

**T.C.
YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**NÖTRON BAKIMINDAN ZENGİN HAFİF VE AĞIR ATOM ÇEKİRDEKLERİNDE
SKYRME ETKİLEŞMESİNİ KULLANARAK CÜCE DİPOL REZONANSLARIN
İNCELENMESİ**

ESRA YÜKSEL

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI**

**DANIŞMAN
YRD. DOÇ. DR. KUTSAL BOZKURT**

İSTANBUL, 2011

**T.C.
YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**NÖTRON BAKIMINDAN ZENGİN HAFİF VE AĞIR ATOM ÇEKİRDEKLERİNDE
SKYRME ETKİLEŞMESİNİ KULLANARAK CÜCE DİPOL REZONANSLARIN
İNCELENMESİ**

ESRA YÜKSEL

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI**

**DANIŞMAN
YRD. DOÇ. DR. KUTSAL BOZKURT**

İSTANBUL, 2011

T.C.
YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**NÖTRON BAKIMINDAN ZENGİN HAFİF VE AĞIR ATOM ÇEKİRDEKLERİNDE
SKYRME ETKİLEŞMESİNİ KULLANARAK CÜCE DİPOL REZONANSLARIN
İNCELENMESİ**

Esra YÜKSEL tarafından hazırlanan tez çalışması 03.06.2011 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Yıldız Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Tez Danışmanı

Yrd. Doç. Dr. Kutsal Bozkurt

Yıldız Teknik Üniversitesi

Jüri Üyeleri

Prof. Dr. Hasan TATLIPINAR

Yıldız Teknik Üniversitesi

Doç. Dr. Serbülent YILDIRIM

Namık Kemal Üniversitesi

Yrd. Doç. Dr. Kutsal BOZKURT

Yıldız Teknik Üniversitesi

Bu alışma, TÜBİTAK 2210 yurt içi yüksek lisans bursu ile desteklenmiştir.

ÖNSÖZ

Öncelikle yüksek lisansım boyunca benden bilgi ve deneyimlerini esirgemeyen ve yol gösteren değerli hocam Yrd. Doç. Dr. Kutsal BOZKURT'a çok teşekkür ederim.

Bana her koşulda destek veren ve güvenlerini daima hissettiğim Aileme,

Bilgi ve deneyimlerini her zaman benimle paylaşan değerli oda arkadaşım Araş. Gör. Dr. Zeynep GÜVEN ÖZDEMİR'e ve

Yüksek lisans eğitimim boyunca sağladığı destek ve bilim insanlarına yaptığı katkıdan ötürü TÜBİTAK 'a çok teşekkür ederim.

Mayıs, 2011

Esra YÜKSEL

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
SİMGE LİSTESİ.....	vii
KISALTMA LİSTESİ.....	ix
ŞEKİL LİSTESİ.....	x
ÇİZELGE LİSTESİ	x
ÖZET	xiii
ABSTRACT.....	xiv
BÖLÜM 1	
GİRİŞ	
1.1 Literatür Özeti.....	1
1.2 Tezin Amacı.....	9
1.3 Hipotez.....	9
BÖLÜM 2	
MODEL	10
2.1 Hartree-Fock Yöntemi	10
2.2 Skyrme Hartree Fock	13
2.2.1 Skyrme Tensör Etkileşmesi.....	16
2.3 Landau-Migdal etkileşimi	19
2.4 Hartree-Fock+RPA yaklaşımı.....	20
BÖLÜM 3	
HESAPLAMALAR.....	24
3.1 Hesaplamalar	24
3.2 A=68, Z=28 Ni çekirdeği için PDR hesapları.....	25

3.2.1	^{68}Ni çekirdeği için geçiş yoğunlukları.....	27
3.3	A=124, Z=50 Sn çekirdeği için PDR hesapları	28
3.3.1	^{124}Sn çekirdeği için geçiş yoğunlukları.....	30
3.4	A=130, Z=50 Sn çekirdeği için PDR hesapları	31
3.4.1	^{130}Sn çekirdeği için geçiş yoğunlukları.....	33
3.5	A=134, Z=50 Sn çekirdeği için PDR hesapları	34
3.5.1	^{134}Sn çekirdeği için geçiş yoğunlukları.....	36
BÖLÜM 4.....		
SONUÇ VE ÖNERİLER		37
KAYNAKLAR.....		42
EK-A		
SKYRME PARAMETRELERİ		45
ÖZGEÇMİŞ		47

SİMGE LİSTESİ

A	Atom numarası
E_x	Uyarılma enerjisi
F	Geçiş operatörü
F_0	Merkezi etkileşim landau parametresi
fm	Femtometre
G_0	Spin-yörünge etkileşimi landau parametresi
G^0	Pertürbe olmamış green fonksiyonu
G^{RPA}	RPA gren fonksiyonu
H	Hamiltonyen
H_0	Tensör etkileşimi landau parametresi
J	Spin
J_q	Akım yoğunluğu
$\hat{k}$	Momentum operatörü
k_F	Fermi momentum
l	Yörüngesel kuantum sayısı
L	Açısal Momentum
m	Manyetik kuantum sayısı
MeV	Mega elektronvolt
N	Nötron numarası
n	Baş kuantum sayısı
Ni	Nikel
$\hat{P}$	Pauli spin operatörü
ρ	Nükleon yoğunluğu
q_i	İzospin
R_{nl}	Radyal fonksiyon
S	Spin
$S(E)$	Tepki fonksiyonu
Sn	Kalay
T	Skyrme tensör parametresi
T	Kinetik enerji
t_i	Skyrme parametresi
U	Skyrme parametresi
$U_{s.o}$	Spin-yörünge etkileşimi

U_F	Değişim potansiyeli
U_H	Direk potansiyel
V	Potansiyel terimi
V_{Coulomb}	Coulomb nükleon-nükleon etkileşimi
V_C	Merkezi potansiyel
V_d	Değişim potansiyeli
V_{ij}	Nükleon-Nükleon potansiyeli
V_{LS}	Spin-yörünge potansiyeli
V_T	Tensör potansiyeli
W_0	Skyrme parametresi
W_q	Spin-yörünge potansiyeli
x_i	Skyrme parametresi
Y_{jlm}	Küresel harmonik fonksiyon
Z	Proton numarası
Φ	Slater determinantı
φ	Tek parçacık dalga fonksiyonu
τ_q	Kinetik enerji yoğunluğu
σ	Spin operatörü
α	Tensör eşleşme sabiti
β	Tensör eşleşme sabiti

KISALTMA LİSTESİ

GR	Dev rezonans
GDR	Dev Dipol Rezonans (Giant Dipole Resonance)
HF	Hartree-Fock
IVGDR	İzovektör dev dipol rezonans
LM	Landau-Migdal
NN	Nükleon-Nükleon
PDR	Cüce Dipol Rezonans (Pygmy Dipole Resonance)
RPA	Bağımsız Faz Yaklaşımı(Random Phase Approximation)
SHF	Skyrme Hartree Fock

ŞEKİL LİSTESİ

	Sayfa
Şekil 1. 1 Çekirdekdeki Dev Rezonans modları[1].....	2
Şekil 1. 2 E1 ve E2 tek parçacık geçişlerinin kabuk modelde şematik olarak gösterimi[3].....	4
Şekil 1. 3 Nötron halosu [D.Lacroix., J.A.Scarpaci , 2000]	5
Şekil 1. 4 Çekirdekdeki elektrik dipol uyarılmaları	6
Şekil 2. 1 (a) Tensör etkileşmesinde monopol etkileşmenin gösterimi.(b) Bir-pion değişiminin gösterimi [8]	16
Şekil 2. 2 j ve j' orbitlerindeki 2 nükleon'a etkiyen tensör kuvvetinin gösterimi[8] ...	18
Şekil 3. 1 ⁶⁸ Ni için PDR dağılım fonksiyonu şiddetinin enerjiye göre değişimi tensör(T44) ile ve tensörsüz(SLy5).Normalize edilmiş deneysel veriler ref.[13]'ten alınmıştır.	27
Şekil 3. 2 ⁶⁸ Ni için PDR dağılım fonksiyonu şiddetinin enerjiye göre değişimi tensör(T44 ve T66) ile ve tensörsüz(SLy5).	27
Şekil 3. 3 ⁶⁸ Ni için PDR dağılım fonksiyonu şiddetinin enerjiye göre değişimi tensör(T46 ve T64) ile ve tensörsüz(SLy5)	28
Şekil 3. 4 ⁶⁸ Ni için SLy5 etkileşimi ile PDR geçiş yoğunluğunun gösterimi	29
Şekil 3. 5 PDR geçiş yoğunluklarının T44, T46, T64, T66 tensör etkileşmeleri ile gösterimi.	29
Şekil 3. 6 ¹²⁴ Sn için PDR dağılım fonksiyonu şiddetinin enerjiye göre değişimi tensör(T44) ile ve tensörsüz(SLy5).Normalize edilmiş deneysel veriler ref.[14]'ten alınmıştır.	30
Şekil 3. 7 ¹²⁴ Sn için PDR dağılım fonksiyonu şiddetinin enerjiye göre değişimi tensör(T44 ve T66) ile ve tensörsüz(SLy5).	30
Şekil 3. 8 ¹²⁴ Sn için PDR dağılım fonksiyonu şiddetinin enerjiye göre değişimi tensör(T46 ve T64) ile ve tensörsüz(SLy5).	31
Şekil 3. 9 ¹²⁴ Sn için SLy5 etkileşimi ile PDR geçiş yoğunluğunun gösterimi.....	32
Şekil 3. 10 ¹²⁴ Sn için PDR geçiş yoğunluklarının T44, T46, T64, T66 tensör etkileşmeleri ile gösterimi.....	32
Şekil 3. 11 ¹³⁰ Sn için PDR dağılım fonksiyonu şiddetinin enerjiye göre değişimi tensör(T44) ile ve tensörsüz(SLy5).Normalize edilmiş deneysel veri ref.[15]'ten alınmıştır	33
Şekil 3. 12 ¹³⁰ Sn için PDR dağılım fonksiyonu şiddetinin enerjiye göre değişimi tensör(T44 ve T66) ile ve tensörsüz(SLy5).	33

Şekil 3. 13	^{130}Sn için PDR dağılım fonksiyonu şiddetinin enerjiye göre değişimi tensör(T46 ve T64) ile ve tensörsüz(SLy5).	34
Şekil 3. 14	^{130}Sn için SLy5 etkileşimi ile PDR geçiş yoğunluğunun gösterimi.....	35
Şekil 3. 15	^{130}Sn için PDR geçiş yoğunluklarının T44, T46, T64, T66 tensör etkileşimleri ile gösterimi.....	35
Şekil 3. 16	^{134}Sn için PDR dağılım fonksiyonu şiddetinin enerjiye göre değişimi tensör(T44) ile ve tensörsüz(SLy5).	36
Şekil 3. 17	^{134}Sn için PDR dağılım fonksiyonu şiddetinin enerjiye göre değişimi tensör(T44 ve T66) ile ve tensörsüz(SLy5).	36
Şekil 3. 18	^{134}Sn için PDR dağılım fonksiyonu şiddetinin enerjiye göre değişimi tensör(T46 ve T64) ile ve tensörsüz(SLy5).	37
Şekil 3. 19	^{134}Sn için SLy5 etkileşimi ile PDR geçiş yoğunluğunun gösterimi.....	38
Şekil 3. 20	^{134}Sn için PDR geçiş yoğunluklarının T44, T46, T64, T66 tensör etkileşimleri ile gösterimi	38

ÇİZELGE LİSTESİ

	Sayfa
Çizelge A-1 SLy5 Skyrme parametreleri	45
Çizelge A-2 Tensör etkileşim parametreleri.....	46

**NÖTRON BAKIMINDAN ZENGİN HAFİF VE AĞIR ATOM
ÇEKİRDEKLERİNDE SKYRME ETKİLEŞMESİNİ KULLANARAK CÜCE DİPOL
REZONANSLARIN İNCELENMESİ**

Esra YÜKSEL

Fizik Anabilim Dalı
Yüksek Lisans Tezi

Tez Danışmanı: Yrd. Doç. Dr. Kutsal BOZKURT

Bu çalışmada, nötron bakımından zengin hafif çekirdek ^{68}Ni ve ağır çekirdekler ^{124}Sn , ^{130}Sn , ^{134}Sn için İzovektör Cüce Dipol Rezonanslar (IVPDR) Skyrme nükleon-nükleon etkileşimi kullanılarak hesaplandı. Hesaplamalar, koordinat uzayında öz-uyumlu alan teorisi olarak bilinen Hartree-Fock (HF) ve Bağımsız Faz yaklaşımı (RPA) yöntemleri kullanılarak yapıldı. İlk olarak Skyrme nükleon-nükleon etkileşiminde sadece merkezi ve spin-yörünge etkileşimleri ile çalışıldı. Daha sonra merkezi ve spin-yörünge etkileşmelerine tensör katkısı da eklenerek dağılım şiddetinin enerjiye göre değişim hesaplamaları yapıldı. Son olarak sonuçlar deneysel verilerle karşılaştırıldı ve tensör etkileşmesinin çekirdeklerin PDR değerlerinde değişimlere yol açtığı gözlemlendi.

Anahtar Kelimeler: Cüce Dipol Rezonans(PDR), Hartree-Fock, Bağımsız Faz Yaklaşımı, Skyrme Etkileşmesi, Tensör etkileşmesi

ABSTRACT

INVESTIGATION OF PYGMY DIPOLE RESONANCES IN NEUTRON RICH LIGHT AND HEAVY NUCLEI WITH SKYRME INTERACTION

Esra YÜKSEL

Department of Physics
MSc. Thesis

Advisor: Assoc. Prof. Dr. Kutsal BOZKURT

In this Thesis, Pygmy dipole resonances of light ^{68}Ni nucleus and heavy ^{124}Sn , ^{130}Sn , ^{134}Sn nuclei were calculated by using Skyrme nucleon-nucleon interaction. Calculations have been done in coordinate space with self-consistent Hartree-Fock and Random phase approximation. Firstly, calculations have been done only with central and spin-orbit part of the Skyrme nucleon-nucleon interaction. Then, tensor interaction was added to the central and spin-orbit part of the Skyrme nucleon-nucleon interaction and same calculations were done to calculate PDR. Finally, the results were compared with the experimental results and it has been observed that tensor interaction changed PDR values of nuclei.

Keywords: Pygmy dipole resonance(PDR), Hartree-Fock, Random Phase Approximation, Skyrme interaction, Tensor interaction.

YILDIZ TECHNICAL UNIVERSITY
GRADUATE SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCE

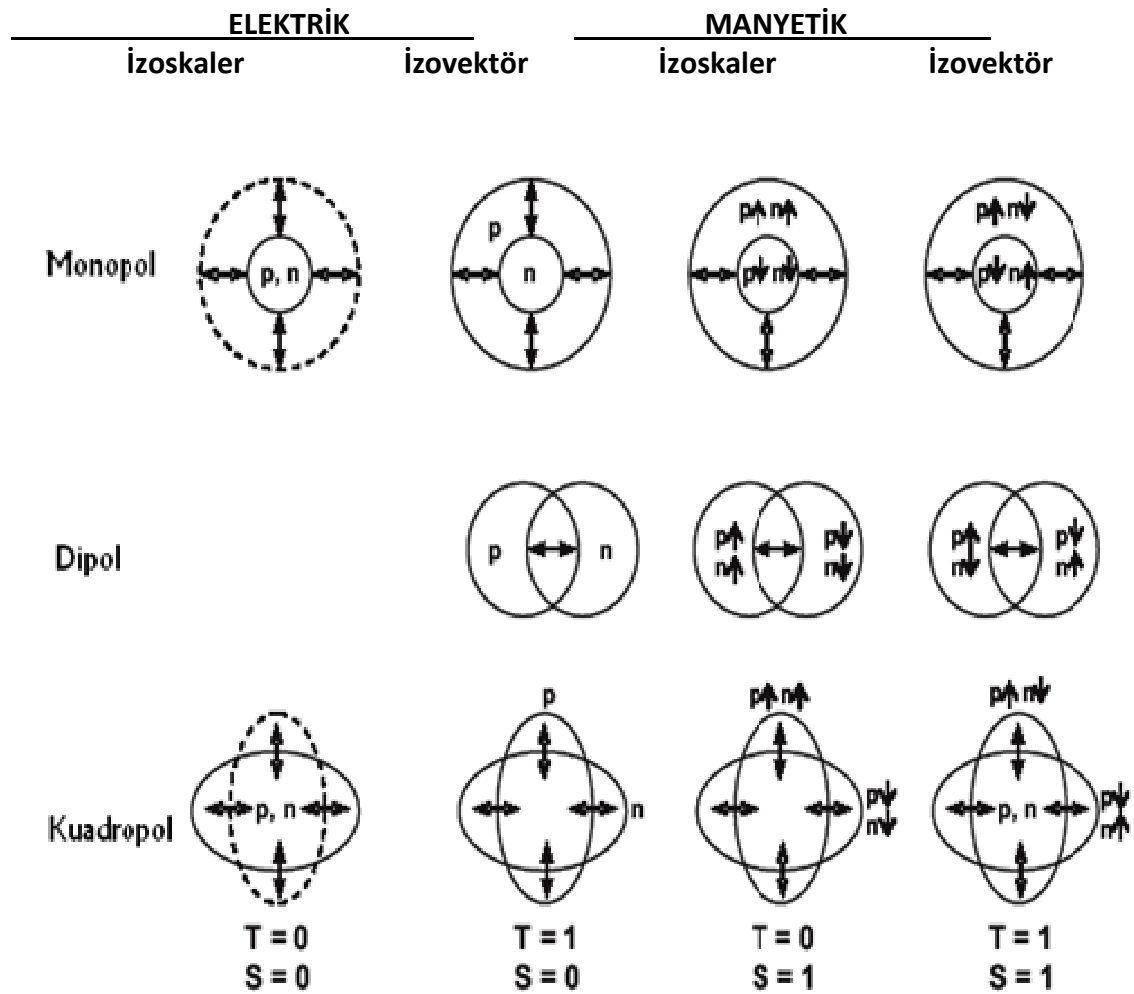
1.1 Literatür Özeti

Nükleer fizikte çekirdek kuantum mekanik kurallar tarafından yönetilen çok parçacıklı bir sistemdir. Kollektif hareketin var oluşu ise çok parçacıklı sistemlerin genel kuantum özelliklerindendir. Çekirdek içindeki kollektif modların deneysel ve teorik olarak çalışılması nükleer sistemin özellikleri hakkında önemli bilgiler vermektedir. Özellikle kararlılık vadisi dışında kalan nötron bakımında zengin ($N > Z$) nükleer sistemlerin çalışılması, son yıllarda nükleer yapı alanında yapılan çalışmalar arasında en aktif çalışmalardır. Bu çerçevede, bu sistemlerdeki kollektif modların incelenmesine, hem teorik hem de deneysel açıdan özel bir ilgi gösterilmiştir.

