



**T.C.
MEHMET AKİF ERSOY ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI
YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**DEFORME ÇEKİRDEKLERDE İZOBAR ANALOG
DURUMLARIN ÖZUYUMLU OLARAK
İNCELENMESİ**

Arzu ERDOĞAN

BURDUR, 2016

**T.C.
MEHMET AKİF ERSOY ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI
YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**DEFORME ÇEKİRDEKLERDE İZOBAR ANALOG
DURUMLARIN ÖZUYUMLU OLARAK
İNCELENMESİ**

Arzu ERDOĞAN

Danışman: Doç. Dr. Serdar ÜNLÜ

BURDUR, 2016

ETİK KURALLARA UYGUNLUK BEYANI

Mehmet Akif Ersoy Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Lisansüstü Eğitim ve Öğretim Yönetmeliğinin ilgili hükümleri uyarınca Yüksek Lisans Tezi olarak sunduğum “**Deforme Çekirdeklerde İzobar Analog Durumların Özuyumlu Olarak İncelenmesi**” başlıklı bu tezin;

- Kendi çalışmam olduğumu,
- Sunduğum tüm sonuç, doküman, bilgi ve belgeleri bizzat ve bu tez çalışması kapsamında elde ettiğimi,
- Bu tez çalışmasıyla elde edilmeyen bütün bilgi ve yorumlara atıf yaptığımı ve bunları kaynaklar listesinde usulüne uygun olarak verdiğimi,
- Kullandığım verilerde değişiklik yapmadığımı,
- Tez çalışması ve yazımı sırasında patent ve telif haklarını ihlal edici bir davranışımın olmadığını,
- Bu tezin herhangi bir bölümünü bu üniversite veya diğer bir üniversitede başka bir tez çalışması içinde sunmadığımı,
- Bu tezin planlanmasından yazımına kadar bütün safhalarda bilimsel etik kurallarına uygun olarak davrandığımı,

bildirir, aksinin ortaya çıkması durumunda her türlü yasal sonucu kabul edeceğimi beyan ederim.

... / ... / 20..

Arzu ERDOĞAN

TEŐEKKÜR

Tezimin hazırlanmasında bana her türlü ilgi ve desteği gösteren danışman hocam Doç. Dr. Serdar Ünlü' ye, Muř Alparslan Üniversitesi Fizik Bölümü öğretim üyesi Yrd. Doç. Dr. Hasan Ali Aygör'e beni bugünlere getiren aileme, tezimi hazırlarken bana destek olan eşime ve kuzenime en içten teşekkürlerimi sunarım.

Nisan, 2016

Arzu ERDOĞAN



İÇİNDEKİLER

Sayfa

İÇİNDEKİLER.....	i
ŞEKİL DİZİNİ.....	ii
ÇİZELGE DİZİNİ	iii
ŞİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	iv
ÖZET	ix
SUMMARY.....	x
1.GİRİŞ.....	1
1.1.Beta Bozunumu.....	4
1.2.İzobar Analog Durumlar.....	7
1.3.Çift Beta Bozunumu.....	8
2.MATERYAL VE YÖNTEM.....	11
2.1. Ortalama alandan kaynaklanan simetrilerin bozulması.....	11
2.2. Simetrilerin Restore Edilmesi Yöntemi.....	13
2.3. Tek-Tek Ara Çekirdeklerde İzobar Analog Durumların Özüyumlu Olarak Elde Edilmesi	16
2.3.1. Hamilton Operatörünün Elde Edilmesi	16
2.3.2. Kuazi Rastgele Faz Yaklaşımı Yöntemiyle İzobar Analog Durumların Enerji Ve Dalga Fonksiyonların Belirlenmesi	17
2.3.3. Beta Geçiş Matris Elemanlarının ve Çift Beta Bozunum Çekirdek Matris Elemanına Olan Katkıların Belirlenmesi.....	19
3. SONUÇLAR VE TARTIŞMA.....	20
3.1. Kr İzotopları İçin Fermi Geçişleri Üzerindeki Deformasyon Etkileri	21
3.2. Bazı Deforme Çekirdekler İçin İzobar Analog Durumlar Üzerindeki İzovektör ve Deformasyon Etkileri.....	29
3.3. İki Nötrinolu Çift Beta Bozunumuna İzobar Analog Durumlardan Gelen Katkılar	32
KAYNAKLAR.....	36
ÖZGEÇMİŞ.....	43

ŞEKİL DİZİNİ

Sayfa

Şekil 1.1. m: İzobar Analog Durumların Sayısı.....	8
Şekil 3.1. A = 74, 76, 78 ve 80 izotopları için β^- geçiş gücünün enerji spektrumu. Uyarılma enerjileri anne çekirdeğin taban durumları üzerinden alınmıştır.....	24
Şekil 3.2. Etkin etkileşme sabitinin deformasyon parametresi ile değişimi.....	25
Şekil 3.3. İzospin karışım olasılığının deformasyonla değişimi.....	26
Şekil 3.4. İzobar analog durumların enerjilerinin deformasyonla değişimi.....	27
Şekil 3.5. Z=54-60 aralığındaki çekirdeklerin izotopları için izospin karışım olasılığı.....	29
Şekil 3.6. Z=60-68 aralığındaki çekirdeklerin izotopları için izospin karışım olasılığı.....	30
Şekil 3.7. Z=54-60 aralığındaki çekirdeklerin izotopları için ortalama enerji.....	31
Şekil 3.8. Z=60-68 aralığındaki çekirdeklerin izotopları için ortalama enerji.....	32
Şekil 3.9. Çift beta bozunum genliğine 0^+ durumlarından gelen katkıların dağılımı.....	35

ÇİZELGE DİZİNİ

	Sayfa
Çizelge 3.1. Hesaplanan deformasyonlara göre elde edilen etkin etkileşme sabiti, izospin karışım olasılığı ve izobar analog durumların ortalama enerjileri.....	28
Çizelge 3.2. Deneysel deformasyonlara göre elde edilen etkin etkileşme sabiti, izospin karışım olasılığı ve izobar analog durumların ortalama enerjileri.....	28
Çizelge 3.3. İki nötrinolu çift beta bozunum genliğine Gamow Teller ve Fermi durumlarından gelen toplam katkılar	34



SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

A	:Nükleon sayısı
a	:Difüzyon parametresi
a	:Olasılık genliği
\hat{a}_v^+	:Parçacık üretme operatörü
\hat{a}_v	:Parçacık yok etme operatörü
\hat{a}_{jm}^+	:Kuazi parçacık üretme operatörü
\hat{a}_{jm}	:Kuazi parçacık yok etme operatörü
b	:İzospin karışım olasılık genliği
\bar{b}_{np}	:İndirgenmiş matris elemanı
b_{np}	:İndirgenmiş matris elemanı
β^+	:Pozitron yayınlanması
β^-	:Elektron yayınlanması
\hat{C}_{np}^+	:Kuazi bozon üretme operatörü
\hat{C}_{np}	:Kuazi bozon yok etme operatörü
C_n	:Nötron- nötron çift etkileşme potansiyeli
C_p	:Proton- proton çift etkileşme potansiyeli
\bar{d}_{np}	:Coulomb indirgenmiş matris elemanı
d_{np}	:Coulomb indirgenmiş matris elemanı
dV	:Diferansiyel hacim elemanı
E_{np}^0	:Toplam indirgenmiş matris elemanı
e	:Elektron
e^+	:Pozitron
\hat{F}_ρ	:Yük değişim operatörü

\hat{F}	:Tek parçacık fiziksel büyüklük
$f_{vv'}$:Tek parçacıklı fiziksel büyüklük için matris elemanı
H	:Hamilton
H_{SM}	:Ortalama alan potansiyeli
\hat{H}_ε	:İkinci kuantumlanma uzayında tek parçacık Hamilton operatörü
\hat{H}_{sqp}	:Tek kuazi parçacık hamilton operatörü
\hat{h}	:Etkin etkileşme potansiyeli
I	:Nükleer spin
i	:İzobar analog durumların sayısı
\vec{J}	:Toplam momentum
j_n	:Nötron açısal momentum
j_p	:Proton açısal momentum
m	:Tek parçacık kütlesi
m_i	:Kütle
m_n	:Nötron açısal momentum izdüşümü
m_p	:Proton açısal momentum izdüşümü
$M_F^{\beta^\pm}$:Beta geçiş matris elemanı
$M_{2\nu}^F$:Çift beta bozunumuna Fermi geçişlerinin katkısı
N	:Nötron sayısı
N	:Parçacık sayısı
n	:Nötron
\vec{P}	:Tek parçacık momentumu
\vec{P}	:Lineer momentum
p	:Proton

\hat{Q}_i	:Fonon yok etme operatörü
\hat{Q}^+	:Fonon üretme etme operatörü
QRPA	:Kuazi rastgele faz yaklaşımı
$\rho(\mathbf{E}_s)$:Durum yoğunluğu
s	:Spin
\hat{T}_+	:İzospin yükseltme operatörü
\hat{T}_-	:İzospin indirgenme operatörü
T_0	:Toplam durum izospini
T	:Toplam izospin
$\vec{t}(i)$:İzospin
u_{jn}	:Tek nötron deşik genliği
u_{jp}	:Tek proton deşik genliği
V_{si}	:Matris elemanı
$V(r_i, r_j)$:İki cisim etkileşme potansiyel enerjisi
$V(r)$:Ortalama alan potansiyeli
$V_0(\mathbf{r})$:İzoskaler potansiyel
$V_0(\mathbf{r})\hat{t}_z$:İzovektör potansiyeli
$V_{ls}(\mathbf{r})(\vec{l} \cdot \vec{s})$:Spin yörünge potansiyeli
V_0	:Ortalama alan potansiyelinin derinliği
V	:Beta geçiş operatörü
w_i	:İzobar analog durumların enerjileri
ω	:Çift beta bozunum enerjisi
Z	:Proton sayısı
$\bar{\nu}$:Antinötrino
ν	:Nötrino

u_{jp}	:Tek proton parçacık genliği
u_{jn}	:Tek nötron parçacık genliği
ϵ	:Elektron yakalaması
λ	:Beta geçiş hızı
ψ_i	:İlk durum dalga fonksiyonu
ψ_s	:Son durum dalga fonksiyonu
ψ_{sm}	:Ortalama alan dalga fonksiyonu
ψ_{np}^i	:Kuazi bozon üretme genliği
φ_{np}^i	:Kuazi bozon yok etme genliği
$\Delta\pi$:Parite
η	:İzovektör parametresi
ξ_{ls}	:Spin yörünge parametresi
ϵ_v	:İkinci kuantumlanma uzayında tek parçacık enerjisi
γ	:Etkin etkileşme parametresi
ϵ_j	:Tek kuazi parçacık enerjisi
γ_ρ	:Fermi etkin etkileşme parametresi
Ba	:Baryum
Ce	:Seryum
Dy	:Disprosiyum
Er	:Erbiyum
Gd	:Gadolinyum
Ge	:Germanyum
Kr	:Kripton
Mo	:Molibden
Nd	:Neodim

<i>Ru</i>	:Rutenyum
<i>Sm</i>	:Sarmanyum
<i>Se</i>	:Selenyum
<i>Xe</i>	:Kseneon
<i>Zr</i>	:Zirkonyum



ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

Deforme Çekirdeklerde İzobar Analog Durumların Özuyumlu Olarak İncelenmesi

Arzu Erdoğan

Mehmet Akif Ersoy Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Doç. Dr. Serdar ÜNLÜ

Nisan, 2016

Tek-tek deforme çekirdeklerdeki izobar analog durumlar özuyumlu bir etkin etkileşme yöntemi ile incelenmiştir. Bu yönteme göre toplam çekirdek Hamiltonyeninin Coulomb terimi dışında kalan nükleer kısmının ortalama alan yaklaşımından dolayı bozulmuş olan izospin değişmezliği restore edilmiştir. Komşu tek-tek çekirdeklerdeki izobar analog durumların enerjileri ve dalga fonksiyonları kuazi parçacık rasgele faz yaklaşımı çerçevesinde elde edilmiştir. İzobar analog durumların enerjileri, enerji spektrumu ve taban durum izospin karışım olasılığı hesaplanmış olup bunlar üzerindeki deformasyon etkileri incelenmiştir. Aynı çekirdeğin farklı izotopları için izospin karışım olasılığı ve izobar analog durumların enerjileri hesaplanarak bunlar üzerindeki izovektör ve deformasyon etkileri de incelenmiştir. Ayrıca, iki nötrinolu çift beta bozunum çekirdek matris elemanına ara çekirdeklerdeki 0^+ uyarılmalarından gelen katkılar hesaplanmıştır. Ara çekirdeklerdeki 0^+ uyarılmalarından gelen katkılarının enerji dağılımları verilerek bu katkılarının detaylı bir analizi yapılmıştır. Hesaplamalarda ortalama alan potansiyeli olarak deforme Woods-Saxon potansiyeli ile elde edilen Nilsson tek parçacık enerjileri ve dalga fonksiyonları kullanılmıştır.

Anahtar Kelimeler: İzobar Analog Durum, Çift Beta Bozunumu, Kuazi parçacık Rasgele Faz Yaklaşımı

Hazırlanan bu Yüksek Lisans tezi TÜBİTAK tarafından 112T575 no'lu proje kapsamında desteklenmiştir.

SUMMARY

M.Sc. Thesis

A Self- Consistent Investigation of Isobar Analogue States In Deformed Nuclei

Arzu Erdoğan

**Mehmet Akif Ersoy University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics**

Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Serdar Ünlü

April, 2016

The isobar analogue states in odd-odd deformed nuclei have been investigated by using a self-consistent effective interaction method. The broken isospin invariance of the nuclear part in total Hamiltonian due to the mean field approximation has been restored within this self-consistent method. The energies and wave functions of the isobar analogue states in the neighbor odd-odd nuclei have been obtained within the framework of the quasi particle random phase approximation. The average energy, energy spectrum and the probability for the isospin mixing in the ground state have been calculated and the deformation effects on these quantities have been studied. The deformation and isovector effects on the average energies and the isospin admixture probability for various isotopes have been studied. Moreover, the contributions coming from the isobaric analogue excitations in medium nuclei to the nuclear matrix element for two neutrino double beta decay have been calculated. A detailed analysis has been given by calculating the energy distributions of the contributions. The basis used in the calculations is the deformed Woods-Saxon potential with Nilsson single particle energies and wave functions.

Keywords: Isobar Analogue State, Double Beta Decay, Quasi-particle Random Phase Approximation

This thesis has been supported by the scientific and technological research council of Turkey (TUBİTAK) under the grant number 112T575.



1. GİRİŞ

Çekirdekte, yük değişimli kollektif uyarılmaların (beta bozunumları) incelenmesi çekirdek yapısının anlaşılmasında önemli bir yere sahiptir. Bir zayıf etkileşme prosesi olan beta bozunumlarının incelenmesi, toplam izospinin korunduğu ve optik model, direkt reaksiyon modeli, bileşik çekirdek modeli gibi modellere dayanarak incelenen nükleer reaksiyonlardan farklı olarak yeni bir çekirdek modeline ihtiyaç duymaz. Beta bozunumu bir zayıf etkileşme prosesidir ve bilinen nükleer yapı modellerinin baz alınması ile bir pertürbe etki olarak incelenebilir. Burada baz olarak alınabilecek en uygun yapı modeli nükleer kabuk modelidir. Bozunmaya neden olan etkileşmenin dikkate alınmadığı kabuk modeline dayanan hesaplamalar neticesinde görülmüştür ki, enerji spektrumu homojen bir dağılım göstermektedir. Yani, deneysel olarak gözlemlenen izobar analog rezonans (IAR) kabuk modeli çerçevesinde elde edilememiştir. Bunun üzerine, 1963 yılında (Ikeda ve Fujita) kabuk modeli Hamiltoniyenine serbest parametre içeren etkin etkileşme terimi ilave edilerek ve bu parametrenin değeri de deneysel olarak gözlemlenen IAR enerjisine göre fit edilerek izobar analog durumlar teorik olarak izah edilmiştir. Ancak, izobar analog durumların incelenmesi sadece IAR enerjisinin belirlenmesinden ibaret değildir. Beta geçiş sürelerinin ve bilhassa bu geçişler ile direkt ilişkili olan izospin safsızlık oranlarının bilinmesi toplam açısal momentumun ve paritenin değişmediği Fermi tipi beta bozunumlarının tam olarak anlaşılması için önemlidir. Serbest parametre içeren şematik etkin etkileşme yöntemine göre hesaplama yapılacak olursa etkin etkileşme sabitinin hesaplanan her bir büyüklük için ayrı-ayrı fit edilmesi gerekir. Bu da etkin etkileşmeyi belirsiz hale getirir.

