

T.C.
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

^{176,178,180}Hf ve ^{236,238}U ÇEKİRDEKLERİNDE FOTON
SAÇILMA TESİR KESİTLERİNİN VE MANYETİK DİPOL
RADYASYON KALINLIKLARININ HESAPLANMASI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Hüseyinqulu QULİYEV

Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK

Tez Danışmanı : Yrd. Doç. Dr. Hakan YAKUT

Temmuz 2014

T.C.
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

^{176,178,180}Hf VE ^{236,238}U ÇEKİRDEKLERİNDE FOTON
SAÇILMA TESİR KESİTLERİNİN VE MANYETİK DİPOL
RADYASYON KALINLIKLARININ HESAPLANMASI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

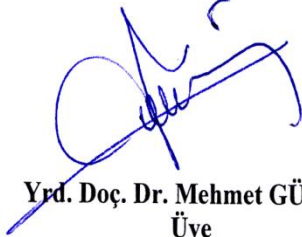
Hüseyinçulu QULİYEV

Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK

Bu tez 11 / 07 /2014 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Oybirliği ile kabul edilmiştir.


Prof. Dr. Recep AKKAYA
Jüri Başkanı


Yrd. Doç. Dr. Hakan YAKUT
Üye


Yrd. Doç. Dr. Mehmet GÜNER
Üye

TEŞEKKÜR

Lisansüstü çalışmalarında danışmanlığımı üstlenip, yüksek lisans konusunun belirlenmesinden tamamlanmasına kadar geçen sürede ilgi ve yardımlarını esirgemeyen hocam Yrd. Doç. Dr. Hakan YAKUT' a teşekkürü bir borç bilirim.

Lisansüstü eğitime başladığımda danışmanlığımı yürüten ve bilgilerini benimle paylaşan hocam Yrd. Doç. Dr. Zemine ZENGİNERLER' e, katkı ve yardımlarını esirgemeyen Prof. Dr. Recep AKKAYA' ya, Doç. Dr. Filiz ERTUĞRAL' a, Arş. Gör. Emre TABAR' a ve Arş. Gör. Nilüfer DEMİRCİ' ye teşekkür ederim. Lisansüstü ders dönemi boyunca bilgi ve tecrübelerinden yararlandığım Sakarya Üniversitesi Fen- Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünün bütün hocalarına teşekkürlerimi sunarım.

Çalışmam sırasında bilgilerini benimle her fırsatta paylaşan, emeğini esirgemeyen dedem Prof. Dr. Ali QULİYEV' e ve dayım Doç. Dr. Ekber QULİYEV' e minnet ve teşekkürlerimi sunarım.

Sakarya Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Komisyonu Başkanlığı'na 2014-50-01-023 nolu yüksek lisans tez projesi kapsamında verdiği destekten dolayı teşekkür ederim.

Aynı zamanda maddi ve manevi tüm desteklerinin hiçbir zaman esirgemeyen aileme ve dostlarıma sonsuz teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

TEŞEKKÜR.....	ii
İÇİNDEKİLER	iii
SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ.....	v
ŞEKİLLER LİSTESİ	vi
TABLolar LİSTESİ.....	viii
ÖZET.....	x
SUMMARY.....	xi
BÖLÜM 1.	
GİRİŞ.....	1
BÖLÜM 2.	
TEK PARÇACIK MODEL VE SÜPERAKIŞKAN MODEL.....	8
2.1. Deforme Çekirdeklerin Tek Parçacık Modeli.....	8
2.2. Süperakışkan Model (Bağımsız Kuaziparçacıklar Modeli).....	10
2.3. Woods-Saxon Potansiyeli.....	13
BÖLÜM 3.	
ÇİFT-ÇİFT DEFORME ÇEKİRDEKLERDE MANYETİK DİPOL UYARILMA SEVİYELERİNİN ÖZELLİKLERİ.....	17
3.1. Giriş.....	17
3.2. Dönme Değişmez Olmayan QRPA Modelinde Deforme Çekirdeklerin Spin-Titreşim Karakterli $I^\pi=1^+$ Seviyeleri.....	19
3.3. Dönme Değişmez QRPA Modelinde Deforme Çekirdeklerin Spin- Titreşim Karakterli $I^\pi=1^+$ Seviyeleri.....	22
3.4. Foton Saçılma Tesir Kesiti.....	26

3.5. Radyasyon Kalınlığı.....	31
BÖLÜM 4.	
SAYISAL HESAPLAMALAR VE SONUÇLAR.....	34
4.1. ^{176}Hf İçin Sayısal Sonuçlar.....	35
4.2. ^{178}Hf İçin Sayısal Sonuçlar.....	39
4.3. ^{180}Hf İçin Sayısal Sonuçlar	42
4.4. ^{236}U İçin Sayısal Sonuçlar.....	46
4.5. ^{238}U İçin Sayısal Sonuçlar	50
BÖLÜM 5.	
SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....	56
KAYNAKLAR.....	58
ÖZGEÇMİŞ.....	68

SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ

A	: Kütle Numarası
Z	: Atom numrası
N	: Nötron satısı
Hf	: Hafnium
U	: Uramyum
RPA	: Rastgele Faz Yaklaşımı
QRPA	: Kuaziparçacık Rastgele Faz Yaklaşımı
NRI	: Dönme Değişmez Olmayan
RI	: Dönme Değişmez
NRF	: Nükleer Rezonans Flüoresans
ω_i	: Uyarılma enerjisi
M1	: Manyetik dipol geçişlerini gösteren nicelik
B(M1)	: İndirgenmiş geçiş ihtimali
Γ	: Radyasyon kalınlığı
$\sigma_{\gamma\gamma}$	: Foton saçılma tesir kesiti
K	: Toplam açısal momentumun simetri eksenini üzerindeki izdüşümü
I	: Spin
Π	: Parite
Λ	: Kimyasal potansiyel
B	: Çekirdeğin Deformasyon parimetresi
Δ	: Gap parimetresi
$\bar{\Delta}$	: Ortalama alan poyansiyelin deformasyon parimetresi
T	: İzotropik spin
WS	: Woods-Saxon Potansiyeli

ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 2.1.	Woods-Saxon (WS) (kalın düz çizgi) ve Harmonik Salıncı (HS) (kesikli çizgi) potansiyellerinin karşılaştırılması.....	14
Şekil 3.1.	Makas mod: Deforme proton yoğunluğu katkısının nötron katkısına karşı makasın açılıp kapanmasını andıran salınımlardır.....	18
Şekil 3.2.	Bozunum genişliği ve spinin tanımlanması.....	32
Şekil 4.1.	^{176}Hf izotopu için farklı yaklaşımlar kullanılarak 2-4 MeV enerji aralığında hesaplanan $B(M1)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımının deneysel [100] verilerle karşılaştırılması.....	37
Şekil 4.2.	^{176}Hf izotopu için farklı yaklaşımlar kullanılarak 2-4 MeV enerji aralığında hesaplanan σ saçılma tesir kesiti değerlerinin enerjiye göre dağılımının deneysel [100] verilerle karşılaştırılması.....	37
Şekil 4.3.	^{178}Hf izotopu için farklı yaklaşımlar kullanılarak 2-4 MeV enerji aralığında hesaplanan $B(M1)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımının deneysel [101] verilerle karşılaştırılması.....	40
Şekil 4.4.	^{178}Hf izotopu için farklı yaklaşımlar kullanılarak 2-4 MeV enerji aralığında hesaplanan σ saçılma tesir kesiti değerlerinin enerjiye göre dağılımının deneysel [101] verilerle karşılaştırılması.....	40

Şekil 4.5.	^{180}Hf izotopu için farklı yaklaşımlar kullanılarak 2-4 MeV enerji aralığında hesaplanan $B(M1)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımının deneysel [101] verilerle karşılaştırılması.....	43
Şekil 4.6.	^{180}Hf izotopu için farklı yaklaşımlar kullanılarak 2-4 MeV enerji aralığında hesaplanan σ saçılma tesir kesiti değerlerinin enerjiye göre dağılımının deneysel [101] verilerle karşılaştırılması.....	43
Şekil 4.7.	$^{176,178,180}\text{Hf}$ çekirdek izotopları için 1^+1 seviyelerin $M1$ indirgenmiş ihtimallerinin teorik değerlerinin uygun deney [100,101] sonuçlarıyla karşılaştırılması.....	45
Şekil 4.8.	^{236}U izotopu için farklı yaklaşımlar kullanılarak 2-4 MeV enerji aralığında hesaplanan $B(M1)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımının deneysel [102] verilerle karşılaştırılması.....	48
Şekil 4.9.	^{236}U izotopu için farklı yaklaşımlar kullanılarak 2-4 MeV enerji aralığında hesaplanan σ saçılma tesir kesiti değerlerinin enerjiye göre dağılımının deneysel [102] verilerle karşılaştırılması.....	48
Şekil 4.10.	^{238}U izotopu için farklı yaklaşımlar kullanılarak 2-4 MeV enerji aralığında hesaplanan $B(M1)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımının deneysel [103] verilerle karşılaştırılması.....	52
Şekil 4.11.	^{238}U izotopu için farklı yaklaşımlar kullanılarak 2-4 MeV enerji aralığında hesaplanan σ saçılma tesir kesiti değerlerinin enerjiye göre dağılımının deneysel [103] verilerle karşılaştırılması.	52

TABLolar LİSTESİ

Tablo 4.1.	$^{176,178,180}\text{Hf}$ ve $^{236,238}\text{U}$ izotopları için Δ ve λ nicelikleri (MeV birimleri) ve deformasyon parametreleri.....	35
Tablo 4.2.	^{176}Hf izotopunda 2–4 MeV enerji aralığında $K^\pi=1^+$ seviyelerin ω_i enerjilerinin ve B(M1) uyarılma ihtimallerinin, Γ radyasyon kalınlıklarının ve σ saçılma tesir kesitlerinin teorik ve deneysel [100] sonuçları karşılaştırılmıştır.....	36
Tablo 4.3.	^{178}Hf izotopunda 2–4 MeV enerji aralığında $K^\pi=1^+$ seviyelerin ω_i enerjilerinin ve B(M1) uyarılma ihtimallerinin, Γ radyasyon kalınlıklarının ve σ saçılma tesir kesitlerinin teorik ve deneysel [101] sonuçları karşılaştırılmıştır.....	39
Tablo 4.4.	^{180}Hf izotopunda 2–4 MeV enerji aralığında $K^\pi=1^+$ seviyelerin ω_i enerjilerinin ve B(M1) uyarılma ihtimallerinin, Γ radyasyon kalınlıklarının ve σ saçılma tesir kesitlerinin teorik ve deneysel [101] sonuçları karşılaştırılmıştır.....	42
Tablo 4.5.	^{236}U izotopunda 2–4 MeV enerji aralığında $K^\pi=1^+$ seviyelerin ω_i enerjilerinin ve B(M1) uyarılma ihtimallerinin, Γ radyasyon kalınlıklarının ve σ saçılma tesir kesitlerinin teorik ve deneysel [102] sonuçları karşılaştırılmıştır.....	47
Tablo 4.6.	^{238}U izotopunda 2–4 MeV enerji aralığında $K^\pi=1^+$ seviyelerin ω_i enerjilerinin ve B(M1) uyarılma ihtimallerinin, Γ radyasyon kalınlıklarının ve σ saçılma tesir kesitlerinin teorik ve deneysel [103] sonuçları karşılaştırılmıştır.....	51

Tablo 4.7	$^{236,238}\text{U}$ çekirdek izoplari için teorik ve deneysel B(M1) gücünün karşılaştırılması.....	53
Tablo 4.8.	Dönme Değişmez QRPA metodu kullanılarak elde edilen dönme değişmez $(H=H_{sqp}+h_0+h_1+V_{\sigma\tau})$ hamiltonyen kullanılarak hesaplanan ω_i , B(M1) ve M_1/M_s oranının karşılaştırılması.....	54

ÖZET

Anahtar Kelimeler: M1, B(M1), QRPA, Hf, U, Makas mod.

Bu tez çalışmasında manyetik dipol (M1) seviyelerinin teorik ve deneysel incelenmesinde ilk defa B(M1) indirgenmiş geçiş ihtimalinin yanısıra foton saçılma tesir kesitleri ve radyasyon kalınlıkları da teorik olarak araştırılmıştır. Nümerik hesaplamalar iyi deforme $^{176,178,180}\text{Hf}$ ve $^{236,238}\text{U}$ çekirdekleri için dönme değişmez (RI-) ve dönme değişmez olmayan (NRI-) Kuaziparçacık Rasgele Faz Yaklaşımı (QRPA) çerçevesinde yapılmıştır. Manyetik dipol karakterli orbital ve spin titreşimlerine karşı gelen 1^+ uyarılmalarının ($K=1$) ω_i enerjileri, σ foton saçılma tesir kesitleri, B(M1) gücü ve Γ_γ radyasyon kalınlıkları hesaplanarak mevcut deneysel verilerle karşılaştırılmıştır. Sonuç olarak incelenen çekirdeklerde nümerik sonuçların mevcut deneysel verilerle deneysel hatalar çerçevesinde uyum içinde olduğu görülmüştür. Hesaplamalar 2-4 MeV enerji aralığında öngörülen $K^\pi=1^+$ uyarılmalarının ağırlıklı olarak makas moda ait orbital karakterli seviyeler olduğunu göstermiştir. Makas modun açıklanmasında dönme değişmezliği restore edici kuvvetler kullanan RI-QRPA metodunun başarılı bir metod olduğu da görülmüştür.

CALCULATION OF PHOTON SCATTERING CROSS SECTION AND DIPOLE MAGNETIC RADIATION WIDTH FOR $^{176,178,180}\text{Hf}$ AND $^{236,238}\text{U}$ NUCLEI

SUMMARY

Keywords: M1, B(M1), QRPA, Hf, U, scissors mod.

In this study, in the theoretical and experimental investigation of the magnetic dipole (M1) level, the possibility of B (M1) reduced transition as well as photon scattering cross sections and radiation thicknesses have been investigated theoretically for the first time. Numerical calculations have been performed for well deformed $^{176,178,180}\text{Hf}$ and $^{236,238}\text{U}$ in the framework of Rotational Invariant (RI-) and non-Rotational (NRI-) Invariant Quasiparticle Random Phase Approximation (QRPA). ω energies, σ photon scattering cross sections, B (M1) strength and Γ_γ radiation width of 1^+ excitations ($K = 1$) corresponding to the orbital and spin Magnetic dipole vibration have been calculated and compared with the available experimental data. As a result, it has been seen that the numerical results of the investigated nuclei is in compliance with the experimental data in the context of experimental error. Calculations showed that predicted $K^\pi = 1^+$ excitations in 2-4 MeV energy range is mainly scissors mode' orbital levels. It has been also seen that in the explanation of the scissors mode RI-QRPA method using restoration forces for rotational invariance is a successful method.

BÖLÜM 1. GİRİŞ

Bu tez çalışmasında nadir toprak bölgesi $^{176,178,180}\text{Hf}$ izotopları ve aktinit bölgesi $^{236,238}\text{U}$ izotopları için esnek olmayan foton saçılma reaksiyonlarından elde edilen düşük enerjili manyetik dipol seviyelerinin özellikleri teorik olarak araştırılmıştır. Bunun için söz konusu kolektif uyarılma seviyelerinin ω enerjileri, foton saçılma reaksiyonlarında gözlenen $\sigma_{\gamma\gamma'}$, tesir kesitleri, $B(M1)$ ve Γ_{γ} radyasyon kalınlıkları dönme değişmez (RI) [1] ve dönme değişmez olmayan (NRI) [2] Kuaziparçacık Rasgele Faz Yaklaşımı (QRPA) metotları çerçevesinde hesaplanmış ve mevcut deneysel sonuçlarla karşılaştırılmıştır.

Çekirdek sisteminin elektromanyetik ışıma ile incelenmesinde, atom fiziğinde elde edilmiş metotlar kullanılmaktadır. Elektromanyetik ışıma (γ ışınımın) bütün çekirdek reaksiyonlarında ortaya çıkmaktadır. Çekirdek reaksiyonlarında uyarılan çekirdekler taban duruma geçişleri esnasında γ ışınları salmaktadır. Çekirdek yapısının incelenmesinde saçılma reaksiyonlarının çalışılması oldukça önemlidir. Çekirdek yapısı fotonların, nötronların, protonların, ağır iyonların çekirdeklerden saçılmasıyla incelenmektedir. Bu saçılma reaksiyonlarından en önemlisi gamma saçılma reaksiyonlarıdır. Çekirdekler, içerdiği protonlardan dolayı elektrik yüklü parçacık sistemidir. Buna göre çekirdeklerin gamma saçılma reaksiyonlarında incelenmesi çok kolaydır.

Çekirdek yapısının incelenmesinde nükleonlar arasındaki etkin kuvvetlerin sorumlu olduğu kolektif uyarılmalar önemli bir yer tutmaktadırlar. Bu uyarılmalar içerisinde elektrik ve manyetik dipol titreşimlerin özel bir yeri vardır. Bu titreşimler çekirdek ortamında nükleonlar arasındaki kuvvetli etkileşmelerin karakterinin ve güç parametrelerinin teorik olarak belirlenmesinde kullanılan modellerin test edilmesinde çok bilgi vericidir. Dipol uyarılmalarının paritelerine göre iki farklı türü vardır.

Bunlardan spini ve paritesi $I^\pi = 1^+$ olanlar manyetik dipol, $I^\pi = 1^-$ olanlar ise elektrik dipol adlandırılır.

Çift-çift çekirdeklerde Shapira ve Emery 1969 yılında spin-spin etkileşmelerinin hesaba katarak 5-8 MeV enerji bölgesinde M1 rezonanslarının olduğu kanıtlanmıştır [3]. 1970 yıllarda Gabrakov vd. çift-çift çekirdeklerde bu etkileşmelerin güç fonksiyonlarının sırasıyla 8-10 MeV ve 6-8 MeV maksimuma sahip $I^\pi = 1^+$ uyarılmalarını oluşturduklarını göstermiştir [4,5,6]. Broglia vd. tarafından yapılan ^{208}Pb için hesaplamalar yapılmıştır. 5.84 MeV ve 7.47 MeV enerjilerde iki tane uyarılmış $I^\pi = 1^+$ seviyeleri rapor edilmiştir [7]. 1973 yılında Cwiok ve Wygonowska tarafından küresel çekirdekler için 2.3-12.4 MeV enerji bölgesinde 1^+ uyarılmalarının olduğunu saptanmıştır [8]. Küresel çekirdeklerde spin titreşimlerine karşı gelen kolektif 1^+ seviyelerinin varlığı 1975 yılında Bohr ve Mottelsson tarafından ileri sürülmüştür [9]. Bu seviyelerin meydana gelmesinin esas nedeni nükleonlar arasındaki spin kuvvetlerinin spin-yörünge potansiyelinden dolayı yarılmış j yörüngesinin $j = 1 \pm 1/2$ ve $j = 1 \mp 1/2$ seviyelerindeki nükleonların birbiriyle parçacık-deşik (np-nh) kuplajı sonucu 1^+ seviyelerini meydana getirmeleridir. Teorinin öngördüğü bu modun varlığı ^{12}C çekirdeğinde büyük açılarda esnek olmayan elektron saçılma reaksiyonlarında enerjisi 15.1 MeV olan 1^+ seviyesinin gözlenmesiyle kanıtlandı [10].

Deforme çekirdeklerde eksenel simetriden dolayı 1^+ seviyelerinin $K=0$ ve $K=1$ olmak üzere iki farklı dalı vardır. [11]. Burada K kuantum sayısı uyarılmış seviyelerin toplam açısal momentumunun çekirdek simetri eksenine yönündeki z bileşenidir. Çekirdekteki $K=1$ dalı simetri eksenine dik yönde, $K=0$ dalı ise simetri eksenine boyunca olan titreşimlere karşı gelir. Bu modelde 1^+ uyarılmaları $\Delta K = 0, \pm 1$ geçiş kurallarını sağlayan seviyeler arasında parçacık-deşik geçişleri sonucu meydana gelir. İyi deforme nadir toprak elementlerinde teori 6-12 MeV enerji aralığında $K=0$ ve $K=1$ dallarına karşı gelen ve maksimumları uygun olarak 8 ve 10 MeV enerji civarında yerleşmiş geniş ayrışmış spin-flip M1 rezonansını ön görmektedir [12,13]. Son yıllarda deforme çekirdeklerde kolektif manyetik dipol (M1) geçişlerin incelenmesine ilgi artmıştır. Manyetik geçişlerin incelenmesi çekirdek yapısı, izoskaler ve izovektör spin-spin nükleer kuvvetler hakkında önemli

bilgiler sağlamıştır. Çekirdek fiziğinde spini ve paritesi $I^\pi=1^+$ olan manyetik dipol seviyeleri deneysel olarak hafif çekirdeklerden başlayarak aktinitlere kadar geçiş ve gama yumuşak çekirdekler de dâhil olmak üzere periyodik cetvelin geniş bir bölgesinde yerleşen sürekli deformasyonlu kararlı izotoplar da gözlenmiştir [14,15]. Büyük açılarda elektron geri saçılma [16], küçük açılarda proton saçılma reaksiyonları [17,18] ve (γ,γ') teknikleri ile yapılmış hedef-foton saçılma [19] deneyleri, ağır küresel ve deforme olmuş çekirdeklerde spin-spin etkileşmelerinin sorumlu olduğu ve ağırlık merkezi $44xA^{-1/3}$ MeV olmakla birlikte 7 ve 11 MeV enerji aralığında çok geniş M1 rezonansın olduğunu göstermiştir [14]. Geniş ayrışım sergileyen bu rezonansların temel özellikleri çekirdek deformasyonundan bağımsız ve kolektif karakterli olmalarıdır. Bu rezonansların bu güne kadar tam olarak açıklanmamış bir özelliği (quenching olayı) toplam M1 geçiş gücünün deneysel değerlerinin teorisinin ön gördüğü değerlerin % 60'ı olarak azalmasıdır [20].

Manyetik dipol titreşimlerinin $K^\pi=1^+$ dalının yörünge karakterli ve spin-titreşim karakterli olmak üzere iki farklı modu vardır. Bu kolektif uyarılmaların yörüngesel titreşimlere karşı gelen düşük enerjili 1^+ seviyeleri maksimumu 3 MeV civarında yerleşen makas mod rezonansı, yüksek enerjili spin-titreşim seviyeleri ise 7-9 MeV enerji aralığında spin-flip manyetik dipol rezonansı meydana getirir.

Yörünge karakterli makas modu oluşturan 1^+ seviyelerin varlığı ise ilk olarak çekirdeğin makroskopik iki rotor modeli (TRM Two Rotor Model) çerçevesinde Lo Iudice ve Palumbo tarafından ileri sürülmüştür [21]. Ayrıca proton-proton, nötron-nötron ve proton-nötron etkilişimli bozon modelinde [22] teorik olarak ön görülmüştür. Nötron ve proton sistemlerinin çekirdeğin simetri eksenini etrafında makas bıçakları gibi bir birine karşı titreşmesi olarak düşünüldüğünden “makas mod” olarak adlandırılmıştır. Burada olan titreşimler, makas bıçakları gibi bir-birine karşı titreşim yaptığından izovektör karakterlidir [20]. 1984 yılında makas mod iyi deforme çekirdek olan ^{156}Gd izotopunda Darmstadt'dan A. Richter öncülüğünde büyük açılarda esnek olmayan geriye saçılma elektron-elektron (e,e') saçılma deneylerinde gözlenmiş [23] ve aynı yılda NRF deneylerinde diğer Gd izotoplarında teyit edilmiştir [24]. Makas modun deneysel sonuçlardan bulunan en çarpıcı özellikleri toplam $B(M1)$ değerlerinin taban durum deformasyon parametresinin

karesi ile doğru orantılı olması, 2-4 MeV enerji aralığında M1 gücünün güçlü şekilde ayrışması [25-28] ve rezonans enerjilerinin 3 MeV civarında olmasıdır.

Mikroskopik model çerçevesinde RPA kullanılarak yapılan bir sıra hesaplamalar toplam B(M1) gücünün ancak küçük deformasyonlar için deformasyon katsayısının karesi δ^2 ile doğru orantılı olduğunu göstermiştir [29-35]. Bu kural mikroskopik modellerde Hammamoto ve Magnusson, Heyde ve Coster, Sarrugiren, Garrido tarafından olduğu gibi fenomenolojik modeller için de Lo Iudice ve Richter [36], Lo Iudice [37], Enders [38,39] tarafından başarıyla tanımlanmıştır. Ayrıca Kuliev ve arkadaşları tarafından ilk defa dönme değişmez RI-QRPA metodu kullanılarak bu deneysel δ^2 -kuralı yani toplam B(M1) gücünün δ^2 ile orantılı olduğu teyit edilmiştir [40,41]. Bu seviyelerin manyetik momentlerinin incelenmesi de makas mod uyarılmalarının çalışılmasında önemli olan bir konudur. QRPA çerçevesinde makas modun manyetik moment özellikleri geniş bir şekilde Ref. [42,43]'de incelenmiştir. Bu mod şematik modeller çerçevesinde de Suzuki ve Rowe [44], Lipparini ve Stringari [45], Bes ve Broglia [46] tarafından çalışılmıştır. Daha sonra bu modun özelliklerini daha detaylı araştırmak için mikroskopik modeller geliştirilmiştir [47-50]. Bir kaç teorik çalışmada da deneyde gözlenen δ^2 -yasası açıklanmaya çalışılmıştır. Birçok mikroskopik hesaplamalar Ref.[48-55] toplam B(M1) gücünün deformasyon parametresine göre δ^2 -yasasına uygun bir sonuç vermektedir. Fakat toplam kural yaklaşımı [36], genelleştirilmiş koherent [37] ve dönme değişmez QRPA modelleri kullanılan [40] araştırmaların hepsi ağır çift-çift deforme çekirdeklerde makas modun toplam M1 gücünün kuadratik bağlılığını geniş deformasyon aralığında açıklamakla beraber rezonans enerjisini de izah etmektedir.

