

<sup>149,151</sup>Nd Çekirdeklerinin Nükleer Düzey Yoğunluklarının ve Gama Kuvvet  
Fonksiyonlarının İncelenmesi

Kürşad Osman Ay

**DOKTORA TEZİ**

Fizik Anabilim Dalı

Mart 2019

Examination of Nuclear Level Densities and Gama Strength Functions of  $^{149,151}\text{Nd}$  Nuclei

Kürşad Osman Ay

**DOCTORAL DISSERTATION**

Department of Physics

March 2019

$^{149,151}\text{Nd}$  Çekirdeklerinin Nükleer Düzey Yoğunluklarının ve Gama Kuvvet  
Fonksiyonlarının İncelenmesi

Kürşad Osman Ay

Eskişehir Osmangazi Üniversitesi  
Fen Bilimleri Enstitüsü  
Lisansüstü Yönetmeliği Uyarınca  
Fizik Anabilim Dalı  
Nükleer Fizik Bilim Dalı  
DOKTORA TEZİ  
Olarak Hazırlanmıştır

Danışman: Prof. Dr. Emel ALĞIN

Bu tez, TÜBİTAK tarafından 115F196 no'lu proje çerçevesinde desteklenmiştir.

Mart 2019

## ONAY

Fizik Anabilim Dalı Doktora öğrencisi Kürşad Osman Ay'ın DOKTORA tezi olarak hazırladığı “<sup>149,151</sup>Nd Çekirdeklerinin Nükleer Düzey Yoğunluklarının ve Gama Kuvvet Fonksiyonlarının İncelenmesi” başlıklı bu çalışma, jürimizce lisansüstü yönetmeliğin ilgili maddeleri uyarınca değerlendirilerek oybirliği ile kabul edilmiştir.

**Danışman:** Prof. Dr. Emel ALĞIN

### **Doktora Tez Savunma Jürisi:**

**Üye:** Prof. Dr. Emel ALĞIN

**Üye:** Prof. Dr. Filiz TAŞCAN

**Üye:** Prof. Dr. Ömer YAVAŞ

**Üye:** Prof. Dr. Pervin ARIKAN

**Üye:** Dr. Öğr. Üy. Derya PEKER

Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun ..... tarih ve  
..... sayılı kararıyla onaylanmıştır.

Prof Dr. Hürriyet ERŞAHAN  
Enstitü Müdürü

## ETİK BEYAN

Eskişehir Osmangazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kılavuzuna göre, Prof. Dr. Emel ALĞIN danışmanlığında hazırlamış olduğum “<sup>149,151</sup>Nd Çekirdeklerinin Nükleer Düzey Yoğunluklarının ve Gama Kuvvet Fonksiyonlarının İncelenmesi” başlıklı Doktora tezimin özgün bir çalışma olduğunu; tez çalışmamın tüm aşamalarında bilimsel etik ilke ve kurallara uygun davrandığımı; tezimde verdiğim bilgileri, verileri akademik ve bilimsel etik ilke ve kurallara uygun olarak elde ettiğimi; tez çalışmamda yararlandığım eserlerin tümüne atıf yaptığımı ve kaynak gösterdiğimi ve bilgi, belge ve sonuçları bilimsel etik ilke ve kurallara göre sunduğumu beyan ederim. 21 /03/2019

Kürşad Osman AY

## ÖZET

Nükleer durum yoğunluğu ve gama-ışını kuvvet fonksiyonu günümüzde reaktör tasarımlarında, nükleer modellerin test edilmesinde, enerji reaktör atıklarının bertaraf edilmesinde ve evrendeki madde bolluklarının tayin edilmesinde araştırmacılara veri sağlayan önemli fiziksel niceliklerdir.

Oslo Siklotron Laboratuvarı'nın geliştirdiği, bilinen adıyla "Oslo Metodu", nükleer durum yoğunluğuna ve gama-ışını kuvvet fonksiyonuna aynı anda ve tek bir reaksiyonla ulaşmayı sağlamaktadır. İnelastik saçılma ( $d, d'\gamma$ ) ya da transfer ( $d, p'\gamma$ ) reaksiyonları verileri kullanılarak kurulan parçacık-gama ışını çakışma matrisinden her bir uyarılmış düzeye ait birinci-nesil gama ışını spektrumunu elde ederek söz konusu nicelikleri elde etmeyi sağlayan metot, bugüne kadar seksenden fazla çekirdek üzerinde uygulanmış olup literatüre uygun sonuçlar vermiştir.

$^{148,150}\text{Nd}$  hedefleri kullanılarak yapılan deneyler neticesinde  $^{149,151}\text{Nd}$  izotopları elde edilmiş ve veriler Oslo Metodu ile çalışılarak söz konusu izotopların durum yoğunlukları ve gama-ışını kuvvet fonksiyonları çıkarılmıştır. Durum yoğunlukları basit bir kombinatoryel metot ile hesaplanan teorik değerlerle kıyaslanmış ve düşük enerji bölgesinde gözlenen makas rezonansı incelenmiştir. Ayrıca nükleer deformasyonun durum yoğunluğu üzerindeki etkisi incelenmiş, yapılan diğer deneylerle birlikte elde edilen  $^{142, 143, 144, 145, 146, 147, 148, 149, 150, 151}\text{Nd}$  çekirdeklerinin gama-ışını kuvvet fonksiyonlarına ait ön çalışma sonuçları sistematik olarak değerlendirilmiştir.

**Anahtar Kelimeler:** Oslo metodu, durum yoğunluğu, gama kuvvet fonksiyonu, makas rezonansı.

## SUMMARY

Nuclear level density and gamma-ray strength function are important quantities which provide valuable data to researchers for reactor design, testing of nuclear models, removal of nuclear wastes and for determining elementary abundances in the universe.

Oslo Cyclotron Laboratory has developed the so called “Oslo Method” which provides the nuclear level density and gamma-ray strength function simultaneously with a single reaction. The method, which obtains these quantities by extracting first-generation gamma rays from the particle-gamma coincidence matrix, has been applied on more than eighty nuclei and has given consistent results with the literature.

$^{149,151}\text{Nd}$  isotopes were obtained by conducting experiments with  $^{148,150}\text{Nd}$  targets. Data were studied via the Oslo Method and nuclear level densities and gamma-ray strength functions of these isotopes were extracted. Level densities were compared to theoretical results that were calculated via a simple combinatorial model and the scissor resonance which is observed in the low energy region was studied. Moreover, the effect of nuclear deformation on level density was investigated and the preliminary results of the gamma-ray strength functions of  $^{142, 143, 144, 145, 146, 147, 148, 149, 150, 151}\text{Nd}$  nuclei were evaluated systematically.

**Keywords :** Oslo method, level density, gamma strength function, scissor resonance.

## TEŞEKKÜR

Lisansüstü eğitimim boyunca bilgi, birikim ve tecrübeleriyle bana rehberlik eden, öneri ve yönlendirmeleri ile bu tez çalışmasının oluşmasında büyük katkısı olan danışman hocam Sayın Prof. Dr. Emel Algın'a teşekkür ederim.

Oslo Siklotron Laboratuvarı'nda tezime temel oluşturacak deneylerin gerçekleştirilmesini sağlayan, elde edilen verilerin değerlendirilmesi aşamasında bilgisini ve deneyimini paylaşarak analiz metodunu öğreten Sayın Prof. Dr. Magne Guttormsen'e teşekkür ederim.

Harika bir atmosfere sahip olan, her konudaki yardımseverlikleri ve güleryüzlü yaklaşımlarıyla motivasyon kaynağı olan Oslo Nükleer Fizik Grubu'na teşekkür ederim.

TÜBİTAK'a 115F196 numaralı proje ile lisansüstü maddi destek sağladığı için teşekkür ederim.

Bu tez çalışmasının ortaya çıkmasında büyük katkıları olan, ESOGÜ Nükleer Fizik Grubu'ndan arkadaşlarım Mustafa Özgür, Nihan Akkurt, Ali Olkun ve Celal Aşıcı'ya teşekkür ederim.

Lisansüstü eğitimim boyunca desteklerini esirgemeyen, Eskişehir Osmangazi Üniversitesi Merkezi Araştırma Laboratuvarı yöneticilerine ve değerli mesai arkadaşlarıma teşekkür ederim.

Eğitim hayatım boyunca desteklerini esirgemeyen aileme teşekkür ederim.



## İÇİNDEKİLER

### Sayfa

<b>ÖZET</b> .....	vi
<b>SUMMARY</b> .....	vii
<b>TEŞEKKÜR</b> .....	viii
<b>İÇİNDEKİLER</b> .....	ix
<b>ŞEKİLLER DİZİNİ</b> .....	xi
<b>ÇİZELGELER DİZİNİ</b> .....	xiii
<b>SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ</b> .....	xiv
<b>1. GİRİŞ VE AMAÇ</b> .....	1
<b>2. LİTERATÜR ARAŞTIRMASI</b> .....	6
<b>3. DURUM YOĞUNLUĞU VE <math>\gamma</math>-IŞINI KUVVET FONKSİYONU</b> .....	9
3.1 Durum Yoğunluğu .....	9
3.2 Gama-Kuvvet Fonksiyonu .....	14
3.2.1 Pygmy Rezonansı .....	15
3.2.2 Dev Elektrik ve Manyetik Dipol Rezonansı .....	16
<b>4. DENEY DÜZENEĞİ VE VERİLERİN ELDE EDİLMESİ</b> .....	19
4.1 Oslo Siklotron Laboratuvarı .....	19
4.1.1 Deney düzeneği .....	19
4.2 Enerji Kalibrasyonu ve Parçacıkların Ayırt Edilmesi .....	22
4.2.1 Parçacık detektörleri .....	22
4.2.2 Kalibrasyon .....	24
4.2.3 Parçacıkların ayırt edilmesi .....	27
4.3 Gerçek ve Rasgele Çakışmalar: Zaman Kalibrasyonu .....	27
4.4 Parçacık - $\gamma$ -ışını Çakışma Matrisi .....	29
<b>5. MATERYAL VE YÖNTEM</b> .....	31
5.1 Veri Analizi .....	31
5.1.1 Açma prosedürü .....	31

## İÇİNDEKİLER (devam)

	<u>Sayfa</u>
5.1.2 Compton çıkarma metodu .....	33
5.1.3 Birinci nesil matris .....	35
5.2 Durum Yoğunluğu ve $\gamma$ -ışını Kuvvet Fonksiyonunun Çıkarılması.....	39
5.3 Durum Yoğunluğunun Normalize Edilmesi.....	43
5.4 $\gamma$ -ışını Kuvvet Fonksiyonunun Normalizasyonu .....	46
<b>6. BULGULAR VE TARTIŞMA .....</b>	<b>49</b>
6.1 $^{149}\text{Nd}$ ve $^{151}\text{Nd}$ İzotoplarının Durum Yoğunlukları .....	50
6.2 Kombinatoriyel Model .....	53
6.3 $^{149}\text{Nd}$ ve $^{151}\text{Nd}$ İzotoplarının $\gamma$ -ışını Kuvvet Fonksiyonları .....	56
6.4 Makas Rezonansı ve Toplam Kuralı .....	63
<b>7. SONUÇ VE ÖNERİLER .....</b>	<b>73</b>
<b>KAYNAKLAR DİZİNİ.....</b>	<b>76</b>
<b>ÖZGEÇMİŞ .....</b>	<b>83</b>

## ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Sekil</u>	<u>Sayfa</u>
3.1. Nükleer durumların durum genişliği ve durumlar arası boşluğa göre ayrıldığı bölgeler (Guttormsen vd, 2015).....	10
3.2. (a) Makas modunun, (b) Dev dipol rezonansının gösterimi. ....	16
4.1. Oslo Siklotron Laboratuvarı'nın şeması (Guttormsen, 2011). ....	20
4.2. SiRi parçacık detektörü. (a) Farklı açılarda konumlandırılan sekiz $\Delta E$ detektörünün yer aldığı silikon çip. (b) Bağlantı düzenekleriyle beraber sekiz silikon detektörün yer aldığı SiRi parçacık detektörü. ....	21
4.3. OCL detektör sistemi (a) Döteron demeti, CACTUS ve SiRi'nin yer aldığı detektör sisteminin şematik gösterimi. (b) CACTUS detektör sistemi. ....	22
4.4. SiRi'nin ön ve arka detektörlerinde depolanan enerjiler. ....	23
4.5. $^{148}\text{Nd}(d,p\gamma)$ reaksiyonu için Qkinz yazılımı ile elde edilen “muz” formasyonu ve yazılımın arayüzü.....	25
4.6. $^{148}\text{Nd}(d,p\gamma)$ reaksiyonu için (a) kalibrasyondan önce, (b) kalibrasyondan sonra $\Delta E - E$ grafikleri. ....	26
4.7. $^{148}\text{Nd}(d,x\gamma)$ deneyi için SiRi kalınlık spektrumları. Kırmızı çizgiler geçitlerin (a) $(d,p\gamma)$ ve (b) $(d,d'\gamma)$ reaksiyonlarını süzmek için konulduğunu göstermektedir. ....	27
4.8. $^{148}\text{Nd}(d,x\gamma)$ reaksiyonu için TDC spektrumu.....	28
4.9. $^{149}\text{Nd}$ izotopu için çakışma matrisi. Yatay çizgi nötron ayrılma enerjisini, diyagonal çizgi ise doğrudan taban duruma bozunmaları göstermektedir. ....	30
4.10. $^{151}\text{Nd}$ izotopu için çakışma matrisi. Yatay çizgi nötron ayrılma enerjisini, diyagonal çizgi ise doğrudan taban duruma bozunmaları göstermektedir. ....	30
5.1. Birincil gama-ışınlarının çıkarılması. Farklı uyarılma enerjilerinden gama ışınları açılmış olan parçacık-gama matrisine farklı geçitler uygulanarak elde edilir. Şekil Henden vd.'nin (1995) gösterimine dayanmaktadır.....	35
5.2. (a) Örnek bir $\gamma$ -ışını kaskatı. (b) $E_3$ düzeyinden gelen birinci-nesil $\gamma$ -ışınları, bu düzeyden $E_2$ ve $E_1$ çıkarılarak elde edilir. ....	36
5.3. (a) $^{149}\text{Nd}$ (b) $^{151}\text{Nd}$ izotoplarına ait ham, açılmış ve birincil gama matrisleri. ....	39

## ŞEKİLLER DİZİNİ (devam)

<u>Sekil</u>	<u>Sayfa</u>
5.4. (a) $^{149}\text{Nd}$ (b) $^{151}\text{Nd}$ çekirdekleri için deneysel birinci nesil gama verilerinin teorik hesaplamalarla karşılaştırılması. ....	42
5.5. $^{149}\text{Nd}$ çekirdeğinin normalizasyon noktaları şekilde oklarla gösterilmiştir.....	43
5.6. $^{149}\text{Nd}$ çekirdeğinin normalize edilmiş $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonu.....	48
6.1. (a) $^{149}\text{Nd}$ , (b) $^{151}\text{Nd}$ izotoplarının durum yoğunluğu; (c) $^{149,151}\text{Nd}$ izotoplarının durum yoğunluklarının aynı grafik üzerinde gösterimi; d) $^{148,149,150,151}\text{Nd}$ izotoplarının durum yoğunluklarının aynı grafik üzerinde gösterimi; e) $^{142,143,144,145,146,147,148,149,150,151}\text{Nd}$ çekirdeklerinin durum yoğunluklarının deformasyona bağlı olarak değişimi.....	51
6.2. (a) $^{149}\text{Nd}$ , (b) $^{151}\text{Nd}$ izotoplarının durum yoğunluklarının mikrokanonik kombinatoryal model ile karşılaştırılması. ....	55
6.3. (a) $^{149}\text{Nd}$ , (b) $^{151}\text{Nd}$ izotoplarının $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonları; (c) iki izotopun $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonlarının aynı grafik üzerinde gösterimi. ....	57
6.4. $^{149}\text{Nd}$ izotopunun $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonunun ( $\gamma, n$ ) reaksiyon deney verileri ile karşılaştırılması.....	60
6.5. $^{151}\text{Nd}$ izotopunun $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonunun ( $\gamma, n$ ) reaksiyon deney verileri ile karşılaştırılması.....	61
6.6. $^{144,145}\text{Nd}$ çekirdeklerinin $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonları. ....	62
6.7. $^{149}\text{Nd}$ izotopu için gözlenen makas rezonansı. ....	67
6.8. $^{151}\text{Nd}$ izotopu için gözlenen makas rezonansı. ....	67
6.9. $^{142,143,144,145,146,147,148,150}\text{Nd}$ çekirdeklerine ait makas rezonansı grafikleri. ....	69
6.10. $^{142,143,144,145,146,147,148,149,150,151}\text{Nd}$ çekirdeklerine ait makas rezonansı enerjisi merkezinin deformasyon parametresine göre değişimi. ....	71
6.11. $^{142,143,144,145,146,147,148,149,150,151}\text{Nd}$ çekirdeklerine ait makas rezonansı şiddetinin deformasyon parametresine göre değişimi. ....	72

## ÇİZELGELER DİZİNİ

<u>Cizelge</u>	<u>Sayfa</u>
4.1. Deneylerde kullanılan hedefler ve fiziksel özellikleri.....	20
4.2. Deneylerde çalışılan reaksiyonlar ve elde edilen çekirdekler. ....	20
4.3. $^{148}\text{Nd}(d,p\gamma)$ reaksiyonu için Qkinz yazılımı ile hesaplanan kalibrasyon noktaları.....	25
5.1. $^{149,151}\text{Nd}$ çekirdeklerinin durum yoğunluklarının normalizasyonunda kullanılan parametreler. ....	45
5.2. $^{149,151}\text{Nd}$ çekirdeklerinin $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonlarının normalizasyonu için kullanılan parametreler. ....	47
6.1. $^{149,151}\text{Nd}$ izotopları için kullanılan Nilsson parametreleri.....	55
6.2. $^{149,151}\text{Nd}$ izotopları için GEDR, GMDR ve pygmy rezonansı parametreleri.....	61
6.3. $^{149}\text{Nd}$ çekirdeği için makas rezonansının deneysel değerleri ve toplam kuralı hesaplamaları sonucu elde edilen teorik değerler. ....	66
6.4. $^{151}\text{Nd}$ çekirdeği için makas rezonansının deneysel değerleri ve toplam kuralı hesaplamaları sonucu elde edilen teorik değerler. ....	66
6.5. $^{142,143,144,145,146,147,148,149,150,151}\text{Nd}$ çekirdeklerine ait deformasyon parametreleri ve enerji merkezi değerleri. ....	71
6.6. $^{142,143,144,145,146,147,148,149,150,151}\text{Nd}$ çekirdeklerine ait deformasyon parametresi ve rezonans şiddeti değerleri. ....	72

## SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

<u>Simgeler</u>	<u>Açıklama</u>
$a$	Durum yoğunluğu parametresi
$C_1$	Enerjideki düzeltme parametresi
$kn$	Kanal numarası
$D$	Durumlar arası boşluk
$e_{qp}$	Kuazi parçacık enerjisi
$e_{sp}$	Tek parçacık enerjisi
$f_{XL}$	Gama kuvvet fonksiyonu
$g$	Spin dağılım fonksiyonu
$g_{p,n}$	Proton ve nötron için tek parçacık durum yoğunluğu
$L$	Açısal momentum
$NaI$	Sodyum iyodür
$Nd$	Neodimiyum
$P$	Birincil gama matrisi
$R$	Sodyum iyodür detektörünün tepki fonksiyonu
$S_{+1,-1}$	Doğrusal ve ters enerji ağırlıklı toplam
$S_n$	Nötron ayrılma enerjisi
$Si$	Silisyum
$T$	Nükleer sıcaklık
$U$	Kaydırılmış enerji
$X$	Elektromanyetik karakter
$\beta_2$	Deformasyon parametresi
$\Gamma$	Nükleer durumların genişliği
$\rho$	Durum yoğunluğu
$\Delta_{p,n}$	Proton ve nötron için çiftlenim enerjisi
$\sigma$	Spin kesme parametresi
$\sigma$	Tesir kesiti
$\Omega$	Katı açısı
$\mathcal{T}$	Gama geçiş katsayısı

## SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ (devam)

<b><u>Simgeler</u></b>	<b><u>Açıklama</u></b>
$\kappa$	Spin orbit etkileşim parametresi
$\mu$	Merkezkaç parametresi
$\Omega_{\pi,\nu}$	Proton ve nötronun simetri eksenindeki açısal momentum izdüşümleri
$\Theta$	Eylemsizlik momenti
$\xi$	İndirgeme faktörü

<b><u>Kısaltmalar</u></b>	<b><u>Açıklama</u></b>
ADC	Zaman-dijital dönüştürücü
BCS	Bardeen – Cooper - Schrieffer
BSFG	Geri Kaydırılmış Fermi Gaz
CACTUS	Oslo Siklotron Laboratuvarı'ndaki gama dedektör sistemi
CT	Sabit sıcaklık
GEDR	Dev elektrik dipol rezonansı
GMDR	Dev manyetik dipol rezonansı
KMF	Kadmenskii, Markushev, Furman
NNDC	Ulusal nükeer veri merkezi
OCL	Oslo Siklotron Laboratuvarı
RIPL	Referans girdi parametre kütüphanesi
SiRi	Oslo Siklotron Laboratuvarı'ndaki parçacık detektörü sistemi
SR	Makas rezonansı
TAC	Zaman-genlik dönüştürücü
TDC	Zaman-dijital dönüştürücü

## 1. GİRİŞ VE AMAÇ

Wilhelm Conrad Röntgen'in 1895'te katot ışınlarından kaynaklanan gizemli ışımı farkedip, bu ışınları x-ışını olarak adlandırmasından bir sene sonra, Henri Becquerel doğal uranyumun, Röntgen'in keşfettiği ışımaya benzer bir ışımaya yaptığını keşfeder (Choppin vd., 2013). Radyoaktivitenin keşfi olarak da nitelendirilen bu olayda, Becquerel, potasyum uranil sülfattan yayılan radyasyonun fotoğraf plakalarını kararttığını gözlemlemiştir.

Bu keşifleri takip eden birkaç yıl içinde Marie Curie ve Pierre Curie pek çok minerali elektroskop vasıtasıyla inceleyerek bu maddelerde radyoaktivite olup olmadığını araştırmıştır. Nükleer fizik açısından oldukça verimli geçen bu zaman diliminde Curie'ler polonyum ve radyumu (1898) keşfetmiş, yine aynı zaman diliminde J. J. Thomson elektronu (1897), Ernest Rutherford ise uranyumdan yayılan radyasyonun sırasıyla artı ve eksi yüklere sahip olan alfa ve beta radyasyonları olduğunu keşfetmiştir (Krane, K., 2012).

Bu gelişmeleri takip eden yıllarda J. J. Thomson atomu pozitif yüklü ağır bir küre olarak modellemiştir. "Üzümlü Kek" adı verilen bu modelde, küreye gömülü olan negatif yüklü elektronlar ise küreyi elektrik yükü açısından nötr hâle getiriyordu. Hans Geiger ve Ernest Marsden 1908-1913 yılları arasında, Ernest Rutherford yönetiminde gerçekleştirdikleri deneylerde o günlerde geçerli olan Üzümlü Kek Atom Modeli'ne ters düşen bulgularla karşılaşmışlardır. Söz konusu deneylerde Geiger ve Marsden atom plakalara alfa parçacıkları gönderdiler. Üzümlü Kek Atom Modeli'ne göre, altın atomlarına gönderilen alfa parçacıklarının, elektronlardan oldukça ağır olmaları sebebiyle, neredeyse hiç sapmaya uğramadan, ya da çok az bir sapmayla yollarına devam etmeleri bekleniyordu. Ancak, H. Geiger ve E. Marsden altın plakaya gönderilen parçacıkların bir kısmının oldukça fazla sapmaya uğradığını gözlemlemiştir (Krane, K., 2012).

Ernest Rutherford, bu gözlemler üzerine, Thomson Atom Modeli'nin geçersiz olduğunu ifade etmiş ve atomun büyük ölçüde boşluktan ibaret olduğunu, tüm pozitif yükün ve atomun ağırlığının tamamına yakın bir kısmının merkezdeki oldukça küçük bir hacimde toplandığını ve bu merkezin elektron bulutlarıyla çevrili olduğunu ifade ederek çekirdeğin varlığından söz eden ilk bilim insanı olmuştur (Krane, K., 2012). E. Rutherford, 1919'da



gerçekleştirdiği diğeri bir deneyde ise, azot atomlarını alfa parçacığı ile bombardıman ederek oksijenin izotoplarından birini ve hidrojen atomunu elde ederek ilk nükleer reaksiyonu gerçekleştirmiştir (Krane, 2012).

Walther Bothe ve Herbert Becker, 1931 yılında gerçekleştirdikleri deneylerde, polonyumdan yayılan alfa parçacıklarını, berilyum, bor ve lityum üzerine düşürmüş ve beklenmedik şekilde nüfuz edici (delici) bir radyasyon üretmişlerdir. Elektrik alanından etkilenmeyen bu radyasyonun W. Bethe ve H. Becker tarafından gama radyasyonu olduğu kabul edilse de, Ernest Rutherford ve James Chadwick bu yoruma katılmamış ve J. Chadwick gerçekleştirdiği bir dizi deney neticesinde bu radyasyonun protonla hemen hemen aynı kütleye sahip, yüksüz bir parçacık olduğunu ispatlamış ve bu parçacıkları nötron olarak adlandırmıştır (Thornton, 2012). 1935’de Chadwick’in nötronu keşfetmesiyle beraber çekirdeğin temel yapısı belirlenmiş olup, takip eden yıllarda Enrico Fermi ağır elementleri nötron ile bombardıman ederek bu elementlerde radyoaktivite oluşturmayı başarmış ve nötron ışınlanmasıyla yeni radyoaktif elementlerin üretilmesine ve yavaş nötronlarla nükleer reaksiyonların elde edilmesine sağladığı katkılar sebebiyle 1938’de Nobel Fizik Ödülü’nü kazanmıştır. Aynı yıl içinde Otto Hahn, Lise Meitner ve Fritz Strassmann uranyum çekirdeğini nötron bombardımanı vasıtasıyla daha küçük parçalara bölerek nükleer fisyonu keşfetmiştir (Choppin vd., 2013).

Bu gelişmelerle birlikte Nükleer Fizik alanında kullanılan araç ve yöntemlerin önemli bir kısmı bilim insanları tarafından hayata geçirilmiştir. Günümüzde nükleer teknolojiler gündelik hayatımıza önemli katkılarda bulunmaktadır. Sağlık alanında proton terapisi, radyoterapi gibi tedavi yöntemlerinde, PET, CT, MRI, NMR gibi vücut içi görüntüleme sistemlerinde, enerji üretiminde, arkeolojik eserlerin yaşlarının tayininde, evrendeki madde bolluklarının araştırılmasında Nükleer Fizik alanında geliştirilen araç ve metotlar kullanılmaktadır (Choppin vd., 2013).

Günümüzde çekirdeğin içindeki nükleonların birbiriyle etkileşmelerine dair açıklanması gereken çok fazla soru olsa da, Planck’ın “Kara Cisim Işınması” problemine getirdiği “kesikli enerji” çözümü ile temeli atılan Kuantum Mekaniği vasıtasıyla çekirdek içi etkileşimlerin teorik altyapısı kurulmuştur. Nükleonlar, fermiyon olup Pauli dışarlama ilkesine uyarlar. Bunun sonucunda ise çekirdekte izin verilen kuantum durumları, yapıyı

oluşturan spin ve momentumlarının olası konfigürasyonları ile doldurulur ve böylelikle kuantum durumlarının enerjileri de belirlenmiş olur. Çekirdekte bulunan nükleonlar mevcut en düşük kuantum durumlarını işgal ettiklerinde, çekirdeğin taban durumunda olduğu söylenir ve daha yüksek enerjilere karşılık gelen diğer tüm dizilimler çekirdeğin uyarılmış durumları olarak adlandırılır. Bir uyarılmış durum oluştuğunda, doğa daima düşük enerjiyi hedeflediği için, çekirdek tekrar taban duruma dönmeyi amaçlayacaktır. Bir nükleonun yüksek bir kuantum durumundan, düşük bir kuantum durumuna geçiş yapabilmesi için aradaki enerji farkının bir şekilde harcanması gerekmektedir. Bu da genellikle durumlar arasındaki enerji farkına eşit enerjiye sahip bir  $\gamma$ -ışını yayınlanmasıyla gerçekleşir. Bu süreçte tüm konfigürasyonlar izinli olmayıp, geçiş olup olmayacağı açıl momentum ve parite seçimi kurallarına bağlıdır.

Günümüzde çekirdeğin yapısını ve çalışma mekanizmasını anlamak için uyarılmış durumlar ve durumlar arası geçişler ve bunlara karşılık gelen  $\gamma$ -ışını bozunumları üzerine yapılan çalışmalar oldukça önemli yer tutar. Düşük uyarılma enerjilerinde, ayırık durumlar klasik spektroskopi metotlarıyla tek tek sayılabilirken, enerji düzeyi arttıkça, izin verilen kuantum durumları o kadar fazladır ki, bu durumların genişlikleri ve dolayısıyla enerjideki belirsizlik artar. Durumların tek tek ayırt edilemediği bu bölge yarı-süreklilik bölgesi olarak adlandırılmakta olup, bu bölgede bir  $E_i$  ilk uyarılma enerjisinden  $E_f$  son uyarılma enerjisine olan  $\gamma$ -ışını bozunumu, son uyarılma enerjisindeki erişilebilir durumların yoğunluğu ve  $E_\gamma = E_i - E_f$  enerjisine sahip bir  $\gamma$ -ışını yayınlanma olasılığı ile,

$$P(E, E_\gamma) = \rho(E_f) \mathcal{J}(E_\gamma) \quad (1.1)$$

şeklinde ifade edilebilir. Denklem 1.1'in sağ tarafında bulunan nicelikler nükleer durum yoğunluğu ve  $\gamma$ -ışını geçiş katsayısı olarak adlandırılmakta olup,  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonunu da bir dönüşüm ifadesi yardımıyla geçiş katsayısından elde etmek mümkündür.

Nükleer durum yoğunlukları ve  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonları tesir kesitlerinin ve nötron yakalama oranlarının hesaplanmasında kullanılmakta olup, reaktör fiziğinde, çekirdek modellerinin test edilmesinde ve nükleosentez sürecinde elementlerin oluşumunun araştırılmasında oldukça önemli veri kaynaklarıdır. Durum yoğunluklarında ve  $\gamma$ -ışını

kuvvet fonksiyonlarındaki küçük değişikliklerin hesaplamalarda oldukça belirgin etkileri olabilmektedir. Bu nedenle, günümüzde Deneysel Nükleer Fizik alanında oldukça önemli bir çalışma alanı olarak karşımıza çıkmaktadırlar.

Oslo Nükleer Fizik grubu, nükleer durum yoğunluğu ve  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonunu aynı anda, tek bir reaksiyondan elde etmeyi sağlayan, bilinen adıyla Oslo Metodu'nu geliştirmiştir (Larsen vd., 2011; Schiller vd., 2000). Nötron ayrılma enerjisine kadar olan yarı-süreklilik bölgesinde oldukça iyi sonuçlar veren bu analiz metodunda, deney sonucunda elde edilen parçacık-  $\gamma$ -ışını çakışmalarında oluşan “çakışma matrisi” elde edildikten sonra, veriler Compton saçılımı, tekli kaçış, çiftli kaçış, çift oluşumu gibi etkilerden temizlenir. Ardından tekrarlı bir çıkarma yoluyla birincil  $\gamma$ -ışını matrisi elde edilir. Bu matris ve Denklem 1.1 kullanılarak nükleer durum yoğunluğunun ve  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonunun fonksiyonel formları elde edilir. Son aşamada, bilinen durumlar ve nötron rezonans verileri kullanılarak durum yoğunluğu, nötron ayrılma enerjisinde ortalama toplam ışımsal genişlik  $\langle \Gamma_\gamma \rangle$ 'daki nötron rezonans bozunumu verileri kullanılarak da geçiş katsayısı normalize edilir ve böylelikle durum yoğunluğu ve kuvvet fonksiyonuna ulaşılmış olunur. Metodun detayları Materyal ve Yöntem bölümünde verilecektir.

