir rol oynamaktadır. Ancak, bu süreçlerin altında yatan mekanizmalar hâlen tam anlamıyla aydınlatılamamış olup, bu durum alanın önemli araştırma konularından biri olma niteliğini sürdürmektedir. Denge-öncesi reaksiyonların kapsamlı biçimde anlaşılabilmesi, yalnızca kuramsal modellerin geliştirilmesiyle değil, aynı zamanda bu modellerin deneysel verilerle sistematik olarak karşılaştırılmasıyla mümkün olabilir (Wilets, 1959; Kalbach, 1981).

Günümüzde, protonla indüklenen denge öncesi reaksiyonları, nükleer tıp ve malzeme araştırmaları gibi çeşitli alanlarda kullanılmalarından dolayı büyük ilgi çekmektedir. Bu nedenle, bu çalışmada, hızlandırılmış protonların ^{27}Al çekirdeği ile etkileşimi sonucu (p, xp) ve $(p, x\alpha)$ içeren reaksiyonların çift diferansiyel tesir kesitlerine ilişkin yeni deneysel veriler elde etmeyi amaçlıyoruz.

Bu alandaki araştırmalara rağmen, ^{27}Al çekirdeği üzerine yapılan çalışmalar, özellikle düşük enerjilerde nükleer reaksiyonların daha iyi anlaşılması açısından önemini korumaktadır. Bu çalışma, (p, xp) ve $(p, x\alpha)$ reaksiyonlarına ait çift diferansiyel tesir kesitlerini, $E_p=7.0, 22.0$ ve 30.0 MeV proton enerjilerinde ve $30^\circ-135^\circ$ arasındaki saçılma açılarında ölçülmüştür. Bu reaksiyonlar daha önce geniş kapsamlı bir şekilde incelenmemiştir. Amaç, yalnızca yeni veriler elde etmek değil; aynı zamanda reaksiyonların farklı enerji ve açı koşullarındaki davranışlarını birlikte değerlendirerek daha net bir tablo ortaya koymaktır.

IAEA Nükleer Veri Kütüphanesi (EXFOR) tarafından sağlanan veriler, ^{27}Al 14–30 MeV enerji aralığında elastik ve inelastik (p, p) saçılma süreçlerine ait bazı diferansiyel kesitleri içermekle birlikte, çift diferansiyel kesitler nadiren rapor edilmiştir. Örneğin, 30 MeV proton enerjisinde ölçülen (p, p') reaksiyonlarına ait açısal saçılmalar EXFOR #14370 girişinde mevcuttur. Benzer şekilde, Menzel 25.6 MeV'de ^{27}Al üzerinde (p, p) ve (p, p') reaksiyonlarının diferansiyel kesitlerini ölçmüş ve bu süreçlerde doğrudan saçılma ile bileşik çekirdek oluşumunun göreceli katkılarını tartışmıştır (Menzel vd 1998). $(p, x\alpha)$ reaksiyonlarına ilişkin deneysel veriler ise daha da kısıtlıdır. Fodor 65 MeV proton enerjisinde $^{27}\text{Al}(p, \alpha)$ reaksiyonlarının açısal saçılmalarını incelemiş, ancak 30 MeV altındaki enerjilerde sistematik veri eksikliği olduğunu belirtmiştir (Fodor 2003). IAEA Nükleer Veri Hizmetleri, 20–50 MeV aralığında integral tesir kesitleri sunsa da, çift diferansiyel kesitlerin eksikliği, özellikle düşük enerjilerde ve geniş açı aralıklarında bu reaksiyonların mekanizmalarının anlaşılmasını zorlaştırmaktadır (IAEA Nükleer Veri Kütüphanesi, 2024).

Bu reaksiyonlar daha önce detaylı bir şekilde araştırılmamıştır. Çalışmamızda elde ettiğimiz deneysel sonuçlar yorumlanmış ve enerji spektrumlarını oluştururken dinamik değişimlerin rolü izlenmiştir.

Çalışmanın birinci ve ikinci bölümlerde, nükleer reaksiyonlar ve onları açıklayan modeller hakkında bilgi verilmiştir. Denge öncesi reaksiyonların sınıflandırılması, modelleri, ve uygulamaları belirlenmiştir. Denge öncesi nükleer reaksiyonların teorik yöntemleri ile ilişkisi incelenmiştir.

Çalışmanın üçüncü bölümünde bilgisayar destekli hesaplama ve simülasyon programları arasında oldukça yaygın olarak kullanılan TALYS 1.95 (Palumbo 2016; Koning vd. 2019) ve PRECO - 2006 (Kalbach 2007) tercih edilmiş teorik olarak modelleme yapılmıştır. Kazakistan Nükleer Fizik Enstitüsü Laboratuvarı'nda gerçekleştirilen deneylerde, ^{27}Al elementi hedef olarak belirlenmiş ve denge öncesi reaksiyonlarının diferansiyel tesir kesiti ölçülmüştür. Elde edilen deneysel veriler, istatistiksel Hauser-Feshbach ve Eksiton modelleri kullanılarak analiz edilmiştir. Elde edilen sonuçlar, Uluslararası Deneysel Nükleer Veri Kütüphanesi'nden (EXFOR) deneysel verilerle karşılaştırılmış ve grafiklerle görselleştirilerek açıklanmıştır.

2. KAYNAK TARAMASI

Nükleer reaksiyonlar, direk ve bileşik çekirdek mekanizmaları ile anlaşılabilir. Direk reaksiyonlarda, sadece basit kuazi parçacık konfigürasyonları reaksiyona katılırken, bileşik çekirdek reaksiyonları, bir çok parçacığın etkileşimi ile oluşur. Bu iki uç mekanizma arasında, az bilinen ve nükleer denge öncesi reaksiyonları adı verilen bir alan bulunur.

Lee Chun ve Gu Lin'in belirttiği üzere, hafif yüklü parçacıkların saçılmalarını ölçmeye yönelik yapılan deneyler oldukça az sayıdadır. ^{27}Al üzerindeki (p,xp) ve (p,x α) reaksiyonlarının çalışılmasına bir kaç çalışma adanmıştır (Liv vd. 2018). Örneğin, Bertrand ve Peelle (1973), protonların başlangıç enerjileri 29.0 ve 62.0 MeV olan çalışmalarda ikincil parçacık (p, d, t, ^3He , α) enerji spektrumlarını ölçtüler. Analiz içerisinde iç-nükleer kaskat modeli kullanılmıştır. Harada ve arkadaşları 42.0 ve 68.0 MeV proton enerjilerinde ^{27}Al , ^{58}Ni , ^{90}Zr , ^{197}Au ve ^{209}Bi çekirdeklerindeki (p,xd) ve (p,x α) reaksiyonlarının çift diferansiyel kesitlerini ölçmüşlerdir. Elde edilen deneysel veriler LA150 (Los Alamos National Laboratory Neutron Data Library) ile karşılaştırılmıştır. 70.0 ve 90.0 MeV enerjilerindeki ^{27}Al (p,xp) kesitlerinin teorik hesaplamalarında INC+GEM modeli (iç-nükleer kaskat modeli + genelleştirilmiş buharlaşma modeli) kullanılmıştır (Harada vd. 2000). Levandowski ve arkadaşları 72.0 MeV'deki protonlarla ^{27}Al üzerindeki reaksiyonların α -parçacık spektrumlarını kaydetmişlerdir. Deneysel kesitler, hibrit model çerçevesinde yapılan teorik hesaplamalarla karşılaştırılmıştır (Levandowski vd. 1979, 1982).

Denge istatistiksel modeli, Bohr ve Hauser-Feshbach tarafından geliştirilerek bileşik çekirdek reaksiyonlarında termal denge varsayımına dayandırılmıştır (Bohr, 1936; Hauser ve Feshbach, 1952). Ancak, yüksek enerjilerde (>50 MeV) bu varsayım geçerliliğini kaybetmektedir, çünkü pre-equilibrium süreçler (Griffin, 1966), doğrudan reaksiyonlar ve yüksek spin etkileri dengenin kurulmasını engeller (Moretto ve Wozniak, 1994). Direk nükleer reaksiyonların teorisi geliştirilmiş ve özellikle de bozulmuş dalgalar (distorted waves) ve çiftlenmiş kanallar (coupled channels) yöntemlerinin başarısı, yüksek enerjilerde reaksiyon ürünlerinin yüksek enerji bileşeninin ve büyük enerjilerde reaksiyon ürünlerinin açısal saçılmaındaki asimetrisinin ortaya çıkmasını açıklamamıza olanak tanımıştır. Ayrıca, hem denge hem de direk yaklaşımlardan sapmaları gösteren birçok deneysel veri bulunmaktadır; örneğin, geniş bir hedef çekirdek yelpazesi için proton-çekirdek reaksiyonlarında parçacık spektrumlarının hassas ölçümleri, Chadwick tarafından yapılmıştır. Simülasyon ve deneysel veri analizi, bu durumda nükleer sistemin direk dengeli bir duruma evrilişini incelemenin gerekliliğini göstermektedir (Chadwick 1999).

Bu tür bir ilk model, yüksek enerjili bir nükleonun çekirdek ile etkileşimini açıklamak için Serber tarafından önerilmiştir. İntranuclear cascade model (çekirdek içi kaskat modeli), birincil parçacık tarafından taşınan enerjinin, bir dizi direk nükleon-nükleon çarpışması yoluyla nükleer bileşenler arasında ardışık olarak yeniden dağıtıldığını varsaymaktadır. Yeterince hızlı parçacıklar çekirdeği terk edebilir (Serber R. 1947). Wu ve arkadaşları, parçacığın çekirdek içindeki hareketini yarı klasik bir yaklaşımla incelemiş ve bu hareketi, çekirdek içinde katettiği yol kavramı üzerinden tanımlamıştır. Araştırmalarında, bu sürecin fiziksel görüntüsünün, moleküller arası

Çarpışmalar sonucu oluşan bir gazın rahatlama sürecine benzerlik gösterdiğini belirtmişlerdir (Wu vd. 1979).

Dengeli durumdan (equilibrium state) ayrılma, ara enerji uyarımların (Moderate Excitations) alanında  zyumov'un (1965)  alışmalarında yapılmıştır; bu çalışmalar kısmi denge modelini geliştirmiştir. Ancak, önemli ilerleme, önceden denge emisyon modellerinin temellerini atan Griffin ve Blann'ın çalışmalarıyla ilişkilendirilmiştir. Biraz farklı bir yaklaşım olan Fermi gazı modeli (Fermi gas relaxation model), Harp vd. (1966) tarafından önerilmiştir. Dengeli emisyonun genel fikirleri, bir dizi sonraki çalışmalarda geliştirilmiş ve birçok konferans ve özel seminerin tartışma konusu olmuştur.

şüphesiz, çekirdekte istatistiksel denge durumu, onlarca MeV düzeyindeki uyarılmalar sonucunda ortaya çıkan oldukça karmaşık bir süreçtir. Bu süreç, kuazi parçacık, kümelenme ve kolektif uyarılmalar gibi farklı uyarılma türlerinin birleşimini içerir. Her ne kadar bu karmaşık süreçlerin tüm ayrıntılarını tam olarak yansıtmasa da, eksiton modeli gibi basitleştirilmiş teorik yaklaşımlar önemli fiziksel açıklamalar sunmaktadır. Eksiton modeli, nükleer reaksiyonların denge öncesi evresini açıklamada kullanılan yarı-klasik bir yaklaşım sunmakta; parçacık-delik (particle-hole) konfigürasyonları üzerinden reaksiyonun zamansal gelişimini ele alarak, deneysel olarak gözlenen bazı yaygın olaylara anlamlı açıklamalar getirebilmektedir.

3. MATERYAL VE METOT

3.1. Nükleer Reaksiyonların Mekanizmaları

Nükleer reaksiyonlar, çekirdeklerin veya parçacıkların diğer çekirdeklerle veya birbirleriyle çarpışması sonucunda meydana gelen olaylardır. Bu olaylar sonucunda, başlangıçtaki çekirdeğin kuantum durumu ve nükleon içeriği değişir ve reaksiyonun ürünleri arasında yeni parçacıklar ortaya çıkar. Nükleer reaksiyonlar, atom çekirdeklerinin parçacıklar, gama ışınları veya diğer atom çekirdekleri ile etkileşime girmesiyle gerçekleşir. Nükleer reaksiyonlar sırasında atom çekirdekleri, elementer parçacıklar ve diğer atom çekirdekleri ile etkileşime girerek dönüşümler geçirir (Thompson vd. 1987).

Nükleer reaksiyonlar, çekirdek yapısının incelenmesi ve yeni izotopların elde edilmesinde temel bir yöntemdir. Bu reaksiyonlar, nükleonlar ile hedef çekirdekler arasındaki çarpışmaların yaklaşık 10^{-13} cm, yani yaklaşık 1 fermi düzeyindeki mesafelerde gerçekleşmesini gerektirir. Bu uzaklık, genellikle çarpışan parçacıkların ya da çekirdek yüzeylerinin birbirine yaklaştığı mesafe olarak tanımlanır ve güçlü nükleer kuvvetin etkili olduğu bölgeyi temsil eder. Daha büyük mesafelerde ise, özellikle yüklü parçacıklar arasında, etkileşim sadece elektromanyetik (Coulomb) kuvvet aracılığıyla gerçekleşir (Bertulani ve Danielewicz 2004).

Nükleer reaksiyonlarda, enerji, momentum, açısal momentum, elektrik yükü ve baryonik yük korunumu yasaları geçerlidir. Nükleer reaksiyonlar genellikle $a(b,c)d$ biçiminde gösterilir; burada a hedef çekirdeği, b gelen (çarpan) parçacığı, c yayılan (çıkan) parçacığı ve d ise reaksiyon sonucunda oluşan ürün çekirdeğini temsil eder.

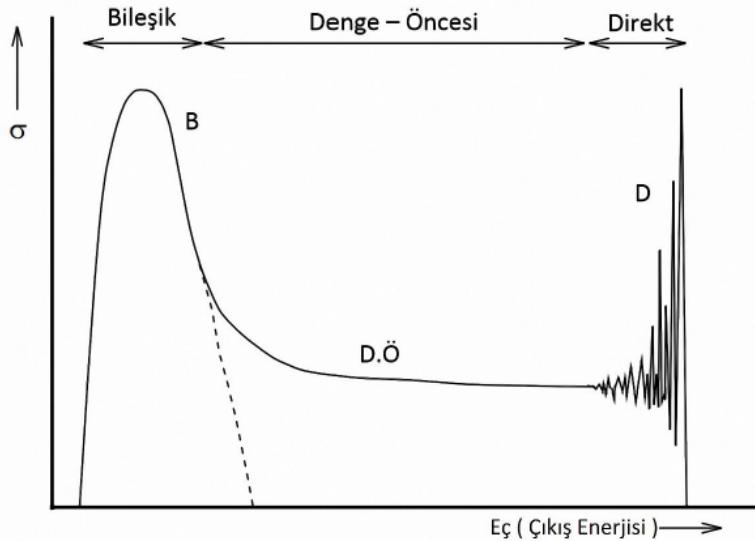
Genel olarak, "hedef" çekirdek; nötronlar, protonlar, alfa parçacıkları, döteryum çekirdekleri veya ağır atom çekirdekleriyle bombardıman edilir. Nükleer reaksiyonlara yüksek enerjiye sahip parçacıklar katılabilir (ağır çekirdeklerle yüklü parçacık reaksiyonları genellikle MeV mertebesinde enerji gerektirir ve düşük enerjilerde reaksiyon olasılığı katlanarak azalır. Yüksüz nötronlar termal enerjilerle, eV seviyesinde fisyon yapabilirken, yüklü parçacıklar kuantum tünelleme etkisiyle Coulomb bariyerini aşabilir). Reaksiyonların temel özelliği, genellikle karmaşık bir bileşik çekirdek oluşumudur. Bombardıman eden parçacığın hedef çekirdek tarafından soğurulmasıyla ortaya çıkan bu geçici yapı, kararsızdır ve kısa bir süre içinde parçalanarak yeni bir çekirdek, yani kız çekirdek meydana getirir (Landau ve Lifshitz 1977).

Atom çekirdeklerinin boyutları, yaklaşık 1.75 femtometre (fm) ile 15 fm arasında değişmektedir (Bohr ve Mottelson, 1969). Hidrojen çekirdeği (tek proton) 1.75×10^{-15} m çapıyla en küçük çekirdek örneğini oluştururken, uranyum gibi ağır elementlerde bu değer 15 fm'ye kadar ulaşabilmektedir (Preston ve Bhaduri, 1975). Bu son derece küçük boyutlar, nükleer etkileşimlerin karakteristik zaman ölçeklerini belirlemektedir. Nükleer reaksiyonlarda temel etkileşim süresi, yaklaşık 10^{-22} saniye mertebesinde olan "nükleer zaman" ile tanımlanır (Blatt ve Weisskopf, 1952). Ancak gerçek reaksiyon süreçleri (t_1), genellikle 10^{-16} ile 10^{-13} saniye aralığında gerçekleşmekte olup (Feshbach, 1992), bu süreçte parçacığın taşıdığı enerji çekirdeğe aktarılmaktadır. Enerji transferini takiben oluşan uyarılmış bileşik çekirdek, istatistiksel süreçlerle kararlı hale geçiş yapmaktadır (Ericson, 1960). Bileşik çekirdeğin bozunum mekanizmaları, sistemin enerji fazlasını γ -

ışını yayımı veya parçacık emisyonu ile atması şeklinde işlemektedir (Alford vd. 1971). Bu süreçler, nükleer yapı ve reaksiyon mekanizmalarının anlaşılmasında kritik öneme sahiptir. Özellikle bileşik çekirdek modeli, nükleer reaksiyonların istatistiksel analizinde temel bir çerçeve sunmaktadır (Blatt ve Weisskopf, 1952; Feshbach, 1992).

Nükleer reaksiyonlar, genellikle reaksiyon süresine bağlı olarak iki ana gruba ayrılır: ilki, çok kısa bir zaman ölçeğinde gerçekleşen direk reaksiyonlardır; ikincisi ise, direk reaksiyonlara kıyasla daha uzun sürede gerçekleşen bileşik çekirdek (denge) reaksiyonlarıdır. Direk reaksiyonlarda, bir parçacık hedef çekirdeği hiç etkileşime girmeden geçer. Bu reaksiyonlar genellikle ortalama 10^{-22} saniye gibi çok kısa bir sürede gerçekleşir. Direk reaksiyon mekanizmaları genellikle mikroskopik modellerle incelenir. Bileşik çekirdek reaksiyonların süresi genellikle ortalama $2 * 10^{-16}$ saniyedir. Bileşik çekirdek reaksiyonlarında, yayınlanan parçacıkların saçılmaları genellikle istatistiksel modeller çerçevesinde ele alınır (Satchler 1991).

Nükleer reaksiyonların direk ve bileşik çekirdek mekanizmalarının ötesinde, deneysel veriler, üçüncü bir reaksiyon türü olan denge öncesi (pre-equilibrium) süreçlerin varlığını ortaya koymuştur. Bu süreçler, reaksiyonun dengeye ulaşmadan önceki ara evresinde gerçekleşen parçacık emisyonlarıyla karakterize edilir. Özellikle, parçacıkların enerji spektrumlarında gözlenen farklılıklar, bu denge öncesi süreçlerin varlığına işaret etmektedir. Bu tür gözlemler, pre equilibrium reaksiyonların anlaşılmasına yönelik teorik modellerin geliştirilmesine zemin hazırlamıştır. Özellikle düşük giriş enerjilerinde, parçacık enerjisinin artmasıyla farklı etkileşimlerin ortaya çıkması ve farklı bir mekanizmanın etkisi altında yorumlanması gerektiği anlaşılmıştır. Yüksek giriş enerjilerinde ise, denge öncesi durumlar için karakteristik olarak açıdan bağımsız spektrumların bozulmaya başlaması, reaksiyonun denge öncesi aşamasının varlığını açığa çıkarmıştır (Zheng 2016).



Şekil 3.1. Bileşik (B), Denge-öncesi (D-Ö) ve Direkt (D) mekanizmalarının katkı sağladığı enerji bölgeleri (Koning vd. 2011)

3.2. Proton Reaksiyonları

Yükü parçacıklarla, özellikle protonlarla gerçekleştirilen nükleer reaksiyonlara ilişkin tesir kesiti (cross-section) sistematikleri uzun süredir araştırma konusu olmuş ve bu bağlamda çok sayıda kuramsal ve deneysel çalışma literatüre kazandırılmıştır. Protonla tetiklenen reaksiyonlara yönelik ilk sistematik yaklaşımlardan biri, Röhm ve arkadaşları tarafından 1973 yılında geliştirilmiş olup, bu çalışmada özellikle (p, xn) reaksiyonları incelenmiştir (Röhm vb., 1973).

Broeders ve Konobeyev (2007) tarafından yürütülen çalışmalarda; 17.9 MeV enerjisinde (p, α) , 24.8 ve 28.5 MeV enerjilerinde $(p, n\alpha)$, ayrıca 22.3 MeV'de (p, np) reaksiyonlarına ilişkin tesir kesitleri analiz edilmiştir. Bu analizlerde hem denge hem de denge öncesi (pre-equilibrium) parçacık yayılım süreçleri dikkate alınmış ve analitik olarak yarı-deneysel ifadeler türetilmiştir. İlgili formülasyonlarda kullanılan sistematik parametreler, mevcut deneysel verilerin eğrilerine parametrik uyum (fit) sağlanarak elde edilmiş; özellikle kabuk yapısı (shell effects) ve çiftlenim (pairing) etkilerini tanımlayan terimler formüllere dahil edilmiştir. Ayrıca, protonların inelastik saçılmalarına ait tesir kesitleri optik model yaklaşımlarıyla hesaplanmış ve bu hesaplamalar deneysel verilerle yüksek düzeyde uyum göstermiştir (Broeders ve Konobeyev, 2007).

Bunu takiben, aynı araştırma grubu 2008 yılında; 7.5 MeV, 12.4 MeV ve 24.8 MeV proton gelme enerjilerinde (p, n) reaksiyonlarına ait yarı-deneysel sistematikler geliştirmiştir. Bu çalışmalarda, eksiton modeli, buharlaşma modeli ve yarı-deneysel kütle formüllerine dayalı analitik yaklaşımlar esas alınmıştır (Broeders ve Konobeyev, 2008).

Tel ve arkadaşları tarafından gerçekleştirilen çalışmalarda ise $(p, n\alpha)$ reaksiyonları kapsamında asimetri teriminin (asymmetry term) tesir kesiti üzerindeki etkileri incelenmiş; 24.8 ve 28.5 MeV enerjilerinde iki parametrelili fitleme yöntemiyle yeni katsayılar elde edilmiştir (Tel vd., 2009). Aynı yıl içinde Tel ve arkadaşları tarafından yayımlanan diğer çalışmalarda, 17.9 MeV'de (p, α) , 22.3 MeV'de (p, np) , 24.8 ve 28.5 MeV'de $(p, n\alpha)$ reaksiyonları için Coulomb etkisi ile nükleer kabuk modeline göre bağlanma enerjisi sistematikleri birlikte değerlendirilmiş; bu bağlamda çiftlenim etkileri göz önünde bulundurularak yeni bir yarı-deneysel formülasyon önerilmiştir. Geliştirilen bu formül, Levkovskii'nin asimetri terimini içeren özgün modelinden türetilmiştir (Tel vd. 2010).

Protonlarla gerçekleşen temel nükleer reaksiyon türleri arasında (p, α) , (p, n) , (p, p) , (p, γ) ve daha nadir olarak gözlemlenen (p, d) reaksiyonları yer alır. Protonların hedef çekirdeklerle etkileşimi, öncelikle Coulomb bariyeri tarafından sınırlandırıldığından, bu tür reaksiyonlar yalnızca belirli eşik enerjilerinin üzerinde gerçekleşebilir ve x_p 'nin bir kaç yüz keV civarında başlar, ağır çekirdeklerde ise birkaç MeV civarında başlar. Küçük x_p 'lerde ana nükleer reaksiyon radyasyon yakalama (p, γ) ve ayrıca çekirdekler tarafından protonların elastik (p, p) , ve elastik olmayan (p, p') saçılmasıdır. Hafif çekirdeklerde, küçük x_p alanında nükleer reaksiyon olasılığı rezonans karakterindedir. Orta ve ağır çekirdeklerde, reaksiyon belirgin bir seviyeye ancak rezonans yapılarının olmadığı enerji alanlarında ulaşır. Coulomb bariyerinin yüksekliğine yakın E_p (çıkan protonların enerjisi) enerji alanlarında, bir kaç izobar-analog durumun uyarılması gözlemlenir (Mukhin 2008).

3.2.1. (p, α) reaksiyonları

(p, α) nükleer reaksiyonlar genellikle ekzotermiktir (yani, $Q > 0$ enerji açığa çıkar). Ancak, ağır bir çekirdekten α parçacığının çıkışına yüksek Coulomb bariyeri engel olur: $Z=80$ için $V_C \sim 25$ MeV'dir. Bu bariyer, çekirdeğin dışına sadece en hızlı parçacıkların çıkmasına izin verir, ki bunların çıkışı, çekirdeğin altındaki nadir yerleşmiş enerji seviyelerine geçişle uyumludur. Hafif çekirdeklerde V_C düşüktür ve olasılıkları oldukça yüksektir. İşte bu tür reaksiyonlar, 1932'de Cockcroft ve Walton'un ilk hızlandırıcısında gözlemlenmiştir (Varlamov vd. 2010). Örnek olarak ${}^6\text{Li}$ ve ${}^7\text{Li}$ izotopları ile gerçekleşen ekzotermik reaksiyonlar verilebilir



İlk reaksiyon için $Q=+17.59$ MeV, ikinci için ise $Q=+3.51$ MeV. Q değeri pozitif olduğu için reaksiyon enerji salınımı gerçekleşir ve düşük enerjilerde bile reaksiyonun mümkün olmasını sağlar.

3.2.2. (p, n) reaksiyonları

(p, n) tipi reaksiyonlar her zaman endotermiktir, yani reaksiyon enerjisi $Q < 0$ 'dır. (p, n) tipi reaksiyonlar, yük değişimiyle karakterize edilen nükleer süreçler sınıfına ait olup, protonun bir çekirdek tarafından soğurulması ve karşılığında bir nötronun yayılmasıyla gerçekleşir. Bu tür reaksiyonlar sonucunda çekirdeğin yükü bir birim artarken kütle numarası sabit kalır; bu özellikleri nedeniyle izobarik analog durumların incelenmesinde önemli bir araç olarak kullanılırlar. (p, n) reaksiyonlarının ayırt edici özelliği, nötronun kütlelerinin protonunkinden büyük olması nedeniyle endotermik nitelik taşımalarıdır ($Q < 0$); bu durum, reaksiyonun gerçekleşebilmesi için belirli bir eşik enerjisine ihtiyaç duyulmasına yol açar. Deneysel nükleer fizikte (p, n) reaksiyonları, hızlı nötron demetlerinin elde edilmesinde yaygın olarak kullanılmakta; ayrıca çekirdek yapısının ve direk nükleer geçiş mekanizmalarının araştırılmasında da önemli bir rol oynamaktadır. Bu tür reaksiyonlar, bozunmuş dalga Born yaklaşımı (DWBA) çerçevesinde teorik olarak da modellenabilmektedir (Glendenning 2004, Martynenko vd 1978, Flerov vd. 1980, İşhanov vd. 2001).

$$p + A \rightarrow n + B \quad (3.3)$$

$$Q = m_a + M_A - m_b - M_B = (M_A - M_B) + (m_a - m_b) \quad (3.4)$$

$$(m_a - m_b) = (m_p - m_n) = -1,3 \text{ MeV} \quad (3.5)$$

Burada, m_a gelen parçacığın kütlesi, M_A hedef çekirdeğin kütlesi, m_b çıkan parçacığın kütlesi, M_B sonuç (reaksiyon sonrası kalan) çekirdeğin kütlesi. m_p proton ve m_n nötron kütleleri.

$(M_A - M_B) < 0,511 \text{ MeV}$. Eğer A çekirdeği, β -bozunması yoluyla B çekirdeğine dönüşüyorsa, reaksiyon enerjisi $Q < -0,8 \text{ MeV}$ olur.

Örneğin, $^{11}_5B(p,n)^{11}_6C$ reaksiyonu, nükleer reaksiyon mekanizmalarının anlaşılmasında önemli bir örnek olarak, proton yakalama süreçlerinde bileşik çekirdek oluşumunu ve nötron emisyon dinamiklerini incelemek için model bir sistem teşkil etmektedir. Bor bir protonu (p) yakalayarak $^{11}_6C$ çekirdeğine dönüştüğü bu reaksiyonun Q değeri -2,76 MeV'dir (Endt, 1990; Tilley vd. 1993).

(p, n) reaksiyonunun sonucunda ürün çekirdeği ek bir proton kazandığı için genellikle β^+ -bozunması veya elektron yakalama (E-capture) geçirir. Protonlarla nükleer reaksiyonlar sıklıkla monokromatik nötronlar elde etmek için kullanılır (Utsunomiya 2014).

3.2.3. (p, p) , (p, p') protonların elastik ve elastik olmayan saçılması

Protonların kinetik enerjisi Coulomb bariyerinin yüksekliğini aştığında, (p, p) , reaksiyonunun olasılığı (p, n) reaksiyonu ile karşılaştırılabilir hale gelir. Genellikle bu reaksiyon, (p, n) , reaksiyonunun eşik enerjisinden daha düşük kinetik enerjilere sahip olduğunda (p, n) , reaksiyonunun gerçekleşmediği durumlarda kullanılır (Thomas 2001).



Proton oksijen ile çarpışarak oksijen çekirdeğini uyarılmış hale getirir. Daha sonra etkileşen (uyarılmış) çekirdek γ ışını yayarak temel duruma döner. Reaksiyon ekzotermiktir $Q=+12.19$ MeV (Avriganu 2017).

3.2.4. (p, d) reaksiyonları

Bu reaksiyonlar diğerlerine göre çok daha nadir görülür, çünkü deutron zayıf bir şekilde bağlanmış bir çekirdeği temsil eder ($\epsilon_d = 2,22$ MeV), ve bunun oluşması için daha fazla enerji gereklidir. Bundan dolayı, (p, d) , tipi reaksiyonlar genellikle endotermiktir veya küçük bir pozitif Q'ya sahiptir. Bu tür bir reaksiyonun bir örneği şudur:



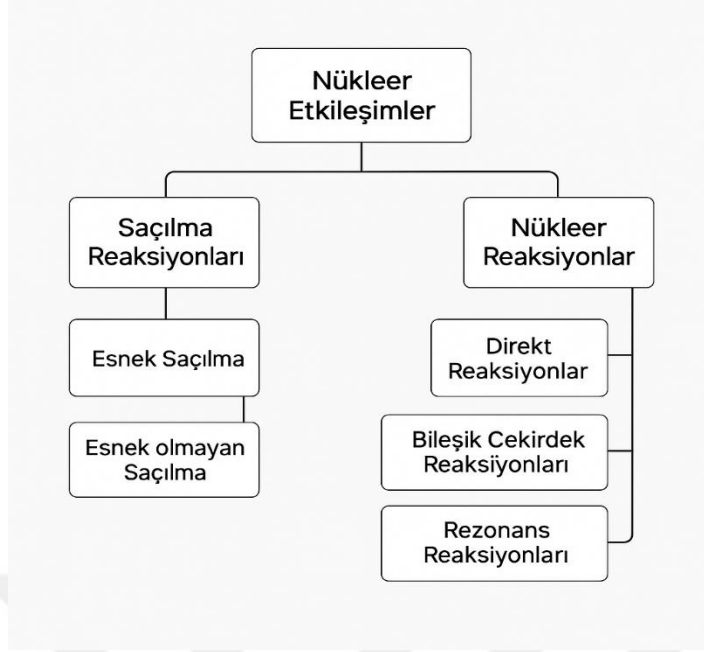
3.2.5. (p, γ) reaksiyonları

Genellikle düşük bir verime sahiptir. Parçacık salımı reaksiyonlarında zorluklar yaşandığında kullanılır. Örneğin, (p, n) reaksiyonu için $T_p < T_{\min}$ olduğunda, (p, γ) tipi reaksiyon, (p, p) tipi reaksiyon ile birlikte gözlemlenebilir (Ishkhanov ve Yudin 2000).



3.3. Nükleer Reaksiyonların Sınıflandırılması

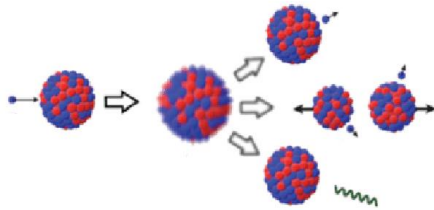
Nükleer tepkime mekanizmalarının sınıflandırılması, Şekil 3.2 gösterilmiştir. Nükleer reaksiyonlar, saçılma ve çekirdek reaksiyonları olarak iki temel kategoriye ayrılır. Çekirdek reaksiyonları ise direk reaksiyonlar, bileşik çekirdek reaksiyonları ve rezonans reaksiyonları olarak üç farklı grupta incelenir.



Şekil 3.2. Nükleer etkileşimlerin sınıflandırılması (Aydın 1997)

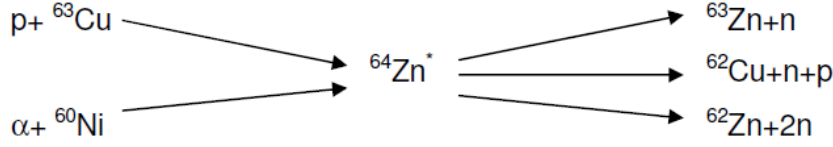
3.3.1. Bileşik çekirdek reaksiyonları

Bileşik çekirdek modeli ilk kez Niels Bohr tarafından formüle edildi (Bohr 1936). Bu modele göre, nükleer reaksiyon iki aşamada gerçekleşir. İlk aşamada, a parçacığı ve hedef çekirdek A , bağlı bir bileşik (kompozit) çekirdek C^* oluştururlar. İkinci aşamada, bu bileşik çekirdek C^* , çekirdek B ve b parçacığına ayrılır:



Şekil 3.3. Nükleer reaksiyonun bileşik çekirdek aşamasından geçerek ilerlediğini gösteren bir görselleştirme (Benstead 2016).

