KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

ÇİFT-ÇİFT $^{88-116}_{44}Ru$ ÇEKİRDEKLERİNİN ETKİLEŞEN BOZON MODELİ-2 İLE İNCELENMESİ

DOKTORA TEZİ

Mehmet KURUOĞLU

AĞUSTOS 2009
TRABZON

KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

ÇİFT-ÇİFT ${}^{88-116}_{44}Ru$ ÇEKİRDEKLERİNİN ETKİLEŞEN BOZON MODELİ-2 İLE İNCELENMESİ

Mehmet KURUOĞLU

Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünce
"Doktor (Fizik)"
Unvanı Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 16.07.2009
Tezin Sözlü Savunma Tarihi : 25.08.2009

Tez Danışmanı : Doç.Dr. A.Hakan YILMAZ

Jüri Üyesi : Prof.Dr. Osman YILMAZ

Jüri Üyesi : Prof.Dr. Belgin KÜÇÜKÖMEROĞLU

Enstitü Müdürü : Prof. Dr. Salih TERZİOĞLU

Trabzon 2009

ÖNSÖZ

Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında yapılan ve doktora tezi olarak sunulan bu çalışma, geniş bir çift-çift rutenyum çekirdek zincirinin nükleer yapısını açıklamaya yöneliktir.

Bu çalışmada, çift-çift rutenyum(${}^{88-116}_{44}Ru$)çekirdeklerinin enerji seviyeleri, B(E2) ve B(M1) seviyeler arası geçiş oranları, $E(4_1^+)/E(2_1^+)$ uyarım enerji oranları, 2_1^+ durumlarının kuadrupol momentleri ve magnetik momentleri, δ(E2/M1) karışım oranları ve F-spin genlikleri hesaplandı.

Bu çalışmanın planlanmasında ve yürütülmesinde bana her konuda yardımcı olan Doç.Dr.A.Hakan Yılmaz'a şükranlarımı sunmayı bir borç bilirim.

Mehmet KURUOĞLU
Trabzon 2009

İÇİNDEKİLER

<u>Sayfa No</u>

ÖZET

Bu çalışmada; Etkileşen Bozon Modeli-2 kullanılarak çift-çift $^{88-116}_{44}Ru$ çekirdeklerinin uyarım enerjileri, B(E2) ve B(M1) elektromagnetik geçiş oranları, uyarım enerji oranları, B(E2) dallanma oranları, 2_1^+ durumlarının kuadrupol momentleri ve magnetik momentleri, δ(E2/M1) karışım oranları ve F-spin genlikleri sistematik olarak çalışıldı.

Hesaplamalar NPBOS ve NPBTRN bilgisayar programları yardımıyla gerçekleştirildi.

İncelenen rutenyum çekirdeklerinin hesaplanan nükleer özellikleri ve deneysel verileri uyum içindedir.

Rutenyum çekirdeklerini Etkileşen Bozon Modeli-2'nin parametre haritasında yerine yerleştirmek için dallanma oranları incelendi. $^{88-92}_{44}Ru$ ve $^{96-102}_{44}Ru$ çekirdeklerinin titreşim çekirdeği, öte yandan $^{104-116}_{44}Ru$ çekirdeklerinin ise geçiş çekirdeği (U(5)→O(6)) özelliğine sahip olduğu belirlendi.

Hesaplanan $Q_{2_1^+}$ değerleri deneysel verilerle hem işaret hem de büyüklük bakımından çok iyi bir uyum içindedir. $Q_{2_1^+}$ kuadrupol momenti kütle numarasının fonksiyonu değildir. Gerçekten de $Q_{2_1^+}$'in, rutenyum çekirdeklerinde κ ve $(\chi_\nu+\chi_\pi)$ parametrelerine bağlı olduğu görüldü.

δ(E2/M1) karışım oranları hem işaret hem de büyüklük bakımından deneysel verilerle uyumlu olarak elde edildi.

F-spin genliklerinin analizleri yapıldı ve teoriyle uyuştuğu görüldü.

Anahtar Kelimeler : Etkileşen Bozon Modeli-2, Uyarım Enerjisi, Dallanma Oranı, Kuadrupol Moment, Karışım Oranı, Magnetik Moment, NPBOS, F-Spin Genliği, Nükleer Yapı

SUMMARY

An Investigation of Even-Even ${}^{88-116}_{44}Ru$ Nuclei in The Interacting Boson Model-2

In this work, excitation energies, electromagnetic transition strengths of B(E2) and B(M1), excitation energy ratios, B(E2) branching ratios, quadrupole moments and magnetic moments of the 2_1^+ states, δ(E2/M1) mixing ratios and F-spin amplitıdes in ${}^{88-116}_{44}Ru$ nuclei were studied systematically by using the interacting boson model-2.

The calculations were carried out by using an improved version of the NPBOS and NPBTRN codes.

The calculated nuclear properties for Ru nuclei as well as the experimental ones are agree.

In order to locate the ruthenyum nuclei on the map of the IBM-2 parameters, the branching ratios were examined. It is found that ${}^{88-92}_{44}Ru$ and ${}^{96-102}_{44}Ru$ nuclei are classified in the vibrational limit, while ${}^{104-116}_{44}Ru$ nuclei are put in the transition (U(5)→O(6)) limit.

The calculated $Q_{2_1^+}$'s are found consistent with the experimental ones both in sign and in magnitude. $Q_{2_1^+}$ is not a monotonic function of the mass number. As a matter of fact, it was found that Q depends sensitively on κ and $(\chi_\nu+\chi_\pi)$ in Ru.

δ(E2/M1) mixing ratios were found in the same sign and strenght with the experimental ones.

It is also analysed the F-spin amplitudes then it is seen that there is an agreement with theory.

Key words : Interacting Boson Model-2, Excitation Energy, Branching Ratio, Quadrupole Moment, Mixing Ratio, Magnetic Moment, NPBOS, F-Spin Amplitudes, Nuclear Structure

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Sayfa No</u>

TABLOLAR DİZİNİ

SEMBOLLER VE KISALTMALAR DİZİNİ

IBM	: Etkileşen Bozon Modeli
IBA	: Etkileşen Bozon Yaklaşımı
NPBOS	: Neutron Proton BOSon programing code
NPBTRN	: Neutron Proton Boson TRansitioN programing code
R	: Dallanma Oranı
B(E2), B(M1)	: Elektromagnetik Geçiş Oranları
δ(E2/M1)	: E2/M1 Karışım Oranı
Cd	: Kadmiyum
Pd	: Palladyum
$Q_{2_1^+}$	: 2_1^+ durumunun kuadrupol momenti
$g_{2_1^+}$	: 2_1^+ durumunun g-çarpanı
μ	: magnetik moment
μ_N	: nükleer magneton
eb	: elektron x barn
χ_ν , χ_π	: CHN, CHP
κ	: RKAP
ξ	: RMAJ

1. GENEL BİLGİLER

1.1. Giriş

Pek çok sayıda yapılan ilk deneyler, nükleer kuvvetin karakterinin, daha önce klasik fizikte karşılaşılan herhangi bir olgudan tamamen farklı olduğunu açıkça göstermiştir. Bununla beraber, nükleer kuvvetin nicel bir tanımını karmaşık bir şekilde ortaya koymuştur. Atom fiziğinden bildiğimiz gibi, doğru bir seviye yapısı bulunmuştur. Bu bulgu, kuantum mekaniği yolu ile atomik bölgeye genişletilen çekirdek ve elektronlar arasındaki klasik Coulomb etkileşmesinden hemen sonra elde edilmiştir. Nükleer kuvvetin özelliklerinin bilinmesi, gelişen bir yapı teorisinde sadece ilk adımı oluşturuyordu. Her ne kadar nötronlar ya da protonlar nükleer bileşenler olarak bilinse de nükleer kuvvetin anlaşılmasındaki temel eksiklik, çekirdek yapısının belirlenmesinde ortaya çıkan ciddi bir güçlüktür. Bununla beraber, teori yerine, pek çok dikkate değer deneysel bulguları içeren çekirdekleri açıklamak için, çekirdeğin olgusal (fenomenolojik) modelleri oluşturulmuştur (Bohr,1999).

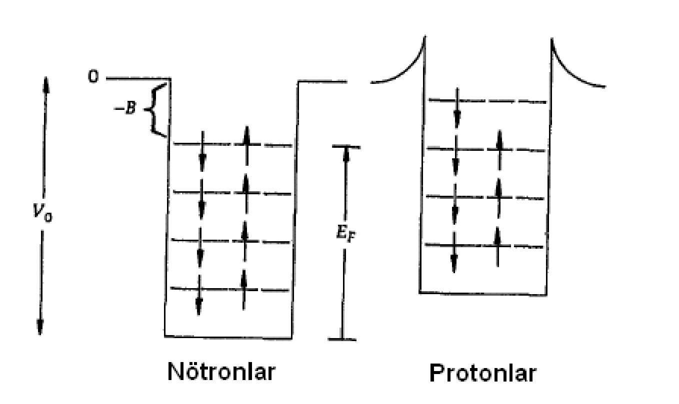
1.2. Nükleer Modeller

1.2.1. Sıvı Damlası Modeli

Çekirdeğin sıvı damlası modeli, çekirdeğin bağlanma enerjisini hesaplamada göstermiş olduğu başarı ile ortaya çıkan en eski olgusal modeldir. Yapılan deneyler hemen hemen, nükleon sayısından bağımsız olan nükleer yoğunluğu öneren ve çekirdek yarıçapının $A^{1/3}$ ile orantılı boyutlarda olmasıyla karakterize edilen küresel cisimler olduğunu ortaya çıkarmıştır. Bu olgu, çekirdeğin sıkıştırılamaz bir sıvı damlası gibi olduğunu dikkate alan bir düşüncenin oluşmasına yol açmıştır. Böylece normal bir sıvı damlasındaki moleküllere benzer şekilde, nükleonların çekirdek içinde hareket ettiği varsayıldı. Bu tabloda yani sıvı damlası modeli olarak bilinen bu modelde nükleonların kuantum özellikleri göz ardı edilir.

1.2.2. Nükleer Fermi Gaz Modeli

Fermi gaz modelinde, çekirdek potansiyeli içindeki nükleonların belirli düzeylere sahip olacakları ve bu düzeylere belirli enerji öz değerlerinin ya da belirli açısal momentum öz değerlerinin karşılık geldiği varsayılır. Çekirdek içindeki nükleonlar bu düzeyleri ancak serbest olursa ve çekirdek içinde çarpışma yapmadan hareket ederlerse gerçekleştirebilirler. O halde bu davranış sıvı davranışından çok ideal gazların davranışına benzemektedir. Sıvılarla gazların davranışları arasındaki bu çelişkiyi ortadan kaldırabilmek için, potansiyel çukurundaki spini ½ olan parçacıklardan oluşan bir sistem dikkate alınır. Bu varsayımın en önemli noktası şudur: Taban durumundaki bir çekirdeğin Pauli ilkesine göre olası bütün düzeyleri dolmuştur. Böylece hiçbir nükleon hareket durumunu yani kuantum sayılarını dıştan bir enerji aktarımı olmadan değiştiremez. Nükleonlar hareket durumlarını değiştiremeyeceklerine göre birbirleriyle çarpışamazlar ve etkileşmesiz parçacıklar gibi düşünülebilirler.



Şekil 1. Çekirdekteki nötron ve protonlar için taban durum enerji düzeyleri

1.2.3. Nükleer Tabaka Modeli

Nükleer yapının temel modeli Maria Goeppert Mayer ve J.H.D. Jensen tarafından 1955 yılında öngörülen tabaka modelidir. Bir-parçacık modeli olarak da adlandırılan bu modelin en basit şeklinde her bir nükleon çekirdeğin diğer nükleonlarının ortak etkileşmesini temsil eden küresel simetrik bir potansiyelde bağımsız olarak hareket eder. Bu basitleştirilmiş model nükleer tabaka modelinin sihirli sayılarının varlığını açıklayabilir ve dolu ana tabaka çekirdeklerinin veya dolu ana kabukların bir fazla ya da bir eksik çekirdeklerin alçak düzey durumlarının spin ve paritelerini tanımlayabilir. Fakat dolu ana tabakaların dışındaki bazı nükleonlara sahip çekirdeklerin spektrumunu gerçekçi bir görünümünü elde etmek için, konfigürasyon karışımına neden olan 2.cisim kalıntı etkileşmelerini dikkate almalıdır. Tabaka modelinin bu genişletilmiş biçimde dolu ana tabakaların eylemsiz olduğu kabul edilir ve çekirdek özellikleri değerlik nükleonlarının davranışından ileri gelir. sd-tabaka çekirdekleri için çok iyi sonuçlar bu model kullanılarak elde edilmiştir. Bununla beraber yüksek tabakalarda konfigürasyon uzayı çok hızlı bir şekilde artar ve hesaplamalar günümüz bilgisayarları için bile oldukça büyük boyutlara ulaşır. Pek çok değerlik nükleonları yardımıyla çekirdeklerin pratik bir tanımını elde etmek için bazı kolektif parametrelere gerek vardır. Bu parametreler bu çekirdeklerin en önemli özelliklerini içerir ve deneyle oldukça iyi bir uyum içinde öngörüler de verir.

Şans eseri, dolu ana tabakalardan 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 bandları içinde düzenlenebilirler. Böylesi bir bandın elemanları şiddetli kuadrupol 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,1984) tarafından bir araya getirilmiştir.

1.2.4. Geometrik Kolektif Model

Bu görünümlerin tatminkar bir tanımını verebilecek ilk kapsamlı olgusal model 1952 yılında A. Bohr ve B. R. Mottelson (1999) tarafından önerilmiştir. Bu geometrik modelde çekirdek iyi tanımlanmış bir yüzeye sahip olarak kabul edilir ve küçük yüzeysel veya şekil titreşimlerine sahip olabileceği varsayılır. Bu modelde kuadropol deformasyon kolektif hareketin en önemli modu olarak dikkate alınır. Hamiltonyendeki sadece ve sadece karşılık gelen terimleri tutarak 5-boyutlu kuadropol harmonik osilatörün Hamiltonyeni basitçe elde edilir. Bu Hamiltonyen kuadropol bozon yaratma ve yok etme işlemleri kullanılarak kuantize edilebilir. Böylece en düşük mertebe bozon sayı işlemcisi ile orantılı hale gelir. Bu durumda titreşim spektrumda kabaca tanımlandığı gibi her bir fonon çoklusu içindeki dejenerelik ve çoklular arasındaki eş uzaylı ayırım öngörülür.

Nükleer rotasyonların tanımı için bu teori deforme olmuş çekirdeğin daimi bir elipsoidal şekle sahip olduğunu öngörür. Bu durumda, doğal referans çerçevesi sabitleştirilmiş cisim sistemi(özünlü çerçeve)dir. Sabitleştirilmiş cisim eksenleri elipsoidin ana eksenleri olarak seçilerek yeni β ve γ değişkenleri tanımlanır. Burada, β çekirdeğin toplam deformasyonunun bir ölçüsü, γ ise çekirdeğin şekli ile ilgilidir. Bu şekil prolate(puro gibi) veya oblate(domates) gibidir. Hamiltonien için son tanımın kuantizasyonu için kinetik enerjinin kollektif kısmı β ve γ titreşim enerjisinin bir toplamı olarak tanımlanabilir. Taban durum bandının özel hali için $J(J+1)$ kuralı yeniden ortaya çıkar. Deneyle kaba bir uyum söz konusudur. Deneysel verilerle daha iyi bir uyum elde edebilmek için titreşim modlarının zayıf çiftlenimi pertürbe olmuş düzeltme terimleri cinsinden dönme hareketini içermelidir.

β ve γ parametrelerinin daha ileri düzeyde tartışılması bu noktada gerekmektedir. β küresel şekiller için ortadan kalkarken deforme olmuş şekiller için bu değer sıfırdan farklıdır. Yukarıda anlatılan β bandları β serbestlik derecesinin titreşimlerinden ortaya çıkar. γ-prolate şekiller için sıfır olurken, oblate şekillerde $\pi/3$ değerini alır. Bu değerler üç eksenli şekillerde görüldüğü gibi $0 < \gamma < \pi/3$ dür. Geçiş bölgesindeki çekirdekler üç eksenli γ kararlı olmayan çekirdekler olarak düşünülür. Bu çekirdekler prolate şekilden oblate şekle sürekli olarak şekil değişikliğine uğrarlar.

1.2.5. Cebirsel Kolektif Modeller

Şimdiye kadar, çekirdeklerin kolektif spektrumlarının bir geometrik model kullanılarak tanımlanabildiğini gördük. Buna alternatif olarak cebirsel modeller de aynı amaç için kullanılabilir. Çekirdek yapısındaki ilk cebirsel model 1958 yılında J.P.Elliotte tarafından geliştirilen SU(3) modelidir (Bonatsos,1988). Bu model harmonik osilatörün SU(3) simetrisini kullanır. Böylece bu model sadece sd-tabaka bölgesinde uygulanır. Burada bu simetri hala mevcuttur. Daha yüksek tabakalardaki spin-yörünge etkileşmesi tamamen bu simetriyi bozar. Böylece, bu model artık uygulanamaz. Elliotte SU(3) modelinin bir geliştirilmiş hali yüksek tabakalar için sanki-spin ve sanki-SU(3) simetrisinin kavramları kullanılarak daha sonra elde edilmiştir.

1.2.6. Etkileşen Bozon Yaklaşıklığı

Etkileşen Bozon Yaklaşıklığı (IBA) modelinde (Arima ve Iachello, 1975) makroskopik formülasyon ve modelin mikroskopik temellerini ayırarak incelemek uygun bir yoldur. IBA-1‘de ilgili grup yapısı ve olgusal düzeyde kolektif nükleer özelliklerin tanımlanması IBA modeli kullanılarak gerçekleştirilir. Nötron ve proton bozonlarının birbirinden ayırt edildiği ve mikroskopik görünümle ilgilenildiği versiyonu IBM-2 (Iachello vd.,1979) olarak adlandırılır. Etkileşen bozon modeli-1’in önemli özelliği toplam bozon sayısının korunması ve bunun belli bir sayı olmasıdır.

Bozon durumları setinin bir sonucu olarak, sonlu bir matristeki gibi Hamiltonyenin temsil edilmesini mümkün kılan bu model uzayının yayıldığı alan sonludur. Bu matris çok büyük boyutlarda olmadığından (çoğu durumda 50x50’den daha küçük) öz değerler ve öz vektörler sayısal yöntemler kullanılarak elde edilebilir. Öz vektörler bulunduktan sonra örneğin, elektromagnetik geçiş olasılıkları gibi diğer özellikler bu vektörler arasındaki ilgili işlemcinin matris elemanlarını değerlendirerek hesaplanır.

Hamiltonyenin özel formlarının yani Hamiltonyendeki parametrelerin belli değer setleri için bu problem analitik olarak çözülebilir. Hamiltonyen dinamik simetriye sahip olduğunda bu gerçekleşir.

Çekirdeklerdeki gözlenen spektrumların üç farklı türü anharmonik titreşken (Arima ve Iachello,1976), eksenel döneç (Arima ve Iachello,1978) ve γ- kararsız döneç (Arima ve Iachello,1979) şeklinde ortaya çıkar. Bu üç durum sadece çok genel bir Hamiltonyenin limit durumları olarak ortaya çıkmaktadır. IBA-1 modelinde temel vektörler sonlu boyutta olduğundan bu Hamiltonyen sayısal olarak köşegenleştirilebilir. Bu işlem, üç limit arasındaki her hangi bir yerdeki çekirdeklerin basit fakat ayrıntılı tanımını mümkün kılmaktadır. Böylesi bir çalışma kaynak (Küçükömeroğlu,1992)'de gösterilmiştir.

Dönme ve titreşim çekirdeklerini bir bütün olarak tanımlamak için pek çok girişim gerçekleştirilmiştir. Bununla beraber beraber tüm bozon modellerinde ortaya konulan çabalar, Hamiltonyendeki yüksek ve daha da yüksek mertebeli terimleri içeren dönme bölgesi içine onları genişletmek yönündedir (Das, 2005). Alternatif olarak Kumar ve Baranger (Eisenberg,1975) bozonları dikkate almaksızın ilk kuantumlamada Bohr Hamiltonyenini incelediler ve kolektif hareketin birleştirilmiş geometrik tanımını geliştirdiler. Onların bu yaklaşımı her bir çekirdek için ayrıntılı ve zor hesaplamalarını içermektedir.

Arima ve Iachello tarafından, IBA modeli çerçevesinde çekirdeğin titreşim (Arima,1976) eksenel simetrik bozunmuş (Arima,1978) ve γ-kararsız (Iachello,1979) gibi üç farklı sınıfta özelliklerini oluşturmanın mümkün olduğu gösterilmiştir. Bu limit durumlarında sistem analitik olarak çözülebilir. Orta halli durumlar için ilgili küçük bir matrisin sayısal köşegenleştirilmesini içermektedir.

Otsuka, Arima, Iachello ve Talmi (Otsuka,1978) IBA modelinin klasik tabaka model (De-Shalit,1963) ile bağlantısını göstermişlerdir. IBA modelinin serbestlik derecesi bozon özellikleri ile nükleon çiftlerinin üst üste gelmesi şeklinde (süper pozisyon) gözlemlenir ve kaynak (Otsuka,1978)'deki öngörüler IBA modelinin parametrelerinin nötron ve proton sayılarına bağlılığı için yapılabilir. Bu çalışmanın temelini oluşturan IBA modeli birbirinden farklı nötron ve proton bozonlarını işin içine dahil etmektedir. Modelin bu versiyonu (IBM-2) periyodik tablonun farklı bölgelerindeki pek çok çift-çift çekirdeğe, çift kriptondan çift toryum izotoplarına kadar başarı ile uygulanmıştır (Scholten,1979).

IBM modelinin parametreleri IBM-1 modelinin parametrelerinden daha doğru fiziksel içeriğe sahiptir. IBM-2' nin şekilsel bir tasviri köşegenleştirilebilen bir matrisi IBM-1' dekinden çok daha büyüktür. Bu model kullanılarak basit IBA-1 modelindeki hesaplamaları mümkün kılabilecek olan IBA modelinin iki versiyonunun ilgili parametreleri arasında ilişki kurmak mümkündür.

1.3. Model

1.3.1. Etkileşen Bozon Modeli-2 (IBM-2)

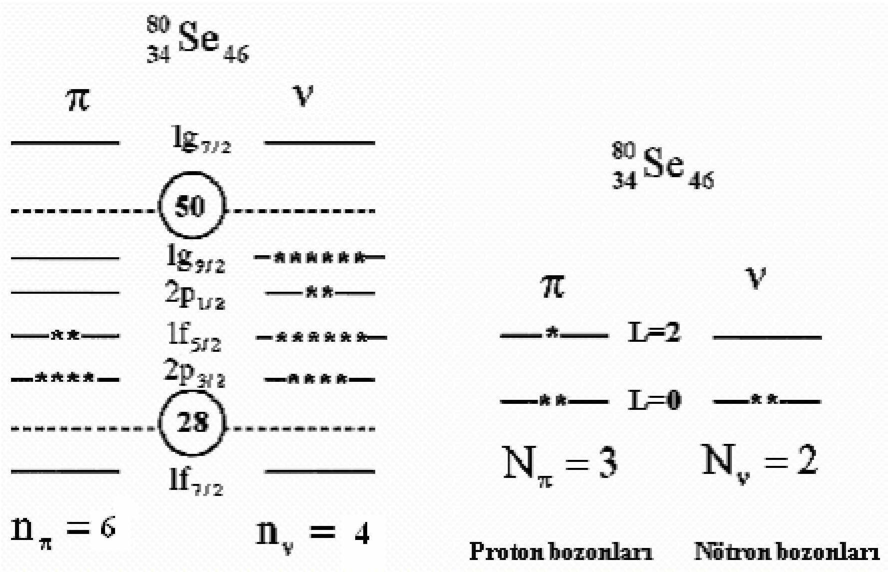
Çekirdekteki kollektif durumlar bozon serbestlik derecelerinin bir seti cinsinden tanımlanır. Bu görüş noktasından hareketle IBM-1 nükleon serbestlik derecelerinin her hangi birini referans almadan, gözlenen spektrumu eylemsizlik momenti, β, γ vb. titreşim frekansları cinsinden tanımlar.

Mikroskobik nükleer serbestlik dereceli kollektif bozon serbestlik derecelerini birleştirme girişiminde etkileşen bozon modelinin daha bir gelişmiş modeli öne sürülmüştür (Arima vd.,1977). Bu versiyon etkileşen bozon modeli-2 olarak bilinir. Etkileşen bozon modelinde mikroskobik görünümden kollektif görünümü elde etme girişimi Kumar ve Baranger tarafından geliştirilen kollektif modelin daha bir göze çarpan versiyonuna benzer bir biçimdir (Scholten,1980).

Etkileşen bozon modeli-2'de ilk yaklaşımda çekirdeğin alçak düzey kollektif kuadrupol durumlarının yapısı değerlik parçacıklarının uyarımıyla belirlenir. Değerlik parçacıkları 2, 8, 20, 28, 50, 82 ve 126'daki ana dolu tabakalar dışındaki parçacıklardır (Şekil 1a).(Uluer ve Böyükata,2009).

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 (nötron) bozonları s_π (s_ν) ile gösterilirken J = 2 açısal momentumlu proton (nötron) bozonları da d_π (d_ν) ile gösterilirler (Şekil 1b).

Parçacık uzayında parçacık-boşluk ilişkisini hesaplamak için N_π(proton) ve N_ν(nötron) bozon sayısı en yakın dolu tabakadan hesaplanır. Yani eğer tabakanın yarıdan çoğu dolu ise $N_{\pi(\nu)}$ boşluk çiftlerinin sayısı olarak alınır. Böylece örneğin ${}^{80}_{34}Se_{46}$ için N_π = (34-28)/2 = 3 ve N_ν = (50-46)/2 = $\overline{2}$ olurken, ${}^{90}_{34}Se_{56}$ için N_π = (34-28)/2 = 3 ve N_ν = (56-50)/2 = 3 dür. 2 üzerindeki çizgi boşluk durumlarını göstermektedir. Bunların boşluk durumları olduğunu göstermek için çoğu kez bir çizgi $\overline{N}_{\pi(\nu)}$ 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.



(a) (b)

Şekil 1. (a) $^{80}_{34}Se_{46}$ için tabaka model gösterimi, (b) Aynı çekirdek için tabaka modeli gösteriminden bozon gösterimine geçiş

Etkileşen bozon modeli-2'de çekirdek açıkça nötron (s_ν, d_ν) ve proton (s_π, d_π) bozonları cinsinde tanımlanır. Mikroskobik teoriden yola çıkılarak Hamiltonyendeki bozon enerjilerine ilaveten en önemli kısım nötron-proton kuadrupol kuvvetidir:

$$H = \varepsilon_\nu n_{d\nu} + \varepsilon_\pi n_{d\pi} + \kappa Q_\nu^{(2)} . Q_\pi^{(2)} \tag{1}$$

Burada;

$$Q_\rho^{(2)} = (s^+ d + d^+ s)_\rho^{(2)} + \chi_\rho (d^+ d)_\rho^{(2)} \tag{2}$$

nötron (proton) kuadrupol işlemcisidir. $\rho = \nu(\pi)$ şeklinde tanımlanmıştır. Nötron ve proton sayısındaki model parametrelerinin bağımlılığı tahmin edilebilir (Otsuka vd.,1978).

IBM-2 periyodik tablonun pek çok bölgesine uygulanmıştır. Örneğin Xe , Ba ve Ce bölgesindeki çekirdeklere yapılan uygulamalarda, model parametrelerinin hesaplanmasında serbest parametreler bir çekirdekten diğerine sadece yumuşak bir şekilde geçiş yapacak tarzda seçilmiştir. Öte yandan $\chi_\nu(\chi_\pi)$ mikroskobik teoride öngörüldüğü gibi sadece nötron ve protonların sayısının bir fonksiyonudur. κ, χ_ν ve χ_π için tahmin edilen N , Z bağımlılığı olgusal hesaplamalardan elde edilen sonuçlarla iyi bir uyum sağlar. Sadece, ε bir-bozon enerjisi farklı bir ilişki göstermektedir.

