

KIRIKKALE ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI
YÜKSEK LİSANS TEZİ

BAZI ÇİFT-ÇİFT SELENYUM İZOTOPLARININ
ÇEKİRDEK YAPISI VE ELEKTROMANYETİK GEÇİŞLERİNİN
KUTUPSAL KARIŞIMLARININ İNCELENMESİ

MAHMUT BÖYÜKATA

DANIŞMAN
Prof. Dr. İhsan ULUER

EYLÜL- 2005

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürünün onayı.

Prof. Dr. M. Yakup ARICA

Müdür



Bu tezin Yüksek Lisans tezi olarak Fizik Anabilim Dalı standartlarına uygun olduğunu onaylarım.

Prof. Dr. İhsan ULUER

Anabilim Dalı Başkanı

Bu tezi okuduğumuzu ve Yüksek Lisans tezi olarak bütün gerekliliklerini yerine getirdiğini onaylarız.

Prof. Dr. İhsan ULUER

Danışman

Jüri Üyeleri

Prof. Dr. İhsan ULUER

Doç. Dr. Ali ÇOBAN

Doç. Dr. Şerafettin EREL

ÖZET

BAZI ÇİFT-ÇİFT SELENYUM İZOTOPLARININ ÇEKİRDEK YAPISI VE ELEKTROMANYETİK GEÇİŞLERİNİN KUTUPSAL KARIŞIMLARININ İNCELENMESİ

BÖYÜKATA, Mahmut

Kırıkkale Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı, Yüksek Lisans Tezi

Danışman: Prof. Dr. İhsan ULUER

Eylül 2005, 85 sayfa

Bu çalışmada, A~90 civarındaki bazı çift-çift Selenyum izotoplarının enerji seviyeleri, B(E2) ve B(M1) elektromanyetik geçiş olasılıkları Etkileşen Bozon Modeli-2 (IBM-2) kullanılarak incelendi. Enerji seviyelerinin hesabı için NPBOS program kodu ve seviyeler arasında meydana gelen B(E2) ve B(M1) elektromanyetik geçiş olasılıkları hesabı içinde NPBTRN program kodu kullanıldı. NPBTRN program kodunda, iterasyon metodu ile elde edilen, parametreler kullanıldı. Hesaplamalar deneysel veriler ile karşılaştırılarak sonuçların uyum sağladığı gösterildi.

Anahtar Kelimeler: Enerjisi Seviyesi, B(E2) ve B(M1) Elektromanyetik Geçiş Olasılıkları, Etkileşen Bozon Modeli-2 (IBM-2), NPBOS Program Kodu. NPBTRN Program Kodu.

ABSTRACT

THE INVESTIGATION OF THE ELECTROMAGNETIC TRANSITIONS AND THE NUCLEAR STRUCTURES OF SOME EVEN-EVEN SELENIUM ISOTOPES

BÖYÜKATA, Mahmut

Kırıkkale University

Graduate School of Natural and Applied Sciences

Department of Physics, M. Sc. Thesis

Supervisor: Prof. Dr. İhsan ULUER

September 2005, 85 Pages

In this work, energy levels of some even-even Selenium isotopes at the $A \sim 90$ region, $B(E2)$ and $B(M1)$ electromagnetic transition probabilities of these isotopes were studied by using the Interacting Boson Model-2 (IBM-2). The calculations of the energy levels were carried out by using the NPBOS program code and the calculations of $B(E2)$ and $B(M1)$ electromagnetic transition probabilities were carried out by using the NPBTRN program code. For the NPBTRN code parameters obtained by iteration method was used. The calculations were compared with the experimental results and it is shown that they are in good agreement.

Keywords: Energy Levels, $B(E2)$ and $B(M1)$ Electromagnetic Transition Probabilities, Interacting Boson Model-2, NPBOS program code, NPBTRN program code.

TEŞEKKÜR

Bu tezin tamamlanması süresince, çalıőmalarımın her aőamasında yardım ve desteklerini gördüğüm danışman hocam Prof. Dr. İhsan ULUER 'e teşekkürlerimi ve en samimi minnetlerimi sunarım. Bana yardımlarını esirgemeyen bölümümüz öğretim elemanlarına ve arkadaşlarıma, Nükleer Fizik derslerini aldığım Ankara Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü Öğretim üyelerinden Prof. Dr. Ayőe Ata NYBERG 'e teşekkür ederim.

Aileme...

İÇİNDEKİLER

ÖZET	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR	iii
İTHAF	iv
İÇİNDEKİLER	v
TABLolar DİZİNİ	vii
ŞEKİLLER DİZİNİ	ix
SİMGE VE KISALTMALAR DİZİNİ	x
1. GİRİŞ	1
1.1. Çalışmanın Amacı	2
2. MATERYAL VE YÖNTEMLER	4
2.1. Genel Bilgi	4
2.2. Etkileşen Bozon Modeli	7
2.2.1. Bozon Hamiltonyeni	10
2.2.2. g- Çarpanı	15
2.2.3. Kuadropol Moment	14
2.2.4. İzospin	16
2.2.5. F- Spin	19
2.3. Elektromanyetik Geçiş İşlemleri	23
2.3.1. Deforme Olmuş Çekirdeklerde Kuvvetli M1 Geçişleri	25
2.3.2. Küresel Çekirdeklerde Kuvvetli M1 Geçişleri	26

2.4. Nükleer Kabuk Modeli	27
2.4.1. S ve D Nükleon Çiftleri - Kabuk Modelinin Daraltılması	28
2.4.2. SD Bozon Durumları İçin Haritalama	33
2.5. Hesaplamalar ve NPBOS Programı	36
2.5.1. NPBOS ve NPBTRN Programlarının Yapısı	40
2.5.2. Programın Derlenme Aşaması	42
3. ARAŞTIRMA BULGULARI	43
3.1. Selenyum Çekirdeğinin İncelenmesi	45
3.1.1. ^{74,76,78,80} Se Çekirdeklerinin Enerji Seviyeleri	47
3.1.2. Selenyum Çekirdeğinin Elektromanyetik Geçişleri	56
3.1.2.1. ^{74,76,78,80} Se Çekirdeklerinin B(E2) Geçişleri ve İterasyon Metodu	56
3.1.2.2. ^{74,76,78,80} Se Çekirdeklerinin B(M1) Geçişleri ve İterasyon Metodu	67
4. TARTIŞMA VE SONUÇ	73
KAYNAKLAR	75
EK	79

TABLULAR DİZİNİ

Tablo 2.1. F-spini	20
Tablo 2.2. IBM-2 Modeline Göre Hamiltonyen Giriş Parametreleri ⁽³⁰⁾	37
Tablo 2.3. Programdaki Kontrol Parametreleri ⁽³⁰⁾	39
Tablo 3.1: ^{74,76,78,80} Se çekirdekleri için bozon sayıları	46
Tablo 3.2. ^{74,76,78,80} Se için Hesap-1 'de kullanılan NPBOS parametreleri ⁽¹³⁾ . (χ_π ve χ_ν boyutsuzdur diğer parametreler MeV cinsinden verilmiştir)	48
Tablo 3.3. ^{74,76,78,80} Se için Hesap-2 'de kullanılan NPBOS parametreleri ⁽¹⁾ . (χ_π ve χ_ν boyutsuzdur diğer parametreler MeV cinsinden verilmiştir)	49
Tablo 3.4. ^{74,76,78,80} Se çekirdeklerinin deneysel ^(1,31,32) ve hesaplanan enerji seviyeleri (MeV)	50
Tablo 3.5. ⁷⁴ Se çekirdeği için iterasyon metodu ile elde edilen etkin bozon yükleri ve bunlara karşı gelen B(E2) değerleri	58
Tablo 3.6. ⁷⁶ Se çekirdeği için iterasyon metodu ile elde edilen etkin bozon yükleri ve bunlara karşı gelen B(E2) değerleri	60
Tablo 3.7. ⁷⁸ Se çekirdeği için iterasyon metodu ile elde edilen etkin bozon yükleri ve bunlara karşı gelen B(E2) değerleri	62
Tablo 3.8. ⁸⁰ Se çekirdeği için iterasyon metodu ile elde edilen etkin bozon yükleri ve bunlara karşı gelen B(E2) değerleri	64
Tablo 3.9. ^{74,76,78,80} Se çekirdeklerinin B(E2) geçişleri için etkin bozon yükleri ve bu izotoplarının hesaplanan ve deneysel ^(1,31,32) B(E2) değerleri (e^2b^2 , e^2fm^4)	66

Tablo 3.10. ^{74,76,78,80}Se çekirdekleri için iterasyon metodu ile elde edilen g_v ve g_π bozon çarpanları ve bunlara karşı gelen B(M1) değerleri 69

Tablo 3.11. ^{74,76,78,80}Se çekirdeklerinin B(M1; $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$) geçişleri için bozon çarpanları ile bu izotoplarının hesaplanan değerler ve deneysel^(1,31,32) B(M1; $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$) sonuçlar (μ_N^2) 72

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. (a) $^{118}_{54}\text{Xe}_{64}$ için kabuk model gösterimi, (b) Aynı çekirdek için kabuk modeli gösteriminden bozon gösterimine geçiş	6
Şekil 2.2. S ve D nükleon çiftleri ile s ve d bozonları arasındaki karşılıkları	29
Şekil 2.3. Dolu kabuk modelinin SD alt uzayının sd bozon uzayında gösterim	33
Şekil 3.1. $^{74,76,78,80}\text{Se}$ çekirdeklerinin deneysel uyarım enerjileri ⁽¹⁾ . Enerji değerleri keV cinsinden verilmiştir	45
Şekil 3.2. ^{74}Se için deneysel ^(1,31,32) ve hesaplanan enerji seviyeleri diyagramı	51
Şekil 3.3. ^{76}Se için deneysel ^(1,31,32) ve hesaplanan enerji seviyeleri diyagramı	52
Şekil 3.4. ^{78}Se için deneysel ^(1,31,32) ve hesaplanan enerji seviyeleri diyagramı	53
Şekil 3.5. ^{80}Se için deneysel ^(1,31,32) ve hesaplanan enerji seviyeleri diyagramı	54
Şekil 3.6. ^{74}Se çekirdeği için İterasyon Metodu ile elde edilen B(E2) 'nin $e_{\pi}-e_{\nu}$ bozon yükleri karşı grafiği. (a) $B(E2;2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ _ $e_{\pi}-e_{\nu}$ grafiği (b) $B(E2;0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ _ $e_{\pi}-e_{\nu}$ grafiği (c) $B(E2;4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ _ $e_{\pi}-e_{\nu}$ grafiği (d) $B(E2;2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ _ $e_{\pi}-e_{\nu}$ grafiği (e) $B(E2;2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ _ $e_{\pi}-e_{\nu}$ grafiği	59

Şekil 3.7. ^{76}Se çekirdeği için İterasyon Metodu ile elde edilen $B(E2)$ 'nin $e_{\pi}-e_{\nu}$ bozon yükleri karşı grafiği.

- (a) $B(E2;2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ _ $e_{\pi}-e_{\nu}$ grafiği
- (b) $B(E2;0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ _ $e_{\pi}-e_{\nu}$ grafiği
- (c) $B(E2;4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ _ $e_{\pi}-e_{\nu}$ grafiği
- (d) $B(E2;2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ _ $e_{\pi}-e_{\nu}$ grafiği
- (e) $B(E2;2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ _ $e_{\pi}-e_{\nu}$ grafiği 61

Şekil 3.8. ^{78}Se çekirdeği için İterasyon Metodu ile elde edilen $B(E2)$ 'nin $e_{\pi}-e_{\nu}$ bozon yükleri karşı grafiği.

- (a) $B(E2;2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ _ $e_{\pi}-e_{\nu}$ grafiği
- (b) $B(E2;0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ _ $e_{\pi}-e_{\nu}$ grafiği
- (c) $B(E2;4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ _ $e_{\pi}-e_{\nu}$ grafiği
- (d) $B(E2;2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ _ $e_{\pi}-e_{\nu}$ grafiği
- (e) $B(E2;2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ _ $e_{\pi}-e_{\nu}$ grafiği 63

Şekil 3.9. ^{80}Se çekirdeği için İterasyon Metodu ile elde edilen $B(E2)$ 'nin $e_{\pi}-e_{\nu}$ bozon yükleri karşı grafiği.

- (a) $B(E2;2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ _ $e_{\pi}-e_{\nu}$ grafiği
- (b) $B(E2;0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ _ $e_{\pi}-e_{\nu}$ grafiği
- (c) $B(E2;4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ _ $e_{\pi}-e_{\nu}$ grafiği
- (d) $B(E2;2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ _ $e_{\pi}-e_{\nu}$ grafiği
- (e) $B(E2;2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ _ $e_{\pi}-e_{\nu}$ grafiği 65

Şekil 3.10. ^{74}Se çekirdeği için İterasyon Metodu ile elde edilen $B(M1;2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ 'nin $g_{\pi}-g_{\nu}$ bozon çarpanlarına karşı değişim grafiği.

- (a) $B(M1;2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ _ g_{ν} grafiği
- (b) $B(M1;2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ _ g_{π} grafiği 70

Şekil 3.11. ^{76}Se çekirdeği için İterasyon Metodu ile elde edilen $B(M1;2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ 'nin g_π - g_v bozon çarpanlarına karşı değişim grafiği.

(a) $B(M1;2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ – g_v grafiği

(b) $B(M1;2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ – g_π grafiği 70

Şekil 3.12. ^{78}Se çekirdeği için İterasyon Metodu ile elde edilen $B(M1;2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ 'nin g_π - g_v bozon çarpanlarına karşı değişim grafiği.

(a) $B(M1;2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ – g_v grafiği

(b) $B(M1;2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ – g_π grafiği 71

Şekil 3.13. ^{80}Se çekirdeği için İterasyon Metodu ile elde edilen $B(M1;2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ 'nin g_π - g_v bozon çarpanlarına karşı değişim grafiği.

(a) $B(M1;2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ – g_v grafiği

(b) $B(M1;2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ – g_π grafiği 71

SİMGE VE KISALTMALAR DİZİNİ

E2: Elektriksel Kuadropol Geçiş

M1: Manyetik Dipol Geçiş

Q_{EC}: Elektron Yakalama Enerjisi

β: Beta Bozunumu

γ : Gama Bozunumu

Q: Kuadropol Moment

n: nötron

p: proton

N_π: Proton-Proton Bozon sayısı

N_ν: Nötron-Nötron Bozon sayısı

B(E2): Elektriksel Kuadropol Geçiş Olasılığı

B(M1): Manyetik Dipol Geçiş Olasılığı

IBM: Etkileşen Bozon Modeli

1. GİRİŞ

Çekirdek yapısını anlamak için yeni modeller geliştirilmektedir. Bu modeller, çekirdeğin deneysel sonuçlarda gözlenen durumlarını açıklamakta yardımcı olmaktadır. Orta kütleli çekirdeklerde yapılan çalışmalarda çok ilginç durumlar gözlenmektedir. Kolektif durumların incelenmesi nükleer fizikte literatürde sıkça çalışılan konulardandır.

Çekirdekte, iki nükleon arasında meydana gelen, kısa menzilli olan çiftlenim kuvveti ve kuadropol yük dağılımları sonucunda ortaya çıkan kuadropol kuvvetler çekirdeğin şekli üzerinde önemli etkileri vardır. Ayrıca proton ve nötronların farklı etkileşmelere sahip olmaları, çekirdekte proton ve nötronlar için farklı deformasyonun ortaya çıkmasına neden olur. Kararlılık kuşağının deforme bölgesinde yer alan Selenyum çekirdeklerinin yapısındaki deformasyonu çekirdekteki nükleer dönmeleri ve nükleer titreşimleri meydana getirmektedir.

Son zamanlarda çift-çift Selenyum çekirdekleri üzerinde Etkileşen Bozon Modeli uygulanarak bu çekirdeklerin enerji düzeylerinin ve elektromanyetik geçişlerinin kutupsallıklarının üzerinde hesaplamalar ve deneysel yöntemlerle ölçümler yapılmıştır.

1.1 Çalışmanın Amacı

Bu çalışmanın amacı; NPBOS programı ile enerji seviyelerini ve NPBTRN programı ile de seviyeler arasında meydana gelen elektromanyetik geçişleri hesaplamak. Yapılan hesaplamalar neticesinde elde edilen sonuçlar ile deneysel verilerle karşılaştırmak ve bunun ışığında IBM-2 (Etkileşen Bozon Modeli-2) nin doğruluğunu göstermektir.

"Kaup⁽¹⁾ tarafından Hamiltonyen denklemindeki

$$H = (\epsilon_d + \epsilon_{d\pi})n_{d\pi} + (\epsilon_d + \epsilon_{dv})n_{dv} + \kappa Q_\pi Q_v + aM$$

Burada Majonara etkileşme parametresi ile kullanılan a_genişletme parametresini, a=0 alındığında $\epsilon_{d\pi}$ ve ϵ_{dv} sıfırdan farklı değerler alır Majonara etkileşme parametreleri etkin olmaz⁽¹⁾. a_parametresi sıfırdan farklı değer aldığıında Majonara parametreleri etkin olur $\epsilon_{d\pi}$ ve ϵ_{dv} enerjileri sıfır alınır⁽¹⁾. Bu durumda ϵ_d kullanılır." Buna göre iki tane ayrı parametre grubunda hesap yapmak ve hangi parametre grubunun daha iyi sonuç verdiğini gözlemlemek gerekir.

Bu çalışmada yukarıda belirtilen amaçlar ışığında, bazı çift-çift Selenyum (⁷⁴Se, ⁷⁶Se, ⁷⁸Se ve ⁸⁰Se) çekirdeklerinin çekirdek yapısı incelendi. Bu incelemede yapılan hesaplamalar Fortran-77 programlama dilinde yazılmış olan NPBOS programı ve NPBTRN programı yardımıyla yapılmıştır. NPBOS programı kullanılarak ⁷⁴Se, ⁷⁶Se, ⁷⁸Se ve ⁸⁰Se çekirdeklerinin enerji seviyeleri ve NPBTRN programı kullanılarak bu çekirdeklerin enerji seviyeleri arasında meydana gelen elektromanyetik geçişler hesaplandı.

Elektromanyetik geçişlerin elde edilmesini sağlayan bozon yk parametreleri ve bozon g-çarpan faktörleri iterasyon metodu ile elde edilmiştir. Bu metot ile elde edilen parametreler kullanılarak hesaplanan B(E2) ve B(M1) geçiş olasılıkları deneysel verilerle karşılaştırılmıştır.

Bu konuda son yıllarda yapılan çalışmalar gözden geçirilerek değerlendirilmiş ve bu çalışmada elde edilen teorik sonuçları literatürdeki verilerle karşılaştırarak, deneysel çalışmaların desteklenmesi sağlanmıştır. Yapılan bu çalışma ile IBM-2 modelinin beklentisine uygun sonuçlar elde edilmiştir.

2. MATERYAL VE YÖNTEM

2.1 Genel Bilgi

Çekirdeğin yapısını ve değişik özelliklerini tam olarak açıklayabilen bir teori henüz geliştirilemediğinden çeşitli çekirdek modelleri geliştirilmiştir.

Niels Bohr tarafından 1930 yılında ileri sürülen sıvı damlası modeli çekirdeği bir sıvı damlasının özelliklerinin hesabına benzeterek ve çekirdeğin iç yapısı göz önüne alınmadan çekirdeğin kolektif özelliklerinin incelenmesinde kullanılır⁽²⁾. Bu modelle çekirdeğin kararlılığını ve fisyon olayını açıklamak mümkündür, ancak sihirli çekirdeklerin komşu çekirdeklere göre daha kararlı durumlara sahip olmasının nedeni açıklanamamıştır⁽³⁾. Bu durumu açıklamak için nükleer kabuk modeli⁽²⁾ ileri sürülmüştür. Sihirli sayıda nükleona sahip çekirdeklerin proton ve nötron kabuklarının olduğu ve diğer çekirdeklere göre özel bir kararlılık gösterdikleri gözlenmektedir. Bunun yanında proton ve nötron sayıları sihirli sayılara sahip olan çekirdeklerin kuadropol momentlerinin sıfıra yakın olması bu çekirdeklerin küresel simetriye yakın kapalı kabukların varlığını desteklemektedir. Ayrıca bu özelliğe sahip çift-çift çekirdeklerin ilk uyarma enerjileri ve dış kabuktaki nükleonun bağlanma enerjisi komşu çekirdeklere göre çok büyüktür⁽²⁾.

Nükleonların küresel simetrik bir potansiyel içerisinde hareketine dayanan kabuk modeli bir çok çekirdeğin gözlenmiş durumların açıklanmasında başarılı olmuştur. Fakat çekirdek deformasyonu incelenince, kapalı kabuklar dışında kuvvetli deformasyonlar gözlemlendi. Bu çekirdeklere

ölçülen manyetik ve kuadropol momentler kabuk modeli hesaplamasıyla bulunanlardan oldukça farklıdır. Ayrıca düşük enerjili uyarma spektrumları ve elektromanyetik geçiş ihtimalleri de kabuk modeliyle açıklanamamaktadır⁽⁴⁾.

Deforme bölgede bulunan orta kütleli ve ağır çekirdeklerin düşük enerji spektroskopisi kolektif durumların varlığı ile açıklanabilir. Bunun için 1950 'de Rainwater, 1951 ve 1953 'de Bohr ve Mottelson kolektif modeli ortaya attılar⁽⁵⁾. Bu yeni modelde; çekirdek içinde bütün parçacıkların kolektif hareketleri dikkate alınarak bunun sonucunda meydana gelen çekirdek deformasyonu incelenir. Deformasyonun oluşumunda, kapalı kabuklar dışındaki nükleonların hareketinden meydana gelen bir kutuplanmanın yanında kapalı kabuk içindeki öz 'ün biçimi ve açısai momentumu da dikkate alınır. Bu nedenle dolmuş kabuk içindeki çekirdek özünün dönme (rotasyon) ve titreşim (vibrasyon) enerjilerinin de hesaba katılmalıdır⁽⁴⁾.

Kolektif modelde de, kabuk modelinde olduğu gibi, çekirdekteki nükleonlar, gerçek bir $V(r)$ potansiyel içinde hareket ederler. Bu modelin kabuk modelinden farklı olarak; küresel simetriye haiz $V(r)$ potansiyeli, öz etrafındaki nükleonların hareketi sonucu deforme olabilir, bu durumda öz 'ün küresel simetrisini kaybetmesine neden olur⁽²⁾.

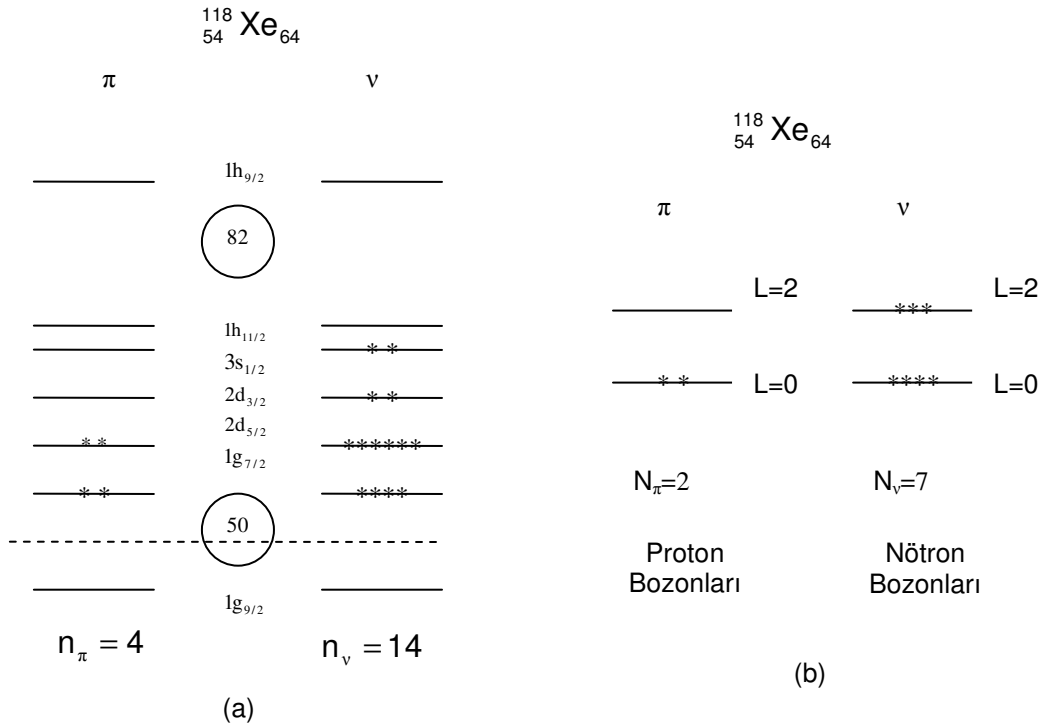
Dönme ve titreşim çekirdeklerini bir bütün olarak tanımlamak için pek çok girişimde bulunulmuştur. 1975 yılında Arima ve Iachello tarafından Etkileşen Bozon Yaklaşımı (IBA) Modeli ileri sürülmüştür⁽⁶⁾. Bu modelde d-bozonuna ilaveten monopol veya skaler s-bozonu ortaya çıkmıştır. Bozon sayısının korunduğu IBA Modelinde bozon, nükleonların kolektif bir çifti olarak ele alınabilir⁽⁷⁾. Bu model dışındaki alışagelmiş bir çok bozon modelleri

sadece küresel çekirdekler için başarılı sonuçlar vermekte⁽⁸⁾. Otsuka, Arima, Iachello ve Talmi⁽⁹⁾ IBA modelinin klasik kabuk model⁽¹⁰⁾ ile bağlantısını göstermişlerdir⁽⁸⁾. IBA modelinin serbestlik derecesi, nükleon çiftleri ile bozon özelliklerinin süperpozisyonu (üst üste gelmesi) şeklinde gözlemlenir ve bu iki modelin bağlantısındaki öngörüler IBA modelinin parametrelerinin nötron ve proton sayılarına bağlılığı için yapılabilir. Bu çalışmanın temelini oluşturan IBA modeli birbirinden farklı nötron ve proton bozonlarını kullanmaktadır. IBM-2 olarak adlandırılan IBA modelinin bu versiyonunun pek çok çift-çift çekirdeğe uygulanması ile başarılı sonuçlara ulaşılmıştır. IBM-2 modelinin parametreleri IBM-1 parametrelerinden daha doğru fiziksel içeriğe sahiptir⁽⁸⁾.