Özellikle yukarıda bahsettiğimiz izospin safsızlığının Fermi tipi beta bozunmaları üzerinde önemli bir etkisi vardır. Bundan dolayı nükleer taban durumlarındaki izospin safsızlık (karışım) oranlarının doğru bir şekilde belirlenmesi çok önemlidir. İyi bilinmektedir ki, nükleer kuvvetler izospin değişmezlik özelliğine sahiptir. Elementer parçacık düzeyinde meydana gelen küçük bir simetri bozulması aşağı ve yukarı yöndeki kuarkların kütlelerindeki farklılıktan kaynaklanmaktadır (Miller vd., 2006). Atomik çekirdek düzeyinde ise izospin simetri bozulmasının temel kaynağı elektromanyetik etkileşmelerdir (Bilin-Stayle ve Tourneux, 1962; Bersch ve Mekjian, 1972). Fakat elektromanyetik kuvvetlerin şiddeti nükleer kuvvetlere kıyasla çok küçük olduğu için izospin simetri bozulmasının etkileri bir pertürbasyon olarak dikkate alınabilir. Bundan

ötürü izospine ilişkin formalizm nükleer yapı ve reaksiyonların incelenmesinde çok önemli bir yere sahiptir (Wilkinson, 1973; Wamer, 2006).

Nükleer taban durumlardaki izospin karışımı problemi beta bozunumu için vektör çiftlenim sabitinin deneysel olarak belirlenmesi, izobar analog durum enerjilerinin belirlenmesi ve çoklu izospin yapısının anlaşılmasında önemli etkiye sahiptir (Bilin-Stayle, 1973; Raman, 1975; Aurbach, 1972; Lane ve Mekjian, 1973). Nükleer taban durumlardaki izospin karışım problemi çeşitli modellerle incelenmiştir. Bu modellerden bir tanesi izospin karışım olasılığının fenomenolojik bir formülle hesaplandığı hidrodinamik modeldir (Bohr vd.,1967). Kabuk modeline dayanan hesaplamalarda elde edilen karışım olasılığı Bohr ve Motelson'un elde ettiği sonuçlardan yaklaşık bir mertebe daha büyüktür (Sliv ve Kharitonov, 1965; Khadkikar ve Warke, 1969; Towner ve Hardy, 1973). Bu farkın nedeni; kabuk modeli hesaplamalarının sınırlı sayıda konfigürasyon içermesi ve nükleon-nükleon etkileşmelerinin ihmal edilmesidir. Nükleon- nükleon etkileşmelerinin dikkate alındığı durumlar da ise temel problem bu etkileşmelerin kabuk modeli (ortalama alan) potansiyeli ile özuyumlu bir şekilde ilişkilendirilmemiş olmasıdır. $A=80$ ve $A=100$ arasındaki proton yönünden zengin çekirdekler için izospin karışım olasılığı çeşitli yaklaşımlarla hesaplanmıştır (Hamamoto ve Sagawa, 1993; Hagberg, 1995; Colo,1995; Sagawa vd., 1996; Tanihata, 1991; Kubono, 1992; Garret, 1992; Schneider, 1994; Lewitowicz, 1994; Dobaczewski ve Hamamoto, 1995). Söz konusu çekirdekler için Hartree-Fock hesaplamaları izospin karışım olasılığı için 0.03-0.05 aralığında sonuçlar vermiştir (Colo, 1995). Aynı çekirdekler için 'rasgele faz yaklaşımı'(RPA) çerçevesinde yapılan hesaplamalar 0.15 ve 0.20 arasında sonuçlar vermiştir (Hamamoto ve Sagawa, 1993).

Bilindiği gibi toplam çekirdek Hamiltoniyenine ait bazı simetritler ortalama alan yaklaşımında bozulur. Bu bozulan simetritlerden bir tanesi koordinat uzayındaki rotasyonel değişmezliktir. Bu simetrinin restore edilmesi çift-çift deforme çekirdeklerdeki manyetik dipol uyarılmalarının incelenmesinde önemli bir yere sahiptir. Koordinat uzayındaki rotasyonel değişmezliğin aksine izospin uzayındaki rotasyonel değişmezlik toplam Hamiltoniyene ait bir simetri değildir. Bu durum nükleer taban durumlarda izospin safsızlığının oluşmasına neden olur. Toplam Hamiltonyenin nükleer kısmına ait olan izospin uzayındaki bu değişmezlik özelliği ortalama alan yaklaşımında bozulur. Model kaynaklı bu bozulmalar izospin safsızlık oranının artmasına sebep olur. Bundan ötürü model kaynaklı bu bozulmaların restore edilmesi taban durum izospin yapısının ve bununla ilişkili olan Fermi geçişlerinin anlaşılması için çok önemlidir. Fermi tipi geçişlerin

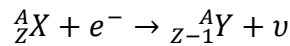
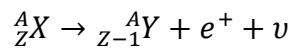
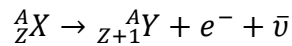
Coulomb etkileşmesini içeren ve içermeyen iki farklı yaklaşımla ele alınması izospin safsızlığının bu geçişler üzerindeki etkisini anlamak açısından etkili bir yol olabilir (Alvarez- Rodriguez vd., 2005). Fakat, izospin simetri bozulmasını restore etmek ve dolayısı ile Fermi geçişi özelliklerini anlamak için daha gerçekçi yaklaşımlara ihtiyaç vardır. O halde ortalama alan yaklaşımından kaynaklanan izospin simetri bozulması öz uyumlu bir yaklaşımla restore edilmelidir. Dolayısı ile böyle bir yol izlenerek beta geçişlerinin incelenmesi geçiş özelliklerini daha iyi anlamamızı sağlar. Nötron fazlalığı olan çekirdekler için ortalama alan yaklaşımından kaynaklanan izospin simetri bozulması ‘nükleer yoğunluk fonksiyonel teori’ çerçevesinde restore edilmiştir (Satula, 2009). Bu çalışmada izospin simetri bozulmasının büyüklüğünün nükleer etkileşme teriminin parametrelerine hassas olduğu bulunmuştur. Bundan dolayıdır ki nükleer etkileşme potansiyeli ortalama alan düzeyindeki izospin simetri bozulmasını restore edecek şekilde seçilmelidir. Pyatov’un restorasyon metodu böyle bir restorasyon için etkili bir yoldur (Pyatov ve Salamov, 1977; Civitarese ve Licciardo, 1988; Civitarese ve Liccardo, 1990; Civitarese vd., 1992; Babacan, 2004; Küçükburşa, 2004, Salamov, 2006; Arısoy ve Unlü, 2012; Unlü ve Çakmak, 2015). Küresel çekirdeklerde izobar analog durumlar ve izospin karışım probleminin incelenmesi için uygulanmış olan bu metot (Salamov, 2006; Babacan, 2004; Küçükburşa, 2004) bu çalışmada deforme çekirdekler için izobar analog durumlar ve izospin safsızlığı probleminin incelenmesi için uygulanmıştır. Söz konusu yöntemle ilişkin detaylı bilgi bir sonraki kısımda verilecektir.

İzinli fermi geçişlerinin incelenmesi iki nötrinolu çift beta bozunum sürecinin anlaşılması için önemlidir. Bilindiği gibi iki nötrinolu çift beta bozunumu için çekirdek matris elemanına ağırlıklı katkı tek-tek ara çekirdekteki spin-izospin uyarılmalarından gelir. Özellikle parçacık-parçacık kanalındaki spin-izospin etkileşmesinin dikkate alınması çekirdek matris elemanının deneysel veri ile olan uyum problemini çözmeye önemli bir gelişmedir (Muto vd., 1988; Civitarese vd., 1987; Baleyev vd., 1990; Toivanen ve Suhonen, 1995; 1997; Schwiegger vd., 1998; Muto, 1997; Hirsch vd., 1996; Raduta ve Suhonen, 1996a, 1996b; Simkovic vd., 1997; Bobyk vd., 2000; Suhonen ve Civitarese, 1998; Stoica ve Klaptor-Klingrothaus, 2001; Pacearescu vd., 2003). Bununla birlikte parçacık- parçacık etkisinin dikkate alınması çekirdek matris elemanının çökme problemini de beraberinde getirmektedir. Buradaki temel problem çekirdek matris elemanının kararlı olmamasıdır ve parçacık-parçacık etkileşmesinin hesaba katılmasından sonraki çalışmalar çekirdek matris elemanının kararlılığını artırmak ve çökme problemini çözmek üzerine odaklanmıştır (Raduta ve Suhonen, 1996a, 1996b; Simkovic vd., 1997; Bobyk vd., 2000;

Suhonen ve Civitarese, 1998; Stoica ve Klaptor-Klingrothaus, 2001; Pacearescu vd., 2003). Parçacık–parçacık etkileşmesinin dikkate alınmasından önce yapılan hesaplamalarda çekirdek matris elemanı deneysel değerden yaklaşık bir veya iki mertebeye büyük elde edilmiştir. Parçacık-parçacık etkileşmesinin çekici bir pertürbasyon olarak dikkate alınması ile birlikte çekirdek matris elemanının hesaplanmış değeri deneysel veriye yaklaşmıştır. Hatta parçacık-parçacık etkileşmesinin şiddet sabiti, hesaplanmış çekirdek matris elemanı deneysel değerle uyumlu olacak şekilde fit edilmiştir. Bilindiği gibi iki nötrinolu çift beta bozunum çekirdek matris elemanı beta eksi ve beta artı matris elemanlarının çarpımı ile doğru orantılıdır. Nötron fazlalığı olan çekirdeklere spin-izospin beta artı geçişlerinin varlığı, Wigner'in SU(4) simetrisinin toplam çekirdek Hamiltonyeninin kesin bir simetrisi olmamasından dolayıdır (Osterfeld,1992). Tıpkı izospin simetrisi gibi bu simetride ortalama alan yaklaşımında bozulur ve bu bozulma spin-izospin beta artı matris elemanının artmasına neden olur. Ortalama alan yaklaşımından kaynaklanan bu simetri bozulmasının restore edilmesi beta artı matris elemanı ile orantılı olan iki nötrinolu çift beta bozunum matris elemanının azalmasını sağlayacaktır. Böylece deneysel sonuçlara yaklaşmak için çekici karakterde parçacık-parçacık etkileşmesine gerek kalmayacaktır. Hatta model kaynaklı SU(4) simetri bozulmalarının restorasyonu çekirdek matris elemanının hesaplanmış değerini deneysel değerinde altına düşürebilir. Böylelikle tek-tek ara çekirdekteki izobar analog durumlardan gelen katkıların hesaba katılması deneysel veri ile uyumu elde etmek için önem kazanır. Ayrıca birinci yasaklı 0⁻, 1⁻ ve 2⁻ uyarılmalarından gelebilecek olası katkılarında dikkate alınması çekirdek matris elemanının kesin bir değerinin verilmesini sağlayacaktır. Bu çalışmada deforme çekirdekler için iki nötrinolu çift beta bozunum çekirdek matris elemanına ara çekirdekteki izobar analog durumlardan gelen katılar hesaplanmıştır.

1.1. Beta Bozunumu

Beta bozunumu genel olarak aşağıdaki üç reaksiyon ile gerçekleşir:



Burada cevaplanması gereken ilk soru; elektron (pozitron) ve antinötrino (nötrino)'nun çekirdek hacmi içerisinde olmadıkları halde nasıl yayınlandıklarıdır. Bununla ilgili en doğru açıklama, bozunum neticesinde yayınlanan bu parçacık çiftinin bozunum esnasında bir miktar enerjinin maddeye dönüşmesi neticesinde oluştukları ve oluşur oluşmaz çekirdek bünyesinden atıldıklarıdır. Bozunmaya neden olan etkileşmenin zayıf bir pertürbasyon olarak ele alınması ile birlikte bozunma hızı;

$$\lambda = \frac{2\pi}{\hbar} |V_{si}|^2 \rho(E_s) \quad (1.1)$$

şeklindeki Fermi'nin altın kuralı ile hesaplanır. Burada, V_{si} matris elemanı $\rho(E_s)$ ise son durum yoğunluğudur.

V_{si} matris elemanı, sistemin ilk ve son yarı kararlı durumları arasındaki V etkileşmesinin integralidir:

$$V_{si} = \int \Psi_s^* V \Psi_i dv \quad (1.2)$$

$\rho(E_s)$, son durum yoğunluğu dn/dE_s şeklinde yazılabilir. dn , dE_s enerji aralığındaki son durum sayısıdır. Eğer çok sayıda olanaklı son durum varsa, verilen bir geçiş olasılığı daha yüksektir.

Son durum dalga fonksiyonu yalnız çekirdeği değil elektron ve nötrinoyu da içermelidir. β bozunumu için etkileşme matris elemanı,

$$V_{is} = g \int [\Psi_s^* \varphi_e^* \varphi_\nu^*] O_x \Psi_i dv \quad (1.3)$$

şeklindedir, burada Ψ_s son durum nükleer dalga fonksiyonu, φ_e ve φ_ν elektron ve nötrino dalga fonksiyonlarıdır. Köşeli parantez içindeki ifade bozunmadan sonraki tüm sistemi

temsil eder: g sabitinin değeri etkileşmenin şiddetini gösterir ve elektron yükü, bir atom ile elektromanyetik alan arasındaki etkileşimde benzer rol oynar.

Elektron ve nötrino dalga fonksiyonları serbest parçacık dalga fonksiyonlarıdır. V hacmi için normalize edilirse;

$$\begin{aligned}\varphi_e(r) &= \frac{1}{\sqrt{V}} e^{ip.r/h} \\ \varphi_\nu(r) &= \frac{1}{\sqrt{V}} e^{iq.r/h}\end{aligned}\quad (1.4)$$

1 MeV kinetik enerjili bir elektron için $p=1,4$ MeV/c ve $p/h = 0,007 fm^{-1}$, dir. Bütün çekirdek hacmi boyunca $pr \ll 1$ olur ve dalga fonksiyonlarını seriye açar ve yalnız iki terimi alırsak ;

$$\begin{aligned}e^{ip.r/h} &= 1 + \frac{ip.r}{h} + \dots \cong 1 \\ e^{iq.r/h} &= 1 + \frac{iq.r}{h} + \dots \cong 1\end{aligned}\quad (1.5)$$

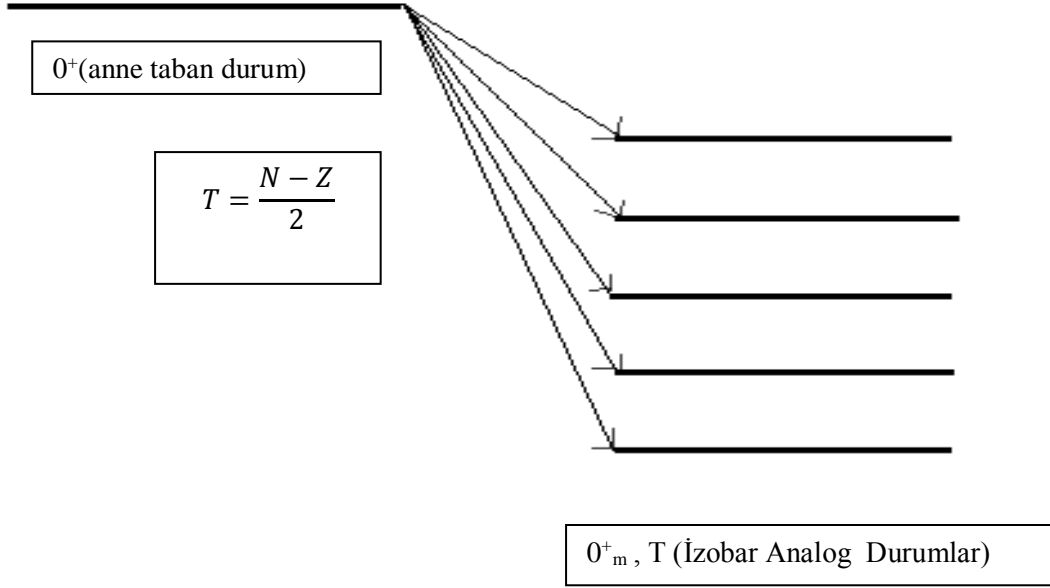
bulunur. Bu yaklaşım izinli yaklaşım olarak bilinir (Krane, 2001). Buradan da anlaşılmaktadır ki izinli yaklaşımda elektron ve nötrinin çekirdeğin tam merkezinde oluştukları varsayılmıştır. Dolayısı ile izinli yaklaşımda herhangi bir yörünge değiş tokuşu söz konusu değildir, yani $\Delta L = 0$ 'dır. Toplam açısal momentumdaki değişiklik sadece elektron ve nötrinin spinlerinden kaynaklanmaktadır. Eğer, bu parçacıkların spinleri antiparalel ise $\Delta I = 0$ olur ve bu Fermi tipi bozunma olarak bilinir. Şayet, spinler paralel ise $\Delta I = 1$ olur. Bu da spin- spin geçişi olan Gamow- Teller tipi bozunmadır. İzinli geçişlerde $\Delta L = 0$ olduğu için parite değişmez. Yani, izinli beta bozunmaları için seçim kuralı kısaca;

$$\Delta I=0,1 \quad \Delta\pi \text{ (parite değişimi) } = \text{hayır} \quad (1.6)$$

şeklinde ifade edilir.