1.3.2. Bozon Hamiltonyeni

Tabaka modelinde benzer nükleonlar arasında etkiyen nükleon-nükleon artık etkileşmesi nötron-proton artık etkileşmesiyle kıyaslandığında oldukça 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 > ya da bir | D > çifti durumu oluşturulduğunda, nükleonlar enerji kazanır. Bozon Hamiltonyeni

$$H_0 = \varepsilon_{s,\nu}\hat{n}_{s,\nu} + \varepsilon_{s,\pi}\hat{n}_{s,\pi} + \varepsilon_{d,\nu}\hat{n}_{d,\nu} + \varepsilon_{d,\pi}\hat{n}_{d,\pi} \tag{3}$$

şeklinde tanımlanmaktadır (Scholten,1980). Bu Hamiltonyen, prensipte nötron ve proton bozonları için farklı olabilen s- ve d- bozonları için negatif bozon enerjileri ε_s ve ε_d’yi de hesaba katmaktadır. $\hat{n}_{s,\nu(\pi)}$ ve $\hat{n}_{d,\nu(\pi)}$ nötron (proton) s- ve d- bozonları için sayı işlemcileridir. IBA modelinde nötron (N_ν) ve proton (N_π) bozon sayılarının her ikisi de korunur ve H_0 Hamiltonyeni

$$H_0 = E_0' + \varepsilon_\nu\hat{n}_{d,\nu} + \varepsilon_\pi\hat{n}_{d,\pi} \tag{4}$$

şeklinde yeniden yazılabilir. Burada;

$$E_0' = \varepsilon_{s,\nu}\hat{N}_\nu + \varepsilon_{s,\pi}\hat{N}_\pi \tag{5}$$

ve

$$\varepsilon_\nu = \varepsilon_{d,\nu} - \varepsilon_{s,\nu} \quad , \quad \varepsilon_\pi = \varepsilon_{d,\pi} - \varepsilon_{s,\pi} \tag{6}$$

ile verilmiştir. Belli bir çekirdek için E'_0 'nün sabit ve böylece sadece bağlanma enerjilerine katkıda bulunacağına dikkat etmeliyiz. s-bozonları d-bozonlarından (ε_s, ε_d 'den daha negatiftir) daha büyük bağlanma enerjisine sahip olduğundan, $\varepsilon_{\nu(\pi)}$ farkı daima pozitiftir.

E'_0 ifadesindeki sabitleri attığımızda H_0 Hamiltonyeni

$$H_0 = \varepsilon_\nu (d_\nu^+ . \tilde{d}_\nu) + \varepsilon_\pi (d_\pi^+ . \tilde{d}_\pi) \tag{7}$$

şeklini alır. Burada $d^+_{\nu(\pi)}$ ve $d_{\nu(\pi)}$ nötron (proton) d-bozonu yaratma ve yok etme işlemcileridir. Denklem (7) deki nokta normal skaler çarpımı göstermektedir.

Nötron-proton etkileşmesinin özellikleri multipol açılımı yapılarak kolayca görülebilir (Yılmaz,1998). Bu multipol açılım katsayıları $B_\lambda = \alpha_\lambda / \alpha_0$ olarak tanımlanmıştır. Burada;

$$\alpha_\lambda = \frac{\hat{\lambda}}{\hat{J}_1 \hat{J}_2} \sum_J (-1)^{j_1+j_2+J} \hat{J} \begin{Bmatrix} j_1 & j_2 & J \\ j_2 & j_1 & \lambda \end{Bmatrix} E_J(j_1, j_2) \tag{8}$$

ile verilmiştir. 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;

$$V_{\nu\pi} = q_\nu^{(2)} . q_\pi^{(2)} \tag{9}$$

gibi tamamen saf olarak varsayılan kuadrupol kuvvetin hesaba katılması beklenir. Burada $q^{(2)}_{\nu(\pi)}$ tabaka model nötron (proton) kuadrupol işlemcisidir. Olgusal bakış açısından yola çıkılarak kuadrupol etkileşmenin çok fazla önemli olduğunu söylemeliyiz. Çünkü bu etkileşme dalga fonksiyonlarında | S > ve | D > serbestlik derecelerinin kuvvetli bir karışımına neden olmakta ve böylece spektrum yapısında kollektifliği arttırmaktadır.

Fermiyon uzayında tanımlanan denklem (9) etkileşmesi bozon işlemcileri cinsinden yeniden yazılmalıdır. Bu amaçla, tam – tabaka model uzayının S – D alt uzayındaki fermiyon kuadrupol işlemcisinin matris elemanını hesaplamak gerekir. İlgili matris elemanları,

$$\sqrt{5}\kappa_{\rho}\sqrt{N} = \left\langle S^{N} \left\| q^{(2)} \right\| DS^{(N-1)} \right\rangle_{\rho} \tag{10}$$

ve

$$\sqrt{5}\kappa'_{\rho} = \left\langle DS^{N-1} \left\| q^{(2)} \right\| DS^{(N-1)} \right\rangle_{\rho} \tag{11}$$

dir. Burada ρ = ν, μ şeklindedir. Denklem (10)'daki $\sqrt{N}$ çarpanı N – bağımlığı kısmını soğurmak için denkleme alınmıştır.

En düşük mertebeli bozon kuadrupol işlemcisi denklem (10) ve (11) matris elemanlarını

$$Q_{\rho}^{(2)} = \kappa_{\rho}[(s^{+} d + d^{+}s)^{(2)} + \chi_{\rho}(d^{+}\tilde{d})^{(2)}]_{\rho} \tag{12}$$

sonucuyla bozon uzayında onların eşdeğerlerine eşitleyerek tanımlanabilir. Denklem (12)

$$\chi_{\rho} = \kappa'_{\rho}/\kappa_{\rho} \tag{13}$$

ile verilmektedir. Bu (12) kuadrupol işlemcisi bozon-uzayında $q_{\rho}^{(2)}$ ile verilen en düşük mertebe yaklaşımdır. Otsuka tarafından bunun iyi bir yaklaşım olduğu gösterilmiştir (Otsuka vd.,1978).

Yukarıda verilen yöntemi nötronların ve protonların her ikisine de uygularsak, (9) denklemi ile tanımlanan nötron-proton tabaka modeli kuadrupol işlemcisi bozon-uzayında yeniden

$$V_{\nu\pi} = \kappa\, Q_{\nu}^{(2)}.Q_{\pi}^{(2)} \tag{14}$$

şeklinde yazılır. Burada

$$Q_{\rho}^{(2)} = (s_{\rho}^{+}\tilde{d} + d_{\rho}^{+}s_{\rho})^{(2)} + \chi_{\rho}(d^{+}\tilde{d}_{\rho})^{(2)} \tag{15}$$

ve

$$\kappa = \kappa_{\nu}\,\kappa_{\pi} \tag{16}$$

olarak tanımlanmıştır. Bozon Hamiltonyenindeki en önemli terimler (4) ve (14) nolu denklemler birleştirilerek yazılabilir:

$$H = H_{0} + V_{\nu\pi} = \varepsilon_{\nu}n_{d\nu} + \varepsilon_{\pi}n_{d\pi} + \kappa\, Q_{\nu}^{(2)}.Q_{\pi}^{(2)} \tag{17}$$

Denklem (17) Hamiltonyeninde sadece bir nötron-proton kuadrupol kuvveti dikkate alınmaktadır. Benzer nükleonlar arasında kuvvetli kuadrupol etkileşme vardır (Yılmaz,1998).

Z = 50 kapalı proton özüne sahip Sn izotoplarında 2^+_1 durumunun enerjisi esasında sabittir yani 50-82 ana tabakasındaki nötronların sayısından bağımsızdır. Bir nötron-nötron kuadrupol kuvvetinin, N = 50 özüne bir takım nötronlar eklendiğinden, 2^+_1 durumunun enerjisini daha düşük değere düşürmesi beklenirdi. Eğer sadece Z = 50 özüne göre bir proton çifti varsa ($_{52}$Te için parçacık-benzeri, $_{48}$Cd için boşluk-benzeri) durum tamamen farklıdır. Böylesi bir durumda nötron çiftleri dolu tabakalara eklenir (N = 50 için parçacık-benzeri, N = 82 için boşluk benzeri) ve 2^+_1 durumunun enerjisi dikkate değer şekilde azalır. Bu etki, dolu tabaka dışında daha fazla proton çiftlerinin varlığında (Pd ve Xe için 2, Ru ve Ba için 3) kendisini daha fazla hissettirir. Bu olgu çift-çift çekirdeklerin spektrumunda nötron-proton kuadrupol etkileşmesinin çok etkin bir rol oynadığını açıkça göstermektedir.

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

$$V_{\rho\rho} = \sum_{L=0,2,4} c_L \frac{\sqrt{2L+1}}{2}\left[\left(d^+_\rho d^+_\rho\right)^{(L)}(\tilde{d}_\rho \tilde{d}_\rho)^{(L)}\right]^{(0)} \qquad ;\ \rho = \nu,\pi \qquad (18)$$

ile tanımlanır. $V_{\rho\rho}$ etkisi sadece dolu tabakaları dışında birkaç nötron veya protonu olan çekirdeklerde önemli olacaktır. Nötron-proton etkileşmesi her yerde etkindir.

IBM-1'de tüm durumlar SU(6)'nın [N] tam-simetrik temsiline aittir. Halbuki IBM-2'de [N-1, 1] gibi diğer SU(6) temsilleri de izinlidir. Çift-çift çekirdeklerin spektrumundan bu durumların nötron-proton serbestlik derecelerinde tamamen simetrik olmadığı ve 2MeV civarındaki bir uyarım enerjisinin altında meydana gelmediği şeklinde deliller mevcuttur. Bu hesaplamada bunu elde etmek için, kuadrupol kuvvetin yanında Majorana kuvvetine (Barrett vd.,1994) de ihtiyaç vardır.

$$M_{\nu\pi} = \xi_2 \, (s_\nu^+ d_\pi^+ - d_\nu^+ s_\pi^+)^{(2)} . \, (s_\nu \tilde{d}_\pi - d_\nu \tilde{s}_\pi)^{(2)} +$$

$$- \, 2 \sum_{k\,=\,1,3} \xi_k \, (d_\nu^+ d_\pi^+)^{(k)} . \, (d_\nu \tilde{d}_\pi)^{(k)} \tag{19}$$

ile verilen Majorana kuvveti sadece, tamamen simetrik durumlara göre karışmış durumların bağıl yerleşimini etkiler. Basitlik için olgusal hesaplamalarda $\varepsilon_\nu = \varepsilon_\pi = \varepsilon$ aldığımızda IBM-2 Hamiltonyeni

$$H = E_0 + \varepsilon \, (n_{d_\nu} + n_{d_\pi}) + \kappa \, Q_\nu^{(2)} . Q_\pi^{(2)} + V_{\nu\nu} + V_{\pi\pi} + M_{\nu\pi} \tag{20}$$

olarak yazılmış olur. Burada $Q_\nu^{(2)}$ ve $Q_\pi^{(2)}$ denklem (15) , $V_{\nu\nu}$ ve $V_{\pi\pi}$ denklem (18) ve $M_{\nu\pi}$ denklem (19) ile verilmektedir. Belli bir çekirdek için E_0 sabit olup en azından kuadratik olarak N_ν ve N_π ye bağlıdır. Bu da sadece bağlanma enerjisine katkıda bulunur.

1.3.3. Etkileşen Bozon Modeli-2’de Elektromagnetik Geçiş İşlemcileri

Etkileşen Bozon Modeli-2 ‘deki elektromagnetik geçiş işlemcileri Etkileşen Bozon Modeli-1’den çok daha genel bir biçime sahiptir (Arima ve Iachello, 1984). IBM-2’deki E2 işlemcisi

$$T(E2) = T_\pi^{(2)} + T_\nu^{(2)} \tag{21}$$

ile verilir. Burada kuadrupol işlemci

$$T_\rho^{(2)} = e_\rho^{(2)} \, Q_\rho^{(2)} \qquad ; \quad (\rho = \pi, \nu) \tag{22}$$

olup $Q_\rho^{(2)}$ işlemcisi ise denklem (15) ile verilmektedir. $Q_\rho^{(2)}$ işlemcisi Hamiltonyende görülen Q işlemcisinden prensipte farklı olmasına rağmen basitlik için aynı alınabilir. Böylece elektromagnetik 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 (Iachello ve Arima,1987).

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

$$\left\langle d;2_1^+ \right\| Q_\pi \left\| 0_1^+ \right\rangle = \sqrt{\frac{N_\pi}{N}} \left\langle d_\pi \right\| d_\pi^+ s_\pi \left\| 0 \right\rangle$$

$$= \sqrt{\frac{5}{N}} N_\pi \tag{23}$$

yazalım. Bu durumda

$$B(E2;0_1^+ \rightarrow 2_1^+) = (e_\nu N_\nu + e_\pi N_\pi)^2 \frac{5}{N} \tag{24}$$

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

$$\left\langle d;2_2^+ \right\| Q_\pi \left\| 0_1^+ \right\rangle = -\sqrt{\frac{N_\nu}{N}} \left\langle d_\pi \right\| d_\pi^+ s_\pi \left\| 0 \right\rangle$$

$$= \sqrt{\frac{5 N_\nu N_\pi}{N}} \tag{25}$$

ve buradan da

$$B(E2;0_1^+ \rightarrow 2_2^+) = (e_\nu - e_\pi)^2 \frac{5}{N} N_\nu N_\pi \tag{26}$$

değerini elde ederiz.

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

$$T(E2) = e_\pi Q_\pi + e_\nu Q_\nu = e_s Q_s(\chi_1) + e_v Q_v(\chi_2) \tag{27}$$

$$e_s \equiv \frac{1}{2}(e_\pi + e_\nu) \qquad e_v \equiv \frac{1}{2}(e_\pi - e_\nu) \tag{28}$$

$$Q_s(\chi) \equiv Q_\pi(\chi) + Q_\nu(\chi) \qquad Q_v(\chi) \equiv Q_\pi(\chi) - Q_\nu(\chi) \tag{29}$$

$$\chi_1 \equiv \frac{e_\pi \chi_\pi + e_\nu \chi_\nu}{e_\pi + e_\nu} \qquad \chi_2 \equiv \frac{e_\pi \chi_\pi - e_\nu \chi_\nu}{e_\pi - e_\nu} \tag{30}$$

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 $e_\pi \neq e_\nu$ iken $2^+_{ms} \rightarrow 2^+_1$ gibi $F_{mak} \leftrightarrow F_{mak} - 1$ geçişlerine sahip olabiliriz. $e_\pi \approx e_\nu$ iken kuvvetli M1 bileşeni fakat zayıf E2 bileşeni $2^+_{ms} \rightarrow 2^+_1$ geçişinde beklenebilir. Bunun nedeni küçük $|\delta|$ değerinin karışmış bir simetri durumunun varlığını işaret etmesidir.

Magnetik dipol geçişleri proton-nötron kollektif modellerinin bir mihenk taşıdır. Çift-çift çekirdeklerde 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 kollektif olmasına rağmen Weisskopf birimi cinsinden $1.79\,\mu_N^2$ dir. Bununla bereber kollektif açıdan bir yorum, zayıf bir geçiş çekirdekten çekirdeğe kollektif bir yoruma uygun düşse de kuvvetli bir geçiş için sadece bir ihtimal olacaktır (Van Isacker vd.,1988).

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

1.3.4. Deforme Olmuş Çekirdekteki Kuvvetli M1 Geçişleri

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

$$T(M1) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}}\left(g_\pi L_\pi + g_\nu L_\nu\right)$$

$$= \sqrt{\frac{3}{4\pi}}\left[g_s L + g_v (L_\pi - L_\nu)\right] \qquad (31)$$

ile verilir. Bu denklemdeki g_s ve g_v

$$g_s \equiv \frac{1}{2}\left(g_\pi + g_\nu\right) \qquad (32a)$$

$$g_v \equiv \frac{1}{2}\left(g_\pi - g_\nu\right) \qquad (32b)$$

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

F-spini uzayında Wigner-Eckart teoremini (De Schalit,1963) uzaysal olarak indirgenmiş L_π - L_ν matris elemanı üzerine uygulayalım:

$$\left\langle \alpha' F' M_F \right\| L_\pi - L_\nu \left\| \alpha F F M_F \right\rangle \propto \begin{pmatrix} F' & 1 & F \\ -M_F & 0 & M_F \end{pmatrix} \left\langle \alpha' F' \right\| \left[d^+ d\right] \left\| \alpha F \right\rangle \tag{33}$$

Burada α tüm uzaysal , özellikle J açısal momentumu içerecek kuantum sayılarını temsil etmektedir. 3j sembolü ΔF = 0, ± 1, 0 →0 seçim kurallarını vermektedir. Öte yandan bu açısal momentum uzaysal durumlara göre köşegensel olduğundan F_{mak} durumları için yeterli değildir.

Yukarıdaki denklemde iki kez indirgenmiş matris elemanını F = F′ = F_{mak} özel hali için dikkate alalım. Her hangi bir F-uzayı indirgenmemiş matris elemanından yani M_F = F_{mak} ifadesinden bu hesaplanabilir:

$$\left\langle \alpha' F_{mak} \right\| \left[d^+ d\right]^1_1 \left\| \alpha F_{mak} \right\rangle = \begin{pmatrix} F_{mak} & 1 & F_{mak} \\ -F_{mak} & 0 & F_{mak} \end{pmatrix}^{-1} \left\langle \alpha' F_{mak} F_{mak} \right\| \left[d^+ d\right]^1_1 \left\| \alpha' F_{mak} F_{mak} \right\rangle \tag{34}$$

$\left| F_{mak} F_{mak} \right\rangle$ durumu sadece proton bozonlarını içerir. $\left[d^+ d\right]^{10}_1$ ifadesi L = L_π + L_ν toplam açısal momentumuyla orantılı olan $\left[d^+ d\right]^{00}_1$ ile yer değiştirir. Bu durumda matris elemanı α = α′ olmadıkça sıfıra gider. Bu durumda, L_π - L_ν ’nin F = F_{mak} ’lu durumlar arasında geçiş üretemeyeceği hükmüne varırız. Böylece M1 geçişleri için F-spin seçim kuralı tamamlanmış olur:

$$\Delta F = 0, \pm 1 \qquad 0 \rightarrow 0 \qquad F_{mak} \rightarrow F_{mak} \tag{35}$$

Bu seçim kuralı sadece deforme olmuş çekirdeklere değil genel olarak tüm çekirdekler için geçerlidir. Pratikte $F_{mak} \rightarrow F_{mak}$ yasak olmakla beraber $F_{mak} \rightarrow F_{mak}$ -1 izinlidir (Lipas vd., 1990).

1.3.5. Küresel Çekirdeklerde Kuvvetli M1 Geçişleri

Diğer bir tür kuvvetli M1 geçişi kararlı deformasyona sahip olmayan çekirdeklerde titreşim veya U(5) türü (Hamilton vd.,1984) veya γ-yumuşak ya da O(6) türü (Arima ve

Iachello,1979) çekirdeklerde 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. Böylece ilk durum $F = F_{mak}-1$ 'li karışmış simetri karakterindeyken, son durum $F = F_{mak}$ olan ise proton-nötron simetrisindedir.

Etkileşen Bozon Modeli-2'nin sonuçları (Van Isacker vd.,1986) U(5) limitinde $2^+_{ms} \rightarrow 2^+_1$ için

$$B(M1;2^+_{ms} \rightarrow 2^+_1) = \frac{3}{4\pi}\frac{6N_\pi N_\nu}{N^2}(g_\pi - g_\nu)^2 \tag{36}$$

ile verilir. Bu basit analitik formülün ötesinde NPBOS (Otsuka ve Yoshida,1985) programı ile tüm bir sayısal IBM-2 hesaplaması da yapılabilir.

1.3.6. g- Çarpanı

Nükleer durumların magnetik özellikleri nükleer dalga fonksiyonları için etkin bir araçtır. Kapalı tabakalar civarındaki çekirdeklerde g-çarpanı genelde bir-parçacık hareketi ile tanımlanır (Wolf vd.,1987). Küresel ve deforme çekirdekler bir çok özellikleri bakımından farklı olsalar da bu çekirdeklerdeki alçak düzeylerin g-çarpanları Etkileşen Bozon Modeli-2 kullanılarak tanımlanabilir. Bu, özellikle çift-çift (küresel veya deforme olmuş) çekirdeklerdeki 2^+_1 durumları için doğrudur. Bu durumların nötron ve proton serbestlik derecelerinde tamamen simetrik olduğunu yani F-spininin bir iyi kuantum sayısı olduğunu varsayalım. $g(2^+_1)$

$$g(2^+_1) = g_\nu N_\nu / N_t \;+\; g_\pi N_\pi / N_t \tag{37}$$

şeklinde tanımlanır (Sambataro ve Dieperink,1981). Burada, g_π (g_ν) proton (nötron) bozon g-çarpanları, N_π (N_ν) proton (nötron) bozon sayıları ve $N_t = N_\pi + N_\nu$ ile verilmektedir. g-çarpanının birimi μ_N dir.

1.3.7. Kuadrupol Momentler

Elektrik kuadrupol moment çekirdek yük dağılımının küresel simetriden ayrılmasının bir ölçüsüdür (Bohr ve Mottelson,1999). Kuadrupol momentler

$$Q_L = \left\langle L, M_L = L \middle| \sqrt{\frac{16\pi}{5}} T^{(E2)} \middle| L, M_{L=L} \right\rangle$$

$$= \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \begin{pmatrix} L & 2 & L \\ -L & 0 & L \end{pmatrix} \left\langle L \left\| T^{(E2)} \right\| L \right\rangle \qquad (38)$$

ifadesiyle tanımlanmaktadır (Van Isacker vd.,1988). Kuadrupol momentin birimi e.b'dir.

1.3.8. F-Spini

Etkileşen Boson Modeli-2 Hamiltonyenindeki kuvvetli nötron-proton etkileşmesi öz-durumlarda nötron-proton bozonlarının yüksek mertebe karışımlarına neden olur. Nötron-proton kuantum sayıları kötü bir biçimde karışmıştır ve böylece özdurumların etiketlenmesine yardımcı olamazlar. Bu durumda F-spini (Arima vd.,1977) daha bir tatminkar kuantum sayısı olarak ortaya çıkar.

F-spini tanım olarak özdeş olmamakla beraber, izospine benzer bir kuantum sayısıdır. F-spin uzayında z-bileşenli bir spinör olarak dikkate alınan bir bozon Tablo-1 de gösterildiği gibi proton(nötron) bozonları için sırasıyla pozitif(negatif) değerleri alır:

Tablo 1. F-spini

	F	F_z
s_π, d_π	½	½
s_ν, d_ν	½	- ½

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

$$F_+ = d_\pi^+ . \; \tilde{d}_\nu + s_\pi^+ . \; s_\nu \qquad (39)$$

$$F_{-} = d_{\nu}^{+}.\ \widetilde{d}_{\pi} + s_{\nu}^{+}.\ s_{\pi} \tag{40}$$

$$F_0 = \frac{1}{2}\,(d_{\pi}^{+}.\ \widetilde{d}_{\pi} + s_{\pi}^{+}.\ s_{\pi} - d_{\nu}^{+}.\ \widetilde{d}_{\nu} - s_{\nu}^{+}.\ s_{\nu}) \tag{41}$$

Bu işlemciler tamamen açısal momentum işlemcilerine sıra değişimlidir:

$$[\ F_{+},\ F_{-}\ ] = 2F_0 \qquad\qquad [\ F_0,\ F_{\pm}\ ] = \pm F_{\pm} \tag{42}$$

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

F-spininin IBM-2 Hamiltoniyeniyle ilişkisi Harter ve arkadaşları (1985) tarafından incelenmiştir. Denklem (41) deki F_0 bileşeni daima Hamiltonyen ile sıra değişimlidir. Çünkü F_0 F_z = ½ (N_π-N_ν) özdeğeriyle köşegendir. Bu durumda IBM-2 Hamiltonyeninin daima F-spin uzayında eksenel simetrik olduğunu söyleyebiliriz. Öteki kuvvetli kriter [$F_\pm$, H] = 0 olup olmadığıdır. Eğer bu kriter sağlanırsa, Hamiltoniyen bir F skaleridir ve onun özdurumları F_z ye göre dejeneredir. Bu durumda tam F-spin simetrisi söz konusudur (Lipas vd.,1990).

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 özdeğerleri, F_z ye göre dejenere olmasalar bile, iyi F değerine sahiptir. Böylece diyebiliriz ki dinamik F-spin simetrisi $SU_F(2) \supset OF(2)$ (Ginocchio vd.,1992) şeklinde olacaktır.

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

$$\left| s_{\upsilon}^{N_\upsilon} s_{\pi}^{N_\pi} \right\rangle \tag{43}$$

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

$$\overrightarrow{F}^{2} = F_{+}F_{-} + F_0^2 - F_0 \tag{44}$$

durumu üzerinde işlemci kullanarak yani

$$\overrightarrow{F^{2}}\left| s_{\nu}^{N_\upsilon} s_{\pi}^{N_\pi} \right\rangle = (N/2+1)(N/2\left| s_{\nu}^{N_\upsilon} s_{\pi}^{N_\pi} \right\rangle \tag{45}$$

şeklinde kontrol edilebilir. N_d kuadrupol bozonlarını içeren tamamen simetrik durumlar denklem (40) üzerine

$$(d_\nu^+ s_\nu + d_\pi^+ s_\pi)^{n_d} \tag{46}$$

işlemcisi etki ettirilerek oluşturulabilir. Bu yolla oluşturulmuş durum maksimum F-spinine sahip olup Denklem (43) işlemcisi gerçeğiyle F-spini üreticileriyle Denklem (39) sıra değişimlidir. En sondaki kullanım şekli için maksimum F-spinli $F_z = (N_\pi - N_\nu)/2$ ve $n_d =$ 1,2 için durumları

$$\left|n_d = 1, F = N/2\right\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}}\left(\sqrt{N_\nu}\left|d_\nu s_\nu^{N_\nu - 1} s_\pi^{N_\pi}\right\rangle + \sqrt{N_\pi}\left|d_\pi s_\nu^{N_\nu} s_\pi^{N_\pi - 1}\right\rangle\right) \tag{47}$$

ve

$$\left|n_d = 2, F = N/2\right\rangle = \frac{1}{\sqrt{N(N-1)}}\left(\sqrt{N_\nu(N_\nu - 1)}\left|d_\nu^2 s_\nu^{N_\nu - 2} s_\pi^{N_\pi}\right\rangle + \sqrt{2N_\nu N_\pi}\left|d_\nu d_\pi s_\nu^{N_\nu - 1} s_\pi^{N_\pi - 1}\right\rangle\right.$$

$$\left. + \sqrt{N_\pi(N_\pi - 1)}\left|d_\pi^2 s_\nu^{N_\nu} s_\pi^{N_\pi - 2}\right\rangle\right) \tag{48}$$

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

$$\left|n_d = 1, \quad F = N/2 - 1\right\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}}\left(\sqrt{N_\pi}\left|d_\upsilon s_\upsilon^{N_\upsilon - 1} s_\pi^{N_\pi}\right\rangle - \sqrt{N_\upsilon}\left|d_\pi s_\upsilon^{N_\upsilon - 1}\right\rangle\right) \tag{49}$$

yazılabilir.