Bu tez çalışmasında,  $^{148,150}\text{Nd}$  çekirdekleri üzerine döteron demeti gönderilmiş, elde edilen verilerin  $(d,p\gamma)$  kanalları açılarak  $^{149,151}\text{Nd}$  çekirdeklerine ait veriler çalışılmıştır. Söz konusu çekirdeklere ait durum yoğunlukları ve  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonları elde edilmiştir. Durum yoğunlukları bir kombinatoriyel model ile, kuvvet fonksiyonları ise foto-emilim deneylerinden elde edilen yüksek enerjili bölgelerin kuvvet fonksiyonları ile karşılaştırılmıştır. Sonraki aşamada, düşük enerjili bölgede gözlenen makas rezonansı hakkında bilgi verilmiş, çekirdekteki şekilsel deformasyonun durum yoğunluğu üzerine etkisi tartışılmıştır.

115F196 numaralı TÜBİTAK projesi kapsamında çalışılan  $^{144,145}\text{Nd}$  çekirdeklerine ait deneysel veriler 2017 yılında Mustafa Özgür tarafından çalışılmış ve söz konusu çekirdeklerin durum yoğunlukları ve  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonları sunulmuştu (Özgür, 2017). Bu tez çalışmasına konu olan  $^{149,151}\text{Nd}$  çekirdeklerine ait durum yoğunlukları ve  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonları, Özgür'ün elde ettiği sonuçlarla karşılaştırılmıştır.

Bu tez çalışması yedi bölümden oluşmaktadır. İlk bölümde kısa bir giriş yapıldıktan sonra, ikinci bölümde konuyla ilgili literatür araştırması verilmiş, üçüncü bölümde ise nükleer durum yoğunlukları ve  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonları hakkında teorik altyapı sunulmuştur. Deney sisteminin anlatıldığı dördüncü bölümün ardından, Oslo Metodu'nun ayrıntıları beşinci bölümde verilmektedir. Altıncı bölümde elde edilen sonuçlar yorumlanmakta, yedinci bölümde ise sonuç ve öneriler sunulmaktadır.



## 2. LİTERATÜR ARAŞTIRMASI

Atom çekirdeğinin enerji durumları ve bu durumların bozunma olasılığı nükleer yapı hakkında önemli bilgiler vermektedir. Çekirdek, taban durum üzerine uyarıldığında, durumların enerjisi, spini, paritesi ve geçiş oranları hakkında spektroskopik ölçümlerle bilgi edinmek mümkündür. Ancak, uyarılma enerjisi arttıkça, durumların sayısı oldukça artar ve bu durumlar hakkında klasik spektroskopi metotlarıyla bilgi edinmek imkansızlaşır. Bu aşamada çekirdek ayrık bölgeden çıkar ve çekirdeğin davranışını açıklamak için ortalama niceliklerin kullanıldığı yarı-sürekli ve sürekli bölgeye girilmiş olur.

Nükleer durum yoğunluğu ve  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonu, astrofiziksel süreçlerdeki nükleer reaksiyon oranlarının hesaplanmasında, fisyon reaktörlerinin tasarımında ve işletiminde, nükleer yakıtların bertaraf edilmesinde kullanılan, oldukça önemli fiziksel niceliklerdir. Nükleer yapı açısından bakacak olursak, durum yoğunlukları çift korelasyonları, entropi ve sıcaklık hakkında bilgi verirken (Guttormsen vd., 2001; Melby vd., 2001),  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonu da ortalama elektromanyetik özellikleri karakterize etmektedir (Weisskopf, 1951; Nyhus vd., 2010; Toft vd., 2010).

H. Bethe'nin 1936'da ortaya attığı Fermi Gazı yaklaşımı ile çekirdeğin durum yoğunluğu üzerine ilk teorik yaklaşım ortaya konulmuştur (Bethe, 1936). Ancak, parçacıkların bağımsız hareket ettiği ve tek parçacık durumlarının eşit aralıklı olduğu varsayılan bu modelde çiftlenim etkileri ve nükleonların toplu hareketinden (dönme, titreşim vb.) kaynaklanan etkiler hesaba katılmamaktadır. Fermi Gaz Modeli daha sonra, nötron ve proton rezonans deneylerinden elde edilen serbest parametreler vasıtasıyla bu etkiler hesaba katılarak geliştirilmiştir. A. Gilbert ve A. G. W. Cameron tek kütle numaralı ve çift-çift çekirdekler için çiftlenim enerjisini de hesaba katarak efektif uyarılma enerjisini azaltan bir durum yoğunluğu formülü ortaya koymuşlardır (1965). Aynı uyarılma enerjisi için daha düşük bir durum yoğunluğu anlamına gelen bu formülde kullanılan  $\Delta_p + \Delta_n$  kaymasının çok büyük olduğu anlaşılmış ve bu kayma bir  $C_1$  parametresi çıkarılarak "geri kaydırılmıştır" (T. Von Egidy, Schmidt, & Behkami, 1988). Geri-Kaydırılmış Fermi Gaz Modeli'ne en güncel halini T. Von Egidy ve D. Bucuresci (2005) yayınladıkları formül ile kazandırmıştır.

Durum yoğunluğunu hesaplayabilmek için Fermi Gaz Modeli'nin dışında alternatif olarak Kabuk Modeli Monte Carlo (Alhassid vd., 1996; Nakada vd., 1997; Alhassid vd., 2003) ve Hartree-Fock-Bogoliubov artı Kombinatoryel Metot (Goriely vd., 2008) sunulabilir. Ancak çok sayıda nükleonlu sistemlerin çok sayıdaki serbestlik derecesine ve bununla birlikte yüksek durum yoğunluğuna sahip olması ve nükleon-nükleon etkileşimlerinin henüz tam olarak anlaşılabilmesi sebebiyle bu modellerle yapılan hesaplamalar kullanılan bilgisayarların hesaplama becerileriyle sınırlı kalmaktadır.

Işınımsal kuvvet fonksiyonu  $E_\gamma$  enerjisine sahip bir  $\gamma$ -ışınının bozunum olasılığının ortalama değerini vermektedir. Çekirdeğin ortalama elektromanyetik özellikleri hakkında oldukça zengin bilgiler veren kuvvet fonksiyonunun formülasyonu ilk olarak G. A. Bartholomew vd. (1972) tarafından yapılmıştır.

Yüksek enerjili ( $\sim 7 - 20 \text{ MeV}$ )  $\gamma$ -ışını geçişleri için ışınım kuvveti fonksiyonu dev elektrik dipol rezonansı (GEDR) ile domine edilmektedir. Düşük enerjilerde dev manyetik dipol rezonansı (GMDR) ve elektrik kuadrupol rezonansı gibi başka titreşimler de gözlenmiş olup, bu titreşimler belirgin bir şekilde daha düşük kuvvete sahiptir (RIPL-3, 2018).

Ayrıca, kuvvet fonksiyonunda, çekirdekte oluşan farklı kolektif modlar tarafından yönetilen yapılar da gözlenmiştir. Bu yapılar GEDR'ye kıyasla daha düşük olan kuvvetleri nedeniyle pygmy rezonansları olarak adlandırılır. Bilinen iki pygmy rezonansı mevcuttur. Bunlardan ilki 5-10 MeV'e sahip  $\gamma$ -ışını enerjileri için ifade edilen E1 rezonansı olup, bu rezonansın nötron katmanı (skin) titreşiminden kaynaklandığı düşünülmektedir (Van Isacker vd., 1992). İkincisi ise nadir toprak elementleri için  $E_\gamma = 3 \text{ MeV}$  enerji bölgesinde görülen, makas rezonansı olarak da bilinen M1 rezonansıdır (Iudice ve Palumbo, 1978).

Nükleer durum yoğunluğunu ve  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonunu elde etmek için uygulanan metotlar arasında parçacık buharlaştırma (Vonach, 1966) ve iki basamaklı-kaskat metodu (Hoogenboom, 1958) gibi deneysel metotlar mevcuttur. Bu çalışmada ise nükleer durum yoğunluğunu ve  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonunu aynı anda, tek bir reaksiyondan elde etmeyi sağlayan ve yarı-sürekli bölgede bugüne kadar teorik verilerle büyük bir tutarlılıkla örtüşen Oslo Metodu kullanılmıştır (Schiller vd., 2000; Larsen vd., 2011).

Oslo grubu günümüze kadar seksenden fazla çekirdeğin nükleer durum yoğunluğunu ve  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonunu elde etmiştir. Bunlar arasında disporsiyum (Dy), erbiyum (Er), yitrium (Y), samaryum (Sm) gibi nadir toprak elementlerinin izotopları da çalışılmıştır (Melby vd., 1999; Siem vd., 2001; Guttormsen vd., 2003; Simon vd., 2016). Oslo Siklotron Grubu'nun yapmış olduğu bu çalışmalarda elde edilen durum yoğunluklarının çiftlenim enerjisinden üstel olarak arttığı ve sabit sıcaklık modelini (Constant Temperature – CT) takip ettiği görülmektedir. Ayrıca, yine Oslo Grubu'nun aktinitlerle gerçekleştirdiği çalışmalarda, makas rezonansının çift tümsekli bir yapıya sahip olduğu ve reonansın rezonans merkezinin atom numarasıyla beraber arttığı gözlemlenmiştir (Guttormsen vd., 2014).

Bu tez çalışmasına konu olan  $^{149,151}\text{Nd}$  izotoplarının durum yoğunluklarının ve  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonlarının elde edilmesiyle, nadir toprak elementlerinin söz konusu fiziksel nicelikleri konusunda daha kapsamlı bir veri bankasına kavuşulacağı düşünülmektedir.

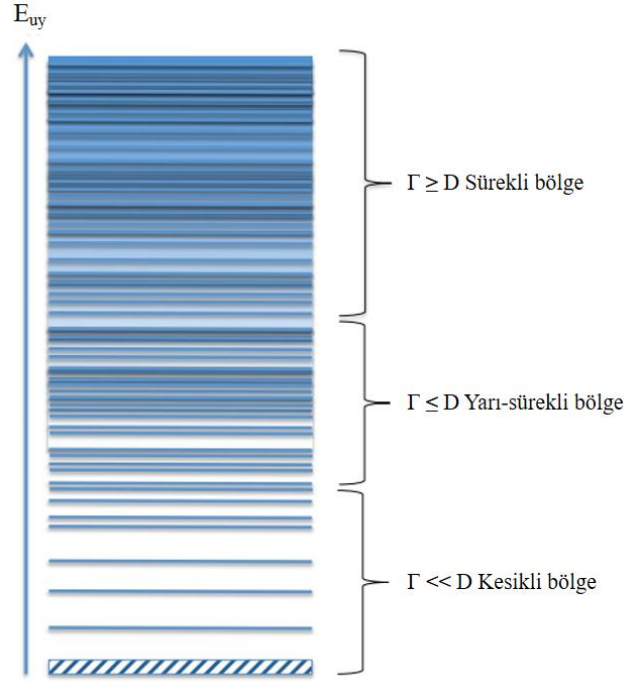
### 3. DURUM YOĞUNLUĞU VE $\gamma$ -IŞINI KUVVET FONKSİYONU

Kuantum durumlarının oldukça belirgin tanımlandığı ayrık bölge ile tekil durumların çözümlenemediği süreklilik bölgesi arasında kalan uyarılma-enerjisi bölgesi, yarı-süreklilik bölgesi olarak tanımlanmaktadır. Burada çekirdek düşük uyarılma enerjisinde düzenli bir fazdayken, enerji artırıldıkça daha düzensiz bir davranış sergilemeye başlar. Geçici bir uyarılma-enerjisi bölgesinde bulunan çekirdeği bu noktada tanımlayabilmek için genellikle durum yoğunluğu ve  $\gamma$ -ışını kuvveti gibi ortalama nicelikler kullanılmaktadır. Ayrık bölgede kuantum durumları tek tek sayılabilirken, yarı sürekli bölgede bunun yerini belirli bir uyarılma enerjisi bölmesi üzerinden ortalaması alınan durum yoğunluğu almaktadır. Benzer şekilde, düşük uyarılma enerjilerinde söz konusu olan geçiş olasılıklarının yerini de  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonu almaktadır.

#### 3.1 Durum Yoğunluğu

Belirli bir uyarılma enerjisinde, bir enerji bölmesinde ulaşılabilir olan kuantum enerji durumlarının sayısı olarak tanımlanan durum yoğunluğu, nükleer sistemin termodinamik özellikleri hakkında doğrudan bilgi vermektedir. Nükleer durumlar, durum genişliği  $\Gamma$  ile durumlar arası boşluk  $D$  arasındaki ilişkiye bağlı olarak üç bölgeye ayrılmakta olup bu durum Şekil 3.1'de gösterilmektedir. Durum genişliğinin durumlar arası boşluktan çok küçük olduğu bölge kesikli bölge, durumlar arası genişliğin durumlar arası boşluktan küçük ya da ona eşit olduğu bölge yarı sürekli bölge, durum genişliğinin durumlar arası boşluktan büyük ya da ona eşit olduğu bölge ise sürekli bölge olarak adlandırılmaktadır. Durum genişliği  $\Gamma$  ve durumlar arası boşluk  $D$  ise durum yoğunluğu ve ortalama ömre (life time) sırasıyla  $\tau = \hbar/\Gamma$  ve  $\rho = 1/D$  ifadeleriyle bağlıdır.





Şekil 3.1. Nükleer durumların durum genişliği ve durumlar arası boşluğa göre ayrıldığı bölgeler (Guttormsen vd, 2015).

Nükleer durum yoğunluğu üzerine Hans Bethe tarafından yapılan ilk teorik çalışmada çekirdek eşit aralıklı, tek parçacık yörüngelerinde birbiriyle etkileşmeden hareket eden fermiyonlardan oluşan bir gaz olarak tarif edilmiştir (Bethe, 1936).

Söz konusu çalışmada durum yoğunluğu Fermi istatistiklerinden belirlenen partisyon fonksiyonunun ters Laplace dönüşümü ile elde edilmiş olup,

$$\rho(E) = \frac{\sqrt{\pi} \exp(2\sqrt{aE})}{12 a^{1/4} E^{5/4}} \quad (3.1)$$

ifadesiyle verilmektedir. Burada  $E$  uyarılma enerjisi olup, durum yoğunluğu parametresi  $a$ :

$$a = \frac{\pi}{6} (g_p + g_n) \quad (3.2)$$

ifadesiyle verilmektedir. Bu ifadede  $g_p$  ve  $g_n$  sırasıyla protonlar ve nötronlar için tek-parçacık durum yoğunluğu parametreleri olup kütle numarası  $A$  ile orantılıdır.

Bethe'nin ifadesinden nükleer durum yoğunluğu parametresi  $a$  ile kütle numarası  $A$  arasında

$$a = \alpha A \quad (3.3)$$

şeklinde bir bağlantı olduğu ortaya çıkar. Burada  $\alpha$  sabitinin 1/8 ile 1/10 arasında olduğu deneysel verilerden belirlenmiştir.

H. Bethe'nin ifadesi durum yoğunluğunun, durum yoğunluğu parametresi ve uyarılma enerjisinin kare-köküyle orantılı olarak üssel bir artış göstereceğini tahmin etmekle doğru bir çıkarımda bulunmuştur. Söz konusu ifade, çiftlenim etkisi, kolektif yapılar, kabuk etkileri gibi etmenleri göz önüne katmamakla birlikte, niceliksel olarak doğru çıkarımlar yapmaktadır.

Gilbert ve G. Cameron (1965), bu etkileri de hesaba katarak H. Bethe'nin formülünü revize etmişlerdir. Nötron ve proton rezonans deneylerinden elde edilen durum aralıkları verileri yardımıyla hesaplanan serbest parametrelerin kullanıldığı bu ifade:

$$\rho(E) = \frac{\sqrt{\pi} \exp(2\sqrt{aU})}{12 a^{1/4} U^{5/4}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \quad (3.4)$$

şeklinde verilmektedir. Burada  $U$  kaydırılmış uyarılma enerjisi olup  $U = E - \Delta_p - \Delta_n$  ile verilir.  $\Delta_p$  ve  $\Delta_n$  sırasıyla proton ve nötronlar için çiftlenim enerjileridir. Spin kesme parametresi  $\sigma$  ise,

$$\sigma^2 = g \langle m^2 \rangle T \quad (3.5)$$

ile verilmekte olup,  $g = g_p + g_n$  ile durum yoğunluğu parametresi arasında Denklem (3.2)'deki bağlantı söz konusudur.  $\langle m^2 \rangle \approx 0.146 A^{2/3}$  olup, tek parçacık durumları için manyetik kuantum sayısının ortalama karesidir. Sıcaklık ise:

$$T = \sqrt{U/a} \quad (3.6)$$

ile verilmektedir.

0-10 MeV arasındaki uyarılma enerjileri için diğ er bir durum yoğunluğ u ifadesi sabit sıcaklık (CT) modeliyle:

$$\rho(E) = \frac{1}{T} \exp[(E - E_0)/T] \quad (3.7)$$

şeklinde ifade edilmektedir. Burada  $E$  uyarılma enerjisi olup,  $T$  ve  $E_0$  sırasıyla sabit bir sıcaklık ve enerjideki kayma miktarını ifade etmektedir.

T. V. Egidy vd.  $\Delta_p + \Delta_n$  kaymasının çok fazla olduğunu farketmiş ve bu kayma bir  $C_1$  parametresi vasıtasıyla kayma bir miktar “geri” kaydırılmıştır (1988). 1988’de ortaya koydukları bu düzeltme “Geri-Kaydırılmış Fermi Gazı” modeli (BSFG) olarak adlandırılmıştır. Bu modelde durum yoğunluğ u parametresi ve enerji kayması serbest parametreler olarak kabul edilmektedir. Böylelikle, daha geniş bir enerji aralığındaki deneysel verilerle uyum sağlanmıştır.

Egidy ve Bucuresci,  $^{19}\text{F}$  ve  $^{251}\text{Cf}$  arasındaki 310 çekirdeğ i kapsayan deney verileri üzerinde yaptıkları çalışma ile, düşük uyarılma enerji durumları ve nötron ayrılma enerjisindeki nötron rezonans boşlukları verilerini fit ederek BSFG ve CT modelleri için güncel bir durum yoğunluğ u parametresi kümesi belirlemiş ve yeni bir sistematik ortaya koymuştur (Egidy ve Bucurescu, 2005). BSFG modeli için durum yoğunluğ u ve spin-kesme parametresi sırasıyla,

$$\rho(E) = \frac{\exp(2\sqrt{a(E - E_1)})}{12\sqrt{2}\sigma a^{1/4} (E - E_1)^{5/4}} \quad (3.8)$$

ve

$$\sigma^2 = 0.0146A^{5/3} \frac{1 + \sqrt{1 + 4a(E - E_1)}}{2a} \quad (3.9)$$

ifadeleriyle verilmektedir. Durum yoğunluğu parametresi  $a$  ve enerji kayması  $E_I$  deneysel verilere fit edilecek olan serbest parametrelerdir.  $\sigma$  ifadesi ise nükleer eylemsizlik momenti için:

$$I = \frac{2 m_0 r_0^2}{5 \hbar^2} A^{5/3} \quad (3.10)$$

şeklindeki katı-cisim değerine dayanmaktadır. Burada  $m_0$  nükleonun kütlesi,  $r_0$  ise nükleer yarıçap parametresi olup, nükleer sıcaklık,

$$T = \frac{1 + \sqrt{1 + 4a(E - E_1)}}{2a} \quad (3.11)$$

ifadesiyle verilmektedir. Fermi Gaz Modeli'ne ek olarak, durum yoğunluğu hesaplamalarında kullanılan farklı modeller mevcut olmakla birlikte, çalışılan orta ağırlıktaki çekirdeklerde çok fazla serbestlik derecesi olduğu için, söz konusu çekirdekleri bu modellerle çalışmak oldukça zordur. Yine de, bu modellerle durum yoğunluğu hesaplamaları yapılmış, örneğin bunların en başarılısı olan Monte Carlo metodu ile (Alhassid vd., 1996; Nakada ve Alhassid, 1997; Alhassid vd., 2003; Alhassid vd., 2007) ve Hartree-Fock -Bogoliubov artı Kombinatoriyel model (Goriely vd., 2008) ile hesaplamalar gerçekleştirilmiştir. Ancak bu hesaplamalar kullanılan bilgisayarların hesaplama kapasitesi ve henüz iç dinamikleri tam olarak bilinmeyen nükleon-nükleon etkileşimleri ile kısıtlanmaktadır.

Nükleer durum yoğunluğunu çıkartmak için parçacık buharlaştırma (Vonach ve Huizenga, 1966) ve iki-basamaklı kaskat metodu (Hoogenboom, 1958) gibi iyi bilinen farklı metotlar da mevcuttur. Ancak söz edilen ilk metotta optik model parametrelerinin, ikincisinde ise gama-ışını kuvvet fonksiyonunun bir modelinin bilinmesi gerekmektedir.

Ayrıca, 200 MeV ve 56 MeV enerjili ( $p, p'$ ) ve ( $e, e'$ ) demetlerinin kullanıldığı yüksek-enerjili hafif-iyon reaksiyonlarının çalışıldığı bir yöntemle ayrık durumlar hakkında bilgi edinmeyi amaçlayan yeni bir metot geliştirilmektedir (Kalmykov vd., 2007). Ancak

bu metodun dezavantajlarından biri, durum aralıklarının deneysel çözünürlük ile aynı olması ya da çözünürlükten daha büyük olmasıdır.

### 3.2 Gama-Kuvvet Fonksiyonu

Gama-kuvvet fonksiyonu  $f_{XL}(E_\gamma)$ , uyarılmış bir çekirdeğin ortalama elektromanyetik özelliklerinin bir ölçüsüdür (Bartholomev vd., 1972). L multipolaritesinde, X elektrik ya da manyetik tipinde, bir  $i$  ilk durumundan,  $f$  son durumuna geçiş için kuvvet fonksiyonu  $f_{XL}$ ,

$$f_{XL}(E_\gamma) = \frac{\langle \Gamma_{\gamma l} \rangle}{(E_\gamma^{2L+1} D_l)} \quad (3.12)$$

ifadesiyle tanımlanmıştır. Burada  $\langle \Gamma_{\gamma l} \rangle$  ortalama ışınımsal genişlik,  $D_l$  ise  $l$ -dalgası rezonansları için rezonans boşluğu olup, Denklem 3.12’de verilen ifade  $\gamma$ -bozunumunun “aşağı yönlü” kuvvet fonksiyonunu vermektedir.

“Yukarı yönlü” kuvvet fonksiyonu ise ortalama foto-emilim tesir kesiti  $\langle \sigma_{XL}(E_\gamma) \rangle$ ’nin son durumların tüm olası spinleri üzerinden toplanması ile elde edilmekte olup,

$$f_{XL}(E_\gamma) = \frac{1}{(2L + 1)(\pi \hbar c)^2} \frac{\langle \sigma_{XL}(E_\gamma) \rangle}{E_\gamma^{2L-1}} \quad (3.13)$$

ifadesiyle verilmektedir (RIPL, 2013; Lone, 1986). Fermi’nin Altın Kuralı ve detaylı denge prensibine göre, aynı durumlar işgal edildiği takdirde, “yukarı” ve “aşağı” yönlü  $\gamma$ -ışınları birbirlerini sağlamak durumundadırlar.

$\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonu  $f_{XL}(E_\gamma)$ ,  $\gamma$ -ışını geçiş katsayısı  $\mathcal{T}_{XL}$ ’ye

$$\mathcal{T}_{XL}(E_\gamma) = 2\pi E_\gamma^{(2L+1)} f_{XL}(E_\gamma) \quad (3.14)$$

ifadesiyle bağlıdır (Kopecky, 1990). Bu nedenle,  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonları nükleer reaksiyonlarda  $\gamma$  yayınlanma kanallarının tanımlanmasında önemli rol teşkil etmektedirler.

Bir  $\gamma$ -ışını yayınlanmasıyla bozunma durumunda toplam açısal momentumun korunması gerektiği için çekirdeğin kaybettiği açısal momentumu  $\gamma$ -ışını taşıyacaktır. Bu açısal momentum,  $L$  açısal momentum için kuantum sayısı olmak üzere  $L\hbar$  kadardır. Burada  $L=1,2,3\dots$  şeklinde tam sayı olup,  $L=1$  dipol,  $L=2$  kuadropol,  $L=3$  oktopol polarite anlamına gelmektedir. Ayrıca radyasyonun paritesi, elektrik ve manyetik multipol radyasyonu arasındaki ayrımı belirlemektedir.  $L$  çift ise elektrik multipol radyasyonu çift pariteye,  $L$  tek ise manyetik multipol radyasyonu çift pariteye sahip olur.

Toplam  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonu, kuvvetlerin tüm olası polariteler üzerinden toplamını kapsamaktadır.  $L$  açısal momentumu arttıkça farklı multipol ışınım olasılığı dramatik şekilde azalmaktadır. Genel olarak,  $L+1$  multipolariteli bir foton yayınlanma olasılığı,  $L$  multipolariteli bir foton yayınlanma olasılığının  $10^{-6}$  katıdır. Bu nedenle dipol ışınımı kuvvet fonksiyonunu domine etmektedir. Ayrıca, elektrik multipol ışınımı yayınlanma olasılığı, manyetik multipol ışınımı yayınlanma olasılığından yaklaşık  $10^2$  kat fazladır.

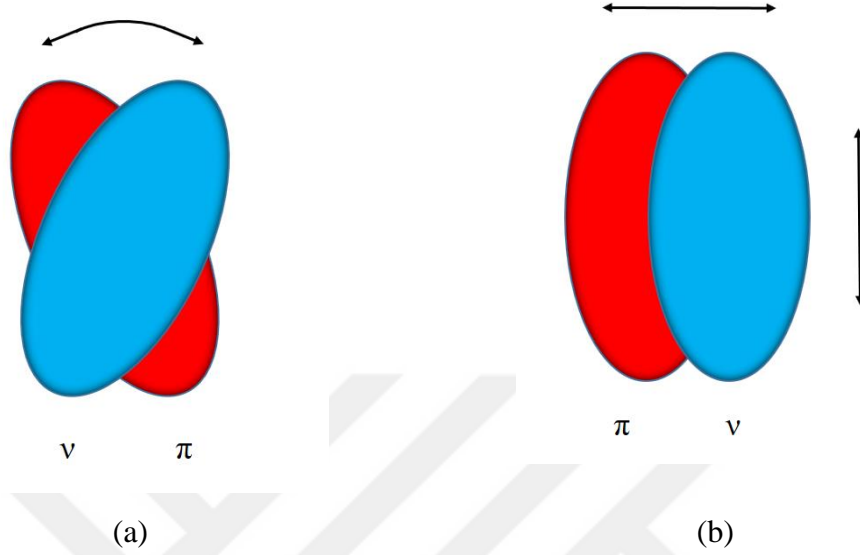
### 3.2.1 Pygmy Rezonansı

Pygmy rezonansı, Dev Elektrik Dipol Rezonansı (GEDR) altındaki enerjilerde görülen, yarı-sürekli  $\gamma$ -ışını spektrumundaki istatistiksel olmayan özellikleri belirten bir ifadedir. Nadir toprak elementlerinde pygmy rezonansı yaklaşık olarak 3 MeV civarında merkezlenmiştir ve  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonunda küçük bir tümsek olarak kendini göstermektedir. 3 MeV'lik pygmy rezonansı genellikle

$$f_{py}(E_\gamma) = \sigma_{py} \left( 1 + \frac{(E_\gamma^2 - E_{py}^2)^2}{E_\gamma^2 \Gamma_{py}^2} \right)^{-1} \quad (3.15)$$

şeklindeki bir  $f_{py}(E_\gamma)$  Lorentz fonksiyonu ile parametrize edilmektedir (Voinov vd., 2001). Burada  $\sigma_{py}$ ,  $E_{py}$  ve  $\Gamma_{py}$  pygmy rezonansının sırasıyla kuvvetini, merkezini ve genişliğini

temsil etmektedir.  $E_\gamma$  parametresi ise  $\gamma$ -ışınının enerjisini verir. Tüm bu parametreler, deneysel verilere fit yapılarak belirlenmektedir.



Şekil 3.2. (a) Makas modunun, (b) Dev dipol rezonansının gösterimi.

Oslo Grubu, nadir toprak izotoplarında 3 MeV'deki pygmy rezonansının makas modundan kaynaklanma olasılığını araştırmış olup, pygmy rezonansının M1 multipolaritesi olduğunu ortaya koymuştur (Schiller vd., 2004). Bu rezonansa, protonlarla nötronların birbirlerine göre bir makasın bıçakları gibi hareket ettikleri düşünülmektedir. "Makas rezonansı" ifadesi Şekil 3.2.a'da da gösterilmekte olan bu geometrik yorumdan kaynaklanmaktadır.

### 3.2.2 Dev Elektrik ve Manyetik Dipol Rezonansı

Dev Elektrik Dipol Rezonansı (GEDR), orta ağırlıktaki ve ağır çekirdeklerdeki 12-14 MeV aralığındaki  $\gamma$ -ışını enerjilerinde gözlenmektedir. Geometrik olarak protonlarla nötronların birbirlerine karşı Şekil 3.2.b'de görüldüğü gibi, yatay ve dikey düzlemdeki hareketleri olarak tanımlanmaktadır.

Brink-Axel hipotezine göre uyarılmış durumlar üzerine kurulan kolektif uyarılmalar, taban durum üzerine uyarılmalar ile aynı özelliklere sahiptir (Brink, 1955; Axel, 1962). Bu

durumda,  $\gamma$ -bozunumu son durumun sıcaklığına değil, yalnızca  $\gamma$ -ışını enerjisi  $E_\gamma$ 'ya bağlıdır ve sonuç olarak GEDR,

$$F_{E1}(E_\gamma) = \frac{1}{3(\pi\hbar c)^2} \frac{\sigma_{E1}\Gamma_{E1}^2 E_\gamma}{(E_\gamma^2 - E_{E1}^2) + \Gamma_{E1}^2 E_\gamma^2} \quad (3.16)$$

ifadesiyle belirtilen Lorentzian şekline sahiptir (RIPL 3, 2018). Burada  $\sigma_{E1}$ ,  $\Gamma_{E1}$  ve  $E_{E1}$  GEDR'nin sırasıyla kuvvetini, genişliğini ve merkez enerjisini temsil eder. Bu ifade, orta ağırlıktaki ve ağır çekirdeklerde merkeze yakın GEDR için iyi bir tahminde bulunsa da düşük uyarılma bölgesinde Denklem 3.16 ile tahmin edilen  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonu gözlenen değerden daha düşüktür. Bu çalışmada  $\gamma$ -ışını kuvveti hesaplamalarında S. G. Kadenskii, V. P. Markushev ve V. I. Furman (KMF modeli) tarafından geliştirilen bir metod uygulanmıştır (Kadenskii vd., 1983). Bu modelde,

$$F_{E1}^{KMF}(E_\gamma) = \frac{1}{3(\pi\hbar c)^2} \frac{0.7\sigma_{E1}\Gamma_{E1}^2 E_\gamma (E_\gamma^2 + 4\pi^2 T_f^2)}{E_{E1} (E_\gamma^2 - E_{E1}^2)^2} \quad (3.17)$$

ifadesinden de görüleceği üzere,  $T_f$  son durumları üzerinde bir sıcaklık bağımlılığı mevcuttur. KMF modeli bu teze konu olan çalışmanın yapıldığı alan olan düşük enerji bölgesini açıklamak için oldukça başarılı sonuçlar vermektedir. Bunun yanında, sıcaklık bağımlılığı Brink-Axel hipotezi ile çelişmekle birlikte, çalıştığımız bölgede sıcaklığın sabit kaldığı varsayıldığı için bu ihlal gözardı edilebilmektedir.

GEDR için çizilen Şekil 3.2.b'de yatay ve dikey oklarla belirtildiği üzere, deforme çekirdeklerde proton ve nötronların birbirlerine karşı titreştiği iki farklı eksen bulunmaktadır. Bu da, değerlendirilen enerji bölgesine bağlı olarak, GEDR'nin Denklem 3.16 ya da 3.17 ile ifade edilen iki fonksiyonla parametrize edildiği bir ayrılmaya sebep olmaktadır.

$\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonunda bir Dev Manyetik Dipol Rezonansı (GMDR) da görülmekte olup, bu rezonansın spin-flip M1 rezonansı tarafından yönetildiği düşünülmektedir (Kadenskii vd., 1983). Bu durumda,



$$F_{M_1}(E_\gamma) = \frac{1}{3(\pi\hbar c)^2} \frac{\sigma_{M_1} \Gamma_{M_1}^2 E_\gamma}{(E_\gamma^2 - E_{M_1}^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_{M_1}^2} \quad (3.18)$$

ile ifade edilen bu rezonansa  $\sigma_{M_1}$ ,  $\Gamma_{M_1}$  ve  $E_{M_1}$  sırasıyla rezonansın kuvvetini, genişliğini ve merkez enerjisini temsil etmektedir.