Bu kollektif hareketler zayıf bir dış alan ile uyarılan çekirdekte geçiş yoğunluğunda meydana gelen rezonans pikleri olarak tanımlanmıştır. Nükleer dev rezonansların (GR) varlığı ilk olarak Baldwin ve Klaiber'in yaptığı deneyler sonucu ortaya atıldı. 1944 yılında Migdal tarafından teorik olarak çalışılan Dev Dipol Rezonanslar ilk olarak 1947 yılında Baldwin ve Klaiber tarafından yapılan foto nükleer reaksiyon deneyinde gözlemlendi. Daha sonra sırasıyla 1972 yılında Dev kuadropol rezonans ve 1977 yılında ise Dev monopol rezonanslar orta ve ağır çekirdeklerde keşfedildi. Yüksek enerjilerde meydana gelen büyük foton emilim tesir kesiti ise GDR için işaret olarak kabul edildi [1]. Bugün, Dev Dipol Rezonans en iyi bilinen kollektif moddur ve nükleer ve nötron maddenin özelliklerinin çalışılmasında önemlidir.

Dev rezonanslar çekirdek içindeki birçok parçacığın kollektif hareketiyle oluşur. Buradaki kollektif terimi nükleonların büyük bir çoğunluğunun uyarılmaya katıldığı

anlamına gelmektedir [2]. Kuantum mekanik açısından rezonans temel durum ile uyarılmış durum arasındaki geçiş demektir ve dağılım fonksiyonun şiddetinin (tepki fonksiyonu) temel özelliklerine ve sistemin büyüklüğüne bağlıdır. Dev rezonans piklerin genişliği ve boyları tipik piklerden daha büyüktür (Wong, 1990). En iyi bilinen uyarılma çeşididir. Uzun yıllar hem teorik hem de deneysel olarak çalışılmıştır ve teorik modellerle çok iyi açıklanmıştır.



Şekil 1.1 Çekirdekdeki Dev Rezonans modları[1]

Makroskopik olarak Dev Rezonanslar sıvı-damlası modeline göre açısal momentum, spin ve izospin olarak sınıflandırılmaktadır [3].

Açısal Momentuma (L) göre;

- * $L=0$ ise, Dev Monopol Rezonans (GMR) modu “breathing mod” olarak adlandırılır.
- * $L=1$ ise, Dev Dipol Rezonans (GDR).
- * $L=2$ ile yüzey titreşimi Dev Kuadropol Rezonans (GQR) olarak adlandırılır.

İzospine (T) göre;

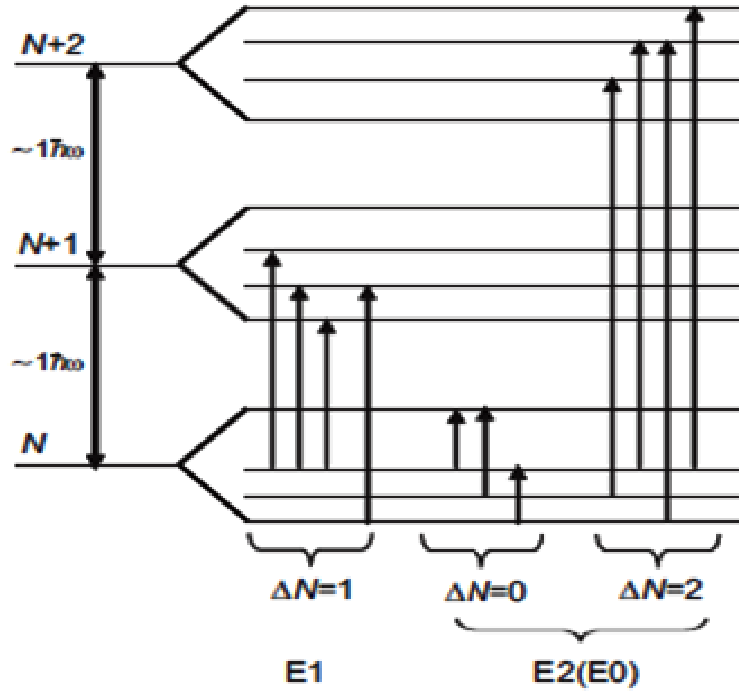
- * $\Delta T=0$ durumu, izoskaler olarak adlandırılır. Bu durumda nötron ve proton aynı fazda titreşir.
- * $\Delta T=1$ durumu, izovektör olarak adlandırılır. Bu durumda nötron ve proton birbirlerine zıt yönde titreşirler.

Spine göre (S) ise;

- * $S=0$ Elektrik,
- * $S=1$ Manyetik.

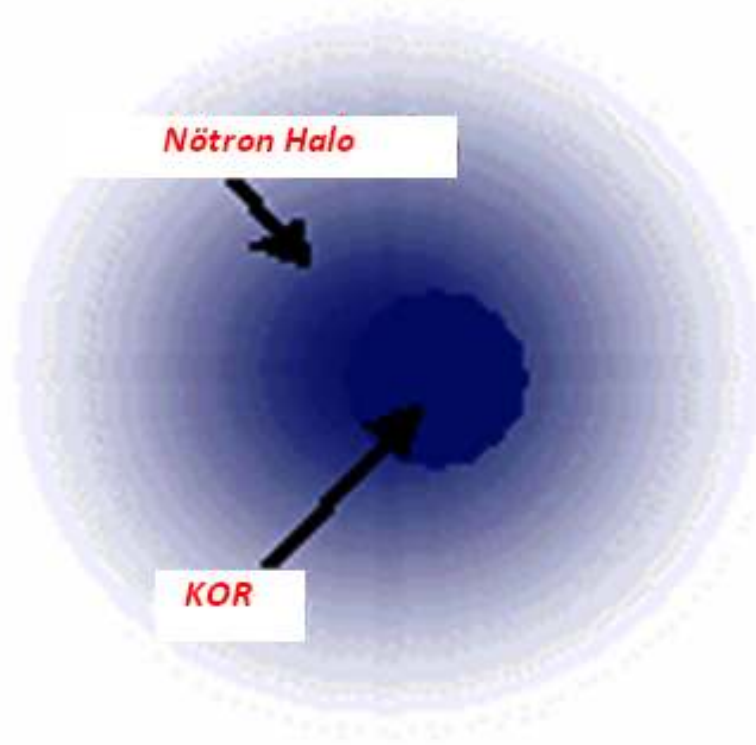
İzovektör Dev Dipol Rezonans (IVGDR) nükleer ve nötron maddelerin özelliklerini incelerken önemlidir.

Mikroskobik olarak ise Dev rezonanslar taban durumunun üzerinde parçacık ve deşiklerin ($1p-1h$) uyumlu birer süper pozisyonu olarak tanımlanmıştır (Harakeh, [4]). Şekil 2.2’ de kabuk model ile E1 Ve E2 tek parçacık geçişleri şematik olarak gösterilmiştir.



Şekil 1. 2 E1 ve E2 tek parçacık geçişlerinin kabuk modelde şematik olarak gösterimi [4].

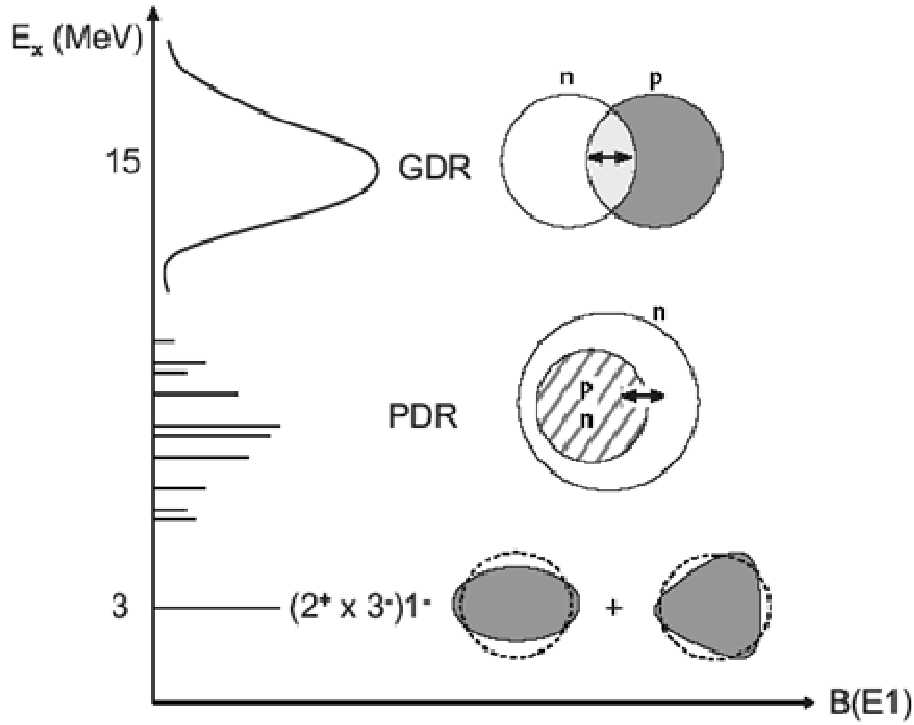
Son yıllarda Nükleer Fizik alanında β kararlılık vadisi dışında yapılan deneysel çalışmalar ile elde edilen ilginç sonuçlardan biri de nötron bakımından zengin egzotik çekirdeklerde “halo” olarak adlandırılan nötron kabuklarının görülmesidir. İlk defa ^{11}Li çekirdeği ile incelenen halo çekirdekler günümüzde halo özelliği gösteren farklı çekirdeklerde de incelenmektedir. Çekirdekten sızan nötronların belli bir mesafede oluşturdukları kabuk şeklindeki yapı “Halo” olarak adlandırılmıştır. Çekirdek dışında kalan nötronların bağlanma enerjileri oldukça düşüktür (~ 1 MeV) [6], [7]. Halo çekirdekler boyutları ve etkileşmeleri ile diğer çekirdeklerden ayrılırlar. Yoğunlukları küçük olmasına rağmen reaksiyonda tesir kesitini etkilerler. Eğer nötron bakımından zengin bu kabuk çekirdeğin geri kalanına karşı bir kolektif titreşim hareketi yaratmak için uyarılırsa dışarıda kalan nötron orbitalleri daha zayıf bağlı olacağından oluşan dipol modun daha zayıf, yani daha düşük enerjilerde olması beklenir. Bu çekirdekler CERN’de ISOLDE deneyi altında çalışılmaktadır.



Şekil 1. 3 Nötron halosu [5]

Yapılan çalışmalarda Nötron bakımından zengin çekirdeklerde iyi bilinen GDR'a ek olarak yeni bir dipol rezonans'ın varlığı deneysel olarak da kanıtlanmıştır. Bu rezonansın dağılım şiddeti daha küçük ve enerjisi ise toplam enerjinin çok küçük bir kısmından oluştuğu için Cüce Dipol Rezonans (PDR) adı verilmiştir. PDR, nötron sayısı proton sayısına eşit veya yaklaşık olan çekirdeklere karşı nötron yüzeyinin titreşmesidir. (Mohan et. Al, [8]). Günümüzde PDR'nin doğası ve özellikleri hala çok iyi anlaşılamamıştır.

Cüce dipol rezonanslar nükleer sistemler hakkında bilgi vermektedir. Örneğin; nötron yüzeyinin kalınlığı, nötron ayrılma enerjisi ve nükleer simetri enerji hakkında bilgi vermektedir. Son yapılan deneysel verilerle, dev halo'ların (özellikle neutron yıldızlar yapısını anlamamız bakımından önemi vardır) karakteristik özelliklerini daha iyi anlayabilmekteyiz. Bu yüzden de son yıllarda nötron bakımında zengin egzotik çekirdeklerin çalışılması önem kazanmıştır.



Şekil 1. 4 Çekirdekdeki elektrik dipol uyarılmaları [1]

Nükleer kollektif modların mikroskopik olarak tanımlanmasında ana teorik yaklaşım bağımsız faz yaklaşımıdır (Random Phase Approximation, RPA). RPA teorisinde çekirdekdeki uyarılmış durumlar, temel durumun üstündeki uyarılmış parçacık ve deşiklerin süperpozisyonu olarak düşünülebilir. Hartree-Fock hesaplamaları ise RPA için temel oluşturmaktadır. HF+RPA metodu nükleer kollektif modların çalışılmasında uzun yıllardır kullanılan ve hem GDR hem de PDR ın karakteristik özelliklerini tanımlayan oldukça başarılı bir yöntemdir.

Hartree-Fock yöntemi veya öz uyumlu alan yöntemi olarak bilinen yaklaşım 1928’de Hartree tarafından formüle edilmiştir. Bu yöntemde göre çok parçacık sistemindeki parçacıklar ortak bir potansiyelde hareket etmektedir ve her parçacık kendi dalga fonksiyonu ile tanımlanmaktadır. Hartree bireysel parçacık denklemlerini oluşturmayı başarmış ve denklemleri çözebilmek için öz-uyum gerekliliğini temel alan orijinal bir tekrarlama süreci önermiştir.

Hartree toplam dalga fonksiyonu, elektron koordinatlarına anti-simetrik değildir. Pauli’nin dışarlama ilkesi ile getirilen bu anti-simetrik gerekliliğini dikkate alan Hartree

yönteminin genelleştirilmesi Fock ve Slater (1930) tarafından yapılmıştır. Bu “Hartree-Fock” yöntemi olarak bilinen Hartree kuramının genellemesidir [9].

Hartree-Fock yöntemi atomsal dalga fonksiyonları ve enerjilerinin bulunmasında bir ilk adım olarak göz önüne alınmaktadır. Hartree-Fock yönteminin uygulanmasının atomlarla sınırlanmadığını, bir molekül veya katıdaki elektronlar gibi başka sistemlere de uygulanabildiği bilinmektedir [9].

Hartree-Fock ve RPA metodlarında kullanılabilecek birçok nükleon-nükleon etkileşimi mevcuttur. Nükleer fizikte, çekirdek içindeki nükleon-nükleon etkileşimleri nükleer yapıların özelliklerini tanımlamada çok önemlidir. Uzun yıllardır çalışılmasına rağmen Nükleon-Nükleon etkileşimleri hala net değildir. Her model kendi içinde çekirdeğin birtakım özelliklerini iyi tanımlayabilmektedir. Efektif nükleon-nükleon potansiyelini tanımlayabilmek için iki yaklaşım kullanılmaktadır. Birinci yaklaşım; nükleer madde içindeki nükleon-nükleon etkileşimleri, serbest nükleon-nükleon etkileşimi tarafından oluşmaktadır. İkinci yaklaşım; “Phenomen logical” modeli olarak adlandırılmaktadır. Bu model parametrelerden oluşan efektif etkileşim ile başlamaktadır. Günümüzde rölativistik olmayan yaklaşıma göre 2 çeşit efektif nükleon-nükleon etkileşimi sıkça kullanılmaktadır. Skyrme etkileşimi(zero-range) ve Gogny etkileşimi(finite-range).

Çekirdeğin taban durum özelliklerini açıklamada kullanılan un uygun kuvvet Skyrme kuvvetidir. Skyrme kuvveti ilk olarak 1950’li yıllarda Skyrme tarafında oluşturuldu ve ilk olarak Vautherin ve Brink tarafından [9] küresel çift kapalı kabuk çekirdeklere uygulandı. Günümüzde ise yeni parametre setlerinin oluşturulması ile küresel olmayan çekirdeklere de uygulanmaktadır. Skyrme tip etkileşmenin sık kullanılma nedenlerinden biri Hartree-Fock ile birlikte kullanıldığında çekirdeğin taban durum özelliklerini (Örneğin; Bağlanma enerjisi, Yarıçap) tanımlamakta oldukça başarılı olmasıdır.

Bir diğer neden ise Skyrme etkileşiminin Hartree-Fock için hesaplamaları daha basit hale getirmesidir. Skyrme etkileşiminin birçok çeşiti bulunmaktadır. Skyrme çeşitlerinin parametreleri Hartree-Fock’un temel durum özellikleri ile ilgili deneysel sonuçlardan yararlanılarak literatür çalışması ile bulunabilir ve seçtiğimiz nükleer veri setine göre değişmektedir. Nötron ve simetrik nükleer madde için Skyrme parametreleri yerine,

sabit koşullarda Landau parametreleri kullanılmaktadır. Landau parametresi, Skyrme parametrelerinin terimi olarak yazılabilmektedir.

Nükleer Efektif etkileşmeler olan Skyrme etkileşimi biręok açıdan nükleer sistemleri tanımlamada oldukça başarılı olmasına rağmen birtakım sınırlama ve dezavantajları da vardır ve nükleer sistemlerin yapılarını açıklamada yetersiz kalmıştır. Skyrme etkileşime eklenen tensör etkileşimi ise bazı deneysel sonuçlara açıklık getirmiştir. Tensör kuvvetinin deneysel olarak ilk işaretleri döteronun kuadropol momentinden elde edilmiştir. Döteron'un temel seviyesinde ($l = 0$) dalga fonksiyonu küresel simetriktir ve elektrik kuadropol moment beklenmemektedir. Oysa yapılan deneylerde döteron'un temel seviye kuadropol momenti sıfırdan farklıdır ve temel seviyede küresel olması beklenen döteron deformeğir. Bu durum merkezi olmayan tensör kuvveti ile açıklanmıştır.

Nükleer ęok paręaklı sistemlerde; Nükleon-Nükleon kuvvetinin tensör bileşeni hem iki nükleon'un spinlerinin birbirlerine göre yönelimlerine hem de spinlerin iki nükleonu birleştiren vektöre göre yönelime bağlıdır. Ortalama alan (mean-field) teorisinde, tensör terimlerinin Nükleon-Nükleon efektif etkileşimlerinde tek-paręacık enerjilerini belirlemedeki rolü ilk olarak Hartree-Fock, Skyrme kuvveti kullanılarak tartışıldı [10]. Fakat daha sonra Skyrme parametreleri kullanılarak yapılan nükleer yapı hesaplarında tensör terimlerinin önemsiz olduğu düşünöldü ve kullanılmadı. Son yıllarda yapılan deneysel ęalıřmalarda elde edilen sonuçlar tensör teriminin önemini ortaya ęıkarmıřtır. Bugün biręok grup tarafında Tensör terimleri efektif nükleon-nükleon etkileşmelerine eklenmeye ęalıřılmaktadır ve etkileri araştırılmaktadır.

Tensör kuvvetinin Nükleon-nükleon etkileşimindeki ve spin-yörünge ayrılmasındaki rolü ilk olarak [10]'da incelendi. Daha sonra Otsuka ve ęalıřma grubu [11]'de tensör kuvvetinin kabuk model üzerine etkilerini farklı Skyrme parametreleri kullanarak ilk defa analitik olarak inceledi. Son yıllarda ise tensör kuvvetine olan ilginin artmasıyla birlikte Skyrme etkileşimde Landau parametreleri tensör kuvveti parametreleri eklenerek ęalıřıldı [12]. Sonuç olarak, Tensör kuvvetinin tek-paręacık enerjilerini, spin-yörünge etkileşmesini ve ęekirdeęin kollektif hareketini etkilediği görölmüştür [10], [13].

Bugüne kadar çekirdekteki elektrik dipol uyarılmalar hakkında bilgi elde edinebilmek için birçok teorik ve deneysel çalışma yapılmıştır.