Burada, mermi hedefle çarpışır ve bileşik çekirdek oluşturur, ardından çeşitli olası ürünlere bozunur, örnek olarak



Şekil 3.4. $^{64}\text{Zn}^*$ bileşik çekirdeği için farklı oluşum ve bozunum durumları (Krane 2001)

Bileşik çekirdek modelinin temelinde, a parçacığının bir A çekirdeği ile etkileşime girdiğinde, çekirdekteki nükleonlarla güçlü bir nükleer etkileşime maruz kaldığı varsayımı yer almaktadır. Bu modele göre, çarpan parçacığın serbest yol uzunluğu çekirdek boyutlarına kıyasla oldukça küçük olduğundan, çekirdeğe giren her parçacığın çekirdek tarafından yakalandığı kabul edilir. Çarpan parçacığı ile çekirdek nükleonları arasındaki etkileşim sonucunda, sistemin toplam uyarılma enerjisi, $\epsilon_a + B_a$ şeklinde tanımlanır. Burada ϵ_a , çarpan parçacığın kinetik enerjisini, B_a ise parçacığın çekirdek içindeki bağlanma enerjisini ifade etmektedir. Elde edilen bu toplam enerji, çekirdekteki nükleonlar arasında istatistiksel olarak eşit biçimde dağılır ve nükleon başına ortalama uyarılma enerjisi $(\epsilon_a + B_a)/A$ olarak hesaplanır (Krane 2001). Eğer;

$$(\epsilon_a + B_a)/A \ll B_N, \quad (3.10)$$

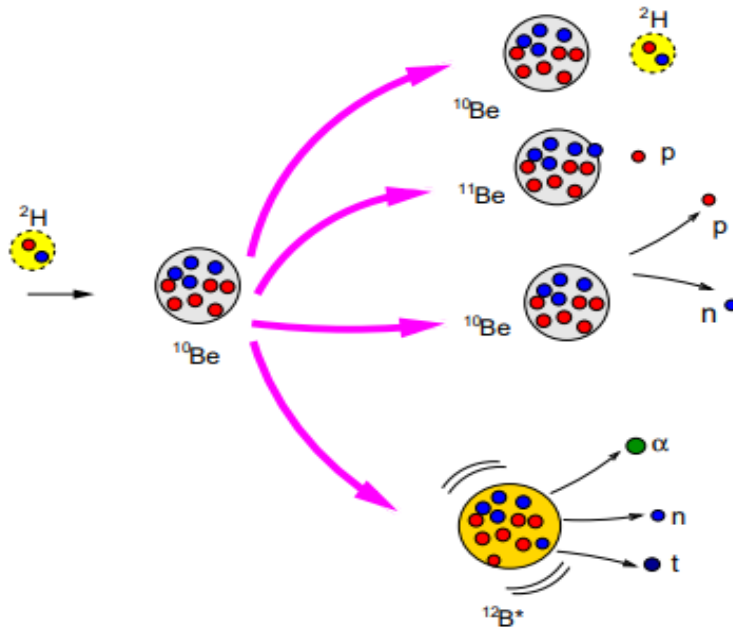
Burada B_N , C bileşik çekirdeğinde bir nükleonun bağlanma enerjisi, ϵ_a , çarpan parçacığın kinetik enerjisi, B_a parçacığın çekirdek içindeki bağlanma enerjisini ifade etmektedir. Bir nükleonun çekirdekten dışarı çıkabilmesi için, sistemin uyarılma enerjisinin bu bağlanma enerjisine ulaşması gerekmektedir. Ancak bu enerji düzeyine ulaşılması, çarpan parçacığın çekirdek içinden geçme süresiyle karşılaştırıldığında oldukça uzun bir zaman gerektirir. Bu süre yaklaşık olarak $2R/v$ ile ifade edilir; burada R çekirdeğin yarıçapı, v ise parçacığın hızıdır. Bileşik çekirdek var olduğu süre boyunca, çarpan parçacığın enerjisi çekirdekteki nükleonlara istatistiksel olarak eşit biçimde aktarılır. Bu süreçte bileşik çekirdek, nasıl oluştuğuna dair bilgileri 'unutur'. Bu durum, bileşik çekirdeğin bozunumunun, onun oluşum biçiminden bağımsız olduğunu göstermektedir. Dolayısıyla, bileşik çekirdek modelinde nükleer reaksiyonun kesiti, Bohr'un bağımsızlık hipotezi çerçevesinde çarpan parçacığın bileşik çekirdeği oluşturma olasılığı ile bu çekirdeğin belirli bir kanaldan bozunma olasılığının çarpımı şeklinde faktörize edilir ve bu ilişki aşağıdaki formülle tanımlanır:

$$\sigma_{ab} = \sigma_{ac} W_b \quad (3.11)$$

Burada σ_{ac} - bileşik çekirdek oluşturma kesiti, ve W_b - bileşik çekirdek bozunumu olasılığıdır ($b+B$ kanalında). Belirli bir kanalda bozunma olasılığı, o enerjideki çeşitli açık kanallar arasındaki rekabetle belirlenir (Krane 2001).

3.3.2. Direk reaksiyonlar

Nükleer reaksiyonlar, etkileşimin süresi ve gerçekleşme dinamikleri dikkate alındığında, temel olarak iki ana sınıfa ayrılır: bileşik çekirdek reaksiyonları ve direk reaksiyonlar. Bileşik çekirdek reaksiyonlarında, gelen parçacık hedef çekirdek ile birleşerek yüksek enerjili, kararsız bir ara sistem oluşturur. Bu bileşik çekirdek, oluşum sürecinde çarpan parçacığın enerjisini çekirdekteki nükleonlar arasında eşit olarak dağıtır ve oluşum şekline dair bilgileri kaybeder. Bu durum, Bohr'un bağımsızlık hipotezi ile açıklanır; bu hipoteze göre, bileşik çekirdeğin bozunma şekli, onun nasıl oluştuğundan bağımsızdır. Bileşik çekirdek reaksiyonları, genellikle düşük enerjili çarpan parçacıklarla gerçekleşir ve reaksiyon süresi yaklaşık 10^{-18} ila 10^{-16} saniye arasında değişir. Öte yandan, direk nükleer reaksiyonlar, çarpan parçacığın hedef çekirdeğin yalnızca birkaç nükleonu ile etkileşime girdiği, çok kısa sürede gerçekleşen süreçlerdir. Bu reaksiyonlar, çarpan parçacığın çekirdekten geçiş süresiyle karşılaştırılabilir bir zaman diliminde, yaklaşık 10^{-22} saniyede meydana gelir. Direk reaksiyonlar, genellikle yüksek enerjili çarpan parçacıklarla gerçekleşir ve reaksiyon ürünleri, çarpan parçacığın momentumuna bağlı olarak belirli yönlerde dağılır. Bu özellik, direk reaksiyonların çekirdek yapısının incelenmesinde önemli bir araç olmasını sağlar (Satchler 1983, Charity 2010).



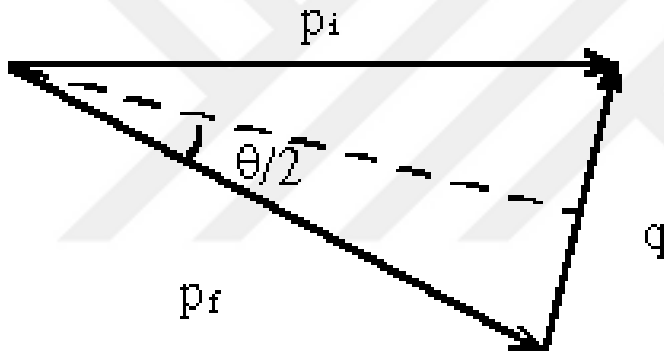
Şekil 3.5. $d+^{10}\text{Be}$ reaksiyonunda gerçekleşen direk ve bileşik çekirdek reaksiyon kanalları (Moro 2018)

Direk nükleer reaksiyonlar, yüksek enerjilerde nükleer süreçlerin tesir kesitine özellikle büyük katkı sağlamakta birlikte, düşük enerjilerde de önemli rol oynayabilirler. Bu tür süreçler, özellikle birkaç MeV'i aşan enerjiye sahip nükleonlarla gerçekleştirilen nükleer bombardımanlarda, elastik saçılma reaksiyonlarında (n,n'), (p,p') ve yük değişim reaksiyonlarında (n,p) önemli bir yere sahiptir. Direk etkileşimlerin bir diğer önemli sınıfını, ayrılma reaksiyonları —örneğin (d,p), (d,n), ($^3\text{He},p$) gibi— ile yakalama

reaksiyonları —örneğin (p,d), (n,d) gibi— oluşturmaktadır (Satchler, 1980; Krane, 1987). Bu tür reaksiyonlar, hem deneysel gözlemler hem de teorik modeller açısından nükleer yapının ve etkileşmelerin anlaşılmasında temel birer araç olarak değerlendirilmektedir.

Direk reaksiyonlarda, gelen parçacık önce çekirdek yüzeyindeki nükleonlar ile etkileşir. Gelen parçacığın enerjisi arttıkça parçacığın dalga boyu, çekirdeğin içindeki nükleonlarla da etkileşmeye başlar (Krane 2001).

Asimetrimin ön-arka açı saçılmalarında varlığı, reaksiyonun direk mekanizma üzerinden gerçekleştiğinin açık bir kanıtıdır. Direk süreçler, çarpan parçacığın çekirdeğe iletilen enerjisinin görece küçük olduğu durumlarda hakimdir. Direk süreçler, enerjisi fazla olmayan durumlarda genellikle çekirdeğin yüzeyinde gerçekleşir. Direk reaksiyonların yüzey karakteri, çıkış yapan parçacıkların açı saçılmalarında difraksiyon deseninin ortaya çıkmasına yol açar. Enerjinin çekirdeğe iletilmesi küçük olduğu için, giriş (i) ve çıkış (f) parçacıklarının momentumları için şu denklemi yazabiliriz (Glendenning 1983).



Şekil 3.6. Direk reaksiyonun momentum diyagramı (Glendenning 1983)

$$|p| = |\vec{p}_i| \cong |\vec{p}_f| \quad (3.12)$$

Bu ifade, başlangıç momentumu $|\vec{p}_i|$ ile son momentum $|\vec{p}_f|$ yaklaşık olarak eşit olup, parçacıkların çarpışması sonucunda enerji kaybı ihmal edilecek kadar küçükse, momentumu büyüklük olarak değişmez, ancak yönü değişir. 3.6 şeklinden görülebileceği gibi, iletilen momentum büyüklüğü $|q|$ için aşağıdaki ilişkiyi yazabiliriz:

$$|q| = 2|p|\sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (3.13)$$

Burada θ – saçılma açısı, q – aktarılan momentum farkıdır. Bu formül iki vektör arasındaki farkın büyüklüğünü verir (vektör diyagramı ile gösterilebilir). Geometrik olarak, bu ifade momentum vektörleri arasındaki açıya bağlı olarak aktarımın nasıl değiştiğini gösterir.

Yüzey karakteristiği dikkate alındığında, klasik sınıra göre aşağıdaki ilişkiyi yazabiliriz

$$qR \cong \hbar \Delta \dot{I} \quad (3.14)$$

Denklemden $\Delta \dot{I}$ – aktarılan momentumun değişimi, R – hedef çekirdeğin yarıçapı, $\hbar$ - indirgenmiş Planck sabitidir.

Sonuç olarak

$$\sin\left(\frac{\theta}{2}\right) = (\hbar \Delta \dot{I}) / 2pR \quad (3.15)$$

Çünkü $\dot{I}$ sadece tam sayı değerlerini alabilir, reaksiyonun açısal saçılmaı, qR büyüklüğünün tam sayı değerlerini aldığı saçılma açıları için maksimumları gösterecektir.

3.3.3. Denge öncesi reaksiyonlar

Nükleer reaksiyonların anlaşılmasında, denge öncesi (pre-equilibrium) süreçler, bileşik çekirdek oluşumu ile doğrudan reaksiyonlar arasındaki önemli geçiş bölgesini temsil etmektedir (Griffin, 1966). Bu süreçler, özellikle 10-50 MeV enerji aralığında, nükleon-nükleon çarpışmalarında enerjinin tüm çekirdeğe tam olarak dağılmadan önceki ara durumu açıklamaktadır (Feshbach vd. 1967). Denge öncesi modeller, başlangıçta Griffin tarafından önerilen "exciton model" ile temellenmiş (Griffin, 1966), daha sonra Feshbach-Kerman-Koonin (FKK) formalizmi gibi gelişmiş teorik yaklaşımlarla genişletilmiştir (Feshbach vd. 1980). Bu tür bir ilk model, yüksek enerjili bir nükleonun çekirdek ile etkileşimini açıklamak için Serber tarafından önerilmiştir (Serber 1947). Bu model, birincil parçacık tarafından taşınan enerjinin, bir dizi direk nükleon-nükleon çarpışması (çekirdek içi kaskad) yoluyla nükleer bileşenler arasında ardışık olarak yeniden dağıtıldığını varsayar.

Orta derecede uyarılmış alanlarda denge şemasından sapma, kısmi denge modelini geliştiren İzumo'nun çalışmalarında yapılmıştır (Izumo 1961). Ancak, önemli ilerleme, ön denge emisyon modellerine temel oluşturan Griffin (1966) ve Blann (1968) çalışmalarıyla ilişkilendirilir. Farklı bir yaklaşım, fermiyon gazı rahatlatma modeli, Harp-Miller-Bern'in çalışmalarında önerilmiştir (Harp vd. 1968).

1970'lerin başında nükleer reaksiyon mekanizmalarının anlaşılmasında önemli bir dönüm noktası oluşturmuştur. Lakes (1972), denge öncesi süreçlerin istatistiksel doğasını ayrıntılı olarak inceleyerek, bu mekanizmaların deneysel verilerle nasıl uyumlu hale getirilebileceğini göstermiştir. De Boer ve Mang (1973) ise, özellikle ağır iyon reaksiyonlarında denge öncesi parçacık emisyonunun rolünü vurgulayan kapsamlı bir model sunmuştur. Kiessig ve Reif (1974) tarafından yapılan çalışmalar, bu süreçlerin farklı enerji aralıklarında nasıl değiştiğini sistematik olarak ortaya koymuş ve alandaki teorik gelişmelere önemli katkılar sağlamıştır. Denge öncesi emisyonun genel fikirleri, bazı sonraki çalışmalarda geliştirilmiş ve birçok konferans ve özel seminerin tartışma konusu haline gelmiştir (Lakes 1972; De Boer ve Mang 1973; Kiessig ve Reif 1974). Günümüzde bu konu, hem deneysel hem de teorik çalışmalarda aktif olarak araştırılmaya devam etmektedir (Kalbach, 2005; Koning ve Delaroche, 2003).

3.4. Denge Öncesi Reaksiyonların Modelleri

Orta enerji alanındaki nükleer reaksiyonlar, 100 MeV'den daha düşük enerjili olan nükleon-çekirdek reaksiyonları, parçacık denge öncesi emisyonu fenomenini araştırma olasılığı nedeniyle geniş bir ilgi görmeye devam etmektedir. İstatistiksel denge evresinin kurulduğu aşamada, uyarılmış nükleer sistemdeki parçacık yayılma mekanizması, direk reaksiyonlar ve bileşik çekirdek durumları aracılığıyla bozunuma arasında bazı ara bir konumda bulunur ve bunlar basit bir kombinasyona indirgenemez. Nükleer reaksiyonlara denge öncesi yaklaşımının gelişimi, bu mekanizmanın önemini anlamamızı sağlamış, onun çekirdeklerin ara yapı ile olan ilişkisini açıklamış ve bir dizi ilginç fiziksel etkiye açıklama getirmiştir.

Mevcut denge öncesi bozunumu modellerinin çeşitliliği göz önünde bulundurulduğunda, fiziksel varsayımları açısından uyumlu olan ve içsel olarak tutarlı olanlar, en geniş deneysel veri kümelerini açıklayan tercih edilir. Bazı durumlarda, uyarılma fonksiyonları ele alınırken, daha az sıklıkla parçacık açısal saçılmaları tartışılır. Son durum, denge öncesi bozunumu modellerinin istatistiksel formülasyonuyla ilgili zorlukları ve kuvazi dengelilik varsayımını kullanan modellerin yanı sıra direk parçacık oluşum mekanizmalarının hesaba katılma gerekliliğini yansıtmaktadır (Blann 1971; Weiner ve Weström 1976; Gaidoli ve Hodgson 1992).

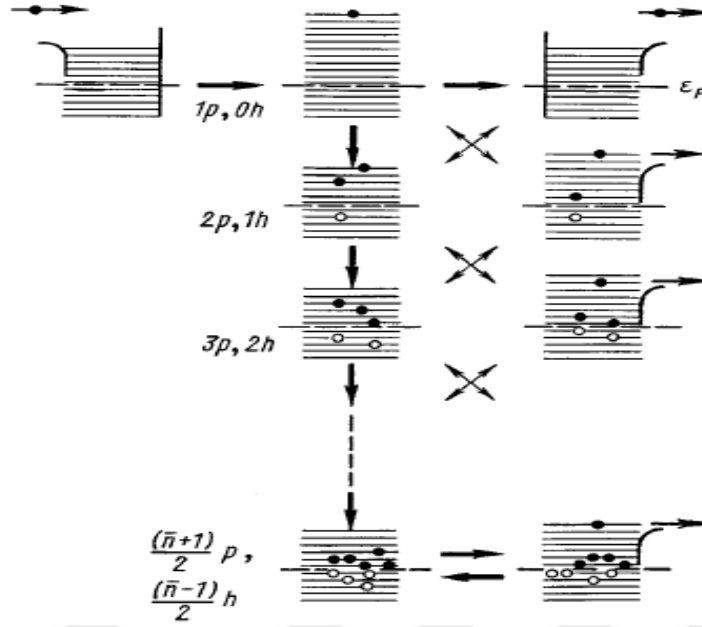
3.4.1. Eksiton modeli

Eksiton modeli üzerindeki herhangi bir modifikasyon temelinde belirli temel varsayımlara dayanır: atom çekirdeği, zayıf iki parçacıklı artık etkileşimle bir fermiyon sistemi olarak ele alınır, çekirdeğin uyarılmış durumları, uyarılma enerjisi E_a ve toplam Eksiton sayısı n ile Fermi yüzeyinin üzerindeki p uyarılmış parçacıklar ve h boşluklarla karakterize edilir.

$$n = p + h \quad (3.16)$$

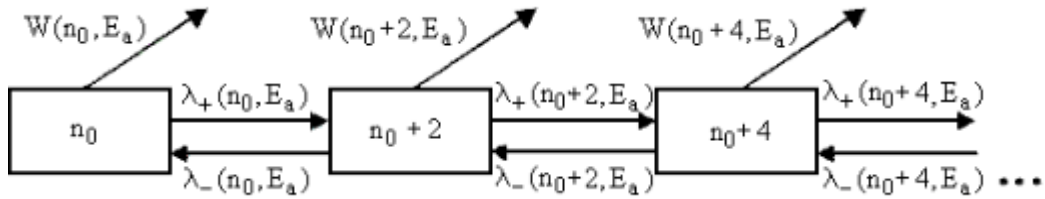
Bu durumda, herhangi bir n-eksiton durumu için parçacıklar ve boşluklar arasındaki uyarılma enerjisinin saçılmanın eşit olasılıklı olduğu kabul edilir (Griffin 1966).

Eksiton modeli, özellikle ara enerji bölgelerinde gerçekleşen nükleer reaksiyonların incelenmesinde, direk reaksiyonlarla tam termal denge arasındaki geçiş sürecini açıklamak için kullanılır. Bu bağlamda model, reaksiyon sırasında oluşan ara kompleksin evrimini, eksiton sayısının zamanla değişimi üzerinden takip eder. Eksiton sayısındaki değişim, parçacık-boşluk çiftlerinin oluşumu veya yok olmasıyla gerçekleşir ve bu süreç, parçacıklar arası çarpışmalarla yönlendirilen istatistiksel bir dinamik üzerinden modellenir. Eksiton modeli, yalnızca bu içsel süreçleri tanımlamakla kalmaz; aynı zamanda enerji saçılma, saçılma açısı ve ikincil parçacık spektrumları gibi gözlemlenebilir nicelikleri de öngörebilir. Bu sayede, deneysel verilerle karşılaştırılabilir tutarlı sonuçlar sunar. Tüm bu yönleriyle Eksiton modeli, nükleer tepkimelerin mikroskobik düzeyde anlaşılmasına katkı sağlayan temel teorik yaklaşımlardan biri olarak öne çıkar.



Şekil 3.7. Eksiton modeli çerçevesinde nükleon-çekirdek reaksiyonu şeması (Musiol 1988)

Nükleon içeren giriş ve çıkış kanallarında bir Eksiton modeli ele alalım. Reaksiyon aşağıdaki şemaya göre gerçekleşir: Nükleer potansiyel bölgesine giren nükleon (giriş ve çıkış kanallarındaki nükleonlarla sınırlı kalalım) bir çekirdek parçacığıyla ilk etkileşim sonucunda kısmen boşluklu bir çift üretir, yani $n_0 = 3, 2p1h$ tipinde bir giriş durumu oluşturur (iki parçacık - bir boşluk). Uyarılmış ara sistem, zamanla daha karmaşık yapılandırmalara (konfigürasyonlara) doğru evrilir. Denge öncesi süreçlerde, yüksek eksiton sayılarına geçiş, durum uzayının genişlemesiyle birlikte artan bir olasılık gösterir. Başlangıçtaki basit yapılar, giderek karmaşıklıklaştıkça düşük eksitonlu durumlardan yüksek eksitonlu yoğun durumlara geçişle termal dengeye yaklaşır. Bu evrim, sistemin istatistiksel durumunu belirleyen kritik bir davranıştır. Bu evrimsel süreç, sistemin istatistiksel olarak daha kararlı bir yapıya yönelmesini temsil eder ve nükleer tepkimenin dinamik karakterini mikroskobik düzeyde anlamak açısından büyük önem taşır. Bu gerçekleştiğinde, bir denge kurulur ve ara sistem, denge Eksiton sayısı $n_0 E_a$ civarında uzun süre dolaşmaya başlar. Bu aşama bileşik bir çekirdeğe karşılık gelir. Her aşamada, belirli bir durumdan parçacıkların uçuşu olasılığı $W(n, E_a)$ ile mümkündür (Gruppelaar vd. 1986).



Şekil 3.8. Bileşik sistemin gelişimi (Luider, 1977)

Eksiton modelinde (Koning ve Duijvestijn 2004), nükleer durum her an reaksiyon sırasında toplam enerji E_{tot} ve Fermi yüzeyinin üstünde bulunan parçacık ve altında bulunan deliklerin toplam sayısı ile karakterize edilir. Parçacıklar (p) ve delikler (h) keyfi olarak eksitonlar olarak adlandırılır. Zaman üzerine bütünleşme (entegrasyon) yapıldığında, enerji ortalamalı emisyon spektrumu elde edilir. Bu varsayımlar, eksiton modelini pratik hesaplamalar için uygun hale getirir. Ancak, ödenmesi gereken bedel, iki eksiton durumu arasındaki geçiş oranlarında meydana gelen artık iki parçacıklı etkileşimin ortalama matris elemanının, uygun şekilde parametrize edilmesidir. Bu matris elemanı uygun şekilde parametrize edildiğinde, çok güçlü bir model elde edilir (Gadioli ve Hodgson 1992).

Her bir n -eksiton durumu, sistemin belirli bir uyarılma enerjisi E_a ile tanımlanır. Modelin önemli bir varsayımı, bu enerji E_a 'nın p parçacık ve h boşluk arasında eşit olasılıklarla dağıldığıdır. Başka bir deyişle, sistemin bu mikro durumlarının hepsi eşit olasılıkla gerçekleşebilir kabul edilir.

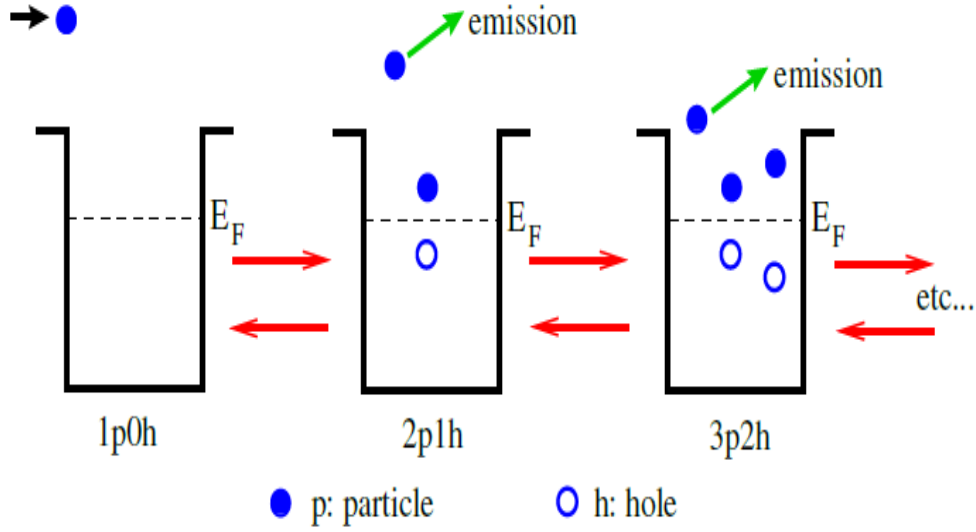
Modelin evrimsel yapısı, parçacık-boşluk çiftlerinin (eksitonların) çarpışmalar yoluyla üretimi veya yok edilmesiyle gerçekleşir. Bu dinamik, aşağıdaki master denklem ile ifade edilir (Dobes 1983):

$$\frac{dP(n, t)}{dt} = \lambda_{n-2}^+ P(n-2, t) + \lambda_{n+2}^- P(n+2, t) - (\lambda_n^+ + \lambda_n^- + \lambda_n^e) P(n, t) \quad (3.17)$$

Burada $P(n, t)$ zaman t 'de n eksitonlu durumun olasılığı, λ^+ iki eksiton oluşturma (yükselme) olasılığı, λ^- iki eksiton yok etme (düşme) olasılığı, λ^e parçacık emisyonu olasılığıdır. Bu oranlar genellikle deneysel verilere dayalı parametrik ifadelerle hesaplanır. Örneğin, çarpışma oranı şu şekilde verilebilir:

$$\lambda_c = \frac{\langle \sigma v \rangle \rho}{\Omega} \quad (3.18)$$

Burada $\langle \sigma v \rangle$ ortalama çarpışma hızı, ρ yoğunluk ve Ω normalleştirici faktördür (Blann, 1971).



Şekil 3.9. Eksiton modelinde reaksiyon akışı (Koning 2023)

Eksiton modelinin temel sınırlılıklarından biri, başlangıçta yalnızca enerji korunumu ilkesine dayanması ve açısal momentumun korunumu gibi önemli bir faktörü göz ardı etmesidir. Bu nedenle, model kendi başına yayılan parçacıkların açısal saçılmalarını açıklayamaz. Bu eksikliği gidermek amacıyla, son yıllarda açısal saçılmaların modele dahil edilmesine yönelik çeşitli çalışmalar yapılmıştır (Mantzouranis & Agassi, 1976). Ayrıca, doğrudan reaksiyon teorilerine dayalı modeller geliştirilerek, çoklu çarpışmalar ve ortalama tek parçacık uyarımları dikkate alınmak suretiyle açısal saçılmalar daha gerçekçi biçimde modellenenmiştir. Bazı yaklaşımlar ise, bu problemi kaskat modeliyle birlikte klasik termodinamik ve dengesiz istatistik denklemlerini birleştirerek çözmeye çalışmaktadır.

3.4.2. Hauser-Feshbach modeli

Hauser-Feshbach modeli, (p, xp) ve (p, xn) gibi reaksiyonları genel olarak bileşik çekirdek yaklaşımını kullanan modellerle inceler. Bu model, Hauser ve Feshbach tarafından 1952 yılında geliştirilen ve istatistiksel olarak oldukça başarılı olan bir modeldir. Bu çalışmada, denge durumu deney verilerini analiz etmek için Hauser-Feshbach modeli kullanılacaktır. Hauser-Feshbach modeli, çok sayıda bileşik çekirdek durumunun ortalaması alınarak nükleer reaksiyonların tesir kesitlerinin hesaplanmasını sağlayan istatistiksel bir yaklaşımdır.

Bu bağlamda, bileşik çekirdeğin belirli bir α giriş kanalı aracılığıyla oluştuğu ve çeşitli β çıkış kanalları üzerinden bozunabileceği kabul edilir. Model giriş ve çıkış kanallarındaki spin etkileri ihmal edilir; dolayısıyla hesaplamalar, belirli ve tekil bir açısal momentum bileşeni üzerinden yürütülür. Ayrıca, gelen ve saçılan dalgaların koherent özellik göstermesi gerektiği dikkate alınarak elastik saçılma süreçleri kapsam dışı bırakılır.

Bu yaklaşım, Bohr'un bağımsızlık (ya da serbestlik) hipotezine dayanmaktadır. Hipoteze göre, toplam tesir kesiti, bileşik çekirdeğin oluşumuna ilişkin bir olasılık faktörü

ile bozunma kanalına ilişkin bir geçiş olasılığı çarpımı şeklinde iki ayrı terime ayrıştırılabilir. Hauser-Feshbach formülasyonu da bu kuramsal çerçeveyi benimseyerek reaksiyon tesir kesitini aşağıdaki biçimde ifade eder:

$$\sigma_{\alpha\beta} = \sigma_{\alpha} P_{\beta} \quad (3.19)$$

Burada σ_{α} , α kanalı üzerinden bileşik çekirdeğin oluşma tesir kesitini, P_{β} ise bu çekirdeğin β kanalına bozunma olasılığını temsil eder.

Denge öncesi durumunda olan çekirdekten parçacık salınımlarının modellenmesinde en yaygın kullanılan yaklaşımlar Weisskopf-Ewing ve Hauser-Feshbach modelleridir. Weisskopf-Ewing modeli, açısal momentum ve parite gibi kuantum özelliklerini dikkate almazken; Hauser-Feshbach modeli bu parametreleri göz önünde bulundurarak kanal başına ayrıntılı bir hesaplama yapılmasına olanak tanır (Hauser ve Feshbach, 1952; Moldauer, 1975). Bu nedenle, Hauser-Feshbach yaklaşımı, özellikle çok sayıda çıkış kanalı olan reaksiyonlarda daha güvenilir ve fiziksel olarak tutarlı sonuçlar sağlar.

Hauser-Feshbach modelinin uygulanabilirliği, büyük ölçüde reaksiyon potansiyelinin belirlenmesini sağlayan optik modelin doğruluğuna bağlıdır. Optik model, gelen parçacığın hedef çekirdek ile etkileşimini karmaşık bir potansiyel kullanarak tanımlar ve toplam tesir kesitini çeşitli reaksiyon bileşenlerine ayırma imkânı sunar. Bu model aynı zamanda hızlı (direk) ve yavaş (istatistiksel) süreçlerin ayırımında temel bir araç olarak işlev görür (Koning ve Delaroche, 2003; Hodgson ve Gadioli, 1997). Direk süreçler, çok kısa zaman ölçeklerinde gerçekleşen ve genellikle hedef çekirdeğin yalnızca bir kısmıyla etkileşim içeren olaylardır. Buna karşın, istatistiksel süreçler, gelen enerjinin çekirdek içindeki çok sayıda nükleer durum arasında yeniden dağıldığı ve daha uzun sürelerde tamamlanan olayları kapsar.

İstatistiksel modellerin temel kuramsal dayanağı, Bohr'un bağımsızlık hipotezi olarak bilinir. Bu hipoteze göre, bileşik çekirdek oluşumundan sonra sistemin, bozunma öncesinde gelen parçacığın enerjisini çekirdeğin tüm bileşenleri arasında eşit şekilde paylaştırarak tamamen dengelenmiş bir yapıya ulaştığı kabul edilir. Böylece, bileşik çekirdeğin nasıl oluştuğuna dair herhangi bir iz taşımaz; yani oluşum süreci ile bozunma süreci birbirinden bağımsızdır (Bohr, 1936). Bu varsayım, Hauser-Feshbach modelinin teorik temelini oluşturur ve istatistiksel yaklaşımın geçerliliğini sağlayan en kritik ilkedir (Hilaire vd 2001; Capote vd 2009).

3.4.3. Weisskopf-Ewing (WE) modeli

Bir nükleer reaksiyonun gerçekleşme mekanizması, büyük ölçüde gelen parçacığın enerjisine bağlıdır. Özellikle 10 MeV'nin altındaki düşük enerjili çarpışmalarda, bileşik çekirdek mekanizmaları baskın süreç olarak ön plana çıkar. Bu enerji rejiminde meydana gelen reaksiyonlar, açısal momentumu ihmal eden Weisskopf-Ewing (WE) modeli kapsamında değerlendirilebilir.

Weisskopf ve Ewing (1940) tarafından geliştirilen bu model, bileşik çekirdek reaksiyonlarının son evresinde çekirdeğin sürekli durumlara geçişine ilişkin tesir kesitlerini hesaplamak için kullanılan en basit kuramsal yaklaşımlardan biridir. Model,

çıkış kanallarındaki parçacık emisyonunu seviye yoğunlukları ve ters reaksiyon tesir kesitleri ile ilişkilendirerek, tüm kanallar için yalnızca optik model potansiyellerini kullanır (Hodgson, 1987).

Ancak bu modelin geçerliliği belirli sınırlar içerisindedir. Özellikle, seviye yoğunluğunun düşük olduğu enerji bölgelerinde ve çekirdeğin kararlı seviyelerine yönelik uyarılmaların eşik enerjisinin birkaç MeV üzerine çıktığı durumlarda WE modeli yetersiz kalmaktadır. Ayrıca, çarpışma enerjisinin arttığı ve direk ya da denge öncesi (pre-equilibrium) süreçlerin reaksiyonlara katkı sunduğu daha yüksek enerji aralıklarında da bu modelin sınırlılıkları belirginleşmektedir.

WE modeli, buharlaşma mekanizmasına dayalı olarak; bağlanma enerjisi, ters reaksiyon tesir kesiti, çiftlenim etkileri ve nükleer düzey yoğunluk parametrelerini hesaba katar. Bu model kapsamında, bir reaksiyonun giriş kanalı (mermi parçacık) a ve çıkış kanalı (çıkan parçacık) b olmak üzere, reaksiyonun tesir kesiti şu şekilde ifade edilir:

$$\sigma_{ab}^{WE} = \sigma_{ab}(E_{inc}) \frac{\Gamma_b}{\sum_{b'} \Gamma_{b'}} \quad (3.20)$$

Burada σ_{ab}^{WE} - Giriş kanalı a , çıkış kanalı b olan reaksiyonun WE modeline göre hesaplanan tesir kesitidir. $\sigma_{ab}(E_{inc})$ - gelen parçacığın enerjisine bağlı ön tesir kesiti (reaksiyonun gerçekleşme olasılığı), E_{inc} - gelen parçacığın enerjisi (inc = incident - durum, olay). Γ_b - b kanalına karşılık gelen parsiyel çıkış genliği (kanal genişliği), $\sum_{b'} \Gamma_{b'}$ - tüm mümkün çıkış kanalları için toplam genliktir. Parsiyel genlik, WE modelinde bir bozunma kanalının istatistiksel ağırlığını temsil eder ve toplam kesitin hesaplanmasında kullanılır. Termal denge varsayımı altında, genliklerin kareleri ölçülebilir fiziksel sonuçlar verir (Weisskopf ve Ewing 1940). Bu deklemler, reaksiyonun belli bir çıkış kanalı üzerinden gerçekleşme ihtimalini, tüm olası çıkış yollarına oranını içerir.

Bu ifadeden parsiyel genlik denklemini açıklayabiliriz:

$$\Gamma_b = \frac{2S_b+1}{\pi^2 \hbar^2} \mu_b \int d\varepsilon \sigma_b^{inv}(\varepsilon) \varepsilon \frac{\omega_1(U)}{\omega_1(E)} \quad (3.21)$$

Burada S_b , b verilen elementer parçacığın spini, μ_b indirgenmiş kütle, σ_b^{inv} ters reaksiyon tesir kesiti, $\omega_1(E)$ toplam uyarılmış tek parçacık durum yoğunluğu, $\hbar$ Planck sabiti/ 2π olarak ifade edilmiştir.