Makas modun teorik bakış açıları üzerine son incelemeler için Heyde (2010)'nin çalışmasına bakılabilir[56]. Birçok durumda özellikle kabuk ortasına yakın iyi deforme nadir toprak çekirdekleri için modun uyarılma enerjisinin ve toplam M1 uyarılma gücünün değişimi çok küçüktür [27,38,39]. Bunun yanı sıra makas modun genel özellikleri deformasyonun küçükten büyüğe doğru artan izotop zincirleri için iyi anlaşılırken kapalı kabuklara yakın çekirdekler (γ -soft) için ise açık bir sorudur. Bu bölgedeki çekirdeklerde proton ve nötron sistemlerinin simetri eksenlerinin makasa benzer titreşim hareketinden sapması gözlenebilir. Küçük deformasyondan

dolayı γ -soft deforme çekirdeklerde de makas modun varlığı gözlenebilir. Manyetik dipol uyarılma gücü geçiş çekirdeklerinde örneğin $^{194,196}\text{Pt}$ [57,58] , $^{134,136}\text{Ba}$ [59,60], Osmiyum [61], Tellür izotoplarında [62,63] ve ^{94}Mo 'de [64] deneysel olarak araştırılmıştır. Bu çekirdeklerin hepsinde makas mod tespit edilmesine rağmen, eksenel simetrimin kaybı yüzünden iyi deforme çekirdeklerden farklı geçiş özellikleri gözlenmiştir [65]. Ne yazık ki, geçiş çekirdekleri için deneysel verilerin yetersizliği makas modun özelliklerinin A kütle sayısının veya deformasyon parametresinin bir fonksiyonu gibi sistematik analizine izin vermez.

Son zamanlarda deforme çift-çift çekirdeklerin spektrumlarında çeşitli deneysel yöntemlerle gözlenen yörüngesel ve spin karakterli manyetik dipol uyarılmaların mekanizmalarının belirlenmesi çekirdek fiziğinde ayrı yeri olan önemli problemlerden biri haline gelmiştir. Bu yüzden makas mod ve spin titreşimleri gibi küçük spinli kolektif uyarılmalar çekirdek yapısının incelenmesinde nükleon-nükleon etkileşmelerin yörünge ve spin momentlerine bağlı bileşenlerinin belirlenmesinde önemli bilgiler sağladığından teorik ve deneysel araştırmalar açısından dikkate alınan güncel konulardan biridir. Çekirdek çok yoğun ve tam anlaşılamayan bir ortamdır. Bu ortamda yapılan birçok çalışmada radyoaktif kaynaklardan yayınlanan γ ışınları spektrumunun incelenmesi uyarılmış nükleer durumlar hakkında bilgi edinmemizi sağlayacaktır. Gamma ışıınımlarının ölçümü yüksek çözme gücüne sahip detektörlerin geliştirilmesi ile birlikte oldukça kolaylaşmıştır. Uyarılmış durumların deneysel olarak özelliklerinin belirlenmesi teorik çalışmaların doğrulanması için de çok gereklidir. γ ışını spektroskopisi bu bilgiyi elde etmek için en hassas ve kolay bir yoldur. Fakat periyodik tablodaki tüm çekirdekler radyoaktif değildir ve kendiliklerinden ışıma yapmazlar. Bu çekirdekleri incelemek için bu onların enerji seviyelerinin uyarılması ve ışıınım yayınlamasının incelenmesi gerekmektedir.

Nükleer fizik araştırmalarında en önemli olan konu çekirdek sisteminin yapısını bozmadan sistemin özelliklerini inceleyebilmektir. Bunun için çeşitli deneysel yöntemler geliştirilmiş ve kullanılmıştır. Bu güne kadar çekirdek seviyelerinin dipol ve manyetik dipol özelliklerini incelemek için (e,e') , (p,p') , (n,γ') gibi birçok deneysel yöntem geliştirilmiş olmasına rağmen son zamanlarda gelişen ışıınım kaynağı teknolojilerinin etkisi ile çok daha cazip hale gelen Nükleer Rezonans

Floresans (NRF) deneyleri tüm bu çalışmaların önüne geçmiştir. NRF deney yönteminin çekirdek fiziğinde uygulanması ana fikri ve kavramları ilk defa Metzger (1959) tarafından verilmiştir ve bu deney yönteminin çekirdeğin içyapısının incelenmesi açısından çok önemli olduğu gösterilmiştir [66]. NRF yöntemi elektron ve proton saçılma reaksiyonlarından farklı olarak çekirdek seviyelerinin enerjisinin, spininin ve paritesinin belirlenmesinde hassas sonuçlar elde etme imkânı sağlamaktadır [15]. Küçük çok kutuplu uyarılma seviyelerini incelemek için yaygın olarak kullanılan NRF deney düzenekleri, foton kaynağı olarak hızlandırıcılarda elde edilmiş elektronların ışınlayıcılarda (radyatör) frenlenmesi sonucu ortaya çıkan Bremsstrahlung fotonlarının kolimatörlerde odaklanarak hedef çekirdeklerle çarpıştırılması ilkesine dayanmaktadır [67]. NRF düzeneklerinde çeşitli yollarla elde edilmiş foton kaynakları kullanılmaktadır. Bu düzeneklerde en yaygın kullanılan foton kaynaklarının başında Bremsstrahlung fotonları gelmektedir. Düşük enerjili foton saçılma deneyleri için foton üretiminin birkaç yolu mevcuttur [15,68-73].

Son zamanlarda, deforme çekirdek spektrumunun 2-5 MeV enerji bölgesi seviyelerin küçük yoğunluğundan dolayı ($\approx 5 \text{ MeV}^{-1}$) NRF spektroskopi yöntemleriyle çok detaylı bir şekilde incelenmiştir [24,74]. Birçok çift-çift çekirdekler için NRF deneyleri kullanılarak foton saçılma tesir kesitleri için ölçümler yapılmıştır [75-84]. DeneySEL açıdan dipol uyarılmalarının kayda değer özellikleri, bunların foton saçılma reaksiyonlarında kolaylıkla uyarılmaları ve elde edilen verilerin çekirdek modellerinden bağımsız olmalarıdır.

Bu tezdeki bölümlerin içeriği ve ele alınan konular aşağıda kısaca özetlenmiştir. İkinci bölümde deforme çekirdeklerin tek parçacık modeli ele alınmıştır. İncelenen çekirdekler için uygun bir potansiyelin seçilmesiyle elde edilen tek parçacık enerjileri ve dalga fonksiyonları teoremin güvenilir öngörülleri bakımından çok önemlidir. Bu çalışmada ortalama alan potansiyeli olarak Woods-Saxon potansiyeli ele alınmıştır. Bu bölümde bahsedilen bağımsız parçacıklar modeli Schrödinger denkleminin özdeğer ve özfonksiyonları çekirdek uyarılmalarında parçacıklar arasındaki etkin kuvvetlerin rolünün sayısal olarak incelenmesinin temelini oluşturur. İncelenen deforme çekirdekler süperakışkan özelliklerine sahip olduklarından, bu

bölümde süperakışkan modelin temel prensipleri ve nümerik hesaplamalarda kullanılan bağıntılara özel yer verilmiştir.

Üçüncü bölümde deforme çekirdeklerin kolektif makas mod uyarılmaları için geliştirilmiş NRI- ve RI- QRPA teorik modellerin çekirdek yapısının ve nükleer kuvvetlerin incelenmesindeki önemi hakkında kısa bilgiler verilmiştir [1,2, 40]. Çift-çift deforme çekirdeklerin manyetik ve elektrik dipol özelliklerinin hesaplanmasında kullanılan analitik ifadeler bu teorik modellerin içerisinde sunulmuştur. Ayrıca bu bölümde σ saçılma tesir kesitinin ve Γ radyasyon kalınlığının özellikleri, önemi ve analitik ifadeleri verilmiştir.

Dördüncü bölümde ise NRI- ve RI- QRPA metotları çerçevesinde çift-çift $^{176,178,180}\text{Hf}$ ve $^{236,238}\text{U}$ deforme çekirdeklerinin 1^+ manyetik dipol seviyelerinin ω enerjileri, $B(M1)$ geçiş ihtimalleri, $\Gamma(M1)$ radyasyon kalınlıkları ve σ saçılma tesir kesitleri için yapılan teorik hesaplamalar ve sayısal sonuçlar verilmiştir. Çalışılan bu deforme çekirdekler için elde edilen teorik sonuçlar mevcut deneysel verilerle karşılaştırılarak analizler yapılmıştır.

BÖLÜM 2. TEK PARÇACIK MODEL VE SÜPER AKIŞKAN MODEL

2.1. Deforme Çekirdeklerin Tek Parçacık Modeli

Tek parçacık modelde çekirdek içerisindeki nükleonlar, ortalama bir potansiyel alan içinde birbirinden bağımsız olarak hareket ederler. Ancak çekirdek içerisinde bilinen ortalama bir alan olmadığından, Hartree-Fock metodu iki nükleon arasındaki etkileşim kuvvetinin bir potansiyele neden olabileceğini ve bu şekilde etkileşen bütün nükleonların çekirdekte ortalama bir potansiyel alanı oluşturabileceğini matematiksel olarak göstermiştir [85].

Nötron veya proton sayısı sihirli sayıya tekabül eden çekirdeklerin küresel bir simetriye sahip olduğu bilinmektedir. Nötron ve proton sayısı sihirli sayılardan uzaklaştıkça çekirdeğin küresel simetrisi bozulur. Bu tür çekirdeklere “eksenel simetrik deforme çekirdekler” denir. Bu çekirdeklerde küresel simetri bozulduğundan, yeni bir potansiyelin tanımlanması gerekir.

Tek parçacık durumlarının sınıflandırılması ortalama potansiyelin simetrisine bağlıdır. Küresel çekirdeklerin tek parçacık durumları enerji, parite, toplam açısal momentum j ve onun izdüşümü m olan kuantum sayıları karakterize edilir. Küresel çekirdeklerde m kuantum sayısına göre bir yozlaşma söz konusudur, diğer bir deyişle küresel simetriden dolayı farklı m değerlerine sahip olan haller aynı enerjiye sahiptirler. Eksenel simetrik deforme çekirdeklerde ise tek parçacık durumları enerji, parite ve toplam açısal momentumun nükleer simetri eksenindeki K izdüşümü ile karakterize edilir.

Deforme çekirdeklerin incelenmesinde ilk kullanılan modellerden biri anizotropik titreşim potansiyeli kullanılan Nilsson modelidir [86]. Bu modelde ortalama alan potansiyeli olarak harmonik anizotropik potansiyeli kullanılarak deforme

çekirdeklerin tek parçacık enerjileri ve dalga fonksiyonları elde edilmiştir. Bu modelin eksik yanlarından biri N ve $N \pm 2$ kuantum sayılarına sahip olan durumlar arasındaki etkileşmelerin katkılarının sayısal hesaplamalardaki zorluklardan dolayı ihmal edilmesidir. Tecrübeler göstermiştir ki büyük deformasyonlu çekirdeklerde N ve $N \pm 2$ titreşim kabukları arasındaki etkileşmeler ihmal edilemez. Bu model deforme çekirdeklerde elektromanyetik ve beta geçiş ihtimallerinin, kuadropol momentlerinin ve spinlerinin hesaplanmasında oldukça başarılı olmuştur. Fakat kullanılan potansiyelin sonsuz duvarlı olmasından dolayı belirli zorluklarla karşılaşmıştır. Bu zorlukların aşılması için son zamanlarda en yaygın kullanılan potansiyel Woods-Saxon potansiyelidir.

Tek parçacık modeli, küresel tek-tek çekirdeklerin taban durumu spin, parite ve izomerik durumları açıklamada başarılı olmuştur. Fakat bu modelin açıklık getiremediği bazı olaylar vardır. Bu olaylardan ilki çekirdeklerde görülen deformasyon mekanizması diğeri ise çekirdekte görülen yasak geçişlere açıklık getirememesidir [87].

Tek parçacık modelinin açıkladığı başka bir olay ise nükleer izomerikliklerdir. İzomerik durumlar, bağıl olarak uzun ömürlü nükleer uyarılmış durumlardır. Uzun ömürlülük, ya yeniden uyarılma sonucu oluşan radyasyonun düşük enerjileriyle ya da yüksek geçişlerin çok-kutupluluğu ile ilgilidir [87].

Sihirli sayıda nükleon içeren çekirdekler denge halinde küreseldir ve deforme olması çok zor gerçekleşir. Nötron ve proton sayıları sihirli sayıdan uzaklaştıkça çekirdeğin küresel simetrisi bozulur. Bütün bu olaylar deneysel olarak ispatlanmıştır. Çekirdekte kuadropol momentinin var olması buna en güzel örnektir. Bohr ve Motelson tarafından ileri sürülmüş olan çekirdeğin genelleşmiş modelinin temelinde kütle numarası (A) ve atom numarası (Z) sihirli sayılara eşit olan çekirdeklerden uzak olan çekirdeklerin görünüşü dönel elipsoittir [9]. Bu modelde içindeki bütün parçacıkların kolektif hareketi dikkate alınır ve neticesinde de deformasyon oluşur. Kütle numarası $A=140-190$ arasında bu tür çekirdeklere ‘aksial (eksenel) deforme çekirdekler’ denir. Bu oluşumda kapalı kabuklar dışındaki nükleonların hareketiyle oluşan kutuplanma ile kapalı kabuk içindeki özün biçimi ve açısal momentumu dikkate alınır.

2.2. Süperakışkan Model (Bağımsız Kuaziparçacıklar Modeli)

Bu tez çalışmasında incelenen çekirdekler süperakışkan özellikleri sergilediğinden gelecek hesaplamalarda süperakışkan model baz alınacaktır [88]. Buna göre bu modelde ayrıntıya girmeden sadece temel formüller kullanılacaktır.

Süperiletken teorisinin kuantum mekaniği ve matematiksel analizi ilk defa 1957 yılında Bogolyubov tarafından yapıldı ve daha sonra Barden, Cooper, Schieffer (BCS) tarafından süperiletkenlik olayını açıklamak için kullanıldı [88-90]. Bu teori literatüre BCS teorisi olarak geçti. Normal bir iletkende akıma karşı gösterilen elektriksel direnç, serbest elektronlarının kristal örgü iyonlarının termik hareketleri sebebiyle saçılmaya uğraması sonucu oluşur. BCS teorisi, bir süperiletkenin akıma karşı sıfır direnç göstermesini açıklar. Ayrıca kristal örgü titreşimleri (fononlar aracılığı) ile iletkenlik elektronları arasındaki etkileşmeler, ortamda elektron-cooper çiftlerinin doğmasına yol açmaktadır. Yani bu etkileşme elektronlar arasındaki zayıf çekim kuvveti fonon alışverişiyle oluşmaktadır. Hâlbuki çekirdekte iki nükleon arasındaki çekim kuvveti güçlü olduğundan, böyle bir alışveriş mekanizmasına gerek yoktur. Süperiletkenlik özelliğinin çekirdeğe uygulanmasıyla ortaya çıkan bu model süperakışkan model olarak isimlendirilir [89].

Nükleonlar arası etkileşmeleri içine alan bağımsız kuazi-parçacık çekirdek Hamiltoniyeni [89],

$$H_{sqp} = H_{s,p} + H_{pair} \quad (2.1)$$

şeklinde ifade edilir. Burada $H_{s,p}$ sistemin tek parçacık hamiltoniyeni H_{pair} ise ortalama alan potansiyelinde hareket eden nükleonların çiftlenim hamiltoniyenidir. Küresel çekirdekler için ortalama alanı spin-yörünge çiftlenimli titreşici potansiyeli veya Woods-Saxon potansiyeli tasvir eder. Deforme çekirdekler için ise Nilsson ve deforme Woods-Saxon potansiyeli geçerlidir. Çiftlenme korelasyonlarını ele alan metot çok geneldir ve bu korelasyonlar ortalama alanın simetri özelliklerine veya açık bir biçimine bağlı değildir. Dolayısıyla ilk önce temel denklemler genel biçimde

türetilir ve daha sonra küresel veya deforme çekirdeklere uygun gelen özel bir formu elde edilebilmesi için bu denklemler düzenlenir.

Çiftlenme korelasyonları çalışmalarında, $\sigma=\pm 1$ özdeğerlerine sahip kuantum sayısını, kuantum sayılarının tüm setinden ayırmak gerekir. Sadece σ 'nın işaretiyle birbirinden farklılaşan durumlar, zaman tersinirliği dönüşümü altında eşleniktirler. Mesela σ kuantum sayısı, nükleer simetri eksenini üzerindeki açısal momentum izdüşümünün işaretini temsil eder. $q\sigma$, ortalama alanın tek parçacık seviyelerinin kuantum sayılarını göstermektedir.

Süperakışkan nötron-proton korelasyonları, orta ve ağır çekirdeklere nötron ve proton fermi seviyelerinin birbirinden uzak ($N-Z \gg 1$) olmalarından dolayı oluşmamaktadır. Nötron ve protonlar için, ayrı ayrı çözüm elde edilir. Bu nedenle bağımsız kuaziparçacıklar modelinde nötron ve proton sistemleri ayrı ayrı ele alınır. Denklem (2.1)'teki Hamiltoniyen o zaman nötron ve proton kısımları olmak üzere iki kısımda yazılabilir.

$$H_0 = H_0(n) + H_0(p) \quad (2.2)$$

Çiftlenme korelasyonlarına sebep olan kuvvetler, kısa menzilli kuvvetlerdir. Dolayısıyla $\delta(r-r')$ kuvvetine benzer bir kuvvettir. Bu, çiftlenme kuvvetlerinin momentum temsilinde sabit, farklı tek parçacık durumları için matris elemanlarının yaklaşık olarak aynı olduğu anlamına gelmektedir. Bu düşünceye göre, $G(q+, q-; q'-, q'+)$ matris elemanı q ve q' 'den bağımsızdır. Yani,

$$G(q+, q-; q'-, q'+) = G \quad (2.3)$$

O zaman çiftlenme etkileşmesi iki parametre ile karakterize edilir. G_N niceliği nötron sistemini, G_P niceliği ise proton sistemini temsil eder. (2.2) denklemi aşağıdaki gibi yeniden yazılır:

$$\begin{aligned}
H_0(n) &= \sum_{s\sigma} \{E_0(s) - \lambda_n\} a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} - G_N \sum_{ss'} a_{s+}^+ a_{s-}^+ a_{s'-} a_{s'+} \\
H_0(p) &= \sum_{r\sigma} \{E_0(r) - \lambda_p\} a_{r\sigma}^+ a_{r\sigma} - G_P \sum_{rr'} a_{r+}^+ a_{r-}^+ a_{r'-} a_{r'+}
\end{aligned} \tag{2.4}$$

Burada $E(s)$ nükleonların ortalama alan potansiyelindeki tek parçacık enerjileridir.

$a_{s\sigma}^+$ ($a_{s\sigma}$) operatörleri, s durumunda parçacık üretme(yok etme) operatörleridir.

Üretme ve yok etme operatörleri bilinen anti-komütasyon kurallarına uyarlar.

$$a_{s\sigma}^+ a_{s'\sigma'} + a_{s'\sigma'} a_{s\sigma}^+ = \delta_{ss'} \delta_{\sigma\sigma'} \tag{2.5}$$

$$a_{s\sigma} a_{s'\sigma'} + a_{s'\sigma'} a_{s\sigma} = 0 \tag{2.6}$$

$$a_{s\sigma}^+ a_{s'\sigma'}^+ + a_{s'\sigma'}^+ a_{s\sigma}^+ = 0$$

Süperakışkan modelin (2.1) Hamiltoniyeni kuaziparçacık tasvirinde

$$\begin{aligned}
a_{s\sigma} &= u_s \alpha_{s,-\sigma} + \sigma v_s \alpha_{s\sigma}^+ \\
a_{s\sigma}^+ &= u_s \alpha_{s,-\sigma}^+ + \sigma v_s \alpha_{s\sigma}
\end{aligned} \tag{2.8}$$

Bogulyobov dönüşümleri yardımıyla köşegenleştirilir [89]. Burada $\alpha_{s\sigma}^+$ ($\alpha_{s\sigma}$) operatörleri kuaziparçacık üretme (yok etme) operatörleridir.

Bu modelde dönüşüm sonucu v_q^2 ve u_q^2 'nin

$$v_q^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{E(q) - \lambda_\tau}{\varepsilon(q)} \right\}, \quad u_q^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{E(q) - \lambda_\tau}{\varepsilon(q)} \right\}. \tag{2.9}$$

değerlerinde (2.1) hamiltoniyeni köşegenleştirilir. Kuaziparçacık tasvirinde söz konusu hamiltoniyen aşağıdaki şekilde ifade edilir:

$$H_{sqp} = \sum_{q\tau} \varepsilon_q(\tau) (\alpha_q^+(\tau) \alpha_q(\tau) + \alpha_{\tilde{q}}^+(\tau) \alpha_{\tilde{q}}(\tau)) \tag{2.10}$$

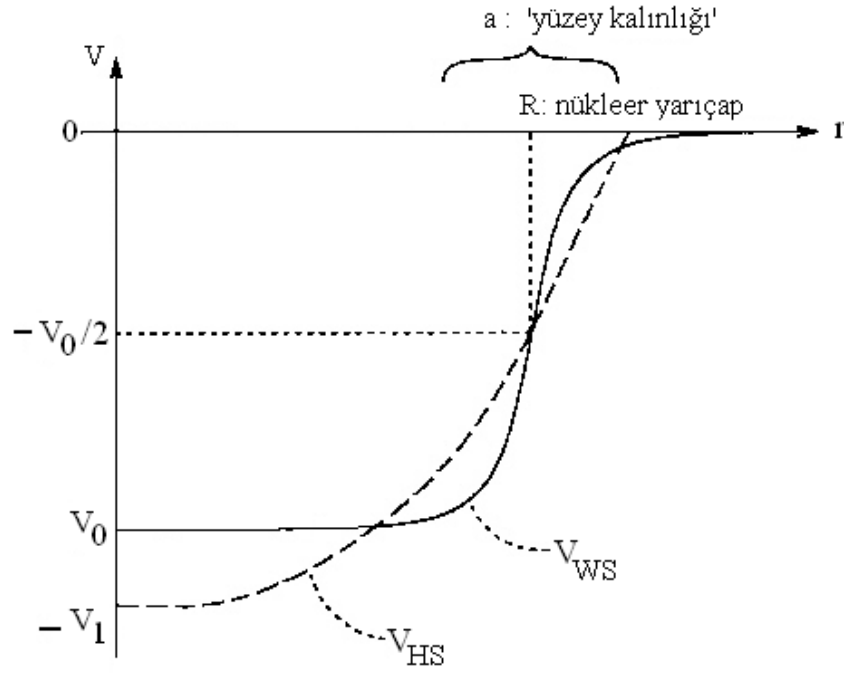
Burada $\tau=n(p)$ nötron(proton) sistemlerine karşı gelmektedir. $\varepsilon_q = \sqrt{(E_q - \lambda)^2 + \Delta^2}$ nükleonların tek kuaziparçacık enerjisidir. Burada $\Delta_\tau = G_\tau \sum_q u_q v_q$ ile verilen gap parametresi reeldir ve eğer $G_\tau > 0$ ise pozitifdir. Süperakışkan modelin Δ ve λ nicelikleri aşağıdaki sistem denklemlerinin yardımıyla nötron ve proton sistemleri için sayısal olarak ayrı-ayrı bulunur [89]:

$$\frac{2}{G_\tau} = \sum_q \frac{1}{\varepsilon_q} \quad (2.11)$$

$$N_\tau = 2 \sum_q v_q^2 \quad (2.12)$$

2.3.Woods-Saxon Potansiyeli

Çekirdek yapısının incelenmesinde elde edilen sonuçların hassaslığı kullanılan ortalama alan potansiyellerinden dolayı sınırlıdır. Seçilen potansiyelin en iyi olması, çekirdek yüzey kesiminin kalınlığını doğru tasvir etmesine ve sonlu derinlikli olmasına bağlıdır. Gerçekte uygun ortalama potansiyelin çekirdek içerisinde nükleer madde dağılımına benzer olması istenir. Böyle bir potansiyelin parametreleri optiksel potansiyelin reel kısmından saçılma reaksiyonları sonucu belirlenir. Woods-Saxon ortalama alan potansiyeli çekirdek içerisinde nötron ve protonların deneyden gözlenen dağılımını çekirdek yüzey davranışlarına uygun bir biçimde ifade etmektedir. Buna göre de deforme çekirdeklerde ortalama alan potansiyelinin analitik formu genellikle Woods-Saxon potansiyeli gibi seçilir. Woods-Saxon ve Harmonik Osilatör potansiyeli Şekil 2.1’de karşılaştırılmıştır [89].