Son yıllarda ^{68}Ni ve Sn (kalay) izotopları ile gerçekleştirilen deneyler sonucunda; ^{68}Ni (Nikel) çekirdeği için GDR'nin deneysel pik değeri 16,5 MeV ve PDR'nin deneysel pik değeri 11 MeV [14] olarak bulunmuştur. ^{124}Sn (Kalay) çekirdeği için PDR'nin deneysel pik değeri yaklaşık olarak 6,5 MeV [15] dir. ^{130}Sn ve ^{132}Sn çekirdekleri için sırasıyla GDR'nin deneysel pik değeri 15,9 MeV ve 16,1 MeV [16] ve PDR'nin deneysel pik değerleri yaklaşık olarak 10,1 MeV ve 9,8 MeV [16] olarak bulunmuştur. ^{134}Sn çekirdeği için deneysel sonuç bulunmamaktadır.

Yapılan teorik çalışmalar sonucunda ^{68}Ni çekirdeği için RPA ile PDR yaklaşık 10 MeV [17] olarak bulunmuştur. ^{124}Sn (Kalay) çekirdeği için RPA ile PDR'nin teorik pik değeri 6-7,5 MeV [18].HFB-QRPA ile 6,4 MeV [18] ve RQRPA Gogny ile ise yaklaşık olarak 8,5 MeV olarak bulunmuştur [19]. ^{130}Sn için QRPA ile PDR 8,5-11 MeV arasında bulunmuştur [20]. ^{134}Sn için RPA ile 10 MeV [20] ve QRPA ile 7.5 MeV [21] dir. Son yıllarda yapılan çalışmalarda tensör kuvveti tekrar kullanılmaya başlanmıştır ve tepki fonksiyonunda önemli değişimlere yol açacağı düşünülmektedir.

1.2 Tezin Amacı

Bu tezin amacı hafif ve ağır çekirdeklerde Cüce dipol rezonans'ı rölativistik olmayan etkileşim türü olan Skyrme kuvvetinin farklı bileşenleri ile incelemektir. İlk olarak sadece yoğunluğa ve spin-yörünge etkileşimlerine bağlı olarak daha sonra ise tensör etkileşimini de ekleyerek çekirdeklerin cüce dipol rezonanslarında meydana gelen değişim incelenecektir.

1.3 Hipotez

Çalışmamızın sonunda nükleon-nükleon etkileşmesinin farklı katkılarının çekirdeğin tepki fonksiyonunu değiştirmesini bekliyoruz. Özellikle tensör kuvvetinin cüce dipol rezonanslarda etkili olmasını bekliyoruz.

BÖLÜM 2

MODEL

2.1 Hartree-Fock Yöntemi

Hartree-Fock formalizmi çok parçacıklı sistemlerin taban durumu dalga fonksiyonlarının ve enerjilerinin hesaplanmasında kullanılan oldukça başarılı bir yöntemdir. Bu yaklaşım, etkileşen çok cisim problemini, ortak potansiyelde hareket eden tek parçacık problemine indirgemektedir. Hartree-Fock yaklaşımında, bağımsız parçacık yaklaşıklığı ve Pauli'nin dışarlama ilkesine uygun olarak, N elektronlu dalga fonksiyonunun bir Φ Slater determinantı veya başka bir deyişle, bireysel elektron spin-yörüngemsilerinin anti-simetrik bir çarpımı olduğu varsayılır. Bireysel elektron-spin yörüngemsilerini bulabilmek için, Slater determinantının en iyi biçimini varyasyonel yöntem kullanılarak elde edilmektedir. Bu yüzden Hartree-Fock yöntemi varyasyonel yöntemin özel bir şekli olarak kabul edilmektedir [9],[22]. N elektronlu sistemin, Schrödinger dalga denkleminin çözümü olan $\phi(q_1, q_2, \dots, q_N)$ dalga fonksiyonunun Slater determinantının sadece bir sonsuz toplamı ile temsil edilebildiği belirtilmektedir. Hartree-Fock yaklaşımında tek parçacık taban fonksiyonu Slater determinantı eşitlik (2.1) ile verilmektedir. Burada "A" atom numarası ve $\phi(r_i, \sigma_i, q_i)$ tek parçacık dalga fonksiyonu ve r_i, σ_i, q_i ise sırası ile kaçınıcı parçacık olduğunu, spini ve izospini göstermektedir. İzospin değeri proton için $q_p=1/2$ ve nötron için $q_n=-1/2$ 'dir.

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{A!}} \det \begin{vmatrix} \phi_1(r_1, \sigma_1, q_1) & \phi_2(r_1, \sigma_1, q_1) & \cdots & \phi_A(r_1, \sigma_1, q_1) \\ \phi_1(r_2, \sigma_2, q_2) & \phi_2(r_2, \sigma_2, q_2) & \cdots & \phi_A(r_2, \sigma_2, q_2) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \phi_1(r_A, \sigma_A, q_A) & \phi_2(r_A, \sigma_A, q_A) & \cdots & \phi_A(r_A, \sigma_A, q_A) \end{vmatrix} \quad (2.1)$$

Zamandan bağımsız Schrödinger dalga denklemi (2.2) ve (2.3) eşitlikleri ile ifade edilmektedir.

$$H\Phi(\vec{r}) = E\Phi(\vec{r}) \quad (2.2)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Phi(\vec{r})_n = \varepsilon_n \Phi(\vec{r})_n \quad (2.3)$$

Çekirdeğin toplam Hamiltoniyeni (2.4) ile gösterilmektedir ve kinetik enerji ve potansiyel olmak üzere iki kısımdan oluşmaktadır.

$$H=T+V \quad (2.4)$$

Bu denklemden kinetik enerji terimi,

$$T = -\frac{\hbar^2}{2m} \sum_{i=1}^A \frac{\vec{\nabla}_i^2}{m_{q_i}} \quad (2.5)$$

şeklinde olup, iki parçacık potansiyel terimi $V(r_i, r_j)$ ise 2 terimden oluşmaktadır

$$V = \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} V(\vec{r}_i, \vec{r}_j) = \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} (V_{ij}^{nn} + V_{Coulomb}^{nn}) \quad (2.6)$$

İki Parçacık potansiyel terimi; V_{ij} =nükleon-nükleon potansiyeli ve $V_{Coulomb}$ =Coulomb nükleon-nükleon etkileşmelerini içermektedir. Ancak hesaplamalarımızda Coulomb nükleon-nükleon etkileşmelerinin etkisi küçük olduğundan hesaplamalara katılmadı. Enerji ,

$$E_{HF}^0 = \langle \Phi | H | \Phi \rangle \quad (2.7)$$

veya

$$\begin{aligned}
E = & -\frac{\hbar^2}{2m} \sum_{i=1}^A \int \phi_i^*(\vec{r}) \nabla^2 \phi_i(\vec{r}) d\vec{r} \\
& + \sum_{i < j}^A \int \phi_i^*(\vec{r}) \phi_j^*(\vec{r}') V(\vec{r}, \vec{r}') \phi_i(\vec{r}) \phi_j(\vec{r}') d\vec{r} d\vec{r}' \\
& - \sum_{i < j}^A \int \phi_i^*(\vec{r}) \phi_j^*(\vec{r}') V(\vec{r}, \vec{r}') \phi_i(\vec{r}') \phi_j(\vec{r}) d\vec{r} d\vec{r}'
\end{aligned} \tag{2.8}$$

şeklinde ifade edilebilir. Enerjiyi minimize etmek için Hartree-Fock denkleminde varyasyon ilkesini uygulayalım

$$\sum_{i=1}^A \int |\phi_{a_i}^*(\vec{r})|^2 d\vec{r} = \sum_{\sigma, q} \int \rho_{\sigma, q}(r) d\vec{r} = A, \tag{2.9}$$

$$\frac{\delta}{\delta \phi_i} \left[E_{HF}^0 - \sum_i \varepsilon_i \int \phi_i^*(\vec{r}) \phi_i(\vec{r}) d\vec{r} \right] = 0. \tag{2.10}$$

Eşitlik (2.10) ile verilen ε_i ifadesi Lagrange eşitliğidir.

$$\delta = \frac{\partial}{\partial \phi_{a_i}^*(\vec{r})} \delta(\phi_{a_i}^*(\vec{r})) . \tag{2.11}$$

Tek parçacık dalga fonksiyonu için Hartree-Fock denklemi (2.12) denklemi ile verilmektedir.

$$\begin{aligned}
& -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \phi_i(\vec{r}) + \sum_j^A \int \phi_j^*(\vec{r}') V(\vec{r}, \vec{r}') \phi_i(\vec{r}) \phi_j(\vec{r}') d\vec{r}' \\
& - \sum_j^A \int \phi_j^*(\vec{r}') V(\vec{r}, \vec{r}') \phi_i(\vec{r}') \phi_j(\vec{r}) d\vec{r}' = \varepsilon_i \phi_i(\vec{r})
\end{aligned} \tag{2.12}$$

Yukarıdaki Hartree-Fock (2.12) eşitliği düzenlenirse,

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \phi_{a_i}(\vec{r}) + U_H(\vec{r}) \phi_i(\vec{r}) - \int U_F(\vec{r}, \vec{r}') \phi_i(\vec{r}') d\vec{r}' = \varepsilon_i \phi_i(\vec{r}) \tag{2.13}$$

çekirdek içinde nükleonlara etkiyen direk potansiyel, $U_H(r)$,

$$U_H(\vec{r}) = \sum_{i \in F} \int \phi_i^*(\vec{r}') V(\vec{r}, \vec{r}') \phi_i(\vec{r}') d\vec{r}' , \quad (2.14)$$

değişim Potansiyeli, $U_F(r, r')$,

$$U_F(\vec{r}) = \sum_{i \in F} \phi_i^*(\vec{r}') V(\vec{r}, \vec{r}') \phi_i(\vec{r}') . \quad (2.15)$$

Hartree-Fock yöntemi iterasyon yolu ile çözülmektedir. İlk olarak Efektif potansiyel $V(r, r')$ ve yaklaşık dalga fonksiyonunu kullanarak $U_H(r)$ ve $U_F(r, r')$ hesaplanır. Hartree-Fock denklemi yeniden çözülerek tek-parçacık dalga fonksiyonu ve tek-parçacık enerjileri elde edilir. Bu durum dalga fonksiyonu değişmeyene kadar devam eder ve iterasyon tamamlanır.

2.2 Skyrme Hartree Fock

Hesaplamalarımızda N-N etkileşimi olarak Skyrme etkileşimini kullandık. Uzun yıllardır kullanılan Skyrme etkileşimi çekirdeklerin özelliklerini tanımlamada (bağlanma enerjisi, yarıçap, yük yoğunluğu) oldukça başarılı sonuçlar vermektedir. Skyrme etkileşiminin genel formu (2.16) ile verilmektedir.

$$V_{ph}^{Skyrme}(\vec{r}, \vec{r}') = V_C + V_{LS} + V_T \quad (2.16)$$

$V_C(\vec{r}, \vec{r}')$ Skyrme etkileşiminin merkezsel terimidir,

$$V_C(\vec{r}, \vec{r}') = t_0 (1 + x_0 \hat{P}_\sigma) \delta(\vec{r} - \vec{r}') + \frac{1}{2} t_1 (1 + x_1 \hat{P}_\sigma) \times \left[\vec{k}^2 \delta(\vec{r} - \vec{r}') + \delta(\vec{r} - \vec{r}') \vec{k}^2 \right] + t_2 (1 + x_2 \hat{P}_\sigma) \vec{k} \delta(\vec{r} - \vec{r}') \vec{k} + \frac{1}{6} t_3 (1 + x_3 \hat{P}_\sigma) \rho^\alpha \left(\frac{\vec{r} + \vec{r}'}{2} \right) \delta(\vec{r} - \vec{r}') . \quad (2.17)$$

$V_{LS}(\vec{r}, \vec{r}')$, spin-orbit etkileşme terimini ifade etmektedir.

$$V_{LS}(\vec{r}, \vec{r}') = +i W_0 \vec{k} \delta(\vec{r} - \vec{r}') (\hat{\sigma}_1 + \hat{\sigma}_2) \times \vec{k} . \quad (2.18)$$

$V_T(\vec{r}, \vec{r}')$, ise tensör etkileşme terimini göstermektedir.

$$V_T(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{T}{2} \left[\left((\hat{\sigma}_1 \vec{k})(\hat{\sigma}_2 \vec{k}) - \frac{1}{3} \vec{k}^2 (\hat{\sigma}_1 \cdot \hat{\sigma}_2) \right) \delta(\vec{r} - \vec{r}') + \delta(\vec{r} - \vec{r}') \left((\hat{\sigma}_1 \vec{k})(\hat{\sigma}_2 \vec{k}) - \frac{1}{3} (\hat{\sigma}_1 \cdot \hat{\sigma}_2) \vec{k}^2 \right) \right] + U \left((\hat{\sigma}_1 \vec{k}) \delta(\vec{r} - \vec{r}') (\hat{\sigma}_2 \vec{k}) - \frac{1}{3} (\hat{\sigma}_1 \cdot \hat{\sigma}_2) [\vec{k} \delta(\vec{r} - \vec{r}') \vec{k}] \right) \quad (2.19)$$

Bu denklemlerde $\vec{k} = -\frac{i}{2}(\vec{\nabla} - \vec{\nabla}')$ ve onun kompleks konjugesi $\vec{k}$ sağ ve sol yöndeki momentum operatörleridir. $\hat{P}_\sigma = \frac{1}{2}(1 + \hat{\sigma}_1 \cdot \hat{\sigma}_2)$ spin değişim operatörü ve σ_i Pauli spin operatörleri ve t_i, x_i, α, W_0, T ve U ise Skyrme parametreleridir. Çekirdeğin toplam enerjisi;

$$E = \langle \phi | H | \phi \rangle = \langle \phi | T + \frac{1}{2} \sum_{ij} V_{ij}^{NN} | \phi \rangle \quad (2.20)$$

$$\int [\kappa_{kinetik} + E_{Skyrme}(r)] d\mathbf{r} = \int H(r) d\mathbf{r}$$

$$E_{Skyrme} = \frac{t_0}{4} [(2+x_0)\rho^2 - (2x_0+1)(\rho_n^2 + \rho_p^2)] + \frac{t_3 \rho^\alpha}{24} [(2+x_3)\rho^2 - (2x_3+1)(\rho_n^2 + \rho_p^2)] + \frac{1}{8} [t_1(2+x_1) + t_2(2+x_2)] \tau \rho + \frac{1}{8} [t_2(2x_2+1) - t_1(2x_2+1)] (\tau_n \rho_n + \tau_p \rho_p) + \frac{1}{32} [3t_1(2+x_1) - t_2(2+x_2)] \rho \vec{\nabla}^2 \rho - \frac{1}{32} [3t_1(2x_1+1) + t_2(2x_2+1)] (\rho_n \vec{\nabla}^2 \rho_n + \rho_p \vec{\nabla}^2 \rho_p) \quad (2.21) + \frac{W_0}{2} [J \cdot \vec{\nabla} \rho + J_n \cdot \vec{\nabla} \rho_n + J_p \cdot \vec{\nabla} \rho_p] - \frac{1}{16} \left[(t_1 x_1 + t_2 x_2) + \frac{5}{3}(T+U) \right] J^2 + \frac{1}{16} \left[(t_1 - t_2) + \frac{5}{3}(U-T) \right] (J_n^2 + J_p^2)$$

şeklinde ifade edilir. Denklem (2.21) de t_0 terimi merkezi potansiyel terimidir. t_1 ve t_2 ise gradyanları olduğundan lokal olmayan Skyrme parametreleridir. t_3 terimi is 3-cisim etkileşmesi olarak tanımlanmıştır ve yoğunluğa bağlı 2-cisim etkileşmesi cinsinden yazılmıştır. W_0 spin-yörünge etkileşme terimi ve T ve U ise daha önce nükleon-nükleon etkileşiminden çıkarılan tensör etkileşme terimleridir.

Nükleon yoğunluğu $\rho_q(r)$, kinetik enerji yoğunluğu $\tau_q(r)$ ve akım yoğunluğu $J_q(r)$ tek-parçacık dalga fonksiyonundan elde edilmektedir.

$$\rho_q(\vec{r}) = \sum_{i\sigma} \phi_i^*(\vec{r}, \vec{\sigma}, q) \phi_i(\vec{r}, \vec{\sigma}, q), \quad \rho(\vec{r}) = \sum_q \rho_q(\vec{r}) \quad (2.22)$$

$$\tau_q(\vec{r}) = \sum_{i\sigma} \vec{\nabla} \phi_i^*(\vec{r}, \vec{\sigma}, q) \vec{\nabla} \phi_i(\vec{r}, \vec{\sigma}, q), \quad \tau(\vec{r}) = \sum_q \tau_q(\vec{r}) \quad (2.23)$$

$$J_q(\vec{r}) = -i \sum_{i\sigma\sigma'} \phi_i^*(\vec{r}, \vec{\sigma}, q) \left[\vec{\nabla} \phi_i(\vec{r}, \vec{\sigma}', q) \times \langle \sigma | \vec{\sigma} | \sigma' \rangle \right], \quad J(\vec{r}) = \sum_q J_q(\vec{r}) \quad (2.24)$$

Çekirdeği küresel kapalı bir kabuk olarak düşünürsek tek parçacık dalga fonksiyonu; radyal dalga fonksiyonu $R(\vec{r})$, Küresel harmonik fonksiyonu $Y_{jlm}(\vec{r}, \vec{\sigma})$ ve izospin fonksiyonu $X_{m_q}(q)$ ile ifade edilmektedir.

$$\phi(\vec{r}, \vec{\sigma}, q) = \frac{R_\alpha(\vec{r})}{r} Y_{jlm}(\vec{r}, \vec{\sigma}) X_{m_q}(q) \quad (2.25)$$

ve n, j, l, m_q kuantum sayılarıdır.

$$Y_{jlm}(\vec{r}, \vec{\sigma}) = \sum_{m_l, m_s} \langle l \frac{1}{2} m_l m_s | jm \rangle Y_{lm_l}(r) \mu_{m_s}(\sigma), \quad (2.26)$$

$$\sum_m Y_{jlm}^*(\vec{r}, \sigma) Y_{jlm}(\vec{r}, \sigma) = \frac{2j+1}{4\pi}, \quad (2.27)$$

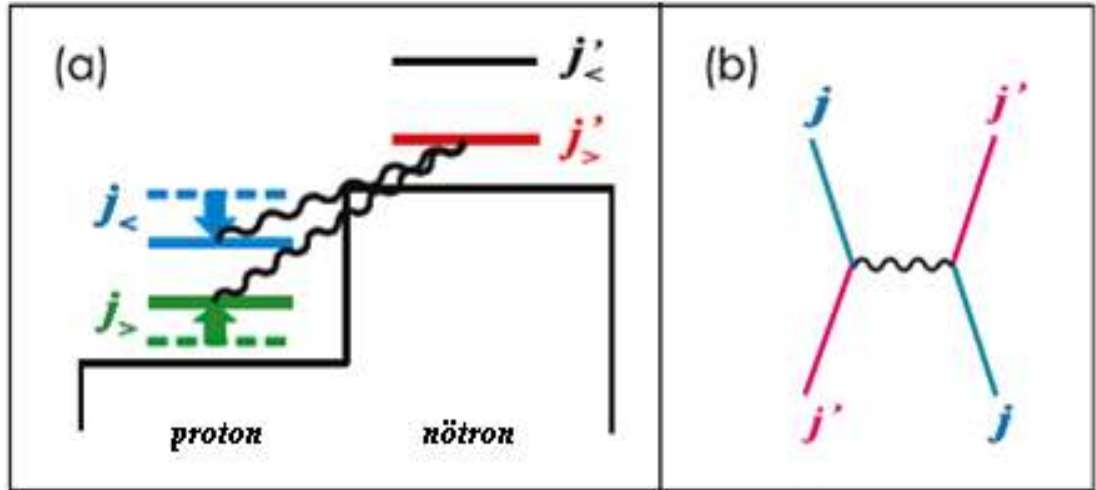
$$\tau(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \sum_{n, j_\alpha, l_\alpha} (2j_\alpha + 1) \left[\left(\frac{dR(\vec{r})}{dr} \right)^2 + \frac{l_\alpha(l_\alpha + 1)}{r^2} R_\alpha^2(\vec{r}) \right], \quad (2.28)$$

$$J_q(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi^2} \sum_{n, j_\alpha, l_\alpha} (2j_\alpha + 1) \left[j_\alpha(j_\alpha + 1) - l_\alpha(l_\alpha + 1) - \frac{3}{4} \right] R_\alpha^2(\vec{r}). \quad (2.29)$$

2.2.1 Skyrme Tensör Etkileşmesi

Günümüzde sihirli ve egzotik çekirdeklerdeki ($N > Z$, kararsız) kabuk model gelişimi ve kollektif uyarılmalar birçok grup tarafından araştırılmaktadır. Spin-yörünge potansiyelinin eklenmesiyle birlikte kabuk modelde birtakım olumlu sonuçlar elde edilse de deneysel verilerle tam uyum sağlayan bir teorik model halen tam olarak oluşturulamamıştır. Skyrme nükleon-nükleon etkileşimine tensör kuvvetinin eklenmesi ile bazı çekirdeklerde deneysel verilerle daha uyumlu sonuçlar elde edilmiştir.