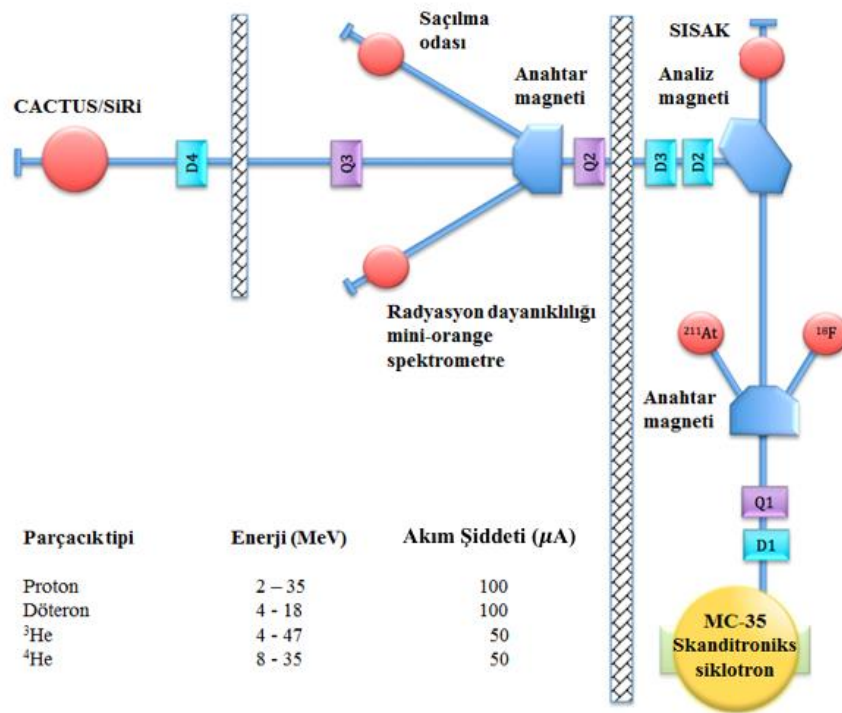
## 4. DENEY DÜZENEGİ VE VERİLERİN ELDE EDİLMESİ

### 4.1 Oslo Siklotron Laboratuvarı

Oslo Siklotron Laboratuvarı'nın merkezinde atmalı iyon demeti sağlayan MC-35 Scanditronix marka siklotron bulunmaktadır.  $^{148,150}\text{Nd}$  izotopları üzerine 13.5 MeV enerjili ve 1 nA yoğunluklu döteron demeti gönderilerek gerçekleştirilen deneylerin ardından, tezin ilerleyen bölümünde anlatılan Oslo Metodu kullanılarak ilgili deneyde elde edilen verilerin ( $d,p\gamma$ ) reaksiyon kanalları çalışılmıştır.

#### 4.1.1 Deney düzeneği

Oslo Siklotron Laboratuvarı'nın kurulumu Şekil 4.1'de gösterilmektedir. İki bölümden oluşan laboratuvarın iç kısmında Scanditronix MC-35 siklotronu yer alırken, kurşun destekli beton duvarla ayrılan bölümde ise CACTUS ve SiRi detektörleri ve içlerinde de hedefin yer aldığı tutucu bulunmaktadır. Siklotron tarafından sağlanan demet, hızlandırıldıktan sonra, birkaç dipol ( $D_i$ ) ve kuadrupol ( $Q_i$ ) mıknatısları vasıtasıyla odaklanıp bükülerek, parçacık ve gama detektörleriyle hedefin yer aldığı bölüme yönlendirilmektedir.



Şekil 4.1. Oslo Siklotron Laboratuvarı'nın şeması (Guttormsen, 2011).

Bu tezde kullanılan veri elde etme metodu  $^{148}\text{Nd}(d,p\gamma)^{149}\text{Nd}$  ve  $^{150}\text{Nd}(d,p\gamma)^{151}\text{Nd}$  reaksiyonlarında oluşan yüklü parçacıkların ve  $\gamma$ -ışınlarının aynı anda ölçülmesine dayanmaktadır. Çalışmaya konu olan Nd izotoplarına ait fiziksel bilgiler ve çalışılan reaksiyonlar sırasıyla Çizelge 4.1 ve 4.2'de yer almaktadır.

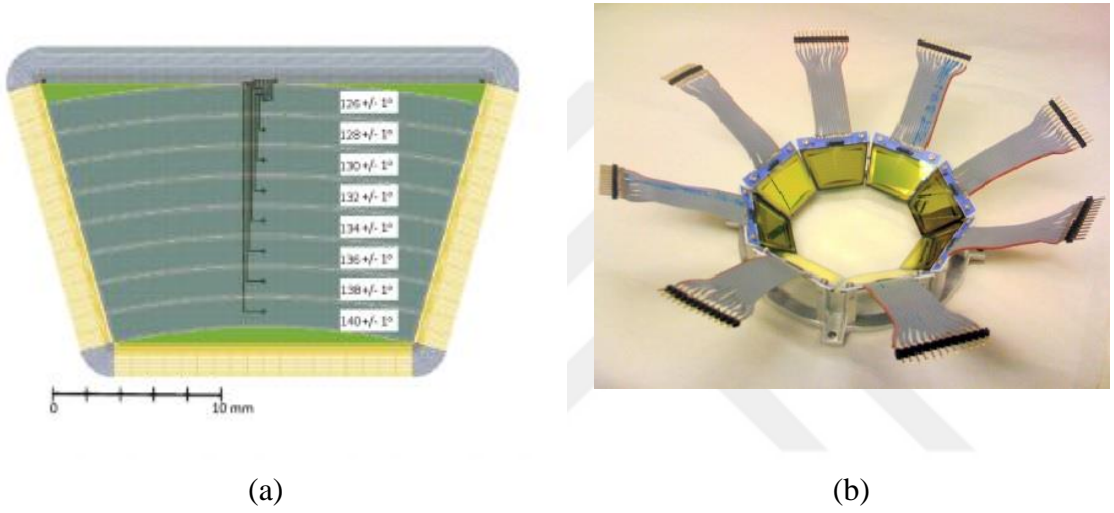
Çizelge 4.1. Deneilerde kullanılan hedefler ve fiziksel özellikleri.

Hedef İzotop	Kimyasal Formu	Zenginleştirme	Boyutları
$^{148}\text{Nd}$	Neodimium Oksit	% 95.44	2cm x 2cm x 2mg/cm <sup>2</sup>
$^{150}\text{Nd}$	Neodimium Oksit	% 97.56	2cm x 2cm x 2mg/cm <sup>2</sup>

Çizelge 4.2. Deneilerde çalışılan reaksiyonlar ve elde edilen çekirdekler.

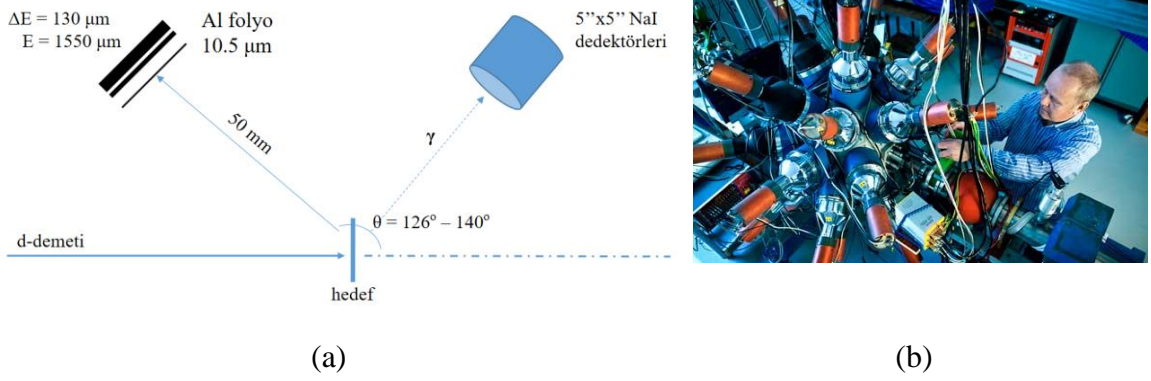
Hedef İzotop	Reaksiyon	Elde Edilen Çekirdek
$^{148}\text{Nd}$	$^{148}\text{Nd}(d,p\gamma)^{149}\text{Nd}$	$^{149}\text{Nd}$
$^{150}\text{Nd}$	$^{150}\text{Nd}(d,p\gamma)^{151}\text{Nd}$	$^{151}\text{Nd}$

Reaksiyonlarda hedeften saçılan yüklü parçacıkların enerjilerini ölçmek için Şekil 4.2.a'da yer alan SiRi parçacık detektör halkası kullanılmıştır (Guttormsen vd., 2011). SiRi'yi oluşturan sekiz detektör çipinin her biri sekizer adet ince ( $\sim 130 \mu\text{m}$ ) silikon yastıktan oluşmaktadır. Parçacıklar ilk olarak bu yastıklara çarpmakta ve enerjilerinin bir kısmını burada kaybetmektedir. Bu nedenle, bu detektörler  $\Delta E$  detektörleri olarak adlandırılmaktadırlar.  $\Delta E$  detektörlerinin ardından, görece daha kalın olan ( $\sim 1550 \mu\text{m}$ ) E detektörleri yer almakta olup, bu detektörler kalan enerjisinin tamamını soğurarak parçacığı durdurmaktadırlar.



Şekil 4.2. SiRi parçacık detektörü. (a) Farklı açılarda konumlandırılan sekiz  $\Delta E$  detektörünün yer aldığı silikon çip. (b) Bağlantı düzenekleriyle beraber sekiz silikon detektörün yer aldığı SiRi parçacık detektörü.

SiRi detektör sisteminde  $8 \times 8 = 64$   $\Delta E$ -E detektörü yer almakta olup, bu detektörler  $126^\circ$ - $140^\circ$  arasını kapsamaktadır. Döteron demeti hedefin içinden geçerken,  $\delta$ -elektronu adı verilen çok sayıda düşük enerjili elektron ortaya çıkmaktadır. Bu elektronları engelleyerek, sebep oldukları istenmeyen sinyalleri önlemek için tüm detektörlerin önünde,  $10.5 \mu\text{m}$  kalınlığında bir alüminyum folyo yer almaktadır. SiRi detektör sisteminin demete ve hedefe göre konumu Şekil 4.3a'da yer almaktadır.



Şekil 4.3. OCL detektör sistemi (a) Döteron demeti, CACTUS ve SiRi'nin yer aldığı detektör sisteminin şematik gösterimi. (b) CACTUS detektör sistemi.

Kurşunla kolime edilmiş 26 NaI(Tl) kristalinden oluşan CACTUS detektör sistemi SiRi parçacık detektörü sisteminin etrafını çevrelemekte olup, yayımlanan  $\gamma$ -radyasyonunu detekte etmek için kullanılır (Guttormsen vd., 1990). CACTUS detektör dizisinde yer alan her bir kristal 5''x5'' boyutunda olup, Şekil 4.3.b'de görüldüğü üzere küresel bir şekilde SiRi parçacık detektör sistemini ve hedefin yer aldığı çerçevenin etrafını kaplamaktadır. Detektör sisteminde, indirgenmiş çap  $r=3.5$  cm, hedefle detektörler arasındaki mesafe  $R=22$  cm ve detektör sayısı  $N=26$  olmak üzere, NaI(Tl) detektörleri tarafından kaplanan toplam katı açı  $\Omega = \frac{N\pi r^2}{4\pi R^2} = 16.5\%$  olarak hesaplanmaktadır.

## 4.2 Enerji Kalibrasyonu ve Parçacıkların Ayırt Edilmesi

### 4.2.1 Parçacık detektörleri

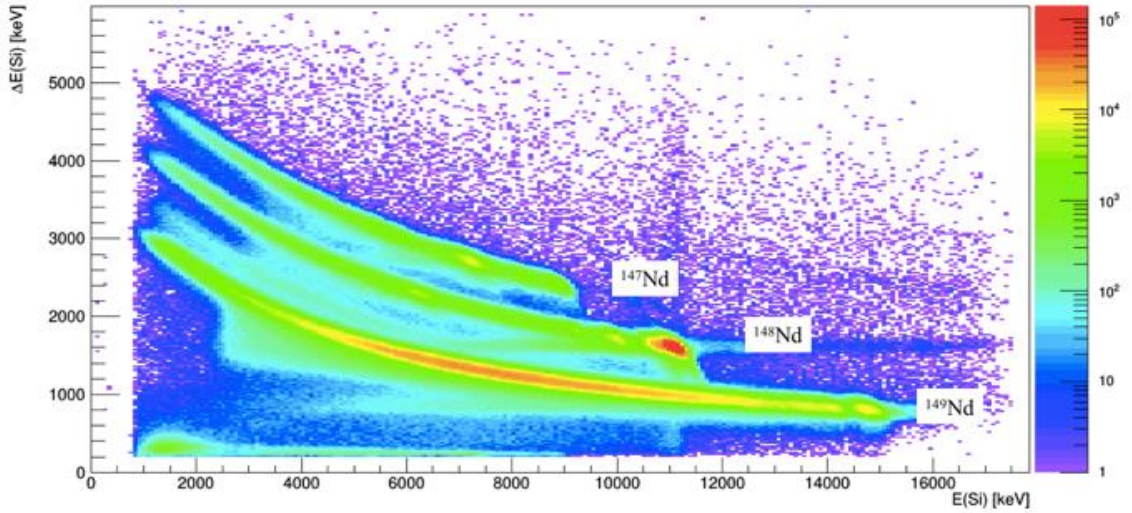
Hedef çekirdeğin döteron demetiyle bombardıman edilmesi sonucunda çeşitli reaksiyonlar gerçekleştiğinden dolayı, analiz sürecinde aynı reaksiyondan gelen parçacık- $\gamma$  çakışmalarını elde etmek gerekmektedir. Bunu yapmak için de, yüklü parçacıkların detektör malzemesindeki erim mesafeleri kullanılır. Bu aşamada, yüklü parçacıkların malzeme içinde ilerlemesiyle ilgili hesaplamalarda kullanılan,

$$\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta} \left[ \ln \left( \frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{maks}}{I^2} - 2\beta \right) \right] \quad (4.1)$$

şeklindeki Bethe-Bloch formülü devreye girmekte olup (Leo, 1994), burada kullanılan değişkenler şöyledir:

$N_a$	Avogadro sayısı	$z$	Parçacığın yükü
$r_e$	Elektronun yarıçapı	$\beta$	$v/c$
$m_e$	Elektronun kütlesi	$\gamma$	$1/\sqrt{1-\beta^2}$
$c$	Işık hızı	$v$	Parçacığın hızı
$\rho$	Materyalin yoğunluğu	$W_{maks}$	Bir çarpışmadaki maksimum enerji transferi
$A$	Materyalin kütle numarası	$I$	Ortalama uyarılma potansiyeli

Eğer E detektöründe depolanan enerjiye karşı  $\Delta E$  detektöründe depolanan enerjinin grafiğini çizicek olursak, Şekil 4.4’de yer alan muz formasyonuna ulaşırız.



Şekil 4.4. SiRi'nin ön ve arka detektörlerinde depolanan enerjiler.

Bu aşamada, her bir parçacık detektörünün kalibre edilmesi gerekmektedir. SiRi detektöründen okunan “kn” kanal numarasıyla gerçek enerji değeri E arasında doğrusal bir korelasyon olduğu varsayılır. Denklem 4.2’de  $a_0$  enerji kayması,  $a_1$  ise enerji kazanımı olarak ifade edilir.

$$E = a_0 + a_1 \times kn \quad (4.2)$$

Eğer her bir spektrumda, bilinen enerjiler gibi iki kalibrasyon noktası varsa, bu katsayılar belirlenebilir. Enerji kalibrasyon noktalarını elde etmek için Bethe-Bloch denklemi kullanılmaktadır. Siklotron tarafından sağlanan demetin enerjisi bilindiği için, hedefteki ve detektörlerdeki enerji kaybını hesaplamak mümkündür. Bu aşamada dikkat edilmesi gereken nokta, atımın hedefte ilerlediği mesafenin, saçılma açısı  $\theta$ 'ya bağlı olduğudur. Bu durumda, bir şeritte yer alan sekiz detektörden her biri az da olsa farklı değerlerde enerji depolayacaktır.  $^{148}\text{Nd}$  ve  $^{150}\text{Nd}$  hedef çekirdekleri döteron demetinden çok daha ağır olduğu için açığa bağlı olan geri tepme enerjisi ihmal edilebilir. Son olarak,  $a + X \rightarrow Y + b$  şeklindeki tüm inelastik reaksiyonlar için saçılan parçacık enerjisine,

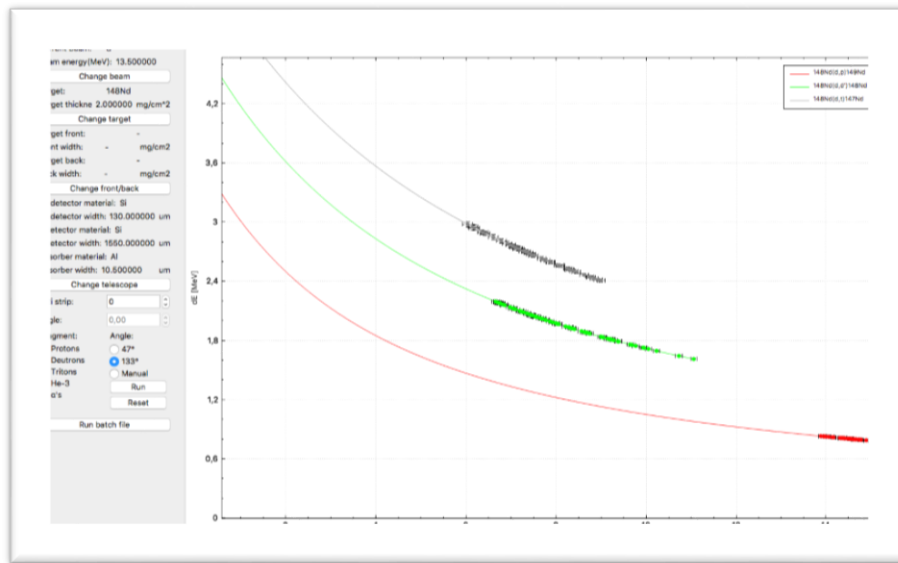
$$Q = (m_a + m_X - m_Y - m_b)c^2 \quad (4.3)$$

Q değeri eklenmelidir. Burada  $m_a$  hedefe gönderilen parçacığın kütlesi (döteron),  $m_X$  hedef çekirdeğin kütlesi,  $m_Y$  reaksiyon sonucunda oluşan çekirdeğin kütlesi,  $m_b$  ise saçılan parçacığın kütlesidir.

#### 4.2.2 Kalibrasyon

Detektör malzemesinden ve veri elde etmek için kullanılan elektronik sistemden kaynaklanan üretimsel kavramlar sebebiyle detektör tepkilerinde küçük farklılıklar olması kaçınılmazdır. Bu nedenle, deneysel enerji spektrumunu hizalamak için, her bir detektörde ölçülen veriler kalibre edilmelidir. Ayrıca “yürüme” adı verilen etkileri düzeltmek ve elde edilen verileri ilgilendiğimiz reaksiyonlara göre sınıflandırmak gerekmektedir.

Ölçülen parçacık enerjisi spektrumunun kalibrasyonu,  $\Delta E/E$  grafiklerinin,  $Q_{\text{kinz}}$  yazılımı (OCL, 2018) kullanılarak hesaplanan teorik değerlere fit edilmesi ile gerçekleştirilmektedir. Bethe-Bloch ifadesine dayalı olarak hesap yapan bu yazılım, detektör özellikleri, hedefe gönderilen parçacığın türü ve enerjisi, hedef çekirdeğin türü ve hedef folyosunun kalınlığı gibi değişkenleri kullanarak gerekli hesaplamaları yapmaktadır. Tez çalışmalarını oluşturan deneylerden biri olan  $^{148}\text{Nd}(d,p\gamma)$  deneyinde analizleri yapılan reaksiyonlar için hesaplanan değerlerin grafiği Şekil 4.5'te gösterilmektedir. Deneysel verilerde, Çizelge 4.1'de gösterilen enerjilere karşılık gelen pikler kalibrasyon esnasında referans noktaları olarak kullanılmıştır.



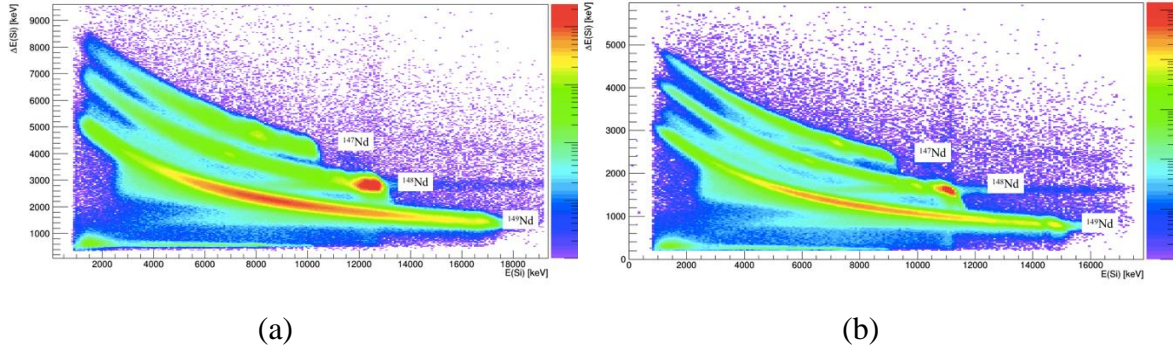
Şekil 4.5.  $^{148}\text{Nd}(d,p\gamma)$  reaksiyonu için Qkinz yazılımı ile elde edilen “muz” formasyonu ve yazılımın arayüzü.

Çizelge 4.3.  $^{148}\text{Nd}(d,p\gamma)$  reaksiyonu için Qkinz yazılımı ile hesaplanan kalibrasyon noktaları.

Halka	$\Theta$	$E(d,p)$ [keV]	$E(d,d)$ [keV]	$\Delta E(d,p)$ [keV]	$\Delta E(d,d)$ [keV]
0	140°	14909.2	11057.3	788.3	1610.5
1	138°	14918.3	11071.7	785.1	1603.5
2	136°	14926.6	11084.1	782.9	1598.6
3	134°	14933.9	11094.5	781.7	1595.8
4	132°	14940.5	11102.7	781.4	1594.9
5	130°	14946.0	11108.9	782.1	1596.3
6	128°	14950.7	11112.9	783.8	1599.6
7	126°	14954.3	11114.7	786.5	1605.1

Kalibrasyon işlemi esnasında, Denklem 4.2’de bulunan  $a$  ve  $b$  katsayılarını belirlerken deneysel verinin referans piklerindeki uyarılma enerjisinin Qkinz kullanılarak hesaplanan teorik değerlerle örtüşmesine dikkat edilir. Bu durum hem  $\Delta E$  hem de  $E$  eksenleri için geçerlidir. İyi bir kalibrasyon elde edebilmek için taban durumuna karşılık gelen pikler referans noktası olarak seçilmelidir.  $^{148}\text{Nd}(d,p\gamma)$  reaksiyonu için kalibrasyondan önce ve sonra  $\Delta E - E$  grafikleri Şekil 4.6’da yer almaktadır.





Şekil 4.6.  $^{148}\text{Nd}(d,p\gamma)$  reaksiyonu için (a) kalibrasyondan önce, (b) kalibrasyondan sonra  $\Delta E - E$  grafikleri.

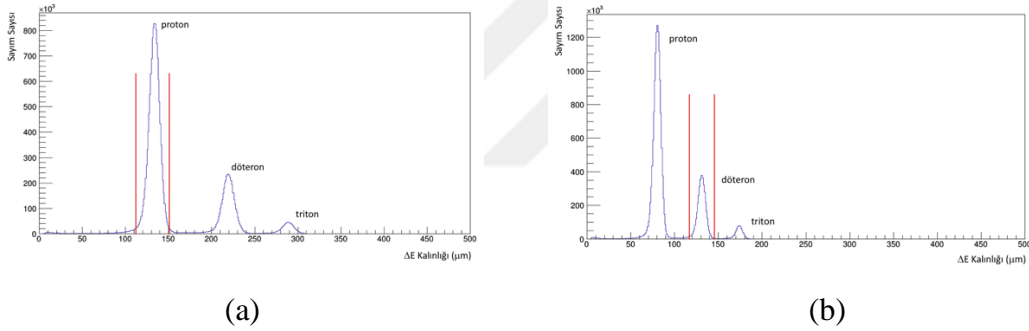
Elde edilen verileri  $\Delta E - E$  grafikleri şeklinde düzenlemenin avantajı,  $T_{top} = \Delta E + E$  toplam enerjisini ölçmenin yanında, farklı parçacıkları ayırt etmeye imkân tanımasıdır. Bethe-Bloch ifadesine göre detektörde depolanan enerji, kütle ve yüke bağlıdır ve  $\Delta E$  detektörleri bu farkı vermektedir. Bir başka ifadeyle,  $\Delta E$  detektörleri esasen Denklem 4.1'in sol tarafını, yani  $-dE/dx$ 'i ölçmektedir. Böylelikle, hedeften saçılan parçacık üzerine geçit açılarak farklı reaksiyonlar seçilebilmektedir.

$\gamma$ -ışını enerji spektrumunun kalibrasyonu, deneysel spektrumdaki piklerin bilinen değerlerle kıyaslanması NNDC'den alınan verilerle Denklem 4.2'nin kullanılması ile gerçekleştirilmektedir. Kalibrasyon için yapılan  $(d,p)^{29}\text{Si}$  deneyi vasıtasıyla  $^{29}\text{Si}$  çekirdeğinin uyarılmış durum enerjileri elde edilmiş, bu enerjiler literatürde verilen durum enerjileri ile karşılaştırılarak gama detektörlerinde meydana gelen kazanım ve kaymalar hesaplanmış ve bu değerler  $^{149,151}\text{Nd}$ 'nin gama ışını kalibrasyonu için kullanılmıştır.

Şekil 4.6.b'de kalibrasyondan sonra elde edilen muz formasyonu gösterilmektedir. Hedeften saçılan parçacığa en fazla enerji transferi, kız çekirdek taban durumunda kaldığı zaman gerçekleşmektedir. Bu durum muz formasyonunun en sağındaki noktaya işaret etmekte olup, kalibrasyon için en kullanışlı nokta burasıdır. İyi istatistiklerden dolayı  $^{148}\text{Nd}(d,d')^{148}\text{Nd}$  reaksiyonunda  $^{148}\text{Nd}$  çekirdeğinin taban durumu kalibrasyon noktası olarak seçilmiştir.

### 4.2.3 Parçacıkların ayırt edilmesi

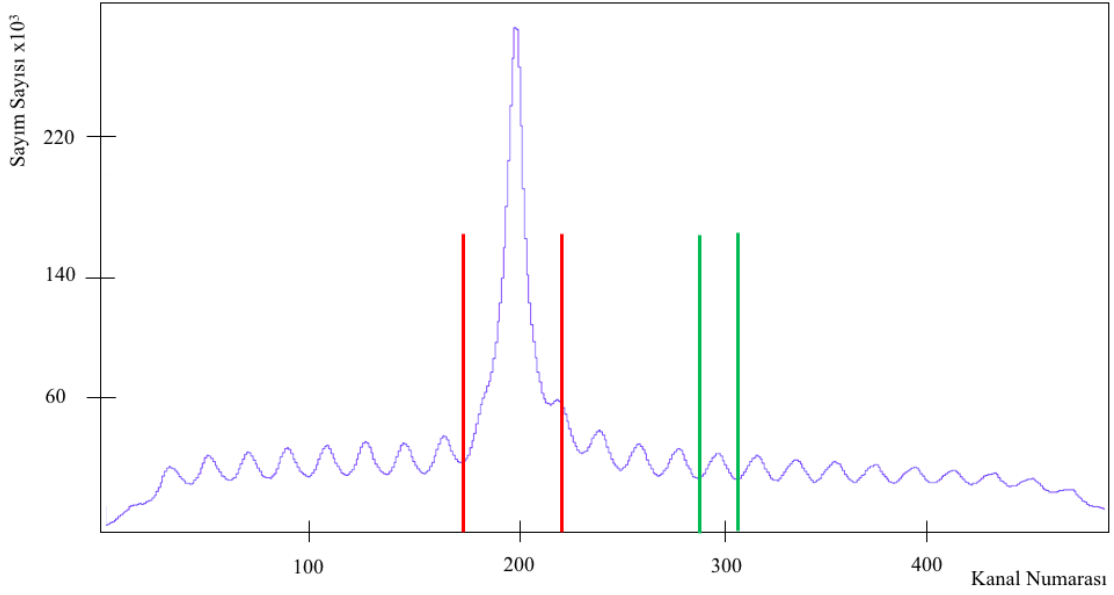
Analiz sonucunda çalışmak istediğimiz çekirdekler  $^{149,151}\text{Nd}$  çekirdekleri olduğu için, yapılan deney sonucunda elde edilen verilerden  $(d,p)$  reaksiyonuna ait olanlarını seçmemiz gerekmektedir. Bu noktada yine Bethe-Bloch formülünden, ancak bu sefer bir anlamda tersten, kalibre edilmiş olan parçacık spektrumunu girdi verisi olarak kullanmak suretiyle yararlanılmaktadır.  $\Delta E$  detektörünün protonlar ve döteronlar için görünen kalınlığı Şekil 4.7a ve 4.7b’de gösterilmiştir.  $(d,p\gamma)$  ve  $(d,d'\gamma)$  reaksiyonuna ait olaylar yaklaşık olarak 130  $\mu\text{m}$  civarındaki kalınlıkta gerçekleşecektir. Bu nedenle, spektrum verileri üzerinde 120-150  $\mu\text{m}$  arasına bir geçit uygulanarak döteron ve proton kanalları çalışlabilmektedir. Teze konu olan  $^{149,151}\text{Nd}$  izotoplarını çalışabilmek için,  $^{148}\text{Nd}$  ve  $^{150}\text{Nd}$  ile yapılan deneyler sonucunda elde edilen verilerin proton kanallarına geçitler atılarak  $(d,p)$  reaksiyonları çalışılmış ve  $^{149,151}\text{Nd}$  izotoplarına ait veriler elde edilmiştir.



Şekil 4.7.  $^{148}\text{Nd}(d,x\gamma)$  deneyi için SiRi kalınlık spektrumları. Kırmızı çizgiler geçitlerin (a)  $(d,p\gamma)$  ve (b)  $(d,d'\gamma)$  reaksiyonlarını süzmek için konulduğunu göstermektedir.

### 4.3 Gerçek ve Rasgele Çakışmalar: Zaman Kalibrasyonu

$\gamma$ -ışınlarıyla parçacıklar arasındaki çakışmalar bir zaman-dijital dönüştürücü (TDC) ile kaydedilmektedirler. SiRi'nin bir parçacığı detekte etmesi ile bir başlangıç sinyali ve CACTUS'te yer alan bir NaI(Tl) detektörünün bir  $\gamma$ -ışını kaydetmesiyle bir dur sinyali verilmektedir. Her bir zaman bölmesinin yaklaşık 2.4 ns olduğu tipik bir TDC spektrumu Şekil 4.8'de gösterilmektedir.



Şekil 4.8.  $^{148}\text{Nd}(d,x\gamma)$  reaksiyonu için TDC spektrumu.

Dur sinyali yaklaşık olarak 200 bölme gecikmeli gelmektedir. Bu zaman aralığı siklotronun demet atımı periyodundan fazla olduğu için gerçek ve rastgele çakışmaları ayırt etmemiz gerekmektedir. Şekil 4.7’de 200. bölme civarında bulunan güçlü pik, verilen bir demet atımı için gerçek ve rastgele çakışmaları içermektedir. Aynı şekilde, ilk demetin atımından bir süre sonra, seçilmiş olan eşit genişlikteki bir aralıkta (280-310. bölmeler arası) rastgele çakışmalar yer almaktadır. Gerçek olayları süzebilmek için, gerçek ve rastgele çakışmaların bulunduğu aralıktan (190-220 arası), rastgele çakışmaların olduğu aralık (280-310 arası) çıkarılmalıdır.