1.2. İzobar Analog Durumlar

Yukarıda belirtildiği gibi Fermi tipi geçişler için $\Delta I = 0$ *dır*. Bu tip geçişler de kendi içinde ikiye ayrılabilir. Birincisi $\Delta I = 0$, $\Delta T = 0$ olduğu analog durumlara geçişler, diğeri ise $\Delta I = 0$, $\Delta T \neq 0$ olan izospin yasaklı geçişlerdir. Burada T izospindir. Şimdi analog durumlara olan geçişleri ele alalım:



Şekil 1.1. m: İzobar Analog Durumların Sayısı

Şekilde görüldüğü gibi bir çift çift çekirdeğin 0^+ taban durumundan komşu tek-tek çekirdekteki 0^+ ile gösterilen analog durumlara geçişler vardır. Görüldüğü gibi komşu tek-tek çekirdekteki analog durumların tümü, çift-çift anne çekirdeğin taban durumu ile aynı izospine sahiptir. Burada farklı enerjideki analog durumlar farklı T_z bileşenleri ile temsil edilir. Bu farklılığın nedeni, yukarıda belirtildiği gibi protonlar arasındaki elektromanyetik etkileşimlerdir. Şayet bu etkileşimler olmasaydı, proton ile nötron arasındaki çok küçük kütle farkının ihmal edilmesi ile birlikte komşu tek-tek çekirdekte $T = T_z$ olan tek bir durum gözlenirdi ve tüm geçiş olasılığı bu dejenere durumda toplanırdı. Buradan da anlaşılmaktadır ki, elektromanyetik etkiler dejenereliğin ortadan kalkmasına ve geçiş olasılığının farklı durumlar arasında dağılmasına yol açmaktadır. Bu durum anne çekirdeğin taban durumundan diğer (sol) taraftaki komşu çekirdekte yer alan 0^+ durumlarına beta geçişlerinin olmasına neden olmaktadır. Böylelikle anne çekirdeğin taban

durumunun izospinine sol taraftaki komşu çekirdekten de aşağıdaki gibi bir katkı gelir ve bu durum izospin safsızlığı problemine yol açar.

$$|0\rangle = a|T_0, T_0\rangle + b|T_0 + 1, T_0\rangle \quad (1.7)$$

Burada ilk terim anne çekirdeğin taban durumunu ikinci terim ise sol taraftaki komşu çekirdeğin taban durumunu temsil etmektedir. Sol taraftaki daha uzak komşulardan gelen katkılar ise çok küçük oldukları için ihmal edilebilirler. Sağ taraftaki komşu çekirdeklerin taban durumu izospinleri anne çekirdeğin taban durumu izospinlerinden daha küçük oldukları için katkıda bulunamazlar. Dolayısı ile yukarıdaki denklemde yer alan a ve b genlikleri için

$$a^2 + b^2 = 1 \quad (1.8)$$

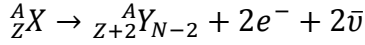
eşitliği yazılabilir. Buradaki b^2 izospin karışım olasılığıdır. Bu olasılığı hesaplamak için T^2 'nin yukarıdaki taban durumu üzerinden ortalaması alınırsa neticede

$$b^2 = \frac{\sum_i |M_{\beta^+}^i|^2}{2(T_0+1)} \quad (1.9)$$

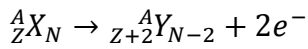
eşitliği elde edilir. Burada $M_{\beta^+}^i$ β^+ geçiş matris elemanı ve T_0 anne çekirdeğin taban durum izospinidir.

1.3. Çift Beta Bozunumu

Çift beta bozunumu, tekli beta bozunumu enerji veya spin açısından yasaklı olduğunda gerçekleşebilen bir olaydır. Çift beta bozunumu iki farklı şekilde olur. Bunlardan birincisi aşağıda gösterilen iki nötrinolu çift beta bozunumudur:



Bu süreç nükleer yapının anlaşılması ve kullanılan nükleer modelin test edilmesinde önemlidir. Diğer bozunum süreci ise toplam lepton yükünün korunmadığı nötrinosuz bozunum sürecidir:



Bu süreç lepton yükü korunmadığı ve nötrinin yapısına hassas olduğu için standart teori tarafından reddedilmiştir. Fakat, nötrino salınım deneyleri standart teori tarafından kütesiz bir parçacık gibi kabul edilen nötrinin bir kütesinin var olduğunu göstermektedir. Daha sonra nötrinin kütesine duyarlı olan nötrinosuz çift beta bozunumunun varlığına ilişkin bazı deneysel bulguların gözlenmesi standart teorisinde yeni fiziksel gelişmelerin var olabileceğini göstermektedir. Yani nötrinosuz çift beta bozunumunun var olduğunun deneysel olarak gözlenmesi sadece nükleer fizikte değil parçacık fiziğinde de yeni açılımlara neden olacaktır. Çift beta bozunum çekirdek matris elemanının hesaplanmasında kullanılan en yaygın mikroskobik yöntem proton- nötron kuazi parçacık rastgele faz yaklaşımı (pnQRPA) yöntemidir (Kuliev vd., 1988; Engel vd., 1988; Hirsch ve Krmpotic, 1990; Staudt vd., 1992; Krmpotic, 1993; Hsiao vd., 1994; Cheoun vd., 1996; Civitarese ve Suhonen, 1996; 1999; Suhonen vd., 1997; Simkovic vd., 2004; Raduta vd., 2004; Rodin vd., 2005; Alvarez-Rodriguez vd., 2006; Yousef vd., 2009a, 2009b; Unlü ve Çakmak, 2015). Bu yöntemeye dayanan hesaplamalarda parçacık-parçacık kanalındaki spin-izospin etkileşmesi önemli bir yere sahiptir. Bu etkileşmenin şiddet sabiti, iki nötrinolu çift beta bozunum çekirdek matris elemanının teorik değerinin deneysel değerle uyumundan belirlenir (Civitarese vd., 1987; Toivanen ve Suhonen, 1995; 1997; Hirsch vd., 1996; Raduta ve Suhonen, 1996; Simkovic vd., 1997; Muto, 1997; Schwieger vd., 1998; Suhonen ve Civitarese, 1998; Bobyk vd., 2000; Stoica ve Klapdor-Kleingrothaus, 2001; Pacearescu vd., 2003). Dolayısı ile nötrinosuz çift beta bozunumu için pnQRPA yöntemine dayanan hesaplamaların doğruluğundan emin olmak için, iki

nötrinolu çift beta bozunum çekirdek matris elemanının doğru şekilde elde edilmesi önemlidir. Bundan ötürü tek-tek ara çekirdekte ki spin-izospin uyarılmalarının yanı sıra izobar analog uyarılmaların ve hatta yasaklı durumların çekirdek matris elemanına olan katkıları belirlenmelidir. Ara çekirdekteki izobar analog durumlardan gelen katkılar küresel bazdaki çekirdekler için hesaplanmıştır (Arısoy ve Unlü, 2012; Arısoy, 2012). Bu çalışmada ise deforme durum için çekirdek matris elemanına izobar analog durumlardan gelen katkılar hesaplanmıştır.



2. MATERYAL VE YÖNTEM

2.1. Ortalama alandan kaynaklanan simetrilerin bozulması

Çok parçacıklı bir sistemi temsil eden Hamiltonyen genel olarak aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$H = \sum_i \frac{p_i^2}{2m_i} + \sum_{ij} V(r_i, r_j) \quad (2.1)$$

Çok parçacıklı sistemlerin kuantum teorisi ile ilgilenirken en sık karşılaşılan problemlerden bir tanesi sistemi temsil eden Hamiltonyenin, bazı simetrileri ihlal etmesidir. Bozulan simetriler belirli fiziksel büyüklüklerin korunumu ile ilgilidir.

Kapalı bir sistemde;

$$\begin{aligned} [\hat{H}, \hat{P}] &= 0 & [\hat{H}, \hat{N}] &= 0 \\ [\hat{H}, \hat{J}] &= 0 & & \end{aligned} \quad (2.2)$$

olmalıdır. Burada P çizgisel momentum, J açılal momentum, N parçacık sayısıdır.

Atom çekirdeklerinde kesin olarak korunan fiziksel büyüklüklerle birlikte, yaklaşık olarak korunan bazı büyüklükler de vardır. Atom çekirdeğinin izospini de bu büyüklüklerden biridir. Çekirdeklere izospinin yaklaşık olarak korunmasının sebebi protonlar arasındaki elektromanyetik etkileşme ve protonla nötronların kütlelerinin birbirinden farklı olmasıdır.

$$\vec{T} = \sum_{i=1}^A \vec{t}(i) \quad , \quad [\hat{H} - \widehat{V}_C, \hat{T}] = 0 \quad (2.3)$$

Denklem (2.1)'deki Hamilton ifadesini Schrödinger denkleminde yerine koyup çözmek mümkün değildir. Nükleon-nükleon etkileşme kuvvetlerinin tam olarak belirlenememesi bunun nedenidir. Bu yüzden çekirdek problemini kuantum mekaniksel olarak çözebilmek için yaklaşık modeller kullanılır. Bu yaklaşık modellerden birisi kabuk modelidir. Bu modele göre atom çekirdeğini oluşturan her bir nötron diğer parçacıklar tarafından oluşturulan çekirdeksel potansiyelin küresel ortalamasından oluşan ortak potansiyel kuyusunda hareket eder, her bir proton da diğer parçacıklar tarafından oluşturulan çekirdeksel potansiyelin küresel ortalamasından oluşan ortak potansiyel kuyusunda ve diğer protonların yarattığı Coulomb potansiyelinde hareket eder. Kabuk modelinde, atom çekirdeğinde bulunan bütün nükleonların Hamiltonyenlerinin toplamı çekirdek Hamiltonyenine eşittir.

$$H_{SM} = H_1 + H_2 + H_3 + \dots + H_A \quad (2.4)$$

Kabuk modeline göre dalga fonksiyonu;

$$\psi_{SM} = \psi_1 \psi_2 \psi_3 \dots \psi_A \quad (2.5)$$

$$\hat{H}_{SM} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \hat{V}(r) \quad (2.6)$$

Kabuk modelinde öz uyumlu potansiyel olarak Woods-Saxon potansiyeli kullanılır. Woods-Saxon potansiyeli genel olarak;

$$V_{SM} = V_0(r) + V_1(r)\hat{t}_z + V_{ls}(r)(\vec{l} \cdot \vec{s}) + V_c(r)\left(\frac{1}{2} - t_z\right) \quad (2.7)$$

şeklindedir. Bu çalışmada ortalama alan bazı olarak Woods-Saxon potansiyelinin deforme biçimi kullanılmıştır (Cerkaski vd., 1977; Dudek vd., 1984).

2.2. Simetrilerin Restore Edilmesi Yöntemi

Çekirdeğin kabuk modeli çekirdeğin birçok özelliğini açıklasa da çekirdeklere kolektif etkileşmelerin sonucu olarak ortaya çıkan elektrik dipol rezonansı, manyetik dipol rezonansı, izobar analog rezonansı ve Gamow-Teller rezonansı gibi olayları bu modellerle doğru bir biçimde açıklamak mümkün değildir. Bu tür kolektif modları açıklamak için kabuk modeli Hamiltoniyenine uygun etkin etkileşme teriminin eklenmesi gerekir.

Etkin etkileşme terimi genel olarak incelenen kolektif modu temsil eden, bir veya birden fazla serbest parametre içeren ayrılabilir şematik etkin etkileşme olarak kabul edilir. Söz konusu parametrelerin sayısal değeri deneysel verilerle fit edilerek hesaplanır. Şematik etkin etkileşme modeli deneye bağımlı olduğu için yapılan hesaplamalarda her bir süreç için etkin etkileşme parametresi farklı bir değere sahip olur. Bu durumda etkin etkileşmenin belirsiz olması şematik etkin etkileşme modelinin geçerliliğin kaybolmasına neden olur. Bundan dolayı deneyden bağımsız öz uyumlu modellere ihtiyaç vardır.

Pyatov ve Salamov' un ortaya koyduğu yöntemde hem kabuk model Hamiltoniyeninden kaynaklanan bozulmuş simetri restore edilir hem de etkin etkileşme sabiti serbest bir parametre olmaktan çıkar. Böylece ortalama alan potansiyelinde var olan parametrelere ilave bir parametre gelmiş olmaz.

Sade bir örnekle bozulmuş simetrisinin restorasyon yöntemini açıklamaya çalışırsak, ikinci kuantumlanma uzayında tek parçacıklı sistemin Hamilton operatörü;

$$\hat{H}_\varepsilon = \sum_v \varepsilon_v \hat{a}_v^\dagger \hat{a}_v \quad (2.8)$$

şeklinde ifade edilir. Bu ifadede ki ε_v v seviyesindeki parçacık enerjisi, \hat{a}_v^\dagger v durumunda bir parçacık üretme operatörü, \hat{a}_v v durumunda bir parçacık yok etme operatörü ve v ise nükleonu karakterize eden tüm kuantum sayılarını ifade eder.

Simetrisi bozulan bir parçacıklı toplanabilir büyüklüğe karşı gelen operatör;

$$\hat{F} = \sum_{vv'} f_{vv'} \hat{a}_v^+ \hat{a}_v \quad (2.9)$$

Şeklinde olsun. \hat{H}_ε ve \hat{F} operatörleri birbiriyle komütatif olmayacaktır.

$$[\hat{H}_\varepsilon, \hat{F}] = \sum_{vv'} (\varepsilon_v - \varepsilon_{v'}) f_{vv'} \hat{a}_v^+ \hat{a}_v \quad (2.10)$$

(2.10) ifadesinin ortalama değeri sıfırdan farklı olacaktır. \hat{H}_ε Hamilton operatörüne aşağıdaki gibi

$$\hat{h} = -\frac{1}{2\gamma} [\hat{H}_\varepsilon, \hat{F}]^+ [\hat{H}_\varepsilon, \hat{F}] \quad (2.11)$$

pertürbasyon terimi ilave edilir ve $\hat{H} = \hat{H}_\varepsilon + \hat{h}$ toplam Hamiltoniyenin \hat{F} operatörüyle komütatif olması sağlanır.

$$[\hat{H}_\varepsilon + \hat{h}, \hat{F}] = 0 \quad (2.12)$$

$$[\hat{H}_\varepsilon, \hat{F}] + [\hat{h}, \hat{F}] = 0 \quad (2.13)$$

(2.11) ifadesi (2.13) ifadesinde yerine yazılırsa

$$[\hat{H}_\varepsilon, \hat{F}] - \frac{1}{2\gamma} [[\hat{H}_\varepsilon, \hat{F}]^+ [\hat{H}_\varepsilon, \hat{F}], \hat{F}] = 0 \quad (2.14)$$

ifadesi elde edilir. Burada \hat{H}_ε ve \hat{F} hermitik operatörlerdir. Gerekli ara işlemler yapılarak γ parametresi;

$$\gamma = \langle 0 | \hat{F}, [\hat{H}_\varepsilon, \hat{F}] | 0 \rangle \quad (2.15)$$

ifadesi bulunur. Ortalama alan potansiyeli olarak harmonik osilatör seçildiğinde $[\hat{F}, [\hat{H}_\varepsilon, \hat{F}]]$ ikili komütatörü sabit bir değer olduğu için (2.14) ifadesi sıfıra eşit olur. Ancak ortalama alan potansiyeli olarak Woods-Saxon potansiyeli alındığında (2.15) komütasyonu sabit bir değer almayacaktır. Bu durumda γ parametresi bir tahminde bulunularak hesaplanabilir. Bu tahmin çift komütasyon yerine çekirdeğin taban durumu üzerinden hesaplanan ortalama değeri olarak,

$$\gamma = \langle 0 | [\hat{F}, [\hat{H}_\varepsilon, \hat{F}]] | 0 \rangle = \sum_{vv'} (\varepsilon_v - \varepsilon_{v'}) (n_{v'} - n_v) |f_{vv'}|^2 \quad (2.16)$$

kabul edilir. Burada n_v parçacık sayısı operatörüdür. γ parametresi serbest olmaktan çıkmıştır. Sistemin toplam Hamilton operatörünün bozulmuş simetrisi böylece restore edilmiş olur.