Tensor kuvveti Skyrme nükleon-nükleon etkileşiminde spin-yörünge etkileşmesinin içerisinde yer almaktadır ve nükleon-nükleon etkileşimine merkezi olmayan bir katkı yapmaktadır. Nükleon-nükleon etkileşiminde mezonlar nükleonlar arasındaki kuvvetli kuvvetin oluşumunu sağlayan arabuluculardır. Tensor kuvveti ise nükleonlar arasında bir pion değişimi ile oraya çıkmaktadır [24].



Şekil 2. 1 (a) Tensör etkileşmesinde monopol etkileşmenin gösterimi. (b) Bir-pion değişiminin gösterimi [11]

Merkezi olmayan Tensör etkileşimi $V_T(\vec{r}, \vec{r}')$ çekirdekteki spin yoğunluğuna $J_q(\vec{r})$ bağlı bir terimdir.

$$J_q(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi^2} \sum_{n, j_\alpha, l_\alpha} (2j_\alpha + 1) \left[j_\alpha(j_\alpha + 1) - l_\alpha(l_\alpha + 1) - \frac{3}{4} \right] R_\alpha^2(\vec{r}) \quad (2.30)$$

“ j ” ve “ l ” toplam açısal momentum ve yörüngesel açısal momentum sayılarıdır. “ $q=0(1)$ ” proton(nötron) için izospin kuantum sayılarıdır.

Syrme etkileşiminin tensör terimi U ve T parametreleri ile orantılıdır ve sadece üçlü spin durumlarına ($S=1$) etki etmektedir. Skyrme etkileşiminin nükleon değiş-tokuş kısmınında toplam enerji yoğunluğuna benzer katkıda bulunduğu dikkat edilmelidir.

Merkezi değişim ve tensör etkileşimi enerji yoğunluğuna (2.31)’deki ekstra terimleri eklemektedir.

$$H = \frac{1}{2} \alpha (J_n^2 + J_p^2) + \beta J_n J_p , \quad (2.31)$$

$$V_{ph}(1,2) = \sum_{\alpha=1,\tau,\sigma,\tau,\sigma} \frac{\delta^2 H}{\delta \rho_\sigma \delta \rho_\sigma} , \quad (2.32)$$

ve spin-yörünge etkileşimi;

$$U_{s.o} = \frac{W_0}{2r} \left(2 \frac{d\rho_q}{dr} + \frac{d\rho_{q'}}{dr} \right) + \left(\alpha \frac{J_q}{r} + \beta \frac{J_{q'}}{r} \right) , \quad (2.33)$$

halini almaktadır. Burada $q(q')$ proton(nötron)’u temsil etmektedir. İlk terim Skyrme spin-yörünge etkileşiminden gelmektedir. İkinci terim ise hem merkezi değişim hem de tensör katkılarını içermektedir. $\alpha = \alpha_C + \alpha_T$ ve $\beta = \beta_C + \beta_T$ olmak üzere α_C ve β_C merkezi değişimden gelen katkıyı α_T ve β_T ise tensör teriminden gelen katkıyı göstermektedir. Skyrme parametreleri cinsinden;

$$\alpha_C = \frac{1}{8} (t_1 - t_2) - \frac{1}{8} (t_1 x_1 + t_2 x_2) , \quad (2.34)$$

$$\beta_C = -\frac{1}{8} (t_1 x_1 + t_2 x_2) , \quad (2.35)$$

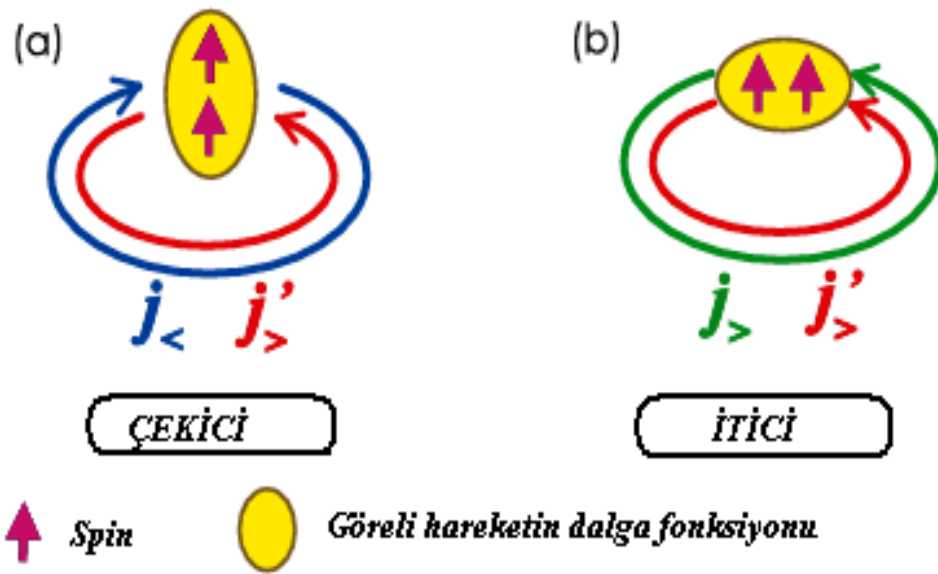
$$\alpha_T = \frac{5}{12} U \quad \text{ve} \quad \beta_T = \frac{5}{24} (T + U) \quad \text{olarak verilmiştir.} \quad (2.36)$$

Ayrıca tensör parametreleri $TIJ(I, J = 1, \dots, 6)$ değişkeni ile belirlenmektedir [12];

$$\alpha = 60(J - 2)MeV.fm^5 \quad (2.37)$$

$$\beta = 60(I - 2)MeV.fm^5 \quad (2.38)$$

Olarak verilmiştir. Burada I proton-nötron eşleşme sabiti ve J ise parçacık-parçacık eşleşme sabitidir. $\beta = 0$ olduğunda tensör terimi sadece benzer parçacıklar katkı verirken, $\alpha = 0$ olduğunda ise tensör terimi sadece proton-nötron eşleşmesinden gelen katkıyı içermektedir.



Şekil 2. j ve j' orbitlerindeki 2 nükleon'a etkiyen tensör kuvvetinin gösterimi [11].

Eşitlik (2.33)'e göre, Skyrme spin-yörünge kuvveti W_0 , spin-yörünge etkileşmesi proton ve nötron'un yoğunluğu ile orantılıdır ve kütle numarası ağır çekirdeklerde önemlidir. Eşitlik (2.33)'in ikinci kısmı ise spin yoğunluğuna (J_q) bağlı kısmıdır ve bu yüzden tensör kuvveti kapalı kabuk küresel çekirdeklere bir katkı yapmamaktadır [24], [25]. Eğer spin-yörünge çiftlerinden biri aktifse, spin yoğunluğu açık kabuklardaki parçacık sayısı ile doğru orantılı olarak artmaktadır. Ayrıca, hangi kabukların aktif olduğuna bağlı olarak " J_q " işaretini değiştirmektedir. $j_> = l + 1/2$ pozitif bir J_q değeri verirken, $j_< = l - 1/2$ yörüngesi ise negatif bir J_q değeri vermektedir. Açık kabuklardaki iki nükleon $j_<$ ve $j_>$ yörüngelerinde ise tensör kuvveti çekici olurken $j_<$, $j_<$ ve $j_>$, $j_>$ yörüngelerinde ise

itici olarak etki etmektedir. Sonuç olarak tensör kuvveti tek-parçacık enerjilerini değiştirmekte ve çekirdeğin kollektif hareketi de bundan etkilenmektedir.

2.3 Landau-Migdal Etkileşimi

Bu yaklaşımda nükleer maddenin temel özellikleri toplam enerjinin fermi yüzeyindeki işgal edilen düzeylere göre ikinci türevi alınarak iki cisim etkileşmesi cinsinden yazıldı. Landau parametresi simetrik nükleer maddeler için (2.39) eşitliği ile verilmektedir.

$$V_{ph}(1,2) = \sum_{\alpha=1, \tau, \sigma, \tau, \sigma} \frac{\delta^2 H}{\delta \rho_\sigma \delta \rho_\sigma} \quad (2.39)$$

veya

$$V_{ph}(1,2) = N_0^{-1} \left[F_0 + F'_0 \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2 + G_0 \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2 + G'_0 \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2 \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2 \right] \delta(\vec{r}, \vec{r}') \quad (2.40)$$

şeklindedir. Burada; F_0 yoğunluğa bağlı izoskaler landau parametresi Skyrme parametreleri cinsinden yazılabilir,

$$F_0 = \left(\frac{3}{4} t_0 + \frac{1}{16} t_3 \rho^\alpha (\alpha+1)(\alpha+2) \right) \frac{2m^* k_f}{\pi^2 \hbar^2} - \frac{m^* k_F^3}{4\pi^2 \hbar^2} (3t_1 + t_2 (5 + 4x_2)) \quad (2.41)$$

izovektör landau parametresi F'_0

$$F'_0 = \left[-\frac{1}{4} t_0 (2x_0 + 1) - \frac{1}{24} t_3 \rho^\alpha (2x_3 - 1) \right] \frac{2m^* k_f}{\pi^2 \hbar^2} - \frac{m^* k_F^3}{4\pi^2 \hbar^2} (t_1 (2x_1 + 1) - t_2 (2x_2 + 1)) \quad (2.42)$$

şeklindedir. Spin bağımlı izoskaler G_0 ve izovektör G'_0 Landau parametreleri aşağıdaki gibi Skyrme parametreleri cinsinden ifade edilmektedir,

$$G_0 = \left[\frac{1}{4} t_0 (2x_0 - 1) + \frac{1}{24} t_3 \rho^\alpha (2x_3 - 1) \right] \frac{2m^* k_f}{\pi^2 \hbar^2} - \frac{m^* k_F^3}{4\pi^2 \hbar^2} (t_1 (x_1 - 1) + t_2 (2x_2 + 1)) \quad (2.43)$$

ve

$$G'_0 = \left[-\frac{1}{4}t_0 - \frac{1}{24}t_3\rho^\alpha \right] \frac{2m^*k_f}{\pi^2\hbar^2} - \frac{m^*k_F^3}{4\pi^2\hbar^2}(t_1 - t_2) . \quad (2.44)$$

Tensör terimi Landau parametreleri ise [12]

$$H_0 = N_0 \frac{k_f^2}{24} (T + 3U) = N_0 \frac{k_f^2}{5} (\alpha_T + \beta_T) , \quad (2.45)$$

$$H'_0 = N_0 \frac{k_f^2}{24} (-T + U) = N_0 \frac{k_f^2}{5} (\alpha_T - \beta_T) , \quad (2.46)$$

α_T ve β_T ise Skyrme parametreleri cinsinden

$$\alpha_T = \frac{5}{12}U \quad \text{ve} \quad \beta_T = \frac{5}{24}(T + U) \quad (2.47)$$

ifade edilir. Yukarıdaki denklemlerde $m^* = m$ şeklinde alınmıştır. U ve T sabit olmak üzere α_T ve β_T değerleri ise seçilen Skyrme parametrelerine göre değişmektedir [25].

2.4 Hartree-Fock+RPA Yaklaşımı

Hartree-Fock yöntemi çekirdeğin taban durumu özelliklerini belirlemede kullanılan oldukça başarılı bir yöntemdir. Fakat kolektif uyarılmayı tanımlayabilmek için dışarıdan çekirdeğe uyguladığımız etkileşmeyi tanımlamamız gerekir. Zayıf bir dış alan ile uyarılmış çekirdeği tanımlamada kullanılan yöntemlerden biri de RPA metodudur. RPA bir dış alan ile uyarılmış çekirdekteki taban durum üzerindeki parçacık-deşiklerin uyumlu bir süperpozisyonu olarak tanımlamıştır. RPA teorisinde zamana bağlı Hartree-Fock teorisi kullanılmaktadır. Yoğunluğa bağlı Hamiltonyeni

$$H(\rho) = H_0 + V_d(\rho) \quad (2.48)$$

şeklinde yazabiliriz. Denklem (2.4)'te $H_0 = T + V$ olup "T" kinetik enerji terimini ve " V_0 " ise yerel potansiyeli temsil etmektedir. $V_d(\rho)$ dışarıdan çekirdeğe uygulanan değişim potansiyelidir [23]. Enerji bağıntısı ise

$$H(\rho)\phi_n = \varepsilon_n \phi_n \quad (2.49)$$

denklemleri ifade edilir. Burada ϕ_n ve ε_n sırasıyla tek-parçacık dalga fonksiyonunu ve tek parçacık enerjilerini ifade etmektedir. Yoğunluk ise

$$\rho = \sum_n \phi_n^* \phi_n \quad (2.50)$$

olarak verilmektedir. Zamana bağlı bir enerji yazmak için, Hamiltonyen'e yine zamana bağlı başka bir terim eklenmelidir. Bu durumda değişim potansiyeli ile yoğunluk orantılı olduğundan

$$\rho = \rho_0 + (\rho' e^{-i\omega t}) \quad (2.51)$$

şeklinde değişmektedir. ρ_0 pertürbe olmamış Hartree-Fock yoğunluğudur. Dalga fonksiyonu ise denklem (2.52) ile ifade edilmektedir,

$$\phi_n = \phi_n^0 + e^{-i\omega t} \phi_n' + e^{i\omega t} \phi_n'' . \quad (2.52)$$

Bu durumda yeni dalga fonksiyonu ve değişim potansiyeli ile zamana bağlı Hartree-Fock Hamiltonyeni denklem (2.53) ile verilmektedir.

$$H(t) = H_0 + \left(e^{-i\omega t} V_d + e^{-i\omega t} \frac{\delta V}{\delta \rho} \rho' \right) . \quad (2.53)$$

Eşitlik (2.53) zamana bağlı Schrödinger denkleminde yerine yazılırsa,

$$\left(H_0 + \left[e^{-i\omega t} V_d + e^{-i\omega t} \frac{\delta V}{\delta \rho} \rho' \right] - \varepsilon_n \right) \phi_n = i \frac{d}{dt} \phi_n , \quad (2.54)$$

ifadesi elde edilir. Gerekli sadeleştirmeler sonucunda dalga fonksiyonları tek bırakılırsa,

$$\phi_n' = -\frac{1}{(H_0 - \varepsilon_n - \omega)} \left(V_d + \frac{\delta V}{\delta \rho} \rho' \right) \phi_n^0 , \quad (2.55)$$

$$\phi_n'' = -\frac{1}{(H_0 - \varepsilon_n + w)} \left(V_d + \frac{\delta V}{\delta \rho} \rho' \right) \phi_n^0, \quad (2.56)$$

$$\rho' = \sum_n (\phi_n' \phi_n^{0*} + \phi_n^{*} \phi_n^0), \quad (2.57)$$

Eşitlikler (2.55) ve (2.56)'de bulduğumuz dalga fonksiyonlarını (2.57) de yerine yazarsak,

$$\rho' = -\sum_n \phi_n^{0*} \left(\frac{V_d + (\delta V / \delta \rho) \rho'}{H_0 - \varepsilon_n - w} + \frac{V_d^* + \rho' (\delta V^* / \delta \rho)}{H_0 - \varepsilon_n + w} \right) \phi_n^0 \quad (2.58)$$

elde edilir. Pertürbe olamamış gren fonksiyonu parçacık-deşik enerjileri cinsinden eşitlik (2.59) ile tanımlanmaktadır,

$$G^0 = \sum_{ph} \phi_p^*(\vec{r}_1) \phi_h^*(\vec{r}_2) \left[\frac{1}{\varepsilon_p - \varepsilon_h - w} + \frac{1}{\varepsilon_p - \varepsilon_h + w} \right] \phi_h^*(\vec{r}_1) \phi_p(\vec{r}_2) \quad (2.59)$$

$$\rho' = -\sum G^0 \frac{1}{2} \left\{ (V_d + V_d^*) + \left(\frac{\delta V}{\delta \rho} + \frac{\delta V^*}{\delta \rho} \right) \rho' \right\}, \quad (2.60)$$

$$\rho' = G^{RPA} V_d, \quad (2.61)$$

veya $G^{RPA} = \frac{\rho'}{V_d}$ olarak yazabiliriz. G^{RPA} burada pertürbe olmuş Green fonksiyonudur ve

aşağıdaki gibi yazabiliriz,

$$G^{RPA} = \frac{-\sum G^0 \frac{1}{2} \left\{ (V_d + V_d^*) + \left(\frac{\delta V}{\delta \rho} + \frac{\delta V^*}{\delta \rho} \right) \rho' \right\}}{V_d} \quad (2.62)$$

ya da,

$$G^{RPA} = G^0 \left[1 + \left(\frac{\delta U}{\delta \rho} \right)_{ph} G^0 \right]^{-1} \quad (2.63)$$

olarak verilmiştir. “ V_{ph} ” parçacık-deşik etkileşimini göstermektedir ve $V_{ph} = \left(\frac{\delta U}{\delta \rho} \right)_{ph}$ olarak verilmiştir. G^0 kabuk modele göre Clebsch-Gordan katsayıları cinsinden yazılabilmektedir.