Şekil 2. 1. Woods-Saxon (WS) (kalın düz çizgi) ve Harmonik Salıncı (HS) (kesikli çizgi) potansiyellerin karşılaştırılması. Yarıçap R_0 , potansiyel ise V_0 birimlerindedir.

Woods-Saxon potansiyeli sonlu derinlikte ve küresel simetriktir. Şekilde verilen a yüzey kalınlığı potansiyelin %90'dan %10'a indiği aralıktır. Nükleer yarıçap R ise potansiyel derinliğin iki defa azaldığı uzaklıktır. Bu potansiyelin yüzey etrafındaki kısmı saçılma reaksiyonları için çok önemlidir ve çekirdek içindeki nükleonların yoğunluk dağılımını çok güzel ifade etmektedir. Woods-Saxon potansiyeli çekirdek dışında üssel (eksponansiyel) olarak sıfıra gider (Şekil 2.1). Potansiyel iki kısımdan oluşur. Birinci kısım nükleonların ürettiği izoskaler ve izovektör ortalama alan potansiyelidir.

$$V(r) = -\frac{V_0^{N,Z}}{1 + \exp((r - R_0)/a)} \quad (2.13)$$

İkinci kısım ise spin-orbital potansiyelidir.

$$V_{ls} = -\xi \frac{1}{r} \frac{dV(r)}{dr} (ls) \quad (2.14)$$

Parametrelerin genel seçimi

$$V_0^r = V_0 + V_1^r \quad (2.15)$$

şeklindedir. Burada

$$V_1^r = \tau_z \eta \frac{N-Z}{A} V_0 \quad (2.16)$$

nükleer simetri enerjisinden dolayı meydana gelen bir terimdir.

$$\eta = \frac{V_1}{4V_0} \quad , \quad V_0(r) = -\frac{V_0}{1 + \exp((r - R_0)/a)} \quad (2.17)$$

kullanılan Woods-Saxon potansiyelinin izovektör (V_1) kısmından dolayı nötron ve proton sistemlerinin derinliği birbirinden farklıdır:

$$V_0^N = V_0(r) \left[1 - 0.63 \frac{N-Z}{A} \right] \quad (2.18)$$

$$V_0^Z = V_0(r) \left[1 + 0.63 \frac{N-Z}{A} \right] \quad (2.19)$$

Burada $V_0=53$ MeV, $R_0=r_0A^{1/3}$, $r_0=1,24 \times 10^{-13}$ cm, yüzey kalınlığı $a=0,63 \times 10^{-13}$ cm, spin-yörünge etkileşme parametresi $\xi=0,263[1+2(N-Z/A)](10^{-13}\text{cm})^2$ dir [87]. Protonlar arasındaki Coulomb potansiyeli proton seviyeleri hesaplandığı zaman (2.13) ve (2.14) ifadelerine eklenmek zorundadır. Yüzeyin etkisi ihmal edilirse Coulomb potansiyeli aşağıdaki şekilde yazılır.

$$V_c(r) = \frac{(Z-1)e^2}{r} \begin{cases} \frac{3r}{2R_0} - \frac{1}{2}(r/R_0)^3, & r \leq R_0 \\ 1, & r > R_0 \end{cases} \quad (2.20)$$

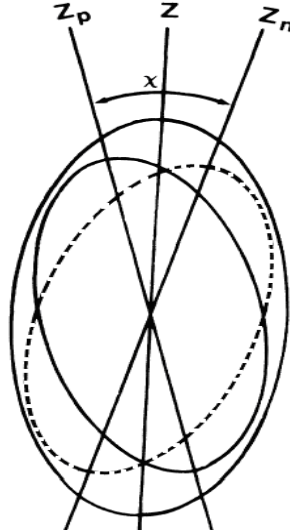
Tek parçacık Kabuk model hamiltoniyeninin özdeğer enerji ve dalga fonksiyonları (2.13) potansiyeli kullanılarak elde edilir. Süperakışkan modelin Δ ve λ nicelikleri ise bu özdeğerleri kullanarak (2.11) ve (2.12) sistem denklemlerinin yardımıyla, nötron ve proton sistemleri için, sayısal olarak ayrı-ayrı bulunur [89].

BÖLÜM 3. ÇİFT-ÇİFT DEFORME ÇEKİRDEKLERDE MANYETİK DİPOL UYARILMA SEVİYELERİNİN ÖZELLİKLERİ

3.1. Giriş

Kararlı biçime sahip olan çekirdekler (örneğin sihirli sayıya sahip veya dolmuş kabuk dışında birkaç parçacık olan çekirdekler) deneysel verilerin yeterince olmasından dolayı çekirdek fiziğinde önemli bir yere sahiptir. Bu çekirdeklerin çoğunun küresel yapıya sahip oldukları bilinmektedir. Bu çekirdeklerde düşük enerjili uyarılmalar yüzey titreşimlerine karşı gelmektedir. Kararlı çekirdeklere örnek olarak nadir toprak bölgesinde yerleşen deforme çekirdekler de gösterilebilir. Dış kabukları yarıya kadar dolmuş veya bu sayının etrafında olan çekirdekler de nükleonların etkileşmesi sonucu çekirdeğin biçimini değiştirerek kararlı deformasyona sahip olmasına neden olur. Büyük kuadrapol momentleriyle, zengin dönme spektrumuyla ve kararlı deformasyon parametreleriyle seçilen ve elipsoid biçiminde olan bu çekirdeklere iyi deforme çekirdekler ($150 < A < 190$ ve $A > 220$ kütle bölgesi) denir. Periyodik tablodaki nadir toprak (lantanitler) bölgesi ve uranyum ötesi elementlerin tümü birçok izotoplarıyla birlikte deforme çekirdekler sınıfına girerler. Deforme çekirdekler özellikle nadir toprak elementleri, çekirdek yapısının incelenmesinde ve nükleonlar arasındaki nükleon-nükleon etkileşmelerinin belirlenmesinde önemli bir yer tutmaktadır. Deforme çekirdeklerin bir başka özelliği büyük çoğunlukla süperakışkan olmalarıdır. Bunların normal çekirdeklerden esas farkları tıpkı süperiletken metallerin spektrumunda olduğu gibi, aşağı enerji spektrumunda enerji aralığının bulunması ve enerji seviye yoğunluğunun tek parçacık modelinin öngördüğünden iki kat büyük olmasıdır. Bu tür çekirdeklerde yapılan incelemeler uygulanan modellerin başarısı, ortalama alan potansiyellerinin ve nükleon-nükleon etkileşme parametrelerinin fit edilmesi açısından oldukça önem arz etmektedir.

Çekirdek fiziğinde son otuz yılın en etkileyici olaylarından biri deforme çekirdeklerde spini ve paritesi $I^\pi K=1^+1$ olan makas (scissors) mod uyarılmalarının keşfidir. Çekirdekte nötron ve proton sistemlerinin Şekil 3.1’de görüldüğü gibi ortak bir eksen etrafında ve birbirine karşı makas bıçakları gibi titreşimler yaparak katı deforme maddeler gibi davrandığı varsayıldığı için bu uyarılmalar makas mod olarak adlandırılmıştır.



Şekil 3. 1. Makas mod deforme proton yoğunluğu katkısının nötron katkısına karşı makasın açılıp kapanmasını andıran salınımlardır.

Darmstadt elektron lineer hızlandırıcısında yapılan yüksek çözünürlüklü elektron saçılma deneyinde [91] bir nadir toprak çekirdeği olan ^{156}Gd için yaklaşık 3 MeV uyarılma enerjisinde oldukça kolektif izovektör manyetik dipol uyarılmasının yeni bir türünün gözlenmesi ve onun ilk tebliği [23] nükleer spektroskopide yeni bir alan açmıştır. Stuttgart hızlandırıcısındaki ilk Nükleer Rezonans Floresans (NRF) deneyinde [24] ^{156}Gd ve komşu Gd izotopları ($^{158,160}\text{Gd}$) için bu güçlü M1 uyarılmaları doğrulandı. Günümüzde bu mod hafif çekirdeklerden (örneğin ^{46}Ti) başlayarak aktinitlere kadar geçiş ve gama yumuşak çekirdekler de (Bkz. [92,15]) dahil olmak üzere geniş bölgede sürekli deformasyonlu izotoplar için bulunmuştur. Nadir toprak çekirdekleri için makas mod üzerine birçok veri toplanmıştır. M1 geçiş ihtimalinin doğru belirlenmesi bu uyarılmaların yapısının anlaşılması için çok önemli olduğunu göstermiştir [93]. Manyetik dipol mod manyetik dipol geçişlerinden uyarılır ve bu uyarılmaların meydana gelmesinden izovektör spin-spin kuvvetleri sorumludur [1].

Son zamanlarda deforme çift-çift çekirdeklerin spektrumlarında çeşitli deneysel yöntemlerle gözlenen yörüngesel ve spin karakterli makas mod uyarılmalarının mekanizmalarının belirlenmesi çekirdek fiziğinde ayrı yeri olan önemli problemlerden biri haline gelmiştir. Bu yüzden makas mod ve spin titreşimleri gibi küçük spinli kolektif uyarılmalar çekirdek yapısının incelenmesinde nükleon-nükleon etkileşmelerinin yörünge ve spin momentlerine bağlı bileşenlerinin belirlenmesinde önemli bilgiler sağladığından teorik ve deneysel araştırmalar açısından dikkate alınan güncel konulardan biridir. Buna uygun olarak tezin bu bölümünde dönme değişmez olmayan QRPA ve dönme değişmez QRPA modelleri [1,2] çerçevesinde 1^+ seviyelerinin manyetik dipol özelliklerinin analitik ifadeleri ve temel ilkeleri verilmiştir.

3.2. Dönme Değişmez Olmayan QRPA Modelinde Deforme Çekirdeklerin Spin-Titreşim Karakterli $I^\pi=1^+$ Seviyeleri

Giriş bölümünde bahsedildiği gibi çift-çift deforme çekirdeklere çok sayıda uyarılmış 1^+ seviyelerin var olduğu bilinmektedir. Bu spin ve paritedeki kolektif halleri birkaç mekanizma üretebilir. 1960'lı yıllarda bu konuyla ilgili en çok yapılan çalışmalar çekirdeğin hacmindeki veya yüzeyindeki titreşimlerdir (kuadrupol ve monopol titreşimleri). Bu modlar her bir parçacığı bağlayan ortalama alandaki değişimle ilgilidir. Bohr bu önceden bilinen modlara ek olarak iki parçacık yaratıp yok eden alanlara dayanan titreşim modları önerdi [94].

Daha sonraki yıllarda yapılan araştırmalar çekirdekteki spin-spin kuvvetlerinin 1^+ seviyelerinin meydana gelmesinden sorumlu olduğu bulunmuştur [5,6].

Manyetik dipol etkileşmeleri tek kütleli çekirdeklerin manyetik dipol momentlerine, M1 geçişlerine ve enerji spektrumlarına tesir ederken, çift-çift çekirdeklere spin titreşim 1^+ seviyelerini üretir. Buna göre de spin kuvvetlerinin deforme çekirdeklere 1^+ seviyelerini ürettiği varsayılarak bu seviyeleri temsil eden Hamiltoniyen aşağıdaki gibi seçilebilir [1]:

$$H = H_{sqp} + V_{\sigma\sigma} \quad (3.1)$$

Burada H_{sqp} tek kuaziparçacık, $V_{\sigma\tau}$ spin titreşimine işaret etmektedir. $V_{\sigma\tau}$ ifadesi de spin etkileşmelerini tanımlayan hamiltoniyendir ve aşağıdaki gibi tanımlıdır.

$$V_{\sigma\tau} = \frac{1}{2} \sum_{\tau, \tau'} \chi_{\tau, \tau'} T_{\mu}(\tau) T_{\mu}(\tau') \quad (3.2)$$

Burada $\chi_{\tau, \tau'}$ spin-spin etkileşim parametresi, $T_{\mu}(\tau)$ ve $T_{\mu}(\tau')$ ise spin kuvvetleridir.

(3.1) ifadesindeki hamiltoniyeni ilk olarak kuaziparçacık daha sonra ise fonon gösteriminde yazarsak,

$$H = \left\{ \sum_{n\dot{o}t} E_{ss'} (\psi_{ss'}^2 + \phi_{ss'}^2) + \sum_{prot} E_{vv'} (\psi_{vv'}^2 + \phi_{vv'}^2) + \chi R_n^2 + \chi R_p^2 + 2q\chi R_n R_p \right\} Q_i^+ Q_i \quad (3.3)$$

elde edilir. QRPA'da kolektif 1^+ seviyelerinin dalga fonksiyonlarına bir fonon fonksiyonu olarak bakılacaktır. Bu nedenle vakumdaki bir kuaziparçacık çifti için dalga fonksiyonu

$$|\Psi_i\rangle = Q_i^+ |\Psi_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\mu, \tau} [\psi_{\mu}^i(\tau) C_{\mu}^+(\tau) - \phi_{\mu}^i(\tau) C_{\mu}(\tau)] |\Psi_0\rangle \quad (3.4)$$

gibi yazılabilir. Burada Q_i^+ fonon üretim operatörü ve $|\Psi_0\rangle$ çift çift çekirdeğin taban durumuna uygun gelen fonon vakumudur. $\psi_{ss'}$, $\phi_{ss'}$ iki kuaziparçacık durumlarının genlikleridir ve $\psi_{ss'}$, $\phi_{ss'}$ genlikleri fonon operatörünün komütasyon şartlarına uygun olarak aşağıdaki gibi normalleştirilebilir. Bu normalizasyon koşulu;

$$\sum_{\mu, \tau} [\psi_{\mu}^i(\tau)^2 - \phi_{\mu}^i(\tau)^2] = 1 \quad (3.5)$$

ile tanımlanır. Buradaki μ indisi n(veya p) indislerini birlikte ele alan genel yazılıştır. Sistem hamiltoniyeni (3.3) ve dalga fonksiyonu (3.4) kullanılarak varyasyon ilkesi

$$\delta \left\{ \langle \psi | Q_i H Q_i^+ | \psi \rangle - \langle \psi | H | \psi \rangle - \omega_i \left(\sum_i (\psi_s^{i^2} - \phi_s^{i^2}) - 1 \right) \right\} = 0 \quad (3.6)$$

aracılığıyla çift-çift çekirdeklerin 1^+ seviyelerinin uyarılma enerjileri için aşağıdaki seküler denklem elde edilir:

$$(1 + \chi F_n)(1 + \chi F_p) - q^2 \chi^2 F_n F_p = 0 \quad (3.7)$$

Bu denklemin kökleri spin kuvvetlerinin sorumlu olduğu uyarılmış 1^+ hallerinin ω_i enerjilerini verir. Tek fononlu (3.4) dalga fonksiyonunun ψ_μ^i, ϕ_μ^i iki kuaziparçacık genlikleri tekrar düzenlenerek yazılırsa;

$$\psi_\mu(\tau) = -\frac{q_\tau(1+qL_i)}{\sqrt{Z}} \frac{\sigma_\mu^\tau L_\mu^\tau}{E_\mu^\tau - \omega_i}; \quad \phi_\mu = -\frac{q_\tau(1+qL_i)}{\sqrt{Z}} \frac{\sigma_\mu^\tau L_\mu^\tau}{E_\mu^\tau + \omega_i} \quad q_\tau = \begin{cases} q & (\tau = p) \\ 1 & (\tau = n) \end{cases} \quad (3.8)$$

ifadelerini buluruz. Burada μ için ss' indisleri nötron ve vv' indisleri ise proton sistemlerine karşı gelmektedir.

Yukarıdaki ifadelerde verilen q nötron-proton etkileşmesini karakterize eden ve deneysel sonuçlar fit edilerek bulunmuş bir değerdir. Tek çekirdeklerdeki manyetik momentlerin deneysel verilerle karşılaştırılmaları sonucu q 'nın -1 değerine sahip olduğu tespit edilmiştir. Buda kullanılan spin-spin etkileşimlerinin izovektör dalına karşı gelmektedir.

Spin-Titreşim 1^+ seviyelerinin en karakteristik niceliği çekirdek taban durumundan uyarılmalarının M1 geçiş matris elemanlarıdır.

$$M_i = \langle \psi_i | \vec{\mu} | \psi_0 \rangle \quad (3.9)$$

burada manyetik dipol operatörü

$$\vec{\mu} = \sum_{\tau,i} [(g_s^{\tau} - g_l^{\tau}) \vec{S}_i^{\tau} + g_l^{\tau} \vec{J}_i^{\tau}] \quad (3.10)$$

ile ifade edilir. Burada J toplam açısal momentum operatörüdür, g_s^{τ} ve g_l^{τ} ise sırasıyla nükleonların spin ve yörüngesel jiromanyetik oranlarıdır. Dalga fonksiyonunun (3.4) ifadesini kullanarak (3.9) ve (3.10) ifadelerinin yardımıyla 1^+ seviyelerinin taban halinden uyarılmalarının indirgenmiş M1 geçiş ihtimali için aşağıdaki ifade elde edilir.

$$B(M1,0 \rightarrow 1^+) = \frac{3}{16\pi} \left[\sum_{n\dot{o}t.} \mu_{ss'}^n L_{ss'} g_{ss'} + \sum_{prot.} \mu_{vv'}^p L_{vv'} g_{vv'} \right] \quad (3.11)$$

Burada $\mu_{tt}^{(\tau)}$, $\vec{\mu}$ manyetik dipol operatörünün tek-parçacık matris elemanlarıdır.

3.3. Dönme Değişmez QRPA Modelinde Deforme Çekirdeklerin Spin-Titreşim Karakterli $I^{\pi}=1^+$ Seviyeleri

Makas modun özelliklerinin açıklanmasında bazı çalışmaların teorisinin bu başarısızlığının esas nedeni mikroskobik modellerin baz olarak kullandığı kabuk model potansiyellerinin simetri kırımından dolayı meydana gelen sıfır enerjili Goldstone sahte dalının gerçek makas mod titreşimlerine karışması ve 1^+ seviyelerin meydana gelmesinden sorumlu olan kuadropol karakterli etkin izovektör etkileşmelerin ortalama alan potansiyelleri ile öz uyumlu olarak seçilmemeleridir [40]. Buna göre de Goldstone dalının 1^+ titreşim hallerinden yalıtılması etkin kuvvetlerin ortalama alan potansiyelleri ile öz uyumlu olarak seçilmeleri mikroskobik modelin temel prensiplerinden biridir.

Deforme çekirdek ortalama alan potansiyelinin dönme değişmezliğinin kırınımına neden olan aynı uzay simetrikli iki farklı terimin bulunduğu gerçek bir hali inceleyelim. Örneğin $N>Z$ ağır çekirdeklerde ortalama alan potansiyelinde

nükleonlar arasındaki simetri enerjisinden dolayı izoskaler ve izovektör gibi aynı simetrik ve dönme değişmezliğinin kırınımına sebep olan iki terim yer almaktadır [89]. Bilindiği gibi deforme çekirdeklerde dönme değişmezliğinin kırılmasının neden olduğu $\omega=0$ Goldstone dalı simetrisinden dolayı manyetik dipol 1^+ titreşimlerine karışmaktadır. Bu dalın titreşim hallerinden ayrılması mikroskobik modellerin ana problemlerinden biridir. Tezin bu kısmında etkin kuvvetlerin seçilmesi için Kuliev ve arkadaşları tarafından geliştirilen yöntemi uygulayarak Goldstone sahte dalının yalıtması analitik olarak gösterilecek ve restore edici kuvvetlerin 1^+ seviyelerine etkisi incelenecektir [40].

Süperakışkan deforme çekirdeklerin H_{sqp} kuasiparçacık Hamiltoniyeni eksenel simetrik ortalama alanda izoskaler ve izovektör terimlerinden dolayı dönme dönüşümlerine göre değişmez değildir. Bu nedenle toplam açısal momentum korunmamaktadır ve bunun $v=\pm 1$ bileşenleri H_{sqp} Hamiltoniyeni ile komut değildir, $[H_{sqp}, J_{\pm 1}] \neq 0$. Buna göre deforme çekirdeklerde 1^+ seviyelerinin incelenmesinde doğru sonuçlar elde etmek için ve etkin kuvvetlerin seçilmesinde dönme değişmezliğinin restorasyonu çok önemlidir. Bu durumda h_0 ve h_1 restore edici etkin kuvvetleri aşağıdaki gibi seçebiliriz.

$$h_0 = -\frac{1}{2\gamma_0} \sum_{\mu} [H_{sqp} - V_1, J_{\mu}]^+ [H_{sqp} - V_1, J_{\mu}] \quad (3.12)$$

$$h_1 = -\frac{1}{2\gamma_1} \sum_{\mu} [V_1, J_{\mu}]^+ [V_1, J_{\mu}] \quad (3.13)$$

Burada

$$\gamma_0 = \gamma - \gamma_1; \quad \gamma_1 = \gamma_1^n - \gamma_1^p; \quad \gamma = \gamma_n + \gamma_p \quad (3.14)$$

$$\gamma^{(\mu)} = [J_{\mu}^+, [H_{sqp}, J_{\mu}]]_{RPA}, \quad \gamma^{(-1)} = \gamma^{(+1)} \equiv \gamma \quad (3.15)$$

$$\gamma_1^{\mu} = [J_{\mu}^+, [V_1, J_{\mu}]]_{RPA}, \quad \gamma_1^{(-1)} = \gamma_1^{(+1)} \equiv \gamma_1 \quad (3.16)$$

ifadeleri modelden bağımsızdırlar ve yalnız ortalama alan parametrelerinin fonksiyonudurlar. V_1 çekirdek ortalama alan potansiyelinin izovektör kısmıdır [89]. (3.12)-(3.16) bağıntılarının yardımıyla restore edici h_0 ve h_1 etkin kuvvetlerin ortalama alan potansiyellerinin sırasıyla izoskaler ve izovektör kısımlarının dönme değişmezliğini restore ettiği gösterilebilir:

$$\begin{aligned} [H_{sqp} - V_1 + h_0, J_\nu] &= 0, \\ [V_1 + h_1, J_\nu] &= 0 \end{aligned} \quad (3.17)$$

Şimdi süperakışkan deforme çekirdeklerde restore edici izoskaler h_0 , izovektör h_1 etkileşmelerinin ve spin-spin etkileşmelerinin $K^\pi=1^+$ seviyelerini ürettiğini varsayalım. Bu seviyeleri temsil eden model Hamiltoniyen aşağıdaki gibi seçilebilir:

$$H = H_{sqp} + h_0 + h_1 + V_{\sigma\tau} \quad (3.18)$$

Burada

$$V_{\sigma\tau} = \frac{1}{2} \chi_{\sigma\tau} \sum_{i \neq j} \vec{\sigma}_i \vec{\sigma}_j \vec{\tau}_i \vec{\tau}_j \quad (3.19)$$

σ ve τ sırasıyla spini ve izotop spini temsil eden Pauli matrisleridir. Hamiltoniyen 'in (3.18) şeklinde seçilmesi 1^+ titreşim hallerine karışan dönme dalının yalıtılmasına imkan sağlamaktadır. Bu yaklaşımda da 1^+ seviyelerinin dalga fonksiyonlarına bir fonon fonksiyonu olarak bakılacaktır (Bkz. Denklem (3.4)).