Pyatov yöntemi parçacık sayısı (Civitarese ve Licciardo, 1988), rotasyonel değişmezlik (Civitarese ve Licciardo, 1990), genelleştirilmiş Galilean değişmezliği (Civitarese vd., 1992) ve hıza bağlı etkilerin (Sakamoto ve Kishimoto, 1991) bozulmasında kullanılmıştır. Pyatov yöntemi ile ilgili çalışmalar son yıllarda artmıştır. Örneğin, Civitarese ve diğerleri (1998) kuazi parçacık uzayında yazılan izospin bağımlı Hamiltonyen çalışmasında, Kuliev ve diğerleri (2000) deformasyonlu çekirdeklerdeki makas modu çalışmasında, Selam ve arkadaşları küresel çekirdeklerde GTR özelliklerini ve taban durumunda izospin karışımını incelerken bu yöntemi kullanmışlardır (Babacan vd., 2004; Babacan vd., 2005a, 2005b).

2.3. Tek-Tek Ara Çekirdeklerde İzobar Analog Durumların Özuyumlu Olarak Elde Edilmesi

2.3.1. Hamilton Operatörünün Elde Edilmesi

Fermi tipi β bozunumu için β geçiş operatörü aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$\hat{T}_+ = \sum_{i=1}^A t_+(i)$$

$$\hat{T}_- = (\hat{T}_+)^* \quad (2.17)$$

Burada t_+ izospin yükseltgenme operatörüdür.

Nükleonlardan oluşan sistemi bir ortalama alan içinde düşünürsek, ortalama alan hamiltonyeni çiftlenme etkilerinin dikkate alınmasıyla birlikte aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$\hat{H}_{sqp} = \sum_{s\sigma} \varepsilon_s(\tau) \hat{\alpha}_{s\sigma}^+ \hat{\alpha}_{s\sigma}(\tau = n, p) \quad (2.18)$$

ε_s tek kuazi parçacık enerjisi, $\hat{\alpha}_{s\sigma}^+$ ve $\hat{\alpha}_{s\sigma}$ ise sırası ile kuazi parçacık üretme ve yok etme operatörleridir.

Geçiş operatörlerinin (T^+ ve T^-) kombinasyonu olan yeni bir geçiş operatörü tanımlayalım.

$$\hat{F}_\rho = \frac{1}{2} (\hat{T}_+ + \rho \hat{T}_-) \quad , \quad \rho = \pm 1 \quad (2.19)$$

\hat{F}_ρ operatörü nükleer Hamiltonyeni komütatif olmak zorundadır. Yani aşağıdaki eşitlik doğrudur.

$$[\hat{H} - \hat{V}_c, \hat{F}_\rho] = 0 \quad (2.20)$$

Çok parçacıklı sistemde ortalama alana geçtiğimizde komütatiflik bozulmaktadır.

$$[\hat{H}_{sqp} - \hat{V}_c, \hat{F}_\rho] \neq 0 \quad (2.21)$$

(2.28) numaralı denklem ile verilen komütatiflik koşulunu restore etmek için ortalama alan hamiltonyenine aşağıdaki etkin etkileşme terimi eklenir.

$$\hat{h} = \sum_\rho \frac{1}{4\gamma_\rho} [\hat{H}_{sqp} - \hat{V}_c, \hat{F}^\rho]^\dagger [\hat{H}_{sqp} - \hat{V}_c, \hat{F}^\rho] \quad (2.22)$$

$$[\hat{H}_{sqp} - \hat{V}_c + \hat{h}, \hat{F}^\rho] = 0 \quad (2.23)$$

koşulundan etkin etkileşme parametresi aşağıdaki gibi olur.

$$\gamma_\rho = \frac{\rho}{2} [[\hat{H}_{sqp} - \hat{V}_c, \hat{F}^\rho], \hat{F}^\rho] \quad (2.24)$$

2.3.2. Kuazi Rastgele Faz Yaklaşımı Yöntemiyle İzobar Analog Durumların Enerji Ve Dalga Fonksiyonların Belirlenmesi

Kuazi Rasgele Faz Yaklaşımı (QRPA) yöntemine göre hareket denklemi;

$$[\hat{H}, \hat{Q}_m^+] = \omega_m Q_m^+ \quad (2.25)$$

şeklindedir. QRPA yöntemine göre çift-çift çekirdeğin taban durumu fonon vakumu;

$$\hat{Q}_m|0\rangle = 0 \quad (2.26)$$

şeklinde ifade edilir. Komşu tek-tek çekirdekteki 0^+ uyarılmaları aşağıda verilen fonon üretme operatörü ile ifade edilir.

$$\hat{Q}_m^+|0\rangle = \sum_{np} \psi_{np}^m \hat{C}_{np}^+ + \varphi_{np}^m \hat{C}_{np} \quad (2.27)$$

Burada \hat{C}_{np}^+ ve \hat{C}_{np} sırası ile kuazi bozon üretme ve yok etme operatörleridir. ψ_{np}^m ve φ_{np}^m sırasıyla kuazi bozon üretme ve yok etme genlikleridir. Fonon üretme ve yok etme operatörü arasında aşağıdaki gibi komütasyon ilişkisi vardır.

$$[\hat{Q}_m, \hat{Q}_k^+]|0\rangle = \delta_{mk} \quad (2.28)$$

(2.28)' deki komütasyon ilişkisini kullanarak aşağıdaki gibi bir ortonormalizasyon koşulu elde edilir.

$$[\hat{Q}_m, \hat{Q}_k^+] = \sum_{np} \psi_{np}^m \psi_{np}^k - \varphi_{np}^m \varphi_{np}^k = \delta_{mk} \quad (2.29)$$

(2.25) ile verilen QRPA hareket denklemleri çözülerek tek-tek çekirdeklerdeki 0^+ durumlarının enerjileri (ω_m) ve dalga fonksiyonları bulunur.

2.3.3. Beta Geçiş Matris Elemanlarının ve Çift Beta Bozunum Çekirdek Matris Elemanına Olan Katkıların Belirlenmesi

Fermi tipi β geçişleri için matris elemanları aşağıdaki gibi tanımlanırlar.

$$M_{\beta^-}^m(0_{gs}^+ \rightarrow 0_m^+) = \langle 0 || Q_m, T^- || 0 \rangle$$

$$M_{\beta^+}^m(0_{gs}^+ \rightarrow 0_m^+) = \langle 0 || Q_m, T^+ || 0 \rangle \quad (2.30)$$

İki nötrinolu çift β bozunumu çekirdek matris elemanına izobar analog durumlardan gelen katkı aşağıdaki ifade kullanılarak hesaplanır.

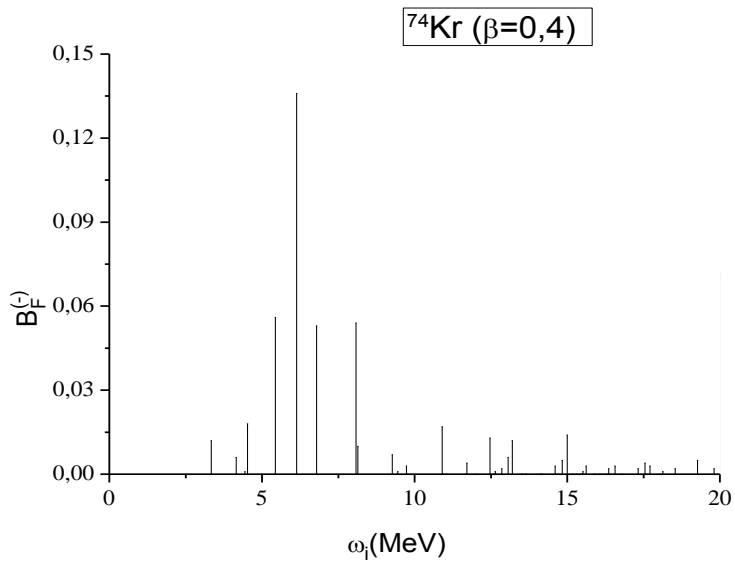
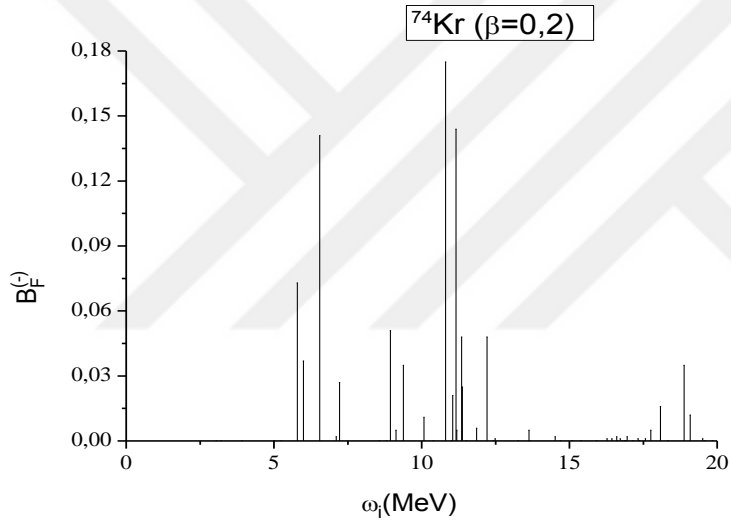
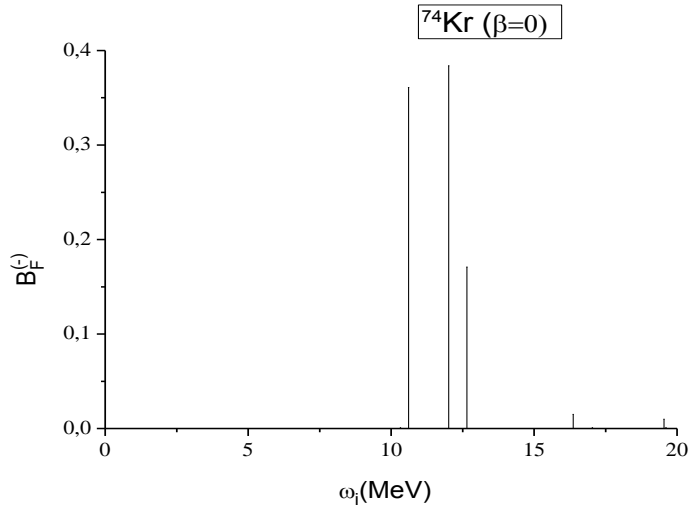
$$M_{2\nu}^F = \sum_m \frac{\langle 0_{(fgs)}^+ | T^- | 0_m^+ \rangle \langle 0_m^+ | T^- | 0_{(igs)}^+ \rangle}{\omega_m + W/2} \quad (2.31)$$

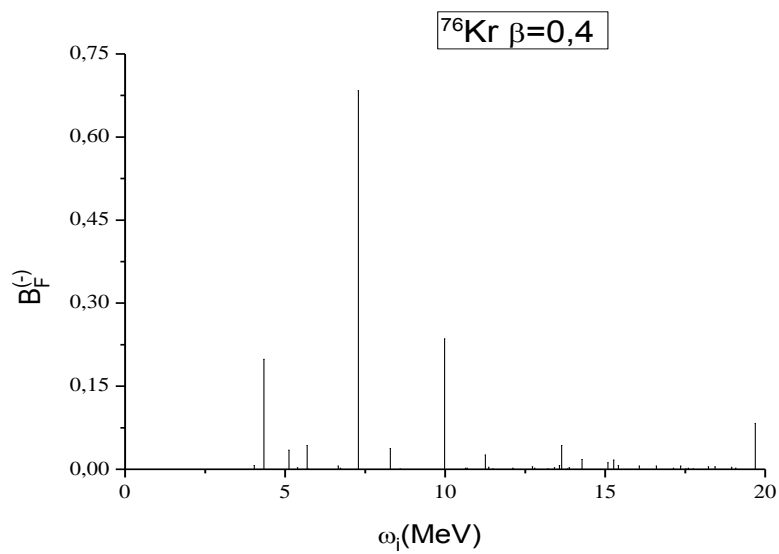
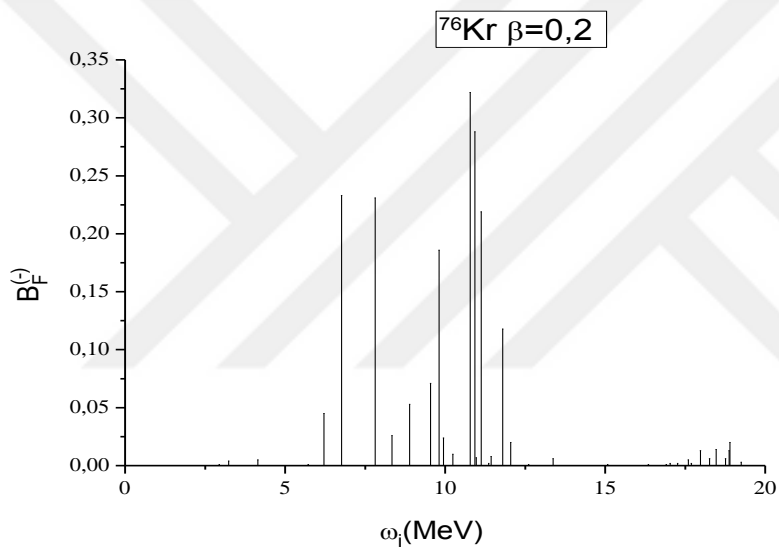
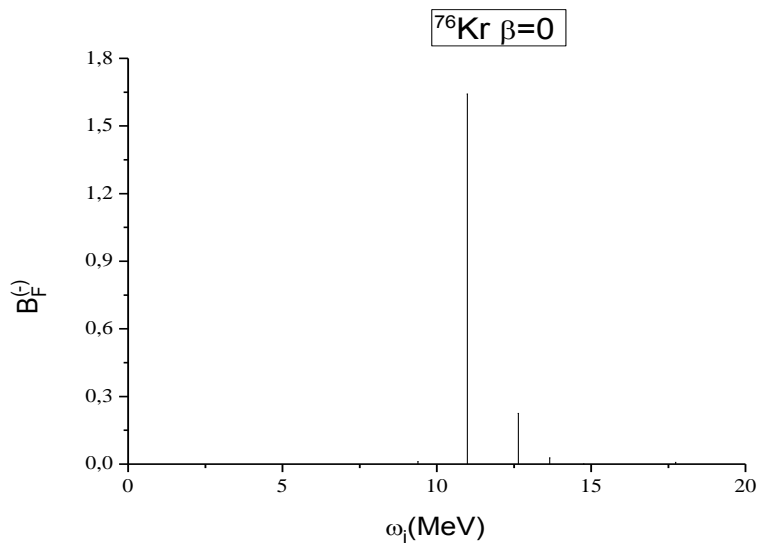
Burada; $0_{(igs)}^+$ ana çekirdeğin taban durumu, $0_{(fgs)}^+$ ürün çekirdeğin taban durumu ve W çift β bozunum enerjisidir. Bu enerji ana çekirdek ve ürün çekirdeklerinin taban durumları arasındaki kütle farkını hesaplayarak elde edilmiştir. Taban durum enerji değerleri (Audi vd., 1997) dan alınmıştır. İzobar analog durumların enerjileri ara çekirdeğin taban durumu üzerinden hesaplanmıştır.

