

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

**HAFİF, ORTA VE AĞIR ÇEKİRDEKLERDE SPİN YÖRÜNGE YARILMALARININ
VE PROTON ENERJİ ARALIKLARININ TENSÖR KATKISI İLE DEĞİŞİMİNİN
İNCELENMESİ**

ÇİĞDEM GÖK

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI
FİZİK PROGRAMI**

**DANIŞMAN
DOÇ. DR. KUTSAL BOZKURT**

İSTANBUL, 2014

T.C.
YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**HAFİF, ORTA VE AĞIR ÇEKİRDEKLERDE SPİN YÖRÜNGE YARILMALARININ
VE PROTON ENERJİ ARALIKLARININ TENSÖR KATKISI İLE DEĞİŞİMİNİN
İNCELENMESİ**

Çiğdem GÖK tarafından hazırlanan tez çalışması **18.02.2014** tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Yıldız Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Tez Danışmanı

Doç. Dr. Kutsal BOZKURT
Yıldız Teknik Üniversitesi

Jüri Üyeleri

Doç. Dr. Kutsal BOZKURT
Yıldız Teknik Üniversitesi

Prof. Dr. Hasan TATLIPINAR
Yıldız Teknik Üniversitesi

Prof. Dr. İskender Atilla REYHANCAN
İstanbul Teknik Üniversitesi

ÖNSÖZ

Yüksek lisans tez çalışmam boyunca yardımlarını esirgemeyen, özveri ve sabırla ilgilenen, bilgi ve deneyimlerini benimle paylaşan, Yıldız Teknik Üniversitesi'nin değerli öğretim elemanlarından tez danışmanım Doç. Dr. Kutsal BOZKURT 'a şükranlarımı sunarım.

Tez çalışmamın her aşamasında yanımda olan, kaynak ve teknik destekte bulunan, her sorunumda sabırla ilgilenen, fikir alışverişinde bulunduğum YTÜ Fizik Bölümü'nün değerli araştırma görevlilerinden Arş. Gör. Esra YÜKSEL 'e teşekkürü bir borç bilirim.

Son olarak hayatım boyunca verdiğim tüm kararlarda arkamda olan bana desteklerini eksik etmeyen sevgili aileme sonsuz teşekkür ediyorum.

Şubat, 2014

Çiğdem GÖK

İÇİNDEKİLER

Sayfa

SİMGE LİSTESİ	vi
KISALTMA LİSTESİ	vii
ŞEKİL LİSTESİ.....	viii
ÇİZELGE LİSTESİ	x
ÖZET	xii
ABSTRACT	xii
BÖLÜM 1	
GİRİŞ	1
1.1 Literatür Özeti	1
1.2 Tezin Amacı	7
1.3 Hipotez	7
BÖLÜM 2	
MODEL	8
2.1 Hartree-Fock Yöntemi.....	8
2.2 Skyrme Etkileşimleri.....	10
2.3 Skyrme Tensör Etkileşimi	15
BÖLÜM 3	
GRAFİKLER VE YORUMLAR.....	18
3.1 Hesaplamalar	18
3.2 Proton Enerji Aralığı	20
3.2.1 Z=8 Kapalı Kabuk İzotopları	20

3.2.2	Z=20 Kapalı Kabuk İzotopları	23
3.2.3	Z=28 Kapalı Kabuk İzotopları	27
3.2.4	Z=50 Kapalı Kabuk İzotopları	30
3.2.5	Z=82 Kpalı Kabuk İzotopları	34
3.3	İki Nötron Ayrılma Enerjisi (S _{2n})	37
3.3.1	Z=8 Kapalı Kabuk İzotopları	37
3.3.2	Z=20 Kapalı Kabuk İzotopları	40
3.3.3	Z=28 Kapalı Kabuk İzotopları	45
3.3.4	Z=50 Kapalı Kabuk İzotopları.....	48
3.3.5	Z=82 Kpalı Kabuk İzotopları	51
3.4	Bağlanma Enerjisi.....	55
3.5	Spin Yörüğe Yarılmaları.....	61

BÖLÜM 4

SONUÇ VE ÖNERİLER	66
KAYNAKLAR.....	68
ÖZGEÇMİŞ.....	71

SİMGE LİSTESİ

Ca	Kalsiyum
Ni	Nikel
O	Oksijen
Pb	Kurşun
Sn	Kalay

KISALTMA LİSTESİ

HF	Hartree-Fock
HF-BCS	Hartree-Fock-Barden-Cooper-Schriffer
HFB	Hartree-Fock-Bogoluibov
NN	Nükleon-nükleon etkileşmesi

ŞEKİL LİSTESİ

	Sayfa
Şekil 1.1	NükleerVadi.....3
Şekil 2.1	j ve j' yörüngelerindeki iki nükleonun tensör kuvvetihareketi.....15
Şekil 3.1	Oksijen izotoplarının SLy5 etkileşimi kullanılarak proton $1p_{1/2}-1d_{3/2}$ enerji farkının kütle numarisına göre değişiminin grafiği.....21
Şekil 3.2	Oksijen izotoplarının SkX etkileşimi kullanılarak proton $1p_{1/2}-1d_{3/2}$ enerji farkının kütle numarisına göre değişiminin grafiği.....22
Şekil 3.3	Kalsiyum izotoplarının SLy5 etkileşimi kullanılarak proton $1d_{3/2}-1f_{7/2}$ enerji farkının kütle numarisına göre değişiminin grafiği.....24
Şekil 3.4	Kalsiyum izotoplarının SkX etkileşimi kullanılarak proton $1d_{3/2}-1f_{7/2}$ enerji farkının kütle numarisına göre değişiminin grafiği.....25
Şekil 3.5	Nikel izotoplarının SLy5 etkileşimi kullanılarak proton $1f_{7/2}-2p_{3/2}$ enerji farkının kütle numarisına göre değişiminin grafiği.....28
Şekil 3.6	Nikel izotoplarının SkX etkileşimi kullanılarak proton $1f_{7/2}-2p_{3/2}$ enerji farkının kütle numarisına göre değişiminin grafiği.....29
Şekil 3.7	Kalay izotoplarının SLy5 etkileşimi kullanılarak proton $1g_{9/2}-2d_{5/2}$ enerji farkının kütle numarisına göre değişiminin grafiği.....32
Şekil 3.8	Kalay izotoplarının SkX etkileşimi kullanılarak proton $1g_{9/2}-2d_{5/2}$ enerji farkının kütle numarisına göre değişiminin grafiği.....32
Şekil 3.9	Kurşun izotoplarının SLy5 etkileşimi kullanılarak proton $1h_{11/2}-2f_{7/2}$ enerji farkının kütle numarisına göre değişiminin grafiği.....35
Şekil 3.10	Kurşun izotoplarının SkX etkileşimi kullanılarak proton $1h_{11/2}-2f_{7/2}$ enerji farkının kütle numarisına göre değişiminin grafiği.....36
Şekil 3.11	Oksijen izotoplarına ait iki nötron ayrılma enerjilerinin (S2n) tensörsüz SLy5 ve tensörlü SLy5+T ve SLy5+T _w etkileşimleri ile değişimi38
Şekil 3.12	Oksijen izotoplarına ait iki nötron ayrılma enerjilerinin (S2n) tensörsüz SkX ve tensörlü SkXa ve SkXb etkileşimleri ile değişimi.....39
Şekil 3.13	Kalsiyum izotoplarına ait iki nötron ayrılma enerjilerinin (S2n) tensörsüz SLy5 ve tensörlü SLy5+T ve SLy5+T _w etkileşimleri ile değişimi.....41
Şekil 3.14	Kalsiyum izotoplarına ait iki nötron ayrılma enerjilerinin (S2n) tensörsüz SkX ve tensörlü SkXa ve SkXb etkileşimleri ile değişimi43
Şekil 3.15	Nikel izotoplarına ait iki nötron ayrılma enerjilerinin (S2n) tensörsüz SLy5 ile tensörlü SLy5+T ve SLy5+T _w etkileşimleri ile değişimi.....45
Şekil 3.16	Nikel izotoplarına ait iki nötron ayrılma enerjilerinin (S2n) tensörsüz SkX ve tensörlü SkXa ve SkXb etkileşimleri ile değişimi46

Şekil 3.17	Kalay izotoplarına ait iki nötron ayrılma enerjilerinin (S_{2n}) tensörsüz $SLy5$ ile tensörlü $SLy5+T$ ve $SLy5+T_w$ etkileşimleri ile değişimi.....48
Şekil 3.18	Kalay izotoplarına ait iki nötron ayrılma enerjilerinin (S_{2n}) tensörsüz SkX ve tensörlü SkX_a ve SkX_b etkileşimleri ile değişimi49
Şekil3.19	Kurşun izotoplarına ait iki nötron ayrılma enerjilerinin (S_{2n}) tensörsüz $SLy5$ ile tensörlü $SLy5+T$ ve $SLy5+T_w$ etkileşimleri ile değişimi52
Şekil 3.20	Kurşun izotoplarına ait iki nötron ayrılma enerjilerinin (S_{2n}) tensörsüz SkX ve tensörlü SkX_a ve SkX_b etkileşimleri ile değişimi52
Şekil 3.21	Oksijen izotoplarının bağlanma enerjilerinin tensörsüz $SLy5$ ve tensörlü $SLy5+T$ ve $SLy5+T_w$ etkileşimleriyle karşılaştırılması 55
Şekil 3.22	Oksijen izotoplarının bağlanma enerjilerinin tensörsüz SkX ve tensörlü SkX_a ve SkX_b etkileşimleriyle karşılaştırılması.....56
Şekil 3.23	Kalsiyum izotoplarının bağlanma enerjilerinin tensörsüz $SLy5$ ve tensörlü $SLy5+T$ ve $SLy5+T_w$ etkileşimleriyle karşılaştırılması.....56
Şekil 3. 24	Kalsiyum izotoplarının bağlanma enerjilerinin tensörsüz SkX ve tensörlü SkX_a ve SkX_b etkileşimleriyle karşılaştırılması.....57
Şekil 3.25	Nikel izotoplarının bağlanma enerjilerinin tensörsüz $SLy5$ ve tensörlü $SLy5+T$ ve $SLy5+T_w$ etkileşimleriyle karşılaştırılması.....57
Şekil 3.26	Nikel izotoplarının bağlanma enerjilerinin tensörsüz SkX ve tensörlü SkX_a ve SkX_b etkileşimleriyle karşılaştırılması.....59
Şekil 3.27	Kalay izotoplarının bağlanma enerjilerinin tensörsüz $SLy5$ ve tensörlü $SLy5+T$ ve $SLy5+T_w$ etkileşimleriyle karşılaştırılması.....58
Şekil 3.28	Kalay izotoplarının bağlanma enerjilerinin tensörsüz SkX ve tensörlü SkX_a ve SkX_b etkileşimleriyle karşılaştırılması.....58
Şekil 3.29	Kurşun izotoplarının bağlanma enerjilerinin tensörsüz $SLy5$ ve tensörlü $SLy5+T$ ve $SLy5+T_w$ etkileşimleriyle karşılaştırılması.....60
Şekil 3.30	Kurşun izotoplarının bağlanma enerjilerinin tensörsüz SkX ve tensörlü SkX_a ve SkX_b etkileşimleriyle karşılaştırılması.....60

ÇİZELGE LİSTESİ

	Sayfa
Çizelge 3.1	Skyrme Parametreleri.....14
Çizelge 3.2	SLy5 ve SkX etkileşmelerine ait parametrelerin değerleri.....19
Çizelge 3.3	Oksijen izotoplarına ait iki nötron ayrılma enerjisinin tensörsüz SLy5 etkileşimi ile tensörlü SLy5+T ve SLy5+Tw etkileşimleri ile değişimin karşılaştırılması.....40
Çizelge3.4	Oksijen izotoplarına ait iki nötron ayrılma enerjisinin tensörsüz SkX etkileşimi ile tensörlü SkXa ve SkXb etkileşimleri ile değişimin karşılaştırılması.....40
Çizelge 3.5	Kalsiyum izotoplarına ait iki nötron ayrılma enerjisinin tensörsüz SLy5 etkileşimi ile tensörlü SLy5+T ve SLy5+Tw etkileşimleri ile değişimin karşılaştırılması.....44
Çizelge 3.6	Kalsiyum izotoplarına ait iki nötron ayrılma enerjisinin tensörsüz SkX etkileşimi ile tensörlü SkXa ve SkXb etkileşimleri ile değişimin karşılaştırılması.....44
Çizelge 3.7	Nikel izotoplarına ait iki nötron ayrılma enerjisinin tensörsüz SLy5 etkileşimi ile tensörlü SLy5+T ve SLy5+Tw etkileşimleri ile değişimin karşılaştırılması.....47
Çizelge 3.8	Nikel izotoplarına ait iki nötron ayrılma enerjisinin tensörsüz SkX etkileşimi ile tensörlü SkXa ve SkXb etkileşimleri ile değişimin karşılaştırılması.....47
Çizelge 3.9	Kalay izotoplarına ait iki nötron ayrılma enerjisinin tensörsüz SLy5 etkileşimi ile tensörlü SLy5+T ve SLy5+Tw etkileşimleri ile değişimin karşılaştırılması.....50
Çizelge 3.10	Kalay izotoplarına ait iki nötron ayrılma enerjisinin tensörsüz SkX etkileşimi ile tensörlüSkXa ve SkXb etkileşimleri ile değişimin karşılaştırılması.....50
Çizelge 3.11	Kurşun izotoplarına ait iki nötron ayrılma enerjisinin tensörsüz SLy5 etkileşimi ile tensörlü SLy5+T ve SLy5+Tw etkileşimleri ile değişimin karşılaştırılması.....53
Çizelge 3.12	Kurşun izotoplarına ait iki nötron ayrılma enerjisinin tensörsüz SkX etkileşimi ile tensörlü SkXa ve SkXb etkileşimleri ile değişimin karşılaştırılması.....54
Çizelge 3.13	Spin-yörünge yarılmasının tensör katkısı ile değişimi (SLy5)61
Çizelge 3.14	Spin-yörünge yarılmasının tensör katkısı ile değişimi (SkX)62

**HAFİF, ORTA VE AĞIR ÇEKİRDEKLERDE SPİN YÖRÜNGE YARILMALARININ
VE PROTON ENERJİ ARALIKLARININ TENSÖR KATKISI İLE DEĞİŞİMİNİN
İNCELENMESİ**

Çiğdem Gök

Fizik Anabilim Dalı

Yüksek Lisans Tezi

Tez Danışmanı: Doç. Dr. Kutsal BOZKURT

Bu çalışmada hafif, orta ve ağır çekirdeklerde spin yörünge yarilmalarının ve proton enerji aralıklarının Hartree-Fock yöntemi kullanılarak tensör kuvvetinin etkisiyle değişimi incelendi. Hesaplamalar koordinat uzayında farklı Skyrme etkileşimlerine tensör bileşeni eklenerek gerçekleştirildi. Skyrme etkileşimi SLy5 ve SkX, tensör terimleri içeren SLy5+T, SLy5+T_w, SkXa ve SkXb ile çalışıldı. Çalışmada kapalı kabuk çekirdeklerin spin yörünge yarilmaları ve proton enerji aralıkları değerlerinin yanısıra bağlanma enerjileri ve iki nötron ayrılma enerji değerlerine de tensör kuvvetinin etkisi incelendi. Yapılan hesaplamalarda çekirdeğin bağlanma enerjileri, iki nötron ayrılma enerjileri, proton enerji aralıkları ve spin yörünge özelliklerine tensörün etkili olduğu gözlemlendi. Hesaplamalar sonucu kapalı kabuk çekirdeklerde tensör kuvvetinin etkili olmadığı gözlemlense de ağır çekirdeklerde tensör kuvvetinin etkisinin az olduğu gözlemlenmiştir.

Anahtar Kelimeler: Hartree-Fock, Skyrme etkileşimleri, Tensor etkileşimleri

ABSTRACT

INVESTIGATION OF TENSOR CONTRIBUTIONS ON THE SPIN ORBIT SPLITTINGS AND PROTON GAP ON LIGHT, MEDIUM AND HEAVY NUCLEI

Çiğdem Gök

Physics Department

MSc. Thesis

Adviser: Assoc. Prof. Dr. Kutsal BOZKURT

In this work, we investigated the effect of tensor correlations on the spin orbit splittings and proton gap on light, medium and heavy nuclei within framework of Hartree-Fock approximation. Closed shell nuclei are used in this work. Tensor interaction is added to the Skyrme interactions and calculations are performed in coordinate space. Calculations are carried with Skyrme SLy5 and SkX interactions without tensor interaction and SLy5+T, SLy5+T_w, SkXa and SkXb with tensor interactions. We also investigated the effect of tensor correlations on binding energies and two neutron separation energies of nuclei. We observed effect of tensor interactions on binding energies, two neutron separation energies, proton gap value and spin orbit splittings of nuclei. According to calculations it has been observed that tensor has no effect on closed shell nuclei however it has little effect on heavy nuclei.

Key Words: Hartree-Fock, Skyrme Interactions, Tensor Interaction

YILDIZ TECHNICAL UNIVERSITY
GRADUATE SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES

1.1 Literatür Özeti

Çok parçacıklı bir sistem olan çekirdek yapısı hakkındaki bilgilerimiz deneysel nükleer fizik alanında meydana gelen gelişmelerle birlikte oldukça artmıştır. Ayrıca teorik alanda meydana gelişmelerle birlikte çekirdeklerin yapısı ve davranışı hakkında önemli bilgiler elde edilmiştir. Bu anlamda işlem gücü ve hesaplama tekniklerinin gelişmesi nükleer çok parçacıklı problemlerin çözülmesini sağlamıştır.

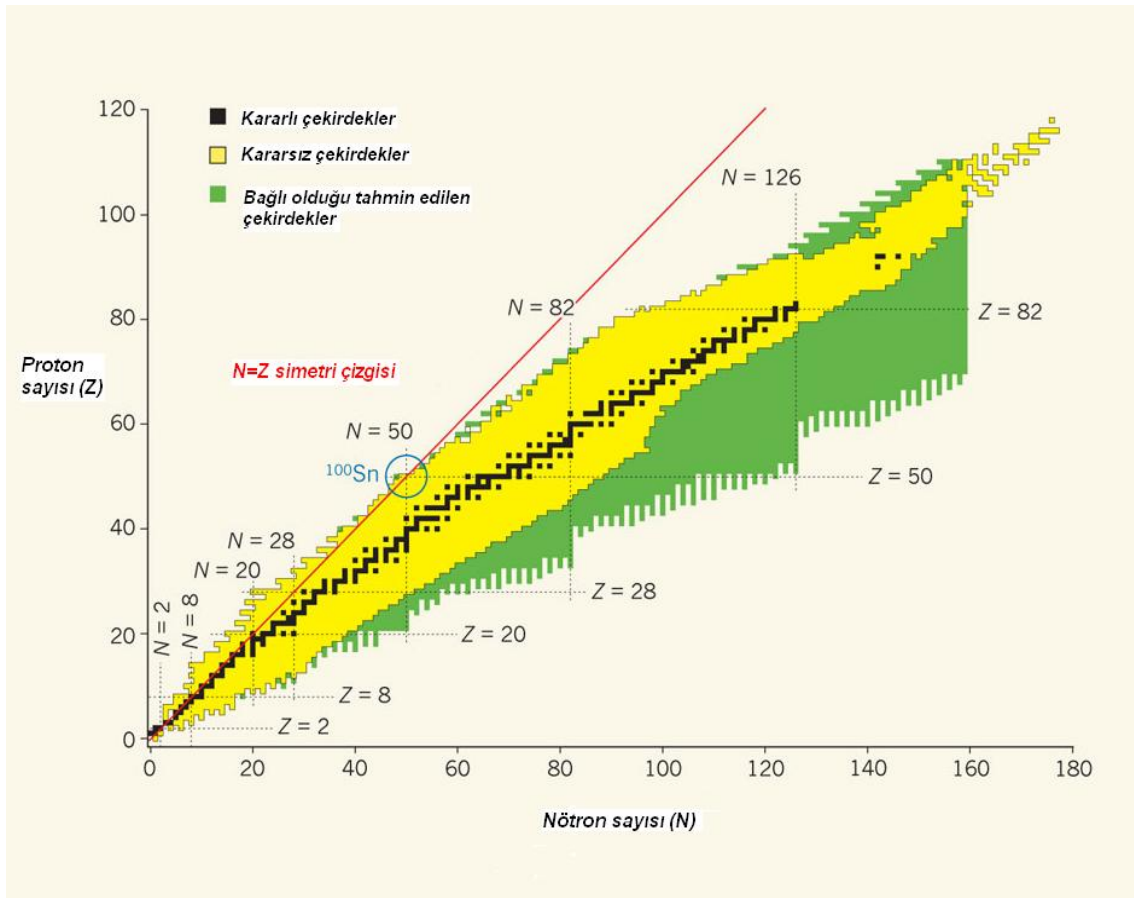
Günümüzde atom çekirdeği hala tam olarak açıklanamayan çok parçacıklı bir sistemdir. Çekirdek fiziğinin ilk günlerinden bu yana, çekirdek yapısını anlayabilmek adına bazı modeller geliştirilmiştir. Bu modeller çekirdek yapısını tam olarak açıklayamasa da her model kendi içerisinde bazı özellikleri iyi tanımlayabilmektedir. Yeni modeller geliştirmek için kullanılan yaklaşımları üç ana grupta toplanır. Bunlar *ab initio* metodlar (tam mikroskobik), *makroskobik* modeller, *kabuk modeli* ve *öz uyumlu ortalama alan* modelleri.

- i. *ab initio* metodları bir nükleon-nükleon (NN) etkileşiminden başlamakta ve çekirdek için hal denklemini hesaplamaktadır. Bu model, üç cisim kuvvetleri dahil edilmeyen NN potansiyeliyle çalışmakta ve nükleer doygunluğu açıklayabilmektedir ancak sayı olarak bu doygunluğun sınırını açıklayamamaktadır. *Ab initio* metodlar oldukça zaman alıcıdır, bu yüzden küçük sistemlere uygulanmaktadır. $A=20$ 'ye kadar çalışan bu metodlar orta ve büyük çekirdeklerin özelliklerinin hesaplanmasında kullanılmamaktadır.

- ii. *mikroskopik nükleer sıvı damlası modeli* ilk yarı klasik bir modeldir ve çekirdeğin hidrodinamik özelliklerine dayanmaktadır. Bu modelde çekirdeğin toplam enerjisi hacim enerjisi, asimetri enerjisi ve yüzey enerjisi gibi küresel özellik terimleriyle ifade edilmektedir. Enerjinin parametreleri fenomenolojik olarak fit edilmiştir. Sıvı damlası modeli çekirdeğin bağlanma enerjisindeki davranışı çok iyi açıklasa da kabuk modeli etkisi konusunda başarısızdır.
- iii. *öz uyumlu ortalama alan ve kabuk modeli* teorisi mikroskopik seviyede çalışmalar ama işe yarar etkileşimlerde bulunurlar. Öz uyumlu ortalama alan metodunda Hartree-Fock (HF) yaklaşımı baz alınarak öz uyumlu ve mikroskopik ortalama alan seçilir. Kabuk modeli yaklaşımında ortalama alan bir fenomenolojik tek parçacık olarak ele alınır ve konfigürasyon karıştırma hesaplaması yapılır. Geri kalan etkileşim fenomenolojik olarak fit edilir. Kabuk modeli hesaplamalarının boyutu sistemin büyüklüğü ile değişir bu yüzden nükleer çok parçacıklı sistemlerde bu şekil bir yaklaşım çok ağır çekirdekleri incelemede kullanılamaz.

Çekirdekler proton ve nötronların çok çeşitli kombinasyonlarından oluşan sistemlerdir. Ancak fiziksel sistemler ve temel kuvvetlerden dolayı sadece mümkün kombinasyonlara izin verilir. Şekil 1'de bu mümkün çekirdeklerin bulunduğu "nükleer vadi" gösterilmektedir. Nötron numarası yatay eksen, proton numarası dikey eksen olacak şekilde çizilen bu grafikte kuvvetli kuvvet ile kararlı durumda olan çekirdekler görülmektedir. Siyah bölgede kararlı, radyoaktif olmayan yada yarı ömürle karşılaştırıldığında uzun ömürlü yada dünyanın yaşından daha uzun ömre sahip çekirdekler bulunmaktadır ve bu çekirdeklerin sayısı 300 'den azdır. Bu bölge "*θ kararlılık*" bölgesidir. Hafif çekirdekler nötron ve proton sayısı eşit veya yaklaşık eşit olduğu durumda kararlıdır. Ayrıca nötron sayısı (N) veya proton sayısı (Z) belirli sayılara eşit olan çekirdekler özel bir kararlılık durumu gösterirler. Bu özel sayılar "*sihirli sayılardır*". Günümüzde nükleer sihirli sayılar 2, 8, 20, 28, 50, 82 ve 126 olarak bilinmektedir. N ve Z sayıları bu sihirli sayılara eşit olan çekirdekler küresel bir şekle sahip olmakla birlikte tüm orbital seviyeleri doludur yani kapalı kabuktur. Kararlılık bölgesinden uzakta bulunan çekirdekler de kararlı olabilir ancak tam olarak kararlı

değildirler. Kararlılık bölgesine göre nötron fazlalığı veya eksikliği olan çekirdekler kararsızdır ve bu yüzden bozunurlar. β kararlılık bölgesi etrafında bulunan sarı bölgede laboratuvar ortamında üretilen ve kısa ömürlü çekirdekler bulunmaktadır. Çok büyük veya çok küçük nötron proton oranına sahip olan ve bağlı olduğu tahmin edilen binlerce keşfedilmemiş radyoaktif çekirdek Şekil 1'de *terra incognita* ismi verilen yeşil bölgede bulunmaktadır. Nötron ve proton sayısı arttıkça kararlılık bölgesinden uzaklaşır ve sonunda nükleer bağlanmanın bittiği *damlama çizgisine* ulaşırız. Bu bölgede artık proton ve nötronları bir arada tutan kuvvetler artık nükleonları bir arada tutmaya yetmez. Proton damlama çizgisi deneysel olarak $Z = 83$ 'e kadar olan bölge olarak belirlenmiştir. Öte yandan nötron damlama çizgisi kararlılık bölgesinden oldukça uzaktadır ve yaklaşımı zordur. Kararlılık hattına göre proton ve nötron damla çizgilerinin genişlik farkı proton eklendikçe güçlenen itici olan Coulomb kuvveti ile açıklanmıştır.



Şekil 1.1 Nükleer Vadi [1].

Damlama çizgisi sezgisel hesaplama (heuristic) olarak öngörülse de daha çok model bağımlıdır. Nükleer özelliklerin hesaplanması kararlılıktan uzak, kararlı çekirdek çalışmasıyla kazanılmış deneyimlere dayalı, önemli ve nükleer yapı teorisinde zor bir iştir.