Tepki fonksiyonu $S(E)$, geçiş yoğunluğu $\hat{\rho}_\tau$ ve geçiş operatörü ise $\hat{F}$ ile tanımlanmaktadır. Geçiş operatörünün genel tanımını ise

$$\hat{F} = \sum \hat{f}(i) \quad (2.64)$$

Şeklinde yazabiliriz. Burada $\hat{f}$

$$\hat{f} = f(\vec{r}) \left[Y_L \times S^\sigma \right]^J T^q \text{ Olmak üzere} \quad (2.65)$$

$J = (1, 2, 3, \dots)$ toplam açısal momentum, $L = (0, 1, 2, \dots)$ Yörüngesel açısal momentum, $\sigma = (0, 1)$ ve $q = (0, 1)$ ise spin ve izospindir. Dipol durumlarda ise ($L = 1$)

$$\hat{f}_0 = r Y_{10}$$

dipol durumlar için kullanılan geçiş operatörüdür. Tepki fonksiyonu $S(E)$ ise

$$S(E) = \sum_n \left| \langle 0 | \hat{F} | n \rangle \right|^2 \delta(E_n - E_0 - E) \quad (2.66)$$

bağıntısıyla ifade edilir. Green fonksiyonu RPA yaklaşımı ile tepki fonksiyonu,

$$S(E) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \int d\mathbf{r} \int d\mathbf{r}' F^*(\mathbf{r}) G^{RPA}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega) F(\mathbf{r}') \quad (2.67)$$

halini alır.

BÖLÜM 3

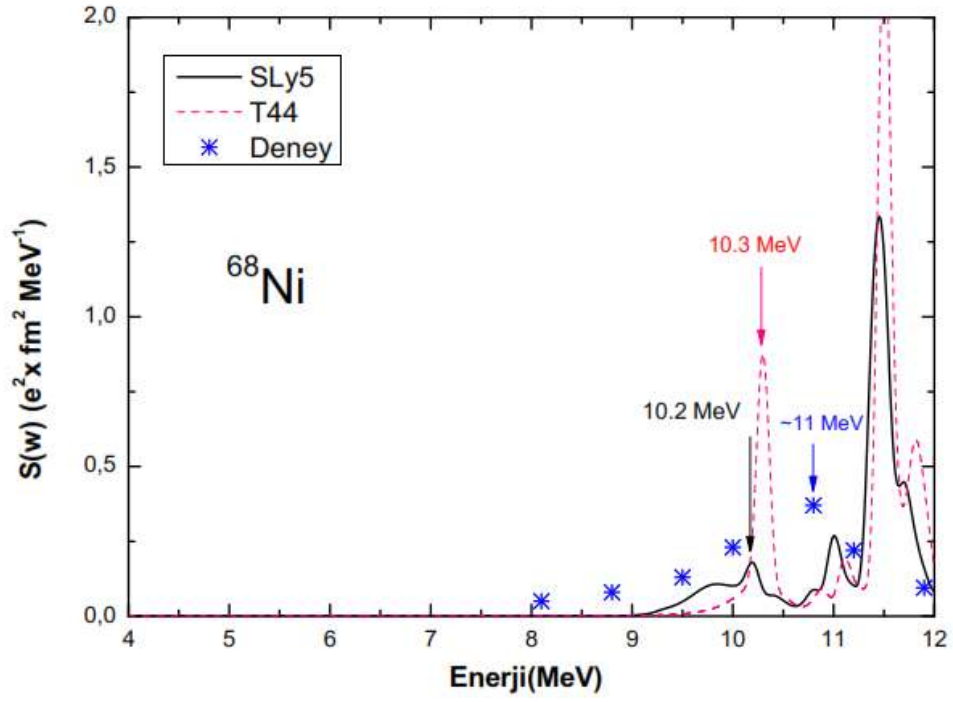
HESAPLAMALAR

3.1 Hesaplamalar

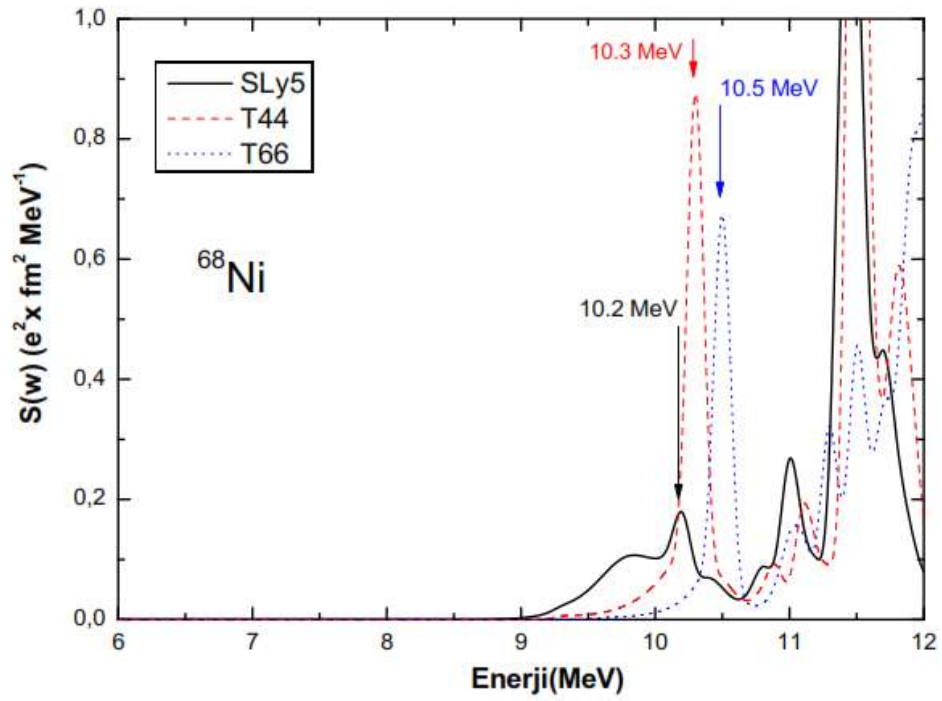
Çalışmamızda nötron bakımından zengin hafif ^{68}Ni ve ağır ^{124}Sn , ^{130}Sn , ^{134}Sn çekirdekleri için izovektör cüce dipol rezonans (PDR) hesapları öz-uyumlu HF+RPA green fonksiyonu yöntemi kullanılarak yapıldı. Rölativistik olmayan Skyrme nükleon-nükleon etkileşimi olan SLy5 ile PDR hesaplamaları yapıldı. PDR için enerji aralığı 4-12 MeV olarak alındı. Hesaplamalar merkezi ve spin-yörünge potansiyeli ile tensör etkileşiminin etkilerini karşılaştırmak için ayrı ayrı yapıldı. İlk olarak SLy5 Skyrme nükleon-nükleon etkileşiminin yalnızca merkezi ve spin-yörünge katkıları ele alınarak Cüce dipol rezonans hesapları yapıldı. Daha sonra merkezi+spin-yörünge Skyrme SLy5 etkileşimine farklı proton-nötron katkıları ile tensör etkileşimi eklenerek hesaplamalar yapıldı. $T_{IJ}=(I,J=1,...,6)$ da “I”proton ve nötronların eşleşme sabitini temsil ederken “J” ise benzer parçacıkların eşleşme sabitidir. Bu yüzden T44, T46, T64 ve T66 tensör etkileşim parametreleri için ayrı ayrı hesaplamalar yapıldı ve tensörsüz SLy5 Skyrme etkileşimi sonuçlarıyla karşılaştırıldı. RPA hesaplarında kolaylık sağlaması için Skyrme parameterleri cinsinden yazılan Landau-Migdal parametreleri kullanıldı. Son olarak rezonansın karakterini belirlemek amacıyla geçiş yoğunlukları grafikler ile gösterildi.

Tüm hesaplamalar da Fortran programı kullanıldı. Kullanılan programda bütün çekirdekler küresel olarak kabul edildi ve kordinat uzayında çalışıldı. Programda öncelikle seçilen çekirdek için HF hesaplamaları yapıldı ve taban durum enerjileri hesaplandı. Daha sonra HF sonuçlarını da kullanarak RPA hesaplamaları dipol durum için yapıldı ve dağılım fonksiyonu şiddetinin enerjiye göre değişimi gösterildi.

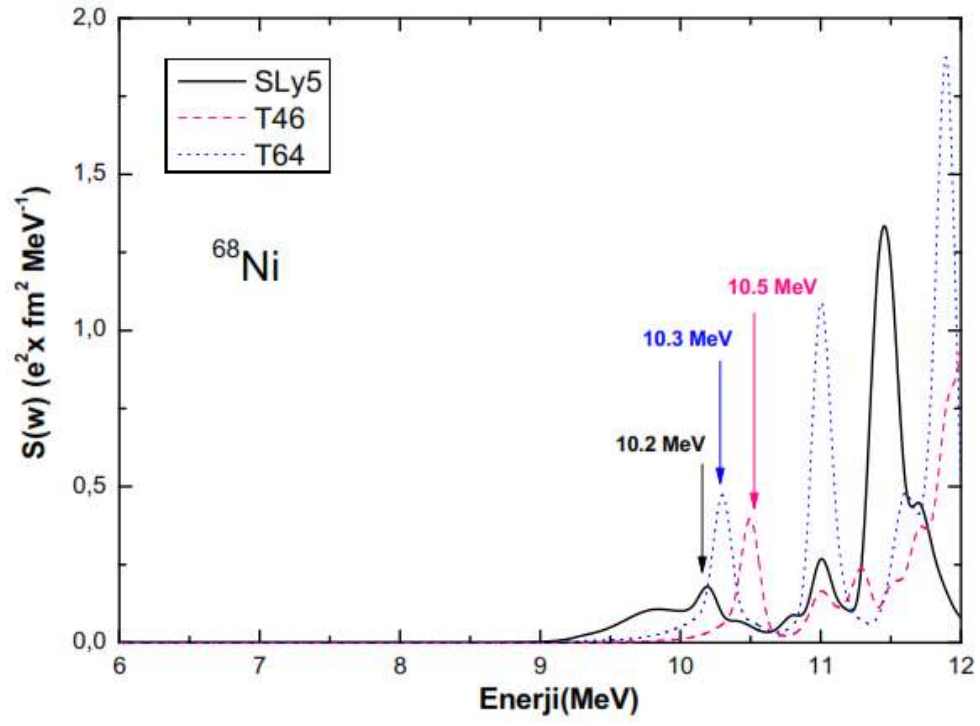
3.2 A=68, Z=28 Ni çekirdeği için PDR hesapları



Şekil 3.1 ^{68}Ni için PDR dağılım fonksiyonu şiddetinin enerjiye göre değişimi tensör (T44) ile ve tensörsüz (SLy5). Normalize edilmiş deneysel veriler [14]'ten alınmıştır.

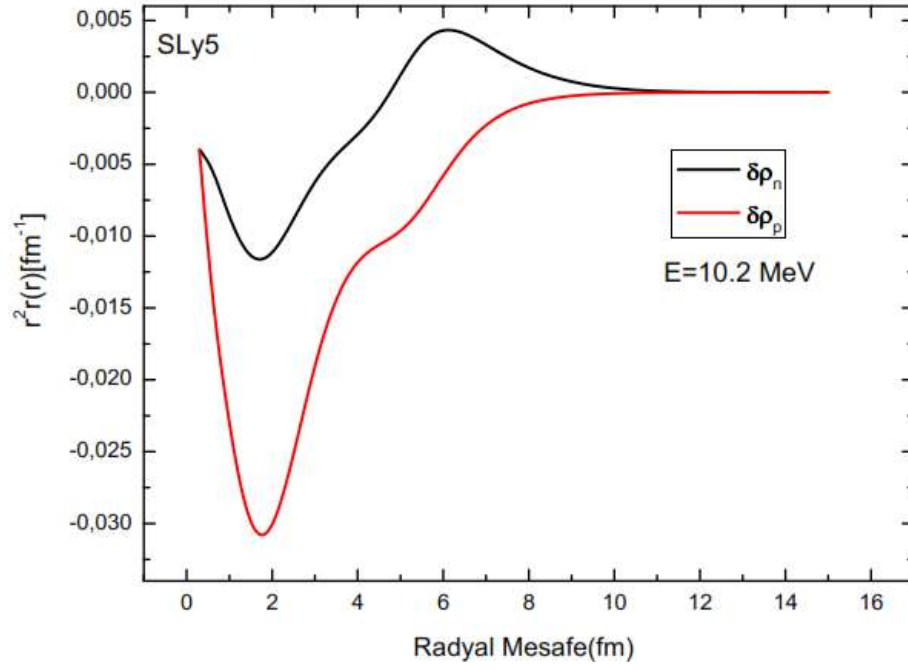


Şekil 3.2 ^{68}Ni için PDR dağılım fonksiyonu şiddetinin enerjiye göre değişimi tensör (T44 ve T66) ile ve tensörsüz (SLy5).

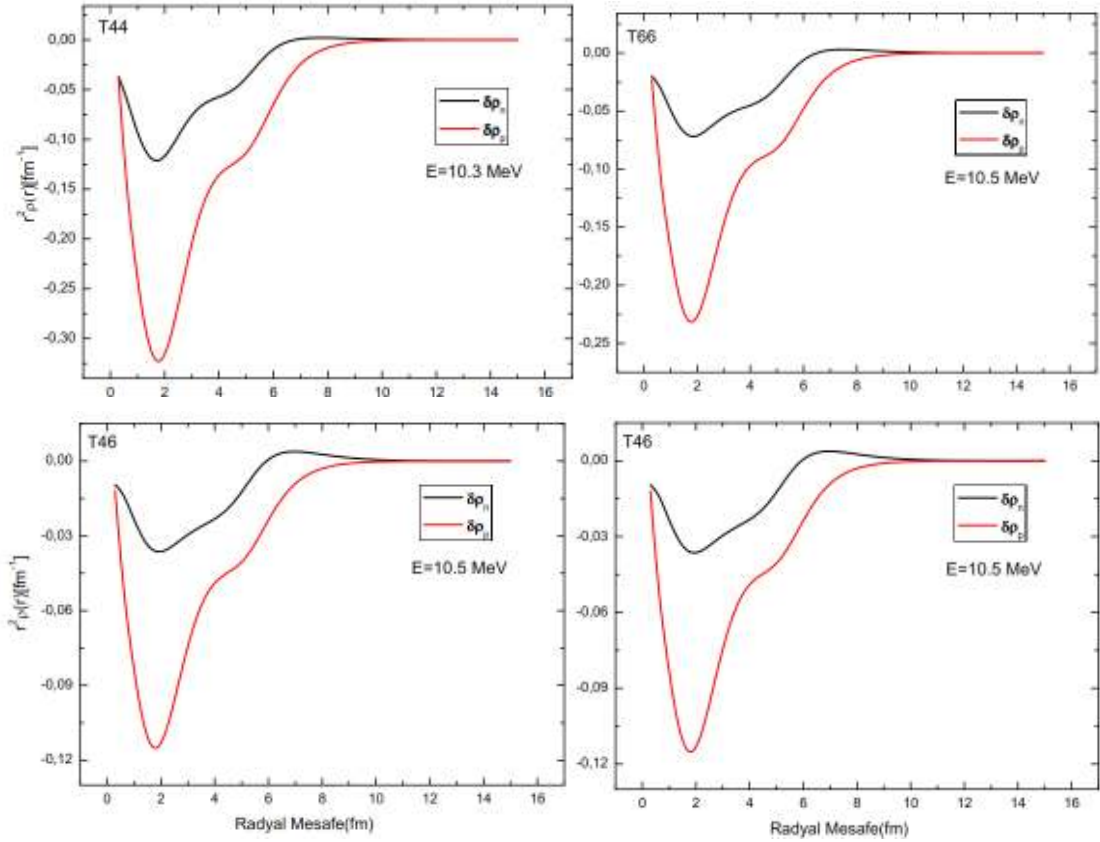


Şekil 3.3 ^{68}Ni için PDR dağılım fonksiyonu şiddetinin enerjiye göre değişimi tensör (T46 ve T64) ile ve tensörsüz (SLy5)

3.2.1 ^{68}Ni çekirdeği için geçiş yoğunlukları

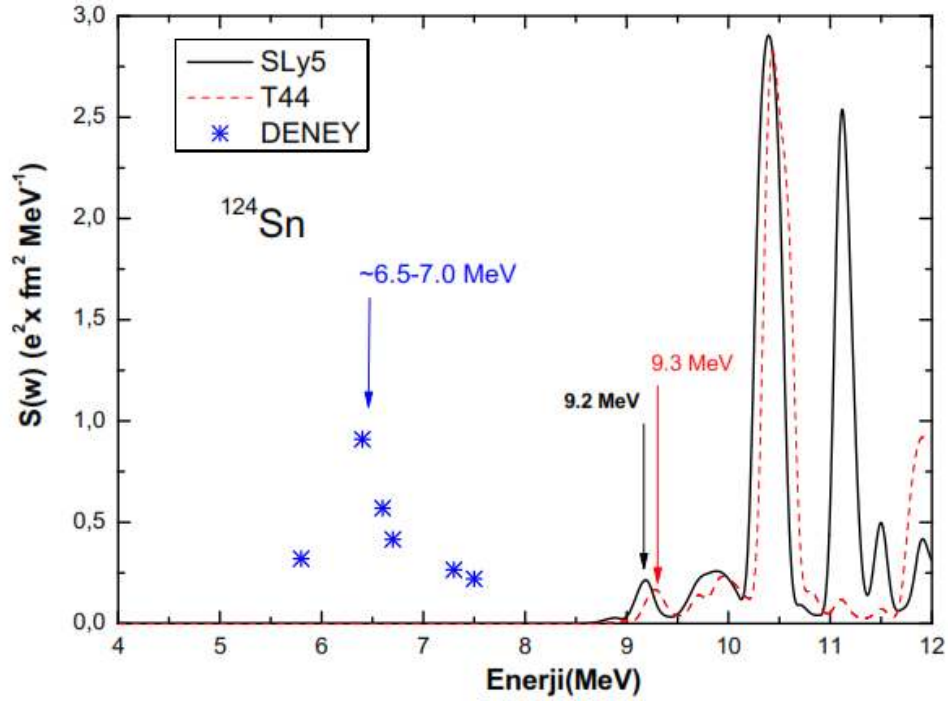


Şekil 3.4 ^{68}Ni için SLy5 etkileşimi ile PDR geçiş yoğunluğunun gösterimi

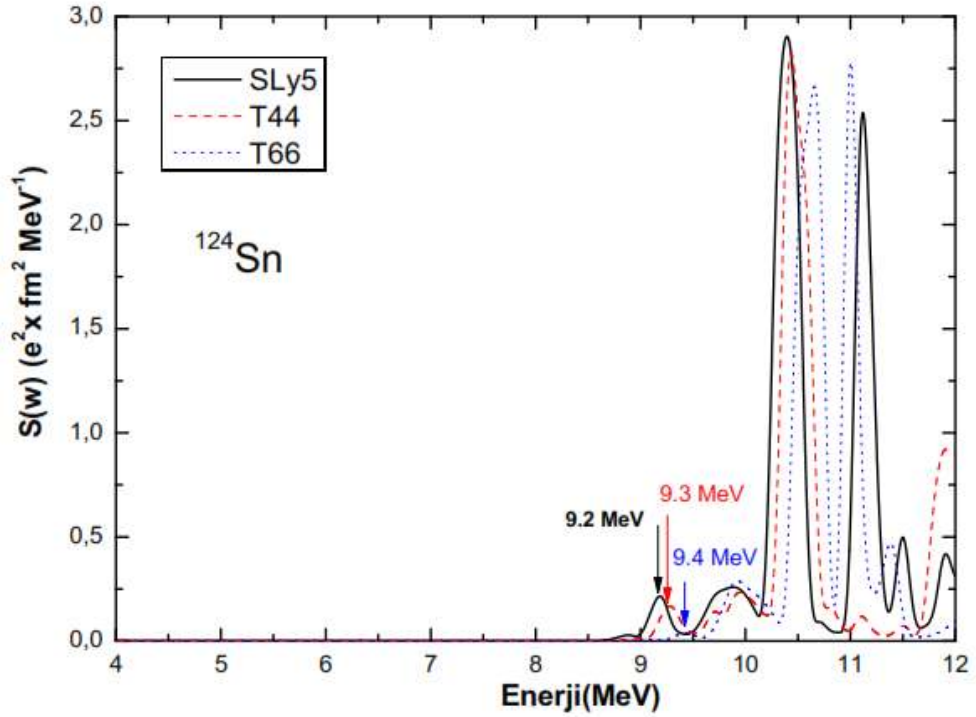


Şekil 3.5 PDR geçiş yoğunluklarının T44, T46, T64, T66 tensör etkileşimleri ile gösterimi.