2.2. Etkileşen Bozon Modeli

Çekirdekdeki kolektif durumlar bozon serbestlik dereceleri cinsinden tanımlanır. Bundan hareketle IBM-1 nükleon serbestlik derecelerinden herhangi birini referans almaz⁽⁸⁾. Mikroskobik nükleer serbestlik dereceli kolektif bozon serbestlik derecelerini birleştirmede IBA modelinin gelişmiş versiyonu Etkileşen Bozon Modeli-2 (IBM-2) öne sürülmüştür^(7,9). Bu Kumar ve Baranger tarafından geliştirilen IBM 'de mikroskobik görünümünden kolektif görünüm elden kolektif modelin daha farklı versiyonuna benzer biçimdir⁽¹¹⁾.

IBM-2 'de çekirdeğin alçak düzey kolektif kuadropol durumlarının yapısı; 2, 8, 20, 28, 50, 82 ve 126 'daki ana dolu tabakalar dışındaki değerlik parçacıklarının uyarımıyla belirlenir(Şekil 2.1a).



Şekil 2.1. (a) $^{118}_{54}\text{Xe}_{64}$ için kabuk model gösterimi,

(b) Aynı çekirdek için kabuk modeli gösteriminden bozon gösterimine geçiş

Çift-çift çekirdeklerdeki önemli parçacık konfigürasyonunun toplam açısal momentumu $J=0$ ve $J=2$ olan durumlarla birlikte özdeş parçacıkların çiftlendiği varsayılır. Sonuç olarak bu çiftler bozonlar olarak ele alınırlar. $J=0$ açısal momentumlu proton veya nötron bozonları S_π veya S_ν ile gösterilirken $J=2$ açısal momentumlu proton veya nötron bozonları d_π veya d_ν ile gösterilirler (Şekil 1b).

Parçacık uzayında parçacık-boşluk ilişkisini hesaplamak için N_π ; proton bozon ve N_ν ; nötron bozon sayısı en yakın dolu tabakadan hesaplanır. Yani eğer tabakanın yarısından çoğu dolu ise N_π , N_ν boşluk çiftlerinin sayısı olarak alınır. Böylece, örneğin;

$^{118}_{54}\text{Xe}_{64}$ için; $N_\pi=(54-50)/2=2$ ve $N_\nu=(64-50)/2=7$ olurken, $^{128}_{54}\text{Xe}_{74}$ için $N_\pi=(54-50)/2=2$ ve $N_\nu=(82-74)/2=4$ 'dür. 4 'ün üzerindeki çizgi boşluk durumlarını göstermektedir. Bunların boşluk durumları olduğunu göstermek için çoğu kez bir çizgi $\bar{N}_{\pi(\nu)}$ sayısı üzerine yerleştirilir. Bozonların N toplam sayısı Etkileşen Bozon Modeli-1 'de bir parametre olarak dikkate alınırken, şimdi $N = N_\pi + N_\nu$ şeklinde sabitleştirilmiştir⁽⁸⁾.

IBM-2 Hamiltonyeni, H_π proton bozon Hamiltonyeni ve H_ν nötron bozon Hamiltonyeni olmak üzere ve de $V_{\pi\nu}$ proton-nötron etkileşmeleriyle beraber, şu şekilde yazılır⁽¹²⁾,

$$H = H_\pi + H_\nu + V_{\pi\nu} \quad (2.1)$$

Bu Hamiltonyendeki bozon enerjilerine ek olarak en önemli kısımlardan olan nötron-proton kuadropol operatörleri ve Majanora etkileşme parametreleri de göz önüne alınırsa (2.1) denklemi;

$$H = \varepsilon(n_{d\pi} + n_{dv}) + \kappa Q_v \quad Q_\pi + V_\pi V_\pi + V_v V_v + M_{\pi v} \quad (2.2)$$

şeklinde yazılabilir⁽¹³⁾. Burada $n_{d\pi}$ ve n_{dv} ifadeleri,

$$n_d = n_{d\pi} + n_{dv} \quad (2.3)$$

n_d d-bozon numaralı operatördür ve temsil eder. Nötron-proton kuadropol operatörü en genel haliyle

$$Q_\rho = (s^+ \tilde{d} + d^+ s)_\rho + \chi_\rho (d^+ \tilde{d})_\rho \quad (2.4)$$

şeklindedir ve proton veya nötron kuadropol işlemcisidir (burada $\rho = \pi$ veya v 'dir). Etkileşen Bozon Modeli-2 'de çekirdek (s_π, d_π) veya (s_v, d_v) proton veya nötron bozonları cinsinden tanımlanır. Majanora etkileşme parametresi de;

$$M_{\pi v} = \sum_{k=1,3} (d_v^+ d_\pi^+)^{(k)} \cdot (\tilde{d}_v \tilde{d}_\pi)^{(k)} \quad (2.5)$$

ile ifade edilir⁽¹²⁾.

2.2.1. Bozon Hamiltonyeni

Kabuk modelinde, benzer nükleonlar arasındaki nükleon-nükleon artık etkileşmesi, nötron-proton etkileşmesi ile karşılaştırıldığında farklı özelliklere sahiptir. Benzer nükleonlar arasındaki etkileşme $J=0$ 'a çiftlenmiş çiftler için kuvvetli çekici ve $J=2$ 'ye çiftlenmiş bir çift için daha az etkindir. Bu çekici kuvvet nedeniyle, bir $|S\rangle$ yada bir $|D\rangle$ çifti durumu oluşturulduğunda, nükleonlar enerji kazanır. Bunlarda Bozon Hamiltonyeni

$$H_0 = \varepsilon_{s,v} \hat{n}_{s,v} + \varepsilon_{s,\pi} \hat{n}_{s,\pi} + \varepsilon_{d,v} \hat{n}_{d,v} + \varepsilon_{d,\pi} \hat{n}_{d,\pi} \quad (2.6)$$

şeklinde tanımlar⁽¹¹⁾. Bu Hamiltonyen, nötron ve proton bozonları için farklı olabilen s-bozonu ve d-bozonu için negatif bozon enerjileri ε_s ve ε_d 'yi de hesaba katar. $\hat{n}_{s,v}$ ve $\hat{n}_{d,v}$ nötron s- ve d-bozonu ile $\hat{n}_{s,\pi}$ ve $\hat{n}_{d,\pi}$ proton s- ve d-bozonu için sayı işlemcileridir. IBA modelinde N_v nötron bozon ve N_π proton bozon sayılarının her ikisi de korunur ve H_0 Hamiltonyeni

$$H_0 = E_0' + \varepsilon_v \hat{n}_{d,v} + \varepsilon_\pi \hat{n}_{d,\pi} \quad (2.7)$$

şeklinde yeniden yazılabilir⁽⁸⁾. Burada;

$$E_0' = \varepsilon_{s,v} \hat{N}_v + \varepsilon_{s,\pi} \hat{N}_\pi \quad (2.8)$$

ve

$$\varepsilon_v = \varepsilon_{d,v} - \varepsilon_{s,v} \quad , \quad \varepsilon_\pi = \varepsilon_{d,\pi} - \varepsilon_{s,\pi} \quad (2.9)$$

ile verilmiştir. Belli bir çekirdek için E_0' 'nün sabit ve sadece bağlanma enerjisine katkıda bulunur. s-bozonu d-bozonundan daha büyük bağlanma

enerjisine sahip olduğundan $\varepsilon_{v(\pi)}$ farkı daima pozitiftir⁽⁸⁾. E_0' ifadesindeki sabitleri attığımızda H_0 Hamiltonyeni

$$H_0 = \varepsilon_v (d_v^+ \cdot \tilde{d}_v + \varepsilon_\pi (d_\pi^+ \cdot \tilde{d}_\pi)) \quad (2.10)$$

olur. Burada $d_{v(\pi)}^+$ ve $d_{v(\pi)}$ nötron veya proton d-bozonu yaratma ve yok etme işlemcileridir⁽⁸⁾. Denklem (2.10) 'deki nokta normal skaler çarpımı göstermektedir.

Nötron-proton etkileşmesinin özellikleri multipol açılımı yapılarak kolayca görülebilir. Multipol açılım katsayıları $B_\lambda = \alpha_\lambda / \alpha_0$ olarak tanımlanmıştır. Burada α_λ 'yı;

$$\alpha_\lambda = \frac{\hat{\lambda}}{\hat{J}_1 \hat{J}_2} \sum_J (-1)^{j_1+j_2+J} \hat{J} \left\{ \begin{matrix} j_1 j_2 J \\ j_2 j_1 J \end{matrix} \right\} E_J(j_1, j_2) \quad (2.11)$$

ile yazılabilir⁽¹¹⁾. Bu açılımdaki en kuvvetli multipol $\lambda = 0$ monopol bileşenidir. Bu monopol kuvveti bağlanma enerjilerine katkıda bulunur, fakat spektrumun yapısı için sadece küçük bir öneme sahiptir.

Diğer büyüklükteki multipolün, $\lambda = 2$ 'nin etkisi kritiktir. Nötron-proton etkileşmesinin en önemli özellikleri;

$$V_{v\pi} = q_v^{(2)} \cdot q_\pi^{(2)} \quad (2.12)$$

gibi tamamen saf olarak varsayılan kuadropol kuvvetin hesaba katılması beklenir. Burada $q_{v(\pi)}^{(2)}$ kabuk modeli nötron veya proton kuadropol işlemcisidir. Olgusal bakış açısından yola çıkılarak kuadropol etkileşmesinin önemli olduğu söylenmelidir. Çünkü bu etkileşme dalga fonksiyonlarında $|S\rangle$

ve $|D\rangle$ serbestlik derecelerinin kuvvetli karışımına neden olarak spektrum yapısında kolektifliği arttırmaktadır.

Fermiyon uzayında tanımlanan denklem (2.12) etkileşmesi bozon işlemcileri cinsinden yeniden yazılmalıdır. Bu amaçla, kabuk model uzayının S–D alt uzayındaki fermiyon kuadropol işlemcisinin matris elemanını hesaplamak gerekir. İlgili matris elemanları,

$$\sqrt{5}\kappa_\rho\sqrt{N} = \left\langle S^N \parallel_{q^{(2)}} \parallel DS^{(N-1)} \right\rangle_\rho \quad (2.13)$$

ve

$$\sqrt{5}\kappa'_\rho = \left\langle DS^{N-1} \parallel_{q^{(2)}} \parallel DS^{(N-1)} \right\rangle_\rho \quad (2.14)$$

dir. Burada $\rho = \nu, \mu$ şeklindedir. Denklem (2.13) 'deki \sqrt{N} çarpanı N-bağımlılığı kısmını soğurmak için denkleme alınmamıştır.

En düşük mertebeli bozon kuadropol işlemcisi denklem (2.13) ve (2.14) matris elemanlarını

$$Q_\rho^{(2)} = \kappa_\rho \left[(s^+ d + d^+ s)^{(2)} + \chi_\rho (d^+ \tilde{d})^{(2)} \right]_\rho \quad (2.15)$$

ile bozon uzayında eşdeğerlerine eşitleyerek tanımlanır. Denklem (2.15)

$$\chi_\rho = \kappa'_\rho / \kappa_\rho \quad (2.16)$$

ile verilmektedir. Bu denklem (2.15) kuadropol işlemcisi bozon-uzayında $q_\rho^{(2)}$ ile verilen en düşük mertebe yaklaşımıdır. Otsuka tarafından bunun iyi bir yaklaşım olduğu gösterilmiştir⁽¹⁴⁾.

Yukarıda verilen yöntemi nötronların ve protonların her ikisine de uygularsak, (2.12) denklemi ile tanımlanan nötron-proton kabuk modeli kuadropol işlemcisi bozon-uzayında yeniden

$$V_{v\pi} = \kappa Q_v^{(2)} \cdot Q_\pi^{(2)} \quad (2.17)$$

şeklinde yazılır. Burada

$$Q_\rho^{(2)} = (s_\rho^+ \tilde{d} + d_\rho^+ s_\rho)^{(2)} + \chi_\rho (d^+ \tilde{d}_\rho)^{(2)} \quad (2.18)$$

ve

$$\kappa = \kappa_v \kappa_\pi \quad (2.19)$$

olarak tanımlanmıştır. Bozon Hamiltonyenindeki en önemli terimler (2.7) ve (2.17) denklemleri birleştirilerek yazılabilir:

$$H = H_0 + V_{v\pi} = \varepsilon_v n_{dv} + \varepsilon_\pi n_{d\pi} + \kappa Q_v^{(2)} \cdot Q_\pi^{(2)} \quad (2.20)$$

Denklem (2.20) Hamiltonyeninde sadece bir nötron-proton kuadropol kuvveti dikkate alınmaktadır.

Benzer nükleonlar arasındaki etkileşmenin ana kısmı bozon enerjileri üzerinden hesaba katılmıştır. Fakat hala bir ek artık bozon etkileşmesi daha var olabilir. Yukarıda yapılan tartışmadan, bu etkileşmenin sadece d-bozonlarını koruyan terimleri içermesi beklenir. Bu etkileşme ifadesi

$$V_{\rho\rho} = \sum_{L=0,2,4} c_L \frac{\sqrt{2L+1}}{2} [(d_\rho^+ d_\rho^+)^{(L)} (\tilde{d}_\rho \tilde{d}_\rho)^{(L)}]^{(0)} \quad ; \quad \rho = v, \pi \quad (2.21)$$

ile tanımlanır⁽⁸⁾. V_{pp} etkisi sadece dolu tabakaların dışında birkaç nötron veya protonu olan çekirdeklerde önemli olacaktır. Nötron-proton etkileşmesi her yerde etkindir.

Çift-çift çekirdeklerin spektrumunda bu durumların nötron-proton serbestlik derecelerinde tamamen simetrik olmadığı ve 2 MeV civarındaki bir uyarım enerjisinin altında meydana gelmemektedir. Bunu hesaplamada elde etmek için, kuadropol kuvvetin yanında Majorana kuvvetine⁽¹⁵⁾ ihtiyaç vardır.

$$M_{v\pi} = \xi_2 (s_v^+ d_\pi^+ - d_v^+ s_\pi^+)^{(2)} \cdot (s_v \tilde{d}_\pi - d_v \tilde{s}_\pi)^{(2)} - 2 \sum_{k=1,3} \xi_k (d_v^+ d_\pi^+)^{(k)} \cdot (d_v \tilde{d}_\pi)^{(k)} \quad (2.22)$$

ile verilen Majorana kuvveti, sadece tamamen simetrik durumlara göre karışmış durumların yerleşimini etkiler. Kolaylık için hesaplarda $\varepsilon_v = \varepsilon_\pi = \varepsilon$ alındığında IBM-2 Hamiltonyeni

$$H = E_0 + \varepsilon(n_{dv} + n_{d\pi}) + \kappa Q_v^{(2)} \cdot Q_\pi^{(2)} + V_{vv} + V_{\pi\pi} + M_{v\pi} \quad (2.23)$$

olarak yazılmış olur. Burada $Q_v^{(2)}$ ve $Q_\pi^{(2)}$ denklem (2.18), V_{vv} ve $V_{\pi\pi}$ denklem (2.21) ve $M_{v\pi}$ denklem (2.22) ile verilmektedir. Belli bir çekirdek için E_0 sabit olup en azından kuadratik olarak N_v ve N_π 'ye bağlıdır. Bu da sadece bağlanma enerjisine katkıda bulunduğu görülmektedir.

2.2.2. g- Çarpanı

Nükleer durumların manyetik özellikleri nükleer dalga fonksiyonları için etkin bir araçtır. Kapalı tabakalar civarındaki nükleonlarda g-çarpanı genelde bir-parçacık hareketi ile tanımlanır⁽¹⁶⁾. Küresel ve deforme çekirdeklerdeki alçak düzeylerin g-çarpanları IBM-2 kullanılarak tanımlanır. Özellikle küresel veya deforme olmuş çift-çift çekirdeklerdeki 2_1^+ durumları için bu model uygundur⁽⁸⁾. Bu durumların nötron ve proton serbestlik derecelerinde tamamen simetrik olduğu varsayılırsa, $g(2_1^+)$

$$g(2_1^+) = g_v N_v / N_t + g_\pi N_\pi / N_t \quad (2.24)$$

şeklindedir⁽¹⁷⁾. Burada, g_π, g_v proton veya nötron bozon g-çarpanları, N_π, N_v proton veya nötron bozon sayıları ve $N_t = N_\pi + N_v$ ile verilmektedir. g-çarpanının birimi μ_N 'dir⁽⁸⁾.

2.2.3. Kuadropol Moment

Elektrik kuadropol moment, çekirdek yük dağılımının küresel simetriden ayrılmasının bir ölçüsüdür⁽⁵⁾. Kuadropol momentler

$$Q_L = \langle L, M_L = L | \sqrt{\frac{16\pi}{5}} T^{(E2)} | L, M_L = L \rangle = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \begin{pmatrix} L & 2 & L \\ -L & 0 & L \end{pmatrix} \langle L || T^{(E2)} || L \rangle \quad (2.25)$$

ifadesiyle tanımlanır⁽¹⁸⁾. Kuadropol momentin birimi e·b (elektron·barn) 'dir.

2.2.4. İzospin

Nükleer kuvvetler yükten bağımsız olduğundan nötron ve proton nükleon denilen tek bir parçacığın farklı iki durumu olarak ele alınabilir. Burada, nükleona izospin olarak adlandırılan bir spin kuantumu karşılık getirilir. Elektromanyetik alan yokken bir nükleonun iki dejenere nükleer durumu, manyetik alanın olmadığı bir nükleonun iki dejenere spin durumuna benzer biçimde, protona keyfi olarak verilen “izospin-yukarı” ve nötrona eşlik ettirilen “izospin-aşağı” dır. Yani, izospin kuantum sayısı $t = \frac{1}{2}$ olan bir nükleon için, bir proton $m_t = +\frac{1}{2}$ ve bir nötron $m_t = -\frac{1}{2}$ değerine sahiptir. Bu izdüşümleri, x,y,z koordinat sisteminin laboratuvar z ekseninden ayırt etmek için eksenleri 1,2 ve 3 olarak gösterilen koordinat sisteminde, “eksen-3” denilen keyfi eksene göre ölçülür. İzospin, açısal momentum vektörleri için geçerli genel kurallara uyar; böylece $\sqrt{t(t+1)}\hbar$ büyüklüğünde ve eksen-3 izdüşümleri $t_3 = m_t\hbar$ olan bir t izospin vektörü kullanılır⁽²⁾.

Birkaç nükleonlu bir sistem için, izospin basit açısal momentum vektörleri ile aynı bağlaşım kurallarına uyar. Örneğin, bir iki-nükleon sisteminin T toplam izospini, iki $\frac{1}{2}$ -izospin vektörünün antiparalel veya paralel yönelimlerine karşılık gelen, (yarı klasik olarak) 0 veya 1 değerine sahip olur. Toplam izospin vektörünün eksen-3 bileşeni, T_3 , nükleonların eksen-3 bileşenlerinin toplamıdır ve böylece herhangi bir nükleon için,

$$T_3 = \frac{1}{2}(Z - N) \quad (2.26)$$

açık olarak gösterilmeyen \hbar birimlerinde ifade edilir.

Belirli bir çekirdek için T_3 , nötron ve protonların sayısıyla bulunur. Herhangi bir T_3 değeri için T toplam izospin kuantum sayısı en büyük değeri $|T_3|$ olan değerlerden birini alabilir⁽²⁾.

Tek-çift çekirdekler için aynı tek A 'ya sahip ayna çekirdekler dikkate alınır, çekirdeklerden birinde; tek nükleon, bir nötron, diğerinde ise bir protondur. Örneğin $^{12}_6\text{C}_6$ 'a bir proton eklersek $^{13}_7\text{N}_6$, eğer bir nötron eklersek $^{13}_6\text{C}_7$ olur. Bu örnekte olduğu gibi birinci çekirdeğin proton sayısı diğer çekirdeğin nötron sayısına eşit olan çekirdek çiftlerine ayna çekirdekler denir. ^{13}N , β^+ ışınmasıyla ^{13}C 'e dönüşerek 2.2 MeV 'lik bir enerji açığa çıkardığından bu iki çekirdek farklı bağlanma enerjilere sahiptir. Bu farkı ^{13}N 'daki ek protonun Coulomb enerjisinden n-p kütle farkını çıkararak elde edilebilir. R yarıçaplı düzgün ve Q yüklü kürenin Coulomb enerjisi

$$\Delta E_C = \frac{3}{5} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q^2}{R}$$

dir. Ayna çiftler arasındaki Coulomb enerji farkı

$$\begin{aligned} \Delta E_C &= \frac{3e^2}{5R} [z^2 - (z-1)^2] \\ &= \frac{3e^2}{5R} (2Z-1) \end{aligned} \quad (2.27)$$

dir. n-p kütle farkından dolayı açığa çıkan enerjide

$$\Delta E_C = (m_n - m_p)C^2 \quad (2.28)$$

olur. Yani p ve ^{12}C ile n ve ^{12}C ile oluşan sistemlerdeki nükleer kuvvet bir birinin aynısıdır. Dolayısı ile nükleer kuvvet yük bakımından simetrik

olduğundan, reaksiyon yüklü nükleondan yüksüz nükleona değiştirildiğinde etkileşmenin nükleer kısmı değişmez. Ayrıca birbiriyle ilişkili üç durumun bulunması, nükleer kuvvetlerin yükten bağımsız olduğunu ve p-p, n-p ve n-n kuvvetlerinin özdeş olduklarını gösterir⁽²⁾.

İzospin formalizmi anlaşılır bir şekilde bozon düzeylerine uygulanabildiğinden, bozonlar “temel parçacıklar” olarak düşünülebilir.

2.2.5. F-Spin

Etkileşen Bozon Modeli-2 Hamiltonyenindeki kuvvetli nötron-proton etkileşmesi, öz durumlarda nötron-proton bozonlarının yüksek mertebeli karışımlarına neden olur. Nötron-proton kuantum sayıları kötü bir biçimde karışmıştır ve böylece öz durumların etiketlenmesine yardımcı olamazlar. Bu durumda F-spin⁽⁷⁾ daha iyi bir kuantum sayısı olarak ortaya çıkar. Çünkü proton-proton ve nötron-nötron bozonlarını ayırabildiği için F-spin kuantum sayısı bu modelde durumları sınıflandırmak için kullanılır. Yalnızca bir π (proton-proton) bozonu için $F = \frac{1}{2}$ ile $F_z = +\frac{1}{2}$ ve bir ν (nötron-nötron) bozonu için $F_z = -\frac{1}{2}$ 'dir. İki bozonda sırasıyla $\pi\pi$, $\pi\nu$ ve $\nu\nu$ kombinasyonları için $F = 1, F_z = 1, 0, -1$ ile simetrik durumların üçüyle birleştirilebilir. $\pi\nu$ sistemi için $F = F_z = 0$ anti simetrik bir durumdur. Çünkü bozon dalga fonksiyonu her yerde simetrik olmalı, yörünge dalga fonksiyonu sd-uzayında $F=1$ için simetrik ve $F=0$ için anti simetriktir. Bu yapı yüksek bozon numaralarına genişletilebilir. N (toplam) bozonlarının tüm durumları , anti simetrik bozon çiftleri içermiyorsa $F = N/2$ dir. Bir tane anti simetrik bozon çifti içeren durumlar, $F = (N/2) - 1$ 'e sahiptir ve deneysel olarak gözlenen 1^+ ve 2^+ durumlarını içerir⁽¹⁹⁾.

F-spin tanım olarak özdeş olmamakla beraber, izospine benzer bir kuantum sayısıdır. F-spin uzayında z-bileşenli bir spinör olarak dikkate alınan bir bozon Tablo 2.1. 'de gösterildiği gibi proton veya nötron bozonları için sırasıyla pozitif veya negatif değerleri alır:

Tablo 2.1. F-spin

	F	F _z
s _π , d _π	1/2	1/2
s _ν , d _ν	1/2	-1/2

F-spin ile ilgili grup yapısı SU(2) 'dir. Şu üç üretici aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$F_+ = d_\pi^+ \cdot \tilde{d}_\nu + s_\pi^+ \cdot s_\nu \quad (2.29)$$

$$F_- = d_\nu^+ \cdot \tilde{d}_\pi + s_\nu^+ \cdot s_\pi \quad (2.30)$$

$$F_0 = \frac{1}{2}(d_\pi^+ \cdot \tilde{d}_\pi + s_\pi^+ \cdot s_\pi - d_\nu^+ \cdot \tilde{d}_\nu - s_\nu^+ \cdot s_\nu) \quad (2.31)$$

Bu işlemciler tamamen açısal momentum işlemcilerine sıra değişimlidir:

$$[F_+, F_-] = 2F_0 \quad [F_0, F_\pm] = \pm F_\pm \quad (2.32)$$

Yukarıdaki son denklemden F_z 'nin belli bir çekirdek için daima iyi bir kuantum sayısı olduğu görülmektedir.

