

**$^{56,66,68}\text{Ni}$ İZOTOPLARININ GT VE YÜK-
DEĞİŞİMLİ BETA GEÇİŞ ÖZELLİKLERİNİN
İNCELENMESİ**

**2017
YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK**

Sevilay KAYHAN

**$^{56,66,68}\text{Ni}$ İZOTOPLARININ GT VE YÜK-DEĞİŞİMLİ BETA GEÇİŞ
ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

Sevilay KAYHAN

**Karabük Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalında
Yüksek Lisans Tezi
Olarak Hazırlanmıştır**

**KARABÜK
Haziran 2017**

Sevilay KAYHAN tarafından hazırlanan "^{56,66,68}Ni İZOTOPLARININ GT VE YÜK DEĞİŞİMLİ BETA GEÇİŞ ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ" başlıklı bu tezin Yüksek Lisans Tezi olarak uygun olduğunu onaylıyorum.

Doç. Dr. Necla ÇAKMAK
Tez Danışmanı, Fizik Anabilim Dalı



Bu çalışma, jürimiz tarafından oy birliği ile Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir. 14/06/2017

Ünvanı, Adı SOYADI (Kurumu)

İmzası

Başkan: Doç. Dr. Rıdvan BALDIK (BEÜ)



Üye : Doç. Dr. Necla ÇAKMAK (KBÜ)



Üye : Yrd. Doç. Dr. Ahmet Mustafa ERER (KBÜ)



.../.../2017

KBÜ Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu, bu tez ile, Yüksek Lisans derecesini onamıştır.

Prof. Dr. Nevin AYTEMİZ



Fen Bilimleri Enstitü Müdürü



“Bu tezdeki tüm bilgilerin akademik kurallara ve etik ilkelere uygun olarak elde edildiğini ve sunulduğunu; ayrıca bu kuralların ve ilkelerin gerektirdiği şekilde, bu çalışmadan kaynaklanmayan bütün atıfları yaptığımı beyan ederim.”

Sevilay KAYHAN

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

^{56,66,68}Nİ İZOTOPLARININ GT VE YÜK-DEĞİŞİMLİ BETA GEÇİŞ ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

Sevilay KAYHAN

Karabük Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Tez Danışmanı:

Doç. Dr. Necla ÇAKMAK

Haziran 2017, 32 sayfa

Bu tezde nikel bölgesindeki ^{56,66,68}Ni izotopları için hem izinli Gamow-Teller (GT) hem de birinci yasaklı (FF) beta geçiş özellikleri proton-nötron kuazi rastgele faz yaklaşımı (pn-QRPA) çerçevesinde incelenmiştir. İzinli beta geçiş yarı ömür süreleri şematik model (SM) ve Pyatov-Salamov metodu (PM) ile parçacık-deşik (ph) kanalında hesaplanmıştır. Birinci yasaklı beta geçişlerden gelen katkılar SM ile pn-QRPA çerçevesinde ph kanalında incelenmiştir. Ortalama alan potansiyeli olarak Woods-Saxon (WS) potansiyeli kullanılarak Fortran77 programlama dilinde sayısal hesaplamalar yapılmıştır. Elde edilen toplam beta geçiş yarı ömür süreleri uygun deneysel değerler ile karşılaştırılmıştır.

Anahtar Sözcükler : β -bozunumu, kabuk modeli, Pyatov-Salamov metodu, izinli GT geçişleri, birinci yasaklı geçişler.

Bilim Kodu : 202.1.108

ABSTRACT

M. Sc. Thesis

THE INVESTIGATION OF PROPERTIES GT AND CHARGE- EXCHANGE BETA DECAY FOR $^{56,66,68}\text{Ni}$ ISOTOPES

Sevilay KAYHAN

Karabük University

Graduate School of Natural and Applied Sciences

Department of Physics

Thesis Advisor:

Assoc. Prof. Dr. Necla ÇAKMAK

June 2017, 32 pages

In this thesis the beta decay properties both allowed Gamow-Teller (GT) and first forbidden (FF) for $^{56,66,68}\text{Ni}$ isotopes in the nickel mass region have investigated by using proton-neutron Quasi Random Phase Approximation (pn-QRPA). The allowed beta decay half-lives have been calculated with schematic model (SM) and Pyatov-Salamov method (PM) in the particle-hole (ph) channel. The contributions from the first forbidden beta transitions are investigated by SM within the framework of pn-QRPA in the ph channel. The numerical calculations are executed with Woods-Saxon (WS) potential as mean field potential in the Fortran77 program language. The obtained total beta decay half-lives results are compared the corresponding experimental data.

Key Word : β -decay, shell model, Pyatov-Salamov method, allowed GT transitions, first forbidden transitions.

Science Code : 202.1.108



TEŞEKKÜR

Çalıőmalarım ve eğitimim boyunca yardımını, bilgi birikimini, sabrını ve sevgisini benden hiçbir zaman esirgemeyen ve bana her zaman destek veren öğrencisi olmaktan onur duyduğum saygıdeğer tez danıőmanım Doç. Dr. Necla ÇAKMAK' a en içten teőekkürlerimi sunarım.

Hayatım boyunca bana olan inanç ve güvenlerini yitirmeyen, bugünlere gelebilmem için verdiği maddi manevi güçle, sevgiyle her zaman yanımda olan, evladı olduğum için gurur duyduğum canım Annem, Babam ve kardeőim Yunus Kaan KAYHAN' a teőekkürü bir borç bilirim.

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
KABUL.....	ii
ÖZET	iv
ABSTRACT	v
TEŞEKKÜR	vii
İÇİNDEKİLER	viii
ŞEKİLLER DİZİNİ	x
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	xi
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	xiii
BÖLÜM 1	1
GİRİŞ.....	1
BÖLÜM 2	4
BETA BOZUNUMU	4
2.1. FERMINİN BETA BOZUNUM TEORİSİ.....	4
2.2. İZİNLİ GT VE BİRİNCİ YASAKLI GEÇİŞLER	6
2.3. KABUK MODELİ.....	8
2.4. WOODS-SAXON POTANSİYELİ.....	9
BÖLÜM 3	13
ŞEMATİK MODEL VE PYATOV-SALAMOV METODU.....	13
3.1. ŞEMATİK MODEL VE PYATOV-SALAMOV METODUNUN İZİNLİ GT GEÇİŞLERE UYGULANMASI	13
3.2. pn-QRPA YÖNTEMİ İLE GT DURUMLARININ ENERJİ VE DALGA FONKSİYONLARININ BELİRLENMESİ.....	16
3.3. GT DURUMLARININ MATRİS ELEMANLARININ HESAPLANMASI	18
3.4. BİRİNCİ YASAKLI GEÇİŞLERİN NÜKLEER MATRİS ELEMANLARININ HESAPLANMASI	19

	<u>Sayfa</u>
BÖLÜM 4.....	24
SONUÇ VE TARTIŞMA.....	24
4.1. A= 56, 66, 68 NİKEL İZOTOPLARI İÇİN HESAPLAMA SONUÇLARI	24
4.2. TARTIŞMA.....	28
KAYNAKLAR.....	30
ÖZGEÇMİŞ.....	32



ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa

Şekil 2.1.Kare kuyu, harmonik osilatör ve Woods-Saxon potansiyelleri..... 11



ÇİZELGELER DİZİNİ

Sayfa

Çizelge 2.1. İzinli ve yasaklı geçişler için seçim kuralları.....	8
Çizelge 4.1. pn-QRPA hesaplamaları için ele alınan çekirdeklerin Ikeda toplam kuralı değerleri.	25
Çizelge 4.2. Parçacık-deşik (χ_{ph}) etkin etkileşme değerleri.	25
Çizelge 4.3. Nikel izotopları için izinli GT yarı ömür süreleri.	26
Çizelge 4.4. Nikel izotopları için toplam beta geçiş yarı ömür süreleri.....	28

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

SİMGELER

- n : Durum sayısı
 j : Toplam açısal momentum kuantum sayısı
 m : Manyetik kuantum sayısı
 s : Spin
 β : Beta parçacığı
 A : Nükleon sayısı
 p : Proton
 n : Nötron
 e^+ : Pozitron
 e^- : Elektron
 ν : Nötrino
 $\bar{\nu}$: Anti-nötrino
 \hbar : Planck sabiti
 ρ : Durum yoğunluğu
 φ : Serbest parçacık dalga fonksiyonu
 μ : İndirgenmiş kütle
 γ_ρ : Güç parametresi

KISALTMALAR

F	: Fermi
GT	: Gamow-Teller
FF	: First Forbidden (Birinci Yasaklı)
GTR	: Gamow-Teller Rezonansı
WS	: Woods-Saxon Potansiyeli
PM	: Pyatov-Salamov Metodu
SM	: Şematik Model
pn-QRPA	: proton-neutron Quasiparticle Random Phase Approximation (proton nötron Kuazi Rastgele Faz Yaklaşımı)
RQRPA	: Relativistic Quasiparticle Random Phase Approximation (Rölativistik Kuazi Rastgele Faz Yaklaşımı)
RPA	: Random Phase Approximation (Rastgele Faz Yaklaşımı)
RHA	: Relativistic Hartree Approximation (Rölativistik Hartree Yaklaşımı)
ISR	: Ikeda Sum Rule (Ikeda Toplam Kuralı)
BCS	: Bardeen Cooper Schrieffer Teorisi
HF	: Hartree Fock
Ψ_S	: Son durum dalga fonksiyonu
E_p	: Proton enerjisi
ω_i	: Gamow-Teller 1^+ durumlarının enerjisi
M_{Si}	: İlk ve son durum matris elemanı
$f(Z', P)$: Fermi fonksiyonu
I_i	: Başlangıç açısal momentumu
I_S	: Son durum açısal momentumu
Q	: Bozunma enerjisi
B_{GT}^{\pm}	: Beta geçiş güç fonksiyonu
$G_{1\mu}^{\pm}$: Gamow-Teller operatörü
ψ_{np}^i	: Kuazi bozon dalga fonksiyonunun genliği
φ_{np}^i	: Kuazi bozon dalga fonksiyonunun genliği
\hat{h}_0	: Etkin etkileşme hamiltonyeni
H	: Hamiltonyen operatörü