F spini tanımlanmadan önce durumlar doğrudan $[N_\nu] \otimes [N_\pi]$ çarpımı ile etiketlenmekteydi. Burada [N] N-bozonlarını içeren SU(6) nın simetrik gösterimini temsil etmektedir. F-spinini kullanarak bu durumlar $SU(6) \otimes SU(6) \supset SU(6) \otimes SU(2)$ grup indirgenmesine göre etiketlenmektedir. Burada F-spini SU(2) gösterimini etiketlemektedir. Bu durumda sadece tamamıyla simetrik $[N_\nu + N_\pi]$ değil aynı zamanda SU(6) nın diğer gösterimlerinde mesela F'nin farklı değerlerine ait olan $[N_\nu + N_\pi - 1\ ,\ 1]$ ve $[N_\nu + N_\pi - 2,\ 2]$ ile de ilgilenilmelidir. Belli bir çekirdek muhakkak ki F_z için sabit bir değere sahiptir (Scholten,1980).

1.3.9. Karışım Oranları

Uyarılmış çekirdek durumunun bozulmasında γ-ışını ve elektron salma yayınlanması meydana geldiği zaman birden fazla çoklu ışıma çoğu kez nükleer spin ve paritelerin seçim kuralları tarafından izinli hale gelir. İlk ve son nükleer spinlerin toplam ve farkları arasındaki herhangi bir multipol mertebesi izinli olduğu zaman kazanılmış açısal momentum üzerindeki geçiş olasılıklarının kuvvetli bağımlılığı gözlemlenebilirlik mertebesini en düşük mertebeye kısıtlar. Örneğin, sadece yakın zamanlarda keşfedilmiş istisnalarla $\lambda \geq 1$ olan multipol mertebelerinin izinli olduğu ve paritenin değiştiği geçişlerde E1 ışıması tamamen $M2 \leq \%1$ şeklinde ortaya çıkar.

Öte yandan seçim kuralları izin verdiğinde, E2 ışıması çoğu kez M1 bileşenine hakim olur. E2 ışımasının üstün hale gelmesi, nükleer yapı etkileri geçiş olasılıklarının açısal momentum bağımlılığını kabul etmediğinden dolayı meydana gelir. Böylece nükleer geçişlerde özellikle de çift-çift çekirdeklerde E2/M1 ışımalarının karışımlarının deneysel olarak belirlenmesi yaklaşık elli yıldan beri nükleer modellerin pek çok sayıdaki testleri ile sağlanmıştır. Bu verilerin önemi nedeniyle E2/M1 karışım oranlarının periyodik incelenmesi ve çift-çift çekirdeklerdeki bu verileri öngören veya açıklayan çok sayıda çalışma vardır (Lange vd.,1982).

Bir başlangıç noktası olarak, elektromagnetik geçiş olasılıkları çoğunlukla bir-parçacık tabaka modeline dayalı öngörülerle karşılaştırılır. Bir - parçacık E2 ve M1 “Weisskopf” öngörüleri tamamen hakim olan M1’in büyüklüğünü gösterir. E2/M1 büyüklüğünün Weisskopf birimi A ~ 200 lü çekirdekler için ~ 1/400 dür. Çift-çift çekirdeklerde ikinci 2^+ dan 2^+ birinci uyarılmış hallere geçişler için karşılık gelen deneysel değerler tipik olarak 1-20 aralığındadır. Bu E2, M1 geçişlerinin bağıl büyüklüklerinin göze çarpan tersinirliği Bohr ve Mottelson (1999) tarafından geliştirilen kollektif nükleer modelle nitel olarak açıklanmıştır. Kollektif E2 işlemcisi tek bir protonun yükü yerine toplam çekirdeğin yüküyle orantılı olduğundan E2 geçişleri güçlendirilmiştir. Kollektif M1 işlemcisi çekirdeğin toplam açısal momentumu ile orantılı olduğundan M1 geçişleri yasaklanmıştır(gerçekten de, kollektif titreşim ve dönme modellerin çok basit şekillerinde bu yasak vardır). Nükleer açısal momentum bir iyi kuantum sayısı olduğundan, sadece köşegen matris elemanları (magnetik momentler) sıfırdan farklıdır.

Deforme olmuş çekirdekler için kollektif modelin ilk önemli testleri, K = 2 gama-tipi titreşim durumu 2^+ dan, deforme olmuş çekirdeklerdeki K = 0 taban durumu dönme bandı

2^+ ya doğru olan geçişlerde M1 karışımlarının %5 ten küçük olduğunu göstermiştir (Hamilton ve Kumar, 1979). Bu veri, K = 2 ve K = 0 arasındaki geçişlerin E2 ışıması şeklinde olduğu Bohr ve Mottelson (1999) tahminlerini doğrulamıştır. Çünkü K=2 halleri çekirdeğin kuadrupol titreşimleri olarak tanımlanmaktadır.

1967 yılından beri, E2/M1 karışımlarının ölçümlerinde Ge(Li) dedektörlerinin kullanımı verilerin nitelik ve niceliğini önemli ölçüde arttırmıştır. Çok karmaşık bozunmalarda zayıf geçişlerin multipol karışımları çok büyük doğrulukla elde edilebilmekte ve nükleer model öngörülerinin yeni bir çok duyarlı testleri yapılabilmektedir. Bu yeni veriler eski fikirlere meydan okuyacak ve yeni yaklaşımlara yol açacak özelliktedir. Örneğin, küresel çift-çift çekirdeklerde $2^{+'} \rightarrow 2^+$ geçişleri ilk titreşim modelinin öngördüğü gibi saf E2 değildir. Fakat çoğu kez M1 karışımları %30 a kadar yükselir. Davydov ve Filipov tarafından geliştirilen dönme modeli, deforme olmuş çekirdek durumunda doğruluk mertebesini oldukça yakın değerde vermektedir (relatif E2/M1 büyüklüğünün tahmin edilen değeri A ~ 180 için ~ 20/1 dir). Fakat yine de çekirdekten çekirdeğe doğru değişimleri vermemektedir.

Ölçülen E2/M1 karışım oranlarının daha iyi anlaşılması nükleer modellerin daha ileri düzeyde tanımlanmalarını gerektirmiştir. Özellikle, çekirdekten çekirdeğe ve aynı çekirdekteki bir halden diğerine δ(E2/M1) değerlerinin işaretlerindeki değişmeler nükleer modellerin çok duyarlı bir takım incelemelerini gerektirmektedir. δ nın işaretindeki değişmeler özellikle Osmiyum, Platin bölgesinde göze çarpar. Son 30 yıl boyunca geliştirilmiş olan kolektif modelin birçok versiyonu arasında en başarılısı Kumar ve Baranger tarafından 1968'de keşfedilen, ardından 1975'de Kumar tarafından geliştirilen mikroskobik çiftlenim + kuadrupol modeldir. Bu model, işaretlerin böylesi değişimlerini tahmin edilebilmektedir. δ değerlerinin büyüklüğü, bu çekirdeklerdeki deneysel hata sınırları içinde verilir. Bununla birlikte aynı model daha da deforme olmuş samaryum ve gadolinyum bölgesinde iyi iş görmez. Os-Pt çekirdekleri için δ değerlerinin iyi sonuçları Maruhn ve Greiner (1975) tarafından kaydedilmiştir.

Deforme olmuş anormal çekirdeklerde beta-tipi titreşim seviyelerinden geçişler için E2 dallanma oranları Bohr ve Mottelson'un kollektif modeli için ciddi sorunlar ortaya çıkarır (Bohr ve Mottelson,1999). Önerilen açıklamalar, bu β-titreşim hallerinden ΔI = 0 geçişlerinde büyük (%50) M1 karışımlarını içermektedir. Ge(Li) dedektörleriyle yapılan çok sayıdaki ölçümler, 2_β^+ ve 4_β^+ durumlarından yapılan geçişlerdeki bu M1 karışımlarını dışarlamıştır. Şimdilerde β ve γ- titreşim seviyeleri dışındaki geçişlerdeki M1 karışımları beta ve gama bandlarında spin 8'e kadar ölçülmektedir. Bu veriler dönme modelinin önemli testlerini gerçekleştirmektedir.

Özellikle çift-çift çekirdeklerdeki E2/M1 karışım oranları üzerine çok yeni deneysel ve teorik çalışmanın başarılmasıyla, her iki alandaki kritik inceleme daha ileri çalışma gerektiğini işaret eder. Daha eski Na(I) dedektörleriyle olduğu gibi, yeni Ge(Li) dedektörleriyle de problemler olmuştur. Mikroskobik hesaplamalarla karşılaştırma yapmak için gereken doğru verinin önemi nedeniyle, deneysel verilerin her birinin kritik bir analizi teorik hesaplamalarla karşılaştırılmalıdır.

Daha önceki çalışmaların doğal bir genişlemesi, $\Delta I = 0$ geçişlerindeki, E0/E2 karışımları üzerindeki verileri içermektir. Bu karışımlarla ilgili deneysel veriler aynı zamanda çekirdek modellerinin ve mikroskobik hesaplamaların gözden geçirilmesini sağlamaktadır. E0 geçişleri üzerine ilk deneysel veri kaynakları Hamilton ve arkadaşları (1972) tarafından verilmiştir.

1.3.10. E2, M1 Karışım Oranı: δ(E2/M1)

E2, M1 karışım oranı ilk kez 1953 yılında Biedenharn ve Rose tarafından tanımlanmış ve önemli diğer çalışmalar 1967'de Rose ve Brink, ardından 1970 yılında Krane ve Steffen (1970) tarafından ayrıntılı bir şekilde verilmiştir. Bu tanımların hepsi işaret kabulleniminde birbirinden farklıdır. Bu kabullenimleri tartışmadan önce, standart olan δ^2 tanımını irdeleyelim:

J_1 açısal momentumlu ve Π_1 pariteli başlangıç nükleer durumundan (J_2, Π_2) son durumuna olan γ-ışını geçişlerini dikkate alalım. E2 ve M1 geçişlerinin her ikisinin izinli olduğu $\left(J_1 + J_2 \geq 2, |J_1 - J_2| \leq 1,\ \Pi_1\Pi_2 = +1\right)$ böyle bir başlangıç ve son durumu ele alalım. E2, M1 karışım oranının karesi bu durumda, E2 ve M1 geçişlerin sayısı/sn cinsinden olmak üzere,

$$\delta^2(E2/M1, J_1 \to J_2) \;=\; \frac{E2}{M1}$$

$$= \frac{T(E2; J_1 \to J_2)}{T(M1; J_1 \to J\;)} \tag{50}$$

olarak tanımlanır. Burada, T$[E(M)\lambda]$, fotonunun ve son nükleer durumun magnetik alt durumları üzerinden toplanan belli bir E(M)λ için γ- ışını geçiş olasılığıdır. Deneysel sonuçlar çoğu kez T$[E(M)\lambda]$ cinsinden tanımlanan indirgenmiş geçiş olasılığı, B$[E(M)\lambda]$ terimleriyle tanımlanır. T$[E(M)\lambda]$, denklemi

$$T[E(M)\lambda; J_1 \to J_2] \;=\; \frac{8\pi(\lambda+1)}{\lambda[(2\lambda+1)!!]^2}\frac{1}{\hbar}q^{(2\lambda+1)}B[E(M)\lambda; J_1 \to J_2] \tag{51}$$

şeklinde verilir. Burada q = [$E_\gamma/(\hbar c)$] , fotonun dalga sayısıdır. İndirgenmiş geçiş olasılığı nükleer matris elemanları cinsinden,

$$\mathrm{B}[E(M)\lambda; J_1 \to J_2] = \sum_{\mu M_2} \left| \langle J_2 M_2 \;|\Re[E(M)\lambda, \mu]\; | J_1 M_1 \rangle \right|^2$$

$$= \;(2J_1+1)^{-1} \left| \langle J_2 \| \Re[E(M)\lambda] \;\| J_1 \rangle \right|^2 \tag{52a}$$

olarak yazılır. Burada $\langle\;\|\;\|\;\rangle$, indirgenmiş matris elemanı ve $\Re[E(M)\lambda]$ ise Bohr ve Mottelson (1999) tarafından nötron (proton) için t_z = ½ (-½) olarak

$$\Re(E\lambda, \mu) = \sum_k e\left[\frac{1}{2} - t_z(k)\right] r_k^{\lambda}\;{}_k Y_{\lambda\mu}(\theta_k, \phi_k), \tag{52b}$$

$$\Re(M\lambda, \mu) = \frac{eh}{2M_c}\sum_k \left[g_s(k)s_k + \frac{2g_1(k)}{\lambda+1} l_k \right] . \nabla_k \left[r_k^{\lambda}\; Y_{\lambda\mu}\;\; \mu(\theta_k, \phi_k) \right] \tag{52c}$$

olarak tanımlanan elektromagnetik işlemcidir. Dolayısıyla karışım oranının karesi ise

$$\delta^2(E2/M1;J_1 \to J_2) = \frac{3}{100} q^2 \frac{B(E2;J_1 \to J_2)}{B(M1;J_1 \to J_2)}$$

$$= \frac{3}{100} q^2 \frac{|\langle J_2 \| \Re(E2) \| J_1 \rangle|^2}{|\langle J_2 \| \Re(M1) \| J_1 \rangle|^2} \tag{53}$$

olarak yeniden yazılabilir.

(53) veya (50) denklemlerinin sağ tarafındaki karekök için her iki işaretten birini seçmekte özgür olduğumuzdan, δ için işaret seçimi tamamen bir kabullenim meselesidir. Tabii ki, belli bir deneysel değer teoriyle veya diğer deneysel değerlerle karşılaştırılırken, aynı işaret kabulünü kullanacağımızı belirtmeliyiz. Bununla birlikte herhangi bir durumda önemsiz olmayan bir problem vardır: (1) Teorik δ nın işareti , a) E(M)λ işlemcilerine ve b) indirgenmiş matris elemanlarına bağlıdır. Şans eseri, her bir dalga fonksiyonu δ nın tanımlanmasında iki kez ortaya çıktığından , δ nın işareti nükleer dalga fonksiyonları için kullanılan faz kabullenimine bağlı değildir. (2) Deneysel δ nın işareti (a) hangi γ-ışını açısal dağılımının ölçülmesine göre yönelim ekseninin tanımlanmasına ve (b) Clebsch-Gordon katsayıları ve Racah katsayıları gibi çeşitli polinomların açısal dağılım olasılığının açılımı için kullanılan tanımlara giren geometrik faktörlere bağlıdır.

Biz δ nın işareti için Krane ve Steffen (1970) seçimini kullanıyoruz. Yani (53) denkleminin sağ tarafını pozitif kök olarak seçtik.

$$\delta(E2/M1;J_1 \to J_2) = \frac{\sqrt{3}}{10} q \frac{\langle J \| \mu(E') \| J_1 \rangle}{\langle J_2 \| \mu(M1) \| J_1 \rangle} \tag{54}$$

Denklem (54)'in matris elemanlarının Bohr ve Mottelson'un (1999) işaret seçimini izlediğine dikkat etmeliyiz. Onlarınki, Coulomb uyarım verilerinin analizinde kullanılan M(E2) matris elemanlarında çoğu kez bulunan i^{λ} faktörünü içermezler. Denklem (75)'i

$$\delta(E2/M1;J_1 \to J_2) = 0.835 E_\gamma \frac{\langle J_2 \| \Re(E2) \| J_1 \rangle}{\langle J_2 \| \Re(M1) \| J_1 \rangle} \tag{55}$$

şeklinde çok yaygın kullanılan birimlerle yeniden yazdık. Burada E_γ MeV cinsinden γ-ışını enerjisidir. Paydaki indirgenmiş matris elemanı eb, paydadaki ise μ_N boyutunda olup δ karışım oranı da boyutsuzdur.

E2/M1 karışım oranları, yayınlanan (soğurulan) γ-ışınının açısal dağılım analizinden deneysel olarak belirlenir. Açısal dağılım olasılığı yönelme ekseni yoluna bağlıdır. Bu amaç için kullanılan yöntemlerden bazıları (1) parçacık yakalama, (2) parçacık-parçacık reaksiyonu ve (3) rasgele nüfuslandırılmış bir durumdan diğer γ-ışınları tarafından izin verilen bir γ-ışını oluşumunun gözlenmesi yöntemleridir.

Çok yaygın yöntem 3. grubuna aittir ve $J_1 \xrightarrow[\gamma_1]{} J_2 \xrightarrow[\gamma_2]{} J_3$ şemasına göre yayınlanan γ-ışınlarının açısal dağılım ölçümlerinden oluşur. Açısal dağılım olasılığı için ilgili bağıntı

$$W(\theta) = \sum_{\Lambda=çift} B_\Lambda(\gamma_1) A_\Lambda(\gamma_2) P_\Lambda(\cos\theta) \tag{56}$$

dir. Bu yönelme parametresi B_Λ ve yönsel dağılım katsayısı A_Λ Krane ve Steffen (1970) tarafından aşağıdaki şekliyle verilir:

$$B_\Lambda(\gamma_1) = \left[1 + \delta^2(\gamma_1)\right]^{-1} \left[F_\Lambda(11J_1J_2) - 2\delta(\gamma_1)F_\Lambda(12J_1J_2) + \delta^2(\gamma_1)F_\Lambda(22J_1J_2)\ \right] \tag{57a}$$

$$A_\Lambda(\gamma_2) = \left[1 + \delta^2(\gamma_2)\ \right]^{-1} \left[F_\Lambda(11J_3J_2) + 2\delta(\gamma_2)F_\Lambda(12J_3J_2) + \delta^2(\gamma_2)F_\Lambda(22J_3J_2)\ \right] \tag{57b}$$

$F_\Lambda(\lambda\lambda' J' J)$ geometrik faktörleri Fraunfelder ve Steffen tarafından tablolar halinde verilmiştir (Lange vd.,1982). Denklem (57) yayınlanma ($E_i > E_f$) durumuna karşılık gelmektedir.

Rose ve Brink tabloları kullanıldığında gereken B_Λ ve A_Λ için karşılık gelen denklemleri ise şu şekilde verebiliriz (Lange vd.,1982):

$$B_\Lambda(\gamma_1) = \left[1+\delta^2(\gamma_1)\ \right]^{-1} \left[R_\Lambda(11J_2J_1) \pm 2\delta(\gamma_1)R_\Lambda(12J_2J_1) + \delta^2(\gamma_1)R_\Lambda(22J_2J_1)\ \right] \tag{58a}$$

$$A_\Lambda(\gamma_2) = \left[1+\delta^2(\gamma_2)\ \right]^{-1} \left[R_\Lambda(11J_2J_3) \mp 2\delta(\gamma_2)R_\Lambda(12J_2J_3) + \delta^2(\gamma_2)R_\Lambda(22J_2J_3)\right] \tag{58b}$$

Burada üst işaret ($E_i > E_f$) yayma ve alt işaret soğurmayı ($E_i < E_f$) ifade eder. δ, denklem (55) ile belirlenmiştir. Farklı deneysel durumlarla bağlantılı farklı kabullenimler için δ 'nın tanımını değiştirmek yerine karşılık gelen açısal dağılım bağıntılarında uygun değişiklikler yapılmalıdır. Denklem (58)'u Rose ve Brink denklemleriyle karşılaştırmak için yeniden yazdığımızda aşağıdaki bağıntıları kullanırız:

$$[\ R_{\Lambda}(\lambda\lambda' J' J)\ ]_{RB} = (-1)^{\lambda-\lambda'+\Lambda}\left[F_{\wedge}(\lambda\lambda' J' J)\right]_{FS'} \tag{59a}$$

$$\left[T^{e}_{\lambda\mu}\right]_{RB} = \pm\left[\frac{2\pi(\lambda+1)}{\lambda(2\lambda+1)}-\right]^{1/2} \frac{q^{\lambda}}{(2\lambda-1)!!}\times\left[i^{\lambda}\Re(E\lambda,\mu)\right]_{BM} \tag{59b}$$

$$\left[T^{m}_{\lambda\mu}\ \right]_{RB} = \left[\frac{2\pi(\lambda+1)}{\lambda('\lambda+1)}\right]^{1/2} \frac{q^{\lambda}}{(2\lambda-1)!!}\times\left[i^{\lambda-1}\Re(\mu\lambda,\mu\right]_{BM} \tag{59c}$$

$$\langle J_2\|T_\lambda\|J_1\rangle_{RB} = (2J_2+1)^{-1/2}\langle J_2\|T_\lambda\|J_1\rangle_{BM} \tag{60}$$

elde edilir.

Burada denklem (59b) deki +(-) işareti yayınlama(soğurma) olayını ifade etmektedir. Bu işaret farkı, Rose ve Brink tarafından tayin edilen E2 işlemcisi momentum işlemcisine veya alternatif olarak $r^2 Y_{\lambda\mu}$ ile Hamiltonyenin sıra değişimine bağlı olması nedeniyle ortaya çıkar. Krane ve Steffen denklem (55)'e benzer bir ifadede kullanılan < | | > matris elemanının sağ tarafına ilk durum ve sol tarafına ise son halin yazılması zorunluluğunu vurgulamıştır. Bununla birlikte, bu kabullenim (veya zıt olanı) yukarıda bahsedilen tipte bir sıra değişimcinin sadece beklenen değerini alırken problem olarak görülebilir. Bu δ için kullanılan tanım veya işaret seçimini etkilemez. Eğer $J_1 \leftrightarrow J_2$ değişimini alırsak, E2, M1 matris elemanlarının her ikisi aynı faz faktörü $(\ -\ )^{J1-J2}$ ile düzeltilir. Böylece δ değerinde hiç bir değişme olmaz.

Karışım oranlarının işaretiyle ilgili gizem ve karışıklıktan kaçınmak için, δ nın tanımını sabit tutmak ve açısal korelasyon bağıntılarında farklı deneysel durumlar tarafından gereken değişiklikleri yapmak gereklidir. Çok genel ilişkiler olduğu kadar bazı özel durumlar da Rose ve Brink tarafından tartışılmıştır. Bununla birlikte onların tanımında δ 'nın yayınlanma ve soğurma (59b denklemi nedeniyle) için farklı işaretlere sahip olacağını görmekteyiz (Lange vd.,1982). Bu nedenle, onların bağıntılarını kullanırken daha dikkatli olunmalıdır.

1.3.11. Bir-Parçacık Tabaka Modelinde δ(E2/M1)

Gözlenen elektromagnetik geçiş oranlarıyla karşılaştırma yapmak için çoğu kez bir-parçacık tabaka modelini esas alan Weisskopf birimiyle sıkça karşılaşılır. Bu birim (i) R_0 yarıçapının dışına uzatılmış sabit bir dalga fonksiyonuna uygun olabilecek bir sabit için iki tabaka modeli arasına r^{λ} nın radyal integralini $3(\lambda+3)^{-1} R_0^{\lambda}$ değeriyle bir-parçacık durumlarını yer değiştirerek, (ii) $J_1=\lambda + ½$ ve $J_2= ½$ geçişleri için vektör toplama katsayılarını belirleyerek ve (iii) B(Mλ) geçişi için $\lambda^2\left[g_s - 2(\lambda+1)^{-1} g_1\right]^2$ çarpanı 10 değeriyle yer değiştirerek elde edilir [1] . $R_0=1.2A^{1/3}$ fm nükleer yarıçapı ile

$$B_w(E\lambda) = \frac{(1.2)^{2\lambda}}{4\pi}\left(\frac{3}{\lambda+3}\right)^2 A^{2\lambda/3} e^2 \ (fm)^{2\lambda}$$

$$B_w(M\lambda) = \frac{10}{\pi}(1.2)^{2\lambda-2}\left(\frac{3}{\lambda+3}\right)^2 A^{(2\lambda-2)/3} \ (\mu_N)^2 (fm)^{2\lambda-2} \tag{61}$$

sonucuna ulaşırız. (52), (55) ve (61) denklemleri birleştirilerek, karışım oranı büyüklüğü için "Weisskopf birimi" elde edilir:

$$\left|\delta_W (E2/M1)\right| = 1.521x10^{-3} E_{\gamma} A^{2/3} \tag{62}$$

E_{γ} MeV cinsinden verilmekte olup, tipik Eγ =1 MeV değerinde $|\delta|$ nın Weisskopf birimi A=10, 50, 100, 200 için sırasıyla 0.007, 0.021, 0.0033, 0.052 dir.

Denklem (62) tek-parçacık model ilişkisi γ-ışını yayımı M1 modunun E2 modu üzerinde baskın olduğunu ifade eder. Bununla birlikte, deneysel δ(E2/M1) değerleri, yukarıdaki tabaka model tahmininde umulmadık bir terslik yaratır: $|\delta|$ nın tipik değeri 1-10 aralığında yer alır. Kolektif modelin dönme limiti $|\delta|$ için ters limiti sağlar. Grechukhin δ değerinin nükleer kolektifliğin önemli bir kriteri olduğunu öne sürmektedir (Lange vd.,1982) .

2.YAPILAN ÇALIŞMALAR

2.1. Kullanılan Bilgisayar Programları

2.1.1 NPBOS Programı

NPBOS programı Etkileşen Bozon Modeli-2 Hamiltonyenini köşegenleştirir. Öz durumlar arasındaki matris elemanları NPBTRN programı yardımıyla hesaplanır. Her iki program da FORTRAN 77 programlama dili ile yazılmıştır.

NPBOS programı 1976 yılında, O. Scholten ve T. Otsuka tarafından yazılan NPBTRN programı ile birlikte T. Otsuka tarafından yazılmıştır. Her iki program 1983 yılında N. Yoshida ve T. Otsuka tarafından ve sonunda 1985 yılında yeniden T. Otsuka tarafından gözden geçirilmiştir. Programlar Yoshida ve Yılmaz tarafından Unix ortamında çalışır hale getirildi (Özdemir,2003).

NPBOS' un kullandığımız en son versiyonu (Otsuka ve Yoshida,1985), aşağıdaki şu özelliklere sahiptir:

(i) F. F yani genel bir F-spinin karesel büyüklüğünün hesaplanmasında üstünlüğe sahiptir.

(ii) Racah katsayılarının ve d-bozon bir-cisim işlemcisi matris elemanlarının işlenmesindeki etkinliği nedeniyle çok daha hızlı çalışmaktadır.

(iii) Derli toplu ve düzenli bir çıktı listesi vermektedir.

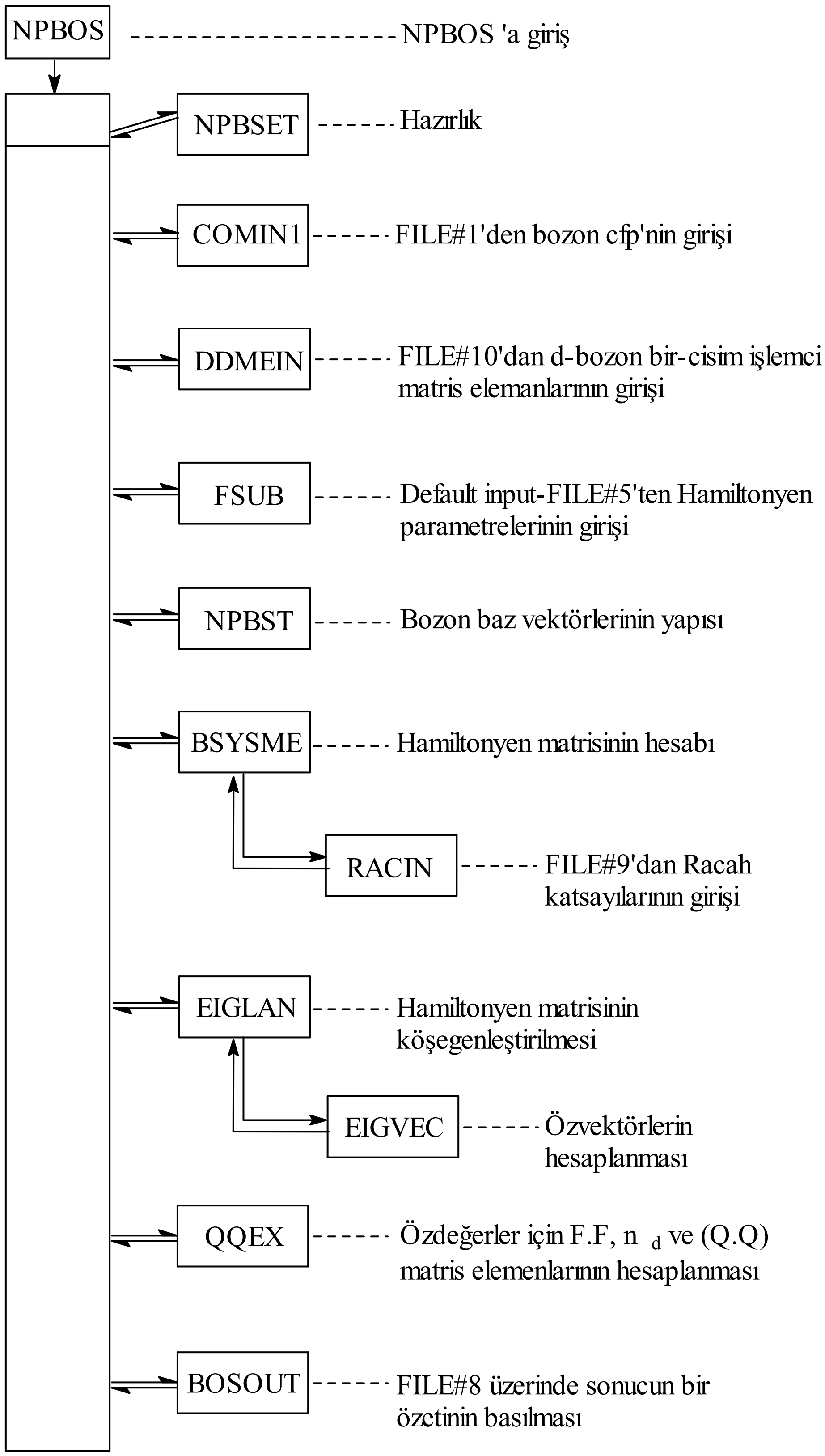
(iv) Belli açısal momentum için çok hızlı (20 ye kadar) öz durumun hesaplanma yeteneğine sahiptir.