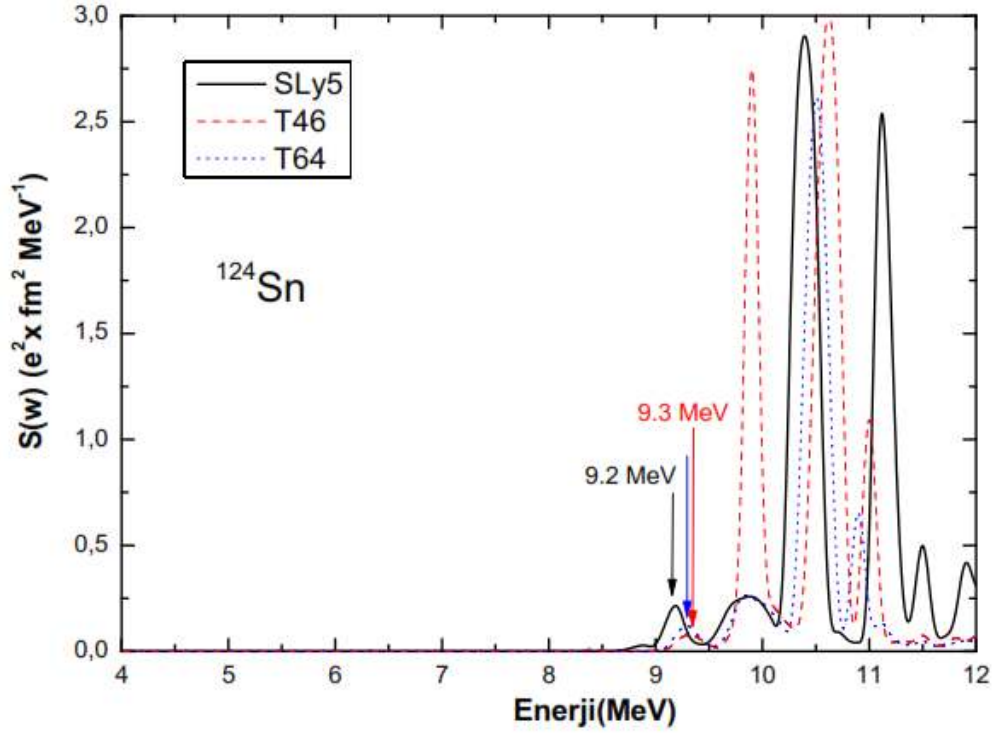
3.3 A=124, Z=50 Sn çekirdeği için PDR hesapları



Şekil 3. 6 ^{124}Sn için PDR dağılım fonksiyonu şiddetinin enerjiye göre değişimi tensör(T44) ile ve tensörsüz (SLy5).Normalize edilmiş deneysel veriler [15]'ten alınmıştır.

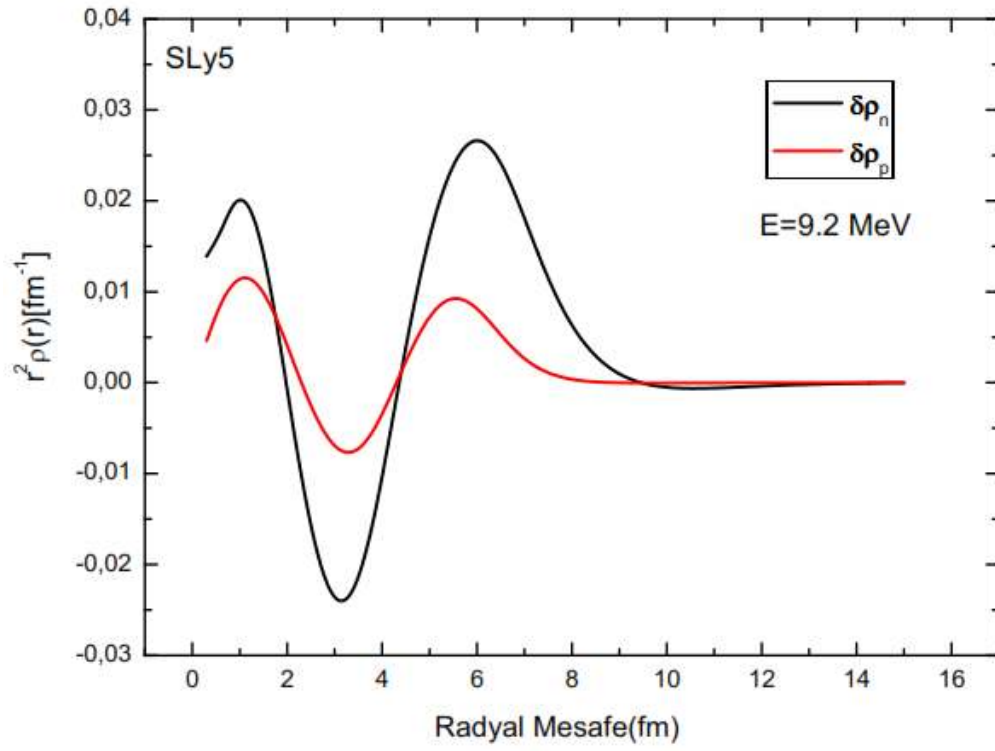


Şekil 3.7 ^{124}Sn için PDR dağılım fonksiyonu şiddetinin enerjiye göre değişimi tensör (T44 ve T66) ile ve tensörsüz (SLy5).

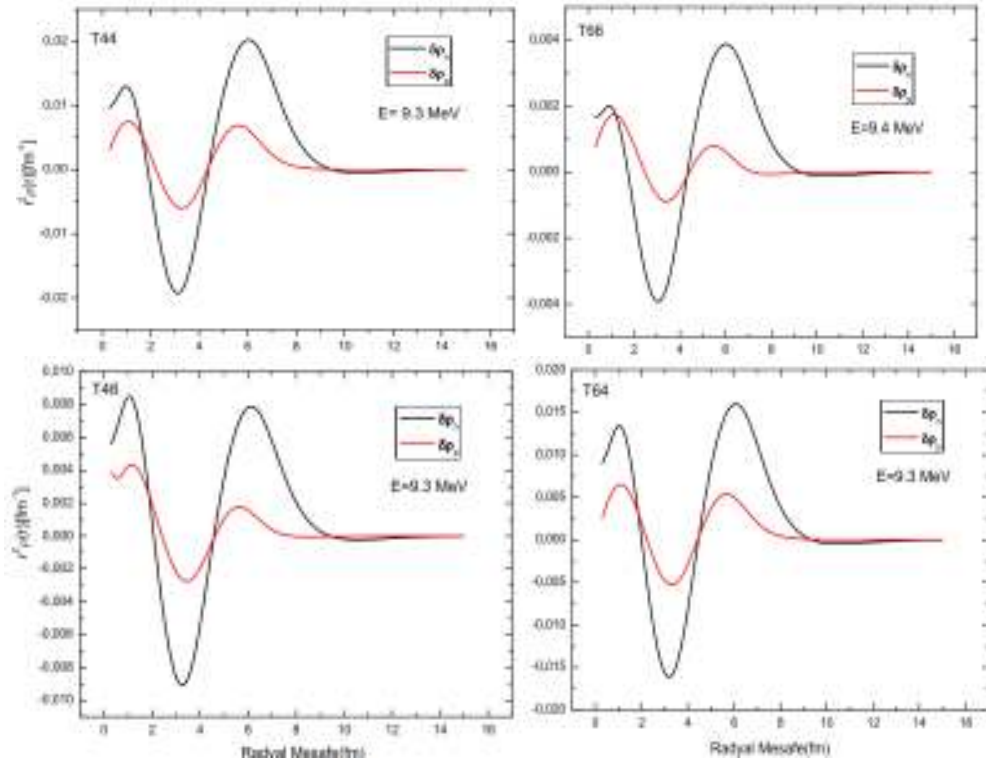


Şekil 3.8 ^{124}Sn için PDR dağılım fonksiyonu şiddetinin enerjiye göre değişimi tensör (T46 ve T64) ile ve tensörsüz (SLy5).

3.3.1 ^{124}Sn çekirdeği için geçiş yoğunlukları

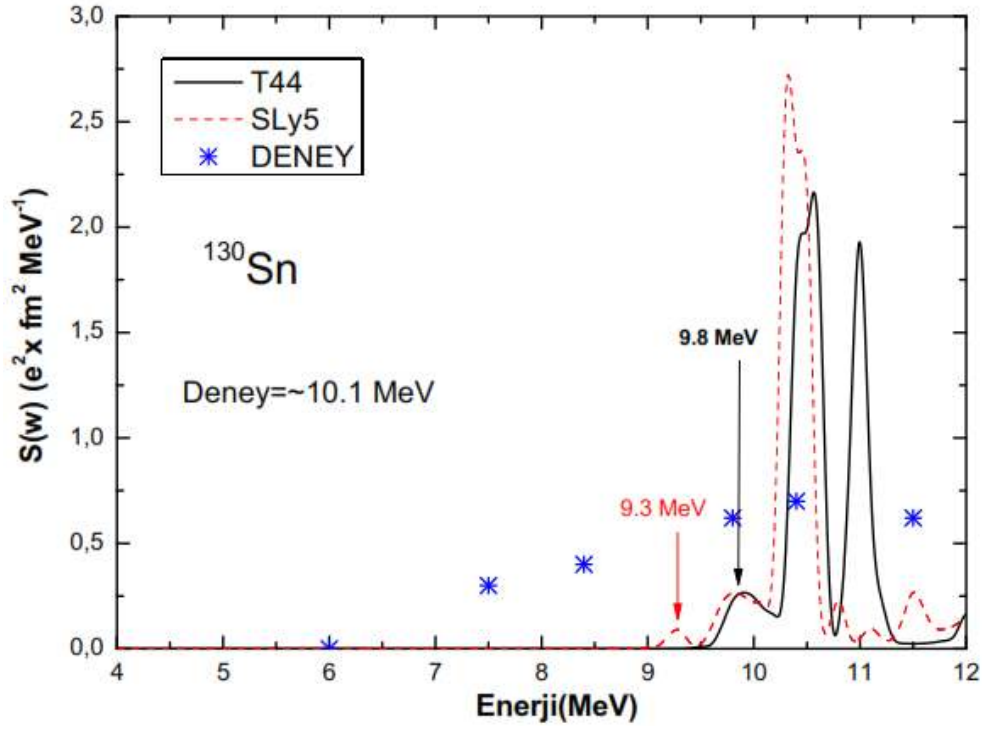


Şekil 3.9 ^{124}Sn için SLy5 etkileşimi ile PDR geçiş yoğunluğunun gösterimi.

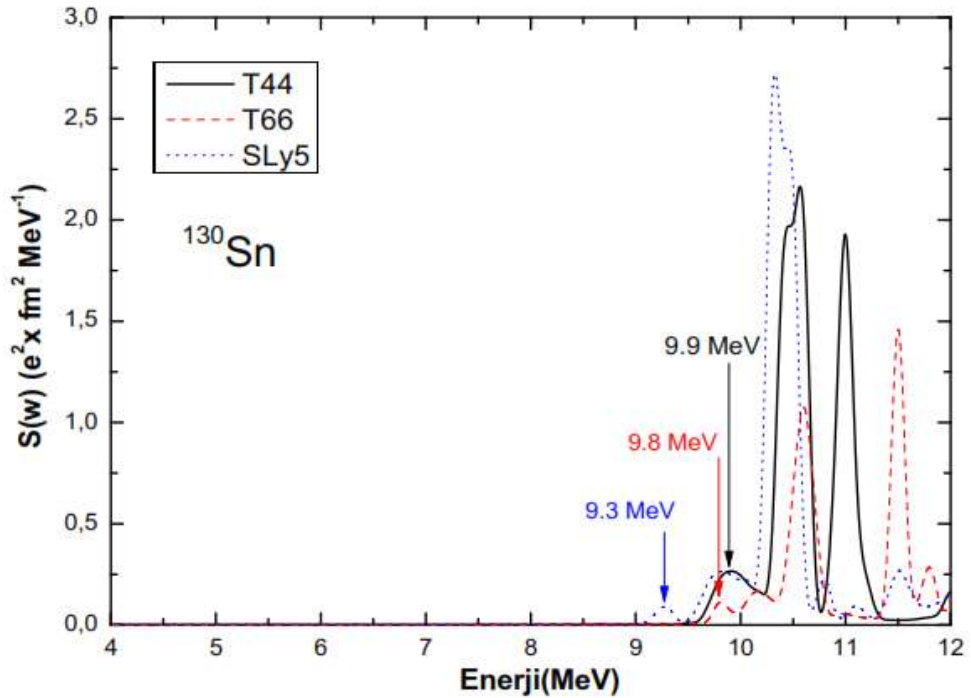


Şekil 3.10 ^{124}Sn için PDR geçiş yoğunluklarının T44, T46, T64, T66 tensör etkileşimleri ile gösterimi

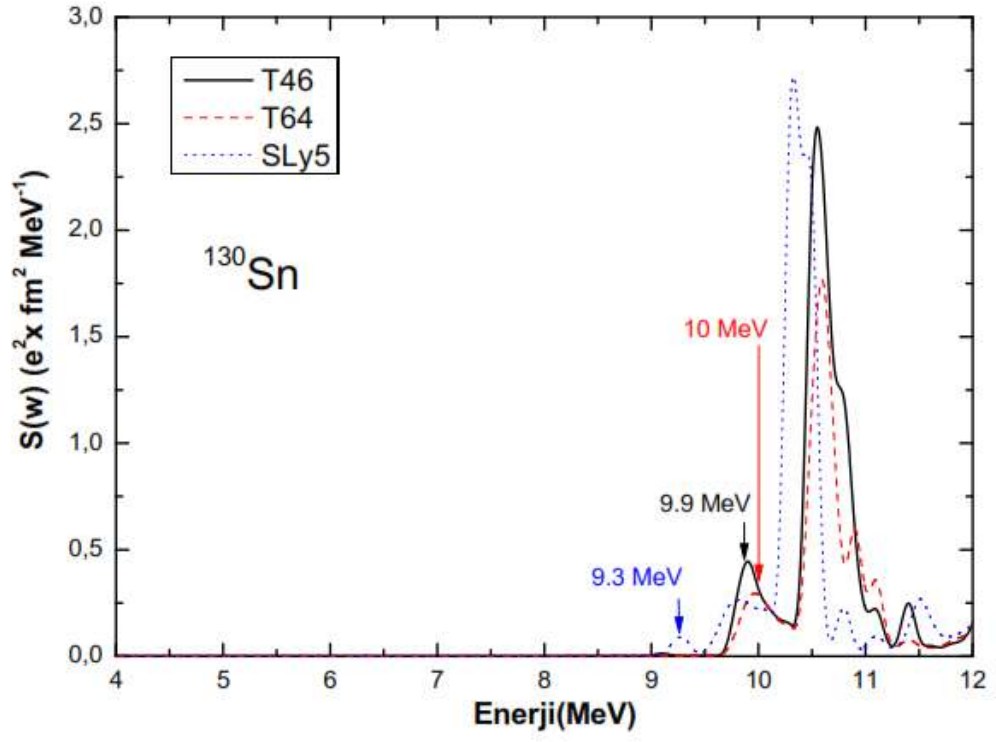
3.4 A=130, Z=50 Sn çekirdeği için PDR hesapları



Şekil 3.11 ^{130}Sn için PDR dağılım fonksiyonu şiddetinin enerjiye göre değişimi tensör (T44) ile ve tensörsüz (SLy5). Normalize edilmiş deneysel veri ref.[16]'ten alınmıştır.

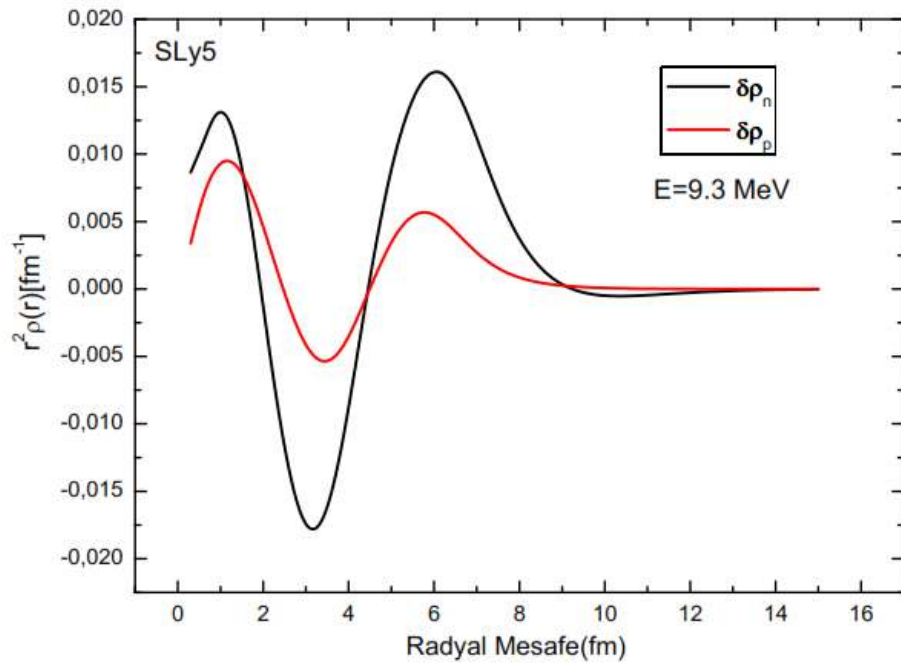


Şekil 3.12 ^{130}Sn için PDR dağılım fonksiyonu şiddetinin enerjiye göre değişimi tensör (T44 ve T66) ile ve tensörsüz (SLy5).