H_{SM}	: Şematik model hamiltonyeni
H_{sp}	: Tek parçacık hamiltonyeni
H_{sqp}	: Tek kuazi parçacık hamiltonyeni
$\tau^{+(i)}$: İzospin vektörü
ε	: Tek parçacık enerjisi
\hat{a}^+	: Parçacık üretme operatörü
\hat{a}	: Parçacık yok etme operatörü
\hat{C}^+	: Kuazi bozon üretme operatörü
\hat{C}	: Kuazi bozon yok etme operatörü
Ψ_i	: Başlangıç dalga fonksiyonu
$V(r)$: Merkezci potansiyel
V_1	: Ortalama alan potansiyelinin izovektör kısmı
V_{ls}	: Spin yörünge potansiyeli
V_c	: Coulomb potansiyeli
$t_{1/2}$: Yarı-ömür süresi
k.e	: Kompleks eşlenik

BÖLÜM 1

GİRİŞ

Beta (β) bozunum süreçleri çekirdek yapısının incelenmesinde önemli bir yer tutmaktadır. Özellikle yük değişimli kollektif uyarılmalar olan Fermi (F) ve Gamow-Teller (GT) geçişleri ile ilgili hem deneysel hem de teorik çalışmalar tüm hızıyla devam etmektedir. Beta geçişleri teorik olarak incelendiğinde nükleonlar arasındaki spin ve izospin etkileşme kuvvetleri dikkate alınır. Parçacık-parçacık (pp) ve parçacık-deşik (ph) kanallarındaki etkin etkileşme kuvvetlerinin gücü keyfi bir parametre aracılığıyla ifade edilir. Bu parametreler beta geçişlerine ait olan teorik ve deneysel değerlerin birbirleri ile karşılaştırılması ile bulunur. Son yıllarda teknolojinin gelişmesi ile birlikte proton ve nötron sayısı fazla olan çekirdeklerin keşfedilmesi bu konuya olan ilginin artmasına neden olmuştur. Nötron zengin çekirdekler için beta geçiş süreçlerinin incelenmesi ve bu çekirdeklerin yaşam sürelerinin özellikle yeni jenerasyon radyoaktif iyon çarpıştırıcılarında belirlenmesi astrofiziksel olarak nükleosentez olaylarında büyük bir öneme sahiptir. Hızlı nötron yakalama süreci (r-process) nötron zengin bölgede meydana gelir ve doğada gözlemlenebilir demirden daha ağır kararlı nükleitlerin neredeyse yarısının oluşumundan sorumludur [1,2].

Egzotik nikel izotoplarında düşük enerjili monopol durumları rölativistik Hartree yaklaşımı (RHA) + rölativistik kuazi rastgele faz yaklaşımı (RQRPA) ve Skyrme Hartree Fock (HF) + rastgele faz yaklaşımı (RPA) mikroskobik modelleri kullanılarak Khan, Paar ve Vretenar (2011) tarafından incelenmiştir. Her iki model de farklı enerjili yoğunluk fonksiyonlarına bağlıdır ve 10-15MeV aralığında enerji bölgesindeki monopol durumların oluştuğunu ifade etmektedir [3]. $A \leq 76$ olan nikel izotopları için toplam β^- geçiş yaşam süresi ve β^- gecikmiş nötron emisyon olasılıkları Borzov (2004) tarafından incelenmiştir. Bu çalışmada β dağılım fonksiyonu hem Gamow-Teller hem de birinci yasaklı geçişleri içeren öz uyumlu

yoğunluk fonksiyonu + sürekli QRPA çerçevesinde hesaplanmıştır [4]. Çok büyük ve ağır yıldızların süpernova fazındaki silikon yanmasında nikel izotopları önemli bir rol oynamaktadır. Bu nikel izotoplarındaki elektron yakalama oranı kor büzülme fazında önemlidir. Jameel (2017) tarafından anahtar nikel izotopları için taban durumu ve uyarılmış durumların Gamow-Teller güç dağılımları pn-QRPA modeli çerçevesinde incelenmiştir [5].

Çekirdekler A sayıda nükleondan oluştuklarından onlara çok parçacıklı bir sistem gibi bakılabilir ve çok parçacıklı bir sistemin matematiksel açıdan çözülmesi kolay değildir. Çekirdeği oluşturan parçacıklar arasındaki etkileşme kuvvetlerinin de belli olmaması problemin çözümünü daha da zorlaştırmaktadır. Bu nedenle, çekirdek yapısı incelendiğinde yaklaşık yöntemler kullanılır.

Nükleer fizikte yaygın olarak kullanılan modellerden biri kabuk modelidir. Bu modele göre çok parçacıklı sistemi oluşturan her bir parçacığın, diğer parçacıkların oluşturduğu ortak öz-uyumlu bir potansiyelde hareket ettiği düşünülür. Ortalama alan olarak; Harmonik osilatör, Nilsson potansiyeli, Woods-Saxon gibi farklı potansiyel kuyuları kabul edilebilir. Elektron ve proton saçılmalarında yük ve kütle dağılımı, Woods-Saxon potansiyeli fonksiyonuna daha yakın olduğu için kabuk modelde potansiyel kuyusu olarak Woods-Saxon potansiyelinin kullanılması problemin çözümünün doğruluğunda etkindir. Bu tez çalışmasında öz uyumlu potansiyel olarak Woods-Saxon potansiyeli kullanılacaktır.

Nikel (Ni) gibi nötron zengin çekirdeklerin Gamow-Teller ve yük değişimli yani birinci yasaklı beta geçiş özelliklerinin incelenmesi ve toplam yarı ömür sürelerinin hesaplanması hem deneysel hem de teorik çalışmalara önemli bir katkı sağlayacaktır.

Bu tez çalışmasında izinli beta geçiş Gamow-Teller uyarılmalarının yarı ömür süreleri şematik model ve çekirdek içindeki bozulmuş simetrilerin restorasyonu ile ilgili olan Pyatov-Salamov metodu ile hesaplanacaktır. Pyatov-Salamov metodu, hem çift çekirdeklerin hem de tek çekirdeklerin Fermi ve Gamow-Teller uyarılmalarının incelenmesinde çok sık kullanılan başarılı bir yöntemdir [6-12].

Birinci yasaklı geçişlerin yarı ömür süreleri ise şematik modelde pn-QRPA çerçevesinde Woods-Saxon potansiyeli bazı ile elde edilecektir. Böylece bazı Ni izotopları için birinci yasaklı geçişlerden gelen katkılar da dikkate alınarak toplam β -geçiş yarı ömür süreleri hesaplanacaktır.

Tezin birinci bölümünde nükleonlar arasındaki F ve GT geçişleri ile ilgili kısa bir literatür bilgisi ile nikel izotopları için teorik ve deneysel çalışmalar hakkında bilgi verilmiştir. İkinci bölümde beta bozunumunun Fermi teorisi, izinli GT ve birinci yasaklı beta geçişleri ele alınmıştır. Ayrıca, çekirdek kabuk modeli ve Woods-Saxon potansiyeli hakkında bilgi verilmiştir. Üçüncü bölümde şematik model ile öz-uyumlu etkin etkileşme yöntemi olarak kullandığımız Pyatov-Salamov metodunun Gamow-Teller geçişlerine uygulanması, pn-QRPA yaklaşımıyla Hamilton operatörünün öz değer ve öz fonksiyonlarının analitik olarak elde edilmesi genel olarak verilmiştir. Aynı zamanda; birinci yasaklı beta geçiş nükleer matris elemanlarının elde edilmesi ve pn-QRPA çerçevesinde şematik model ile Hamilton operatörünün öz değer ve öz fonksiyonlarının hesaplanması ile ilgili bilgiler yer almaktadır. Son bölümde ise ^{56,66,68}Ni izotopları için elde edilen toplam beta geçiş yarı ömür süreleri deneysel değerler ile karşılaştırılmıştır.

Bu tez çalışması ile ilgili sonuçlarının bir kısmı Cumhuriyet Science Journal dergisinde "Gamow-Teller strength distributions for some magic nuclei" ve "The total β half-lives for some nickel isotopes" başlıklı makaleler olarak yayınlanmıştır [12,26]. Ayrıca; tez çalışmasının sonuçları NSP 2015 ve NSP 2016 uluslararası konferanslarında poster olarak sunulmuştur.

BÖLÜM 2

BETA BOZUNUMU

Çekirdeğin negatif elektron yayınlaması sonucunda gözlenen ilk radyoaktif olaylardan birisi beta bozunumudur. Nükleer yapının ve zayıf etkileşme özelliklerinin doğru olarak anlaşılabilmesinde beta bozunumunun önemi büyüktür. Nükleer beta bozunumu bilinen atomik parçacıkların reaksiyonları arasında izole edilmiş bir durumda yer almakta iken daha sonra beta bozunumu ile çok yakından ilgili olan temel parçacık süreçleri ortaya çıkmıştır. Beta bozunumunun etkileşmesi elektromanyetik kuvvetlerden daha küçük büyüklükte olan çiftlenmiş bir güç ile ifade edilir ve bu zayıf etkileşme olarak adlandırılır [13]. Dolayısıyla nükleer beta geçişleri zayıf etkileşim teorisinin daha iyi anlaşılmasında, paritenin korunmasında ve söz konusu geçişler ile çekirdek yapısının öğrenilmesinde çok önemli bir yere sahiptir. Nükleer β -bozunum süreçleri;

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu} \quad (\beta^- \text{ geçişi}) \quad (2.1)$$

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu \quad (\beta^+ \text{ geçişi}) \quad (2.2)$$

$$p + e^- \rightarrow n + \nu \quad (\text{elektron yalalama}) \quad (2.3)$$

olarak üç kısımda incelenir [14].