(v) Çıktı özet sayfasında hesaplama gün ve saatini göstermektedir.

(vi) Majorana etkileşmesinin tanımlanmasını oldukça açık bir şekilde vermektedir.

Bu çalışmada programlar, KTÜ Bilgi İşlem Dairesi Unix ortamında Sun OS 5.8 sisteminde ve Toshiba Satelite Pro Centrino 2 Duo işlemcili bilgisayarda çalıştırıldı. Ardından ${}^{88-116}_{44}Ru$ çekirdekleri için enerji seviyeleri, B(E2) ve B(M1) değerleri, kuadropol momentler, bozon g-çarpanları ve F-spin genlikleri elde edildi. Ayrıca NPBTRN programı ile δ(E2/M1) karışım oranlarının hesaplanmasında kullanılan ilgili indirgenmiş matris elemanları da hesaplandı.

2.1.1.1. NPBOS Programının Yapısı



Şekil 3. NPBOS programının yapısı

2.1.1.2. Dosyalar

Tablo 2’deki dosyalar gereklidir. File#3 küçük sayılı hesaplamalar için gerekmeyebilir.

Tablo2. NPBOS için dosyalar

FILE#*	Statü	İçerik
3	Geçici**	Hamiltonyenin matris elemanlarının toplandığı dosya.
5	Giriş(Input) (Formatlı)	Giriş verileri(Bozon Hamiltonyen parametreleri,...)
6	Printer	Hesapların ayrıntılı basımı.
8	Printer	Hesapların özet basımı.
9	Kalıcı	Racah katsayılarının (De-Shalit,1963) girişi.
10	Kalıcı	d-bozon bir-cisim işlemci matris elemanlarının girişi.
11	Kalıcı	Bozon c.f.p. (kesirsel kalıtım katsayıları)’lerinin (De-Shalit,1963) toplandığı dosya.
13	Geçici	Lanczos (Langanke vd.,1991) baz vektörlerinin toplandığı dosya.
14	Geçici	Özvektörlerin toplandığı dosya.
20	Çıkış(Output)	Özvektörler. Eğer elektromagnetik geçiş matris elemanları hesaplanacaksa, bu dosya mutlaka NPBTRN’ nin çalıştırılması için transfer edilmelidir.

* Fortran programlarında kullanılan dosya numaralarını gösteriyor

** Büyük bir alan bozon uzayının boyutuna bağlı olarak gerekebilir

2.1.1.3. Giriş Verileri

Aşağıdaki parametreler formatlı bir dosya olan FILE#5’ ten girilmelidir.

1) Namelist N

Tablo 3 Namelist N’ den girilen kontrol değişkenlerini göstermektedir. Tablo 3’ deki çıktı parametreleri 0, 1 veya 2 değerlerini alabilir. Genel olarak, 0 ile ya hiç veya minimum çıktı elde edilir. Bazı orta ölçekli çıktı 1 ile, tam bilgilenme ise 2 ile elde edilir. IWCF dışında, varsayılan (default) değeri 0 dır.

Tablo 3 .NPBOS' daki kontrol değişkenleri

Değişken adı	İçerik
ICMW	Bozon c.f.p.'sinin çıktı düzeyi.
NPSTW	Bozon baz vektörleri kuantum sayılarının çıktı düzeyi.
IWCF	Özvektörlerin çıktı düzeyi (Varsayılan = 1)
LAUTO	Hesaplanacak olan özdurumların açısal momentum dizisi.
NEIGA	LAUTO' nun herbir değeri için özdurum sayısının dizisi.Eğer belirlenmemişse NEIGA için en son sıfırdan farklı giriş(INPUT) değeri alınır. Eğer hiçbir input verilmemiş ise varsayılan değeri 5 tir.
NDUPTA	Her bir LAUTO değeri için izinli maksimum toplam d-bozon sayısı dizisi. Eğer belirlenmemişse, en son sıfırdan farklı giriş değeri alınır. Eğer hiçbir input verilmemişse muhtemel maksimum sayı varsayılan olur.
ISYM	Lanczos köşegenleştirme işleminde ilk deneme vektör seçimi*. 0: Karışık –simetri deneme vektörü (Varsayılan) > 0: ISYM . d-bozon konfigürasyonundaki simetrik deneme vektörü. < 0: ISYM. d-bozon konfigürasyonundaki antisimetrik deneme vektörü. Bu varsayılan değerlerin kullanılması önerilir.
NCUT	Lanczos köşegenleştirme işlemindeki iterasyon sayısı** (Varsayılan =30)
IEX	Özdurumlar arasındaki F.F , n_d , (Q.Q) matris elemanları***. 0 : Hesaplama yok. 1 : Sadece F.F hesaplanır. (Varsayılan) 2 : F.F, n_d ve Q.Q hesaplanır. Bu hesaplama, sınırlı hafıza uzayı nedeniyle, belirli bir açısal momentumun bazı yüksek durumları için otomatik olarak atlanabilir.

* Buradaki simetri proton ve nötron bozon serbestlik derecesi anlamındadır.

** Daha büyük NCUT sabit bir açısal momentum için yeterli kesinlikte daha çok özdurum elde etmek için gereklidir. NCUT 100 ile sınırlıdır. Çünkü nümerik yuvarlama hatası çok büyük NCUT için yığınlanmaktadır .

*** F.F F-spininin büyüklüğünün karesini ifade etmektedir.

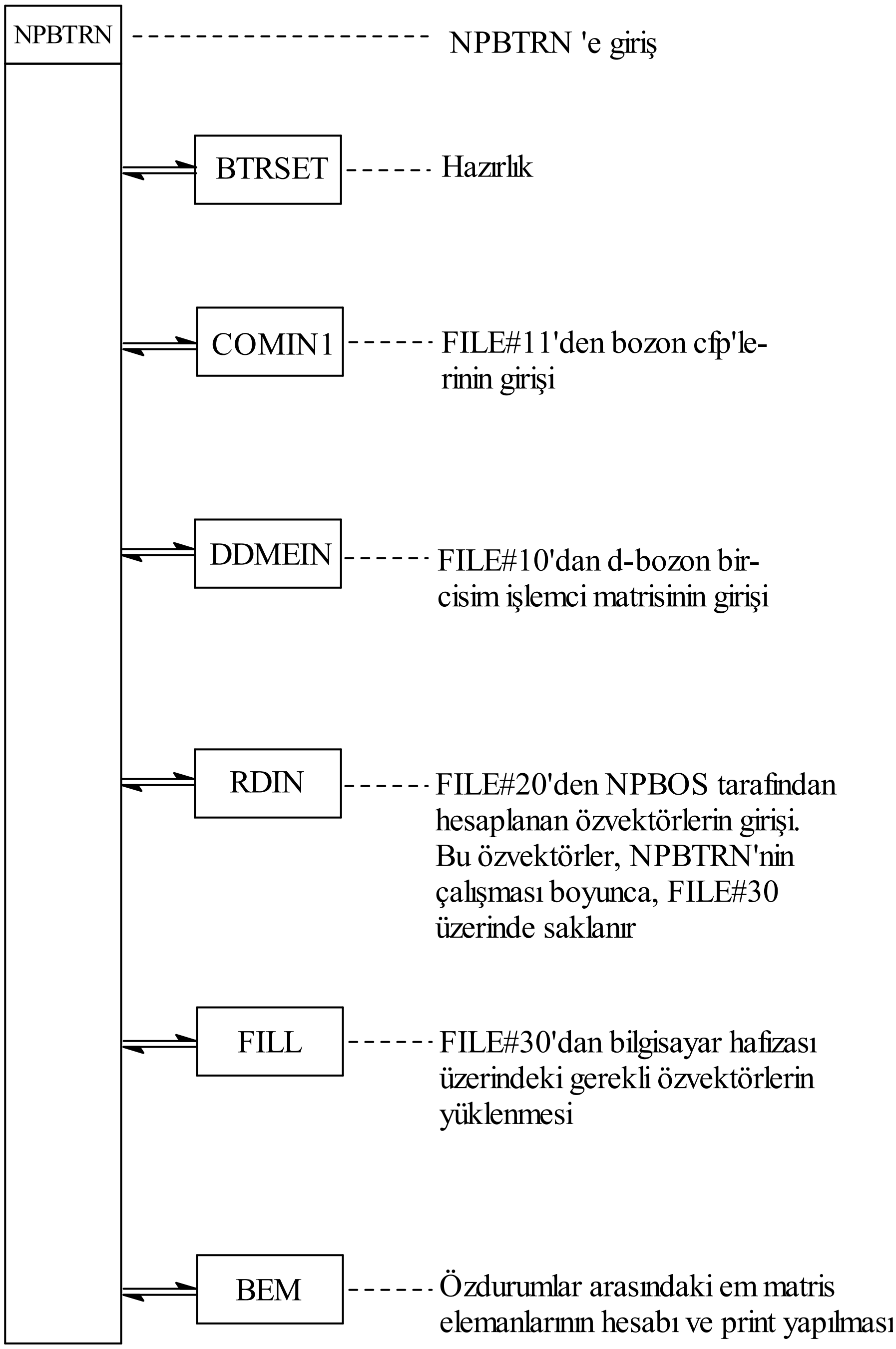
2) Çekirdeğin element ismi ve kütle numarası
   (Input format : A3, 1X, A2)
   Kütle numarası ve element adı sonuç çıktı başlığında bastırılacaktır. Bu bilgiler NPBTRN' de çalışmak ve çıktı almak için transfer edilirler.
3) Nötron bozon ve proton bozonlarının sayısı.
   (Input Format : 2I5)
4) Deneysel Enerji Düzeylerinin Sayısı (NEXP)
   (Input Format : I5)
5) Eğer NEXP = 0 ise bu adımı atlanır.
   Aksi durumda, aşağıdaki giriş NEXP değerleri tekrarlanır:
   Açısal momentum, parite, aynı açısal momentum içindeki sıra, deneysel enerji.
   (Input Format : I5, IX, I1, F12.5)
6) Namelist INPT
   Bozon Hamiltonyen parametreleri girilir.
7) Boş bir kart
8) Birinci kolondaki "E"

Tablo 4. Giriş parametreleri (Namelist INPT)

NPBOS' daki Değişken Adı	Hamiltonyendeki Değişken Adı	Tipik değer veya Bölgesi
EFIX	ζ	0.0
ED	ε_d	0.5~1.0 (MeV)
DN	$\varepsilon_{d\nu}$	0.0
EDP	$\varepsilon_{d\pi}$	0.0
RKAP	κ	-0.08~0.25 (MeV)
RKNN	κ_ν	0.0
RKPP	κ_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_3	0.0~0.8 (MeV)
CHN	χ_ν	-1.2~+1.2
CHP	χ_π	-1.2~+1.2
GNP(K)	$g_{\upsilon\pi}^{(K)}$	0.0(K=0.4)
CON	$C_\upsilon^{(0)}$	0.0
C2N	$C_\upsilon^{(2)}$	0.0
C4N	$C_\upsilon^{(4)}$	0.0
COP	$C_\pi^{(0)}$	0.0
C2P	$C_\pi^{(2)}$	0.0
C4P	$C_\pi^{(4)}$	0.0

2.1.2. NPBTRN Programı

2.1.2.1. NPBTRN Programının Yapısı



Şekil 4. NPBTRN programının yapısı

2.1.2.2. Dosyalar

Tablo 5'deki dosyalar NPBTRN programı için gereklidir.

Tablo 5. NPBTRN için dosyalar

FILE#	Statü	İçerik
5	INPUT (Formatlı)	Giriş verileri (Bozon yükleri...)
6	Geçici (Formatlı)	Racah alt programın kontrol edilmesi. Bu dosya sanal olabilir.
8	Printer	Sonuçların basılması için.
10	Kalıcı	d-bozon bir-cisim işlemci matris elemanlarının girişi.
11	Kalıcı	Bozon c.f.p.'lerinin girişi.
20	Giriş(Binary)	NPBOS tarafından hesaplanan öz vektörler. Bu dosya NPBOS' tan transfer edilmelidir.
30	Geçici	Öz vektörlerin saklandığı dosya.

2.1.2.3. Giriş Verileri

Aşağıdaki paremetreler formatlı bir dosya olan FILE#5' ten girilmelidir.

1) MUL, IPARM, ILIST (Input Format : I2, 1X, A1, I2)

MUL : Em geçişin multipolartesi.

Örneğin; E2.............MUL = 2

M1 ....MUL = 1

Eğer MUL< 0 ise program durur.

IPARM : Eğer IPARM = boşluk ise bir sonraki (2).adım atlanır.

Aksi taktirde, (2).adım işleme girecektir.

Varsayılan değeri boşluktur.

ILIST : Eğer ILIST = 0 ise, sadece 4.adımdaki belirlenmiş geçişler hesaplanır. Bu da varsayılan'dır. Eğer ILIST = 1 ise, 6.adımda verilen tüm muhtemel geçişler hesaplanır.

2) XN, XP (Input Format : 2F10.4)
3) NEXP (Input Format : I2)
   Deneysel verilerin sayısı.
4) Eğer NEXP = 0 ise bu adım atlanır.
   Aksi taktirde, aşağıdaki NEXP girişi tekrarlanır:
   J_i , N_i , J_f , N_f , I , DATA , ERROR
   (Input Format : 2I2, 2X, 2I2, 1X, A1, 2F13.7)
   i : ilk durum
   f : son durum
   J : açısal momentum
   N : aynı açısal momentum içindeki sıra
   I : ILIST = 0 modunda kullanıldı. Eğer bu değer boşluk ise, deneysel veri (yani DATA ve ERROR) okunur ve hesapla karşılaştırılır.
   Aksi taktirde, hiçbir deneysel veri okunmaz ve sadece hesaplanan sonuç çıktıda gösterilir.
   DATA : Deneysel veriler.
   ERROR : Hata.
5) Nötron ve proton bozon yükleri (Denk(22) ‘deki e_{υ}^{B} ve e_{π}^{B}) veya M1 geçişleri için bozon g-çarpanları, (Denk(37)’ deki g_ν ve g_π).
   (Input Format : 2F10.4)
6) J_i ve J_f
   (Input format : 2I5)
   Bu giriş tekrarlanabilir.
   Eğer $J_i < 0$ ise program (1).adıma gider.

2.2. Ana Dizilerin Boyutlarının Değiştirilmesi

NPBOS ana programındaki PARAMETER deyiminin değiştirilmesiyle kolayca yapılabilir.

Varsayılan değerleri şöyledir:

IHSTR = 30000 (Dizi hafızasındaki matris elemanlarını saklar. Matris elemanlarının gerçek sayısı disk dosyası kullanılarak IHSTR arttırılabilir.)

IVSTR = 4000 (Durum vektörlerinin biriktirildiği yani saklandığı yer.)

2.3. Giriş Veri Dosyalarının Hazırlanması

Aşağıdaki veri dosyaları NPBOS çalıştırılmadan önce hazırlanmalıdır:

2.3.1. c.f.p.

Bozon cfp dosyası CFPGEN ve NPCFPG programları çalıştırılarak yaratılabilir. CFPGEN bir-cisim cfp'yi, NPCFPG ise iki-cisim cfp'yi hesaplar.

2.3.1.1. CFPGEN

Input gerektirmez. 11 d-bozona kadar durumların bir-cisim c.f.p.' leri hesaplanır. Gerekli dosyalar Tablo 6'da verilmiştir:

Tablo 6. CFPGEN için dosyalar

Dosya#	Statü	İçerik
1	Geçici	Çalışma alanı
2	Printer	Kontrol için
3	Output(Binary)	Bir-cisim c.f.p.'ler için ve NPCFPG' nin çalışması için transfer edilmelidir.

2.3.1.2. NPCFPG

d-bozonlarının maksimum sayısı I5 formatıyla FILE#5 tarafından girilmelidir. Bu sayı günümüzde 11 ile sınırlıdır.

İki-cisim c.f.p.' lerin sonuçları, girilmiş olan iki-cisim c.f.p.' lere ilaveten FILE#5' e yazılırlar.

Tablo 6'daki dosyalar gereklidir:

Tablo 7. NPCFPG için dosyalar

Dosya#	Statü	İçerik
2	Printer	Kontrol için
3	Giriş(Input)	Bir-cisim c.f.p.' lerin ve CFPGEN' nin çalışması için tansfer edilmelidir.
5	Giriş(Input)	d-bozonlarının maksimum sayısı
6	Printer	Kontrol için
7	Geçici	Çalışma alanı
11	Çıkış (Binary)	Bir-cisim ve iki-cisim c.f.p.' leri

2.3.2. Racah Katsayıları

RACFL programı NPBOS tarafından gerek duyulan Racah katsayılarını hesaplar ve onları binary (ikili) olması gereken dosyada saklar. Aşağıdaki parametrelerin girilmesi gerekir:

MAXND, LTMAX, IFILE (Input Format : 3I5)

MAXND: d-bozonların maksimum sayısı.

LTMAX: Çıkış(Output) dosyası tarafından sağlanan Racah katsayıları için maksimum toplam açısal momentum.

IFILE: Çıkış dosyalarının dosya numarası.

2.3.3. d-bozon Bir-Cisim İşlemci Matris Elemanı (DDMEFL)

DDMEFL programı d-bozon bir-cisim işlemci matris elemanlarını hesaplar ve binary (ikili) olması gereken 12 numaralı dosyada saklar.

Bu program 11.dosya gibi NPCFPG tarafından yaratılan c.f.p. dosyasına ihtiyaç duyar. Aşağıdaki parametreler girilmelidir:

MAXND (Input Format : I5)

MAXND : d-bozonlarının maksimum sayısı.

3. BULGULAR VE TARTIŞMA

Etkileşen Bozon Modeli-2'nin bir uygulaması olarak, NPBOS(NPBTRN) bilgisayar programı kullanılarak çift-çift ${}^{88-116}_{44}Ru$ izotoplarının enerji seviye spektrumu, seviyeler arası B(E2) ve B(M1) geçiş oranları, E(4_1^+)/E(2_1^+) enerji oranları, dallanma oranları, kuadrupol momentler, g-çarpanları, magnetik momentler ve δ(E2/M1) karışım oranları hesaplandı ve elde edilen sonuçların deneysel verilerle çok iyi bir uyum içinde olduğu görüldü.

NPBOS ana programı çalıştırılmadan önce her bir izotop için, sırasıyla Racah katsayılarını hesaplayan RACFL.EXE, d-bozon bir-cisim c.f.p.'leri (kesirsel kalıtım katsayıları) oluşturan CFPGEN.EXE, d-bozon iki-cisim c.f.p.'leri oluşturan NPCFPG.EXE, d-bozonları matris elemanları dosyasını yapan DDMEFL.EXE alt programları çalıştırıldı. Uygun bozon sayısı ve açısal momentum değerleri sırasıyla girildi. Bu aşamada enerji seviyelerini hesaplayan NPBOS.EXE (Otsuka ve Yoshida,1985), ilgili veri dosyası çağırılarak çalıştırıldı. İlgili veri dosyası, her bir izotop için Tablo 3'de verilen parametreleri, terimleri ve deneysel enerji değerlerini içerir.

Düzeyler arası geçiş oranları, kuadrupol momentler, g-çarpanları ve magnetik momentler için indirgenmiş matris elemanları (Arima ve Iachello,1984) NPBTRN.EXE (Otsuka ve Yoshida,1985) programı çalıştırılarak elde edildi. Bu programla ilgili veri dosyası, eğer varsa geçiş oranlarının deneysel değerlerini, e_ν ve e_π etkin bozon yüklerini ve g_ν ve g_π bozon g-çarpanlarını içermektedir.

3.1 ${}^{88-116}_{44}Ru$ Çekirdeklerinin İncelenmesi

Proton sayısı 44 olan Ru izotoplarını nötron sayısı, incelediğimiz çekirdeklerde 44 ile 72 arasında değişir. Proton bozon sayısı N_π ve nötron bozon sayısı N_ν en yakın dolu tabakadan hesaplanır. Yani eğer tabakanın çoğu dolu ise $N_{\pi(\nu)}$ boşluk çiftlerinin sayısı olarak alınır (Casten ve Warner,1988). Bu durumda ${}^{90}_{44}Ru_{46}$ için $N_\pi = (50-44)/2 = 3$ ve

$N_\nu = (50-46)/2 = 2$ olurken, ${}^{102}_{44}Ru_{58}$ çekirdeğinde $N_\pi = 3$ ve $N_\nu = (58-50)/2 = 4$ yani $N_\nu = 4$ dür. Öyleyse ${}^{90}_{44}Ru_{46}$ için toplam bozon sayısı N = 3 + 2 = 5 ve ${}^{102}_{44}Ru_{58}$ için ise N = 3 + 4 = 7 olur. ${}^{88-116}_{44}Ru$ izotopları için bozon sayıları Tablo 8'de toplu halde verilmiştir. Bu çizelgede N_ν 0'dan 8'e kadar değişmektedir. ${}^{112-116}_{44}Ru$ çekirdeklerinin nötron sayıları 82 sihirli sayısına daha yakın olduğundan, bozon sayıları bu değere göre hesaplanmıştır.

Tablo8. ${}^{88-116}_{44}Ru$ çekirdekleri için proton ve nötron bozon sayıları

Çekirdek	N_π	N_ν	N
${}^{88}_{44}Ru_{44}$	3	3	6
${}^{90}_{44}Ru_{46}$	3	2	5
${}^{92}_{44}Ru_{48}$	3	1	4
${}^{94}_{44}Ru_{50}$	3	0	3
${}^{96}_{44}Ru_{52}$	3	1	4
${}^{98}_{44}Ru_{54}$	3	2	5
${}^{100}_{44}Ru_{56}$	3	3	6
${}^{102}_{44}Ru_{58}$	3	4	7
${}^{104}_{44}Ru_{60}$	3	5	8
${}^{106}_{44}Ru_{62}$	3	6	9
${}^{108}_{44}Ru_{64}$	3	7	10
${}^{110}_{44}Ru_{66}$	3	8	11
${}^{112}_{44}Ru_{68}$	3	7	10
${}^{114}_{44}Ru_{70}$	3	6	9
${}^{116}_{44}Ru_{72}$	3	5	8

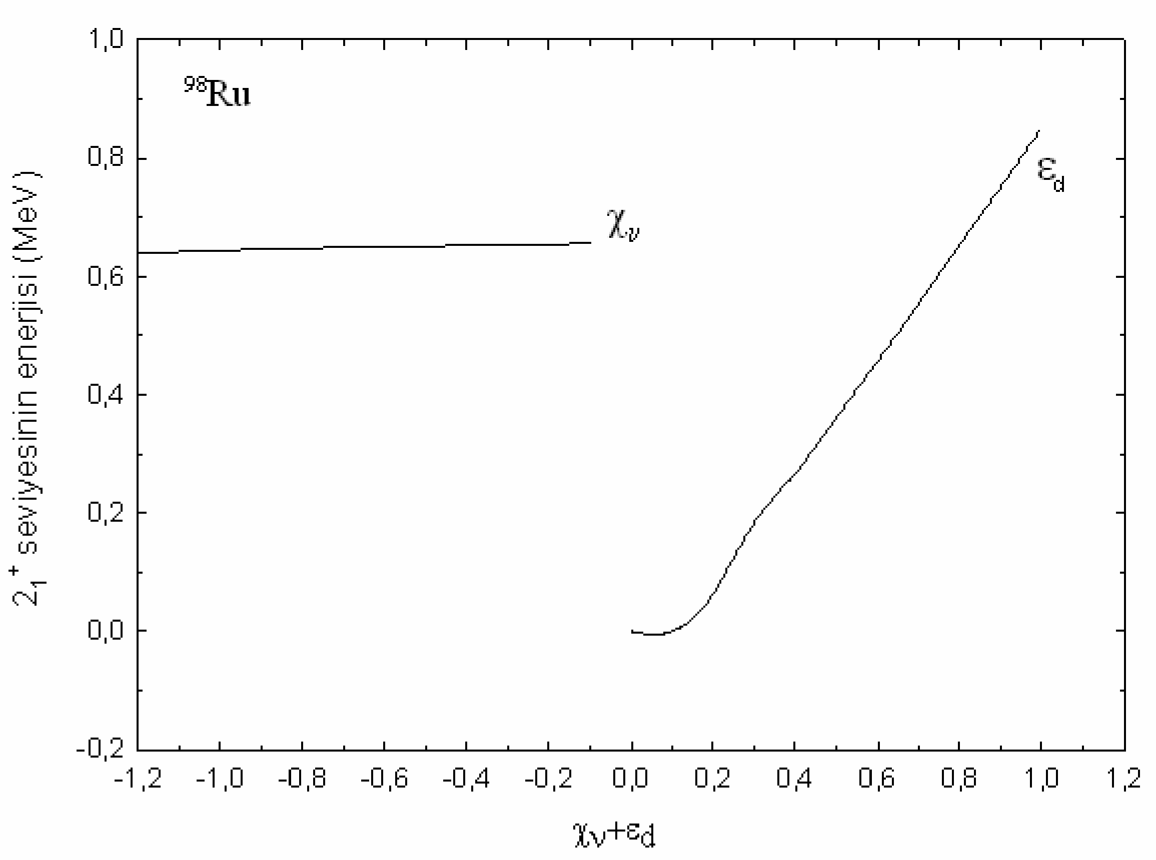
3.1.1. Parametrelerin Seçimi

NPBOS programı Hamiltonyeni köşegenleştirmek için kullanıldı. Öz durumlar arasındaki elektromagnetik matris elemanları NPBTRN programı uygulanarak hesaplandı. Bu çalışmada incelenen $^{88-116}_{44}Ru$ çekirdekleri için, NPBOS bilgisayar programındaki parametreler Tablo 9'da verilmiştir. NPBOS parametreleriyle Hamiltonyendeki parametreler arasındaki ilişki Tablo 4'de verilmiştir.

Tablo 9. $^{88-116}_{44}Ru$ izotopları için Etkileşen Bozon Modeli-2 parametreleri (Tüm parametreler MeV cinsinden verilmiştir. Sadece χ_ν boyutsuzdur. $\chi_\pi = -0.6$ ve $\xi_1 = 1.00$ MeV tüm izotop zincirinde sabit olarak kullanılmıştır.).