Bu çalışmada yapılan hesaplamalarda öz-uyumlu ortalama alan metodu olan Hartree Fock yöntemi kullanılmıştır. Hartree-Fock yöntemi çok parçacıklı kuantum sisteminin taban durum dalga fonksiyonunu ve taban durum enerjisini belirlemede kullanılan bir yaklaşım metodudur. Hartree Fock yönteminde çok parçacıklı sistemler iki parçacıklı sistemlere indirgenerek hesaplamalar yapılmaktadır.

Günümüzde birçok bilimsel çalışmada Hartree Fock yöntemi ile yapılan hesaplamalarda kullanılan iki tür etkileşim vardır: Skyrme [2] ve Gogny [3] etkileşimleri. Gogny etkileşimi sonlu menzilli iki cisim etkileşmesidir [4]. Ancak Skyrme etkileşimi, Gogny etkileşimlerine göre çekirdeğin taban durum özelliklerini açıklamada daha iyi sonuç verdiğinden literatürde daha çok kullanılmaktadır. Skyrme etkileşimi parametreleri deneysel verilere dayanan sıfır menzilli iki cisim etkileşmeleridir. Günümüzde birçok farklı Skyrme parametreleri bulunmaktadır. Orijinal Skyrme kuvvetlerinin 1956 yılında tanımlanmasıyla, çekirdeklerin kabuk yapısının incelenmesi ve anlaşılması hız kazanmıştır. Bu etkileşim çekirdek fiziğinde Hartree-Fock yöntemiyle birlikte kullanılmaya başlanmıştır ve ilk olarak 1972 yılında Vautherin ve Brink tarafından küresel kapalı kabuk çekirdeklere uygulanmıştır [5]. Skyrme kuvvetleri HF ile kullanılarak parçacık başına ortalama bağlanma enerjisi, nötron ayrılma enerjisi, yük yoğunluğu, nükleonların yarıçapı gibi temel özellikleri anlaşılmasına çalışılmıştır.

Günümüzde, kabuk yapısı üzerindeki çalışmalar nükleon-nükleon (NN) etkileşmesi üzerinde yapılan incelemeler ile anlaşılmasına çalışılmıştır. Nükleon-nükleon kuvveti halen tam olarak oluşturulamamıştır. Tensör kuvveti NN etkileşmesinin merkezi olmayan bölümüdür. Tensor etkileşimi Skyrme etkileşiminde yer almasına rağmen önemsiz olduğu düşünülerek daha sonra yapılan birçok çalışmada ihmal edilmiştir. Daha sonraki yıllarda teorik çalışmalar ve deneysel verilerin ışığında tensör kuvvetinin önemi fark edilmiş ve bu konudaki çalışmalar arttırılmıştır.

Son yıllarda tensörün tek-parçacık enerjilerine etkisi birçok araştırmacı tarafından farklı teorik modellerle incelenmiştir. Tensör kuvveti orijinal Skyrme parametrelerine fit edilerek eklenebilir ya da bütün parametreler deneysel verilere uyum sağlayacak ve tensör katkısını da içerecek şekilde yeniden oluşturulabilir (TIJ) [6].

Tensör parametreleri ilk olarak Stancu ve arkadaşları tarafından 70'li yıllarda SIII [7] Skyrme parametrelerine eklendi ve SIII+T etkileşimi oluşturuldu [8]. Benzer şekilde, SkX Skyrme parametresine [9] tensör parametreleri eklenerek, SkXa ve SkXb etkileşimleri tanımlanmıştır [10]. ^{114}Sn , ^{132}Sn ve ^{208}Pb ile çalışılmış, tensör kuvvetinin bu çekirdeklere ait proton ve nötron tek parçacık enerjilerine etkisi incelenmiştir. Çalışma sonunda tensörün tek parçacık enerjilerine etki ettiği gözlenmiştir. Çalışmalar sıfır menzilli Skyrme potansiyeli ve sonlu menzilli G-matrix potansiyeli ile yapılmıştır. Colo ve arkadaşları tarafından yapılan çalışmada tensör etkileşimi SLy5 etkileşimine eklenmiştir ve SLy5+T etkileşimi oluşturulmuştur [11]. Tensör etkileşimi SLy5 etkileşmesine eklenirken N=82 izotonlarında ve Z=50 izotoplarından elde edilen tek parçacık enerjilerinin deneysel verileri kullanılmıştır. Tensör etkileşiminin Skyrme SLy5 etkileşimine eklenmesi sonucu elde edilen tek parçacık enerjileri deneysel verilerle oldukça uyumludur. SLy5+T_w [12] seti yine mevcut olan SLy5 etkileşmesinin üzerine tensör terimlerinin eklendiği settir. T ve U parametreleri ise, G-matrisinin düşük-q sınırı ile belirlenir. Benzer şekilde Skyrme parametrelerine tensör bileşeni eklenerek yine çekirdeklerin temel özelliklerindeki değişimler birçok farklı modelle incelenmiştir. Rölativistik ve rölativistik olmayan yaklaşımlarla yapılan birçok çalışmada da yine tensörün çekirdeğin temel özelliklerindeki değişimi incelenmiş ve etkinin ihmal edilmeyecek miktarda olduğu gözlemlenmiştir [13-15]. Ayrıca proton (nötron) bakımından zengin çekirdeklere tensörün katkısı birçok araştırmacı tarafından çalışılmıştır [16-19].

Otsuka ve çalışma arkadaşları 2005 yılında yaptıkları çalışmayla çekirdeklerdeki tensör etkileşimlerini tekrardan gündeme getirmişlerdir. Bu çalışmada tensörün çalışma mekanizması detaylı olarak anlatılarak hafif ve orta ağırlıklı çekirdeklerin tek parçacık enerjilerinin tensör katkısıyla değişimi incelenmiş ve tensörün etkisinin tek parçacık enerjilerine etkisi olduğu gözlemlenmiştir [20].

Son yıllarda tensör etkileşimlerinin çekirdeğin taban durum özelliklerin üzerindeki etkisi farklı modellerle çalışılmaya devam etmiştir. En sık kullanılan modeller Skyrme-Hartree-Fock (SHF), Hartree-Fock-Bardeen-Cooper-Schrieffer (HF+BCS), Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB), rölativistik ortalama alan yaklaşımı (RMF) 'dir. Grasso ve arkadaşları [21] yaptıkları çalışmada rölativistik olmayan SHF ve rölativistik RMF model kullanarak Kalsiyum izotoplarında artan izospin simetrisiyle birlikte proton tek parçacık enerjilerinin ($2s_{1/2}$ ve $1d_{3/2}$) tensör katkısıyla değişimini incelenmişlerdir. Çalışmada kullanılan Kalsiyum izotopları kapalı kabuk olduğundan çiftlenim etkisi ihmal edilmiştir. HF ve RMF modellerinin her ikisinde de, A nükleon sayısına bağlı olarak bu iki proton seviyesinin enerji farkı $\Delta\epsilon$, nötron seviyesinin tam dolu veya yarı dolu olmasına göre maksimum veya minimum olduğu gözlemlenmiştir.

2011 yılında Y.Z.Wang ve arkadaşları HFB yöntemi kullanarak SLy5 Skyrme etkileşmesi ve tensörlü SLy5+T, SLy5+T_w ve bazı TIJ [6] parametreleri kullanarak (T22, T32, T43 ve T44) taban durumundaki çekirdeğin (Z,N=8, 20, 28) nükleon enerji aralığına tensörün etkisini incelemişlerdir [22]. Enerji aralığı nükleonun son dolu orbitalin enerjisi ile ilk boş orbitalinin enerjisinin farkıdır. SLy5+T_w 'ye ait enerji değerlerinin deneysel verilere göre ve SLy5 ve SLy5+T'ye göre büyük olması sebebiyle bu çalışma için T_w bileşeni uygun görülmemiştir. TIJ etkileşimleriyle yapılan incelemede ise T22 haricindeki etkileşimlerin diğer tensör etkileşimleriyle benzer sonuçlar verdiği gözlemlenmiştir.

HFB yöntemi kullanılarak 2013 yılında yapılan bir başka çalışmada Ar izotoplarındaki $2s_{1/2}$ ve $1d_{3/2}$ proton enerji seviyelerine tensörün etkisi SLy5 Skyrme etkileşmesi ve tensörlü SLy5+T, SLy5+T_w etkileşimleri kullanılarak gözlemlenmiştir. Tensörün etkisiyle Ar izotoplarına ait bu enerji seviyelerinde değişim olduğu ve bu değişim sebebiyle $2s_{1/2}$ ve $1d_{3/2}$ enerji seviyelerinin yer değiştirdiği gözlemlenmiştir. Tensörün proton seviyelerine yaptığı bu etki "*bubble yapısı*" olarak tanımlanmıştır [23].

Tensör etkileşiminin önemi birçok araştırmacı tarafından kabul edilmektedir. Bu nedenle tensör etkileşimin etkilerinin farklı izotoplar üzerindeki etkisinin incelenmesi önem kazanmaktadır. Özellikle kapalı kabuk çekirdekler üzerinde yapılacak olan bu çalışmada çiftlenim etkileri olmadığından tensör etkileşiminin etkisini daha kolay anlamamızı sağlayacaktır. Bu nedenle tensör etkileşiminin farklı Skyrme etkileşimleri ile

hafif çekirdeklerden ağır çekirdeklere kadar geniş bir yelpazede sistematik olarak incelenmesi tensör etkileşimi ve etkileri hakkında detaylı bilgi sahibi olmamızı sağlayacaktır.

1.2 Tezin Amacı

Bu çalışmada koordinat uzayında Hartree Fock yöntemi kullanılarak çekirdeklerin taban durum özellikleri tensörlü ve tensörsüz Skyrme etkileşimleri kullanılarak hesaplanmıştır. Kapalı kabuk olmak şartı ile Oksijen (O), Kalsiyum (Ca), Nikel (Ni), Kalay (Sn) ve Kurşun (Pb) izotopları kullanılmıştır. Hesaplamalar tensörsüz SLy5, SkX ve tensör katkısını da içeren SLy5+T, SLy5+T_w, SkXa ve SkXb etkileşimleri kullanılarak yapılmıştır.

1.3 Hipotez

Çok parçacıklı sistemlerde tensör etkileşiminin önemi, ortalama alan teorisinde çok sık kullanılan Hartree-Fock yöntemi kullanılarak Oksijen (O), Kalsiyum (Ca), Nikel (Ni), Kalay (Sn) ve Kurşun (Pb) kapalı kabuk çekirdeklerinde, özellikle spin yörünge yarılmalarında ve proton enerji aralıklarında gösterilmiştir.

BÖLÜM 2

MODEL

2.1 Hartree-Fock Yöntemi

Hartree- Fock yaklaşımı, nükleonların karşılıklı etkileşerek oluşturduğu potansiyelin her bir parçacık tarafından hissedildiği bir ortalama alan metodudur. Bu parçacıklar fermiyon olduğu için parçacık yer değiştirmesinde dalga fonksiyonu antisimetrik olmalıdır. A sayıda nükleon içeren çok parçacıklı sistemin taban durum fonksiyonlar tam bir ortonormal set oluşturacak şekilde Slater determinantıyla ifade edilir. Sistemin toplam dalga fonksiyonu Φ , i 'ninci parçacığın dalga fonksiyonu ϕ_i olmak üzere Slater determinantı;

$$\phi(\mathbf{r}_1 \dots \mathbf{r}_A) = \frac{1}{\sqrt{A!}} \begin{vmatrix} \phi_1(\mathbf{r}_1, \sigma_1, q_1) & \dots & \phi_A(\mathbf{r}_1, \sigma_1, q_1) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \phi_1(\mathbf{r}_A, \sigma_A, q_A) & \dots & \phi_A(\mathbf{r}_A, \sigma_A, q_A) \end{vmatrix} \quad (2.1)$$

şeklinde ifade edilir. Burada A nükleon sayısı, r_i konum, σ_i spini ve q_i izospindir.

Çok parçacıklı sistemin Hamiltoniyeni tek ve iki cisim etkileşimlerinden oluşur ve şu şekilde verilir

$$\hat{H} = \sum_{i=1}^A \frac{\hat{p}_i^2}{2m_i} + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j}^A V(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) \quad (2.2)$$

Burada $V(r_i, r_j)$ Coulomb kuvvetini içeren iki cisim etkileşmesidir.

Toplam Hamiltoniyeenin Hartree-Fock dalga fonksiyonuna göre beklenen değeri taban durum enerjisini verir

$$\begin{aligned}
 E_{HF}^0 &= \langle \Phi_{HF} | \hat{H} | \Phi_{HF} \rangle \\
 &= -\frac{\hbar^2}{2m} \sum_{i=1}^A \int \phi_i^*(\mathbf{r}) \nabla^2 \phi_i(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \\
 &\quad + \sum_{i < j}^A \int \phi_i^*(\mathbf{r}) \phi_j^*(\mathbf{r}') V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \phi_i(\mathbf{r}) \phi_j(\mathbf{r}') d\mathbf{r} d\mathbf{r}' \\
 &\quad - \sum_{i < j}^A \int \phi_i^*(\mathbf{r}) \phi_j^*(\mathbf{r}') V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \phi_i(\mathbf{r}') \phi_j(\mathbf{r}) d\mathbf{r} d\mathbf{r}'
 \end{aligned} \tag{2.3}$$

Varyasyon prensibine göre sistemin enerjisi ϕ_i tek parçacık enerjisindeki ufak değişimlerle minimize edilirse;

$$\frac{\delta}{\delta \phi_i} \left(E_{HF}^0 - \sum_i^A \varepsilon_i \int |\phi_i(\mathbf{r})|^2 d\mathbf{r} \right) = 0 \tag{2.4}$$

olur. Burada ε_i Lagrange çarpanıdır. Varyasyon ilkesi uygulandığında sistemin toplam parçacık sayısı A korunur.

$$\sum_{i=1}^A \int |\phi_i(\mathbf{r})|^2 d\mathbf{r} = A \tag{2.5}$$

Denklem 2.3 ve 2.4 den Hartree-Fock denklemi oluşturulur;

$$\begin{aligned}
 \varepsilon_i \phi_i(\mathbf{r}) &= -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \phi_i(\mathbf{r}) \\
 &\quad + \sum_{j > i}^A \int \phi_j^*(\mathbf{r}') V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \phi_i(\mathbf{r}) \phi_j(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' \\
 &\quad - \sum_{j > i}^A \int \phi_j^*(\mathbf{r}') V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \phi_i(\mathbf{r}') \phi_j(\mathbf{r}) d\mathbf{r}'
 \end{aligned} \tag{2.6}$$

Daha kısa şekilde ifade edilirse;

$$\varepsilon_i \phi_i(\mathbf{r}) = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \phi_i(\mathbf{r}) + U_H(\mathbf{r}) \phi_i(\mathbf{r}) - \int U_F(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \phi_i(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' \quad (2.7)$$

Burada

$$U_H(\mathbf{r}) = \sum_{j>i}^A \int \phi_j^*(\mathbf{r}') V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \phi_j(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' \quad (2.8)$$

çekirdek içindeki nükleonlara etki eden direkt potansiyel olan Hartree terimini,

$$U_F(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \sum_{j>i}^A \phi_j^*(\mathbf{r}') V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \phi_j(\mathbf{r}') \quad (2.9)$$

nükleonlar arası exchange (değişim) potansiyelini veren Fock terimini temsil eder. İterasyon yöntemine dayanan Hartree-Fock yöntemi, seçilen V r_i, r_j iki cisim etkileşme potansiyeliyle başlar, 2.7 denkleminle tek parçacık enerjisinin yeni değerleri elde edilir ve bu değerler belirlenen değere en yakın olana kadar devam eder. Bu iterasyon şematik olarak şu şekilde gösterilebilir [24];

$$\begin{array}{ccccccc} U_{H(F)}^0(\mathbf{r}) & & U_{H(F)}^1(\mathbf{r}) & & U_{H(F)}^2(\mathbf{r}) & & \dots U_{H(F)}^n(\mathbf{r}) \\ \downarrow & \nearrow & \downarrow & \nearrow & \downarrow & \nearrow & \dots \downarrow \\ \phi_i^0(\mathbf{r}) & & \phi_i^1(\mathbf{r}) & & \phi_i^2(\mathbf{r}) & & \dots \phi_i^n(\mathbf{r}) \\ \varepsilon_i^0 & & \varepsilon_i^1 & & \varepsilon_i^2 & & \dots \varepsilon_i^n \end{array}$$

2.2 SKYRME ETKİLEŞİMLERİ

Skyrme Hartree-Fock modeli taban durumundaki çekirdeklerin temel özelliklerini incelemede yaygın olarak kullanılır. Rölativistik olmayan bu modelle çekirdeklerin bağlanma enerjileri, nükleer yarıçap, tek parçacık enerjileri gibi özellikleri başarıyla tanımlar. Skyrme etkileşimi yoğunluk bağımlılığıyla açıklanan çok parçacık etkileşimlerinin olduğu yakın mesafelerdeki enerji fonksiyonuyla açıklanması fikrinden türetilmiştir [5]. Toplam bağlanma enerjisi kinetik enerji, Coulomb ve efektif etkileşimden kaynaklanan Skyrme enerjisiyle ifade edilir

$$E = \int (\varepsilon_{skin} + \varepsilon_{sky} + E_{coul}) d\mathbf{r}. \quad (2.10)$$

Skyrme etkilemesi aşağıdaki eşitlikle ifade edilir [25];

$$\begin{aligned} V_{sky}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = & t_0 \left[1 + x_0 \hat{P}_\sigma \right] \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \\ & + \frac{t_1}{2} \left[1 + x_1 \hat{P}_\sigma \right] \left[\bar{k}^2 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \bar{k}^2 \right] \\ & + t_2 \left[1 + x_2 \hat{P}_\sigma \right] \rho^\alpha \left(\frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \bar{k} \\ & + i W_0 \bar{k} \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) (\hat{\sigma}_1 + \hat{\sigma}_2) \times \bar{k} \\ & + \frac{T}{2} \left(\left[(\hat{\sigma}_1 \cdot \bar{k})(\hat{\sigma}_2 \cdot \bar{k}) - \frac{1}{3} \bar{k}^2 (\hat{\sigma}_1 \cdot \hat{\sigma}_2) \right] \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \right) \\ & + \frac{T}{2} \left(\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \left[(\hat{\sigma}_1 \cdot \bar{k})(\hat{\sigma}_2 \cdot \bar{k}) - \frac{1}{3} (\hat{\sigma}_1 \cdot \hat{\sigma}_2) \bar{k}^2 \right] \right) \\ & + U \left((\hat{\sigma}_1 \cdot \bar{k}) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) (\hat{\sigma}_2 \cdot \bar{k}) - \frac{1}{3} (\hat{\sigma}_1 \cdot \hat{\sigma}_2) [\bar{k} \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \bar{k}] \right) \end{aligned} \quad (2.11)$$

Burada $\hat{P}_\sigma = \frac{1}{2} [1 + \hat{\sigma}_1 \cdot \hat{\sigma}_2]$ spin değişim operatörü, $\bar{k} = (\vec{\nabla}_1 - \vec{\nabla}_2) / 2i$ ve $\vec{k} = -(\vec{\nabla}_1 - \vec{\nabla}_2) / 2i$ sırasıyla sol ve sağ yöndeki momentum operatörleridir. Skyrme enerjisi;

$$\int \varepsilon_{sky} d\mathbf{r} = \sum_{i < j}^A \int \phi_i^*(\mathbf{r}) \phi_j^*(\mathbf{r}') V_{sky}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') (1 - \hat{P}_M \hat{P}_\sigma \hat{P}_q) \phi_i(\mathbf{r}) \phi_j(\mathbf{r}') d\mathbf{r} d\mathbf{r}' \quad (2.12)$$

eşitliği ile türetilebilir. Burada $\hat{P}_M$, $\hat{P}_\sigma$, $\hat{P}_q$ antisimetrisasyonla açıklanan sırasıyla spini izospin ve değişim operatörleridir. Skyrme enerjisi ayrıca nükleon yoğunluğu $\rho_q(\mathbf{r})$, kinetik enerji yoğunluğu $\tau_q(\mathbf{r})$, akım yoğunluğu $J_q(\mathbf{r})$ cinsinden de ifade edilebilir;

$$\begin{aligned}
\varepsilon_{sky} = & \frac{t_0}{4} \left[2 + x_0 \rho^2 - 2x_0 + 1 \rho_n^2 + \rho_p^2 \right] \\
& + \frac{t_3 \rho^\alpha}{24} \left[2 + x_3 \rho^2 - 2x_3 + 1 \rho_n^2 + \rho_p^2 \right] \\
& + \frac{1}{8} \left[t_1 2 + x_1 + 2 + x_2 \right] \tau \rho \\
& + \frac{1}{8} \left[t_2 2x_2 + 1 - t_1 2x_1 + 1 \right] \tau_n \rho_n + \tau_p + \rho_p \\
& + \frac{1}{32} \left[3t_1 2 + x_1 - t_2 2 + x_2 \right] \rho \nabla^2 \rho \\
& - \frac{1}{32} \left[3t_1 2x_1 + 1 + t_2 2x_2 + 1 \right] \rho_n \nabla^2 \rho_n + \rho_p \nabla^2 \rho_p \\
& + \frac{W_0}{2} \left[J \cdot \vec{\nabla} \rho + J_n \cdot \vec{\nabla} \rho_n + J_p \cdot \vec{\nabla} \rho_p \right] \\
& - \frac{1}{16} \left[\left(x_1 + t_2 x_2 \right) \left(U + T \right) \right] J^2 \\
& + \frac{1}{16} \left[\left(-t_2 \right) \left(U - T \right) \right] \left(J_n^2 + J_p^2 \right)
\end{aligned} \tag{2.13}$$

$\rho_q(\mathbf{r}), \tau_q(\mathbf{r}), J_q(\mathbf{r})$, ifadeleri tek parçacık dalga fonksiyonu $\phi_i, r_i, \sigma_i, q_i$ ile elde edilebilir;

$$\rho(\mathbf{r}) = \sum_{i, \sigma, q} \left| \phi_i^*(\mathbf{r}, \sigma, q) \right|^2, \tag{2.14}$$

$$\tau(\mathbf{r}) = \sum_{i, \sigma, q} \left| \vec{\nabla} \phi_i^*(\mathbf{r}, \sigma, q) \right|^2, \tag{2.15}$$

$$J(\mathbf{r}) = -i \sum_{i, \sigma, \sigma', q} \phi_i^*(\mathbf{r}, \sigma, q) \left[\vec{\nabla} \phi_i(\mathbf{r}, \sigma', q) \times \langle \sigma | \vec{\sigma} | \sigma' \rangle \right], \tag{2.16}$$

W_0, α, t_i, x_i, U ve T nükleer dataya göre düzenlenen parametrelerdir. t_0 terimi merkezi potansiyeli temsil ederken, t_1 ve t_2 merkezi olmayan parametrelerdir çünkü bu parametreler gradiente bağlıdır. W_0 terimi spin-orbit etkileşim terimi ve U ve T terimlerini içeren kısmı daha önceleri modern Skyrme parametlerinin oluşturulması sürecince ihmal edilmiş tensör terimidir.

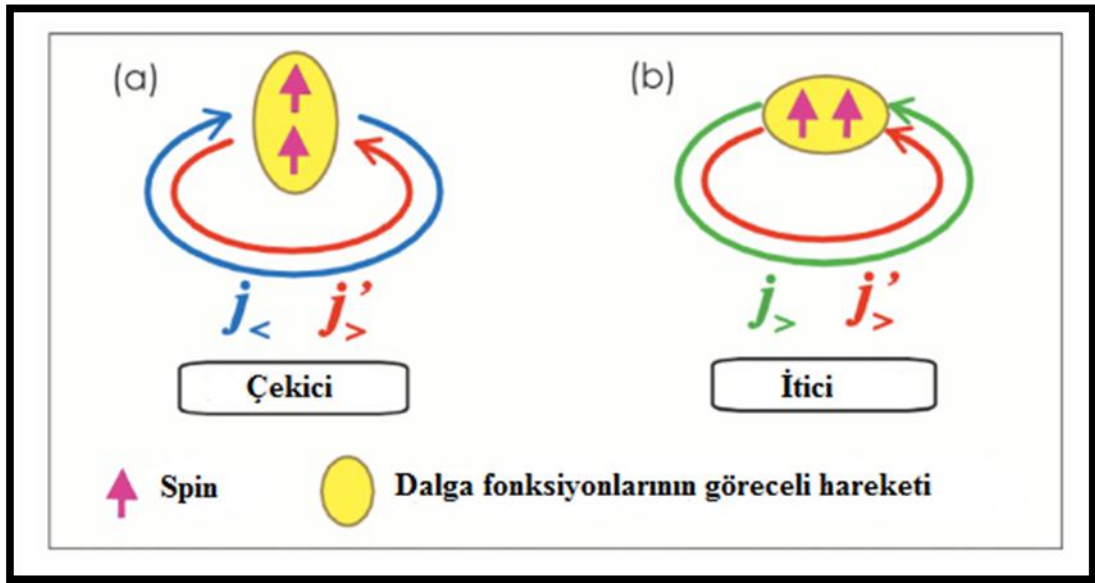
Skyrme parametreleri çekirdeklerin deneysel bağlanma enerjileri, nükleon yoğunlukları ve rms gibi özelliklerinin deneysel verileri teorik sonuçlarla karşılaştırılarak yada sadece teorik yaklaşımlarla ayarlanmaktadır. Vautherin ve Brink çekirdeğin bağlanma enerjileri, nükleon yoğunlukları ve yarıçaplarının kare ortalamalarının karekökünü fit ederek SI ve SIII sıradan Skyrme parametrelerini tanımlamışlardır [5]. 1970'lerde Skyrme kuvvetinin uyarılmış durumlara uygulanması için çalışmalar yapılmıştır. Düzeltilmiş Skyrme kuvveti ilk kez Kohler tarafından ^{40}Ca , ^{48}Ca , ve ^{208}Pb çekirdeklerinin spektrumundan yoğunluk parametresi t_3 ayarlayarak SKa ve SKb Skyrme kuvvetlerini tanımlamışlardır [26]. Krewald ve arkadaşları m^* nükleer etkin kütlelerini ve K sıkıştırılmazlık katsayılarını ayarlayarak, genelleştirilmiş Skyrme kuvveti olarak bilinen ve GS1-GS6 ile gösterilen altı grup Skyrme kuvvetini tanımlamışlardır [27]. Çok büyük izovektör rezonanslarının kütle merkezi problemlerini çözmek için Krivine ve arkadaşları SKM Skyrme parametrelerini önermişlerdir [28,29]. Brack ve arkadaşları bu kuvvet parametrelerini esas alarak ağır deforme çekirdeklerin fisyon engellerine uydurularak SKM parametre setinin yeni bir çekli olan SKM* Skyrme parametre setini önermişlerdir [30]. Giai ve arkadaşları Landau-Migdal parametrelerinin sınırlandırmalarını göz önüne alarak SKa ve SKM Skyrme parametrelerini esas alan düzeltilmiş SG1 ve SG2 kuvvet parametrelerini önermişlerdir [31]. Böylece Skyrme parametreleri sıradan, düzeltilmiş ve genelleştirilmiş olarak sınıflandırılmaktadır. 1998 yılında Chabanat ve arkadaşları tarafından simetrik olmayan nükleer maddenin özellikleri ve nötron yıldızlarını açıklaması için sonlu çekirdeğin özelliklerinden faydalanarak ayarlanmış parametre setlerini tanımlamışlardır [32].