Veri elde etme sisteminde, zaman-dijital dönüştürücüleri başlatan ve sonlandıran elektronik sinyaller ön kenar ayırıcıları (leading edge discriminator) ile işlenmektedir. Kaydedilen sinyallerin LED eşliğinden yükselme zamanları sinyalin genliğine bağlı olarak değişebilmektedir. Yüksek enerjili olaylar, düşük enerjili olaylara kıyasla daha yüksek sinyal genliğine sahiptir. Sonuç olarak, yüksek enerjili sinyaller, ayırıcıyı düşük enerjili sinyallerden daha önce geçecektir. “Yürüme” adı verilen bu etki, aynı anda gerçekleşen yüksek ve düşük enerjili olayların farklı zamanlarda detekte edilmesi anlamına gelmektedir. Sinyalin genliğine bağlı olan bir zamanlama farkı olan bu durum, zamanlama bilgisini doğru bir kesinlikte elde etmeyi zorlaştırır.

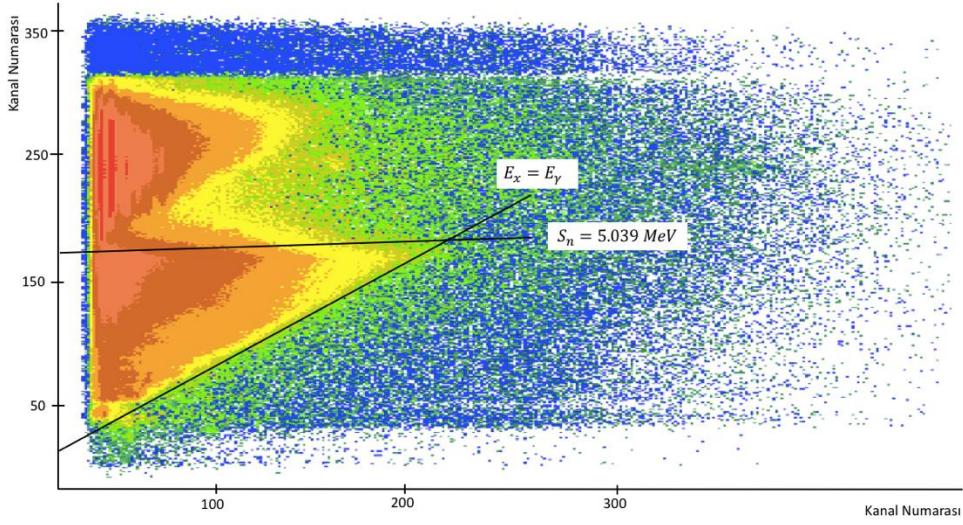
Yürüme etkisi, enerji-zaman matrisine,

$$t(E) = t_0 + \frac{a_1}{E + a_2} + a_3 \cdot E \quad (4.4)$$

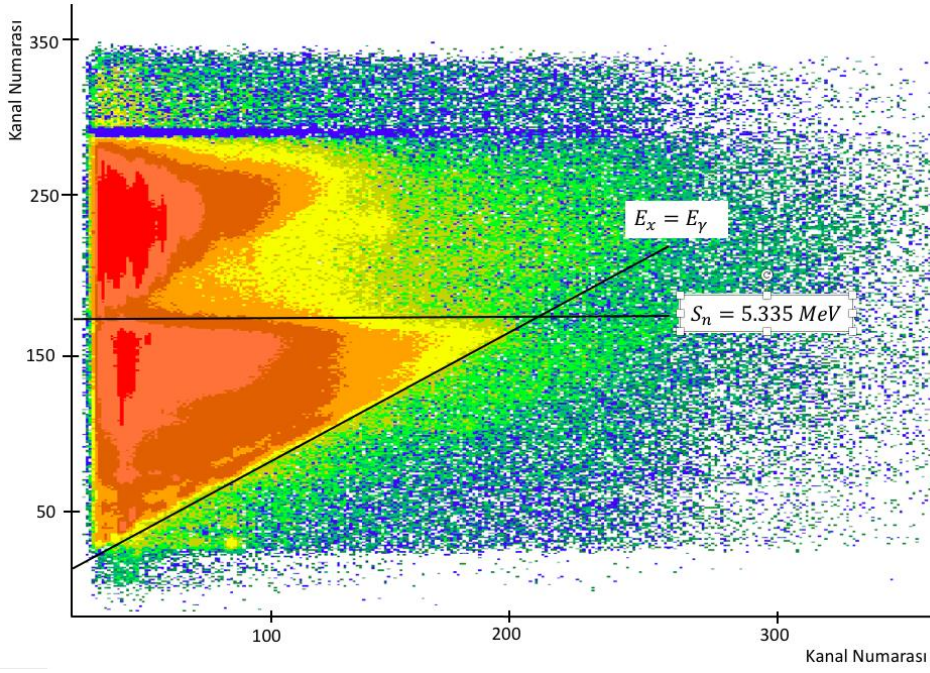
formunda bir fonksiyon fit edilerek dengelenebilmektedir (Guttormsen vd., 2011). Burada  $t_0$  kaydedilen zaman,  $a_i$  katsayıları ise yürüme etkisini asgari düzeye indirmek için fit edilen parametrelerdir.

#### 4.4 Parçacık - $\gamma$ -ışını Çakışma Matrisi

Verilerin kalibrasyonu ve sınıflandırması yapıldıktan sonra, sıradaki işlem çakışma matrisinin oluşturulmasıdır. Hızlandırılan parçacıkların enerjisi bilindiği ve hedeften saçılan parçacıkların da enerjisi ölçülebildiği için, reaksiyon sonucu çekirdeğin uyarılma enerjisi  $E_x$  hesaplanabilmektedir.  $E_x$ 'e karşılık gelen  $\gamma$ -ışınlarının spektrumu bir  $(E_x, E_\gamma)$  matrisine yerleştirilerek çakışma matrisi oluşturulur. ( $E_x$ ) uyarılma enerjilerinin y-ekseninde, ve bunlara karşılık gelen ( $E_\gamma$ )  $\gamma$ -ışınlarının x-ekseninde yer aldığı histogram, Oslo Metodu'nun bundan sonraki adımları için kaynak oluşturacaktır. Elde edilen verilerin proton ve döteron kanallarına atılan geçitler neticesinde oluşturulan,  $^{149}\text{Nd}$  ve  $^{151}\text{Nd}$  izotoplarına ait çakışma matrisleri Şekil 4.9 ve Şekil 4.10'da yer almaktadır. Taban duruma doğrudan bozunmayı gösteren  $E_x = E_\gamma$  diyagonal ve nötron ayrılma enerjisini gösteren yatay çizgi çakışma matrisinin karakteristik özelliğidir.



Şekil 4.9.  $^{149}\text{Nd}$  izotopu için çakışma matrisi. Yatay çizgi nötron ayrılma enerjisini, diyagonal çizgi ise doğrudan taban duruma bozunmaları göstermektedir.



Şekil 4.10.  $^{151}\text{Nd}$  izotopu için çakışma matrisi. Yatay çizgi nötron ayrılma enerjisini, diyagonal çizgi ise doğrudan taban duruma bozunmaları göstermektedir.

## 5. MATERYAL VE YÖNTEM

### 5.1 Veri Analizi

Bu bölümde, parçacık- $\gamma$  çakışmalarından durum yoğunluğu  $\rho$  ve  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonu  $\gamma SF$ 'nin nasıl elde edildiği açıklanmaktadır. Bu metot Oslo Üniversitesi'ndeki Nükleer Fizik Grubu tarafından geliştirilmiş olup Oslo Metodu adıyla bilinmektedir. Söz konusu metodun ana girdisi  $^{148}\text{Nd}(d,p\gamma)$  ve  $^{150}\text{Nd}(d,p\gamma)$  deneylerinden elde edilmiş olan verilerdir. Söz konusu deneylerden elde edilen  $\gamma$ -ışını spektrumunu tekli-kaçış, çiftli kaçış, foton yok olması ve Compton saçılması gibi istenmeyen olaylardan temizlemek için, spektrum detektör tepki fonksiyonu kullanılarak açılmalıdır. Ardından, açılmış olan spektrum için, her bir uyarılma enerjisinde birincil  $\gamma$ -ışını enerji dağılımı çıkarılır. Durum yoğunluğu  $\rho$  ve  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonu  $\gamma SF$ 'nin fonksiyonel formunu elde edebilmek için birinci-nesil matrise tekrarlı bir prosedür uygulanır ve son olarak sonuçları normalize etmek için literatürdeki deneysel veriler kullanılır.

#### 5.1.1 Açma prosedürü

Uyarılmış bir çekirdekten yayınlanan fotonlar madde ile farklı yollarla etkileşir. Fotoelektrik etki, Compton saçılımı ve çift üretimi adları ile bilinen bu etkileşmeler detektörlerde ne kadar enerji depolandığını değerlendirmek açısından dikkate alınmak durumundadır. Açma süreci, söz konusu etkileşmelerin analiz üzerindeki etkisini belirlemek açısından önemli olup,  $\gamma$  spektrumunu yeniden oluşturmak için Guttormsen vd. (1996) tarafından geliştirilen bu metot bu bölümde anlatılmaktadır.

Foto-elektrik soğurmada  $\gamma$ -ışını tüm enerjisini detektöre aktarır ve neticede ölçülen enerji spektrumunda  $E_\gamma$  tam-enerji piki gözlenir. Ancak, spektrumda gözlemlenen tek olay bu değildir. Foton saçılıma uğrayabilir ve bu durumda enerjisinin büyük bir kısmını detektör materyali içindeki bir yarı-serbest elektrona aktarabilir. Compton-saçılması adı verilen bu olayda, saçılma açısı  $\theta$  elektrona aktarılan enerjinin, dolayısıyla spektrumda gözlemlenen  $\gamma$ -

ışını enerjisini belirler. Ayrıca spektrum, detektöre gelen geri-saçılmış fotonlardan da düşük enerji pikleri içerebilir.

Eğer  $\gamma$ -ışını enerjisi elektronun durgun kütesinin ( $m_e \approx 511 \text{ keV}$ ) iki katından fazla olursa, çekirdeğin Coulomb alanında gerçekleşebilecek bir çift üretimi neticesinde bir elektron-pozitron çifti oluşabilir. Bu durumda pozitron, yakınında bulunan bir elektron ile yok olur ve 511 keV enerjili iki foton ortaya çıkar. Dolayısıyla spektrumda bu olaydan kaynaklı pikler gözlemlenebilir. Eğer her iki yok olma fotonu da detektör tarafından emilirse, olay tam-enerji pikinde gözlemlenir. Ancak, fotonlardan biri detektörden kaçarsa, bu spektrumda  $E = E_\gamma - 511 \text{ keV}$ 'lik bir tekli-kaçış pikine sebep olur. Her iki fotonun da detektörden kaçması durumunda ise  $E = E_\gamma - 1022 \text{ keV}$ 'lik bir pik gözlemlenir. Ayrıca, etraftaki malzemelerde çift üretimi neticesinde ortaya çıkan yok olma fotonlarının detektörden kaçması durumunda da  $\approx 511 \text{ keV}$ 'de yok olma piki gözlenmesi olası bir durumdur.

Sözü edilen bu etkileşimlerin etkisi  $R(E_\gamma, E)$  dedektör tepkisi ile ifade edilebilir. Bu fonksiyon, gelen  $\gamma$ -ışını enerjisi  $E_\gamma$ 'nin bir fonksiyonu olarak  $E$  enerjili bir sayımın detektöre gelmesi olasılığını tanımlamaktadır. Bu aşamada, gelen fotonlara ait orijinal spektrum, açılmamış spektrum  $u$  olarak adlandırılır. Ardından,  $u$  spektrumu, detektör tepkisi  $R$  ile açılarak ölçülen spektrum,

$$f = Ru \quad (5.1)$$

şeklinde elde edilir.  $u$  açılmış spektrumunu elde etmek için akla gelen ilk metot  $R$  tepki fonksiyonunun tersini alıp  $f$  ile çarpmaktır. Ancak, Guttormsen vd.'e göre,  $u$ 'nun çözünürlüğü deneysel çözünürlükten daha yüksek olduğu için, bu yaklaşım  $f$  açılmış spektrumunda kuvvetli salınımlara sebep olmaktadır (1996). Bu sorunu ortadan kaldırmak üzere geliştirilen,  $f$  açılmış spektrumunu elde etmek için başlangıçta ölçülen  $r$  spektrumunu tekrarlı bir şekilde açan metotla daha iyi sonuçlar elde edilmiştir. Tekrarlı açma metodu şu aşamaları içermektedir:

1-  $u$ 'yu bilmediğimiz için, gözlenen  $r$  spektrumu, başlangıç deneme fonksiyonu  $u^0$  olarak alınır:

$$u^0 = r \quad (5.2)$$

2-  $i$  tekrar indisi olmak üzere, açılan ilk spektrum olan  $f^i$  hesaplanır:

$$f^i = Ru^i \quad (5.3)$$

3- Sonraki adımda,  $r - f^i$  farkı bir önceki deneme fonksiyonu  $u^i$ 'ye eklenerek daha gelişmiş bir deneme fonksiyonu olan  $u^{i+1}$  elde edilir:

$$u^{i+1} = u^i + (r - f^i) \quad (5.4)$$

4- 2. ve 3. adımlar yaklaşık olarak 10 kez ( $i=10$ ) tekrarlandıktan sonra,  $f^{10}$  açılmış spektrumu, belirsizlikleriyle beraber, gözlenen  $r$  spektrumundan yeniden üretilmiş ve böylelikle,  $u \approx u^{10}$  açılmış spektrumu elde edilmiş olur. Bu işlemin sonuçları bir sonraki bölümde verilmektedir.

### 5.1.2 Compton çıkarma metodu

Tekrarlı açma metoduyla elde edilen  $u$  spektrumu halâ yapay dalgalanmalar içermekte olup, Guttormsen vd. (1996) tarafından geliştirilen Compton çıkarma metodu, Compton saçılmalarından gelen ve  $c$  Compton arka planı olarak adlandırılan katkıyı, gözlenen  $r$  spektrumundan çıkartmadan, düzleştirmeyi hedeflemektedir.

Bu aşamada ilk olarak Compton saçılımının dışındaki tüm katkıları içeren yeni bir  $v$  spektrumu tanımlanır:

$$v(i) = r(i) - c(i) \quad (5.5)$$

$$= p_f(i)u(i) + w(i) \quad (5.6)$$



Burada,  $i$  kanal numarası,  $p_f(i)u(i)$  tam-enerji piki katkısı olup, tekli kaçış, çiftli kaçış ve yok olma pikleri  $w = u_t + u_ç + u_y$ 'de bulunmaktadır. Bu üç terim şu şekilde hesaplanır:

$$u_t(i - i_{511}) = p_t(i)u(i) \quad (5.7)$$

$$u_ç(i - i_{1012}) = p_ç(i)u(i) \quad (5.8)$$

$$u_y(i_{511}) = \sum_i p_y(i)u(i) \quad (5.9)$$

Yukarda elde edilen  $p_x$  olasılıkları tek-enerjili  $\gamma$ -geçişlerinden ve bunlara karşılık gelen pikler arasındaki değerler için yapılan interpolasyonlardan elde edilmektedir.

Bir sonraki adımda, Compton arkaplan spektrumu  $c$ ,

$$c(i) = r(i) - v(i) \quad (5.10)$$

denklemini kullanılarak çıkarılabilir.

Metodun ana dayanak noktası,  $c$  Compton arka planının yalnızca enerjinin bir fonksiyonu olarak, yavaş bir şekilde değiştiği varsayımdır. Bu sayede, yapay dalgalanmaların nihai spektruma yayılımını bastırmak için bu spektrum oldukça baskın bir şekilde düzeltilir.

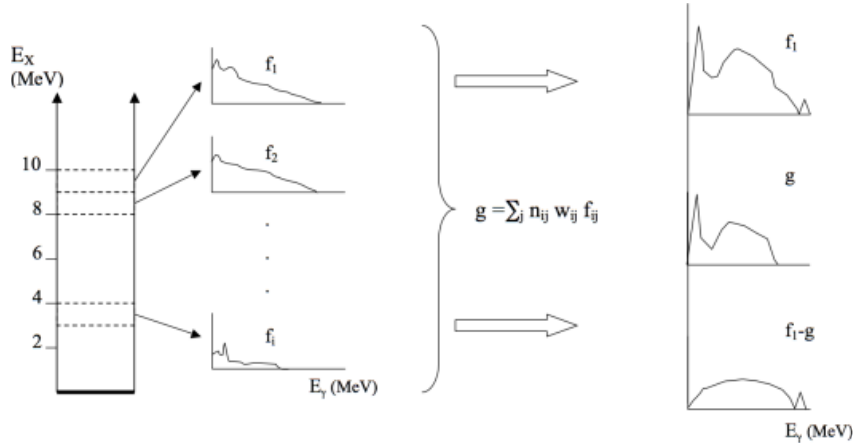
Son olarak, düzeltilmiş Compton arka planı  $c$  ve  $w$  yapıları, gözlenen  $r$  spektrumundan çıkarılır. Sonuç olarak, tam-enerji piki olasılığı  $p_f$  ve düzeneğin verimliliği  $\epsilon_{top}$  da dahil olmak üzere, tam enerji piklerinin spektrumu  $U_{tam}$  elde edilmiş olur:

$$U_{tam} = \frac{r(i) - c(i) - w(i)}{p_f(i)\epsilon_{top}(i)} \quad (5.11)$$

Bu metot spektrumun bazı bölmelerinde negatif sayıma sebep olabilir. Fiziksel olmayan bu sonuç, söz konusu kanallardaki değerlerin yakın kanallardaki değerlerle ortalamalarının alınması yoluyla düzeltilmiş olur.

### 5.1.3 Birinci nesil matris

Uyarılmış durumlardan gerçekleşen  $\gamma$ -ışını bozunmaları yalnızca taban-durumuna bozunmaları içermez. Taban duruma düşerken, ara durumlar üzerinden bir dizi foton yayınlanarak da bozunma gerçekleşebilir. Bu kaskattaki yayınlanan ilk foton birincil ya da birinci-nesil  $\gamma$ -ışını olarak adlandırılmaktadır. Buna karşılık olarak, her bir  $E_x$  uyarılma enerjisi için bu fotonların dağılımını içeren matrise de birincil  $\gamma$ -ışını ya da birinci-nesil matrisi denilmektedir. Bu matrisi kullanarak durum yoğunluğunu ve kuvvet fonksiyonunu çıkarmak mümkün olduğundan, Oslo Metodu'nun adımlarından biri, birincil  $\gamma$ -ışınlarını kaskatın kalan kısmından ayırmaktır. Bu adımın genel hatları bu bölümde yer almakla birlikte, daha detaylı bilgi Guttormsen vd. tarafından detaylı bir şekilde açıklanmaktadır (Guttormsen vd., 1987).



Şekil 5.1. Birincil gama-ışınlarının çıkarılması. Farklı uyarılma enerjilerinden gama ışınları açılmış olan parçacık-gama matrisine farklı geçitler uygulanarak elde edilir. Şekil Henden vd.'nin (1995) gösterimine dayanmaktadır.

Birinci-nesil metodunun altında yatan ana varsayım, herhangi bir uyarılmış durumdan gerçekleşen  $\gamma$ -ışını bozunumunun, o uyarılmış durumun nasıl oluştuğundan (bir

gama bozunumu ile ya da bir reaksiyon sonucu) bağımsız olmasıdır. Dolayısıyla, daha yüksek durumlardan bozunma ile işgal edilen durumlar, doğrudan nükleer reaksiyonlarla işgal edilenlerle aynı bozunma özelliklerine sahiptir.

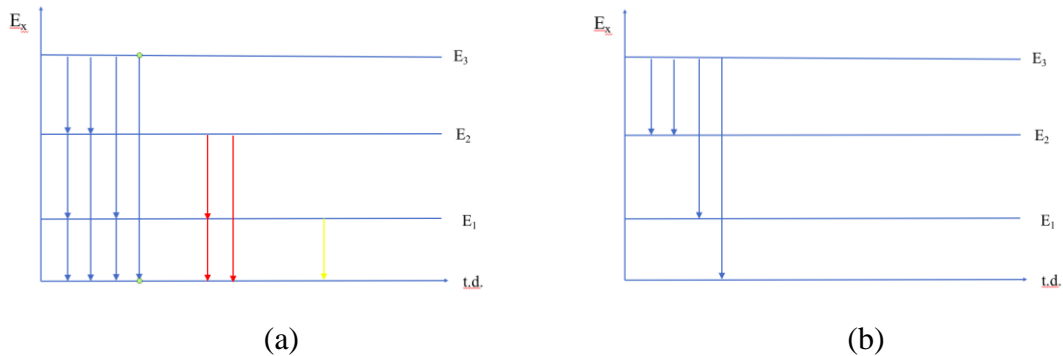
Deneysel olarak aynı kaskatta yer alan fotonların yayınlanma zamanlarını ayırt etmek mümkün olmamakla birlikte, deney düzeneğinde kaskatın başladığı uyarılmış durum  $E_x$  belirlenebilmektedir. Bu durumda, Şekil 5.1’de gösterildiği üzere, her bir  $i$  bölmesi için,  $h_i$  birincil  $\gamma$ -ışınlarının spektrumunu elde etmek mümkündür. Açılmış spektrumda,  $f_{j<i}$ ,  $i$  bölmesinden yayınlanan ilk  $\gamma$ -ışınları hariç tüm geçişleri içermektedir. Böylelikle,  $f_{j<i}$  spektrumundan, aşağıdaki bölmelerin içerdiği gama spektrumlarını çıkararak birincil  $\gamma$ -ışını spektrumu  $h_i$ 'yi,

$$h_i = f_i - g_i \quad (5.12)$$

ifadesiyle elde etmek mümkün olur. Burada  $g_i$  tüm spektrumun ağırlıklı bir toplamıdır:

$$g_i = n_{i1}w_{i1}f_1 + n_{i2}w_{i2}f_2 + \dots + n_{ij}w_{ij}f_j = \sum_j n_{ij}w_{ij}f_j \quad (5.13)$$

Burada  $w_{ij}$  katsayıları başlangıçta bilinmeyen,  $i$  bölmesinden  $j$  bölmesine bozunma olasılığı olup, bir anlamda uyarılma enerjisi bölmesi  $i$  için dallanma oranını vermekte ve metodun varsayımına göre doğrudan birincil  $\gamma$ -ışını spektrumu  $h_i$ 'ye karşılık gelmektedir.



Şekil 5.2. (a) Örnek bir  $\gamma$ -ışını kaskatı. (b)  $E_3$  düzeyinden gelen birinci-nesil  $\gamma$ -ışınları, bu düzeyden  $E_2$  ve  $E_1$  çıkarılarak elde edilir.

Şekil 5.2.a'da,  $E_1$ ,  $E_2$  ve  $E_3$  düzeylerinin ve taban durumun bulunduğu varsayımsal bir kaskat gösterilmektedir.  $E_3$  düzeyinden gelen birinci nesil  $\gamma$ -ışınlarını elde etmek için bu düzeyden  $E_2$  ve  $E_1$  düzeylerine ait  $\gamma$  spektrumları çıkarılır ve 5.2.b. şeklinde gösterilen birinci nesil gama ışınları elde edilir.

Genel olarak, oluşumun tesir kesiti durumlar arasında farklılık arz etmektedir. Bu noktada, işgal edilen  $i$  durumu ile altında kalan  $j$  durumlarındaki tesir kesiti farklılığını düzeltmek amacıyla  $n_{ij}$  katsayıları kullanılmaktadır. Böylelikle, her bir  $f_i$  spektrumunun  $n_{ij}$  ile çarpılmasından ortaya çıkan alan, aynı sayıda kaskada karşılık gelmesi gerekmektedir. Bu işlem iki yolla yapılmaktadır (Guttormsen vd., 1987):

1. Tekli Normalizasyon: Tek parçacık tesir kesiti, işgal edilen durumların sayısı ile, dolayısıyla da bozunma kaskatlarının sayısı ile doğru orantılıdır.  $i$  ve  $j$  bölmeleri için alınan sayımların sayısını sırasıyla  $S_i$  ve  $S_j$  olarak gösterelim. Bu durumda,  $f_i$  spektrumuna uygulanması gereken normalizasyon faktörü  $n_{ij}$

$$n_{ij} = \frac{S_j}{S_i} \quad (5.14)$$

ile verilir.

2. Katlı Normalizasyon: Ortalama  $\gamma$ -ışını katlılığı  $\langle M \rangle$  şöyle belirlenebilir (Rekstad vd., 1983): bir  $E$  uyarılmış durumunda  $N$ -katlı popülasyon olduğunu varsayalım. Bu durumdan bozunmalar,  $i$ . kaskadın  $M_i$   $\gamma$ -ışını içerdiği,  $N$  tane  $\gamma$ -ışını kaskadına sebep olacaktır. Ortalama  $\gamma$ -ışını enerjisi  $\langle E_\gamma \rangle$ ,  $\gamma$ -ışınlarının taşıdığı toplam enerjinin toplam  $\gamma$ -ışını sayısına bölümüne eşittir:

$$\langle E_\gamma \rangle = N \cdot \frac{E}{\sum_{i=1}^N M_i} = \frac{E}{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N M_i} = \frac{E}{\langle M \rangle} \quad (5.15)$$

Böylelikle, ortalama katlılık,

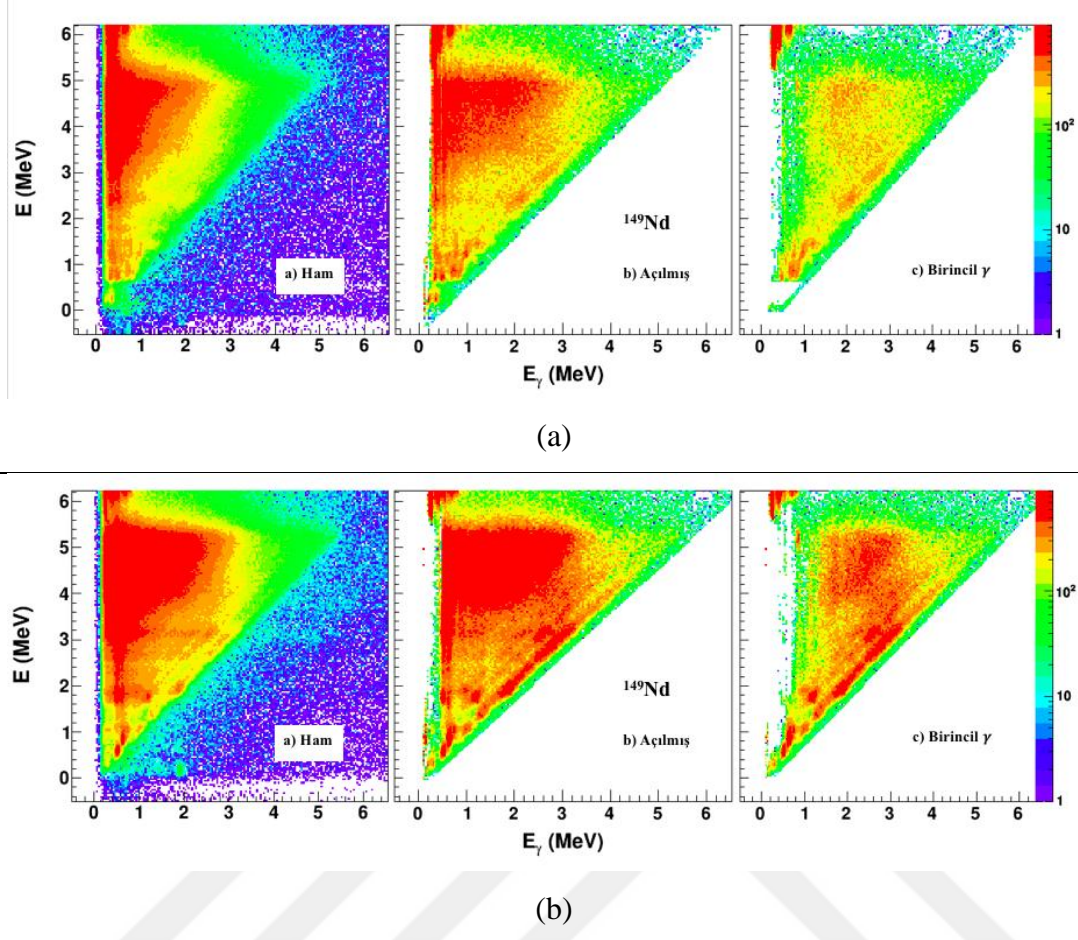
$$\langle M \rangle = \frac{E}{\langle E_\gamma \rangle} \quad (5.16)$$

ile verilmiş olur. Bu aşamada, her  $i$  uyarılma-enerjisi bölmesi için  $\gamma$ -ışını katlılığı  $\langle M_i \rangle$  hesaplanabilir.  $f_i$  spektrumundaki alanı (yani toplam sayım sayısını)  $A(f_i)$  ile gösterirsek, bu durumda, tekli parçacık kesit alanı  $S_i$ ,  $A(f_i)/\langle M_i \rangle$  oranıyla orantılı olur ve  $j$  bölmesini çıkarırken  $i$  bölmesine uygulanması gereken  $n_{ij}$  katsayısı,

$$n_{ij} = \frac{A(f_i)/\langle M_i \rangle}{A(f_j)/\langle M_j \rangle} = \frac{\langle M_j \rangle A(f_i)}{\langle M_i \rangle A(f_j)} \quad (5.17)$$

ifadesiyle belirlenir. İki normalizasyon metodunun da çoğu çekirdek için deneysel belirsizlikler dahilinde benzer sonuçlara götürdüğü gösterilmiştir (Larsen vd., 2011). Bu teze konu olan çalışmada, daha stabil olduğu varsayıldığı için katlı normalizasyon metodu tercih edilmiştir.

Elde edilen  $^{149,151}\text{Nd}$  izotoplarına ait ham, açılmış ve birincil gama matrisleri Şekil 5.3'te yer almaktadır.



Şekil 5.3. (a)  $^{149}\text{Nd}$  (b)  $^{151}\text{Nd}$  izotoplarına ait ham, açılmış ve birincil gama matrisleri.

## 5.2 Durum Yoğunluğu ve $\gamma$ -ışını Kuvvet Fonksiyonunun Çıkarılması

Bileşik reaksiyonlarda belirli bir son durum kümesine bozunma için göreceli olasılık bileşik çekirdeğin oluşum şekline bağımsızdır (Krane, 1988; Bohr ve Mottelson, 1969). Bir başka ifadeyle, bileşik çekirdek uyarılma enerjisini oldukça fazla sayıda nükleon üzerine dağıtabilir ve böylelikle oluşma “şekli” unuttur. Bileşik durumların artarda bozunmaları istatistik kanunları çerçevesinde gerçekleşir. Bu nedenle, belirli bir  $E$  uyarılma enerjisinden bozunan,  $E_\gamma$  enerjisine sahip bir  $\gamma$ -ışınının bozunma olasılığı  $P(E, E_\gamma)$ , son uyarılma enerjisi  $E_f = E - E_\gamma$ 'deki  $\rho(E_f)$  durum yoğunluğuna ve  $\gamma$ -ışını geçiş katsayısı  $\mathcal{J}(E_\gamma)$ 'ya

$$P(E, E_\gamma) = \rho(E_f)\mathcal{J}(E_\gamma) \quad (5.18)$$

ifadesiyle bağlıdır. Bu ifade, nükleer reaksiyonun iki aşamalı bir süreç olduğu şeklindeki varsayıma dayanmaktadır. Bu varsayıma göre ilk olarak bileşik bir durum oluşur ve ardından oluşumun şeklinden bağımsız olarak bozunma gerçekleşir.

Bu aşamada Denklem 5.18,

$$\lambda = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f | \hat{H} | i \rangle|^2 \rho(E_f) \quad (5.19)$$

şeklinde verilen Fermi'nin Altın Kuralı ile karşılaştırılabilir. Burada  $\lambda$  bir  $i$  ilk durumundan  $f$  son durumuna bozunma oranı,  $\hat{H}$  ise geçiş operatörüdür.

Denklem 5.18'deki  $\gamma$ -ışını geçiş katsayısı  $\mathcal{T}(E_\gamma)$ , uyarılma enerjisinden, dolayısıyla da, uyarılmış durumlar üzerine kurulan kolektif uyarılmaların taban duruma kurulanlarla aynı özelliklere sahip olduğunu belirten genelleştirilmiş Brink-Axel hipotezi uyarınca, nükleer sıcaklıktan bağımsız olduğu anlamına gelir (Brink, 1955; Axel, 1962).

Bu hipotez, nükleer reaksiyonlarda yüksek sıcaklıklar ve/veya spinler söz konusu olduğunda ihlal edilir (Schiller ve Thoennessen, 2007). Ancak bu çalışmaya konu olan sıcaklık ve işgal edilen spinler oldukça düşük olduğu için bu bağılıkların minimum düzeyde olduğu söylenebilir.