Çekirdek	ε	κ	χ_ν	ξ_2	ξ_3	$\omega_{\pi\nu}$
$^{88}_{44}Ru_{44}$	0.775	-0.050	-1.30	0.70	-0.40	0.055
$^{90}_{44}Ru_{46}$	0.860	-0.050	-1.30	0.70	-0.40	0.045
$^{92}_{44}Ru_{48}$	0.940	-0.050	-1.30	0.70	-0.35	0.040
$^{94}_{44}Ru_{50}$	1.250	-0.050	0.00	0.70	-0.35	0.000
$^{96}_{44}Ru_{52}$	0.915	-0.055	-1.00	0.65	-0.30	-0.090
$^{98}_{44}Ru_{54}$	0.798	-0.065	-0.60	0.65	-0.30	0.008
$^{100}_{44}Ru_{56}$	0.747	-0.075	-0.50	0.35	-0.30	0.023
$^{102}_{44}Ru_{58}$	0.731	-0.080	-0.50	0.25	-0.30	0.023
$^{104}_{44}Ru_{60}$	0.660	-0.090	-0.45	0.25	-0.30	0.026
$^{106}_{44}Ru_{62}$	0.575	-0.100	-0.20	0.22	-0.30	0.027
$^{108}_{44}Ru_{64}$	0.548	-0.100	-0.14	0.22	-0.25	0.034
$^{110}_{44}Ru_{66}$	0.474	-0.100	0.20	0.02	-0.23	0.048
$^{112}_{44}Ru_{68}$	0.414	-0.100	0.30	0.00	-0.20	0.049
$^{114}_{44}Ru_{70}$	0.420	-0.100	0.40	0.00	-0.14	0.049
$^{116}_{44}Ru_{72}$	0.470	-0.100	0.40	0.00	-0.14	0.049

Hamiltonyendeki parametreler, κ, χ_ν, ε, $\omega_{\pi\nu}$ ve ξ, serbest parametre olarak işlem görmekte olup, değerleri deneysel enerji düzeylerinin uygun şekilde yeniden elde edilmesi yöntemiyle belirlendi. Bunun için önce parametrelerin geleneksel değerleri seçildi, ardından parametrelerden biri, diğerleri sabit kalarak, en iyi uyum elde edilene dek değiştirildi. Bu süreç iteratif olarak tam uyum elde edilene kadar uygulandı. Şekil 5 bu örneklerden ikisini göstermektedir.



Şekil 5. ${}^{98}_{44}Ru_{54}$ çekirdeğinde 2_1^+ enerji seviyesinin χ_ν ve ε_d parametrelerine göre değişimi

3.2. $^{88-116}_{44}Ru$ Çekirdeklerinin Enerji Seviyeleri

$^{88-116}_{44}Ru$ çekirdeklerinin 2_1^+, 4_1^+, 6_1^+, 8_1^+, 10_1^+, 2_2^+, 3_1^+, 4_2^+, 5_1^+, 6_2^+, 7_1^+, 8_2^+ ve 0_2^+, 2_3^+, 0_3^+, 2_4^+, 4_3^+ uyarım enerjileri Şekil 6-22'de gösterildi.

$^{88}_{44}Ru_{44}$ çekirdeği 3 proton bozonuna ve 3 nötron bozonuna sahiptir. Bu çekirdek için hesaplanan ve deneysel değerlerin (NNDC veri tabanı) karşılaştırmalı tablosu Tablo 10'da verilmektedir.

$^{88}_{44}Ru_{44}$ çekirdeği için deneysel uyarım enerji seviyeleri (Marginean vd.,2001) sadece 4 tanedir. Bu seviyeleri hesapla yeniden elde etmek için uygun parametreler kullanılarak 2_1^+, 4_1^+,6_1^+ ve 8_1^+ enerji seviyeleri muntazam olarak elde edildi. 4_1^+ enerjisi ise 1.5 MeV'den düşük olarak hesaplandı. Taban durum bandı Şekil 23'de verildi. Olası 10_1^+ ve 2_2^+, 3_1^+, 4_2^+, 5_1^+, 6_2^+, 7_1^+, 8_2^+, 0_2^+, 2_3^+, 0_3^+, 2_4^+, 4_3^+ seviyeleri genelde uygun sırada elde edildi. Beta ve gama bandı ise Şekil 24 ile 25'de verildi.

Toplam 5 bozona sahip olan $^{90}_{44}Ru_{46}$ çekirdeğinin enerji seviyelerinin tablosu Tablo 11'de gösterildi.

$^{90}_{44}Ru_{46}$ çekirdeği 2_1^+, 4_1^+, 6_1^+, 8_1^+ ve 10_1^+ deneysel uyarım enerji seviyelerine sahiptir (NNDC veri tabanı). Bu seviyelerden ilk ikisi hesapla tamamen aynı değerde elde edildi. 6_1^+, 8_1^+ ve 10_1^+ ise hemen hemen deneysel verilerle uyumlu olarak elde edildi. Bu taban durum bandı enerji değerleri Şekil 23'de verildi. Muhtemel 2_2^+, 3_1^+, 4_2^+, 5_1^+, 6_2^+, 7_1^+, 8_2^+, 0_2^+, 2_3^+, 0_3^+, 2_4^+, 4_3^+ seviyeleri de genelde uygun sırada elde edildi. Beta ve gama bandı ise Şekil 24 ile 25'de verildi.

Toplam 4 bozona sahip olan $^{92}_{44}Ru_{48}$ çekirdeği için deneysel uyarım enerji seviyeleri (NNDC veri tabanı) sadece 4 tanedir. Bu seviyeleri hesapla yeniden elde etmek için uygun parametreler kullanılarak 2_1^+, 4_1^+,6_1^+ ve 8_1^+ enerji seviyeleri oldukça uyumlu olarak elde edildi. 4_1^+ enerjisi ise 2 MeV'den düşük olarak hesaplandı. Bu taban durum bandı Şekil 6'da verildi. Deneysel olarak bulunmayan 10_1^+ ve 2_2^+, 3_1^+, 4_2^+, 5_1^+, 6_2^+, 7_1^+, 8_2^+, 0_2^+, 2_3^+, 0_3^+, 2_4^+, 4_3^+ seviyeleri genelde uygun sırada elde edildi. Toplu sonuçlar Tablo 12'de verildi. Beta ve gama bandı ise Şekil 24 ile 25'de verildi.

Tablo 10. ${}^{88}_{44}Ru_{44}$ çekirdeğinin uyarım enerjileri

Seviye	**Hesap (MeV)**	**Deney (MeV)**
2_1^+	0.6160	0.6160
4_1^+	1.4160	1.4160
6_1^+	2.4090	2.3800
8_1^+	3.4020	3.4800
10_1^+	4.3000	-
2_2^+	1.7040	-
3_1^+	1.9950	-
4_2^+	2.7500	-
5_1^+	2.6430	-
8_2^+	3.8100	-
7_1^+	3.4150	-
6_2^+	3.4040	-
0_2^+	3.0200	-
2_3^+	3.5000	-
0_3^+	3.1100	-
2_4^+	3.7500	-
4_3^+	3.3130	-

Tablo 11. ${}^{90}_{44}Ru_{46}$ çekirdeğinin uyarım enerjileri

Seviye	Hesap (MeV)	Deney (MeV)
2_1^+	0.7370	0.7370
4_1^+	1.6330	1.6380
6_1^+	2,6890	2.6100
8_1^+	3.2000	3.0960
10_1^+	4.1000	4.0000
2_2^+	1.9000	-
3_1^+	2.2340	-
4_2^+	2.7000	-
5_1^+	2.5400	-
8_2^+	3.7000	-
7_1^+	3.3000	-
6_2^+	3.3000	-
0_2^+	3.3000	-
2_3^+	3.1000	-
0_3^+	3.7500	-
2_4^+	3.7000	-
4_3^+	3.4000	-

Tablo12. ${}^{92}_{44}Ru_{48}$ çekirdeğinin uyarım enerjileri

Seviye	Hesap (MeV)	Deney (MeV)
2_1^+	0.8640	0.8650
4_1^+	1.8510	1.8550
6_1^+	2.9000	2.7000
8_1^+	2.9000	2.8300
10_1^+	4.4000	-
2_2^+	2.9000	-
3_1^+	2.2470	-
4_2^+	2.7000	-
5_1^+	2.4400	-
8_2^+	3.6000	-
7_1^+	3.2000	-
6_2^+	3.2000	-
0_2^+	3.2000	-
2_3^+	3.2000	-
0_3^+	3.7500	-
2_4^+	3.7000	-
4_3^+	3.3000	-

${}^{94}_{44}Ru_{50}$ çekirdeği sihirli sayı çekirdeği olup sadece 3 proton bozonuna sahiptir. Bu çekirdeğin 2_1^+, 4_1^+, 2_2^+, 0_2^+, 2_3^+, 0_3^+ ve 4_3^+ deneysel enerji uyarım seviyeleri (NNDC veri tabanı) hesapla uyumludur. 4_2^+ değeri belli bir oranda deneysel sonuçtan saparken, 6_1^+ seviye değeri iki kat farkla elde edildi. Taban durum bandı Şekil 23'de verildi. İncelenen izotop zincirinde genelde tüm seviyelerde en yüksek değerler bu sihirli sayı çekirdeğinde elde edildi. Sonuçlar Tablo 13, beta ve gama bandı ise Şekil 24 ile 25'de verildi.

${}^{96}_{44}Ru_{52}$ çekirdeğinin deneysel enerji uyarım değerleri (Klein vd.,2002; NNDC veri tabanı) hesapla uyumludur. Taban durum bandı Şekil 23'de verildi. 7_1^+ ve 0_3^+ değerleri deneysel olarak mevcut değildir. Tüm değerler karşılaştırmalı olarak Tablo 14, beta ve gama bandı ise Şekil 24 ile 25'de verildi.

${}^{98}_{44}Ru_{54}$ çekirdeği toplam 5 bozona sahiptir. Bu çekirdek için de 7_1^+ ve 0_3^+ değerleri mevcut değildir. Var olan deneysel enerji uyarım değerleri (NNDC veri tabanı ; Singh ve Raina,1996) hesapla oldukça uyum göstermektedir. Taban durum bandı Şekil 23'de verildi. Sonuçlar Tablo 15, beta ve gama bandı ise Şekil 24 ile 25'de verildi.

Toplam 6 bozona sahip olan ${}^{100}_{44}Ru_{56}$ çekirdeği için ilk 5 seviye deneyle tam uyum sağlayacak şekilde hesaplandı. Deneysel gama ve beta bandları (Singh ve Raina,1996; NNDC veri tabanı) hesapla genel bir uyum sağladı. Taban durum bandı Şekil 23'de verildi. Sonuçlar Tablo 16, beta ve gama bandı ise Şekil 24 ile 25'de verildi.

${}^{102}_{44}Ru_{58}$ çekirdeği 3 proton bozon ve 4 nötron bozonu olmak üzere toplam 7 bozona sahiptir. Deneysel enerji seviye uyarım değerleri (NNDC veri tabanı ; Singh ve Raina,1996) hesapla iyi bir uyum sergilemektedir. 3_1^+, 4_2^+, 2_3^+ ve 4_3^+ değerleri deneysel değerlerden biraz yüksek hesaplandı. Taban durum bandı Şekil 23'de verildi. Sonuçlar Tablo 17, beta ve gama bandı ise Şekil 24 ile 25'de verildi.

${}^{104}_{44}Ru_{60}$ beş nötron bozonuna sahiptir. 0_3^+ hariç deneysel enerji uyarım değerleri (NNDC veri tabanı ; Singh ve Raina,1996) hesaplarla iyi bir uyuma sahiptir. 3_1^+, 5_1^+ ve 6_2^+ hesaplanan değerleri deneysel değerlerden biraz yüksek, 5_1^+, 2_3^+ ve 4_3^+ biraz küçük hesaplandı. Taban durum bandı Şekil 23'de verildi. Sonuçlar Tablo 18, beta ve gama bandı ise Şekil 24 ile 25'de verildi.

Tablo 13. ${}^{94}_{44}Ru_{50}$ çekirdeğinin uyarım enerjileri

Seviye	**Hesap (MeV)**	**Deney (MeV)**
2_1^+	1.4300	1.4300
4_1^+	2.2000	2.1860
6_1^+	5.0000	2.5000
8_1^+	3.7000	
10_1^+	4.7000	
2_2^+	2.6000	2.5000
3_1^+	2.8000	-
4_2^+	4.3500	3.2000
5_1^+	2.2000	-
8_2^+	3.3000	-
7_1^+	3.0000	-
6_2^+	3.0000	-
0_2^+	3.0000	2.9950
2_3^+	3.3000	3.2550
0_3^+	3.7000	3.6150
2_4^+	3.6000	-
4_3^+	3.2000	3.100

Tablo 14. ${}^{96}_{44}Ru_{52}$ çekirdeğinin uyarım enerjileri

Seviye	**Hesap (MeV)**	**Deney (MeV)**
2_1^+	0.8320	0.8320
4_1^+	1.5180	1.5180
6_1^+	2.0780	2.1500
8_1^+	2.7600	2.9500
10_1^+	3.7900	3.8170
2_2^+	1.8500	1.9300
3_1^+	2.4000	2.5250
4_2^+	2.4620	2.4620
5_1^+	2.6820	2.8920
8_2^+	3.2000	3.5440
7_1^+	2.7450	-
6_2^+	2.6820	2.8920
0_2^+	1.9400	2.1490
2_3^+	2.3060	2.2840
0_3^+	3,0310	
2_4^+	2.7290	2.7390
4_3^+	2.8880	2.6000

Tablo 15. ${}^{98}_{44}Ru_{54}$ çekirdeğinin uyarım enerjileri

Seviye	**Hesap (MeV)**	**Deney (MeV)**
2_1^+	0.6520	0.6520
4_1^+	1.3990	1.3990
6_1^+	2.2410	2.2230
8_1^+	2.9680	3.1200
10_1^+	4.2100	4.2200
2_2^+	1.3900	1.4100
3_1^+	1.9920	1.7970
4_2^+	2,2220	2,2410
5_1^+	2.8710	2.8670
8_2^+	3.1840	3.1900
7_1^+	2.8820	-
6_2^+	2.8710	2.8670
0_2^+	1.3690	1.3220
2_3^+	2.1720	2.2450
0_3^+	2.1960	
2_4^+	2.4460	2.2760
4_3^+	2.5440	2.2660

Tablo 16. $^{100}_{44}Ru_{56}$ çekirdeğinin uyarım enerjileri

Seviye	**Hesap (MeV)**	**Deney (MeV)**
2_1^+	0.5410	.5400
4_1^+	1.2260	1.2260
6_1^+	2.0550	2.0760
8_1^+	3.0040	3.0620
10_1^+	4.3000	4.3500
2_2^+	1.3000	1.3600
3_1^+	1.9120	1.8810
4_2^+	1.9800	2.0600
5_1^+	2.7340	2.3240
8_2^+	3.0820	3.2650
7_1^+	2.7780	-
6_2^+	2.7340	2.3240
0_2^+	1.1470	1.1300
2_3^+	1.8780	1.8650
0_3^+	1.8690	1.7410
2_4^+	1.9410	-
4_3^+	2.2180	2.0750

Tablo 17. ${}^{102}_{44}Ru_{58}$ çekirdeğinin uyarım enerjileri

Seviye	**Hesap (MeV)**	**Deney (MeV)**
2_1^+	0.4750	0.4750
4_1^+	1.0990	1.1060
6_1^+	1.8690	1.8730
8_1^+	2.7770	2.7040
10_1^+	3.3500	3.4310
2_2^+	1.0700	1.1000
3_1^+	1.7370	1.5210
4_2^+	1.7970	1.6200
5_1^+	2.6120	-
8_2^+	3.1600	-
7_1^+	2.6730	-
6_2^+	2.6120	-
0_2^+	1.0630	0.9440
2_3^+	1.7290	1.5810
0_3^+	1.7510	1.8370
2_4^+	1.8180	2.0370
4_3^+	2.1010	1.7980

Tablo 18. ${}^{104}_{44}Ru_{60}$ çekirdeğinin uyarım enerjileri

Seviye	**Hesap (MeV)**	**Deney (MeV)**
2_1^+	0.3580	0.3580
4_1^+	0.8860	0.8880
6_1^+	1.5700	1.5560
8_1^+	2.3960	2.3200
10_1^+	3.1700	3.1120
2_2^+	0.8960	0.8930
3_1^+	1.4440	1.2420
4_2^+	2.2000	2.2690
5_1^+	2.3140	2.2330
8_2^+	2.9450	3.0750
7_1^+	2.4920	2.6000
6_2^+	2.3140	2.2330
0_2^+	0.9300	0.9880
2_3^+	1.4930	1.5150
0_3^+	1.5290	-
2_4^+	1.7800	2.2750
4_3^+	1.9620	2.3000

$^{106}_{44}Ru_{62}$ çekirdeğinin deneysel uyarım enerji seviyeleri (NNDC veri tabanı ; Singh ve Raina,1996) hesaplarla uyumludur. Taban durum bandı Şekil 23'de verildi. Toplu sonuçlar Tablo 19, beta ve gama-bandları ise Şekil 24 ile 25'de verildi.

$^{108}_{44}Ru_{64}$ çekirdeği 3 proton bozonuna ve 7 nötron bozununa sahiptir. Bu çekirdeğin deneysel uyarım enerji seviyeleri (NNDC veri tabanı ; Singh ve Raina,1996) hesaplanan değerlerle karşılaştırıldığında oldukça iyi bir uyum elde edildiği görülmektedir. Taban durum bandı Şekil 23'da verildi. Toplu sonuçlar Tablo20, beta ve gama bandları ise Şekil 24 ile 25'de verildi.

Toplam 11 bozona sahip olan $^{110}_{44}Ru_{66}$ çekirdeğinin deneysel uyarım enerji seviyeleri (NNDC veri tabanı ; Singh ve Raina,1996) ile hesaplanan uyarım enerji seviyeleri toplu sonuçları sonuçları Tablo 21'de verildi. Taban durum bandı Şekil 23'de, beta ve gama bandları ise Şekil 24 ile 25'de verildi. Enerji seviyeleri düzenli bir şekilde uyum içinde sıralanmaktadır.

$^{112}_{44}Ru_{68}$ çekirdeğinin deneysel uyarım enerjileri seviye değerleri (NNDC veri tabanı ; Singh ve Raina,1996) NPBOS ile hesaplanan enerji seviye değerleriyle uyum içindedir. Taban durum bandı Şekil 23'de verildi. Toplu sonuçlar Tablo 22, beta ve gama bandları ise Şekil 24 ile 25'de verildi.

$^{114}_{44}Ru_{70}$ çekirdeği 3 proton bozonuna ve 6 nötron bozununa sahiptir. Bu çekirdeğin mevcut deneysel uyarım enerji seviyeleri (NNDC veri tabanı) hesaplanan değerlerle karşılaştırıldığında oldukça iyi bir uyum elde edildiği görülmektedir. Taban durum bandı Şekil 23'de verildi. Toplu sonuçlar Tablo 23, beta ve gama bandları ise Şekil 24 ile 25'de verildi.

Toplam 8 bozona sahip olan $^{116}_{44}Ru_{72}$ çekirdeğinin deneysel uyarım enerji seviyeleri olmadığından sadece hesaplanan uyarım enerji seviyeleri kullanıldı. Taban durum bandı Şekil 23'de verildi. Toplu sonuçlar Tablo 24, beta ve gama bandı ise Şekil 24 ile 25'de verildi. Enerji seviyeleri düzenli bir şekilde uyum içinde sıralanmaktadır.

Tablo 19. ${}^{106}_{44}Ru_{62}$ çekirdeğinin uyarım enerjileri

Seviye	**Hesap (MeV)**	**Deney (MeV)**
2_1^+	0.2700	0.2700
4_1^+	0.7140	0.7150
6_1^+	1.3090	1.2960
8_1^+	2.0400	1.9730
10_1^+	2,8960	-
2_2^+	0.7440	0.7920
3_1^+	1.1760	1.0920
4_2^+	2.2950	2.3670
5_1^+	1.9720	-
8_2^+	2.6810	-
7_1^+	2.2720	-
6_2^+	1.9720	-
0_2^+	0.9000	0.9900
2_3^+	1.3510	1.3920
0_3^+	1.3190	-
2_4^+	1.6490	-
4_3^+	1.7260	-

Tablo 20. ${}^{108}_{44}Ru_{64}$ çekirdeğinin uyarım enerjileri

Seviye	**Hesap (MeV)**	**Deney (MeV)**
2_1^+	0.2420	0.2420
4_1^+	0.6610	0.6650
6_1^+	1.8600	1.7600
8_1^+	1.9430	1.9410
10_1^+	2.7550	2.7390
2_2^+	0.6900	0.7070
3_1^+	1.0800	0.9800
4_2^+	1.2120	1.1830
5_1^+	1.7370	1.7610
8_2^+	2.4170	2.4190
7_1^+	2.0150	2.1320
6_2^+	1.7370	1.7610
0_2^+	0.8690	0.9760
2_3^+	1.2130	1.2490
0_3^+	1.1270	-
2_4^+	1.3970	1.7740
4_3^+	1.4200	-

Tablo 21. ${}^{110}_{44}Ru_{66}$ çekirdeğinin uyarım enerjileri

Seviye	**Hesap (MeV)**	**Deney (MeV)**
2_1^+	0.2400	0.2400
4_1^+	0,6530	0,6530
6_1^+	1.2200	1.2390
8_1^+	1.9000	1.9400
10_1^+	2.7250	2.7590
2_2^+	0.5320	0.6100
3_1^+	0.8550	0.8590
4_2^+	1.0140	1.0840
5_1^+	1.5680	1.6840
8_2^+	2.510	2.2970
7_1^+	1.8760	2.0210
6_2^+	1.5680	1.6840
0_2^+	0.8370	-
2_3^+	1.0680	1.3960
0_3^+	1.0110	-
2_4^+	1.2480	-
4_3^+	1.2240	-

Tablo 22. ${}^{112}_{44}Ru_{68}$ çekirdeğinin uyarım enerjileri

Seviye	**Hesap (MeV)**	**Deney (MeV)**
2_1^+	0.2370	0.2370
4_1^+	0.6450	0.6450
6_1^+	1.2000	1.1900
8_1^+	1.8300	1.8390
10_1^+	2.6160	2.5630
2_2^+	0.5000	0.5240
3_1^+	0.9570	0.9810
4_2^+	0.9570	0.9810
5_1^+	1.4670	1.5700
8_2^+	2.0230	2.2630
7_1^+	1.7520	1.8410
6_2^+	1.4670	1.5700
0_2^+	0.7840	-
2_3^+	0.9450	-
0_3^+	0.9650	-
2_4^+	1.1300	-
4_3^+	1.1250	-

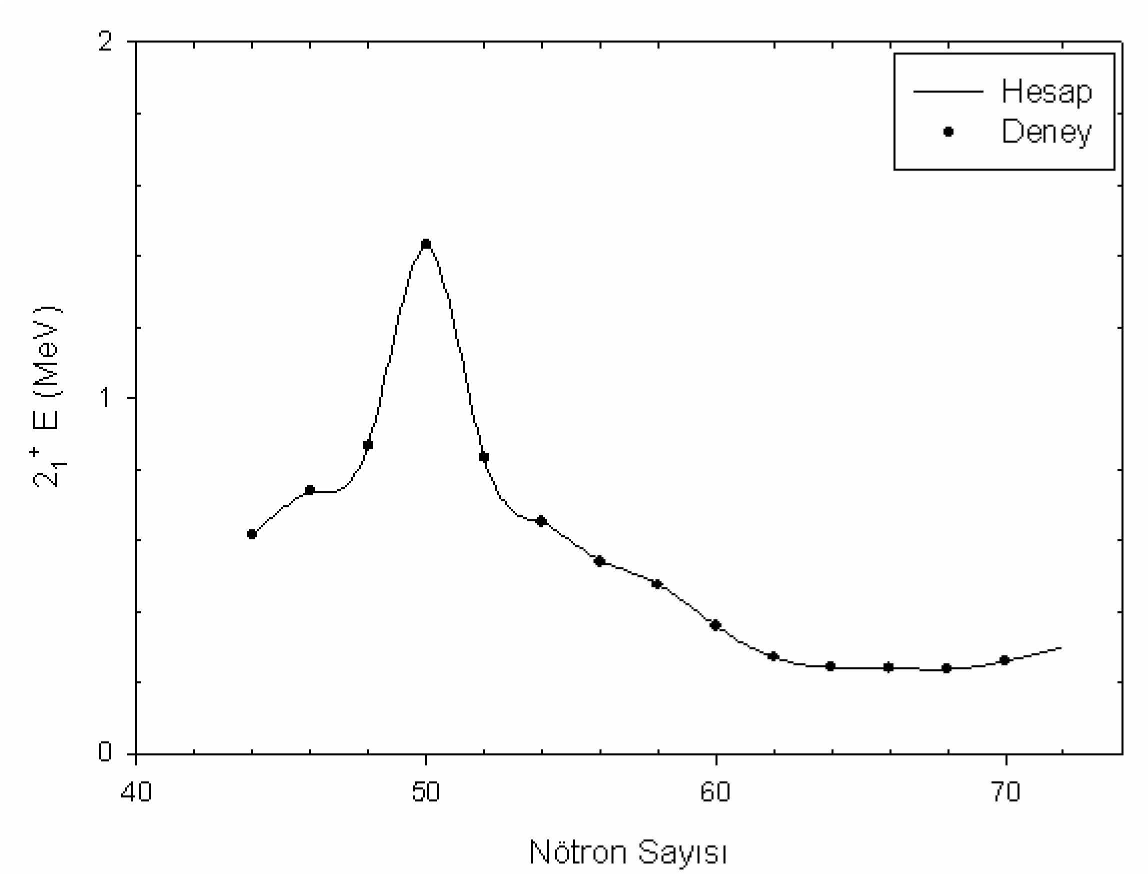
Tablo 23. ${}^{114}_{44}Ru_{70}$ çekirdeğinin uyarım enerjileri

Seviye	**Hesap (MeV)**	**Deney (MeV)**
2_1^+	0.2600	0.2600
4_1^+	0.6990	0.7000
6_1^+	1.2810	1.3000
8_1^+	1.9560	2.0100
10_1^+	2.7000	2.7900
2_2^+	0.5300	0.5800
3_1^+	0.8570	0.8500
4_2^+	1.1000	-
5_1^+	1.5470	-
8_2^+	2.1120	-
7_1^+	1.8910	-
6_2^+	1.5470	-
0_2^+	0.7910	-
2_3^+	0.9750	-
0_3^+	0.9620	-
2_4^+	1.1850	-
4_3^+	1.2010	-