Çizelge 3.1 Skyrme Paramerteleri

	t_0 Mev.fm ³	t_1 Mev.fm ⁵	t_2 Mev.fm ⁵	t_3 Mev.fm ^{3α}	t_4 Mev.fm ⁵	X_0	X_1	X_2	X_3	α
SI	-1057.3	235.9	-100.0	14463.5	120	0.56	0	0	1	1
SII	-1169.9	585.6	-27.1	9331.1	105	0.34	0	0	0	1
SIII	-1128.75	395.0	-95.0	14000	120	0.45	0	0	1	1
SKa	1602.78	570.88	-67.70	8000	125	-0.02	0	0	-0.286	1/3
SKb	1602.78	570.88	-67.70	8000	125	-0.165	0	0	-0.286	1/3
GS1	-1268	887	-77.3	14485	105	0.15	0	0	1	1
GS2	-1177	670	-49.7	11054	105	0.124	0	0	1	1
GS3	-1037	336	-76.3	5774	105	0.074	0	0	1	1
GS4	-1242	760	-146.2	19362	105	0.026	0	0	1	1
GS5	1152	543	-118.6	15989	105	0.182	0	0	1	1
GS6	-1012	209	-76.3	10619	105	0.139	0	0	1	1
SKM	-2645	385	-120.0	15595.0	130	0.09	0	0	0	1/6
SKM*	-2645	410	-135.0	15595.0	130	0.09	0	0	0	1/6
SGI	-1603	515.9	-84.5	8000	115	-0.02	-0.5	-1.731	0.1381	1/3
SGII	-2645	340	-41.9	15595	105	0.09	-0.0588	1.423	0.06044	1/6
SLy4	-2488.91	486.82	-546.39	13777	123	0.834	-0.344	-1	1.354	1/6
SLy5	-2484.88	483.13	-549.40	13763	126	0.778	-0.328	-1	1.267	1/6
SLy6	-2479.50	462.18	-448.61	13763	122	0.825	-0.465	-1	1.355	1/6
SLy7	2482.41	457.97	-419.85	13677	126	0.846	-0.511	-1	1.391	1/6

2.3 SKYRME TENSÖR ETKİLEŞİMİ

Tensör etkileşimlerinin varlığı ilk olarak döteronun kuadrapol momentinin açıklanmasıyla ortaya çıkmıştır [33]. Tensör kuvveti uzun yıllar boyunca tartışılmıştır. Örneğin spin yörünge yarılmasında tensörün rolü incelenmiş [34], bağlanma enerjisindeki etkisi ispatlanmıştır [35]. Nükleon-nükleon (NN) etkileşimleri Yukawa tarafından da öngörülen [36] mezon alışverişini nedeniyle oluşmaktadır ve tensör kuvveti de bu alışverişin en önemli belirtilerinden biridir [20]. Tensör kuvveti kabuk yapısına fazlasıyla etki eder.



Şekil 2.1 j ve j' yörüngelerindeki iki nükleonun tensör kuvveti hareketinin gösterimi [20]

Valans protonları $j_> = l + 1/2$ ya da $j_< = l - 1/2$ açısal momentum seviyelerini doldururken, nötronlar da benzer şekilde $j' <$ ya da $j' >$ durumlarında olabilir. Eğer her iki nükleon şekil (a)'da olduğu gibi farklı yönlerde hareket ederlerse yörüngeler arasındaki tensör kuvveti çekici olacaktır. Burada nükleonlar arası rölatif momentum oldukça büyüktür, bu yüzden göreceli hareketin dalga fonksiyonu yörünge hareketi yönünde dağılır. Bu durum her iki nükleonun paralel olduğu anlamına gelir. Eğer her iki nükleon hem $j' >$ hem $j >$ durumlarında ise iki nükleon arasındaki tensör kuvveti iticidir. Bu etki Fermi yüzeyinin yakınındaki nükleonlar arasında güçlüdür.

Hartree-Fock teorisinde tensör kuvveti aşağıdaki eşitlikle ifade edilir [20];

$$\begin{aligned}
V_T = & \frac{T}{2} \left[\sigma_1 \cdot k' \quad \sigma_2 \cdot k' - \frac{1}{3} \sigma_1 \cdot \sigma_2 \quad k'^2 \right] \delta \quad r_1 - r_2 \\
& + \frac{T}{2} \delta \quad r_1 - r_2 \left[\sigma_1 \cdot k \quad \sigma_2 \cdot k - \frac{1}{3} \sigma_1 \cdot \sigma_2 \quad k^2 \right] \\
& + U \left[\sigma_1 \cdot k' \quad \delta \quad r_1 - r_2 \quad \sigma_2 \cdot k \right] \\
& - \frac{1}{3} U \quad \sigma_1 \cdot \sigma_2 \times \left[k' \cdot \delta \quad r_1 - r_2 \quad k \right]
\end{aligned} \tag{2.17}$$

burada $k = \vec{\nabla}_1 - \vec{\nabla}_2 / 2i$ ve $k = -\vec{\nabla}_1 - \vec{\nabla}_2 / 2i$ sırasıyla sol ve sağ yöndeki momentum operatörleridir. T ve U çiftlenim sabitleri olup, sırasıyla üçlü tek ve üçlü çift tensör etkileşimleri temsil etmektedir. Enerji yoğunluğuna tensör terimin ve merkezi değişimin yaptığı katkı;

$$\Delta H = \frac{1}{2} \alpha J_n^2 + J_p^2 + \beta J_n J_p \tag{2.18}$$

burada J_q enerji yoğunludur ve eşitlik şu şekilde tanımlanır;

$$J_q \quad r = \frac{1}{4\pi r^3} \sum_i 2j_i + 1 \times \left[j_i \quad j_i + 1 \quad -l_i \quad l_i + 1 \quad -\frac{3}{4} \right] R_i^2 \tag{2.19}$$

burada $q=0(1)$ nötronu (proton) temsil ederken, $i=n,l,j$ parçacığın kuantum durumlarını gösterir. R_i^2 dalga fonksiyonunun radyal kısmıdır. Spin-yörünge potansiyel enerjisi;

$$U_{s.o.} = \frac{W_0}{2r} \left(2 \frac{d\rho_q}{dr} + \frac{d\rho_{q'}}{dr} \right) + \left(\alpha \frac{J_q}{r} + \beta \frac{J_{q'}}{r} \right) \tag{2.20}$$

eşitliğin sağ tarafındaki birinci terim Skyrme spin-yörünge potansiyelinden gelmektedir. İkinci terim ise tensör katkısı ve merkezi değişim terimlerini içermektedir. Burada W_0

her zaman pozitif ve yoğunlukların türevi negatiftir $\frac{d\rho}{dr} < 0$

2.20 eşitliğindeki α ve β , $\alpha = \alpha_T + \alpha_c$ ve $\beta = \beta_T + \beta_c$ 'dir ve

$$\alpha_c = \frac{1}{8} t_1 - t_2 - \frac{1}{8} t_1 x_1 + t_2 x_2 \quad \frac{1}{2}, \quad \beta_c = -\frac{1}{8} t_1 x_1 + t_2 x_2 \tag{2.21}$$

$$\alpha_T = \frac{5}{12}U \quad , \quad \beta_T = \frac{5}{24}(T+U) \quad (2.22)$$

şeklinde yazılır. Eşitliklerdeki sabitler hesaplamalarda kullanılan Skyrme parametlerine bağlıdır. α_c merkezi değişim ve α_T tensör teriminden gelen katkıyı temsil etmektedir

Merkezi değişim ve tensör etkileşimlerin her ikisi de spin yörünge potansiyeline eklendiğinde katkı yapar. Bu ekleme terimi [7];

$$\Delta W_n = \alpha J_n + \beta J_p \vec{l} \cdot \vec{s} \quad (2.23)$$

$$\Delta W_p = \alpha J_p + \beta J_n \vec{l} \cdot \vec{s} \quad (2.24)$$

Bu eşitlikler $\beta \neq 0$ olduğunda proton(nötron) seviyesinin doluluğunun spin-yörünge potansiyeline etki yaptığını göstermektedir. β pozitif olduğu durumda proton(nötron) spin yörünge yarılmaları azalır çünkü proton(nötron) $j = l + 1/2$ seviyesini doldurmuştur ve $J_{p(n)} > 0$ olmuştur.

3.1 Hesaplamalar

Bu çalışmada Hartree Fock yöntemi kullanılarak hafif, orta ve ağır çekirdeklerde spin yörünge yarılmasının ve proton enerji aralıkları ile birlikte çekirdeklerin bağlanma enerjileri ve iki nötron ayrılma enerjilerinin değerlerinin kapalı kabuk çekirdeklerin taban durum özelliklerinin tensör etkileşimi ile değişimi incelendi. Çalışmada kapalı kabuk çekirdekler kullanıldı. Hesaplamalar kordinat uzayında Skyrme etkileşimleri kullanılarak gerçekleştirildi. Tensör potansiyeli Skyrme etkileşimlerine tensör eklenerek hesaplamalar yapıldı. Hesaplamalar 18.0 fm kutu kullanılarak gerçekleştirildi. Skyrme SLy5, SkX ve tensör terimlerini içeren SLy5+T, SLy5+Tw, SkXa ve SkXb ile çalışıldı.

Denklem 2.20 'ye göre, W_0 'ın pozitif, yoğunlukların türevlerinin negatif olduğu göz önünde bulundurulmalıdır. Denklemin ilk terimi daima negatif olduğundan, spin-orbit yarılmasının genişliğini denklemin sağ tarafı belirler. Tensör kuvveti tam dolu orbitale sahip çekirdeklerde etkili değildir. Tensörün etkisi son dolu orbitalin $j_> = l + 1/2$ ve $j_< = l - 1/2$ durumlarına bağlıdır. Proton veya nötron $j_< = l - 1/2$ durumunda olduğunda J_q tensöre negatif katkı sağlar. Benzer olarak $j_> = l + 1/2$ durumunda J_q tensöre pozitif katkı sağlar. J_q 'nın negatif katkı sağladığı durumda 2.20 denkleminin sağ tarafı negatif olacaktır ve denklemin sol tarafı daima negatif olduğundan $U_{s.o.}$ 'nun mutlak değeri artacaktır. Mutlak değerdeki bu artış spin-yörünge yarılmasının artmasına neden olmaktadır. Benzer şekilde, J_q 'nın pozitif katkı sağladığı durumda $U_{s.o.}$ 'nun mutlak değeri azalacağından spin-orbit yarılmasındaki genişlik çok az

olacaktır. Seçilen çekirdeklerde tensörün etkisini bu mekanizma yardımıyla inceleyeceğiz.

Hesaplarımızda kullandığımız SLy5 [32] ve SkX [9] etkileşimlere ait parametrelerin değerleri Çizelge 3.2' de verilmiştir.

Çizelge 3.2 SLy5 ve SkX etkileşmelerine ait parametrelerin değerleri.

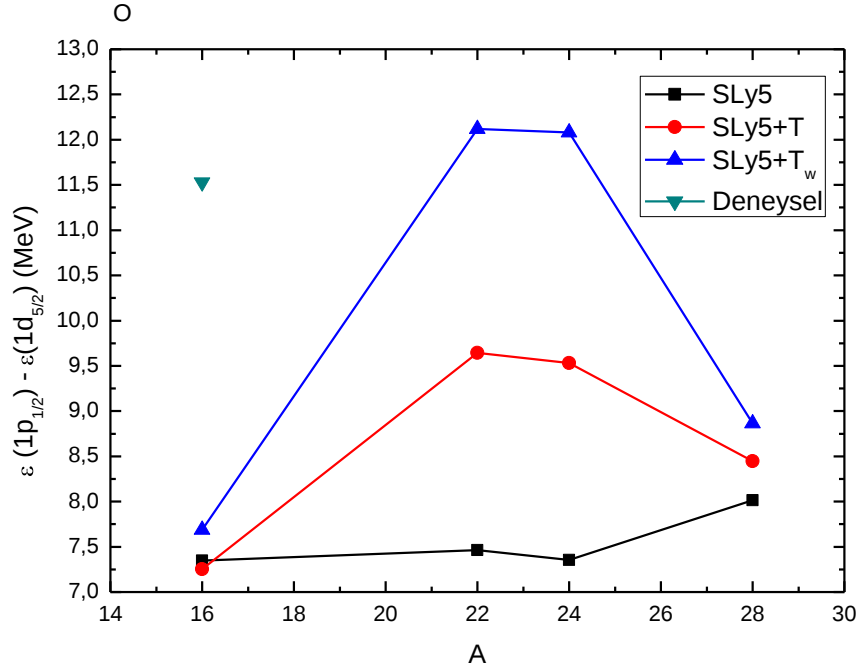
Skyrme Etkileşimleri Parametreleri	SLy5	SkX
t_0 (MeV.fm ³)	-28488.88	-1445.30
t_1 (MeV.fm ⁵)	483.13	246.90
t_2 (MeV.fm ⁵)	-549.40	-131.80
t_3 (MeV.fm ^{3α})	13763	12104
t_4 (MeV.fm ⁵)	126	149
x_0	0.778	0.34
x_1	-0.328	0.58
x_2	-1	0.127
x_3	1.267	0.03
A	1/6	0.5

3.2 Proton Enerji Aralığı

3.2.1 Z=8 Kapalı Kabuk İzotopları

Oksijen izotoplarına ait proton enerji aralıklarının tensör katkısı ile değişimi şekil 3.1 ve 3.2'de incelenmiştir. Proton enerji aralığı, son dolu seviyenin ($1p_{1/2}$) enerjisi ile ilk boş seviyenin ($1d_{3/2}$) enerji farkı olarak tanımlanmıştır. Çalışmada ^{16}O , ^{22}O , ^{24}O , ^{28}O kullanılmıştır. Şekil 3.1 ve 3.2 incelendiğinde ^{16}O ve ^{28}O 'da tensör etkisi yok deneyecek kadar azdır. Bunun sebebi her iki izotopa ait spin-yörünge çiftlerinin tam dolu olmasıdır. Şekil 3.1' de tensörsüz SLy5 ve tensörlü SLy5+T ve SLy5+T_w için sonuçlar karşılaştırılmıştır. SLy5 Skyrme etkileşmesine tensör eklendiğinde proton enerji aralıklarında artışa neden olmaktadır. SLy5+T etkileşimi için proton enerji aralığındaki değişim ^{22}O için yaklaşık 2 MeV iken, ^{24}O için 2,2 MeV 'dir. Ancak ^{24}O 'den ^{28}O 'e gelindiğinde ise azalma görülmektedir. Bunun sebebi ise ^{28}O 'ne ait spin-yörünge çiftlerinin tam dolu olmasından dolayı tensör etkisinin olmamasıdır. Şekil 3.2'de ise tensörsüz SkX ve tensörlü SkXa ve SkXb için sonuçlar karşılaştırılmıştır. Şekil 3.2 incelendiğinde SkXa ve SkXb etkileşimlerinin parametreleri birbirine yakın olduğundan Oksijen izotoplarındaki etkileri şekil 3.1'dekine benzer olduğu görülür. ^{16}O ve ^{28}O 'da grafik 3.1'deki gibi etki görülmemiştir. ^{24}O 'da ise tensör etkileşimi eklendiğinde proton enerji aralığının yaklaşık olarak 2.2 MeV arttığı görülmüştür.

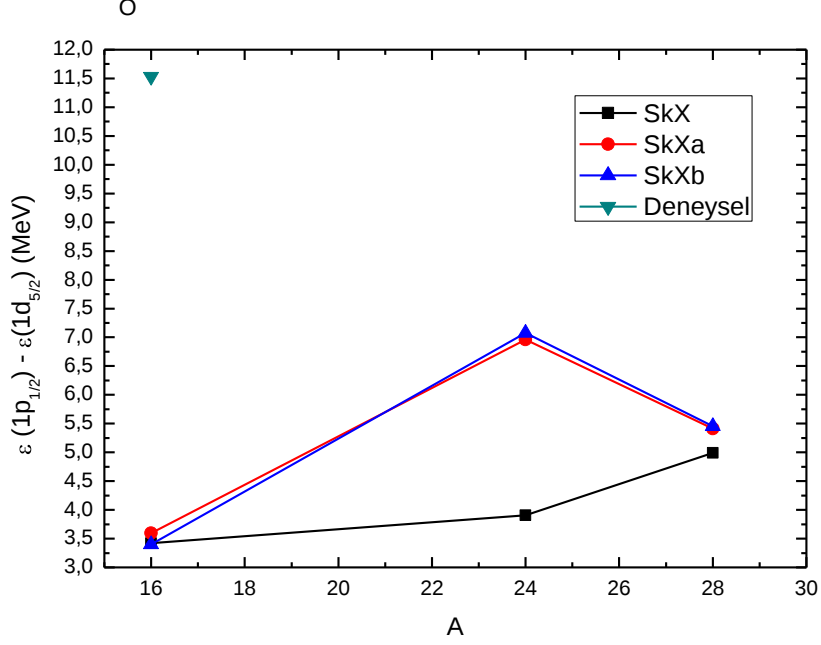
Oksijen izotoplarının proton enerji aralığına tensör bileşenine ait α_T ve β_T bileşenleri etkin rol almaktadır. Z=8 izotoplarında son proton negatif spin yoğunluğu J_p katkısı yapan $1p_{1/2}$ (p yörüngesinin $l-1/2$ seviyesine karşılık gelmektedir.) seviyesinde bulunmaktadır. α_T değeri SLy5+T ve SkXb etkileşimlerinde negatif olduğundan spin yörünge potansiyeli ve proton spin yörünge yarılmaları tensörün katkısıyla azalacaktır (Denk. 2.20). Tüm Oksijen izotoplarının protonları aynı yörüngede olduğundan, proton spin yoğunluğu hepsi için aynı olacaktır. Artan nötron sayısı ve β_T değeri spin yörünge potansiyeline etki etmektedir. ^{16}O için nötronlar protonlar gibi $1p_{1/2}$ seviyesindedir ancak daha önce de bahsettiğimiz gibi nötron ve proton spin yörünge çiftleri tam dolu olduğundan etki görülmemektedir.



Şekil 3.1 Oksijen izotoplarının SLy5 etkileşimi kullanılarak proton $1p_{1/2}$ - $1d_{3/2}$ enerji farkının kütle numarisına göre değişiminin grafiği.

Nötronların son dolu yörüngesi ^{22}O 'de $1d_{5/2}$ yörüngesidir ve bu yörünge d spin yörünge çiftinin negatif nötron yoğunluğu J_n veren $l-1/2$ durumuna karşılık gelmektedir. SLy5+T ve SkXb için β_T değeri pozitif olduğundan spin ^{22}O için spin yörünge potansiyeli ve spin yörünge yarılmaları azalacaktır. ^{24}O 'de ise nötronların son dolu yörüngesi $2s_{1/2}$ 'dir. s yörüngesi spin orbit çiftine sahip olmayan yörüngedir. Spin potansiyelinin artması ve spin yörünge yarılmalarının artması sebebiyle yörünge çiftleri birbirine daha çok yaklaşacaktır. Bu yaklaşma yörüngeler arası mesafeyi arttıracığından, çekirdekdeki proton enerji aralığı artacaktır. SLy5+T etkileşimiyle Oksijen izotoplarının enerji aralığında yaklaşık olarak 2.2 MeV artış gözlemlenmiştir. α_T değeri, SLy5+T_w ve SkXa etkileşimlerinde ise pozitif olduğundan spin yörünge potansiyeli ve spin yörünge yarılmaları tensörün eklenmesiyle (Denk. 2.20). SLy5+T_w etkileşmesinde α_T ve β_T değerleri SLy5+T ve SkXb ile SkXa etkileşimlerine göre daha büyük olduğundan daha

fazla etki ettiği gözlemlenmiştir. Bu yüzden spin yörünge yarılması daha çok olacağından yörüngeler daha çok yaklaşacaktır. SLy5+T_w etkileşiminin eklenmesiyle Oksijen izotoplarına ait enerji aralığındaki artış ²²O ve ²⁴O için yaklaşık 4.7 MeV'dir.



Şekil 3.2 Oksijen izotoplarının SkX etkileşimi kullanılarak proton $1p_{1/2}$ - $1d_{3/2}$ enerji farkının kütle numarasına göre değişiminin grafiği

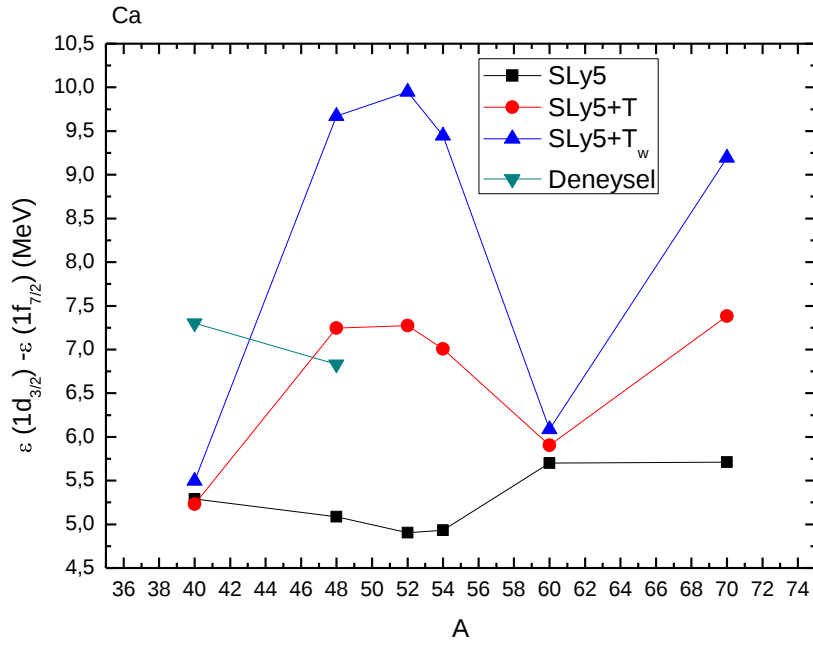
Oksijen izotopları için yapılan başka bir çalışmada proton enerji aralıklarına tensörün etkisi tensörsüz SLy5 ve tensörlü SLy5+T etkileşimleri ve rölativistik HF model kullanılarak incelenmiştir. ¹⁶O çekirdeği için proton enerji aralıkları tensörlü ve tensörsüz etkileşimlerle yaklaşık olarak 7,2 MeV olarak bulunmuştur. ²²O çekirdeği için ise sırasıyla 7,2 MeV ile 9,3 MeV olarak bulunmuştur [5]. ¹⁶O çekirdeğine ait proton enerji aralığının deneysel değeri yaklaşık olarak 11,5 MeV'dir [38].

3.2.2 Z=20 Kapalı Kabuk İzotopları

Kalsiyum izotoplarına ait proton enerji aralıklarının tensör etkileşimi ile değişimi şekil 3.3 ve 3.4'de incelenmiştir. Proton enerji aralığı, son dolu seviyenin ($1d_{3/2}$) enerjisi ile ilk boş seviyenin ($1f_{7/2}$) enerji farkı olarak tanımlanmıştır. Çalışmada ⁴⁰Ca, ⁴⁸Ca, ⁵²Ca,

^{54}Ca , ^{60}Ca ve ^{70}Ca izotopları kullanılmıştır. Şekil 3.3'de tensörsüz SLy5 etkileşmesi ile tensörlü SLy5+T ve SLy5+T_w için sonuçlar karşılaştırılmıştır. SLy5+T ve SLy5+T_w etkileşimleri eklendiğinde Kalsiyum izotoplarına ait proton enerji aralığında artış gözlemlenmiştir. Şekil 3.4'de tensörsüz SkX etkileşimi ile tensörlü SkXa ve SkXb için sonuçlar karşılaştırılmıştır. SkXa ve SkXb tensör etkileşimleri eklendiğinde proton enerji aralığında artış gözlemlenmiştir. Şekil 3.3 ve 3.4 incelendiğinde ^{40}Ca ve ^{60}Ca izotoplarında tensörün etkisinin olmadığı görülür. ^{40}Ca ve ^{48}Ca izotoplarının spin yörünge çiftleri tam dolu olduğundan tensör etkileşmesi bu iki izotop için gözlemlenememiştir. SLy5+T etkileşimi için maksimum enerji değişimi ^{52}Ca 'da yaklaşık olarak 2.5 MeV'dir. SLy5+T_w etkileşimi için ise MeV'dir. SkXa ve SkXb etkileşimleri incelendiğinde (şekil 3.4) iki etkileşimin benzer etki ettiği görülmektedir. SkXa ve SkXb etkileşimleri için maksimum proton enerji aralığı değişimi ^{52}Ca 'da yaklaşık olarak 3.0 MeV'dir.

^{40}Ca ve ^{60}Ca izotopları haricinde, Kalsiyum izotoplarında spin yörünge çiftleri tam dolu olmadığından α_T ve β_T değerleri spin yörünge potansiyelinde etkin rol oynamaktadır. Z=20 izotoplarında son proton negatif proton spin yoğunluğu J_p yapan $1d_{3/2}$ (d yörüngesinin $l-1/2$ seviyesine karşılık gelen) seviyesinde bulunmaktadır. α_T değeri SLy5+T ve SkXb etkileşmelerinde negatif olduğundan spin yörünge potansiyelini ve spin yörünge yarılmasını azaltacak yönde etki yapacaktır (Denk 2.20). Tüm Kalsiyum izotopları aynı yörüngede olduğundan proton spin yoğunluğu hepsi için aynı olacaktır. Spin yörünge potansiyeline artan nötron sayısı ve β_T değeri etki etmektedir. ^{48}Ca izotopunda nötronların son dolu yörüngesi $1f_{7/2}$ 'dir ve f yörüngesinin pozitif nötron yoğunluğu J_n katkısı yapan $l+1/2$ yörüngesine karşılık gelmektedir. β_T değeri SLy5+T ve SkXb etkileşmeleri için pozitif olduğundan, nötron spin yoğunluğuyla birlikte spin yörünge potansiyeline pozitif katkı yaparak spin yörünge potansiyelinin ve spin yörünge yarılmasının azalmasına sebep olacaktır. Azalan spin yörünge potansiyeli ve spin yörünge yarılmasıyla birlikte yörüngeler birbirine yaklaşacağından proton enerji aralığı artacaktır.