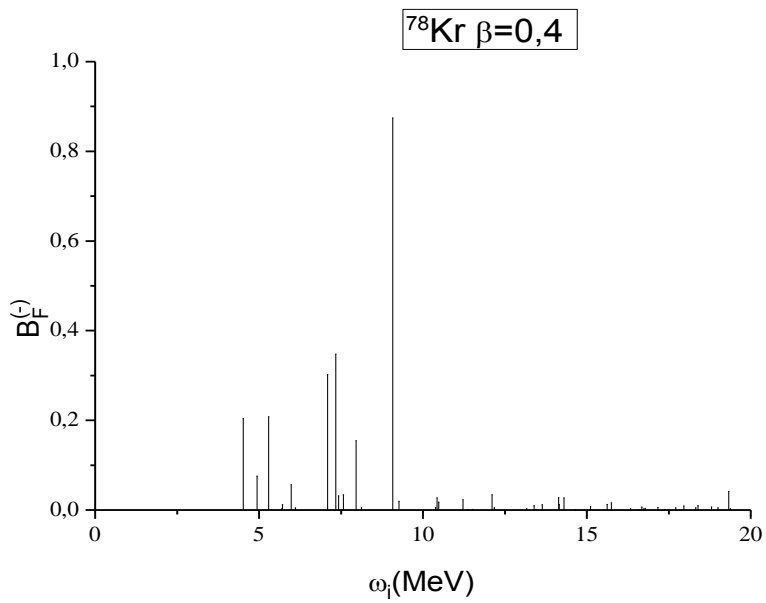
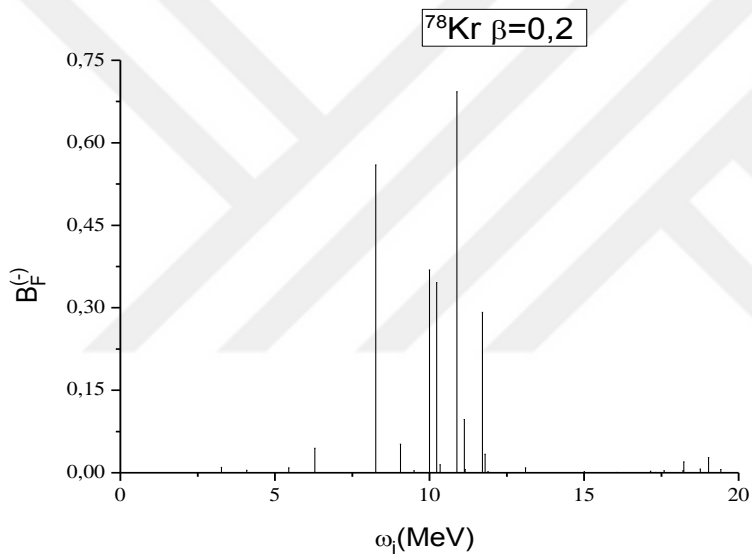
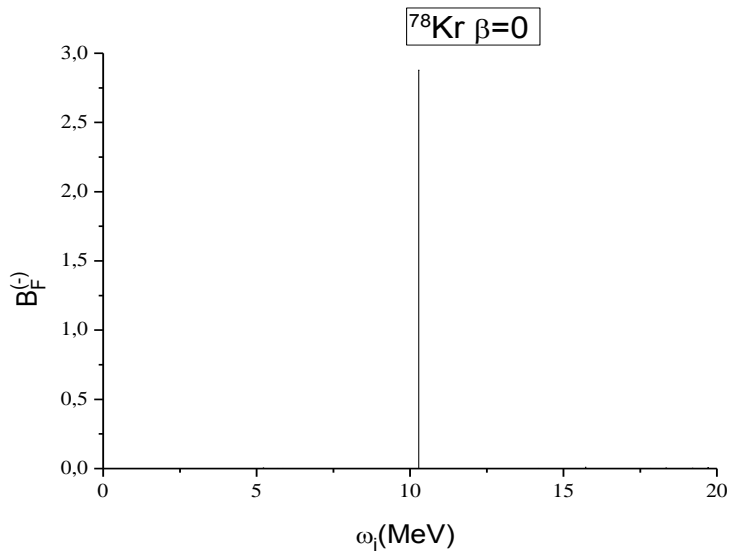
3. SONUÇLAR VE TARTIŞMA

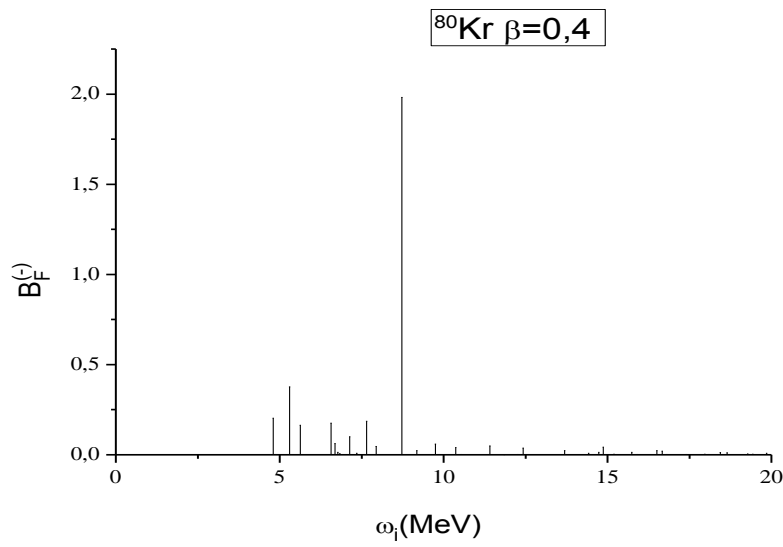
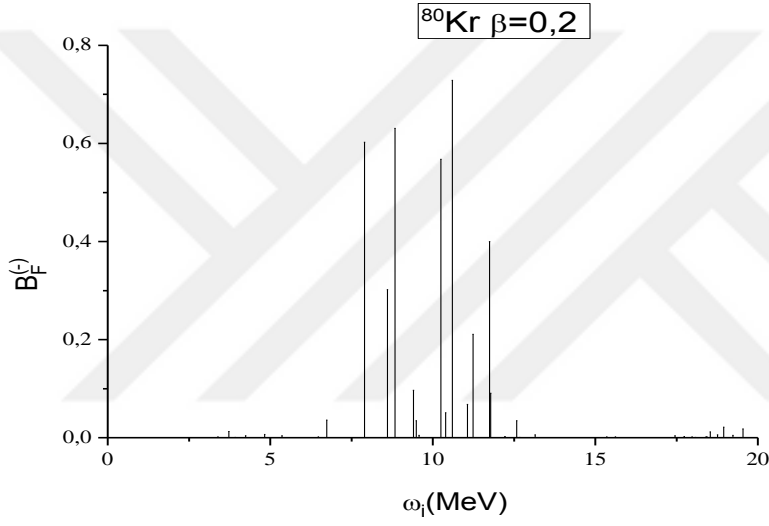
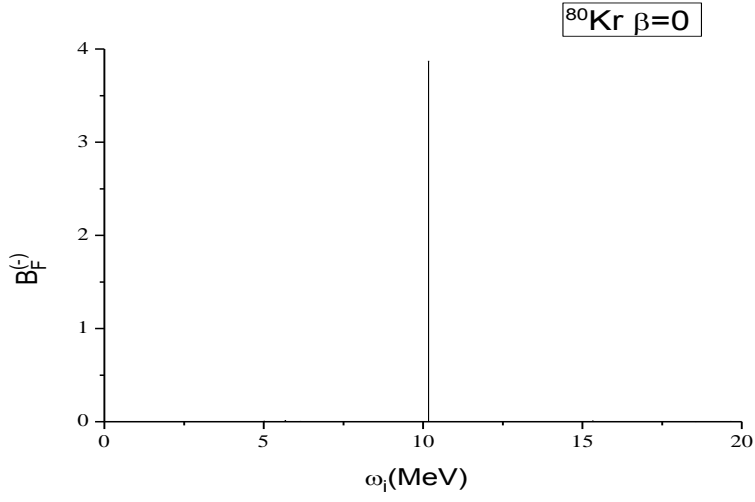
Bazı tek-tek deforme çekirdeklerdeki izobar analog durumlar QRPA yaklaşımı çerçevesinde öz uyumlu bir etkin etkileşme yöntemi ile hesaplanmışlardır. İzobar analog durumların enerji spektrumu ve izospin yapısının anlaşılmasında çok önemli bir yere sahip olan taban durum izospin karışım olasılığı hesaplanmıştır. Ayrıca, çift beta bozunumu yapan sistemlerde ara çekirdekteki analog durumların iki nötrinolu çift beta bozunumu için çekirdek matris elemanına olan katkıları hesaplanmıştır. Ortalama alan bazı olarak deforme Woods-Saxon potansiyeli ile hesaplanan Nilsson tek parçacık enerjileri ve dalga fonksiyonları kullanılmıştır. Tek proton ve nötronlar için 8 MeV'e kadar olan tüm seviyeler dikkate alınmıştır. İncelenen çekirdekler için BCS çiftlenme denklemleri (Bohr ve Mottelson, 1969)' da olduğu gibi A nükleon sayısı olmak üzere $1/A^{1/2}$ ile orantılı potansiyeller için çözülmüştür.

3.1. Kr İzotopları İçin Fermi Geçişleri Üzerindeki Deformasyon Etkileri



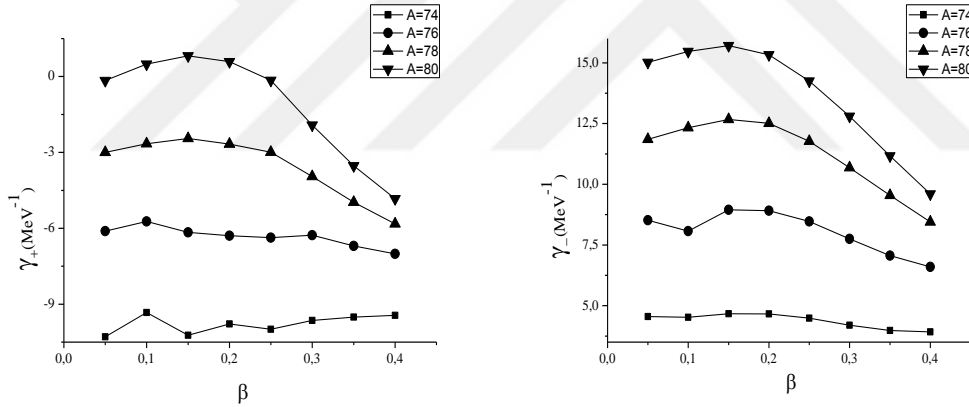






Şekil 3.1. $A = 74, 76, 78$ ve 80 izotopları için β^- geçiş gücünün enerji spektrumu. Uyarılma enerjileri anne çekirdeğin taban durumları üzerinden alınmıştır

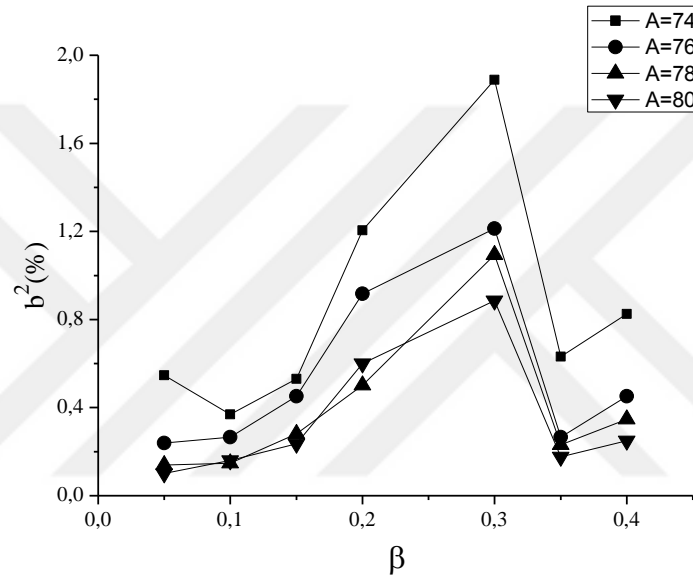
Yukarıda β^- geçiş gücünün enerji dağılımı farklı deformasyonlar için sunulmuştur. Görüldüğü gibi deforme durumdaki spektrum daha fazla dağılım göstermektedir. Deformasyon arttıkça dejenereliğin azalmasından dolayı bu durumun olduğu söylenebilir. Tek parçacık bazında nükleer Hamiltonyenin izospin değişmezliğinde ekstra bir bozulmaya, deformasyon etkilerinin dikkate alınması yol açmaktadır. Bundan dolayı, bu ekstra bozulma uygun bir etkin etkileşme potansiyelinin eklenmesi ile telafi edilmelidir. Etkin etkileşme parametresinin deformasyon ile değişimi Şekil 3.2’de sunulmaktadır. Etkin etkileşme sabitinin (etkin etkileşmenin artması) deformasyon parametresi ile azalması deforme yapıda nükleonlar arasındaki etkileşmelerin önemini ortaya koymaktadır. İzotop ağırlaştıkça Coulomb etkisi azaldığından simetri bozulması daha küçük bir etkin etkileşme ile restore edilebilir. Ayrıca şu da belirtilmelidir ki γ_+ ve γ_- sabitleri arasındaki fark nükleonlar arasındaki çiftlenmeden kaynaklanmaktadır. Bu durumu küresel çekirdekler için yapılan hesaplamalar da doğrulamaktadır (Babacan, 2007).