F-spinin IBM-2 Hamiltoniyeniyle ilişkisi Harter ve arkadaşları⁽²²⁾ tarafından incelenmiştir. Denklem (2.31) 'deki F₀ bileşeni daima Hamiltonyen ile sıra değişimlidir. Çünkü F₀, F_z = 1/2(N_π - N_ν) öz değeriyle köşegendir. Bu durumda IBM-2 Hamiltonyeninin daima F-spin uzayında aksenel simetrik olduğunu söyleyebiliriz. Diğer kuvvetli kriter [F_±, H] = 0, olup olmadığıdır. Eğer bu kriter sağlanırsa, Hamiltonyen bir F skaleridir ve onun öz durumları F_z 'ye göre dejeneredir. Bu durumda tam F-spin simetrisi söz konusudur ⁽²¹⁾.

F-spininin iyi kuantum sayısı olması için zayıf kriter ise $[F^2, H] = 0$ olup olmadığıdır. Bu kriter $[F_{\pm}, H] \neq 0$ olmasına izin verir ki bu durumda Hamiltoniyen bir F skaleri değildir. Fakat onun öz değerleri, F_z ye göre dejenere olmasalar bile, iyi F değerine sahiptir⁽²²⁾.

$N = N_v + N_{\pi}$ bozonlu bir durum eğer maksimum F-spine ($F = N/2$) sahipse nötron ve proton bozonlarının iç değişimi altında tamamıyla simetriktir. Sadece s-bozonlu bir durum yani

$$|s_v^{N_v} s_{\pi}^{N_{\pi}}\rangle \quad (2.33)$$

doğal olarak tamamen simetrik ve $F = N/2$ değerine sahiptir. Bu hal,

$$\bar{F}^2 = F_+ F_- + F_0^2 - F_0 \quad (2.34)$$

durumu üzerinde işlemci kullanarak yani

$$\bar{F}^2 |s_v^{N_v} s_{\pi}^{N_{\pi}}\rangle = (N/2 + 1)(N/2) |s_v^{N_v} s_{\pi}^{N_{\pi}}\rangle \quad (2.35)$$

şeklinde kontrol edilebilir. N_d kuadropol bozonlarını içeren tamamen simetrik durumlar Denklem (2.30) üzerine

$$(d_v^+ s_v + d_{\pi}^+ s_{\pi})^{n_d} \quad (2.36)$$

işlemcisi etki ettirilerek oluşturulabilir. Bu yolla oluşturulmuş durum maksimum F-spine sahip olup Denklem (2.33) işlemcisi gerçeğiyle F-spin üreticileriyle Denklem (2.29) sıra değişimlidir. En sondaki kullanım şekli için maksimum F-spinli $F_z = (N_{\pi} - N_v)/2$ ve $n_d = 1.2$ için durumları

$$|n_d = 1, F = N/2\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} (\sqrt{N_v} |d_v s_v^{N_v-1} s_{\pi}^{N_{\pi}}\rangle + \sqrt{N_{\pi}} |d_{\pi} s_v^{N_v} s_{\pi}^{N_{\pi}-1}\rangle) \quad (2.37)$$

ve

$$\begin{aligned} |n_d = 2, F = N/2\rangle = & \frac{1}{\sqrt{N(N-1)}} (\sqrt{N_v(N_v-1)} |d_v^2 s_v^{N_v-2} s_\pi^{N_\pi}\rangle \\ & + \sqrt{2N_v N_\pi} |d_v d_\pi s_v^{N_v-1} s_\pi^{N_\pi-1}\rangle + \sqrt{N_\pi(N_\pi-1)} |d_\pi^2 s_v^{N_v} s_\pi^{N_\pi-2}\rangle) \end{aligned} \quad (2.38)$$

biçiminde yazılır. Burada $N = N_v + N_\pi$ 'dir. Diğer bir muhtemel durum antisimetrik olan $n_d = 1$ durumu için

$$|n_d = 1, F = N/2 - 1\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} (\sqrt{N_\pi} |d_v s_v^{N_v-1} s_\pi^{N_\pi}\rangle - \sqrt{N_v} |d_\pi s_v^{N_v-1}\rangle) \quad (2.39)$$

yazılabilir.

F-spin tanımlanmadan önce durumlar doğrudan $[N_v] \otimes [N_\pi]$ çarpımı ile etiketlenmekteydi. Burada $[N]$ N-bozonlarını içeren SU(6) 'nın simetrik gösterimini temsil etmektedir. F-spin kullanılarak bu durumlar $SU(6) \otimes SU(6) \supset SU(6) \otimes SU(2)$ grup indirgenmesine göre etiketlenmektedir. Burada F-spin SU(2) gösterimini etiketlemektedir. Bu durumda sadece tamamıyla simetrik $[N_v + N_\pi]$ değil aynı zamanda SU(6) 'nın diğer gösterimlerinde mesela F 'nin farklı değerlerine ait olan $[N_v + N_\pi - 1, 1]$ ve $[N_v + N_\pi - 2, 2]$ ile de ilgilenilmelidir. Belli bir çekirdek muhakkak ki F_z için sabit bir değere sahiptir⁽¹¹⁾.

2.3. Elektromanyetik Geçiş İşlemleri

Etkileşen Bozon Modeli-2 'deki elektromanyetik geçiş işlemcileri Etkileşen Bozon Modeli-1 'den çok daha genel bir biçime sahiptir⁽²³⁾.

IBM-2 'deki E2 işlemcisi

$$T(E2) = T_{\pi}^{(2)} + T_{\nu}^{(2)} \quad (2.40)$$

ile verilir. Burada kuadropol işlemci

$$T_{\rho}^{(2)} = e_{\rho}^{(2)} Q_{\rho}^{(2)} ; \quad (\rho = \pi, \nu) \quad (2.41)$$

olup $Q_{\rho}^{(2)}$ işlemcisi ise Denklem (2.19) ile verilmektedir. $Q_{\rho}^{(2)}$ işlemcisi Hamiltonyende görülen Q işlemcisinden prensipte farklı olmasına rağmen basitlik için aynı alınabilir. Böylece elektromanyetik geçiş oranları sadece $e_{\pi}^{(2)}$ ve $e_{\nu}^{(2)}$ bozon etkin yüklerine bağlı olmaktadır. Mikroskobik temelde $e_{\pi}^{(2)}$ 'nin sadece N_{π} 'ye, $e_{\nu}^{(2)}$ 'nin de N_{ν} 'ye bağlı olması beklenir. Mikroskobik hesaplamalar deforme çekirdeklerde $e_{\pi} = e_{\nu}$, küresel çekirdeklerde ise $e_{\pi} \approx e_{\nu}$ değerini öngörür⁽¹⁸⁾.

$0_1^+ \rightarrow 2_1^+$ geçişiyle ilgili ifadeyi bulabiliriz:

$$\begin{aligned} \langle d; 2_1^+ \| Q_{\pi} \| 0_1^+ \rangle &= \sqrt{\frac{N_{\pi}}{N}} \langle d_{\pi} \| d_{\pi}^+ s_{\pi} \| 0 \rangle \\ &= \sqrt{\frac{5}{N}} N_{\pi} \end{aligned} \quad (2.41)$$

yazalım. Bu durumda

$$B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+) = (e_{\nu} N_{\nu} + e_{\pi} N_{\pi})^2 \frac{5}{N} \quad (2.43)$$

elde edilir. $0_1^+ \rightarrow 2_1^+$ geçişi için de

$$\begin{aligned} \langle d; 2_2^+ \| Q_\pi \| 0_1^+ \rangle &= -\sqrt{\frac{N_v}{N}} \langle d_\pi \| d_\pi^+ s_\pi \| 0 \rangle \\ &= \sqrt{\frac{5N_v N_\pi}{N}} \end{aligned} \quad (2.44)$$

ve buradan da

$$B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_2^+) = (e_v - e_\pi)^2 \frac{5}{N} N_v N_\pi \quad (2.45)$$

değerini elde ederiz.

Etkileşen Bozon Modeli-2 'de E2 işlemcisi F-skaler ve F-vektör şeklinde ikiye ayrılabilir. İlgili ifadeler aşağıdaki gibi verilebilir:

$$T(E2) = e_\pi Q_\pi + e_v Q_v = e_s Q_s(\chi_1) + e_v Q_v(\chi_2) \quad (2.46)$$

$$e_s \equiv \frac{1}{2}(e_\pi + e_v) \quad e_v \equiv \frac{1}{2}(e_\pi - e_v) \quad (2.47)$$

$$Q_s(\chi) \equiv Q_\pi(\chi) + Q_v(\chi) \quad Q_v(\chi) \equiv Q_\pi(\chi) - Q_v(\chi) \quad (2.48)$$

$$\chi_1 \equiv \frac{e_\pi \chi_\pi + e_v \chi_v}{e_\pi + e_v} \quad \chi_2 \equiv \frac{e_\pi \chi_\pi - e_v \chi_v}{e_\pi - e_v} \quad (2.49)$$

E2 seçim kuralları genel olarak, F-skaler terimi Q_s için $\Delta F = 0$ ve F-vektör terimi Q_v için $\Delta F = 0, \pm 1, 0 \rightarrow 0$ 'dır. Böylece sadece $e_\pi \neq e_v$ iken $2_{ms}^+ \rightarrow 2_1^+$ gibi $F_{mak} \leftrightarrow F_{mak} - 1$ geçişlerine sahip olabiliriz. $e_\pi \approx e_v$ iken kuvvetli M1 bileşeni fakat zayıf E2 bileşeni $2_{ms}^+ \rightarrow 2_1^+$ 2_{ms}^+ geçişinde beklenebilir. Bunun nedeni küçük $|\delta|$ değerinin karışmış bir simetri durumunun varlığına işaret etmesidir.

Manyetik dipol geçişleri proton-nötron kolektif modellerinin bir önemli bir göstergesidir. Çift-çift çekirdeklere gözlenen M1 geçişleri kuvvetli $B(M1) \leq 1\mu_N^2$ ve zayıf $B(M1) \approx 10^{-3}\mu_N^2$ olmak üzere iki sınıfa ayrılır. Kuvvetli B(M1) geçişi kolektif olmasına rağmen Weisskopf birimi cinsinden $1.79\mu_N^2$ 'dir. Bununla beraber kolektif açıdan bir yorum, zayıf bir geçiş çekirdekte kolektif bir yoruma uygun düşse de kuvvetli bir geçiş için sadece bir olasılıktır⁽²⁴⁾.

Kuvvetli M1 geçişleri proton-nötron simetrisinde bir değişmeyi içerecek şekilde yorumlanabilirken, zayıf M1 geçişlerinde simetri esas olarak değişmez⁽⁸⁾.

2.3.1. Deforme Olmuş Çekirdeklere Kuvvetli Elektromanyetik Geçişleri

Gözlenen B(M1) uyarım olasılıkları $1\mu_N^2$ mertebesindedir. Şimdi F-spin seçim kurallarını bu geçişlere uyarlayalım. IBM-2 'de M1 işlemcisi,

$$\begin{aligned} T(M1) &= \sqrt{\frac{3}{4\pi}}(g_\pi L_\pi + g_\nu L_\nu) \\ &= \sqrt{\frac{3}{4\pi}}[g_s L + g_v (L_\pi - L_\nu)] \end{aligned} \quad (2.50)$$

ile verilir. Bu denklemden g_s ve g_v

$$g_s \equiv \frac{1}{2}(g_\pi + g_\nu) \quad (2.51a)$$

$$g_v \equiv \frac{1}{2}(g_\pi - g_\nu) \quad (2.52b)$$

olarak tanımlanır. g_v terimi bir F-skalerdir. Bu terim $L = L_\pi + L_v$ toplam açısal momentumuyla orantılı olduğundan her hangi bir geçişe katkısı olmaz. Sadece statik momentlere katkısı olur. g_v terimi ise bir F-vektör olup, $g_\pi \neq g_v$ olmak üzere, M1 geçişi oluşturabilir. F-vektör 0 bileşenli uzaysal vektör olduğundan yansımalar altında aksenal vektördür⁽⁸⁾.

2.3.2. Küresel Çekirdekte Kuvvetli Elektromanyetik Geçişleri

Diğer bir tür kuvvetli M1 geçişi kararlı deformasyona sahip olmayan çekirdekte titreşim veya U(5) türü⁽²⁵⁾ veya γ -yumuşak ya da O(6) türü⁽²⁶⁾ çekirdekte oluşur. Her iki türe de kısaca “küresel” diyebiliriz. Bu geçişler çoğu kez γ -bozunumunda 2^+ durumları arasında tipik olarak $2_3^+ \rightarrow 2_1^+$ şeklinde meydana gelir. Etkileşen Bozon Modeli-2 yorumunda her iki geçiş de seçim kuralı uyarınca oluşur, ve bu modelin sonuçları⁽²⁷⁾ U(5) limitinde $2_3^+ \rightarrow 2_1^+$ için

$$B(M1; 2_3^+ \rightarrow 2_1^+) = \frac{3}{4\pi} \frac{6N_\pi N_v}{N^2} (g_\pi - g_v)^2 \quad (2.53)$$

ile verilir. Bu basit analitik formülün ötesinde NPBOS⁽²⁸⁾ programı ile tüm bir sayısal IBM-2 hesaplaması da yapılabilir⁽⁸⁾.

2.4. Nükleer Kabuk Modeli

Nükleer yapının temel modeli Mayer ve Jensen tarafından 1955 yılında öngörülen kabuk modelidir. Bu modelin en basit şeklinde her bir nükleon, çekirdeğin diğer nükleonlarının ortak etkileşmesini temsil eden küresel simetrik bir potansiyelde bağımsız olarak hareket eder. Bu model sihirli sayıların varlığını açıklar. Dolu ana kabukların bir fazlası ya da bir eksiği çekirdeklerin alçak düzey durumlarının spin ve paritelerini tanımlar. Fakat dolu kabukların dışında nükleonları olan çekirdeklerin spektrumunun gerçekçi bir görünümünü elde etmek için, konfigürasyon karışımına neden olan iki cisim kalıntı etkileşmeleri dikkate alınır. Bu model ile π -bozonları için çok iyi sonuçlar elde edilmiştir. Değerlik nükleonları yardımı ile çekirdeklerin pratik bir tanımını elde etmek için, çekirdeklerin önemli özelliklerini içeren ve deneyle uyumlu öngörüler veren, bazı kolektif parametreler gerekir^(2,8).

Dolu ana kabuklardan uzaktaki çekirdeklerin alçak düzey spektrumları kolektif olgunun oluşumuyla ilgili olabilen oldukça basit bir yapı gösterir. Bu spektrumlar, bir kaç kolektif parametreler cinsinden tanımlanabilirler. Bunların spektrumları kolektif durumların bantları içinde düzenlenebilirler. Böylesi bir bantın elemanları şiddetli kuadropol geçişlere bağlıdır. Moleküler spektrumlara benzerlik olarak bu spektrumlar eğer seviyeler arası mesafe hemen hemen sabitse titreşimsel (vibrasyonel) veya eğer mesafeler $J(J+1)$ kuralına uyuyorsa dönme (rotasyonel) çekirdekleri olarak adlandırılırlar. Burada J durumun nükleer spinidir. Çift-çift çekirdeklerdeki böylesi bantlar için mevcut deneysel veriler Sakai⁽²⁹⁾ tarafından bir araya getirilmiştir.

2.4.1. S ve D Nükleon Çiftleri - Kabuk Modelinin Daraltılması

Önceki kesimlerde alçak düzey kuadropol durumlarının değerlik nükleonları cinsinden tanımlanabileceğini öngördük. Bu kabulleniş kolektif durumların tanımlanması için bizi önemli bir basitleştirme işlemine götürür. Örneğin tipik bir dönme çekirdeği olan ^{154}Sm 'u dikkate alalım. Proton bir-parçacık yörüngeleri $0g_{7/2}, 1d_{1/2}, 2s_{1/2}, 0h_{1/2}$ ve nötron tek-parçacık yörüngeleri $0h_{9/2}, 1f_{7/2}, 2p_{1/2}, 0i_{1/2}$ değerlik yörüngeleridir. Bu değerlik yörüngelerindeki 12 proton ve 10 nötrona sahip olduktan sonra değişik durumlar oluşturulabilir.

Alt uzay açısal momentumu $J^\pi = 0^+$ (S çifti) ve $J^\pi = 2^+$ (D çifti) olan değerlik nükleonlarının koherent çiftleriyle oluşturulur. Bu çiftler protonlarla veya nötronlardan olabilir. Bunların bir karışımı yani bir proton ve bir nötrondan oluşmuş bir çift dikkate alınmaz.

Şekil 2.4. 'ün sol tarafında şematik olarak gösterildiği gibi, iki nükleon (yani 2 proton veya 2 nötron) S çiftinde açısal momentumu $J=0$, D çiftinde ise açısal momentumu $J=2$ olacak şekilde çiftlenmiştir. S ve D çiftlerinin yaratma işlemcileri genel olarak

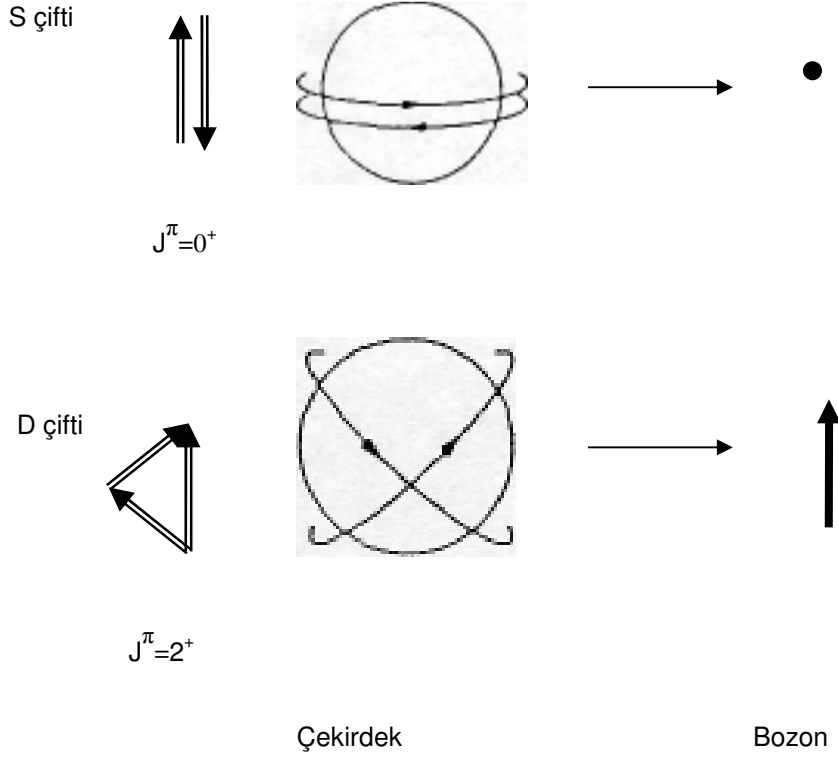
$$S^+ = \sum_j \alpha_j A^+(jj;0,0) \quad (2.54)$$

$$D_M^+ = \sum_{jj'} \beta_{jj'} A^+(jj';2,M) \quad (2.55)$$

şeklinde tanımlanır. Burada α_i ve $\beta_{jj'}$ normalize olmuş genlikler olup, çift yaratma işlemcisi ise

$$A^+(jj', JIM) = \frac{1}{\sqrt{1 + \delta_{jj'}}} [a_j^+ a_{j'}^+]_M^{(J)} \quad (2.56)$$

olarak verilmektedir⁽⁸⁾.



Şekil 2.2. S ve D nükleon çiftleri ile s ve d bozonları arasındaki karşılıkları.

Burada $a_{j,j}^+$ yörüngesindeki nükleon yaratma işlemcisidir. $[]_M^{(J)}$ sembolü J açısai momentumuna çiftlenmiş tensörü ve onun z bileşeni olan M 'yi göstermektedir. j (veya j') hem bu yörüngenin açısai momentumunu hem de nükleon yörünge indisini belirlemek için kullanılacaktır.

α_i ve β_{ij} genlikleri, olası en fazla bağlanma enerjisini soğuracak şekilde koherent özelliğe sahip olmalıdır. Bu genliklerin verildiğini varsayalım: $2N$ tane değerlik nükleonlu kolektif durumları tanımlamak için sınırlı alt düzey

$$(S^+)^{N_S} [(D^+)^{N_D}]_M^{(J)} |0\rangle \quad (2.57)$$

durumu ile oluşturulur. $N_S(N_D), S(D)$ çiftlerinin ($N_S + N_D = N$) sayısını hesaplar. J açısal momentum olup M ise onun z-bileşenidir. Bu alt uzay SD alt uzayı olarak adlandırılır.

Denklem (2.57) 'deki durumların ortogonal olması gerekmemektedir. Örneğin; $[S \times S^+]^{(J-0)} |0\rangle$ ve $[D \times D^+]^{(J-0)} |0\rangle$ durumları genelde birbirine ortogonal değildir. Bunun sebebi; $[D \times D^+]^{(J-0)} |0\rangle$ durumundaki her bir D çiftinden bir nükleon değiştirerek hem $[S \times S^+]^{(J-0)} |0\rangle$ hem de diğer bileşenler elde edilmesidir. Bu durumda, $[S \times S^+]^{(J-0)} |0\rangle$ durumu $[D \times D^+]^{(J-0)} |0\rangle$ ile örtüşmektedir.

Bu tür ortogonal olmama hali Denklem (2.57) 'deki iyi senyorite veya genelleştirilmiş senyorite üzerine bu durumları yansıtarak değiştirilebilir. Senyorite şemasında, çok parçacıklı durumlar kısmen $J^\pi = 0^+$ 'lı nükleon çiftlerinin sayısı cinsinden sınıflandırılabilir. v ile gösterilen senyorite S çiftlerini içermeyen nükleonların sayısı olarak tanımlanır. v senyoriteli ve n -parçacıklı durumlar $|j^n, v, J, M, \xi\rangle$ ile gösterilirler. Burada j^n , genel olarak, bir n -parçacık konfigürasyonu

anlamındadır, ve ξ 'de ek kuantum sayısını veya sayılarını göstermektedir. Bu durum, $J^\pi = 0^+$ 'a çiftlenmiş olan $(n-v)/2$ değerine sahip n tane parçacığa sahiptir. Bu durum yani $|j^n, v, J, M, \xi\rangle$ normalize olmuş kabul edilir. $v = 0$ durumu,

$$|j^n, v = 0, J = M = 0\rangle \propto (S^+)^{n/2} |0\rangle \quad (2.58)$$

cinsinden oluşturulabilmektedir. Burada ξ ek kuantum sayısı göz ardı edilmiştir. Çünkü, $v = 0$ durumu özel olarak tanımlanmıştır. $J \neq 0$ 'lı $v = 0$ durumları

$$|j^n, v = 0, J \neq 0, M, \xi\rangle \propto (S^+)^{(n-2)/2} |j^2, v = 2, J \neq 0, M, \xi\rangle \quad (2.59)$$

şeklinde yazılır. $J=0$ olan $v = 0$ durumları ilave bir öneme sahiptir. Çünkü bu $|j^n, v = 2, J = M = 0, \xi\rangle$ durumu $|j^n, v = 0, J, M = 0\rangle$ 'a ortogonal olmalıdır.

Genelde, aşağıdaki tanıma ulaşılır:

$$|j^n, v, J, M, \xi\rangle \propto (S^+)^{(n-v)/2} |j^v, v, J, M, \xi\rangle - \sum_{v'} \langle v, \xi' | j^n, v', J, M, \xi' \rangle \times \langle j^n, v', J, M, \xi' | (S^+)^{(n-v)/2} |j^v, v, J, M, \xi\rangle \quad (2.60)$$

Denklemin sağ tarafındaki ikinci terim basitçe düşük senyorite ($v' < v$) durumları için Schmidt ortagonelleştirmesini belirtmektedir. Tanım olarak, $|j^v, v, J, M, \xi\rangle$ durumu S çiftini içermez ve böylece

$$S |j^v, v, J, M, \xi\rangle \equiv 0 \quad (2.61)$$

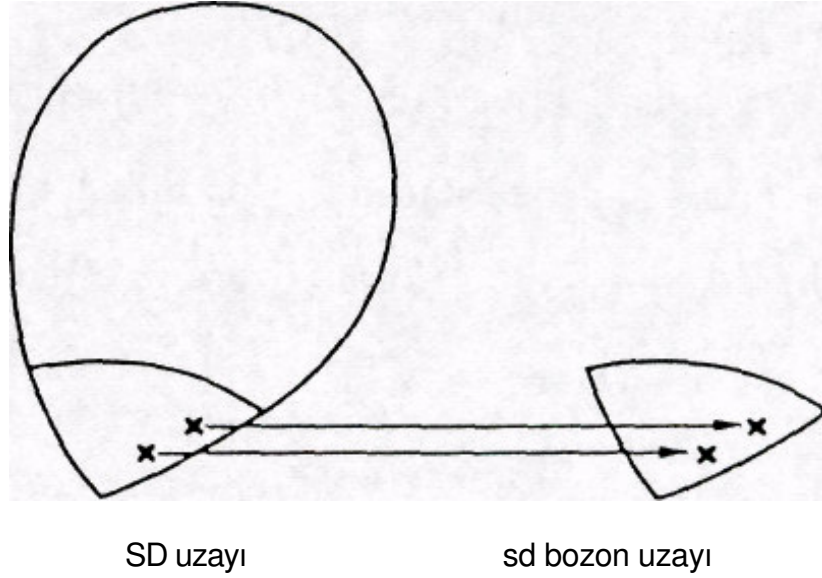
özdeşliğini doğrulamalıdır. Şimdi SD durumlarını,

$$|S^{N_S}, D^{N_D}, J, M, \xi\rangle \propto \frac{1}{A_F} \rho(S^+)^{N_S} [(D^+)^{N_D}]_M^{(J)} |0\rangle \quad (2.62)$$

şeklinde verelim⁽¹⁹⁾. Burada A_F normalizasyon katsayısını, $\rho, v = 2 \times N_D$ üzerine senyorte izdüşüm işlemcisini ve ξ ise ek kuantum sayısını göstermektedir. Denklem (2.62) 'in sol tarafındaki SD durumunun normalize olduğuna dikkat edelim. D çifti içermeyen SD durumları $|S^{N_S}; J=0\rangle$ (yani burada D düşmüştür) şeklinde gösterilecektir. Senyorte ortogonal olmamanın çoğunu halletse de, ξ kuantum sayısı aynı $v = 2 \times N_D$, J ve M içindeki SD durumlarını ortogonal yapmak için için içine girmektedir. ξ kuantum sayısı N_d 'nin düşük değerlerinin durumları için gerekli değildir ve burada N_d, J ve M durumunu belirtmektedir. Örneğin, $|S^{N_S}; J=0\rangle, |S^{N_S}, D; J=2, M\rangle, \dots$ gibi. Bununla beraber, ξ kuantum sayısı N_d 'nin büyük değerleri için gereklidir. M kuantum sayısı pek çok durumda önemli bir rol üstlenmediği için bırakılabilir.