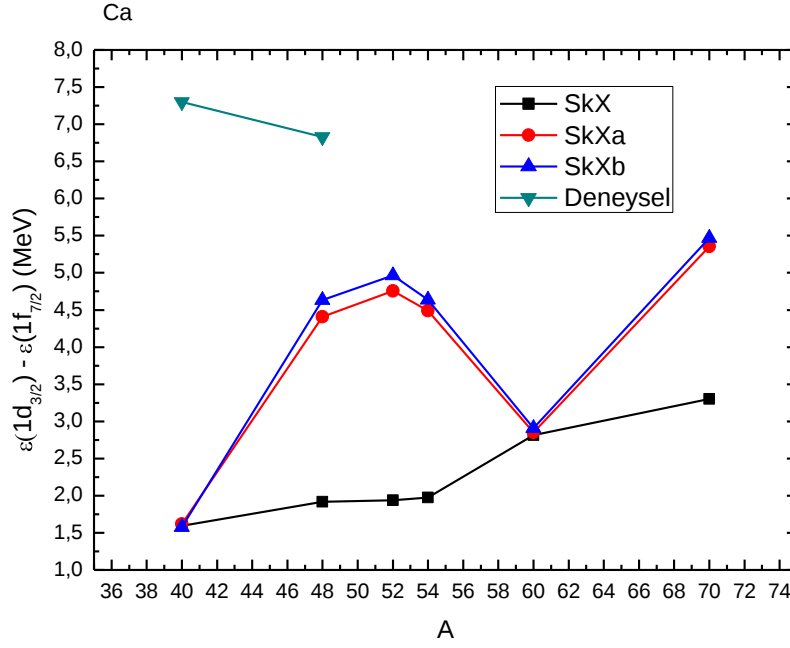
Şekil 3.3 Kalsiyum izotoplarının SLy5 etkileşimi kullanılarak proton $1d_{3/2}$ - $1f_{7/2}$ enerji farkının kütle numarasına göre değişiminin grafiği.

^{52}Ca izotopunda nötronların son dolu yörüngesi $2p_{3/2}$ 'dir ve p yörüngesinin pozitif nötron yoğunluğu J_n katkısı yapan $l+1/2$ yörüngesine karşılık gelmektedir. ^{48}Ca 'a benzer şekilde spin yörünge potansiyeline pozitif katkı olacağından spin yörünge potansiyelinde azalarak spin yörünge yarılmasının azalmasına sebep olacaktır. Böylece yörüngeler birbirine yaklaşarak proton enerji aralığını arttıracaktır.

^{54}Ca izotopunda nötronların son dolu yörüngesi $2p_{1/2}$ 'dir ve p yörüngesinin negatif nötron yoğunluğu J_n katkısı yapan $l-1/2$ yörüngesine karşılık gelmektedir. Pozitif β_T değeri ile birlikte spin yörünge potansiyeline negatif katkı yapacaktır. Ancak spin yörünge potansiyelinin mutlak değeri azalacağından spin yörünge potansiyelinde ve spin yörünge yarılmasında azalma meydana gelecektir. Azalan spin yörünge yarılmasıyla yörüngeler birbirine yaklaşacağından proton enerji aralığında artışa sebep olacaktır.

^{60}Ca incelendiğinde spin yörünge çiftlerinin tam dolu olduğu görülür. Spin yörünge çiftlerinin tam dolu olduğundan ^{60}Ca 'a tensörün etkisi ihmal edilebilir derecede azdır.

^{70}Ca izotopunda nötronların son dolu yörüngesi $1g_{9/2}$ 'dir ve g yörüngesinin pozitif nötron yoğunluğu J_n katkısı yapan $l+1/2$ yörüngesine karşılık gelmektedir. Pozitif β_T değeri ile birlikte spin yörünge potansiyeline pozitif katkı yaparak spin yörünge yarılmasının ve spin yörünge potansiyelinin azalmasına sebep olacaktır. Spin yörünge yarılmasının azalmasıyla yörüngeler birbirine yaklaşacak ve proton enerji aralığı artacaktır.



Şekil 3.4: Kalsiyum izotoplarının SkX etkileşimi kullanılarak proton $1d_{3/2}$ - $1f_{7/2}$ enerji farkının kütle numarasına göre değişiminin grafiği.

α_T değeri SLy5+ T_w ve SkXa etkileşmesinde pozitif olduğundan spin yörünge potansiyelini ve spin yörünge yarılmasını arttıracak yönde etki yapacaktır (Denk. 2.20). Tüm Kalsiyum izotopları aynı yörüngede olduğundan SLy5+ T_w ve SkXa etkileşimleri için proton spin yoğunluğu hepsi için aynı olacaktır. Yine artan nötron sayısı ile β_T değeri spin yörünge potansiyeline etki etmektedir. ^{48}Ca izotopunda nötronların son dolu yörüngesi $1f_{7/2}$ 'dir ve f yörüngesinin pozitif nötron yoğunluğu J_n katkısı yapan $l+1/2$ yörüngesine karşılık gelmektedir. β_T değeri SLy5+ T_w ve SkXa etkileşimlerinde pozitif olduğundan spin yörünge potansiyelini azaltacak yönde etki yapacaktır. Azalan

spin yörünge potansiyeliyle birlikte spin yörünge yarılması da azalacağından yörüngeler birbirine daha çok yaklaşacaktır. Yörüngelerin yaklaşmasıyla birlikte proton enerji aralığı artacaktır. SLy5+T_w etkileşmesinin α_T ve β_T değerleri SLy5+T etkileşiminin α_T ve β_T değerlerine göre büyük olduğundan spin yörünge yarılmasına ve spin yörünge potansiyeline etkisi daha fazla olacaktır. Bu yüzden SLy5+T_w etkileşmesi için proton enerji aralıkları değerleri daha fazla olacaktır.

⁵²Ca izotopunda nötronların son dolu yörüngesi p yörüngesinin pozitif nötron yoğunluğu J_n katkısı yapan $l+1/2$ yörüngesine karşılık gelen $2p_{3/2}$ 'dir. Pozitif β_T değeri ile spin yörünge potansiyeline pozitif katkı yaparak spin yörünge potansiyelinin azalmasına ve spin yörüngelerinin yaklaşmasına sebep olacaktır. Azalan spin yörünge yarılmasıyla proton enerji aralığı artacaktır.

⁵⁴Ca izotopunda nötronların son dolu yörüngesi $2p_{1/2}$ 'dir ve p yörüngesinin negatif nötron yoğunluğu J_n katkısı yapan $l-1/2$ yörüngesine karşılık gelmektedir. β_T değeri pozitif ile birlikte spin yörünge potansiyeline negatif katkı yaparak spin yörünge potansiyelinin artmasına sebep olacaktır.

⁶⁰Ca izotopunda spin yörünge çiftleri tam dolu olduğundan tensör etkisi görülmemektedir.

⁷⁰Ca izotopunda ise nötronların son dolu yörüngesi pozitif nötron yoğunluğu katkısı yapan ve g yörüngesinin $l+1/2$ yörüngesine karşılık gelen $1g_{9/2}$ yörüngesidir. SLy5+T_w etkileşmesi için β_T değeri pozitif olduğundan spin yörünge potansiyeline pozitif katkı yaparak azalmasına sebep olacaktır.

Şekil 3.4 incelendiğinde SkXa ve SkXb etkileşimleri için proton enerji aralıklarının değerlerinin birbirine yakın olduğu görülür. SkXa ve SkXb etkileşimlerinin β_T değerleri aynı olmakla birlikte α_T değerleri farklıdır. Bu yüzden bu iki etkileşim için sonuçlar birbirine çok yakındır.

Kalsiyum izotoplarının proton enerji aralıklarının tensör katkısı ile değişimini incelediğimiz çalışmamızda HF kullanarak hesapladığımız değerlerin değişimi, başka bir çalışmada HFB model kullanılarak yapılan çalışmadakine benzer etkiler gözlemlenmiştir

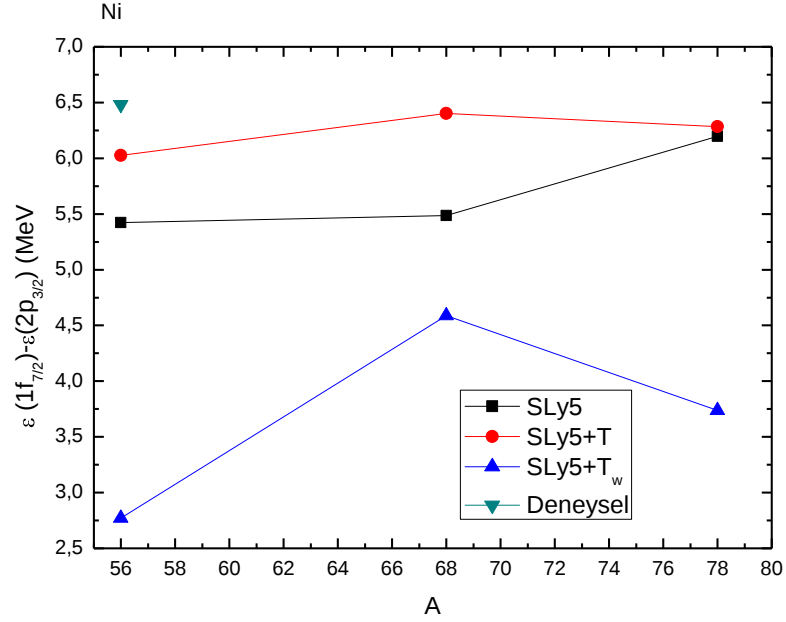
[22]. ^{40}Ca ile ^{48}Ca çekirdeklerinin proton enerji aralıklarının deneysel değeri yaklaşık olarak sırasıyla 7,3 MeV ile 6,83 MeV'dir [38].

3.2.3 Z=28 Kapalı Kabuk İzotopları

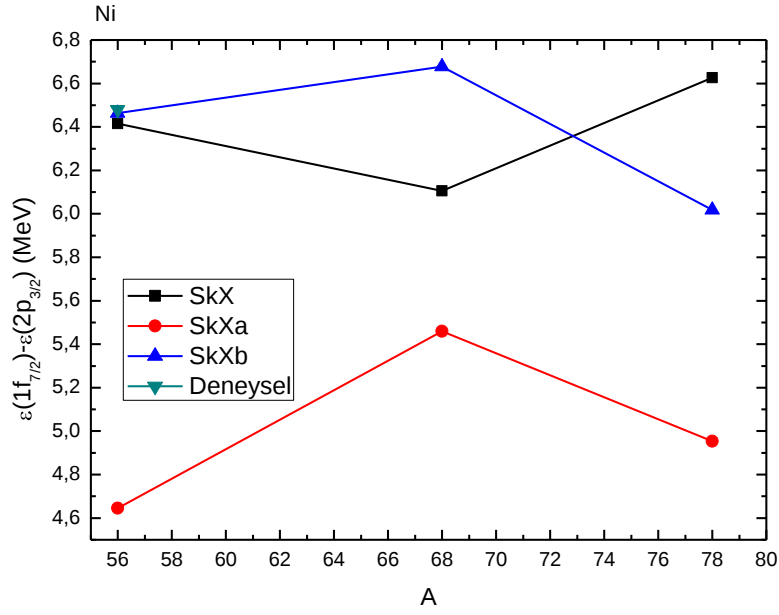
Nikel izotoplarına ait proton enerji aralıklarının tensör etkileşimi ile değişimi şekil 3.5 ve 3.6'da incelenmiştir. Proton enerji aralığı, son dolu seviyenin ($1f_{7/2}$) enerjisi ile ilk boş seviyenin ($2p_{3/2}$) enerji farkı olarak tanımlanmıştır. Çalışmada ^{56}Ni , ^{68}Ni ve ^{78}Ni izotopları kullanılmıştır. Şekil 3.5' de tensörsüz SLy5+T ve tensörlü SLy5+T ve SLy5+T_w için sonuçlar karşılaştırılmıştır. SLy5+T etkileşimi eklendiğinde Nikel izotoplarının proton enerji aralığı değerlerinde artış gözlemlenirken, SLy5+T_w etkileşimi eklendiğinde azalma gözlemlenmiştir. SLy5+T etkileşimi için en yüksek proton enerji aralığı artışı ^{68}Ni de yaklaşık 0.9 MeV iken, SLy5+T_w etkileşimi için en yüksek azalma ^{56}Ni 'de yaklaşık 2.65 MeV'dir. Şekil 3.6' da tensörsüz SkX etkileşimi ile tensörlü SkXa ve SkXb etkileşimleri için sonuçlar karşılaştırılmıştır. Şekiller incelendiğinde SkXa etkileşim eklendiğinde Nikel izotoplarının proton enerji aralıklarında azalma gözlemlenmiştir. SkXb etkileşimi eklendiğinde ise ^{56}Ni 'de etki görülmezken, ^{68}Ni 'de artma ^{78}Ni 'de ise azalma gözlemlenmiştir. SkXa için en yüksek proton enerji aralığı değişimi (azalması) ^{56}Ni 'de yaklaşık olarak 1.8 MeV olarak ölçülmüştür. SkXb etkileşimi için en yüksek enerji aralığı değişimi ^{68}Ni 'de yaklaşık olarak 0.6 MeV'dir.

Ni izotoplarının spin yörünge çiftleri tam dolu olmadığından spin yörünge potansiyeline α_T ve β_T değerleri etki edecektir. Z=28 izotoplarında protonların son dolu yörüngesi pozitif proton yoğunluğu J_p veren $1f_{7/2}$ (f yörüngesinin $l+1/2$ yörüngesine karşılık gelen) yörüngesinde bulunmaktadır. α_T değeri SLy5+T ve SkXb etkileşimleri için negatif olduğundan spin yörünge potansiyeli ve proton spin yörünge yarılmaları tensörün etkisiyle artacaktır. (Denk. 2.20). Tüm Nikel izotopları aynı yörüngede bulunduğu için proton spin yoğunluğu katkısı hepsi için aynı olacaktır. Spin yörünge potansiyeline artan nötron sayısı ve β_T değeri etki etmektedir. ^{56}Ni izotopunda nötronların son dolu yörüngesi pozitif nötron yoğunluğu J_n veren ve f yörüngesinin $l+1/2$ yörüngesine karşılık gelen $1f_{7/2}$ yörüngesidir. SLy5+T ve SkXb etkileşimleri için β_T değeri pozitif

olduğundan spin yörünge potansiyeline pozitif katkı yaparak azalmasına sebep olacaktır. Ancak spin yörünge potansiyelinin mutlak değerinde artış olacağından spin yörünge potansiyeli artacaktır (Denk. 2.20).



Şekil 3.5 Nikel izotoplarının SLy5 etkileşimi kullanılarak proton $1f_{7/2}-2p_{3/2}$ enerji farkının kütle numarasına göre değişiminin grafiği.



Şekil 3.6 Nikel izotoplarının SkX etkileşimi kullanılarak proton $1f_{7/2}$ - $2p_{3/2}$ enerji farkının kütle numarasına göre değişiminin grafiği.

^{68}Ni izotopunda nötronların son dolu yörüngesi negatif nötron spin yoğunluğu J_n katkısı yapan ve f yörüngesinin $l-1/2$ yörüngesine karşılık gelen $1f_{5/2}$ yörüngesidir. Pozitif β_T değeri ile spin yörünge yarılmasına negatif katkı yaparak artmasına sebep olacaktır. Denklem 2.20'a göre spin yörünge potansiyelinin mutlak değer olarak artmasıyla değeri artacaktır.

^{78}Ni izotopunda nötronların son dolu yörüngesi pozitif nötron spin yoğunluğu J_n veren ve g yörüngesinin $l+1/2$ yörüngesine karşılık gelen $1g_{9/2}$ yörüngesidir. Pozitif değeri ile spin yörünge potansiyeline pozitif katkı yapacaktır. Bu katkıyla birlikte spin yörünge yarılmasında azalma olsa da spin yörünge potansiyelinin mutlak değeri artacağından potansiyel artacaktır.

α_T değeri SLy5+Tw ile SkXa etkileşimleri için pozitif olduğundan spin yörünge potansiyelini azaltacak yönde etki yapacaktır. Tüm Nikel izotopların için eti aynı olacağından SLy5+Tw ile SkXa etkileşimlerinin pozitif olan β_T değeri spin yörünge potansiyelinin değişiminde etkili olacaktır. ^{56}Ni çekirdeğinin nötronlarının son dolu

yörüngesi $1f_{7/2}$ 'dir ve f yörüngesinin pozitif nötron yoğunluğu katkısı yapan $l+1/2$ yörüngesine karşılık gelmektedir. Pozitif β_T değeri ile spin yörünge yarılmasına pozitif katkı yaparak, spin yörünge potansiyelinin azalmasına sebep olacaktır. Böylece azalan spin yörünge potansiyeliyle yörüngeler arası mesafe artacağından proton enerji aralığı artacaktır.

^{68}Ni çekirdeğinin nötronlarının son dolu yörüngesi negatif nötron spin yoğunluğu katkısı sağlamaktadır ve pozitif β_T değeri ile birlikte spin yörünge potansiyeline negatif katkı yaparak arttıracaktır. Ancak spin yörünge potansiyelinin mutlak değeri artacağından spin yörünge potansiyeli de artacaktır.

^{78}Ni çekirdeğinin nötronların son dolu yörüngesi pozitif nötron spin yoğunluğu sağladığından pozitif β_T değeri ile spin yörünge potansiyelinin azalmasına sebep olacağından proton enerji aralığı artacaktır.

HF-BCS model kullanılarak Nikel izotoplarının proton enerji aralıklarının tensör katkısıyla değişiminin incelendiği bir başka çalışmada, tensörsüz SLy5 etkileşmesi ile tensörlü SLy5+T tensörlü etkileşimler kullanılmıştır [37]. Sadece HF kullanarak yapmış olduğumuz çalışmamızla karşılaştırdığımızda tensör katkısının etkilerinin benzer olduğu görülmüştür. ^{56}Ni çekirdeğine ait proton enerji aralığının deneysel değeri yaklaşık olarak 6,48 MeV'dir [38].

3.2.4 Z=50 Kapalı Kabuk İzotopları

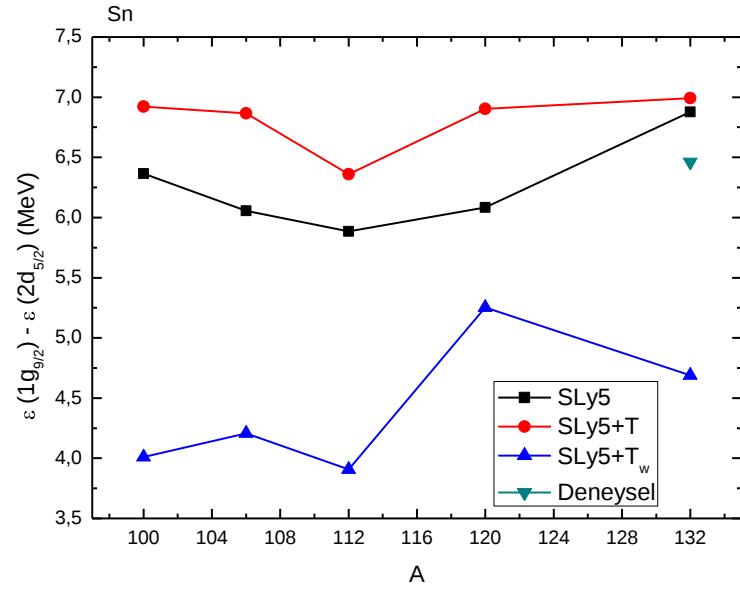
Kalay izotoplarına ait proton enerji aralıklarının tensör katkısı ile değişimi şekil 3.7 ve 3.8'de incelenmiştir. Proton enerji aralığı protonların son dolu yörüngesinin ($1g_{9/2}$) enerjisi ile ilk boş yörünge ($2d_{3/2}$) enerji farkı olarak tanımlanmıştır. Çalışmada ^{100}Sn , ^{106}Sn , ^{112}Sn , ^{120}Sn ve ^{132}Sn kullanılmıştır. Şekil 3.7'de tensörsüz SLy5 etkileşimi ile tensörlü SLy5+T ve SLy5+T_w için sonuçlar karşılaştırılmıştır. SLy5+T etkileşimi eklendiğinde Kalay izotoplarının enerji aralığı değerlerinde artış gözlemlenirken, SLy5+T_w etkileşimi eklendiğinde proton enerji aralıkları değerlerinde azalma gözlemlenmiştir. SLy5+T etkileşiminde en yüksek proton enerji aralığı değişimi ^{120}Sn 'de yaklaşık olarak 0.8 MeV'dir. SLy5+T_w etkileşimi için en yüksek değişim ^{112}Sn 'de yaklaşık

2.8 MeV'dir. Şekil 3.8'de tensörsüz SkX etkileşmesi ile tensörlü SkXa ve SkXb için sonuçlar karşılaştırılmıştır. SkXa etkileşimi eklendiğinde Sn izotoplarının proton enerji aralığında azalma, SkXb etkileşimi eklendiğinde ise ^{132}Sn haricinde diğer izotopların proton enerji aralıklarında artış gözlemlenmiştir. SkXa etkileşimi için en yüksek enerji değişimi ^{132}Sn 'de yaklaşık 1.42 MeV iken, SkXb etkileşimi için en yüksek enerji değişimi ^{106}Sn 'de yaklaşık 0.55 MeV'dir.

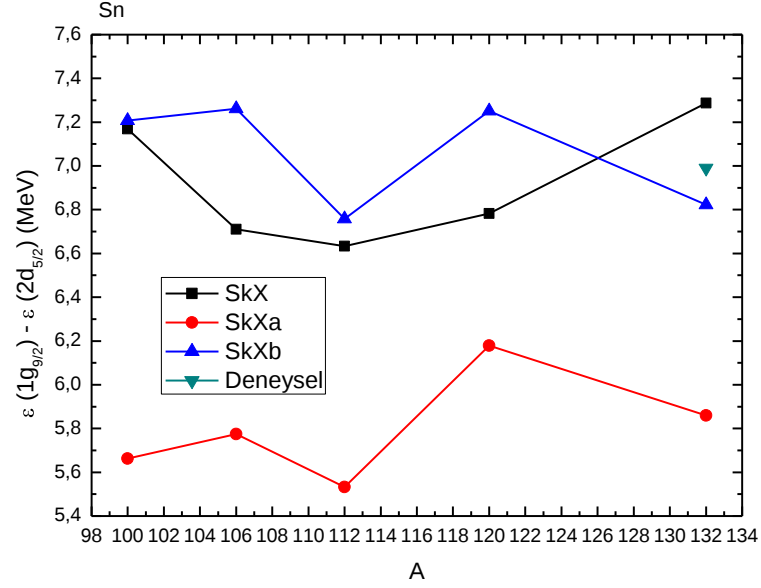
Kalay izotoplarının spin yörünge çiftleri tam dolu olmadığından α_T ve β_T değerleri spin yörünge potansiyelinde etkin rol oynamaktadır. Z=50 izotoplarında protonların son dolu yörüngesi pozitif proton spin yoğunluğu J_p katkısı yapan $1g_{9/2}$ (g yörüngesinin $l+1/2$ yörüngesine karşılık gelen) yörüngesidir. α_T değeri SLy5+T ve SkXb etkileşimlerinde negatif olduğundan spin yörünge potansiyelini arttıracak yönde etki yapacaktır (Denk. 2.20). Tüm Kalay izotoplarının protonları aynı yörüngede olduğundan proton spin yoğunluğu hepsi için aynı olacaktır. Artan nötron sayısı ve β_T değeri spin yörünge potansiyeline doğrudan etkisi olacaktır. ^{100}Sn izotopunda nötronlar pozitif nötron yoğunluğu J_n katkısı yapan $1g_{9/2}$ yörüngesinde (g yörüngesinin $l+1/2$ yörüngesine karşılık gelen) bulunmaktadır. SLy5+T ve SkXb etkileşimleri için β_T değeri pozitif olduğundan spin yörünge potansiyelini azaltacak yönde etki yapacaktır.

^{106}Sn izotopunda nötronlar pozitif nötron spin yoğunluğu J_n katkısı yapan ve d yörüngesinin $l+1/2$ yörüngesine karşılık gelen $2d_{5/2}$ yörüngesinde bulunmaktadır. Pozitif β_T değeri ile spin yörünge potansiyelini azaltacak yönde etki yapacaktır.

^{112}Sn izotopunda nötronlar negatif nötron spin yoğunluğu J_n katkısı yapan d yörüngesinin $l-1/2$ yörüngesine karşılık gelen $2d_{3/2}$ yörüngesinde bulunmaktadır. Pozitif β_T değeri ile spin yörünge potansiyelini arttıracak yönde etki yapacaktır.



Şekil 3.7 Kalay izotoplarının SLy5 etkileşimi kullanılarak proton $1g_{9/2}$ - $2d_{5/2}$ enerji farkının kütle numarisına göre değişiminin grafiği.



Şekil 3.8 Kalay izotoplarının SkX etkileşimi kullanılarak proton $1g_{9/2}$ - $2d_{5/2}$ enerji farkının kütle numarisına göre değişiminin grafiği.

^{120}Sn izotoplarında nötronlar negatif nötron spin yoğunluğu katkısı J_n yapan ve g yörüngesinin $l-1/2$ yörüngesine karşılık gelen $1g_{7/2}$ yörüngesinde bulunmaktadır. SLy5+T etkileşiminde β_T değeri pozitif olduğundan spin yörünge potansiyelini arttıracaktır.

^{132}Sn izotopunda nötronların son dolu yörüngesi pozitif proton spin yoğunluğu katkısı yapan ve h yörüngesinin $l+1/2$ yörüngesine karşılık gelen $1h_{11/2}$ yörüngesinde bulunmaktadır. Pozitif β_T değeri ile spin yörünge potansiyeline pozitif katkı yaparak azalmasına sebep olacaktır.

α_T değeri SLy5+T_w ve SkXa etkileşimleri için pozitif olduğundan spin yörünge potansiyelini azaltacak yönde etki yapacaktır. Tüm Kalay izotopları için bu etki aynı olacağından SLy5+T_w ve SkXa etkileşimleri için etki aynı olacaktır. SLy5+T_w ile SkXa etkileşimlerinin β_T değeri pozitiftir. ^{100}Sn nötronlarının son dolu yörüngesi pozitif nötron yoğunluğu veren $1g_{9/2}$ seviyesinin $l+1/2$ yörüngesinde bulunmaktadır. Pozitif değeri ile birlikte spin yörünge potansiyeline pozitif katkı yapacağından spin yörünge potansiyelini azaltacak yönde etki yapacaktır.

^{106}Sn izotopunda nötronlar pozitif nötron yoğunluğu J_n katkısı yapan ve d yörüngesinin $l+1/2$ yörüngesine karşılık gelen $2d_{5/2}$ yörüngesinde bulunmaktadır. Pozitif β_T değeri ile spin yörünge potansiyelini azaltacak yönde etki yapacaktır.