Şekil 3.2. Etkin etkileşme sabitinin deformasyon parametresi ile değişimi

Nötron fazlalığı olan çekirdeklere β^+ geçişlerinin varlığı izospin değişmezliğinin kesin bir simetri olmamasından kaynaklanmaktadır. Eğer izospin değişmezliği toplam Hamiltonyene ait kesin bir simetri olsaydı toplam β^+ geçiş gücü sıfır olurdu, tüm beta geçiş gücü komşu tek-tek çekirdeklerdeki tek bir durumda toplanırdı ve izospin karışım olasılığı sıfır olurdu. Deformasyonun izospin karışım olasılığı ve izobar analog durumların ortalama enerjileri üzerindeki etkileri Şekil 3.3 ve 3.4’de görülmektedir. Görüldüğü gibi izospin karışımı deformasyon ile artma eğilimindedir. Deformasyondan kaynaklanan ekstra simetri bozulmasından dolayı bu beklenen bir sonuçtur. Bununla birlikte izospin karışımı deformasyon parametresinin $\beta = 0.30$ ve 0.35 değerleri arasında ani bir azalma

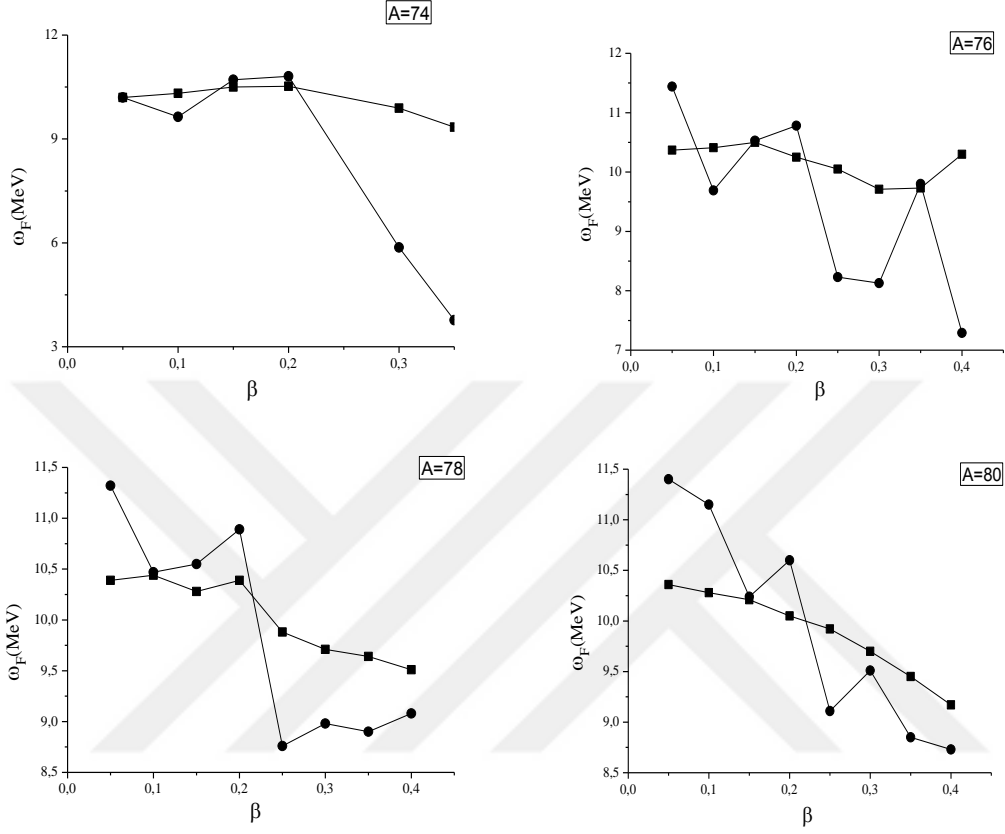
göstermektedir. Bu ani azalma deformasyondaki değişimin tek nötron ve proton seviyelerini etkilemesinden dolayıdır. Bilindiği gibi deformasyonun tek parçacık seviyeleri üzerindeki etkisi yörünge kuantum sayısının artması ile artar. Komşu çekirdeğin taban durumu $\beta = 0.30$ için ağırlıklı olarak $f_{7/2} \rightarrow f_{7/2}$ konfigürasyonundan oluşurken, $\beta = 0.35$ için ağırlıklı katkı $s_{1/2} \rightarrow s_{1/2}$ konfigürasyonundan ileri gelmektedir. Yani, $\beta = 0.35$ için taban durumunun yapısından dolayı deformasyon etkisi oldukça azdır. Bu da izospin karışımında ani bir azalmaya neden olmaktadır.



Şekil 3.3. İzospin karışım olasılığının deformasyonla değişimi

İzobar analog durumların ortalama enerjilerinin ve enerji spektrumundaki maksimum geçiş gücüne karşı gelen enerjilerin deformasyonla değişimi Şekil 3.3'de sunulmaktadır. Kare sembollü eğriler ortalama enerjileri, daire sembollü eğriler ise spektrumda gözlemlenen maksimuma karşı gelen enerjileri göstermektedir. Deformasyondaki değişim toplam beta geçiş gücünün diğer enerji bölgelerine kaymasına neden olmaktadır. Bundan ötürü maksimuma karşı gelen enerji değerleri ani değişimler göstermektedir. Bununla birlikte ortalama enerji değerleri deformasyon parametresi ile daha kararlı bir değişim göstermektedir. Deformasyonun artması ile birlikte ortalama enerji genel olarak bir azalma eğilimi sergilemektedir. Bundan dolayı, toplam beta geçiş gücünün β^+ geçişlerinin daha fazla gerçekleştiği düşük enerjili bölgeye doğru kaydığı söylenebilir. Dolayısıyla, toplam

β^+ geçiş olasılığı ile orantılı olan izospin karışım olasılığındaki genel artış eğiliminin ortalama enerjideki azalma eğilimi ile uyumlu olduğunu söylemek mümkündür.



Şekil 3.4. İzobar analog durumların enerjilerinin deformasyonla değişimi

Tek parçacık enerjilerinden hesaplanan deformasyon değerleri kullanılarak elde edilen etkin etkileşme sabiti, izospin karışım olasılığı ve izobar analog durum enerjileri Çizelge 3.1’de sunulmuştur. Aynı büyüklükler deneysel kuadrupol geçiş olasılıklarından (Raman, 1987) elde edilen deformasyon değerleri kullanılarak da hesaplanmış ve sonuçlar Çizelge 3.2’de sunulmuştur.

Çizelge 3.1. Hesaplanan deformasyonlara göre elde edilen etkin etkileşme sabiti, izospin karışım olasılığı ve izobar analog durumların ortalama enerjileri

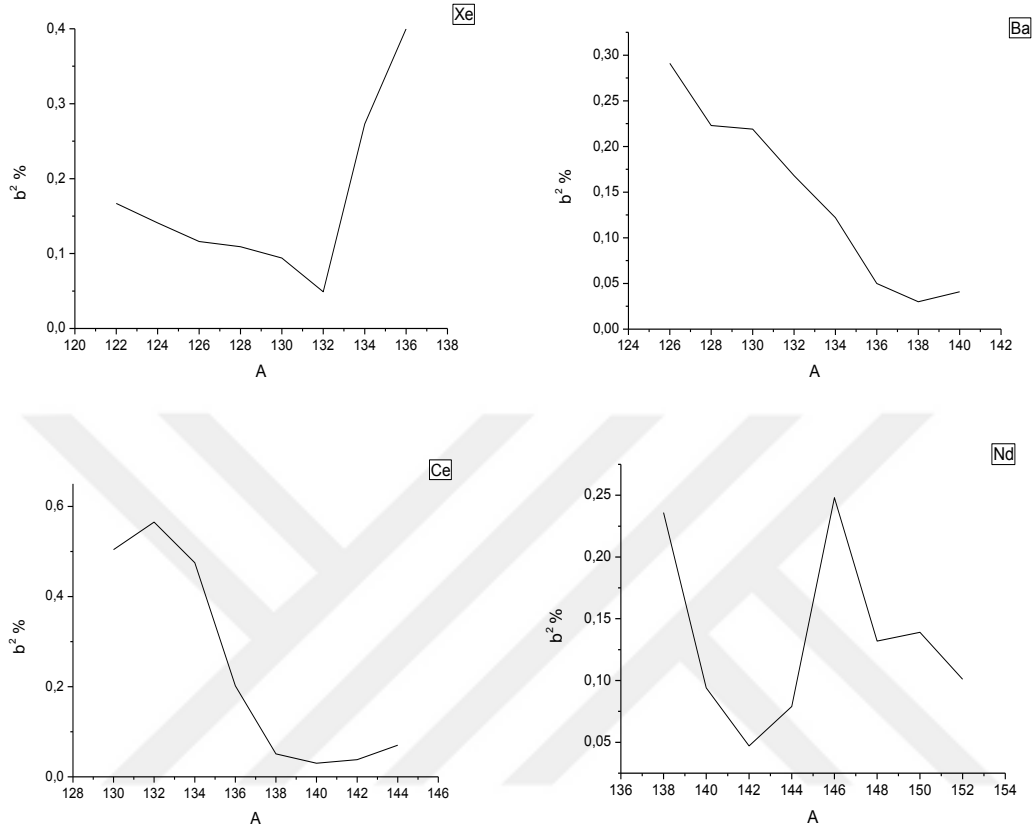
İzotoplar	B	$\gamma_+(\text{MeV}^{-1})$	$\gamma_-(\text{MeV}^{-1})$	$b^2(\%)$	$\omega_{\text{IAS}}(\text{MeV})$
^{74}Kr	0.05	-10.29	4.55	0.547	10.21
^{76}Kr	0.01	-5.86	6.88	0.266	10.62
^{78}Kr	0.01	-3.27	9.99	0.137	10.54
^{80}Kr	0.08	0.24	15.29	0.138	10.34

Çizelge 3.2. Deneysel deformasyonlara göre elde edilen etkin etkileşme sabiti, izospin karışım olasılığı ve izobar analog durumların ortalama enerjileri

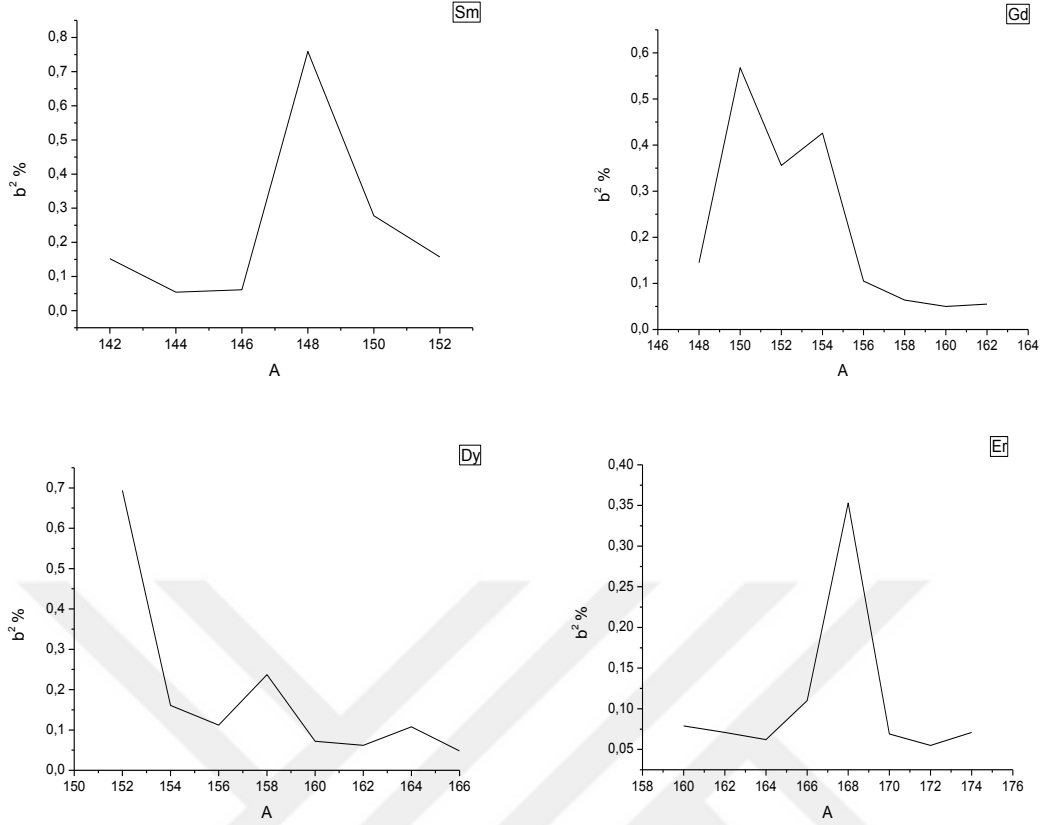
İzotoplar	B	$\gamma_+(\text{MeV}^{-1})$	$\gamma_-(\text{MeV}^{-1})$	$b^2(\%)$	$\omega_{\text{IAS}}(\text{MeV})$
^{74}Kr	0.346	-9.52	3.99	0.606	9.34
^{76}Kr	0.369	-6.99	6.84	0.313	9.82
^{78}Kr	0.303	-4.01	10.61	1.104	9.70
^{80}Kr	0.228	0.07	14.81	0.652	9.98

Görüldüğü gibi hesaplanan deformasyonlara göre elde edilen etkin etkileşme sabiti ve izobar analog durumların ortalama enerji değerlerinin deneysel deformasyonlar kullanılarak elde edilen değerlerden çok farklı olduğu söylenemez. İzospin karışım olasılığı için hesaplanan değerlerdeki farklılık ise bu büyüklüğün deformasyona karşı olan hassasiyetinden dolayı beklenen bir sonuçtur.

3.2. Bazı Deforme Çekirdekler İçin İzobar Analog Durumlar Üzerindeki İzovektör ve Deformasyon Etkileri



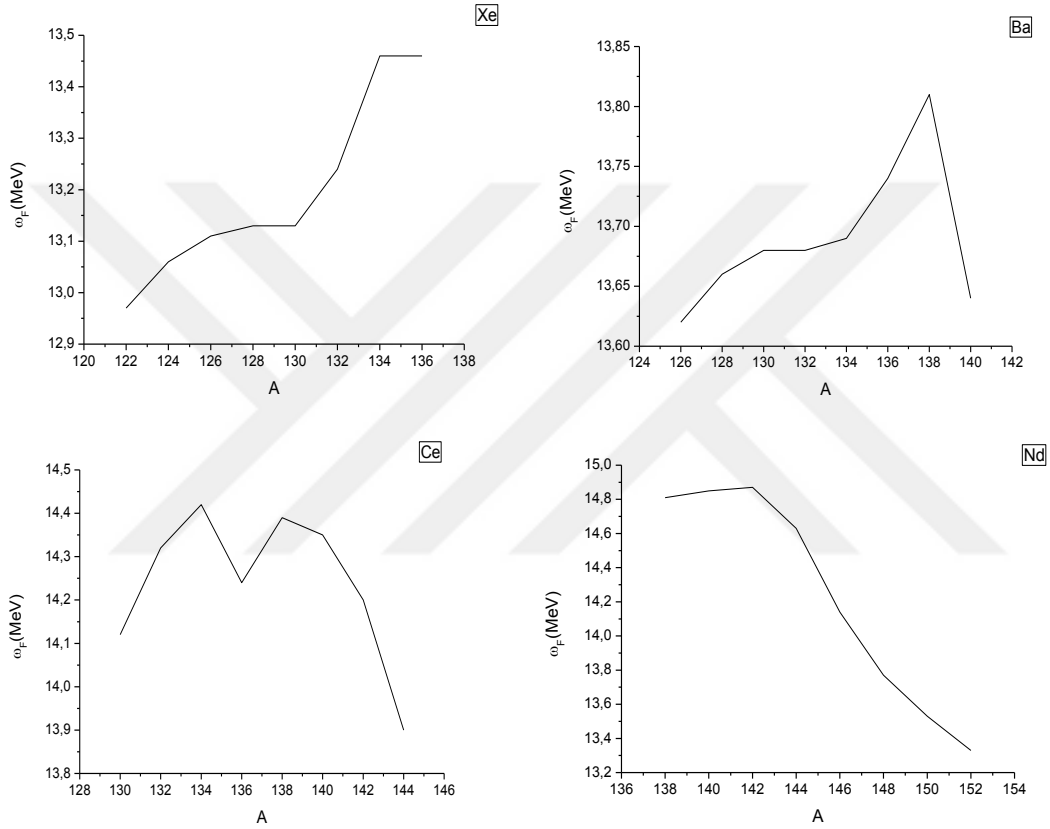
Şekil 3.5. Z=54-60 aralığındaki çekirdeklerin izotopları için izospin karışım olasılığı



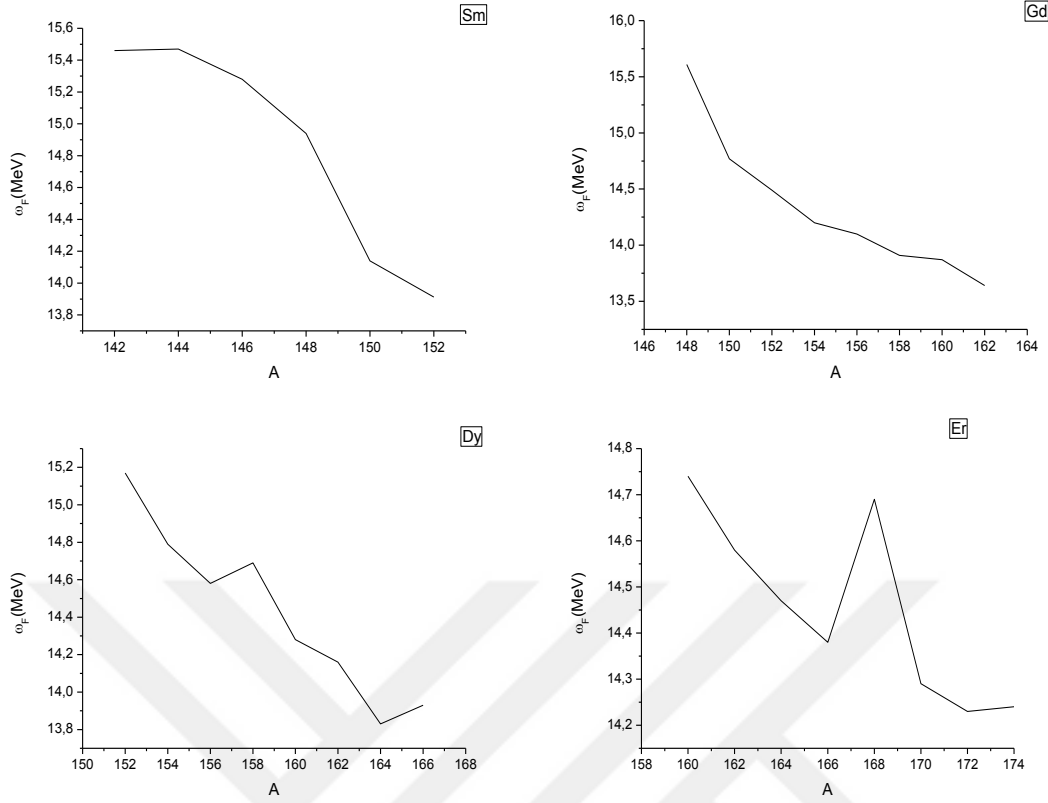
Şekil 3.6. $Z=60-68$ aralığındaki çekirdeklerin izotopları için izospin karışım olasılığı