IBM-2 'nin mikroskobik temelinin ilk öngörüsü alçak düzey kuadropol durumların Denklem (2.62) 'deki α_j ve β_{jj} genliklerinin uygun seçimiyle SD durumları tarafından belirlenmesidir. Dolu kabuk model uzayından SD alt uzayına yapılan bir sınırlama Şekil 2.5. 'de şematik olarak gösterilmiştir.

Tam tabaka-model uzayı



Şekil 2.3. Dolu kabuk modelinin SD alt uzayının sd bozon uzayında gösterim.

Bu daraltma işlemi Arima, Otsuka, Iachello ve Talmi⁽⁷⁾ ve Otsuka, Arima, Iachello ve Talmi⁽⁹⁾ tarafından önerildi ve geliştirildi.

Proton ve nötronlar için, S_π ve D_π proton çiftleri ile S_ν ve D_ν nötron çiftleri ve sonuçta SD proton durumları ile SD nötron durumları vardır.

2.4.2. SD Bozon Durumları İçin Haritalama

SD bozon durumları için haritalama yöntemi OAI şemalaması (Otsuka, Arima, Iachello) olarak bilinir⁽¹⁴⁾. Buradaki tartışma konusu aksi belirtilmedikçe protonlar yada nötronlarla ilgilidir. S ve D çiftleri sırasıyla $J^\pi = 0^+(s)$ ve $J^\pi = 2^+(d)$ bozonları üzerine kaydedilir (Şekil 2.5 bunu göstermektedir). Denklem (2.62) 'deki doğru bir şekilde normalize olmuş SD durumları, normalize olan sd bozon durumlarına kaydedilmelidir. Bu şemalama işleminin genel bağıntısı

$$\begin{aligned}
|S^{N_s}, D^{N_d}, J, M, \xi\rangle &= \frac{1}{A_F} \rho(S^+)^{N_s} [(D^+)^{N_d}]_M^{(J)} |0\rangle \\
\rightarrow [s^{N_s}, d^{N_d}, J, M, \xi] &= \frac{1}{A_B} (s^+)^{N_s} [(d^+)^{N_d}]_M^{(J)} [0]
\end{aligned}
\tag{2.63a}$$

ve

$$N_s = N_s \quad \text{ve} \quad N_d = N_d \tag{2.63b}$$

ile verilir. Burada N_s ve N_d s ve d bozon sayılarını temsil etmektedir. Denklem (2.63a) 'da kullanılan $| \rangle$ normalize fermiyon durumuna, $[]$ ise normalize bozon durumuna karşılık gelmektedir.

Ek kuantum sayısı ξ 'nun gerekli olmadığı durumlarda daha somut bir haritalama yöntemini dikkate alınır. Çok nükleonlu sistem N çiftlerinden oluşmuş gibi varsayılır. Dolu tabaka bozon vakumu üzerine kaydedilir, yani

$$|0\rangle \rightarrow [0] \tag{2.64}$$

dir. Saf S-çifti durumu

$$|S^N; J = 0\rangle \rightarrow [S^N; J = 0] \equiv \frac{1}{\sqrt{N!}} (s^+)^N |0\rangle \tag{2.65}$$

bir D çifti durumu

$$|S^{N-1}D; J = 2\rangle \rightarrow [s^{N-1}d; J = 2] \equiv \frac{1}{\sqrt{(N-1)!}} (s^+)^{N-1} d^+ |0\rangle \tag{2.66}$$

ve iki-D çiftli durumlar ise

$$|S^{N-2}D^2; J\rangle \rightarrow [s^{N-2}d^2; J] \equiv \frac{1}{\sqrt{2(N-2)!}} (s^+)^{N-2} [d^+d^+]^{(J)} |0\rangle \tag{2.67}$$

şeklinde şemalanır. Denklem (2.17) 'deki SD durumlarının açısai momentumu 0, 2 veya 4 değeriini alabilir. 1 ve 3 gibi tek tamsayılar ise izinli değildir. Bu sonuç sıra değişim bağıntısından ileri gelmektedir:

$$[D_M^+, D_{M'}^+] = 0 \quad (2.68)$$

Denklem (2.62) 'deki senyorite izdüşüm işlemlcisi ρ 'dan sonra, toplam açısai momentumun yukarıdaki seçim kuralı aynı kalır. Denklem (2.68) 'deki sıra değişim bağıntısı diğer çok D çiftli durumları açısai momentumları için benzer seçim kurallarını öngörmektedir. Bozonlor durumunda, bozon sıra değişim bağıntısı $[d_M^+, d_{M'}^+] = 0$ tamamen Denklem (2.68) 'deki gibi aynı işi yapmaktadır. Sonuç olarak, verilen N_d ve J (ve M) için, aynı sayıda çok D çiftli durumlar vardır. "En azından" ifadesini kullanıyoruz, çünkü bazı çok D çiftli durumlar Pauli ilkesi nedeniyle sıfır olabilirken, bozonlar için bu hiç bir zaman olmayacaktır⁽⁸⁾.

2.5. Hesaplamalar ve NPBOS Programı

Çift-çift çekirdeklerin IBM-2 modelinde hesaplamaları NPBOS programında yapılmaktadır. Bu program FORTRAN 77 programlama dili ile kodlanmıştır. NPBOS programı 1976 yılında Otsuka tarafından yazılmıştır ve Scholten ve Otsuka tarafından yazılan NPBTRN programı ile birlikte çalışmaktadır. Her iki program Yoshida ve Otsuka tarafından 1983 yılında ve son olarak 1985 yılında Otsuka tarafından⁽⁸⁾ gözden geçirilmiştir.

Programın Adı	Yaptığı Hesaplama
NPBOS	Enerji seviyelerini hesaplar.
NPBTRN	Elektromanyetik geçişleri hesaplar.
c.f.p.	Bozon cfp (Kesirli katılım katsayıları) dosyası CFPGEN ve NPCFPG çalıştırılarak oluşturulabilir.
CFPGEN	11 d-bozona kadar durumların bir-cisim c.f.p. 'leri hesaplanarak CFPGEN derlenir.
NPCFPG	11 ile sınırlı olan d-bozona durumların iki-cisim c.f.p. 'leri hesaplanarak NPCFPG çalıştırılır.
RACFL	NPBOS tarafından gerek duyulan Racah katsayılarını hesaplar ve binary olması gereken dosyada saklar.
DDMEFL	Bu program d-bozon bir-cisim işlemci matris elemanlarını hesaplar ve binary olması gereken dosyada saklar. Ayrıca bu program NPCFPG tarafından oluşturulan c.f.p. dosyasına gereksinim duyar.

Tablo 2.2. IBM-2 Modeline Göre Hamiltonyen Giriş Parametreleri⁽³⁰⁾.

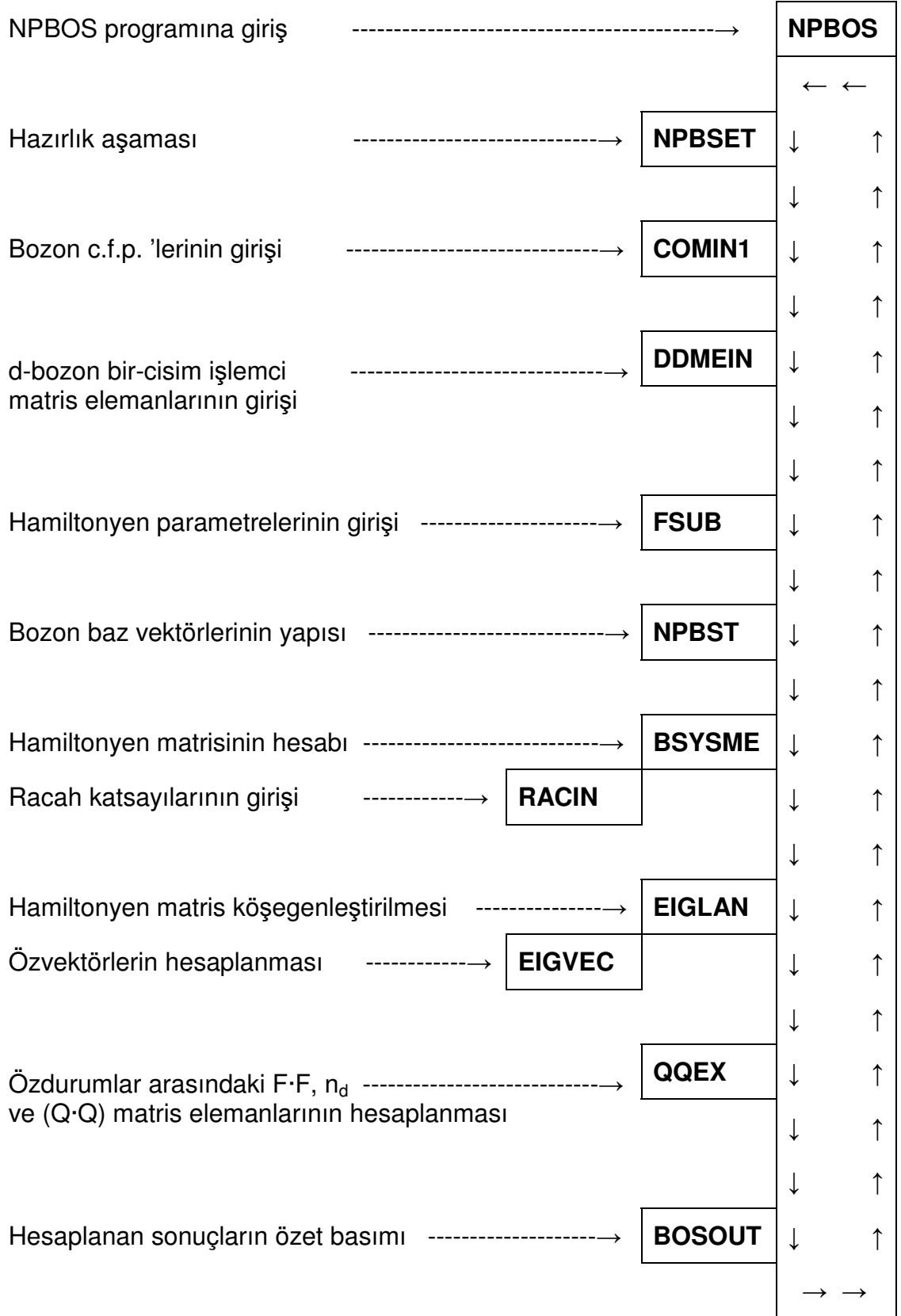
NPBOS 'daki Değişken Adı	Hamiltonyen 'deki Değişken Adı	Tipik Değeri veya Bölgesi
EFIX	ζ	0,0
ED	ε_d	0,5~1,0 (MeV)
EDN	ε_{dv}	0,0
EDP	$\varepsilon_{d\pi}$	0,0
RKAP	K	-0,08~0,25 (MeV)
RKNN	K_v	0,0
RKPP	K_π	0,0
RMAJ	ξ	0,0~0,8 (MeV)
RMAJ1	ξ_1	0,0~0,8 (MeV)
RMAJ2	ξ_2	0,0~0,8 (MeV)

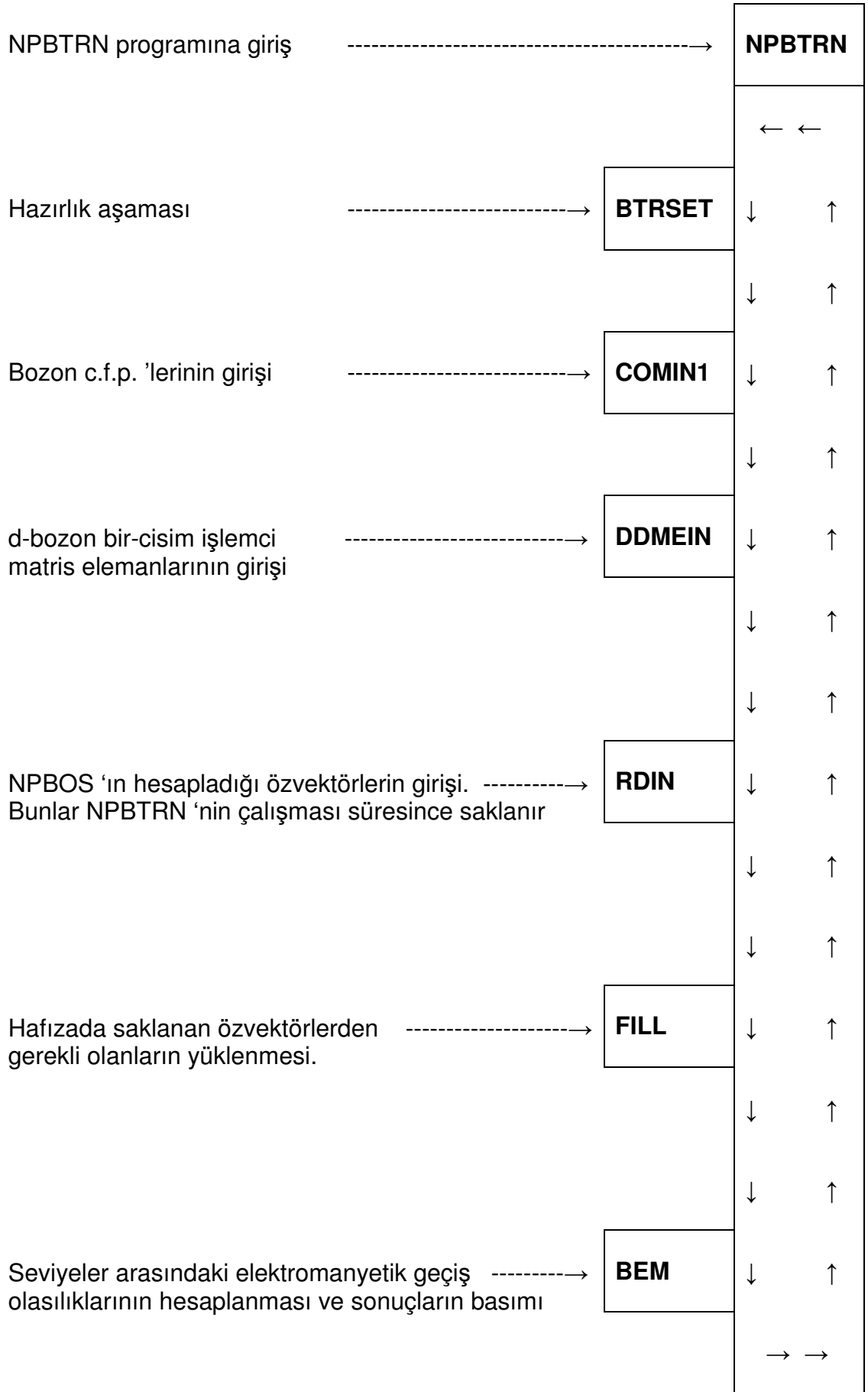
RMAJ3	ξ_{ζ_3}	0,0~0,8 (MeV)
CHN	χ_{ν}	-1,2~+1,2
CHP	χ_{π}	-1,2~+1,2
GNP(K)	$g_{\nu\pi}^{(K)}$	0.0(K=0,4)
C0N	$C_{\nu}^{(0)}$	0.0
C2N	$C_{\nu}^{(2)}$	0.0
C4N	$C_{\nu}^{(4)}$	0.0
C0P	$C_{\pi}^{(0)}$	0.0
C2P	$C_{\pi}^{(2)}$	0.0
C4P	$C_{\pi}^{(4)}$	0.0

Tablo 2.3. Programdaki Kontrol Parametreleri⁽³⁰⁾.

Değişken Adı	İçerik
ICMW	Bozon c.f.p. 'sinin çıktı düzeyi
NPSTW	Bozon baz vektörleri kuantum sayılarının çıktı düzeyi
IWCF	Özvektörlerin çıktı düzeyi
ISYM	Laczos köşegenleştirme işleminde ilk deneme vektör seçimi. 0: Karma-simetri deneme vektörü >0: ISYM. d-bozon konfigürasyonundaki simetrik deneme vektörü <0: ISYM. d-bozon konfigürasyonundaki antisimetrik deneme vektörü. Bu varsayılan değerlerin kullanılması önerilir.
NCUT	Laczos köşegenleştirme işlemindeki iterasyon sayısı (varsayılan=30)
IEX	Özdurumlar arasındaki F·F, n_d ve (Q·Q) matris elemanları.

2.5.1. NPBOS ve NPBTRN Programlarının Yapısı





2.5.2. Programın Derlenme Aşaması

Hesaplamlarda ana programı teşkil eden NPBOS programı çalıştırılmadan önce her çekirdek için;

- Racah katsayılarını hesaplayan RACFL.EXE
- d-bozon bir cisim c.f.p. 'leri oluşturan CFPGEN.EXE
- d-bozon iki cisim c.f.p. 'leri oluşturan NPCFPG.EXE
- d-bozonları matris elemanları dosyasını yapan DDMFL.EXE

alt programları sırasıyla derlendi. Bu esnada gerekli yerlerde istenen sıraya göre uygun olan bozon sayısı ile açılal momentum değerleri girildi ve bu şekilde NPBOS ana programı derlendi.

- Enerji seviyelerini hesaplayan NPBOS.EXE için gerekli parametreler kullanılarak hazırlanan giriş dosyası ile program çalıştırıldı ve sonuçlar çıkış dosyalarından elde edildi.
- Seviyeler arası elektromanyetik geçiş oranları da NPBTRN programı çalıştırılarak elde edildi. (Burada İterasyon Metodu ile elde edilen parametreler kullanıldı; e_ν ve e_π etkin bozon yükleri ve g_ν ve g_π bozon g-çarpanlarını içerir.)

3. ARAŞTIRMA BULGULARI

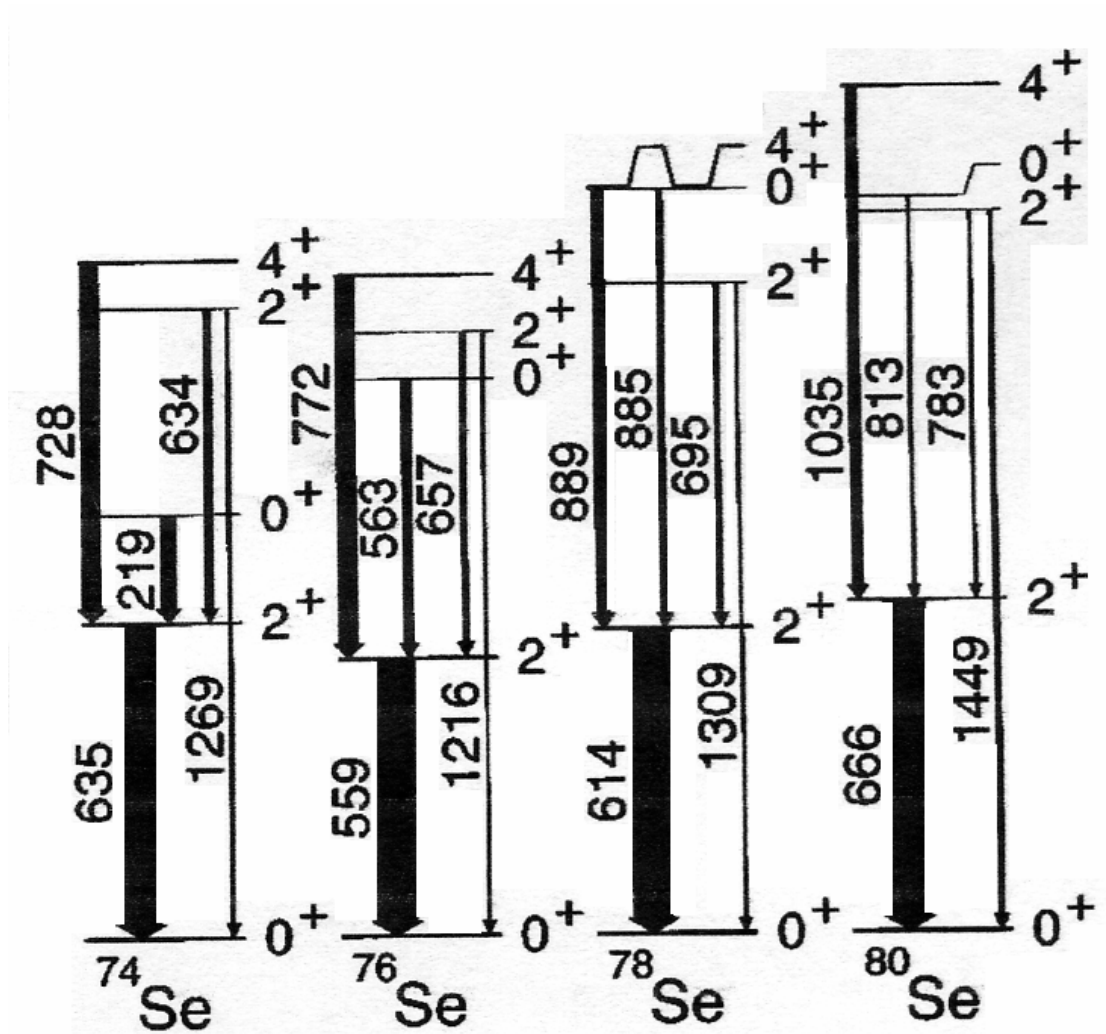
Çalışmanın bu kısmında Etkileşen Bozon Modeli-2 (IBM-2) 'nin uygulamasını teşkil eden NPBOS bilgisayar programı kullanılarak bazı çift-çift Selenyum çekirdekleri için iki farklı gruptaki parametreler kullanılarak yapılan hesaplar iki grupta toplandı ve enerji seviyelerini içeren bu hesaplamalar Hesap-1 ve Hesap-2 olarak isimlendirilerek deneysel sonuçlar ile karşılaştırıldı. Yapılan bu karşılaştırılmanın rahat anlaşılması için deneysel sonuçlar ile yapılan hesapların sonuçları, her çekirdek için ayrı enerji seviyesi diyagramları oluşturularak, tek grafikte çizilmiştir. Yapılan bu çizimlerde Origin 7.0 grafik programı kullanılmıştır. Selenyum çekirdeğinin ^{74}Se , ^{76}Se , ^{78}Se ve ^{80}Se çekirdekleri için enerji spektrumu hesabının yanında, düzeyler arası elektromanyetik geçiş olasılıkları [B(E2), B(M1)] 'da hesaplandı ve deneysel sonuçlarla beraber Tablolar halinde gösterildi. Yapılan bu hesaplarda elde edilen sonuçlar ile deneysel sonuçlar arasında bir uyum olduğu görüldü.

Hesaplamalarda ana programı teşkil eden NPBOS programı çalıştırılmadan önce her çekirdek için, Racah katsayılarını hesaplayan RACFL.EXE, d-bozon bir cisim c.f.p. 'leri (kesirli katılım katsayıları) oluşturan CFPGEN.EXE, d-bozon iki cisim c.f.p. 'leri oluşturan NPCFPG.EXE ve d-bozonları matris elemanları dosyasını yapan DDMFL.EXE alt programları sırasıyla derlendi. Bu esnada gerekli yerlerde istenen sıraya göre uygun olan bozon sayısı ile açılal momentum değerleri girildi ve bu şekilde NPBOS ana programı derlendi. Bu aşamadan sonra enerji seviyelerini hesaplayan

NPBOS.EXE için gerekli giriş dosyaları çağırılarak program çalıştırıldı ve bu işlem her çekirdek için tekrarlanarak sonuçlar çıkış dosyalarından elde edildi. Bu giriş dosyalarında çekirdekler için gerekli parametreler kullanıldı. İlgili giriş ve çıkış dosyalarından birkaç örnek tezin son kısmında yer alan EK 'de kullanılan parametreler ve hesaplanan sonuçlar deneysel sonuçlarla birlikte verilmiştir. Seviyeler arası elektromanyetik geçiş olasılıkları NPBTRN programı çalıştırılarak elde edildi. Bu programla ilgili giriş dosyası var olan deneysel değerleri, e_v ve e_π etkin bozon yük parametreleri ve g_v ve g_π bozon g-çarpan parametrelerini içermektedir. Bu parametreler iterasyon metodu kullanılarak elde edilmiştir. Bu metot ile elde edilen sonuçlar her çekirdeğin bütün geçişleri için grafik çizildi ve buradan uygun parametreler seçildi. Bununla ilgili giriş ve çıkış dosyalarından birkaç örnek EK 'de sunulmuştur.