Modelin bu formülasyonu, düşük enerjili nükleer reaksiyonların istatistiksel olarak değerlendirilmesine olanak tanırken, daha karmaşık ve yüksek enerjili süreçlerin açıklanmasında yetersiz kalabilmektedir. Bu nedenle, daha yüksek enerjilerde gerçekleşen reaksiyonlar için denge öncesi modeller veya direk reaksiyon teorileriyle desteklenmesi gerekmektedir.

Weisskopf-Ewing (WE) modeli, bileşik çekirdek reaksiyonlarının istatistiksel analizinde temel bir araç olarak önemini korurken, son yıllarda önemli teorik gelişmeler ve pratik uygulamalarla genişletilmiştir. Modern araştırmalar, geleneksel modelin sınırlarını aşmak amacıyla yüksek enerji bölgesindeki denge-öncesi süreçleri entegre eden hibrit yaklaşımlar geliştirmiştir (Kalbach, 2005; Koning ve Duijvestijn, 2004).

3.4.4. Optik model

Parçacıkların atom çekirdekleriyle etkileşim potansiyelleri hakkında bilgi elde etmenin en gelişmiş yöntemi, optik çekirdek modeline dayalı olarak elastik saçılma deney verilerinin fenomenolojik analizidir. Bu modelin gerekçelendirilmesi ve ayrıntılı matematiksel formülasyonu çeşitli çalışmalarda sunulmuştur (Hodgson, 1971).

Optik model ve kabuk modeli (Shell model) birlikte tek parçacıklı (single-particle) yaklaşımı çerçevesinde değerlendirilen nükleer modeldir. Bu model, çekirdekteki tüm diğer nükleonların oluşturduğu alan içerisinde tek bir parçacığın hareketini inceler. Çekirdekte var olan etkileşimlerin zayıf olduğu varsayımı altında, nükleonların seçilen parçacık üzerindeki etkisi bir potansiyel aracılığıyla temsil edilebilir. Atomda, elektronlara etki eden Coulomb kuvvetlerinin merkezi bellidir; oysa çekirdekte, nükleonlara etki eden kuvvetlerin kaynağı olan belirli bir merkez yoktur. Ancak, çekirdek içinde bu tür ayrıcalıklı bir bölgenin olmaması nedeniyle, potansiyel alanın merkezsiz olduğu kabul edilebilir. Nükleona etki eden kuvvetlerin potansiyelinin tanımlanması, bu parçacığın hareketinin açıklanmasını oldukça basitleştirir. Böylece çok cisimli bir problemin çözümü yerine, belirli bir potansiyel alan içerisinde bir nükleonun kuantum mekaniği çerçevesinde hareketi incelenir.

Optik modelde, esnek olmayan kanalların etkisi, çarpışan çekirdekler arasındaki etkileşim potansiyeline sanal (imajiner) bir soğurucu bileşenin fenomenolojik olarak eklenmesiyle dikkate alınır. Bu yaklaşım çerçevesinde, çok parçacıklı bir sistem olan çekirdekle saçılma problemi, karmaşık optik potansiyel alanında saçılma problemine indirgenir. Bu potansiyelin biçimi ve büyüklüğü, model parametrelerinin hesaplanan değerleri ile deneysel verilerin en iyi uyumu sağlayacak şekilde optimize edilmesiyle belirlenir. Bu yöntem, kompleks potansiyel $U(r)$ içeren Schrödinger denkleminde indirgenir:

$$\Delta\Psi + \frac{2\mu}{\hbar^2} [E - U(r)] \Psi = 0 \quad (3.22)$$

Burada Ψ - dalga fonksiyonu, $\mu = mA_p A_t / (A_p + A_t)$ - çarpışan çekirdeklerin indirgenmiş kütesidir. A_p u A_t - sırasıyla saçılmayı gerçekleştiren ve hedef çekirdeklerin kütle numaralarıdır; m - nükleon kütlesi ve E - kütle merkez sistemi (MKS) bağlamında kinetik enerjidir.

Hesaplamalar genellikle sadece merkezci potansiyellerle sınırlandırılır; bu potansiyeller yalnızca çarpışan çekirdeklerin kütle merkezleri arasındaki mesafeye bağlıdır. Detaylı teorik çalışmalar, spin-yörünge etkileşiminin küçük açılardaki elastik saçılma diferansiyel kesitlerine önemli bir etkisi olmadığını göstermektedir. Bu nedenle, optik potansiyel aşağıdaki biçimde yazılabilir:

$$U(r) = V_c(r) - V(r) - i(W_v(r) + W_s(r)), \quad (3.23)$$

İlk terim V_c - Coulomb potansiyelini temsil eder. Saçılma süreci, yük saçılmasının belirli biçimine duyarlı olmadığından (Goldberg ve Smith, 1972) ve dolayısıyla kenar difüzyonunun dikkate alınmasına gerek olmadığından, pratikte düzgün yüklü küreye ait Coulomb potansiyeli yeterlidir:

$$V_c(r) = \frac{Z_p Z_t e^2}{2R_c} \left(\frac{3-r^2}{R_c^2} \right) \quad r < R_c \quad (3.24)$$

$$V_c(r) = \frac{Z_p Z_t e^2}{r} \quad r > R_c \quad (3.25)$$

$$R_c = r_c A_t^{1/3} \quad (3.26)$$

Burada R_c - Coulomb yarıçapıdır, Z_p ve Z_t - sırasıyla saçan parçacık ve hedef çekirdeğin yükleridir, e elektriksel yük 1.602×10^{-19} C, r - iki çekirdek merkezi arası mesafe olarak verilmiştir.

Nükleer potansiyel genellikle Woods-Saxon biçiminde alınır ve deneysel verilerle en iyi uyum sağlayan fenomenolojik parametrelerle belirlenir. Ya da temel nükleon-nükleon etkileşmelerine dayalı teorik hesaplamalarla elde edilir.

İlk durumda (3.23) gerçek kısım şu şekilde tanımlanır:

$$V(r) = V_0 \left[1 + \exp \left(\frac{r - R_V}{a_V} \right) \right]^{-1} \quad (3.27)$$

İmajiner hacimsel bileşen

$$W_v(r) = W_0 \left[1 + \exp \left(\frac{r - R_W}{a_W} \right) \right]^{-1} \quad (3.28)$$

İmajiner yüzeysel bileşen

$$W_s(r) = -4a_D W_D \frac{d}{dr} \left[1 + \exp \left(\frac{r - R_D}{a_D} \right) \right]^{-1} \quad (3.29)$$

Burada $\left[1 + \exp \left(\frac{r - R_i}{a_i} \right) \right]^{-1}$ Woods-Saxon biçim faktörüdür; R_i ve a_i - sırasıyla yarıçap ve difüzyon parametreleridir, V_0 gerçek potansiyelin derinliği, W_v hacimsel imajiner potansiyelin derinliği, W_D yüzeysel imajiner potansiyelin derinliği, R , R_V , R_D - potansiyel yarıçapları ve a , a_V , a_D difüzyon parametreleri (geçişin keskinliği) olarak ifade

edilmiştir. Bu parametrizasyon, nükleer yoğunluk saçılmanın şekliyle nükleer etkileşimin uyumlu olduğu varsayımına dayanır (Devries vd 1977).

İmajiner potansiyel hacimsel ($W_V \neq 0$, $W_D = 0$), yüzeysel ($W_V = 0$, $W_D \neq 0$) veya karma ($W_V \neq 0$, $W_D \neq 0$) olabilir.

Spin-yörünge etkileşimi dikkate alınmak istenirse, potansiyele hem saçan parçacığın hem de hedef çekirdeğin spin-yörünge etkileşimlerini içeren bir terim eklenir:

$$V_{so} \left(\frac{\hbar}{m_\pi c} \right)^2 \mathbf{LS} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f_{so}(r) \quad (3.30)$$

Buradaki V_{so} - Spin-yörünge potansiyel derinliği, LS – yöründe açısıl momentum ile spin skaler çarpımı radyal fonksiyonu ve $f_{so}(r)$, (3.29) denklemi ile aynı biçimdedir:

$$\left[1 + \exp \left(\frac{r - R_i}{a_i} \right) \right]^{-1} \quad (3.31)$$

Toplam dalga fonksiyonu (Ψ)'nin yalnızca çekirdekler arası görelî uzaklığa bağlı kısmı olan $\chi_L(r)$,nin ayrılması ve bunun kısmî dalgalara ayrılması, aşağıdaki radyal Schrödinger denklemlerine yol açar:

$$\frac{d^2 \chi_L(r)}{dr^2} + \left[\frac{2\mu}{\hbar^2} \left(E - U(r) - \frac{L(L+1)}{r^2} \right) \right] \chi_L(r) = 0 \quad (3.32)$$

Bu denklem, belirli bir açısıl momentum L ile çarpışan çekirdeklerin hareketini tanımlar. Burada $\chi_L(r)$, Coulomb ve nükleer potansiyellerin toplam alanında bozulmuş dalga fonksiyonudur ve sınır koşullarına şu şekilde uyar: $\chi_L(0)=0$ ve $r \rightarrow \infty$ durumunda (Goldberg vd. 1974):

$$\chi_L(r) = \{ F_L(kr) + iG_L(kr) + S_L [F_L(kr) - iG_L(kr)] \} \quad (3.33)$$

Burada S_L saçılma matrisinin karmaşık elemanları; F_L ve G_L , asimptotik bölgede Schrödinger denkleminin düzenli ve düzensiz çözümleridir. Bu ifade, verilen bir potansiyel için saçılma matrisinin elemanlarını belirlemeyi mümkün kılar. Merkez kütle sisteminde θ açısında saçılma genliği şu şekilde yazılır:

$$A(\theta) = f_C(\theta) + \frac{1}{2ik} \sum_{L=0}^{\infty} (2L+1)(S_L - 1) \exp(2i\sigma_L) P_L(\cos \theta) \quad (3.34)$$

burada f_C – Coulomb alanındaki saçılma genliğidir

$$f_C(\theta) = -\frac{\eta}{2k} \operatorname{cosec}^2(\theta/2) \exp[2i\sigma_0 - 2i\eta \ln \sin(\theta/2)] \quad (3.35)$$

Burada $\eta = \frac{\mu Z_p Z_t e^2}{k\hbar^2}$, $\sigma_L - L$ dalgası için Coulomb faz kaymasıdır.

Elastik saçılmanın diferansiyel tesir kesiti şu şekilde verilir:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |A(\theta)|^2 \quad (3.36)$$

Saçılma kuramında yer alan fiziksel değişkenlerin her biri, nükleer reaksiyonların mikroskobik düzeyde anlaşılması açısından önemli bilgiler sunar. S_L saçılma matrisinin elemanları, belirli bir L açısal momentumuna karşılık gelen saçılma davranışını tanımlar ve boyutsuzdur. $F_L(r)$ ve $G_L(r)$ Schrödinger denkleminin asimptotik bölgede düzenli ve düzensiz çözümleri olup, birim olarak $m^{-1/2}$ cinsinden tanımlanır. θ , saçılma açısıdır ve genellikle radyan veya derece ile ifade edilir. $f(\theta)$, toplam saçılma genliği olup, deneysel olarak ölçülebilen diferansiyel tesir kesitini belirler; birimi uzunluk (m veya fm) cinsindendir. Sadece Coulomb alanında meydana gelen saçılmayı tanımlayan $f_C(\theta)$ benzer şekilde uzunluk birimine sahiptir. σ_L , Coulomb faz kayması olup radyan cinsindendir. Diferansiyel tesir kesiti $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, birim katı açı başına saçılma olasılığını temsil eder ve birimi m^2/sr veya nükleer fizikte sıklıkla kullanılan barn/sr'dir. $P_L(\cos\theta)$ terimi, açısal bağımlılığı tanımlamak için kullanılan boyutsuz Legendre polinomlarıdır. L , açısal momentum kuantum sayısıdır ve tamsayı değerler alır. Dalga vektörü k , parçacığın kinetik enerjisi ve kütlesine bağlı olup, birimi m^{-1} 'dir. r , saçılan parçacığın merkezden uzaklığını temsil eden radyal koordinattır ve metre ya da femtometre ile ifade edilir. $\chi_L(r)$, radyal dalga fonksiyonudur ve birimi $m^{-1/2}$. Son olarak, δ_L açısal momentum L için toplam faz kaymasını gösterir ve radyan birimindedir.

Elde edilen potansiyellerin tek olası seçenekler olmadığı bilinmektedir. Bu belirsizlik, potansiyelin iç kısmının genellikle düşük L değerli parsiyel dalgalara karşı hassas olmasından ve bu dalgaların saçılma kesitine katkısının küçük olmasından kaynaklanır. Dolayısıyla, çekirdek çevresinde (periferisinde) benzer parametre değerlerine sahip potansiyeller veya sınırlı sayıda baskın parsiyel dalga için doğru fazları veren potansiyeller benzer açısal saçılmalar üretir (Goldberg ve Smith 1972, Satchler ve Lowe 1979, Fuller 1975, McVoy ve Satchler 1984).

3.5. Nükleer Reaksiyon Tesir Kesitleri

Gelen parçacıklar ve hedef çekirdekler için birden fazla nükleer reaksiyon türü mümkündür. Bu reaksiyonlardan hangisinin gerçekleşeceği, esas olarak çarpışan parçacıkların özelliklerine (özellikle de kinetik enerjilerine) bağlıdır ve reaksiyon kesiti ile ilişkilidir. Reaksiyon tesir kesiti, çekirdeği gelen parçacık için bir hedef olarak niteleyen etkin bir alan büyüklüğüdür ve parçacık ile çekirdeğin etkileşime girme olasılığının bir ölçüsüdür. Nükleer reaksiyon olasılığı, etkin kesit ya da yalnızca tesir kesit (σ) ile nicelenir.

3.5.1. Tesir kesiti (cross section)

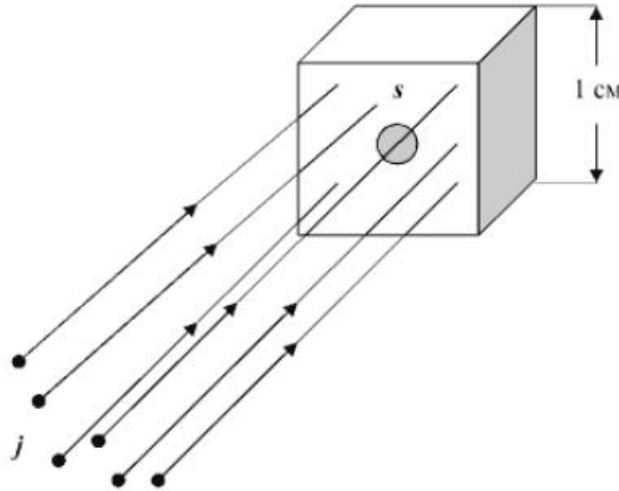
Kesit şu şekilde tanımlanır:

$$\sigma = n / n_0 N \quad (3.37)$$

Burada: n birim zamanda meydana gelen nükleer reaksiyonların sayısı, n_0 : birim zamanda hedefe çarpan parçacık akısı (birim zamandaki parçacık sayısı), N : hedefin birim yüzeyine (1 cm^2) düşen çekirdek sayısıdır.

Reaksiyon kesiti, etkileşen parçacıklardan oluşan bir sistemin belirli bir son duruma geçme olasılığını tanımlayan bir büyüklüktür. Nükleer etkin kesit, bir parçacığın çekirdek ile etkileşime girme olasılığını niceler. Etkin kesit birimi barn olup, $1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2$ 'dir. Bilinen etkin kesitler yardımıyla nükleer reaksiyon hızları ya da reaksiyona giren parçacık sayıları hesaplanabilir.

Reaksiyon olasılığı, nükleer reaksiyonun etkin kesitiyle belirlenir. Laboratuvar referans sisteminde (hedef çekirdeğin hareketsiz olduğu sistem), birim zamanda etkileşim olasılığı, kesitin (alan biriminde) gelen parçacık akısıyla (birim zamanda birim alanı geçen parçacık sayısı) çarpımına eşittir. Eğer bir giriş kanalına karşılık birden fazla çıkış kanalı varsa, bu çıkış kanallarının olasılık oranları, ilgili reaksiyon kesitlerinin oranına eşittir.



Şekil 3.10. Tesir kesiti (effective cross section) (İshkhanov ve Khabin, 2000)

3.5.2. Diferansiyel tesir kesiti (differential cross section)

Gelen parçacıkların hedef çekirdeklerle etkileşimi sonucu, genellikle yalnızca tek bir tür nükleer reaksiyon meydana gelmez. Reaksiyon koşullarına bağlı olarak çok sayıda farklı süreç aynı anda gerçekleşebilir. Her bir reaksiyon kanalının oluşma olasılığı, ilgili

sürecin kendine özgü bir kısmı tesir kesiti (partial cross-section) ile tanımlanır. Bu kısmi tesir kesitlerinin toplamı, sistemin belirli enerji ve yönelime sahip parçacıklarla etkileşimi sonucu ortaya çıkan toplam tesir kesitini (total cross-section) verir (Koning ve Rochman, 2012).

Nükleer reaksiyonlar veya saçılma olayları sonrasında ortaya çıkan parçacıkların uzayda izledikleri yönelime bakıldığında, bu saçılmanın çoğu durumda izotropik olmadığı görülür. Yani parçacıklar her yöne eşit olasılıkla dağılmak yerine, belirli yönlerde daha yüksek yoğunlukta yayılır. Bu olguya anizotropik açısal saçılma (anisotropic angular distribution) denir. Ayrıca, farklı açılardan çıkan parçacıkların enerjileri de birbirinden farklı olabilir; bu nedenle hem yönelim hem de enerji açısından detaylı bir analiz gereklidir. Bu tür hesaplamalarda, belirli bir katı açığa ($d\Omega$) yönelmiş ve geliş doğrultusuyla θ açısı yapan parçacıkların saniyede yayılma miktarını tanımlamak amacıyla açısal tesir kesiti (differential cross-section) kavramı kullanılır. Bu büyüklük, birim katı açı başına düşen tesir kesiti olarak tanımlanır ve genellikle

$$\sigma(\theta, E) = \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (3.38)$$

şeklinde gösterilir. Bu ifade, belirli bir açı ve enerji aralığında reaksiyonun olasılığını niceliksel olarak verir ve özellikle deneysel verilerin teorik modellerle karşılaştırılmasında merkezi bir rol oynar.

Toplam tesir kesiti buradan

$$\sigma_T = \int_{\Omega} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (3.39)$$

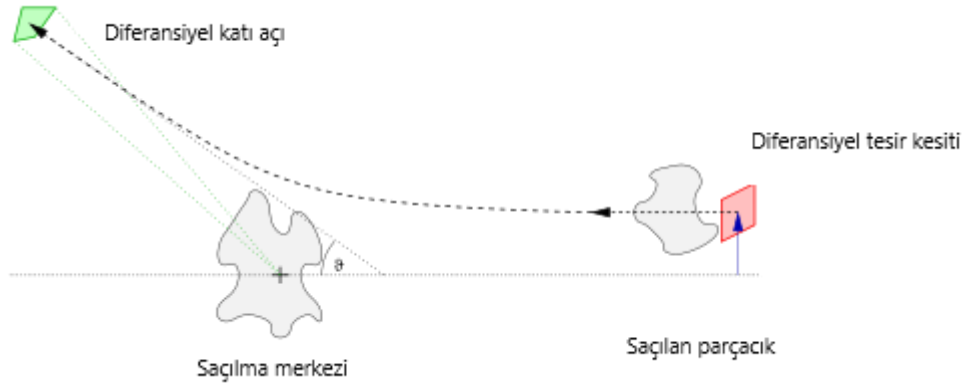
$d\Omega$ katı açı ifadesi

$$d\Omega = \frac{\text{alan}}{(\text{mesafe})^2} = \frac{dA}{r^2} = \frac{(rd\theta)(r\sin\theta d\phi)}{r^2} = \sin\theta d\theta d\phi \quad (3.40)$$

Nükleer reaksiyonlar, atom çekirdeklerinin temel parçacıklar veya diğer çekirdeklerle etkileşmesi sonucu yapısal dönüşümlere uğradığı temel fiziksel süreçlerdir. Bu süreçlerin açısal ve enerjik saçılma özelliklerini tanımlayan en önemli niceliklerden biri, diferansiyel tesir kesitidir. Bu büyüklük, reaksiyon ürünlerinin belirli bir yönde meydana gelme olasılığını tanımlar ve deneysel olarak ölçülebilir bir niceliktir. Diferansiyel tesir kesiti ($d\sigma/d\Omega$), reaksiyon sonucu çıkan parçacığın θ açısı civarında, birim katı açı $d\Omega$ yönünde gözlemlenme olasılığının ölçüsüdür:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \lim_{\Delta\Omega \rightarrow 0} \frac{\Delta N/N_0}{\Delta\Omega} \quad (3.41)$$

Burada: ΔN - belirli bir $\Delta\Omega$ katı açısına düşen saçılmış parçacık sayısıdır. N_0 - hedef üzerine düşen toplam parçacık sayısıdır, $\Delta\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$ katı açı elemanıdır θ ve ϕ - küresel koordinat sistemindeki yön açılarıdır. Birim olarak barn/steradyan (b/sr) kullanılır.



Şekil 3.11. Diferansiyel tesir kesiti.

Kuantum mekaniğine göre saçılma genliği $f(\theta)$, diferansiyel tesir kesitiyle şu şekilde ilişkilidir:

$$d\sigma/d\Omega = |f(\theta)|^2 \quad (3.42)$$

Saçılma genliği, etkileşim potansiyeline bağlı olarak kısmi dalgalar yöntemiyle ifade edilir:

$$f(\theta) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) f_l P_l(\cos\theta) \quad (3.43)$$

Burada $f_l = \frac{1}{2ik} (S_l - 1)$ yörüngesel momentumlu kısmi dalga için saçılma genliğidir,

S_l - Saçılma matrisinin elemanı, $P_l(\cos\theta)$ - Legendre polinomları, $k = \frac{\sqrt{2\mu E}}{\hbar}$ - dalga sayısıdır, E — kütle merkezi sistemindeki enerjisidir.

İki yüklü parçacık arasındaki saçılma sadece Coulomb potansiyeli ile tanımlanıyorsa, diferansiyel kesit şu şekilde verilir:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E} \right)^2 \cdot \frac{1}{\sin^4(\theta/2)} \quad (3.44)$$

Burada Z_1, Z_2 : Parçacıkların yük numaraları, e parçacık yükü E : Merkez kütle sistemindeki enerji olarak ifade edilir. Bu denklem Rutherford formülü olarak bilinir ve nükleer etkileşimin olmadığı elastik saçılmalar için geçerlidir.

Gerçek reaksiyonlarda Coulomb ve nükleer etkileşim birlikte bulunduğu toplam saçılma genliği:

$$f(\theta) = f_C(\theta) + f_N(\theta) \quad (3.45)$$

şeklinde verilir.

Toplam diferansiyel kesit:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f_c(\theta) + f_N(\theta)|^2 \quad (3.46)$$

olarak ifade edilir

Diferansiyel tesir kesitleri, saçılan parçacıkların belirli açılardaki saçılmasının hassas dedektörlerle ölçülmesiyle elde edilir. Elde edilen veriler teorik modellerle (örneğin DWBA, optik model, çok adımlı saçılma) karşılaştırılarak reaksiyonun yapısı ve mekanizması hakkında bilgi edinilir.

3.6. Nükleer Veri İçin Bilgisayar Kodları

Modern nükleer fizikte bilgisayar kodları, nükleer verilerin analizi, modellenmesi ve değerlendirilmesi için vazgeçilmez araçlar haline gelmiştir. Nükleer reaksiyonların incelenmesinde, kütüphaneler için veri hazırlanmasında (ENDF, JEFF, JENDL), nükleer tesislerin tasarımında, ayrıca nükleer tıp ve astrofizikte kullanılmaktadırlar. Modern kodlar, kuantum-mekanik tanımlamalardan yarı ampirik yöntemlere kadar geniş bir etkileşim modeli yelpazesini kapsar ve bu da eV'den yüzlerce MeV ve daha yüksek enerjiler için hesaplamalar yapmayı mümkün kılar.

Sık kullanılan yazılım paketleri arasında TALYS, EMPIRE, PRECO, GNASH, ALICE, CoH, CCONE ve GNDF Toolkits bulunmaktadır. TALYS kodu (Koning ve Rochman, 2012) tüm önemli nükleer reaksiyon mekanizmalarını kapsar: direk, denge öncesi ve kurucu. Tesir kesitleri, açısal saçılmalar, gama spektrumları ve çıktı kanalları dahil olmak üzere eksiksiz nükleer veri setleri oluşturmak için özellikle kullanışlıdır (Koning ve Rochman 2012). IAEA tarafından desteklenen EMPIRE, çoklu denge öncesi süreçler gibi daha sofistike yaklaşımlar içerir ve farklı modelleri tek bir hesaplama şemasında birleştirir (Herman vd.2007). Eksiton modeli temelinde geliştirilen PRECO-D2, denge öncesi emisyonların ağır çekirdeklerdeki nötron ve proton reaksiyon tesir kesitlerine katkılarını tahmin etmek için kullanılır (Kalbach 1986).

GNASH programı, denge öncesi emisyonu dikkate alan birleşik bir Hauser-Feshbach modeli uygular ve nötron verilerini değerlendirmek için ABD'de yaygın olarak kullanılır (Young vd 2002). ALICE/ASH çekirdek içi kaskad ve eksiton modeline dayanmaktadır ve özellikle proton kaynaklı reaksiyonları ele almak için uygundur (Blann, 2000). CoH3 kodu ORNL'de birleşik kanal modelinde yüksek doğrulukta veri değerlendirmesi için geliştirilmiştir ve ENDF/B kütüphanesinde kullanılmaktadır (Kawano vd 2010). CCONE, Japonya'da nötronlar ve protonlarla gerçekleşen reaksiyonları içeren JENDL kütüphanesini oluşturmak için kullanılmaktadır (Iwamoto 2005). En yaygın modern yazılım kodları arasında TALYS (Koning 2003), CEM03 (Mashnik ve Sierk 2012), CASCADE/INPE (Barashenkov vd 1999), INCL/ABLA (Heikkinen vd 2008), BERTINI/DRESNER (Başar vd. 2012), ISABEL/DRESNER (Korovin 2007) ve diğerleri bulunmaktadır.

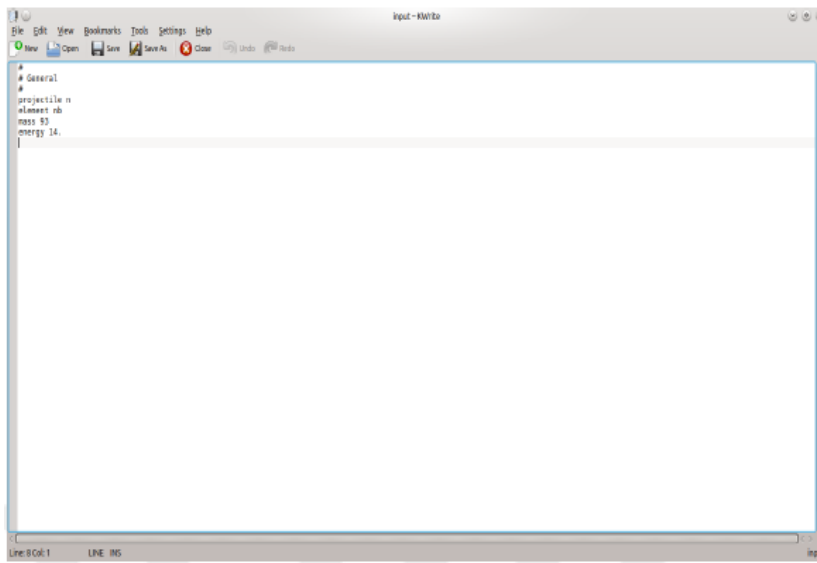
Bilgisayar kodları sadece deneysel verilerin nicel bir tanımını sağlamakla kalmaz, aynı zamanda laboratuvar deneylerinde imkansız olan koşullar altında kararsız çekirdeklerin veya sistemlerin davranışını tahmin etmeyi de mümkün kılar. Dolayısıyla,

bu tür araçlar nükleer teknolojilerin ve temel araştırmaların teorik olarak desteklenmesinin temelini oluşturmaktadır.

3.6.1. TALYS kodu

ND-2004'te (ND 2004 - International Conference on Nuclear Data for Science and Technology 2004), TALYS kodunun beta sürümü (sürüm 0.64) yayımlandı. TALYS, Hollanda'daki NRG Petten (Petten Yüksek Akış Reaktörü) ve Fransa'daki CEA Bruyères-le-Châtel'de (Fransız Atom Enerjisi ve Alternatif Enerjiler Komisyonu) geliştirilmekte olup, 1keV–200MeV enerji aralığında nükleer reaksiyonların tam ve doğru bir simülasyonunu sağlamak amacıyla güvenilir nükleer modellerin optimal bir kombinasyonunu, esnekliği ve kullanıcı dostu arayüzü bir araya getirir. Bu süre zarfında TALYS, genellikle teknolojik uygulamalar için olmak üzere, aynı zamanda astrofizik ve temel nükleer reaksiyon ve yapı modelleri gibi temel araştırmalar için de yaygın olarak kullanılmıştır (Koning vd 2007).

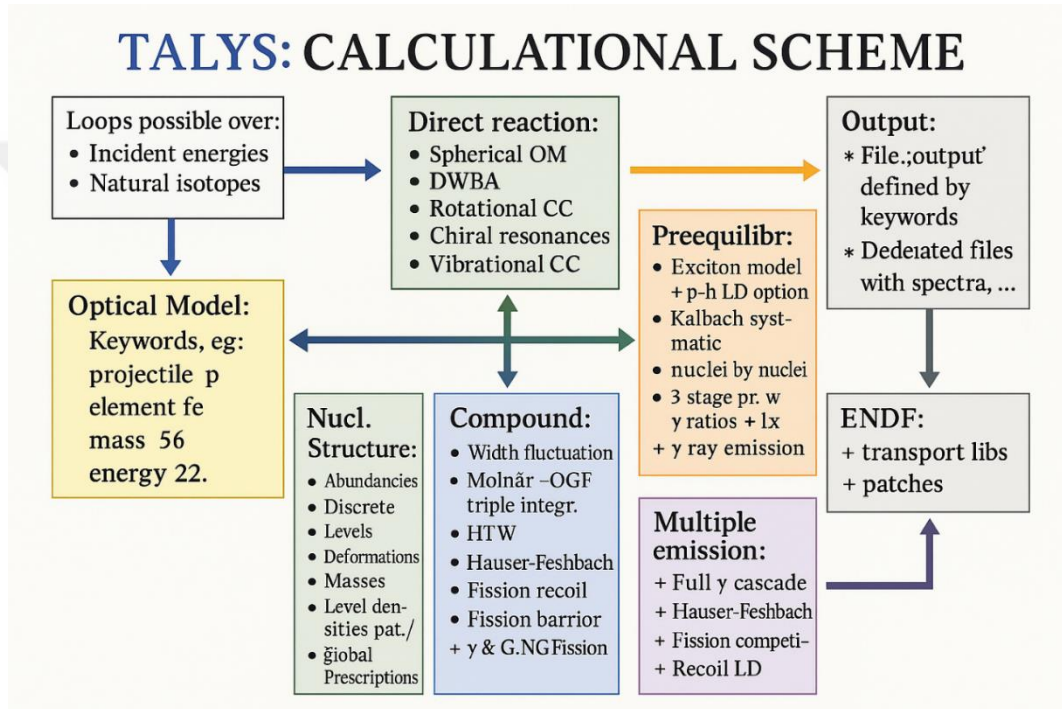
Bu kod, iki ana amaç doğrultusunda kullanılabilir. İlk olarak, nükleer reaksiyon deneylerinin analizi için kullanılabilir. İkinci olarak, ölçüm verisi olmadığında veya mevcut deneysel verilerin kullanılmasıyla çeşitli reaksiyon model parametrelerinin belirlenmesinden sonra, kullanıcı tanımlı bir enerji ve açıda tüm açık reaksiyon kanalları için nükleer veri üretebilir.



Şekil 3.12. Talys input ekranı (Koning vd 2007)

Hesaplamalardan elde edilen nükleer veri kütüphaneleri, yeni nükleer teknolojilerin gelişmesine altyapı sağlayarak önemli uygulama alanlarında kullanılabilir. Bu alanlar arasında nükleer güç reaktörleri, radyoaktif atıkların dönüşümü, füzyon reaktörleri, hızlandırıcı uygulamalar, radyasyon güvenliği, tıbbi izotop üretimi, radyoterapi, mikroişlemciler, petrol kuyusu kayıtları, jeofizik, ve astrofizik bulunmaktadır.

Talys programında temel anahtar kelimeler, incelediğimiz nükleer reaksiyonlarda kullanılan kavramları tanımlar. "Projectile" (Mermi), tepkime için hedef çekirdeğe gönderilen parçacığı ifade eder. Bu parçacık, nötron, döteryum, trityum, ^3He , alfa, proton veya gama ışını olabilir. "Element" (Element), reaksiyonda hedef çekirdeğin temsil ettiği elementi belirtir. Değer aralığı genellikle Li (3) ile C4 (124) arasındadır. "Mass" (Kütle), hedef çekirdeğin kütle numarasını ifade eder ve genellikle 0 ile 5 arasında bir değere sahiptir. "Energy" (Enerji), parçacığın enerjisini MeV cinsinden belirtir. Özel bir enerji aralığı da belirtilebilir ve genellikle 10^{-11} MeV ile 1000 MeV arasında olabilir. Bu temel kavramlara ek olarak, nükleer reaksiyon veya özel durumlara bağlı olarak yeni parametreler de eklenebilir.



Şekil 3.13. Talys hesaplama mekanizması (Koning 2007)

TALYS programının son sürümü direk, bileşik, denge-öncesi reaksiyonlar ve fisyon reaksiyonları için birçok nükleer modeli başarıyla uygulayabilir. Geniş enerji spektrumu (1 keV-1 GeV) ve kütle numarası aralığı ($5 < A < 339$) içinde sürekli ve düzgün sonuçlar elde edilebilir. Fenomolojik ve mikroskopik optik model parametreleri birçok çekirdek için dahil edilebilir. Toplam ve kısmi tesir kesitleri, enerji spektrumları, açılma saçıma bağlı diferansiyel tesir kesiti ve çift diferansiyel tesir kesiti hesaplamaları gerçekleştirilebilir. İstenilen spesifik kanallar, çözümlenmemiş rezonans aralığı için parametreler ve astrofiziksel reaksiyon hızları gibi birçok özellik, TALYS'in gelişmiş kullanım yeteneklerini yansıtmaktadır (Koning 2007).