Yukarıda Xe, Ba, Ce, Nd, Sm, Gd, Dy ve Er çekirdeklerinin farklı izotopları için hesaplanmış olan izospin karışım olasılığı değerleri sunulmuştur. İzospin karışım olasılığı görüldüğü gibi düzenli bir değişim göstermemektedir. Bunun nedeni her bir izotopun farklı deformasyona sahip olmasıdır. Özellikle proton sayısı (Z) daha küçük olan çekirdekler için yapılan hesaplamalarda nötron sayısının $N \approx 82$ olduğu bölgede izospin karışım olasılığındaki ani değişimler kabuk etkilerinin varlığını açıkça göstermektedir. Kabuk etkileri gözleninceye kadar izospin karışım olasılığında görülen azalma ise deformasyon etkisi ile birlikte ortalama alan potansiyeli içerisinde yer alan ve $N-Z$ farkı ile orantılı olan izovektör teriminin etkisi ile açıklanabilir. Daha ağır izotoplar için izovektör etkisinin daha büyük olması ve nötron sayısının (N) sihirli sayıya yaklaşmasından dolayı izospin karışım olasılığı azalmaktadır. Sihirli sayıdan uzaklaştıkça deformasyon etkileri izovektör etkisinden daha baskın hale gelmektedir ve bunun sonucu olarak izospin karışım olasılığında ani artışlar gözlenmektedir. Proton sayısı daha büyük olan çekirdeklerde ise deformasyon etkileri daha baskın olduğu için yukarıda sözü edilen kabuk etkileri gözlemlenmemektedir. Aynı izotoplar için izobar analog durumların ortalama enerji değerlerinin değişimi Şekil 3.6'da sunulmaktadır. Küçük Z 'li izotoplar için kabuk

etkilerinin görüldüğü $N \approx 82$ değerine kadar ortalama enerji artmaktadır. Bunun sebebi, izovektör etkisinin artması ile toplam beta geçiş gücünün spektrumdaki izobar analog rezonans bölgesinden daha yüksek enerjili olan izovektör monopole rezonans bölgesine doğru kaymasıdır. Daha büyük Z 'li izotoplarda ise deformasyon etkileri izovektör etkisini karşılamakta hatta daha üstün gelmektedir. Bundan dolayı, spektrumdaki toplam beta geçiş gücü düşük enerjili bölgeye doğru kaymaktadır. Bu durum izotop ağırlaştıkça ortalama enerjinin azalmasından anlaşılmaktadır.



Şekil 3.7. $Z=54-60$ aralığındaki çekirdeklerin izotopları için ortalama enerji



Şekil 3.8. Z=60-68 aralığındaki çekirdeklerin izotopları için ortalama enerji

3.3. İki Nötrinolu Çift Beta Bozunumuna İzobar Analog Durumlardan Gelen Katkılar

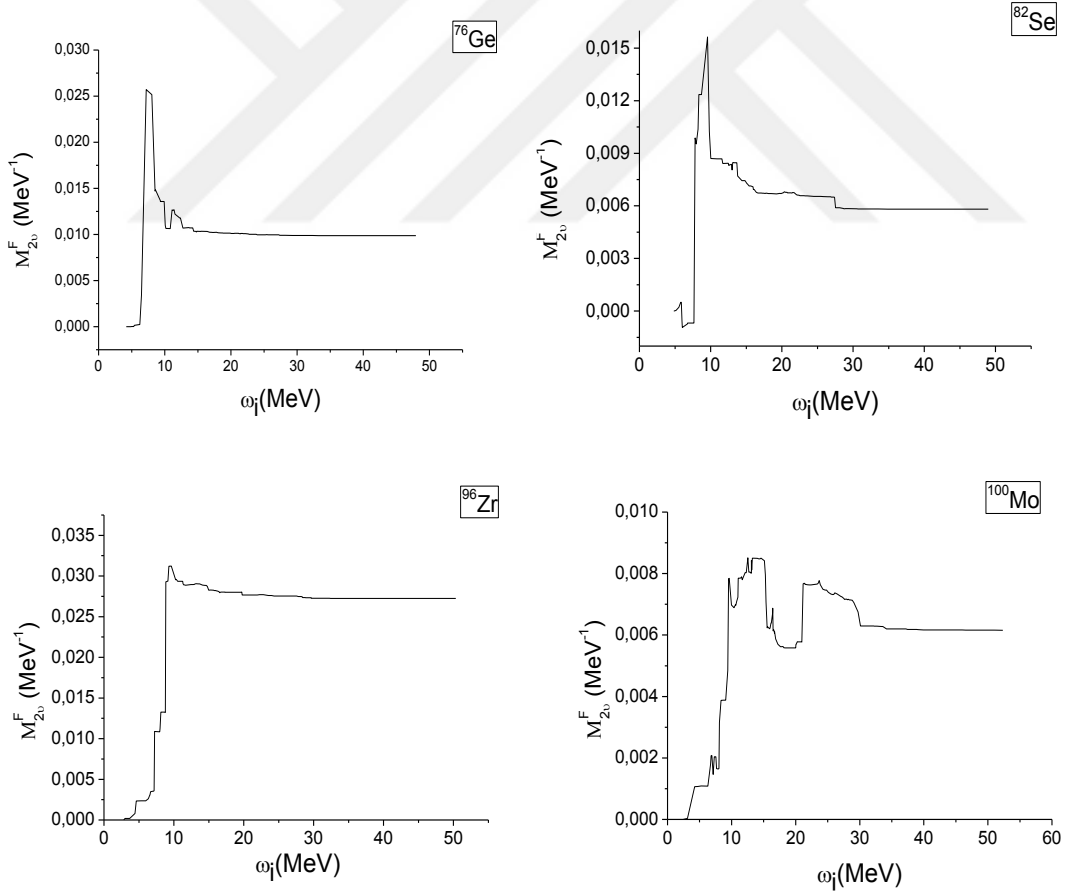
İki nötrinolu çift beta bozunum sürecine izobar analog durumlar ve Gamow-Teller (GT) durumlarından gelen toplam katkılar aşağıdaki çizelgede sunulmuştur. Çizelgedeki 2. sütun GT katkılarını (Selam vd., 2003) 3. sütun, izobar analog durumların katkılarını, 4. sütun toplam katkıyı ve son sütun ise deneysel değerleri (Barabash, 2010) göstermektedir. Toplam hesaplanmış değer ile deneysel değerler arasında görüldüğü gibi tam bir uyum yoktur. Çizelgede sunulan GT katkılarının hesaplanmasında QRPA yöntemi çerçevesinde ayrılabilir şematik etkin etkileşme kullanılmıştır (Selam vd., 2003). Parçacık-deşik etkileşmesinin şiddet sabitinin sayısal değeri teorik olarak elde edilen $\log(ft)$ değerlerinin deneysel karşılıkları ile uyumundan bulunmuştur. Çekirdek matris elemanının deneysel veri ile uyumlu olmasında önemli bir role sahip olan parçacık-parçacık kanalındaki etkin etkileşme ise dikkate alınmamıştır. Bu sebeplerden dolayı teori ile deney arasında bir uyumun olmaması normaldir. Burada önemli olan çekirdek matris elemanının GT katkıları

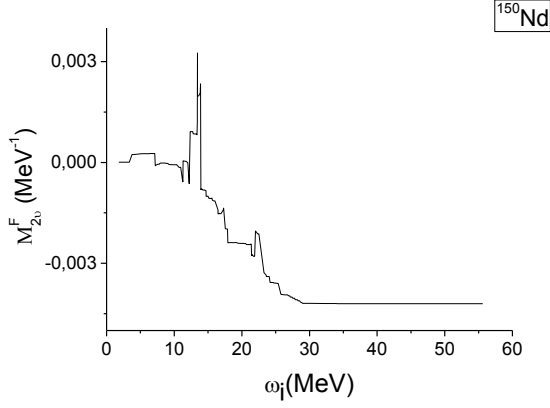
dışında izobar analog durumlardan gelen katkılarında dikkate alınarak daha kesin olarak hesaplanmasıdır.

Görüldüğü gibi $^{96}\text{Zr} \rightarrow ^{96}\text{Mo}$ geçişi dışında izobar analog durumlardan gelen katkıları GT katkılarından yaklaşık bir mertebe daha küçüktür. Bilindiği gibi QRPA yöntemine dayanan hesaplamalar çift beta bozunum çekirdek matris elemanının tek-tek ara çekirdekten gelen katılardan oluştuğunu göstermektedir. Burada önemli olan ara durumlardan gelen katkıların işaretidir. Yani bazı durumlardan gelen katkıları pozitif olabildiği gibi bazı durumlardan gelen katkıları negatif değer alabilir. Bunu anlamak için ara durumlardan gelen katkıların enerji dağılımını hesaplamak gerekir. Aşağıdaki şekilde bu katkıların enerji dağılımı verilmiştir. Şekilden de anlaşılacağı gibi $^{96}\text{Zr} \rightarrow ^{96}\text{Mo}$ geçişi dışında diğer geçişler için ara durumlardan gelen katkıları çoğunlukla zıt fazda olup belli oranda birbirini sönmlemektedir. Bununla birlikte $^{96}\text{Zr} \rightarrow ^{96}\text{Mo}$ geçişi için izobar analog durumlardan gelen katkıları aynı fazdadır. Bu yüzden de sürekli bir artış gösterip belli bir enerji değerinden sonra da hemen-hemen sabit olmaktadır. Yani belli enerjilerden sonra çekirdek matris elemanına herhangi bir katkı olmamaktadır. Ayrıca, $^{150}\text{Nd} \rightarrow ^{150}\text{Sm}$ geçişi için Fermi durumlarından gelen katkıları baktığımızda negatif katkıların daha baskın olduğu görülmektedir.

Çizelge 3.3. İki nötrinolu çift beta bozunum genliğine Gamow Teller ve Fermi durumlarından gelen toplam katkılar.

Geçişler	$M_{2\nu}^{GT}(\text{MeV}^{-1})$	$M_{2\nu}^F(\text{MeV}^{-1})$	$M_{2\nu}^{GT}+M_{2\nu}^F(\text{MeV}^{-1})$	$M_{2\nu}(\text{deney})(\text{MeV}^{-1})$
$^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}$	0,172	0,010	0,182	0,140
$^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$	0,132	0,006	0,138	0,098
$^{96}\text{Zr} \rightarrow ^{96}\text{Mo}$	0,179	0,027	0,206	0,096
$^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Ru}$	0,174	0,006	0,180	0,246
$^{150}\text{Nd} \rightarrow ^{150}\text{Sm}$	0,173	-0,004	0,169	0,063





Şekil 3.9. Çift beta bozunum genliğine 0^+ durumlarından gelen katkıların dağılımı

Bugüne kadar iki nötrinolu çift beta bozunum genliği için QRPA yöntemine dayanan hesaplamalarda teori ile deney arasındaki uyum parçacık-parçacık kanalındaki GT etkin etkileşmesinin şiddet sabiti uyarlanarak sağlanmıştır. Halbuki, Fermi ve yasaklı durumlardan gelen katkıların dikkate alınması ile birlikte çift beta bozunum genliğinin herhangi bir ayarlanabilir parametre kullanmadan kesin değerini vermek mümkündür. Bu çalışmada çift beta bozunum genliğine izinli Fermi durumlarından gelen katkılar dikkate alınmıştır. Birinci yasaklı durumlardan gelebilecek olası katkıları ileride incelenecektir.

KAYNAKLAR

- Alvarez-Rodriguez, R., Moya de Guerra, E., Sarriguren, P., 2005. Self-consistent deformed mean field calculations and beyond. *Physical Review C*, 71, 044308, 1-9.
- Alvarez-Rodriguez, R., Sarriguren, P., Moya de Guerra, E., Pacearescu, L., Faessler, A., Simkovic, F., 2006. Effect of deformation on two-neutrino double beta decay matrix elements. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 57, 251-253.
- Arisoy, L., 2012. İki Nötrinolu Çift Beta Bozunumuna İzobar Analog Durumlardan Gelen Katkıların İncelenmesi, Yüksek Lisans Tezi. Mehmet Akif Ersoy Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Burdur, Türkiye
- Arisoy, L. and Ünlü, S., 2012. Contributions of the isobar analogue states to the two nötrino double beta decay process. *Nuclear Physics A*, 883, 35-48
- Audi, G., Bersillion, O., Blachot, J., Wapostro, A.H., 1997. The NUBASE evaluation of nuclear and decay properties. *Nuclear Physics A*, 624, 1-124.
- Auerbach, N., Hüfner, J., Kerman A.K., Shakin C.M., 1972. A Theory of isobaric analog resonances. *Reviews of Modern Physics*, 44 48-
- Babacan, T., Salamov, D.I., Küçükburşa, A., 2005a. An investigation of the Gamow-Teller 1^+ states in ^{90}Nb isotopes. *Mathematical and Computational Applications*, 10, 359-368.
- Babacan, T., Salamov, D.I., Küçükburşa, A., 2005b. Gamow-Teller 1^+ states in ^{208}Bi . *Physical Review C*, 71, 037303, 1-4.
- Babacan, T., Salamov, D.I., Küçükburşa, A., Babacan, H., Maraş, İ., Aygör, H.A., Ünal, A., 2004. The effect of the pairing interaction on the Rnergies of İzobar Analogue resonances in $^{112-124}\text{Sb}$ and isospin admixture in $^{100-124}\text{Sn}$ isotopes. *Journal of Physics G : Nuclear and Particle. Physics*, 30, 759-770.
- Babacan, T., Salamov, D.I., Küçükburşa, A., Ünlü, S., Demir, A., 2007. Self-consistent calculations of $N=7$ nuclei in the mass region of 50-100. *Nuclear Physics A*, 788, 279-283.
- Baleyev, S.K., Kuliev, A.A., Salamov, D.I., 1990. Izv. AN SSSR, Ser. Fiz. 54, 855
- Barabash, A.S., 2009. Nucl-ex., To be published in Czech. *Journal Physics B*, 06022009.
- Barabash, A.S., 2010. Precise half-life values for two-neutrino double-beta decay, *Physical Review C*, 81, 035501, 1-7.
- Baznat, M.I., Pyatov N.I., Salamov D. I., 1977. Translational Invariance Effects in Octupole Excitations of Deformed Nuclei. *Sov. Journal of Nuclear Physics* 25(6), 613-617.