^{112}Sn çekirdeğinin nötronları negatif nötron spin yoğunluğu J_n katkısı yapan d yörüngesinin $l-1/2$ yörüngesine karşılık gelen $2d_{3/2}$ yörüngesinde bulunmaktadır. Pozitif β_T değeri ile spin yörünge potansiyelini arttıracak yönde etki yapacaktır.

^{120}Sn çekirdeğinde nötronlar negatif nötron spin yoğunluğu katkısı J_n yapan ve g yörüngesinin $l-1/2$ yörüngesine karşılık gelen $1g_{7/2}$ yörüngesinde bulunmaktadır. SLy5+T etkileşiminde β_T değeri pozitif olduğundan spin yörünge potansiyelini arttıracaktır.

^{132}Sn izotopunda nötronların son dolu yörüngesi pozitif proton spin yoğunluğu katkısı yapan ve h yörüngesinin $l+1/2$ yörüngesine karşılık gelen $1h_{11/2}$ yörüngesinde

bulunmaktadır. Pozitif β_T değeri ile spin yörünge potansiyeline pozitif katkı yaparak azalmasına sebep olacaktır.

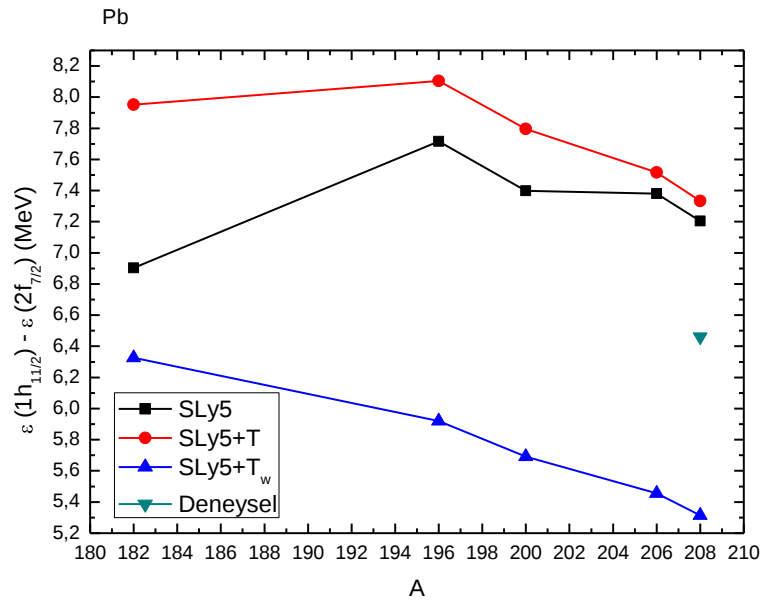
Spin yörünge potansiyelinin azalmasıyla yörüngeler arası mesafe azalacağından proton enerji aralığı azalacaktır. Benzer şekilde spin yörünge potansiyelinin artması yörüngeler arası mesafenin artmasına sebep olmaktadır. Yörüngeler arası mesafenin artmasıyla proton enerji aralığı artacaktır. ^{132}Sn çekirdeğine ait proton enerji aralığının deneysel verisi yaklaşık olarak 6,99 MeV olarak hesaplanmıştır [38].

3.2.5 Z=82 Kapalı Kabuk İzotopları

Kurşun izotoplarına ait proton enerji aralıklarının tensör katkısı ile değişimi şekil 3.9 ile 3.10'da incelenmiştir. Proton enerji aralığı son dolu yörüngenin enerji aralığı ile ($1h_{11/2}$) ilk boş yörüngenin ($2f_{7/2}$) enerji farkı olarak tanımlanmıştır. Çalışmada ^{182}Pb , ^{196}Pb , ^{200}Pb , ^{206}Pb ve ^{208}Pb kullanılmıştır. Şekil 3.9'da tensörsüz SLy5 etkileşimi ile tensörlü SLy5+T ve SLy5+T_w etkileşimleri için sonuçlar karşılaştırılmıştır. SLy5+T etkileşimi eklendiğinde proton enerji aralıklarında artış görülmüştür ancak SLy5+T_w etkileşimi eklendiğinde proton enerji aralıklarında azalma görülmüştür. Şekil 3.10'da tensörsüz SkX etkileşimi ile tensörlü SkXa ve SkXb etkileşimleri için sonuçlar karşılaştırılmıştır. SkXa etkileşmesinin eklenmesi proton enerji aralığında azalmaya sebep olurken SkXb etkileşmesi ^{182}Pb 'de artışa sebep olurken diğer izotoplarda azalmaya sebep olmuştur. SLy5+T etkileşimi için en yüksek proton enerji aralığı değişimi ^{182}Pb 'de yaklaşık 1.05 MeV iken SLy5+T_w etkileşimi için en yüksek proton enerji aralığı değişimi (azalması) ^{206}Pb 'de yaklaşık olarak 1.93 MeV'dir. SkXb etkileşimi için en yüksek proton enerji aralığı değişimi ^{182}Pb 'de yaklaşık 0.75 MeV iken, SkXa etkileşimi için en yüksek proton enerji aralığı değişimi (azalması) ^{206}Pb 'de yaklaşık olarak 1.2 MeV'dir.

Kurşun izotoplarında spin yörünge çiftleri tam dolu olmadığından α_T ve β_T değerleri spin yörünge potansiyelinde etkin rol oynamaktadır. Z=82 izotoplarında protonların bulunduğu son dolu yörünge pozitif proton spin yoğunluğu J_p katkısı yapan $1h_{11/2}$ (h yörüngesinin $l+1/2$ seviyesine karşılık gelmektedir.) seviyesinde bulunmaktadır. α_T değeri SLy5+T ve SkXb için negatif olduğundan spin yörünge potansiyelini arttıracak

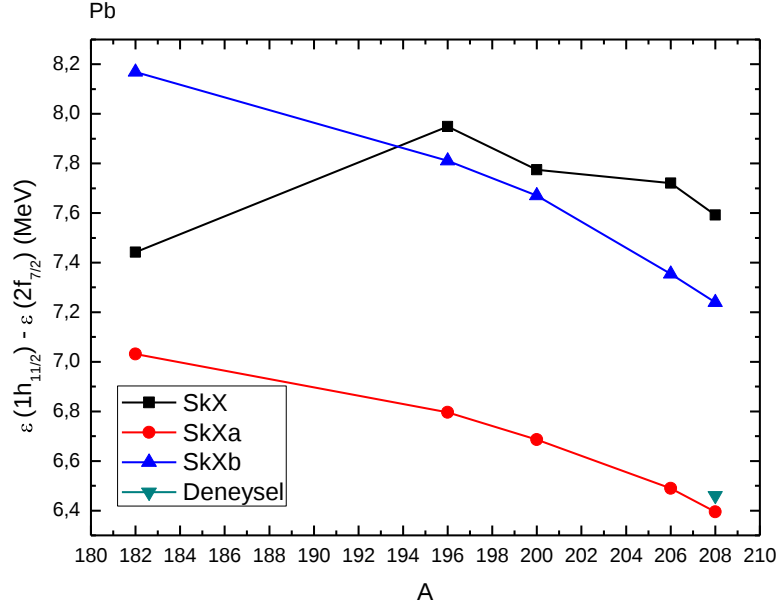
yönde etki yapacaktır (Denk. 2.20). Tüm Kurşun izotoplarında protonlar aynı yörüngede olduğundan proton spin yoğunluğu hepsi için aynı olacaktır. Spin yörünge potansiyeline artan nötron sayısı ve β_T değeri etki etmektedir. ^{182}Pb izotopunda nötronların son dolu yörüngesi negatif nötron yoğunluğu J_n katkısı yapan h yörüngesinin $l-1/2$ yörüngesine karşılık gelen $1h_{9/2}$ seviyesidir. β_T değeri SLy5+T ve SkXb etkileşimleri için pozitif olduğundan, nötron spin yoğunluğuyla spin yörünge potansiyeline negatif katkı yaparak spin yörünge potansiyelini artacaktır.



Şekil 3.9 Kurşun izotoplarının SLy5 etkileşimi kullanılarak proton $1h_{11/2}-2f_{7/2}$ enerji farkının kütle numarasına göre değişiminin grafiği.

^{196}Pb izotopunda nötronların son dolu yörüngesi $1i_{13/2}$ 'dir ve i yörüngesinin pozitif nötron yoğunluğu J_n katkısı yapan $l+1/2$ yörüngesine karşılık gelmektedir. Pozitif β_T değeri ile birlikte spin yörünge potansiyeline pozitif katkı yaparak spin yörünge potansiyelinin azalmasına neden olmaktadır.

^{200}Pb izotopunda nötronların son dolu yörüngesi pozitif nötron spin yoğunluğu J_n katkısı yapan ve p yörüngesinin $l+1/2$ yörüngesine karşılık gelen $3p_{3/2}$ yörüngesidir. Pozitif β_T değeri ile ^{196}Pb 'de olduğu gibi spin yörünge potansiyelinde azalma olacaktır.



Şekil 3.10 Kurşun izotoplarının SkX etkileşimi kullanılarak proton $1h_{11/2}$ - $2f_{7/2}$ enerji farkının kütle numarasına göre değişiminin grafiği.

^{206}Pb izotopunda nötronların son dolu yörüngesi negatif nötron spin yoğunluğu J_n katkısı yapan ve f yörüngesinin $l-1/2$ yörüngesine karşılık gelen $2f_{5/2}$ yörüngesidir. Pozitif β_T değeri ile spin yörünge potansiyeline negatif katkı yaparak artmasına sebep olacaktır.

^{208}Pb izotopunda nötronların son dolu yörüngesi negatif nötron yoğunluğu katkısı yapan ve p yörüngesinin $l-1/2$ yörüngesine karşılık gelen $3p_{1/2}$ yörüngesidir. SLy5+T etkileşmesinde pozitif olan β_T değeri ile birlikte spin yörünge potansiyeline negatif katkı yaparak arttıracaktır.

α_T değeri SLy5+T_w ve SkXa etkileşimleri pozitifdir. Pb izotoplarının protonlarının son dolu yörüngesi pozitif proton spin yoğunluğu J_p katkısı yapan $1h_{11/2}$ (h yörüngesinin $l+1/2$ seviyesine karşılık gelmektedir.) seviyesidir. Pozitif α_T değeri ile spin yörünge potansiyelini azaltacak yönde etki yapacaktır. Tüm Kurşun izotoplarının protonları aynı yörüngede olduğundan proton yoğunluğu hepsi için aynı olacaktır. β_T değeri SLy5+T_w ile SkXa etkileşimlerinde pozitif olduğundan, çekirdeklerin nötron yoğunluğundan negatif katkı geldiğinde spin yörünge yarılmaları artarken, pozitif katkı geldiğinde ise spin yörünge potansiyelini azaltacak yönde etki yapacaktır. ^{208}Pb izotopuna ait proton enerji aralığının deneysel değeri yaklaşık 6,46 MeV'dir [38].

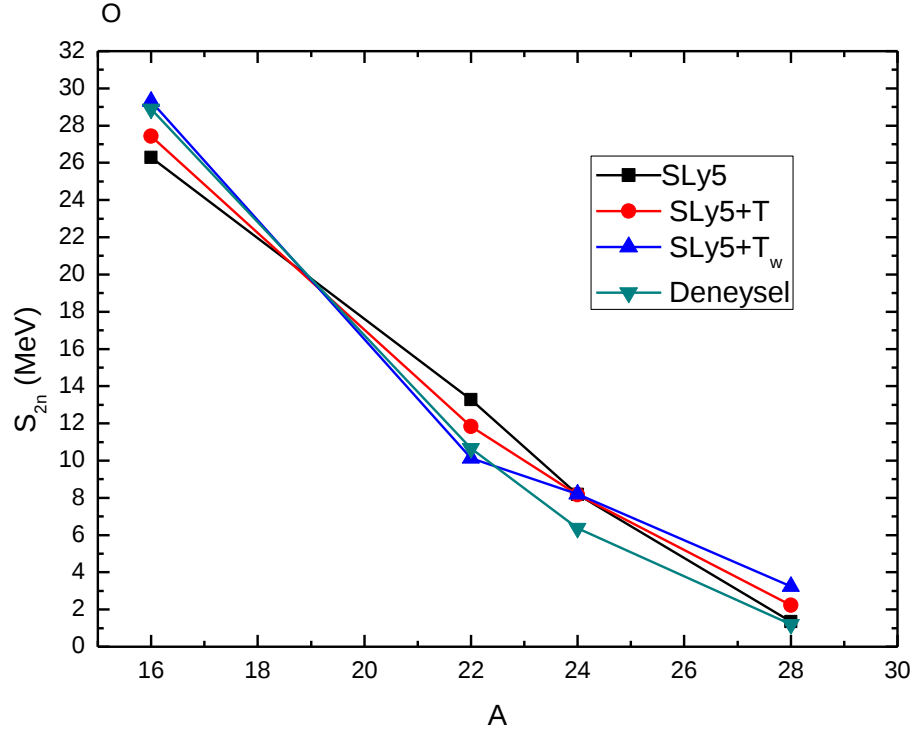
3.3 İki Nötron Ayrılma Enerjileri (S2n)

3.3.1 Z=8 Kapalı Kabuk İzotopları

Şekil 3.11 ve 3.12'de Oksijen izotoplarına ait iki nötron ayrılma enerjileri tensörlü ve tensörsüz etkileşimlerle değişimi incelenmiştir. Şekil 3.11'de tensörsüz SLy5 ile tensörlü SLy5+T ve SLy5+T_w etkileşimleri için sonuçlar karşılaştırılmıştır. Şekil 3.12'de tensörsüz SkX ile tensörlü SkXa ve SkXb etkileşimleri için sonuçlar karşılaştırılmıştır.

^{16}O çekirdeği için tensörsüz SLy5 ve SkX etkileşimleri için yapılan hesaplamalarda iki nötron ayrılma enerjileri sırasıyla 26,2 MeV ile 21,5 MeV bulunmuştur. Tensör etkileşimleri eklendiğinde ise SLy5+T ve SLy5+T_w etkileşimleri için sırasıyla 27,4 MeV ile 29,3 MeV olarak hesaplanmıştır. SkXa ve SkXb tensörlü etkileşimlerinde ise sırasıyla 23,4 MeV ile 23,36 MeV hesaplanmıştır. ^{16}O için iki nötron bağlanma enerjisinin deneysel değeri 28,8 MeV'dir [39].

^{22}O çekirdeğinin iki nötron ayrılma enerjisi tensörsüz SLy5 ve SkX etkileşimleri için yapılan hesaplamalarda sırasıyla 13,2 MeV ile 19,8 MeV olarak bulunmuştur. Tensörlü SLy5+T ve SLy5+T_w ile yapılan hesaplamalarda 11,8 MeV ile 10,1 MeV olarak ölçülmüştür. SkXa etkileşimi için hesaplama yapılamazken SkXb etkileşimi için 17,64 MeV olarak hesaplanmıştır. ^{22}O için deneysel iki nötron ayrılma enerjisi değeri 10,65 MeV'dir [39].



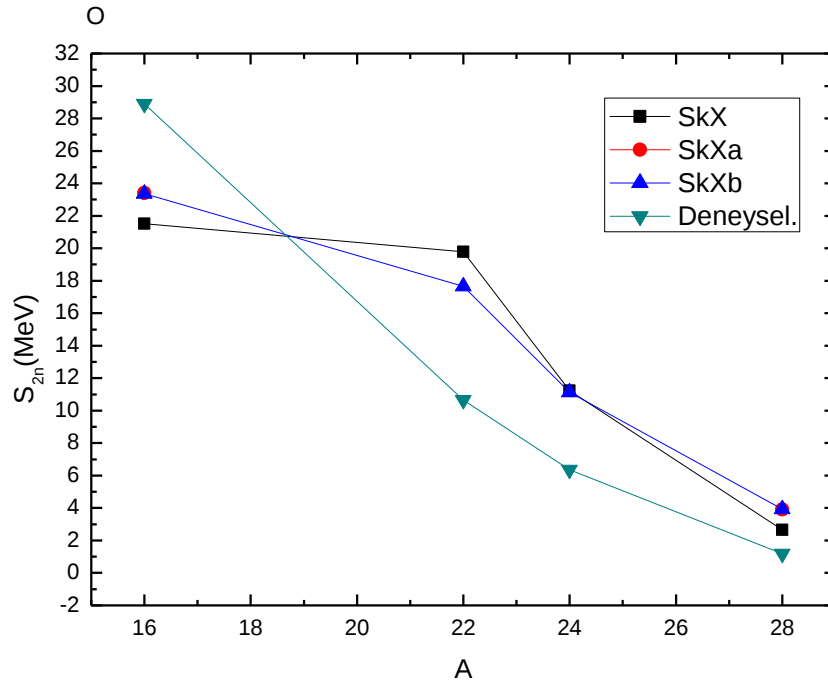
Şekil 3.11 Oksijen izotoplarına ait iki nötron ayrılma enerjilerinin (S_{2n}) tensörsüz SLy5 ile tensörlü SLy5+T ve SLy5+T_w etkileşimleri ile değişimi

^{24}O çekirdeğinde ise iki nötron ayrılma enerjisi tensörsüz SLy5 ve SkX etkileşimleri için sırasıyla 8,2 ile 11,2 MeV bulunmuştur. Tensörlü SLy5+T ve SLy5+T_w etkileşimleri için ise sırasıyla 8,2 MeV ve 8,2 MeV olarak hesaplanmıştır. Tensörlü SkXa etkileşmesi için hesaplama yapılamazken SkXb etkileşmesi için bu değer 11,13 olarak hesaplanmıştır. ^{24}O için deneysel iki nötron ayrılma enerjisinin değeri 6,35 MeV'dir [39].

^{28}O çekirdeğinin iki nötron ayrılma enerjisi tensörsüz SLy5 ve SkX etkileşimleri için sırasıyla 1,35 MeV ile 2,6 MeV bulunmuştur. Tensörlü SLy5+T ve SLy5+T_w etkileşimleri için bu değer 2,2 MeV ile 3,2 MeV olarak hesaplanırken, tensörlü SkXa ve SkXb tensörlü etkileşimleri için bu değer sırasıyla 3,90 MeV ile 3,92 MeV olarak hesaplanmıştır. ^{28}O için iki nötron bağlanma enerjisinin deneysel değer 1,19 MeV'dir [39].

Oksijen izotoplarının iki nötron ayrılma enerjisi hesaplamaları incelendiğinde ve deneysel verilerle karşılaştırıldığında, tensörlü etkileşimlerin tensörsüz etkileşimlere

göre daha uyumlu olduğu gözlemlenmiştir. SLy5 parametrelerin kullanılarak yapılan hesaplamaların, SkX etkileşimi kullanılarak yapılan hesaplamalara göre deneysel verilere daha yakın sonuçlar verdiği görülmüştür. Tensör etkileşimi eklendiğinde iki nötron ayrılma enerjisinin yaklaşık olarak 1,3 MeV ile 2,5 MeV arasında değiştirmiştir. ^{24}O çekirdeğinde hem SLy5 hem de SkX Skyrme parametreleri kullanılarak yapılan hesaplamalarda tensörlü ve tensörsüz etkilerin birbirine çok yakın olduğu, tensör etkisinin olduğu hesaplamalarda katkısı olmadığı gözlemlense de deneysel veri ile yaklaşık 2 MeV ile 5 MeV enerji farkı vardır. Çiftlenim (*pairing*) etkisinin hesaba katılmaması ve hesapların yalnızca HF kullanılarak yapılması SkX Skyrme parametreleriyle yapılan hesapların deneysel verilerden farklı olduğu gözlemlenmiştir.



Şekil 3.12 Oksijen izotoplarına ait iki nötron ayrılma enerjilerinin (S_{2n}) tensörsüz SkX ile tensörlü SkXa ve SkXb etkileşimleri ile değişimi

Çizelge 3.3 Oksijen izotoplarına ait iki nötron ayrılma enerjisinin tensörsüz SLy5 etkileşimi ile tensörsüz SLy5+T ve SLy5+T_w etkileşimleri ile değişimin karşılaştırılması

Oksijen izotopları	SLy5 (MeV)	SLy5+T (MeV)	SLy5+T _w (MeV)	Deneysel (MeV)
16	26,2	27,4	29,3	28,8
22	13,2	11,8	10,1	10,65
24	8,2	8,2	8,2	6,35
28	1,35	2,2	3,2	1,19

Çizelge 3.4: Oksijen izotoplarına ait iki nötron ayrılma enerjisinin tensörsüz SkX ile tensörlü SkXa ve SkXb etkileşimleri ile değişiminin incelenmesi

Oksijen izotopları	SkX (MeV)	SkXa (MeV)	SkXb (MeV)	Deneysel (MeV)
16	21,5	23,4	23,36	28,88
22	19,8	--	17,64	10,65
24	11,2	--	11,13	6,35
28	2,6	3,90	3,92	1,19

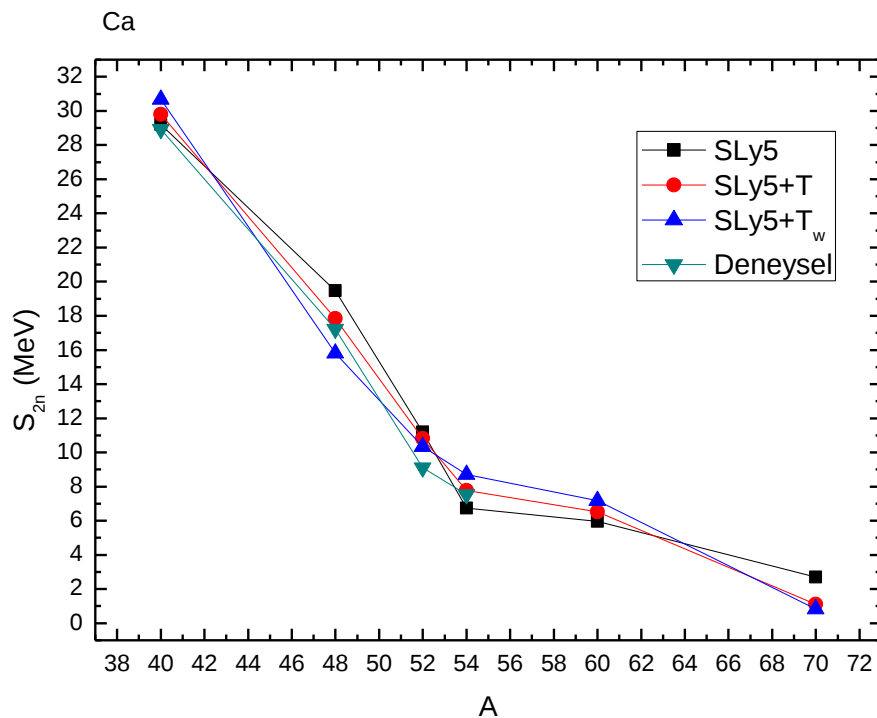
3.3.2 Z=20 Kapalı Kabuk İzotopları

Kalsiyum izotoplarına ait iki nötron ayrılma enerjileri değerleri tensörlü ve tensörsüz etkileşimlerle değişimi şekil 3.13 ile 3.14'da incelenmiştir. Şekil 3.13'de tensörsüz SLy5+T etkileşimi ile tensörlü SLy5+T ile SLy5+T_w etkileşimleri için sonuçlar

karşılaştırılmıştır. Şekil 3.14'de ise tensörsüz SkX etkileşimi ile tensörlü SkXa ve SkXb etkileşimleri için sonuçlar karşılaştırılmıştır.

^{40}Ca izotopu için iki nötron ayrılma enerjisi tensörsüz SLy5 ve SkX etkileşimleri için değeri sırasıyla 29,20 MeV ile 25,51 MeV olarak bulunmuştur. Tensörlü SLy5+T ile SLy5+T_w için sırasıyla 29,79 MeV ile 30,67 MeV olarak hesaplanırken, tensörlü SkXa ve SkXb etkileşimleri için bu değer sırasıyla 26,07 MeV ile 26,15 MeV olarak hesaplanmıştır. ^{40}Ca için iki nötron ayrılma enerjisinin deneysel değeri 28,92 MeV'dir [39].

^{48}Ca için tensörsüz SLy5 ve SkX etkileşimleriyle hesaplanan iki nötron ayrılma enerjisi değerleri sırasıyla 19,49 MeV ile 24,91 MeV olarak hesaplanmıştır. Tensörlü SLy5+T ve SLy5+T_w etkileşimleri için bu değer 17,83 MeV ile 15,81 MeV olarak hesaplanmıştır. Tensörlü SkXa ve SkXb etkileşimleri için iki nötron ayrılma enerjisi sırasıyla 22,73 MeV ile 22,74 MeV bulunmuştur. ^{48}Ca için deneysel iki nötron ayrılma enerjisinin değeri, 17,22 MeV'dir [39].



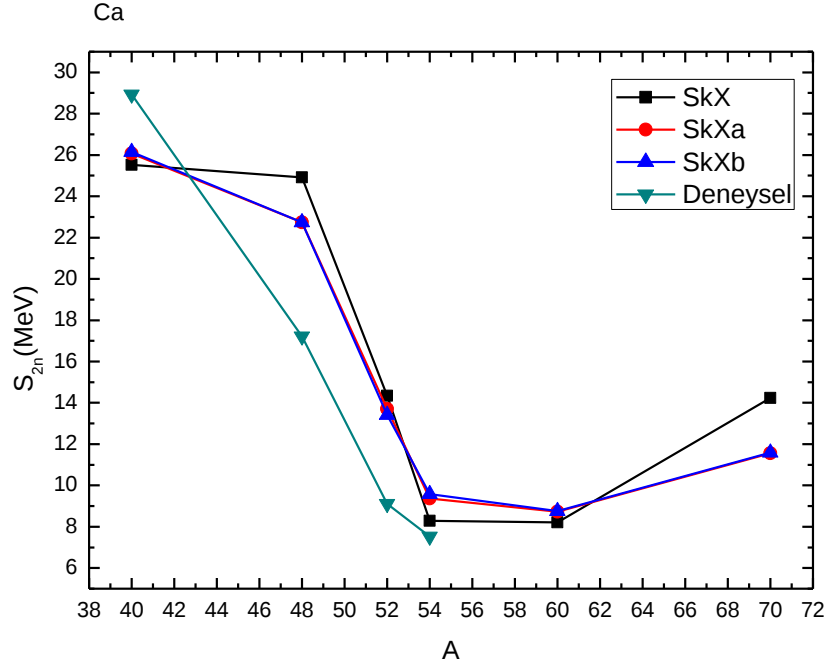
Şekil 3.13 Kalsiyum izotoplarına ait iki nötron ayrılma enerjilerinin (S_{2n}) tensörsüz SLy5 ile tensörlü SLy5+T ve SLy5+T_w etkileşimleri ile değişimi

^{52}Ca izotopu için iki nötron ayrılma enerjisi tensörsüz SLy5 ve SkX etkileşimleri için sırasıyla 11,18 MeV ile 14,33 MeV olarak hesaplandı. Tensörlü SLy5+T ve SLy5+T_w etkileşimleri için bu değer sırasıyla 10,81 MeV ile 10,34 MeV olarak hesaplanırken, tensörlü SkXa ve SkXb etkileşimleri için sırasıyla 13,69 MeV ile 13,40 MeV olarak bulunmuştur. ^{52}Ca izotopunun iki nötron ayrılma enerjisinin deneysel değeri 9,10 MeV'dir [39].