Birinci nesil  $\gamma$ -ışını matrisi  $P(E, E_\gamma)$ 'den durum yoğunluğu  $\rho(E_f)$  ve geçiş katsayısı  $\mathcal{T}(E_\gamma)$ 'nin nasıl elde edileceği ilk olarak Henden vd. (1995) tarafından öne sürülmüştür. (Tveter vd., 1996) tekrarlı bir metotla çözüm için girişimde bulunmuş, Schiller vd. (2000) bu metodu geliştirerek ilk tam ve başarılı sonuca ulaşmıştır.

Prosedür temel olarak deneysel  $P(E_i, E_\gamma)$  matrisiyle, teorik bir  $P_{teo}(E_i, E_\gamma)$  matrisi arasında yapılan,

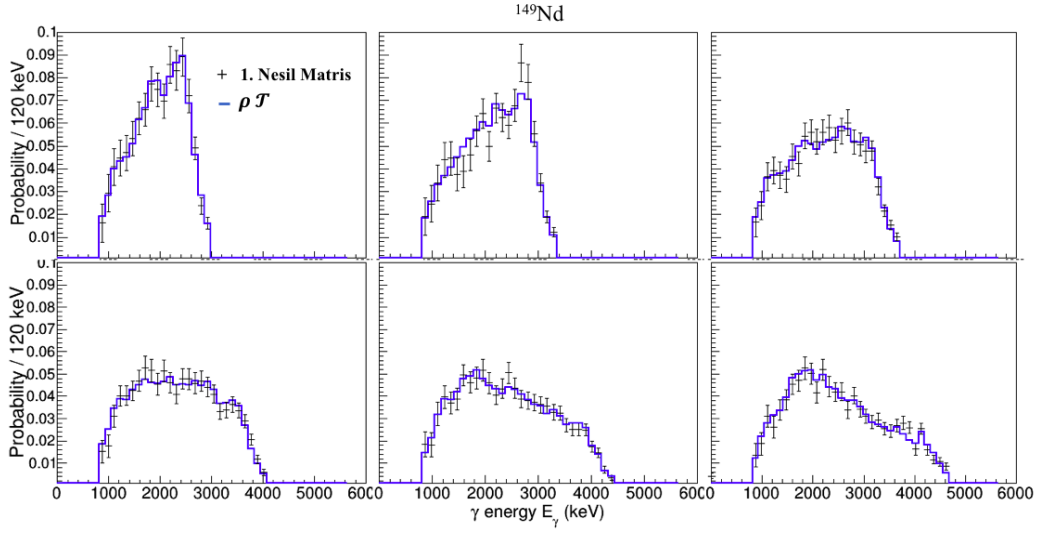
$$P_{teo}(E_i, E_\gamma) = \frac{\rho(E_i - E_\gamma)\mathcal{T}(E_\gamma)}{\sum_{E_\gamma=E_\gamma^{min}}^{E_i} \rho(E_i - E_\gamma)\mathcal{T}(E_\gamma)} \quad (5.20)$$

ifadesindeki karşılaştırmaya dayanmaktadır. Burada toplam işlemi  $P(E_i, E_\gamma)$  deneysel matrisi için  $(E_\gamma^{min}, E_\gamma^{maks})$  sınırları arasında yapılmaktadır. Bu aşamada,

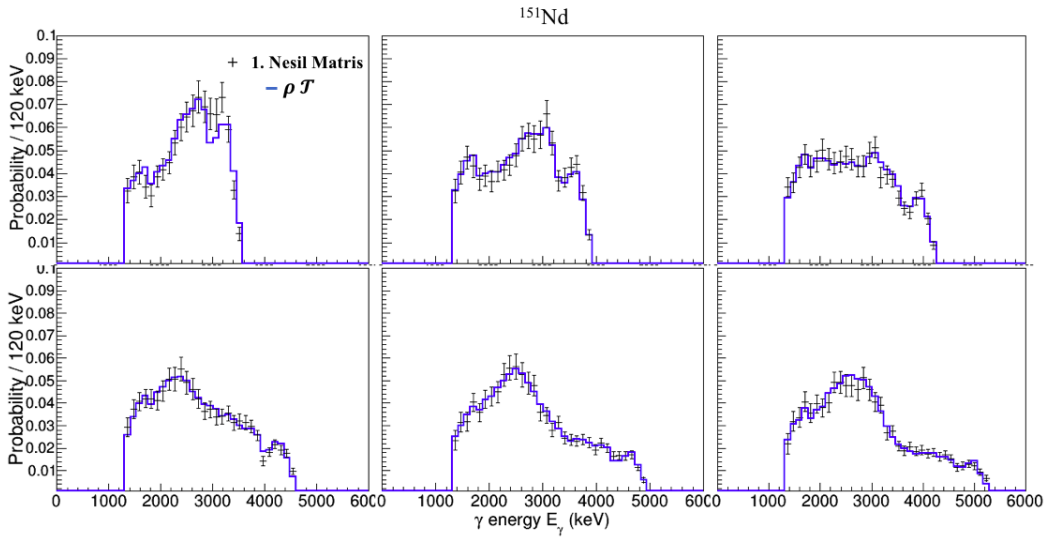
$$\chi^2 = \frac{1}{N_{serbest}} \sum_{E_i=E_x^{min}}^{E_x^{maks}} \sum_{E_\gamma=E_\gamma^{min}}^{E_i} \left( \frac{P_{teo}(E_i, E_\gamma) - P(E_i, E_\gamma)}{\Delta P(E_i, E_\gamma)} \right)^2 \quad (5.21)$$

ifadesiyle verilen bir  $\chi^2$  minimizasyonu ile  $\rho$  ve  $\mathcal{T}$  tekrarlı bir şekilde iyileştirilerek  $P_{teo}(E_i, E_\gamma)$  elde edilir. Burada  $N_{serbest}$  serbestlik derecesi,  $\Delta P(E_i, E_\gamma)$  ise deneysel birincisil matristeki belirsizliktir. Tekrarlı çözüm sürecine dair daha fazla detay Schiller vd. (2000)'de tarafından sunulmuş olup, bu prosedürün sonuçları Şekil 5.4'te yer alan grafiklerde gösterilmektedir. Genel itibariyle, deneysel ve teorik sonuçlar arasında çok iyi bir uyum olduğu görülmektedir.





(a)



(b)

Şekil 5.4. (a)<sup>149</sup>Nd (b)<sup>151</sup>Nd çekirdekleri için deneysel birinci nesil gama verilerinin teorik hesaplamalarla karşılaştırılması.

Yapılan fit işlemi  $\rho$  ve  $\mathcal{T}$ 'nin yalnızca fonksiyonel formunu vermektedir. Schiller vd. (2000) tarafından belirtildiği üzere,  $\rho$  ve  $\mathcal{T}$ 'nin bir çözümü bulunabilirse,  $P(E, E_\gamma)$  matrisi için aynı fiti sağlayan sonsuz sayıda çözüm,

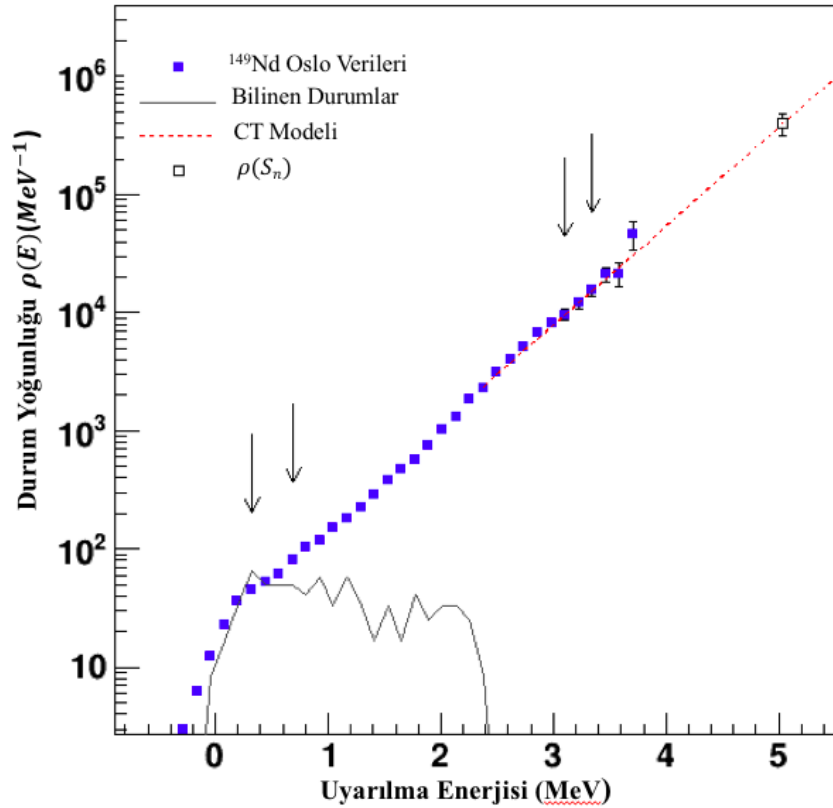
$$\tilde{\rho}(E_i - E_\gamma) = A \exp[\alpha(E_i - E_\gamma)] \rho(E_i - E_\gamma) \quad (5.22)$$

$$\tilde{\mathcal{T}}(E_\gamma) = B \exp[\alpha E_\gamma] \mathcal{T}(E_\gamma) \quad (5.23)$$

ifadeleri yardımıyla bulunabilir. Burada  $\alpha$ ,  $A$  ve  $B$  parametreleri, durum yoğunluğu ve kuvvet fonksiyonunun normalizasyonu aşamasında, literatürde yer alan deney verileri kullanılarak bulunacaktır. Ayrıca  $A$  ve  $B$  sırasıyla  $\rho$  ve  $T$ 'nin mutlak değeri (büyüklüğü),  $\alpha$  ise ortak eğimleridir.

### 5.3 Durum Yoğunluğunun Normalize Edilmesi

Durum yoğunluğu hesaplanırken Denklem 5.22 ve Denklem 5.23'teki  $\alpha$ ,  $A$  ve  $B$  parametrelerini bularak fiziksel çözüme ulaşmak için en az iki normalizasyon noktasına ihtiyaç duyulmaktadır. Bu amaçla, düşük uyarılma enerjilerinde bilinen durumlara ait NNDC'den (National Nuclear Data Center) alınan veriler kullanılırken, yüksek enerjilerde  $(n, \gamma)$  reaksiyonlarından elde edilen nötron rezonans verileri kullanılır.  $^{148}\text{Nd}$  çekirdeği için yapılan normalizasyon işlemi Şekil 5.5'te oklarla gösterilmektedir.



Şekil 5.5.  $^{149}\text{Nd}$  çekirdeğinin normalizasyon noktaları şekilde oklarla gösterilmiştir.

Nötron ayrılma enerjisindeki durum yoğunluğu değeri, Şekil 5.5'in sağ üst köşesinde "kare" ile gösterilmekte olup, bu noktanın hesaplanmasında başlangıç noktası Gilbert ve Cameron'un ortaya koyduğu

$$\rho(U, J) = \frac{\sqrt{\pi} \exp(2\sqrt{aU}) (2J + 1) \exp\left[-\frac{(J + 1/2)^2}{2\sigma^2}\right]}{12 a^{1/4} U^{5/4} 2\sqrt{2\pi}\sigma^3} \quad (5.24)$$

$$\rho(U) = \frac{\sqrt{\pi} \exp(2\sqrt{aU})}{12 a^{1/4} U^{5/4}} \frac{1}{2\sqrt{\pi}\sigma} \quad (5.25)$$

ifadeleridir (Gilbert ve Cameron, 1965). Burada  $\rho(U, J)$ ,  $J$  spini için durum yoğunluğu,  $\rho(U)$  ise tüm spinler için durum yoğunluğudur. Durum yoğunluğu parametresi  $a$  ve spin-kesme parametresi  $\sigma$ , Egidy ve Bucurescu'nun sistematik çalışmasından alınmıştır (Egidy ve Bucurescu, 2005).

$1/2^+$  spin ve pariteye sahip  $s$ -dalgası nötronları için ortalama nötron rezonans boşluğu  $D_{I=0}$ , nötron rezonans deneylerinde  $J = I \pm 1/2$  spinine sahip tüm durumlar erişilebilir olduğu ve her iki parite de nötron ayrılma enerjisi  $B_n$ 'de aynı katkıda bulunduğu için,

$$\frac{1}{D_0} = \frac{1}{2} [\rho(B_n, J = I + 1/2) + \rho(B_n, J = I - 1/2)] \quad (5.26)$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada  $I$ , hedef çekirdeğin spinini temsil etmektedir. Denklem 5.24 ve Denklem 5.26'yı,  $U = B_n$  olarak birleştirirsek, nötron ayrılma enerjisindeki toplam durum yoğunluğu:

$$\rho(B_n) = \frac{2\sigma^2}{D_0} \frac{1}{(I+1)\exp[-(I+1)^2/2\sigma^2] + \exp[-I^2/2\sigma^2]} \quad (5.27)$$

ile verilebilir. Durum yoğunluğunun normalizasyonunda  $\rho(B_n)$  ile  $D_0$ 'ı ilişkilendirirken belirli bir modelin yaklaşımını tercih etmek gerekmektedir. Bu çalışmada Gilbert ve Cameron'un (1965) spin dağılımı  $g(E_x, I)$  kullanılırken, spin-kesme parametresi  $\sigma$  için

Egidy ve Bucuresci'nin (2005) katı-cisim eylemsizlik momenti yaklaşımı tercih edilmiş olup, söz konusu değerler

$$g(E_x, I) = \frac{2I+1}{2\sigma^2(E_x)} \exp[-(I+1)^2/2\sigma^2] \quad (5.28)$$

$$\sigma^2(E_x) = 0.0146A^{2/3} \frac{1 + \sqrt{4aU(E_x)}}{2a} \quad (5.29)$$

ifadeleriyle verilmektedir. Burada  $A$  çekirdeğin kütle numarası,  $a$  durum yoğunluğu parametresi,  $U(E_x) = E_x - E_1$  iç uyarılma enerjisi ve  $E_1$  geri-kayma parametresidir.  $a$  ve  $E_1$  parametreleri Egidy ve Bucurescu'nun (2005) sistematik çalışmasından alınmıştır. Normalizasyon için kullanılan parametreler Çizelge 5.1'de yer almaktadır.

Çizelge 5.1.  $^{149,151}\text{Nd}$  çekirdeklerinin durum yoğunluklarının normalizasyonunda kullanılan parametreler.

Çekirdek	$S_n$ (MeV)	$a$ (MeV <sup>-1</sup> )	$E_1$ (MeV)	$\sigma$	$T$ (MeV)	$\rho(S_n)$ (10 <sup>5</sup> MeV <sup>-1</sup> )
$^{149}\text{Nd}$	5.039	17.867	-0.446	5.503	0.52	3.973
$^{151}\text{Nd}$	5.335	17.820	-0.594	5.673	0.54	3.962

Elde edilen durum yoğunluğundaki en yüksek uyarılma enerjisi ile bağlanma enerjisi  $B_n$  arasında yaklaşık olarak 2.5 MeV'lik bir boşluk olduğundan, verileri birbirine bağlamak için,

$$\rho_{CT}(E_x) = \frac{1}{T_{CT}} \exp \frac{E_x - E_0}{T_{CT}} \quad (5.30)$$

ifadesiyle verilen sabit sıcaklık (CT) durum yoğunluğu formülü (Gilbert ve Cameron, 1965) kullanılarak interpolasyon yapılmıştır.  $E_0$  enerjisindeki kayma ise,

$$E_0 = B_n - T_{CT} \ln[\rho(B_n)T_{CT}] \quad (5.31)$$

ile verilmektedir. Bu prosedür ve Çizelge 5.1'de yer alan katsayılar kullanılarak hesaplanan durum yoğunluğu Şekil 5.5'te yer almaktadır.

#### 5.4 $\gamma$ -Işını Kuvvet Fonksiyonunun Normalizasyonu

$\gamma$ -ışını geçiş katsayısı  $\mathcal{T}(E_\gamma)$ 'nin eğimi bir önceki bölümde, durum yoğunluğunun normalizasyonu yapılırken belirlenmiştir. Denklem 5.23'deki diğer sabit  $B$ ,  $\mathcal{T}$ 'nin mutlak değerini (büyüklüğünü) verir ve nötron ayrılma enerjisinde, ortalama toplam ışınımsal genişlik  $\langle \Gamma_\gamma \rangle$ 'daki nötron rezonans bozunumu verileri kullanılarak belirlenir (Voinov vd., 2001).

Normalizasyon işleminin başlangıç noktası Kopecky'nin belirttiği gibi,

$$\langle \Gamma_\gamma(E, I, \pi) \rangle = \frac{1}{2\pi(E, I, \pi)} \sum_{XL} \sum_{I_f \pi_f} \int_{E_\gamma=0}^E dE_\gamma \mathcal{T}_{XL}(E_\gamma) \rho(E - E_\gamma, I_f, \pi_f) \quad (5.32)$$

ifadesidir (Kopecky, 1990). Burada  $\langle \Gamma_\gamma(E, I, \pi) \rangle$ ,  $E$  enerjisine,  $I$  spinine ve  $\pi$  paritesine sahip durumların ortalama toplam ışınımsal genişliğidir. Deneysel geçiş katsayısına ana katkının dipol ışınımından ( $l=1$ ) geldiğini varsayarsak, bu eşitlik,

$$B\mathcal{T}(E_\gamma) = B \sum_{XL} \mathcal{T}_{XL}(E_\gamma) \approx B[\mathcal{T}_{E1}(E_\gamma) + \mathcal{T}_{M1}(E_\gamma)] \quad (5.33)$$

şeklinde ifade edilebilir. Bu ifade Denklem 3.14'le beraber kullanılarak,

$$f(E_\gamma) = \frac{1}{2\pi E_\gamma^3} B\mathcal{T}(E_\gamma) \quad (5.34)$$

ile verilen  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonuna ulaşılmış olunur. Ayrıca, herhangi bir uyarılma enerjisi ve spin için, eşit sayıda pozitif ve negatif pariteli durum olduğu varsayılır. Bu durumda, durum yoğunluğu,

$$\rho(E - E_\gamma, I_f, \pm\pi_f) = \frac{1}{2} \rho(E - E_\gamma, I_f) \quad (5.35)$$

ile verilir. Denklem 5.33, Denklem 5.34 ve Denklem 5.35'i birleştirecek,  $I_h \pm 1/2$  spinine sahip  $s$ -dalgası yakalama rezonanslarının toplam ışınımsal genişliği, geçiş katsayısı  $\mathcal{T}$  cinsinden:

$$\langle \Gamma_\gamma(B_n, I_h \pm 1/2, \pi_h) \rangle = \frac{B}{4\pi\rho(B_n, I_h \pm 1/2, \pi_h)} \int_{E_\gamma=0}^{B_n} dE_\gamma \mathcal{T}_{XL}(E_\gamma) \times \rho(B_n - E_\gamma) \sum_{j=-1}^1 \rho(B_n - E_\gamma, I_h \pm 1/2 + j) \quad (5.36)$$

ifadesiyle verilir. Burada  $I_h$  ve  $\pi_h$  hedef çekirdeğin spin ve paritesi,  $\rho(B_n - E_\gamma)$  ise deneysel durum yoğunluğudur. Ayrıca, burada,  $1/\rho(B_n, I_h \pm 1/2, \pi_h)$  ifadesinin nötron rezonans boşluğu  $D_0$  olduğuna dikkat edilmelidir. Durum yoğunluğunun spin dağılımı ise

$$g(E, I) = \frac{2I + 1}{2\sigma^2} \exp \left[ - \left( I + \frac{1}{2} \right)^2 / 2\sigma^2 \right] \quad (5.37)$$

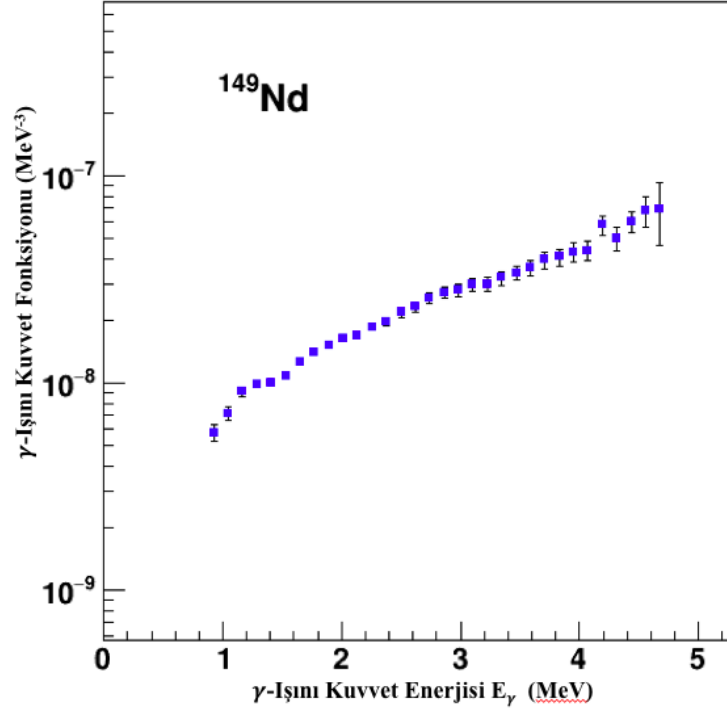
ile verilmektedir (Gilbert ve Cameron, 1965).

Bu aşamada,  $\langle \Gamma_\gamma \rangle$ 'nin nötron ayrılma enerjisindeki deneysel değeri, Denklem 5.35'e göre,  $I_h = \pm 1/2$  spinine sahip durumların seviye genişliklerinin ağırlıklı toplamıdır. Bu ifade kullanılarak, Voinov vd. (2001) tarafından belirtildiği şekilde normalizasyon sabiti  $B$  belirlenmiş olur.

Çizelge 5.2.  $^{149,151}\text{Nd}$  çekirdeklerinin  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonlarının normalizasyonu için kullanılan parametreler.

Çekirdek	$S_n$ (MeV)	$\sigma$	$\Gamma$ (MeV)	$D_0$ (eV)	$dD_0$ (eV)
$^{149}\text{Nd}$	5.039	5.503	40	155	14
$^{151}\text{Nd}$	5.335	5.673	67	165	11

$^{149}\text{Nd}$  çekirdeğine ait olan  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonunun normalizasyonu için kullanılan parametreler Çizelge 5.2’de, elde edilen kuvvet fonksiyonu ise Şekil 5.5’te yer almaktadır.



Şekil 5.6.  $^{149}\text{Nd}$  çekirdeğinin normalize edilmiş  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonu.

## 6. BULGULAR VE TARTIŞMA

Nükleer durum yoğunlukları ve  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonları, nükleer tesir kesitlerinin hesaplanmasında önemli girdiler olarak kullanılmaktadırlar. Bu ortalama nicelikler, ayrık bölgeden istatistiksel bölgeye geçişin anlaşılması için önemli bilgiler sunmaktadırlar.

Düşük uyarılma enerjilerinde, durum yoğunluğu doğrudan düşük durumların sayılmasıyla elde edilebilir. Ancak, uyarılma enerjisi arttıkça, durum yoğunluğu da artmakta ve tekil durumlar genellikle deneylerle belirlenememektedir. Nükleon bağlanma enerjisinde, ya da bu enerjinin üstündeki rezonanslar durum yoğunluğu hakkında bilgi veren diğer bir kaynaktır.

Işınımsal  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonları hakkındaki bilgilerin büyük bir kısmı fotoemilim tesir kesiti ölçümlerinden gelmektedir. Yüksek enerjili  $\gamma$ -ışını geçişlerini ( $E_\gamma = 10 - 15$  MeV) dev elektrik dipol rezonansı (GEDR) domine etmektedir. GEDR civarında, elektrik dipol geçiş kuvvetleri kapsamlı bir şekilde çalışılmış olsa da, düşük enerjili  $\gamma$ -ışınlarının davranışı henüz tam olarak anlaşılmaş değildir. M1 kuvvet fonksiyonu hakkındaki deneysel veriler, E1 kuvvet fonksiyonu üzerindeki deneysel verilerden çok daha azdır.

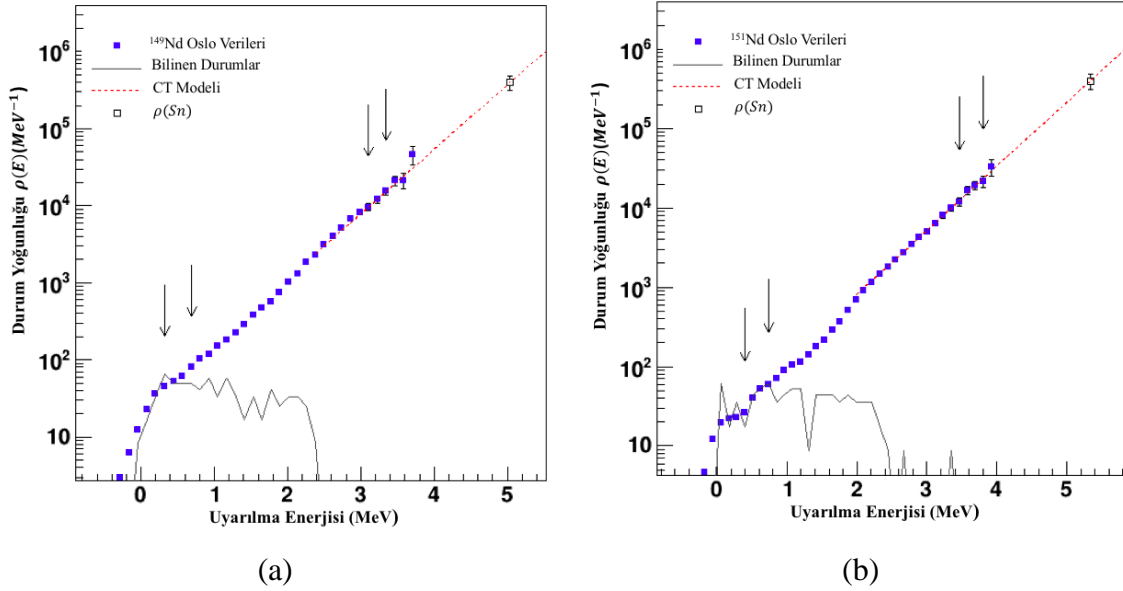
Nükleer durum yoğunluğunu ve  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonunu aynı anda tek bir deneyden elde etme imkanı tanıyan Oslo Metodu, bugüne kadar seksenden fazla izotopun durum yoğunluğunun ve  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonunun çıkarılmasında kullanılmış olup, “İki Basamaklı Kaskat”, “Parçacık Buharlaştırma” gibi farklı deneysel yaklaşımlarla metodun geçerliliği doğrulanmıştır. Bunun yanında Oslo Metodu, oldukça az verinin bulunduğu, nötron ayrılma bölgesine kadar olan düşük enerjili yarı-süreklilik bölgesinde oldukça önemli veriler sağlamaktadır. Bu bölümde, <sup>149,151</sup>Nd izotoplarının Oslo metoduyla elde edilen durum yoğunlukları ve  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonları sunulmaktadır. Ayrıca, durum yoğunluklarının bir kombinatoriyel model ile karşılaştırması yapılmış, söz konusu izotopların  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonları foto-emilim tesir kesiti çalışmalarından elde edilen verilerle kıyaslanmış ve 2-4 MeV arasındaki enerji bölgesinde bulunan makas rezonansı bulguları sunulmuştur.

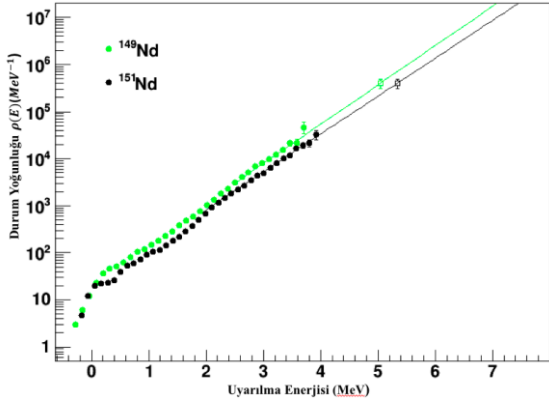


## 6.1 $^{149}\text{Nd}$ ve $^{151}\text{Nd}$ İzotoplarının Durum Yoğunlukları

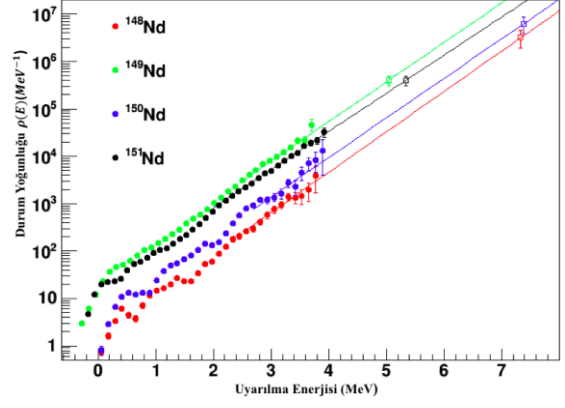
Oslo Siklotron Laboratuvarı'nda 13.5 MeV enerjili döteron demetinin  $^{148,149}\text{Nd}$  izotoplarına gönderilmesi vasıtasıyla gerçekleştirilen deneylerde elde edilen veriler kullanılarak parçacık- $\gamma$ -ışını çakışmaları belirlenmiştir. Ardından, uyarılma enerjilerine karşılık gelen  $\gamma$ -ışını enerjilerinin yer aldığı matris başlangıç noktası seçilerek, elde edilen veriler beşinci bölümde detaylı bir şekilde anlatılan Oslo metodu ile çalışılmıştır.

Nükleer durum yoğunluğu ve  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonunun aynı anda, tek bir deneyden elde edilmesini sağlayan Oslo metodu, durum yoğunluğunun ve geçiş katsayısının Denklem 5.22 ve Denklem 5.23 ifadelerinde verilen fonksiyonel formlarını sağlamaktadır. Durum yoğunluğu fonksiyonu düşük enerjilerde bilinen durumlar, yüksek enerjilerde ise nötron rezonans verileri kullanılarak normalize edilir. Geçiş katsayısı ise nötron ayrılma enerjisinde, ortalama toplam ışınımsal genişlik  $\langle\Gamma_\gamma\rangle$ 'daki nötron rezonans aralığı verileri kullanılarak normalize edilir. Bu işlemin ardından elde edilen  $^{149,151}\text{Nd}$  izotoplarına ait durum yoğunluğu grafikleri Şekil 6.1.a ve 6.1.b'de yer almaktadır.

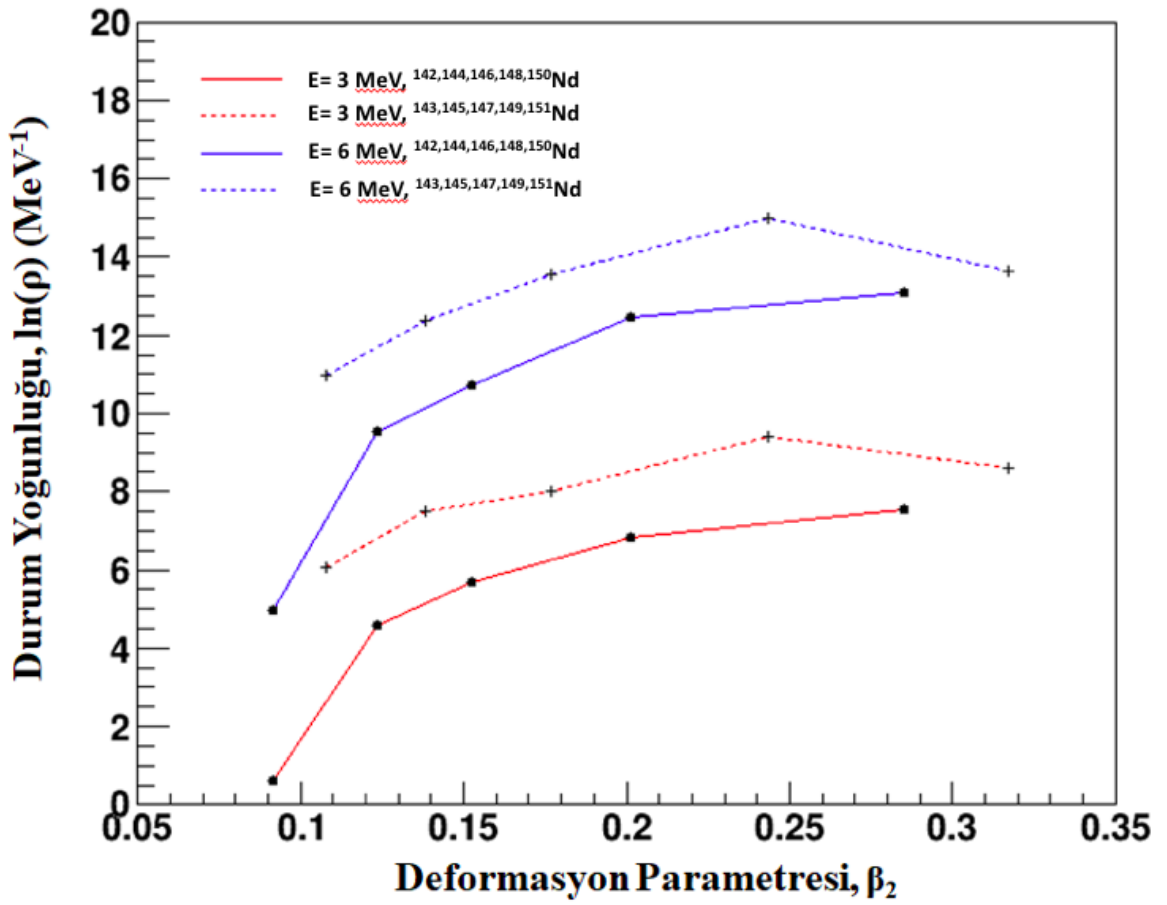




(c)



(d)



(e)

Şekil 6.1. (a)  $^{149}\text{Nd}$ , (b)  $^{151}\text{Nd}$  izotoplarının durum yoğunluğu; (c)  $^{149,151}\text{Nd}$  izotoplarının durum yoğunluklarının aynı grafik üzerinde gösterimi; d)  $^{148,149,150,151}\text{Nd}$  izotoplarının durum yoğunluklarının aynı grafik üzerinde gösterimi; e)  $^{142,143,144,145,146,147,148,149,150,151}\text{Nd}$  çekirdeklerinin durum yoğunluklarının deformasyona bağlı olarak değişimi.