3.1. Selenyum Çekirdeğinin İncelenmesi

Çift-çift Selenyum çekirdekleri ($Z=34$, $N=40,42,44,46$), proton-nötron kapalı kabuğu olan ve sihirli sayılar olarak isimlendirilen 28 ve 50 kapalı durumlarının arasında yer almaktadır. Bu çekirdeklerin nötron sayılarına bakıldığında ve kabuk etkisi göz önüne alındığında; ^{74}Se izotopu her iki kapalı duruma da uzaktır. Ancak incelenen çekirdekler arasında en yüksek nötron sayısına sahip olan ^{80}Se çekirdeğine yaklaştıkça, çekirdekler $N=50$ sihirli sayısına yaklaşmaktadır.



Şekil 3.1. $^{74,76,78,80}\text{Se}$ çekirdeklerinin deneysel uyarım enerjileri ⁽¹⁾.

Enerji değerleri keV cinsinden verilmiştir.

İncelenen Selenyum çekirdeklerinden biri olan ^{74}Se çekirdeği ele alındığında, bu çekirdeğin 34 proton sayısı ve 40 nötron sayısı olmak üzere toplam 74 nükleon sayısına sahiptir. Proton bozon sayısı ve nötron bozon sayısı en yakın dolu tabakadan hesaplanacağı için proton ve nötron sayılarına yakın sihirli sayıları göz önüne alınır ve hesaplar şu şekilde yapılır;

$$N_{\pi} = \frac{34 - 28}{2} = \frac{6}{2} = 3$$

$$N_{\nu} = \frac{50 - 40}{2} = \frac{10}{2} = 5$$

$$N = N_{\pi} + N_{\nu} = 3 + 5 = 8$$

Burada N_{π} ; proton bozon sayısı

N_{ν} ; nötron bozon sayısı

$N = N_{\pi} + N_{\nu}$; toplam bozon sayısı

Selenyum çekirdekleri için proton bozon sayısı proton sayısı değişmediğinden aynıdır ve nötron bozon sayısı yukarıdaki hesaba benzer şekilde hesaplanır. Hesaplanan bu sonuçlar Tablo 3.1 de toplanmıştır.

Tablo 3.1: $^{74,76,78,80}\text{Se}$ çekirdekleri için bozon sayıları.

	A	Z	N^*	N_{π}	N_{ν}	N^{**}
^{74}Se	74	34	40	3	5	8
^{76}Se	76	34	42	3	6	9
^{78}Se	78	34	44	3	7	10
^{80}Se	80	34	46	3	8	11

*Nötron sayısı

**Toplam bozon sayısı

3.1.1. ^{74,76,78,80}Se çekirdeklerinin Enerji Seviyeleri

Bu çalışmada incelenen Selenyum çekirdekleri için, NPBOS bilgisayar programında kullanılan parametreler Tablo 3.2 de verilmiştir. İncelemede yapılan hesaplarda iki ayrı hesap yapılmıştır bu hesaplar için farklı parametreler kullanılmıştır. Diğer parametrelerde Tablo 3.3 verilmiştir. Aralarındaki fark

$$H = (\varepsilon_d + \varepsilon_{d\pi})n_{d\pi} + (\varepsilon_d + \varepsilon_{d\nu})n_{d\nu} + \kappa Q_\pi Q_\nu + aM \quad (3.1)$$

hamiltonyeninde ⁽¹⁾;

ε_d _d bozon enerjisini,

$\varepsilon_{d\pi}$ _proton bozon enerjisini,

$\varepsilon_{d\nu}$ _nötron bozon enerjisini

$Q_{\pi,\nu} - \chi_{\pi,\nu}$ deformasyon parametresini içeren proton-nötron kuadropol operatörü

M_Majonara etkileşme parametrelerini temsil etmektedir.

Kaup tarafında Majonara etkileşme parametresi ile kullanılan a_genişletme parametresini, a=0 alındığında $\varepsilon_{d\pi}$ ve $\varepsilon_{d\nu}$ sıfırdan farklı değerler alır Majonara etkileşme parametreleri etkin olmaz ⁽¹⁾. Hesap-1 buna göre yapılmıştır. a parametresi sıfırdan farklı değer aldığınd Majonara parametreleri etkin olur. Bu durumda $\varepsilon_{d\pi}$, $\varepsilon_{d\nu}$ enerjileri kullanılmaz⁽¹⁾, bunların yerine sadece ε_d enerjisi kullanılır. Buna göre yapılan hesaplamalar Hesap-2 'de verilmiştir.

Tablo 3.2. $^{74,76,78,80}\text{Se}$ için Hesap-1 'de kullanılan NPBOS parametreleri⁽¹³⁾.
 (χ_π ve χ_ν boyutsuzdur diğer parametreler MeV cinsinden verilmiştir)

	^{74}Se	^{76}Se	^{78}Se	^{80}Se
ε	0.84	0.805	0.925	0.931
κ	-0.055	-0.086	-0.135	-0,139
χ_π	-1.20	-1.20	-1.20	-1.20
χ_ν	0.14	0.38	0.65	0.80
$C_{0\pi}$	-0.65	-0.40	-0.34	-0.30
$C_{2\pi}$	0	0	0	0
$C_{4\pi}$	0.22	0.18	0.14	0.12
$C_{0\nu}$	-0.65	-0.40	-0.34	-0.30
$C_{2\nu}$	0	0	0	0
$C_{4\nu}$	0.22	0.18	0.14	0.12
ξ_1	-0.43	-0.43	-0.43	-0.43
ξ_2	0.32	0.30	0.22	0.20
ξ_3	-0.28	-0.28	-0.28	-0.28

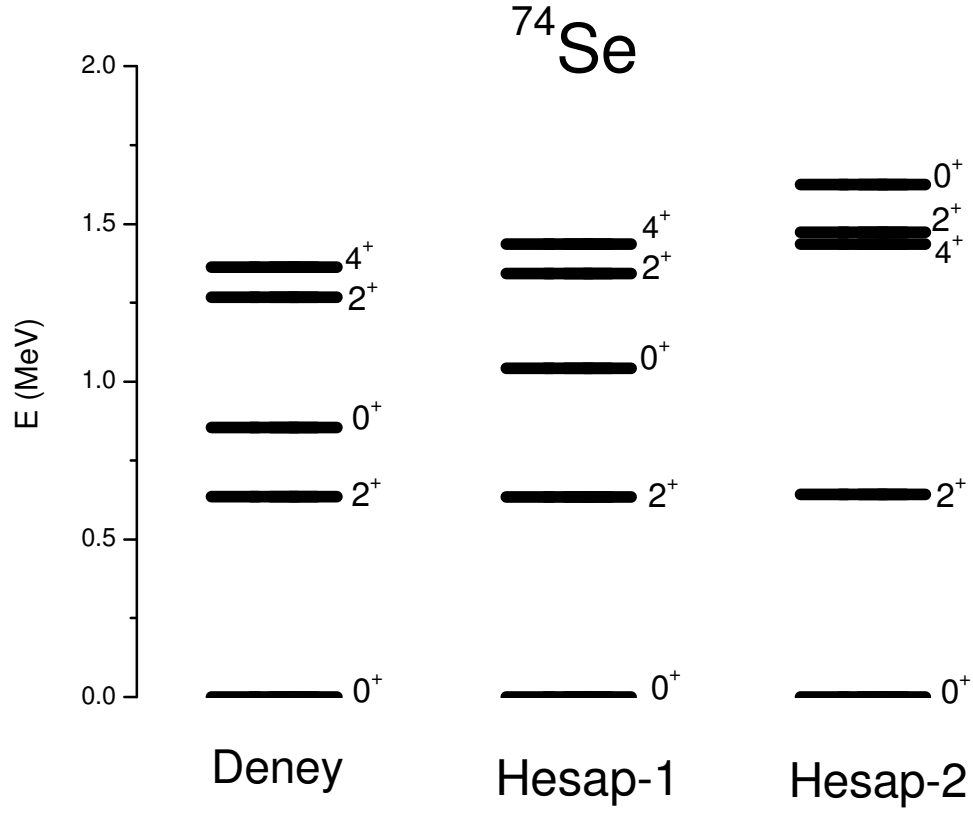
Tablo 3.3. $^{74,76,78,80}\text{Se}$ için Hesap-2 'de kullanılan NPBOS parametreleri⁽¹⁾.
(χ_π ve χ_ν boyutsuzdur diğer parametreler MeV cinsinden verilmiştir)

	^{74}Se	^{76}Se	^{78}Se	^{80}Se
ε_d	1.05	0.96	0.99	0.98
$\varepsilon_{d\pi}$	0.10	0.10	0.10	0.10
$\varepsilon_{d\nu}$	-0.06	-0.075	-0.10	-0.15
κ	-0.13	-0.16	-0.21	-0.24
χ_π	-0.35	-0.35	-0.35	-0.35
χ_ν	-0.27	-0.055	0.16	0.375

Tablo 3.2 ve Tablo 3.3 de verilen parametrelere göre yapılan hesaplamalar Tablo 3.4 de verilmiştir.

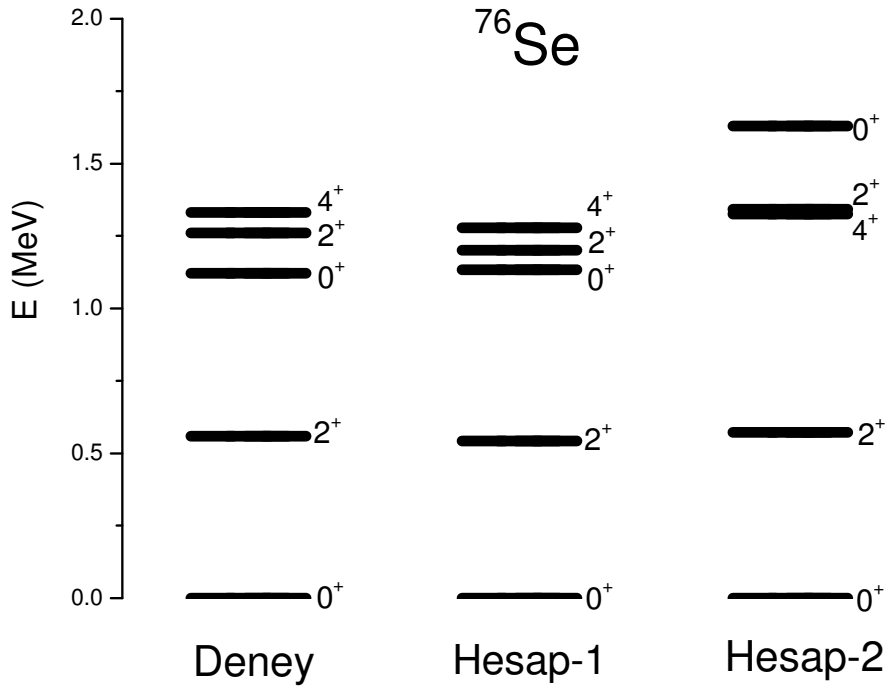
Tablo 3.4. $^{74,76,78,80}\text{Se}$ çekirdeklerinin deneysel^(1,31,32) ve hesaplanan enerji seviyeleri (MeV).

		$E(0_1^+)$	$E(2_1^+)$	$E(4_1^+)$	$E(2_2^+)$	$E(0_2^+)$
^{74}Se	Deney	0.000	0.635	1.363	1.269	0.854
	Hesap-1	0.000	0.634	1.436	1.343	1.042
	Hesap-2	0,000	0.642	1.436	1.474	1.624
^{76}Se	Deney	0.000	0.559	1.331	1.261	1.122
	Hesap-1	0.000	0.542	1.278	1.200	1.133
	Hesap-2	0.000	0.573	1.326	1.342	1.629
^{78}Se	Deney	0.000	0.614	1.503	1.309	1.499
	Hesap-1	0.000	0.613	1.465	1.326	1.446
	Hesap-2	0.000	0.621	1.468	1.445	1.900
^{80}Se	Deney	0.000	0.666	1.701	1.449	1.479
	Hesap-1	0.000	0.681	1.595	1.390	1.529
	Hesap-2	0.000	0.669	1.600	1.517	2.004



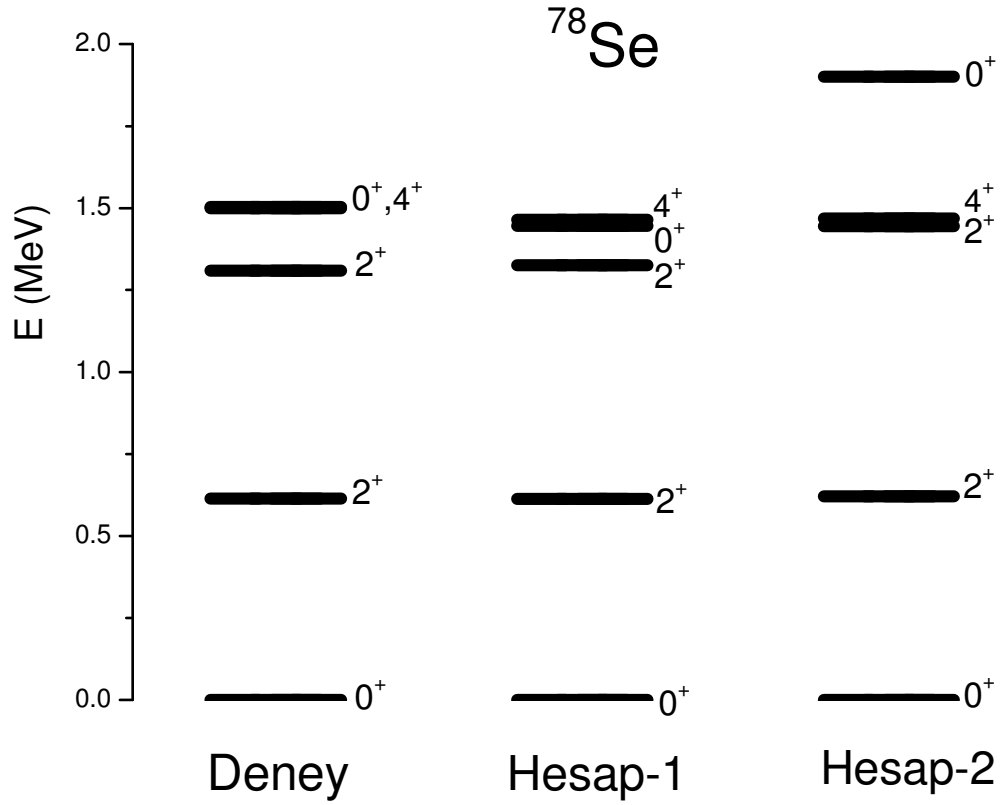
Şekil 3.2. ^{74}Se için deneysel^(1,31,32) ve hesaplanan enerji seviyeleri diyagramı.

^{74}Se çekirdeği 3 proton bozonu ve 5 nötron bozonu olmak üzere toplam 8 bozonu vardır. Bu çekirdek için elde edilen deneysel uyarım enerji seviyeleri 5 tanedir⁽¹⁾. Bu enerji seviyeleri Tablo 3.2. 'deki parametreler kullanıldığında Hesap-1 için bütün seviyelerin deneysel sonuçlar ile uyum sağlayacak şekilde elde edilmiştir. Hesap-2 için Tablo 3.3. deki parametreler kullanıldı ve burada elde edilen sonuçlardan ilk iki enerji seviyesi ve birinci 4^+ seviyesi deneysel sonuç ile çok iyi uyum içindedir. Fakat ikinci 0^+ ve 2^+ seviyelerinin sıralarının değiştiği Şekil 3.2 'de görülmektedir. Bu iki seviyeden ikinci 2^+ deneysel sonuçla yakın olmasına karşın 0^+ seviyesinin enerji değeri deneysel sonuçla karşılaştırıldığında aşırı fark gözlenmektedir.



Şekil 3.3. ^{76}Se için deneysel^(1,31,32) ve hesaplanan enerji seviyeleri diyagramı.

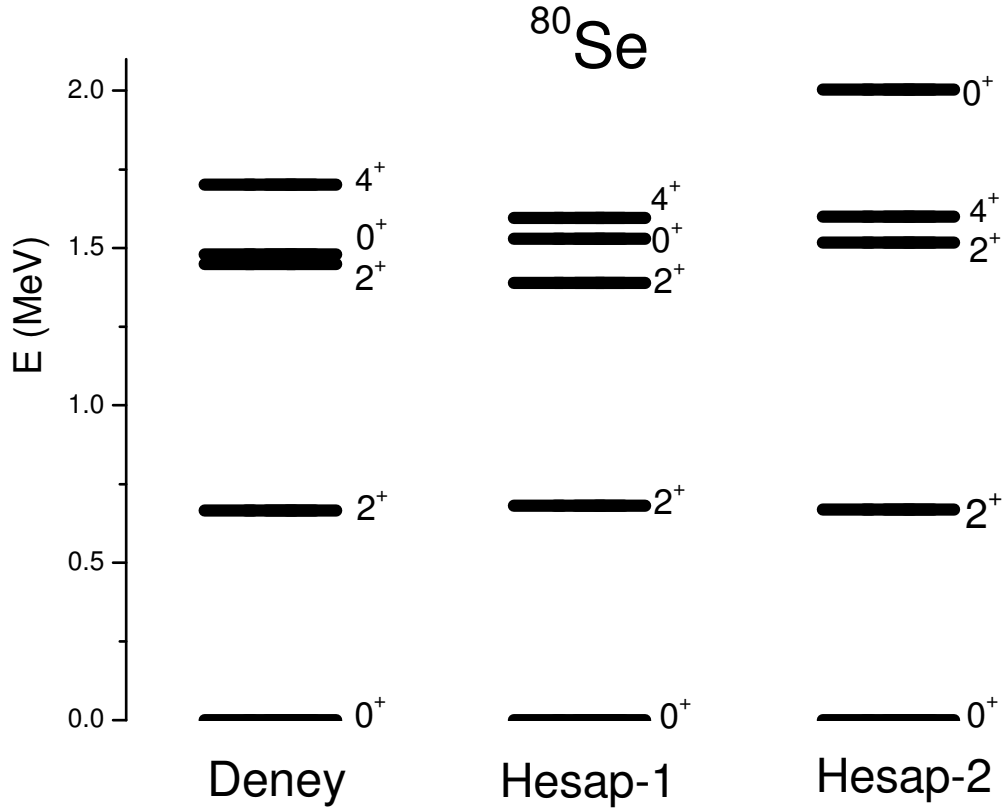
Toplam 9 bozona sahip olan ^{76}Se çekirdeği, Şekil 3.1. 'de görüldüğü gibi ve ^{74}Se çekirdeği gibi, beş tane deneysel uyarım enerjisine sahiptir. Şekil 3.3 'e bakıldığında Hesap-1 'den elde edilen sonuçlar ile deneysel sonuçlar çok iyi uyuşmaktadır. Hesap-2 'de elde edilen sonuçlardan ise ilk iki seviye ile birinci 4^+ seviyesi deneysel sonuçla uyum içinde olduğu görülmektedir. Bunlara ek olarak ikinci 2^+ seviyesi de deneysel sonuca yakındır fakat birinci 4^+ ile sıra değiştirdiği gözlenmektedir. Son olarak ikinci 0^+ seviyesinde ise sıra değişikliği olduğu gibi elde edilen enerji değerini deneysel sonuçla ve Hesap-1 'de elde edilen sonuçla karşılaştırıldığında fark olduğu görülmektedir.



Şekil 3.4. ^{78}Se için deneysel^(1,31,32) ve hesaplanan enerji seviyeleri diyagramı.

^{78}Se çekirdeği toplam 10 bozona sahiptir. Bu çekirdek için bundan önce incelenen iki çekirdekte olduğu gibi beş adet deneysel enerji seviyesi vardır (Şekil 3.1). Şekil 3.4 'de deneysel seviyelere bakıldığında ikinci 0^+ ile birinci 4^+ seviyesinin değerlerinin birbirine çok yakın ve neredeyse çakışık olduğu görülmektedir. Hesap-1 için kullanılan parametrelerle elde edilen sonuçlar ile deneysel sonuçlar çok iyi uyum sağlamaktadır. Şekil 3.4. 'e bakıldığında Hesap-1 'de deneysel sonuçta olduğu gibi ikinci 0^+ ile birinci 4^+ seviyesinin neredeyse çakışık olduğu görülmektedir. Hesap-2 için kullanılan parametreler ile elde edilen enerji seviyelerinden ikinci 0^+ dışındaki seviyeler sıra olarak uyum içindedir. Bunun yanında birinci 0^+ , 2^+ ve 4^+ seviyelerinin

enerji değerleri deneysel sonuçla oldukça iyi uyum göstermektedir ve ikinci 2^+ 'nin değerinde biraz farklılık vardır. Fakat ikinci 0^+ seviyesinde gözden kaçmayan bir fark burada da gzmektedir.



Şekil 3.5. ^{80}Se için deneysel^(1,31,32) ve hesaplanan enerji seviyeleri diyagramı.

Son olarak incelenen ^{80}Se ekirdeğinin 11 bozonu ve beş adet deneysel enerji seviyesi vardır (Şekil 3.1.). Bu ekirdek içinde diğerlerinde olduğu gibi Hesap-1 için kullanılan parametrelerle elde edilen enerji seviyeleri ile deneysel sonuçlar arasında istenilen uyum vardır. Fakat Şekil 3.5. 'e bakıldığında deneysel seviyelerde ikinci 2^+ ve 0^+ seviyeleri birbirine çok yakın olduğu ve neredeyse çakışık olduğu görülmektedir. Bu durum tam olarak

Hesap-1 'deki ikinci 2^+ ve 0^+ seviyelerinde gözlenmektedir. Hesap-2 'deki parametrelerden elde edilen sonuçlara bakıldığında, ^{78}Se benzer fakat incelenen iki çekirdekten (^{74}Se ve ^{76}Se) farklı bir durum sergilemektedir. Şekil 3.5 'deki enerji diyagramına bakıldığında bu hesap için elde edilen seviyelerden sadece ikinci 0^+ seviyesinin sırasında farklılık vardır, bu durum ^{78}Se içinde aynıdır, fakat ^{74}Se ve ^{76}Se çekirdeklerinde ikinci 0^+ 'nın yanında ikinci 2^+ seviyesinin de sırasında değişme olduğu gözlenmiştir.

3.1.2. Selenyum Çekirdeğinin Elektromanyetik Geçişleri

3.1.2.1. ^{74,76,78,80}Se Çekirdeklerinin B(E2) Geçişleri ve İterasyon Metodu

Nükleer modellerin duyarlılığının tespit edilmesinde elektromanyetik geçiş olasılıklarının ölçülmesi önem taşımaktadır. Çift-çift çekirdeklerde E2 geçişleri önemli rol oynamaktadır, çünkü seçim kurallarının test edilmesinde B(E2) değerleri ele alındığından E2 geçiş olasılıkları önemli bilgiler verir. Kararlılık kuşağı civarında B(E2) 'nin değerleri Coulomb etkileşmesiyle elde edilir.

Çalışmanın bu kısmında Selenyum çekirdeklerinin $B(E2;2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$, $B(E2;0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$, $B(E2;4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$, $B(E2;2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ ve $B(E2;2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ geçişleri hesaplandı. Teorik olarak hesaplanan değerlerin deneysel veriler^(1,31.32) ile uyum sağlaması için uygun parametrelerin elde edilmesi gerekmektedir. Bu parametreleri teşkil eden e_π , e_ν bozon yüklerini iterasyon metodunu kullanarak belirlemek mümkündür.

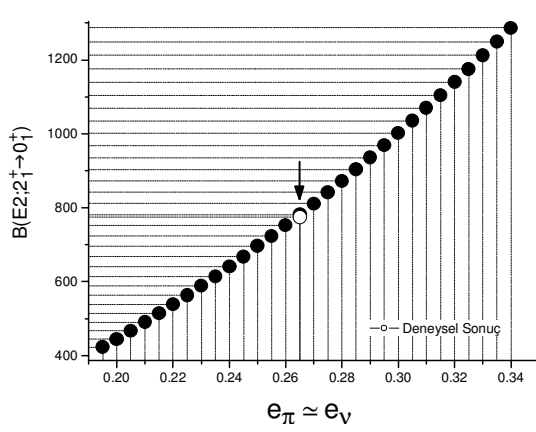
İterasyon metodunda B(E2) geçişlerini elde etmemizi sağlayan NPBTRN programının giriş dosyasında kullanılan e_π , e_ν bozon yükleri belirli aralıklarla arttırılır. Bu iki parametre birbirine eşit veya yakın değerlere sahip olabildiğinden⁽¹⁸⁾, bu çalışmada e_π , e_ν bozon yüklerini eşit olacak şekilde alınmıştır. Her bir parametre belli bir değerden başlatılmak üzere 0,005 'er arttırılmıştır. Bu şekilde e_π bozon yükünden 30 ve e_ν bozon yükünden de 30 olmak üzere toplam 60 adet parametre kullanılmıştır. Her bir parametre grubu için ayrı giriş dosyası hazırlanarak NPBOS ve NPBTRN programları çalıştırıldıktan sonra sonuçları veren çıkış dosyaları elde edildi. Bu

dosyalarda bulunan $B(E2;2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$, $B(E2;0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$, $B(E2;4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$, $B(E2;2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ ve $B(E2;2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ teorik sonuçları ile bu geçişleri elde etmemizi sağlayan iterasyon metodunda kullandığımız parametreler tablolarda verilmiştir. Bu işlem her çekirdek için tekrar edildi ve elde edilen sonuçlar Tablo 3.5, Tablo 3.6, Tablo 3.7 ve Tablo 3.8 'de toplanmıştır.