2.1. FERMİ'NİN BETA BOZUNUMU TEORİSİ

Beta bozunum teorisi ilk olarak Fermi tarafından ortaya konulmuştur. β -bozunum teorisindeki önemli gelişmeler zayıf etkileşme teorisinin formülasyonu ve zayıf etkileşmedeki paritenin korunmaması ile ilgilidir. Nükleer β -bozunumu bu iki

gelişmenin araştırılarak geliştirilmesi açısından önemlidir. İlk olarak, β -bozunum zayıf etkileşme parametrelerinin belirlenmesinde kullanılır. İkinci olarak, küresel ve deformasyonlu çekirdeklerin nükleer yapısının incelenmesinde önemli bir yer tutar.

Zayıf etkileşim sabitinin elde edilmesinde β -bozunumu ilk sırada yer alır. Zayıf etkileşime Hamiltonyeni,

$$H_\beta = \sum_{i=1}^5 \left\{ (\bar{\psi}_p O_i \psi_i) (\bar{\psi}_e O'_i (G_i + G'_i \gamma_5) \psi_\nu) + k. e. \right\} \quad (2.4)$$

olarak verilir (k.e. = kompleks eşlenik).

Hamiltonyen içerisinde yirmi gerçek sabit içerir. Ancak genel zayıf etkileşim teorisi uygulandığında sabit sayısı azalır. Kapsamlı deney tarafından desteklenen bu teoriye göre, β -bozunumu Hamiltonyeni sadece vektör ve aksel vektör terimlerini içerir. Bu durumda Hamiltonyen aşağıda verilen,

$$H_\beta = \frac{G}{\sqrt{2}} \sum_{\mu=1}^4 \left\{ (\bar{\psi}_p \gamma_\mu (1 + \lambda \gamma_5) \psi_n) (\bar{\psi}_e \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_\nu) + k. e. \right\}. \quad (2.5)$$

ifadesine dönüşür. Burada, $\lambda = \frac{G_A}{G_V}$; $\gamma_4 = \beta$; $\gamma_m = -i\beta\alpha_m$; $\alpha_m = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_m \\ \sigma_m & 0 \end{pmatrix}$, $m = 1, 2, 3$ şeklindedir.

Nükleer teorideki, H_β Hamiltonyeni genellikle Fermi ve Gamow-Teller terimlerinin toplamı olarak yazılır.

$$H_\beta = \frac{G_V}{\sqrt{2}} \left\{ \sum_i \tau^{+(i)} (\gamma_\mu)_i (\bar{\psi}_e(\mathbf{r}) (1 + \gamma_5) \psi_\nu(\mathbf{r})) + k. e. \right\} + \frac{G_A}{\sqrt{2}} \left\{ \sum_i \tau^{+(i)} (\gamma_m \gamma_5)_i (\bar{\psi}_e(\mathbf{r}) \gamma_m (1 + \gamma_5) \psi_\nu(\mathbf{r})) + k. e. \right\} \quad (2.6)$$

Bir proton için i . nci nötronu dönüştüren izospin vektör bileşenini $\tau^{+(i)}$ gösterir. G_V ve G_A vektör ve aksenal vektör etkileşme sabitleridir. İlk ve son nükleer durumları arasındaki β geçişini tanımlayan matris elemanları,

$$M_\beta = \langle s | H_\beta | i \rangle = M_V + M_A. \quad (2.7)$$

olarak verilir. Burada M_V ve M_A Fermi ve Gamow-Teller matris elemanlarını belirtir. Dirac operatörlerinin matris elemanları γ_4 ve $\gamma_m \gamma_5$ ($m = 1, 2, 3$) birimdedir. Diğer yandan γ_m ve $\gamma_4 \gamma_5$ operatörlerinin matris elemanları v/c düzenindedir. Fermi düzeyinde nükleon hızı v ile temsil edilir. Yani v/c ile orantılı terimler ve v/c' nin bağımsız terimleriyle ilişkilidir. M_V ve M_A matris elemanları genellikle $|\mathbf{p}_e - \mathbf{p}_\nu| r_i$ güç serilerine genişletilir. Elektron ve nötrinin momentumunun farkı olan $(\mathbf{p}_e - \mathbf{p}_\nu)$ ve r_i yaklaşık olarak nükleer yarıçapa eşittir. v/c ve $|\mathbf{p}_e - \mathbf{p}_\nu| R$ parametreleri 1/10 mertebesinde bulunmaktadır.

v/c ve $|\mathbf{p}_e - \mathbf{p}_\nu| R$ güç parametreleri β -geçişlerinin standart sınıflandırılmasına yol açar. β bozunumları izinli geçişler, birinci yasaklı geçişler ve ikinci yasaklı geçişler şeklinde belirlenir. Seçim kuralları parite değişiminin ($\pi_i \pi_s$) ve spin farkının $\Delta I = |I_i - I_s|$ belirlenmesine göre yapılır [15]. Bilindiği gibi parite değişiminde; pariteler farklı olursa -1, pariteler aynı olursa +1 değeri alınır.

2.2. İZİNLI GT GEÇİŞLERİ VE BİRİNCİ YASAKLI GEÇİŞLER

Birinci yasaklı beta geçişleri; özellikle çift beta bozunumunda oluşan nötrinoların kütlelerinin varlığı ve fiziksel özelliklerinin belirlenmesinde, zayıf etkileşme parametrelerinin daha hassas hesaplanmasında, lepton korunumunun sağlanıp sağlanmadığında ve hızlı sürecin açıklanmasında çok önemli rol oynamaktadır. Yani, yasaklı geçişler çekirdek yapısından, astrofizikteki yıldızların oluşumuna kadar birçok konunun anlaşılmasına yardımcı olur [16].

İzinli geçişlerde elektron ve nötrinin dalga fonksiyonlarının $r=0$ başlangıç noktalarındaki değerleri dikkate alınarak seçim kuralları belirlenir. Bu durumda elektron ve nötrinin yörünge açısal momentumları sıfır olur ve elektron ile

nötrinin spinlerinden kaynaklanan çekirdeğin açısal momentumunda değişiklik meydana gelir. Nötrino ve elektron için spin değeri (s) 1/2' dir. Bu iki spin eğer paralel ise toplam spin bir, antiparalel ise sıfır değerini alır. Elektron ve nötrinin spinlerinin antiparalel olması durumunda izinli yaklaşımda nükleer spin de değişiklik olmaz (yani $l = 0$) ve bu Fermi bozunumudur. Elektron ve nötrinin spinleri paralel ise toplam açısal momentumları $l=1$ olur. Bu durum ise vektör çiftlenmesi durumu yani Gamow-Teller bozunumudur.

İzinli geçişlerin oluşma olasılığının az olması durumunda meydana gelen geçişler yasaklı geçişler olarak adlandırılır. İzinli matris elemanlarının sıfır olması durumunda yasaklı geçişler olabilir. Birinci yasaklı geçişin gerçekleşmesi için genellikle ilk ve son durumlar zıt pariteli olmalıdır. Parite değişikliğini sağlamak için elektron ve nötrinin, çekirdeğe göre tek değerli yörünge açısal momentum ile yayınlanmaları gerekir [17].

Elektron ve nötrinin yörünge açısal momentumlarının olmadığı durumlarda ilk ve son durumların pariteleri $(-1)^l$ ifadesi ile bulunmaktadır. İzinli geçişler ve birinci yasaklı geçişler için parite değişimi ve spin farkındaki seçim kuralları aşağıdaki Çizelge 2.1' de verilmiştir [16].

Bu çizelge ile ele alınan nükleer matris elemanları sembolik olarak gösterilmektedir. B_{ij} sembolü aşağıdaki ifade ile temsil edilir:

$$B_{ij} = \int (d\mathbf{r}) \left\{ \sigma_i x_j + \sigma_j x_i - \frac{2}{3} \delta_{ij} (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{r}) \right\}. \quad (2.8)$$

Paritesi -1 ve $\Delta I = \pm 2$ olan birinci yasaklı geçişler nadir geçişler (U1F) olarak adlandırılır ve 1* ile gösterilir. İzobarik seçim kuralları da çok önemlidir.

Çizelge 2.1. İzinli ve birinci yasaklı beta geçişlerin seçim kuralları.

Sınıf	Matris Elemanları	$\pi_i\pi_s$	Seçim Kuralları
A	$\langle 1 \rangle$ $\langle \sigma \rangle$	1 1	$\Delta I=0$ $\Delta I=0,\pm 1$ hariç $0 \rightarrow 0$
1	$\langle r \rangle$ $\langle \sigma \gamma_5 \rangle$ $\langle \gamma_5 \rangle$ $\langle \sigma \cdot r \rangle$ $\langle \sigma x r \rangle$ B_{ij}	-1 -1 -1 -1 -1 -1	$\Delta I = 0, \pm 1$ hariç $0 \rightarrow 0$ $\Delta I = 0, \pm 1$ hariç $0 \rightarrow 0$ $\Delta I = 0$ $\Delta I = 0$ $\Delta I = 0, \pm 1$ hariç $0 \rightarrow 0$; $1/2 \rightarrow 1/2$ $\Delta I = 0, \pm 1$ hariç $0 \rightarrow 0$; $1/2 \rightarrow 1/2$; $0 \rightarrow 1$
1*	B_{ij}	-1	$\Delta I = 0, \pm 2$ hariç $0 \rightarrow 0$; $1/2 \rightarrow 1/2$; $0 \rightarrow 1$

β -bozunumu Hamiltonyeni $\tau^{+(i)}$ ve $\tau^{-(i)}$ matrislerini içerir ve seçim kuralları aşağıda verildiği gibidir:

$$\Delta T = 0, \pm 1; \quad \Delta T_z = \pm 1. \quad (2.9)$$

İzinli Fermi geçişinin matris elemanları ise

$$\langle s | \sum_i (\tau_x^{(i)} \pm i\tau_y^{(i)}) | i \rangle = \langle s | T_{\pm} | i \rangle. \quad (2.10)$$

ile ifade edilir [16].