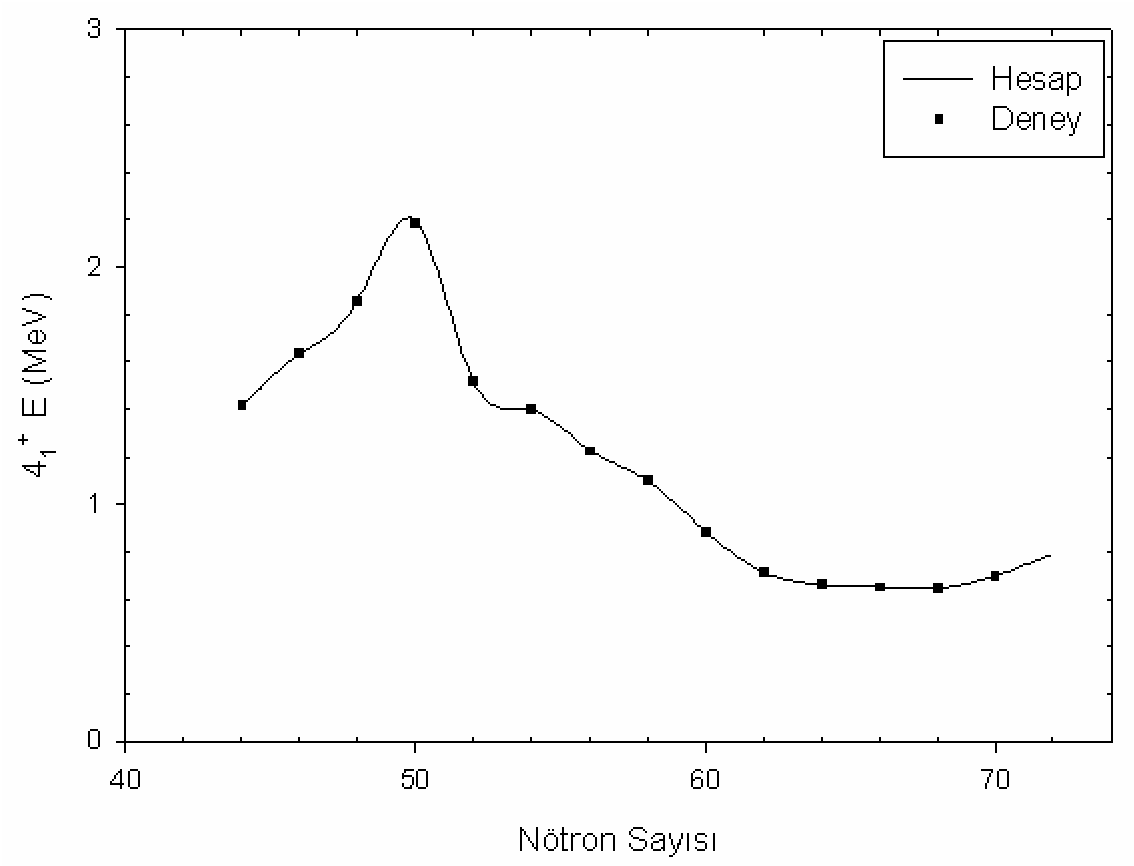
Tablo 24. ${}^{116}_{44}Ru_{72}$ çekirdeğinin uyarım enerjileri

Seviye	Hesap (MeV)	Deney (MeV)
2_1^+	0.2990	-
4_1^+	0.7900	-
6_1^+	1.4450	-
8_1^+	2.2000	-
10_1^+	2.8750	-
2_2^+	0.6000	-
3_1^+	0.9530	-
4_2^+	1.2000	-
5_1^+	1.7160	-
8_2^+	2.3510	-
7_1^+	2.0570	-
6_2^+	1.7160	-
0_2^+	0.8890	-
2_3^+	0.9800	-
0_3^+	0.9700	-
2_4^+	1.2440	-
4_3^+	1.2890	-

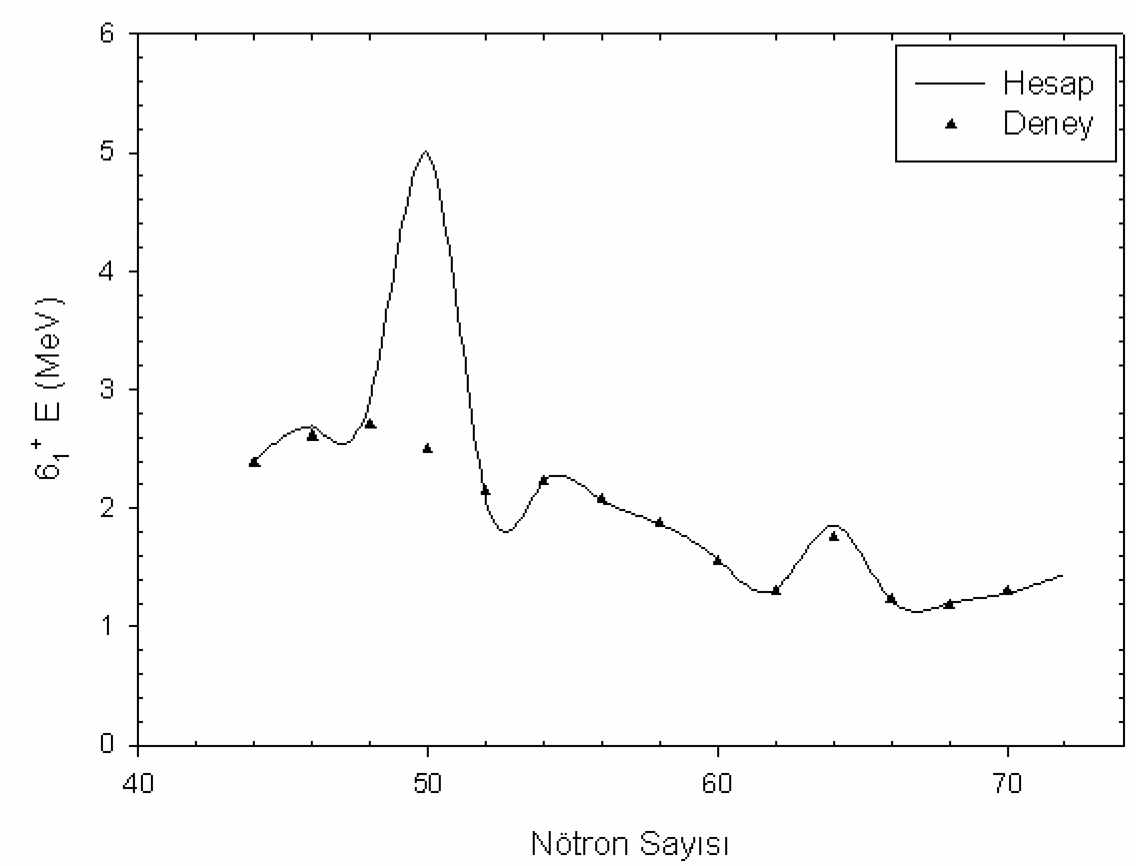
${}^{88-116}_{44}Ru$ çekirdeklerinin 2_1^+, 4_1^+, 6_1^+, 8_1^+, 10_1^+ alçak düzey enerji seviyelerinin enerjileri, 2_2^+ , 3_1^+, 4_2^+, 5_1^+, 6_2^+, 7_1^+, 8_2^+ gama-bandı enerjileri ve 0_2^+, 2_3^+, 0_3^+, 2_4^+, 4_3^+ beta-bandı enerjileri ayrı ayrı olarak Şekil 6-22 ve karşılaştırmalı olarak Şekil 23, 24 ve 25'de verildi.



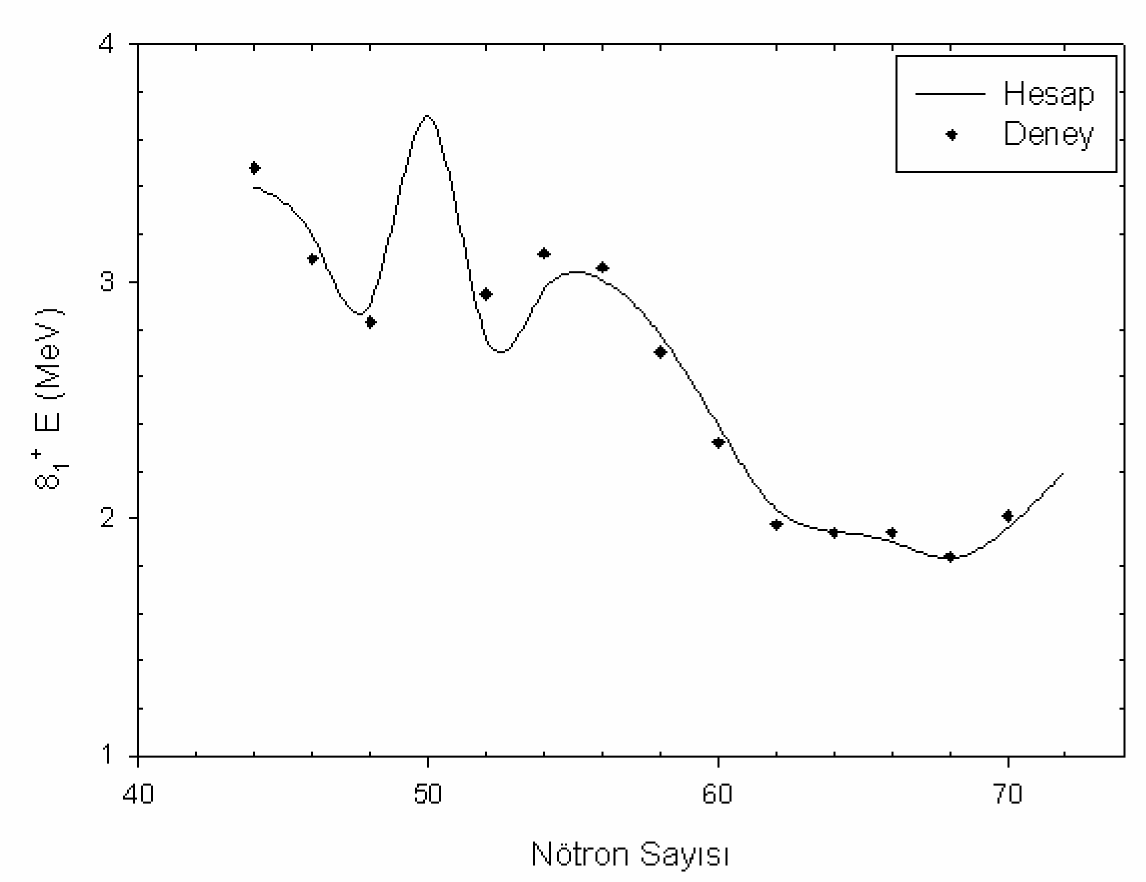
Şekil 6. ${}^{88-116}_{44}Ru$ çekirdeklerinin 2_1^+ uyarım enerjilerinin nötron sayısıyla değişimi



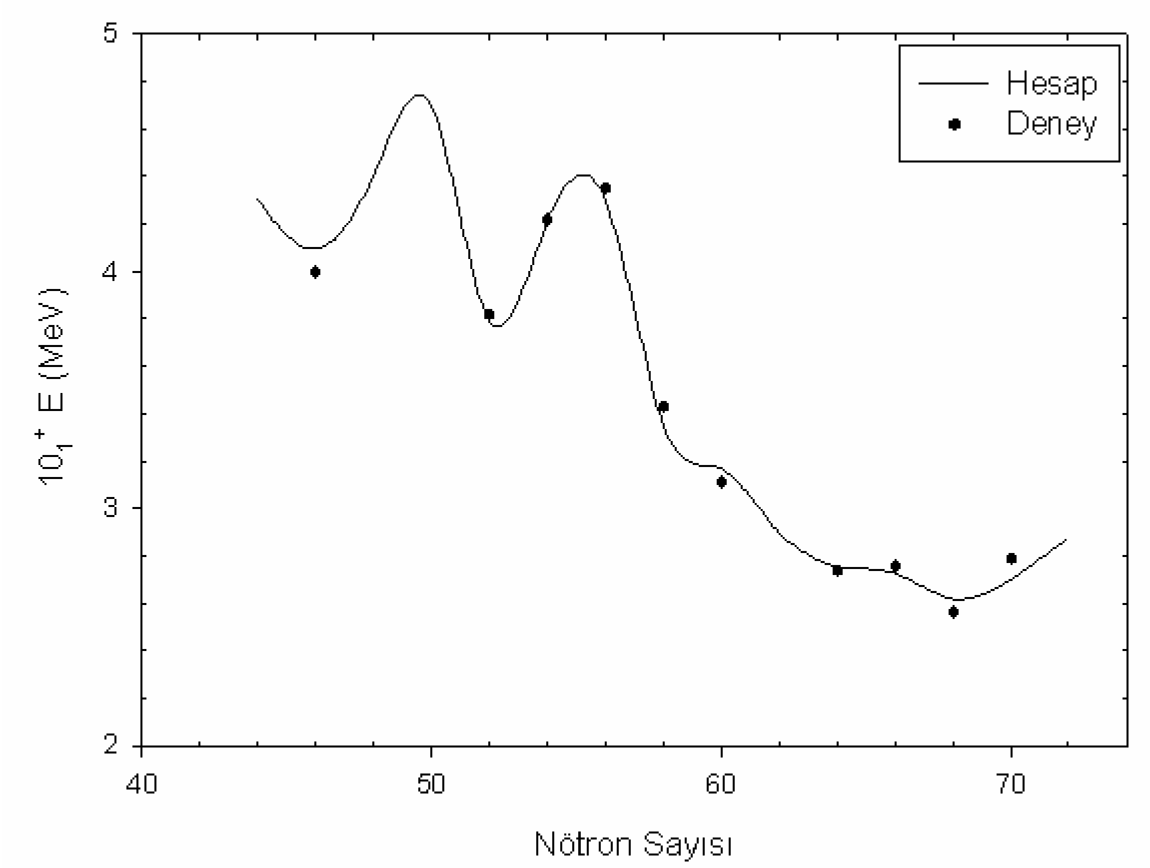
Şekil 7. ${}^{88-116}_{44}Ru$ çekirdeklerinin 4_1^+ uyarım enerjilerinin nötron sayısıyla değişimi



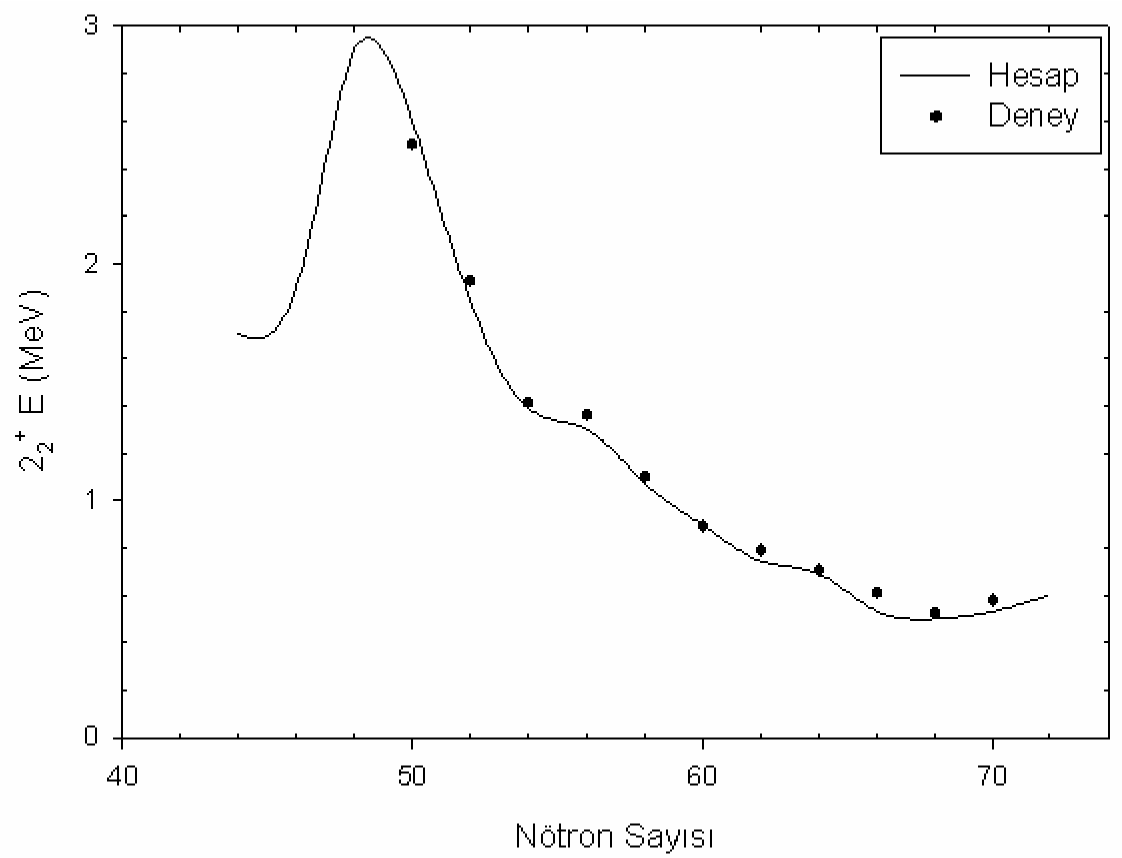
Şekil 8. ${}^{88-116}_{44}Ru$ çekirdeklerinin 6_1^+ uyarım enerjilerinin nötron sayısıyla değişimi



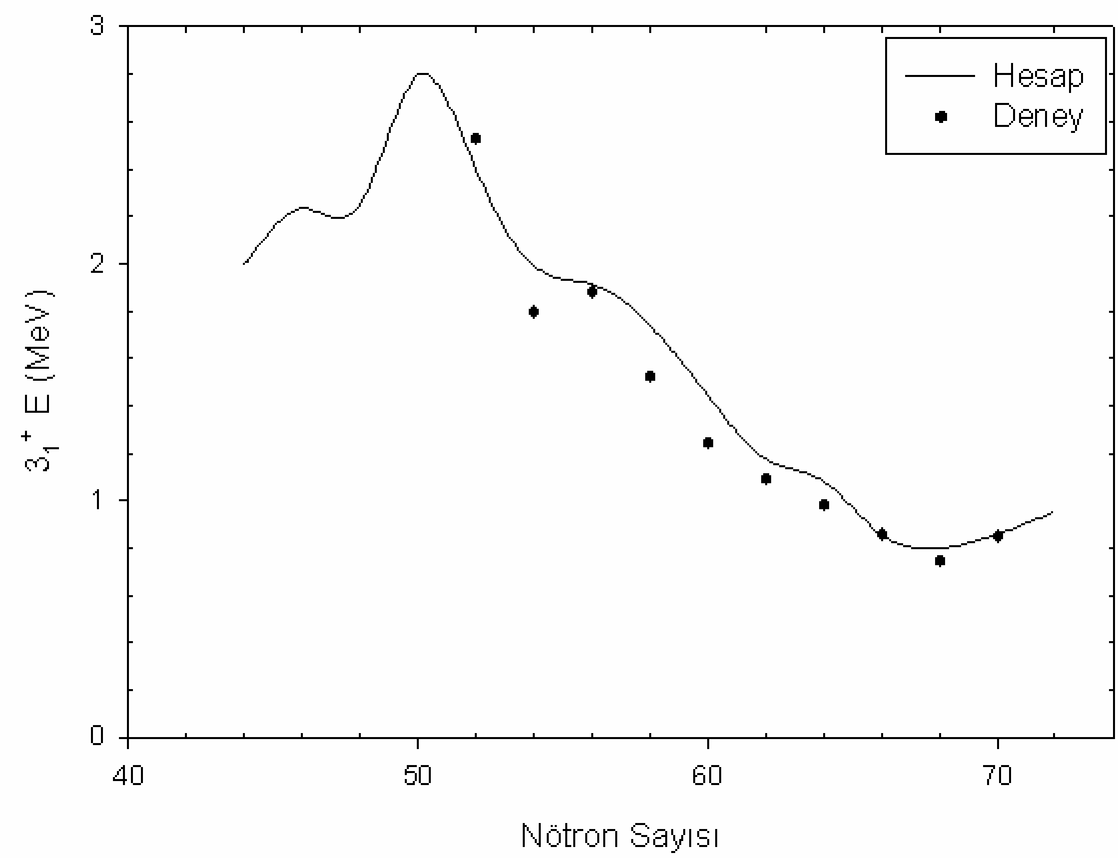
Şekil 9. $^{88-116}_{44}Ru$ çekirdeklerinin 8_1^+ uyarım enerjilerinin nötron sayısıyla değişimi



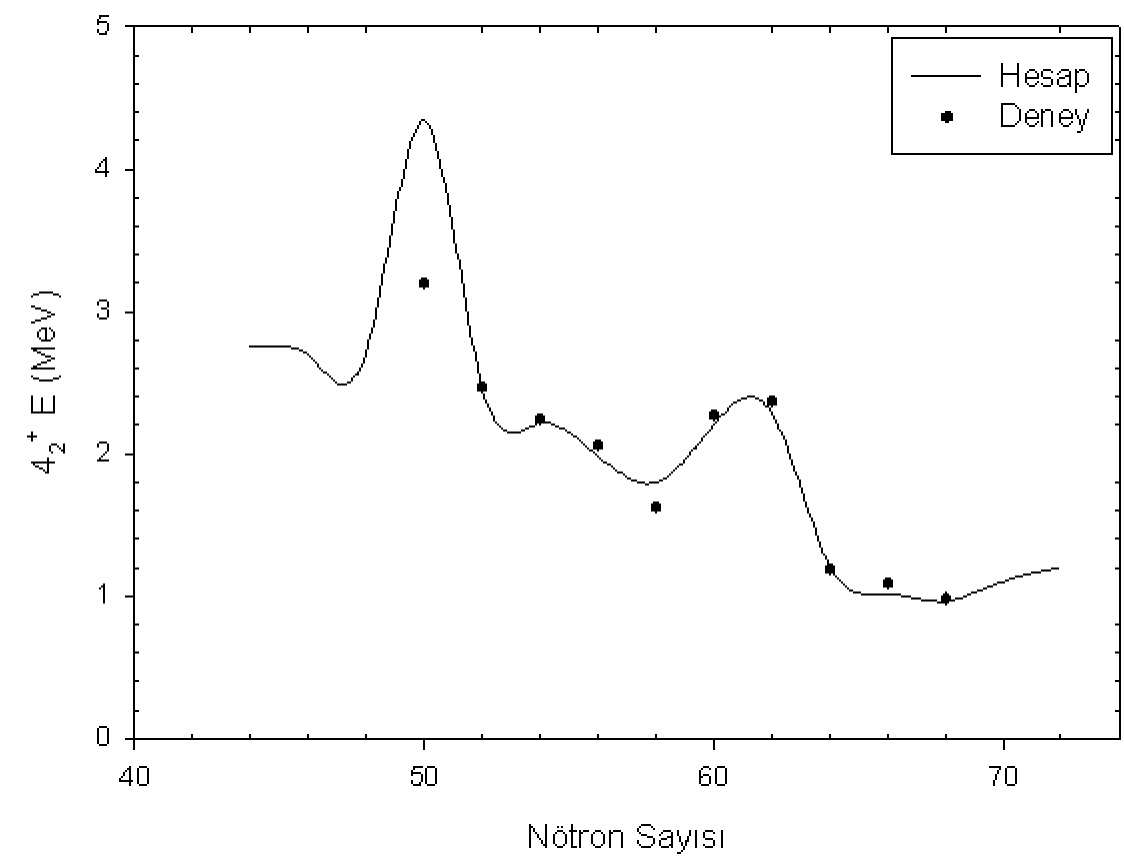
Şekil 10. ${}^{88-116}_{44}Ru$ çekirdeklerinin 10_1^+ uyarım enerjilerinin nötron sayısıyla değişimi



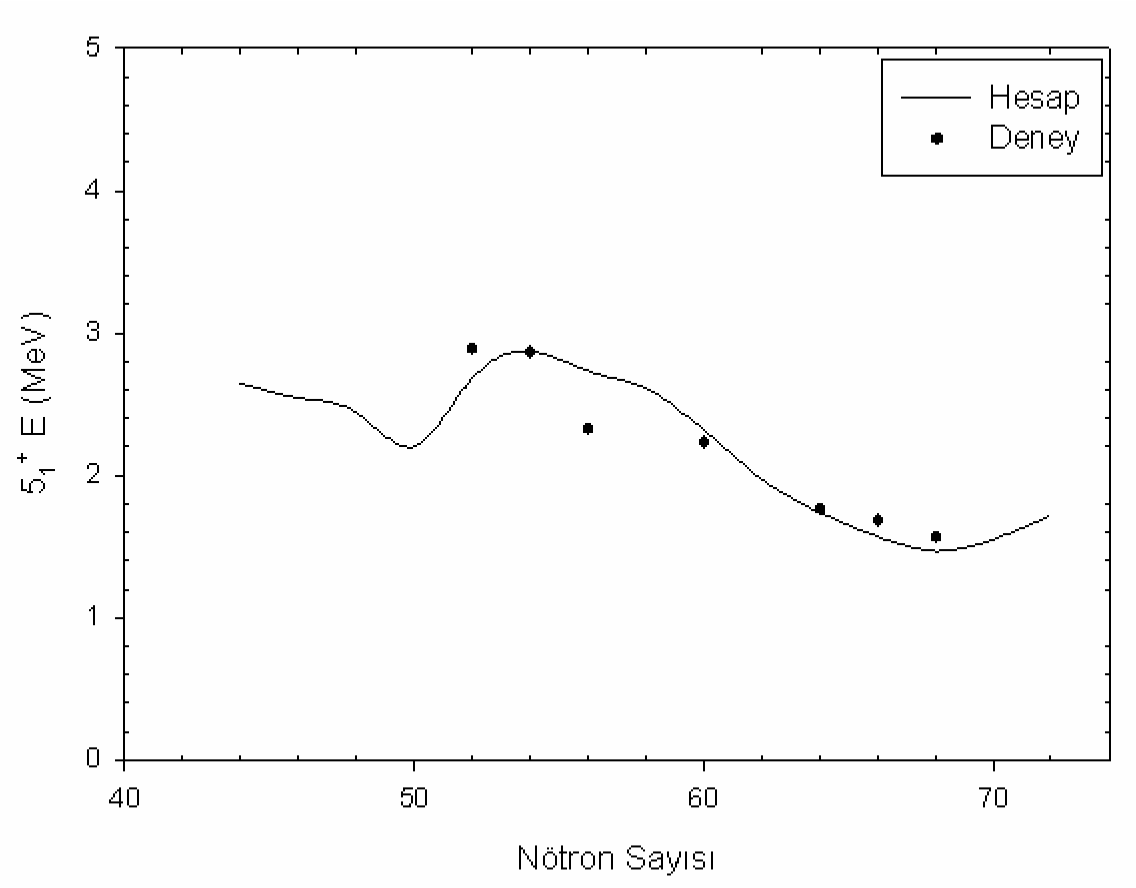
Şekil 11. $^{88-116}_{44}Ru$ çekirdeklerinin 2_2^+ uyarım enerjilerinin nötron sayısıyla değişimi



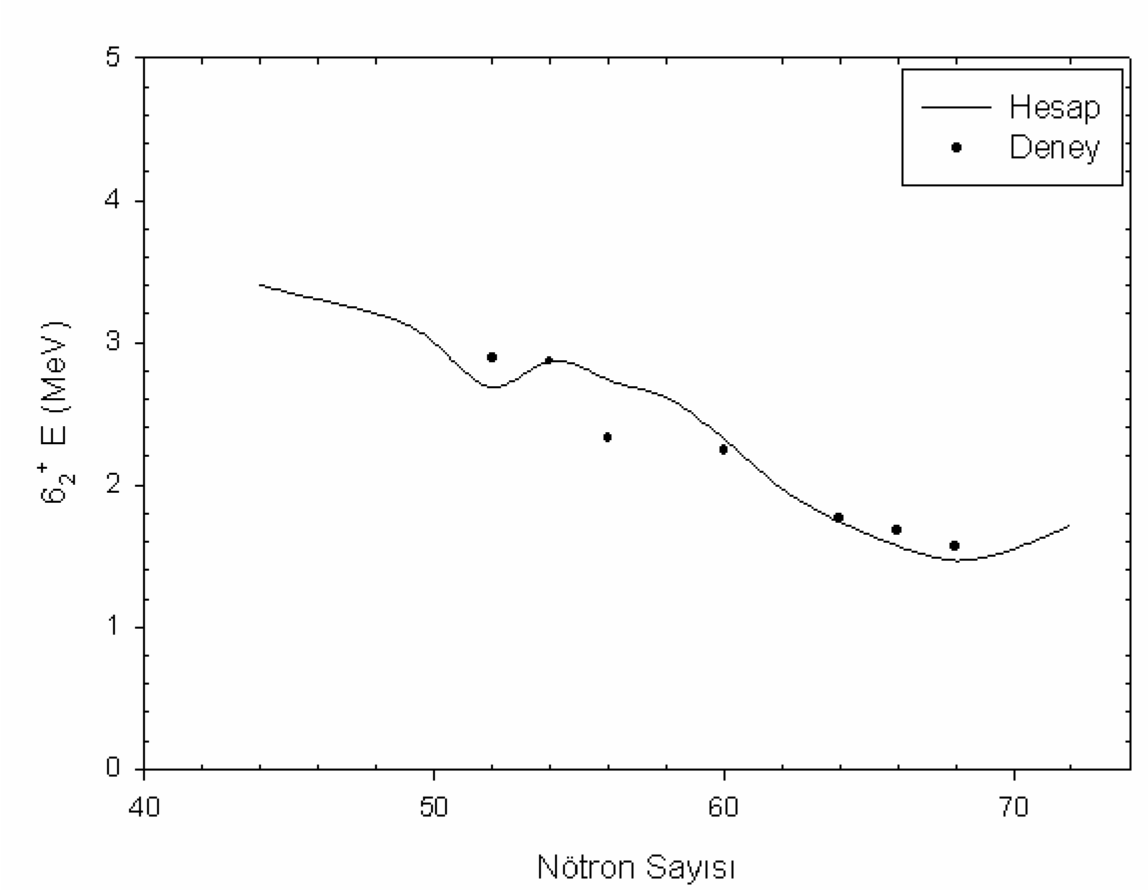
Şekil 12. $^{88-116}_{44}Ru$ çekirdeklerinin 3_1^+ uyarım enerjilerinin nötron sayısıyla değişimi