Bir çekirdeğin durum yoğunluğunu belirleyen en önemli iki etken nükleon sayısı ve çiftlenmemiş nükleona sahip olup olmadığıdır.  $^{149}\text{Nd}$  ve  $^{151}\text{Nd}$  çekirdeklerine bakıldığında

her iki çekirdekte de birer adet çiftlenmemiş nötron olduğu görülmektedir.  $^{149}\text{Nd}$  izotopu iki adet fazla nötrona sahip olsa da bu durumun durum yoğunluğu üzerine dramatik bir etkisi olmamıştır. Bu durum Şekil 6.1.c’de gözlemlenmektedir.

$^{148}\text{Nd}$  ve  $^{150}\text{Nd}$  çekirdekleri ile yapılan deneyler vasıtasıyla elde edilen verilerin döteron kanalları da çalışılarak  $^{148}\text{Nd}$  ve  $^{150}\text{Nd}$  izotoplarının durum yoğunlukları elde edilmiştir. Bu iki deney sonucunda elde edilen  $^{148,149,150,151}\text{Nd}$  çekirdeklerinin durum yoğunlukları Şekil 6.1.d’de yer almaktadır. Çiftlenmemiş birer nötrona sahip olan  $^{149,151}\text{Nd}$  izotoplarının durum yoğunlukları, çiftlenmemiş nükleonu olmayan  $^{148,150}\text{Nd}$  çekirdeklerinin durum yoğunlukları ile kıyaslandığında  $^{149,151}\text{Nd}$  izotoplarının belirgin bir şekilde  $^{148,150}\text{Nd}$ ’den daha fazla durum yoğunluğuna sahip olduğu görülmektedir. Örneğin  $E=3$  MeV uyarılma enerjisi değerinde,  $^{149,151}\text{Nd}$  izotoplarının durum yoğunlukları  $^{148,151}\text{Nd}$  izotoplarının durum yoğunluklarının yaklaşık olarak 100 katıdır. Çiftlenmemiş nükleonların durum yoğunluğu üzerine etkisi bu tek-çift ve çift-çift çekirdekler kıyaslandığında oldukça belirgindir.

$^{149,151}\text{Nd}$ ’nin durum yoğunlukları incelendiğinde dikkat çeken diğer bir konu  $E > 1$  MeV için durum yoğunluğunun logaritmik ölçekte doğrusal olarak artış göstermesidir. Guttormsen vd.’nin (2015) de belirttiği gibi üssel davranış ilk nükleon çiftleri kırıldıktan sonra, yani  $E > 2\Delta$ ’da başlar. Burada  $\Delta$  çiftlenim boşluğu olup,  $\Delta \approx 12A^{-1/2}$  ile ifade edilir.  $^{149,151}\text{Nd}$  için bu ifadenin bize verdiği  $E > 0.9$  MeV değeri, Şekil 6.1’den belirlediğimiz değer ile (1 MeV) oldukça uyumludur.

$E > 2\Delta$  için üssel artışın sebebi yakın zamanda Moretto vd. (2015) tarafından tartışılmıştır. Mikrokanonik toplamda entropi ile durum yoğunluğu arasında

$$S(E) \approx \ln \rho(E) \quad (6.1)$$

ilişkisi vardır. Ayrıca burada sıcaklık enerjeye

$$T(E) = [\partial S(E)/\partial E]^{-1} \quad (6.2)$$

ifadesiyle bağlıdır. Bu ifadelerden hareketle,  $\ln\rho(E)$  doğrusal olduğunda sıcaklık sabit olmaktadır. Sabit sıcaklıktaki durum yoğunluğu ifadesi ise

$$\partial_{CT}(E) = \frac{1}{T_{CT}} \exp \frac{E - E_0}{T_{CT}} \quad (6.3)$$

ile verilmekte olup,  $T_{CT}$  değeri  $\ln\rho(E)$ 'nin eğimi ile belirlenir (Ericson, 1959). Bu nedenle eğimin sabit olması, sıcaklığın sabit olmasının, bu ise birinci mertebeye faz geçişinin anahtar bir karakteristik özelliğidir. Moretto vd.'nin (2015) yorumuna göre bu süreçte enerji Cooper çiftlerinin kırılması için harcanmakta, bu nedenle sıcaklık sabit kalmaktadır. Bu durum bir buz kütlesinin erirken sıcaklığın sabit kalmasına benzetilmektedir.

Nükleer durum yoğunluğu, Fermi yüzeyinin yakınındaki tek parçacıkların sayısına kuvvetli bir şekilde bağlıdır. Bu nedenle, deformasyon azaldıkça daha az tek parçacık yörüngesi durum yoğunluğuna dâhil olur ve buna bağlı olarak da nükleer durum yoğunluğu azalır (Guttormsen, 2017). Dolayısıyla, deformasyon arttıkça, nükleer durum yoğunluğunun artması beklenir. Şekil 6.1.e'de, nükleer durum yoğunluğunun deformasyon parametresine bağlı olarak değişimi gösterilmektedir. Şekilden de görülebileceği üzere,  $^{142}\text{Nd}$  çekirdeğinden,  $^{151}\text{Nd}$  çekirdeğine doğru gidildikçe, yani çekirdekteki şekilsel deformasyon arttıkça, nükleer durum yoğunluğu artmaktadır. Bu noktada, deneysel verilerin teorik beklentilerle oldukça uyumlu olduğu söylenebilir.

## 6.2 Kombinatoriyel Model

Durum yoğunluğunda görülen basamak yapılarının ve kolektif etkilerin kaynağını araştırmak için Oslo Grubu tarafından basit bir mikroskobik model geliştirilmiştir (Larsen vd., 2007; Syed vd., 2009). Model, verilen bir E uyarılma enerjisi için tüm olası proton ve nötron dizilimlerini ortaya koymak için Barden-Cooper-Schrieffer (BCS) kuazi-parçacıklarını dönme ve titreşimden gelen enerji terimlerini de şematik olarak ekleyerek kolektif tek-parçacık orbitallerine dağıtır (Larsen vd. 2007). Fiziksel durumun çok basit bir temsili olmasına rağmen bu kombinatoriyel model deneysel durum yoğunluklarını yeniden üretmede oldukça başarılıdır.

Bu yaklaşımda bir dizi tek-parçacık orbitali üretmek için Nilsson Modeli uygulanır (Nilsson, 1955). Burada kullanılan Nilsson parametreleri ise quadrupol deformasyon parametresi  $\epsilon_2$ , spin-yörünge yarılmaları  $\kappa$  ve merkezci parametre  $\mu$ 'dür.

İlk adım olarak Nilsson yörünge enerjisi  $e_{sp}$  Bardeen-Cooper-Schrieffer teorisi kullanılarak,

$$e_{qp} = \sqrt{(e_{sp} - \lambda)^2 + \Delta^2} \quad (6.4)$$

ifadesiyle tek kuazi-parçacık enerjilerine dönüştürülür (Bardeen vd., 1957). Burada,  $\lambda$  Fermi düzeyi, protonların ya da nötronların sayısına göre belirlenmektedir. 1 MeV başına düşen durum sayısını elde etmek için belirli bir maksimum uyarılma enerjisi seçilir ve bu değerden daha az toplam enerjiye sahip tüm olası proton ve nötron kuazi-parçacık konfigürasyonları denir. Bu çalışmada bu üst değer 8 MeV olarak seçilmiş olup, modelde Fermi düzeyinin 8 MeV altındaki ve üstündeki tüm orbitaller modele dahil edilmiştir.

$\Omega_\pi$  ve  $\Omega_\nu$  sırasıyla proton ve nötronların simetri eksenine izdüşümü olmak üzere,  $\Delta E = 0.24$  MeV'lik bölme için

$$E = \sum_{\Omega'_\pi \Omega'_\nu} e_{qp}(\Omega'_\pi) + e_{qp}(\Omega'_\nu) + V \quad (6.5)$$

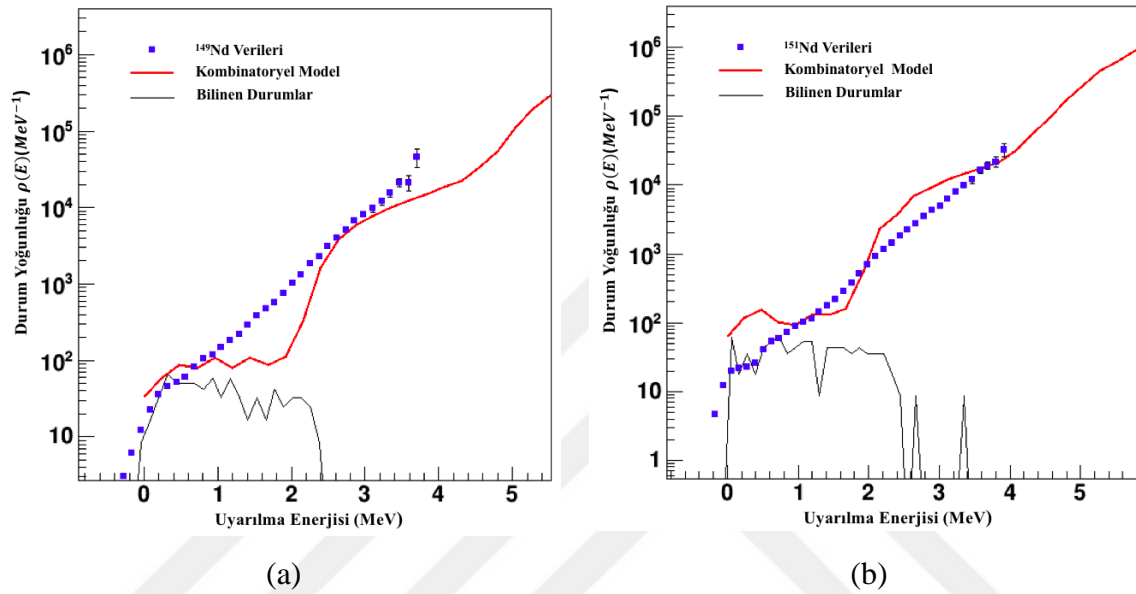
şartı, bir kuazi-parçacık kombinasyonu tarafından sağlandığında E uyarılma enerjisindeki durum sayısı  $N(E)$  artırılır.

Tüm olası kuazi-parçacık kombinasyonları denendikten sonra durum yoğunluğu

$$\rho(E) = N(E)/\Delta E \quad (6.6)$$

ifadesi ile verilir.

Şekil 6.2’de bu işlem sonucunda elde edilen durum yoğunluğu deneysel sonuçlarla kıyaslanmıştır. Oldukça temel varsayımlar üzerine kurulu olan model bazı noktalarda deneysel verilerden uzaklaşsa da, genel itibariyle  $^{149,151}\text{Nd}$  izotopları için deneysel verilerden elde edilen durum yoğunluğuna paralel bir eğilim sergilemiştir. Model uygulanırken kullanılan parametreler Çizelge 6.1’de yer almaktadır.



Şekil 6.2. (a)  $^{149}\text{Nd}$ , (b)  $^{151}\text{Nd}$  izotoplarının durum yoğunluklarının mikrokombinatoriyel model ile karşılaştırılması.

Çizelge 6.1.  $^{149,151}\text{Nd}$  izotopları için kullanılan Nilsson parametreleri.

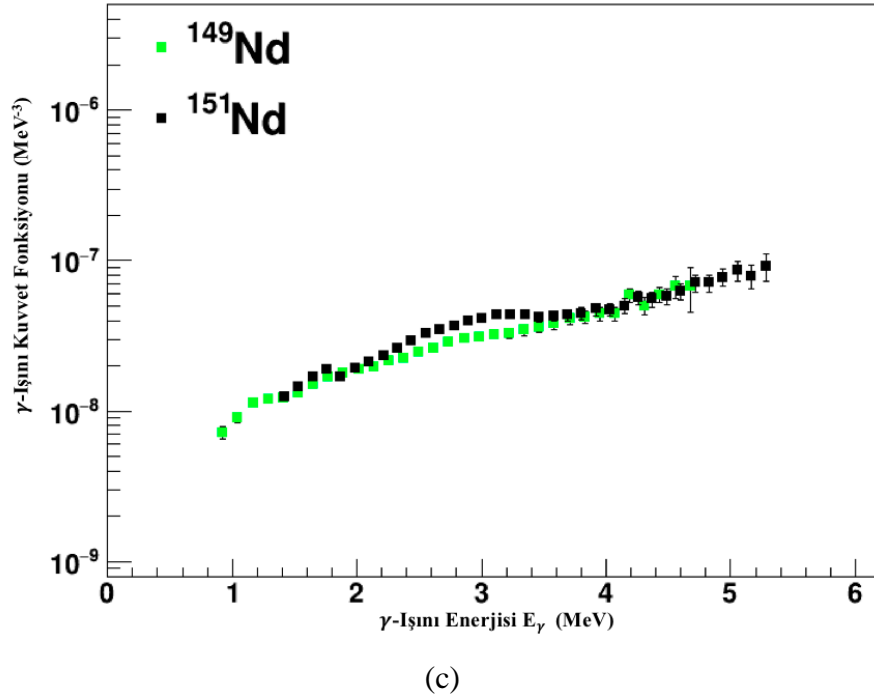
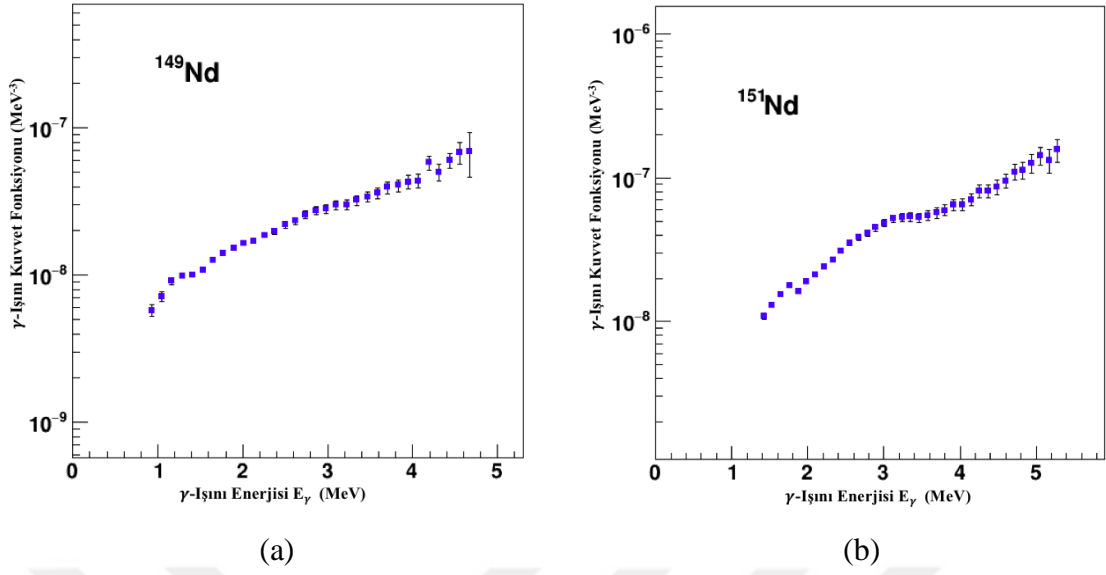
	Çekirdek		Deformasyon Parametresi	Nötron Çiftlenim Enerjisi	Proton Çiftlenim Enerjisi	Taban Durum Dönme Parametresi	
	$\kappa$	$\mu$	$\epsilon_2$	$2\Delta_n$ (MeV)	$2\Delta_p$ (MeV)	A	
Proton	0.0637	0.6	$^{149}\text{Nd}$	0.2433	2.318	1.992	0.0360
Nötron	0.0637	0.6	$^{151}\text{Nd}$	0.3172	1.994	1.690	0.0169

### 6.3 $^{149}\text{Nd}$ ve $^{151}\text{Nd}$ İzotoplarının $\gamma$ -Işını Kuvvet Fonksiyonları

Nükleer sistemlerde, uyarılmış durumların genişliği ve yoğunluğu uyarılma enerjisinin artmasıyla birlikte ani bir şekilde artmaktadır. Nükleon ayrılma enerjisinin altında, yüksek durum yoğunluğuna sahip olan ve yarı-süreklilik olarak adlandırılan bu bölgede,  $\gamma$ -ışını bozunumunun istatistiksel karakteri yalnızca ortalama elektromanyetik özellikler üzerinden ölçülebilmekte ve incelenebilmektedir.

Işınımsal kuvvet fonksiyonu olarak adlandırılan bu nicelik, reaksiyon tesir kesitlerinin hesaplanması için önemli girdiler olup, mevcut ve gelecekteki nükleer reaktörler için yapılan simülasyonlarda kullanılmaktadır. Ayrıca,  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonunun yıldızlarda gerçekleşen nükleosentez esnasında kritik bir role sahip olduğu belirlenmiştir (Goriely, 1998). Kuvvet fonksiyonunun şeklinde pygmy rezonansı gibi görece küçük bir değişiklik,  $r$ -sürecindeki elementer üretimde oldukça büyük değişikliklere sebep olmaktadır.

Şekil 6.3a ve 6.3b'de  $^{149,151}\text{Nd}$  izotopları için  $\gamma$ -ışını geçiş katsayısının normalize edilmesinden sonra elde edilen  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonları yer almaktadır. Söz konusu şekildeki kuvvet fonksiyonları incelendiğinde fonksiyonların  $\gamma$ -ışını enerjisinin artışıyla birlikte artış gösterdiği görülmektedir. Bu da,  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonlarının dev rezonansların kuyruğundan etkilendiğini göstermektedir. Daha önceki çalışmalarda da belirlendiği üzere kuvvet fonksiyonuna ana katkı elektrik dipol rezonansından gelmektedir (Guttormsen vd., 2005). Ayrıca kuvvet fonksiyonları incelendiğinde, her iki izotop için de 2-4 MeV enerji bölgesinde bir tümsek olduğu görülmektedir. Makas rezonansı olduğu düşünülen ışınma fonksiyonundaki bu artış, foto-emilim verileri ile yapılacak olan kıyaslamada ve makas rezonansı üzerine olan Bölüm 6.4'te detaylı bir şekilde incelenmektedir. Bir sonraki adım olarak, düşük enerjili yarı-süreklilik bölgesi için elde edilen kuvvet fonksiyonları, Carlos vd. (1971) ve Vasilijev vd. (1969) tarafından foto-emilim reaksiyonlarından elde edilen yüksek enerji bölgesi verileri ile karşılaştırılmıştır.



Şekil 6.3. (a)  $^{149}\text{Nd}$ , (b)  $^{151}\text{Nd}$  izotoplarının  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonları; (c) iki izotopun  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonlarının aynı grafik üzerinde gösterimi.

Düşük enerji bölgesinde  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonuna söz konusu katkılar dev elektrik dipol rezonans (GEDR), dev manyetik dipol rezonans (GMDR), 3 MeV pygmy rezonansı ve 5 MeV pygmy rezonansından gelmektedir. Bu aşamada, bu rezonanslar için deneysel verilere fit yapılacak ve sonuçlar literatür ile karşılaştırılacaktır.

Toplam  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonu



$$f = f_{E1} + f_{M1} + f_{py1} + f_{py2} \quad (6.7)$$

şeklinde tanımlanmıştır. Burada E1 ve M1 sırasıyla GEDR ve GMDR, py1 ve py2 ise sırasıyla 3 MeV ve 5 MeV enerji bölgelerinde görülen katkıları temsil eden fonksiyonlardır. Üçüncü bölümde bahsedildiği üzere, toplam kuvvet fonksiyonu KMF modeli ile (Denklem 3.17 ve Denklem 3.18), rezonans kuvveti, genişliği ve merkezi parametreleriyle ortaya konulmaktadır. Deneysel verilere fit etme işlemi, pygmy rezonanslarının kuvvet, genişlik ve merkezleri serbest parametreler olarak alınarak, en küçük kareler metodu vasıtasıyla yapılmaktadır. GEDR ve GMDR parametreleri ise RIPL veri tabanından alınmış olup, tüm parametreler Çizelge 6.2’de yer almaktadır (RIPL). Burada  $\omega$  rezonans merkezini,  $\Gamma$  rezonans genişliğini,  $\sigma$  ise tesir kesiti değerini simgelemektedir.

Deneysel verilere yapılan fit işleminin sonuçları  $^{149}\text{Nd}$  ve  $^{151}\text{Nd}$  çekirdekleri için sırasıyla Şekil 6.4 ve Şekil 6.5’te yer almaktadır. Bu grafiklerde kesikli siyah çizgi GEDR (E1), kesikli kırmızı çizgi GMDR, kesiksiz kırmızı çizgi birinci pygmy ( $E_\gamma \approx 3$  MeV merkezli), kesiksiz siyah çizgi ise ikinci pygmy ( $E_\gamma \approx 5$  MeV merkezli) rezonansını temsil etmektedir. Toplam kuvvet fonksiyonu ise mor renkli kesiksiz çizgi ile temsil edilmekte olup, her iki çekirdek için de 1-14 MeV arasındaki enerji bölgesinde fit işlemi yapılmıştır. 5-10 MeV arasındaki verisiz bölge de dahil olmak üzere, yarı-süreklilik için hesaplanan  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonuyla, Vasilyev ve Carlos’un yüksek enerji bölgesi için elde ettiği kuvvet fonksiyonunun uyumlu bir şekilde birbirine bağlandığı görülmektedir (Vasilyev vd. 1969; Carlos vd. 1971).

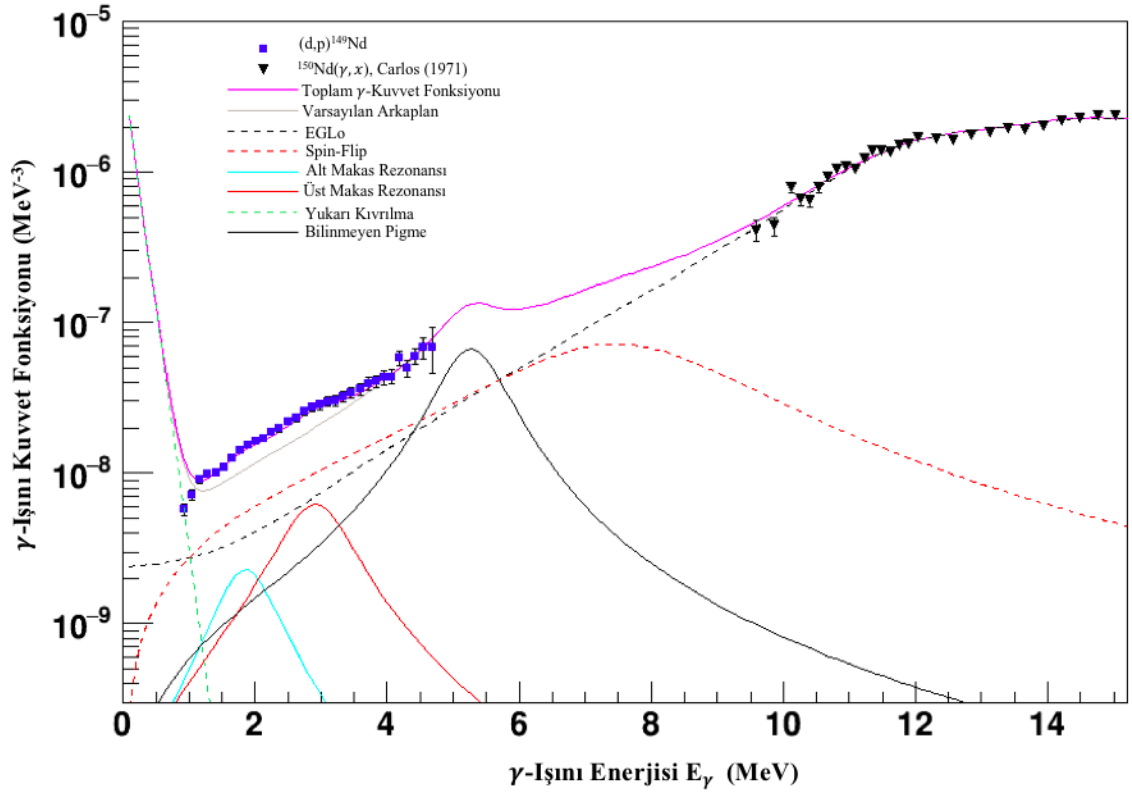
$E_\gamma \approx 3$  MeV merkezli pygmy rezonansı, rezonans kuvveti, genişliği ve merkezi değerlendirildiğinde, daha önce Oslo grubunun üzerinde çalışmış olduğu pek çok aktinit ve nadir-toprak elementinde de belirlendiği üzere M1 karakterli makas rezonansı olup, Bölüm 6.4’te detaylı bir şekilde incelenmektedir (Siem vd., 2001; Nyhus vd., 2010; Guttormsen vd., 2014; Tornyi vd., 2014).

Şekil 6.4 ve Şekil 6.5’e bakıldığında  $^{149}\text{Nd}$  ve  $^{151}\text{Nd}$  izotopları için sırasıyla 5.3 MeV ve 5.35 MeV merkeze sahip birer pygmy rezonansı gözlemlenmektedir. Bugüne kadar gerçekleştirilen  $(\gamma, \gamma')$  deneylerinde Goavert vd. (1998)  $^{116,124}\text{Sn}$  çekirdekleri için,

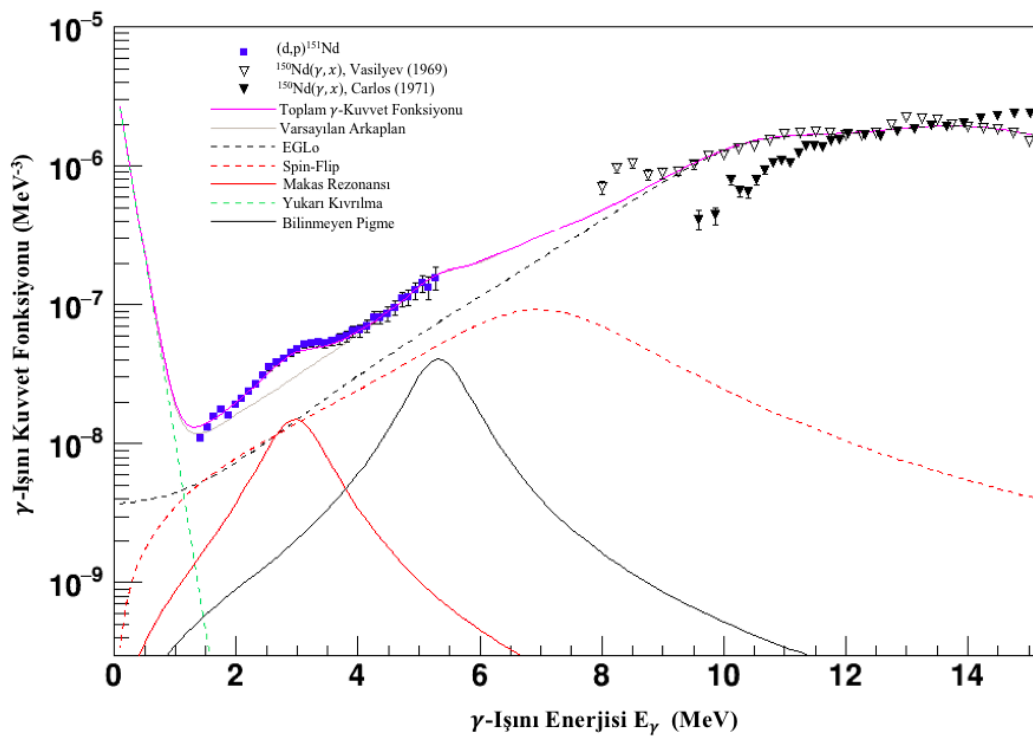
Ryezayeva vd. (2002) ise  $^{208}\text{Pb}$  çekirdekleri için bu değere yakın enerji bölgelerinde (6-10 MeV), benzer pygmy rezonansı yapıları rapor etmiştir. Oslo grubunun yaptığı çalışmalarda ise, Agvaanluvsan vd. (2009)  $^{117}\text{Sn}$  çekirdeği için 4.5-8 MeV aralığında, Nyhus vd. (2010) ise  $^{163-164}\text{Dy}$  çekirdekleri için 5-6 MeV aralığında pygmy rezonansı olarak değerlendirilen kuvvet artışları gözlemiştir.

Bu çekirdeklerde görülen yapıların, bilinen adıyla, nötron katman (skin) titreşimleri oldukları kabul edilmekte ve Van Isacker vd.'nin (1992) ve Chambers vd.'nin (1994) ifadelerine göre E1 modunda gerçekleşen rezonanslar olduğu belirtilmektedir. Zilges vd.'nin (2004) ifadesine göre bu kuvvet artışı, kararlı çekirdekler için 6-10 MeV enerji aralığında gözlenmektedir. Nötron-proton oranının ( $N/Z$ ) yüksek olduğu çekirdeklerde gözlenen bu mod, çekirdeğin nötronca zengin olan dış kenarının proton ve nötron merkezine karşı faz dışı titreşimi olarak yorumlanmıştır (Van Isacker vd., 1992; Chambers vd., 1994).

Bu tez çalışmasına konu olan  $^{149,151}\text{Nd}$  izotopları sırasıyla 89 ve 91 nötrona sahiptir ve ( $N/Z$ ) oranları sırasıyla 1.48 ve 1.52 olup görece yüksektir. Bu bilgiler ışığında,  $^{149,151}\text{Nd}$  izotoplarında görülen  $E_\gamma \approx 5$  MeV merkezli ikinci pygmy rezonansının E1 karakterli, çekirdekteki nötron fazlalığından kaynaklanan nötron katman-titreşimi olduğu söylenebilir. Yine de, bu enerji bölgesinde bugüne kadar sıklıkla karşılaşılmayan bu rezonansın daha fazla çekirdek üzerinde yapılacak deneyler vasıtasıyla incelenmesi gerektiği ortadadır.



Şekil 6.4.  $^{149}\text{Nd}$  izotopunun  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonununun  $(\gamma,n)$  reaksiyon deney verileri ile karşılaştırılması.



Şekil 6.5.  $^{151}\text{Nd}$  izotopunun  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonununun  $(\gamma,n)$  reaksiyon deney verileri ile karşılaştırılması.