2.3. KABUK MODELİ

Çekirdeğin kabuk yapısıyla ilgili teorik düşünceler Hartree-Fock (HF) yöntemine dayalıdır. Bunun yerine, atom yapısı soygazlara benzer şekildeki dolu kabuk için deneysel kanıtlar daha sonra ortalama alan potansiyellerinin öz-uyumlu alanlara göre açıklanabilir. Atomik yapının temel farkı şu şekilde açıkça ifade edilebilir; burada çekirdeğin Coulomb alanına karşılık gelen iç kaynak ile üretilebilen baskın bir alan yoktur ve bu elektron-elektron etkileşmelerinin daha fazla karmaşık

etkileri olmaksızın atomların birçok özelliğini açıklamada faydalıdır. Ortalama alan çekirdeği de sadece nükleon-nükleon etkileşimi tarafından oluşur. Bir ortalama alanda etkileşmeyen parçacık modelinin bu hali bağımsız parçacık modeli olarak adlandırılır.

Kabuk yapısı üzerindeki deneysel bilgilerin en önemli parçası sihirli sayıların varlığıdır. Proton ve nötron sayıları sihirli değerlere sahip ise, çekirdeğin kararlı yapıda olduğu ortaya çıkmaktadır. Bu durum aşağıdaki maddelerle karakterize edilebilir:

- ✓ Çekirdeğin toplam bağlanma enerjisi daha büyüktür.
- ✓ Tek nükleon ayırmak için gerekli enerji daha büyük olur.
- ✓ En düşük uyarılmış durumlar daha yüksek enerjiye sahiptir.
- ✓ Protonlar (nötronlar) için aynı sihirli sayıların izotop ve izotonlarının çok sayıda olmasıdır.

Alt sihirli sayılar protonlar ve nötronlar için aynıdır ve 2, 8, 20, 28, 50, 82' dir. 126 ise sadece nötronlar için deneysel olarak belirlenmiştir. Teorik olarak süper ağır çekirdeklerde beklediğimiz en yakın sihirli sayılar protonlar için 114, nötronlar için 184 değerine sahiptir [18].

2.4. WOODS-SAXON POTANSİYELİ

Çekirdek yapısının incelenmesinde elde edilen sonuçların hassaslığı kullanılan ortalama alan potansiyellerinden dolayı sınırlıdır. Seçilen potansiyelin en iyi olması, çekirdek yüzey kesiminin kalınlığını doğru ifade 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 küresel ve deforme çekirdeklerde ortalama alan potansiyelinin analitik formu genellikle Woods-Saxon potansiyeli gibi seçilir.

Woods-Saxon potansiyeli sonlu derinlikte ve küresel simetriye sahip bir potansiyeldir. Eş potansiyel yüzeyi $r=R_0$ nükleer potansiyelin yarısına karşılık gelir. Bu potansiyel iki kısımdan oluşur. Birinci kısım izoskaler ve izovektör ortalama alan potansiyelidir [19].

Merkezcil potansiyel ve spin orbit potansiyelini aşağıdaki gibi ifade edebiliriz:

$$V(r) = -\frac{V_0^{N,Z}}{1+\exp[(1/a)(r-R_0)]}, \quad (2.11)$$

ve

$$V_{ls}(r) = -\zeta \frac{1}{r} \frac{dV(r)}{dr} (\mathbf{l} \cdot \mathbf{s}). \quad (2.12)$$

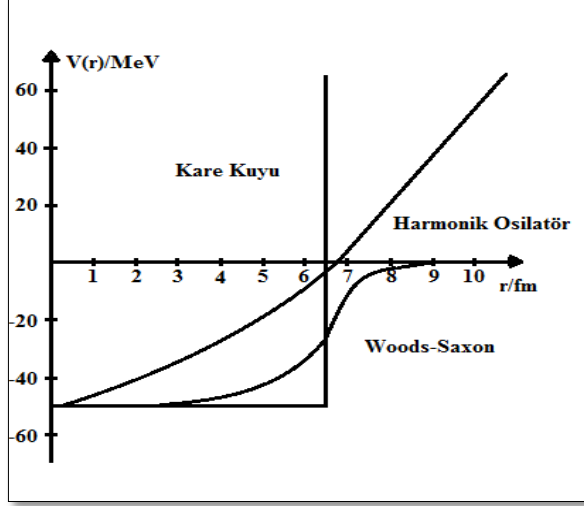
Woods-Saxon potansiyelinin izovektör kısmından dolayı nötron ve proton sistemlerinin derinliği birbirinden farklıdır;

$$V_0^N = V_0 \left[1 - 0,63 \frac{N-Z}{A} \right], \text{ (nötron için)} \quad (2.13a)$$

$$V_0^Z = V_0 \left[1 + 0,63 \frac{N-Z}{A} \right], \text{ (proton için).} \quad (2.13b)$$

Bu eşitliklerde yer alan sabitler, $V_0 = 53\text{MeV}$, $R_0 = r_0 A^{1/3}$, $r_0 = 1,24 \times 10^{-13} \text{ cm}$, $a = 0,63 \times 10^{-13} \text{ cm}$, $\zeta = 0,263 \{1 + 2[(N - Z)/A](10^{-13} \text{ cm})^2\}$ şeklindedir. A atomik sayısının genişliğinde küresel çekirdekler için yeterli kararlılıkta olabilir [15].

Şekil 2.1' de bazı ortalama alan potansiyelleri verilmiştir. Hesaplamalarımızda kullandığımız WS potansiyeli yüzey etrafındaki kısmi saçılma reaksiyonları için çok önemlidir ve çekirdek içindeki nükleonların yoğunluk dağılımını en iyi şekilde ifade etmektedir. Woods-Saxon potansiyeli çekirdek dışında üstel olarak sıfıra gider.



Şekil 2.1. Kare kuyu, harmonik osilatör ve Woods-Saxon potansiyelleri [15].

Enerjinin var olan değeri harmonik osilatörde önemli değildir, çünkü doğal olan enerjisi uzak mesafelerde titreşim hareketi yapar.

Harmonik osilatör potansiyeli aşağıdaki gibi ifade edilir:

$$V(r) = \frac{1}{2} m\omega^2 r^2 \quad (2.14)$$

genel olarak $\hbar\omega \approx 41 \text{ MeV} \times A^{1/3}$ olarak verilir. Bu hesaplama için çok uygundur ama büyük mesafelerde sıfır yerine sonsuza gider. Açık bir şekilde büyük mesafelerde dalga fonksiyonları üretilmez. Hiçbir saçılma durumu yoktur ve $\exp(-kr)$ yerine $\exp(-k^2 r^2)$ kullanılır. $R = r_0 A^{1/3}$ için çekirdek yüzeyinde osilatör sabitinin $A^{-1/3}$ bağılılığı ifade edilir. A 'nın değeri ne olursa olsun aynı potansiyeli vardır. Bu şekildeki potansiyel sabit derinlikteki kuyu potansiyeline benzer.

Kare kuyu potansiyeli için ise aşağıdaki ifade kullanılır.

$$V(r) = \begin{cases} -V_0 & \text{için } r \leq R \\ \infty & \text{için } r > R \end{cases} \quad (2.15)$$

Bu orta dereceli zorluktaki hesaplamaları birleştiren uzlaşmadır. $r \geq R$ için dalga fonksiyonu kaybolur ve bu nedenle gerçekçi değildir. Dalga fonksiyonları analitik olarak verilebilir. Osilatör potansiyelinin yeterli olmadığı durumlarda genellikle Woods-Saxon potansiyeli kullanılır [15].



BÖLÜM 3

ŞEMATİK MODEL VE PYATOV-SALAMOV METODU

Şematik model deneye bağımlı bir model olduğundan yapılan hesaplamalarda her bir süreç için etkin etkileşme parametresi farklı değerlere sahip olur. Bu durum, kullanılan etkin etkileşmenin belirsiz olmasına hem de serbest parametre sayısının artmasına neden olur ve bu noktada şematik model geçerliliğini kaybeder. Bu nedenle yük değişimli etkileşmeler olan spin-izospin geçişlerinin tam ve doğru olarak incelenebilmesi için deneyden bağımsız olan öz uyumlu modellere ihtiyaç duyulur. Bu modellerden biri de Pyatov ve Salamov tarafından geliştirilen öz uyumlu etkin etkileşme yöntemi olan Pyatov-Salamov metodudur ve günümüzde de başarılı ve etkin bir biçimde kullanılmaktadır [6].

3.1. ŞEMATİK MODEL VE PYATOV-SALAMOV METODUNUN İZİNLİ GEÇİŞLERE UYGULANMASI

Toplam çekirdek Hamilton operatörünün merkezci teriminin izoskaler kısmı yani $H_{sqp} - (V_1 + V_C + V_{Is})$ ile GT operatörü komütatif değildir:

$$[H_{sqp} - (V_1 + V_C + V_{Is}), G_{1\mu}^\rho] \neq 0 \quad (3.1)$$

Pyatov-Salamov metodunun GT geçişlerine uygulanması durumunda Hamilton operatörünün çekirdek kısmının belirli bir teriminin bozulmuş süper simetrisi restore edilir. Böylece toplam Hamilton operatörü ile GT operatörü arasındaki bozulmuş komütasyon koşulu restore edilir. GT operatörü aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$G_{1\mu}^\rho = \sum_k \sigma_{1\mu}(k) \tau_k^\rho; \quad (\rho = \pm). \quad (3.2)$$

Küresel simetrik bir ortalama alan içerisinde nükleonlar arasındaki çift etkileşmeler dikkate alınır. Bu durumda kabuk modeli Hamiltonyeni yani tek kuazi parçacık Hamilton operatörü ikinci kuantumlanma kuazi parçacık uzayında aşağıdaki gibi yazılır:

$$H_{sqp} = \sum_{\tau, j_m} \varepsilon_{j_\tau} \alpha_{j_\tau m_\tau}^\dagger \alpha_{j_\tau m_\tau}; \quad \tau = n, p \quad (3.3)$$

j_τ açısal momentumlu çekirdeğin kuazi parçacık üretme (yok etme) $\alpha_{j_\tau m_\tau}^\dagger$ ($\alpha_{j_\tau m_\tau}$) operatörleri ve çekirdeğin tek kuazi parçacık enerjisi ε_{j_τ} ile ifade edilir.