(3.18) Hamiltoniyenin özfonksiyon ve özdeğerlerini bulmak için RPA 'nın

$$[H_{sqp} + h_0 + h_1 + V_{\sigma\tau}, Q_i^+] = \omega_i Q_i^+ \quad (3.20)$$

bilinen hareket denklemini çözerek 1^+ seviyelerin enerjisi olan ω_i kökleri için aşağıdaki dağılım (dispersiyon) denklemi alınır [54]:

$$\omega_i^2 J_{\text{eff}}(\omega_i) = \omega_i^2 [J - 8\chi_{\sigma\tau} \frac{X^2}{D_\sigma} + \frac{\omega_i^2}{\gamma_1 - F_1} (J_1^2 - 8\chi_{\sigma\tau} \frac{J X_1^2 - 2J_1 X X_1}{D_\sigma})] = 0 \quad (3.21)$$

Bu denklemdeki nicelikler şu şekildedir:

$$D_\sigma = 1 + \chi_{\sigma\tau} F_\sigma, \quad X = X_n - X_p, \quad \gamma_1 = \gamma_1^n - \gamma_1^p, \quad J_1 = J_1^n - J_1^p \quad (3.22)$$

$$J = 2 \sum_{\mu} \frac{\varepsilon_{\mu} L_{\mu}^2 j_{\mu}^2}{\varepsilon_{\mu}^2 - \omega^2}, \quad J_1^{\tau} = 2 \sum_{\mu}^{(\tau)} \frac{(V_1)_{\mu} L_{\mu}^2 j_{\mu}^2}{\varepsilon_{\mu}^2 - \omega^2} \quad (3.23)$$

$$F_l = 2 \sum_{\mu} \frac{(V_l)^2 \varepsilon_{\mu} L_{\mu}^2 s_{\mu}^2}{\varepsilon_{\mu}^2 - \omega^2}, \quad F_{\sigma} = 8 \sum_{\mu} \frac{\varepsilon_{\mu} L_{\mu}^2 s_{\mu}^2}{\varepsilon_{\mu}^2 - \omega^2} \quad (3.24)$$

$$X_{\tau} = 2 \sum_{\mu}^{(\tau)} \frac{\varepsilon_{\mu} L_{\mu}^2 j_{\mu} s_{\mu}}{\varepsilon_{\mu}^2 - \omega^2}, \quad X_1 = 2 \sum_{\mu} \frac{(V_1)_{\mu} L_{\mu}^2 j_{\mu} s_{\mu}}{\varepsilon_{\mu}^2 - \omega^2} \quad (3.25)$$

$$\gamma_1^{\tau} = 2 \sum_{\mu}^{(\tau)} (V_1)_{\mu} L_{\mu}^2 j_{\mu}^2 \quad (3.26)$$

Burada $\varepsilon_{\mu} = \varepsilon_s + \varepsilon_{s'}$, iki kuasiparçacık enerjisi, $(V_l) \equiv (V_l)_s + (V_l)_{s'}$ ve $(V_l)_s \equiv \langle s | V_l | s \rangle (u_s^2 - v_s^2)$ ortalama alandaki izovektör terimin $|s\rangle$ tek-parçacık halindeki öz değeridir. Spin (s_{+1}) ve toplam açısal momentum (j_{+1}) operatörlerinin tek parçacık matris elemanları s_{μ} ve j_{μ} kısaltmalarıyla gösterilmektedir. Süper akışkan modelde $L_{\mu} = u_s v_{s'} - u_{s'} v_s$, u_s ve v_s ise tek parçacık enerji seviyelerinin dolu ve boş olma ihtimalini karakterize eden Bogolyubov katsayılarıdır [89]. Ayrıca Σ^{τ} nötron veya proton indislerine göre toplamdır, Σ' ise nötron ve proton indislerine göre toplamları ifade etmektedir. Burada (3.21) denkleminin çözümlerinden birisi olan $\omega_0=0$ Goldstone dalı çekirdeğin dönmesine karşı gelmektedir. Kuliev ve Pyatov tarafından 1974'te gösterildiği gibi bu çözümü karakterize eden statik elektrik ve magnetik momentler, çekirdeğin genelleştirilmiş modelinde 2^+ dönme hali için hesaplanan formüllerin aynısıdır [12]. $J(\omega)$ fonksiyonunun statik limiti $J_{at}(\omega=0)$ spin kuvvetleri eşliğinde çekirdeğin eylemsizlik momentini belirler ve “Cranking” modelin meşhur eylemsizlik momenti formülünü verir. (3.21) denkleminin sıfırdan farklı diğer $\omega > 0$ çözümleri, enerjisi sistemin, ilk iki kuazi parçacık enerjisinden

büyük olan harmonik titreşimlerini ifade eder. Ortalama alandaki spin-yörünge potansiyelinden dolayı spin etkileşmelerinin ürettiği spin-titreşim titreşimleri izoskaler h_0 ve izovektör h_1 restore edici kuvvetlerinin ürettiği bu farklı tabiatlı 1^+ seviyeleri ile etkileşerek karıştıklarından birbirlerinden ayıramazlar. Buna göre de Kuliev ve Pyatov'un 1974 yılında, Faessler ve arkadaşlarının 1986 yılındaki ve Hamamoto 1971 yılındaki çalışmalarında h_1 teriminin göz önüne alınmamasının sonuçları etkileyeceği belirtilmiştir. Böylelikle mikroskobik modellerde kullanılan etkin kuvvetler ortalama alan potansiyellerin yapısına tam uygun olarak Bölüm 3.1. de geliştirilmiş yöntemle özuyumlu olarak (3.12) ve (3.13) biçiminde seçilmelidir [12,32,53].

Dönme değişmez modelde spin-spin, restorasyon etkileşimi ve manyetik dipol operatörünün simetrisinden dolayı 1^+ -seviyelerinin en karakteristik büyüklüğü taban durumdan yarılmalara M1 geçiş ihtimalidir. Bu durum aşağıdaki gibi yazılabilir [2];

$$B(M1, 0^+ \rightarrow 1_i^+) = \frac{3}{4\pi} \left| R_p^j(\omega_i) + \sum_{\tau} (g_s^{\tau} - g_l^{\tau}) R_{\tau}(\omega_i) \right|^2 \mu_N^2 \quad (3.27)$$

Burada,

$$R_p^i(\omega_i) = \sum_{\mu} {}^{(p)}\varepsilon_{\mu} j_{\mu} L_{\mu}(\psi_{\mu}^i + \varphi_{\mu}^i) \quad (3.28)$$

$$R_{\tau}(\omega_i) = \sum_{\mu} {}^{(\tau)}\varepsilon_{\mu} j_{\mu} L_{\mu}(\psi_{\mu}^i + \varphi_{\mu}^i) \quad (3.29)$$

şeklindedir. Spinin (s_{+1}) ve açısal momentum operatörünün (j_{+1}) tek parçacık matris elemanları s_{μ} ve j_{μ} ile gösterilir ve $L_{\mu} \equiv u_q v_q' - u_q' v_q$ şeklindedir.

3.4. Foton Saçılma Tesir Kesiti

Çarpışma deneylerinin sonuçları çoğunlukla tesir kesitleri denilen nicelikler cinsinden ifade edilir. Genel olarak saçılma deneylerinde, saçılma odası adı verilen dairesel kesitli bir kutu içine yerleştirilmiş hedef üzerine, hızlandırılmış bir tanecik

demeti gönderilir. Demet doğrultusu ile belli θ açıları yapan doğrultularda saçılmaya uğrayan taneciklerin sayısını bir sayaçla ölçerek, bu sayının θ 'nın fonksiyonu olarak nasıl değiştiği incelenir. Buradan diferansiyel saçılma tesir kesiti bulunur [95].

Tesir kesiti ifadesini daha da sade şu şekil de söyleyebiliriz; Tesir kesiti, hedef üzerine gelen parçacık demetinin hedefle etkileşime girme ihtimalini ifade eder. Tesir kesiti için kullanılan standart birim **barn**' dır. $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ 'dir. Tesir kesiti ve dolayısıyla da etkileşim olasılığı, hedefin türüne, reaksiyonun türüne, gelen parçacıkların enerjisine ve türüne bağlıdır.

Büyük enerjili fotonların çekirdekler tarafından soğrulması veya bir ve birkaç tane fotonun, nötron, proton v. s. yayınlanmasıyla giden elektromanyetik süreçlere foto-nükleer reaksiyonlar denir. Foton enerjisinin nötron bağ enerjisinden küçük değerlerinde dar kalınlığı olan bireysel çekirdek seviyelerinden rezonans saçılmalar olabilir. Bu tür saçılmalar atomlardaki flüoresans rezonanslar gibi γ fotonun çekirdek tarafından virtüel olarak soğurulması ve yayınlanması yoluyla meydana gelir.

Rezonans saçılması, optik dalga boyu alanında iyi bilinen bir etkidir. Bir foton enerjisi, bir atomun enerji seviyelerinden birine denk geldiğinde atomun foton tarafından harekete geçirildiği bilinmektedir. Fotonlar bu harekete geçirilen aynı tür atomlardan veya sürekli bir spektrum gibi farklı bir kaynaktan oluşturabilir. Harekete geçirilen atom fotonunun yutulmasıyla eski durumuna geri dönerse bu işlem genel anlamda “rezonans saçılması” olarak bilinir. Enerji düzey farkları rezonanslardır. Atomun rezonans durumuna geldiği tek bir frekans yoktur. Atom küçük bir frekans aralığında tepki gösterir. Bir nükleer rezonans saçılması çalışmasından elde edilen ana bilgi toplam kesir kesitidir. Rezonans saçılması ile harekete geçen seviyelerin genişliği ve ortalama ömrü hesaplanabilir. Ortalama ömür kıaldıkça tesir kesiti genişleyecektir. Enerji seviyelerinin özellikleri hakkındaki diğer bilgileri rezonanslı saçılma γ -radyasyonunun açısal dağılımının incelenmesiyle elde edilmiştir.

Rezonans saçılmalarında problemin sade bir ifade ile açıklanabilmesi için çekirdekten saçılan parçacığın momentumunu sıfır kabul edelim (Momentum azaldıkça, saçılan parçacık çekirdeğe daha yakındır denebilir). Böyle bir durumun

olabilmesi için gelen parçacık için $\lambda \gg R$ geçerlidir. Parçacık çekirdekten saçıldıktan sonra, saçılan parçacığın dalga fonksiyonu,

$$\Psi(r) = \frac{1}{r} (e^{-ikr} - f(\theta)e^{ikr}) \quad k = P/\hbar \quad (3.30)$$

olarak tanımlanır. Burada $f(\theta)$ saçılma genliğidir ve tesir kesitlerinin belirlenmesinde önemli bir yeri var. Bu elastik saçılmada, saçılma tesir kesitini incelersek;

$$\sigma_l = \frac{\pi}{k^2} |1 - f(\theta)|^2 \quad \text{Potansiyel Saçılması} \quad (3.31)$$

$$\sigma_r = \frac{\pi}{k^2} (1 - |f(\theta)|^2) \quad \text{Rezonans Saçılması} \quad (3.32)$$

Rezonans saçılma tesir kesitinin Breit-Wigner bağıntısı aşağıdaki şekildedir [92].

$$\sigma_r = \frac{\pi}{k^2} \frac{\Gamma_r \Gamma_e}{(E - E_r)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (\Gamma = \Gamma_e + \Gamma_r) \quad (3.33)$$

Bu ifadede E gelen gama kuantın enerjisi, E_r ise uyarılan seviyenin enerjisidir. Bir kanallı rezonans uyarılma durumunda ($\Gamma_e = \Gamma_r$) tesir kesiti için aşağıdaki formül geçerlidir;

$$(\sigma)_{\text{rezonans}} = \frac{\pi}{k^2} \frac{\Gamma_e^2}{(E - E_r)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (3.34)$$

$$\Gamma_e = \Gamma_r \quad (\text{Rezonans}) \quad E \approx E_r$$

Bu formüle yalıtılmış rezonans için **Breit-Wigner Formülü** denir. (3.34) ifadesinde görüldüğü üzere; $(E - E_r) = \Gamma/2$ 'dir (Efektif tesir kesiti iki kez azalır). Bu durumda Γ , rezonans eğrisinin eni ve rezonans seviyesinin kalınlığı olarak isimlendirilir. $\Gamma = \Gamma_e + \Gamma_r$ ifadesinde Γ_e 'ye kısmi genlik denir. Bu genlik elastik saçılma ihtimalini

gösterir. Γ_r ise Γ içerisinde kısmi bir genlik olup uyarılmış çekirdeğin tüm r kanalları üzerinden saçılma ihtimalini gösterir. r tüm seviyelerden saçılmaları içerir.

$$\Gamma = \Gamma_e + \underbrace{\Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_3 \dots}_{\Gamma_r} \quad (3.35)$$

Fotonların rezonans saçılma tesir kesiti Breit-Wigner formülü ile aşağıdaki gibi ifade edilmektedir.

$$\sigma_{rez}(\gamma, \gamma') = \frac{(2J_{exc} + 1)}{(2J_0 + 1)} \frac{\pi (c\hbar)^2}{E^2} \frac{\Gamma_0 \Gamma_f}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2 / 4} \quad (3.36)$$

Burada J_{exc} ve J_0 çekirdeğin uyarılmış ve taban durumunun spinleridir. E uyarılan seviyeler, E_R seviyenin rezonans enerjisi, Γ ise rezonans genişliğidir. Fotonükleer reaksiyonlar çoğunlukla dipol γ fotonlarının soğrulmasıyla oluşur. Breit-Wigner formülünde soğurulmanın etkin tesir kesiti barn mertebesinde olur ($1b = 10^{-24} \text{ cm}^2$). Çekirdek radyasyon kalınlıklarının çok dar olmasından dolayı bu tür seviyelerden rezonans saçılma integral tesir kesitlerinin değerleri rezonans enerjisinin etrafında dar bir bölgede maksimuma ulaşır.

Gamma ışınlarının E_{rez} enerjili titreşim yapan dipol 'dan tam saçılma tesir kesitinin analitik ifadesi aşağıdaki gibidir [96].

$$\sigma = \sigma_0 \frac{E^2 \Gamma^2}{(E_0^2 - E^2)^2 + E^2 \Gamma^2} \quad (3.37)$$

Burada,

$$\Gamma_\gamma = (\Gamma_\gamma)_{rez} \left(\frac{E}{E_{rez}} \right)^3, \quad (3.38)$$

$$E_0^2 \equiv E_{rez}^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2, \quad (3.39)$$

$$\sigma_0 \equiv \sigma(E_0) = \frac{6\pi}{\Gamma} \left(\frac{\Gamma_\gamma}{k^2} \right)_{rez} \quad (3.40)$$

şeklinde dir.

Tesir kesitinin Lorentz eğrisi şeklinde olması (3.36) tesir kesiti ifadesinin E_0 rezonans merkezine göre simetrik yapıya sahip olmasından dolayıdır.

Çekirdek taban durumundan dipol seviyelerinin tam katı açısı üzerinden elektromanyetik dipol uyarılma integral tesir kesiti aşağıdaki formülle ifade olunur [9,97].

$$\sigma_{rez}(\gamma, \gamma') = \langle \sigma \rangle = \frac{1}{2} \frac{(2J_{exc} + 1)}{(2J_0 + 1)} \frac{\pi (c\hbar)^2}{E^2} \Gamma_0 \Gamma_f \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2 / 4} dE \quad (3.41)$$

Bilindiği gibi foton enine dalga olduğundan z-bileşeni sıfırdır. Buna göre de σ değerinin spine göre ortalaması alındığında (3.36) eşitliğinin sağ tarafı $\frac{1}{2}$ katsayısı ile çarpılır. (3.41) ifadesindeki integralinin değerinin $\frac{\pi}{\Gamma/2}$ olduğunu göz önünde bulundurarak ortalama tesir kesiti için

$$\sigma_{rez}(\gamma, \gamma') = \frac{(2J_{exc} + 1)}{(2J_0 + 1)} \frac{(\pi c\hbar)^2}{E^2} \frac{\Gamma_0 \Gamma_f}{\Gamma} \quad (3.42)$$

ifadesi elde edilir [98].

Tez çalışmasındaki amacımız çekirdek taban ($J_0=0$) durumundan ω_i enerjili dipol ($J_{exc}=1$) seviyelerinin fotonlarla uyarılma tesir kesitlerini hesaplamaktır. Sonuç olarak (3.42) formülünden yararlanarak çekirdek taban durumundan bireysel 1^+ seviyesinin tam katı açısı üzerinden magnetik dipol foton uyarılma integral tesir kesiti aşağıdaki formülle ifade olunur [9,97].

$$\sigma_{\gamma\gamma'}(\omega_i) = \frac{3(\pi c\hbar)^2}{\omega_i^2} \frac{\Gamma_0 \Gamma_f}{\Gamma} \quad (3.43)$$

Sayısal olarak (3.43) formülünü aşağıdaki şekilde yazabiliriz.

$$\sigma_{\gamma\gamma'}(\omega_i) = \frac{11,54}{\omega_i^2} \frac{\Gamma_0 \Gamma_f}{\Gamma} eVb \quad (3.44)$$

Manyetik dipol uyarılmaları durumunda M1 geçiş radyasyon ışıyım genişliği

$$\Gamma(M1) = 3,86\omega_i^3 B(M1)meV \quad (3.45)$$

formülü ile ifade edilir. Burada ω_i uyarılma enerjisi MeV birimin de ve B(M1) ise nükleon için $\mu_N^2 = (\frac{e\hbar}{2mc})^2$ Bohr magnetonu cinsinden verilmiştir. Burada ω_i MeV birimlerinde, Γ kalınlıkları ise meV birimlerindedir.

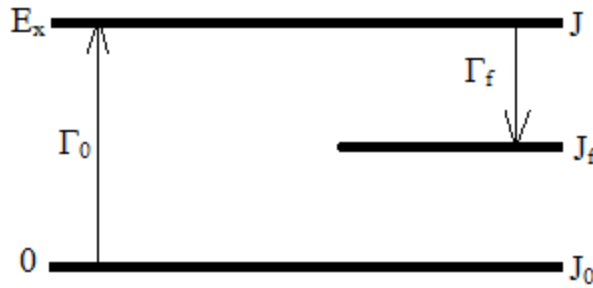
Rezonans bölgesinde 1^+ seviyelerinin enerji ağırlıklı toplam kuralına katkısı %70'den çoktur. Bununla beraber teorinin ön gördüğü ve deneyden bulunan rezonans enerjileri arasında çok güzel uyum olduğu halde bunu B(M1) uyarılma ihtimali ve σ tesir kesitleri için göremiyoruz. σ tesir kesitinin hesaplanmış değerinin uygun deneysel değerden 3 kat büyük olması aşıkardır. Bu mertebede olan büyük farkı ne spin gyromanyetik oranlarının etkin değerleri kullanarak ne de deney hatalarıyla açıklamak imkansızdır. Böyle bir azalmaya çekirdeğin deforme biçimli olması sebep olabilir. Çekirdek deformasyonu 1^+ seviyelerinin ayrışmasına ve bunun sonucu olarak B(M1) ihtimalinin toplam gücünün geniş bir enerji aralığında yüksek enerjilere kadar dağılarak yayılmasına neden olabilir [99]. Bu dağılımdan dolayı B(M1) ihtimali küçük olan bir çok seviye gözlem dışı kalabilir. Bu durum hesaplamaların deforme bazda yapılmasının önemini artırmaktadır.

3.5. Radyasyon Kalınlığı

Çekirdeklerin elektrik ve manyetik dipol uyarılma seviyeleri elektron-elektron (e,e'), proton-proton (p,p') ve Nükleer Rezonans Floresans (NRF) deneyleri ile yapılmaktadır. NRF yöntemi elektron ve proton saçılma reaksiyonlarından farklı

olarak ağır çekirdeklerin düşük enerjili dipol uyarılmalarının özelliklerinin örneğin çekirdek seviyelerinin enerjisinin, spininin ve paritesinin belirlenmesinde hassas sonuçlar elde etme imkanı sağlamaktadır [15].

NRF deneyleri bir nükleer seviyede uyarılan gerçek bir fotonun emilimini ve bir fotonun yeniden yayılımı ile bozunumunu gösterir. Çekirdek $L1$ veya $L'1$ multipol yayılımı ile uyarılabilir. Bu yöntem ve nicelikler şekil 3.2'de gösterilen foton saçılma tesir kesiti ile etkilenir. Burada J_i , J ve J_f sırasıyla ilk, orta ve son durumların spinleridir. NRF'de ilk durum taban durumuna uygun gelir ve böylece $J_i=J_0$ yazılabilir. L_n , L'_n ($L'_n = L_n + 1$ ve $n=1,2$) geçişlerin multipolaritelerini içerir.



Şekil 3. 2 Bozunum genişliği ve spinin tanımlanması.

NRF deneylerinin birçoğunda sürekli bir foton kaynağı kullanılır böylece toplam saçılma yoğunluğu σ saçılan fotonların spektrumundan kesin bir şekilde belirlenir.

$$\sigma = \frac{2J+1}{2J_0+1} \left(\pi \frac{\hbar c}{E_x} \right)^2 \frac{\Gamma_0 \Gamma_f}{\Gamma} \quad (3.46)$$

Burada J_0 ve J sırasıyla taban ve uyarılmış durumların spinleridir. W açısal dağılımdır. Γ_0 , Γ_f sırasıyla taban durumun ve son durumun dipol kalınlığı Γ ise toplam dipol kalınlığıdır. Elastik saçılmalarda ($\Gamma_0 = \Gamma_f$) saçılma tesir kesiti $2 \Gamma_0 / \Gamma$ ile orantılıdır. Deneysel olarak dipol kalınlığı aynı zamanda yarı ömürle de belirlenebilir. Eğer incelenen çekirdeğin yarı ömrü biliniyorsa,

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} \quad (3.47)$$

formülüyle bozunum kalınlığı belirlenebilir. İncelenen seviyelerin paritelerinin belirlenmesi çoğu zaman zor olduğundan seviyenin yarı ömrünü ölçerek kalınlıkları hesaplamak mümkündür. Bu durumlarda teorik olarak kalınlıkların hesaplanabilmesi deney sonuçlarına yorum yapmaya imkan sağlamaktadır. Teorik olarak elektrik dipol ve manyetik dipol kalınlıklarının güç fonksiyonlarının hesaplanarak karşılaştırılması deneyde gözlenen dipol seviyelerinin pariteleri hakkında yorum yapmaya imkan sağlamaktadır. Böyle bir karşılaştırma incelenen seviyelerin paritelerini büyük ihtimalle belirlenmesine imkan sağlar. Deneysel olarak çift-çift çekirdeklerin dipol geçişleri için ölçülen geçiş kalınlığı ve geçiş olasılığı arasındaki ilişki,

$$B(E1) \uparrow = 2,866.10^{-3} \frac{\Gamma_0}{E_\gamma^3} [e^2 fm^2] \quad (3.48)$$

$$B(M1) \uparrow = 0,259 \frac{\Gamma_0}{E_\gamma^3} [\mu_N^2 = \left(\frac{e\hbar}{2mc} \right)^2] \quad (3.49)$$

şeklinde verilir. Burada E_γ salınan foton enerjisi (MeV) birimlerinde ve taban durum geçiş kalınlığı Γ_0 (meV) birimlerindedir. Son zamanlarda, deforme çekirdek spektrumunun 2-6 MeV enerji bölgesi seviyelerin küçük yoğunluğundan dolayı ($\cong 6$ MeV⁻¹) NRF spektroskopi yöntemleriyle çok detaylı bir şekilde incelenmiştir [24,74].

Teoride kullanılan QRPA modeli M1 ve E1 gücünün radyasyon kalınlığına katkılarını aynı zamanda hesaplayabildiğinden deney bakımından çok cazip olmakla birlikte model parametrelerini deney verileriyle test etmeyi sağlamaktadır.

BÖLÜM 4. SAYISAL HESAPLAMALAR VE SONUÇLAR

Son zamanlarda nötronu fazla olan egzotik çekirdeklere ilgi oldukça artmıştır. Bunun için makas mod, manyetik ve elektrik dipol uyarılmaların bu çekirdeklerde de incelenmesi nükleer fizik bakımından çok önemlidir. Araştırmalar bu tür aşırı durumlarda kullanılan çekirdek modellerinin ve yaklaşımlarının ne kadar verimli olduğunu belirlemeye imkan sağlamaktadır. Son zamanlarda hafniyum ve uranyum çekirdeklerinin ağır izotoplarında makas mod titreşimlerinin tespiti için gamma saçılma reaksiyonlarında dipol uyarılmaları deneysel olarak Scheck vd. [100], Pietralla vd. [101], Margraf vd. [102] ve Hammond vd. [103] tarafından incelenmiştir. Bu çekirdekler olağanüstü olduklarından dolayı spektrumlarının çok karmaşık yapıya sahip olduğu gözlenmiştir. Bundan başka deforme çekirdeklerde dipol uyarılmaların $K=0$ ve $K=1$ kollarının ve pariteleri artı ya da eksi olan farklı dallarının olması gözlenen dipol seviyelerin manyetik veya elektrik dipol karakterli olmasının tespitini zorlaştırır. Bu seviyelerin enerji spektrumunda ağırlıklı olarak nerede yerleşmeleri gerektiği ve toplam dipol kalınlıklarına katkılarının teorik olarak bilinmesi deney sonuçlarının yorumlanmasını çok kolaylaştırır ve seviyelerin karakterlerinin tespitinde önemli rol oynarlar. Bu bölümde $^{176,178,180}\text{Hf}$ ve $^{236,238}\text{U}$ çekirdekleri izotopları için dönme değişmez olmayan ve dönme değişmez QRPA metodu kullanılarak yapılan nümerik hesaplamalarla spektrumunun spektroskopik bölgesinde yerleşen manyetik dipol $I^\pi=1^+$ seviyelerinin $K=1$ dalı incelenmiştir. Manyetik dipol geçişlerinin deneysel ve teorik sonuçlarının karşılaştırılmasının kolay yapılabilmesi için geçiş ihtimalleri birçok karşılaştırmada Bohr magnetonu μ_N^2 birimlerinde verilmiştir.

Sayısal hesaplamalar $^{176,178,180}\text{Hf}$ ve $^{236,238}\text{U}$ çekirdekleri izotopları için Dudek ve Werner tarafından geliştirilmiş küresel Woods-Saxon tek parçacık bazında yapılmıştır [104]. Korelasyon teorisinin $\Delta_n(\Delta_p)$ gap ve $\lambda_n(\lambda_p)$ kimyasal potansiyel nicelikleri $^{176,178,180}\text{Hf}$ izotopları için ref.[105] ve $^{236,238}\text{U}$ izotopları için ise Soloviev

metoduna uygun bir şekilde belirtilmiştir [89]. Çekirdekteki tek-parçacık seviyeler baz alınarak BCS teorisi altında incelenmiştir. Çekirdeğin ortalama alan deformasyon parametresi δ_2 [82], deneysel Kuadrupol momentten bulunan β_2 deformasyon parametresi [106] kullanılarak elde edilmiştir. Bu parametreler Tablo 4.1.' de sırasıyla verilmiştir.