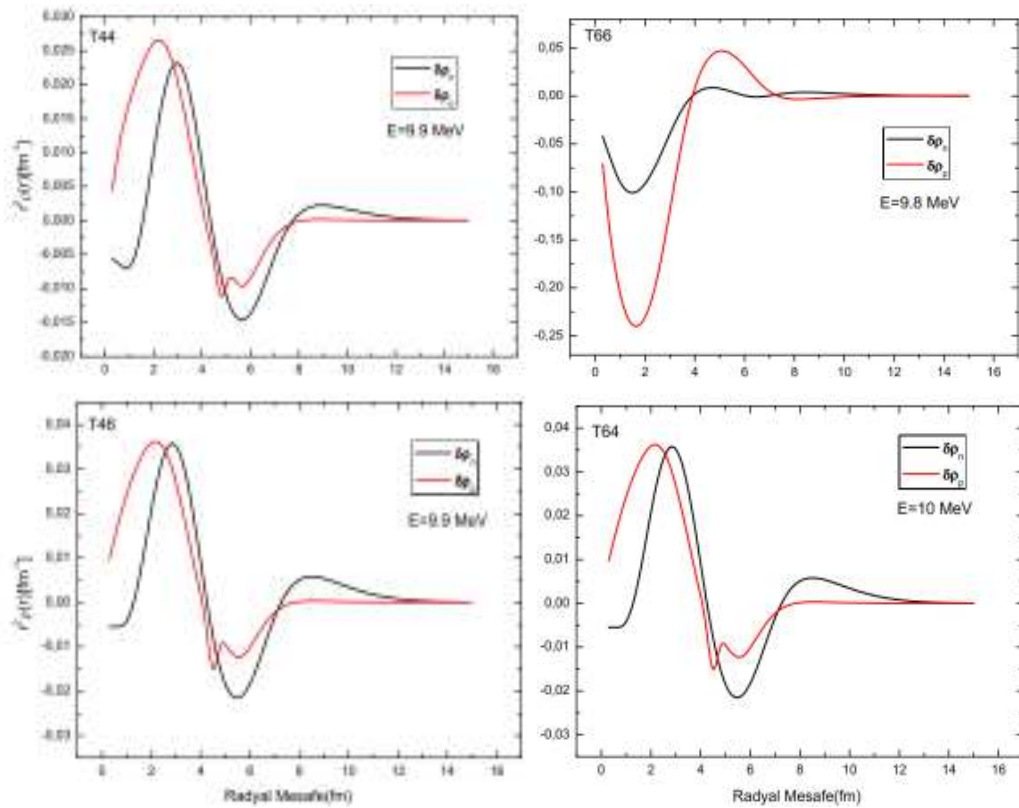


Şekil 3.13 ^{130}Sn için PDR dağılım fonksiyonu şiddetinin enerjiye göre değişimi tensör (T46 ve T64) ile ve tensörsüz (SLy5).

3.4.1 ^{130}Sn çekirdeği için geçiş yoğunlukları

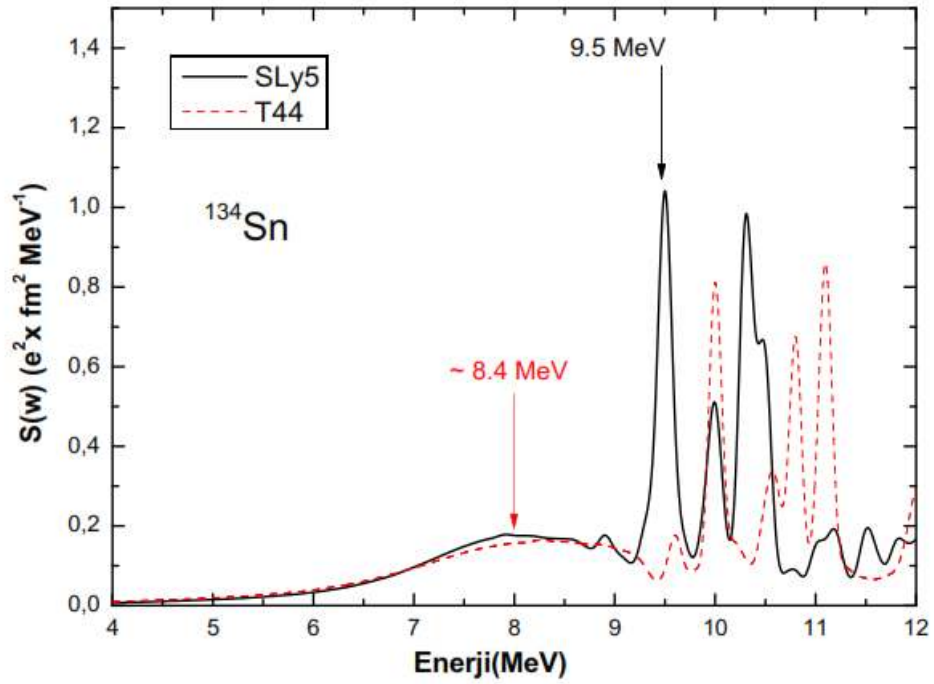


Şekil 3.14 ^{130}Sn için SLy5 etkileşimi ile PDR geçiş yoğunluğunun gösterimi.

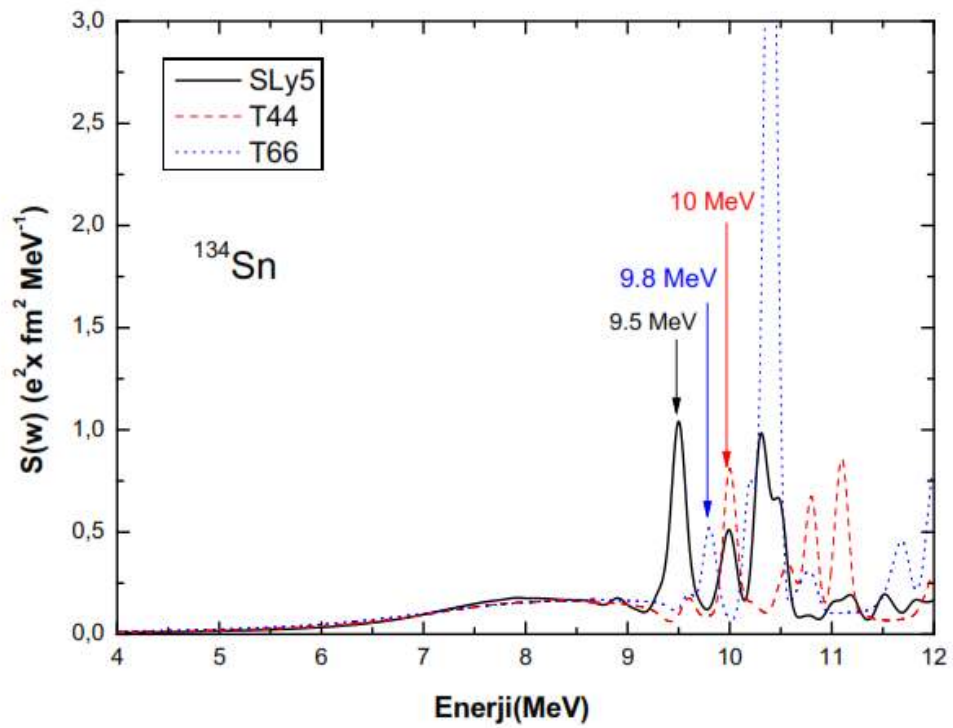


Şekil 3.15 ^{130}Sn için PDR geçiş yoğunluklarının T44, T46, T64, T66 tensör etkileşimleri ile gösterimi

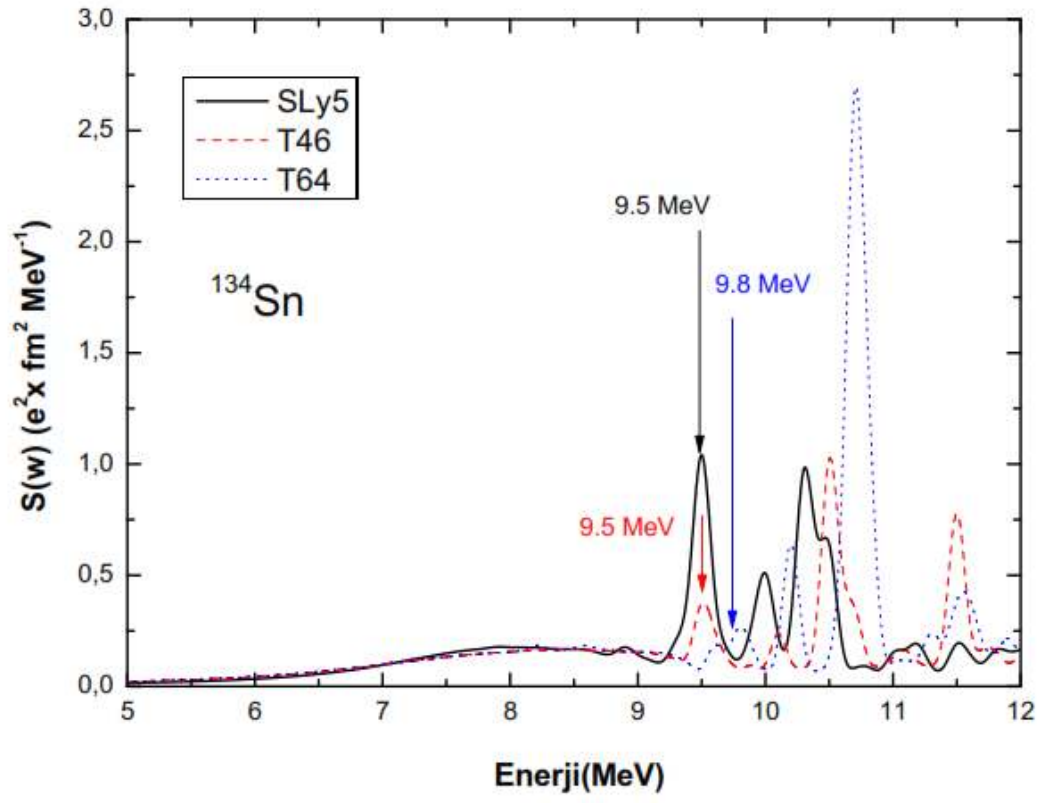
3.5 A=134, Z=50 Sn çekirdeği için PDR hesapları



Şekil 3.16 ^{134}Sn için PDR dağılım fonksiyonu şiddetinin enerjiye göre değişimi tensör (T44) ile ve tensörsüz (SLy5).

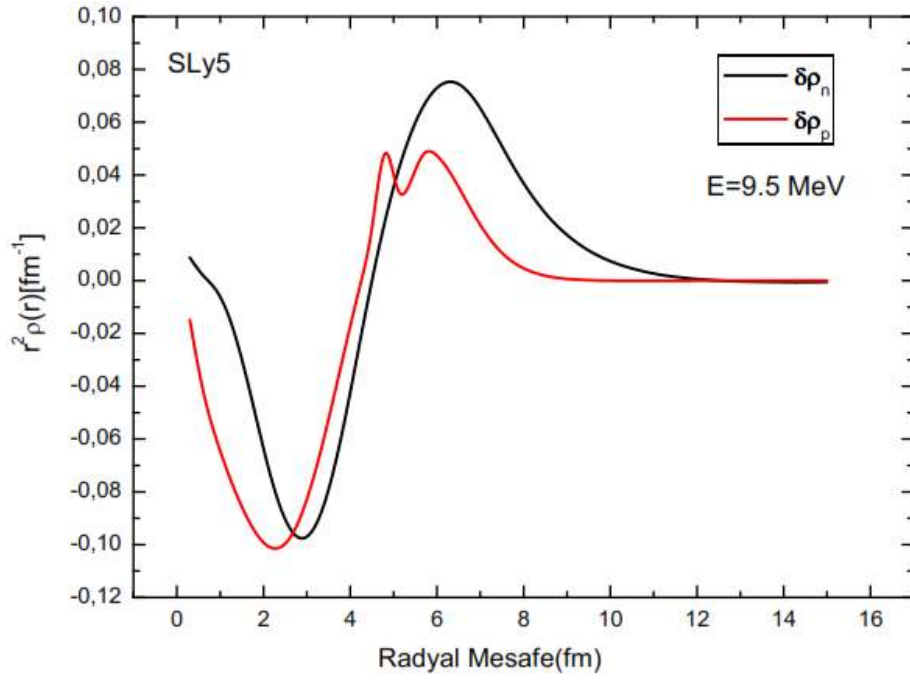


Şekil 3.17 ^{134}Sn için PDR dağılım fonksiyonu şiddetinin enerjiye göre değişimi tensör (T44 ve T66) ile ve tensörsüz (SLy5).

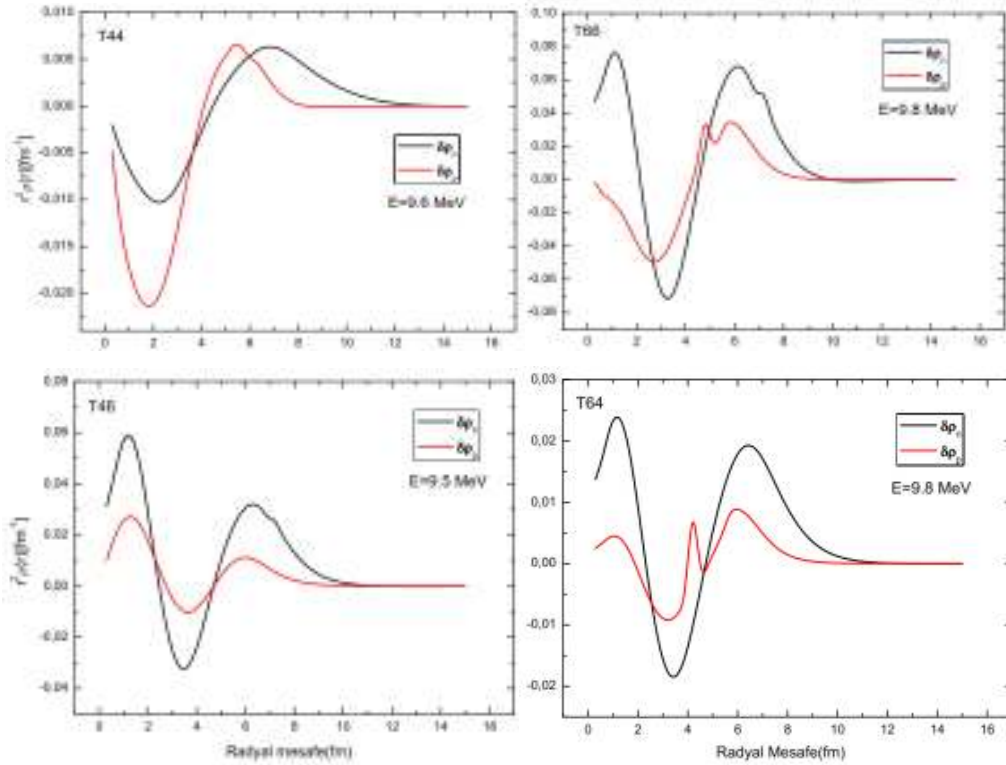


Şekil 3.18 ^{134}Sn için PDR dağılım fonksiyonu şiddetinin enerjiye göre değişimi tensör (T46 ve T64) ile ve tensörsüz (SLy5).

3.5.1 ^{134}Sn çekirdeği için geçiş yoğunlukları



Şekil 3.19 ^{134}Sn için SLy5 etkileşimi ile PDR geçiş yoğunluğunun gösterimi.



Şekil 3.20 ^{134}Sn için PDR geçiş yoğunluklarının T44, T46, T64, T66 tensör etkileşimleri ile gösterimi.

SONUÇ VE ÖNERİLER

Nötron bakımından zengin hafif ^{68}Ni çekirdeği ve ağır ^{124}Sn , ^{130}Sn , ^{134}Sn çekirdekleri için yapılan Cüce dipol rezonans (PDR) hesaplamalarında Skyrme etkileşimlerinden biri olan SLy5 etkileşimi kullanıldı. Çalışmamızda Kalay izotoplarının kullanılmasının nedeni nötron miktarında meydana gelen değişimle birlikte PDR değişimini gözlemlemektir. İlk olarak Hartree-Fock yöntemi ile taban durum enerjileri hesaplandı ve RPA için kullanıldı. Öz uyumluluğu sağlamak için hem HF hem de RPA de aynı nükleon-nükleon etkileşimine yer verildi. Parçacık-deşik etkileşimi için SLy5 Skyrme etkileşim parametreleri ve tensör katkılı etkileşim için ise SLy5+TIJ tensör parametreleri kullanıldı. Tensör parametreleri TIJ (I, J=1, ...6) ile temsil edilmektedir ve bağıntıları

$$\alpha = 60(J - 2)\text{MeVfm}^5 \quad (4.1)$$

$$\beta = 60(I - 2)\text{MeVfm}^5 \quad (4.2)$$

olarak verilmiştir. Eşitlik 4.2 ile verilen “I” proton –nötron (β) eşleşme sabitini,” J” ise benzer parçacıklar için eşleşme sabitini (α) göstermektedir. $\beta = 0$ olduğu durumlarda tensör etkileşimi benzer parçacıkların eşleşme sabitinden gelirken, $\alpha = 0$ olduğu durumlarda ise tensör terimleri sadece proton-nötron etkileşiminden kaynaklanmaktadır. T22 durumu için tensör etkileşiminin katkısı ortadan kalkmaktadır. Ayrıca tensör etkileşimi spin yoğunluğuna bağlı olduğundan kapalı kabuk çekirdeklere çalışmamaktadır. Hesaplamalar öncelikle merkezi+spin-yörünge etkileşimlerini içeren SLy5 Skyrme etkileşimi ile yapıldı. Öz-uyumluluğu sağlamak için hem HF hem de RPA hesaplarında SLy5 Skyrme parametreleri kullanıldı. Bir sonraki aşamada ise

merkezi+spin-yörünge etkileşimine tensör etkileşimi eklenerek hesaplamalar tekrar yapıldı. Nükleon-nükleon kuvvetinin tensör bileşeni hem iki nükleon'un spinlerinin birbirlerine göre yönelimlerine hem de spinlerin iki nükleonu birleştiren vektöre göre yönelime bağlıdır. Tensör etkileşimi için farklı miktarda proton-nötron ve parçacık-parçacık içeren parametreler kullanıldı. T44, T46, T64 ve T66 tensör parametreleri ile hesaplamalar yapıldı. Her parametre farklı eşleşme sabitine sahiptir. T44 ve T66 parametreleri eşit miktarda parçacık-parçacık ve parçacık-deşik katkısı içermektedir. T66 tensör parametrelerinde parçacık-parçacık ve parçacık-deşik katkısı daha önemli hale gelmektedir.