Pyatov-Salamov metoduna göre Eşitlik (3.1)' de ifade edilen komütasyon koşulunun sağlanması için Hamilton operatörüne eklenen h_0 etkin etkileşme Hamiltonyeni aşağıda ifade edildiği gibidir:

$$h_0 = \sum_{\rho=\pm} \frac{1}{4\gamma_\rho} \sum_{\mu=0,\pm 1} [H_{sqp} - V_1 - V_C - V_{ls}, G_{1\mu}^\rho]^\dagger \times [H_{sqp} - V_1 - V_C - V_{ls}, G_{1\mu}^\rho]. \quad (3.4)$$

Bu Hamilton operatöründe yer alan γ_ρ güç parametresi aşağıdaki koşuldan bulunur:

$$[H_{sqp} - V_1 - V_C - V_{ls} + h_0, G_{1\mu}^\pm] = 0. \quad (3.5)$$

V_1, V_C ve V_{ls} sırasıyla kabuk model potansiyelinin izovektör, Coulomb ve spin orbit potansiyelleridir. Gerekli ara işlemlerden sonra Eşitlik (3.5) ifadesinden γ_ρ parametresi elde edilir [20]:

$$\gamma_\rho = \frac{\rho(-1)^\mu}{2} \langle 0 | [[H_{sqp} - V_1 - V_C - V_{ls}, G_{1\mu}^\rho], G_{1\mu}^\rho] | 0 \rangle. \quad (3.6)$$

Kuazi parçacık gösteriminde GT uyarılmaları için şematik model Hamiltonyeni genellikle aşağıdaki şekilde kabul edilir:

$$H_{SM} = H_{SqP} + h_{ph} \quad (3.7)$$

H_{SqP} tek kuazi parçacık Hamiltonyeni ve h_{ph} ise parçacık-deşik (ph) kanalındaki GT etkin etkileşme kuvvetidir. Bilindiği gibi ph kanalındaki etkin etkileşme sabiti anne ve kız çekirdeğinin düşük enerjili durumları arasındaki β -bozunma $\log ft$ değerleri ve Gamow-Teller rezonans (GTR) enerjisinin deneysel değerinden sabitlenir.

İkinci kuantumlanma kuazi parçacık uzayında GT operatörü aşağıdaki gibidir:

$$G_{1\mu}^- = \sum_{np} [\bar{b}_{np} C_{np}^\dagger(\mu) + (-1)^{1+\mu} b_{np} C_{np}(-\mu)], \quad (3.8)$$

ve

$$G_{1\mu}^+ = [G_{1\mu}^-]^\dagger. \quad (3.9)$$

Burada; $C_{np}^\dagger(\mu)$ ve $C_{np}(\mu)$ kuazi bozon üretme ve yok etme operatörleridir ve aşağıdaki gibi ifade edilir:

$$C_{np}^\dagger(\mu) = \sqrt{\frac{3}{2j_n+1}} \sum_{m_n, m_p} (-1)^{j_p-m_p} \langle j_p m_p 1 \mu | j_n m_n \rangle \alpha_{j_n m_n}^\dagger \alpha_{j_p -m_p}^\dagger \quad (3.10)$$

$$C_{np}(\mu) = [C_{np}^\dagger(\mu)]^\dagger. \quad (3.11)$$

Bu operatörler kuazi bozon yaklaşımında aşağıdaki komütasyon koşulunu sağlamaktadır:

$$[C_{np}(\mu), C_{n'p'}^\dagger(\mu')] = \delta_{nn'} \delta_{pp'} \delta_{\mu\mu'} \quad (3.12a)$$

ve

$$[C_{np}(\mu), C_{n'p'}(\mu')] = 0 \quad (3.12b)$$

Kuazi bozon yaklaşımında, ph kanalındaki etkin etkileşme parametresi ise

$$h_{ph} = 2\chi_{ph} \sum_{npn'p'\mu'} [\bar{b}_{np} C_{np}^\dagger(\mu) + (-1)^{1+\mu} b_{np} C_{np}(-\mu)] \times [\bar{b}_{n'p'} C_{n'p'}(\mu')(-1)^{1+\mu'} b_{n'p'} C_{n'p'}^\dagger(-\mu')], \quad (3.13)$$

ile verilir. Burada; \bar{b}_{np} ve b_{np} ile gösterilen terimler indirgenmiş matris elemanlarıdır. Böylece Pyatov-Salamov metoduna göre sistemin toplam Hamiltonyeni aşağıdaki şekilde ifade edilir:

$$H_{PM} = H_{sqp} + h_{ph} + h_0. \quad (3.14)$$

3.2. pn-QRPA YÖNTEMİ İLE GT DURUMLARININ ENERJİ VE DALGA FONKSİYONLARININ BELİRLENMESİ

Toplam Hamiltonyenin öz değerleri ve öz fonksiyonları pn-QRPA yaklaşımda elde edilir. Tek-tek çekirdeklerde GT 1^+ uyarılmaları anne çekirdeğin ilişkili taban durumlarından oluşur. Yük değişimli spin-spin kuvveleri ile tek kuazi parçacık Hamiltonyeninin öz değerlerini temel olarak alır [20].

pn-QRPA' da tek-tek çekirdekte GT 1^+ durumlarının i .nci uyarılmaları fonon uyarılmaları olarak kabul edilir ve şu şekilde tarif edilir:

$$|i\rangle = Q_i^\dagger(\mu)|0\rangle = \sum_{np} [\psi_{np}^i C_{np}^\dagger(\mu) - (-1)^{1+\mu} \varphi_{np}^i C_{np}(-\mu)]|0\rangle. \quad (3.15)$$

pn-QRPA fonon üretme operatörü $Q_i^\dagger(\mu)$, $|0\rangle$ çift-çift çekirdeğin taban durumuna karşılık gelen fonon vakumu temsil eder. Tüm i değerleri için $Q_i^\dagger(\mu)|0\rangle = 0$ koşulunu sağlamaktadır. ψ_{np}^i ve φ_{np}^i kuazi bozon dalga fonksiyon genlikleridir. Fonon üretme ve yok etme operatörleri ile aşağıdaki komütasyon bağıntısı yazılabilir:

$$\langle 0|[Q_i(\mu), Q_j^\dagger(\mu')]|0\rangle = \delta_{ij}\delta_{\mu\mu'} \quad (3.16)$$

ψ_{np}^i ve φ_{np}^i genlikleri için aşağıdaki ortonormalizasyon durumu elde edilir.

$$\sum_{np} [\psi_{np}^i \psi_{np}^{i'} - \varphi_{np}^i \varphi_{np}^{i'}] = \delta_{ii'}. \quad (3.17)$$

pn-QRPA yöntemine göre GT 1^+ durumlarının dalga fonksiyonları ve enerjileri aşağıdaki hareket denkleminde elde edilir;

$$[H_{PM}, Q_i^\dagger(\mu)]|0\rangle = \omega_i Q_i^\dagger(\mu)|0\rangle. \quad (3.18)$$

Burada ω_i komşu tek-tek çekirdekte meydana gelen GT 1^+ durumlarının enerjisidir. Bu enerjiler çift-çift çekirdeğin taban durumu üzerinden hesaplanmaktadır. Aşağıdaki doğrusal denklemler ise ψ_{np}^i ve φ_{np}^i kuazi bozon dalga fonksiyonu genliklerini elde etmek içindir.

$$\sum_{np} [(\rho_{n'pn'p'} - \omega_i \delta_{nn'} \delta_{pp'}) \psi_{np}^i - (-1)^{1+\mu} \eta_{n'pn'p'} \varphi_{np}^i] = 0 \quad (3.19)$$

ve

$$\sum_{np} [\eta_{n'pn'p'} \psi_{np}^i - (-1)^{1+\mu} (\rho_{n'pn'p'} - \omega_i \delta_{nn'} \delta_{pp'}) \varphi_{np}^i] = 0 \quad (3.20)$$

ρ ve η matrislerini hesaplamak için aşağıdaki ikili komütasyon çözülür.

$$\rho_{n'pn'p'} = [C_{n'p'}(\mu), [H_{PM}, C_{np}^\dagger(\mu)]] \quad (3.21)$$

ve

$$\eta_{n'pn'p'} = [C_{n'p'}(\mu), [H_{PM}, C_{np}(-\mu)]] \quad (3.22)$$

Bu matrisler için aşağıdaki denklemler elde edilir.

$$\begin{aligned} \rho_{n'pn'p'} = \varepsilon_{np} \delta_{nn'} \delta_{pp'} + \sum_{\rho} \frac{1}{2\gamma_{\rho}} E_{np}^{\rho} E_{n'p'}^{\rho} + 2\gamma_{ph} (\bar{b}_{n'p'} \bar{b}_{np} + b_{n'p'} b_{np}) \\ - 2\gamma_{pp} (\bar{d}_{n'p'} \bar{d}_{np} + d_{n'p'} d_{np}) \end{aligned} \quad (3.23)$$

$$\eta_{npn'p'} = (-1)^\mu \left\{ \sum_\rho \frac{\rho}{2\gamma_\rho} E_{np}^\rho E_{n'p'}^\rho + 2\gamma_{ph} (\bar{b}_{n'p'} b_{np} + b_{n'p'} \bar{b}_{np}) - 2\gamma_{pp} (\bar{d}_{n'p'} d_{np} + d_{n'p'} \bar{d}_{np}) \right\} \quad (3.24)$$

Energileri ω_i olan sürekli denklemin kökleri aşağıdaki seküler denklemin çözümünden elde edilir:

$$\begin{vmatrix} \sum (\rho_{npn'p'} - \omega_i \delta_{nn'} \delta_{pp'}) & \sum \eta_{npn'p'} \\ \sum \eta_{npn'p'} & \sum (\rho_{npn'p'} - \omega_i \delta_{nn'} \delta_{pp'}) \end{vmatrix} = 0 \quad (3.25)$$

ψ_{np}^i ve φ_{np}^i genlikleri ise Eşitlik (3.17), (3.19) ve (3.20)' den bulunur. Seküler denklemin ayrıntılı çözümleri Çakmak (2008) tarafından yapılmıştır [20].