^{54}Ca için yapılan hesaplamalarda tensörsüz SLy5 ve SkX etkileşimleri için iki nötron ayrılma enerjisinin değeri sırasıyla 6,73 MeV ile 8,28 MeV bulunmuştur. SLy5+T ve SLy5+T_w tensörlü etkileşimleri ile yapılan hesaplamada bu değer sırasıyla 7,76 MeV ile 8,70 MeV bulunurken, tensörlü SkXa ve SkXb etkileşimleri için iki nötron ayrılma enerjisi sırasıyla 9,36 MeV ile 9,58 MeV olarak bulunmuştur. ^{54}Ca izotopunun deneysel iki nötron bağlanma enerjisi 7,53 MeV'dir [39].

^{60}Ca izotopunun iki nötron ayrılma enerjisi tensörsüz SLy5 ve SkX etkileşimleriyle yapılan hesaplamalarda sırasıyla 5,96 MeV ile 8,21 MeV olarak bulunmuştur. Tensörlü SLy5+T ve SLy5+T_w etkileşimleri için bu değer 6,52 MeV ile 7,18 MeV iken SkXa ve SkXb tensörlü etkileşimlerinde ise iki nötron ayrılma enerjisi sırasıyla 8,72 MeV ile 8,75 MeV olarak hesaplanmıştır.

^{70}Ca için iki nötron ayrılma enerjisi yapılan hesaplamalarda tensörsüz SLy5 ve SkX etkileşimleri için sırasıyla 2,70 MeV ile 14,24 MeV olarak bulunmuştur. Tensörlü SLy5+T ile SLy5+T_w etkileşimleri için sırasıyla 1,10 MeV ve 0,83 MeV bulunurken, SkXa ve SkXb tensörlü etkileşimleri için iki nötron ayrılma enerjisinin değeri sırasıyla 11,56 MeV ile 11,59 MeV olarak hesaplanmıştır.



Şekil 3.14 Kalsiyum izotoplarına ait iki nötron ayrılma enerjilerinin (S_{2n}) tensörsüz SkX ile tensörlü SkXa ve SkXb etkileşimleri ile değişimi

Kalsiyum izotoplarının iki nötron ayrılma enerjilerinin tensörlü ve tensörsüz etkileşimlerle yapılan hesaplamaları sonucunda, tensör etkileşiminin dahil edilmesi Kalsiyum çekirdeklerinin iki nötron ayrılma enerjilerini yaklaşık olarak 1 MeV ile 3,5 MeV değiştirmiştir. ^{40}Ca ve ^{48}Ca çekirdeklerine ait değerler incelendiğinde tensör etkileşiminin eklenmesi iki nötron ayrılma enerjisi değerlerini deneysel verilerden uzaklaştırırken, ^{52}Ca ve ^{54}Ca çekirdeklerinde ise deneysel verilere daha yakın sonuçlar elde edilmiştir. ^{60}Ca çekirdeğinde tensörün eklenmesiyle iki nötron ayrılma enerjisinde artış gözlemlenirken ^{70}Ca 'da azalma gözlemlenmiştir.

Çizelge 3.5 Kalsiyum izotoplarının iki nötron ayrılma enerjisinin tensörsüz SLy5 etkileşimi ile tensörlü SLy5+T ve SLy5+T_w etkileşimleri ile değişiminin karşılaştırılması

Kalsiyum izotopları	SLy5 (MeV)	SLy5+T (MeV)	SLy5+T _w (MeV)	Deneyisel (MeV)
40	29,20	29,79	30,67	28,92
48	19,46	17,83	15,81	17,22
52	11,18	10,81	10,34	9,10
54	6,73	7,76	8,70	7,53
60	5,96	6,52	7,18	--
70	2,70	1,10	0,83	--

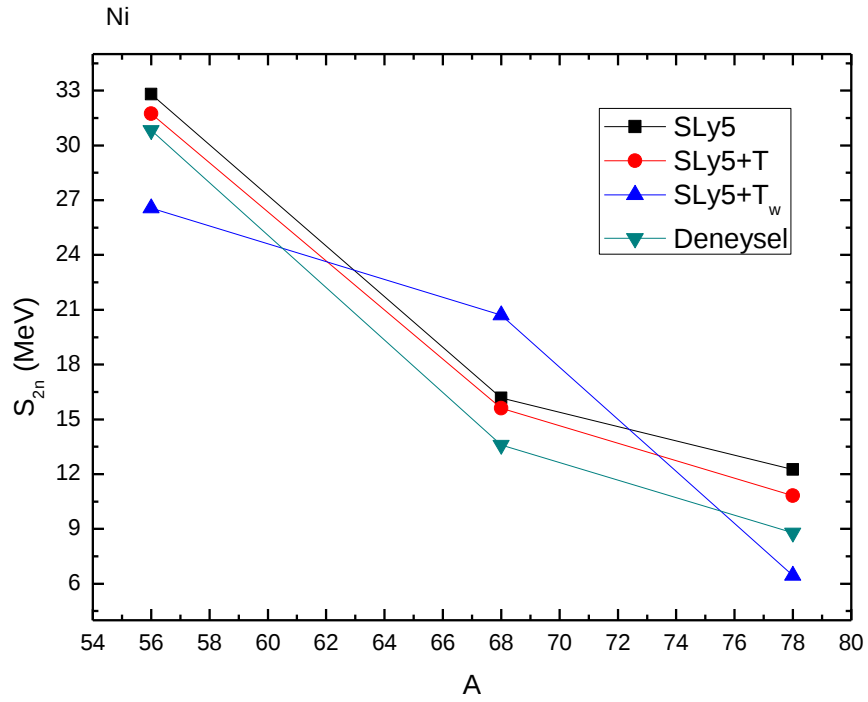
Çizelge 3.6 Kalsiyum izotoplarının iki nötron ayrılma enerjisinin tensörsüz SkX etkileşimi ile tensörlü SkXa ve SkXb etkileşimleri ile değişiminin karşılaştırılması

Kalsiyum izotopları	SkX (MeV)	SkXa (MeV)	SkXb (MeV)	Deneyisel (MeV)
40	25,51	26,07	26,15	28,92
48	24,91	22,73	22,74	17,22
52	14,33	13,69	13,40	9,10
54	8,28	9,36	9,58	7,53
60	8,21	8,72	8,75	--
70	14,24	11,56	11,59	--

3.3.3 Z=28 Kapalı Kabuk İzotopları

Şekil 3.15 ve şekil 3.16'da Ni izotoplarına ait iki nötron ayrılma enerjilerinin tensör katkısıyla değişimi incelenmiştir. Şekil 3.15'de tensörsüz SLy5 etkileşmesi ile tensörlü SLy5+T ve SLy5+T_w etkileşimleri için sonuçlar karşılaştırılırken, şekil 3.16'da tensörsüz SkX etkileşmesi ile tensörlü SkXa ve SkXb etkileşimleri için sonuçlar karşılaştırılmıştır.

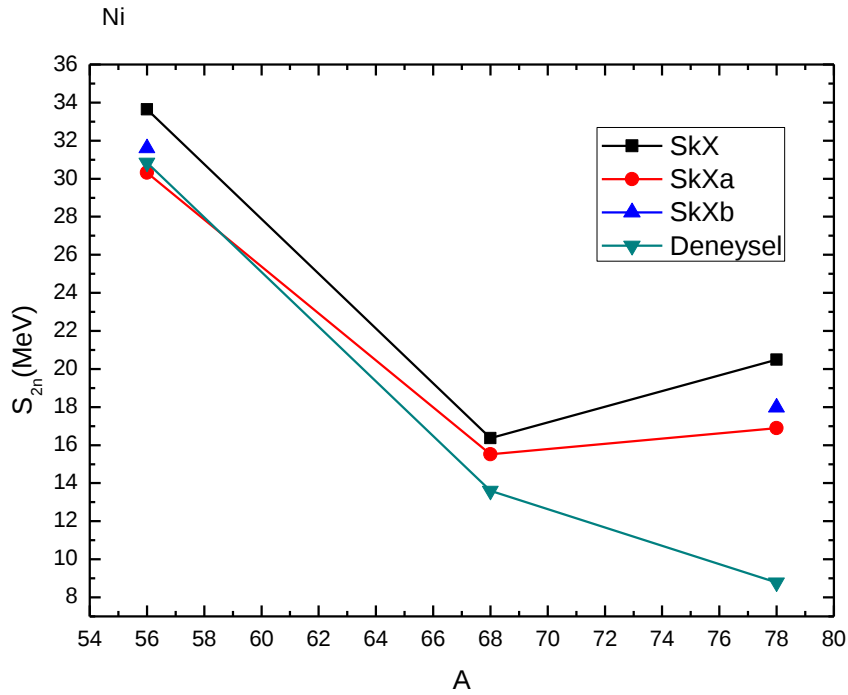
⁵⁶Ni için tensörsüz SLy5 ve SkX etkileşimleri ile yapılan hesaplamalarda iki nötron ayrılma enerjisi sırasıyla 32,81 MeV ile 33,64 MeV bulunmuştur. SLy5+T ve SLy5+T_w tensörlü etkileşimleri ile yapılan hesaplamalarda sırasıyla 31,73 MeV ile 26,55 MeV bulunurken, tensörlü SkXa ve SkXb etkileşimleri için iki nötron ayrılma enerjisi sırasıyla 30,31 MeV ile 31,60 MeV olarak bulunmuştur. ⁵⁶Ni için deneysel iki nötron ayrılma enerjisi 30,83 MeV'dir [39].



Şekil 3.15 Nikel izotoplarına ait iki nötron ayrılma enerjilerinin (S_{2n}) tensörsüz SLy5 ile tensörlü SLy5+T ve SLy5+T_w etkileşimleri ile değişimi

^{68}Ni izotopunun iki nötron ayrılma enerjisi tensörsüz SLy5 ve SkX etkileşimleri için sırasıyla 16,17 MeV ile 16,37 MeV olarak bulunmuştur. Tensörlü SLy5+T ve Sly5+T_w etkileşimleri için iki nötron ayrılma enerjisi sırasıyla 15,61 MeV ile 20,70 MeV olarak hesaplanırken, tensörlü SkXa etkileşimi için bu değer 15,52 MeV olarak bulunmuştur. ^{68}Ni izotopunun deneysel iki nötron ayrılma enerjisi değeri 13,60 MeV'dir [39].

^{78}Ni izotopu için iki nötron ayrılma enerjisi tensörsüz SLy5 ve SkX etkileşimleri kullanılarak yapılan hesaplamalarda sırasıyla 12,25 MeV ve 20,48 MeV olarak hesaplanmıştır. Tensörlü SLy5+T ve SLy5+T_w etkileşimleri için bu değer 10,82 MeV ile 6,45 MeV olarak hesaplanırken, tensörlü SkXa ve SkXb için 16,89 MeV ile 17,98 MeV olarak bulunmuştur. ^{78}Ni izotopunun deneysel iki nötron ayrılma enerjisi değeri 8,78 MeV'dir [39].



Şekil 3.16 Nikel izotoplarına ait iki nötron ayrılma enerjilerinin (S_{2n}) tensörsüz SkX ile tensörlü SkXa ve SkXb etkileşimleri ile değişimi

Çizelge 3.7: Nikel izotoplarına ait iki nötron ayrılma enerjisinin tensörsüz SLy5 etkileşimi ile tensörsüz SLy5+T ve SLy5+T_w etkileşimleri ile değişiminin karşılaştırılması

Nikel izotopları	SLy5 (MeV)	SLy5+T (MeV)	SLy5+T _w (MeV)	Deneyisel (MeV)
56	32,81	31,73	26,55	30,83
68	16,17	15,61	20,70	13,60
78	12,25	10,82	6,45	8,78

Çizelge 3.8: Nikel izotoplarına ait iki nötron ayrılma enerjisinin tensörsüz SkX ile tensörlü SkXa ve SkXb etkileşimleri ile değişiminin karşılaştırılması

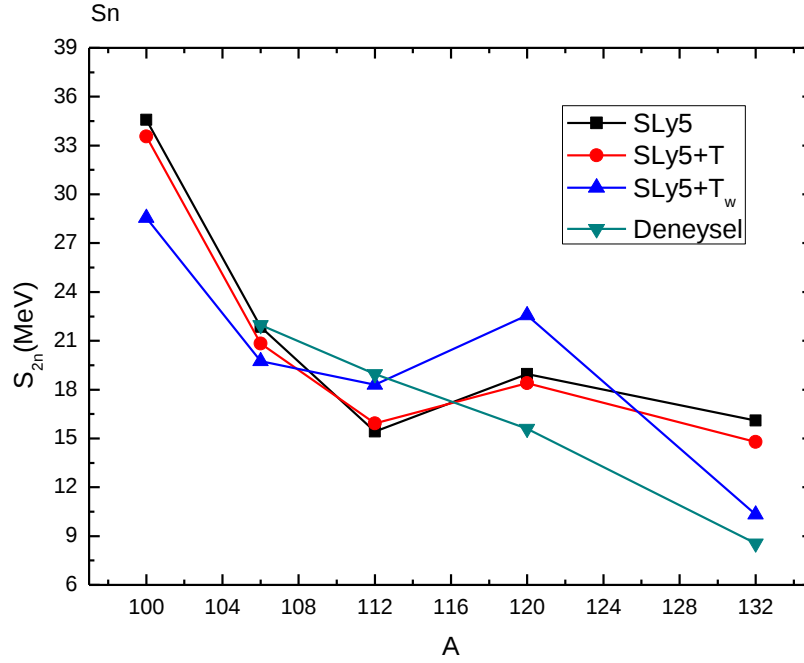
Nikel izotopları	SkX (MeV)	SkXa (MeV)	SkXb (MeV)	Deneyisel (MeV)
56	33,64	30,31	31,60	30,83
68	16,37	15,52	--	13,60
78	20,48	16,89	17,98	8,78

Tensör etkileşmesinin eklenmesi, Nikel izotoplarının iki nötron ayrılma enerjilerine etki ettiği gözlemlenmiştir. SLy5+T tensör etkileşmesi SLy5+T_w etkileşmesi ile kıyaslandığında deneyisel verilere daha yakın sonuçlar elde edilmiştir. Tensörün eklenmesiyle iki nötron ayrılma enerjisindeki ortalama değişim yaklaşık 1 MeV ile 5 MeV arasındadır. Z=28 izotoplarının iki nötron ayrılma enerjisinin tensör katkısı ile değişiminin incelendiği ve model olarak HF-BCS kullanılan başka bir çalışmada tensörlü ve tensörsüz sonuçlar deneyisel verilerle uyumlu olduğu gözlemlenmiştir [38].

3.3.4 Z=50 Kapalı Kabuk İzotopları

Kalay izotoplarına ait iki nötron ayrılma enerjilerinin tensörlü ve tensörsüz etkileşimlerle değişimi şekil 3.17 ile şekil 3.18'de incelenmiştir. Tensörsüz SLy5 ile tensörlü SLy5+T ve SLy5+T_w etkileşimleri için sonuçlar şekil 3.17'de, tensörsüz SkX ile tensörlü SkXa ve SkXb etkileşimleri için sonuçlar şekil 3.18'de karşılaştırılmıştır.

¹⁰⁰Sn izotopu için iki nötron ayrılma enerjisi tensörsüz SLy5 ve SkX etkileşimleri ile yapılan hesaplamalarda sırasıyla 34,58 MeV ile 35,41 MeV olarak bulunmuştur. Tensörlü SLy5+T ve SLy5+T_w etkileşimleri ile iki nötron ayrılma enerjisi sırasıyla 33,55 MeV ile 28,55 MeV olarak hesaplanırken, tensörlü SkXa ve SkXb etkileşimleri için bu değer 32,29 MeV ile 33,55 MeV olarak hesaplanmıştır.



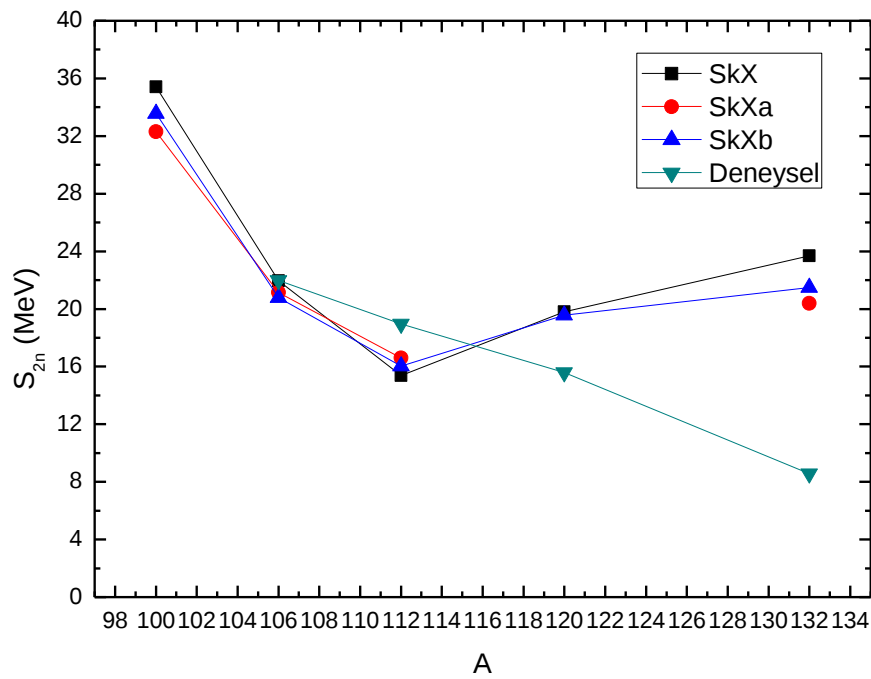
Şekil 3.17 Kalay izotoplarına ait iki nötron ayrılma enerjilerinin (S_{2n}) tensörsüz SLy5 ile tensörlü SLy5+T ve SLy5+T_w etkileşimleri ile değişimi

¹⁰⁶Sn izotopuna ait iki nötron ayrılma enerjisi tensörsüz SLy5 ve SkX etkileşimleri için sırasıyla 21,85 MeV ile 21,95 MeV olarak hesaplanmıştır. Tensörlü etkileşimler olan SLy5+T ve SLy5+T_w etkileşimler ile yapılan hesaplamalarda ¹⁰⁶Sn izotopunun iki nötron ayrılma enerjisi sırasıyla 20,83 MeV ile 19,75 MeV olarak bulunurken, tensörlü SkXa ve

SkXb etkileşimleri için bu değer sırasıyla 21,13 MeV ile 20,77 MeV olarak bulunmuştur.

^{106}Sn izotopuna ait deneysel iki nötron ayrılma enerjisi yaklaşık 21,97 MeV'dir [39].

^{112}Sn izotopunun iki nötron ayrılma enerjisi SLy5 ve SkX tensörsüz etkileşimleri ile sırasıyla 15,41 MeV ile 15,38 MeV olarak bulunmuştur. SLy5+T, SLy5+T_w, SkXa ve SkXb tensörlü etkileşimleri ile iki nötron ayrılma enerjisi sırasıyla 15,92 MeV, 18,30 MeV, 16,60 MeV ile 16,02 MeV olarak hesaplanmıştır. ^{112}Sn izotopunun deneysel iki nötron ayrılma enerjisinin yaklaşık değeri 15,59 MeV'dir [39].



Şekil 3.18 Kalay izotoplarına ait iki nötron ayrılma enerjilerinin (S_{2n}) tensörsüz SkX ile tensörlü SkXa ve SkXb etkileşimleri ile değişimi

^{120}Sn izotopu için tensörsüz SLy5 ve SkX etkileşimleriyle yapılan hesaplamalarda iki nötron ayrılma enerjisi sırasıyla 18,96 MeV ile 19,79 MeV bulunmuştur. Tensörlü SLy5+T, SLy5+T_w ve SkXb etkileşimleri için bu değer sırasıyla 18,38 MeV, 22,56 MeV ile 19,57 MeV olarak bulunmuştur. ^{120}Sn 'nin iki nötron ayrılma enerjisinin deneysel değeri 15,59 MeV'dir [39].

^{132}Sn izotopuna ait iki nötron ayrılma enerjisinin değeri tensörsüz SLy5 ve SkX etkileşimleri kullanılarak yapılan hesaplamalarda sırasıyla 16,10 MeV ile 23,69 MeV olarak bulunmuştur. Tensörlü SLy5+T ve SLy5+T_w etkileşimleri ile yapılan hesaplamalarda ise sırasıyla 14,78 MeV ile 10,31 MeV olarak hesaplanırken, tensörlü SkXa ve SkXb etkileşimleriyle yapılan hesaplamalarda sırasıyla 20,38 MeV ile 21,48 MeV olarak bulunmuştur. ^{132}Sn izotopunun iki nötron ayrılma enerjisinin deneysel değeri yaklaşık olarak 8,55 MeV'dir [39].

Çizelge 3.9: Kalay izotoplarına ait iki nötron ayrılma enerjisinin tensörsüz SLy5 etkileşimi ile tensörsüz SLy5+T ve SLy5+T_w etkileşimleri ile değişiminin karşılaştırılması

Kalay İzotopları	SLy5 (MeV)	SLy5+T (MeV)	SLy5+T _w (MeV)	Deneysel (MeV)
100	34,58	33,55	28,55	--
106	21,85	20,83	19,75	21,97
112	15,41	15,92	18,30	18,96
120	18,96	18,38	22,56	15,59
132	16,10	14,78	10,31	8,55

Çizelge 3.10: Kalay izotoplarına ait iki nötron ayrılma enerjisinin tensörsüz SkX ile tensörlü SkXa ve SkXb etkileşimleri ile değişiminin incelenme

Kalay İzotopları	SkX (MeV)	SkXa (MeV)	SkXb (MeV)	Deneysel (MeV)
100	35,41	32,29	33,55	--
106	21,95	21,13	20,77	21,97
112	15,38	16,60	16,02	18,96
120	19,79	--	19,57	15,59
132	23,69	20,39	21,48	8,55

Kalay izotoplarının iki nötron ayrılma enerjisinin tensör etkisi ile değişimi incelendiğinde, tensör etkileşmesinin eklenmesi sonucu deneysel verilere daha yakın sonuçlar elde edilmesine sebep olduğu görülür. Deneysel verilere en uygun değişim $SLy5+T$ ve $SLy5+T_w$ etkileşimlerinden elde edilmiştir.

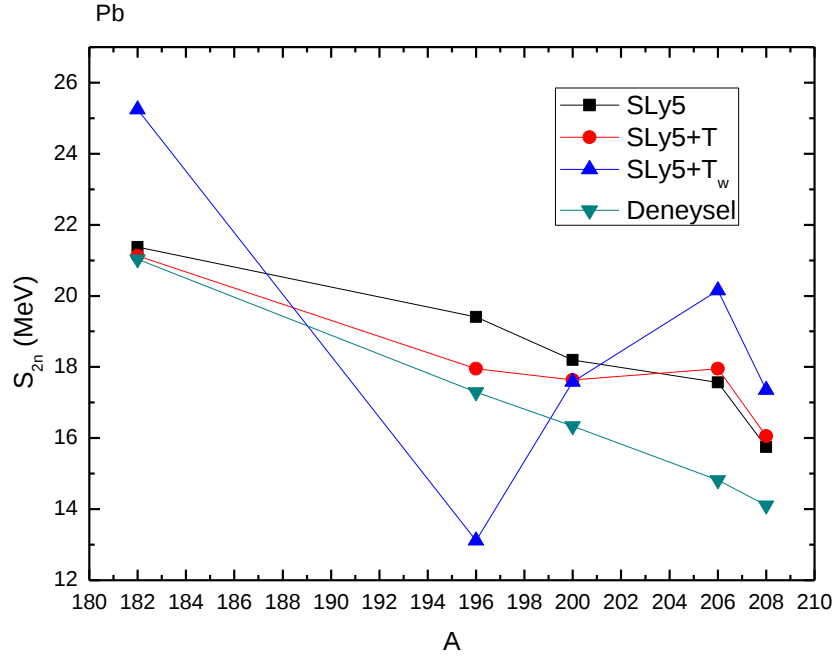
3.3.5 Z=82 Kapalı Kabuk İzotopları

Şekil 3.19 ve şekil 3.20'de Kurşun izotoplarına ait iki nötron ayrılma enerjilerinin tensörlü ve tensörsüz değişimi incelenmiştir. Şekil 3.19'da tensörsüz $SLy5$ etkileşimi ile tensörlü $SLy5+T$ ve $SLy5+T_w$ etkileşimleri için sonuçlar karşılaştırılırken, şekil 3.20'de tensörsüz SkX etkileşimi ile tensörlü $SkXa$ ve $SkXb$ etkileşimleri için sonuçlar karşılaştırılmıştır.

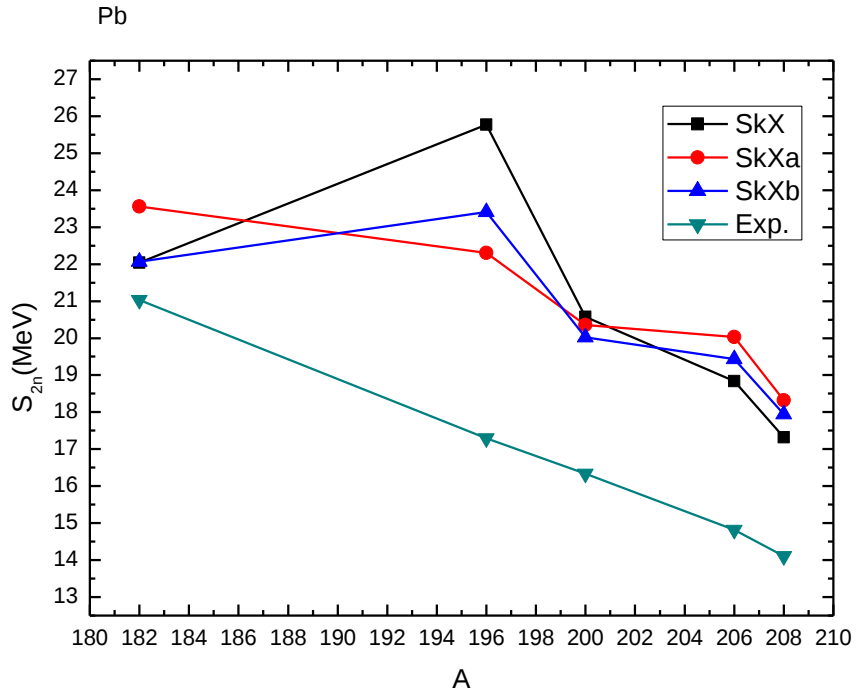
^{182}Pb izotopunun iki nötron ayrılma enerjisi tensörsüz $SLy5$ ve SkX etkileşimleri için sırasıyla 21,37 MeV ile 22,04 MeV olarak hesaplanmıştır. Tensörlü $SLy5+T$ ve $SLy5+T_w$ etkileşimleri için sırasıyla 21,12 MeV ile 25,24 MeV olarak hesaplanırken bu değer tensörlü $SkXa$ ve $SkXb$ etkileşimleri ile sırasıyla 23,56 MeV ile 22,06 MeV olarak bulunmuştur. ^{182}Pb izotopunun deneysel iki nöron ayrılma enerjisi yaklaşık olarak 21,03 MeV'dir [39].