Tablo 4. 1. $^{176,178,180}\text{Hf}$ ve $^{236,238}\text{U}$ izotopları için Δ ve λ nicelikleri (MeV birimleri) ve deformasyon parametreleri

Çekirdek	Kappa	Δ_n	λ_n	Δ_p	λ_p	β_2	δ_2
^{176}Hf	40	0.98	-7.342	0.98	-6.374	0.235	0.205
^{178}Hf	40	1.00	-6.975	1.00	-6.984	0.223	0.195
^{180}Hf	40	1.14	-6.613	1.00	-7.530	0.220	0.192
^{236}U	25	0.66	-6.329	0.86	-6.300	0.2821	0.250
^{238}U	25	0.56	-6.117	0.86	-6.698	0.2863	0.254

Uyarılmış manyetik dipol durumlarındaki dağılımlar iyi deforme nadir toprak bölgesi $^{176,178,180}\text{Hf}$ çekirdeklerinde ve aktinit bölgesi $^{236,238}\text{U}$ izotoplarında 2-4 MeV enerji aralığında deneysel olarak araştırılmıştır.

4.1. ^{176}Hf İçin Sayısal Sonuçlar

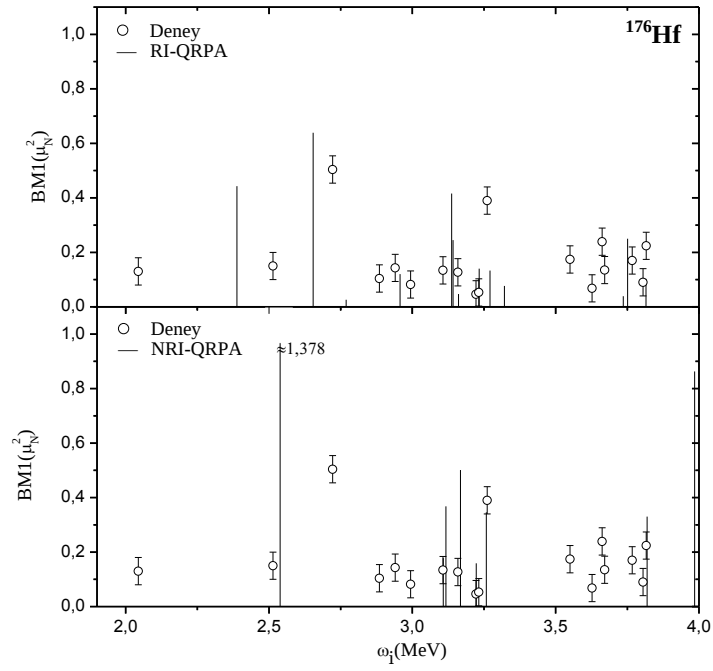
^{176}Hf çekirdeği için dönme değişmez olmayan ve dönme değişmez olan QRPA metodlarını kullanarak, Tablo 4.2'de sırasıyla ω_i uyarılma enerjisi, $B(M1)$ manyetik geçiş ihtimali, Γ radyasyon kalınlığı, σ saçılma tesir kesiti değerleri, Şekil 4.1 ve Şekil 4.2'de sırasıyla $B(M1)$ manyetik geçiş ihtimallerinin ve σ saçılma tesir kesitlerinin enerjiye göre dağılımı gösterilmiştir.

Teori bu çekirdekte 2-4 MeV aralığında 23 tane $K^\pi=1^+$ seviyesi öngörmektedir (bu seviyelerden 10 tanesinin $B(M1)$ değeri $0.02 \mu_N^2$ 'den küçüktür). İncelemeler bu seviyelerin 21 tanesinin orbital karakterli olduğunu (yani spin orbital oranının 1'den çok büyük olması ($|M_l/M_s|^2 \gg 1$) durumunu) göstermiştir. Hesaplamalar 4 MeV'e kadar enerjilerde toplam $B(M1)$ değerine esas katkının bu seviyelerden geldiğini göstermiştir. Bu enerjilerde toplam $B(M1)$ değerine spin katkısı, orbital katkılarından çok küçüktür. Teorik olarak 4 MeV'e kadar olan hesaplamalarda tüm seviyelerin toplam M1 gücü $B(M1)=2.71 \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır. Orbital karakterli

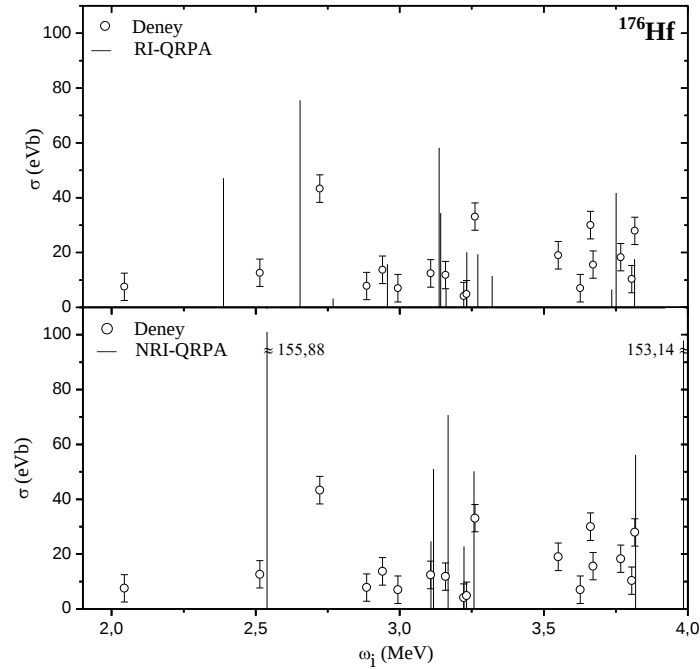
seviyelerin makas moda katkısının toplam M1 gücü $B(M1)=2.56 \mu_N^2$ 'dir. Spin-titreşim seviyelerinin ise makas moda katkısının (6%) toplam M1 gücü $B(M1)=0.15 \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır. Bu sonuçlara bakıldığı zaman makas moda esas katkının orbital karakterli seviyelerden olduğu gözükmemektedir.

Tablo 4. 2. ^{176}Hf izotopunda 2–4 MeV enerji aralığında $K^\pi=1^+$ seviyelerin ω_i enerjilerinin ve $B(M1)$ uyarılma ihtimallerinin, Γ radyasyon kalınlıklarının ve σ saçılma tesir kesitlerinin teorik ve deneysel [100] sonuçları karşılaştırılmıştır. Burada yalnız $B(M1) > 0.02\mu_N^2$ olan seviyelere karşı gelen tesir kesitleri sergilenmektedir.

^{176}Hf											
Teori								Deney[100]			
Dönme Değişmez Olmayan Model				Dönme Değişmez Model							
$h_0=0, h_1=0$				$h_0 \neq 0, h_1 \neq 0$							
Enerji (MeV)	$B(M1)$ (μ_N^2)	Γ_0 (meV)	σ (eVb)	Enerji (MeV)	$B(M1)$ (μ_N^2)	Γ_0 (meV)	σ (eVb)	Enerji (MeV)	$B(M1)$ (μ_N^2)	Γ_0 (meV)	σ (eVb)
2.539	1.378	87.063	155.876	2.388	0.443	23.314	47.168	2.044	0.130(8)	4.3(3)	7.5(6)
3.108	0.178	20.653	24.672	2.654	0.639	46.115	75.542	2.514	0.150(13)	9.2(8)	12.6(12)
3.117	0.368	42.954	51.031	2.769	0.026	2.158	3.249	2.722	0.504(30)	39.2(23)	43.3(33)
3.168	0.501	61.507	70.709	2.957	0.120	11.948	15.766	2.885	0.104(9)	9.7(8)	7.8(8)
3.223	0.159	20.542	22.826	3.137	0.416	49.594	58.168	2.940	0.143(10)	14.0(10)	13.7(12)
3.258	0.346	46.162	50.197	3.142	0.245	29.402	34.361	2.994	0.082(7)	8.5(7)	6.8(7)
3.819	0.330	71.029	56.187	3.161	0.047	5.792	6.688	3.107	0.134(4)	15.5(12)	12.4(11)
3.985	0.863	210.718	153.141	3.233	0.140	18.243	20.137	3.159	0.127(10)	15.4(12)	11.8(11)
				3.271	0.133	17.991	19.401	3.222	0.046(6)	6.0(8)	4.1(7)
				3.321	0.077	10.923	11.426	3.232	0.053(6)	7.0(8)	4.8(6)
				3.736	0.039	7.876	6.514	3.261	0.390(22)	52.2(29)	33.1(26)
				3.751	0.250	50.862	41.727	3.550	0.174(16)	30.1(28)	19.0(23)
				3.815	0.103	22.162	17.575	3.627	0.068(8)	12.6(14)	7.0(10)
								3.662	0.239(22)	45.3(42)	30.0(34)
								3.671	0.135(12)	25.8(24)	15.6(15)
								3.767	0.170(14)	35.0(29)	18.3(19)
								3.805	0.090(10)	19.2(21)	10.3(13)
								3.816	0.224(18)	47.9(39)	27.9(26)



Şekil 4. 1. ^{176}Hf izotopu için farklı yaklaşımlar kullanılarak 2-4 MeV enerji aralığında hesaplanan $B(M1)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımının deneysel [100] sonuçlarla karşılaştırılması. Burada yalnız $B(M1) > 0.02\mu_N^2$ olan seviyelere karşı gelen tesir kesitleri sergilenmektedir. Deneysel hata değerleri çok küçük olduğundan dolayı, şekildeki hata değerleri sabit 0.05 olarak alınmıştır.



Şekil 4. 2. ^{176}Hf izotopu için farklı yaklaşımlar kullanılarak 2-4 MeV enerji aralığında hesaplanan $B(M1)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımının deneysel [100] sonuçlarla karşılaştırılması. Burada yalnız $B(M1) > 0.02\mu_N^2$ olan seviyelere karşı gelen tesir kesitleri sergilenmektedir. Deneysel hata değerleri çok küçük olduğundan dolayı, şekildeki hata değerleri sabit 0.05 olarak alınmıştır.

Deneysel sonuçlar incelendiğinde ^{176}Hf çekirdeği için 55 tane spini 1 olan seviye gözlenmiştir. Deneysel olarak bu seviyelerin spinin ve K kuantum sayısının belirlenmesi oldukça zordur. $I=1$ ve $K=1$ olan seviyeler M1 karakterlidir, bu seviyelerden 18 tanesinin $K^\pi=1^+$ olan seviyeler olması ihtimali çok güçlüdür [100]. Bu bölgede deneysel olarak bulunan toplam M1 gücü $B(M1)=2.96\pm0.2 \mu_N^2$ olarak verilmiştir. Pietrella ve Scheck tarafından yapılan deneylere göre 2.4-3.7 MeV bölgesinde bulunan seviyeler makas mod karakterlidir ve bu bölgede deneysel olarak bulunan toplam M1 gücü $B(M1)=2.56\pm0.1 \mu_N^2$ olarak verilmiştir. Toplam $B(M1)$ değerlerini karşılaştırdığımız da deneysel ve teorik sonuçlarının birbirlerine yakın oldukları gözükmemektedir. Bunun dışında ise teorinin öngördüğü orbital karakterli seviyelerin makas moda katkısının toplam M1 gücü $B(M1)=2.56 \mu_N^2$ ile deneysel olarak ölçülen makas mod bölgesindeki seviyelerin toplam M1 gücü $B(M1)=2.56\pm0.1 \mu_N^2$ birbiriyle uyum içindedir.

Teorik olarak, $K^\pi=1^+$ durumları için $\omega_i \approx 2.5$ MeV enerji de yüksek değer almaktadır. $\omega_i=2.654$ MeV enerji de $B(M1)=0.639 \mu_N^2$ ve $\omega_i=2.388$ MeV enerjide ise $B(M1)=0.443 \mu_N^2$ olan iki tane büyük değer bulunmuştur. $\omega_i \approx 2.8$ MeV enerjide yalnızca bir parçalanma bulunmaktadır, bunun dışında $\omega_i \approx 3.2$ MeV ve $\omega_i \approx 3.8$ MeV enerji değerlerinde de iki tane ayrışmalar bulunmaktadır. Bu durumlara benzer seviyeler deneysel sonuçları incelediğimizde M1 gücünün en yüksek değerinin 2,722 MeV enerji değerinde olduğunu gözlemlenmiştir. 2.722 MeV enerji de $B(M1)=0.504\pm0.03 \mu_N^2$ olara izole durum gözlenmiştir. Teorik sonuçlarda olduğu gibi deneysel sonuçlarda da $\omega_i \approx 3.2$ MeV ve $\omega_i \approx 3.8$ MeV enerji değerlerinde iki tane M1 dipol geçiş grupları bulunmaktadır.

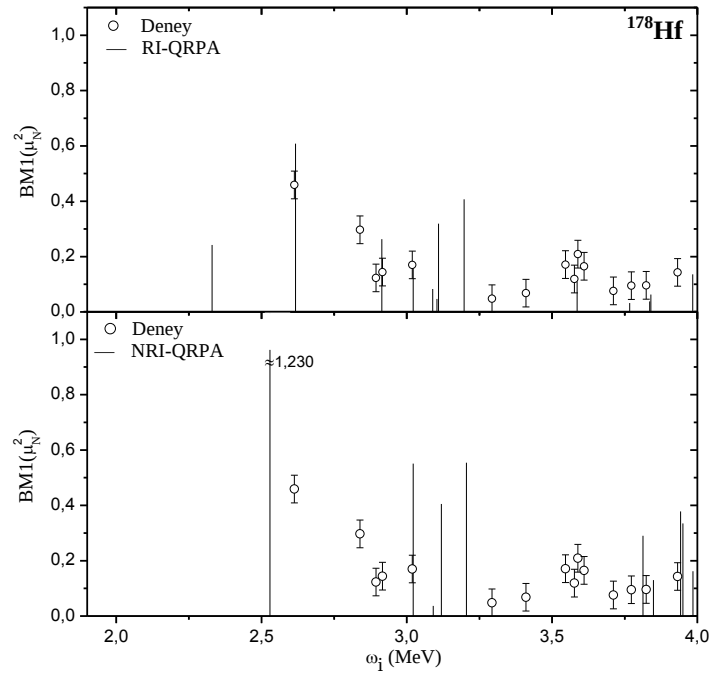
Teorik olarak hesaplanan toplam foton saçılma tesir kesiti için $\sigma=357,72$ eVb olarak hesaplanmıştır. Deneysel verilere baktığımız zaman ise $\sigma=286,15\pm58,5$ eVb ölçülmüştür.

4.2. ^{178}Hf İçin Sayısal Sonuçlar

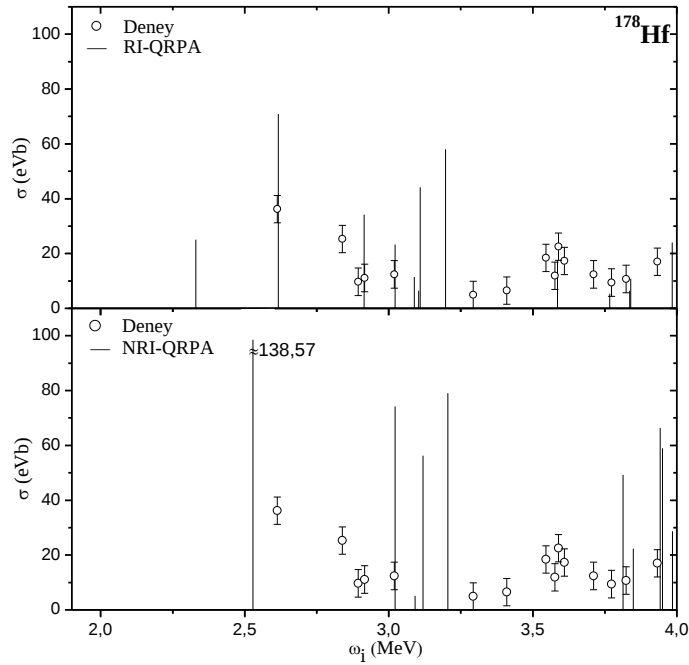
Deney sonuçları bilinen bir diğer Hafniyum izotopu ^{178}Hf izotop çekirdeğidir. ^{178}Hf izotopu için dönme değişmez olmayan ve dönme değişmez olan QRPA metodlarını kullanarak, Tablo 4.3’de sırasıyla ω_i uyarılma enerjisi, $B(M1)$ manyetik geçiş ihtimali, Γ radyasyon kalınlığı, σ saçılma tesir kesiti değerleri, Şekil 4.3 ve Şekil 4.4’de sırasıyla $B(M1)$ manyetik geçiş ihtimallerinin ve σ saçılma tesir kesitlerinin enerjiye göre dağılımı gösterilmiştir.

Tablo 4. 3. ^{178}Hf izotopunda 2–4 MeV enerji aralığında $K^\pi=1^+$ seviyelerin ω_i enerjilerinin ve $B(M1)$ uyarılma ihtimallerinin, Γ radyasyon kalınlıklarının ve σ saçılma tesir kesitlerinin teorik ve deneysel [101] sonuçları karşılaştırılmıştır. Burada yalnız $B(M1) > 0.02\mu_N^2$ olan seviyelere karşı gelen tesir kesitleri sergilenmektedir.

^{178}Hf											
Teori								Deney[101]			
Dönme Değişmez Olmayan Model				Dönme Değişmez Model							
$h_0=0, h_1=0$				$h_0 \neq 0, h_1 \neq 0$							
Enerji (MeV)	$B(M1)$ (μ_N^2)	Γ_0 (meV)	σ (eVb)	Enerji (MeV)	$B(M1)$ (μ_N^2)	Γ_0 (meV)	σ (eVb)	Enerji (MeV)	$B(M1)$ (μ_N^2)	Γ_0 (meV)	σ (eVb)
2.529	1.230	76.799	138.566	2.330	0.242	11.793	25.071	2.613	0.459(28)	31.6(19)	36.2(19)
3.022	0.551	58.760	74.243	2.617	0.608	42.072	70.885	2.839	0.297(22)	26.2(20)	25.3(16)
3.091	0.037	4.211	5.099	2.914	0.263	25.132	34.145	2.894	0.123(19)	11.5(18)	9.7(12)
3.119	0.405	47.412	56.252	3.022	0.173	18.417	23.273	2.916	0.144(20)	13.8(19)	11.1(12)
3.205	0.554	70.370	79.044	3.089	0.083	9.441	11.421	3.019	0.17(21)	18.1(22)	12.4(12)
3.813	0.290	62.121	49.304	3.104	0.047	5.370	6.433	3.293	0.048(17)	6.6(23)	4.9(15)
3.849	0.130	28.693	22.349	3.109	0.319	37.001	44.162	3.410	0.068(20)	10.4(31)	6.5(16)
3.942	0.378	89.347	66.347	3.197	0.407	51.348	57.985	3.546	0.171(18)	29.4(31)	18.4(18)
3.950	0.335	79.701	58.937	3.586	0.110	19.626	17.612	3.577	0.119(20)	21.0(36)	11.9(16)
3.985	0.162	39.504	28.712	3.767	0.032	6.583	5.355	3.589	0.209(24)	37.3(42)	22.5(22)
				3.836	0.038	8.211	6.440	3.610	0.165(22)	30.1(41)	17.3(19)
				3.840	0.063	13.805	10.805	3.711	0.076(11)	14.9(22)	12.4(18)
				3.984	0.136	33.090	24.055	3.773	0.095(23)	19.6(47)	9.4(18)
								3.824	0.096(25)	20.8(54)	10.7(23)
								3.925	0.116(21)	27.2(49)	20.1(37)
								3.932	0.143(33)	33.5(77)	17.0(32)



Şekil 4. 3. ^{178}Hf izotopu için farklı yaklaşımlar kullanılarak 2-4 MeV enerji aralığında hesaplanan $B(M1)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımının deneysel [101] sonuçlarla karşılaştırılması. Burada yalnız $B(M1) > 0.02\mu_N^2$ olan seviyelere karşı gelen tesir kesitleri sergilenmektedir. Deneysel hata değerleri çok küçük olduğundan dolayı, şekildeki hata değerleri sabit 0.05 olarak alınmıştır.



Şekil 4. 4. ^{178}Hf izotopu için farklı yaklaşımlar kullanılarak 2-4 MeV enerji aralığında hesaplanan σ saçılma tesir kesiti değerlerinin enerjiye göre dağılımının deneysel [101] sonuçlarla karşılaştırılması. Burada yalnız $B(M1) > 0.02\mu_N^2$ olan seviyelere karşı gelen tesir kesitleri sergilenmektedir. Deneysel hata değerleri çok küçük olduğundan dolayı, şekildeki hata değerleri sabit 5 olarak alınmıştır.

Teori bu izotop için 2-4 MeV aralığında 21 tane $K=1^+$ seviyesi öngörmektedir (bu seviyelerden 8 tanesinin $B(M1)$ değeri $0.02\mu_N^2$ 'den küçüktür). İncelemeler bu seviyelerin 16 tanesinin orbital karakterli olduğunu göstermiştir. ^{176}Hf çekirdeğinde olduğu gibi ^{178}Hf izotopunda da bu seviyelerin de spin-orbital oranının birden çok-çok büyük olması bu seviyelerin orbital karakterli olduğunu göstermektedir. 2-4 MeV aralığındaki toplam M1 gücü $B(M1)=2.56 \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır. Bu seviyelerden orbital karakterli 16 seviyenin toplam M1 gücü $B(M1)=2.02 \mu_N^2$ ve spin-titreşim karakterli olan 5 seviyenin toplam M1 gücü $B(M1)=0.54 \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır.

Deneysel sonuçlar incelendiğinde ^{178}Hf izotopunda seviyelerin spinin ve K kuantum sayısının belirlenmesi oldukça zordur. $I=1$ ve $K=1$ olan 16 tane M1 karakterli $K^\pi=1^+$ seviyesi olması ihtimali yüksektir. Bu seviyeler için ölçülen toplam M1 gücü $B(M1)=2.31\pm0.3 \mu_N^2$ olarak verilmiştir [101]. Pietrella ve Scheck tarafından yapılan deneylere göre 2.4-3.7 MeV bölgesinde bulunan seviyeler makas mod karakterlidir ve bu bölgede deneysel olarak bulunan toplam M1 gücü $B(M1)=2.04\pm0.1\mu_N^2$ olarak verilmiştir. Toplam $B(M1)$ değerlerinin deneysel hatalar çerçevesinde olduğu görülmektedir. Ayrıca teorinin öngördüğü orbital karakterli seviyelerin makas moda katkısının toplam M1 gücü $B(M1)=2.02\mu_N^2$ ile deneysel olarak ölçülen makas mod bölgesindeki seviyelerin toplam M1 gücü $B(M1)=2.04\pm0.1\mu_N^2$ 'nin uyum içinde oldukları gözükmemektedir.

Teorik olarak, en büyük $B(M1)$ değeri $\omega_i=2.617$ MeV enerji değerinde $B(M1)=0,608 \mu_N^2$ olarak bulunmuştur. ^{176}Hf izotopunda olduğu gibi ^{178}Hf izotopunda da $\omega_i\approx 2.8$ MeV enerjide yalnızca bir parçalanma bulunmaktadır ve $\omega_i\approx 3.2$ MeV ve $\omega_i\approx 3.8$ MeV enerji değerlerin de iki tane M1 dipol geçiş demetleri bulunmaktadır.

Deneysel sonuçları incelediğimizde M1 gücünün en yüksek değerinin 2,613 MeV enerji de $B(M1)=0,459\pm0.028 \mu_N^2$ olarak ölçülmüştür. Teorik sonuçlarda da olduğu gibi deneysel sonuçlarda da $\omega_i\approx 3.2$ MeV ve $\omega_i\approx 3.8$ MeV enerji değerlerin de iki tane M1 dipol geçiş demetleri bulunmaktadır. Genel olarak baktığımız zaman ise teorik ve deneysel sonuçların uyum içerisinde olduğu gözükmemektedir.

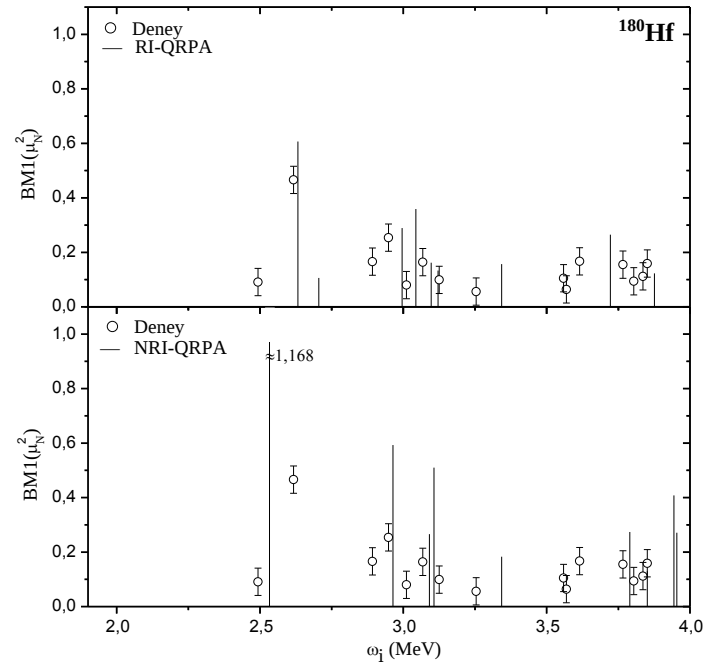
Teorik hesaplamalarda hesaplanan toplam foton saçılma tesir kesiti için $\sigma=337,64$ eVb olarak hesaplanmıştır. Deneysel verilere baktığımız zaman ise $\sigma=225,15\pm 32,3$ eVb ölçülmüştür.