Son olarak geçiş yoğunlukları grafikler yardımıyla gösterildi. Nükleer uyarılmaların karakterelerinin anlaşılmasında geçiş yoğunluklarını incelemek oldukça kullanışlıdır. Fiziksel olarak geçiş yoğunlukları dış bir alan ile uyarılan çekirdeğin yoğunluğunda meydana gelen dalgalanma şeklinde açıklanmaktadır. Bu yüzden geçiş yoğunlukları nükleer tepki fonksiyonları ile ilişkilidir ve hareketleri incelenerek nükleonların dağılımı ve uyarılmanın karakteri hakkında bilgi edinilebilir. Geçiş yoğunlukları PDR karakterizasyonu için oldukça kullanışlıdır [33].

Şekil 3.1'de ^{68}Ni çekirdeği için SLy5 (tensörsüz) ve T44 (tensörlü) nükleon-nükleon etkileşimleri ile dağılım fonksiyonunun enerjiye göre değişim grafikleri gösterilmiştir. ^{68}Ni çekirdeği için SLy5 ile PDR değeri 10.2 MeV ve T44 ile 10.3 MeV'dir. ^{68}Ni çekirdeği için deneysel PDR değeri ise 11 MeV [14] olarak bulunmuştur. SLy5 ve T44 nükleon-nükleon kuvvetleri birbirine yakın sonuçlar vermesine rağmen T44 için bulunan PDR değeri deneysel veriye daha yakın sonuç vermektedir.

Şekil 3.2'de ^{68}Ni çekirdeğinde farklı tensör etkileşim katkılarını içeren T44 ve T66 hesaplandı ve tensör etkileşimini içermeyen SLy5 etkileşimi ile karşılaştırıldı. T44 için PDR değeri 10.3 MeV iken T66 için PDR değeri 10.5 MeV olarak bulunmuştur. Tensör etkileşimi T66 için deneysel verilerle daha uyumludur. Şekil 3.3 de T46 ve T64 için tensör eşleşme sabitleri değiştirilerek hesaplamalar yapıldı ve SLy5 ile karşılaştırıldı. T46 tensör etkileşimi için PDR değeri 10.5 MeV ve T64 için ise 10.3 MeV olarak bulunmuştur. T46 ve T66 tensör etkileşimleri deney sonuçlarıyla daha uyumludur.

⁶⁸Ni çekirdeği için tensör kuvvetinin etkisi eşleşme sabitlerine göre değişmekle birlikte tensör etkileşmesi ele alınarak yapılan hesaplamaların tümü deneysel sonuca daha yakındır.

Şekil 3.4'te SLy5 (tensörsüz) için 10.2 MeV de yapılan geçiş yoğunluğu grafikleri görülmektedir. Yapılan birçok deneysel ve teorik çalışmada PDR izoskaler olarak görülmüştür [38,39]. Yani çekirdeğin içinde proton ve nötronlar aynı faz ile hareket etmektedirler. PDR beklendiği gibi izoskaler karakter göstermektedir. Şekil 3.5'te ise tensör katkısı eklenerek yapılan geçiş yoğunluğu grafikleri de benzerdir ve PDR'ın izoskaler karakterini değiştirmemektedir.

Şekil 3.6'da ¹²⁴Sn ağır çekirdeği için tensör katkısız SLy5 ve tensör içeren T44 etkileşimleri ile yapılan RPA hesapları sonucu dağılım fonksiyonunun enerjiye göre değişim grafikleri gösterilmiştir. SLy5 ile PDR değeri 10.2 MeV ve T44 ile ise 10.3 MeV dir. ¹²⁴Sn için PDR deneysel değeri 6.5-7.0 MeV [15] olarak bulunmuştur. Her iki etkileşimde deneysel değerden oldukça farklı sonuçlar vermektedir ve T44 tensör etkileşimi bu çekirdek için çalışmamaktadır.

Şekil 3.7 ve Şekil 3.8'de ise farklı tensör katkıları içeren etkileşimler kullanılarak çizilen grafiklerde ise tensör katkısı içeren tüm etkileşmeler birbirine çok yakın sonuçlar vermekle birlikte deneysel veriden uzaktır.

¹²⁴Sn çekirdeği için yapılan tensörlü ve tensör katkısız geçiş yoğunluğu grafikleri sırasıyla şekil 3.9 ve şekil 3.10' da gösterilmiştir. Her iki durumda da geçiş yoğunluğu grafikleri benzerdir ve PDR'ın izoskaler hareketi görülmektedir.

¹³⁰Sn çekirdeği için Tensör katkısız SLy5 etkileşimi ve Tensör terimleri içeren T44 ile yapılan RPA hesapları sonucunda SLy5 için PDR değeri 9.3 MeV ve T44 için 9.8 MeV olarak bulunmuştur. ¹³⁰Sn çekirdeği için PDR deneysel değeri yaklaşık 10 MeV [16] dir. Tensör etkileşimi eklenerek bulunan PDR değeri deneysel veri ile çok daha uyumludur ve tensör kuvveti ¹³⁰Sn çekirdeğinde çalışmaktadır. Farklı tensör eşleşme sabitleri olan T46, T64 ve T66 ile yapılan hesaplar şekil 3.12 ve şekil 3.13'te gösterilmiştir ve PDR değerleri sırasıyla 9.9 MeV, 10.0 MeV ve 9.8 MeV olarak bulunmuştur. Tensör

etkileşimi hesaba katılarak yapılan PDR değerleri birbirlerine yakın sonuçlar vermekle birlikte T64 tensör katkılı etkileşim deneyiyle birebir aynı sonucu vermektedir.

Şekil 3.14'te SLy5 Skyrme etkileşimi ile 9.3 MeV'de yapılan geçiş yoğunluğu grafiğinde PDR'ın izoskaler hareketi görülmektedir. T46, T64 ve T66 tensör terimleri içeren etkileşimlerle yapılan geçiş yoğunluğu grafikleri şekil 3.15'te gösterilmiştir. İzoskaler karakter göstermekle birlikte tensör katkısı içermeyen SLy5 ile gösterilen geçiş yoğunluğu grafiğini değiştirmiştir.

Şekil 3.16'da ^{134}Sn çekirdeği için tensör katkısı ile ve tensörsüz nükleon-nükleon etkileşimi gösterilmiştir. ^{134}Sn çekirdeği nötron bakımında oldukça zengin bir çekirdektir. Bu yüzden SLy5 ve T44 etkileşimleri ile yapılan grafiklerde T44 için PDR keskin bir değer vermemektedir ve PDR değeri yaklaşık olarak 8.0 MeV 'dir. SLy5 Skyrme etkileşimi ise PDR için 9.5 MeV'dir. ^{134}Sn çekirdeği için deneysel veri bulunmamaktadır. ^{134}Sn için PDR değeri RPA ile 10 MeV [20] ve QRPA ile 7.5 MeV [21] dir. Şekil 3.17 ve şekil 3.18'te farklı eşleşme sabitleri kullanılarak yapılan T46, T64 ve T66 tensörlü etkileşimleri ile PDR sırasıyla 9.5 MeV, 9.8 MeV ve 9.8 MeV olarak bulunmuştur. Tensörsüz ve tensörlü Skyrme etkileşimi PDR değerini önemli ölçüde değiştirmektedir ve ^{134}Sn çekirdeği nötron bakımından oldukça zengin olduğundan bütün etkileşimlerde rezonans piklerini dağıtmaktadır ve keskin bir değer okunmamaktadır.

Şekil 3.19'da tensör etkileşimini içermeyen SLy5 Skyrme etkileşi ile yapılan geçiş yoğunluğu grafikleri görülmektedir. PDR izoskaler karaktere sahiptir. Skyrme SLy5 etkileşimine tensör etkileşimi eklenerek yapılan T44, T46, T64 ve T66 için yapılan geçiş yoğunluğu grafikleri şekil 3.20'de gösterilmiştir. Tensör etkileşiminin eklenmesi sonucu geçiş yoğunluğu grafikleri izoskaler karakterlerini korumakla birlikte Şekil 3.19'dan oldukça farklı sonuçlar vermektedir. Çekirdekdeki nötron miktarı arttıkça tensör etkileşimleri ile yapılan geçiş yoğunluğu grafikleri tensörsüz etkileşimden farklılık göstermektedir.

Sonuç olarak, bugüne kadar etkisinin önemsiz olduğu düşünölen tensör kuvvetinin Skyrme kuvvetine eklenmesi çekirdeğin tepki fonksiyonunda değışimlere neden olmaktadır. Tensör etkileşiminin önemi anlaşılmıştır. Tensör etkileşimi ^{68}Ni ve ^{130}Sn çekirdekleri için deneysel veriyle en uyumlu sonuçları vermektedir. Ayrıca çekirdeklerdeki nötron sayısı arttıkça rezonans pikleri dağılmaktadır. Tensör etkileşiminde seçilen eşleşme sabitleri PDR sonuçlarını önemli ölçüde değıştirmektedir. Tensör etkileşimi geçiş yoğunluklarında radikal değışimlere neden olmamaktadır.

KAYNAKLAR

- [1] Goeke, K. And Speth, J., (1982). “Theory of Giant Resonances”, Annual Review of Nuclear and particle Science, 32: 65-115.
- [2] Özel, B., (2008). Study of the $^{124,120}\text{Sn}(\gamma, \gamma')$ reaction and the systematics of the Pygmy Dipole Resonance at the $Z=50$ shell closure, Doktora tezi, Çukurova üniversitesi, Fen bilimleri Enstitüsü, Adana.
- [3] Bortignon, P.F., Bracco, A., and Broglia, R.A., (1998), Giant Resonances: Nuclear Structure at Finite Temperature, First Edition, Harwood Academic Publishers, India.
- [4] Harakeh, M.N., and Woude, A., (2001). Giant Resonances: Fundamental high frequency modes of nuclear excitation, First edition, Oxford University press, New York.
- [5] Sert. T., (2006). 8-17B izotoplarının Halo çekirdek özelliklerinin incelenmesi, yüksek lisans tezi, Gazi Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara.
- [6] Nakamura, T., Kobayashi, N., and Kondo, Y., (2011). “Electric dipole response of halo nuclei”. Physica E 43, 820–824.
- [7] Tanihata, I., (1996). “Neutron Halo Nuclei” J. Phys. G. Nucl. Part. Phys., 22:157-198.
- [8] Mohan, R., Danos, M., and Biedenharn, L.C., (1971). “Three-Fluid Hydrodynamical model of nuclei”. Phys. Rev. C, 3: 1740-1749.
- [9] Vautherin, D., and Brink D. M., (1970). “Hartree-Fock calculations with Skyrme’s interaction”, Phys. Lett. B, 32: 149-153.
- [10] Stancu, Fl., Brink, D.M., and Flocard, H., (1977). “The tensor part of Skyrme’s interaction”, Physics Letters B, 63: 108-112.
- [11] Otsuka, T., Suzuki, T., Fujimoto, R., Grawe, H., and Akaishi Y., (2005). “Evolution of Nuclear Shells due to tensor force”, Phys. Rev. Lett., 95, 232502.
- [12] Cao, L., Colo, G., and Sagawa, H., (2010). “Spin and isospin instabilities and Landau parameters of Skyrme interactions with tensor correlations”, Phys. Rev. C 81, 044302.

- [13] Brown, B. A., Duguet, T., Otsuka, T., Abe, D., and Suzuki T., (2006). "Tensor interaction contributions to single-particle energies", Phys. Rev. C 74, 061303(R).
- [14] Wieland, O., et.al., (2009). "Search for the Pygmy Dipole Resonance in ^{68}Ni at 600MeV/nucleon", PRL, 102, 092502.
- [15] Govaert, K., et.al., (1998). "Dipole excitations to bound states in ^{120}Sn and ^{124}Sn ", Phys. Rev. C 57,2229-2249.
- [16] Adrich ,P., et.al.,(2005). "Evidence for Pygmy and Giant reosnances in ^{130}Sn and ^{132}Sn ", PRL, 95, 132501.
- [17] Niu, Y. F., Paar, N., Vretenar, D., Meng J., (2009). "Low-energy multipole response in nuclei at finite temperature". arXiv:0906.2973v1 [nucl-th].
- [18] Tsoneva, N., and Lenske, H., (2007). "Pygmy Dipole Resonance in exotic nuclei", Progress in Particle and Nuclear Physics 59: 317–319.
- [20] Paar, N., Nikšić, T., Vretenar,D.,Ring, P., (2003). "Quasiparticle random phase approximation based on the relativistic Hartree-Bogoliubov model", Phys. Rev. C67, 034312.
- [21] Bozkurt, K., (2010). "Isovector Pgymy Dipole excitation on neutron rich nuclei", MPLA, 34: 2905-2913.
- [22] Şahin. E., (2009). Nötron bakımından zengin atom çekirdeklerinde Dev ve Cüce rezonansların incelenmesi, Yüksek lisans tezi, Yıldız teknik üniversitesi Fen bilimleri Enstitüsü, İstanbul.
- [23] Vuong A, K., (2007). New Skyrme Nucleon-Nucleon interaction for the mean-field approximation, Doktora tezi, Texas A&M University, Texas.
- [24] Colo, G., Sagawa, H., Fracasso, S., and Bortignon, P. F., (2007). "Spin-orbit splitting and the tensor component of the Skyrme's interaction", Phys. Lett. B 646:227-231.
- [25] Suckling, E. B., (2008). The Development of Mean-Field Models for Nuclear Structure Calculations", University of Surrey, Department of Physics.
- [26] Bozkurt. K., (2009). "Pygmy Dipole Resonance and two neutron seperation energies in soft and heavy nuclei", International Journal of modern physics E, 19: 1371-1381.
- [27] Tsoneva, N., and Lenske, H., (2008). "Pygmy Dipole resonances in the Tin region", Phys. Rev. C, 77, 024321.
- [28] Co, G., De Donno, V., Maienon, C., Anguiano, M., and Lallena, A. M., (2009). "Evolution of the pygmy dipole resonance in nuclei with neutron excess. Phys. Rev. C, 80, 14308.
- [29] Ring, P. and Schuck, P., (1980). The Nuclear Many Body problem, First edition, Springer, Berlin.
- [30] Lesinski, T., Bender, M., Bennaceur, K., Duguet, T., and Meyer J., (2007). "Tensor part of the Skyrme energy density functional", Phys. Rev. C, 76, 014312.

- [31] Liang, J., Cao, L.G., and Yu Ma, Z., (2007). "Pygmy and giant Dipole resonances in Ni isotopes", Phys. Rev. C, 75, 054320.
- [32] Brink, D.M., (2008). "Giant resonances in excited nuclei", Oxford University department of physics, Germany.
- [33] Paar, N., Niksic, T., Vretenar, D., and Ring, P., (2005). "Isotopic dependence of Pygmy Dipole Resonance", Phys. Lett. B, 606, 288.
- [34] Baldık ,R., (2010). Skyrme etkileşimi kullanılarak bazı çekirdeklerin taban durum özelliklerinin incelenmesi, Doktora tezi, Zonguldak Karaelmas Üniversitesi Fen bilimleri enstitüsü, Zonguldak.
- [35] Speth, J., (1991). "Electric and Magnetic Giant Resonances in Nuclei", First Edition, International Review of Nuclear Physics, World Scientific Publishing Co. Ptd. Ltd, Singapore.
- [36] Bertrand, F.E., et.al., (1986). "Giant resonance structure in ^{208}Pb measured using the (p,p') reaction at 334 MeV, Phys. Rev. C, 34: 45-59.
- [37] Chappert, F., Girod.M., and Hilaire. S., (2008). "Towards a new Gogny force parametrization: impact of the neutron matter equation of state". Phys. Lett. B, 668: 420-424.
- [38] Klimkiewicz. A., et.al., (2007). "Dipole Response of neutron-rich Sn isotopes", Nuclear Physics A, 788: 145c-152c.
- [39] Moreno. M., et. al., (2011). "Tensor effects in shell evolution using non-relativistic and relativistic mean field", Journal of Physics, Conference series 267, 012039.
- [40] Cao. Li. G., Colo. G., Sagawa. H., Bortignon. P. F., and Sciacchitano. L., (2009). "Effects of the tensor force on the multiple response in finite nuclei", Phys. Rev. C 80, 064304.
- [41] Davesne, D., Martini, M., Bennaceur, K., and Meyer. J., (2009). "Nuclear response for the Skyrme effective interaction with zero-range tensor terms", Phys. Rev. C, 80, 024314.
- [42] Litvinova. E., Ring. P., Tselyaev. V., and Langanke. K., (2008). "Relativistic quasiparticle time blocking approximation. II. Pygmy dipole resonance in neutron-rich nuclei", Phys. Rev. C, 79, 054312.
- [43] Qiang, L., G., (1991). "A systematic study of nuclear properties with Skyrme forces", J. Phys. G Nucl. Part. Phys. 17 (1991) 1-34.
- [44] Vitturi, A., Lanza, EG., Andr'es, MV., Catara F., and Gambacurta G., (2010). "Excitation of Pygmy Dipole Resonance in neutron-rich nuclei via Coulomb and nuclear fields", Pramana Indian Academy of Sciences- journal of physics. pp: 1-9.

SKYRME PARAMETRELERİ

Çizelge A-1 SLy5 Skyrme parametreleri

Parametreler	SLy5
t_0 (MeV.fm ³)	-2483.450
t_1 (MeV.fm ⁵)	484.230
t_2 (MeV.fm ⁵)	-556.690
t_3 (MeV.fm ^{3(1+α)})	13757.0
x_0	0.776
x_1	-0.317
x_2	-1.0
x_3	1.263
W_0	125.0
α	0.166

Çizelge A-2 Tensör etkileşim parametreleri

	α (MeVfm ⁵)	β (MeVfm ⁵)	α_c (MeVfm ⁵)	β_c (MeVfm ⁵)	α_T (MeVfm ⁵)	β_T (MeVfm ⁵)
T44	120	119.9996	80.1996	-48.8704	39.8004	168.87
T46	239.9996	119.9996	80.1996	-48.8704	159.8	168.87
T64	120	239.9996	80.1996	-48.8704	39.8004	288.87
T66	239.9996	239.9996	80.1996	-48.8704	159.8	288.87

ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

Adı Soyadı :Esra YÜKSEL
Doğum Tarihi ve Yeri :Bakırköy/İstanbul, 09/08/1987
Yabancı Dili :İngilizce
E-posta :eyuksel@yildiz.edu.tr

ÖĞRENİM DURUMU

Derece	Alan	Okul/Üniversite	Mezuniyet Yılı
Lisans	Fizik	Abant İzzet Baysal Üniversitesi	2009
Lise	Fen	Avcılar Süleyman Nazif Lisesi	2004

İŞ TECRÜBESİ

Yıl	Firma/Kurum	Görevi
2010	Yıldız Teknik Üniversitesi	Araş. Gör.

YAYINLARI

Makale

1. Yüksel, E., and Bozkurt, K., (2011). "Tensor Effects in Pygmy Dipole Excitation", Modern Physics Letters A, in progress.

Bildiri

1. Yüksel, E., and Bozkurt, K., "Pygmy Dipole Resonance İn Neutron Rich Nuclei with Skyrme and Gogny Interactions", Turkish Physical Society 27th International Physics Congress, İstanbul/Türkiye, p.339, 2010.