3.3. GT DURUMLARININ MATRİS ELEMANLARININ HESAPLANMASI

Birbirine komşu tek-tek çekirdeklere oluşan GT 1^+ durumları için karakteristik niceliklerden biri GT geçiş matris elemanlarıdır. $0^+ \rightarrow 1^+$ uyarılmış durumları için β^- ve β^+ geçiş matris elemanlarının hesaplanması için aşağıdaki ifadeler kullanılır:

$$\begin{aligned} M_{\beta^-}^i(0^+ \rightarrow 1_i^+) &= \langle 1_i^+, \mu | G_{1\mu}^- | 0^+ \rangle = \langle 0 | [Q_i(\mu), G_{1\mu}^-] | 0 \rangle \\ &= -\sum_{np} (\psi_{np}^i b_{np} + \varphi_{np}^i \bar{b}_{np}) \end{aligned} \quad (3.26)$$

ve

$$\begin{aligned} M_{\beta^+}^i(0^+ \rightarrow 1_i^+) &= \langle 1_i^+, \mu | G_{1\mu}^+ | 0^+ \rangle = \langle 0 | [Q_i(\mu), G_{1\mu}^+] | 0 \rangle \\ &= \sum_{np} (\psi_{np}^i \bar{b}_{np} + \varphi_{np}^i b_{np}) \end{aligned} \quad (3.27)$$

β^\pm içeren Gamow-Teller indirgenmiş matris elemanları aşağıda ifade edildiği gibidir:

$$B_{GT}^{(\pm)}(\omega_i) = \sum_{\mu} \left| M_{\beta^{\pm}}^i(0^+ \rightarrow 1_i^+) \right|^2 \quad (3.28)$$

ve

β^{\pm} geçiş güçleri (S^{\pm}) Ikeda toplam kuralı (ISR)' yi yerine getirmelidir [21].

$$S^{\pm} = \sum_i B_{GT}^{(\pm)}(\omega_i), \quad (3.29)$$

$$ISR = S^{(-)} - S^{(+)} \cong 3(N - Z). \quad (3.30)$$

3.4. BİRİNCİ YASAKLI GEÇİŞLERİN NÜKLEER MATRİS ELEMANLARININ HESAPLANMASI

Birinci yasaklı beta geçişlerin matris elemanlarının hesaplanması için öz uyumlu Woods-Saxon potansiyeli ile pn-QRPA yaklaşımı kullanılmıştır. Tek-tek çekirdeklerde $\lambda^{\pi} = 0^-, 1^-, 2^-$ olan spin-izospin-bağımlı titreşim modlarını oluşturan Hamiltonyen modeli kuazi bozon yaklaşımı ile aşağıdaki gibi verilir:

$$\hat{H} = \hat{H}_{sqp} + \hat{h}_{ph}. \quad (3.31)$$

Sistemin tek kuazi parçacık Hamiltonyeni ise

$$\hat{H}_{sqp} = \sum_{j_{\tau}} \varepsilon_{j_{\tau}} \alpha_{j_{\tau}m_{\tau}}^{\dagger} \alpha_{j_{\tau}m_{\tau}}, \quad (\tau = p, n) \quad (3.32)$$

şeklinde verilir. Burada açısal momentumu j_{τ} olan nükleonların tek kuazi parçacık enerjileri $\varepsilon_{j_{\tau}}$ ve kuazi parçacık üretme (yok etme) operatörleri $\alpha_{j_{\tau}m_{\tau}}^{\dagger}(\alpha_{j_{\tau}m_{\tau}})$ ile verilir.

\hat{h}_{ph} parçacık-deşik kanalında $0^-, 1^-, 2^-$ titreşim modları oluşturan spin-izospin etkin etkileşme Hamiltonyenidir ve aşağıdaki gibi ifade edilmektedir:

$$\hat{h}_{ph} = \frac{2\chi_{ph}}{g_A^2} \sum_{j_p j_n j_{p'} j_{n'} \mu} \left[b_{j_p j_n} A_{j_p j_n}^+(\lambda\mu) + (-1)^{\lambda-\mu} \bar{b}_{j_p j_n} A_{j_p j_n}(\lambda-\mu) \right] \times \\ \left[b_{j_{p'} j_{n'}} A_{j_{p'} j_{n'}}(\lambda\mu) + (-1)^{\lambda-\mu} \bar{b}_{j_{p'} j_{n'}} A_{j_{p'} j_{n'}}^+(\lambda-\mu) \right]. \quad (3.33)$$

Burada, parçacık-deşik etkin etkileşme sabiti χ_{ph} ile gösterilir. Kuazi bozon üretme $A_{j_p j_n}^+(\lambda\mu)$ ve yok etme $A_{j_p j_n}(\lambda\mu)$ operatörleri ise

$$A_{j_p j_n}^+(\lambda\mu) = \sqrt{\frac{2\lambda+1}{2j_p+1}} \sum_{m_n m_p} (-1)^{j_n-m_n} \langle j_n m_n \lambda \mu | j_p m_p \rangle \times \alpha_{j_p m_p}^+ \alpha_{j_n-m_n}^+, \quad (3.34)$$

$$A_{j_p j_n}(\lambda\mu) = \left\{ A_{j_p j_n}^+(\lambda\mu) \right\}^\dagger. \quad (3.35)$$

şeklinde verilir.

$b_{j_p j_n}, \bar{b}_{j_p j_n}$ ise rank0, rank1 ve rank2 için rölativistik olmayan multipol operatörlerin indirgenmiş matris elemanlarıdır ve aşağıdaki gibi gösterilmektedir:

$$b_{j_p j_n} = \langle j_p(l_p s_p) || r_k [Y_1 \sigma_k]_0 || j_n(l_n s_n) \rangle V_{j_n} U_{j_{8p}} \quad (3.36a)$$

$$\bar{b}_{j_p j_n} = \langle j_p(l_p s_p) || r_k [Y_1 \sigma_k]_0 || j_n(l_n s_n) \rangle U_{j_n} V_{j_p} \quad (3.36b)$$

$$b_{j_p j_n} = \langle j_p(l_p s_p) || r_k [Y_1 \sigma_k]_1 || j_n(l_n s_n) \rangle V_{j_n} U_{j_p} \quad (3.36c)$$

$$\bar{b}_{j_p j_n} = \langle j_p(l_p s_p) || r_k [Y_1 \sigma_k]_1 || j_n(l_n s_n) \rangle U_{j_n} V_{j_p} \quad (3.36d)$$

$$b_{j_p j_n} = \langle j_p(l_p s_p) || r_k [Y_1 \sigma_k]_2 || j_n(l_n s_n) \rangle V_{j_n} U_{j_p} \quad (3.36e)$$

$$\bar{b}_{j_p j_n} = \langle j_p(l_p s_p) || r_k [Y_1 \sigma_k]_2 || j_n(l_n s_n) \rangle U_{j_n} V_{j_p} \quad (3.36f)$$

U_{j_τ} ve V_{j_τ} standart Bardeen, Cooper, Schrieffer (BCS) genlikleridir. Rank0 ve rank1 için geçiş olasılıklarının hesaplanmasında ξ yaklaşımının etkisi önemlidir.

Birinci yasaklı geçişlerin momentleri matris elemanları tarafından belirlenir ve bu matris elemanları aşağıdaki gibidir [22]:

$\lambda^\pi = 0^-$ için rölativistik ve rölativistik olmayan matris elemanları sırasıyla,

$$M^{\mp}(\rho_A, \lambda = 0) = \frac{g_A}{\sqrt{4\pi c}} \sum_k t_{\mp}(k) (\boldsymbol{\sigma}_k \cdot \boldsymbol{\vartheta}_k) \quad (3.37)$$

ve

$$M^{\mp}(j_A, \kappa = 1, \lambda = 0) = g_A \sum_k t_{\mp}(k) r_k \{Y_1(r_k) \sigma_k\}_{0\mu}. \quad (3.38)$$

$\lambda^\pi = 1^-$ için rölativistik ve rölativistik olmayan matris elemanları,

$$M^{\mp}(j_v, \kappa = 0, \lambda = 1, \mu) = \frac{g_v}{\sqrt{4\pi c}} \sum_k t_{\mp}(k) r_k (\boldsymbol{\vartheta}_k)_{1\mu}, \quad (3.39)$$

$$M^{\mp}(\rho_v, \lambda = 1, \mu) = g_v \sum_k t_{\mp}(k) Y_{1\mu}(r_k), \quad (3.40)$$

ve

$$M^{\mp}(j_v, \kappa = 1, \lambda = 1, \mu) = g_A \sum_k t_{\mp}(k) r_k \{Y_1(r_k) \sigma_k\}_{1\mu}. \quad (3.41)$$

Son olarak $\lambda^\pi = 2^-$ için rölativistik olmayan matris elemanı ise

$$M^{\mp}(j_A, \kappa = 1, \lambda = 2, \mu) = g_A \sum_k t_{\mp}(k) r_k \{Y_1(r_k) \sigma_k\}_{2\mu}. \quad (3.42)$$

şeklinde verilir. Burada g_A aksenal vektörel etkileşme sabiti, $t_{\mp}(k)$ izospin artırma (azaltma) operatörü, r_k nükleonun yarıçap vektörü, $Y_1(r_k)$ ise küresel harmonik operatör, $\boldsymbol{\vartheta}_k$ ise hız ifadesidir.