4.3. ^{180}Hf İçin Sayısal Sonuçlar

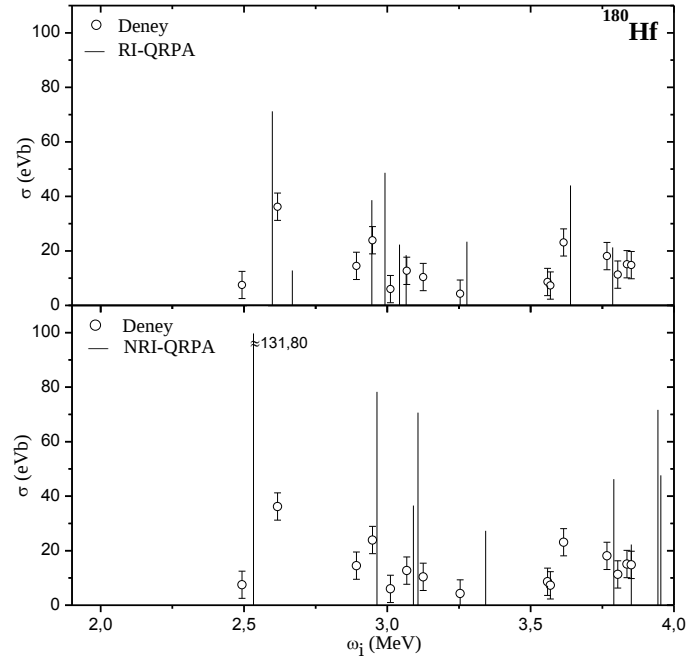
Hafniyum izotopları içerisinde son olarak incelenecek çekirdek ^{180}Hf izotopudur. ^{180}Hf izotopu için dönme değişmez olmayan ve dönme değişmez olan QRPA metotlarını kullanarak, Tablo 4.4’de sırasıyla ω_i uyarılma enerjisi, $B(M1)$ manyetik geçiş ihtimali, Γ radyasyon kalınlığı, σ saçılma tesir kesiti değerleri, Şekil 4.5 ve Şekil 4.6’de sırasıyla $B(M1)$ manyetik geçiş ihtimallerinin ve σ saçılma tesir kesitlerinin enerjiye göre dağılımı gösterilmiştir.

Tablo 4. 4. ^{180}Hf izotopunda 2–4 MeV enerji aralığında $K^\pi=1^+$ seviyelerin ω_i enerjilerinin ve $B(M1)$ uyarılma ihtimallerinin, Γ radyasyon kalınlıklarının ve σ saçılma tesir kesitlerinin teorik ve deneysel [101] sonuçları karşılaştırılmıştır. Burada yalnız $B(M1) > 0.02\mu_N^2$ olan seviyelere karşı gelen tesir kesitleri sergilenmektedir.

^{180}Hf											
Teori								Deney[101]			
Dönme Değişmez Olmayan Model				Dönme Değişmez Model							
$h_0=0, h_1=0$				$h_0\neq 0, h_1\neq 0$							
Enerji (MeV)	$B(M1)$ (μ_N^2)	Γ_0 (meV)	σ (eVb)	Enerji (MeV)	$B(M1)$ (μ_N^2)	Γ_0 (meV)	σ (eVb)	Enerji (MeV)	$B(M1)$ (μ_N^2)	Γ_0 (meV)	σ (eVb)
2.533	1.168	73.306	131.804	2.632	0.607	42.750	71.200	2.493	0.091(21)	5.5(13)	7.5(16)
2.964	0.593	59.570	78.272	2.705	0.106	8.116	12.803	2.617	0.466(46)	32.2(32)	36.2(34)
3.091	0.266	30.283	36.581	2.996	0.289	30.047	38.629	2.892	0.166(19)	15.5(18)	14.5(15)
3.107	0.510	59.101	70.636	3.044	0.359	39.1	48.686	2.948	0.254(19)	25.1(19)	23.9(17)
3.343	0.183	26.430	27.286	3.097	0.162	18.534	22.300	3.011	0.08(17)	8.4(18)	6.0(10)
3.790	0.274	57.590	46.258	3.121	0.133	15.548	18.426	3.068	0.164(18)	18.3(20)	12.7(12)
3.851	0.130	28.591	22.242	3.343	0.157	22.615	23.359	3.125	0.099(13)	11.7(15)	10.4(12)
3.944	0.408	96.593	71.667	3.722	0.265	52.825	44.005	3.254	0.056(16)	7.4(21)	4.3(11)
3.954	0.271	64.580	47.662	3.876	0.123	27.706	21.285	3.569	0.064(15)	11.1(26)	7.3(14)
								3.615	0.167(18)	30.4(32)	23.1(22)
								3.766	0.155(23)	31.9(47)	18.1(23)
								3.804	0.094(19)	20.0(40)	11.3(20)
								3.836	0.112(22)	24.5(47)	15.1(28)
								3.851	0.159(33)	35.1(72)	14.8(23)



Şekil 4. 5. ^{180}Hf izotopu için farklı yaklaşımlar kullanılarak 2-4 MeV enerji aralığında hesaplanan $B(M1)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımının deneysel [101] sonuçlarla karşılaştırılması. Burada yalnız $B(M1) > 0.02\mu_N^2$ olan seviyelere karşı gelen tesir kesitleri sergilenmektedir. Deneysel hata değerleri çok küçük olduğundan dolayı, şekildeki hata değerleri sabit 0.05 olarak alınmıştır.



Şekil 4. 6. ^{180}Hf izotopu için farklı yaklaşımlar kullanılarak 2-4 MeV enerji aralığında hesaplanan σ saçılma tesir kesiti değerlerinin enerjiye göre dağılımının deneysel [101] sonuçlarla karşılaştırılması. Burada yalnız $B(M1) > 0.02\mu_N^2$ olan seviyelere karşı gelen tesir kesitleri sergilenmektedir. Deneysel hata değerleri çok küçük olduğundan dolayı, şekildeki hata değerleri sabit 5 olarak alınmıştır.

Teori bu çekirdekte 2-4 MeV aralığında 19 tane $K^\pi=1^+$ seviyesi öngörmektedir. (bu seviyelerden 10 tanesinin $B(M1)$ değeri $0.02 \mu_N^2$ 'den küçüktür). İncelemeler bu seviyelerin 10 tanesinde spin-orbital oranının 1'den çok çok küçük olması, $^{176,178}\text{Hf}$ çekirdeklerinde de olduğu gibi bu seviyelerin de orbital karakterli olduğunu orbital karakterli olduğunun en belirgin özelliğidir. 2-4 MeV enerji aralığında hesaplanan toplam M1 gücü $B(M1)=2.24 \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır. Bu seviyelerden orbital karakterli olan seviyelerin toplam M1 gücü $B(M1)=2.06 \mu_N^2$ ve spin-titreşim karakterli olan seviyelerin toplam M1 gücü $B(M1)=0.18 \mu_N^2$ 'dir.

Deneysel sonuçları incelendiğinde ^{176}Hf ve ^{178}Hf çekirdeklerinde olduğu gibi bu çekirdekte de seviyelerin spinin ve K kuantum sayısının belirlenmesi oldukça zordur. $I=1$ ve $K=1$ olan 16 tane M1 karakterli $K^\pi=1^+$ seviyesi olması ihtimali yüksektir. Bu seviyeler için ölçülen toplam M1 gücü $B(M1)=2.13\pm0.3 \mu_N^2$ olarak verilmiştir [101]. Pietrella ve Scheck tarafından yapılan deneylere göre 2.4-3.7 MeV bölgesinde bulunan seviyeler makas mod karakterlidir ve bu bölgede deneysel olarak bulunan toplam M1 gücü $B(M1)=1.61\pm0.2 \mu_N^2$ olarak verilmiştir.

2-4 MeV enerji aralığındaki toplam $B(M1)$ değerlerine baktığımız zaman teorik olarak $B(M1)=2.24\mu_N^2$ ve deneysel olarak ise $B(M1)=2.13\pm0.3 \mu_N^2$ bulunmuştur. Bu sonuçların birbirlerine yakın olduğu gözükmemektedir. Ayrıca deneysel olarak gözlenen makas moda ait toplam M1 gücü $B(M1)=1.61\pm0.2 \mu_N^2$ 'dir. Teorinin öngördüğü orbital karakterli seviyelerin makas moda katkısının toplam M1 gücü $B(M1)=2.06 \mu_N^2$ ile deneysel hatalar çerçevesinde birbirlerine yakın oldukları gözükmemektedir.

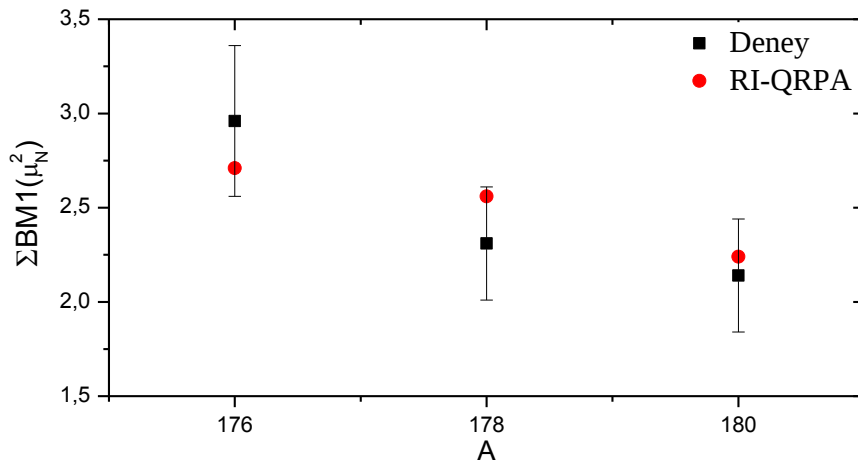
Teorik olarak, $K^\pi=1^+$ durumları maksimum $B(M1)$ için $\omega_i=2.632$ MeV enerji değerinde $B(M1)=0,607 \mu_N^2$ 'lik değer almaktadır. $^{176,178}\text{Hf}$ çekirdeğinde de olduğu gibi bu çekirdekte de $\omega_i\approx 2.8$ MeV enerjide yalnızca bir parçalanma bulunmaktadır, iki iyi-gözükten M1 dipol geçiş gruplarının $\omega_i\approx 3.2$ MeV ve $\omega_i\approx 3.8$ MeV enerji değerlerinin etrafında bulunmaktadır.

Deneysel sonuçları incelediğimizde M1 gücünün en yüksek değerinin 2,617 MeV enerji değerinde $B(M1)=0,466\pm0.046 \mu_N^2$ olarak ölçülmüştür. Teorik sonuçlarda da

olduğu gibi deneysel sonuçlarda da $\omega_i \approx 3.2$ MeV ve $\omega_i \approx 3.8$ MeV enerji değerlerinin etrafında M1 dipol geçiş grupları bulunmaktadır.

Teorik olarak hesaplanan toplam foton saçılma tesir kesiti için $\sigma = 300,70$ eVb olarak hesaplanmıştır. Deneysel verilere baktığımız zaman ise $\sigma = 213,8 \pm 32,0$ eVb ölçülmüştür.

Aşağıdaki resimde 1^+1 seviyelerin M1 indirgenmiş ihtimallerinin teorik değerleri (μ_N^2 birimlerinde) ve ortalama enerjileri uygun deney sonuçlarıyla karşılaştırılmıştır.



Şekil 4. 7. $^{176,178,180}\text{Hf}$ çekirdek izotoplarında 1^+1 seviyelerin M1 indirgenmiş ihtimallerinin teorik değerlerinin uygun deney [100,101] sonuçlarıyla karşılaştırılması.

Şekilden görüldüğü gibi teorik ve deney sonuçları, ölçüm hataları çerçevesinde, uyum içindedir. İncelemeler, ^{176}Hf izotopu için deney sonuçlarının teorik sonuçlardan bir az küçük olmasını deneyde fona gömülmüş seviyelerden dolayı olduğunu göstermiştir. Genel olarak baktığımız zaman ise teorik ve deneysel sonuçların uyum içerisinde olduğu gözükmemektedir.

Nadir toprak bölgesi çekirdeklerine ait teorik sonuçları verdikten sonra, aktinit bölgesindeki $^{236,238}\text{U}$ izotoplarına ait sayısal sonuçlar aşağıda sırasıyla verilmiştir.

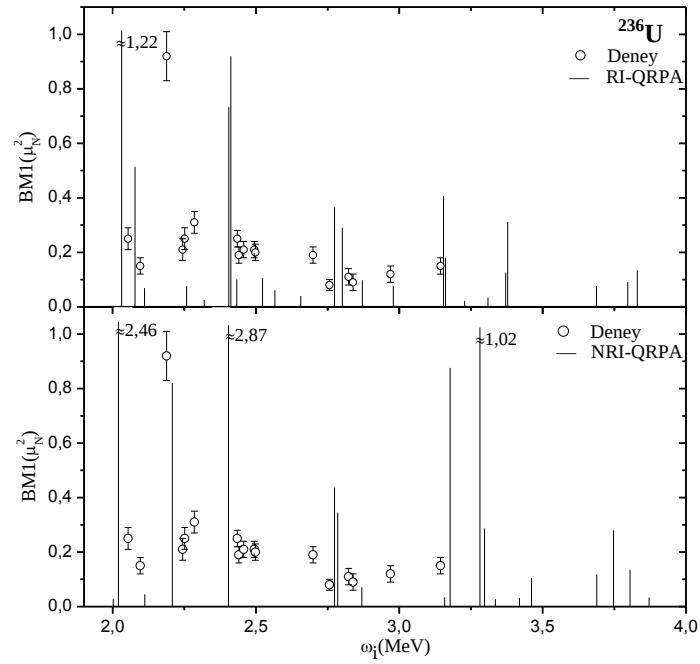
4.4. ^{236}U İçin Sayısal Sonuçlar

^{236}U çekirdeği için dönme değişmez olmayan ve dönme değişmez olan QRPA metotlarını kullanarak, Tablo 4.5’de sırasıyla ω_i uyarılma enerjisi, $B(M1)$ manyetik geçiş ihtimali, Γ radyasyon kalınlığı, σ saçılma tesir kesiti değerleri, Şekil 4.8 ve Şekil 4.9’de sırasıyla $B(M1)$ manyetik geçiş ihtimallerinin ve σ saçılma tesir kesitlerinin enerjiye göre dağılımı gösterilmiştir.

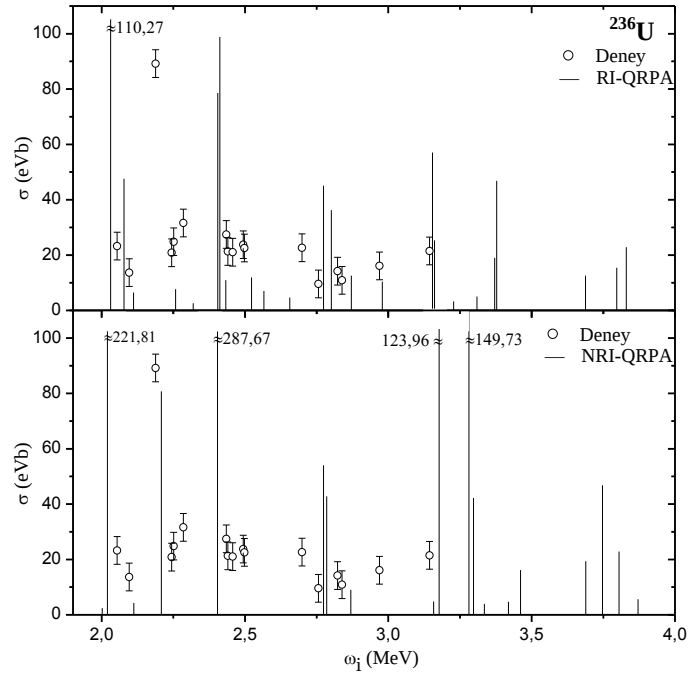
Teori bu çekirdekte 2-4 MeV aralığında 38 tane $K^\pi=1^+$ seviyesi öngörmektedir (bu seviyelerden 13 tanesinin $B(M1)$ değeri $0.02 \mu_N^2$ ’den küçüktür). İncelemeler bu seviyelerin 24 tanesinin orbital karakterli olduğunu göstermiştir. 2-4 MeV enerji aralığındaki toplam M1 gücü $B(M1)=6,14 \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır. Ancak deneysel veriler 3,144 MeV enerjiye kadar olduğundan dolayı bu çekirdek için sonuçlar 4 MeV’e kadar değil de, 3.144 MeV enerjiye kadar olan sonuçlarla karşılaştırma yapılacaktır. 3,144 MeV enerjiye kadar 21 tane seviye öngörülmektedir. Ayrıca bu çekirdek için deneysel verilere baktığımız da Margraf vd. tarafından yapılan çalışmada σ saçılma tesir kesiti hesaplanmamıştır. Margraf vd. tarafından ölçülen ω_i enerjilerinin, $B(M1)$ geçiş ihtimallerinin ve Γ radyasyon kalınlıklarının değerlerini kullanarak Bölüm 3’de verilen (3.43) ifadesinin yardımıyla σ saçılma tesir kesiti hesaplanarak Tablo 4.5’de verilmiştir. $^{176,178,180}\text{Hf}$ çekirdeklerinde de olduğu gibi bu seviyelerin de spin-orbital oranının birden çok-çok büyük olması bu seviyelerin orbital karakterli olduğunun en belirgen özelliğidir. Hesaplanan tüm seviyelerin toplam M1 gücü $B(M1)=4,72 \mu_N^2$ hesaplanmıştır. Bu seviyelerden orbital karakterli 16 seviyenin toplam M1 gücü $B(M1)=4.58 \mu_N^2$ ve spin-titreşim karakterli olan 5 seviyenin toplam M1 gücü $B(M1)=0.14 \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır.

Tablo 4. 5. ^{236}U izotopunda 2–4 MeV enerji aralığında $K^\pi=1^+$ seviyelerin ω_i enerjilerinin ve B(M1) uyarılma ihtimallerinin, Γ radyasyon kalınlıklarının ve σ saçılma tesir kesitlerinin teorik ve deneysel [102] sonuçları karşılaştırılmıştır. Burada yalnız B(M1) $> 0.02\mu_N^2$ olan seviyelere karşı gelen tesir kesitleri sergilenmektedir.

^{236}U											
Teori								Deney[102]			
Dönme Değişmez Olmayan Model				Dönme Değişmez Model							
$h_0=0, h_1=0$				$h_0 \neq 0, h_1 \neq 0$							
Enerji (MeV)	B(M1) (μ_N^2)	Γ_0 (meV)	σ (eVb)	Enerji (MeV)	B(M1) (μ_N^2)	Γ_0 (meV)	σ (eVb)	Enerji (MeV)	B(M1) (μ_N^2)	Γ_0 (meV)	σ (eVb)
2.002	0.027	0.839	2.416	2.031	1.219	39.435	110.27	2.054	0.25(4)	8.5(13)	23.25
2.020	2.465	78.448	221.81	2.078	0.514	17.798	47.582	2.096	0.15(3)	5.2(12)	13.66
2.112	0.045	1.655	4.280	2.111	0.069	2.506	6.490	2.188	0.92(9)	37.0(32)	89.19
2.208	0.821	34.102	80.755	2.258	0.076	3.397	7.692	2.243	0.21(4)	9.1(1)	20.87
2.404	2.686	144.12	287.67	2.319	0.025	1.217	2.613	2.251	0.25(4)	10.9(17)	24.82
2.774	0.437	36.038	54.035	2.405	0.734	39.376	78.588	2.285	0.31(4)	14.3(17)	31.61
2.785	0.345	28.778	42.806	2.19	0.025	1.217	2.613	2.435	0.25(3)	14.1(17)	27.44
2.869	0.071	6.429	9.013	2.412	0.920	49.824	98.856	2.440	0.19(3)	11.0(14)	21.32
3.158	0.034	4.151	4.802	2.433	0.101	5.620	10.954	2.457	0.21(3)	11.0(16)	21.03
3.177	0.876	108.414	123.96	2.523	0.106	6.571	11.915	2.494	0.21(3)	12.8(18)	23.75
3.281	1.024	139.709	149.73	2.566	0.061	4.010	7.027	2.498	0.20(3)	12.2(20)	22.56
3.297	0.287	39.781	42.221	2.656	0.040	2.860	4.679	2.699	0.19(3)	14.3(23)	22.65
3.335	0.027	3.808	3.951	2.774	0.365	30.045	45.066	2.756	0.08(2)	6.3(16)	9.57
3.419	0.031	4.782	4.720	2.801	0.290	24.622	36.215	2.823	0.11(3)	9.8(26)	14.19
3.461	0.105	16.762	16.152	2.871	0.098	8.996	12.591	2.838	0.09(3)	7.6(22)	10.89
3.689	0.118	22.837	19.367	2.979	0.078	8.002	10.407	2.969	0.12(3)	12.3(28)	16.10
3.747	0.280	56.968	46.817	3.154	0.406	49.157	57.033	3.144	0.15(3)	18.4(35)	21.48
3.805	0.135	28.670	22.852	3.161	0.180	21.931	25.330				
3.871	0.033	7.305	5.625	3.282	0.022	3.034	3.251				
				3.309	0.034	4.766	5.022				
				3.371	0.126	18.687	18.980				
				3.378	0.311	46.338	46.869				
				3.688	0.077	14.844	12.596				
				3.797	0.091	19.256	15.410				
				3.830	0.134	29.054	22.860				



Şekil 4. 8. ^{236}U izotopu için farklı yaklaşımlar kullanılarak 2-4 MeV enerji aralığında hesaplanan $B(M1)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımının deneysel [102] sonuçlarla karşılaştırılması. Burada yalnız $B(M1) > 0.02\mu_N^2$ olan seviyelere karşı gelen tesir kesitleri sergilenmektedir. şekildeki hata değerleri sabit 0.05 olarak alınmıştır.



Şekil 4. 97. ^{236}U izotopu için farklı yaklaşımlar kullanılarak 2-4 MeV enerji aralığında hesaplanan σ saçılma tesir kesiti değerlerinin enerjiye göre dağılımının deneysel [102] sonuçlarla karşılaştırılması. Burada yalnız $B(M1) > 0.02\mu_N^2$ olan seviyelere karşı gelen tesir kesitleri sergilenmektedir. şekildeki hata değerleri sabit 5 olarak alınmıştır.

Deneysel veriler incelenecek olursa $K^\pi=1^+$ durumu için 16 seviye gözlemlenmiştir. Bu seviyeler için 2-3.15 MeV enerjileri arasında enerjilerde toplam M1 gücü $B(M1)=4.28\pm0.6 \mu_N^2$ bulunmuştur. Bu enerji aralığında hesaplanan teorik toplam $B(M1)=4.72 \mu_N^2$ gücünün deneysel toplam M1 gücü ile uyum içinde olduğu görülmüştür.

Teorik olarak, $K^\pi=1^+$ durumları maksimum $B(M1)$ için $\omega_i=2.031$ MeV enerji değerinde $B(M1)=1,219 \mu_N^2$ 'lik değer almaktadır. Bu değer dışında ise $\omega_i=2.405$ MeV enerjide $B(M1)=0,734 \mu_N^2$ ve $\omega_i=2.412$ MeV enerjide $B(M1)=0,920 \mu_N^2$ 'lik iki tane yüksek değer olduğu da gözükmemektedir. $^{176,178,180}\text{Hf}$ izotoplarında olduğu gibi bu çekirdekte de $\omega_i\approx 2.8$ MeV, $\omega_i\approx 3.2$ MeV ve $\omega_i\approx 3.8$ MeV enerjilerde üç tane ayrılmış M1 dipol geçiş gruplarının olduğu gözükmemektedir.

Deneysel sonuçları incelediğimizde M1 gücünün en yüksek değerinin 2,188 MeV enerjide $B(M1)=0.920\pm0.09 \mu_N^2$ olarak ölçülmüştür. Bu çekirdekte deneysel ölçümlerin 3.144 MeV enerji değerine kadar yapılmış olmasından dolayı biz sonuçlarımızı bu değere kadar olan hesaplanmış teorik sonuçlarla karşılaştıracaktır. Deneysel sonuçlarda da $\omega_i\approx 2.8$ MeV enerji değerinde veriler ölçülmüştür. Bu ölçülen değerler teorik değerlerle uyum içindedir. Teorik sonuçlara baktığımızda $\omega_i\approx 3.2$ MeV ve $\omega_i\approx 3.8$ MeV enerji değerlerinde M1 dipol geçiş gruplarının olması öngörülmektedir. Ama deneysel sonuçların $\omega_i=3.15$ MeV'lik enerji değerinden yüksek enerjilerde ölçüm yapılmamış olmasından dolayı teorik hesaplamalarda öngörülen seviyeler ile deneysel sonuçları karşılaştıramamıştır. Eğer deneyde 3.15 MeV enerji değerinden yüksek değerlerde de ölçümler yapılmış olsaydı teoride öngörülen $\omega_i\approx 3.2$ MeV ve $\omega_i\approx 3.8$ MeV enerji değerlerinde M1 dipol geçiş gruplarını olacağı beklenilecektir. Genel olarak baktığımız zaman 3.15 MeV enerjiye kadar olan teorik ve deneysel sonuçların uyum içerisinde olduğu görülmüştür.