3.6.2. PRECO kodu

PRECO-2006, hafif parçacıklarla uyarılmış nükleer reaksiyonların denge öncesi (pre-equilibrium) evresini modellemek amacıyla geliştirilmiş, iki bileşenli eksiton modeline dayalı bir hesaplama kodudur. Triangle Universities Nuclear Laboratory (Duke Üniversitesi, ABD) tarafından geliştirilen bu yazılım, Fortran 77 programlama diliyle kodlanmış olup, hem kişisel bilgisayarlarda hem de IBM RS/6000 sistemlerinde çalıştırılabilmektedir.

Kod, gelen hafif parçacıkların ($A = 1-4$) hedef çekirdeklerle etkileşmesi sonucu meydana gelen reaksiyonlarda yayılan parçacıkların enerji ve açısal saçılmalarını hesaplamak üzere tasarlanmıştır. Özellikle çift diferansiyel saçılma kesitlerinin belirlenmesinde yüksek doğruluk sunar. PRECO-2006, reaksiyon başına en fazla iki parçacık yayılımını göz önünde bulundurmakla birlikte, 14–30 MeV aralığındaki olaylarda bağımsız olarak, daha yüksek enerjilerde ise Hauser-Feshbach gibi tam kapsamlı buharlaşma modelleriyle birlikte kullanılabilir. Denge öncesi hesaplamaları 100 MeV civarına kadar geçerliliğini korumaktadır.

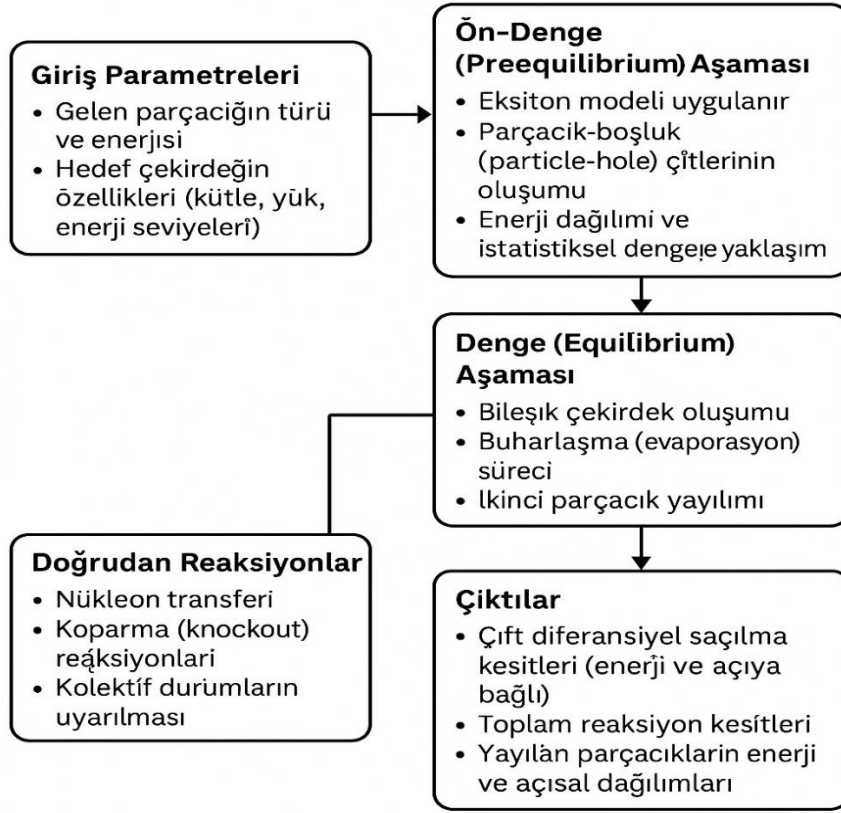
PRECO-2006'nın hesaplama altyapısı, fenomenolojik bir yaklaşımla formüle edilmiş eksiton modelinin kapalı form çözümüne dayanır. Model, gelen parçacığın taşıdığı enerjinin, hedef çekirdek içinde parçacık-boşluk (particle-hole) çiftlerinin oluşturulmasıyla nasıl evrildiğini istatistiksel olarak izler. Sistem, istatistiksel dengeye ulaştığında, klasik bileşik çekirdek buharlaşma hesaplamaları devreye girer. Buna ek olarak, kodda direk reaksiyon mekanizmalarını hesaplayan alt programlar da mevcuttur. Bu alt programlar; nükleon transferi, koparma (knockout) reaksiyonları ve kolektif durum uyarımları gibi, eksiton modelinin direk kapsamadığı süreçleri de hesaba katar.

Model, nükleer yapıya ilişkin bazı temel özellikleri de yaklaşık yollarla dikkate alır. Kabuk yapısı, çiftlenme etkileri ve izospin korunumu gibi faktörler, iki bileşenli parçacık-boşluk durum yoğunlukları aracılığıyla modele entegre edilmiştir. Ayrıca, hem denge öncesi hem de denge aşamasında ikinci bir nükleonun (nötron veya proton) yayılması da hesaba katılabilmektedir.

Her ne kadar model iki parçacığın yayılımıyla sınırlı olsa da, bu kısıtlama yalnızca 30 MeV üzerindeki enerjilerde buharlaşma pikinin hafifçe eksik tahmin edilmesine neden olabilir. Bunun dışında, bireysel nükleer enerji seviyeleriyle ilgili ayrıntılı bilgiler modele dahil edilmemiştir; yalnızca belirli güçlü kolektif seviyelere ilişkin açısal saçılmaların genel eğilimleri sunulmaktadır. Ayrıca, fisyon sırasında yayılan nötronlar da hesaplamalara dahil edilmemektedir. Bununla birlikte, PRECO-2006'nın denge öncesi hesaplamaları, daha kapsamlı modellere entegre edilerek genişletilebilir; önceki sürümler bu şekilde kullanılmıştır.

Kodun çalıştırma süresi oldukça kısadır ve kullanılan işlemci gücüne göre değişir. Hedef çekirdeğin büyüklüğü, hesaplama adımlarının sayısı ve gelen parçacığın enerjisi bu süreyi etkileyen temel etmenlerdir. Örneğin, 233 MHz hızındaki bir işlemcide tek bir problem genellikle 1 ila 10 saniye arasında çözülmektedir. 1.86 GHz hızında bir sistemde ise en karmaşık hesaplamalar dahi 1–1.5 saniye içinde tamamlanmaktadır.

PRECO-2006 Çalışma Prensi – Şematik Akış



Şekil 3.14. PRECO-2006 çalışma prensibi (Kalbach 2007)

Sonuç olarak, PRECO-2006, hafif projelerle gerçekleştirilen nükleer reaksiyonların denge öncesi evresini modellemek için güçlü ve güvenilir bir araçtır. Yalnız başına kullanılabileceği gibi, daha kapsamlı buharlaşma modellerine veri sağlayarak da işlev görebilir. Nükleer reaksiyon mekanizmalarının teorik olarak incelenmesinde ve deneysel verilerin yorumlanmasında önemli bir yere sahip olan bu kod, nükleer fizik ve mühendislik alanlarında araştırma yapan bilim insanları için değerli bir hesaplama aracıdır.

3.7. Denge Öncesi Nükleer Reaksiyonların Sağlık Uygulamalarında Kullanımı

Denge öncesi nükleer reaksiyonlar, özellikle tıbbi radyoizotop üretimi ve ışın tedavisi gibi medikal uygulamalarda önemli bir rol oynar. DÖ reaksiyonlarda, çarpışmayı izleyen ilk anlarda enerji direk nükleonlara aktarılır; sistem termal dengeye ulaşmadan önce, belirli izotopların oluşumu gerçekleşir. Bu durum, teşhis ve tedavi amacıyla kullanılan, uygun yarı ömür ve radyasyon özelliklerine sahip radyoizotopların elde edilmesine imkân tanır. Pozitron emisyon tomografisi (PET) gibi ileri görüntüleme tekniklerinde kullanılan izotoplar genellikle bu mekanizma ile üretilir. Ayrıca, radyoterapide kanserli dokuların hedeflenerek ısıtılmasında da bu tür reaksiyonlardan faydalanılır. Fiziksel olarak, denge öncesi süreçler, gelen parçacığın hedef çekirdek ile

etkileşmesi sonucu oluşan bileşik sistemde enerjinin çok hızlı bir şekilde dağılmasıyla karakterize edilir. İlk etapta enerji yalnızca birkaç nükleon üzerinde yoğunlaşır ve bu enerji paylaşımı istatistiksel dengeye ulaşmadan önce, bireysel nükleonlar veya küçük nükleon kümeleri yüksek enerjili olarak sistemden dışarı atılabilir (Cline, 1972).

Bu reaksiyonlar tıbbi uygulamalarda, özellikle radyoizotop üretiminde ve radyoterapide önemlidir.

Çizelge 3.1. Denge öncesi nükleer reaksiyonların tıbbi uygulamalardaki kullanımı ve örnek reaksiyonlar (McGee vd. 1970, Barrandon vd. 1975, Bonardi vd. 1983, Little ve Lagunas-Solar 1983).

Alan	İsim	Kullanımı	Reaksiyon	Reaksiyon açıklaması	Reaksiyon Enerjisi	Not
Radyoizotop üretimi	Flor-18 (F-18) üretimi	PET taramaları	$^{18}\text{O}(p,n)^{18}\text{F}$	Oksijen-18 hedefinin protonlarla bombardımanı	-1.3 MeV	>20 MeV
Radyoizotop üretimi	Oksijen-15 (O-15) üretimi	Beyin ve kalp taramalarında kullanılır.	$^{15}\text{N}(p,n)^{15}\text{O}$	Azot-15'in protonlarla etkileşimi	-3.54 MeV	>10 MeV
Radyoizotop üretimi	Azot-13 (N-13) üretimi	Kalp taramalarında kullanılır.	$^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$	Karbon-12 hedefinin protonlarla etkileşimi	1.94 MeV	>15 MeV
Radyoizotop üretimi	Rubidyum-82 (Rb-82) üretimi	Kalp kası perfüzyon taramalarında kullanılır	$^{85}\text{Sr}(p,4n)^{82}\text{Rb}$	Stronsiyum-85'in protonlarla etkileşimi	-25.89 MeV	>20-30 MeV
Radyoizotop üretimi	Galyum-68 (Ga-68) üretimi	PET taramaları	$^{68}\text{Zn}(p,n)^{68}\text{Ga}$	Zink-68 protonlarla etkileşimi	0.163 MeV	
Radyoizotop üretimi	Galyum-67 (Ga-67) üretimi	PET taramaları	$^{68}\text{Zn}(p,2n)^{67}\text{Ga}$	Zink-68 protonlarla etkileşimi	-12.49 MeV	

3.7.1. Radyonüklit üretimi

Alüminyum ile gerçekleşen denge öncesi nükleer reaksiyonlar, tıp, endüstri ve bilimsel araştırmalarda geniş bir kullanım alanına sahip olan çeşitli radyonüklitlerin üretiminde önemli bir rol oynamaktadır. Bu reaksiyonlar, çekirdeklerdeki direk ve istatistiksel süreçler arasında ara bir aşamada meydana gelir ve yüksek verimlilikle radyonüklitlerin elde edilmesini sağlar (Batzel ve Coleman 1984).

Alüminyum, geniş yaygınlığı ve uygun nükleer özellikleri nedeniyle denge öncesi nükleer reaksiyonların incelenmesinde önemli bir hedef malzeme olarak öne çıkar. Özellikle düşük atom numarasına sahip olması, yüksek saflıkta temin edilebilmesi ve nispeten basit nükleer yapısı, reaksiyon mekanizmalarının anlaşılmasına olanak tanır. Alüminyum içeren reaksiyonlar sayesinde, tıp, endüstri ve bilimsel araştırmalarda kullanılan çeşitli radyonüklitlerin üretimi mümkün hale gelmektedir, bunlar arasında ^{22}Na , ^{24}Na ve ^{26}Al bulunmaktadır (Boderman vd.1995).

$^{27}\text{Al}(p,3pn)^{24}\text{Na}$ reaksiyonu: Bu reaksiyon, alüminyumun protonlarla bombardıman edilmesi sırasında meydana gelir ve sodyum-24 radyonüklidinin oluşumuna yol açar. ^{24}Na elde etme yöntemi, dedektörlerin kalibrasyonunda ve tıpta kan hacminin belirlenmesinde kullanılır.

Alüminyum-27 izotopunun yüksek enerjili protonlarla ışınlaması sonucunda gerçekleşen $^{27}\text{Al}(p,3pn)^{24}\text{Na}$ reaksiyonu, nükleer tıp ve bilimsel araştırmalarda sıklıkla kullanılan sodyum-24 (^{24}Na) radyoizotopunun üretimi için etkili bir yöntemdir. Bu nükleer süreçte, alüminyum çekirdeği protonlarla etkileşerek nötron ve protonların ayrılmasıyla birlikte ^{24}Na izotopuna dönüşür. Reaksiyon şu şekilde ifade edilir:



Sodyum-24 (^{24}Na), yaklaşık 15 saatlik fiziksel yarı ömrü ile beta (β^-) ve gama (γ) radyasyonu yayıcı özellik gösteren bir radyoizotoptur. Bu radyonüklit, hem medikal hem de endüstriyel uygulamalarda geniş kullanım alanına sahiptir. Özellikle yaydığı yüksek enerjili gama fotonları —yaklaşık 1.369 MeV ve 2.754 MeV— gama spektrometrelerinin kalibrasyonunda standart referans kaynağı olarak değerlendirilmesini mümkün kılar. Tıbbi uygulamalarda ^{24}Na , genellikle vücut sıvılarının dinamiğini ve sodyum metabolizmasını incelemek amacıyla kullanılır. Özellikle kan hacmi ölçümü, plazma dolaşımı tayini ve ekstrasellüler sıvı hacminin belirlenmesi gibi fizyolojik araştırmalarda önemli bir izleyici (tracer) görevi görür. Bu tür çalışmalar, böbrek hastalıkları, kalp yetmezliği ve sıvı-elektrolit dengesizliklerinin tanı ve takibinde klinik önem taşımaktadır (Cember ve Johnson, 2009). Ayrıca, ^{24}Na , nükleer tıpta zaman zaman biyolojik modellerin test edilmesi ve farmakokinetik hesaplamalar için de kullanılmaktadır. Yüksek enerjili gama emisyonu nedeniyle görüntüleme amacıyla direk kullanılsa da, dokuya saçılma ve vücuttaki hareketleri nükleer dedektörlerle dolaylı olarak izlenebilmektedir (Bolch vd. 2002).

Reaksiyonun gerçekleşmesi için genellikle 100 MeV civarında yüksek enerjili protonlar kullanılır. Protonların bu yüksek enerjisi, alüminyum çekirdeğinin uyarılarak nötron ve proton kaybına uğramasına neden olur. Sürecin verimliliği; hedef alüminyum malzemenin kalınlığı, proton akısı ve ışınlama süreleri gibi bir dizi faktöre bağlıdır. Doğal olarak yüksek bolluk oranına sahip olan alüminyum-27 bu süreçte kullanılması, ekonomik bir avantaj sağlar. Endüstride radyonüklidler, ürün kalitesinin kontrol edilmesi, malzemelerin aşınmasının belirlenmesi ve kaplamaların kalınlığının ölçülmesi gibi birçok alanda kullanılır. ^{24}Na örneğinde olduğu gibi, metaldeki ve kaynak bağlantılarındaki kusurları tespit etmek için kalite kontrol sistemlerinde kullanılır (Michel ve Gloris 1998).

3.7.2. ^{27}Al radyoizotopların genel kullanımı

Denge öncesi nükleer reaksiyonları, alüminyum gibi elementlerin radyoizotop üretiminde kritik bir rol oynamakta olup, bu süreçler direk ve denge durumları arasında gerçekleşen ara aşamalarda yüksek verimlilikle radyoizotop üretimine olanak tanımaktadır. Alüminyum, yaygın bulunabilirliği ve sabit (stabil) yapısı nedeniyle denge öncesi nükleer reaksiyonlarının araştırılmasında sıklıkla tercih edilen bir malzemedir.

Alüminyum ile gerçekleştirilen bu tür reaksiyonlar, tıbbi, endüstriyel ve bilimsel araştırma amaçlı kullanılan çeşitli radyoizotopların üretimine imkân sağlamaktadır.

Örneğin, $^{27}\text{Al}(p,3pn)^{24}\text{Na}$ reaksiyonunda alüminyum protonlarla ışınlanarak sodyum-24 radyoizotopu elde edilmekte, bu izotop dedektör kalibrasyonu ve tıbbi uygulamalarda kan hacminin belirlenmesi gibi alanlarda kullanılmaktadır (Cline ve Nieschmidt 1971).

Benzer şekilde, $^{27}\text{Al}(\alpha,3p)^{26}\text{Al}$ reaksiyonu sonucunda alüminyum-26 izotopu üretilmekte olup, bu izotop jeokronoloji ve kozmokimya gibi alanlarda güneş sistemi içi süreçlerin tarihlendirilmesinde önemli bir araç olarak değerlendirilmektedir. Denge öncesi reaksiyonları ile elde edilen radyoizotoplar, tıp, endüstri ve bilimsel araştırmalarda geniş uygulama alanı bulmaktadır.

Tıbbi uygulamalarda radyoizotoplar, çeşitli hastalıkların tanı ve tedavisinde kullanılmakta; örneğin, ^{24}Na izotopu, kan dolaşım bozukluklarının teşhisi ve kan hacminin belirlenmesi amacıyla vücuda enjekte edilmekte ve gama kameralar yardımıyla saçılma izlenerek ayrıntılı klinik bilgiler elde edilmektedir.

Endüstriyel uygulamalarda ise radyoizotoplar, ürün kalitesi kontrolü, malzeme aşınmasının izlenmesi ve kaplama kalınlığı ölçümü gibi alanlarda kullanılmakta; özellikle ^{24}Na izotopu, metal ve kaynak bağlantılarındaki kusurların tespitinde kalite kontrol süreçlerinin etkinliğini artırmaktadır (Forrest 1992).

Bilimsel araştırmalarda ise radyoizotoplar, maddelerin temel özelliklerinin incelenmesi ve nükleer fizik ile kimya alanındaki deneylerde kritik bir rol oynamaktadır; bu bağlamda ^{26}Al izotopu, meteoritlerin tarihlendirilmesi ve çeşitli jeolojik örneklerin yaş tayininde yaygın olarak kullanılmaktadır.

Alüminyum kullanılarak üretilen önemli radyoizotoplar arasında olan ^{22}Na pozitron emisyon tomografisi (PET) taramalarında ve radyasyon dedektörlerinin kalibrasyonunda değerlendirilmektedir. ^{24}Na izotopu, hem kan hacminin ölçümünde hem de endüstriyel kalibrasyon uygulamalarında kullanılmakta; ^{26}Al ise kozmik ışın çalışmaları ve meteoritlerin yaş tayini gibi kozmokimyasal uygulamalarda kritik öneme sahiptir (Furukawa vd 1965).

Denge öncesi nükleer reaksiyonları ve alüminyumun bu süreçlerdeki rolü üzerine yapılan çok sayıda bilimsel çalışma, bu reaksiyonların dinamiklerini daha iyi anlamamıza ve radyoizotop üretiminde verimliliği artırmamıza olanak sağlamıştır. Bu alandaki önemli literatür arasında Gadioli ve Hodgson (1992), Blann (1975), Cline (1972), Michel ve Gloris (1998) ve Forrest (1992) çalışmaları yer almaktadır. Bu eserler, hem teorik hem de deneysel açıdan denge öncesi reaksiyonlarının mekanizmalarını açıklamakta ve radyoizotop üretiminde alüminyumun rolünü detaylı biçimde ortaya koymaktadır.

Sonuç olarak, denge öncesi nükleer reaksiyonları, alüminyum gibi elementlerin radyoizotop üretiminde yüksek verimlilik ve geniş uygulama yelpazesi sağlayarak, tıptan endüstriye ve temel bilim araştırmalarına kadar pek çok alanda önemli katkılar sunmaktadır. Alüminyum ile gerçekleştirilen bu reaksiyonlar, modern nükleer teknoloji ve uygulamalı bilimler için vazgeçilmez bir araç olmaya devam etmektedir.

3.7.3. Sağlık uygulamalarında alüminyumun diğer kullanma örnekleri

Alüminyum, radyoterapi ve nükleer fizik alanlarında sahip olduğu özgün fiziksel ve kimyasal özellikler sayesinde çok çeşitli ve kritik uygulamalarda kullanılmaktadır. Radyoterapide alüminyum, özellikle filtreler ve kolimatörler gibi cihazların üretiminde önemli bir malzeme olarak öne çıkmaktadır. Alüminyum filtreler, röntgen ve gama ışınlarını filtreleyerek düşük enerjili radyasyon bileşenlerini azaltır ve ışın demetinin kalitesini artırır; bu sayede hastanın cilt yüzeyine maruz kaldığı doz minimize edilerek tedavi etkinliği ve hasta güvenliği artırılmaktadır.

Aynı zamanda alüminyum, parçacık hızlandırıcı deneylerinde hedef malzeme olarak da kullanılmakta; yüksek enerjili parçacıklarla ısımlandığında çeşitli radyoaktif izotopların üretimine olanak sağlamaktadır, bu da hem temel bilimsel araştırmalar hem de tıbbi uygulamalar için kritik bir kaynak yaratmaktadır. Deneysel cihaz üretiminde de alüminyumun kullanımı dikkate değerdir; Wilson kameraları, parçacık dedektörleri ve diğer nükleer deney ekipmanlarında kullanılan alüminyum yapılar, temel parçacıkların ve nükleer reaksiyonların özelliklerinin ayrıntılı bir şekilde incelenmesine imkan tanımaktadır (Morgan vd. 2003).

Ayrıca alüminyum, koruma ve ekranlama uygulamalarında da yaygın olarak kullanılmakta olup, ekipmanları ve personeli istenmeyen radyasyondan korumada etkili bir malzeme olarak değerlendirilmektedir; özellikle beta parçacıkları ve nötronların etkili bir şekilde ekranlanması amacıyla kullanılan alüminyum ekranlar ve kaplamalar, laboratuvar ve tesis güvenliğini sağlamak için vazgeçilmez bir unsur haline gelmiştir. Tüm bu yönleriyle alüminyum, radyoterapi ve nükleer fizik alanlarında yüksek performans ve güvenilirlik sunan stratejik bir malzeme olma özelliğini sürdürmektedir (Aleksandrov vd. 1988).

4. BULGULAR VE TARTIŞMA

4.1. Deneysel Kurulumun Açıklanması - U-150M Siklotronunda Işın Nakli

Çalışmamızda, ^{27}Al çekirdeği üzerine gelen protonlarla gerçekleşen (p,xp) ve (p,x α) reaksiyonlarına ilişkin elde edilen yeni deneysel veriler ayrıntılı olarak sunulmakta. Deneysel araştırmamız, Kazakistan Ulusal Nükleer Merkezi'ne bağlı Nükleer Fizik Enstitüsü'nde yer alan U-150M eşzamanlı siklotronunda gerçekleştirilmiştir. U-150M siklotronu protonları 30 MeV'e, deuteronları 25 MeV'e, ^3He 'yi 60 MeV'e ve α -parçacıklarını 50 MeV'e kadar hızlandırma yeteneğine sahiptir (Arzumanov vd. 1973). Bu kapsamda, (p,xp) reaksiyonu için 7.0, 22.0 ve 30.0 MeV; (p,x α) reaksiyonu için ise 22.0 ve 30.0 MeV proton enerjilerinde, 30° – 135° açısıl aralığında çift diferansiyel tesir kesitleri ölçülmüştür.

Siklotron içindeki yüklü parçacıklar, merkezi odada gazın (hidrojen, deuteriyum, helyum-3, helyum-4) uygun bir şekilde beslendiği arka deşarjında oluşur. Parçacıkların hızlandırılması, 1.5 metrelik mıknatısta parçacıkların duantlar arasında geçiş anında gerçekleşir. Duant - siklotronunda bulunan, parçacıkların ivmelendirilmesini sağlayan iki adet D-şekilli elektrottan biridir. Duantlar, birbirinden hafifçe ayrılmış içi boş yarım silindirler şeklindedir ve bir vakum haznesi içerisine, elektromıknatısın kutupları arasına yerleştirilir. Bu elektromıknatıs tarafından oluşturulan manyetik alan, parçacıkların dairesel bir yörüngede hareket etmesini sağlar. Duantlara uygulanan alternatif (değişken) elektrik gerilimi, aralarındaki boşlukta bir elektrik alan oluşturur; bu elektrik alan da boşluktan geçen yüklü parçacıkları hızlandırır (Karamian ve Carroll 2007).

Duant siklotronu, klasik siklotronların geliştirilmiş bir versiyonu olup, özellikle daha yüksek enerjili parçacıkların ivmelendirilmesinde kullanılan bir tür dairesel parçacık hızlandırıcısıdır (Livingston vd. 1962). İsmi, tasarımını geliştiren M. Stanley Livingston ve Edwin M. McMillan'ın ardından Donald W. Kerst'in katkılarıyla alan bu sistem, iyonların senkronize bir manyetik alan ve yüksek frekanslı elektrik alan yardımıyla ivmelendirildiği bir yapıdır (IAEA International Atomic Energy Agency 2006).

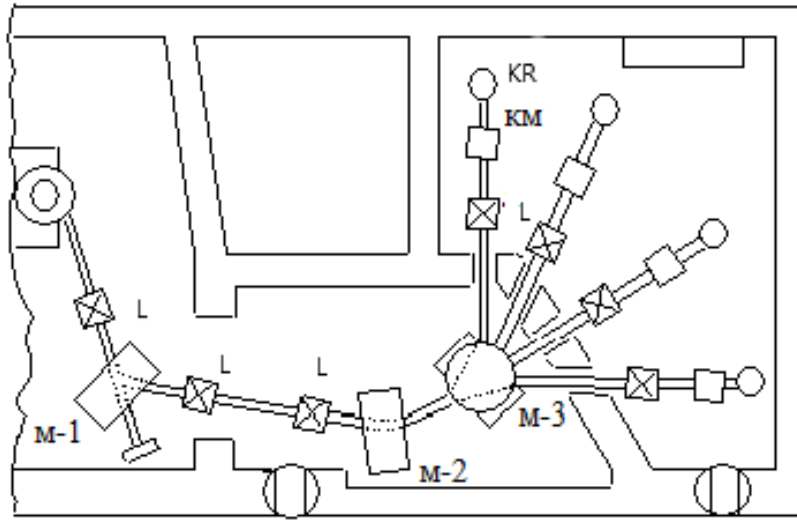
Parçacıkların hızlandırılma parametrelerinin kurulması sırasında, iyon kaynağının çalışma moduna, delinme derecesine, akım darbesinin mikro yapısına ve demetin hedef üzerindeki kalitesine özel dikkat gösterilir. Bu, demetin uzaysal ve zamansal özelliklerini optimize etme sürecidir ve elektronik ekipmanın yüksek seviyede homojen olmayanlığını azaltmada önemli bir rol oynamıştır (Duysbayev vd. 1980).



Şekil 4.1. Kazakistan Ulusal Nükleer Merkezi'nin Nükleer Fizik Enstitüsü'nde bulunan U-150M eşzamanlı siklotronu

Demetin enerjisi ve enerji saçılmaı, altın bir hedef üzerinde elastik olarak saçılan parçacıkların enerji spektrumunun ölçülmesiyle belirlenmiştir. Bu ölçümler, küçük açılarda (yaklaşık 10°) gerçekleştirildiği için, hedef kalınlığı ve demet içindeki parçacıkların açısal dispersiyonuyla ilgili belirsizlikleri önlemek mümkündür. Enerji ölçeğinin mutlak kalibrasyonu için "üçlü" alfa kaynağı ($^{241,243}\text{Am} + ^{244}\text{Cm}$) kullanılmıştır (Gonchar vd. 1970).

Enerji değerine ilişkin mutlak hata %1'in altında tutulmuştur. Demetin enerji saçılmasının ölçümündeki belirsizlik, esas olarak enerji kanalının genişliğine bağlı olup 30 keV'yi aşmamaktadır. Yapılan ölçümler sonucunda, demet içerisindeki enerji saçılmasının yaklaşık %1 mertebesinde olduğu belirlenmiştir. Bu durum, genel enerji çözünürlüğüne direk katkı sağlamakta olup, toplam enerji çözünürlüğü yaklaşık 300 keV olarak hesaplanmıştır. Ölçümlerde, demet delinme oranı olarak adlandırılan bir parametre olan 2 değeri kullanılmıştır. Bu, hedef üzerindeki akımların 0.1-0.3 μA seviyelerinde minimal bir yük sağlamaktadır.



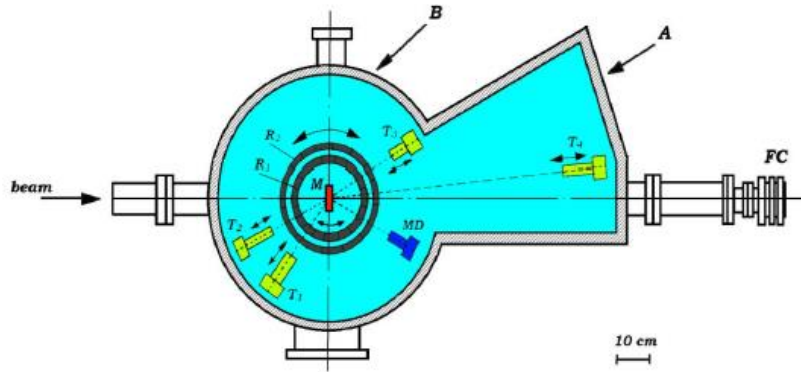
L - dört kutuplu lensler; M-1, M-2 - döner mıknatıslar; M-3 - ayırıcı mıknatıs; KM - düzeltme mıknatısları; KR - saçılma odası

Şekil 4.2. Siklotron iyon demetinin saçılma odasına taşınma şeması (Arzumanov vd. 1973)

4.2. Saçılma Odası

Nükleer reaksiyon fiziğine ilişkin deneysel problemlerin çözümünde, elastik ve elastik olmayan saçılmaların açısal saçılmalarının yanı sıra, özellikle 10° 'nin altındaki küçük saçılma açıları için reaksiyon tesir kesitlerinin ölçülmesi büyük önem taşımaktadır (Duysbayev vd. 1983). Bu tür ölçümler, nükleer reaksiyon mekanizmalarının ayrıntılı biçimde anlaşılmasına olanak sağlarken, aynı zamanda reaksiyonların açısal bağımlılıklarını ortaya koyar. Düşük açılarda gerçekleştirilen hassas tesir kesiti ölçümleri, özellikle spektroskopik S-faktörlerinin doğru ve güvenilir bir şekilde belirlenmesi açısından kritik bir role sahiptir.

Nükleer Fizik Enstitütü'nün saçılma odasının prototipi Artemov vd. (1996) çalışmasında açıklanan deneysel bir düzeneğe dayanmaktadır. Şekil 4.2, hızlandırılmış iyon demetinin siklotron odasından saçılma odasına taşınma sürecini şematik olarak göstermekte olup, demet çıkışından yaklaşık 24 metre uzaklıkta konumlanmış saçılma odasını içermektedir. Bu sistem; bir dörtlü mercek düzeneği, iki kademeli dönüşlü manyetik alan, bir demet ayırıcı, iki hizalama amaçlı manyetik alan ve bir kolimasyon sisteminden oluşmaktadır. Söz konusu düzenek, hedef üzerinde 0.4° 'den daha küçük bir açısal (yükselim) çözünürlük ve 3 mm'den küçük çapta yoğunlaştırılmış bir yüklü parçacık demeti elde etmek amacıyla tasarlanmıştır. Kolimasyon sistemi, manyetik alan hattının eksenini üzerindeki kolimasyon cihazı ile saçılma odasının merkezinin optik hizalanmasını sağlamış ve bu hizalama işlemi, optik yöntemler kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Ayrıca, sistemin düzgün çalışmasının izlenebilmesi amacıyla on iki kuvars ekran ve televizyon kameraları kullanılarak elde edilen görsel bilgiler siklotron kontrol paneline aktarılmıştır (Duysbayev vd. 1983).



R_1 , R_2 - adım motorları tarafından çekişi sağlayan bağımsız döner halkalar; T_1 - T_4 - R_1 ve R_2 halkalarına çift çift bağlanan ΔE -E dedektör teleskopları; MD - dağıtılmış demeti izlemek için kullanılan dedektör; FC - Faraday kabı

Şekil 4.3. Saçılma odası şeması (Duysbayev vd. 1983)

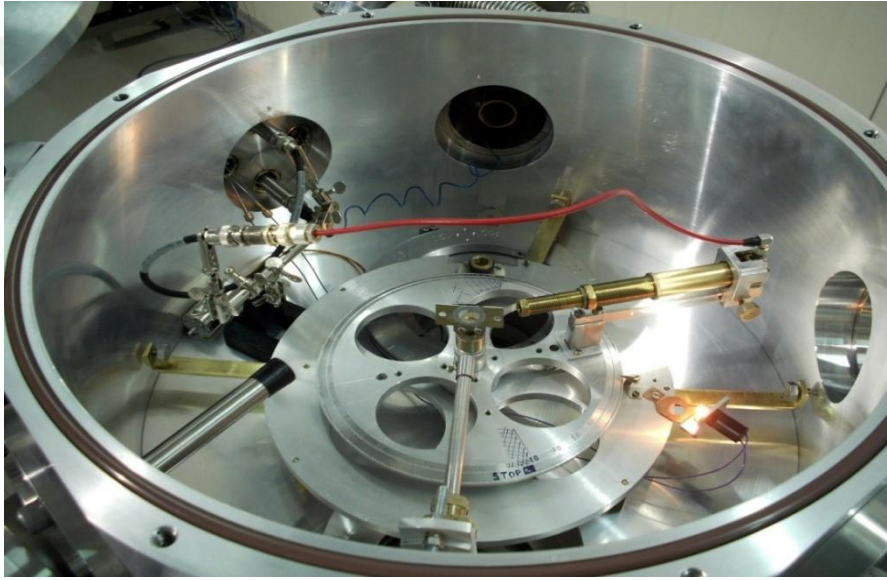
Nerostaj çelikten üretilmiş olan kamera, iç çapı 715 mm, yüksekliği 370 mm olan boş bir silindir (B) ve demetin seyri boyunca uzanan ek bir hacmi temsil eden bir "cep" (A) ile oluşmaktadır. Kameranın ana hacminde (B), iki bağımsız uzaktan kontrol edilebilen açısal hareket çekiş sistemi (tahrik) üzerine monte edilmiş üç (ΔE -E) silikon yarıiletken dedektör teleskobu bulunmaktadır. Bu teleskoplar, 10° ila 70° arasındaki saçılma açılarını $\sim 20'$ hassasiyetinde kapsamaktadır. Teleskoplar, ihtiyaç halinde hedeflerde uzaklıklarını 100÷350 mm aralığında uzaktan değiştirebilmektedir. Hacim A içinde, $2\div 20^\circ$ çıkış açıları arasında ölçüm yapmak için bağımsız çekiş sistemi (tahrik) ile dördüncü bir teleskop bulunmaktadır. Hedeflerden uzak bir konum (1000 mm), ölçümlerde aşırı düşük açılarda elastik saçılma süreçlerinden kaynaklanan kayıt cihazının yükünü 10÷15 kat azaltmaya olanak tanımaktadır. Kameranın dış kısmında, teknolojik amaçlar ve gaz hedef bağlantıları için flanşlar bulunmaktadır. Flanşlar, hızlandırıcı cihazların parçalarını birbirine sızdırmaz şekilde bağlamak için kullanılan mekanik elemanlardır. Gaz hedefi gibi sistemlerin bağlanmasını sağlar ve vakum ya da basınca dayanıklıdır. Sökülüp takılması kolay olduğu için teknolojik işlemlerde önemli rol oynar. Kameranın üst kapağında, deney durumunu (teleskopların ayar açıları, hedef durumu, vb.) görsel olarak kontrol etmeyi mümkün kılan 290 mm çapında bir gözetleme penceresi bulunmaktadır.