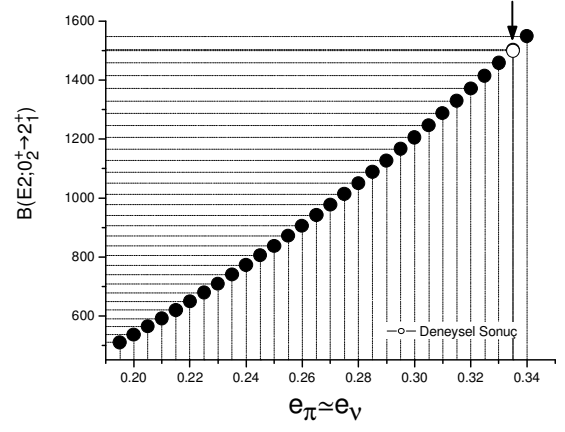
Kullanılan parametrelerin değişimi ile $B(E2)$ geçiş değerlerinin değişimi arasındaki artışın rahat gözlenebilmesi için, bozon yüklerine karşı $B(E2;2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$, $B(E2;0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$, $B(E2;4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$, $B(E2;2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ ve $B(E2;2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ geçişleri ayrı ayrı ele alınarak grafikleri çizilmiştir (Şekil 3.6, Şekil 3.7, Şekil 3.8 ve Şekil 3.9). iterasyon metodu ile elde ettiğimiz sonuçları incelememizi kolaylaştıran bu grafikler de deneysel $B(E2)$ değerinin yeri tespit edilmiştir. Bu şekilde deneysel sonuca karşı gelen bozon yük parametrelerinin kolaylıkla bulunması sağlandıktan sonra bunlarda Tablo 3.9 'da verilmiştir. Bu işlemler tamamlandıktan sonra, deneysel sonuçlar ile NPBTRN programının hesapları karşılaştırıldı ve elde edilen sonuçlar bütün çekirdekleri içeren Tablo 3.9 'da toplandı.

Tablo 3.5. ^{74}Se çekirdeği için iterasyon metodu ile elde edilen etkin bozon yükleri ve bunlara karşı gelen B(E2) değerleri.

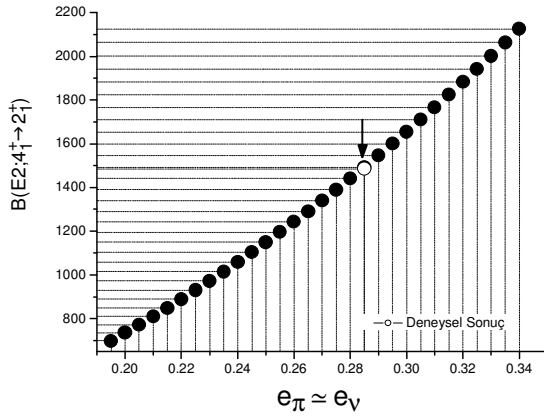
	B(E2)						
	e_ν	e_π	$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	$0_2^+ \rightarrow 2_1^+$	$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	$2_2^+ \rightarrow 0_1^+$
01	0.195	0.195	423.2	509.5	698.8	645.9	1.6
02	0.200	0.200	445.1	535.9	735.1	679.4	1.6
03	0.205	0.205	467.7	563.1	772.3	713.8	1.7
04	0.210	0.210	490.8	590.9	810.5	749.0	1.8
05	0.215	0.215	514.4	619.4	849.5	785.1	1.9
06	0.220	0.220	538.6	648.5	889.5	822.1	2.0
07	0.225	0.225	563.4	678.3	930.4	859.9	2.1
08	0.230	0.230	588.7	708.8	972.2	898.5	2.2
09	0.235	0.235	614.6	739.9	1014.9	938.0	2.3
10	0.240	0.240	641.0	771.8	1058.5	978.3	2.4
11	0.245	0.245	668.0	804.3	1103.1	1019.5	2.5
12	0.250	0.250	696.0	837.0	1149.0	1062.0	2.6
13	0.255	0.255	723.6	871.2	1195.0	1104.4	2.7
14	0.260	0.260	752.3	905.8	1242.3	1148.2	2.8
15	0.265	0.265	781.5	940.9	1290.6	1192.8	2.9
16	0.270	0.270	811.3	976.8	1339.7	1238.2	3.0
17	0.275	0.275	841.6	1013.3	1389.8	1284.5	3.1
18	0.280	0.280	872.5	1050.5	1440.8	1331.6	3.2
19	0.285	0.285	903.9	1088.3	1492.7	1379.6	3.3
20	0.290	0.290	935.9	1126.8	1545.6	1428.4	3.5
21	0.295	0.295	968.5	1166.0	1599.3	1478.1	3.6
22	0.300	0.300	1001.6	1205.9	1654.0	1528.6	3.7
23	0.305	0.305	1035.2	1246.4	1709.6	1580.0	3.8
24	0.310	0.310	1069.5	1287.6	1766.1	1632.2	4.0
25	0.315	0.315	1104.2	1329.5	1823.5	1685.3	4.1
26	0.320	0.320	1139.6	1372.0	1881.9	1739.3	4.2
27	0.325	0.325	1175.5	1415.2	1941.1	1794.0	4.4
28	0.330	0.330	1211.9	1459.1	2001.3	1849.7	4.5
29	0.335	0.335	1248.9	1503.7	2062.4	1906.1	4.6
30	0.340	0.340	1286.5	1548.9	2124.4	1963.5	4.8



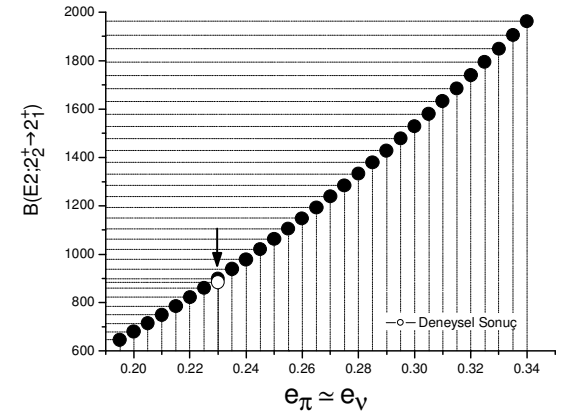
(a)



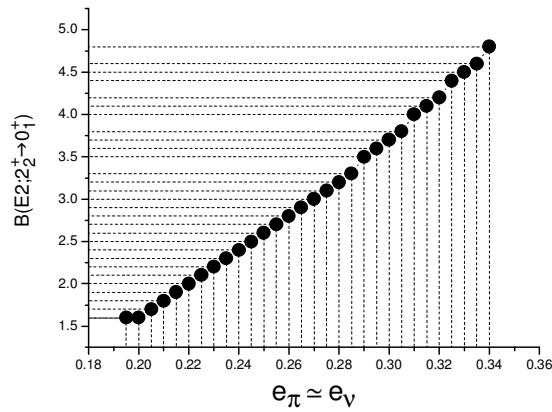
(b)



(c)



(d)



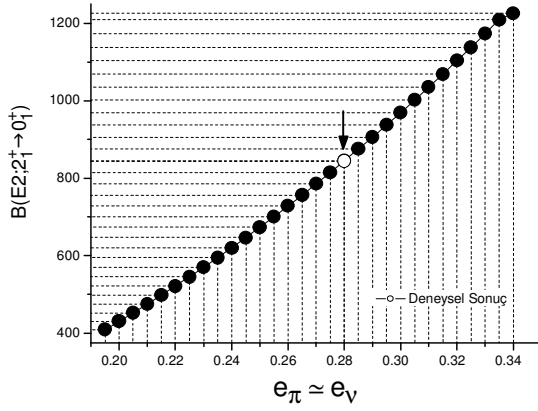
(e)

Şekil 3.6. ^{74}Se çekirdeği için iterasyon metodu ile elde edilen $B(E2)$ 'nin e_π - e_ν bozon yükleri karşı grafiği.

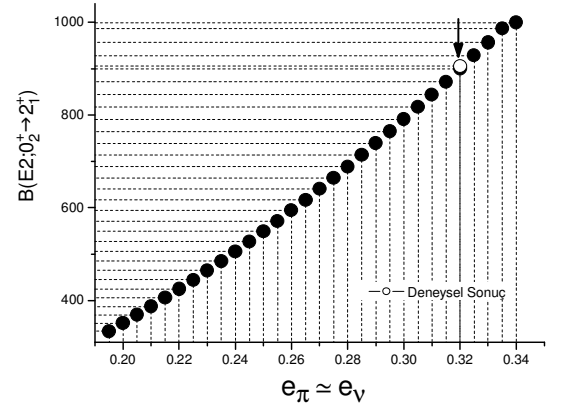
- (a) $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ _ e_π - e_ν grafiği
- (b) $B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ _ e_π - e_ν grafiği
- (c) $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ _ e_π - e_ν grafiği
- (d) $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ _ e_π - e_ν grafiği
- (e) $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ _ e_π - e_ν grafiği

Tablo 3.6. ^{76}Se çekirdeği için iterasyon metodu ile elde edilen etkin bozon yükleri ve bunlara karşı gelen B(E2) değerleri.

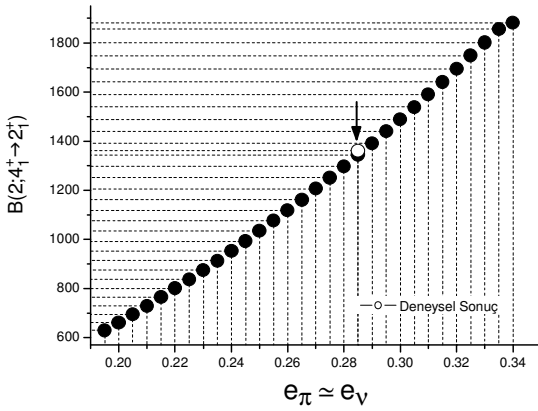
	B(E2)						
	e_ν	e_π	$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	$0_2^+ \rightarrow 2_1^+$	$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	$2_2^+ \rightarrow 0_1^+$
01	0.195	0.195	409.7	334.2	628.8	567.5	2.8
02	0.200	0.200	431.0	351.5	661.4	597.0	2.9
03	0.205	0.205	452.8	369.3	694.9	627.2	3.1
04	0.210	0.210	475.2	387.6	729.2	658.1	3.2
05	0.215	0.215	498.1	406.3	764.3	689.9	3.4
06	0.220	0.220	521.5	425.4	800.3	722.3	3.5
07	0.225	0.225	545.5	444.9	837.1	755.5	3.7
08	0.230	0.230	570.0	464.9	874.7	789.5	3.9
09	0.235	0.235	595.0	485.3	913.2	824.2	4.0
10	0.240	0.240	620.6	506.2	952.4	859.6	4.2
11	0.245	0.245	646.7	527.5	992.5	895.8	4.4
12	0.250	0.250	673.4	549.3	1033.5	932.7	4.6
13	0.255	0.255	700.6	571.5	1075.2	970.4	4.7
14	0.260	0.260	728.4	594.1	1117.8	1008.8	4.9
15	0.265	0.265	756.6	617.2	1161.2	1048.0	5.1
16	0.270	0.270	785.5	640.7	1205.4	1087.9	5.3
17	0.275	0.275	814.8	664.6	1250.5	1128.6	5.5
18	0.280	0.280	844.7	689.0	1296.4	1170.0	5.7
19	0.285	0.285	875.2	713.9	1343.1	1212.2	5.9
20	0.290	0.290	906.1	739.1	1390.6	1255.1	6.1
21	0.295	0.295	937.6	764.8	1439.0	1298.7	6.3
22	0.300	0.300	969.7	791.0	1488.2	1343.1	6.6
23	0.305	0.305	1002.3	817.6	1538.2	1388.3	6.8
24	0.310	0.310	1035.4	844.6	1589.1	1434.2	7.0
25	0.315	0.315	1069.1	872.0	1640.7	1480.8	7.2
26	0.320	0.320	1103.3	899.9	1693.2	1528.2	7.5
27	0.325	0.325	1138.1	928.3	1746.6	1576.3	7.7
28	0.330	0.330	1173.3	957.1	1800.7	1625.2	7.9
29	0.335	0.335	1209.2	986.3	1855.7	1674.8	8.2
30	0.340	0.340	1225.7	999.1	1880.9	1699.7	8.7



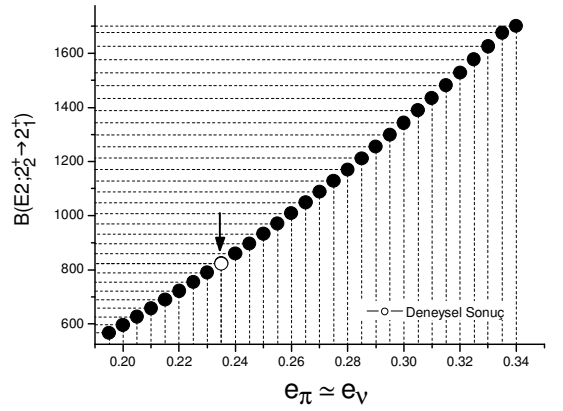
(a)



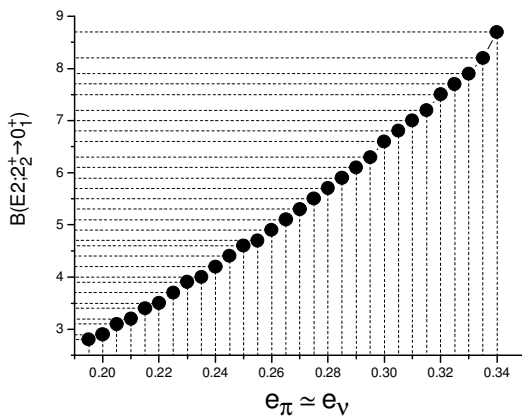
(b)



(c)



(d)



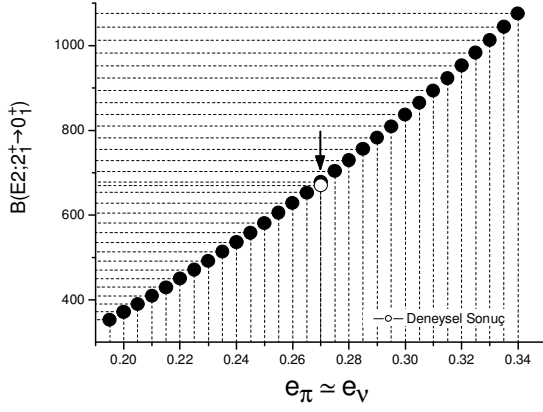
(e)

Şekil 3.7. ^{76}Se çekirdeği için iterasyon metodu ile elde edilen $B(E2)$ 'nin e_π - e_ν bozon yükleri karşı grafiği.

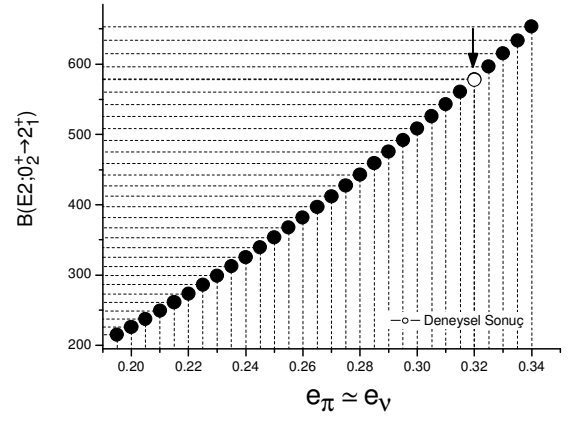
- (a) $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ _ e_π - e_ν grafiği
- (b) $B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ _ e_π - e_ν grafiği
- (c) $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ _ e_π - e_ν grafiği
- (d) $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ _ e_π - e_ν grafiği
- (e) $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ _ e_π - e_ν grafiği

Tablo 3.7. ^{78}Se çekirdeği için iterasyon metodu ile elde edilen etkin bozon yükleri ve bunlara karşı gelen B(E2) değerleri.

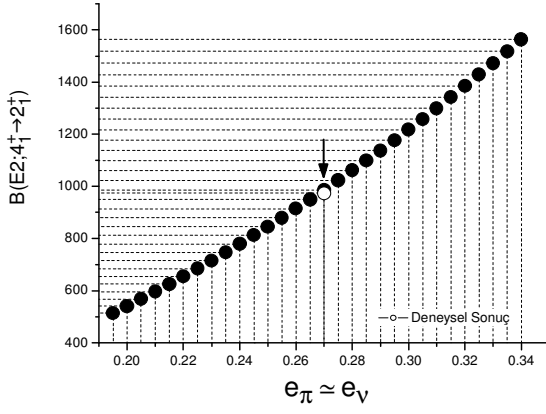
	B(E2)						
	e_ν	e_π	$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	$0_2^+ \rightarrow 2_1^+$	$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	$2_2^+ \rightarrow 0_1^+$
01	0.195	0.195	353.8	214.8	514.2	493.0	1.7
02	0.200	0.200	372.2	226.0	540.9	518.6	1.8
03	0.205	0.205	391.0	237.4	568.3	544.9	1.9
04	0.210	0.210	410.3	249.2	596.3	571.8	2.0
05	0.215	0.215	430.1	261.2	625.1	599.4	2.1
06	0.220	0.220	450.3	273.4	654.5	627.6	2.2
07	0.225	0.225	471.0	286.0	684.6	656.4	2.3
08	0.230	0.230	492.2	298.9	715.3	685.9	2.4
09	0.235	0.235	513.8	312.0	746.8	716.0	2.5
10	0.240	0.240	535.9	325.4	778.9	746.8	2.6
11	0.245	0.245	558.5	339.1	811.7	778.3	2.7
12	0.250	0.250	581.5	353.1	845.1	810.4	2.8
13	0.255	0.255	605.0	367.4	879.3	843.1	2.9
14	0.260	0.260	628.9	381.9	914.1	876.5	3.0
15	0.265	0.265	653.4	396.8	949.6	910.5	3.2
16	0.270	0.270	678.3	411.9	985.8	945.2	3.3
17	0.275	0.275	703.6	427.3	1022.6	980.6	3.4
18	0.280	0.280	729.4	442.9	1060.2	1016.5	3.5
19	0.285	0.285	755.7	458.9	1098.4	1053.2	3.6
20	0.290	0.290	782.5	475.1	1137.2	1090.4	3.8
21	0.295	0.295	809.7	491.7	1176.8	1128.4	3.9
22	0.300	0.300	837.4	508.5	1217.0	1166.9	4.0
23	0.305	0.305	865.5	525.6	1257.9	1206.2	4.2
24	0.310	0.310	894.1	542.9	1299.5	1246.0	4.3
25	0.315	0.315	923.2	560.6	1341.8	1286.6	4.5
26	0.320	0.320	952.7	578.5	1384.7	1327.7	4.6
27	0.325	0.325	982.7	596.8	1428.3	1369.5	4.7
28	0.330	0.330	1013.2	615.3	1472.6	1412.0	4.9
29	0.335	0.335	1044.1	634.0	1517.5	1455.1	5.0
30	0.340	0.340	1075.5	653.1	1563.2	1498.9	5.2



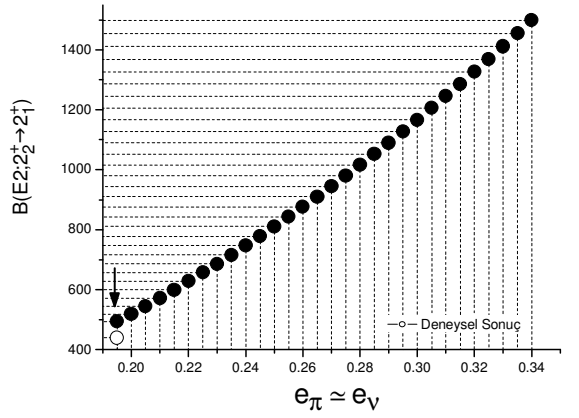
(a)



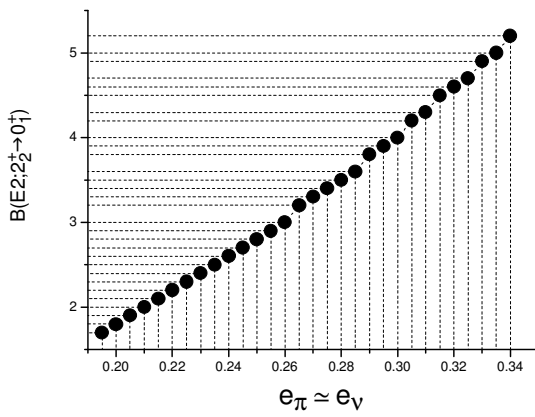
(b)



(c)



(d)



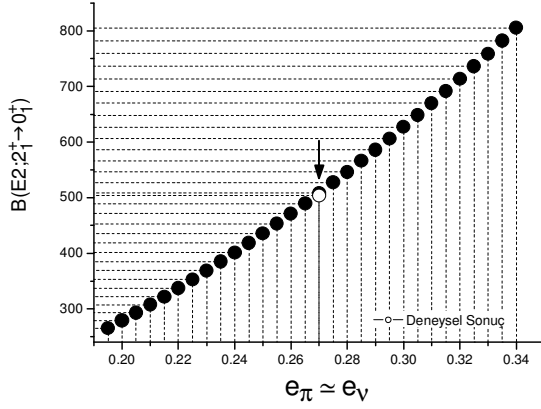
(e)

Şekil 3.8. ^{78}Se çekirdeği için iterasyon metodu ile elde edilen $B(E2)$ 'nin e_π - e_ν bozon yükleri karşı grafiği.

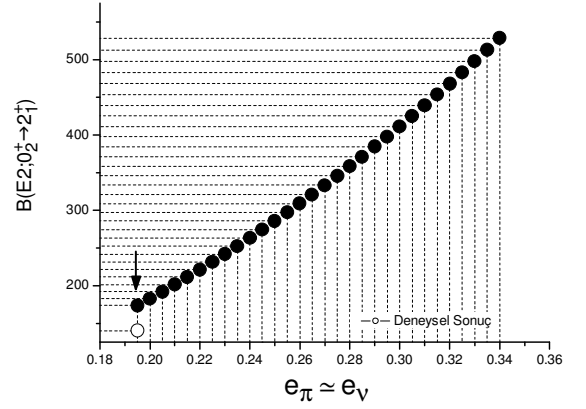
- (a) $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ _ e_π - e_ν grafiği
- (b) $B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ _ e_π - e_ν grafiği
- (c) $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ _ e_π - e_ν grafiği
- (d) $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ _ e_π - e_ν grafiği
- (e) $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ _ e_π - e_ν grafiği

Tablo 3.8. ^{80}Se çekirdeği için iterasyon metodu ile elde edilen etkin bozon yükleri ve bunlara karşı gelen B(E2) değerleri.

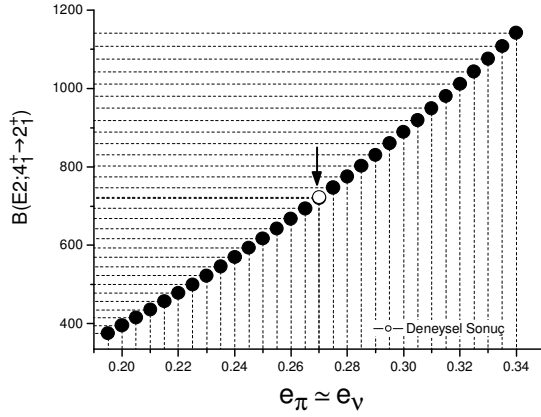
	B(E2)						
	e_ν	e_π	$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	$0_2^+ \rightarrow 2_1^+$	$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	$2_2^+ \rightarrow 0_1^+$
01	0.195	0.195	265.0	173.8	375.6	383.6	0.1
02	0.200	0.200	278.7	182.8	395.1	403.5	0.1
03	0.205	0.205	292.9	192.1	415.1	423.9	0.1
04	0.210	0.210	307.3	201.5	435.6	444.9	0.1
05	0.215	0.215	322.1	211.3	456.6	466.3	0.1
06	0.220	0.220	337.3	221.2	478.0	488.2	0.1
07	0.225	0.225	352.8	231.4	500.0	510.7	0.1
08	0.230	0.230	368.6	241.8	522.5	533.6	0.1
09	0.235	0.235	384.8	252.4	545.5	557.1	0.1
10	0.240	0.240	401.4	263.2	568.9	581.0	0.1
11	0.245	0.245	418.3	274.3	592.9	605.5	0.1
12	0.250	0.250	435.5	285.6	617.3	630.5	0.1
13	0.255	0.255	453.1	297.2	642.3	655.9	0.2
14	0.260	0.260	471.1	308.9	667.7	681.9	0.2
15	0.265	0.265	489.4	320.9	693.6	708.4	0.2
16	0.270	0.270	508.0	333.2	720.0	735.4	0.2
17	0.275	0.275	527.0	345.6	747.0	762.9	0.2
18	0.280	0.280	546.3	358.3	774.4	790.9	0.2
19	0.285	0.285	566.0	371.2	802.3	819.4	0.2
20	0.290	0.290	586.1	384.4	830.7	848.4	0.2
21	0.295	0.295	606.4	397.7	859.6	877.9	0.2
22	0.300	0.300	627.2	411.3	888.9	907.9	0.2
23	0.305	0.305	648.3	425.1	918.8	938.4	0.2
24	0.310	0.310	669.7	439.2	949.2	969.4	0.2
25	0.315	0.315	691.5	453.5	980.1	1000.9	0.2
26	0.320	0.320	713.6	468.0	1011.4	1033.0	0.2
27	0.325	0.325	736.1	482.7	1043.3	1065.5	0.3
28	0.330	0.330	758.9	497.7	1075.6	1098.5	0.3
29	0.335	0.335	782.1	512.9	1108.5	1132.1	0.3
30	0.340	0.340	805.6	528.3	1141.8	1166.1	0.3



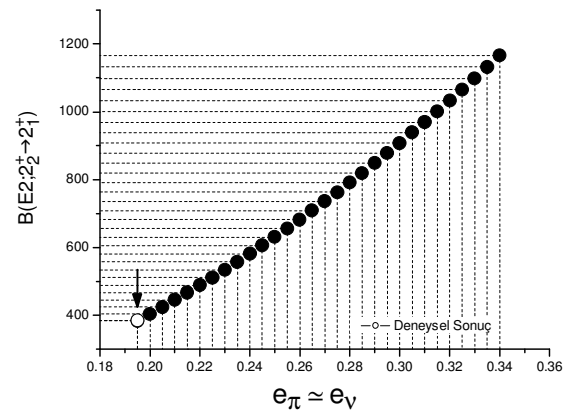
(a)



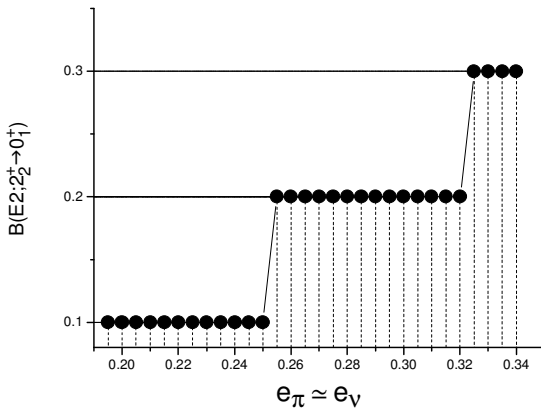
(b)



(c)



(d)



(e)

Şekil 3.9. ^{80}Se çekirdeği için iterasyon metodu ile elde edilen $B(E2)$ 'nin e_π - e_ν bozon yükleri karşı grafiği.