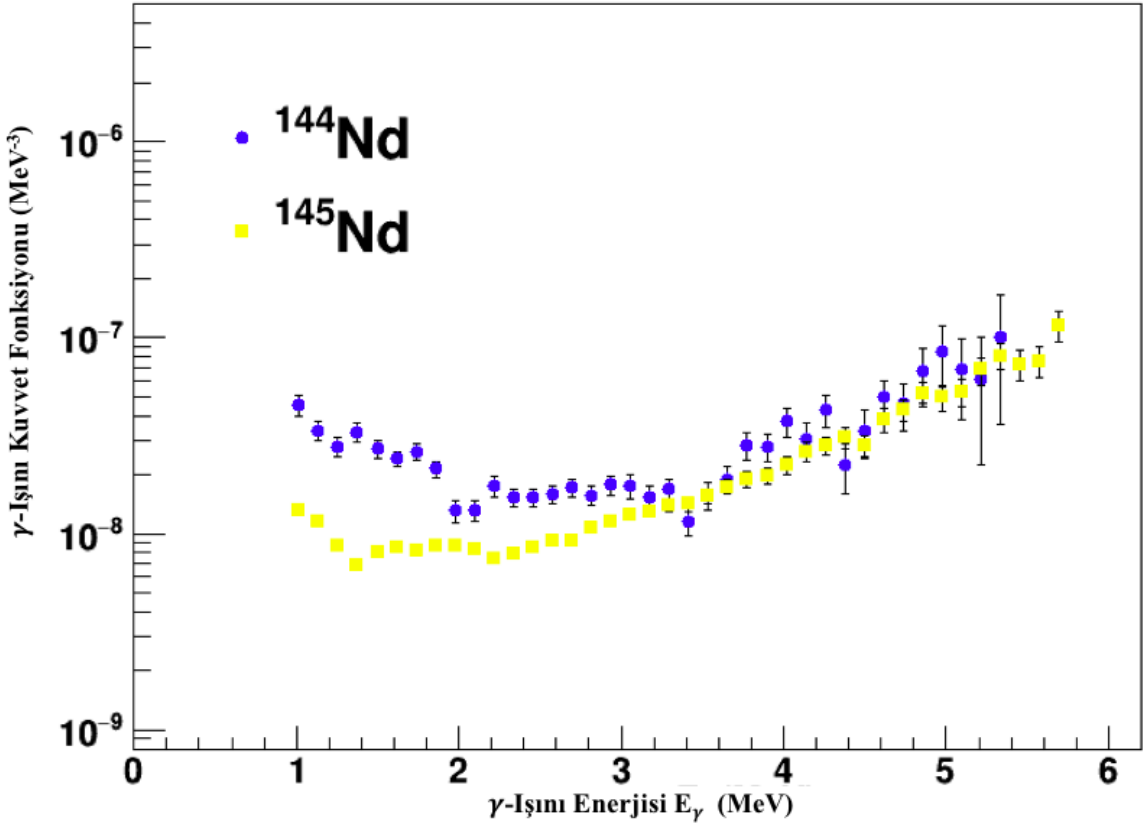
Çizelge 6.2.  $^{149,151}\text{Nd}$  izotopları için GEDR, GMDR ve pygmy rezonansı parametreleri.

Çekirdek	$\omega_{\text{GEDR}}$	$\Gamma_{\text{GEDR}}$	$\sigma_{\text{GEDR}}$	$\omega_{\text{M1}}$	$\Gamma_{\text{M1}}$	$\sigma_{\text{M1}}$	$\omega_{\text{pyg}}$	$\Gamma_{\text{pyg}}$	$\sigma_{\text{pyg}}$
	(MeV)	(MeV)	(mb)	(MeV)	(MeV)	(mb)	(MeV)	(MeV)	(mb)
$^{149}\text{Nd}$	12.7	4.6	140	7.75	4.2	3.17	5.3	1.1	4.1
$^{151}\text{Nd}$	11.2	4.6	135	7.2	3.75	3.77	5.35	1.12	2.5

Oslo Grubu'nun çalıştığı bazı çekirdekte  $E_{\gamma} < 3$  MeV enerji bölgesinde  $\gamma$ -ışını kuvvetinde bir artış gözlenmiştir. Grup tarafından “düşük enerji artışı” (low energy enhancement) ya da “yukarı kıvrılma” (upbend) olarak adlandırılan bu fenomen ilk olarak Tavukçu (2002) tarafından orta ağırlıktaki  $^{56,57}\text{Fe}$  çekirdekleri için yapılan hesaplamalarda belirlenmiş, söz konusu artış daha sonra gerçekleştirilen parçacık buharlaştırma deneyi vasıtasıyla da doğrulanmıştır (Voinov, 2006).

Söz konusu yukarı kıvrılma, Oslo Grubu'nun daha sonra  $^{93-98}\text{Mo}$  ve  $^{50-51}\text{V}$  çekirdekleriyle yapılan çalışmalarda hesaplanan  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonlarında da gözlenmiş olup (Guttormsen vd., 2005; Larsen vd., 2006), düşük enerjilerde ortaya çıkan bu

davranışa teorik olarak henüz tatmin edici bir açıklama getirilememiştir. Nadir toprak elementlerinde ise, ilk olarak Simon vd.'nin yaptığı çalışmada,  $^{151,153}\text{Sm}$  çekirdeklerinde, düşük enerjide  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonunda bir yukarı kıvrılma davranışı gözlenmiştir (2016). Bu tezin bir parçasını teşkil ettiği 115F196 numaralı TÜBİTAK projesi kapsamında yapılan deneylerde elde edilen diğer izotoplara ait verilerin analizi neticesinde,  $^{144,145}\text{Nd}$  çekirdeklerinde de söz konusu yukarı kıvrılma davranışının gözleendiği rapor edilmiştir (Özgür, 2017). Bu çekirdeklere ait  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonları Şekil 6.6'da yer almaktadır. Bu tez çalışmasına konu olan  $^{149,151}\text{Nd}$  çekirdeklerinde ise düşük enerji düzeyinde böyle bir yukarı kıvrılma davranışına rastlanılmamış olup, bu nedenle toplam  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonunda bu kuvvetin etkisi hesaba katılmamıştır.



Şekil 6.6.  $^{144,145}\text{Nd}$  çekirdeklerinin  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonları.

#### 6.4 Makas Rezonansı ve Toplam Kuralı

Uyarılmış çekirdeklerin  $\gamma$ -bozunumu büyük ölçüde kolektif geçişlerle gerçekleşmektedir. Kolektif M1 modu, diğer adıyla makas rezonansı, deforme proton ve nötron bulutlarının birbirine karşı bir makasın bıçakları gibi titreşmesi ile oluşur. Bu izovektör kolektif hareket ilk olarak Lo Iudice ve Palumbo (1978) tarafından tahmin edilmiştir.

Taban durumu üzerine kurulu makas modu ( $\gamma, \gamma'$ ) ve ( $e, e'$ ) reaksiyonlarıyla kapsamlı bir şekilde çalışılmış olup, bu deneylerin ve farklı modellerin bir değerlendirmesi yakın zamanda Heyde vd. (2010) tarafından yapılmıştır. Bunun yanında, Brink hipotezine (1955) göre Makas Rezonansı yalnızca taban durum üzerine değil, uyarılmış durumlar üzerine de kurulabilmektedir.

Oslo grubu bugüne kadar Th, Pa, U gibi aktinitler ve Yb, Dy gibi nadir toprak elementleri üzerine yaptığı çalışmalarda söz konusu elementlere ait farklı izotoplarda makas rezonansını gözlemlemiştir (Guttormsen vd., 2012; Nyhus vd., 2010; Voinov vd., 2001). Ayrıca, nadir toprak elementlerinde 3 MeV civarında görülen pygmy rezonansının M1 karakterinde makas modu olduğu yine aynı grup tarafından belirlenmiştir (Schiller vd., 2004; Krtička vd., 2004).

$^{149,151}\text{Nd}$  izotoplarına ait olan toplam  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonları incelendiğinde (Şekil 6.3.a ve 6.3.b) 2-4 MeV arasında kuvvet fonksiyonlarında bir artış olduğu görülmektedir. Bu rezonans  $E_\gamma = 3$  MeV civarında bir merkeze sahip olup, bu değer Oslo Grubu'nun nadir-toprak elementleri üzerinde yaptığı diğer çalışmalarda elde edilen makas rezonansı merkezine ( $E_\gamma = 2.7$  MeV) oldukça yakın bir değerdir.

Heyde vd.'nin (2010), belirttiği üzere makas rezonansı üzerine farklı modeller mevcut olup, bu çalışmada Lipparini vd.'nin (1989) toplam kuralı yaklaşımı tercih edilmiştir. Rezonansın merkezini ve gücünü tahmin etmek için oldukça temel bir yaklaşım olan bu kuralı uygularken Enders vd.'nin (2005) önerdiği yol izlenmiştir. Hesaplamanın detayları Guttormsen vd. (2014) tarafından sunulmuş olup, burada sadece kullanılan formüller verilecektir.

Ters ve doğrusal enerji ağırlıklı toplam kuralları,

$$S_{+1} = \frac{3}{8\pi} \Theta_{rigid} \delta^2 \omega_D^2 (g_p - g_n)^2 [\mu_N^2 MeV] \quad (6.7)$$

$$S_{-1} = \frac{3}{16\pi} \Theta_{IV} (g_p - g_n)^2 [\mu_N^2 MeV^{-1}] \quad (6.8)$$

ifadeleriyle verilir.  $g$  faktörleri için  $g_p - g_n = \frac{2Z}{A}$  ifadesi kullanılabilir. Bu eşitlik, nötron ve rotasyonel jromanyetik faktörlerin sırasıyla  $g_n \approx 0$  ve  $g_R = \frac{(g_p + g_n)}{2} = \frac{Z}{A}$  olduğu varsayımına dayanmaktadır (Bohr ve Mottelson, 1969). Ayrıca, bu tez çalışmasında yarı-sürekli bölge incelendiği için, izovektör eylemsizlik momenti yerine, katı cisim eylemsizlik momenti kullanılmıştır.

Enders vd.'e göre, izovektör dev quadropol rezonansının (IVGQR)  $K=1$  bileşeni  $S_{+1}$ 'i domine edecektir (2005). Bu nedenle,

$$\xi = \frac{\omega_Q^2}{\omega_Q^2 + 2\omega_D^2} \quad (6.9)$$

şeklinde bir indirgeme faktörü kullanılarak çıkarılmalıdır. Bu faktör, izovektör dev dipol (IVGDR) ve izoskaler dev quadropol (ISGQR) rezonansların enerji merkezlerine,

$$\omega_D \approx (31.2 A^{-1/3} + 20.6 A^{-1/6})(1 - 0.61\delta) MeV \quad (6.10)$$

$$\omega_Q \approx 64.7 A^{-1/3} (1 - 0.3\delta) MeV \quad (6.11)$$

ifadeleriyle bağlıdır. Böylelikle, iki toplam kuralı kullanılarak,

$$\omega_{MR} = \sqrt{S_{+1}/S_{-1}} = \delta \omega_D \sqrt{2\xi} \quad (6.12)$$

$$B_{MR} = \sqrt{S_{+1} S_{-1}} = \frac{3}{4\pi} \left(\frac{Z}{A}\right)^2 \Theta_{rigid} \delta \omega_D \sqrt{2\xi} \quad (6.13)$$

şeklindeki rezonans merkezi ve kuvveti ifadeleri elde edilebilmektedir. Burada  $\delta$  nükleer deformasyon parametresidir (Goriely vd., 2009).

Makas rezonansının şiddeti deneysel verilerden

$$B_{MR,i} = \frac{9\hbar c}{32\pi^2} \left( \frac{\sigma_{MR,i} \Gamma_{MR,i}}{\omega_{MR,i}} \right) \quad (6.14)$$

ifadesi kullanılarak elde edilir (Guttormsen vd. , 2014). Burada  $\sigma$ ,  $\Gamma$  ve  $\omega$  sırasıyla rezonansın şiddeti, genişliği ve merkezi olup, rezonansın tek tümseğe sahip olması durumunda bu ifade

$$B_{MR} = \frac{9\hbar c}{32\pi^2} \left( \frac{\sigma_{MR} \Gamma_{MR}}{\omega_{MR}} \right) \quad (6.15)$$

şeklinde kullanılır. Rezonansın iki tümseğe sahip olması durumunda ise düşük rezonans için  $i=1$  ve yüksek rezonans için  $i=2$  alınarak işlem yapılır. Bu durumda, toplam rezonans kuvveti ve ortalama sentroid ise sırasıyla,

$$B_{MR} = \sum_{i=1,2} B_{MR,i} \quad (6.16)$$

ve,

$$\omega_{MR} = \frac{\sum_{i=1,2} \omega_{MR,i} B_{MR,i}}{\sum_{i=1,2} B_{MR,i}} \quad (6.17)$$

ifadeleriyle hesaplanır.



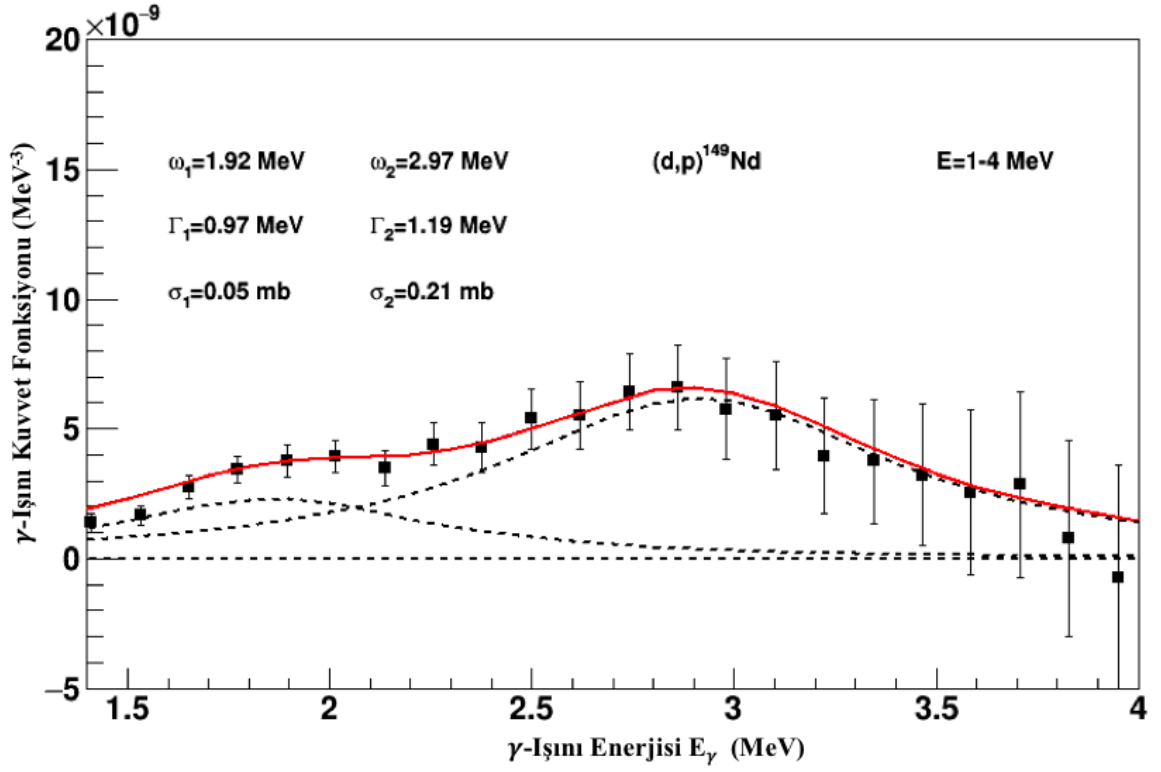
Makas rezonansı grafikleri, toplam  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonlarından  $E1$ ,  $M1$  ve  $E_{\gamma} \approx 5$  MeV merkezli ikinci pygmy kuvvetleri (Şekil 6.4 ve Şekil 6.5'te yer alan eflatun renkli lorentzyen) çıkarılarak elde edilmektedir. Bu işlemin ardından elde edilen,  $^{149}\text{Nd}$  ve  $^{151}\text{Nd}$  çekirdeklerine ait makas rezonansı grafikleri sırasıyla Şekil 6.7 ve Şekil 6.8'de yer almaktadır. Deneysel verilerden elde edilen makas rezonansı merkezi ( $\omega$ ), rezonans şiddeti ( $\sigma$ ), rezonans genişliği ( $\Gamma$ ) ve rezonans kuvveti ( $B(M1)$ ) değerleri, toplam kuralı uygulanarak bulunan teorik merkez ve toplam kuvvet değerleriyle birlikte  $^{149}\text{Nd}$  ve  $^{151}\text{Nd}$  çekirdekleri için sırasıyla Çizelge 6.3 ve Çizelge 6.4'te yer almaktadır. Söz konusu değerlere bakıldığında, deneysel verilerle, toplam kuralı tahminlerinin birbirleriyle oldukça tutarlı oldukları görülmektedir.

Çizelge 6.3.  $^{149}\text{Nd}$  çekirdeği için makas rezonansının deneysel değerleri ve toplam kuralı hesaplamaları sonucu elde edilen teorik değerler.

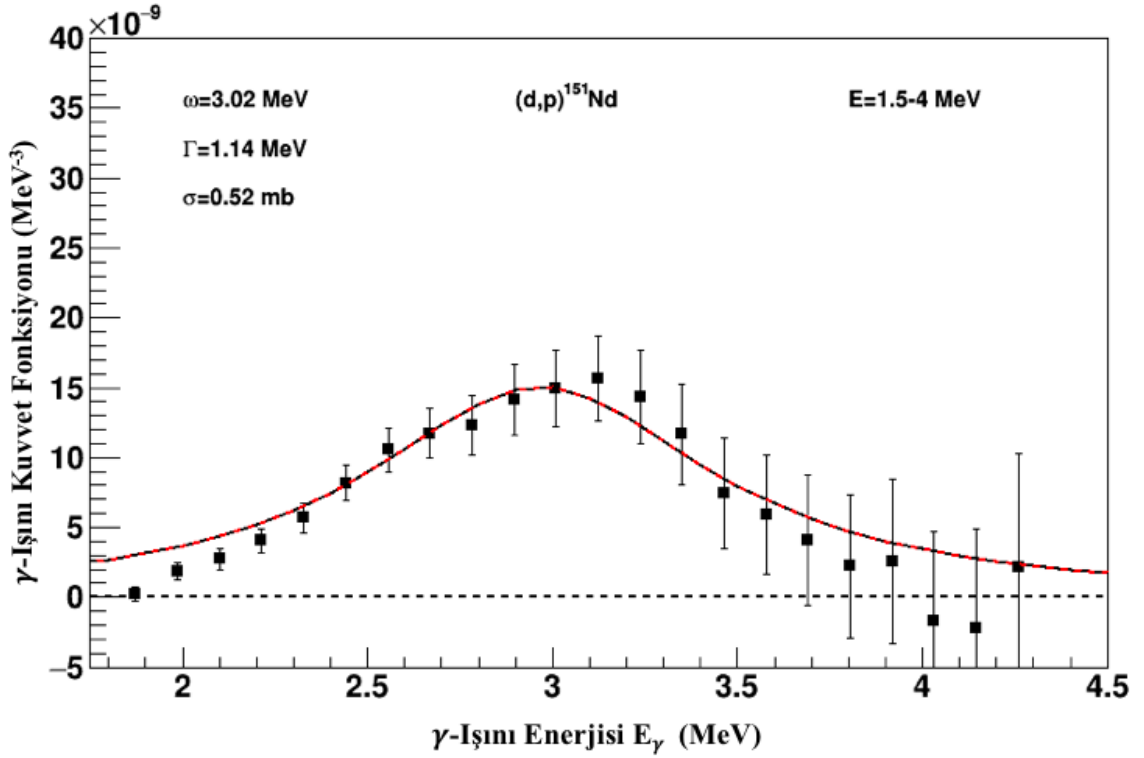
	Deneysel Sonuçlar								Toplam Kuralı			
	Alt Rezonans				Üst Rezonans				Toplam			
$\beta_2$	$\omega_{MR}$ (MeV)	$\Gamma_{MR}$ (MeV)	$\sigma_{MR}$ (mb)	$B(M1)$ $\mu_N^2$	$\omega_{MR}$ (MeV)	$\Gamma_{MR}$ (MeV)	$\sigma_{MR}$ (mb)	$B(M1)$ $\mu_N^2$	$\omega_{MR}$ (MeV)	$B(M1)$ $\mu_N^2$	$\omega_{MR}$ (MeV)	$B(M1)$ $\mu_N^2$
0.2302	1.92	0.97	0.05	0.892	2.97	1.19	0.21	2.971	2.73	3.86	2.21	4.90

Çizelge 6.4.  $^{151}\text{Nd}$  çekirdeği için makas rezonansının deneysel değerleri ve toplam kuralı hesaplamaları sonucu elde edilen teorik değerler.

	Deneysel Sonuçlar				Toplam Kuralı	
	$\omega_{MR}$ (MeV)	$\Gamma_{MR}$ (MeV)	$\sigma_{MR}$ (mb)	$B(M1)$ $\mu_N^2$	$\omega_{MR}$ (MeV)	$B(M1)$ $\mu_N^2$
0.3001	3.02	1.14	0.52	6.931	2.785	6.270



Şekil 6.7.  $^{149}\text{Nd}$  izotopu için gözlenen makas rezonansı.

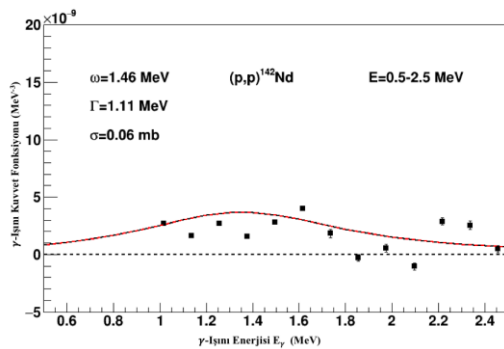
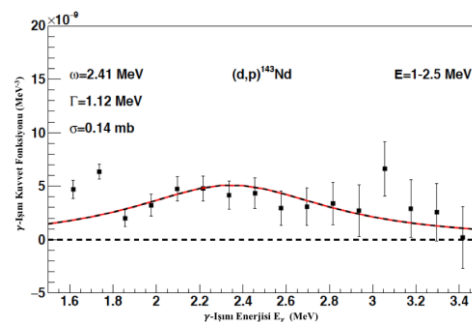


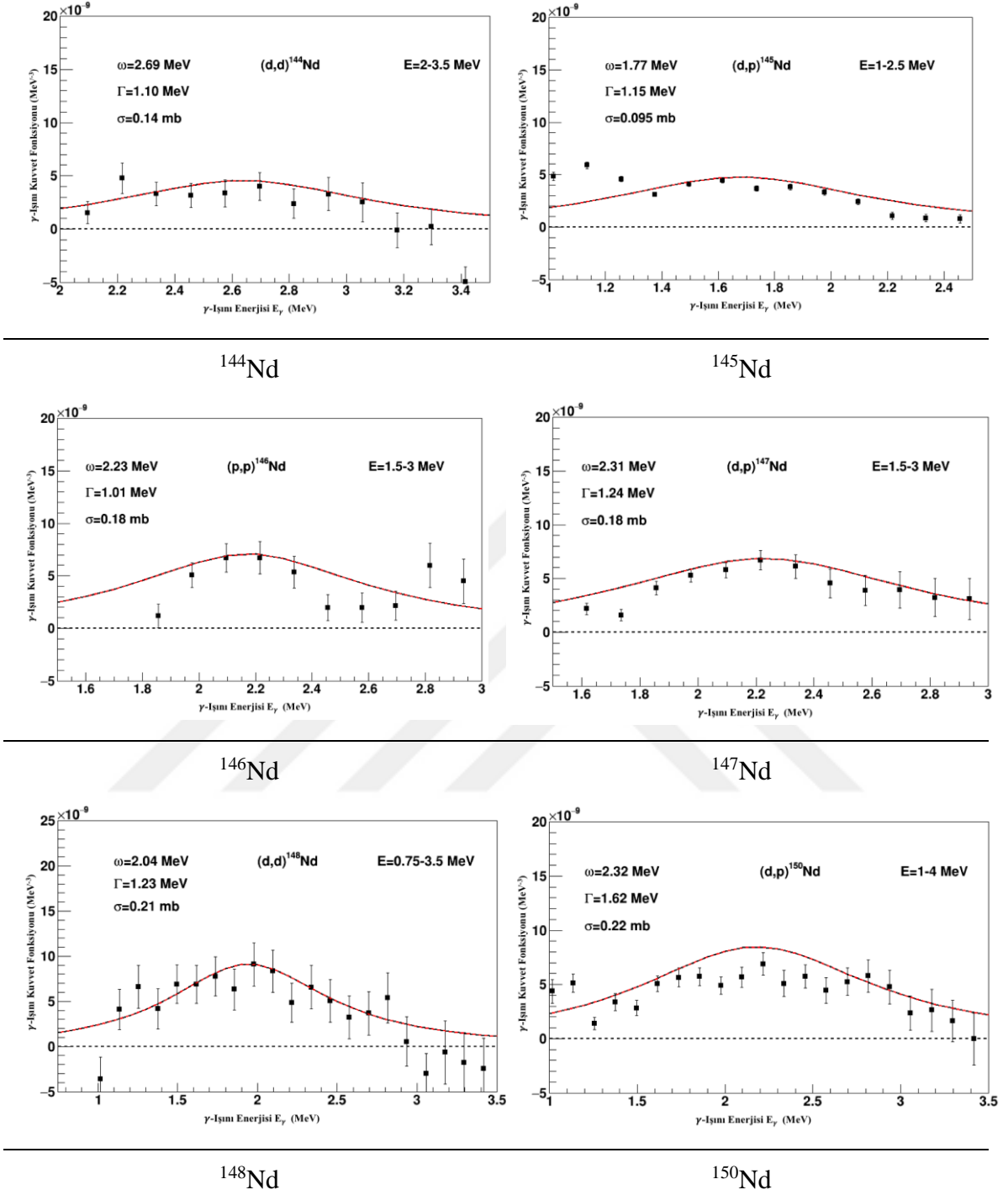
Şekil 6.8.  $^{151}\text{Nd}$  izotopu için gözlenen makas rezonansı.

Şekil 6.7 ve Şekil 6.8 incelendiğinde,  $^{149}\text{Nd}$  izotopunun çift tümsekli bir makas rezonansına sahip olduğu görülmektedir. Bu izotop için yapılan fit işleminde alt rezonans ve üst rezonans için iki ayrı standart lorentzyen seçilmiş ve bu lorentzyenler vasıtasıyla alt ve üst rezonanslar için rezonans merkezi, şiddeti, genişliği ve kuvveti ayrı ayrı belirlenmiş, toplam kuralı vasıtasıyla da rezonansın toplam kuvveti hesaplanmıştır.

Oslo Grubu'nun daha önce yapmış olduğu çalışmalarda Guttormsen vd. Th, Pa ve U aktinitleri, Tornyı vd. ise Np aktiniti için çift tümseğe sahip makas rezonansı rapor etmişlerdir (Guttormsen vd. 2014, Tornyı vd., 2014). Literatürde nadir toprak elementleriyle yapılan makas rezonansı çalışmalarına baktığımızda ise, Yb için çift tümsek rapor edildiği (Agvaanluvsan, 2004), Dy içinse tek tümsek rapor edildiği (Guttormsen, 2003) görülmektedir. Guttormsen vd., özellikle aktinitlerde görülmekte olan çift tümsekli yapının teorik olarak henüz bir açıklamasının bulunmadığını belirtmekle birlikte, söz konusu yapının  $\gamma$ -deformasyonundan kaynaklandığı tahminini ileri sürmektedirler (2014).

Şekil 6.9'da, 115F196 numaralı TÜBİTAK projesi kapsamında yapılan deneyler vasıtasıyla elde edilen  $^{142,143,144,145,146,147,148,150}\text{Nd}$  çekirdeklerine ait makas rezonansı parametreleri ve elde edilen deneysel rezonans grafikleri yer almaktadır. Özgür,  $^{145}\text{Nd}$  çekirdeği üzerine yaptığı çalışmada, söz konusu çekirdeğin tek tümsekli bir makas rezonansına sahip olduğunu rapor etmiştir (2017). Bu çekirdeklere ait grafiklere bakıldığında,  $^{143,144,146,147,148}\text{Nd}$  çekirdeklerinin tek tümsekli makas rezonansı yapısına sahip olduğu,  $^{150}\text{Nd}$  çekirdeğinin ise çift tümsekli bir yapıya sahip olduğu gözlemlenmektedir.  $^{142}\text{Nd}$  çekirdeğinde yeterli veri olmadığı görülmekte olup, farklı deneylerle söz konusu çekirdeğin elde edilerek daha sağlıklı bir değerlendirme yapılacağı düşünülmektedir.

 $^{142}\text{Nd}$  $^{143}\text{Nd}$

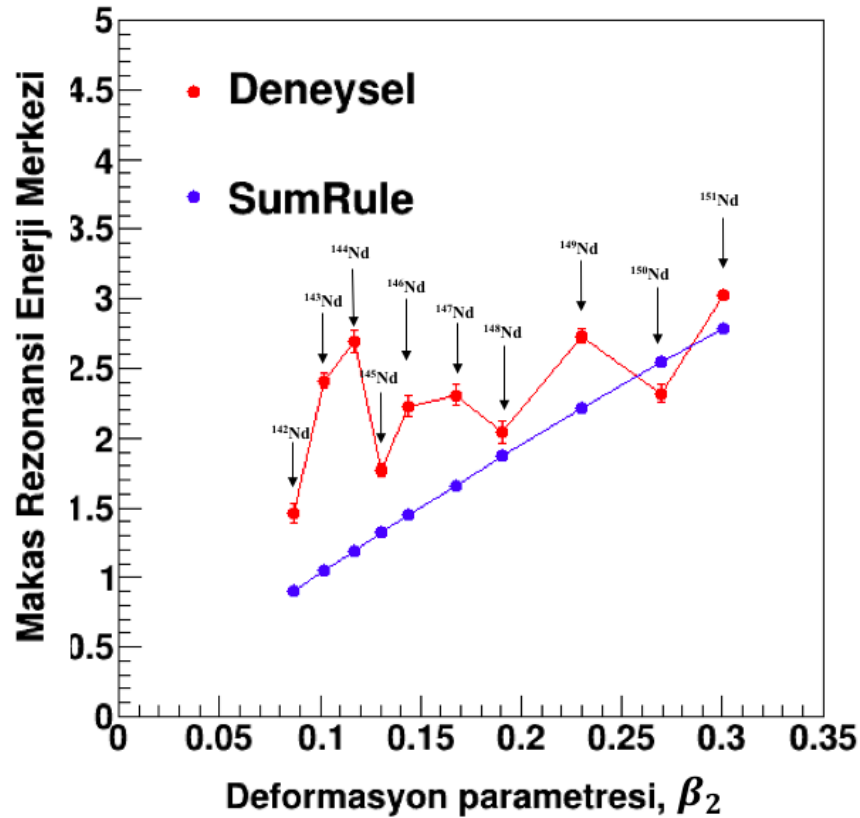


Şekil 6.9.  $^{142,143,144,145,146,147,148,150}\text{Nd}$  çekirdeklerine ait makas rezonansı grafikleri.

Bugüne kadar yapılan çalışmalara bakıldığında,  $^{238}\text{U}$  ve  $^{232}\text{Th}$  gibi aktinitler için makas rezonansı merkezinin 2.2 – 2.3 MeV civarında yoğunlaştığı rapor edilmiştir (Heil vd., 1988; Margraf vd., 1990; Yevetska vd., 2010). Oslo Grubu ise yaptığı çalışmalarda,  $^{231,232,233}\text{Th}$ ,  $^{232,233}\text{Pa}$ ,  $^{237,238,239}\text{U}$  izotopları için 1.85 MeV -2.30 MeV arasında değişen rezonans merkezi değerleri tespit ederken (Guttormsen vd., 2012),  $^{238}\text{Np}$  izotopu için 1.95

MeV ile 2.48 MeV arasında bir rezonans merkezi tespit etmiştir (Tornyı vd., 2014). Oslo Grubu, nadir toprak elementleri ile yaptıkları çalışmalarda ise,  $^{163,164}\text{Dy}$  izotopları için 2.81 MeV değerine sahip rezonans merkezi tespit ederken (Nyhus vd., 2010),  $^{171,172}\text{Yb}$  izotopları için 2.15 MeV – 3.41 MeV arasında bir rezonans merkezi tespit etmiştir (Agvaanluvsan vd., 2001). Son olarak, yine Oslo grubu,  $^{166,167}\text{Er}$  izotopları için 2.98 MeV ve 3.24 MeV merkezli makas rezonansı tespit etmiştir (Melby vd., 2001).