Bölüm B'nin tabanına yüksek vakumlu elektrik konektörleri ile bir flanş monte edilmiştir; bu bölümün içine, 685 mm çapında bir montaj plakası üzerine monte edilmiş üç düzeltme vida üzerinde bir montaj plakası yerleştirilmiştir. Montaj plakasına, hedeflere göre aynı anda dönen T_1 ve T_2 dedektörleri ve T_3 ve T_4 dedektörlerini bağımsız bir şekilde hareket ettiren bir düzenek monte edilmiştir. Bu, K_1 ve K_2 halkalarının dönmesi sayesinde gerçekleştirilir; bu halkalar, montaj plakasına monte edilmiştir. T_1 ve T_2 dedektörleri, K_1 halkasına monte edilmiş braketlere bağlıdır. T_3 ve T_4 ise K_2 halkasına monte edilmiştir. K_1 ve K_2 halkalarının dönmesi için iki adet step motor kullanılmaktadır (Şekil 4.3).

Arka plan radyasyonunun dedektörlere etkisini azaltmak için Faraday kabına yönelik sistemde bir yeniden yapılandırma gerçekleştirilmiştir. Yeni bir Faraday kabı içeren bir birim üretildi ve test edildi. Bu amaçla, iyon demetinin duvarlara çarpmasını

önlemek için iyon taşıyıcısına (190 mm'ye kadar) daha büyük bir çap eklenmiştir. Yeni Faraday kabı, reaksiyon odasından 1 m uzakta yer almaktadır. Faraday kabı monte edildiği iç iyon taşıyıcısının içinde, demetin çıkış ve ayar sırasında ve ölçümler sırasında iyon taşıyıcısının duvarlarına uçmasını önlemek için iyon akımını kontrol etmek üzere bir kontrol sistemi tasarlandı ve oluşturuldu.

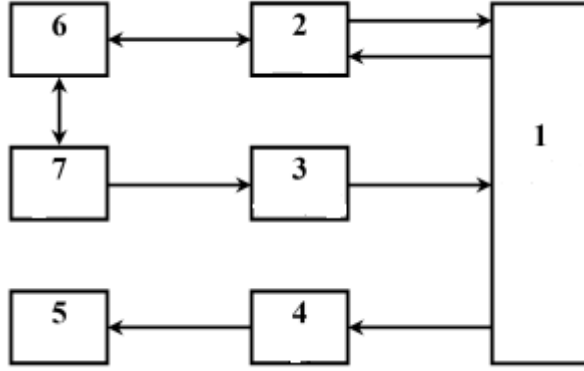
Hızlandırılmış iyon demetinin hedefe odaklanması için, giriş kolimatörü, temel mesafe 440 mm'de, çapı 3 mm olan bir seçilmiştir. Hızlı bir şekilde hedef değiştirmek, hedefin demete göre yönelimini değiştirmek, kalınlığını ölçmek ve deney sırasında kalınlığını periyodik olarak kontrol etmek için, bir hedef bloğu adı verilen bir cihaz üretilmiş ve özel bir taşıyıcı (çapraz) üzerine monte edilmiştir. Şekil 4.4, izokronik siklotron U-150M kamerası göstermektedir.



Şekil 4.4. İzokronik siklotron U-150M kamerası

Kimyasal olarak aktif elementlerden oluşan hedeflerle çalışmak için (Duysbayev 2002) özel bir düzenek modifiye edilmiştir. Bu düzeneğin ana elemanı, ince organik veya oksid film tabanlı bir hedef taşıyıcıdır. Tasarımın önemli bir avantajı, hedeflerin termal püskürtme yöntemiyle elde edilmesi, depolanması ve vakumu bozmadan saçılma odasına taşınabilmesidir. Kamera, izokronik bir siklotron olan U-150M'nin dördüncü iyon yolunun ucuna monte edilmiştir. Kameranın otomatik vakum pompalaması için özel bir vakum pompalama sistemi kurulmuştur; bu sistem yüksek vakumlu turbo-moleküler bir pompa ve önceden vakum pompası içermektedir. Otomatik vakum pompalamayı sağlamak ve siklotron iyon yolundaki vakumu bozmadan kamera arasında hava üfleme için bir vakum kilit mekanizması yerleştirilmiştir; bu mekanizma, siklotron iyon yolundaki vakumu bozmadan kameraya vakum pompalama ve hava üfleme işlemlerini gerçekleştirmeyi mümkün kılar.

Kameranın ayarı, bir lazer ışını üzerinden gerçekleştirilmiş ve uzun bir kolimatör, teleskoplar, hedef birimi ve Faraday kabı iyon yolunun geometrik eksenine üzerine çıkarma, ayrıca montaj plakası ve uzak teleskop taban plakasını yatay düzleme kurma işlemlerini içermiştir.



1 - kamera mekanik bileşenleri; 2 - kamera içindeki teleskoplar ve hedef bloğunun adım motorları ile hareketi; 3 - kalibrasyon radyasyonu kaynaklarının kapakların hareketini sağlayan çekiş sistemi; 4 - yarı iletken dedektörler SSD; 5- SSD ön yükselteçleri; 6- röle anahtarı; 7- kontrol bloğu.

Şekil 4.5. Kontrol sistemi yapısı

Şekil 4.5'te sunulan kontrol sistemi yapısı, deneysel kamera sisteminin tüm bileşenlerinin koordineli şekilde çalışmasını sağlayan entegre bir düzeni yansıtmaktadır. Sistem, öncelikle kamera mekanik bileşenlerini (1) ve kamera içerisindeki teleskoplar ile hedef bloğunun hassas konumlandırmasını sağlayan adım motorlarını (2) kapsamaktadır. Kalibrasyon işlemleri için gerekli olan radyasyon kaynaklarının kapaklarının açılıp kapanmasını yöneten özel çekiş mekanizması (3), sistemin otomatik doğruluk kontrolüne olanak tanımaktadır. Yarı iletken dedektörler (SSD) (4), gelen parçacıkların enerjisini yüksek hassasiyetle algılamakta ve bu sinyaller SSD ön yükselteçleri (5) aracılığıyla güçlendirilerek işlenmektedir. Röle anahtarı (6), sinyallerin yönlendirilmesini ve sistem bileşenleri arasındaki geçişleri düzenlerken; tüm bu işlemlerin merkezinde yer alan kontrol bloğu (7), sistemin genel denetimini üstlenmekte ve tüm alt birimlerin senkronizasyonunu sağlamaktadır. Bu yapı, ölçümlerin güvenilirliği ve tekrarlanabilirliği açısından kritik bir öneme sahiptir.

Darbe jeneratörü, ters bağlantılı bir RC devresine sahip üç mantıksal eleman üzerine kurulmuştur, 100 Hz frekansında ve kare dalgaya yakın bir darbe şekline sahiptir. Manuel kontrol paneli, bloğun ön panelinde yer almakta olup teleskopların ve hedef bloğunun AÇIK/KAPALI anahtarlarını, revers ve zamanlayıcı mikro anahtarları, perde solenoidlerini kontrol etme anahtarlarını ve seçilen teleskopun hareketini başlatma ve durdurma düğmelerini içerir.

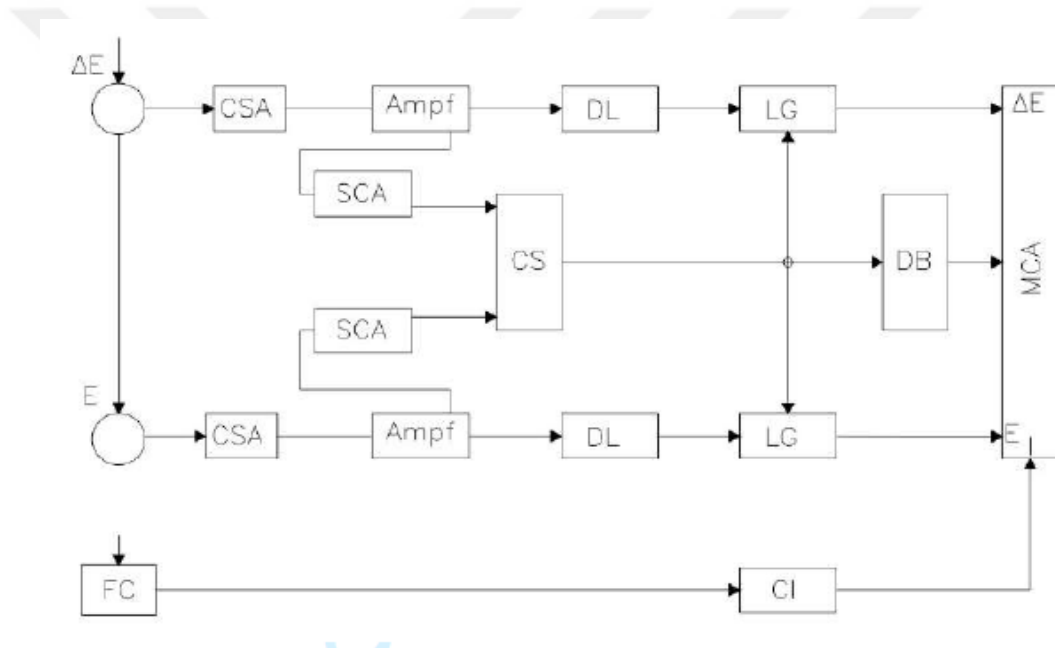
Tüm teleskoplar, seçilen bir mikro anahtara ulaşıldığında hareketi otomatik olarak durdurmaya izin veren bir mantıksal eşleşme şemasına bağlı olan, ilgili telli bağlantılar ve röle anahtarları üzerinden bağlı olan sınırlayıcı uç mikro anahtarlarına sahiptir.

4.3. Parçacık Kaydı ve Tanımlama Sistemi

Reaksiyon ürünlerinin kaydedilmesi ve tanımlanması için temel alınan (dE/dx) yöntemi, yüklü bir parçacığın madde içindeki özgül enerji kayıplarını (dE/dx) ve tam kinetik enerjisini (E) eş zamanlı olarak ölçen bir yöntemdir. Bu yöntemin temelinde, çıkan yüklü parçacığın enerjisinin, madde içindeki özgül iyonlaşmasıyla ilişkilendiği Bethe-Bloch denklemi yatmaktadır.

$$\frac{dE}{dx} = \frac{kMz^2}{E}, \quad (4.1)$$

Burada k , çeşitli parçacık türleri için zayıf etkileşimle değişmeyen sabit bir değeri temsil eder. M ve z sırasıyla ortaya çıkan parçacıkların kütlesi ve elektriksel yüküdür.

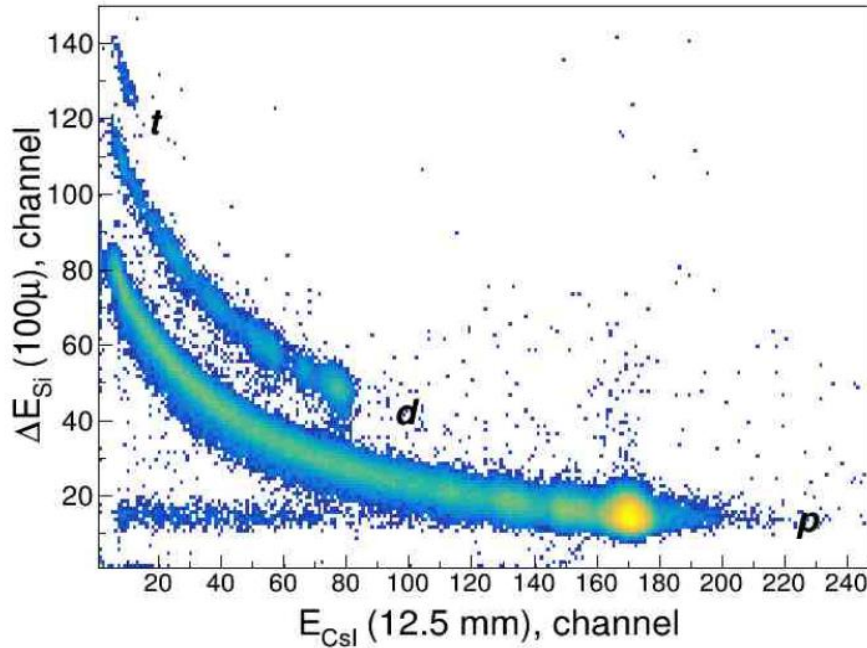


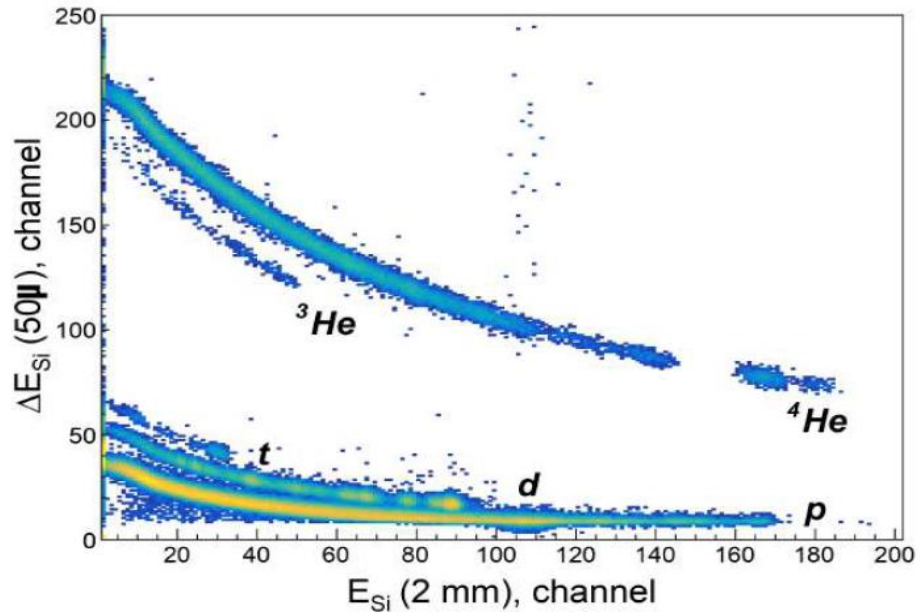
Şekil 4.6. Parçacık tanımlama sistemi: CSA - yük duyarlı amplifikatör, SCA - tek kanallı analizör, Ampf - Şekillendirici amplifikatör, CS - tesadüf şeması, DL - gecikme hattı, LG - doğrusal kapı, DB - gecikme bloğu, MCA - çok kanallı analizör, FC - Faraday kabı, CI - akım entegratörü (Burtebayev vd. 1975)

Şekil 4.6’da parçacık tanımlama sisteminin blok diyagramı sunulmuştur. Sistem, algılanan sinyallerin işlenmesi ve analiz edilmesi sürecinde görev alan çeşitli elektronik bileşenlerden oluşmaktadır. İlk aşamada, yarı iletken dedektörlerden gelen elektriksel sinyaller yük duyarlı amplifikatör (CSA) aracılığıyla toplanarak ön yükseltilir. Ardından bu sinyaller, şekillendirici amplifikatör (Ampf) tarafından zaman ve genlik açısından optimize edilir. Elde edilen şekillendirilmiş sinyaller, tek kanallı analizör (SCA) tarafından belirli enerji aralıklarına göre ayrıştırılarak analiz edilir. Gecikme hattı (DL) ve gecikme bloğu (DB), sinyallerin zamanlamasını hassas bir şekilde düzenleyerek

tesadüf şeması (CS) ve doğrusal kapı (LG) birimleriyle eşzamanlı sinyal işlenmesine olanak tanır. Bu tesadüfi eşleşme yöntemi, gerçek olayların arka plan gürültüsünden ayırt edilmesini sağlar. Elde edilen veriler, çok kanallı analizör (MCA) yardımıyla spektral olarak kaydedilir ve analiz edilir. Ek olarak, deney sırasında hedefe gelen toplam parçacık akısı Faraday kabı (FC) ile ölçülürken, akım entegratörü (CI) aracılığıyla bu akımın toplam yük değeri entegre edilerek mutlak tesir kesiti hesaplamalarında kullanılır. Bu yapı, deneysel ölçümlerin doğruluğunu ve parçacık tanımlamanın etkinliğini artırmak amacıyla tasarlanmıştır. Bu ilişkiden görüleceği üzere, E ve dE/dx eşzamanlı olarak ölçülmesi, her bir parçacık türünün (E, dE) koordinat düzleminde kendi hiperbolünü işgal ettiği bir sistem sağlar, bu da deneyde istenen parçacık türünü ayırmayı mümkün kılar. E-dE düzlemine yapılmış bir tipik projeksiyonun karakteristik görünümü Şekil 4.7 gösterilmiştir. Bu şekilden görüleceği gibi, en hafif çekirdekler ^1H - ^4He için Mz^2 çarpımının 1 ile 16 arasında diskret bir şekilde değiştiği ve tanımlama için oldukça elverişli bir parametre olduğu görülmektedir.

Teleskop dedektöründe, "penetrasyonlu" (yetkisiz bir şekilde erişim girişimi) dE sayıcıları olarak ORTEC firmasının 30 ila 200 μm çalışma tabakası kalınlığına sahip yüzey bariyerli silikon dedektörleri kullanıldı. Bu dedektörlerin ince giriş ($\sim 40\mu\text{g}/\text{cm}^2$ Au) ve çıkış ($\sim 40\mu\text{g}/\text{cm}^2$ Al) pencereleri vardı ve α -parçacıkları için enerji çözünürlüğü 25-50 keV. Stop sayacı olarak ORTEC firmasının yüksek saflıkta silikon 2 mm kalınlığındaki bir dedektörü de kullanıldı.





Alt lokuslar - tek yüklü parçacıklar, üst lokuslar - iki yüklü parçacıklar

Şekil 4.7. Tipik ΔE -E yüklü parçacık saçılmaları (Burtebayev vd. 1975).

4.4. Ölçüm ve Hesaplama Sistemi

Bütün ölçümler, ORTEC elektronik blokları ve PC/AT tabanlı çok boyutlu analiz sistemini içeren laboratuvarın ölçüm ve hesaplama kompleksi üzerinde gerçekleştirildi (Burtebayev vd. 1975).

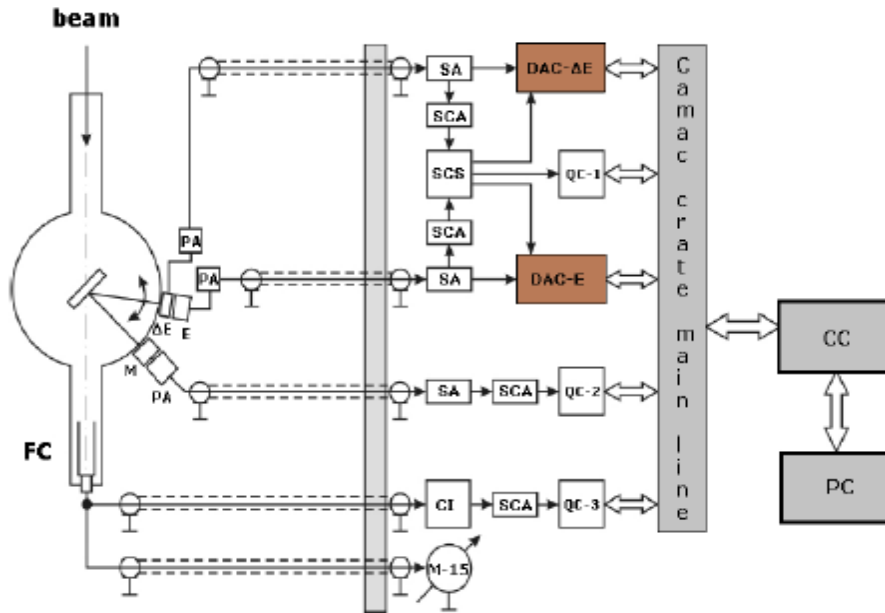
Şekil 4.8 deneylerde kullanılan, üç ölçüm hattı ve çok boyutlu programlanabilir analiz sisteminden oluşan elektronik kurulumun kullanılan blok şeması görülmektedir. İlk spektrometrik hat boyunca, ΔE ve E dedektörlerinden gelen sinyaller, yük hassasiyetli ön yükselticilerden (PA) geçerek spektrometrik amplifikatörlere (SA) (571 modeli ve 471A ORTEC) aktarılır. Aktif filtre ve kutup-sıfırlama dengelemesiyle çalışan bu amplifikatörler, zıt işaretli sinyallerin üst üste binmesiyle oluşan spektrum bozulmalarını önler. Ayrıca, aşırı yüklenme durumlarında oluşan ölü süreyi azaltarak sistemin daha verimli çalışmasına katkı sağlar (Mishel vd. 1986). Spektrometrik sinyaller, amplifikatörlerde diferansiyasyon ve 4 kat entegrasyon şemaları ile oluşturulur ve bu sinyal formu, spektroskopik kurulumun gürültüye ve zamana bağlı çözünürlüğüne en uygun olanıdır.

Amplifikatörler, spektrometrik ölçümler için iki çıkış kanalı sağlar: biri direk zaman referansı amacıyla kullanılırken, diğeri 2 μs gecikmeli sinyal çıkışı sunar. Bu yapı, olayların zamanlamasının hassas şekilde belirlenmesini ve sinyal işlemenin optimize edilmesini mümkün kılar. Bipolar spektrometrik sinyaller, direk çıkıştan tek kanallı analizörler (OA - 1201 model KAMAK) ile gelen, ayarlanabilir bir gecikme ile standart mantıksal sinyaller üreten, ardından zamana göre çözünürlüğü 1 μs olan çakışma devresine (SCA - 1402 model KAMAK) giren bu sinyaller, üretilen çakışma şeması

tarafından ardından kontrol girişlerine iki analog-dijital çeviriciye (ADC-E ve ADC-DE - 712 model KAMAK) giriş yapılır. ADC'nin kontrol girişinde düşük seviyeli bir sinyal bulunması, spektrometrik sinyalin amplitüdünün bir ADC'ye girişi dönüştürmeye başladığına dair bir işarettir.

Dönüşüm tamamlandığında, ADC elde ettiği kodu veri kaydına yerleştirir ve KAMAC kraytı üzerindeki veri yolunda bir kesme talebi belirtir. Tek kanallı analizörler, zamansal eşitlemenin yanı sıra bir işlev daha yerine getirir: genliklerin dinamik aralığını seçmek amacıyla genlik diferansiyel ayırmalayıcı olarak kullanılırlar. Bu sayede, belirli bir genlik aralığındaki sinyallerin ayrıştırılması ve analiz edilmesi mümkün olur. Kayıt sisteminin etkinliği, olay işleme programı tarafından kaydedilen olay sayısının çakışma devresi şemasından (CCH - model 401 KAMAC, 32 bit kapasiteli eşleştirilmiş 4 kat sayıcılar olarak hizmet eder) çakışma devresi sayısına dinamik bir karşılaştırmayla belirlenmiştir.

İkinci hat, ölçüm sisteminin çalışma kalitesini monitör etmek için tasarlanmış olup, bu, düşen demetle 300 açıyla yerleştirilmiş bir spektrometre tarafından gerçekleştirilen, araştırılan hedef tarafından elastik olarak saçılan parçacıkların sayısının yoğunluğuna göre yapılmıştır. Parçacıkların kaydı, bir yüzey bariyer silikon detektörü ile gerçekleştirilmiştir. Bu tür bir monitörleme yöntemi, parçacık demet akısının değişikliklerini ve muhtemel bir yoğunluk maksimumunun hedefin alanı boyunca göç etmesinin etkilerini doğru bir şekilde hesaba katmaya olanak tanır. Ön yükseltilmiş sinyaller, amplifikatörler ve integral diskriminatörler aracılığıyla sayaç (SCH-2) üzerine iletilir.



PA - Ön yükselteçler (Dubna); SA - Spektroskopik yükselteçler (ORTEC 571 ve 471A); OA - Tek kanallı analizörler (POLON 1101); SCA - Yavaş eşleşme devresi (POLON 1402); ADC - Amplitüd-dijital dönüştürücüler (POLON 712); SC - Eşleşmiş 4 kanallı çift sayıcılar 32 bit (POLON 401); CK - Kasa kontrolcüsü (CK009); CF - Faraday kabı, IT - Akım integratörü.

Şekil 4.8. ΔE-E metodolojisi için elektronik blok şeması

Üçüncü hat, pozlama süresi boyunca hedefin içinden geçen parçacıkların toplam sayısını ölçmek için kullanılır ve bu, Faraday kabı (FS), dağılma odasından 1 m uzakta olacak şekilde yerleştirilmiş bir silindirden oluşur. Bu silindir, demet eksenine 0° açısında yerleştirilmiş olup, bir nanoampermetre tipi M-95 ile bağlanarak bu alana giren parçacıkların toplam yükünü ölçen bir akım entegratörüne bağlanır. Faraday kabı, akım ölçümleri için 0.5 nA ila 10 μ A arasında akımları ölçebilen ve $(1.58 \pm 0.02) \times 10^3 \mu\text{C/report}$ büyüklüğünde sabit bir oran içeren bir sayıcı (SCH-3) ile bağlanmıştır (Kondratyev vd. 1986). Son ölçümlerde, bu entegre akım ölçer, şarj sayısının miktarına lineer olarak bağlı olan bir sayaç karakteristiğine sahiptir. İntegratör sabitinin belirlenmesinde hata $\pm 1\%$ dir (Pavlov vd. 1985).

4.5. Birincil Deneysel Bilgilerin Toplanması İçin ASBOB Kodu

Mutlak kesit ölçümleri, analog elektronik ünitelerden dijital cihazlara ve kişisel bilgisayara (PC) kadar uzanan ölçüm sistemine yönelik yüksek hassasiyet ve uyum gerektiren teknik koşullar içerir. Bu ölçümlerin güvenilirliği, sistemdeki tüm bileşenlerin senkronize ve kararlı biçimde çalışmasına bağlıdır. Tüm kayıt sisteminin gerçek zamanlı çalışma modunda sürekli birim olduğu kritik önem taşıyan bir görev, bu da PC ve KAMAC kraytı arasında hızlı bir iletişim kanalının kullanılmasını ve en iyi yazılımın uygulanmasını gerektirir.

"ASBOB" programı "Turbo Pascal" dilinde yazılmıştır ve ADC kesmelerinden gelen detektörlerden gelen spektrometrik bilgilerin kaydedilme sürecini gerçekleştirir. KAMAC kraytı, PC/AT 286 bilgisayarı ile KAMAC denetleyicisi KK009 (Nikityuk 1977; Duysbayev vd. 1984) aracılığıyla veri yoluyla bağlanır. Program, hem iki ($\Delta E-E$) hem de üç parametrelili ($\Delta E_1-\Delta E_2-E$) olayların kaydını hedefler. Parçacık türüne göre sıralama için kesme işlem prosedürü, ADC kodları 128×128 boyutunda bir matris maskesini kullanır. Kesme işleme programında olay tanımlama kullanıldığından dolayı kayıt sisteminin performansını önemli ölçüde düşürse de, araştırmalar, "ASBOB" programının ölü süresinin $\approx 25 \mu\text{s}$ olduğunu, yani POLON 712 ADC'nin dönüş süresiyle belirlendiğini gösterdi.

IRQ4 talebi geldiğinde, kesme işleme prosedürü iki adet 8-bit ADC kodunu okur ve bir olayın adresini oluşturur. Bu olay adresi, birleştirilmiş iki boyutlu matris maskesi ve E-ADC kodunu içeren bilgi matrisini oluşturarak bir lineer spektrum buffer'ına yazılır. Ardından, kesme işleme prosedürü, belirtilen adreste bulunan hücre içeriğini bir artırarak 8259 kesme kontrolcüsünü serbest bırakır ve arka plandaki programa geçer. Çift kelime kullanımı, düşük kesim reaksiyonları ve büyük kesime sahip reaksiyonların eş zamanlı olarak ölçülmesi sırasında lineer spektrum buffer'ında taşmaları önlemek için kullanılır.

Yukarıda belirtildiği üzere, deneysel sürecin güvenilirliği açısından, programın kullanıcıya ölçüm süreci üzerinde sürekli izleme ve kontrol imkânı sağlaması gereklidir. Bu amaçla, ekran üzerinde çakışma yoğunluğu, hedefe ulaşan parçacık akımı ile anlık ve entegre ölçüm sistemi verimliliği gibi temel parametreler görüntülenir. Söz konusu değerler, bilgisayarın dahili zamanlayıcısı ve sayaçlardan alınan veriler aracılığıyla arka planda otomatik olarak hesaplanır ve güncellenir. 16 bitlik bir hücrenin maskesi oluşturan yapı şu şekildedir: en üstteki üç bit, parçacığın özneliliğini (0-3) içerir ve alttaki 12 bit, $\Delta E-E$ çakışmalarının bir spektrumunu toplamak, işaretlemek ve kontrol etmek için kullanılır. Bu nedenle, program üç farklı tepki kanalını aynı anda ölçmeyi mümkün kılar

ve çakışma spektrumunun "canlı" toplamını takip etmeyi sağlar, çünkü kesme işleme prosedürü her kaydedilen olayı maskesi matrisine kaydeder.

Lineer spektrum buffer'ı, her biri 256 hücre içeren 4 düzlemde oluşur, bunlar E-ADC koduna karşılık gelen 8-bitlik bir adres koduna sahiptir. En üstteki üç düzlem, maskeli kanalların spektrumlarını içerir ve "sıfır" düzlemi, yani hiçbir üst düzleme girmeyen farklı bilgileri içerir, bu da spektrometrik bloğun işaretleme kalitesini ve istikrarını kontrol etmek için kullanışlıdır.

Öznitelik atama işlemi, iki farklı çalışma modunda gerçekleştirilebilmektedir: (1) "temiz sayfa" modu, öznitelik matrisinin baştan sona sistematik şekilde doldurulmasına olanak tanırken; (2) düzeltme modu, daha önce oluşturulmuş matrise sonradan ekleme ve düzeltmeler yapılmasını sağlar. Ölçüm verilerinin güvenli biçimde saklanması, ileri analizlere hazır hâle getirilmesi ve olası sistem arızaları sonrasında geri yüklenebilmesi amacıyla, bilgisayarın sabit diski ile ilgili yazılım arasında sürekli ve kontrollü bir veri aktarım süreci yapılandırılmıştır.

4.6. Yüklü Parçacıkların Tanımlanması ve Spektrometrisi İçin Mikrokontrolör Tabanlı İki Boyutlu Analizör

Son ölçümlerde, Özbekistan Cumhuriyeti Nükleer Fizik Enstitüsü'nde üretilen mikrodenetleyicilerle çalışan bir iki boyutlu analizör kullanılmıştır. Analizör, USB bağlantı noktasına takılan bir harici blok olarak tasarlanmıştır. Sistem yazılımı, analizörün çalışma modlarını ve verilerin bilgisayara iletilmesini, verilerin grafiksel olarak görselleştirilmesi ve bilgisayar dosyalarına kaydedilmesini sağlar.

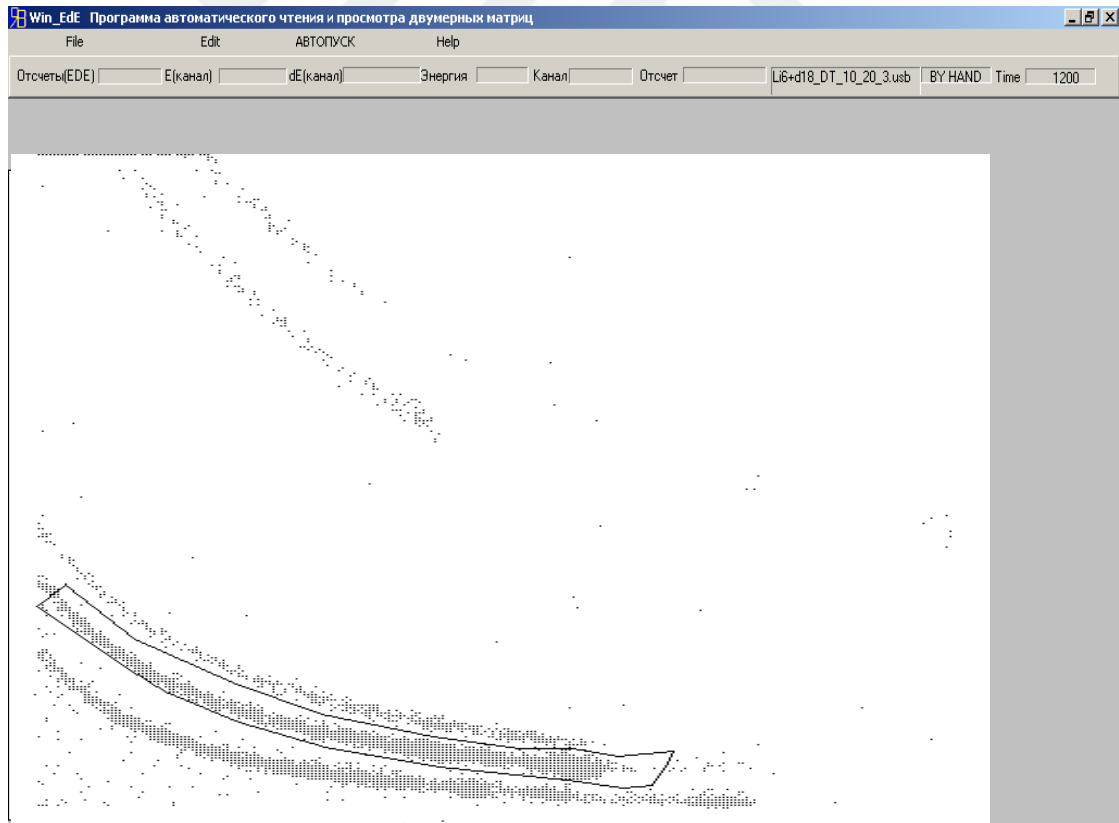
ΔE ve E dedektörlerinden alınan sinyaller, A ve B bloklarındaki iki ayrı spektrometrik kanal ("dE" ve "E") üzerinden sisteme iletilir. Her iki kanalda da, sinyalin genlik (şiddet) değeri tepe dedektörleri tarafından belirlenir. Bu genlik bilgileri, "strobe" sinyali adı verilen bir tetikleme sinyali alındığında, her iki kanalda eşzamanlı olarak dijital koda dönüştürülür. Strobe sinyali, ΔE ve E dedektörlerinden gelen sinyallerin zamanlama açısından çakıştığını, yani yüklü bir parçacığın her iki dedektörden de geçtiğini gösterir. Bu sinyal, sistemin dışındaki bir tetikleme bloğu tarafından üretilir ve yalnızca geçerli bir fiziksel olay gerçekleştiğinde veri alımını başlatarak yanlış tetiklemelerin önüne geçer. Bu sayede yalnızca anlamlı olaylar kaydedilir ve ölçüm sistemi daha güvenilir çalışır. Sayısallaştırılmış "E" ve "dE" değerleri MATRIX [E, dE] tipi bir matrisin indislerini belirler. Bu işlem sırasında, ilgili hücreye bir birim eklenir. İşlem, programlanabilir ölçüm süresi boyunca devam eder. Dış görünüme bağlı olarak dizi indislerinin değiştirilmesi mümkündür: MATRIX [E + dE, dE] veya MATRIX [E + dE/2, dE/2], bu da işlemin kolaylığı için ΔE ekseninde iki boyutlu matrisin genişletilmesine olanak tanır. Dönüşüm çözünürlüğü, program tarafından 256 veya 512 kanala ayarlanabilir.