Teorik olarak 2-4 MeV enerji aralığında hesaplanan toplam foton saçılma tesir kesiti için $\sigma=698,30$ eVb olarak hesaplanmıştır. Ancak deneysel veriler 1.8- 3.15 MeV enerjiye kadar olduğundan bu enerji aralığındaki toplam foton saçılma tesir kesiti hesaplanmıştır. Bu enerji aralığındaki toplam tesir kesiti $\sigma=490,95$ eVb olarak hesaplanmıştır. Margraf vd. tarafından yapılan deneyde foton saçılma tesir kesiti

hesaplanması yapılmamıştır. Yukarıda da bildirildiği gibi foton saçılma tesir kesiti bu izotop için Bölüm 3'teki Denklem (3.43)'den hesaplanmıştır. Bu hesaplama sonucunda $\sigma=414,37$ eVb bulunmuştur.

4.5. ^{238}U İçin Sayısal Sonuçlar

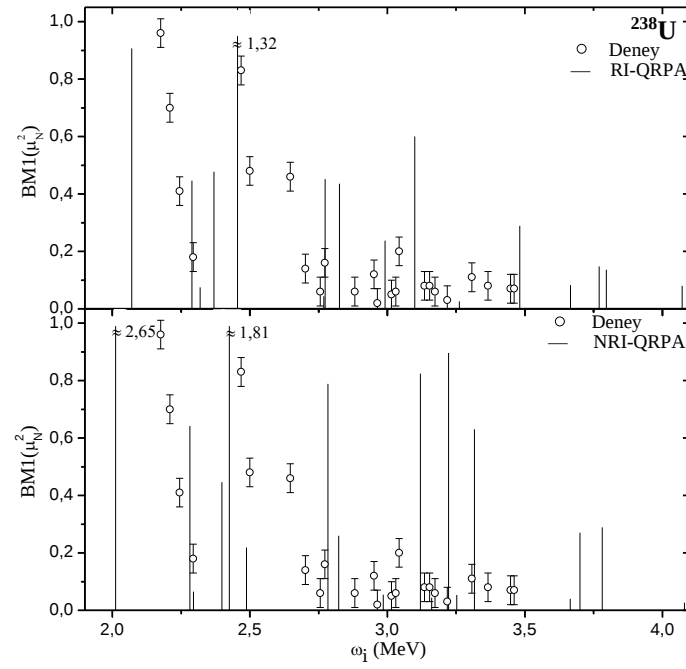
Tez konusunun içerisinde inceleyeceğimiz en sonuncu çekirdek ^{238}U izotopudur. ^{238}U çekirdeği için dönme değişmez olmayan ve dönme değişmez olan QRPA metotlarını kullanarak, Tablo 4.6'de sırasıyla ω_i uyarılma enerjisi, $B(M1)$ manyetik geçiş ihtimali, Γ radyasyon kalınlığı, σ saçılma tesir kesiti değerleri, Şekil 4.10 ve Şekil 4.11'de sırasıyla $B(M1)$ manyetik geçiş ihtimallerinin ve σ saçılma tesir kesitlerinin enerjiye göre dağılımı gösterilmiştir.

Teori ^{238}U izotopunda 2-4 MeV aralığında 32 tane $K^\pi=1^+$ seviyesi öngörmektedir (bu seviyelerden 17 tanesinin $B(M1)$ değeri $0.02\mu_N^2$ 'den küçüktür). İncelemeler bu seviyelerin 18 tanesinin orbital karakterli olduğunu göstermiştir. $^{176,178,180}\text{Hf}$ ve ^{236}U çekirdeklerinde de olduğu gibi bu seviyelerin de spin-orbital oranının birden çok-çok büyük olması bu seviyelerin orbital karakterli olduğunun en belirgin özelliğidir. 2-4 MeV enerji aralığında teorik olarak hesaplanan seviyenin toplam M1 gücü $B(M1)=5,74 \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır. Bu seviyelerden orbital karakterli olan 18 seviyenin toplam M1 gücü $B(M1)=4.84 \mu_N^2$ ve spin-titreşim karakterli olan 13 seviyenin toplam M1 gücü $B(M1)=0.90 \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır.

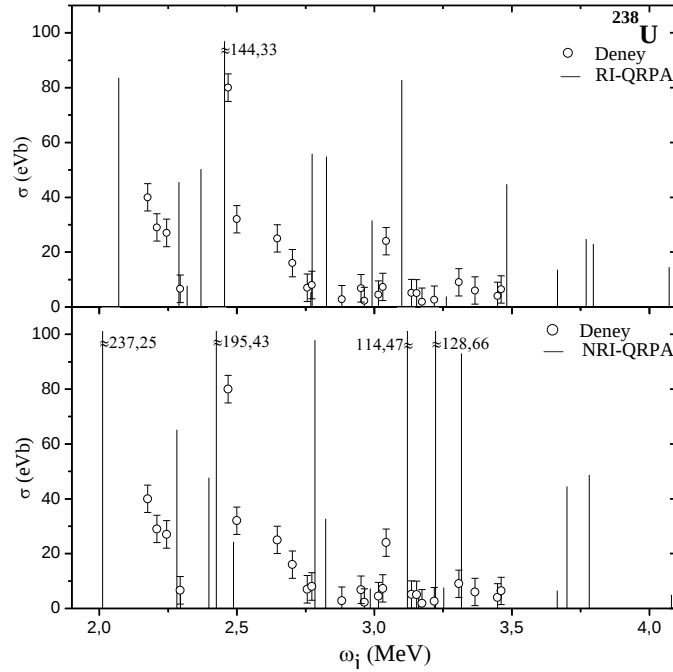
Deneysel sonuçlara bakıldığı zaman ise $K^\pi=1^+$ durum için 25 seviye gözlenmiş ve bu seviyelerin toplam M1 gücü de $B(M1)=5,70\pm0.7 \mu_N^2$ olarak verilmiştir [103]. Enders vd. tarafından yapılan deneylere göre aktinit çekirdekleri için 2-3 MeV bölgesinde bulunan seviyelerin makas mod karakterli olduğunu öngörmüştür [39]. Ayrıca Adekola vd. tarafından yapılan deneylerde ise aktinit çekirdekleri için 2-3.3 MeV enerji aralığında bulunan seviyelerin makas mod karakterli olduğunu öngörmüştür [82].

Tablo 4. 6. ^{238}U izotopunda 2–4 MeV enerji aralığında $K^\pi=1^+$ seviyelerin ω_i enerjilerinin ve $B(M1)$ uyarılma ihtimallerinin, Γ radyasyon kalınlıklarının ve σ saçılma tesir kesitlerinin teorik ve deneysel [103] sonuçları karşılaştırılmıştır. Burada yalnız $B(M1) > 0.02\mu_N^2$ olan seviyelere karşı gelen tesir kesitleri sergilenmektedir

^{238}U											
Teori								Deney[103]			
Dönme Değişmez Olmayan Model				Dönme Değişmez Model							
$h_0=0, h_1=0$				$h_0 \neq 0, h_1 \neq 0$							
Enerji (MeV)	$B(M1)$ (μ_N^2)	Γ_0 (meV)	σ (eVb)	Enerji (MeV)	$B(M1)$ (μ_N^2)	Γ_0 (meV)	σ (eVb)	Enerji (MeV)	$B(M1)$ (μ_N^2)	Γ_0 (meV)	σ (eVb)
2.012	2.647	83.254	237.25	2.070	0.907	31.053	83.627	2.079	0.07(2)	2.4(5)	6.0(1)
2.282	0.642	29.422	65.223	2.289	0.446	20.656	45.502	2.176	0.96(8)	24.0(1)	40.0(2)
2.295	0.065	3.048	6.680	2.319	0.075	3.613	7.754	2.208	0.7(1)	18.0(1)	29.0(2)
2.398	0.446	23.759	47.685	2.369	0.477	24.470	50.309	2.244	0.41(3)	14.2(8)	27.0(2)
2.425	1.809	99.556	195.43	2.455	1.320	75.404	144.33	2.294	0.18(3)	4.0(5)	6.6(9)
2.488	0.219	13.048	24.320	2.769	0.044	3.600	5.420	2.468	0.83(8)	48.0(5)	80.0(8)
2.784	0.789	65.770	97.905	2.774	0.452	37.290	55.907	2.499	0.48(4)	20.0(1)	32.0(2)
2.823	0.260	22.572	32.685	2.826	0.436	37.942	54.839	2.647	0.46(5)	18.0(1)	25.0(2)
2.985	0.054	5.574	7.220	2.992	0.237	24.478	31.554	2.702	0.14(2)	10.0(1)	16.0(2)
3.120	0.824	96.537	114.47	3.100	0.600	68.919	82.776	2.756	0.06(1)	5.0(1)	7.0(2)
3.161	0.044	5.370	6.202	3.262	0.026	3.479	3.773	2.773	0.16(5)	6.0(1)	8.0(1)
3.223	0.896	115.84	128.66	3.482	0.289	47.020	44.764	2.817	0.22(4)	19.0(4)	26.0(5)
3.252	0.053	7.036	7.677	3.666	0.083	15.829	13.589	2.951	0.12(2)	5.7(5)	6.8(5)
3.317	0.630	88.731	93.074	3.770	0.148	30.542	24.798	2.964	0.02(1)	1.8(4)	2.2(5)
3.665	0.040	7.615	6.543	3.796	0.136	28.775	23.051	3.015	0.05(2)	3.9(7)	4.5(8)
3.700	0.270	52.839	44.531					3.031	0.06(1)	6.2(6)	7.3(7)
3.781	0.289	60.312	48.676					3.043	0.2(4)	22.0(6)	24.0(6)
								3.135	0.08(3)	4.9(8)	5.1(9)
								3.154	0.08(2)	4.8(6)	5.0(6)
								3.173	0.06(1)	2.0(3)	1.9(3)
								3.217	0.03(1)	2.5(5)	2.6(5)
								3.307	0.11(4)	10.0(1)	9.0(1)
								3.366	0.08(2)	8.0(1)	6.0(1)
								3.448	0.07(2)	5.0(1)	4.0(1)
								3.460	0.07(1)	8.0(1)	6.4(8)



Şekil 4. 8. ^{238}U izotopu için farklı yaklaşımlar kullanılarak 2-4 MeV enerji aralığında hesaplanan $B(M1)$ değerlerinin enerjiye göre dağılımının deneysel [103] sonuçlarla karşılaştırılması. Burada yalnız $B(M1) > 0.02\mu_N^2$ olan seviyelere karşı gelen tesir kesitleri sergilenmektedir. Deneysel hata değerleri çok küçük olduğundan dolayı, şekildeki hata değerleri sabit 0.05 olarak alınmıştır.



Şekil 4. 9. ^{238}U izotopu için farklı yaklaşımlar kullanılarak 2-4 MeV enerji aralığında hesaplanan σ saçılma tesir kesiti değerlerinin enerjiye göre dağılımının deneysel [103] sonuçlarla karşılaştırılması. Burada yalnız $B(M1) > 0.02\mu_N^2$ olan seviyelere karşı gelen tesir kesitleri sergilenmektedir. Deneysel hata değerleri çok küçük olduğundan dolayı, şekildeki hata değerleri sabit 5 olarak alınmıştır.

Teorik olarak, $K^\pi=1^+$ durumları için en büyük M1 gücü $\omega_i=2.455$ MeV enerji değerinde $B(M1)=1,320 \mu_N^2$ olarak hesaplanmıştır. Bu değer dışında ise $\omega_i=2.070$ MeV enerjide $B(M1)= 0,907 \mu_N^2$ 'lik değer olduğu da gözükmektedir. Bu çekirdekte $\omega_i \approx 2.8$ MeV enerji değeri etrafında iki değer hesaplanmıştır, $\omega_i=3.1$ MeV ve $\omega_i=3.5$ MeV enerji değerlerinde ise yalnızca bir parçalanma olduğu öngörülmektedir, son olarak ise $\omega_i \approx 3.7$ MeV enerji değerinde M1 dipol geçiş grubu bulunmaktadır.

Deneysel sonuçları incelediğimizde M1 gücünün en yüksek değerinin 2.176 MeV enerji değerinde $B(M1)=0.960 \pm 0.08 \mu_N^2$ olarak ölçülmüştür. Bu değer dışında ise 2.468 MeV enerji değerinde $B(M1)=0.830 \pm 0.08 \mu_N^2$ 'lik bir değerinde olduğu gözükmektedir. Deneysel verilere baktığımızda $\omega_i \approx 2.7$ MeV, $\omega_i \approx 3.0$ MeV ve $\omega_i \approx 3.4$ MeV değerlerinde gruplar halinde parçalanmalar olduğunu gözükmektedir. Genel olarak baktığımızda teorik ve deneysel sonuçlar birbirleriyle uyum içindedir.

Aşağıdaki tabloda $^{236,238}\text{U}$ izotopları için toplam $B(M1)$ gücünün teorik hesaplamaları ve deneylerde [102,103] ölçülen değerler karşılaştırılmıştır.

Tablo 4. 7. $^{236,238}\text{U}$ çekirdek izotopları için teorik ve deneysel $B(M1)$ gücünün karşılaştırılması

Çekirdek	Deney		Teori (RI-QRPA)	
	^{236}U [98]	^{238}U [99]	^{236}U	^{238}U
Enerji Aralığı (MeV)	1.80-3.15	2.00-3.50	1.80-3.15	2.00-3.50
Enerji (MeV)	2.34	2.53	2.30	2.58
$\Sigma B(M1) (\mu_N^2)$	4.28 ± 0.6	5.70 ± 0.7	4.72	5.74

Teorik olarak 2-4 MeV enerji aralığında hesaplanan toplam foton saçılma tesir kesiti için $\sigma=692,00$ eVb olarak hesaplanmıştır. Deneysel verilere baktığımız zaman ise $\sigma=364,2 \pm 40,0$ eVb ölçülmüştür

Ayrıca Tablo 4.8'de Hafniyum ve Uranyum çekirdeklerinin çift-çift $^{176,178,180}\text{Hf}$ ve $^{236,238}\text{U}$ izotopları için uyarılma enerjileri, $B(M1)$ geçiş ihtimalleri ve orbit/spin oranı da verilmiştir. Burada M_i/M_s oranının önündeki artı işareti $B(M1)$ gücüne orbit/spin katkılarının yapıcı, eksi işareti ise bu katkının dağıtıcı olduğunu gösterir.

Tablo 4. 8. Dönme Değişmez QRPA metodu kullanılarak elde edilen dönme değişmez ($H=H_{sqp}+h_0+h_1+V_{\sigma}$) hamiltonyen kullanılarak hesaplanan ω , B(M1) ve M_l/M_s oranının karşılaştırılması. Burada yalnız B(M1) > $0.02\mu_N^2$ olan seviyelere karşı gelen tesir kesitleri sergilenmektedir.

¹⁷⁶ Hf			¹⁷⁸ Hf			¹⁸⁰ Hf			²³⁶ U			²³⁸ U		
Enerji	B(M1)	$\frac{M_l}{M_s}$	Enerji	B(M1)	$\frac{M_l}{M_s}$	Enerji	B(M1)	$\frac{M_l}{M_s}$	Enerji	B(M1)	$\frac{M_l}{M_s}$	Enerji	B(M1)	$\frac{M_l}{M_s}$
(MeV)	(μ_N^2)		(MeV)	(μ_N^2)		(MeV)	(μ_N^2)		(MeV)	(μ_N^2)		(MeV)	(μ_N^2)	
2.388	0.443	5.7	2.330	0.242	5.7	2.632	0.607	5.5	2.031	1.219	4.5	2.070	0.907	5.4
2.654	0.639	5.6	2.617	0.608	5.7	2.705	0.106	7.0	2.078	0.514	5.1	2.289	0.446	3.6
2.769	0.026	3.8	2.914	0.263	7.7	2.996	0.289	6.8	2.111	0.069	0.97	2.319	0.075	-15
2.957	0.120	6.8	3.022	0.173	8.2	3.044	0.359	8.0	2.258	0.076	9.3	2.369	0.477	4.8
3.137	0.416	4.7	3.089	0.083	1.0	3.097	0.162	0.27	2.319	0.025	-2.6	2.455	1.320	2.4
3.142	0.245	-60.0	3.104	0.047	-15	3.121	0.133	500	2.405	0.734	2.6	2.769	0.044	14
3.161	0.047	7.6	3.109	0.319	50	3.343	0.157	1.0	2.412	0.920	2.5	2.774	0.452	6.3
3.233	0.140	0.28	3.197	0.407	0.83	3.722	0.265	-19	2.433	0.101	2.9	2.826	0.436	-3.9
3.271	0.133	1.7	3.767	0.032	-3.7	3.876	0.123	130	2.523	0.106	1.3	2.992	0.237	-51
3.321	0.077	1.7	3.836	0.038	-25				2.566	0.061	1.0	3.100	0.600	-0.0061
3.736	0.039	-16	3.586	0.110	-5.4				2.656	0.040	-2.6	3.262	0.026	-0.46
3.751	0.250	-7.8	3.840	0.063	4.3				2.774	0.365	-12	3.482	0.289	-10
3.815	0.103	17.0	3.984	0.136	-0.22				2.801	0.290	-3.8	3.666	0.083	0.22
									2.871	0.098	7.9	3.770	0.148	0.39
									2.979	0.078	-6.5	3.796	0.136	-1.8
									3.154	0.406	0.071			
									3.161	0.180	-0.039			
									3.282	0.022	-0.49			
									3.309	0.034	8.5			
									3.371	0.126	-4.7			
									3.378	0.311	14			
									3.688	0.077	0.14			
									3.797	0.091	-1.6			
									3.830	0.134	0.31			

Böylelikle, genel olarak baktığımız zaman nadir toprak elementleri ve aktinit bölgesi çekirdekleri için teorik ve deneysel sonuçların uyum içerisinde olduğu gözükmemektedir. Araştırmalarımız manyetik dipol seviyelerinin teorik ve deneysel incelenmesinde B(M1) değerleri radyasyon kalınlıkları yanısıra gama saçılma tesir kesitlerinin de ele alınmasının çok bilgi verici olduğunu göstermiştir.

σ tesir kesitinin hesaplanmış değerinin uygun deneysel değerden çok büyük olması aşıkardır. Deneyde böyle bir azalmaya çekirdeğin deforme biçimli olması sebep olabilir. Çekirdek deformasyonu 1^+ seviyelerinin ayrışmasına ve bunun sonucu olarak B(M1) ihtimalinin toplam gücünün geniş bir enerji aralığında yüksek

enerjilere kadar dağılarak yayılmasına neden olabilir. Bu dağılımdan dolayı bir çok seviyenin yüksek enerjilere kayması ve diğer taraftan $B(M1)$ ihtimali küçük olan bir çok seviyelerin gözlem dışı kalmasıabilir deney sonuçlarının azalmasına neden olabilir. Bu durum hesaplamaların deforme bazda yapılmasının önemini artırmaktadır.

BÖLÜM 5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu tez çalışmasında bir ilk olarak manyetik dipol seviyelerinin teorik ve deneysel incelenmesinde B(M1) değerlerinin yanısıra foton saçılma tesir kesitleri ve radyasyon kalınlıkları aynı zamanda ele alınarak incelenmiştir. Bu çalışmada $^{176,178,180}\text{Hf}$ ve $^{236,238}\text{U}$ izotoplarının manyetik dipol karakterli orbital ve spin titreşimlerine karşı gelen 1^+ uyarılmaları dönme değişmez ve dönme değişmez olmayan QRPA çerçevesinde irdelenmiştir. Bu seviyelerin, foton saçılma foton saçılma reaksiyonlarında gözlenen tesir kesitleri σ , B(M1) geçiş ihtimalleri ve Γ_γ radyasyon kalınlıkları teorik sonuçlar ile karşılaştırılarak incelenmiştir.

1. İncelenen çekirdeklerde nümerik sonuçların deney sonuçlarıyla deneysel hatalar çerçevesinde uyum içinde olduğu görülmüştür.
2. Nadir toprak bölgesi $^{176,178,180}\text{Hf}$ izotopları için 4 MeV'e kadar enerjilerde orbital karakterli durumların B(M1) değerine katkısının (^{176}Hf için %94, ^{178}Hf için %79, ^{180}Hf için %92) spin karakterli durumlara göre daha fazla olduğu görülmüştür.
3. Hesaplamalar 2-4 MeV enerji aralığında öngörülen $K^\pi=1^+$ uyarılmalarının ağırlıklı olarak makas moda ait orbital karakterli seviyeler olduğunu göstermiştir. $^{176,178}\text{Hf}$ izotoplarının her ikisinde de 2.8 MeV, 3.2 MeV ve 3.8 MeV enerjilerde, ^{180}Hf izotopunda ise 3.2 MeV ve 3.8 MeV enerji değerlerin de makas modun ayrıştığını göstermiştir.
4. Aktinit bölgesi çekirdeklerinden ^{236}U ve ^{238}U izotopları için de 4 MeV'e kadar olan enerjilerde yapılan hesaplamalar sonucunda orbital karakterli durumların (^{236}U için %85, ^{238}U için %97), spin karakterli durumalardan fazla olduğu görülmüştür.
5. İncelemeler orbital karakterli seviyelerin aktinit bölgesi çekirdeklerinde nadir toprak elementlerinde olduğundan daha yoğun olduğunu göstermiştir.
6. Hesaplamalar dönme değişmez olmayan model çerçevesinde elde edilen sonuçların uygun deneysel değerlerden %30 civarında fazla olduğunu

göstermiştir. Buna karşın dönme değişmez model çerçevesinde elde edilen sonuçlar deney sonuçları ile uyum içindedir. Bu sonuçlar mikroskobik model çerçevesinde kırınımları restore edilmiş hamiltoniyenler kullanan QRPA hesaplamalarının çok önemli olduğunu göstermiştir.

7. Tezde kullanılan metot (RI-QRPA) deforme çekirdeklerin manyetik dipol uyarılmalarının makas mod özelliklerinin ve B(M1) güçlerinin tahmininde oldukça iyi sonuçlar vermektedir.
8. γ -saçılma tesir kesitlerinin öngörülen değerleri uygun deneysel değerlerden yaklaşık 3 kez büyük çıkmıştır.
9. İncelenen söz konusu çekirdeklerde γ -saçılma tesir kesitlerinin öngörülen değerlerinin uygun deneysel değerlerden küçük olması elektrik dipol ve kuadropol geçişlerinin de tesir kesitine katkılarının çok mühim olduğunun bir göstergesidir.
10. Rezonans bölgesinde 1^+ seviyelerinin enerji ağırlıklı toplam kuralına katkısı %70'den çoktur. Bununla beraber teorinin ön gördüğü ve deneyden bulunan rezonans enerjileri arasında çok güzel uyum olduğu görülmüştür.
11. Araştırmalarımız manyetik dipol seviyelerinin teorik ve deneysel incelenmesinde B(M1) değerleri, radyasyon kalınlıkları yanı sıra gama saçılma tesir kesitlerinin de ele alınmasının çok bilgi verici olduğunu göstermiştir.

KAYNAKLAR

- [1] GABRAKOV, S.I., KULIEV, A.A., PYATOV, N.I., SALAMOV, D.I., SCHUIZ, H., Collective 1^+ states in double even deformed nuclei, Nucl. Phys. A; 182:625-633, 1972.
- [2] GULIYEV, E., ERTUĞRAL, F., KULIEV, A.A., Low-lying magnetic dipole strength distribution in the γ -soft even-even $^{130-136}\text{Ba}$, Eur. Phys. Jour. A; 27:313-320, 2006
- [3] SHAPIRO, C.S., EMERY, G.T., Magnetic Dipole Gamma-Ray Strength Function in Deformed Nuclei, and Neutron-Capture Gamma Rays, Phys. Rev. Letters, 23:244,1969.
- [4] GABRAKOV, S.I., KULIEV, A.A., PYATOV,preprint Joint Institute for Nuclear Research, E4-4774, Dubna, USSR, 1969.
- [5] GABRAKOV, S.I., KULIEV, A.A., PYATOV, N.I., States $I^\pi = 1^+$ in even-even deformed nuclei, Sov. Journ. of Nucl. Phys. 12;82-90, 1970.
- [6] GABRAKOV S.I, KULIEV A.A., PYATOV N.I., SALAMOV D.I. and SCHULZ H., 'Collective 1^+ states in doubly even deformed nuclei ', Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, USSR, 1971.
- [7] BROGLIA, R.A., MOLINARI, A., Nuclear Phys. A109: 363, 1963.
- [8] CWIOK, S., WYGONOWSKA, M., Excited states $J^\pi = 1^+$ in spherical nuclei, ActA. Physica Polonica B4:233-249,1973.
- [9] BOHR, A AND MOTTELSON, B., Nuclear Structure.v1, W.A.Benjamin, NewYork, 1969.
- [10] GOLDENBERG, J., BARBER, W.C., LEWIS, F.H.AND WALESKA, J.D., Form Factors for Strong M1 Transitions in Light, Nuclei. Phys. Rev. B134;1022-1024, 1964.
- [11] OKAMOTO, K., Intrinsic Quadrupole Moment and the Resonance Width of Photo nuclear Reactions, Phys. Rev.; 110:143-153, 1958.
- [12] KULIEV, A. A., AND PYATOV, N. I., States with $K^\pi=1^+$ and their contribution to the isoscalar E2 resonance, Soviet Journal of Physics 20;297-309, 1974.