Her bir uyarılmış durum için $B(\lambda^\pi = 0^-, 1^-, 2^-; \beta^{\mp})$ geçişlerinin olasılıklarını aşağıdaki gibi yazabiliriz:

Rank0 için

$$B(\lambda^\pi = 0^-, \beta^\mp) = \left| \langle 0_i^- \parallel M_{\beta^\mp}^0 \parallel 0^+ \rangle \right|^2. \quad (3.43)$$

ve

$$M_{\beta^\mp}^0 = \pm M^\mp(\rho_A, \lambda = 0) - i \frac{m_e c}{\hbar} \xi M^\mp(j_A, \kappa = 1, \lambda = 0). \quad (3.44)$$

Rank1 için

$$B(\lambda^\pi = 1^-, \beta^\mp) = \left| \langle 1_i^- \parallel M_{\beta^\mp}^1 \parallel 0^+ \rangle \right|^2 \quad (3.45)$$

ve

$$M_{\beta^\mp}^1 = M^\mp(j_\nu, \kappa = 0, \lambda = 1, \mu) \pm i \frac{m_e c}{\sqrt{3}\hbar} M^\mp(\rho_\nu, \lambda = 1, \mu) + i \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{m_e c}{\hbar} \xi M^\mp(j_A, \kappa = 1, \lambda = 1, \mu). \quad (3.46)$$

Rank2 için ise

$$B(\lambda^\pi = 2^-, \beta^\mp) = \left| \langle 2_i^- \parallel M_{\beta^\mp}^2 \parallel 0^+ \rangle \right|^2, \quad (3.47)$$

$$M_{\beta^\mp}^2 = M^\mp(j_A, \kappa = 1, \lambda = 2, \mu) \quad (3.48)$$

şeklinde verilir.

Genel olarak ft değerleri aşağıdaki gibidir:

$$(ft)_{\beta^\mp} = \frac{D}{(g_A/g_\nu)^2 4\pi B(I_s \rightarrow I_i \beta^\mp)} \quad (3.49)$$

burada, $D = \frac{2\Pi^3 \hbar^2 \ln^2}{g_\nu^2 m_e^5 c^4} = 6250s$, $\frac{g_A}{g_\nu} = -1,254$ şeklindedir.

$\lambda=n+1$ geçişleri eşsiz birinci yasaklı geçişler (rank2 veya U1F) olarak adlandırılır ve ft değeri aşağıdaki gibi ifade edilir [22]:

$$(ft)_{\beta^{\mp}} = \frac{D}{(g_A/g_V)^2 4\pi B(I_s \rightarrow I_i, \beta^{\mp})} \frac{(2n+1)!!}{[(n+1)!]^2 n!} \quad (3.50)$$

Birinci yasaklı beta geçişlerin rank0 uyarılmış durumları akmak vd. (2010) tarafından pn-QRPA formalizmi kullanılarak yapılmıştır [23].



BÖLÜM 4

SONUÇ VE TARTIŞMA

4.1. A= 56, 66, 68 NİKEL İZOTOPLARI İÇİN HESAPLAMA SONUÇLARI

Ele alınan nikel izotopları için izinli beta bozunum süreçleri, pn-QRPA yaklaşımında hem şematik model hem de Pyatov-Salamov metodu kullanılarak incelenmiştir. İzinli GT geçişleri ve birinci yasaklı geçişler için sayısal hesaplamalarda ortalama alan potansiyeli olarak WS potansiyeli ele alınmış ve parametrelerin seçiminde Chepurnov parametrizasyonu dikkate alınmıştır. Sadece parçacık-deşik (ph) etkin etkileşme kanalında hesaplamalar yapılmıştır. Nükleonlar arasındaki çift etkin etkileşme sabitleri $C_n = C_p = 12/\sqrt{A}$ olarak kabul edilmiş ve herhangi bir söndürme faktörü kullanılmamıştır.

Nümerik hesaplama sonuçları FORTRAN 77 programlama dili kullanılarak elde edilmiştir. GT geçişleri için etkin etkileşme güç parametresi $\chi_{ph} = 5,2A^{0.7}$ MeV biriminde kullanılmıştır.

Gamow-Teller geçiş güç dağılımları için Ikeda Toplam Kuralı (ISR) değerleri Çizelge 4.1' de gösterilmiştir. Ikeda toplam kuralı modelden bağımsız olduğu için elde edilen değerler şematik model ve Pyatov-Salamov metodunun güvenilirliğini test etmek açısından önemlidir.

Çizelge 4.1.'in ikinci ve üçüncü sütunlarında β^- toplam geçiş güç dağılımları, dördüncü ve beşinci sütunlarında β^+ toplam geçiş güç dağılımlarının SM ve PM ile hesaplanmış değerleri, son sütunda ise pn-QRPA yaklaşımında ele alınan değerleri verilmiştir.

Çizelge 4.1. pn-QRPA hesaplamaları için ele alınan çekirdeklerin Ikeda toplam kuralı değerleri.

A	$S^{(-)}$		$S^{(+)}$		$S^{(-)} - S^{(+)}$		ISR=3(N-Z)
	SM	PM	SM	PM	SM	PM	
56	13,003	12,373	13,003	12,373	0	0	0
66	30,427	30,132	0,971	0,713	29,456	29,419	30
68	36,875	36,421	1,583	1,279	35,292	35,142	36

Proton ve nötron sayısı aynı olan ^{56}Ni izotopunun Ikeda toplam kuralı değerinin sıfır olması pn-QRPA hesaplamaları ile desteklenmektedir [24]. Görüldüğü gibi toplam pn-QRPA enerjilerine karşılık gelen β^{-} ve β^{+} Gamow-Teller güç dağılımları aynıdır. Çizelge 4.1.' den görüldüğü gibi Pyatov-Salamov metodu ile hesaplanmış β^{\pm} GT güç dağılımları SM ile hesaplanan değerlere göre biraz daha küçüktür. Yani, Pyatov-Salamov metodunda kullanılan restorasyon terimi (h_0) beta güçlerinin azalmasına neden olmuştur. Bu azalma miktarı β^{-} ve β^{+} güç dağılımlarında yaklaşık olan aynı olduğundan toplam kuralını değiştirmemiştir. β^{+} gücü, β^{-} gücünden yaklaşık olarak (N-Z) kadar küçük olduğundan restorasyon teriminin β^{+} geçiş güç dağılımları üzerine daha etkili olduğu görülmektedir.

İzinli GT geçişlerinin SM ve PM hesaplamaları için ele alınan nikel izotoplarının parçacık-deşik etkin etkileşme sabitleri Çizelge 4.2' de verilmiştir.

Çizelge 4.2. Parçacık-eşik (χ_{ph}) etkin etkileşme değerleri

İzotoplar	χ_{ph} (SM)	χ_{ph} (PM)
^{56}Ni	1,1	1,0
^{66}Ni	1,0	1,0
^{68}Ni	1,1	1,0

Aynı bir çekirdeğin farklı izotopları için h_0 etkin etkileşmesi farklı karakterli olabilir. Yani restorasyon terimi, hafif izotoplarda itici karakterli olmasına rağmen ağır izotoplara yaklaştıkça çekici karakterlere dönüşmektedir. Özellikle parçacık-parçacık (pp) kanalındaki etkileşmeler pn-QRPA hesaplamalarına ilave edildiğinde bu durum daha fazla görülmektedir. Ancak, şematik model hesaplamalarında hem ph hem de pp kanallarındaki hesaplamalarda etkin etkileşme sabitleri her zaman çekici karakterlidir. Pyatov-Salamov metodunda ise pp etkin etkileşme parametresi izotopa bağlı olarak itici veya çekici karakterli olabilir [8].

Bu tez çalışmasındaki pn-QRPA hesaplamaları sadece ph kanalındaki etkileşmeler göz önüne alınarak yapılmıştır. Dolayısıyla hem SM hem de PM ile yapılan hesaplamalarda ph etkin etkileşme parametresi ile restorasyon terimi itici karakterlidir.

Şematik model ve Pyatov-Salamov metodu ile taban durum $0^+ \rightarrow 1^+$ geçiş yarı ömür süreleri Çizelge 4.3.' de deneysel değerler ile karşılaştırılmıştır. Çizelge 4.3.'den görüldüğü gibi Ni-56 izotopu hariç diğer izotoplarda elde edilen değerler SM sonuçlarına göre deneysel verilere daha yakındır. Pyatov-Salamov metodunda yer alan h_0 etkin etkileşme teriminin önemini ifade etmektedir. Kabuk model Hamiltonyeni ile GT operatörü arasındaki bozulmuş komütasyon koşulunun düzeltilmesinin gerekli olduğunu söyleyebiliriz.

Çizelge 4.3. Nikel izotopları için izinli GT yarı ömür süreleri.

Geçişler	$t_{1/2} (s)$		
	Deneysel Veriler [25]	pn-QRPA (SM)	pn-QRPA (PM)
${}^{56}_{28}Ni + e^- \rightarrow {}^{56}_{27}Co + \nu$	524,880	459,648	993,600
${}^{66}_{28}Ni \rightarrow {}^{66}_{29}Cu + e^- + \bar{\nu}$	196,560	180,360	220,680
${}^{68}_{28}Ni \rightarrow {}^{68}_{29}Cu + e^- + \bar{\nu}$	29	25,3	37,8

Oluşma ihtimali izinli bozulmalara göre daha az ve daha uzun yarı ömür sürelerine sahip olan yasaklı geçişlerin taban durum-taban durum geçişlerine olan katkısı toplam beta geçiş yarı ömür sürelerinin belirlenmesinde çok etkilidir. Bilindiği gibi ft fonksiyonu, geçiş matris elemanının karesi ile ters orantılıdır. ft ne kadar büyükse ele alınan geçiş o kadar imkânsızdır, yani yasaklanmıştır. $\lambda^{\pi} = 0^{-}, 1^{-}$ ve 2^{-} olan birinci yasaklı geçişlerin çekirdek yapısının anlaşılmasında önemli olan beta geçişlerinin $\log ft$ değerleri, yarı ömür sürelerinin belirlenmesinde, iki nötrinolu çift beta bozunum süreçlerinin ve nükleer astrofiziksel olayların açıklanmasında kayda değer bir katkısı bulunmaktadır. Çünkü proton-nötron, nötron-proton reaksiyonları olan yük değişimli kollektif uyarılmaların incelenmesi sadece GT rezonans enerjisi, Ikeda toplam kuralı, tesir kesiti gibi özelliklerin incelenmesinden ibaret değildir. Dolayısıyla, hem taban durum hem de uyarılmış durumların nükleer matris elemanlarının belirlenmesi hem de yarı ömür sürelerinin hesaplanması büyük bir önem taşımaktadır.