^{196}Pb izotopu için tensörsüz $SLy5$ ve SkX etkileşimleri ile yapılan hesaplamalarda iki nötron ayrılma enerjisi sırasıyla 19,41 MeV ile 25,77 MeV olarak hesaplanmıştır. Tensörlü $SLy5+T$ ile $SLy5+T_w$ etkileşimleri için iki nötron ayrılma enerjisi sırasıyla 17,94 MeV ile 13,11 MeV bulunmuştur. ^{196}Pb izotopunun iki nötron ayrılma enerjisinin deneysel değeri yaklaşık olarak 17,29 MeV'dir [39].

^{200}Pb izotopunun iki nötron ayrılma enerjisi tensörsüz etkileşimler olan $SLy5$ ve SkX ile yapılan hesaplamalarda sırasıyla 18,19 MeV ve 20,57 MeV bulunmuştur. Tensörlü $SLy5+T$ ve $SLy5+T_w$ için sırasıyla 17,63 MeV ile 17,58 MeV olarak hesaplanırken tensörlü $SkXa$ ve $SkXb$ etkileşimleri için bu değer 20,35 MeV ile 20,02 MeV olarak bulunmuştur. ^{200}Pb için deneysel iki nötron bağlanma enerjisi yaklaşık olarak 16,33 MeV'dir [39].



Şekil 3.19 Kurşun izotoplarına ait iki nötron ayrılma enerjilerinin (S_{2n}) tensörsüz SLy5 ile tensörlü SLy5+T ve SLy5+T_w etkileşimleri ile değişimi



Şekil 3.20 Kurşun izotoplarına ait iki nötron ayrılma enerjilerinin (S_{2n}) tensörsüz SkX ile tensörlü SkXa ve SkXb etkileşimleri ile değişimi

^{206}Pb için ise tensörsüz SLy5 ve SkX ile yapılan hesaplarda iki nötron enerjisi 17,56 MeV ile 18,83 MeV bulunmuştur. Tensörlü etkileşimler olan SLy5+T, SLy5+T_w, SkXa ve SkXb etkileşimleri ile yapılan hesaplamalarda sırasıyla 17,95 MeV, 20,15 MeV, 20,02 MeV ile 19,43 MeV olarak bulunmuştur. ^{206}Pb için deneysel iki nötron ayrılma enerjisi yaklaşık olarak 14,81 MeV'dir [39].

^{208}Pb izotopunun iki nötron ayrılma enerjisi SLy5 ve SkX tensörsüz etkileşimleriyle sırasıyla 15,74 MeV ile 17,32 MeV olarak hesaplanmıştır. SLy5+T, SLy5+T_w, SkXa ve SkXb tensörlü etkileşimlerle yapılan hesaplamalarda sırasıyla 16,05 MeV, 17,35 MeV, 18,32 MeV, 17,93 MeV olarak bulunmuştur. ^{208}Pb izotopunun iki nötron ayrılma enerjisinin deneysel değeri yaklaşık olarak 14,10 MeV'dir [39].

Çizelge 3.11: Kurşun izotoplarına ait iki nötron ayrılma enerjisinin tensörsüz SLy5 etkileşimi ile tensörsüz SLy5+T ve SLy5+T_w etkileşimleri ile değişiminin karşılaştırılması

Kurşun izotopları	SLy5 (MeV)	SLy5+T (MeV)	SLy5+T _w (MeV)	Deneysel (MeV)
182	21,37	21,12	25,24	21,03
196	19,41	17,94	13,11	17,29
200	18,19	17,63	17,58	16,33
206	17,56	17,95	20,15	14,81
208	15,74	16,05	17,35	14,10

Çizelge 3.12: Kurşun izotoplarına ait iki nötron ayrılma enerjisinin tensörsüz SkX ile tensörlü SkXa ve SkXb etkileşimleri ile değişiminin incelenmesi

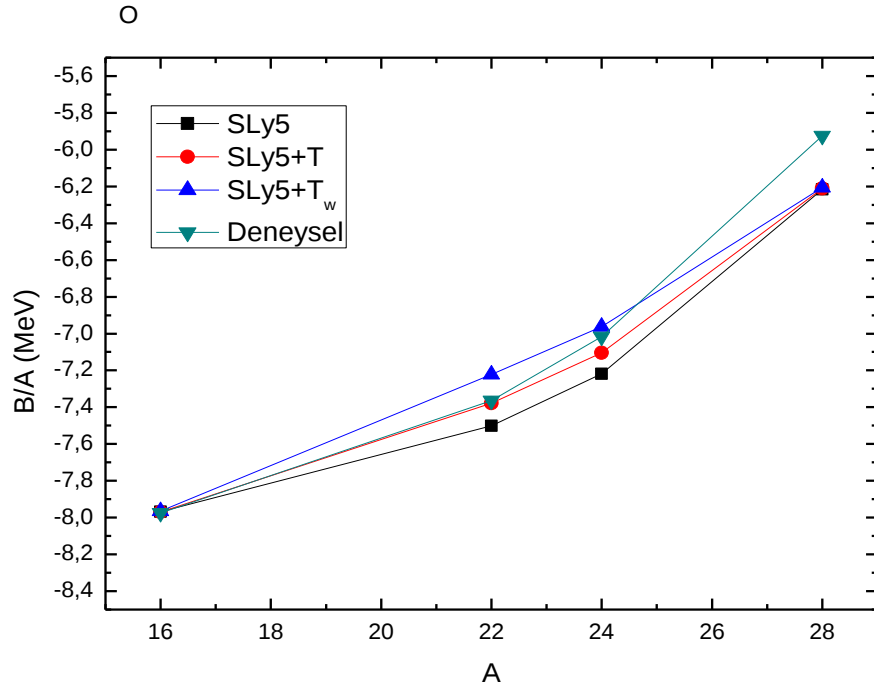
Kurşun İzotopları	SkX (MeV)	SkXa (MeV)	SkXb (MeV)	Deneyysel (MeV)
182	22,04	23,56	22,06	21,03
196	25,77	22,30	23,41	17,29
200	20,57	20,35	20,02	16,33
206	18,83	20,02	19,43	14,81
208	17,32	18,32	17,93	14,10

Farklı tensör etkileşimleri kullanılarak Kurşun izotoplarının iki nötron ayrılma enerjilerinin değişimi incelendiği çalışma da, tensör etkileşmesinin eklendiğinde Kurşun izotoplarının iki nötron ayrılma enerjilerinde belirgin bir değişim olduğu gözlemlenmiştir. Tensörlü SLy5+T ve SLy5+Tw etkileşmeleriyle yapılan hesapların SkXa ve SkXb tensörlü etkileşmeleriyle yapılan hesaplamalara göre deneysel verilerle daha yakın sonuçlar elde edilmiştir.

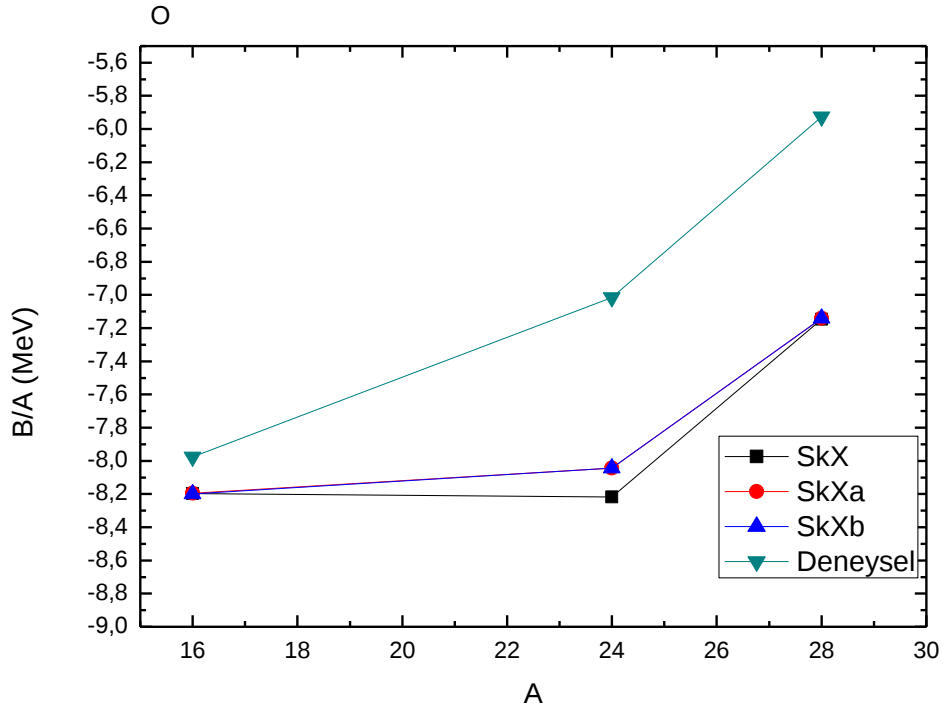
HF-BCS model kullanılarak Kurşun izotoplarının bağlanma enerjisi, proton enerji aralığı, tek parçacık enerjisi ve iki nötron ayrılma enerjisi gibi taban durum özelliklerinin incelendiği çalışmada tensör etkileşmesinin eklenmesi Kurşun izotoplarının iki nötron ayrılma enerjilerinin deneysel verilerle uyumlu olduğu gözlemlenmiştir [37]. Sadece HF model kullanarak yapmış olduğumuz çalışmamızda, tensör etkileşmesinin eklenmesiyle Kurşun izotoplarının iki nötron ayrılma enerjilerinin hesaplanan değerleri deneysel verilerle uyumlu olduğu gözlemlenmiştir.

3.4 Bağlanma Enerjisi

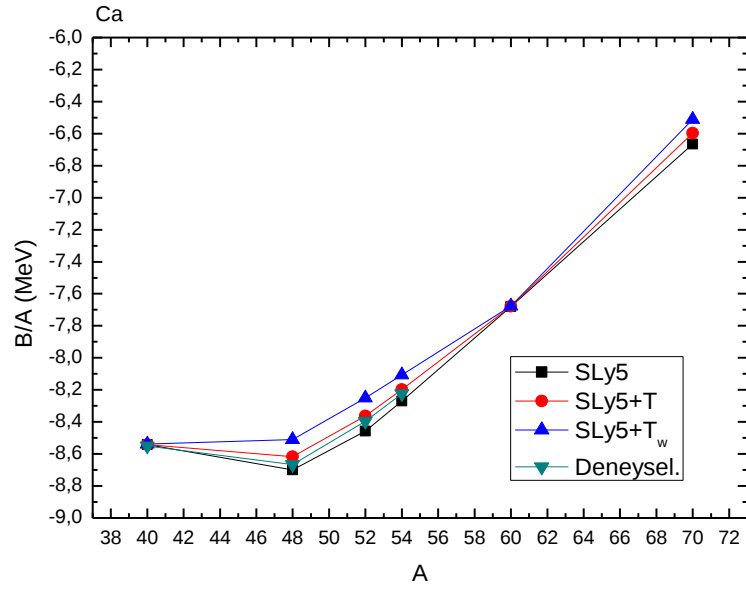
Oksijen (O), Kalsiyum (Ca), Nikel (Ni), Kalay (Sn), Kurşun (Pb) izotoplarının bağlanma enerjilerinin tensör katkısıyla değişimi şekil 3.21 - 30 'da incelenmiştir. Tensörsüz SLy5 ve SkX etkileşimleri ile tensörlü SLy5+T, SLy5+T_w, SkXa ve SkXb etkileşimleri için sonuçlar karşılaştırılmıştır. şekiller incelendiğinde tensörün bağlanma enerjisine etkisi ihmal edilebilir derecede azdır. Tensör etkileşimi eklendiğinde bağlanma enerjisindeki değişim yaklaşık olarak 0,05 MeV ile 2 MeV arasında olduğu görölmüştür. Bağlanma enerjisine tensör etkileşiminin katkısının çok az olması beklenen bir sonuçtur [37].



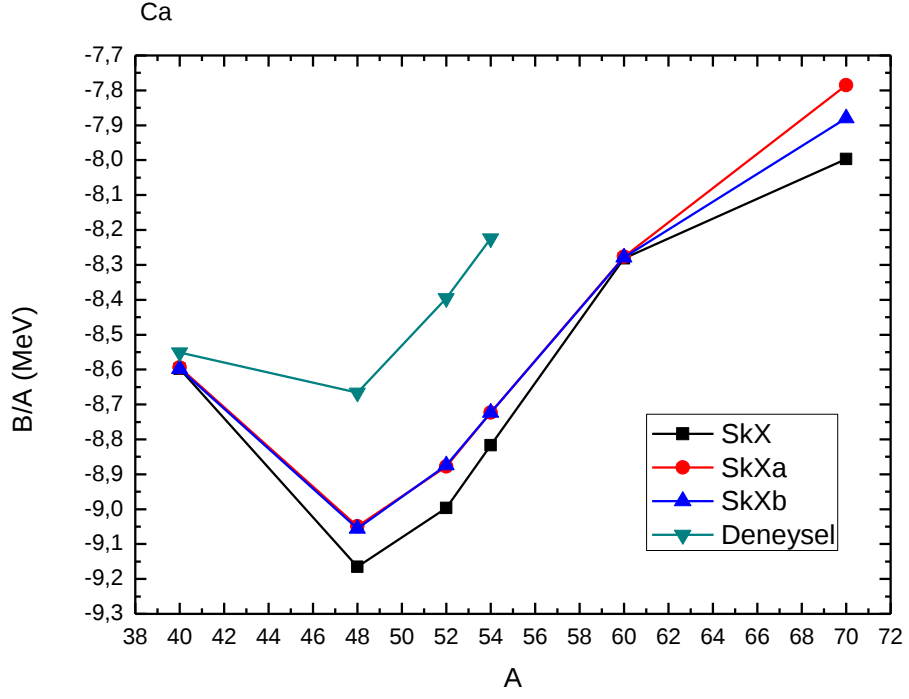
şekil 3.21 Oksijen izotoplarının bağlanma enerjilerinin tensörsüz SLy5 ve tensörlü SLy5+T ve SLy5+T_w etkileşimleriyle karşılaştırılması



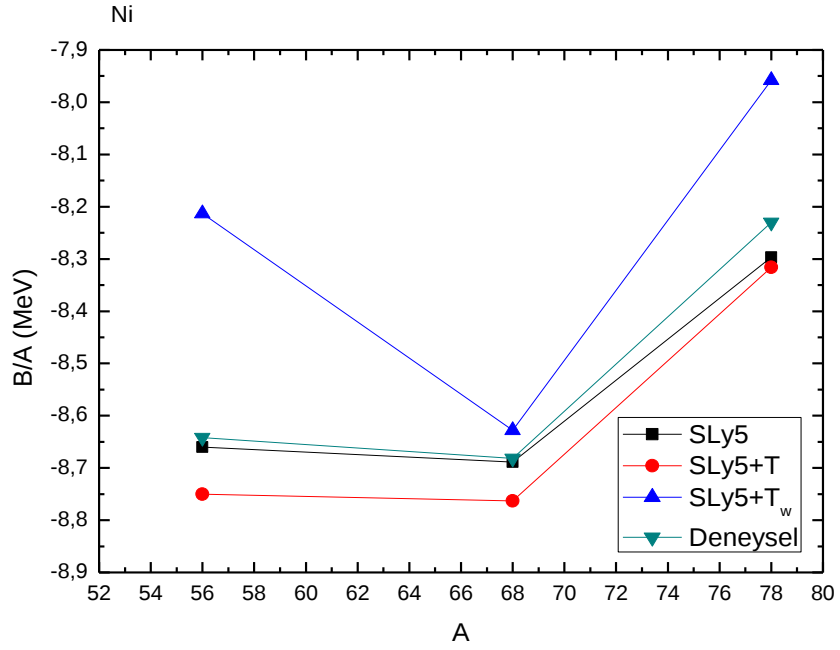
Şekil 3.22: Oksijen izotoplarının bağlanma enerjilerinin tensörsüz SkX ve tensörlü SkXa, SkXb etkileşimleriyle karşılaştırılması



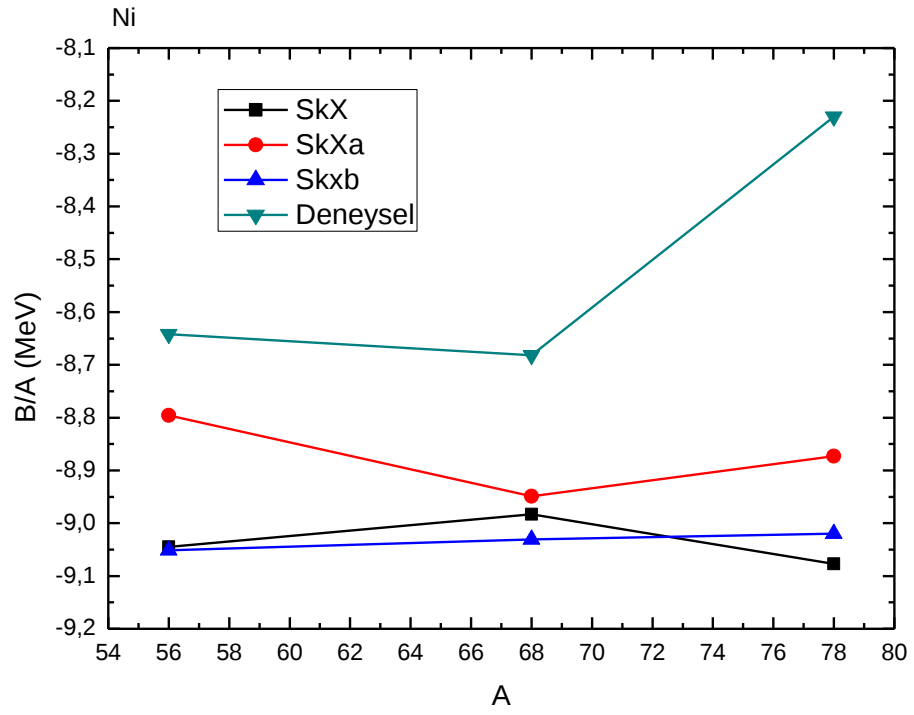
Şekil 3.23 Kalsiyum izotoplarının bağlanma enerjilerinin tensörsüz SLy5 ve tensörlü SLy5+T ve SLy5+T_w etkileşimleriyle karşılaştırılması



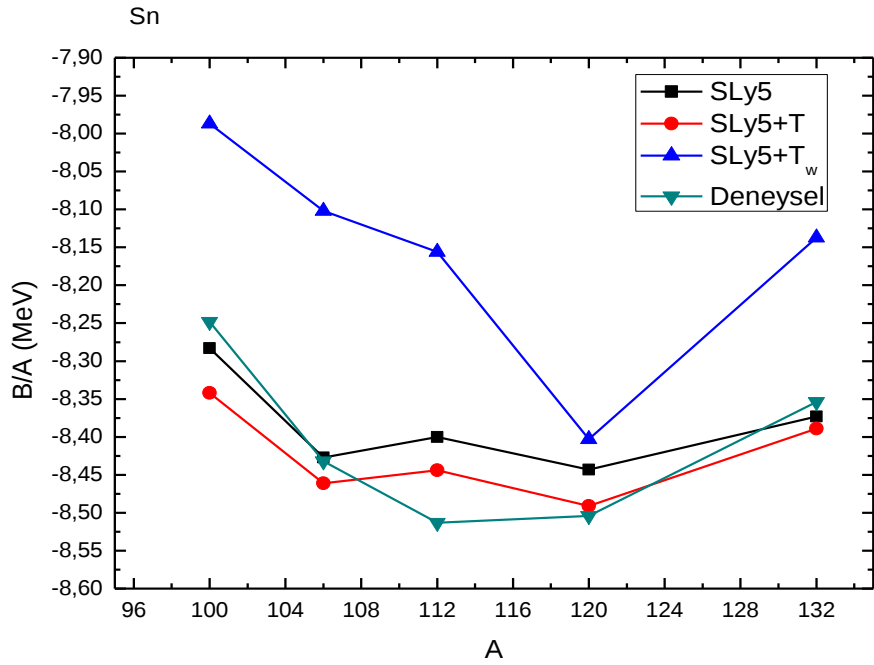
Şekil 3.24 Kalsiyum izotoplarının bağlanma enerjilerinin tensörsüz SkX ve tensörlü SkXa, SkXb etkileşimleriyle karşılaştırılması



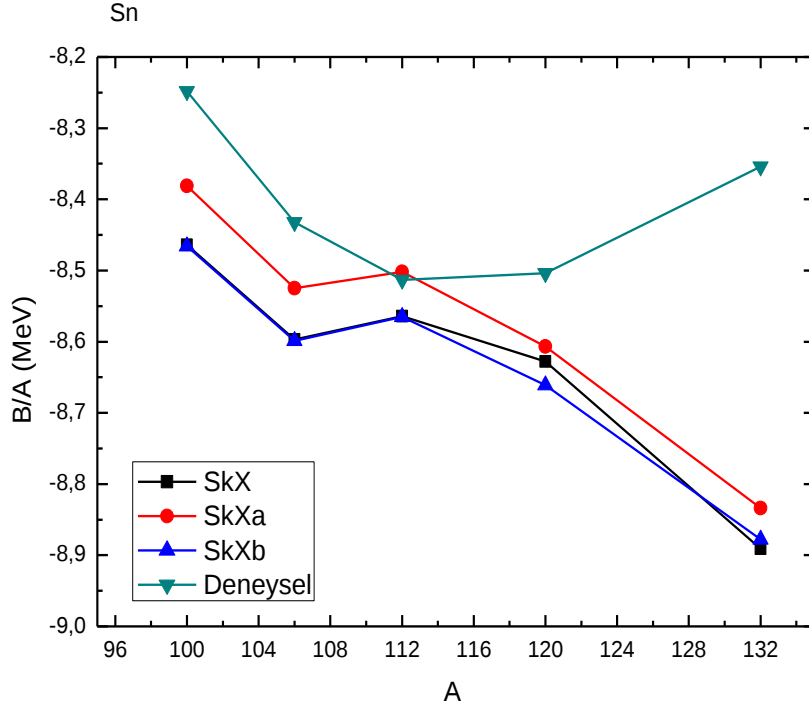
Şekil 3.25 Nikel izotoplarının bağlanma enerjilerinin tensörsüz SLy5 ve tensörlü SLy5+T ve SLy5+T_w etkileşimleriyle karşılaştırılması



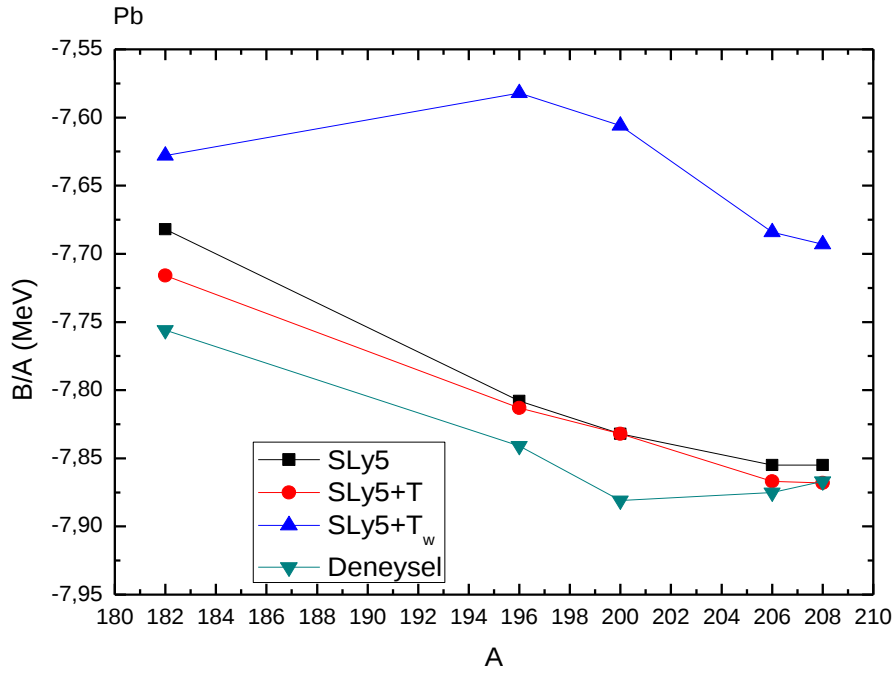
Şekil 3.26 Nikel izotoplarının bağlanma enerjilerinin tensörsüz SkX ve tensörlü SkXa, SkXb etkileşimleriyle karşılaştırılması



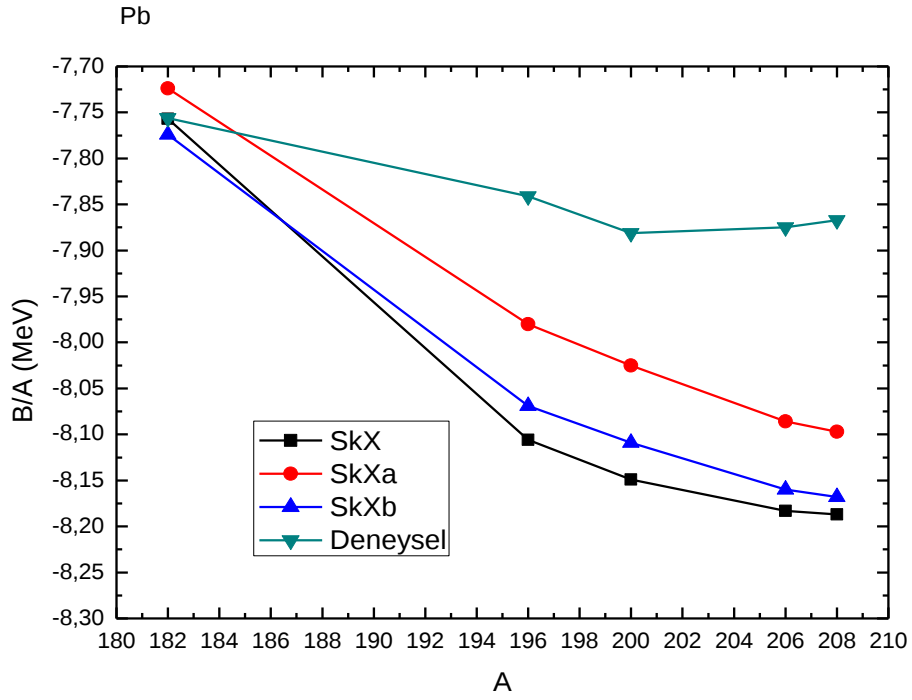
Şekil 3.27 Kalay izotoplarının bağlanma enerjilerinin tensörsüz SLy5 ve tensörlü SLy5+T ve SLy5+T_w etkileşimleriyle karşılaştırılması