- [13] DIETRICH, K.G., HUMBERT, F., RICHTER, A., BROWN, B.A., KULIEV, A.A. AND SCHOLTEN, O., Magnetic dipole strength distribution at high excitation energies in deformed nuclei, Phys. Lett. B 220;351-355, 1989.
- [14] RICHTER, A., Shell model and magnetic dipole modes in deformed nuclei. Nucl. Phys. A 507;99-128. 1990.
- [15] KNEISSEL, U., PITZ, H.H., ZILGES, A., Investigation of nuclear structure by resonance fluorescence scattering, Prog. Part. Nucl. Phys. 37;349-433, 1996.
- [16] D. BOHLE, G. KÜCHLER, A. RICHTER AND W. STEFFEN, Further evidence for the new collective magnetic dipole mode in heavy deformed nuclei, Phys. Lett. B 148 ;260, 1984.
- [17] C. DJALALI N. MARTY, M. MORLAT, A. WILLS AND J. C. JOURDAN, Systematics of the excitation of M1 resonances in medium heavy nuclei by 200 MeV proton inelastic scattering, Nucl Phys. A 388, 1982.
- [18] D. FREKERS, ET AL., Spin excitations in the deformed nuclei ^{154}Sm , ^{158}Gd and ^{168}Er , Phys. Lett. B 244; 178-182. 1990.
- [19] R. M. LASZEWSKI, P. RULLHUSEN, S. D. HOBLIT AND S. F. LEBRUN, Giant M1 resonance in ^{140}Ce , Phys. Rev. C 34; 1013, 1986.
- [20] RICHTER, A., Trends in nuclear physics, Nucl. Phys. A 553;417c-462c, 1993.
- [21] LO IUDICE, N. AND PALUMBO, F., New isovector collective modes in deformed nuclei, Phys. Rev. Lett. 41;1532-1534, 1978.
- [22] IACHELLO, F., Electron scattering in the interacting boson model, Nucl. Phys. A; 358:89-112, 1981.
- [23] BOHLE, D., RICHTER, A., STEFFEN, W., DIEPERINK, A., LO IUDICE, N., PALUMBO, F. AND SCHOLTEN, O. New magnetic dipole excitation mode studied in the heavy deformed nucleus ^{156}Gd by inelastic electron scattering, Phys. Lett. B 137;27-31, 1984.
- [24] BERG, U.E.P., BLASING, C., DREXLER, J., HEIL, R.D., KNEISSEL, U., NAATZ, W., RATZEK, R., SCHENNACH, S., STOCK, R., WEBER, T., WICKERT, H., FISCHER, B., HOLLICK, H., AND KOLLEWE, D., Photoexcitation of low-lying collective states in $^{156,158,160}\text{Gd}$, Phys. Lett. B 149;59-63. 1984.
- [25] ZIEGLER, W., RANGACHARYULU, C., RICHTER, A., AND SPIELER, C., Orbital magnetic dipole strength in $^{148-154}\text{Sm}$ and nuclear

- deformation, Phys. Rev. Lett. 65(20);2515-2518., 1990.
- [26] MARGRAF, J., HEIL, R.D., KNEISSL, U., MAIER, U., PITZ, H.H., Deformation dependence of low lying M1 strengths in even Nd isotopes, Phys. Rev. Lett. 75;4178-4181, 1995.
 - [27] VON NEUMANN-COSEL, P., GINOCCHIO, J.N., BAUER, H., RICHTER, A., Relation between the Scissors Mode and the Interacting Boson Model Deformation, Phys. Rev. Lett. 75;4178-4181, 1995.
 - [28] ZILGES, A., VON BRENTANO, P., HERZBERG, R.-D., KNEISSL, U., MARGRAF, J., PITZ, H.H., Observation of magnetic and electric dipole excitations below neutron threshold in photon scattering experiments, Nucl. Phys. A 599:147-152, 1996.
 - [29] SCHOLTEN, O. HEYDE, K., VANISACKER, P., et al., Mixed-symmetry states in the neutron-proton interacting boson model. Nucl. Phys. A 438(1); 41-77, 1985.
 - [30] BARRET, B.R. and HALSE, P., M1 transition strength in the SU(3) limit of the generalized IBM-2. Phys. Lett. B 155;133-136, 1985.
 - [31] CASTEN, R.F., BERNNER, D.S. HAUSTEIN, P.E., Valence p-n interactions and the development of collectivity in heavy nuclei. Phys. Rev. Lett. 58(7-16);658- 661, 1987.
 - [32] HAMAMOTO, I., The $K^{\pi}=1^{+}$ excitation in deformed nuclei. Nucl. Phys. A 177; 484-492. 1971.
 - [33] SARRIGUREN. P, GUERRA, E. M., NOJAROV, R., Spin M1 excitations in deformed nuclei from self-consistent Hartree-Fock plus random-phase approximation. Phys. Rev. C 54 (2);690- 705. 1996.
 - [34] HEYDE, K., De COSTER, C., Correlation between E2 and M1 transition strength in even-even vibrational, transitional and deformed nuclei, Phys.Rev. C 44:R2262-R2266, 1991.
 - [35] GARRIDO, E., FEDOROV, D.V., JENSEN, A.S., Spin-dependent effective interactions for halo nuclei, Phys. Rev. C, 68:014002-014008, 2003.
 - [36] LO IUDICE, N., RICHTER A., Scissors mode and nuclear deformation. A phenomenological model independent analysis, Physics Letters B; 304:193-197, 1993.
 - [37] LO IUDICE, N., RADUTA, A., DELION, D., Deformation properties of the scissors mode in the generalized coherent state model, Phys. Rev. C; 50:127-137, 1994.

- [38] ENDERS, J., KAISER, H., NEUMAN-COSEL, P., von, RANGACHARYULU, C., RICHTER, A., Comprehensive analysis of the scissors mode in heavy even-even-nuclei. Phys. Rev.C 59(4);1851-1854, 1999.
 - [39] ENDERS, J., VON NEUMANN-COSEL, P., RANGACHARYULU, C., RICHTER, A.A., Parameter-free description of orbital magnetic dipole strength, Phys. Rev. C; 71:014306-014316, 2005.
 - [40] KULIEV, A.A., AKKAYA,R., ILHAN,M., GULIYEV, E.,SALAMOV, C., SELVI S., Rotational invariant model of the states with $K^\pi=1^+$ and their contribution to the scissors mode. Int.J. of Mod. Phys. E9;249-261, 2000.
 - [41] KULIEV, A.A., GULIYEV, E., GERCEKLIOGLU, M., The dependence of the scissors mode on the deformation in the $^{140-150}\text{Ce}$ isotopes, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.; 28:407-414, 2002.
 - [42] YAKUT, H., BEKTASOĞLU, M., KULIEV, A.A., Magnetic Moments of the $I^\pi K=1^+1$ States even-even Deformed Nuclei, II. Nükleer Yapı Özellikleri Çalıştayı, Eskişehir, Türkiye, 2005.
 - [43] YAKUT, H., KULIEV, A.A., GULIYEV, E., BEKTASOĞLU, M., Investigation of the Magnetic Dipole Moments of the $I^\pi K=1^+1$ States in the even-even Deformed Nuclei, AIP Conf. Proc., 899, pp. 544, 2007.
 - [44] SUZUKI, T., ROWE, D., The Tensor Open-Shell Random Phase Approximation with Application to the Even Nickel Isotopes, Nucl. Phys. A; 289:461-474, 1977.
 - [45] LIPPARINI, E., STRINGARI, S., Isovector M1 rotational states in deformed nuclei, Physics Letters B; 130:139-143, 1983.
 - [46] BES, D., BROGLIA, R., Rotational isovector $K^\pi = 1^+$ mode in deformed nuclei, Phys. Lett. B; 137:141-144, 1984.
 - [47] MOYA DE GUERRA, E., ZAMICK, L., Reply to "Comment on 'orbital M1 versus E2 strength in deformed nuclei: A net energy-freighted sum rule', Phys. Rev. C 47; 2604, 1993.
 - [48] NOJAROV, A., FAESSLER, A., SARRIGUREN, P., MOYA DE GUERRA, E., GRIGORESCU M., Orbital and spin M1 excitations in actinide nuclei, Nucl. Phys. A; 563:349-386, 1994.
 - [49] RADUTA, A.A., LO IUDICE, N., URSU, I.I., Description of orbital and spin excitations within a projected spherical single-particle basis, Nuclear Physics A; 584:84-102, 1995.
- SOLOVIEV, V.G., SUSHKOV, A.V., SHIRIKOVA, N. YU., LO

- [50] IUDICE, N., Effect of two RPA phonons on the spectrum of the low-lying magnetic dipole transitions in deformed nuclei, Nucl.Phys. A; 600:155-178, 1996.
- [51] MOYA DE GUERRA, E., SARRIGUREN, P., UDIAS, J. M., On the scissors type mode in ^{46}Ti and lighter nuclei, Phys. Lett. B; 196:409-413, 1987.
- [52] ZAWISCHA, D., Theoretical aspects of the new collective modes in nuclei, J. Phys. G; 24:683-718, 1988.
- [53] NOJAROV, A., FAESSLER, A., Symmetry-restoring interactions for $K^\pi = 1^+$ isovector vibrations, Nucl. Phys. A; 484:1-33, 1988.
- [54] NOJAROV, A., FAESSLER, A., Orbital rotational vibrations in the $A=130$ mass region, Phys. Rev. C; 41:1243-1256, 1990.
- [55] FAESSLER, A., NOJAROV, A., TAIGEL, T., Rotational isovector vibrations in titanium nuclei, Nucl. Phys. A; 492:105-126, 1989.
- [56] HEYDE, K., VON NEUMANN-COSEL, P., RICHTER, A., Magnetik dipole excitations in nuclei: Elementary modes of nucleonic motion, Reviews of Modern Physics, 82; 2365-2416, 2010.
- [57] BRENTANO, P. von, EBERTH, J., ENDERS, J., ESSER, L., HERZBERG, R.-D., N. HUXEL, MEISE, H., NEUMANN-COSEL P. von, NICOLAY, N., PIETRALLA, N., PRADE, H., REIF, J., RICHTER, A., C. SCHLEGEL, R. SCHWENGNER, SKODA, S., THOMAS, H. G., WIEDENHÖVER, I., WINTER, G. and ZILGES, A., First Observation of the Scissors Mode in a γ -Soft Nucleus: The Case of ^{196}Pt , Phys. Rev. Lett. 76, 2029-2032, 1996.
- [58] LINNEMANN, A., BRENTANO, P.von, EBERTH, J., ENDERS, J., FITZLER, A., FRANSEN, C., GULIYEV, E., HERZBERG, R.D., KÄUBLER, L., KULIEV, A.A., Change of the dipole strength distributions between the neighbouring γ -soft nuclei ^{194}Pt and ^{196}Pt , Phys. Lett. B; 554:15-20, 2003.
- [59] MASER, H., PIETRALLA, N., VON BRENTANO, P., HERZBERG, R.D., KNEISSL, U., MARGRAF, J., PITZ, H.H., ZILGES A., Observation of the 1^+ scissors mode in the γ -soft nucleus ^{134}Ba , Phys. Rev. C; 54:R2129-R2133, 1996.
- [60] PIETRALLA, N., BELIC, D., BRENTANO, P. VON, FRANSEN, C., HERZBERG, R.-D., KNEISSL, U., MASER, H., MATSCHINSKY, P., NORD, A., OTSUKA, T., PITZ, H. H., WERNER, V., WIEDENHÖVER, I., Isovector quadrupole excitations in the valence shell of the vibrator nucleus ^{136}Ba : Evidence from photon scattering experiments, Phys. Rev. C; 58:796-800, 1998.

- [61] FRANSEN, C., KRISCHOK, B., BECK, O., BESSERER, J., VON BRENTANO, P., ECKERT, T., HERZBERG, R.-D., KNEISSL, U., MARGRAF, J., MASER, H., NORD, A., PIETRALLA, N., PITZ, H. H., ZILGES, A., Low-lying dipole excitations in the transitional nuclei $^{190,192}\text{Os}$, Phys. Rev. C; 59:2264-2267, 1999.
- [62] GEORGII, R., VON NEUMANN-COSEL, P., VON EGIDY, T., GRINBERG, M., KHITROV, V.A., OTT, J., PROKOFJEVS, P., RICHTER, A., SCHAUER, W., SCHLEGEL, C., Unusual neutron-capture gamma-ray cascade in ^{124}Te : A fingerprint of octupole-coupled multiphonon states , Physics Lett. B; 351:82-86, 1995.
- [63] SCHWENGNER, R., WINTER, G., SCHAUER, W., GRINBERG, M., BECKER, F., VON BRENTANO, P., EBERTH, J., ENDERS, J., VON EGIDY, T., HERZBER, G.R.-D., Two-phonon $J = 1$ states in even-mass Te isotopes with $A = 122-130$, Nucl. Phys. A; 620:277-295, 1997.
- [64] PIETRALLA, N., FRANSEN, C., BELIC, D., VON BRENTANO, P., FRIEBNER, C., KNEISSL, U., LINNEMANN, A., NORD, A., PITZ, H. H., OTSUKA, T., SCHNEIDER, I., WERNER, V., WIEDENHÖVER, I., Transition Rates between Mixed Symmetry States: First Measurement in ^{94}Mo , Phys. Rev.Lett.; 83:1303-1306, 1999.
- [65] PIETRALLA, N., VON BRENTANO, P., GELBERG, A., OTSUKA, T., RICHTER, A., SMIRNOVA, N., WIEDENHÖVER, I., Symmetry changing transitions in γ -soft nuclei studied in the interacting boson model, Phys. Rev. C; 58:191-197, 1998a.
- [66] METZGER, F.R., Resonance fluorescence in nuclei. Prog. Part. Nucl.Phys. ;54-88, 1959.
- [67] MOHR, P. ENDER, J., HARTMANN, T., KAISER, H., SCHIESSER, D., SCHMITT, S., VOLZ, S., WISSEL, F., ZILGES, A., Real photon scattering up to 10 MeV: the improved phacility at the Darmstadt electron accelerator S-DALINAC. Nucl. Instr. and Meth. A423; 480-488, 1999.
- [68] METZGER, F.R., Excitation of spin-1 states in $^{166,168,170}\text{Er}$ using bremsstrahlung, Phys. Rev. C; 13:626-630, 1976.
- [69] SKORKA, S.J. Nuclear resonance fluorescence . In Nuclear Spectroscopy North Holland Publ.Company, Amsterdam;283-310, 1975.
- [70] BEIL, H and BERDERE, R., Monochromatic and identifiable photons used in photonuclear research. Note CEA-N2144;1-130, 1980.
- [71] MOREH, R., Studies in nuclear spectroscopy using the (γ,γ') and the (γ,n) reactions. Nucl.Instr. and Meth. 166;69-84, 1979a.

- [72] MOREH, R., Low energy photon scattering. Intermediate Energy Nuclear Physics. World Scientific Pub.Co., Singapore;1-63, 1982.
- [73] KNEISSL, U., Production of monochromatic and polarized photons for photonuclear reaction studies. Atomkernenergie-Kerntechnik 49;155-159, 1987.
- [74] PITZ, H.H., BERG, U.E.P., HEIL, R.D., KNEISSL, U., STOCK, R., WESSELBORG, C. , BRENTANO, P.von, Systematic study of low-lying dipole excitations in $^{156,158,160}\text{Gd}$ by photon scattering. Nucl.Phys. A492;411-425, 1989.
- [75] MARGRAF, J., ECKERT, T., RITTNER, M., BAUSKE, I., BECK, O., KNEISSL, U., MASER, H., PITZ H. H., SCHILLER, A., BRENTANO, P. von, FISCHER, R., HERZBERG, R.-D., PIETRALLA, N., ZILGES, A., FRIEDRICHS H., Systematics of low-lying dipole strengths in odd and even Dy and Gd isotopes, Physical Review C 52(5);2429-2444, 1995.
- [76] NORD, A., SCHILLER, A., ECKERT, T., BECK, O., BESSERER, J., BRENTANO, P. VON, FISCHER, R., HERZBERG, R.-D., JAGER, D., KNEISSL, U., MARGRAF, J., MASER, H., PIETRALLA, N., PITZ H. H., RITTNER M., AND ZILGES A., Systematic study of the fragmentation of low-lying dipole strength in odd-A rare earth nuclei investigated in nuclear resonance fluorescence experiments, Physical Review C 54(5);2287-2296, 1996.
- [77] GADE, A., PIETRELLA, N., BRENTANO, P., BELIC, D., FRANSEN, C., KNEISSL, U., KOHSTALL, C., LINNEMAN, A., PITZ H.H., SCHECK, M., SMIRNOVA, N. A., STEDILE, F., WERNER, V., Investigation of dipol excitations in ^{142}Ce using resonant phonon scattering, Physical Review C 69,054321, 2004.
- [78] MASER, H., LINDENSTRUTH, S., BAUSKE, I., BECK, O., BRENTANO, P.von, ECKERT, T., FRIEDRICHS, H., HEIL, H.D., HERZBERG, R.-D., JUNG, A., KNEISSL, U., MARGRAF, J., PIETRALLA, N., WESSELBORG, C., ZILGES, A., Systematics of low-lying dipole excitations in the deformed even-even nuclei $^{164,166,168,170}\text{Er}$, Physical Review C 53; 2749-2762, 1996.
- [79] ENDERS, J., BRENTANO, P.von, EBERTH, J., FITZLER, A., FRANSEN, C., HERZBERG, R.-D., KAISER, H., KLAÜBLER, L., VON NEUMANN-COSEL, P., PIETRALLA, N., PONOMAREV, V.YU., RICHTER, A., SCHWENGNER, R., WIENDENHÖVER, I., Nuclear resonance fluorescence experiments on $^{204,206,207,208}\text{Pb}$ up to 6.75 MeV, Nuclear Physics A 724; 243-273, 2003.
- [80] KOHSTALL, C., BELIC, D., BRENTANO, P.von, FRANSEN, C., GADE, A., HERZBERG, R.-D., JOILE, J., KNEISSL, U., LINNEMAN, A., NORD, A., PIETRALLA, N., PITZ, H.H., SCHECK, M., STEDILE,

- F., WERNER, V., YATES, W., Low-lying dipole excitation in vibrational nuclei: The Cd isotopic chain studied in photon scattering experiments, *Physical Review C* 72; 034202, 2005.
- [81] GOVAERT, K., BAUWENS F., BRYSSINCK, J. DE FENNE, D., JACOBS, E., MONDELAERS, W., GOVOR, L., PONOMAREV, V.YU., Dipole excitations to bound states in ^{116}Sn and ^{124}Sn , *Physical Review C* 57(5);2229-2240, 1998.
 - [82] ADEKOLA, A. S., ANGELL, C. T., HAMMOND, S. L., HILL, A., HOWELL, C. R., KARWOWSKI, H. J., KELLEY, J. H, and KWAN, E., Discovery of low-lying E1 and M1 strengths in ^{232}Th , *Phys. Rev. C* 83, 034615, 2011.
 - [83] ECKERT, T., BECK, O., BESSERER, J., VON BRENTANO, P., FISCHER, R., HERZBERG, R.-D., KNEISSL, U., MARGRAF, J., MASE, H., NORD, A., PIETRALLA, N., PITZ, H.H., YATES, W., ZILGES, A., Dipole excitations in transitional nucleus ^{144}Nd studied in photon scattering experiments, *Phys. Rev. C* 56(3); 1256-1265, 1997.
 - [84] H. LEHMANN,, A. NORD, A. E. DE ALMEIDA PINTO, O. BECK, J. BESSERER, P. VON BRENTANO,S. DRÌSSI, T. ECKERT, R.-D. HERZBERG,† D. JAGER J. JOLIE, U. KNEISSL, J. MARGRAF, H. MASER, N. PIETRALLA, AND H. H. PITZ, Dipole excitations in the vibrational nucleus ^{112}Cd , *Phys. Rev. C* 60(2); 024308, 1999.
 - [85] RING, P., SCHUCK, P., The nuclear many body problem, Springer-Verlag, Berlin 1980.
 - [86] NILSSON, S.G., K. Danske Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd.;29,16, 1955.
 - [87] BOGOLYUBOV N.N., Lectures on Quantum Statistics, Sovetskaya Shkola, Kiev, 1949.
 - [88] BARDEEN, J., COOPER, L.N., SCHRIFFER, R., Theory of Superconductivity, *Phys. Rev.*, 108, pp. 1175-1204, 1957.
 - [89] SOLOVIEV, V.G., Theory of Complex Nuclei, Pergamon Press, New York 1976.
 - [90] BOHR, A., MOTTELSON, B., Nuclear Structure, vol. 1, Benjamin, New York and Amsterdam, 1969.
 - [91] RICHTER, A., Proceedings of the Int. Conf. on Nuclear Physics, Ed. by P. Blasi and R.A. Ricci, Tipogra_ca Compositori Bologna, Italy 2, pp. 189-217, 1983.
 - [92] RICHTER, A., Probing the nuclear magnetic dipole response with

- electrons, photons and hadrons, *Progr. Part. Nucl. Phys.*, 34, pp. 261-284, 1995.
- [93] KNEISSL, U., Photoexcitation of low-lying, isovector 1^+ states in deformed nuclei, *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 24, 41-59, 1990.
 - [94] BOHR A., Pair Correlation and Double Transfer Reactions, in *Nuclear Structure, Dubna Symposium, I.A.E.A., Vienna*, 179-189, 1968.
 - [95] TANYELİ B., “Nükleer Fizik” ,Bornova/İZMİR, 1994.
 - [96] DAVUDOV A.S ,” Theory of atomic nuclei” Atomizdat, Moscow, 1961
 - [97] Guliyev E., Doktora Tezi “SEL γ -çekirdek çarpıştırıcıları ile Nükleer spektroskopi ve kollektif çekirdek uyarılmaları”, Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, 2002.
 - [98] DWIGHT H.B. ‘’ Table of Integrals and other mathematical data’’ Edition, 4. Publisher, Macmillan, 1961.
 - [99] GULIYEV E., KULIEV, A.A., NEUMANN-COSEL, P. VON, YAVAS, Ö., Magnetic dipole strength distribution and interaction cross section in ^{140}Ce , *Nucl. Phys. A* 690; 255c-258c, 2001.
 - [100] M. SHECK, D. BELIC, P. VON BRENTANO, J.J. CARROL, C. FRANSEN, A. GADE, H.VON GARREL, U. KNEISSL, C. KOHSTALL, A. LINNEMANN, H.H. PITZ, F. STEDILE, R.TOMAN AND V.WERNER, Photon scattering experiments off ^{176}Hf and systematics of low-lying dipole modes in stable even-even Hf isotopes $^{176,178,180}\text{Hf}$, *Physical Review C* 67,064313, 2003.
 - [101] PIETRALLA, N., BECK, O., BESSERER, J., BRENTANO P. VON, ECKERT, T., FISCHER R., FRANSEN, C., HERZBERG, R.-D., JAIGER, D., JOLOS R.V., KNEISSL U., KRISCHOK, B., MARGRAF J., MASER H., NORD A., PITZ, H.H., RITTNER M., SCHILLER A., ZILGES A., The scissors mode and other magnetic and electric dipole excitations in the transitional nuclei, *Nuclear Physics A* 618;141-165, 1997.
 - [102] MARGRAF, J., DEGENER, A., FRIEDRICH H., HEİL, R. D., JUNG, A., KNEISSL, U., LINDENSTRUTH, S., PITZ, H. H., SCHACHT, H., SEEMANN, U., STOCK, R., WESSELBORG, C., BRENTANO, P.VON, ZILGES, A., Photoexcitation of low-lying dipole transitions in ^{236}U , *Physical Review C* 42; 771-774, 1990.
 - [103] HAMMOND, S. L., ADEKOLA, A. S., ANGELL, C. T., KARWOWSKI, H. J., KWAN, E., RUSEV, G., TONCHEV, A. P., TORNOW, W., HOWELL, C. R., KELLEY, J. H., Dipole response of

^{238}U to polarized photons below the neutron-separation energy, Physical Review C 85; 044302, 2012.

- [104] DUDEK, J., NAZAREWICZ, W., FAESSLER, A., Theoretical analysis of the single-particle states in the secondary minima of fissioning nuclei, Nucl. Phys. A 412:61-91, 1984.
- [105] GULIYEV, E., KULIEV, A.A., ERTUGRAL, F., Systematic investigation of the low-energy dipole excitations in $^{176,178,180}\text{Hf}$ within rotational, translational and Galilean invariant quasiparticle RPA, Nucl. Phys. A 915:78-89, 2013.
- [106] RAMAN, S., MALARKEY, C.H., MILNER, W.T., NESTON, C.W., STELSEN, P.H., Transition Probability, $B(E2)$, From the Ground to the First-Excited 2^+ states of even-even Nuclides, Atomic Data and Nuclear Data Tables, 36:1-96, 1987.

ÖZGEÇMİŞ

Hüseynqulu Quliyev, 04.10.1992'de Bakü/Maştağa'da doğdu. İlköğrenimini Sakarya'da Mithatpaşa Şehit Ahmet Akyol İlköğretim okulu'nda, orta ve lise eğitimini ise Bakü/Maştağa'da C.Cabbarlı Adına 187 Sayılı Orta Mektebi(Lisesi)'nde tamamladı. 2009 yılında başladığı Sakarya Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik bölümünden 2013 yılında mezun oldu. Aynı yıl içerisinde Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Bölümünde yüksek lisans eğitimine başladı. Halen aynı bölümde yüksek lisans eğitimini sürdürmektedir.