- Bernatowicz, T., Brannon, J., Brazzle, R., Cowsik, R., Hohenberg, C., Podosek, F., 1992. Neutrino mass limits from a precise determination of $\beta\beta$ decay rates of ^{128}Te and ^{130}Te . *Physical Review Letters*, 69, 2341-2344.
- Bersch, G.F. and Mekjian, A., 1972. Isospin Impurities in Nuclei, *Annual Review of Nuclear Particle Science*, 22, 25-64,
- Bilin –Stoyle, R.J ve Tourneux J. Le.,1962. The beta-decay coupling constant and the ft -value of O^{14} *Annals of Physics*, 18, 12-22
- Blin- Stoyle, R. J., 1973. Fundamental interactions and the nucleus Amsterdam, North holland
- Bobyk, A., Kaminski, W.A., Zareba, P., 2000. Study of the double beta decay of $70 < A < 100$ nuclei within the QRPA and the self-consistent BCS + QRPA formalisms. *Nuclear Physics A*, 669, 221-238.
- Bohr, A., Damgaard, J., ve Mottelson, B.R. , 1967. nuclear structure Amsterdam, North-Holland
- Bohr, A., Mottelson, B.R., 1969. Nuclear Structure : Single Particle Motion, W.A.Benjamin Inc., Vol. 1, New York, Amsterdam. Pp: 143.
- Cerkaski, M , Dudek, J., Szymański, Z., Andersson, C.G., Leander, G., Åberg, S., Nilsson, S.G., Ragnarsson, I., 1977. Search for the yrast traps in neutron deficient rare earth nuclei, *Physics Letters B*, 70, 9-13
- Cheoun, M.K., Faessler, A., Simkovic, F., Teneva, G., 1996. Two neutrino (2ν) double and single beta decay by QRPA with neutron-proton pairing. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 32, 315-327.
- Civitarese, O., Faessler, A., Tomoda, T., 1987. Suppression of the two-neutrino double β decay. *Physics Letters B*, 194, 11-14.
- Civitarese, O., Liciardo, M.C., 1988. Symmetry restoring treatment of the pairing Hamiltonian in the quasiparticle representation. *Physical. Review C*, 38, 967-971.
- Civitarese, O., Liciardo, M.C., 1990. Comparison between effective Hamiltonians in symmetry restoring theories. *Physical. Review C*, 41, 1778-1784.
- Civitarese, O., Faessler, A., Liciardo, M.C., 1992. Symmetry breaking of the galilean invariance in superfluid nuclei and its connection with quadrupole pairing interactions. *Nuclear Physics A*, 542, 221-236.
- Civitarese, O., Suhonen, J., 1996. Contributions of unique first forbidden transitions to two neutrino double β -decay half-lives. *Nuclear Physics A*, 607, 152-162.

- Civitarese, O., Hess, P.D., Hirsch, J.G., Rebaire, M., 1998. Spontaneous and dynamical breaking of mean field symmetries in the proton neutron quasiparticle random phase approximation. *Physical Review C*, 59, 194-199.
- Civitarese, O., Suhonen, J., 1999. Systematic study of the single-state dominance in $2\nu\beta\beta$ decay transitions. *Nuclear Physics A*, 653, 321-337.
- Colo G et al., 1995. Isospin mixing in proton-rich $N\approx Z$ nuclei. *Physical Review C*, 52, R1175
- Dobaczewski, J and Hamamoto, I., 1995. Isospin impurities in ground states of $N = Z$ nuclei near the proton-drip line, *Physics Letters B*, 345, 181-184
- Dudek, J., Nazarewicz, W., and Faasler, A., 1984. Theoretical analysis of the single-particle states in the secondary minima of fissioning nuclei, *Nuclear Physics A*, 412, 61-91
- Ejiri, H., 2000. Nuclear spin isospin responses for low energy neutrinos. *Physics Reports*, 338, 265-351.
- Engel, J., Vogel, P., Civitarese, O., Zirnbauer, M.R., 1988. Shell-model and QRPA treatments of double beta decay. *Physics Letters B*, 208, 187-193.
- Gabrov, S.I., Pyatov, N.I., Salamov, D.I., 1977. Gigant Dipol Resonance With Galilean Invariance Pairing. *Bulgarian Journal Of Physics IY*, p.3-6.
- Garret, J. D., 1992. Proc. Int. Symp. On Rapidly Rotating Nuclei Tokyo 79
- Hagberg, E., Koslowsky, V. T., Hardy, J.C., Towner, I. S., Hykawy, J. G., Savard, G., ve Shinozuka, T., 1995. Tests of Isospin Mixing Corrections in Superaligned $0^+ \rightarrow 0^+ \beta$ Decays. *Physical Review Letters*, 74, 1041
- Hamamoto, I., ve Sagawa, H., 1993. Gamow-Teller beta decay and isospin impurity in nuclei near the proton drip line. *Physical Review C*, 48, R960-R963
- Hirsch, G., Hess, P.O., Civitarese, O., 1996. Renormalized quasiparticle random phase approximation and double beta decay: A critical analysis of double Fermi transitions. *Physical Review C*, 54, 1976-1981.
- Hirsch, J., Krmpotic, F., 1990. Reconstruction of isospin and spin-isospin symmetries and double beta decay. *Physical Review C*, 41, 792-795.
- Hsiao, S.S., Tzeng, Y., Kuo, T.T.S., 1994. Two-neutrino double beta decay of ^{48}Ca . *Physical Review C*, 49, 2233-2236.
- Ikeda, K., Fuji S., Fujita, J.I., 1963. The (p,n) reactions and beta decays. *Physics Letters*, 3, 271-272
- Kaplan, Irving, 1962. *Nuclear Physics 2nd Edition*. Addison- Wesley Company.

- Khadkikar, S. B., ve Warke, C. S., 1969. Isobaric spin mixing from self-consistent treatment of coulomb interaction, *Nuclear Physics A*, 130, 577-585
- Krane, K.S., *Nükleer Fizik 1.Cilt.* Palme Yayıncılık, Ankara, (2001), 272-291.
- Krmpotic, F., 1993. General behavior of double beta decay amplitudes in the quasiparticle random phase approximation. *Physical Review C*, 48, 1452-1455.
- Kubono S., 1992. Experimental approach to explosive nucleosynthesis. *Nuclear Physics A*, 538, 505-514
- Kuliev, A.A., Akkaya, R., İlhan, M., Guliev, E., Salamov, C., Selvi, S., 2000. Rotation invariant model of the states with $K^\pi = 1^+$ and their contribution to the scissors mode. *International. Journal of Modern Physics E*, 9- 249.
- Kuliev, A.A., Salamov, D.I., Balayev, S.K. 1988. Double b-decay and neutrino Mass. *Proceed, XXXVIII - Annual Conference Nuclear Spectrum and Nuclear Str., "Nauca"*, p.228, Leningrad
- Küçükburşa, A., Salamov, D. I., Babacan, T., ve Aygör, H. A., 2004. An Investigation of the Influence of the Pairing Correlations on the Properties of the Isobar Analog Resonances in A=208 Nuclei. *Paramana- Journal of Physics*, Vol.63, No. 5, 947-961
- Lane, A. M., ve Mekjian, A.Z., 1973. Coulomb Mixing Effects in Nuclei: A Survey Based on Sum Rules. *Advances in Nuclear Physics*, 7, 97-158
- Lewitowicz, M., Anne, R., Auger, G., Bazin, D., Borcea, C., Borrel, V., Corre, J.M., Dörfler, T., Fomichov, A., Grzywacz, R., Guillemaud-Mueller, D., Hue, R., Huyse, M., Janas, Z., Keller, H., Lukyanov, S., Mueller, A.C., Penionzhkevich, Yu., Pfützner, M., Pougheon, F., Rykaczewski, K., Saint-Laurent, M.G., Schmidt, K., Schmidt-Ott, W. D., Sorlin, O., Szerypo, J., Tarasov, O., Wauters, J., Żylicz, J., 1994. Identification of the doubly-magic nucleus ^{100}Sn in the reaction $^{112}\text{Sn} + ^{\text{nat}}\text{Ni}$ at 63 MeV/nucleon . *Physics Letters B*, 332, 20-24
- Mc Phee, M. İsaac., 2008. Beta Decay and The Weak Force The Development of Entirely *New Physical Force*
- Miller, G. A., Opper, A.K. , ve Stephenson, E.J., 2006. Charge Symmetry Breaking and QCD. *Annual Reviews Nuclear Part. Sci.* 56, 253-292
- Muto, K., Bender, E., Klaptor, H.V., 1988. Sixty Years of double beta decay. *Zeitschrift für Physik A*, 334, 177
- Muto, K., 1997. Extended quasiparticle RPA and double-beta-decay nuclear matrix elements. *Physics Letters B*, 391, 243-248.
- Osterfeld, F., 1992. Nuclear spin and ,isospin excitations. *Reviews of Modern Physics*, 64, 2, 491-557.

- Pacearescu, L., Rodin, V., Simkovic, F., Faessler, A., 2003. Two-neutrino double β decay within fully renormalized quasiparticle random-phase approximation: Effect of the restoration of the Ikeda sum rule. *Physical Review C*, 68, 064310,1-8.
- Petrovici, A., Schmid, K.W., Radu, O., Faessler, A., 2008. Structure of A=82 analogs and isospin-symmetry breaking effects on superallowed Fermi β decay. *Physical Review C*, 78, 064311, 1-7.
- Pyatov, N. I., and Salamov, D. I. , 1977. Conservation Laws And Collective Excitations In Nuclei. *Nucleonica*, 22, 127-141.
- Pyatov, N.I., Salamov, D.I., Baznat, M.I., Kuliev, A.A., Gabrakov, S.I., 1979. Self-Consistent Theory of Coulomb Isospin Mixing in Nuclei, *Soviet Journal of Nuclear Physics*, 1-29.
- Ring, P., Schuck, P., 1980. The Nuclear Many- Body Problem, Springer- Verlag, NY.
- Raduta, A. A., Escuderos, A., Faessler, A., Moya de Guerra, E., Sarriguren, P., 2004. Two neutrino double- β decay in deformed nuclei with an angular momentum projected basis. *Physical Review C*, 69, 064321, 1-20.
- Raduta, A.A., Suhonen, J.,1996. Description of β decay to excited quadrupole phonon states within a boson-expansion formalism; Boson-expansion description of beta decay to excited final states. *Physical Review C*, 53, 176-187.
- Raduta, A.A., Suhonen, J., 1996. Boson-expansion description of beta decay to excited final states. *Journal of Physics G*, 22, 123-130
- Raman, S., Walkiewicz, T.A., Behrens, H.,1975. Superallowed $0^+ \rightarrow 0^+$ and isospin forbidden $J^\pi \rightarrow J^\pi$ fermi transitions. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*. 16, 451-494
- Raman, S., Malarkey, C.H., Milner, W.T., Nestor, C.W., Stelson., P. H., 1987. Transition Probability, B(E2), from the ground to the first excited 2^+ state of even-even nuclides, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 36, 1-96.
- Rodin, V.A., Urin, M.H., Faessler, A., 2005. Sensitive behavior of $2\nu\beta\beta$ decay amplitude within QRPA and broken SU(4) symmetry in nuclei. *Nuclear Physics A*, 295-307.
- Sagawa, H., Giai, N. V., and Suzuki, T., 1996. Effect of isospin mixing on superallowed Fermi β decay, *Physical Review C*, 53, R2163-R2170
- Satula, W., et al., arXiv:0903.1182v1(nucl. Tez) (2009)
- Sakamoto, Kishimoto, T., 1991. Microscopic analysis of nuclear collective motions in terms of the boson expansion theory:Numerical calculations. *Nuclear Physics A*, 528, 73-143.

- Salamov, D.I., Babacan, T., Küçükburşa, A., Ünlü, S., Maraş, İ., 2006. The isospin admixture of the ground state and the properties of the isobar analog resonances in medium and heavy mass nuclei, *Pramana Journal of Physics*, Vol 66, No 6, 1105-1110.
- Salamov, D.I., Küçükburşa, A., Maraş, İ., Aygör, H.A., Babacan, T., ve Bircan, 2003. Calculation of the Log(ft) Values for the Allowed Gamow-Teller Transitions in Deformed Nuclei Using the Basis of Woods-Saxon Wave Functions, *Acta Physica Slovaca*, Vol 53, No 4pp. 307-319
- Selam, C., Küçükburşa A., Bircan H., Aygör, H. A., Babacan T., Maraş İ., Kökçe A., 2003. Nuclear Matrix Elements of Double Beta Decay in Deformed Nuclei, *The Turkish Journal of Physics*, 27, 187-193.
- Schwieger, J., Simkovic, F., Faessler, A., 1998. Double β decay to excited states of several medium-heavy nuclei within the renormalized quasiparticle random phase approximation. *Physical Review C*, 57, 1738-1743.
- Schneider, R., Friese, J., Reinhold, J., 1994. Production and identification of ^{100}Sn . *Zeitschrift für Physik A*, 348, 241-242
- Simkovic, F., Pacearescu, L., Faessler, A., 2004. Two-neutrino double beta decay of ^{76}Ge within deformed QRPA. *Nuclear Physics A*, 733, 321-350.
- Simkovic, F., Schwieger, J., Veselsky, M., Pantis, G., Faessler, A., 1997. Non-collapsing renormalized QRPA with proton-neutron pairing for neutrinoless double beta decay. *Physics Letters B*, 393, 267-273.
- Staudt, A., Kuo, T.T.S., Klapdor-Kleingrothaus, H.V., 1992. $\beta\beta$ decay of ^{128}Te , ^{130}Te , and ^{76}Ge with renormalized effective interactions derived from Paris and Bonn potentials. *Physical Review C*, 46, 871-883.
- Stoica, S., Klapdor-Kleingrothaus, H.V., 2001. Critical view on double-beta decay matrix elements within Quasi Random Phase Approximation-based methods. *Nuclear Physics A*, 694, 269-294.
- Suhonen, J., Civitarese, O., 1998. Weak-interaction and nuclear structure aspects of nuclear double beta decay. *Physics Reports*, 300, 123-214.
- Suhonen, J., Divari, P.C., Skouras, L.D., Johnstone, I.P., 1997. Double beta decay of ^{92}Mo : Comparison of the shell model and the quasiparticle random-phase approximation. *Physical Review C*, 55, 714-719.
- Tanihata, I., 1991. Structure of neutron-rich nuclei studied by radioactive beams: Neutron halo and soft E1 excitation. *Nuclear Physics A*, 522, 275-292
- Toivanen, J., Suhonen, J., 1995. Renormalized proton-neutron quasiparticle random-phase approximation and its application to double beta decay. *Physical Review Letters*, 75, 410-413.

- Toivanen, J., Suhonen, J., 1997. Study of several double-beta-decaying nuclei using the renormalized proton-neutron quasiparticle random-phase approximation. *Physical Review C*, 55, 2314-2323.
- Towner, I. S., and Hardy, J. C., 1973. Superaligned $0^+ \rightarrow 0^+$ nuclear β -decays *Nuclear Physics A*, 205, 33-55
- Unlu, S., And Çakmak, N., 2015. The effect of restoration of broken SU(4) symmetry on $2\nu\beta\beta^-$ decay rates. *Nuclear Physics A*, 939, 13-20
- Wilkinson, D. H., 1973. Isospin in Nukleer Physics, ED. North Holland, Amsterdam, North holland
- Warner, D. D., M. A. Bentley ve Isacker P. Van., 2006. The role of isospin symmetry in collective nuclear structure. *Nature Physics*, 2, 311-318
- Yousef, M.S., Rodin, V., Faessler, A., Simkovic, F., 2009. Matrix elements of two-neutrino double beta decay in deformed nuclei. *Nuclear Physics B: Proceeding Supplements*, 188, 56-58.
- Yousef, M.S., Rodin, V., Faessler, A., Simkovic, F., 2009. Two-neutrino double β decay of deformed nuclei within the quasiparticle random-phase approximation with a realistic interaction. *Physical Review C*, 79, 014314, 1-9

ÖZGEÇMİŞ

Adı ve Soyadı: Arzu Erdoğan

Doğum Yeri ve Yılı: Burdur 1986

Medeni Hali: Evli

Yabancı Dili: İngilizce



Eğitim Kurumu	Yıl
Lise: Burdur Anadolu Lisesi	2004
Lisans: Ondokuz Mayıs Üniversitesi	2010
Yüksek Lisans: Mehmet Akif Ersoy Üniversitesi	

Ulusal Bilimsel Toplantılarda Sunulan Bildiriler:

1-) Serdar Ünlü, Arzu Erdoğan, “Bazı Deforme Çekirdeklerde İzobar Analog Durumların İki Nötrinolu Çift Beta Bozunum Sürecine Olan Katkılarının Belirlenmesi”, 6. Uluslararası Nükleer Yapı Özellikleri Çalıştayı, Karabük Üniversitesi, 18-20 Eylül 2013, Karabük