(a) $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ _ e_π - e_ν grafiği

(b) $B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ _ e_π - e_ν grafiği

(c) $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ _ e_π - e_ν grafiği

(d) $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ _ e_π - e_ν grafiği

(e) $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ _ e_π - e_ν grafiği

Tablo 3.9. ^{74,76,78,80}Se çekirdeklerinin B(E2) geçişleri için etkin bozon yükleri ve bu çekirdeklerin hesaplanan ve deneysel^(1,31,32) B(E2) değerleri (e^2b^2 , e^2fm^4).

		e_v	e_π	Hesap	Deney
⁷⁴ Se	B(E2;2 ₁ ⁺ → 0 ₁ ⁺)	0.265	0.265	782	775
	B(E2;0 ₂ ⁺ → 2 ₁ ⁺)	0.335	0.335	1504	1500
	B(E2;4 ₁ ⁺ → 2 ₁ ⁺)	0.285	0.285	1493	1485
	B(E2;2 ₂ ⁺ → 2 ₁ ⁺)	0.230	0.230	899	884
	B(E2;2 ₂ ⁺ → 0 ₁ ⁺)	0.340	0.340	5	15
⁷⁶ Se	B(E2;2 ₁ ⁺ → 0 ₁ ⁺)	0.280	0.280	845	844
	B(E2;0 ₂ ⁺ → 2 ₁ ⁺)	0.320	0.320	900	906
	B(E2;4 ₁ ⁺ → 2 ₁ ⁺)	0.285	0.285	1343	1361
	B(E2;2 ₂ ⁺ → 2 ₁ ⁺)	0.235	0.235	824	823
	B(E2;2 ₂ ⁺ → 0 ₁ ⁺)	0.340	0.340	9	23
⁷⁸ Se	B(E2;2 ₁ ⁺ → 0 ₁ ⁺)	0.270	0.270	678	670
	B(E2;0 ₂ ⁺ → 2 ₁ ⁺)	0.320	0.320	579	578
	B(E2;4 ₁ ⁺ → 2 ₁ ⁺)	0.270	0.270	986	973
	B(E2;2 ₂ ⁺ → 2 ₁ ⁺)	0.195	0.195	493	439
	B(E2;2 ₂ ⁺ → 0 ₁ ⁺)	0.340	0.340	5	15
⁸⁰ Se	B(E2;2 ₁ ⁺ → 0 ₁ ⁺)	0.270	0.270	508	504
	B(E2;0 ₂ ⁺ → 2 ₁ ⁺)	0.195	0.195	174	140
	B(E2;4 ₁ ⁺ → 2 ₁ ⁺)	0.270	0.270	720	722
	B(E2;2 ₂ ⁺ → 2 ₁ ⁺)	0.195	0.195	384	384
	B(E2;2 ₂ ⁺ → 0 ₁ ⁺)	0.340	0.340	0.3	27

Tablo 3.9 'daki bozon yükleri iterasyon metodu sonucun çizilen Şekil 3.6, Şekil 3.7, Şekil 3.8 ve Şekil 3.9 'deki grafiklerden elde edilmiştir. Bunlardan faydalanarak ^{74,76,78,80}Se çekirdeklerinin bütün elektromanyetik geçiş olasılıkları için deneysel verilere yakın sonuçları içeren B(E2) geçiş değerlerini elde etmek mümkün olmuştur. Deneysel sonuçlar^(1,31,32) ile hesaplanan sonuçlar karşılaştırıldığında bunların birbirine yakın olduğu gözlenmektedir.

3.1.2.2. ^{74,76,78,80}Se Çekirdeklerinin B(M1) Geçişleri ve İterasyon Metodu

Nükleer modellerin duyarlılığının tespit edilmesinde, çift-çift çekirdeklerde E2 geçişleri kadar M1 geçişleride önemlidir.

Çalışmanın bu kısmında ^{74,76,78,80}Se çekirdeklerinin B(M1; $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$) geçişleri hesaplandı. Teorik olarak hesaplanan değerlerin deneysel veriler^(1,31,32) ile uyum sağlaması için uygun parametrelerin elde edilmesi gerektiği bir önceki kısımda bahsedilmişti. B(M1) için gereken parametreleri teşkil eden g_π , g_ν bozon çarpanlarını da, e_π , e_ν bozon yüklerinin bulunmasında olduğu gibi, iterasyon metodunu kullanılarak belirlemek mümkün olmaktadır.

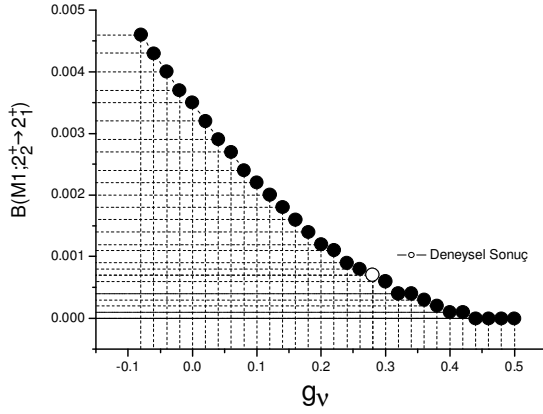
İterasyon metodunda B(M1) geçişlerini elde etmemizi sağlayan NPBTRN programının giriş dosyasında kullanılan g_π , g_ν bozon çarpan faktörlerinden g_π bir civarında veya birden büyük olması gerekirken, g_ν sıfır civarında veya sıfırdan büyük olması gerekir⁽¹⁾. Bu durumda Tablo 3.10 da görüldüğü gibi g_ν parametresi sıfıra yakın değerden başlatılarak 0.02 'er

arttırılmıştır. Bunun yanında g_π parametresi de 1 civarında bir değerden başlatılıp 0.02 'er azaltılmıştır. Bu şekilde her bir parametreden 30 'ar olmak üzere toplam 60 değer kullanılarak iterasyon metodu denenmiştir. B(E2) geçişlerindeki hesaba benzer işlemler yapılarak, denen her parametre grubunun sonucunda $B(M1;2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ geçişinin teorik sonuçları bulunmuştur. Bulunan sonuçlar ve bu geçişleri elde etmemizi sağlayan iterasyon metodunda kullanılan parametreler Tablo 3.10 'da verilmiştir. Bu işlem her bir çekirdek için tekrar edilerek elde edilen sonuçlar aynı tabloda toplanmıştır.

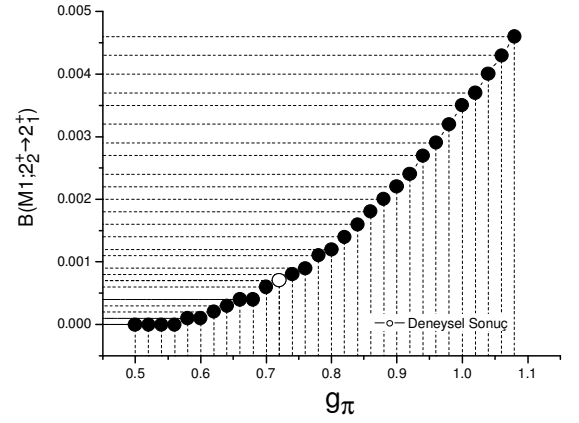
Kullanılan parametrelerin değişimi ile B(M1) geçiş değerlerinin değişimi arasındaki artışın rahat gözlenmesi ve uygun parametrelerin bulunması için, bozon çarpanlarına karşı $B(M1;2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ geçişinin grafikleri her çekirdek için çizilmiştir (Şekil 3.10, Şekil 3.11, Şekil 3.12 ve Şekil 3.13). İterasyon metodu ile elde ettiğimiz sonuçları incelememizi kolaylaştıran bu grafikler de deneysel B(M1) değerinin yeri tespit edilmiştir. Bu şekilde deneysel sonuca karşı gelen bozon çarpanlarının kolaylıkla bulunması sağlandıktan sonra bunlarda Tablo 3.11 de verilmiştir. Bu işlemler tamamlandıktan sonra, deneysel sonuçlar ile NPBTRN programının hesaplarıyla karşılaştırıldı ve elde edilen sonuçlar uygun bozon çarpanlarıyla birlikte bütün çekirdekleri içerecek şekilde aynı tabloda toplandı.

Tablo 3.10. ^{74,76,78,80}Se çekirdekleri için iterasyon metodu ile elde edilen g_v ve g_π bozon çarpanları ve bunlara karşı gelen B(M1) değerleri.

			B(M1)			
			⁷⁴ Se	⁷⁶ Se	⁷⁸ Se	⁸⁰ Se
	g_v	g_π	$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$
01	-0.08	1.08	0.0046	0.0126	0.0578	0.1196
02	-0.06	1.06	0.0043	0.0118	0.0539	0.1115
03	-0.04	1.04	0.0040	0.0109	0.0501	0.1037
04	-0.02	1.02	0.0037	0.0101	0.0465	0.0962
05	0.00	1.00	0.0035	0.0094	0.0430	0.0889
06	0.02	0.98	0.0032	0.0086	0.0396	0.0819
07	0.04	0.96	0.0029	0.0079	0.0364	0.0753
08	0.06	0.94	0.0027	0.0073	0.0333	0.0689
09	0.08	0.92	0.0024	0.0066	0.0303	0.0627
10	0.10	0.90	0.0022	0.0060	0.0275	0.0569
11	0.12	0.88	0.0020	0.0054	0.0248	0.0514
12	0.14	0.86	0.0018	0.0049	0.0223	0.0461
13	0.16	0.84	0.0016	0.0043	0.0199	0.0411
14	0.18	0.82	0.0014	0.0038	0.0176	0.0364
15	0.20	0.80	0.0012	0.0034	0.0155	0.0320
16	0.22	0.78	0.0011	0.0029	0.0135	0.0279
17	0.24	0.76	0.0009	0.0025	0.0116	0.0240
18	0.26	0.74	0.0008	0.0022	0.0099	0.0205
19	0.28	0.72	0.0007	0.0018	0.0083	0.0172
20	0.30	0.70	0.0006	0.0015	0.0069	0.0142
21	0.32	0.68	0.0004	0.0012	0.0056	0.0115
22	0.34	0.66	0.0004	0.0010	0.0044	0.0091
23	0.36	0.64	0.0003	0.0007	0.0034	0.0070
24	0.38	0.62	0.0002	0.0005	0.0025	0.0051
25	0.40	0.60	0.0001	0.0004	0.0017	0.0036
26	0.42	0.58	0.0001	0.0002	0.0011	0.0023
27	0.44	0.56	0.0000	0.0001	0.0006	0.0013
28	0.46	0.54	0.0000	0.0001	0.0003	0.0006
29	0.48	0.52	0.0000	0.0000	0.0001	0.0001
30	0.50	0.50	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000



(a)

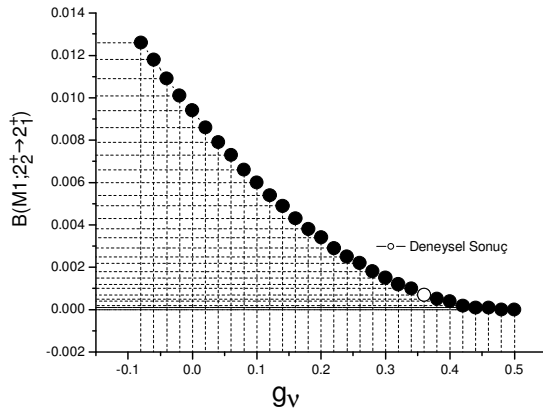


(b)

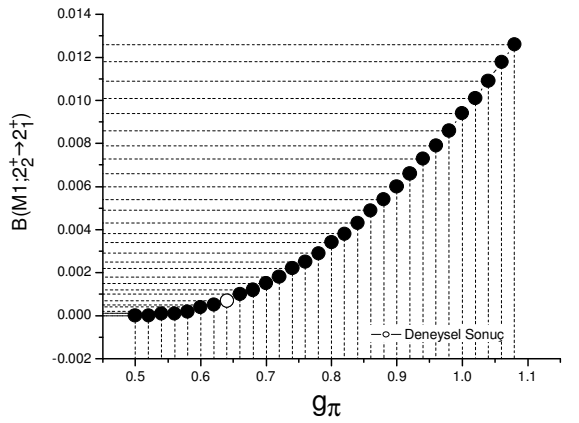
Şekil 3.10. ^{74}Se çekirdeği için iterasyon metodu ile elde edilen $B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ 'nin g_π - g_v bozon çarpanlarına karşıdeğişim grafiği.

(a) $B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ _ g_v grafiği

(b) $B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ _ g_π grafiği



(a)

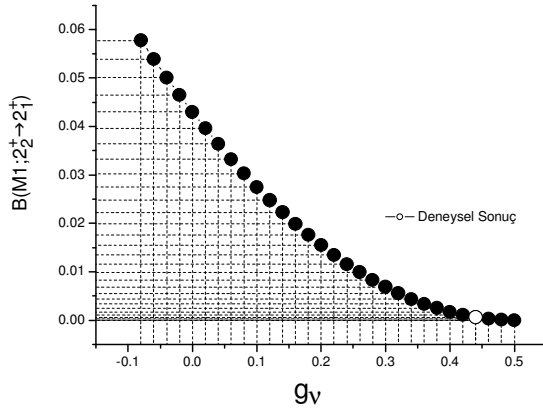


(b)

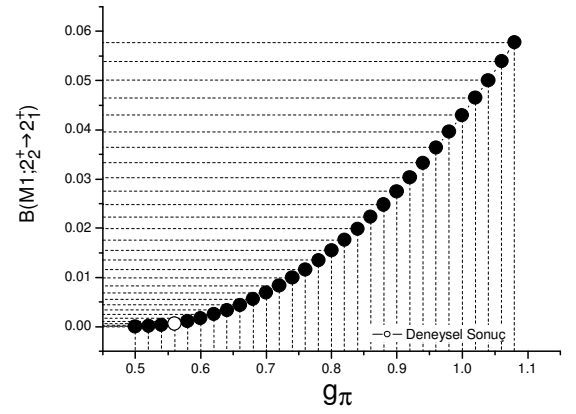
Şekil 3.11. ^{76}Se çekirdeği için iterasyon metodu ile elde edilen $B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ 'nin g_π - g_v bozon çarpanlarına karşıdeğişim grafiği.

(a) $B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ _ g_v grafiği

(b) $B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ _ g_π grafiği



(a)

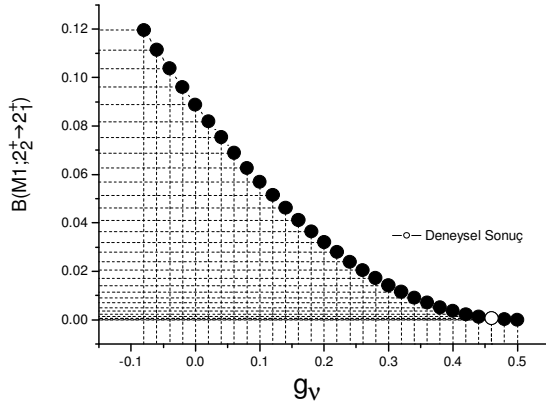


(b)

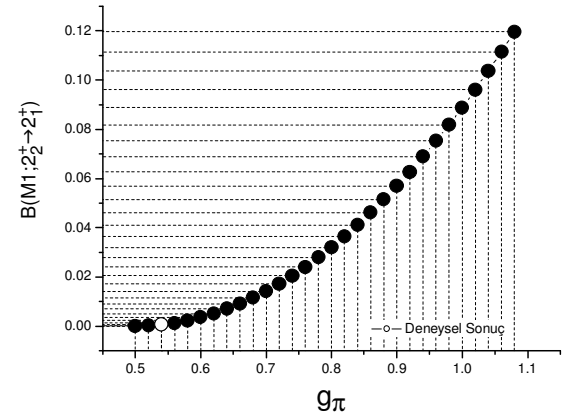
Şekil 3.12. ^{78}Se çekirdeği için iterasyon metodu ile elde edilen $B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ 'nin g_π - g_v bozon çarpanlarına karşı değişim grafiği.

(a) $B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ _ g_v grafiği

(b) $B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ _ g_π grafiği



(a)



(b)

Şekil 3.13. ^{80}Se çekirdeği için iterasyon metodu ile elde edilen $B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ 'nin g_π - g_v bozon çarpanlarına karşı değişim grafiği.

(a) $B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ _ g_v grafiği

(b) $B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ _ g_π grafiği

Tablo 3.11. $^{74,76,78,80}\text{Se}$ çekirdeklerinin $B(M1;2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ geçişleri için bozon çarpanları ile bu çekirdekler için hesaplanan değerler ve deneysel^(1,31,32) $B(M1;2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ sonuçlar (μ_N^2).

		g_v	g_π	Hesap	Deney
^{74}Se	$B(M1;2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	0.28	0.72	0.0007	0.00072
^{76}Se	$B(M1;2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	0.36	0.64	0.0007	-
^{78}Se	$B(M1;2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	0.44	0.56	0.0007	-
^{80}Se	$B(M1;2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	0.46	0.54	0.0007	0.00071

Tablo 3.11 'deki bozon çarpanları, iterasyon metodu sonucunda çizilen Şekil 3.10, Şekil 3.11, Şekil 3.12 ve Şekil 3.13 'deki grafiklerden elde edilmiştir. Bu grafiklerden faydalanılarak $^{74,76,78,80}\text{Se}$ çekirdeklerinin bütün M1 geçişleri için deneysel verilere yakın sonuçları içeren $B(M1;2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ geçiş değerlerini elde etmek mümkün olmuştur. Deneysel sonuçlar^(1,31,32) ile hesaplanan sonuçlar karşılaştırıldığında bunların birbirine yakın olduğu gözlenmektedir.

4. TARTIŞMA VE SONUÇ

NPBOS ve NPBTRN bilgisayar programı kullanılarak bazı Selenyum çekirdeklerinin enerji seviyeleri ve bu seviyeler arasında meydana gelen B(E2) ve B(M1) geçiş olasılıkları hesaplandı. Etkileşen Bozon Modeli-2 (IBM-2) 'nin bir uygulaması olarak yapılan bu çalışmada farklı parametrelerin kullanılmasıyla elde edilen hesaplamaların sonuçları deneysel veriler ile karşılaştırıldı.

Çalışmanın ilk temel kısmını temsil eden enerji seviyeleri hesabında, iki farklı parametre grubu kullanılmıştır. İlk hesap için Tablo 3.2 'de verilen parametreler kullanıldığında elde edilen birinci 0^+ , 2^+ ve 4^+ durumlarının enerji seviyeleri ile ikinci birinci 0^+ ve 2^+ durumlarının enerji seviyeleri deneysel verilerle neredeyse tam uyum içindedir. Diğer hesap için Tablo 3.3 'deki kullanılan parametreler ile hesap yapıldığında elde edilen sonuçlardan birinci 0^+ , 2^+ ve 4^+ durumlarının enerji seviyeleri ilk hesapta olduğu gibi deneysel sonuçlar ile uyum içindedir ve ikinci 2^+ durumunda ise biraz farklılık vardır, fakat ikinci 0^+ seviyesine bakıldığında hesaplanan enerji seviyesi deneysel sonuca göre biraz yüksek çıkmıştır ve bu uyumsuzluktan dolayı sırasında da değişme meydana gelmiştir. ^{74,76,78,80}Se çekirdekleri için çizilen Şekil 3.2, Şekil 3.3, Şekil 3.4 ve Şekil 3.2 'deki diyagramlara bakıldığında bu karşılaştırmalar çok net gözükmektedir. Bu açıklamalar ışığında kullanılan parametreler için ilk hesapta kullanılan fakat ikinci hesapta kullanılmayan Majarona etkileşme parametreleri ve nötron-nötron ve proton-proton etkileşme parametreleri olan CLN ve CLP

($L=0,2,4$) kullanıldığında modelin daha iyi sonuç verdiği gözlenmiştir. (ikinci hesapta Denklem (3.1) 'deki $a_{\text{genişletme}}$ çarpanı sıfır alındığından bu parametreler etkisiz olmuştur⁽¹⁾, bu durumda nötron ve proton bozon enerjileri ikinci hesapta olduğu gibi ayrı alınmıştır). Yapılan hesaplamalar incelendiğinde, Tablo 3.2 'deki parametrelerin Tablo 3.3 'deki parametrelere göre Etkileşen Bozon Modeli-2 (IBM-2) 'nin beklentisine daha uygun sonuçlar verdiği gözlenmektedir. Dolayısıyla Majorana kuvvetinin bu model için önemli olduğu ve bu parametrenin sıfırdan farklı alınması gerektiği söylenebilir.

Enerji seviyeleri arasındaki B(E2) ve B(M1) geçiş olasılıklarından, incelenen çekirdeklerde gözlenen; $B(E2;2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$, $B(E2;0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$, $B(E2;4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$, $B(E2;2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$, $B(E2;2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ ve $B(M1;2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ geçiş olasılıkları hesabında kullanılan; e_{π} , e_{ν} bozon yük parametreleri ve g_{π} , g_{ν} bozon çarpan parametreleri iterasyon metodu ile elde edilmiştir. Uygun parametrelerin kullanılmasıyla yapılan hesaplamalarda elde edilen B(E2) ve B(M1) geçişlerinin deneysel sonuçlar ile uyum içinde olduğu gözlenmektedir.

Yapılan yoğun çalışma sonucunda, Hamiltonyen 'de kullanılan parametrelerin uygun seçilmesiyle bu çalışmada incelenen ^{74,76,78,80}Se çekirdeklerinin enerji seviyeleri ile bu seviyeler arasındaki B(E2) ve B(M1) geçiş olasılıkları deneysel verilerle uyum sağlayacak şekilde aynı anda elde edilmiştir. Sonuçların doğru ve uyumlu olması parametrelerin uygun seçildiğini ve bu parametrelerin Etkileşen Bozon Modeli-2 'nin beklentilerine cevap verdiğini göstermektedir.