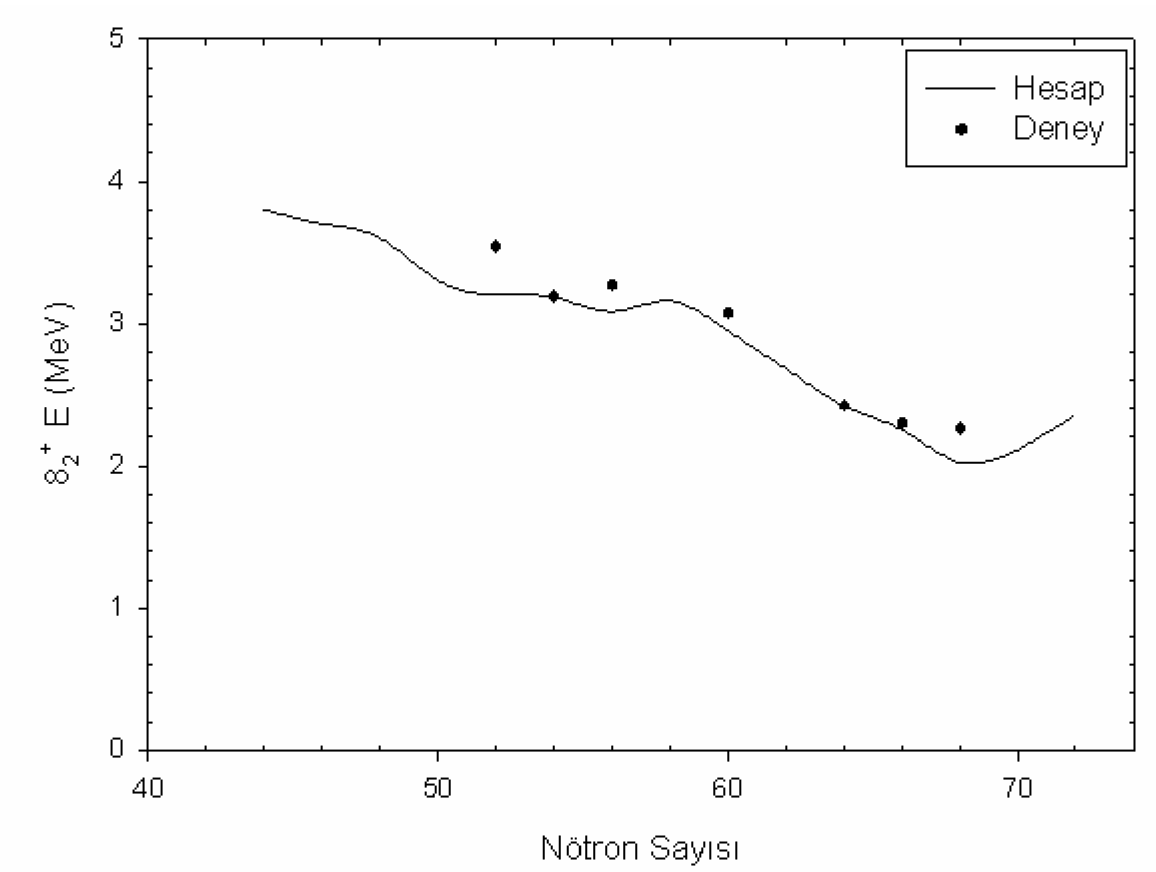
Şekil 13. $^{88-116}_{44}Ru$ çekirdeklerinin 4_2^+ uyarım enerjilerinin nötron sayısıyla değişimi



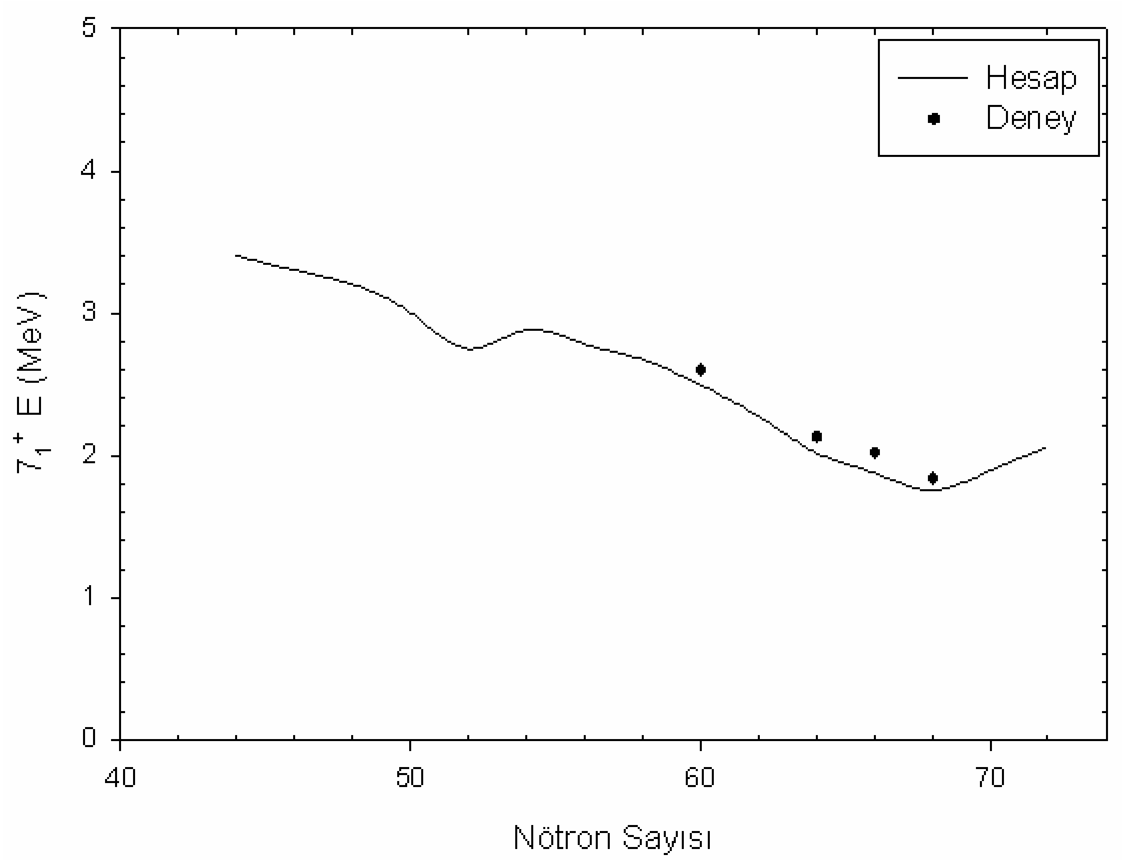
Şekil 14. ${}^{88-116}_{44}Ru$ çekirdeklerinin 5_1^+ uyarım enerjilerinin nötron sayısıyla değişimi



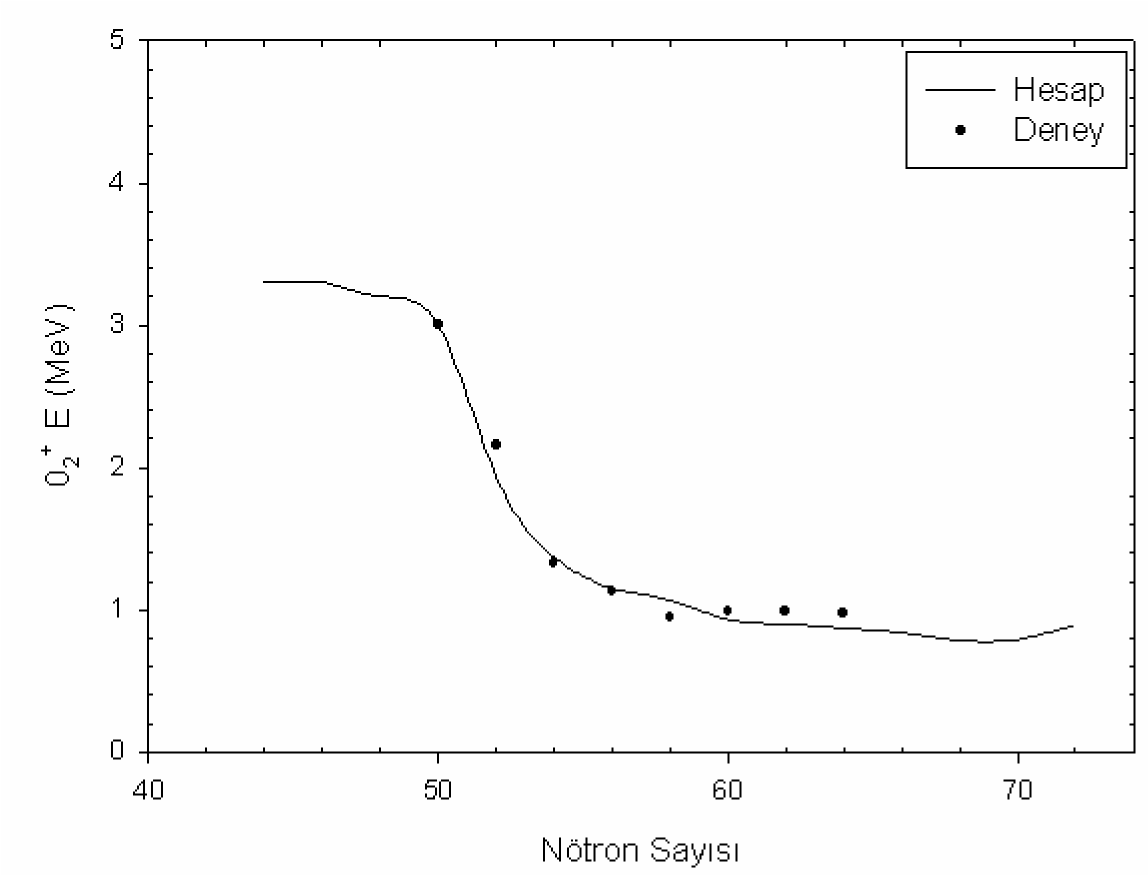
Şekil 15. ${}^{88-116}_{44}Ru$ çekirdeklerinin 6_2^+ uyarım enerjilerinin nötron sayısıyla değişimi



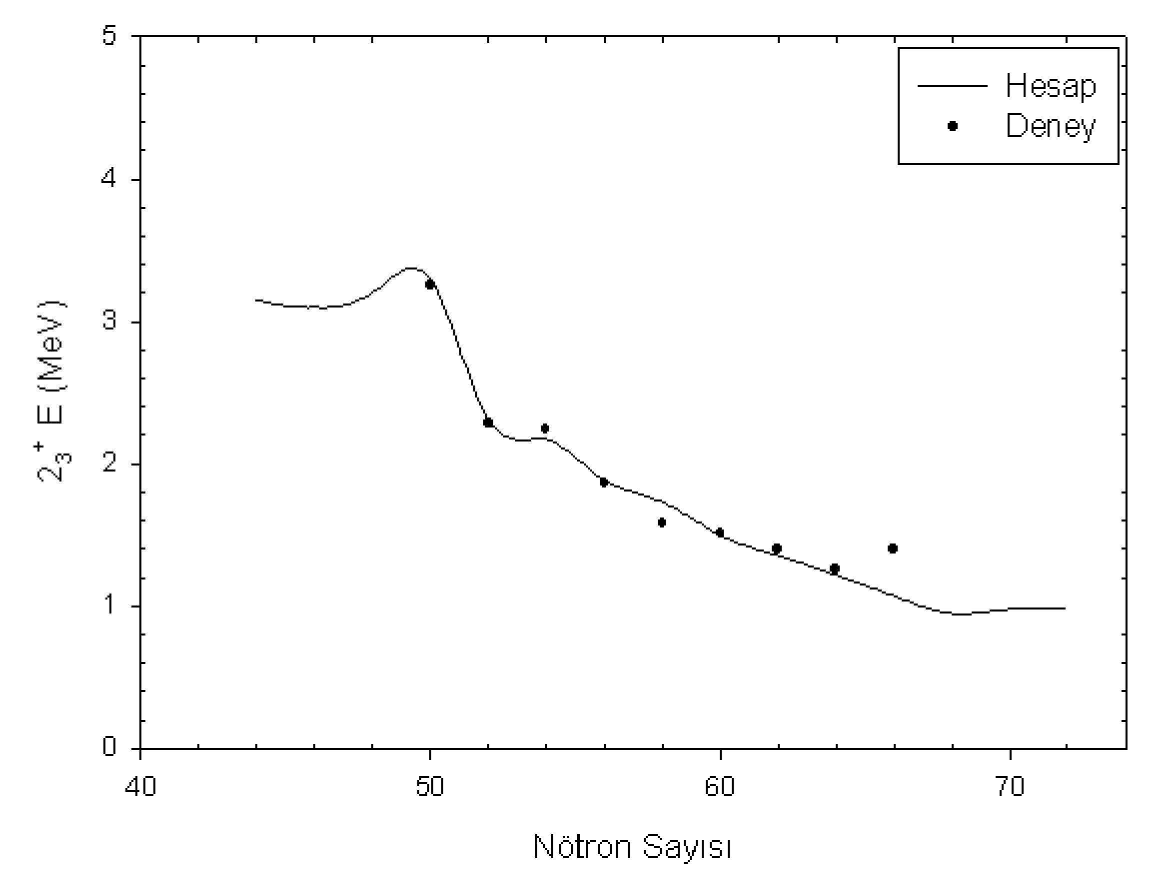
Şekil 16. ${}^{88-116}_{44}Ru$ çekirdeklerinin 8_2^+ uyarım enerjilerinin nötron sayısıyla değişimi



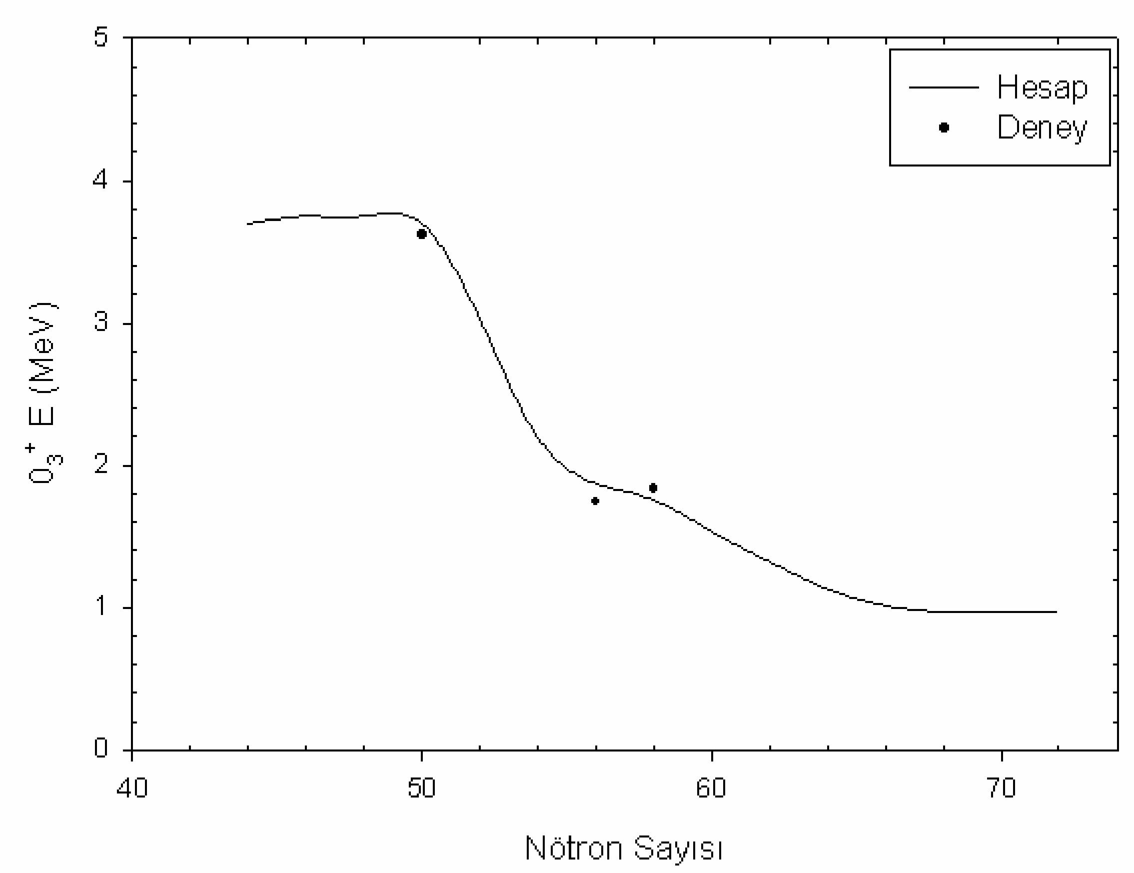
Şekil 17. $^{88-116}_{44}Ru$ çekirdeklerinin 7_1^+ uyarım enerjilerinin nötron sayısıyla değişimi



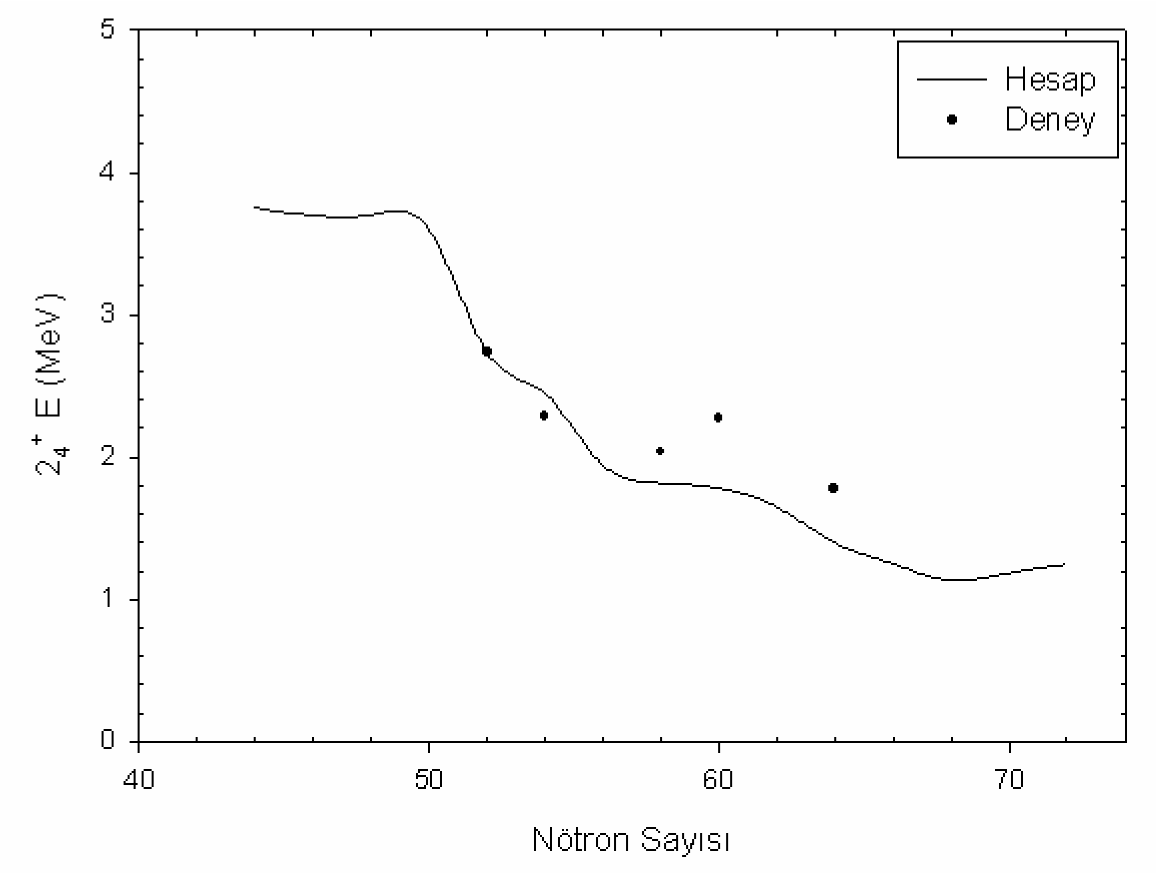
Şekil 18. ${}^{88-116}_{44}Ru$ çekirdeklerinin 0_2^+ uyarım enerjilerinin nötron sayısıyla değişimi



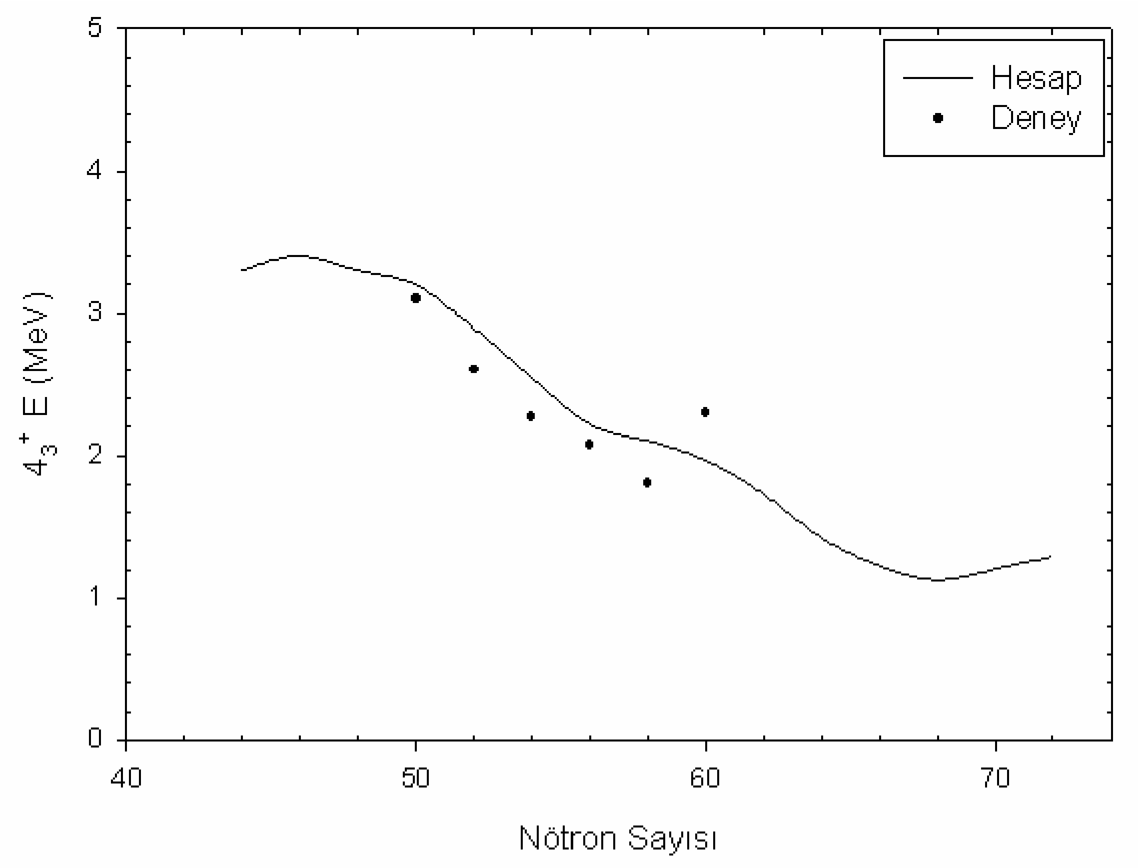
Şekil 19. ${}^{88-116}_{44}Ru$ çekirdeklerinin 2_3^+ uyarım enerjilerinin nötron sayısıyla değişimi



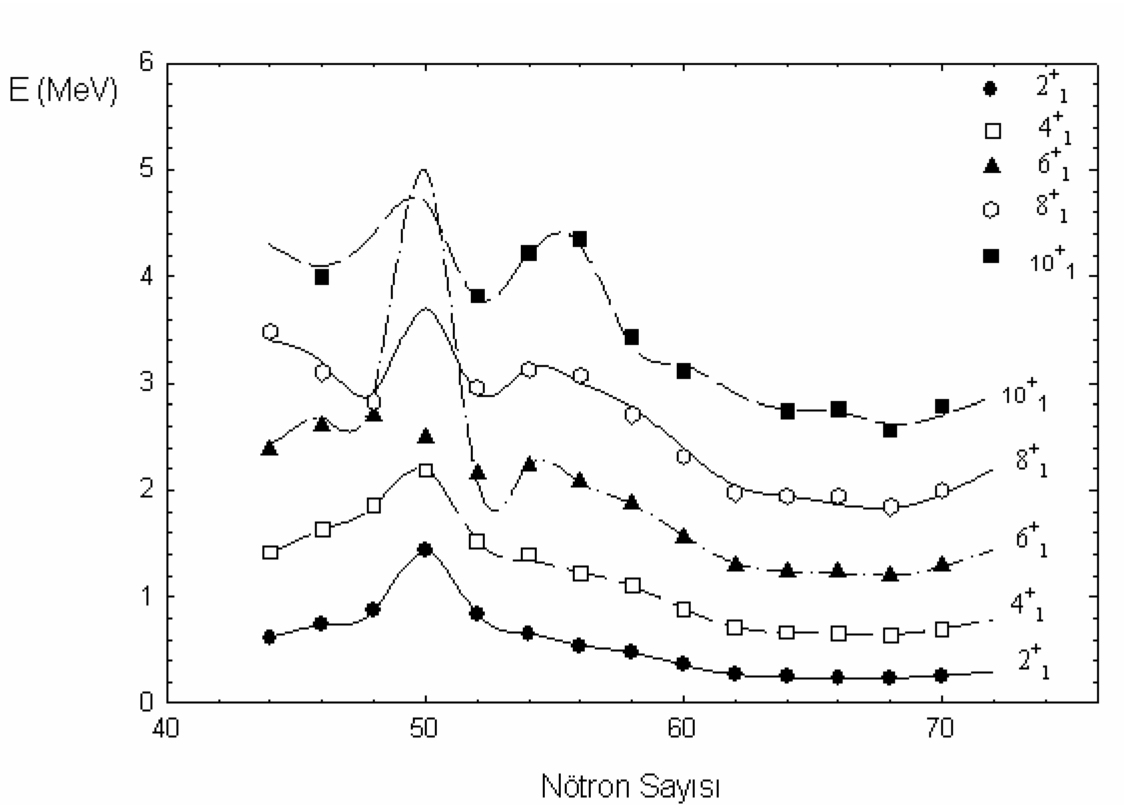
Şekil 20. ${}^{88-116}_{44}Ru$ çekirdeklerinin 0_3^+ uyarım enerjilerinin nötron sayısıyla değişimi