115F196 numaralı TÜBİTAK projesinin bir parçası olarak,  $^{142,143,144,145,146,147,148,149,150,151}\text{Nd}$  çekirdeklerinde gözlenen makas rezonansının enerji merkezi değerleri elde edilmiştir. Deneysel verilerden elde edilen enerji merkezi değerleri, toplam kuralından hesaplanan değerlerle birlikte Çizelge 6.5'te yer almaktadır. Söz konusu çizelgede, deformasyondaki ( $\beta_2$ ) artışla birlikte enerji merkezinin deneysel ve teorik olarak nasıl değiştiği görülmektedir (Şekil 6.10). Deneysel verilerin, daha önce makas rezonansı üzerine elde edilen bulgulara uyumlu bir şekilde, 2.20 MeV ile 2.80 MeV arasında yoğunlaştığı görülmektedir.



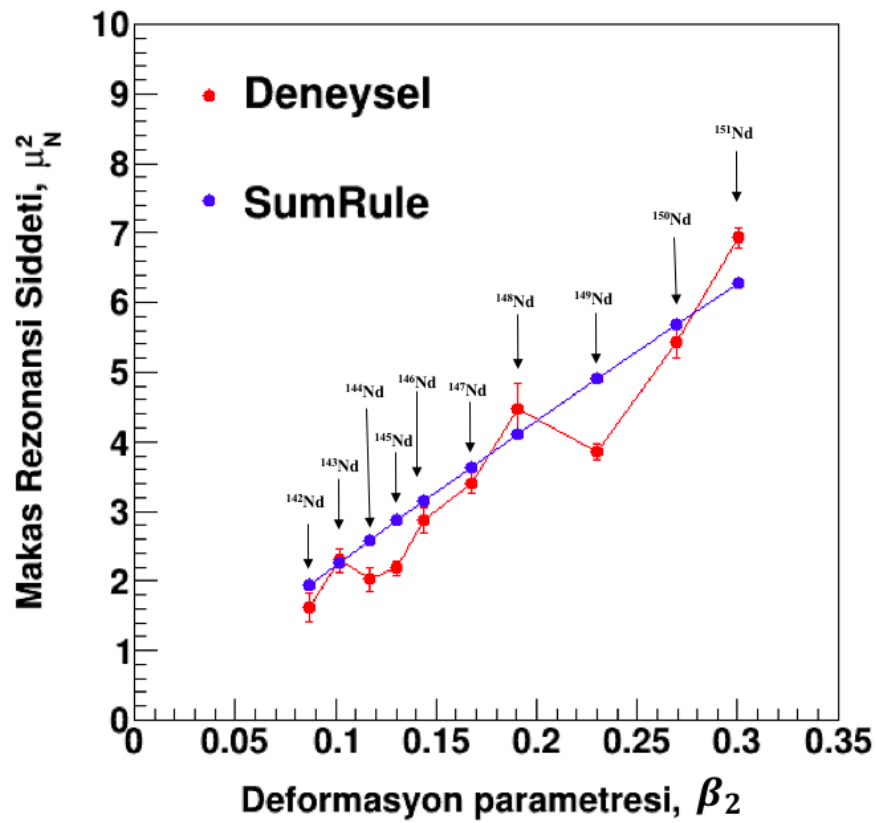
Şekil 6.10.  $^{142,143,144,145,146,147,148,149,150,151}\text{Nd}$  çekirdeklerine ait makas rezonansı enerji merkezinin deformasyon parametresine göre değişimi.

Çizelge 6.5.  $^{142,143,144,145,146,147,148,149,150,151}\text{Nd}$  çekirdeklerine ait deformasyon parametreleri ve enerji merkezi değerleri.

Çekirdek	$^{142}\text{Nd}$	$^{143}\text{Nd}$	$^{144}\text{Nd}$	$^{145}\text{Nd}$	$^{146}\text{Nd}$	$^{147}\text{Nd}$	$^{148}\text{Nd}$	$^{149}\text{Nd}$	$^{150}\text{Nd}$	$^{151}\text{Nd}$
$\beta_2$	0.0868	0.1019	0.1170	0.1306	0.1442	0.1673	0.1905	0.2302	0.2699	0.3001
$\omega_{MR}$ (Deneysel Veriler)	1.46	2.41	2.69	1.77	2.23	2.31	2.04	2.73	2.32	3.02
$\omega_{MR}$ Toplam Kuralı (Sum Rule)	0.90	1.05	1.19	1.32	1.45	1.66	1.87	2.21	2.54	2.79

Çizelge 6.6'da  $^{142,143,144,145,146,147,148,149,150,151}\text{Nd}$  çekirdekleri için deneysel verilerden elde edilen ve toplam kuralı ile elde edilen makas rezonansı şiddeti değerleri yer almaktadır. Ayrıca, her bir çekirdeğe ait deformasyon parametresine karşılık olarak, bu deneysel ve teorik rezonans şiddeti değerlerinin nasıl değiştiği Şekil 6.11'de gösterilmektedir.

Guttormsen vd.'nin (2014) belirttiğine göre, deformasyon azaldıkça, yani daha küresel çekirdeğe doğru ilerledikçe, toplam kuralı rezonans şiddetinin ve rezonans merkezinin enerjisinin azalacağını öngörür. Bir başka deyişle, deformasyon arttıkça, rezonans şiddeti ve merkez enerjisi de artacaktır. Şekil 6.11'de yer alan ve lineer bir artış gösteren mavi çizgi bu olguyu ifade etmektedir. Kırmızı çizgi ile gösterilen deneysel veriler, toplam kuralının tahminini ortaya koyan mavi çizgi ile oldukça uyum içindedir. Bu da,  $^{142-151}\text{Nd}$  çekirdekleri ile yaptığımız çalışmada deneysel verilerden elde ettiğimiz makas rezonansı şiddeti değerlerinin, toplam kuralı tahminleriyle uyumlu olduğunu göstermektedir.



Şekil 6.11.  $^{142},^{143},^{144},^{145},^{146},^{147},^{148},^{149},^{150},^{151}\text{Nd}$  çekirdeklerine ait makas rezonansı şiddetinin deformasyon parametresine göre değişimi.

Çizelge 6.6.  $^{142},^{143},^{144},^{145},^{146},^{147},^{148},^{149},^{150},^{151}\text{Nd}$  çekirdeklerine ait deformasyon parametresi ve rezonans şiddeti değerleri.

Çekirdek	$^{142}\text{Nd}$	$^{143}\text{Nd}$	$^{144}\text{Nd}$	$^{145}\text{Nd}$	$^{146}\text{Nd}$	$^{147}\text{Nd}$	$^{148}\text{Nd}$	$^{149}\text{Nd}$	$^{150}\text{Nd}$	$^{151}\text{Nd}$
$\beta_2$	0.0868	0.1019	0.1170	0.1306	0.1442	0.1673	0.1905	0.2302	0.2699	0.3001
$B(M1)$										
(Deneysel Veriler)	1.61	2.30	2.02	2.18	2.88	3.41	4.47	3.86	5.42	6.93
$B(M1)$										
Toplam Kuralı (Sum Rule)	1.94	2.26	2.58	2.87	3.15	3.63	4.09	4.90	5.69	6.27

## 7. SONUÇ VE ÖNERİLER

Oslo Siklotron Laboratuvarı'nda  $^{148,150}\text{Nd}$  izotopları üzerine 13.5 MeV enerjili, 1.2 nA yoğunluklu döteron demetleri gönderilerek gerçekleştirilen deneyler neticesinde inelastik saçılma ( $d, d'\gamma$ ) ve transfer ( $d, p\gamma$ ) reaksiyonlarının verileri elde edilmiş, bu verilerin proton kanalları süzülerek  $^{149,151}\text{Nd}$  çekirdeklerine ait olan parçacık- $\gamma$ -ışını çakışma matrisleri elde edilmiştir. Elde edilen matris detektör tepki fonksiyonu kullanılarak açılmış, ardından Compton saçılımı, tekli ve çiftli kaçış, parçacık yok olması gibi etkilerden temizlenmiş ve bu yöntemle özel bir çıkarma metoduyla birinci nesil  $\gamma$ -ışını matrisine ulaşılmıştır. Tüm uyarılmış durumları ve  $\gamma$ -ışını bozunumu olasılıklarını içeren bu matrisle tekrarlı bir süreç olan chi-kare minimizasyonu uygulanarak durum yoğunluğu ve  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonu elde edilmiştir. Son aşamada bu fonksiyonlar bilinen değerler kullanılarak normalize edilerek  $^{149,151}\text{Nd}$  izotoplarına ait durum yoğunlukları ve  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonları çıkarılmıştır.

Söz konusu izotopların durum yoğunluklarının Oslo Grubu'nun daha önce çalıştığı izotoplarda olduğu gibi sabit sıcaklık (Constant Temperature - CT) modeli ile oldukça uyumlu olduğu gözlenmiştir. Durum yoğunluğu düşük uyarılma enerjilerinde bilinen durumları takip ederken, belirli bir enerjiden sonra, enerji yükseldikçe durum yoğunluğunda doğrusal bir artış söz konusudur. Bu da Oslo Grubu'nun daha önce ortaya koyduğu üzere, Cooper çiftlerinin kırıldığına ve bu nedenle sıcaklığın sabit kaldığına işaret etmektedir (Moretto vd., 2015).

Nilsson modelini temel alan basit bir kombinatoriyel model vasıtasıyla  $^{149,151}\text{Nd}$  izotoplarının teorik nükleer durum yoğunlukları elde edilmiştir. Teorik durum yoğunluğu bazı noktalarda deneysel verilerden sapsa da, genel itibariyle teorik ve deneysel durum yoğunlukları benzer bir eğim ve eğilimi takip etmektedir.

$^{149,151}\text{Nd}$  izotoplarının kuvvet fonksiyonları  $\gamma$ -ışını enerjisinin yükselmesiyle birlikte artmaktadır. Oslo metodu vasıtasıyla nötron ayrılma enerjisinin altında, yaklaşık 5 MeV'lik enerji bölgesine kadar elde edilen kuvvet fonksiyonu, P. Carlos vd.'nin (1971) ve O. V. Vasilyev vd.'nin (1969) gerçekleştirdiği ( $\gamma, n$ ) deneyleriyle elde edilen, yüksek enerji



bölgesindeki foto-emilim verileri ile kıyaslanmıştır. Lorentzyen fonksiyonları kullanılarak düşük enerji bölgesi ile dev elektrik dipol rezonansı (GEDR) ve dev manyetik dipol rezonansı (GMDR) tarafından domine eden bölge fit işlemi yapılarak birbirine bağlanmıştır. İki bölgenin söz konusu fonksiyonlarla birbirine uyumlu bir şekilde bağlandığı gözlenmektedir.

Düşük enerji bölgesinde her iki çekirdekte de ikişer pygmy rezonansı görülmektedir. 3 MeV merkezli ilk pygmy rezonansı, makas modu olarak da bilinen rezonans olup daha önce Oslo Grubu'na çalışılan nadir toprak elementlerinde de gözlenmiştir. Rezonansın merkez enerjisi, tesir kesiti ve aralık değerleri toplam kuralı hesaplamalarıyla kıyaslanmış, deney verileriyle teorik veriler arasında oldukça tutarlı bir ilişki gözlenmiştir.

Düşük enerji bölgesindeki 5 MeV merkezli ikinci pygmy rezonansı bugüne kadar Oslo grubunun çalıştığı iki çekirdekte daha görülmüş olup, nötronca zengin çekirdeklere görülen, E1 karakterli, nötron katman-rezonansı olduğu düşünülmektedir. Yine de daha fazla çekirdek üzerinde, nötron ayrılma enerjisine kadar olan düşük enerji bölgesini kapsayan deneyler yapılarak daha bütüncül bir değerlendirme yapılması gerektiği düşünülmektedir.

115F196 numaralı TÜBİTAK projesi kapsamında incelenen  $^{142,143,144,145,146,147,148,149,150,151}\text{Nd}$  dizisinde, neredeyse küresel bir çekirdek olan  $^{142}\text{Nd}$ 'den, deforme bir çekirdek olan  $^{151}\text{Nd}$  çekirdeğine gidildikçe şekilsel deformasyon artmaktadır. Nükleer durum yoğunluğu açısından değerlendirildiğinde, deformasyon arttıkça, durum yoğunluğunun da artması beklenmektedir. Söz konusu çekirdeklere ait deneysel verilere bakıldığında,  $^{142}\text{Nd}$  çekirdeğinden  $^{151}\text{Nd}$  çekirdeğine gidildikçe, beklendiği şekilde, durum yoğunluğunun arttığı görülmektedir (Şekil 6.1.e).

Proje kapsamında çalışılan çekirdeklerin toplam  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonlarından  $E_\gamma = 2 - 3$  MeV merkezli pygmy rezonansı elde edilerek, makas modu parametrelerine ulaşılmıştır. Söz konusu parametreler kullanılarak söz konusu izotop dizisi için makas rezonansı şiddeti hesaplanarak, toplam kuralı tahminleri ile karşılaştırılmıştır. Deney sonuçları, çekirdeklerdeki deformasyonun artmasıyla,  $\gamma$ -ışını şiddetinin lineer olarak artacağını öngören toplam kuralı tahminleriyle mükemmel uyum içindedir. Bu da, Oslo Metodu'nun

ve toplam kurallarının yöntemsel tutarlılığını bir anlamda yeni bir sağlaması olarak önem taşımaktadır.

Bu teze konu olan  $^{149,151}\text{Nd}$  izotoplarının bir parçası olduğu 115F196 numaralı TÜBİTAK projesi kapsamında  $^{142,144,146,148,150}\text{Nd}$  hedefleri ile yapılan deneyler vasıtasıyla  $^{142,143,144,145,146,147,148,149,150,151}\text{Nd}$  çekirdeklerine ait durum yoğunluğu,  $\gamma$ -ışını kuvvet fonksiyonu, makas rezonansı nicelikleri üzerindeki çalışmalar devam etmektedir. Bu on izotopa ait hesaplamalar tamamlandıktan sonra bu izotop boyunca söz konusu niceliklerin nasıl bir eğilim izlediği konusunda daha kapsayıcı bir değerlendirme yapmak mümkün olacaktır.



## KAYNAKLAR DİZİNİ

- Agvaanluvsan, U., Schiller, A., Becker, J. A., Bernstein, L. A., Garrett, P. E. (2004). Level densities and  $\gamma$ -ray strength functions in  $^{170,171,172}\text{Yb}$ . *Phys. Rev. C* 70, 054611.
- Agvaanluvsan, U., Larsen, A. C., Chankova, R., Guttormsen, M., Mitchell, G. E., Schiller, A., Voinov, A. (2009). Enhanced radiative strength in the quasicontinuum of  $^{117}\text{Sn}$ . *Physical Review Letters*, 102(16), 1–5.
- Alhassid, Y., Bertsch, G. F., Dean, D. J., ve Koonin, S. E. (1996). Shell Model Monte Carlo studies of  $\gamma$ -soft nuclei. *Physical Review Letters*, 77(8), 1444–1447.
- Alhassid, Y., Bertsch, G. F., ve Fang, L. (2003). Nuclear level statistics: extending shell model theory to higher temperatures. *Physical Review C - Nuclear Physics*, 68(4), 11.
- Alhassid, Y., Liu, S., ve Nakada, H. (2007). Spin projection in the shell model Monte Carlo method and the spin distribution of nuclear level densities. *Physical Review Letters*, 99(16).
- Axel, P. (1962). Electric dipole ground-state transitions width strength function and 7-MeV photon interaction. *Physical Review*, 126(2), 671–683.
- Bardeen, J., Cooper, L. N., ve Schrieffer, J. R. (1957). Theory of superconductivity. *Physical Review*, 108(5), 1175–1204.
- Bartholomew, G. A., Earle, E. D., Ferguson, A. J., Knowles, J. W., Lone, M. A. (1972). *Advanced Nuclear Physics*, 7:229.
- Bethe, H. A. (1936). An attempt to calculate the number of energy levels of a heavy nucleus. *Phys. Rev.*, 50:332-341.
- Bohr, A., Mottelson, B. (1969). *Nuclear Structure Vol. II*.
- Brink, D. M. (1955). *Doktora tezi*, Oxford University. Basılmamış.
- Carlos, P., Beil, H., Bergere, R., Lepretre, A., ve Veyssiere, A. (1971). The giant dipole resonance in the transition region for the neodymium isotopes. *Nuclear Physics, Section A*, 172(2), 437–448.
- Chambers, J., Zaremba, E., Adams, J. P., ve Castel, B. (1994). Pygmy dipole resonances in the calcium isotopes. *Physical Review C*, 50(6).
- Choppin, G., Liljenzin, J. O., Rydberg, J., ve Ekberg, C. (2013). *Radiochemistry and Nuclear Chemistry: Fourth Edition*. Elsevier Publishing.
- Egidy, T. V., Schmidt, H. H., Behkami, A. N. (1988). Nuclear level densities and level spacing distributions: part II, *Nuclear Physics Section A*, 481(2), 189-206.

### KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Egidy, T. V., Bucurescu, D. (2005). Systematics of nuclear level density parameters. *Physical Review C - Nuclear Physics*, 72(4).
- Enders, J., Rangacharyulu, C., ve Richter, A. (2005). Parameter-free description of orbital magnetic dipole strength, 014306, 1–10.
- Ericson, T. (1959). A statistical analysis of excited nuclear states. *Nuclear Physics*, 11, p. 481-491.
- Gilbert, A., Cameron, A. G. W. (1965). A composite nuclear-level density formula with shell corrections. *Can. J. Phys.*, 43(8):1446-1496.
- Goriely, S. (1998). Radiative neutron captures by neutron-rich nuclei and the r-process nucleosynthesis. *Physics Letters B*, Volume 436, Issue 1-2, p. 10-18.
- Goriely, S., Hilaire, S., ve Koning, A. J. (2008). Improved microscopic nuclear level densities within the Hartree-Fock-Bogoliubov plus combinatorial method. *Physical Review C - Nuclear Physics*, 78(6), 1–14.
- Goriely, S., Chamel, N., ve Pearson, J. M. (2009). Skyrme-Hartree-Fock-Bogoliubov nuclear mass formulas: crossing the 0.6 meV accuracy threshold with microscopically deduced pairing, 152503, 1–4.
- Govaert, K., Bauwens, F., Bryssinck, J., De Frenne, D., Jacobs, E., Mondelaers, W., Ponomarev, V. Y. (1998). Dipole excitations to bound states in  $^{116}\text{Sn}$  and  $^{124}\text{Sn}$ . *Physical Review C - Nuclear Physics*, 57(5), 2229–2249.
- Guttormsen, M., Ramsøy, T. ve Rekestad, J. (1987). The first generation of gamma rays from hot nuclei. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 255, 518–523.
- Guttormsen, M., Atac, A., Lsvhsiden, G., Messelt, S., Ramsøy, T., Rekestad, J., Tveter, T. S. (1990). Statistical Gamma-Decay at Low Angular Momentum. *Physica Scripta*, Volume 1990, T32, p. 54.
- Guttormsen, M., Tveter, T. S., Bergholt, L., Ingebretsen, F., & Rekestad, J. (1996). The unfolding of continuum  $\gamma$ -ray spectra. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 374, 371–376.
- Guttormsen, M., Hjorth-Jensen, M., Melby, E., Rekestad, J., Schiller, A., ve Siem, S. (2001). Entropy of thermally excited particles in nuclei. *Physical Review C - Nuclear Physics*, 63(4), 443011–4430116.
- Guttormsen, M., Bagheri, A., Chankova, R., Rekestad, J., Siem, S., Schiller, A., ve Voinov, A. (2003). Thermal properties and radiative strengths in  $^{160,161,162}\text{Dy}$ . *Phys. Rev. C* 68, 064306.

### KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Guttormsen, M., Chankova, R., Agvaanluvsan, U., Algin, E., Bernstein, L. A., Ingebretsen, F., Ødegård, S. (2005). Radiative strength functions in  $^{93-98}\text{Mo}$ . *Physical Review C - Nuclear Physics*, 71(4), 1–10.
- Guttormsen, M., Bürger, A., Hansen, T. E., ve Lietaer, N. (2011). The SiRi particle-telescope system. *Nuclear Instruments and Methods in Physics*, 648(1), p. 168-173.
- Guttormsen, M., Bernstein, L. A., Bürger, A., Görgen, A., Gunsing, F., Hagen, T. W., Wilson, J. N. (2012). Observation of large scissors resonance strength in actinides. *Physical Review Letters*, 109(16), 4–8.
- Guttormsen, M., Bernstein, L. A., Görgen, A., Jurado, B., Siem, S., Aiche, M., Wilson, J. N. (2014). Scissors resonance in the quasicontinuum of Th, Pa, and U isotopes. *Physical Review C - Nuclear Physics*, 89(1), 1–11.
- Guttormsen, M., Aiche, M., Bello Garrote, F. L., Bernstein, L. A., Bleuel, D. L., Byun, Y., Wilson, J. (2015). Experimental level densities of atomic nuclei. *European Physical Journal A*, 51(12), 1–8.
- Guttormsen, M. (2017). Özel görüşme.
- Henden, L., Bergholt, L., Guttormsen, M., Rekstad, J. (1995). On the relation between the statistical gamma-decay and the level density in  $^{162}\text{Dy}$ , 589, 249–266.
- Heil, R.D., Pitz, H.H., Berg, U.E.P. (1988). Observation of orbital magnetic dipole strength in the actinide nuclei  $^{232}\text{Th}$  and  $^{238}\text{U}$ . *Nuclear Physics A*, 476 (1), P. 39-47.
- Heyde, K., Von Neumann-Cosel, P., ve Richter, A. (2010). Magnetic dipole excitations in nuclei: elementary modes of nucleonic motion. *Reviews of Modern Physics*, 82(3), 2365–2419.
- Hoogenboom, A. M. (1958). A new method in gamma-ray spectroscopy: a two crystal scintillation spectrometer with improved resolution. *Nuclear Instruments*, 3(2), 57–68.
- Iudice, N. Lo, ve Palumbo, F. (1978). New isovector collective modes in deformed nuclei. *Physical Review Letters*, 41(22), 1532–1534.
- Kadmenskii, S., Markushev, V., Furman, V. (1983). Radiative width of neutron resonances, giant dipole resonances. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 37:165.
- Kalmykov, Y., Özen, C., Langanke, K., Martínez-Pinedo, G., Von Neumann-Cosel, P., ve Richter, A. (2007). Spin and parity resolved level densities from the fine structure of giant resonances. *Physical Review Letters*, 99(20).

### KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Kopecky, J., Uhl, M. (1990). Test of gamma-ray strength functions in nuclear reaction model calculations. *Phys. Rev. C*, 41:1941-1955.
- Krane, K. S. (1988). *Introductory Nuclear Physics*, p. 416-419. John Wiley and Sons, Inc.
- Krtička, M., Bečvář, F., Honzátko, J., Tomandl, I., Evidence for M1 scissors resonances built on the levels in the quasicontinuum of  $^{163}\text{Dy}$ . *Phys. Rev. Lett.* 92, 172501.
- Larsen, A. C., Chankova, R., Guttormsen, M. (2006). Microcanonical entropies and radiative strength functions of  $^{50,51}\text{V}$ . *Physical Review C* 73, 064301.
- Larsen, A. C., Guttormsen, M., Chankova, R., Ingebretsen, F., Lönnroth, T., Messelt, S., Voinov, A. (2007). Nuclear level densities and gamma-ray strength functions in  $^{44,45}\text{Sc}$ . *Phys. Rev. C*, 76(4), 44303.
- Larsen, A. C., Guttormsen, M., Krtička, M., Běták, E., Bürger, A., Gørgen, A. ve Wikan, K. (2011). Analysis of possible systematic errors in the Oslo method. *Physical Review C - Nuclear Physics*, 83(3), 1–23.
- Lipparini, E. ve Stringari, S. (1989). Sum rules and giant resonances in nuclei. *Physics Reports*, 175(3-4):103–261.
- Leo, W. R. (1994). *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, p.24-25. Springer-Verlag, Berlin.
- Lone, M. A. (1986). *Photon Strength Functions*, p. 238-252. Springer Netherlands, Dordrecht.
- Margraf, J., Degener, A., Friedrichs, H., Heil, R. D. Ve Jung, A. (1990). Photoexcitation of low-lying dipole transitions in  $^{236}\text{U}$ . *Phys. Rev. C*, 42(2), p.771-774
- Melby, E., Bergholt, L., Guttormsen, M., Hjorth-Jensen, M., Ingebretsen, F., Messelt, S., Odegaard, S. W. (1999). Observation of thermodynamical properties in the  $^{162}\text{Dy}$ ,  $^{166}\text{Er}$ , and  $^{172}\text{Yb}$  nuclei. *Phys. Rev. Lett.*, 83(16), 3150–3153.
- Melby, E., Guttormsen, M., Rekstad, J., Schiller, A., Siem, S., ve Voinov, A. (2001). Thermal and electromagnetic properties of  $^{166}\text{Er}$  and  $^{167}\text{Er}$ . *Physical Review C - Nuclear Physics*, 63(4), 443091–4430910.
- Moretto, L. G., Larsen, A. C., Giacoppo, F., Guttormsen, M., & Siem, S. (2015). Experimental first order pairing phase transition in atomic nuclei. *Journal of Physics: Conference Series*, 580(1):012048.

### KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Nakada, H., ve Alhassid, Y. (1997). Total and parity-projected level densities of iron-region nuclei in the auxiliary fields Monte Carlo Shell Model. *Physical Review Letters*, 79(16), 2939–2942.
- Nilsson, S. G. (1955). *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, 16:29.
- NNDC. National Nuclear Data Center, <https://www.nndc.bnl.gov>. Erişim tarihi: 10.05.2018.
- Nyhus, H. T., Siem, S., Guttormsen, M., Larsen, A. C., Bürger, A., Syed, N. U. H., Voinov, A. (2010). Radiative strength functions in  $^{163,164}\text{Dy}$ . *Physical Review C - Nuclear Physics*, 81(2), 1–6.
- OCLGroup (2018). Qkinz: SiRi Kinematic Calculator, <https://github.com/oslocyclotronlab/Qkinz>. Erişim tarihi: 05.08.2018.
- Özgür, M. (2017).  $^{144-145}\text{Nd}$  çekirdeklerinin durum yoğunlukları ve gama kuvvet fonksiyonları. Yüksek Lisans Tezi. Eskişehir Osmangazi Üniversitesi.
- Rekstad, J., Henriquez, A., Ingebretsen, F., Midttun, G., Skaali, B., Øyan, R., Liukkonen, E. (1983). A study of the nuclear structure at high energy and low spin. *Physica Scripta*, 1983(T5), 45–50.
- RIPL. Reference Input Parameter Library, <https://www-nds.iaea.org/RIPL-3/>. Erişim tarihi: 05.08.2018
- Ryezayeva, N., Hartmann, T., Kalmykov, Y., Lenske, H., von Neumann-Cosel, P., Ponomarev, V. Y., Wambach, J. (2002). Nature of low-energy dipole strength in nuclei: the case of a resonance at particle threshold in  $^{208}\text{Pb}$ . *Physical Review Letters*, 89(27).
- Schiller, A., Bergholt, L., Guttormsen, M., Melby, E., Rekstad, J., ve Siem, S. (2000). Extraction of level density and  $\gamma$ -strength function from primary  $\gamma$  spectra. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 447(3), 498–511.
- Schiller, A., Voinov, A., Algin, E., Becker, J. A., Bernstein, L. A., Garrett, P. E., Siem, S. (2004). Establishment of M1 multipolarity of a  $6.5 \mu_{\text{N}}^2$  resonance in  $^{172}\text{Yb}$  at  $E_{\gamma}=3.3 \text{ MeV}$ , 2–5.
- Schiller, A., ve Thoennessen, M. (2007). Compilation of giant electric dipole resonances built on excited states. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 93(4), 549–573.
- Siem, S., Guttormsen, M., Ingeberg, K., Melby, E., Rekstad, J., Schiller, A., ve Voinov, A. (2001). Level densities and  $\gamma$ -strength functions in  $^{148,149}\text{Sm}$ . *Physical Review C*, 65, 44318.

### KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Simon, A., Guttormsen, M., Larsen, A. C., Beausang, C. W., Humby, P., Burke, J. T., ve Saastamoinen, A. (2016). First observation of low-energy  $\gamma$ -ray enhancement in the rare-earth region. *Physical Review C*, 93(3), 1–7.
- Syed, N. U. H., Larsen, A. C., Bürger, A., Guttormsen, M., Harissopoulos, S., Kmiecik, M., ve Spyrou, A. (2009). Extraction of thermal and electromagnetic properties in  $^{45}\text{Ti}$ . *Physical Review C - Nuclear Physics*, 80(4), 1–16.
- Tavukcu, E. (2002). Level densities and radiative strength functions in  $^{56,57}\text{Fe}$ . Doktora Tezi, North Carolina State University.
- Thornton, S. T., Rex, A. (2012). *Modern Physics for Scientists and Engineers*, p. 433-434. Brooks/Cole, Cengage Learning.
- Toft, H. K., Larsen, A. C., Agvaanluvsan, U., Bürger, A., Guttormsen, M., Mitchell, G. E., ve Voinov, A. (2010). Level densities and  $\gamma$ -ray strength functions in Sn isotopes. *Phys. Rev. C* 81, 064311.
- Tornyi, T. G., Guttormsen, M., Eriksen, T. K., Gørgen, A., Giacoppo, F., Hagen, T. W., ve Tveten, G. M. (2014). Level density and  $\gamma$ -ray strength function in the odd-odd  $^{238}\text{Np}$  nucleus. *Physical Review C - Nuclear Physics*, 89(4), 1–8.
- Tveter, T. S., Bergholt, L., Guttormsen, M., Melby, E., ve Rekstad, J. (1996). Observation of fine structure in nuclear level densities and  $\gamma$ -ray strength functions. *Physical Review Letters*, 77(12), 2404–2407.
- Van Isacker, P., Nagarajan, M. A., ve Warner, D. D. (1992). Effect of the neutron skin on collective states of nuclei. *Physical Review C*, 45(1).
- Vasilijev, O. V., Zalesny, G. N., Semenko, S. F., ve Semenov, V. A. (1969). The giant dipole resonance in the transition region from spherical to deformed nuclear shapes. *Physics Letters B*, 30(2), 97–99.
- Voinov, A., Guttormsen, M., Melby, E., Rekstad, J., Schiller, A., ve Siem, S. (2001).  $\gamma$ -ray strength function and pygmy resonance in rare earth nuclei. *Physical Review C - Nuclear Physics*, 63(4), 443131–443137.
- Voinov, A. V., Grimes, S. M., Agvaanluvsan, U., Algin, E. (2006). Level density of  $^{56}\text{Fe}$  and low-energy enhancement of  $\gamma$ -strength function. *Phys. Rev. C*, 74:014314.
- Vonach, H. K., Huizenga, J. R., (1966).  $\text{Co}^{59}(\text{p}, \alpha)\text{Fe}^{56}$  and  $\text{Fe}^{56}(\text{p}, \text{p}')$  reactions. *Physical Review*, 149(3), p. 844-853.
- Weisskopf, V. F. (1951). Relative transition probabilities in nuclei. *Physical Review*, 83, 1073.



**KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)**

- Yevetska, O., Enders, J., Fritzsche, M., von Neumann-Cosel, P., Oberstedt, S. ve Richter, A. (2010). Dipole strength in the  $^{235}\text{U}(\gamma, \gamma')$  reaction up to 2.8 MeV. *Phys. Rev. C*, 81(4), p. 044309.
- Zilges, A. (2004). Collective excitations close to the particle threshold. *Nuclear Physics A*, 731(1–4), 249–255.



## ÖZGEÇMİŞ

1979 yılında Burdur'da doğmuştur. 1997 yılında Burdur Anadolu Lisesi'ni, 2002 yılında Koç Üniversitesi Fizik Bölümü'nü bitirmiş, 2002-2004 yılları arasında Burdur'da özel bir eğitim kurumunda Fizik Öğretmenliği yaptıktan sonra 2005 yılında Eskişehir Osmangazi Üniversitesi'nde çalışmaya başlamıştır. 2014 yılında Eskişehir Osmangazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı, Nükleer Fizik Bilim Dalı'nda Prof. Dr. Emel ALĞIN'ın danışmanlığında doktora eğitimine başlamıştır. 2016 yılında bir yıl süreyle Oslo Üniversitesi Siklotron Laboratuvarı'nda misafir araştırmacı olarak bulunmuş ve ardından doktora programındaki eğitimini 2019 yılı Nisan ayında tamamlamıştır. Hâlen Eskişehir Osmangazi Üniversitesi Merkezi Araştırma Laboratuvarı'nda Taramalı ve Geçirimli Elektron Mikroskobu uzmanı olarak çalışmaktadır.