Harici blok ayrıca, birikmiş iki boyutlu matrisin sayısını belirlemek için bir kontrol darbe sayacı içerir. Bu, birikmiş olayların sayısını matris alanındaki toplam olay sayısı ile karşılaştırarak hesaplar. Ayrıca, hızlandırıcı demet akımı integratöründen ve hedef izleyicisinden gelen sinyaller gibi dış olayların sayısını hesaplamak için iki harici olay sayacısı bulunmaktadır. Veri dizisinin baş bilgisayara hızlı iletimi için harici blokta C8051F321-GM mikrodenetleyicisinde USB2.0 arabirimi kullanılır. Mikrodenetleyici için yazılım, KeiluVision 3 entegre geliştirme ortamında "C" diliyle yazılmıştır.

Blok, aşağıdaki temel teknik özelliklere sahiptir: Giriş sinyali pozitif ve tek kutupludur; sinyal aralığı 0–2,5 V'tur. Ölçüm sisteminin ölü süresi, 256×256 boyutundaki bir matris için 18 µs, 512×512 boyutundaki bir matris için ise 28 µs olarak belirlenmiştir. Analog-Sayısal Dönüştürücü (ADC) kanalları 16 bit çözünürlüğe, sayaç birimleri ise 32 bit çözünürlüğe sahiptir. Bu özellikler, sistemin yüksek hassasiyetle ve geniş dinamik aralıkta veri işleyebilmesini mümkün kılmaktadır.

MATRIX programı, Windows XP ortamında çalışmak üzere tasarlanmış bir uygulamadır ve ölçüm parametrelerini belirlemek, cihazı başlatmak ve diğer kontrol işlevlerini gerçekleştirmek için kullanılır. Verilerin ana bilgisayara iletimi, otomatik veya manuel olarak, iki boyutlu spektrum biriktirme zamanlarıyla seçilen modda gerçekleştirilebilir. Ölçümlerin verileri her bir zaman diliminde yeniden birikir ve toplama işlemi programın bir tamponunda 4 baytlık hücrelerde gerçekleştirilir. Bu sayede kanal başına maksimum sayıda (65000) sınırlama kaldırılır. Tampon içeriği düzenli aralıklarla bilgisayarın sabit diske aktarılır.

Win_EdE programı, Windows uygulaması olarak geliştirildiğinden, sistem ve grafik programları Windows XP'nin çoklu görev modunda aynı anda çalışır. Programın temel amacı, analizörün spektrometrik bilgisini monitör ekranında spektrometrik bilgiyi ekranda iki boyutlu olarak göstermektir (Şekil 4.9).

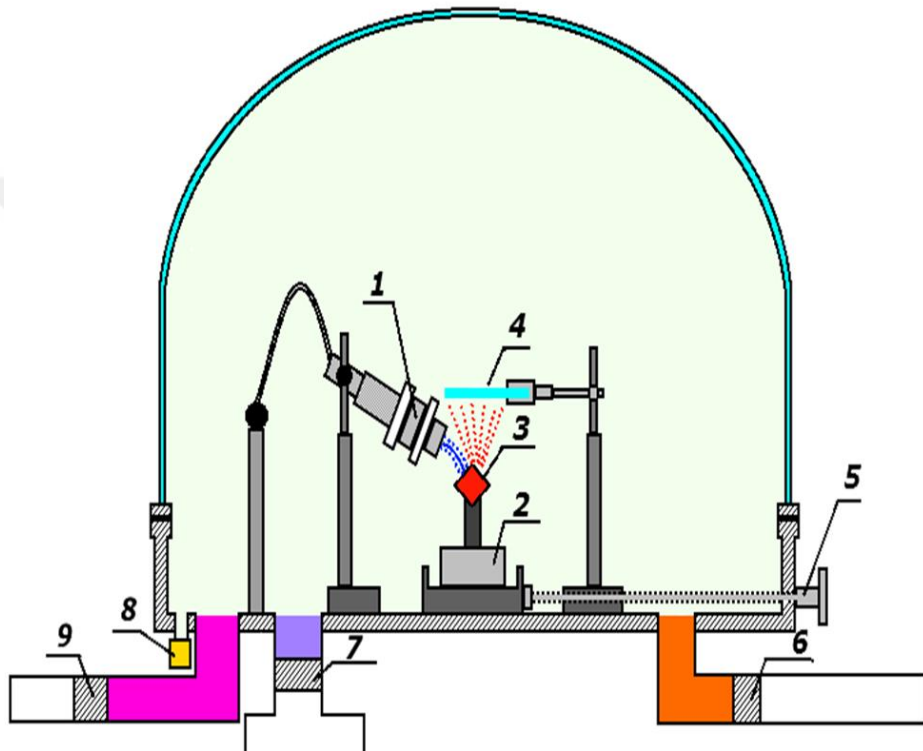


Şekil 4.9. Spektrometrik bilginin görüntülenmesi ve işlenmesi için tasarlanmış Win_EdE programı

İki boyutlu analizatör, Kazakistan Ulusal Nükleer Merkezi'nin U-150M döngüsel hızlandırıcıda hızlandırılmış parçacık demetlerinin reaksiyonlarının araştırılmasında (Artemov vd. 2006) ve ayrıca hidrojen içeriğinin ve profilinin ölçümü için kullanılan bir spektrometrede test edilmiştir (Khabibullaev ve Skorodumov 1985; Artemov vd. 2006).

4.7. Hedef Üretimi ve Tanımlama Özellikler ^{27}Al Hedeflerinin Kalınlık Ölçümü

^{27}Al çekirdekleri ile çeşitli ağır iyonların deneylerinde ^{27}Al izotopunun kendiliğinden desteklenen hedefleri kullanılmıştır. Hedeflerin yapımında VUP-4M cihazı kullanılmıştır. Aşağıda, VUP-4M cihazının şeması Şekil 4.10 gösterilmiştir.

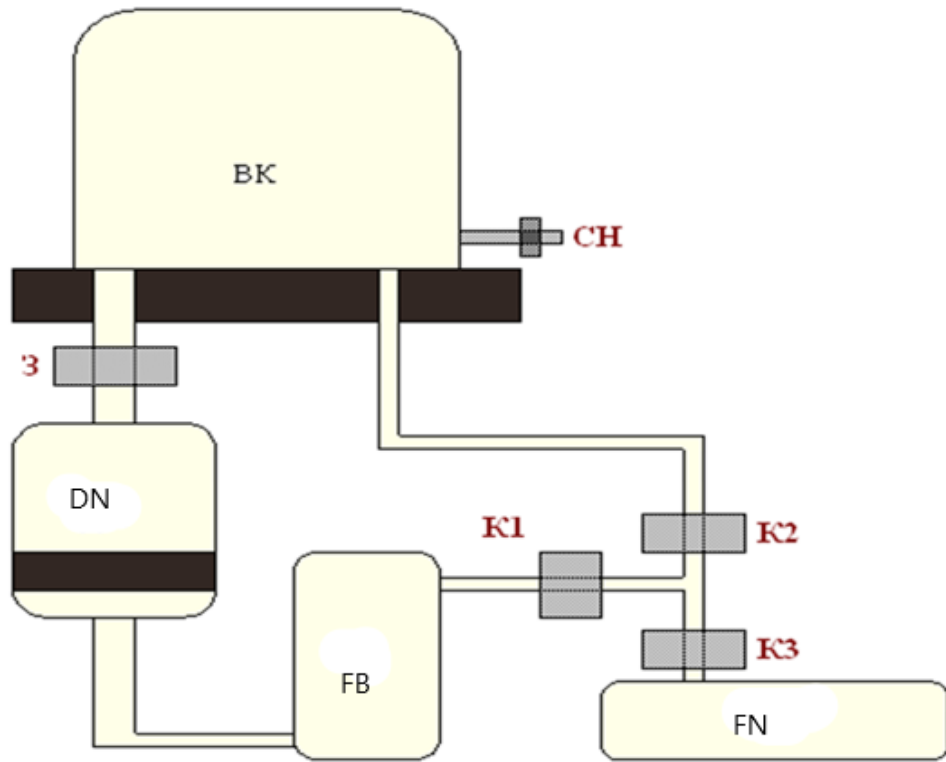


1 - Anot tabancası (100 V potansiyeli), 2 - Katot (10 kV potansiyeli), 3 - Hedef, 4 - Cam, 5 - Geometrik kontrol düğmesi, 6 - Düşük vakum valfi, 7 - Yüksek vakum valfi, 8 - Yüksek vakum lambası, 9 - Hava girişi

Şekil 4.10. ^{27}Al hedeflerini hazırlamak için kullanılan VUP-4M vakum odası cihazının şeması

^{27}Al düşük erime noktası olan malzemeler arasında yer aldığından, bu tür hedeflerin hazırlanması için VUP-4M cihazında iyonik plazma püskürtme yöntemi kullanılır (Muılgın vd. 1985).

VUP-4M yüksek verimlilikle çeşitli malzemelerden filmler elde etmek için magnetron püskürtme yöntemi kullanılarak tasarlanmış olup, ayrıca elektron mikroskobu veya diğer analitik cihazlar kullanılarak incelenecek nesnelerin hazırlanması için de uygundur. Cihaz, fizik, kimya, biyoloji, tıp ve diğer bilim ve teknoloji alanlarında araştırmalar için kullanılabilir (Anonim 1).



K1, K2, K3 - Valfler; 3 - Kilit mekanizması; FN - Forvakum pompası; FB - Forvakum tüpü; DN - Yüksek vakum difüzyon pompası; BK - Vakum odası; FN - Hava giriş sistemi.

Şekil 4.11. VUP-4M vakum sisteminin blok şeması

VUP-4M, çalışma hacminde hava basıncı cıva sütununun 10^{-2} - 10^{-6} durumunda yürütülen işlemler için tasarlanmış bir cihazdır. Cihaz donanımı, hava emme sistemi ve çok işlevli vakum odasından (BK) oluşur. Vakum sistemi, sırayla birbirine bağlanmış olan forvakum pompası (FN), forvakum tüpü ve difüzyon pompasından (DN) oluşur. Ayrıca, otomatik olarak çalışan üç vakum valfi (K1, K2, K3), vakum el mandalı (3) ve hava giriş vanası (CH) da bulunmaktadır. Şekil 4.11 cihazın blok şeması gösterilmiştir.

Wolfram spiralli (bobinli) bir elektron tabancası kullanılır. Hedefi hazırlamanın sonraki aşamasında, elektron tabancasına yavaşça ısıtma akımı uygulanır ve oluşan elektronlar, numuneye (alüminyum) yüksek pozitif voltaj uygulanarak çekilir. Elektronların etkisiyle hedef numune yoğun bir şekilde ısınır, buharlaşır ve ardından önceden sodyum klorür tuzu kaplanmış ince bir tabaka olan cama yerleştirilir. Püskürtme işlemi tamamlandıktan sonra cam yavaşça distile suya batırılır. Tuz suda çözünürken ince alüminyum tabakası suyun yüzeyinde kalır. Hedef tutucuların yardımıyla tabaka sudan çıkarılır ve kurutulur.

Kameranin içinde, çalışma ekipmanlarına güç sağlamak için gerilim bağlantılarının seti, çıkarılabilir donanımları monte etmek için yapılmış destek sistemleri ve vakumu bozmadan kameranın içinde harici bir vida yardımıyla nesnelerin yerini değiştirmek için iki mekanik cihaz bulunur.

Alüminyum filmlerine aşağıdaki temel gereksinimler konulmaktadır: kalınlığı $240 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ olan filmin çapı en az 15 mm olmalıdır; film, taşıma ve dağıtım sırasında maruz kalacağı mekanik mikrovibrasyonlar gibi çeşitli etkilere karşı yeterli dayanıklılığa sahip olmalıdır. Bizim durumumuzda en uygun yöntem, alüminyum ince bir filmi vakumda buharlaştırarak çözünebilen bir ara katmanla kaplanmış düzgün bir yüzeyde elde etmek, ardından bu filmi uygun bir çerçeveye almak, yıkamak ve sabitlemektir.

Alüminyum filmlerin hazırlanması, 5×10^{-6} mmHg'den düşük vakum sağlayabilen VUP-4M tipi evrensel vakum ünitesinde gerçekleştirilmiştir. Alüminyumun erime noktası yaklaşık 660°C olduğundan, bu metalin buharlaştırılması doğrudan ısıtılmalı tungsten rezistans (tel) yardımıyla yapılmıştır. Bilimsel uygulamalar için, son derece düzgün yüzeye sahip, emülsiyonsuz cam fotoplakalar hedef taşıyıcısı (substrat) olarak kullanılmış; bu, kusursuz ince film elde edilmesini sağlamıştır. Cam yüzey, deney öncesinde deiyonize su ve etanol ile dikkatlice temizlenmiştir. Daha sonra, 5×10^{-6} mmHg vakum altında, çözünürlüğü yüksek olan kimyasal olarak saf NaCl ara tabakası, tantaldan yapılmış bir buharlaştırıcıdan ($900\text{--}1000^\circ\text{C}$ sıcaklıkta) cam yüzeyden yaklaşık 9–10 cm uzaklıkta buharlaştırılarak kaplanmıştır. Elde edilen NaCl katmanının kalınlığı yaklaşık $10\text{--}20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ olmuştur. Takiben, yaklaşık bir dakikalık beklemeden sonra aynı vakum koşullarında, alüminyum numunesi tungsten tel üzerinde ısıtılarak, 7–8 cm mesafeden buharlaştırılmış ve yaklaşık $300 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ kalınlığında alüminyum film elde edilmiştir.

Hazırlanan hedeflerin (Şekil 4.12) ve taşıyıcıların efektif kalınlıkları, YAFİ'de bulunan UKP-2-1 proton hızlandırıcısında enerji kaybı (stopping power) yöntemiyle hassas bir şekilde belirlenmiştir. Hızlandırıcı, enerjiye göre ayırma, eksende yer alan ve merkezi kameranın flanşına bağlanan "rezonans odasında" yapılmıştır. Bu rezonans odasının çalışma prensibi şu şekildedir: rezonans odasında ortada bulunan hedefe, kontrol edilebilir 0 ila 60 kV arasında, polaritesi (hızlandırıcı veya yavaşlatıcı) değişebilen bir potansiyel farkı uygulanır.



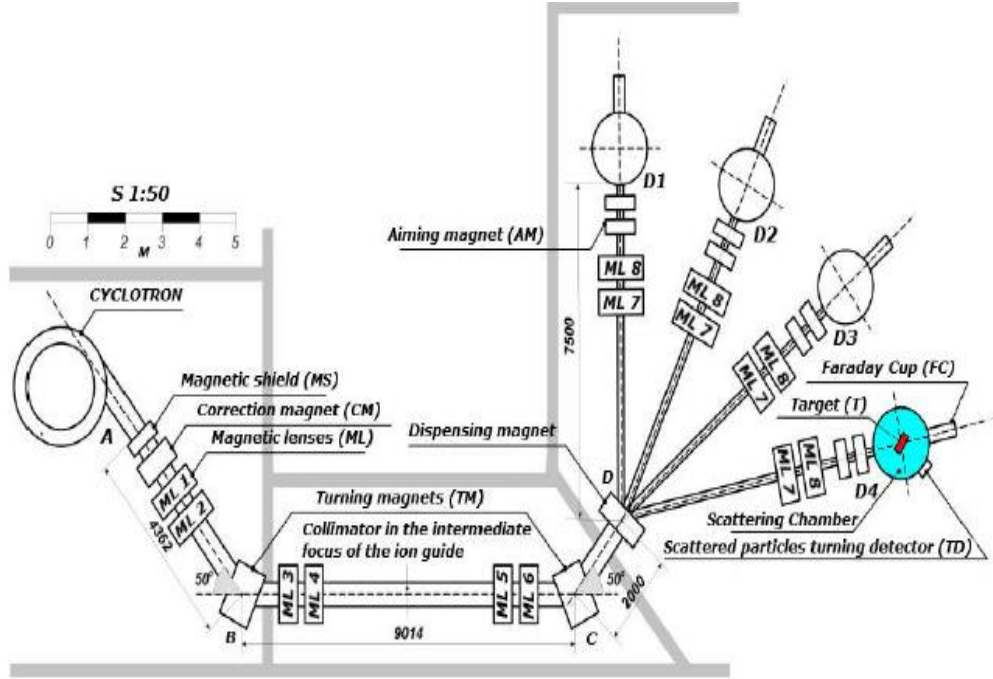
Şekil 4.12. VUP-4M cihazında hazırlanan ^{27}Al hedef görseli

4.7.1. Deneyin gerçekleştirilmesi

$^{27}\text{Al}(p,xp)$ ve $(p,x\alpha)$ süreçlerinin diferansiyel kesitleri, Almatı, Kazakistan Nükleer Fizik Enstitüsü'nün U-150M izokronik siklotronunda $E_p = 7.0, 22.0$ ve 30.0 MeV enerjilerinde 30° - 135° açı aralığında iki kez ölçüldü. Saçılma odası, siklotron ışınının çıkışından 23.9 m uzaklıkta kurulmuştur. Parçacık spektrometresi, saçılma odasının döner kapağında, reaksiyon düzlemine 100° bir açıyla yerleştirilmiş ve 0.10 bir doğrulukla 10° - 170° açılara göre ayarlandı. Saçılma odasının iyon iletken eksenine göre hizalaması optik yöntemlerle gerçekleştirilmiştir. Işın yoğunluğu 10 ila 50 nanoamper arasında değişmiş ve kayıt açısına göre ayarlanmıştır. Hedefe düşen parçacık sayısını belirlemek için Faraday kabı-akım entegratör sistemi kullanılmıştır. Entegratör sabitinin belirlenmesindeki hata $\pm 1\%$ 'i aşmamıştır.

Siklotrondan çıkan iyon demeti (Şekil 4.13), önce manyetik kalkan (MS) ve düzeltme mıknatısı (CM) ile stabilize edilmiş, ardından manyetik mercekler (ML) yardımıyla odaklanarak taşıma hattında ilerletilmiştir. Demet, yaklaşık 50° 'lik bir açıyla yön değiştiren dönüş mıknatısları (TM) ve ara odakta yer alan kolimatör aracılığıyla daraltılmış ve yeniden odaklanmıştır. Daha sonra dağıtıcı mıknatıs vasıtasıyla yönü bir kez daha değiştirilerek saçılma odasına doğru 100° 'lik bir açıyla yönlendirilmiş ve burada hedef eksenine optik yöntemlerle hassas bir şekilde hizalanmıştır. Demet, saçılma odasına toplam 23.9 metre yol katederek ulaşmıştır. Saçılma odasının iç çapı 60 cm olup, bu oda üzerinde yer alan dedektörler (D1-D4) reaksiyon düzlemine göre 10° - 170° arasında 0.10° hassasiyetle ayarlanabilen açılarda konumlandırılmıştır. Reaksiyon ürünlerinin tanımlanmasında ΔE - E yöntemine dayalı spektrometrik sistem kullanılmış; bu sistemde sintilasyon tipi CsI(Tl) ve silikon dedektörleri ile enerji ve kütle ayrımı yapılmıştır. Dedektörlerden gelen sinyaller, mikrodenetleyicili iki boyutlu analizatörlere iletilmiş ve analizatörler üzerinden USB bağlantısı ile bilgisayara aktarılmıştır. Analiz yazılımı, veri aktarımı, grafiksel görselleştirme ve kayıt işlemlerini sağlamış, ayrıca kontrol darbe sayaçları ile sistematik hatalar kontrol edilmiştir. Hedef olarak kullanılan ^{27}Al folyosunun kalınlığı 3.65 mg/cm² olup, hedefe ulaşan proton sayısı Faraday kabı ve akım entegratörü yardımıyla belirlenmiştir.

Bu sistemin kalibrasyonundaki hata $\%1$ 'in altında tutulmuş, akım yoğunluğu ise 10 - 50 nanoamper arasında değişmiştir. Ölçümlerdeki toplam sistematik hata hedef kalınlığı ($\%5$), entegratör kalibrasyonu ($\%1$) ve açı ayarlama doğruluğu ($\%1.3$) gibi faktörlerden kaynaklanmakta olup, toplam hata $\%15$ 'i geçmemiştir. Bu hassas taşıma ve ölçüm sistemi sayesinde, ^{27}Al hedefiyle gerçekleşen reaksiyonların açısal ve enerjik özellikleri yüksek doğrulukla elde edilmiştir.



Şekil 4.13. Siklotron iyon demetinin saçılma odasına taşınma şeması

4.7.2. Deneysel veri işleme ve deneysel sonuçlar

Çift diferansiyel tesir kesitleri ve toplam tesir kesitleri iki farklı yöntem kullanılarak hesaplanmıştır. Bu amaçla, PRECO (Kalbach, C. 2007) ve TALYS 1.95 (Koning, A. ve Rochman D. 2012) kodları kullanılmıştır. Her iki yöntemde de proton emisyon spektrumunu elde etmek için denge ve denge öncesi mekanizmalar dikkate alınmış, bu bağlamda denge öncesi süreçlerin tanımlanmasında Eksiton Modeli kullanılmıştır. Denge süreçleri için, ilk yöntemde Weisskopf-Ewing buharlaşma modeli tercih edilirken, ikinci yöntemde Hauser-Feshbach modeli kullanılmıştır.

TALYS ve PRECO hesaplamaları arasındaki bir diğer fark ise kullanılan optik potansiyellere dayanmaktadır. TALYS, Koning ve Delaroche optik potansiyelini (Koning ve Delaroche J. 2003) kullanırken, PRECO ise Becchetti ve Greenlees potansiyelini (Becchetti Jr, F. ve Greenlees, G. 1969) kullanmaktadır.

Eksiton Modelinde (Hodgson, P. ve Betak, E. 2003; Kalbach, C. 2005; Kalbach, C 1986), çekirdek $p\pi$, $h\pi$, $p\nu$ ve $h\nu$ parametreleri ile tanımlanır; burada p ve h parçacık ve boşluk derecelerini, π ve ν ise sırasıyla proton ve nötron derecelerini ifade eder. Bu parametreler, tek bileşenli modelin parametreleriyle

$$p = p\pi + p\nu \text{ ve } h = h\pi + h\nu \quad (4.2)$$

şeklinde ilişkilidir. Ayrıca, toplam eksiton sayısı n , şu şekilde ifade edilebilir

$$n = p + h = p\pi + h\pi + p\nu + h\nu = n\pi + n\nu. \quad (4.3)$$

Temel denklemin zamanla denge zamanı τ kadar tümleştirilmesi (entegre edilmesi), eksiton durumunun ortalama ömrü τ 'yi verir ve bu, diferansiyel tesir kesitinin hesaplanmasında kullanılabilir. Enerjisi E_k olan bir k parçacığı, bileşik çekirdek oluşum tesir kesiti σ^{CF} , parçacık emisyon oranı W_k ve önceki durumlardan yayılmadan sağ kalan ve şu anda $(p\pi, h\pi, p\nu, h\nu)$ konfigürasyonlarından geçen nüfusun zamanla ortalama alınmış kısmını temsil eden P faktörü cinsinden ifade edilebilir (Dobes, J. ve Betak, E. 1983).

$$\frac{d\sigma_k^{PE}}{dE_k} = \sigma^{CF} \sum_{p_\pi=p_\pi^0, p_\nu=p_\nu^0}^{p_\pi^{max}} \sum_k^{p_\nu^{max}} W_k(p_\pi, h_\pi, p_\nu, h_\nu, E_k) \tau(p_\pi, h_\pi, p_\nu, h_\nu) \times P(p_\pi, h_\pi, p_\nu, h_\nu)$$

Parçacığın salım oranı W_k , indirgenmiş kütlesi μ_k ve spine s_k bağlı olarak şu şekilde verilir:

$$W_k(p_\pi, h_\pi, p_\nu, h_\nu, E_k) = \frac{2s_k + 1}{\pi^2 h^3} \mu_k E_k \sigma_{k,inv}(E_k) \times \frac{\omega(p_\pi - Z_k, h_\pi, p_\nu - N_k, h_\nu, E^{tot} - E_k)}{\omega(p_\pi, h_\pi, p_\nu, h_\nu, E^{tot})}$$

İndirgenmiş kütlesi μ_k ve spine s_k sahip parçacıklar için parçacık emisyon oranı W_k . Burada $\sigma_{k,inv}(E_k)$, bileşik çekirdeğin oluşumuna karşılık gelen ters sürecin tesir kesitini ifade eder. $Z_k(N_k)$, yayılan parçacığın proton (nötron) sayısını belirtirken, E_{tot} bileşik sistemin toplam enerjisidir (Dobes, J. ve Betak, E. 1983) ve $\omega(p\pi, h\pi, p\nu, h\nu, E_{tot})$ ise parçacık-boşluk durum yoğunluğudur (Koning, A. ve Rochman D. 2012). Proton ve nötron tek parçacık durum yoğunlukları sırasıyla $g_\pi = Z/15$ ve $g_\nu = N/15$ MeV⁻¹ olarak verilmiştir.

Çift diferansiyel ve toplam edilmiş tesir kesitlerini hesaplamak için iki farklı yaklaşım kullandık. Her iki yöntem de proton salım spektrumunun modellenmesinde denge (equilibrium) ve denge öncesi (pre-equilibrium) mekanizmaları hesaba katmaktadır. Denge öncesi süreçler, Eksiton Modeli kullanılarak açıklanmıştır. Denge katkı için birinci yöntem Weisskopf-Ewing buharlaşma modelini, ikinci yöntem ise Hauser-Feshbach formülasyonunu kullanmaktadır. Bu hesaplamalar sırasıyla PRECO ve TALYS 1.95 kodları kullanılarak gerçekleştirilmiştir. İki yaklaşım arasındaki bir başka fark ise kullanılan optik model potansiyellerindedir: TALYS kodu, Koning-Delaroche tarafından önerilen küresel optik potansiyeli kullanırken, PRECO kodu Becchetti-Greenlees parametrelemesini esas almaktadır.

Şekil 4.14, 4.15 ve 4.16'da, sırasıyla $E_p = 7.0, 22.0$ ve 30.0 MeV enerjilerinde gerçekleşen (p, xp) reaksiyonuna ait çift diferansiyel tesir kesitleri için her iki yöntemle elde edilen teorik hesaplamalar sunulmuştur. $E_p = 22.0$ MeV ve 30.0 MeV enerjilerindeki $(p, x\alpha)$ reaksiyonuna ait teorik sonuçlar ise Şekil 4.17 ve 4.18'de verilmiştir. Şekillerden görüldüğü üzere, birinci yöntem özellikle spektrumun genel şeklini yeniden üretmede (p, xp) verileriyle daha iyi bir uyum sağlamaktadır. Buna karşılık, ikinci yöntem elastik pikleri doğru şekilde açıklamada yetersiz kalmaktadır. Ancak ikinci yöntem, alfa kanalı $(p, x\alpha)$ için daha başarılı bir betimleme sunmaktadır. Bu noktada vurgulanmalıdır ki, mevcut teorik yaklaşımlar deneysel verilerle yalnızca nitel (kalitatif) bir uyum göstermektedir; bu durum, denge öncesi reaksiyon mekanizmalarının doğasında bulunan karmaşıklıkla yansıtılmaktadır.

$^{27}\text{Al}(p, xp)$ ve $^{27}\text{Al}(p, \alpha)$ reaksiyonlarının toplam tesir kesitleri açısından da iki yöntem karşılaştırılmış olup, bu karşılaştırmalar Şekil 4.19 ve 4.20’de sunulmuştur. Ayrıca, ikinci yöntemi kullanarak doğrudan, bileşik ve denge öncesi süreçlerin katkıları ayrı ayrı hesaplanmıştır. Transfer, koparma (knockout) ve elastik olmayan saçılma gibi doğrudan süreçlerin katkıları da doğrudan reaksiyon modelleri kullanılarak belirlenmiştir. Her bir sürecin katkısı, $^{27}\text{Al}(p, xp)$ reaksiyonu için Çizelge 4.1’de ve $^{27}\text{Al}(p, \alpha)$ reaksiyonu için Çizelge 4.2’de gösterilmiştir.

Çizelge 4.1’den görüldüğü gibi, $E_p = 22$ ve 30 MeV enerjilerindeki (p, xp) reaksiyonlarında toplam tesir kesitine en büyük katkı denge öncesi mekanizmadan gelmektedir. Ancak $E_p = 7.0$ MeV enerjisinde, beklendiği üzere, denge öncesi sürecin katkısı oldukça küçüktür. Proton bombardıman enerjisi 10.0 MeV’nin altında olduğunda, ön-bileşik (precompound) çekirdekler göz ardı edilebilir ve doğrudan ya da bileşik çekirdek reaksiyonları baskın hâle gelir. Öte yandan, 10.0 MeV’nin üzerindeki enerjilerde, bileşik süreçler daha önemli hâle gelir; çünkü bu durumda bileşik çekirdeğin bozunma süresi, iç dengeye ulaşma süresiyle karşılaştırılabilir düzeye ulaşır.

Genel olarak, Exciton ve Çok Adımlı (Multistep) modellerin kullanımı verilerin yorumlanması açısından faydalı bir çerçeve sunsa da, bu karşılaştırmalar nitel düzeyde kalmaktadır. Gözlemlenen tutarsızlıklar, mevcut modellerin bu enerji aralığındaki reaksiyon mekanizmalarının karmaşık etkileşimini tam olarak yansıtmakta yetersiz kaldığını ortaya koymaktadır. Daha doğru teorik açıklamalara ulaşabilmek için mikroskobik modellerin geliştirilmesi ve optik potansiyeller ile enerji seviyeleri yoğunluğu gibi giriş parametrelerinin iyileştirilmesi büyük önem taşımaktadır.

Deneysel sonuçlar.

$^{27}\text{Al}(p, xp)$ ve $^{27}\text{Al}(p, \alpha)$ reaksiyonlarını, gelen proton enerjileri $E_p = 7.0, 22.0$ ve 30.0 MeV olacak şekilde ayrıntılı bir şekilde analiz ettik. Bu enerji aralığında altta yatan reaksiyon mekanizmalarını incelemek amacıyla iki farklı yaklaşım kullanıldı. İlk yaklaşımda, denge öncesi süreçler için Eksiton Modeli, denge (equilibrium) süreçleri için Weisskopf-Ewing buharlaşma modeli ve doğrudan süreçler için Becchetti-Greenlees parametrelemesine dayanan Optik Model kullanıldı. İkinci yaklaşımda ise yine denge öncesi süreçler için Eksiton Modeli kullanılmakla birlikte, bileşik çekirdek süreci için Hauser-Feshbach modeli ve doğrudan süreçler için Koning-Delaroche optik model parametrelemesi kullanılmıştır.

Şekil 4.14, $E_p = 7.0$ MeV gelen proton enerjisinde $^{27}\text{Al}(p, xp)$ reaksiyonuna ait, $30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ, 90^\circ, 105^\circ, 120^\circ$ ve 135° açılarında ölçülmüş çift diferansiyel tesir kesitlerini göstermektedir. Şekilde, birinci yöntemle (kesiksiz çizgiler) ve ikinci yöntemle (kesikli çizgiler) elde edilen teorik sonuçlar karşılaştırılmıştır. Şekil 4.14’ten görüldüğü üzere, her iki yöntem de bu düşük enerjide deneysel verileri yeterince açıklayamamaktadır. Bu sonuçlar, kullanılan modellerin düşük gelen enerji aralığında tesir kesitlerini doğru bir şekilde yeniden üretmekte yetersiz kaldığını göstermektedir ve bu enerji bölgesinde ek reaksiyon mekanizmalarının veya etkileşimlerin dikkate alınması gerektiğine işaret etmektedir.

Şekil 4.15 ve 4.16 ise sırasıyla $E_p = 22.0$ MeV ve 30.0 MeV enerjilerinde aynı açılarda ölçülen protonlara ait çift diferansiyel tesir kesitlerini sunmaktadır. Bu daha yüksek enerjilerde, Eksiton Modeli, Weisskopf-Ewing modeli ve Becchetti-Greenlees optik potansiyelini birleştiren birinci yaklaşım, deneysel verilerle iyi bir uyum göstermektedir. Bu başarı, yüksek enerjilerde denge öncesi süreçlerin baskın hâle gelmesine bağlanabilir; bu durumda Eksiton Modeli yüksek enerjili proton salımını etkin bir biçimde açıklamaktadır. Buna karşılık, ikinci yaklaşım—yani Eksiton Modeli ile birlikte Hauser-Feshbach modeli ve Koning-Delaroche optik potansiyelini kullanan yaklaşım—elastik pikleri yeniden üretmede başarısız olmakta ve özellikle ileri açılarda deneysel verilerle tatmin edici bir uyum sağlayamamaktadır.

$E_p = 22.0$ ve 30.0 MeV gelen proton enerjilerinde (p, α) reaksiyonlarına ait, sırasıyla 30° , 45° , 60° , 75° , 90° ve 105° açılarında ölçülen çift diferansiyel tesir kesitleri Şekil 4.17 ve 4.18’de sunulmuştur. Birinci yöntem proton saçılma spektrumlarını doğru bir şekilde yeniden üretmesine rağmen, özellikle ileri açılarda alfa spektrumlarını açıklamakta yetersiz kalmaktadır. Bu tutarsızlık, proton ve alfa salımlarının temel olarak farklı mekanizmalarla gerçekleşmesinden kaynaklanıyor olabilir. Proton salımı, istatistiksel ve denge öncesi modellerle görece iyi açıklanabilirken, alfa salımı daha karmaşık süreçlere —örneğin doğrudan mekanizmalar olarak kümelenme (cluster) kopması veya transfer gibi— tabi olabilir; bu mekanizmalar mevcut modelde açıkça hesaba katılmamaktadır.

Buna karşılık, ikinci yöntem (kesikli çizgiler), alfa spektrumlarının açıklanmasında daha iyi bir performans göstermekte ve deneysel verilerle birinci modele göre daha iyi bir uyum sağlamaktadır. Görünüşe göre, TALYS kodunda uygulanan Hauser-Feshbach yaklaşımında, denge öncesi spektrumun ayırık durumlara (discrete states) yansıtılması ve ardından bu kuvvetin genişletilerek deneysel koşulları simüle etmesi işlemi yalnızca çıkan alfa parçacıkları için uygulanmaktadır.