KAYNAKLAR

1. K. H. Speidel, N. Benczer-Koller, G. Kumbartzki, C. Barton, A. Gelberg, J. Holden, G. Jakob, N. Matt, R.H. Mayer, M. Satteson, R. Tanczyn, and L. Weissman, Shell closure effects in the stable $^{74-82}\text{Se}$ isotopes from magnetic moment measurements using projectile excitation and the transient field technique, Phys. Rev. **C 57** (1998)
2. Kenneth S. Krane. Introductory Nuclear Physics, John Wiley & Sons Inc. (1988)
3. M. A. Preston. Physics of the nucleus. Addison - Wesley Publishing Amsterdam (1971)
4. P. Malmier, E. Sheldon. Physics of nuclei and particles. Academic Pres Inc, (1970)
5. A. Bohr, B.R. Mottelson. Nuclear Structure, Vol.1, Benjamin, Reading, Massachussets, (1969)
6. A. Arima, F. Iachello, Collective Nuclear States as Representations of a SU(6) Group, Phys. Rev. Lett. **35**, (1975)
7. A. Arima, T. Otsuka, F. Iachello, I. Talmi, Collective Nuclear States as Symmetric Couplings of Proton and Neutron Excitations, Phy.Let. **66B**, (1977)
8. A.H. Yılmaz, Etkileşen Bozon Modeli-2 'nin Kadmiyum ve Palladyum İzotoplarına Uygulanması, Doktora Tezi, K.T.Ü., Trabzon, (1998)
9. T. Otsuka, A. Arima, F. Iachello, I. Talmi, Shell Model Description of Interacting Bosons, Phys. Lett. **76 B**, (1978)

10. De-Shalit, I. Talmi, Shell Model Theory, Academic Press, New York.
(1963)
11. O. Scholten, The Interacting Boson Approximation Model and Applications, Ph.D. Thesis, reprinted in Michigan, State University,
(1980)
12. A.F. Barfield, K.P. Lieb, Boson effective charges for light Se, Kr, and Sr isotopes Phys. Rev. **C 41** (1990)
13. F.S. Radhi, N.M. Stewart, An IBM description of ^{76}Se and neighbouring Se-Isotopes. Zeitschrift Für Physik **A 356** (1996)
14. T. Otsuka, A. Arima, F. Iachello, Nuclear Shell Model Interacting Bosons, Nucl. Phys. Lett. **A 309**, (1978)
15. B.R. Barret, E.D. Davis, A.F. Diallo, Can We Do Without the Majorana Term in the Effective Nuclear Interaction? Phys. Rev. **C 50**, (1994)
16. A. Wolf, R.F. Casten, D.D. Warner, g-Factors in Heavy Nuclei and the Proton Neutron Interacting Boson Approximation, Phys. Lett. **B 190** (1987)
17. M. Sambataro, A.E.L. Dieperink g-Factors in the Neutron-Proton Interacting Boson Approximation, Phys. Lett. **B 107** (1981)
18. F. Iachello, A. Arima, The Interacting Boson Model, Cambridge University Press, (1987)
19. A.R.H. Subber, S.J. Robinson, W.D. Hamilton, P. Van Isacker, K. Kumar, P. Park, K. Schreckenbach and G. Colvin, The level structure of ^{76}Se and ^{78}Se and the systematics of selenium isotopes within the framework of the DDM, Nucl. Phys. **13** (1987)

20. H. Harter, P. Brentano, A. Gelberg, R.F. Casten, F-Spin Multiplets in Collective Nuclei, Phys. Rev. **C32** (1985)
21. P. O. Lipas, P. von Brentano, A. Gelberg, Proton-Neutron Symmetry in Boson Models of Nuclear Structure, Rep. Prog. Phys. **53** (1990)
22. J.N. Ginocchio, W. Frank, P. von Brentano, M1-Matrix Elements and F-Spin Symmetry in Nuclei, Nuc. Phys. **A 541** (1992)
23. A. Arima, F. Iachello, The Interacting Boson Model, in Advanced in Nuclear Physics, Vol.**13** (1984)
24. P. Van Isacker, P.O. Lipas, K. Helimaki, I. Koivistoinen, D.D. Warner, IBM-2 Description of M1 Properties in Deformed Nuclei, Nucl. Phys. **A 476** (1988)
25. W.D. Hamilton, A. Irbach, J.P. Elliot, Mixed Symmetry Interacting Boson Model States in the Nuclei ^{140}Ba , ^{142}Ce and ^{144}Nd with $N=84$, Phys. Rev. Lett. **53** (1984)
26. A. Arima, F. Iachello, Interacting Boson Model of Collective Nuclear States (the $O(6)$ limit), Ann. Phys., **123**, 1979
27. P. Van Isacker, K. Heyde, J. Jolie, A. Sevrin, The F-Spin Symmetric Limits of the Neutron-Proton Interacting Boson Model Ann. of Phys. **171** (1986)
28. T. Otsuka, N. Yoshida, Program NPBOS, Japan Atomic Energy Research Institute report, (1985)
29. M. Sakai, Members of Quasi-Ground, Quasi-Beta, Quasi-Gamma and Octupol Bands in Even-Even Nuclei, Atomic Data and Nuclear Data Tables, (1984)
30. <http://www.ikp.uni-koeln.de/doc/npbos-tk/npbos-tk.html>

31. Nuclear Data Sheets (1995)
32. R.B. Firestone and V.S. Shirley, Table of Isotopes New York (1996)
33. I. Deloncle, B. Roussiere, Probing the shell valence structure underlying the $B(E2)$ for $N, Z \sim 40$: preponderance of the p-n interaction over the sub-shell closures, Arxiv:Nucl-th/0309050 **v1**, (2003)

EK

HESAP-1; ENERJİ SEVİYELERİ HESABINDA KULLANILAN
74,76,78,80Se İZOTOPLARI İÇİN GİRİŞ DOSYALARI

&N NCUT=80, IEX =1,
LAUTO = 0, 2, 4, 1, -6, 1, 3, -5, -1,
NEIGA = 4, 6, 4, 1,
NDUPTA= 8, 8, 8, 8, 8, 8, 8, 7,
IWCF= 1, NPSTW= 0,

&END

74 Se

5 3
9
0 + 1 0.000
2 + 1 0.635
0 + 2 0.854
2 + 2 1.269
4 + 1 1.363
1 + 1 0.000
2 + 3 0.000
4 + 2 0.000
0 + 3 0.000

&INPT

ED = 0.840,
EDN = 0.000,
EDP = 0.000,
RKAP = -0.055,
CHN = 0.140,
CHP = -1.200,
RMAJ1= -0.430,
RMAJ2= 0.320,
RMAJ3= -0.280,
CON = -0.650,
C2N = 0.000,
C4N = 0.220,
COP = -0.650,
C2P = 0.000,
C4P = 0.220,

&END

E

&N NCUT=80, IEX =1,
LAUTO = 0, 2, 4, 1, -6, 1, 3, -5, -1,
NEIGA = 4, 6, 4, 1,
NDUPTA= 8, 8, 8, 8, 8, 8, 8, 7,
IWCF= 1, NPSTW= 0,

&END

76 Se

4 3
9
0 + 1 0.000
2 + 1 0.559
0 + 2 1.122
2 + 2 1.261
4 + 1 1.331
1 + 1 0.000
2 + 3 0.000
4 + 2 0.000
0 + 3 0.000

&INPT

ED = 0.805,
EDN = 0.000,
EDP = 0.000,
RKAP = -0.086,
CHN = 0.380,
CHP = -1.200,
RMAJ1= -0.430,
RMAJ2= 0.300,
RMAJ3= -0.280,
CON = -0.400,
C2N = 0.000,
C4N = 0.180,
COP = -0.400,
C2P = 0.000,
C4P = 0.180,

&END

E

&N NCUT=80, IEX =1,
LAUTO = 0, 2, 4, 1, -6, 1, 3, -5, -1,
NEIGA = 4, 6, 4, 1,
NDUPTA= 8, 8, 8, 8, 8, 8, 8, 7,
IWCF= 1, NPSTW= 0,

&END

78 Se

3 3
9
0 + 1 0.000
2 + 1 0.614
0 + 2 1.499
2 + 2 1.307
4 + 1 1.503
1 + 1 0.000
2 + 3 0.000
4 + 2 0.000
0 + 3 0.000

&INPT

ED = 0.925,
EDN = 0.000,
EDP = 0.000,
RKAP = -0.135,
CHN = 0.650,
CHP = -1.200,
RMAJ1= -0.430,
RMAJ2= 0.220,
RMAJ3= -0.280,
CON = -0.340,
C2N = 0.000,
C4N = 0.140,
COP = -0.340,
C2P = 0.000,
C4P = 0.140,

&END

E

&N NCUT=80, IEX =1,
LAUTO = 0, 2, 4, 1, -6, 1, 3, -5, -1,
NEIGA = 4, 6, 4, 1,
NDUPTA= 8, 8, 8, 8, 8, 8, 8, 7,
IWCF= 1, NPSTW= 0,

&END

80 Se

2 3
9
0 + 1 0.000
2 + 1 0.666
0 + 2 1.479
2 + 2 1.449
4 + 1 1.701
1 + 1 0.000
2 + 3 0.000
4 + 2 0.000
0 + 3 0.000

&INPT

ED = 0.931,
EDN = 0.000,
EDP = 0.000,
RKAP = -0.139,
CHN = 0.800,
CHP = -1.200,
RMAJ1= -0.430,
RMAJ2= 0.200,
RMAJ3= -0.280,
CON = -0.300,
C2N = 0.000,
C4N = 0.120,
COP = -0.300,
C2P = 0.000,
C4P = 0.120,

&END

E

HESAP-1 İÇİN ^{74,76,78,80}Se İZOTOPLARI ELDE EDİLEN ENERJİ SEVİYELERİ HESABININ ÇIKIŞ DOSYALARI

* 74 *
* Se *

*** PARAMETERS IN THE HAMILTONIAN ***

RKAP : -0.130 HEX : 0.000 EFIX : 0.000
CHN : -0.270 CHP : -0.350
RLNN : 0.000 RLPP : 0.000 RLNP : 0.000
ED : 1.050 EDN : -0.060 EDP : 0.100
MAJ : 0.000 S-D : 0.000 J=1 : 0.000 J=3 : 0.000
RKNN : 0.000 RKPP : 0.000 ISU3(1/0) : 0

DATE : 23-May-05 TIME : 03:47:53

CPU-TIME : 0 (SEC) FINISHED AT 03:47:53

NPBOS VERSION : nov-89 (MAR-85 LA) / TKYVAX / TAKA OTSUKA

*** 5 - NEUTRON BOSONS 3 - PROTON BOSONS ***
*** F*F (MAX) = 20.00 ***
*** BINDING ENERGY = 0.6214 (MEV) ***

NO.	J	P	EXC (MEV)	EXPERIMENT	RATIO	F*F/MAX(%)	
1	0	+	(1)	0.000	0.000	0.000	97.2
2	2	+	(1)	0.642	0.635	1.000	97.9
3	4	+	(1)	1.436	1.363	2.235	98.2
4	2	+	(2)	1.474	1.269	2.295	97.3
5	0	+	(2)	1.624	0.854	2.528	96.3

* 76 *
* Se *

*** PARAMETERS IN THE HAMILTONIAN ***

RKAP : -0.160 HEX : 0.000 EFIX : 0.000
CHN : -0.055 CHP : -0.350
RLNN : 0.000 RLPP : 0.000 RLNP : 0.000
ED : 0.960 EDN : -0.075 EDP : 0.100
MAJ : 0.000 S-D : 0.000 J=1 : 0.000 J=3 : 0.000
RKNN : 0.000 RKPP : 0.000 ISU3(1/0) : 0

DATE : 23-May-05 TIME : 01:14:59

CPU-TIME : 0 (SEC) FINISHED AT 01:14:59

NPBOS VERSION : nov-89 (MAR-85 LA) / TKYVAX / TAKA OTSUKA

*** 4 - NEUTRON BOSONS 3 - PROTON BOSONS ***
*** F*F (MAX) = 15.75 ***
*** BINDING ENERGY = 0.8046 (MEV) ***

NO.	J	P	EXC (MEV)	EXPERIMENT	RATIO	F*F/MAX(%)	
1	0	+	(1)	0.000	0.000	0.000	96.9
2	2	+	(1)	0.573	0.559	1.000	97.6
3	4	+	(1)	1.326	1.331	2.313	97.7
4	2	+	(2)	1.342	1.261	2.341	96.4
5	0	+	(2)	1.629	1.122	2.841	93.5

```

*-----*
*  78    *
*      Se *
*-----*
***  PARAMETERS  IN  THE  HAMILTONIAN  ***

RKAP : -0.210      HEX : 0.000      EFIX : 0.000
CHN  : -0.016      CHP : -0.350
RLNN : 0.000      RLPP : 0.000      RLNP : 0.000
ED   : 0.990      EDN : -0.100     EDP  : 0.100
MAJ  : 0.000      S-D  : 0.000     J=1  : 0.000      J=3  : 0.000
RKNN : 0.000      RKPP : 0.000     ISU3(1/0) : 0

DATE : 23-May-05      TIME : 01:20:18

CPU-TIME :          0 (SEC)      FINISHED AT 01:20:18

NPBOS VERSION : nov-89 (MAR-85 LA)/ TKYVAX / TAKA OTSUKA

```

```

*****
***      3 - NEUTRON BOSONS          3 - PROTON BOSONS      ***
***      F*F (MAX) = 12.00          ***
***      BINDING ENERGY = 0.9700 (MEV)          ***
*****

```

NO.	J	P	EXC (MEV)	EXPERIMENT	RATIO	F*F/MAX(%)	
1	0	+	(1)	0.000	0.000	0.000	96.8
2	2	+	(1)	0.615	0.614	1.000	97.4
3	4	+	(1)	1.458	1.503	2.370	97.3
4	2	+	(2)	1.468	1.307	2.388	95.3
5	0	+	(2)	1.877	1.499	3.052	90.9

```

*-----*
*  80    *
*      Se *
*-----*
***  PARAMETERS  IN  THE  HAMILTONIAN  ***

RKAP : -0.240      HEX : 0.000      EFIX : 0.000
CHN  : -0.375      CHP : -0.350
RLNN : 0.000      RLPP : 0.000      RLNP : 0.000
ED   : 0.980      EDN : -0.150     EDP  : 0.100
MAJ  : 0.000      S-D  : 0.000     J=1  : 0.000      J=3  : 0.000
RKNN : 0.000      RKPP : 0.000     ISU3(1/0) : 0

DATE : 23-May-05      TIME : 01:27:22

CPU-TIME :          0 (SEC)      FINISHED AT 01:27:22

NPBOS VERSION : nov-89 (MAR-85 LA)/ TKYVAX / TAKA OTSUKA

```

```

*****
***      2 - NEUTRON BOSONS          3 - PROTON BOSONS      ***
***      F*F (MAX) = 8.75          ***
***      BINDING ENERGY = 0.8400 (MEV)          ***
*****

```

NO.	J	P	EXC (MEV)	EXPERIMENT	RATIO	F*F/MAX(%)	
1	0	+	(1)	0.000	0.000	0.000	96.5
2	2	+	(1)	0.640	0.666	1.000	96.6
3	4	+	(1)	1.550	1.701	2.422	96.5
4	2	+	(2)	1.643	1.449	2.568	95.6
5	0	+	(2)	1.904	1.479	2.976	90.0

HESAP-2 İÇİN ENERJİ SEVİYELERİ HESABINDA KULLANILAN
^{74,76,78,80}Se İZOTOPLARI İÇİN GİRİŞ DOSYALARI

```
&N  NCUT=80,   IEX =1,
      LAUTO = 0, 2, 4, 1, -6, 1, 3, -5, -1,
      NEIGA = 4, 6, 4, 1,
      NDUPTA= 8, 8, 8, 8, 8, 8, 8, 7,
      IWCF= 1,  NPSTW= 0,
```

&END

```
74  Se
      5      3
      9
      0 + 1  0.000
      2 + 1  0.635
      0 + 2  0.854
      2 + 2  1.269
      4 + 1  1.363
      1 + 1  0.000
      2 + 3  0.000
      4 + 2  0.000
      0 + 3  0.000
```

&INPT

```
ED   =  1.050,
EDN  = -0.060,
EDP  =  0.100,
RKAP = -0.130,
CHN  = -0.270,
CHP  = -0.350,
RMAJ1= -0.000,
RMAJ2=  0.000,
RMAJ3= -0.000,
COP  =  0.000,
C2P  =  0.000,
```

&END

E

```
&N  NCUT=80,   IEX =1,
      LAUTO = 0, 2, 4, 1, -6, 1, 3, -5, -1,
      NEIGA = 4, 6, 4, 1,
      NDUPTA= 8, 8, 8, 8, 8, 8, 8, 7,
      IWCF= 1,  NPSTW= 0,
```

&END

```
76  Se
      4      3
      9
      0 + 1  0.000
      2 + 1  0.559
      0 + 2  1.122
      2 + 2  1.261
      4 + 1  1.331
      1 + 1  0.000
      2 + 3  0.000
      4 + 2  0.000
      0 + 3  0.000
```

&INPT

```
ED   =  0.960,
EDN  = -0.075,
EDP  =  0.100,
RKAP = -0.160,
CHN  = -0.055,
CHP  = -0.350,
RMAJ1= -0.000,
RMAJ2=  0.000,
RMAJ3= -0.000,
COP  =  0.000,
C2P  =  0.000,
```

&END

E

```
&N  NCUT=80,   IEX =1,
      LAUTO = 0, 2, 4, 1, -6, 1, 3, -5, -1,
      NEIGA = 4, 6, 4, 1,
      NDUPTA= 8, 8, 8, 8, 8, 8, 8, 7,
      IWCF= 1,  NPSTW= 0,
```

&END

```
78  Se
      3      3
      9
      0 + 1  0.000
      2 + 1  0.614
      0 + 2  1.499
      2 + 2  1.307
      4 + 1  1.503
      1 + 1  0.000
      2 + 3  0.000
      4 + 2  0.000
      0 + 3  0.000
```

&INPT

```
ED   =  0.990,
EDN  = -0.100,
EDP  =  0.100,
RKAP = -0.210,
CHN  = -0.016,
CHP  = -0.350,
RMAJ1= -0.000,
RMAJ2=  0.000,
RMAJ3= -0.000,
COP  =  0.000,
C2P  =  0.000,
```

&END

E

```
&N  NCUT=80,   IEX =1,
      LAUTO = 0, 2, 4, 1, -6, 1, 3, -5, -1,
      NEIGA = 4, 6, 4, 1,
      NDUPTA= 8, 8, 8, 8, 8, 8, 8, 7,
      IWCF= 1,  NPSTW= 0,
```

&END

```
80  Se
      2      3
      9
      0 + 1  0.000
      2 + 1  0.666
      0 + 2  1.479
      2 + 2  1.449
      4 + 1  1.701
      1 + 1  0.000
      2 + 3  0.000
      4 + 2  0.000
      0 + 3  0.000
```

&INPT

```
ED   =  0.980,
EDN  = -0.150,
EDP  =  0.100,
RKAP = -0.240,
CHN  = -0.375,
CHP  = -0.350,
RMAJ1= -0.000,
RMAJ2=  0.000,
RMAJ3= -0.000,
COP  =  0.000,
C2P  =  0.000,
```

&END

E

HESAP-2 İÇİN ^{74,76,78,80}Se İZOTOPLARI ELDE EDİLEN ENERJİ SEVİYELERİ HESABININ ÇIKIŞ DOSYALARI

* 74 *
* Se *

*** PARAMETERS IN THE HAMILTONIAN ***
 RKAP : -0.055 HEX : 0.000 EFIX : 0.000
 CHN : 0.140 CHP : -1.200
 RLNN : 0.000 RLPP : 0.000 RLNP : 0.000
 ED : 0.840 EDN : 0.000 EDP : 0.000
 MAJ : 0.000 S-D : 0.320 J=1 :-0.430 J=3 :-0.280
 RKNN : 0.000 RKPP : 0.000 ISU3(1/0) : 0
 CON : -0.650 C2N : 0.000 C4N : 0.220
 COP : -0.650 C2P : 0.000 C4P : 0.220
 DATE : 29-May-05 TIME : 21:30:08
 CPU-TIME : 0 (SEC) FINISHED AT 21:30:08
 NPBOS VERSION : nov-89 (MAR-85 LA) / TKYVAX / TAKA OTSUKA

 *** 5 - NEUTRON BOSONS 3 - PROTON BOSONS ***
 *** F*F (MAX) = 20.00 ***
 *** BINDING ENERGY = 0.1272 (MEV) ***

NO.	J	P	EXC (MEV)	EXPERIMENT	RATIO	F*F/MAX(%)
1	0	+	(1)	0.000	0.000	99.8
2	2	+	(1)	0.634	0.635	99.8
3	0	+	(2)	1.042	0.854	98.6
4	2	+	(2)	1.343	1.269	99.4
5	4	+	(1)	1.436	1.363	99.7

* 76 *
* Se *

*** PARAMETERS IN THE HAMILTONIAN ***
 RKAP : -0.086 HEX : 0.000 EFIX : 0.000
 CHN : 0.380 CHP : -1.200
 RLNN : 0.000 RLPP : 0.000 RLNP : 0.000
 ED : 0.805 EDN : 0.000 EDP : 0.000
 MAJ : 0.000 S-D : 0.300 J=1 :-0.430 J=3 :-0.280
 RKNN : 0.000 RKPP : 0.000 ISU3(1/0) : 0
 CON : -0.400 C2N : 0.000 C4N : 0.180
 COP : -0.400 C2P : 0.000 C4P : 0.180
 DATE : 29-May-05 TIME : 21:26:03
 CPU-TIME : 0 (SEC) FINISHED AT 21:26:03
 NPBOS VERSION : nov-89 (MAR-85 LA) / TKYVAX / TAKA OTSUKA

 *** 4 - NEUTRON BOSONS 3 - PROTON BOSONS ***
 *** F*F (MAX) = 15.75 ***
 *** BINDING ENERGY = 0.2635 (MEV) ***

NO.	J	P	EXC (MEV)	EXPERIMENT	RATIO	F*F/MAX(%)
1	0	+	(1)	0.000	0.000	99.5
2	2	+	(1)	0.542	0.559	99.5
3	0	+	(2)	1.133	1.122	98.2
4	2	+	(2)	1.200	1.261	98.4
5	4	+	(1)	1.278	1.331	99.5

 * 78 *
 * Se *

*** PARAMETERS IN THE HAMILTONIAN ***

RKAP : -0.135 HEX : 0.000 EFIX : 0.000
 CHN : 0.650 CHP : -1.200
 RLNN : 0.000 RLPP : 0.000 RLNP : 0.000
 ED : 0.925 EDN : 0.000 EDP : 0.000
 MAJ : 0.000 S-D : 0.220 J=1 :-0.430 J=3 :-0.280
 RKNN : 0.000 RKPP : 0.000 ISU3(1/0) : 0
 CON : -0.340 C2N : 0.000 C4N : 0.140
 COP : -0.340 C2P : 0.000 C4P : 0.140

DATE : 29-May-05 TIME : 21:40:10
 CPU-TIME : 0 (SEC) FINISHED AT 21:40:10
 NPBOS VERSION : nov-89 (MAR-85 LA)/ TKYVAX / TAKA OTSUKA

 *** 3 - NEUTRON BOSONS 3 - PROTON BOSONS ***
 *** F*F (MAX) = 12.00 ***
 *** BINDING ENERGY = 0.4133 (MEV) ***

NO.	J	P	EXC (MEV)	EXPERIMENT	RATIO	F*F/MAX(%)	
1	0	+	(1)	0.000	0.000	0.000	99.0
2	2	+	(1)	0.613	0.614	1.000	99.0
3	2	+	(2)	1.326	1.307	2.164	93.9
4	0	+	(2)	1.446	1.499	2.359	94.6
5	4	+	(1)	1.465	1.503	2.391	99.0

 * 80 *
 * Se *

*** PARAMETERS IN THE HAMILTONIAN ***

RKAP : -0.139 HEX : 0.000 EFIX : 0.000
 CHN : 0.800 CHP : -1.200
 RLNN : 0.000 RLPP : 0.000 RLNP : 0.000
 ED : 0.931 EDN : 0.000 EDP : 0.000
 MAJ : 0.000 S-D : 0.200 J=1 :-0.430 J=3 :-0.280
 RKNN : 0.000 RKPP : 0.000 ISU3(1/0) : 0
 CON : -0.300 C2N : 0.000 C4N : 0.120
 COP : -0.300 C2P : 0.000 C4P : 0.120

DATE : 29-May-05 TIME : 22:10:56
 CPU-TIME : 0 (SEC) FINISHED AT 22:10:56
 NPBOS VERSION : nov-89 (MAR-85 LA)/ TKYVAX / TAKA OTSUKA

 *** 2 - NEUTRON BOSONS 3 - PROTON BOSONS ***
 *** F*F (MAX) = 8.75 ***
 *** BINDING ENERGY = 0.2758 (MEV) ***

NO.	J	P	EXC (MEV)	EXPERIMENT	RATIO	F*F/MAX(%)	
1	0	+	(1)	0.000	0.000	0.000	98.9
2	2	+	(1)	0.681	0.666	1.000	99.0
3	2	+	(2)	1.390	1.449	2.042	86.0
4	0	+	(2)	1.529	1.479	2.246	92.4
5	4	+	(1)	1.595	1.701	2.342	99.0

ELEKTROMAGNETİK GEÇİŞLERİ VE İTERASYON METODU HESABINDA
KULLANILAN GİRİŞ DOSYALARI HER ÇEKİRDEK İÇİN BİRER ÖRNEK

1. ⁷⁴Se ÇEKİRDEĞİ İÇİN

```

2
8
2 1 0 1 0.775 0.000
0 2 2 1 1.500 0.000
4 1 2 1 1.485 0.000
2 2 2 1 0.884 0.000
2 2 0 1 0.015 0.000

0.264 0.264
 2 0
 0 2
 4 2
 2 2

-1 -1
1
2
2 2 2 1 0.00072
0 1 1 1 *
0.217 0.683
 2 2
 0 1
-1 -1
-1
    
```

2. ⁷⁶Se ÇEKİRDEĞİ İÇİN

```

2
8
2 1 0 1 0.844 0.000
0 2 2 1 0.906 0.000
4 1 2 1 1.361 0.000
2 2 2 1 0.823 0.000
2 2 0 1 0.023 0.000

0.280 0.280
 2 0
 0 2
 4 2
 2 2

-1 -1
1
2
2 2 2 1 0.00072
0 1 1 1 *
0.217 0.683
 2 2
 0 1
-1 -1
-1
    
```

3. ⁷⁸Se ÇEKİRDEĞİ İÇİN

```

2
8
2 1 0 1 0.670 0.000
0 2 2 1 0.578 0.000
4 1 2 1 0.973 0.000
2 2 2 1 0.439 0.000
2 2 0 1 0.015 0.000

0.269 0.269
 2 0
 0 2
 4 2
 2 2

-1 -1
1
2
2 2 2 1 0.00072
0 1 1 1 *
0.217 0.683
 2 2
 0 1
-1 -1
-1
    
```

4. ⁸⁰Se ÇEKİRDEĞİ İÇİN

```

2
8
2 1 0 1 0.504 0.000
0 2 2 1 0.140 0.000
4 1 2 1 0.722 0.000
2 2 2 1 0.384 0.000
2 2 0 1 0.027 0.000

0.269 0.269
 2 0
 0 2
 4 2
 2 2

-1 -1
1
2
2 2 2 1 *
0 1 1 1 *
0.150 0.850
 2 2
 0 1
-1 -1
-1
    
```