Bu tez çalışmasında; birinci yasaklı beta geçişlerin katkısı pn-QRPA (SM) yaklaşımında sadece ph etkin etkileşme kanalı dikkate alınarak incelenmiştir. İzinli GT geçiş hesaplamaları ile uyumlu olması açısından bu hesaplamalarda da herhangi bir sönüm faktörü kullanılmamıştır. Birinci yasaklı geçişlerden gelen katkılar dikkate alınarak hesaplanan toplam yarı ömür süreleri Çizelge 4.4' de gösterilmiş ve deneysel veriler ile karşılaştırılmıştır [26]. Çizelge 4.4.' den görüldüğü gibi birinci yasaklı geçişlerden gelen katkılar dikkate alındığında pn-QRPA (PM) ile hesaplanan sonuçlar deneysel verilere daha yakın fazla yakınlaşmıştır.

Çizelge 4.4. Nikel izotopları için toplam beta geçiş yarı ömür süreleri.

A	$t_{1/2}$ (s)		
	DeneySEL Veriler [25]	pn-QRPA (SM) GT+rank0+rank1+rank2	pn-QRPA (PM) GT+rank0+rank1+rank2
56	524,880	789,696	871,776
66	196,560	172,080	204,120
68	29	23,2	31,08

Etkin etkileşme güç parametreleri olarak sırasıyla; rank0, rank1 ve rank2 için $\chi_{rank0} = 30A^{-5/3} \text{ MeV fm}^{-2}$, $\chi_{rank1} = 55A^{-5/3} \text{ MeV fm}^{-2}$ ve $\chi_{rank2} = 99A^{-5/3} \text{ MeV fm}^{-2}$ kullanılmıştır.

4.2. TARTIŞMA

Bu çalışmada, nikel bölgesindeki bazı izotopların beta bozunum süreçleri Pyatov-Salamov metoduna göre çekirdeğin kabuk model Hamilton operatörü ile GT operatörü arasındaki bozulmuş komütasyon koşulu restore edilmiştir. Daha sonra parçacık-deşik kanalında GT etkin etkileşmesi dikkate alınarak nikel bölgesindeki A=56,66,68 olan izotoplar için beta geçiş süreçleri incelenmiştir.

Aynı zamanda deneye bağımlı bir model olan şematik model pn-QRPA beta bozunum yarı ömür hesaplamaları da parçacık-deşik etkin etkileşmesi ile elde edilmiştir.

Toplam beta geçiş yarı ömür sürelerinin belirlenmesinde önemli bir etken olan birinci yasaklı geçişlerin katkısı pn-QRPA yaklaşımda incelenmiştir.

Bu tez çalışması hem izinli GT geçişlerinin hem de birinci yasaklı beta geçişlerinin pn-QRPA mikroskopik yaklaşımında birlikte ele alınması açısından büyük bir

önem taşımaktadır. Tez çalışması ile ilgili varılan sonuçları aşağıdaki gibi özetleyebiliriz:

- İkinci kuantumlanma uzayında proton-nötron iki kuazi parçacık uyarılmalarının beta bozunum süreçlerinin anlaşılmasında etkili ve önemli olması.
- Öz uyumlu deneyden bağımsız mikroskopik model olan Pyatov-Salamov metodunun beta bozunum süreçlerinin analiz edilmesinde restorasyon teriminin gerekli bir koşul olması.
- Yük değişimli kolektif uyarılmaların katkısının toplam beta güç dağılımlarının detaylı analizinde etkin rol alması.

KAYNAKLAR

1. Nabi, J. U., Çakmak, N., and Iftikhar, Z., "First-forbidden β -decay rates, energy rates of β -delayed neutrons and probability of β -delayed neutron emissions for neutron-rich nickel isotopes", *Eur. Phys. J. A*, 52 (5): 117-131 (2016).
2. Ünlü, S., "Çekirdekte yük değişimli kolektif titreşimler", Doktora Tezi, *Anadolu Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü*, Eskişehir, 20-27 (2006).
3. Khan, E., Paar, N. and Vretenar, D., "Low-energy monopole strength in exotic Nicel isotopes", *Physical Review C*, 84 (5): 051301 (2011).
4. Borzov, I. N., "The β -delayed neutron emission in ^{78}Ni region", *Physical Review C*, 71 (6): 065801 (2005).
5. Nabi, J. U., "Nickel isotopes in stellar matter", *Eur. Phys. J. A*, 48: 84 (2012).
6. Pyatov, N. I. and Salamov, D. I., "Conservation laws and collective excitations in nuclei", *Nukleonika*, 22: 127-141 (1997).
7. Salamov, D. I., Ünlü, S. and Çakmak, N., "The study of beta transition properties for neutron rich Sn and Te isotopes by Pyatov method", *Pramana-Journal of Physics*, 69 (3): 369-375 (2007).
8. Çakmak, N., Ünlü, S. and Selam, C., "The study of the Gamow-Teller 1^+ states in $^{112-124}\text{Sb}$ isotopes", *Pramana Journal of Physics*, 75 (4): 649-663 (2010).
9. Çakmak, N., Ünlü, S. and Selam, C., "Low-lying Gamow-Teller transitions in spherical nuclei", *Physics of Atomic Nuclei*, 75 (1): 8-16 (2012).
10. Ünlü, S. and Çakmak, N., "The effect of restoration broken SU(4) symmetry on double beta decay rates", *Nuclear Physics A*, 939: 13-20 (2015).
11. Ünlü, S., Çakmak, N. and Selam, C., "The $2\nu\beta\beta$ -decay rates within Pyatov's restoration method", *Nuclear Physics A*, 957: 491-512 (2017).
12. Çakmak, N., Kayhan, S., ve Ünlü, S., "Gamow-Teller strength distributions for some magic nuclei", *Cumhuriyet Science Journal*, 36 (1): 1-8 (2015).
13. Langanke K., Martinez-Pinedo G., "Nuclear weak interaction processes in stars", *Rev. Mod. Phys.*, 75: 819-862, (2003).
14. Greiner, W. and Maruhn, J. A., "Nuclear Models", Springer, *Berlin*, Almanya, 237-245 (1996).

15. Soloviev, V. G., "Theory of Complex Nuclei", Pergamon Press, **Oxford**, İngiltere, 20-23 (1976).
16. Soloviev, V. G., "Theory of Complex Nuclei", Pergamon Press, **Oxford**, İngiltere, 200-205 (1976).
17. Krane, K. S., "Introductory Nuclear Physics", **John Wiley-Sons.**, Amerika Birleşik Devletleri, 277-282 (1988).
18. Yıldırım, Z., "Deforme çekirdeklerde makas mod seviyelerinin beta bozunumu ve elektromanyetik geçiş özelliklerinin incelenmesi" Doktora tezi, **Sakarya Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü**, Sakarya, 17-25 (2009).
19. Salamov, D. I., et al, "Calculation of the $1^+ \rightarrow 0^+$ allowed Gamov-Teller beta transition $\log(ft)$ values in spherical nuclei", **Proceedings of 5th Conf. On Nucl. And Part. Phys.** (NUPPAC 05), Cairo, 361-372 (2005).
20. Çakmak, N., "Tek çekirdeklerde yük değişimli etkileşmelerinin Pyatov yöntemi ile incelenmesi", Doktora Tezi, **Anadolu Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü**, Eskişehir, 13-21 (2008).
21. Ikeda, K., Fujii, S. and Fujita, J. I., "The (p,n) reactions and beta decays", **Phys. Lett.**, 3: 27 (1963).
22. Bohr, A. and Mottelson, B. R., "Nuclear Structure Volume I", **W. A. Benjamin Inc., New York**, Amerika Birleşik Devletleri, 138-146 (1969).
23. Çakmak, N., Manisa, K., Ünlü, S. and Selam, C., "The investigation of beta decays in some spherical nuclei", **Pramana Journal of Physics**, 74 (4): 541-553 (2010).
24. Suhonen, J., "From Nucleons to Nucleus Concepts of Microscopic Nuclear Theory", Springer, **Berlin**, Almanya, 613-614, (2007).
25. Audi, G. et al., "The Ame2012 atomic mass evaluation", **Chinese Phys. C**, 36: (12) 1-1287 (2012).
26. Kayhan, S., Çakmak, N., "The total β -half-lives for some nickel isotopes", **Cumhuriyet Science Journal**, 37 (1): 10-17 (2016).

ÖZGEÇMİŞ

SEVİLAY KAYHAN

1989 yılında Ankara' da doğdu; ilk ve orta öğrenimini Sokullu Mehmet Paşa İlköğretim Okulu'nda, lise öğrenimini Sokullu Mehmet Paşa Lisesi'nde tamamladı. 2009 yılında Karabük Üniversitesi Fizik Bölümünü' nde öğrenimine başlayıp bir yıl İngilizce Hazırlık Eğitimi de alarak 2014 yılında bölüm birincisi olarak mezun oldu. 2014 yılında Karabük Üniversitesi Eğitim Bilimleri Bölümünde Pedagojik Formasyon Eğitimi başlayarak 2015 yılında Pedagojik Formasyon Sertifikasını aldı. 2014 yılında Karabük Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda Yüksek Lisans Programına başlayıp halen devam etmektedir. Yüksek Lisans öğrenimi süresinde iki adet ulusal makale yayınladı; uluslararası konferanslarda iki adet poster sunumu gerçekleştirdi.

ADRES BİLGİLERİ

Adres : KYK Katip Çelebi Kız Yurdu
Bostanbükü Köyü / KARABÜK
Tel : (541) 308 6603
E-posta : kayhansevilay@gmail.com