Ayrıca, $^{27}\text{Al}(p, xp)$ ve $^{27}\text{Al}(p, \alpha)$ reaksiyonları için toplam edilmiş tesir kesitleri de hesaplanmıştır. Protonlara ait toplam tesir kesiti verileri $E_p = 7.0$, 22.0 ve 30.0 MeV enerjiler için Şekil 4.19’da sunulmuş ve her iki yöntemle elde edilen sonuçlar karşılaştırılmıştır. Benzer şekilde, $E_p = 22.0$ ve 30.0 MeV enerjilerinde alfa parçacıkları için toplam tesir kesitleri Şekil 20’de gösterilmiştir. Şekilden açıkça görüldüğü üzere, birinci yöntem yalnızca $E_p = 22.0$ ve 30.0 MeV’deki (p, xp) verilerini başarıyla yeniden üretmektedir. Buna karşılık ikinci yöntem, hem (p, xp) hem de (p, α) kanallarını yeterince doğru açıklayamamaktadır.

Bu sonuçlara dayanarak, TALYS’te yerleşik olarak bulunan Eksiton Modeli yerine, Feshbach, Kerman ve Koonin’in Çok Adımlı Doğrudan (Multistep Direct - MSD) teorisi ile Çok Adımlı Bileşik (Multistep Compound - MSC) modelini içeren modifiye bir ikinci yöntem geliştirilmiştir. Şekil 4.19 ve 4.20’de gösterildiği gibi, Hauser-Feshbach modeli ve Koning-Delaroche parametrelemesiyle birlikte kullanılan MSD+MSC modeli, Eksiton Modeli ile benzer sonuçlar üretmektedir. Ancak Şekil 4.20’den görüldüğü üzere, bu çalışmada kullanılan hiçbir model (p, α) verilerini tam anlamıyla açıklayamamaktadır.

Toplam reaksiyon tesir kesiti her iki durumda da sabit kaldığı için, yayılan bir parçacık için denge öncesi spektrumda meydana gelen azalma, diğer parçacık için bir artışla dengelenmek zorundadır ve bu durumun tersi de geçerlidir. Bu bağlamda, MSD-

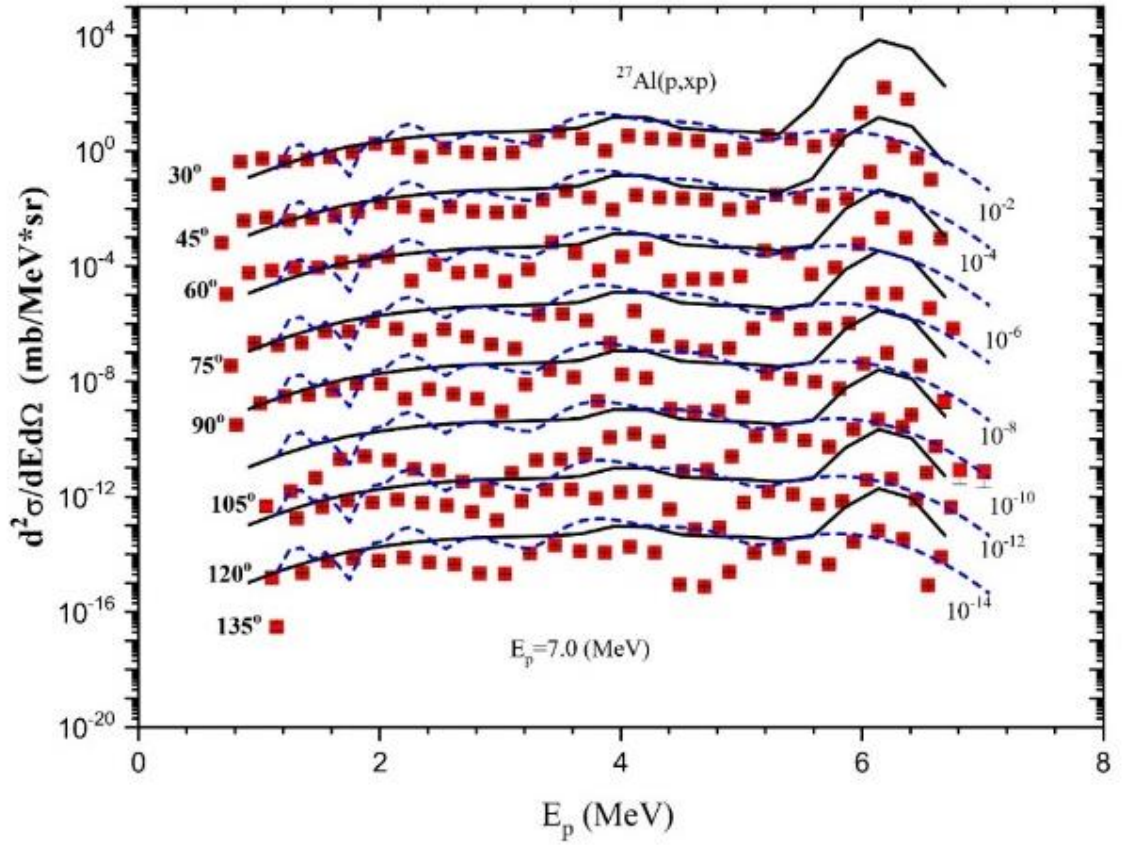
MSC modeli, (p, α) reaksiyonu için spektrumun yüksek enerjili kısmında daha iyi bir açıklama sunmaktadır. Bunun birçok hedef çekirdek için beklenen sistematik bir etki olup olmadığı ise henüz bilinmemektedir.

Proton spektrumlarını daha doğru şekilde yeniden üretebilmek amacıyla, Eksiton ve Hauser-Feshbach modelleri çerçevesinde optik potansiyel parametrelerinin değişiminin etkisi Çizelge 4.3'te gösterilmiştir. Özellikle gerçek (reel) ve sanal (hayali) potansiyel bileşenlerine ait derinlik (v , w), yarıçap (r) ve yayvanlık (a) parametrelerinde yapılan düzenlemeler, 22.0 ve 30.0 MeV enerjilerinde hesaplanan spektrumlarda kısmi iyileşmeler sağlamıştır. Kullanılan parametreler, TALYS hesaplamalarında uygulanan ve literatürde yaygın kabul gören Becchetti-Greenlees ve Koning-Delaroche sistematikleriyle uyumlu olacak şekilde seçilmiştir.

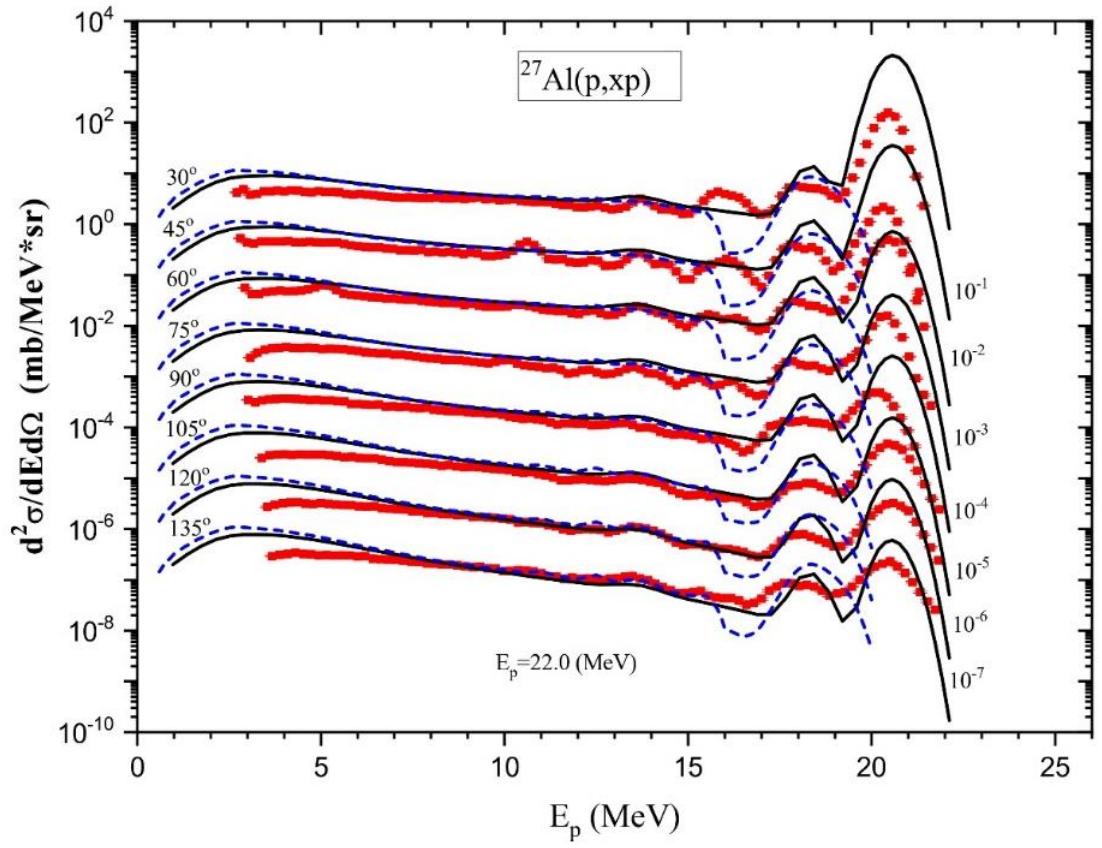
Düşük enerji bölgesinde (7.0 MeV) potansiyel derinliklerinin ve etkileşim yarıçaplarının küçük olması, gelen parçacığın çekirdek ile sınırlı bir etkileşim bölgesinde temas ettiğini ve absorpsiyonun düşük olduğunu göstermektedir. Buna karşılık, 22.0 ve 30.0 MeV enerjilerinde potansiyel derinliklerinin ve yayvanlık değerlerinin artması, protonların çekirdek içerisine daha derinlemesine nüfuz edebildiğini ve reaksiyon olasılığının önemli ölçüde arttığını ortaya koymaktadır. Bu durum, yüksek enerjili parçacıkların sadece yüzey etkileşimleriyle sınırlı kalmayıp, daha karmaşık çekirdek içi yollarla saçılabilirdiğini ve absorbe edilebildiğini göstermektedir. Özellikle yayvanlık parametresindeki artış, potansiyelin çekirdek kenarında daha kademeli düşmesine neden olarak, gelen parçacığın geçiş bölgesinde daha uzun süre etkileşimde kalmasına zemin hazırlamaktadır. Bu tür değişkenler, özellikle enerjiye ve açısal momentuma bağlı olarak değişen reaksiyon kanallarının etkinliğini daha hassas biçimde kontrol etmeyi mümkün kılar. Hesaplamalardaki iyileşmelerin sınırlı düzeyde kalması ise, optik modelin fenomenolojik doğasının ve açısal momentumun etkilerini doğrudan içermemesinin bir sonucu olarak değerlendirilebilir.

Ancak Şekil 4.21'de gösterildiği üzere, modeller hâlâ elastik pikleri yeniden üretmekte başarısız olmaktadır. Bu noktada, TALYS kodunun bu enerji aralıklarında elastik pikleri dikkate almadığı vurgulanmalıdır; çünkü TALYS, gelen yüklü parçacıklar için yalnızca elastik olmayan geçişleri hesaba katmaktadır. Birinci ve ikinci modellerin sonuçları arasındaki fark, TALYS kodunun elastik pik katkısını dışarda bırakmasından kaynaklanıyor olabilir.

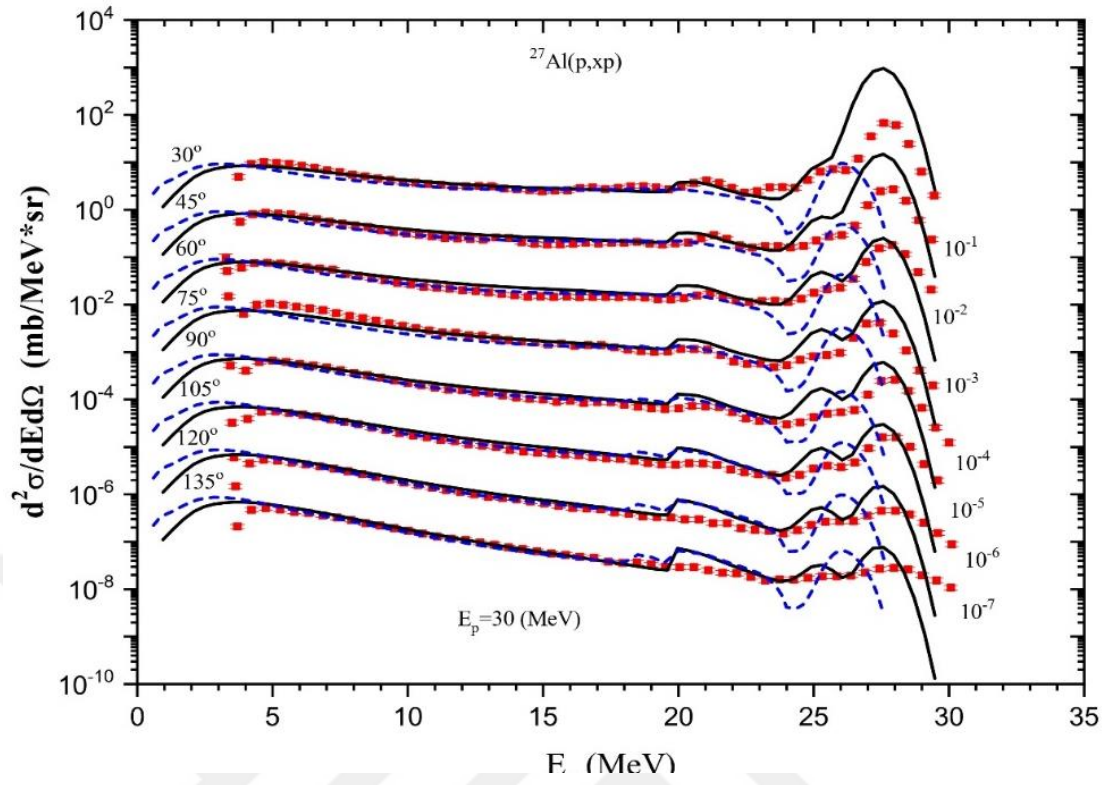
$E_p = 22.0$ ve 30.0 MeV enerjilerinde, optik potansiyelin reel kısmı sonuçlar üzerinde sanal kısmına göre daha büyük bir etkiye sahiptir. Bu nedenle, sanal bileşen sabit tutulmuş ve Koning-Delaroche parametrelemesi kullanılmıştır. Çizelge 4.3 bakıldığında, reel potansiyelin derinliği ve yarıçapı enerji ile birlikte artarken, yayvanlık parametresi her iki enerjide de azalmaktadır. Buna karşılık, $E_p = 7$ MeV enerjisinde hem reel hem de sanal potansiyel parametreleri, salınımlı davranışı dikkate alabilmek için düşürülmüştür. Buna rağmen, model bu düşük enerjide deneysel verilerle tatmin edici bir uyum sağlayamamaktadır.



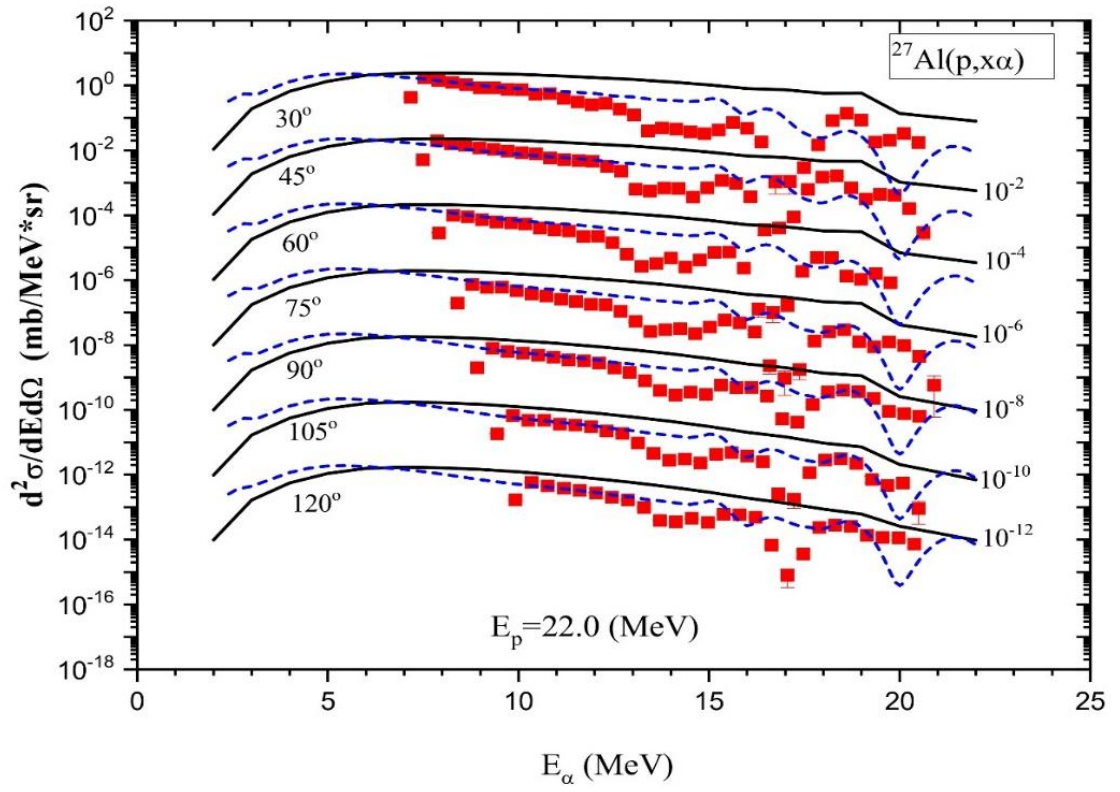
Şekil 4.14. $E_p = 7$ MeV $^{27}\text{Al}(p,xp)$ reaksiyonu için 30° , 45° , 60° , 75° , 90° , 105° , 120° , 135° çift diferansiyel tesir kesitleri. Düz çizgiler ilk yöntem kullanılarak elde edilen teorik sonuçları göstermektedir. Kesikli çizgiler ikinci model kullanılarak elde edilen sonuçları göstermektedir. İlk model sonuçları şu şekilde elde edilmiştir PRECO kodu kullanılarak, ikinci model sonuçları ise TALYS kodu kullanılarak elde edilmiştir



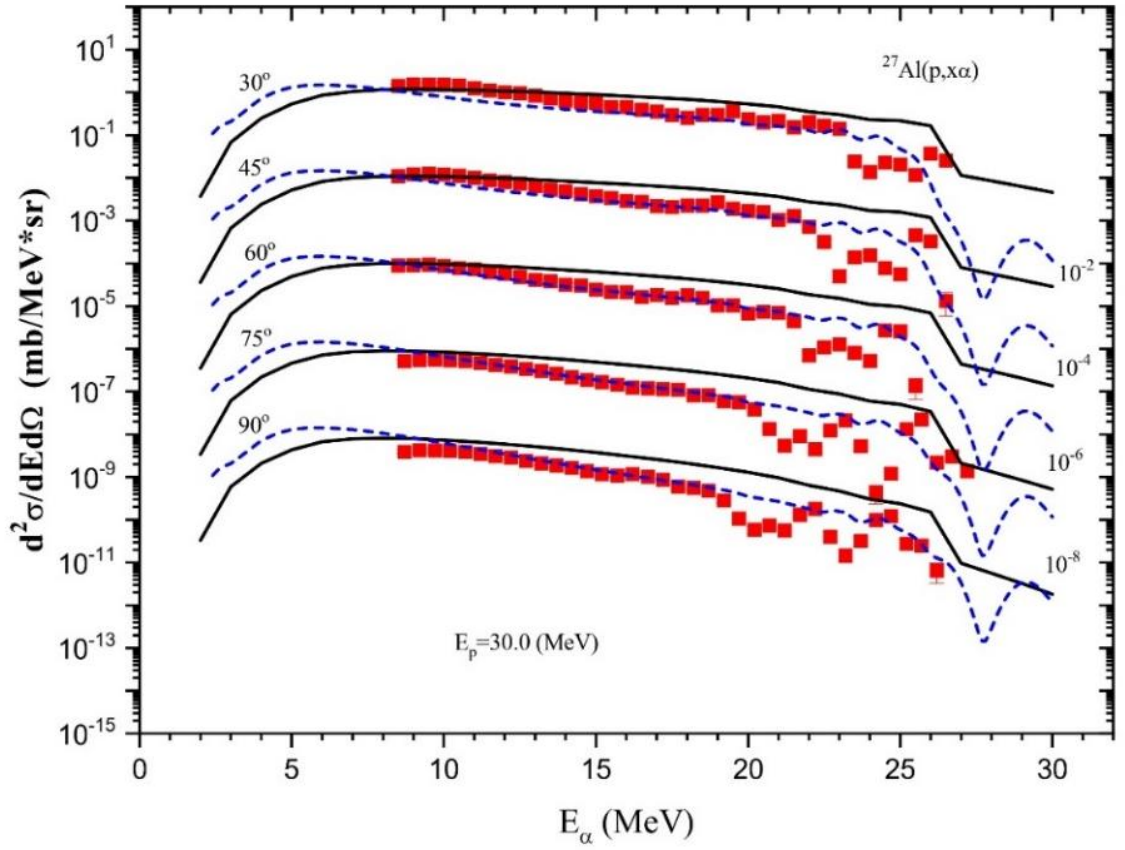
Şekil 4.15. $E_p = 22$ MeV $^{27}\text{Al}(p,xp)$ reaksiyonunun 30° , 45° , 60° , 75° , 90° , 105° , 120° , 135° çift diferansiyel tesir kesitleri Düz çizgiler birinci yöntem kullanılarak elde edilen teorik sonuçları göstermektedir. Kesikli çizgiler ikinci model kullanılarak elde edilen sonuçları göstermektedir



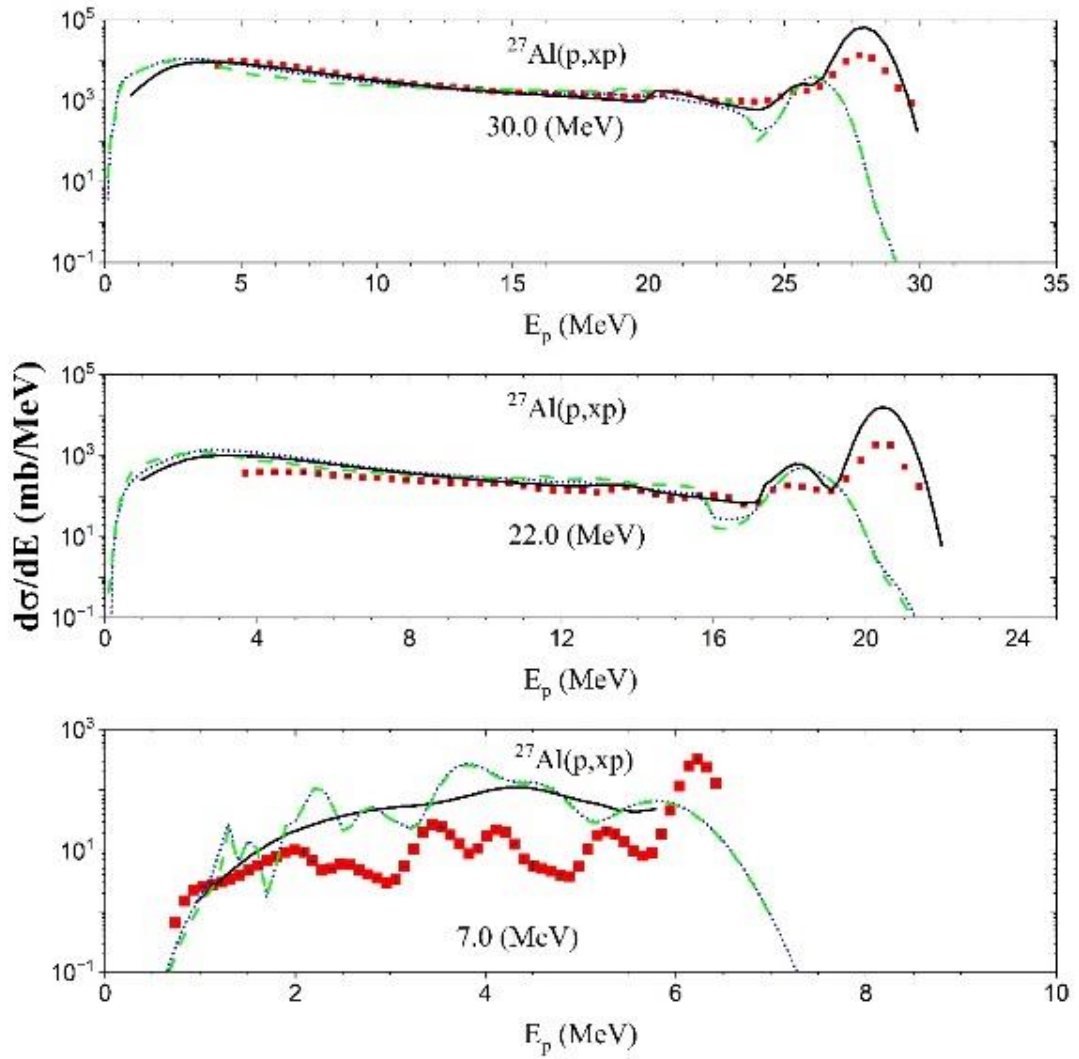
Şekil 4.16. $E_p = 30$ MeV $^{27}\text{Al}(p, xp)$ reaksiyonunun 30° , 45° , 60° , 75° , 90° , 105° , 120° çift diferansiyel tesir kesitleri. Düz çizgiler ilk yöntem kullanılarak elde edilen teorik sonuçları göstermektedir. Kesik çizgiler ikinci model kullanılarak elde edilen sonuçları göstermektedir



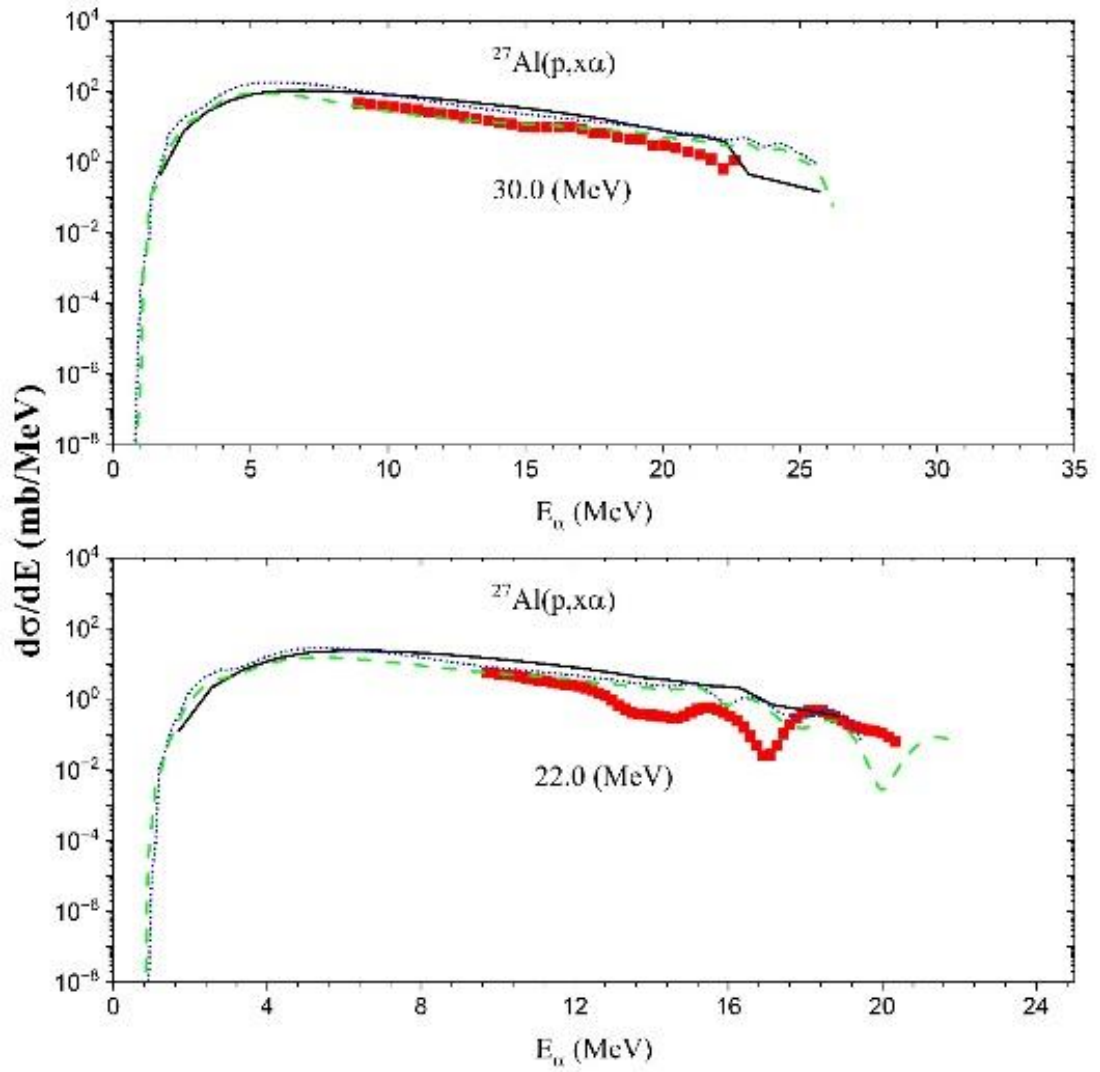
Şekil 4.17. $E_p = 22$ MeV $^{27}\text{Al}(p, x\alpha)$ reaksiyonunun 30° , 45° , 60° , 75° , 90° , 105° çift diferansiyel tesir kesitleri. Düz çizgiler ilk yöntem kullanılarak elde edilen teorik sonuçları göstermektedir. Kesikli çizgiler ikinci model kullanılarak elde edilen sonuçları göstermektedir



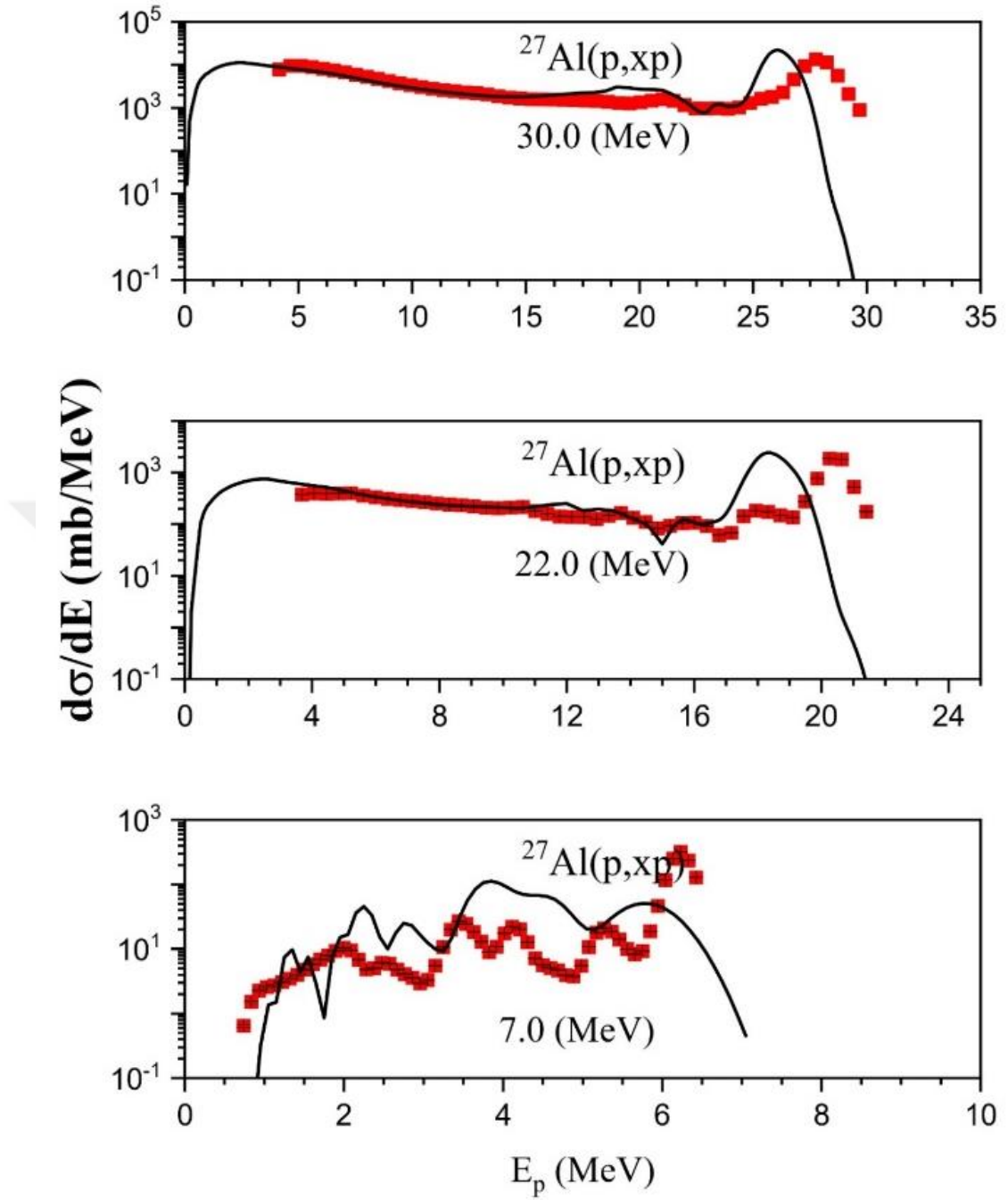
Şekil 4.18. $E_p = 30$ MeV $^{27}\text{Al}(p, x\alpha)$ reaksiyonunun 30° , 45° , 60° , 75° , 90° çift diferansiyel tesir kesitleri Düz çizgiler birinci yöntem kullanılarak elde edilen teorik sonuçları göstermektedir. Kesikli çizgiler ikinci model kullanılarak elde edilen sonuçları göstermektedir



Şekil 4.19. $E_p = 7, 22$ ve 30 MeV enerjilerinde $^{27}\text{Al}(p,xp)$ toplam tesir kesitleri. Düz çizgiler Optik Modelde (PRECO kodu) Eksiton Modeli, Weisskopf-Ewing Modeli ve Bechetti-Greenles parametrizasyonu kullanılarak elde edilen sonuçları, noktalı çizgiler ise Optik Modelde (kod TALYS) Eksiton Modeli, Hauser-Feshbach Modeli ve Koning-Delaroche parametrizasyonu kullanılarak üretilen sonuçlar. Uzun kesikli çizgiler TALYS kodu kullanılarak yapılan MSD+MSC modeli hesaplamalarını göstermektedir



Şekil 4.20. $^{27}\text{Al}(p,\alpha)$ $E_\alpha = 22$ ve 30 MeV toplam tesir kesitleri. Düz çizgiler Optik Modelde (kod PRECO) Eksiton Modeli, Weisskopf-Ewing Modeli ve Bechetti-Greenlees parametrizasyonu kullanılarak üretilen sonuçları, noktalı çizgiler ise üretilen sonuçları göstermektedir



Şekil 4.21. Çizelge 4.3 verilen Optik potansiyel parametreleri kullanılarak üretilen $^{27}\text{Al}(p,xp)$ toplam tesir kesitleri. Optik Modelde (kod TALYS) Eksiton Modeli, Hauser-Feshbach Modeli ve Koning-Delaroche parametrizasyonu kullanılarak. Uzun kesikli çizgiler TALYS kodu kullanılarak yapılan MSD+MSC model hesaplamalarını göstermektedir

Çizelge 4.1. $E_p = 7, 22, 30$ MeV enerjilerinde $^{27}\text{Al}(p, xp)$ 'nin toplam tesir kesitine direk, bileşik ve denge öncesi süreçlerin katkıları

E_p, MeV	Toplam, mb	Direk, mbr	Denge öncesi, mb	Bileşik, mb	Deneyssel data, mb
7.0	393.8	56.74663	4.96243×10^{-2}	336.996	147.8 ± 0.5
22.0	548.8	72.32300	2.56982×10^2	219.488	523.0 ± 1.2
30.0	487.4	60.30330	3.15841×10^2	111.280	712.0 ± 2.0

Çizelge 4.2. $E_p = 22, 30$ MeV enerjilerinde $^{27}\text{Al}(p, \alpha)$ 'nin toplam tesir kesitine direk, bileşik ve denge öncesi süreçlerin katkıları

E_p, MeV	Toplam, mb	Direk, mbr	Denge öncesi, mb	Bileşik, mb	Deneyssel data, mb
22.0	86.5088	1.82409	21.7861	62.8986	12.8 ± 0.4
30.0	56.4410	0.79870	24.6403	31.0021	19.0 ± 0.2

Çizelge 4.3. TALYS hesaplamalarında kullanılan optik potansiyel parametreleri

E_p, MeV	V (MeV)	rv (fm)	av (fm)	W (MeV)	rw (fm)	aw (fm)
7.0	27.65	0.813	0.333	0.74	0.813	0.333
22.0	74.28	1.394	0.465	2.33	1.394	0.465
30.0	51.28	1.627	0.599	3.36	1.627	0.599

5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu doktora çalışmasında, ^{27}Al çekirdeği ile gerçekleştirilen (p, xp) ve $(p, x\alpha)$ nükleer reaksiyonları, 7.0, 22.0 ve 30.0 MeV proton enerjilerinde ve 30° – 135° açı aralığında sistematik olarak incelenmiştir. Bu enerji aralığında denge öncesi (pre-equilibrium) reaksiyon mekanizmalarının araştırılması, hem denge (equilibrium) halindeki reaksiyonların daha iyi anlaşılmasını hem de teorik modellemelerin geliştirilmesini mümkün kılmıştır. Literatürde, özellikle 30 MeV civarındaki protonlarla yapılan deneysel verilerin eksikliği göz önünde bulundurulduğunda, bu çalışmada elde edilen bulgular önemli bir boşluğu doldurmaktadır.