Şekil 3.28 Kalay izotoplarının bağlanma enerjilerinin tensörsüz SkX ve tensörlü SkXa, SkXb etkileşimleriyle karşılaştırılması



Şekil 3.29 Kurşun izotoplarının bağlanma enerjilerinin tensörsüz SLy5 ve tensörlü SLy5+T ve SLy5+T_w etkileşimleriyle karşılaştırılması



Şekil 3.30 Kurşun izotoplarının bağlanma enerjilerinin tensörsüz SkX ve tensörlü SkXa, SkXb etkileşimleriyle karşılaştırılması

3.4 Spin Yörünge Yarılımları

Çizelge 3.13 Spin-yörünge yarılımlarının tensör katkısı ile değişimi (SLy5)

¹⁶ O	SLy5 (MeV)	SLy5+T (MeV)	SLy5+T _w (MeV)	Deneysel(MeV)
Δ1p	-6,57	-6,39	-5,91	-6,18
Δ1d	-6,57	-7,19	-6,96	-5,27
⁴⁰ Ca	SLy5 (MeV)	SLy5+T (MeV)	SLy5+T _w (MeV)	Deneysel(MeV)
Δ1d	-6,95	-7,00	-6,74	-6,75
Δ1f	-8,44	-8,49	-8,24	-5,24
Δ2p	-2,16	-2,14	-2,24	-2,00
⁴⁸ Ca	SLy5 (MeV)	SLy5+T (MeV)	SLy5+T _w (MeV)	Deneysel(MeV)
Δ1d	-6,74	-4,61	-2,49	-5,03
Δ1f	-9,26	-7,11	-4,38	-8,01
Δ2p	-2,06	-1,53	-1,31	-1,67
¹³² Sn	SLy5 (MeV)	SLy5+T (MeV)	SLy5+T _w (MeV)	Deneysel(MeV)
Δ1h	-9,77	-10,32	-3,30	-6,51
Δ2d	-2,42	-2,97	-1,45	-1,93
Δ2f	-2,92	-3,18	-1,55	-1,94
Δ3p	-0,65	-0,66	-0,41	-0,59
²⁰⁸ Pb	SLy5 (MeV)	SLy5+T (MeV)	SLy5+T _w (MeV)	Deneysel(MeV)
Δ1i	-9,05	-9,64	-3,33	-5,81
Δ2g	-3,47	-3,70	-2,03	-2,38
Δ2f	-3,18	-3,34	-1,83	-2,18
Δ3p	-1,16	-1,18	-0,74	-0,40
Δ3d	-1,16	-1,17	-0,78	-0,89

Çizelge 3.14 Spin-yörünge yarılmalarının tensör katkısı ile değişimi (SkX)

¹⁶ O	SkX (MeV)	SkXa (MeV)	SkXb (MeV)	Deneysel(MeV)
Δ1p	-7,73	-7,57	-7,75	-6,18
Δ1d	-9,95	-9,82	-9,96	-5,27
⁴⁰ Ca	SkX (MeV)	SkXa (MeV)	SkXb (MeV)	Deneysel(MeV)
Δ1d	-8,13	-8,16	-8,14	-6,75
Δ1f	-10,99	-10,87	-11,00	-5,24
Δ2p	-2,50	-2,81	-2,50	-2,00
⁴⁸ Ca	SkX (MeV)	SkXa (MeV)	SkXb (MeV)	Deneysel(MeV)
Δ1d	-7,29	-5,19	-4,77	-5,03
Δ1f	-11,45	-8,58	-8,43	-8,01
Δ2p	-2,13	-2,15	-1,72	-1,67
¹³² Sn	SkX (MeV)	SkXa (MeV)	SkXb (MeV)	Deneysel(MeV)
Δ1h	-11,07	-7,52	-10,53	-6,51
Δ2d	-2,09	-2,66	-3,11	-1,93
Δ2f	-3,48	-3,14	-3,76	-1,94
Δ3p	-0,96	-0,94	-1,02	-0,59
²⁰⁸ Pb	SkX (MeV)	SkXa (MeV)	SkXb (MeV)	Deneysel(MeV)
Δ1i	-9,74	-6,78	-9,36	-5,81
Δ2g	-4,04	-3,65	-4,24	-2,38
Δ2f	-3,38	-3,09	-3,55	-2,18
Δ3p	-1,31	-1,21	-1,35	-0,40
Δ3d	-1,59	-1,52	-1,66	-0,89

^{16}O , ^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{132}Sn ve ^{208}Pb çekirdeklerine ait spin yörünge yarılımlarının tensör katkısı ile değişimi ve enerji değerleri Tablo 1 ve Tablo 2 'de gösterilmiştir. Tablo 1'de tensörsüz SLy5 ve tensörlü SLy5+T ve SLy5+T_w etkileşimleri için sonuçlar karşılaştırılırken, Tablo 2'de tensörsüz SkX ve tensörlü SkXa ve SkXb etkileşimleri için sonuçlar karşılaştırılmıştır.

^{16}O ve ^{40}Ca çekirdeklerinin spin yörünge yarılımlarının tensör katkısı ile değişimi incelendiğinde, tensör etkileşiminin eklenmesi spin yörünge yarılımlarını yaklaşık olarak 0,02 MeV ile 0,6 MeV arasında değiştirmiştir. Tensör etkileşmelerinin hafif çekirdeklerde etkin olmadığı bilinmektedir ve çalışmamızda ^{16}O ve ^{40}Ca çekirdeklerinin spin yörünge yarılımlarında tensörün etkisinin ihmal edilecek kadar az olduğu gözlemlenmiştir.

^{48}Ca çekirdeğinin spin yörünge yarılımlarının tensör katkısı ile değişimi incelendiğinde, tensör etkileşmesinin eklenmesi spin yörünge yarılımlarını yaklaşık olarak 0,02 MeV ile 4.1 MeV arasında değişmesine sebep olmuştur. Tensörlü etkileşimlerle yapılan hesaplamaların deneysel verilere daha uyumlu olduğu gözlemlenmiştir [40].

^{132}Sn ve ^{208}Pb çekirdekleri nötron bakımından zengin ve ağır çekirdeklerdir. Tensör etkileşmesinin etkilerinin daha net görüldüğü çekirdekler ağır çekirdeklerdir. ^{132}Sn çekirdeğinin tensörsüz SLy5 ve SkX etkileşmeleri için $\Delta 1h (\varepsilon(1h_{11/2}) - \varepsilon(1h_{9/2}))$ değeri sırasıyla 9,77 MeV ile 11,07 MeV olarak bulunmuştur. Tensörlü SLy5+T, SLy5+T_w, SkXa ve SkXb etkileşimleri için sırasıyla 10,32 MeV, 3,30 MeV, 7,52 MeV, 10,53 MeV olarak hesaplanmıştır.

^{132}Sn için $\Delta 2d (\varepsilon(2d_{5/2}) - \varepsilon(2d_{3/2}))$ değeri tensörsüz SLy5 ve SkX etkileşmeleri için sırasıyla 2,42 MeV ile 2,09 MeV olarak bulunurken bu değer tensörlü SLy5+T, SLy5+T_w, SkXa ve SkXb tensörlü etkileşmeleri için ise sırasıyla 2,97 MeV, 1,45 MeV, 2,66 MeV ile 3,11 MeV olarak hesaplanmıştır.

^{132}Sn çekirdeğinin $\Delta 2f (\varepsilon(2f_{7/2}) - \varepsilon(2f_{5/2}))$ değeri tensörsüz SLy5 ve SkX etkileşimleri ile yapılan hesaplamalarda sırasıyla 2,92 MeV ile 3,48 MeV olarak bulunmuştur. Tensörlü

SLy5+T, SLy5+T_w, SkXa ve SkXb tensörlü etkileşmeleri için ise sırasıyla 3,18 MeV, 1,55 MeV, 3,14 MeV ile 3,76 MeV bulunmuştur.

¹³²Sn çekirdeği için $\Delta 3p (\varepsilon(3p_{3/2}) - \varepsilon(3p_{1/2}))$ değeri tensörsüz SLy5 ve SkX etkileşmeleri için sırasıyla 0,65 MeV ile 0,96 MeV olarak bulunmuştur. Tensörlü SLy5+T, SLy5+T_w, SkXa ve SkXb etkileşmeleri için $\Delta 3p$ değeri sırasıyla 0,66 MeV, 0,41 MeV, 0,94 MeV ile 1,02 MeV olarak bulunmuştur.

¹³²Sn çekirdeğinin spin yörünge yarılımlarının tensörlü ve tensörsüz etkileşim için yapılan hesaplamaları incelendiğinde, tensör etkileşmesinin en çok etki ettiği değer $\Delta 1h$ değeridir ve tensör etkileşimleri $\Delta 1h$ değerini yaklaşık olarak 0,55 MeV ile 6,47 MeV arasında değiştirmiştir. ¹³²Sn çekirdeğine ait $\Delta 2d$, $\Delta 2f$ ve $\Delta 3p$ değerlerinin tensörlü ve tensörsüz etkileşimlerle yapılan hesapları incelendiğinde, tensör etkileşmesinin eklenmesi bu spin yörünge yarılımlarını yaklaşık olarak 0,01 MeV ile 1,63 MeV arasında değiştirmiştir. Tensör etkileşmesinin eklenmesinin ¹³²Sn çekirdeğinin $\Delta 2d$, $\Delta 2f$ ve $\Delta 3p$ değerini çok az değiştirdiğini ve deneysel verilerle uyumlu sonuçlar elde ettiğimizi söyleyebiliriz [40].

²⁰⁸Pb çekirdeğinin $\Delta 1i (\varepsilon(1i_{13/2}) - \varepsilon(1i_{11/2}))$ değerinin tensörsüz SLy5 ve tensörlü SkX etkileşmeleri ile yapılan hesaplamalarında sırasıyla 9,05 MeV ile 9,74 MeV olarak bulunmuştur. Tensörlü SLy5+T, SLy5+T_w, SkXa ve SkXb etkileşimleri için ise sırasıyla 9,64 MeV, 3,33 MeV, 6,78 MeV ile 9,36 MeV olarak bulunmuştur.

²⁰⁸Pb çekirdeğinin $\Delta 2g (\varepsilon(2g_{9/2}) - \varepsilon(2g_{7/2}))$ değeri tensörsüz SLy5 ve SkX etkileşimleri için sırasıyla 3,47 MeV ile 4,04 MeV olarak bulunurken, tensörlü SLy5+T, SLy5+T_w, SkXa ve SkXb etkileşimleri için ise bu değer sırasıyla 3,70 MeV, 2,03 MeV, 3,65 MeV ile 4,24 MeV olarak bulunmuştur.

²⁰⁸Pb çekirdeğine ait $\Delta 2f (\varepsilon(2f_{7/2}) - \varepsilon(2f_{5/2}))$ değeri tensörsüz SLy5 ve SkX etkileşmeleri ile yapılan hesaplamalarda sırasıyla 3,18 MeV ile 3,38 MeV olarak hesaplanırken, tensörlü SLy5+T, SLy5+T_w, SkXa ve SkXb etkileşimleri için bu değer sırasıyla 3,34 MeV, 3,05 MeV, 1,83 MeV, 3,35 MeV olarak bulunmuştur.

²⁰⁸Pb çekirdeğinin $\Delta 3p (\varepsilon(3p_{3/2}) - \varepsilon(3p_{1/2}))$ değeri tensörsüz SLy5 ve SkX etkileşimleri için sırasıyla 1,16 MeV ile 1,31 MeV olarak bulunmuştur. Tensörlü SLy5+T, SLy5+T_w,

SkXa ve SkXb etkileşimleri için ise sırasıyla 1,18 MeV, 1,2 MeV, 0,74 MeV ile 1,35 MeV olarak hesaplanmıştır.

^{208}Pb çekirdeğine ait $\Delta 3d$ ($\varepsilon(3d_{5/2}) - \varepsilon(3d_{3/2})$) değeri tensörsüz SLy5 ve skX etkileşimleri ile yapılan hesaplamalarda sırasıyla 1,16 MeV ile 1,59 MeV olarak bulunmuştur. Tensörlü SLy5+T, SLy5+T_w, SkXa ve SkXb etkileşimleri için sırasıyla 1,17 MeV, 0,78 MeV, 1,52 MeV ile 1,86 MeV olarak bulunmuştur.

^{208}Pb çekirdeğinin $\Delta 1i$, $\Delta 2g$, $\Delta 2f$, $\Delta 3p$ ve $\Delta 3d$ spin yörünge yarımalarının enerji değerleri tensörlü ve tensörsüz etkileşimlerle değerleri hesaplanmıştır. yapılan hesaplamalarda tensör etkileşmesinin eklenmesi $\Delta 1i$, $\Delta 2g$, $\Delta 2f$, $\Delta 3p$ ve $\Delta 3d$ spin yörünge yarımalarının değerlerini yaklaşık olarak 0,01 MeV ile 6,62 MeV arasında değiştirmiştir. Tensör etkileşmesi en çok $\Delta 1i$ spin yörünge yarılmasını etkilemiş ve değerini yaklaşık olarak 0,59 MeV ile 6,62 MeV arasında değiştirmiştir. Yapılan hesaplamalar deneysel verilerle karşılaştırıldığında, elde edilen sonuçlar deneysel verilerle oldukça uyumlu olduğu gözlemlenmiştir [40].

^{132}Sn çekirdeğinin $\Delta 1h$, ^{208}Pb çekirdeğinin $\Delta 1i$ spin yörünge yarımaları tensör etkileşmesinden en çok etkilenen değerlerdir. h yörüngesinin açısal momentum değeri $l=5$ ve i yörüngesinin açısal momentum değeri $l=6$ 'dır. Açısal momentum değerlerine bakarak tensör etkileşmelerinin yüksek açısal momentum değerlerinde daha çok etkili olduğu söylenebilir.

SONUÇ VE ÖNERİLER

Bu çalışmada koordinat uzayında Hartree-Fock yöntemi kullanılarak hafif, orta ve ağır çekirdeklerde spin yörünge yarılmalarının ve proton enerji aralıklarının değerleri ile çekirdeklerin bağlanma enerjilerinin ve iki nötrn ayrılma enerjilerinin tensör etkileşimi ile değişimi incelenmiştir. Çalışmada Oksijen (O), Kalsiyum (Ca), Nikel (Ni), Kalay (Sn) ve Kurşun (Pb) kapalı kabuk izotopları kullanılmıştır. Hesaplamalar tensörsüz etkileşimler olan SLy5 ve SkX Skyrme etkileşimleri ile tensör etkileşimleri içeren SLy5+T, SLy5+T_w, SkXa ve SkXb etkileşimleri ile yapılmıştır.

Giriş bölümünden tensör etkileşmelerinin tarihsel gelişimi ele alınmıştır. Literatürde nükleer fiziğin ilk zamanlarında tensör etkileşmesinin özellikle dikkate alınmamış olması ve son zamanlar öneminin anlaşılacak farklı model ve yaklaşımlarla çekirdeklerin özelliklerini incelemeye kullanılmaya başlandığı vurgulanmıştır.

İkinci bölümde çalışmamızda kullandığımız Hartree-Fock yöntemi, Skyrme kuvvetleri ile tensör etkileşmeleri detaylı olarak ele alınmıştır. İlk olarak Hartree-Fock denklemlerinin nasıl elde edildiği ve işleyiş şekli ele alınmıştır. Daha sonra Skyrme kuvvetinin denklemleri elde edilerek, farklı Skyrme kuvvetlerinin tarihsel gelişimi anlatılmış ve bazı Skyrme kuvvetlerinin parametreleri verilmiş son olarak tensör kuvvetinin işleyişi hakkında bilgiler verilerek Skyrme kuvvetiyle nasıl kullanıldığı gösterilmiştir.

Üçüncü bölümde hesaplamalarımızdan elde ettiğimiz sonuçlar değerlendirilmiştir. İlk olarak kapalı kabuk çekirdeklerin proton enerji aralıkları incelenmiştir. Proton enerji aralığı çekirdekler için genel olarak protonların son dolu yörüngesinin enerjisiyle ilk boş

yörünge enerjisi farkı olarak tanımlanmıştır. Tensörsüz SLy5 ve tensörlü SLy5+T ile SLy5+T_w etkileşimlerinden elde edilen sonuçlarla, tensörsüz SkX ve tensörlü SkXa ve SkXb etkileşimleri için sonuçlar ayrı ele alınmıştır. Yapılan hesaplamalar sonucunda tensör etkileşmesinin hesaplamalara katılması çekirdeğin kabuk yapısına etki ettiğinden proton enerji aralıklarını değiştirdiği gözlemlenmiştir.

Çalışmada kullanılan kapalı kabuk çekirdeklerin izotoplarına ait iki nötron ayrılma enerjisinin tensör katkısı ile değişimi incelenmiştir. Tensör etkileşmesi ile yapılan hesaplamalar sonucunda elde edilen verilerin deneysel verilerle uyumlu olduğu gözlemlenmiştir.

Kapalı kabuk çekirdeklerin bağlanma enerjilerinin tensör kuvveti ile değişimi incelenmiş ve tensör etkileşmesinin kapalı kabuk çekirdeklerin bağlanma enerjilerine etkisi yaklaşık olarak 0,05 MeV ile 2 MeV arasında olduğu ve deneysel verilerle uyumlu olduğu gözlemlenmiştir.

Son olarak kapalı kabuk çekirdeklerin spin yörünge yarılmalarının tensör katkısı ile değişimi incelenmiştir. Çalışmada ¹⁶O, ⁴⁰Ca, ⁴⁸Ca, ¹³²Sn ve ²⁰⁸Pb çekirdekleri kullanılmıştır. Yapılan hesaplamalar sonucunda tensör etkileşmesinin hafif çekirdeklerin spin yörünge yarılmalarına etki etmediği ve elde edilen sonuçların deneysel verilerle uyumlu olduğu gözlemlenmiştir. Orta ve ağır çekirdeklere baktığımızda ise tensör etkileşmesinin etkileri bu çekirdeklere daha belirgin olduğu gözlemlenmiştir.

- [1] Daniel Bazin Nature, (2012), "Nuclear Physics: Symmetrical tin", 330-33
- [2] T.H.R Skyrme, (1958), " The Spin Orbit Interaction in Nuclei", Nucl. Phys. 9, 615.
- [3] Decharge J., Gogny D., (1980), PRC 21, 1568.
- [4] Stone R. and Reinhard P. G., (2007), "The Skyrme Interaction in Finite Nuclei and Nuclear matter", Part Nucl. Phys., 58, 587-657.
- [5] Vautherin D., (1972), " Hartree-Fock Calculations with Skyrme's Interaction 1. Spherical Nuclei", PRC 5 626-647.
- [6] Lesinski T., Bender M., Bennaceur K., Duguet T. and Meyer J., (2007), "Tensor Part of the Skyrme Energy Density Functional: Spherical Nuclei", Phys. Rev. C 76, 014312.
- [7] Stancu Fl., Brink D.M. and Flocard H., (1977), "The Tensor Part of Skyrme's Interaction", Phys. Lett. B 68, 108-112.
- [8] Brink D. M., and Stancu Fl., (2007), "Evolution of Nuclear Shells with the Skyrme Density Dependent Interaction", Phys. Rev. C 75, 064311.
- [9] Brown B.Alex, (1958), "New Skyrme Interaction for Normal and Exotic Nuclei", PRC. 58, 220.
- [10] Brown B. Alex, Duguet T., Otsuka T., Abe D. and Suzuki T., (2006), " Tensor Interaction Contributions to Single Particle Energies", PRC. 74 061303.
- [11] Colò G., Sagawa H., Fracasso S., Bortignon P.F., (2007), "Spin-orbit Splitting and the Tensor component of the Skyrme Interaction", Phys. Lett. B 646, 227-231.
- [12] Zhou Xian-Rong and Sagawa H., (2012), "Effect of Tensor Interaction on Deformation and Shell Structure of Medium-Heavy and Superheavy Nuclei", J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 39, 085104.

- [13] Moreno-Torres M., Grasso M., Liang H., De Donno V., Anguiano M., and Van Giai N., (2010), "Tensor Effects in Shell Evolution at $Z, N=8, 20$ and 28 Using Nonrelativistic and Relativistic Mean-field Theory", Phys. Rev. C 81, 064327.
- [14] Tarpanov D., Liang H., Van Giai N., and C Stoyanov., (2008) "Mean-field Study of Single -Particle Spectra Evolution in $Z=14$ and $N=28$ chains", PRC 77, 054316.
- [15] Wang Y. Z., Yu G. L., Li Z. Y. and Gu J. Z., (2013), "Systematic Study of Tensor Force Effect on Pseudospin orbital splittings in Sn Isotopes", J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 40, 045105.
- [16] Zheng D.C., Zamick L., (1991), "The effects of the Spin-orbit and Tensor Interactions in Nuclei", Annals of Physics 206, 106.
- [17] Otsuka T., et al., (2001), "Magic Numbers in Exotic Nuclei and Spin-Isospin Properties of NN Interaction", Phys. Rev. Lett. 87, 082502.
- [18] Otsuka T., et al., (2006), "Mean Field with Tensor Force and Shell Structure of Exotic Nuclei", Phys. Rev. Lett. 97, 162501.
- [19] Otsuka T., et al., (2010) "Novel Features of Nuclear Forces and Shell Evolution in Exotic Nuclei", Phys. Rev. Lett. 104, 012501.
- [20] Otsuka T., Suzuki T., Fujimoto R., Grawe H., and Akaishi Y, (2005), "Evolution of Nuclear Shells due to the Tensor Force", PRL 95, 232502.
- [21] Grasso M., Ma Z.Y., Khan E., Margueron J. and Van Giai N., (2007), "Evolution of the Proton sd States in Neutron-Rich Ca Isotopes", PRC 76, 044319.
- [22] Wang Y. Z., Gu J. Z., Dong J. M. and Zhang X. Z., (2011) "Systematic Study of Tensor Effects in shell Evolution", PRC 83, 054305.
- [23] Wang Y.Z., Gu J.Z., Li Z.Y., Yu G.L., and Hou Z.Y., (2013), "The effect of the Tensor Force on the Bubble Structure in Ar Isotopes", Eur. Phys. J. A 49,15.
- [24] Heyde K., (1990), The Nuclear Shell Model, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York 978-3540580720.
- [26] Skyrme T. H. R., (1959), "The Effective Nuclear Potential", Nucl. Phys. 9, 635
- [27] Kohler H.S., (1976), "Skyrme force and the mass formula", Nucl. Phys. A 258,30.
- [28] Krewald S., Klemm V., Speth J and Feussler A., (1977), "On the use of Skyrme Forces in Self-consistent RPA Calculations", Nucl. Phys. A 281, 166.
- [29] Krivine H., Treiner J. and Bohigas O., (1980), "Derivation of a Fluid-dynamical Lagrangian and Electric Giant Resonances", Nucl. Phys. A 336, 155.

- [30] Treiner J. and Krivine H., (1976), "A Simple Parametrization of the Density-matrix Expansion and Skyrme-like Forces", J. Phys. G: Nucl. Phys. 2, 285.
- [31] Van Giai N. and Sagawa H., (1981), "Spin-isospin and Pairing Properties of modified Skyrme Interaction", Phys. Lett. B 106, 379.
- [32] Chabanat E., Bonche P., Haensel P., Meyer J., Schaeffer R, (1998), "A Skyrme Parametrization from Subnuclear to Neutron Star Densities Part II. Nuclei Far From Stabilities", Nucl. Phys. A 635, 231-256.
- [33] Rarita W. and Schwinger J., "On the Neutron-Proton Interaction", Phys. Rev. 59, 436-556.
- [34] Pudliner B. S. et al., (1997), "Quantum Monte Carlo Calculations of Nuclei with $A \lesssim 7$ ", Phys. Rev. C 56, 1720.
- [35] Arima A. and Terasawa T., (1960), "Spin-Orbit Splitting and Tensor Force II", Prog. Theor. Phys. 23, 115.
- [36] Yukawa H., (1935), "On the Interaction of Elementary Particles", Proc. Phys. Math. Soc. Japan 17, 48.
- [37] Yüksel E., Gök Ç. and Bozkurt K., (2013), "Detailed Investigation of the Tensor Force on the Evaluation of the Single Particle Levels of $Z=28$ and $Z=82$ Nuclei", Mod. Phys. Lett. A 28, 1350177.
- [38] Schwierz N., Wiedenhöfer I., and Volya A., (2013), "Parameterization of the Woods-Saxon Potential for Shell-Model Calculations", [arXiv:0709.3525v1](https://arxiv.org/abs/0709.3525v1)
- [39] Audi G., Wapstra A.H. and Thibault C., (2013), "The AME2003 Atomic Mass Evaluation (II). Tables, Graphs and References", Nucl. Phys. A 729, 337-676.
- [40] Zalewski M., Dobaczewski J., Satula, W. and Werner T.R. , (2008), "Spin-orbit and tensor mean-field effects on spin-orbit splitting including self-consistent core polarizations", Phys. Rev. C. 77 024316.

ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

Adı Soyadı : Çiğdem GÖK
Doğum Tarihi ve Yeri : 25.06.1987 Kartal/İstanbul
Yabancı Dili : İngilizce
E-posta : cigdemgk87@gmail.com

ÖĞRENİM DURUMU

Derece	Alan	Okul/Üniversite	Mezuniyet Yılı
Lisans	Fizik	Yıldız Teknik Üniversitesi	2011
Lise	Fen Bilimleri	Maltepe Lisesi (YDA)	2005

İŞ TECRÜBESİ

Yıl	Firma/Kurum	Görevi
2012	Yıldız Teknik Üniversitesi	Öğreni Asistan
2013	Fatih Dersanesi	Matematik Öğretmenliği

YAYINLARI

Makale

1. Yüksel E., Gök Ç. and Bozkurt K., (2013), "Detailed Investigation of the Tensor Force on the Evaluation of the Single Particle Levels of $Z=28$ and $Z=82$ Nuclei", Mod. Phys. Lett. A 28, 1350177.