Deneysel veriler, proton ve alfa spektrumlarının enerjilere bağlı olarak nasıl değiştiğini ortaya koymuş ve reaksiyon mekanizmalarının enerjiye bağlı evrimini gözlemlemeyi mümkün kılmıştır. Proton salımı, özellikle 22.0 ve 30.0 MeV enerjilerde mevcut teorik yaklaşımlarla iyi şekilde modellenenilmiş olsa da, 7.0 MeV’de gözlemlenen spektrumlar mevcut modellerle yeterli düzeyde açıklanamamıştır. Bu durum, düşük enerjelerde farklı mekanizmaların daha baskın hale gelebileceğini göstermekte ve alternatif modellemelere ihtiyaç duyulduğunu ortaya koymaktadır.

Teorik hesaplamalarda iki farklı yaklaşım kullanılmış; ilki, denge öncesi süreçler için Eksiton Modeli, denge süreci için Weisskopf-Ewing modeli ve doğrudan süreçler için Becchetti-Greenlees optik model parametrelemesini esas almıştır. İkinci yaklaşımda ise, Eksiton Modeli yerine çok-adımlı (multistep) yaklaşımlar (MSD+MSC) ve bileşik çekirdek modeli olarak Hauser-Feshbach kullanılmış, optik potansiyel olarak Koning-Delaroche parametrelemesi tercih edilmiştir. Her iki yaklaşım da farklı enerji ve açı koşullarında deneysel verilerle karşılaştırılmış ve modellerin başarı düzeyleri değerlendirilmiştir.

Alfa parçacıklarının spektrumları, özellikle düşük açılarda, mevcut modellerle yeterince temsil edilememiştir. Bu durum, protonlara kıyasla daha karmaşık olan alfa salım mekanizmalarının –örneğin, küme transferi, knock-out, pick-up gibi doğrudan süreçlerin– modellere daha açık biçimde dahil edilmesi gerektiğini göstermektedir. Bu noktada, Kalbach’ın fenomenolojik modeli gibi parametrik yaklaşımların daha rafine edilmesi ve CDCC (Continuum Discretized Coupled Channels) gibi doğrudan reaksiyon modelleriyle desteklenmesi önerilmektedir.

Ayrıca, optik model parametrelerinin (özellikle potansiyel derinliği, yarıçap ve yayılma parametrelerinin) enerjiye bağlı etkileri de araştırılmıştır. Bu parametrelerde yapılan değişiklikler, yüksek enerjilerde (22 ve 30 MeV) kısmi iyileşmeler sağlasa da elastik piklerin doğru şekilde modellenmesi başarılmamıştır. Bunun temel nedeni, TALYS gibi teorik kodların elastik saçılmaları dikkate almamasıdır. Bu eksiklik, modellerin geliştirilmesi gerektiğini bir kez daha ortaya koymaktadır.

Çalışmanın uygulamalı yönü de önem taşımaktadır. Deneysel bulgular, alüminyum hedefinin uygun ışınlama koşulları altında denge öncesi nükleer reaksiyonlara girdiğini ve bu reaksiyonlar sonucunda çeşitli radyoizotopların üretilebildiğini göstermektedir. Bu izotopların biyolojik uyumluluğu ve radyonüklid özellikleri, özellikle onkolojik tanı ve tedavi alanlarında kullanılabilecek yeni nesil radyofarmasötiklerin geliştirilmesi açısından umut vaat etmektedir.

ÖNERİLER

Model Geliştirme: Mevcut teorik modellerin, özellikle denge öncesi süreçlerde daha iyi performans gösterecek biçimde iyileştirilmesi ve parçacık türlerine özgü mekanizmaların daha gerçekçi şekilde dâhil edilmesi gerekmektedir.

Doğrudan Reaksiyonların Modellemesi: Pick-up, knock-out ve stripping gibi süreçlerde, ayırık enerji seviyelerine karşılık gelen spektroskopik faktörlerin kullanılması ve CDCC gibi karmaşık (sofistike) doğrudan reaksiyon modellerinin entegrasyonu önemlidir.

DeneySEL Çalışmaların Yaygınlaştırılması: Farklı enerji aralıklarında, farklı hedeflerle ve daha geniş açılı aralıklarında yeni deneySEL çalışmalar yapılması, reaksiyon dinamiklerinin daha bütüncül anlaşılmasına katkı sağlayacaktır.

Biyolojik ve Klinik Uygulama: Üretilen izotopların biyolojik dokularla etkileşimlerinin araştırılması, klinik öncesi testler ve ardından faz çalışmaları ile tıbbi uygulamalara entegrasyonu teşvik edilmelidir.

Disiplinlerarası Yaklaşım: Fizik, kimya, biyoloji ve tıp alanlarının iş birliği içinde yürüteceği çalışmalar, özellikle radyofarmasötiklerin geliştirilmesi ve izotop üretimi açısından kritik öneme sahiptir.

6. KAYNAKLAR

Alford, W.P., vd. 1971. Nuclear reactions. *Physics Reports*, 1 (1): 1-100.

Anonim 1: <https://ptk-kip.ru/publics/item/4483> [Son erişim tarihi: 15.01.2025].

Artemov, S.V., Bazhazhin, A.G., Baktybayev, M.K., Burtebayev, N., Duisenbayev, A., Duisenbayev, B.A., Zarifov, R.A., Kadyrzhanov, K.K., Karakhodzaev, A.A., Sakhiyev, S.K., Satpaev, N.K., Sargaskaev, A.M. ve Seytimbetov A.M. 2006. Işın demeti üzerinde son derece küçük açılarda nükleer reaksiyonların kesitlerini ölçmek için U-150M eşzamanlı siklotron saçılma odası. *Izvestiya NAN RK. Seriya Fiziko-Matematicheskaya*, 6: 62.

Artemov, S.V., Gulamov, I.R. ve Zaparov, E.A. vd. 1996. Nükleer reaksiyonları araştırmak için ölçüm ve hesaplama kompleksi. *Cihazlar ve Deney Tekniği*, 1: 44-48.

Artemov, S.V., Zaparov, E.A. ve Radyuk, G.A. 2006. Fast spectrometer for analysis of concentration profiles of the hydrogen isotopes in materials. Book of Abstracts Processing International Conference "Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy, s. 858, Kiev.

Arzumanov, A.A., Nemenov, L.M., Anisimov, O.K., Batalin, S.S., Volkov, B.A., Gromov, D.D., Kravchenko, E.T., Kruglov, V.G., Nigmatov, M., Popov Yu, S., Prokofyev, S.I. ve Rybin, S.N. 1973. İzokronik enerji duyarlı iyon siklotronu. *Izvestiya AN KazSSR. Seriya Fiziko-Matematicheskaya*, 4: 6-15.

Avriganu M., Proton inelastic scattering cross section measurements on ^{16}O and ^{28}Si , *EPJ Web of Conferences* 146, 11015 (2017).

Barrandon.N., Debrun J.L., Kohn A., Spear R.H., 1975 Étude du dosage de Ti, V, Cr, Fe, Ni, Cu et Zn par activation avec des protons d'énergie limitée a 20 MeV, *Nuclear Instruments and Methods* 127 269. Exfor: O0086 Target: natural Zn data were deselected because the measured energies were below 17 MeV.

Benstead J.,Tostevin, Jeffrey, Escher J.E., Harke, J. , Hughes, R.O. vd. (2016). Calculations of Compound Nucleus Spin-Parity Distributions Populated via the (p,t) Reaction in Support of Surrogate Neutron Capture Measurements. *EPJ Web of Conferences*. 122. 12002. 10.1051/epjconf/201612212002.

Bertini, H.W. 1969. Intranuclear cascade calculation of the secondary nucleon spectra from nucleon-nucleus interactions in the energy range 340 to 2900 MeV. *Physical Review*, 188 (4): 1711.

Bertrand, F. ve Peelle, R. 1973. Complete hydrogen and helium particle spectra from 30- to 60-mev proton bombardment of nuclei with $A=12$ to 209 and comparison with the intranuclear cascade model. *Physical Review C.*, 8: 1045.

Bertrand, F.E. ve Peelle, R.W. 1973. *Phys. Rev. C.*, 86: 1045.

Bertulani, C.A. ve Danielewicz, P 2004. Introduction to Nuclear Reactions. *CRC Press*. 299-408.

Bertulani, C.A., ve Bonaccorso, A. 2022. Direct Nuclear Reactions. In: Tanihata, I., Toki, H., Kajino, T. vd. Handbook of Nuclear Physics. *Springer, Singapore*.

- Blann, M. 1971. Hybrid model for pre-equilibrium decay in nuclear reactions. *Physical Review Letters*, 27 (5): 337–340.
- Blann, M. 1975. Importance of pre-equilibrium decay in nuclear reactions. *Physical Review Letters*, 35 (24): 1646-1650.
- Blann, M. 1975. Preequilibrium decay. *Annual Review of Nuclear Science*, 25 (1): 123–166.
- Blann, M. 2002. Recent developments of the Cascade-Eksiton Model (CEM) of nuclear reactions. *Nuclear Science and Engineering*, 142 (3): 255–266.
- Blann, M. ve Vonach, H.K. 1983. Global test of modified precompound decay models. *Physical Review*, 28 (4): 1475.
- Blatt, J.M. ve Weisskopf, V.F. 1979. Theoretical Nuclear Physics. Springer.
- Bolch, W. E. 2002. MIRD Pamphlet No. 21: A Generalized Schema for Radiopharmaceutical Dosimetry—Standardization of Nomenclature. *Journal of Nuclear Medicine*, 43(9), 1454–1459.
- Bonardi M ve Birattari C. 1983. Optimization of irradiation parameters for ^{67}Ga production from nat Zn(p,xn) nuclear reactions, *Journal of Radioanalytical Chemistry* 76 311. Exfor: O1062 Target: natural Zn. Yield data were converted to cross section data.
- Burtebayev, N.T., Vinogradov, A.A., Wongai, A.D., Duysbayev, A.D., Kurashov, A.A., Mazurov, I.B., Paramonov, V.V., Prokofyev, S.I., Sakuta, S.B., Sanychev, V.I., Sytin, N.P., Chesalov, A.A. ve Chuev, V.I. 1975. A multidimensional analysis system for studying nuclear reactions at the cyclotron of the Institute of Nuclear Physics. *Academy of Sciences of the Kazakh SSR. Izvestiya AN KazSSR, Seriya Fiziko-Matematicheskaya*, 2: 65-68.
- Capote, R., Herman, M., Obložinský, P., Young, P. G., Goriely, S., Belgya, T., ve Zerkin, V. (2009). RIPL – Reference Input Parameter Library for Calculation of Nuclear Reactions and Nuclear Data Evaluations. *Nuclear Data Sheets*, 110(12), 3107–3214.
- Cember, H., ve Johnson, T. E. 2009. Introduction to Health Physics (4th ed.). McGraw-Hill.
- Chadwick, M., Young, P., Chiba, S., Frankle, S., Hale, G., Hughes, H., Koning, A., Little, R., MacFarlane, R., Prael, R. vd. 1999. Cross-section evaluations to 150 mev for accelerator-driven systems and implementation in mcnp. *Nuclear Science and Engineering*, 131: 293.
- Charity, R. J. 2010. Statistical Models for Nuclear Decay: From Evaporation to Vaporization. In: Proceedings of the Joint ICTP-IAEA Advanced Workshop on Model Codes for Spallation Reactions.
- Cline, C. ve Blann, M. 1971. The pre-equilibrium statistical model: Description of the nuclear equilibration process and parameterization of the model. *Nuclear Physics A*, 172: 225.
- Cline, D. 1972. Pre-equilibrium processes in nuclear reactions. *Annual Review of Nuclear Science*, 22 (1): 63-116.

- Cowley, A.A. 1991. Preequilibrium proton emission induced by 80 and 120 MeV protons. *Physical Review Letters*. Vol.50. P.324-336.
- De Boer, J. ve Mang, H.J. (Ed.). 1973. Proceedings of the International Conference on Nuclear Physics, 27 Ağustos, 1 Eylül, Contributed Papers (Vol. 1). North Holland Publishing Company, Munich.
- Demetriou, P., Dufauquez, C.H., El Masri, Y. ve Koning, A.J. 2005. Light charged-particle production from proton and α -induced reactions on natSi at energies from 25 to 65 MeV: A theoretical analysis. *Physical Review*, 72: 034607-1 – 034607-22.
- Devries R.M., Goldberg D.A., Watson J.W., Zisman M.S., Cramer J.G. 1977. Transition between light- and heavy-ion elastic scattering . *Physical Review Letters*. Vol.39. P.450-461.
- Dobes, J. & Betak, E. 1983. Two-component exciton model. *Zeitschrift Für Physik A. Atoms And Nuclei*. 310, 329-338
- Duysbayev, A., Baktybayev, K.B., Ivanov, G.N., Kanashevich, V.I., Burtebayev, N., Kabulov, A.B., Bekkerman, S. ve Lichman, V.A. 1980. Yüksek uyarılma enerjilerinde hafif ve orta çekirdeklerin yapısının incelenmesi ve hafif parçacıklarla nükleer reaksiyon mekanizmaları üzerine AR-Ge Raporu. *IYaF AN KazSSR, Almaty*, 125, Gos.reg. № 79014567. – Inv. № B986319.
- Duysbayev, A.D., Ivanov, G.N. ve Tolstikov, V.N. 1984. Yüklü parçacıkların enerji spektrumlarını, YVK-1'de kütle ve yüke göre tanımlanarak ölçmek için yazılım. *Materialy 3 Vsesoyuz. Sem. Po Avtom. Issled. v Yad. Fizike i Smezh. Oblastyakh*. – Tbilisi, 164-165.
- Duysbayev, A.D., Ivanov, G.N., Rybin, S.N. vd. 1983. Siklotron demeti üzerinde nükleer reaksiyon ürünlerini araştırmak için saçılma odası. *Izvestiya AN Kaz. SSR. Seriya Fiziko-Matematicheskaya*, 2: 80-81.
- Duysebaev, A., Ismailov, K.M. ve Bostosun, İ. 2003. Inclusive spectra of (p, xp) and (p, xd) reactions on $^{90,92}\text{Zr}$ and ^{92}Mo nuclei at $E_p = 30.3$ MeV. *Physical Review*, 67: 044608-1 – 044608-8.
- Edmund, B.B. 2011. Galileo'nun Buyruğu, Bilim Yazılarında Bir Derleme, TÜBİTAK Popüler Bilim Kitapları. 11. Basım, Çev. Arık, N.
- Endt, P. M. 1990. Energy levels of light nuclei $A = 11-12$. *Nuclear Physics A*, 521(1), 1–400.
- Ericson, T. 1960. The statistical model and nuclear level densities. *Advances in Physics*, 9(36), 425-511.
- Feshbach, H., Kerman, A. ve Koonin, S. 1980. The statistical theory of multi-step compound and direct reactions. *Annals Of Physics*. 125, 429-476
- Flerov G.N., Kalinin V.K. 1980. Atom çekirdeğinin fiziği. – M.: Nauka,. – 432 s
- Forrest, R.A. 1992. A study of the excitation functions of aluminum for the production of ^{22}Na , ^{24}Na , and ^{26}Al . *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 312 (2-3): 416-420.

- Fodor Z. 2003. *Nuclear Physics. A* 721, 573.
- Fuller W.E. 1975. Qualitative behavior of heavy-ion elastic scattering angular distribution. *Physical Review C*. – Vol.12. – P.1561-1574.
- Gadioli, E. ve Hodgson, P.E. 1992. *Pre-equilibrium Nuclear Reactions*. Clarendon Press.
- Ghoshal, S.N. 1950. An experimental verification of the theory of compound nucleus. *Phys. Rev.*, 80 (6): 939-942.
- Glendenning N.K. 2004. *Direct Nuclear Reactions*. – New York: World Scientific, 400 p.
- Gonchar, V., Zheltonog, K.S., Ivanov, G.N. ve Rybin, S.N. 1970. Siklotronla hızlandırılan parçacıkların enerjisini ölçme ve kontrol etme cihazı. *Deney Cihazları ve Tekniği (Pribory I Tekhnika Eksperimenta)*, 5: 30-33.
- Goldberg D.A.ve Smith S.M. 1972. Criteria for the Elimination of Discrete Ambiguities in Nuclear Optical Potential. *Physical Review Letters*. Vol.29, №8. – P. 500-504.
- Goldberg D.A., Smith S.M., Burdzik G.F. 1974. Refractive behavior in intermediate-energy alpha scattering . *Physical Review C*. Vol.10. – P.1362-1371.
- Griffin, J.J. 1966. Statistical model of intermediate structure. *Physical Review Letters*, 17: 478.
- Gruppelaar, H., Nagel, P. ve Hodgson, P.E. 1986. In: Riv. *Nuovo Cimento*, 9 (7): 1-13.
- Harada, M., Watanabe, Y., Yamamoto, A., Tanaka, Y., Weili, S., Shin, K., Meigo, S.I., Iwamoto, O., Nakashima, H., Takada, H. vd. 2000. Measurement of double differential cross sections of secondary charged-particles produced by proton-induced reactions at several tens of mev. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 37: 687.
- Harp, G.D. ve Miller, J.M. 1971. *Phys. Rev. C*, 3: 1847.
- Harp, G.D., Miller J. M. ve Berne, B.J. 1968. *Phys. Rev.*, 165: 1466.
- Harp, J.C., Miller, J.M. ve Berne, B.J. 1966. Statistical theories of nucleon emission. *Physical Review*, 152 (3): 932–949.
- Hauser, W. ve Feshbach, H. 1952. The inelastic scattering of neutrons. *Physical Review*, 87 (2): 366.
- Herman, M., Capote, R., Sin, M., Trkov, A., Carlson, B.V., Oblozinsky, P., Mattoon, C.M., Wienkey, H., Hoblit, S., Young–Sik Cho, Nobre, G.P.A., Plujko, V.A. ve Zarkin, V. 2013. EMPIRE-3.2 Malta, modular system for nuclear reaction calculations and nuclear data evaluation, User's Manual. [Son erişim tarihi: 13.10.2021].
- Hilaire, S., Girod, M., Goutte, H., & Delaroche, J. P. (2001). New statistical Hauser-Feshbach model with microscopic nuclear structure. *Nuclear Physics A*, 693(3–4), 595–621.
- Hodgson P.E. 1971. The nuclear optical model *Report of Progress in Physics*. Vol.34. P. 765-819
- Ignatyuk, A.V., Nikolaev, M.N. ve Fursov, V. I. 2014. Developing the bank of evaluated nuclear data for advanced technologies. *Atomic Energy*, 116: 209-216.

- Ioan, J. 2015. Büyük Fizikçiler Galileo'dan Yukava'ya. 2. Basım, Çev. Erduman, S., Türkiye İş Bankası Kültür Yayınları.
- Ishkhanov, B.S. ve Yudin, N.P. 2000. Aton çekirdeklerinde devasal rezonanslar. *Atom Çekirdeği ve Parçacık Fiziği*, t.31, vyp.2 <http://www1.jinr.ru/Pepan/v-31-2/v-31-2-2.pdf> [Son erişim tarihi: 15.01.2025].
- Ishkhanov, B. S., ve Khabin, E. I. 2000. Nuclear and Particle Physics: The 20th Century. Moscow: Moscow University Press [Son erişim tarihi: 15.01.2025].
- Ishkhanov B.S., ve Sidorov S.V. 2001. Atom çekirdeği ve temel parçacıkların fiziği. – Yüksek Lisans: Moskova Devlet Üniversitesi, 656 s.
- Izumo, K. 1962. Progr. Theor. Phys. *Nucl. Phys.*, 62: 673.
- Izyumov, Y.A. 1965. Separation from the equilibrium scheme and moderate excitations. *Soviet Physics Uspekhi*, 8 (6): 1053–1072.
- Kalbach, C. 1981. Phenomenology of continuum angular distributions. ii. griffin preequilibrium model. *Physical Review*, 23: 124.
- Kalbach, C. 2005. Pre-equilibrium reactions with complex particle channels. *Phys. Rev. C*, 71: 034606-1 – 034606-23.
- Karamian, S. A., ve Carroll, J. J. 2007. The use of cyclotrons for medical isotope production. *Applied Radiation and Isotopes*, 65(6), 593–606.
- Khabibullaev, P.K. ve Skorodumov, B.G. 1985. Malzemelerde hidrojenin belirlenmesi için nükleer fiziksel yöntemler. *Taşkent: FAN*, 53-75.
- Kiessig, G. ve Reif, R. 1974. Proceedings of the third international seminar on interactions of fast neutrons with nuclei, Gaussig, 5-9 Kasım, (No. ZFK-271; CONF-731154-). Zentralinstitut fuer Kernforschung, Rossendorf bei Dresden (German Democratic Republic).
- Kolos, K., Sobes, V., Vogt, R., Romano, C., Smith, M., Bernstein, L., Brown, D., Burkey, M., Danon, Y., Elsayi, M. 2022. Current nuclear data needs for applications. *Physical Review Research*. 4, 021001.
- Kondratyev, N.A., Adodin, V.V. ve Ivanov G.N. 1986. F-30 cihazının bazında elektrik akım entegratörü. *Seriya Fiziko-Matematicheskaya*, 4: 89-90.
- Koning, A.J. ve Duijvestijn, M.C. 2004. A global pre-equilibrium analysis from 7 to 200 MeV based on the optical model potential. *In: Nuclear Physics A*, 744: 15–76.
- Koning, A.J., Hilaire, S. ve Duijvestijn, M.C. 2007. TALYS-1.0 International Conference on Nuclear Data for Science and Technology. DOI: 10.1051/ndata:07767
- Krane, K.S. 1987. Introductory Nuclear Physics. Wiley: New York.
- Krane, K.S. 2001. Nükleer Fizik-II. Sarer B. (Ed.), Palme Yayıncılık, Ankara, ss. 392-394, 416-420.
- Kuneida, S., Kawano, T., Chadwick, M.B., Fukahori, T. ve Watanabe, Y. 2012. Clustering pre-equilibrium model analysis for nucleon-induced alpha-particle spectra up to 200 MeV. *EPJ Web of Conferences*, 21: 09003-1 – 09003-8.

- Landau, L.D. ve Lifshitz, E.M. 1977. Quantum Mechanics: Non-Relativistic Theory. 3. Basım, Pergamon Press.
- Levandowski, R. vd. 1979. Alpha-particle emission in the interaction of 72-MeV protons with ^{27}Al . *Physical Review C*, 20 (4): 1140-1150.
- Lewandowski, Z., Loeffler, E., Wagner, R., Mueller, H., Reichart, W. ve Schober, P. 1982. Analyzing power in the continuum of the (p, α x) and (p, τ x) reactions on ^{12}C , ^{27}Al , ^{58}Ni , ^{90}Zr , ^{209}Bi at $E_p = 72$ mev. *Nuclear Physics A*, 389: 247.
- Li, J., Gu, L., Yao, C., Wang, D., Peng, T. ve Zhu, Y. 2018. Neutronic study on a new concept of accelerator driven subcritical system in china, in International Conference on Nuclear Engineering, Vol. 51470 (*American Society of Mechanical Engineers*, 2018). V005T05A007
- Liang, H., Wu, Z., Han, Y. ve Shen, Q. 2014. The energy spectra and double-differential cross-section for p+92,94,95,96,97,98,100Mo at the incident energies from threshold to 200 MeV. *Annals of Nuclear Energy*, 69: 301-313.
- Liu, B., Han, R., Yuan, C., Sun, H., Chen, Z., Tian, G., Shi, F., Zhang, X., Luo, P. & Jia, H. 2021. Excitation functions of proton induced reactions on titanium and copper. *Applied Radiation And Isotopes*. 173 pp. 109713
- Livingston, M. S., & Blewett, J. P. (1962). Particle Accelerators. New York: McGraw-Hill.
- Lozovoy, L.N. 1989. Dört fazlı adım elektro motorunun mikroprogramlı kontrol bloğu. *Cihazlar ve Deney Tekniği*, 3: 204-206.
- Luiders, F.J., 1977. Pre-Equilibrium Theory and Slaves Of The Master Equation. Foundation Reactor Centrum Nederland, 63s, Hollanda.
- Mantzouranis, G. ve Weidenmüller, H.A. (1975). Z Phys., A276, 145 (1976). *Phys. Lett. B*, 57: 220.
- Martynenko V.I., ve Soldatov A.A. 1978. Yük-değişimli nükleer reaksiyonlar. *Fizik Bilimlerinde Gelişmeler*. T. 125, No. 3. S. 415–448.
- Menzel M. *Physical Review*. 1998. C 58, 3456
- McGee T., Rao C.L., Saha G.B., Yaffe L. 1970. Nuclear interactions of ^{45}Sc and ^{68}Zn with protons of medium energy, *Nuclear Physics A*. 150 11. Exfor: B0053
- Data were deselected because of the very low cross section values.
- McVoy K.W., Satchler G.R. 1984. Nuclear rainbows and heavy-ion scattering . *Nuclear Physics A*. – Vol.417. – P.157-173.
- McVoy K. ve Tang X. 1983, Pre-equilibrium nuclear reactions: The overlapping-doorway model for multi-step compound processes, *Physics Reports*, Volume 94, Pages 139-182.
- Meyerhof, W.E. 1967. Elements of Nuclear Physics. McGraw-Hill: New York, USA.
- Michel, R. ve Gloris, M. 1998. Production of ^{24}Na by proton and alpha particle induced reactions on aluminum. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 143 (1-2): 153-158.

- Mishel, Z.H., Lorzho, K. ve Espyu, B. 1986. Programlanabilir denetleyiciler. *M. Mashinostroenie*, 187.
- Moro, A. 2018. Models for nuclear reactions with weakly-bound systems. Vol.344. – P.155-168.
- Moretto, L. G., ve Wozniak, G. J. 1994. The statistical and dynamical aspects of the fission process. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 33, 201-258.
- Muilgin, S.İ., Okoloviç, V.N., Rusanov, A. ve Subotin, M.İ. 1985. Nükleer-fiziksel araştırmalar için yüksek erime noktalı maddelerden spektrometrik hedeflerin üretim yöntemleri. *KazSSR AN INP Preprint*, 7: 37-38.
- Mukhin, K.N. 2008. Deneysel nükleer fizik. V 3-h tt. SPb.: *Izdatelstvo "Lan"*, 2008. Baskı 2, ss. 60-69, 75-77.
- Musiol, C., Ranft, J., Reif, R. ve Seeliger, D., Kern- und Elementarteilchenphysik, VCH, Weinheim (1988)
- Nikityuk, N.M. 1977. KAMAC standartında yazılım kontrollü bloklar. *M. Energiya*. 153 s.
- Palumbo, A. 2016. Empire: A code for nuclear astrophysics. *Journal of Physics: Conference Series*, 665 (1): 012055.
- Pavlov, A.F., Ivanov, G.N., Kanashevich, V.I. ve Mulgin, S.I. 1985. Elektrik akım entegratörü. *Izvestiya AN KazSSR. Seriya Fiziko-Matematicheskaya*, 2: 88-89.
- Preston, M. A., ve Bhaduri, R. K. 1975. Structure of the nucleus. Addison-Wesley.
- Rom, H. 2014. Büyük Bilimsel Deneyler. Çev. Kılıç, S., Say Yayınları.
- Satchler, G.R. 1983. Direct Nuclear Reactions. United Kingdom.
- Satchler, G.R. 1991. Direct nuclear reactions. *Physics Reports*, 199 (1): 1-129.
- Satchler G.R., Lowe W.G. 1979. *Exchange effects with Realistic Interaction for Inelastic scattering*. // *Physical Review*. —Vol.55. –P.183-254.
- Serber, R. 1947. Nucleon scattering at high energies. *Physical Review*, 72 (11): 1114–1115.
- Serber, R. 1947. *Physical. Review.*, 72: 1114.
- Shin, O., vd. 2018. ^{235}U (n,f) Independent fission product yield and isomeric ratio calculated with the statistical hauser-feshbach theory. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 55: 1009.
- Sprinzak, A., Kennedy, A.J., Pacer, J.C., Wiley, J. ve Porile, N.T. 1973. Systematics of (p, p') and (p, ~) spectra from 14 MeV proton bombardment of medium-a targets. *Nucl. Phys. A*. 203: 280-294.
- Talou, P., Chadwick, M.B., Kawano, T. ve Young, P.G. 2007. Modeling pre-equilibrium reactions with quantum mechanical theories. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 34 (8): R243.
- Thomas A. W. ve Weise W. 2001The Structure of the Nucleon, Wiley-VCH.

- Thompson, I.J. vd. 1987. Introduction to the theory of nuclear reactions. *Physics Reports*, 155 (3): 147-400.
- Tilley, D. R., Weller, H. R., ve Cheves, C. M. 1993. Energy levels of light nuclei $A = 8-12$. *Nuclear Physics A*, 565(1), 1-65.
- Varlamov, V.V., Ishkhanov, B.S. ve Kapitonov, I.M. 2010. Fotonükleer reaksiyonlar. Universitetskaya Kniga. <http://nuclphys.sinp.msu.ru/phnuc> [Son erişim tarihi: 01.10.2025].
- Watanabe, Y., Kodaka, K., Kubo, Y., Koori, N., Eriguchi, M. ve Hanada, M. 1990. Incident energy dependence of pre-equilibrium (p,p') spectra. *Z. Physics A*. 336: 63-69.
- Weiner, R.M. ve Weström, M. 1976. Pre-equilibrium processes in nuclear reaction theory. The state-of-the-art. *Nuclear Physics A*, 265 (1): 1-44.
- Weisskopf, V.F. 1937. *Phys. Rev.*, 52: 295.
- Wilets, L. 1959. Surface coupling mechanism for approaching statistical equilibrium in compound nucleus formation, with application to fission. *Physical Review*, 116: 37.
- Wu, C. ve Holmgren, H. 1979. Charged-particle spectra: 90 mev protons on al 27, ni 58, zr 90, and bi 209. *Physical Review C*, 19: 698.
- Yamaguchi, Y., Sanami, T., Koba, Y., Uozumi, Y. Low-energy-threshold detector for measuring proton spectra at several tens of MeV using Bragg curve spectroscopy. *Nuclear Instruments And Methods In Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors And Associated Equipment*. 953 pp.163158 (2020)
- Zheng, H., Burrello, S., Colonna, M., Baran, V. Pre-equilibrium effects in charge-asymmetric low-energy reactions. *Phys. Lett. B* 769 (2017) 424-429.

7. EKLER

EK-1. Hesaplamada kullandığımız giriş kodu

#TALYS INPUT DOSYASI

p-Al27-preeq

#

General

#

projectile p

element al

mass 27

energy 7.

#

Output

#

outpreequilibrium y

outspectra y

ddxmode 2

filespectrum n p

fileddxa p 30.

fileddxa p 45.

fileddxa p 60.

fileddxa p 75.

fileddxa p 90.

fileddxa p 105.

fileddxa p 120.

fileddxa p 135.



ÖZGEÇMİŞ

Diana GUSSEİNOVA

ÖĞRENİM BİLGİLERİ

Doktora

2019-2025

Akdeniz Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik ABD,

Antalya, Türkiye

Yüksek lisans

2015-2017

Ahmet Yesevi

Uluslararası Kazak-Türk Üniversitesi

Fen Fakültesi, Fizik ABD,

Türkistan, Kazakistan

Lisans

2010-2014

Ahmet Yesevi

Uluslararası Kazak-Türk Üniversitesi

Fen Fakültesi, Fizik ABD,

Türkistan, Kazakistan

ESERLER:

D. Gusseinova, I. Boztosun, Y. Kucuk, E. Aciksoz, D. Alimov. 2025. Optical Model Analyses for the Elastic Scattering of ^8B , ^7Be and ^6Li with ^{12}C . ADVANCES IN NUCLEAR SCIENCE AND APPLICATIONS. Volume 1, P. 17-24

D. Gusseinova, G. Ussabayeva, T.K. Zholdybayev, I. Boztosun, Y. Kucuk, A.J. Koning, Zh. Kerimkulov, B. Sadykov, A. Temirzhanov, B. Canbula. New measurements of (p,xp) and (p,x α) reactions on ^{27}Al at 7.0, 22.0 and 30.0 MeV. European Physical Journal A.