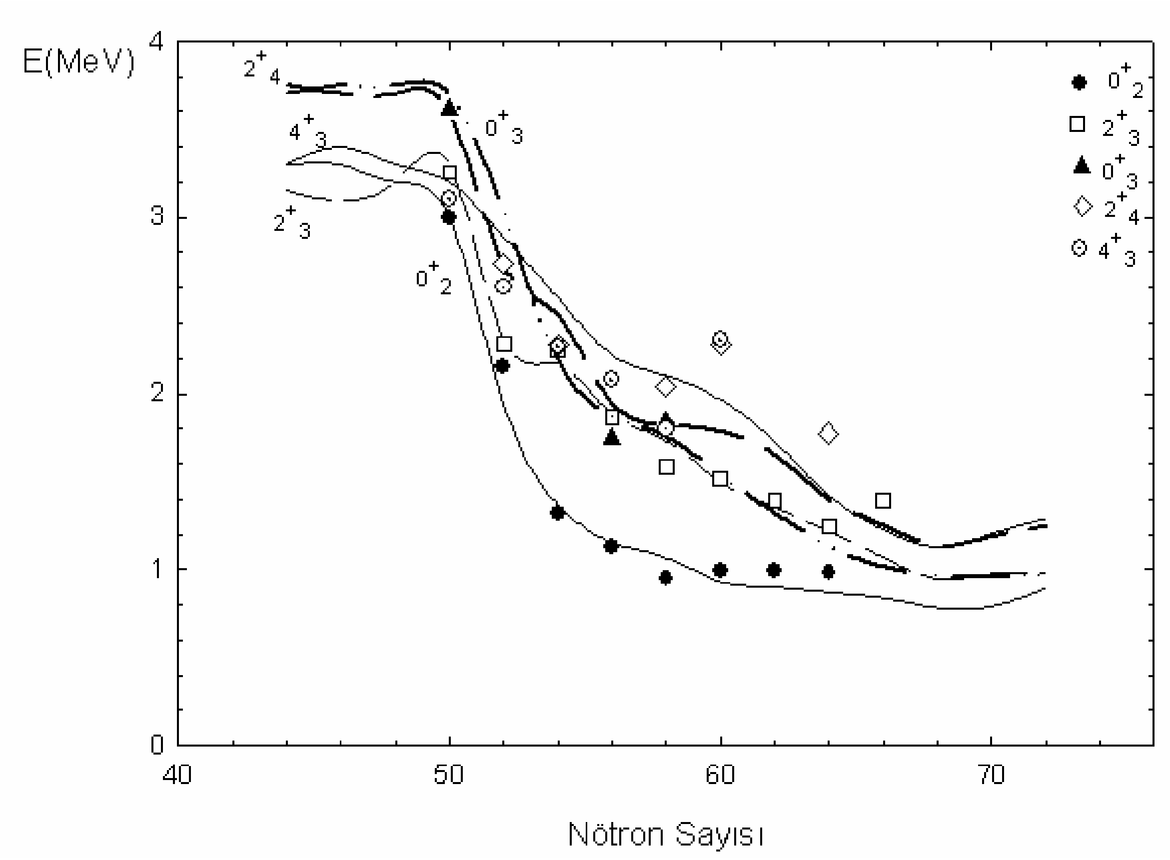
Şekil 21. ${}^{88-116}_{44}Ru$ çekirdeklerinin 2_4^+ uyarım enerjilerinin nötron sayısıyla değişimi



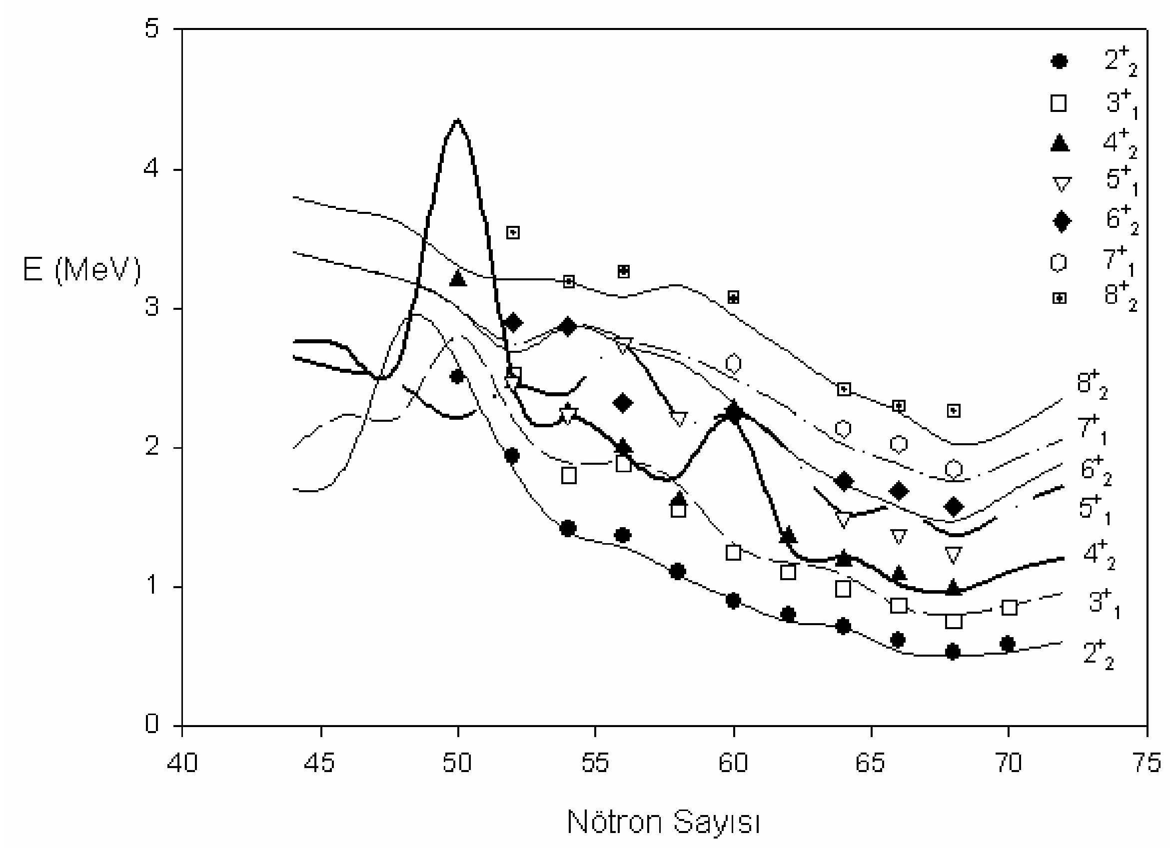
Şekil 22. ${}^{88-116}_{44}Ru$ çekirdeklerinin 4_3^+ uyarım enerjilerinin nötron sayısıyla değişimi



Şekil 23. $^{88-116}_{44}Ru$ çekirdeklerinin taban durum uyarım enerjileri. Semboller deneysel verileri, çizgiler hesaplanan değerleri gösteriyor



Şekil 24. ${}^{88-116}_{44}Ru$ çekirdeklerinin beta bandı uyarım enerjileri. Semboller deneysel verileri, çizgiler hesaplanan değerleri gösteriyor



Şekil 25. $^{88-116}_{44}Ru$ çekirdeklerinin gama bandı uyarım enerjileri. Semboller deneysel verileri, çizgiler hesaplanan değerleri gösteriyor

3.3 B(E2) Geçiş Oranı ve Dallanma Oranları

Mutlak geçiş oranlarının ölçülmesi nükleer modellerin çok duyarlı olarak test edilmesine imkan verir. Bu, özellikle E2 geçiş büyüklüklerinin anahtar rol oynadığı çift-çift çekirdeklerde çok önemlidir. E2 dallanma oranları çok önemli bilgileri sağlar ve seçim kurallarını test ederken, mutlak B(E2) değerleri direkt olarak ele alınan geçiş matris elemanları için gereklidir. Kararlılık durumu civarında, mutlak B(E2) değerleri Coulomb uyarımıyla elde edilebilir. Ağır iyon reaksiyonlarında oluşan nötron eksiği olan çekirdeklerde buharlaşma geri tepmesinin arttığı Doppler teknikleri mutlak geçiş oranlarının ölçülmesine izin verir. Nötronca zengin çekirdekler genellikle fisyon süreçlerinin sonucunda, yavaşlatılmış ürünlerin kütle ayırımıyla oluşurlar. Bu durumda Doppler teknikleri uygulanamaz. Eğer mutlak B(E2) değerleri ve seviye yaşam süreleri bilinirse, nükleer modellerin çok daha kritik test edilmeleri mümkün olur (Mach vd.,1989).

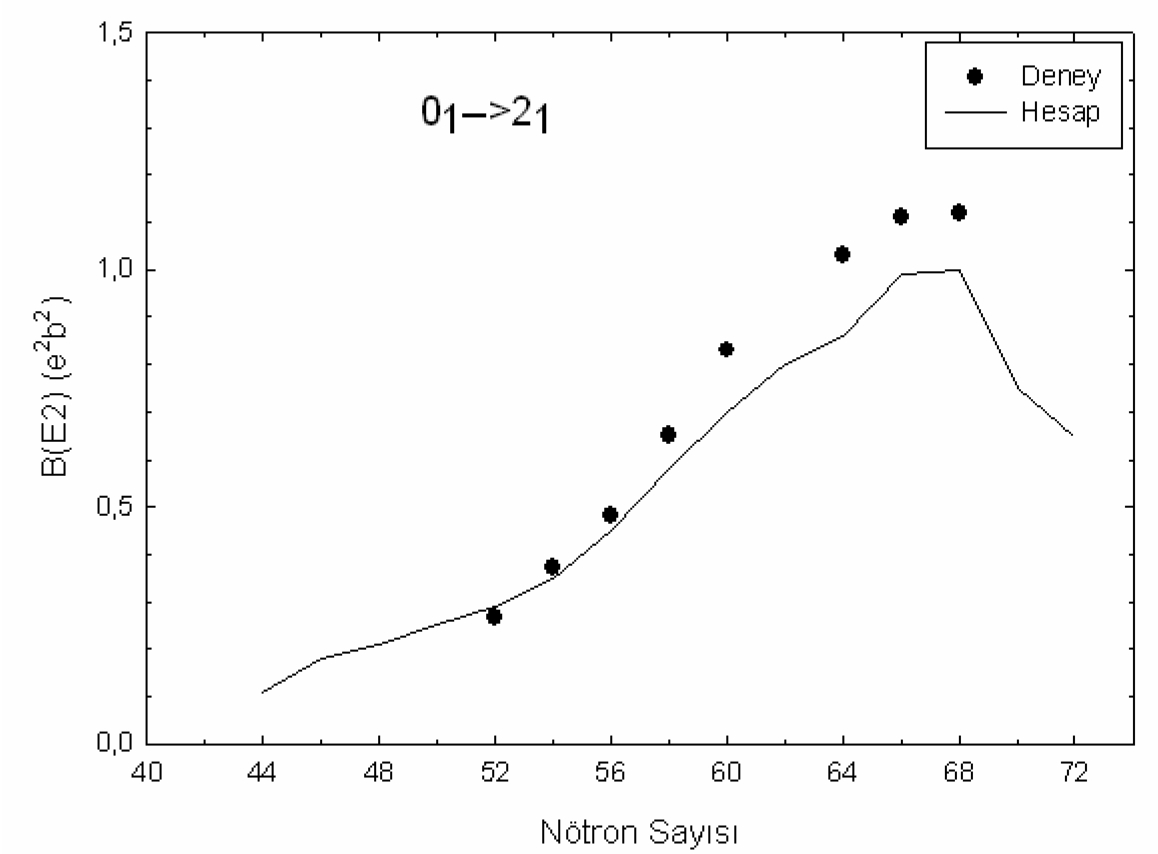
Bu çalışmada ${}^{88-116}_{44}Ru$ çekirdeklerinin B(E2; $0_1 \rightarrow 2_1$), B(E2;$4_1 \rightarrow 2_1$), B(E2;$2_2 \rightarrow 2_1$) ve B(E2;$0_2 \rightarrow 2_1$) geçiş oranları hesaplandı. Sonuçlar Tablo 25'de toplu halde verildi.

${}^{88-116}_{44}Ru$ izotoplarının B(E2; $0_1 \rightarrow 2_1$) geçiş oranının nötron sayısıyla değişimi Şekil 26'da verildi. Deneysel veriler (De Frenne vd.,1989; De Frenne ve Jacobs,1992; Blachot,1991; De Frenne ve Jacobs,1994; De Frenne ve Jacobs,1991, Singh ve Szucs,1990; Singh,1992; Marginean vd., 2001; Klein vd.,2002; Genilloud vd., 2001; NNDC veri tabanı) NPBOS (NPBTRN) hesaplamalarıyla gayet iyi bir uyum göstermektedir. B(E2; $0_1 \rightarrow 2_1$) değerleri nötron sayısı 68'e kadar artıp, ardından nötronca daha zengin tarafta, azalmaya başladı. Bu durum Şekil 26'dan de açıkça görülmektedir. Bunun nedeni aşağı düzey-j nötron yörüngelerinin dolduğu yerde nötronca zengin Ru çekirdeklerindeki takviye edilmiş p-n (proton-nötron) etkileşmesidir. Bu yaklaşık 58 civarındaki nötron alt tabası doluluğuyla da ilgilidir. Eğer bu nötron sayısı (N = 58-82) ana tabakasının başlangıcında tanımlanırsa, yarı-tabaka noktası $N \approx 70$'de olabilir.

$4_1 \rightarrow 2_1$ geçiş oranlarının hesaplanan değerleri deneysel değerlerle (De Frenne vd.,1989; De Frenne ve Jacobs,1992; Blachot,1991; De Frenne ve Jacobs,1994; De Frenne ve Jacobs,1991, Singh ve Szucs,1990; Singh,1992; Marginean vd., 2001; Klein vd.,2002; Genilloud vd., 2001; NNDC veri tabanı) hemen hemen aynı değerdedir. Nötron sayısı 64'e kadar olan olduğu çekirdeklerde $4_1 \rightarrow 2_1$ geçiş oranları giderek yükselmektedir. Şekil 27, $4_1 \rightarrow 2_1$ geçiş oranlarının nötron sayısıyla değişimini göstermektedir.

$2_2 \rightarrow 2_1$ geçiş oranlarının deneysel verilerle (De Frenne vd.,1989; De Frenne ve Jacobs,1992; Blachot,1991; De Frenne ve Jacobs,1994; De Frenne ve Jacobs,1991, Singh ve Szucs,1990; Singh,1992; Marginean vd., 2001; Klein vd.,2002; Genilloud vd., 2001; NNDC veri tabanı) hesaplanan değerlerinin uyumu Şekil 28'de verildi. Diğer Ru izotoplarının $2_2 \rightarrow 2_1$ geçiş oranının deneysel verileri ya çok küçük ya da sadece düşük limitlerde olduğundan ölçülememektedir (Mach vd.,1989).

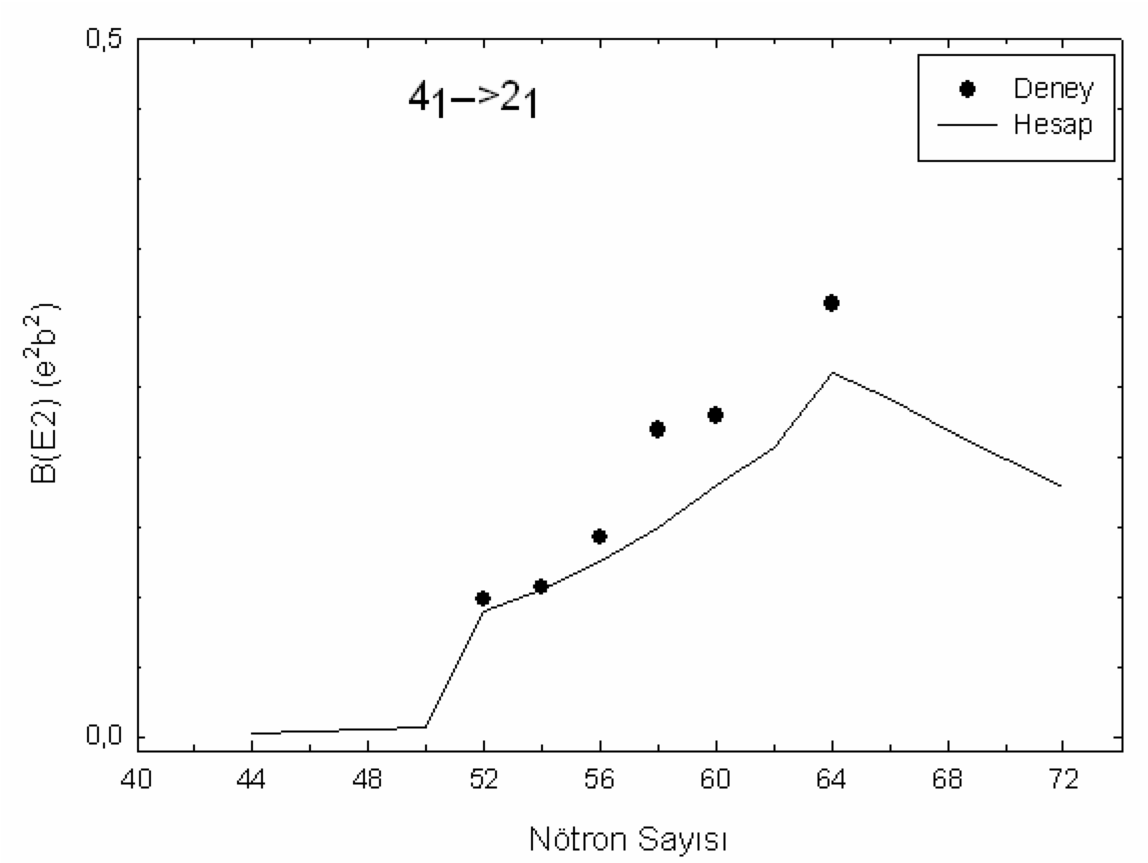
$0_2 \rightarrow 2_1$ geçiş oranı hesaplanan değerleri deneysel verilerle (De Frenne vd.,1989; De Frenne ve Jacobs,1992; Blachot,1991; De Frenne ve Jacobs,1994; De Frenne ve Jacobs,1991, Singh ve Szucs,1990; Singh,1992; Marginean vd., 2001; Klein vd.,2002; Genilloud vd., 2001; NNDC veri tabanı) tamamen aynı değerde elde edildi. Şekil 29 bu durumu tespit etmektedir.



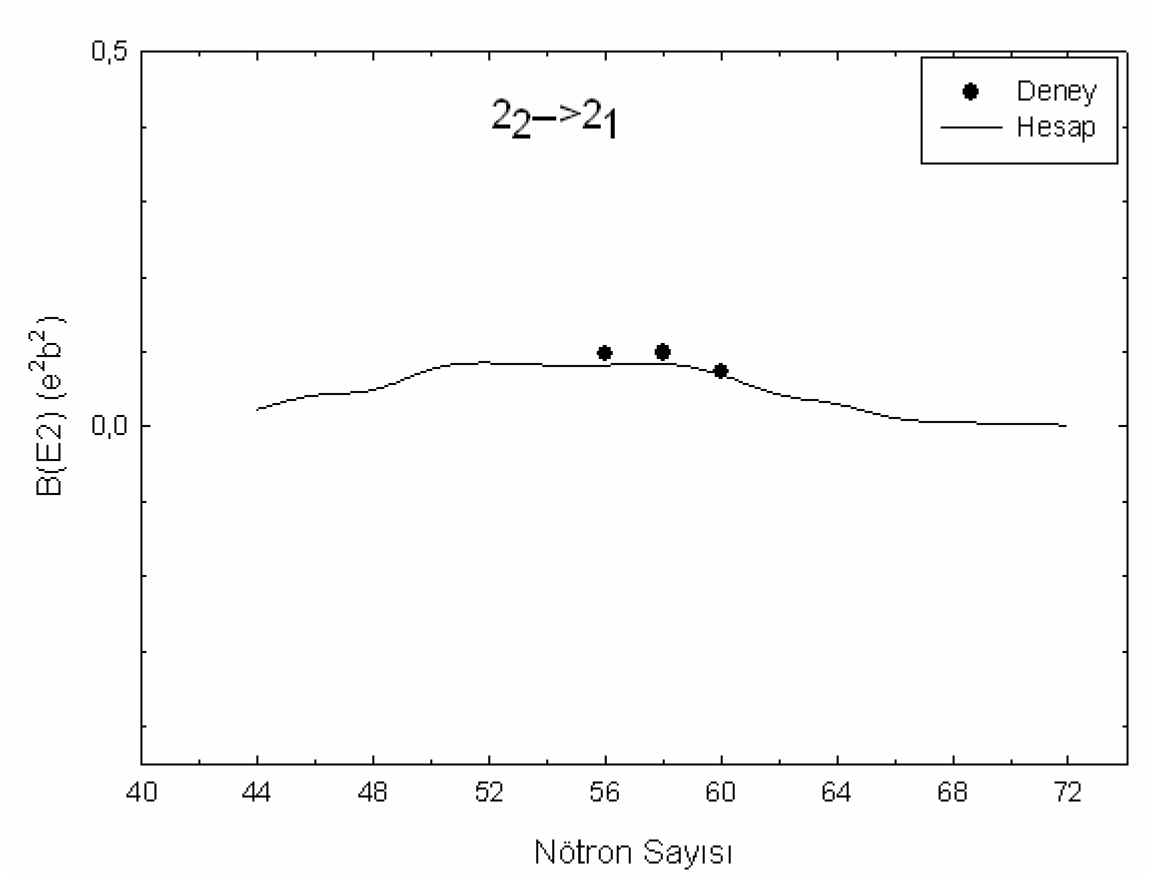
Şekil 26. $^{88-116}_{44}Ru$ çekirdeklerinin B(E2; $0_1 \rightarrow 2_1$) geçiş oranının nötron sayısıyla değişimi

Tablo 25. ${}^{88-116}_{44}Ru$ çekirdeklerinin B(E2) değerleri (e^2b^2)

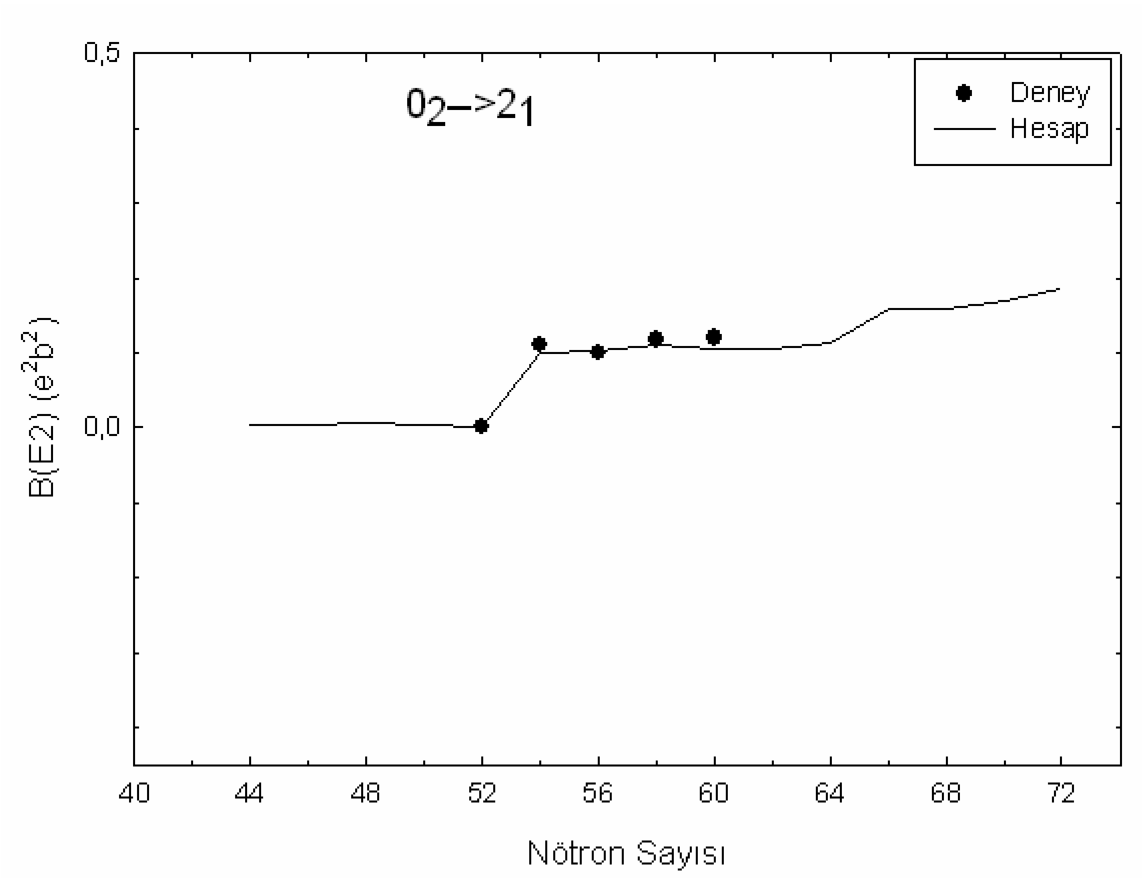
	$B(E2;0_1 \rightarrow 2_1)$		$B(E2;4_1 \rightarrow 2_1)$		$B(E2;2_2 \rightarrow 2_1)$		$B(E2;0_2 \rightarrow 2_1)$	
	Hesap	Deney	Hesap	Deney	Hesap	Deney	Hesap	Deney
${}^{88}_{44}Ru_{44}$	0.110	-	0.002	-	0.023	-	0.0023	-
${}^{90}_{44}Ru_{46}$	0.180	-	0.003	-	0.042	-	0.0035	-
${}^{92}_{44}Ru_{48}$	0.210	-	0.005	-	0.049	-	0.0070	-
${}^{94}_{44}Ru_{50}$	0.252	-	0.006	-	0.077	-	0.0040	-
${}^{96}_{44}Ru_{52}$	0.291	0.266	0.094	0.098	0.085	-	0.0011	0.001
${}^{98}_{44}Ru_{54}$	0.353	0.372	0.105	0.107	0.082	-	0.1010	0.1100
${}^{100}_{44}Ru_{56}$	0.450	0.482	0.125	0.143	0.082	0.097	0.1026	0.1000
${}^{102}_{44}Ru_{58}$	0.586	0.652	0.150	0.220	0.084	0.099	0.1093	0.1170
${}^{104}_{44}Ru_{60}$	0.780	0.830	0.180	0.23	0.069	0.073	0.1038	0.1200
${}^{106}_{44}Ru_{62}$	0.861		0.207	-	0.042	-	0.1039	-
${}^{108}_{44}Ru_{64}$	0.095	1.030	0.260	0.310	0.030	-	0.1142	-
${}^{110}_{44}Ru_{66}$	0.991	1.110	0.242	-	0.011	-	0.1589	-
${}^{112}_{44}Ru_{68}$	1.010	1,120	0.219	-	0.006	-	0.1590	-
${}^{114}_{44}Ru_{70}$	0.750	-	0.199	-	0.003	-	0.1700	-
${}^{116}_{44}Ru_{72}$	0.650	-	0.178	-	0.002	-	0.186	-



Şekil 27. $^{88-116}_{44}Ru$ çekirdeklerinin B(E2; $4_1 \rightarrow 2_1$) geçiş oranının nötron sayısıyla değişimi



Şekil 28. ${}^{88-116}_{44}Ru$ çekirdeklerinin B(E2; $2_2 \rightarrow 2_1$) geçiş oranının nötron sayısıyla değişimi



Şekil 29. ${}^{88-116}_{44}Ru$ çekirdeklerinin B(E2; $0_2 \rightarrow 2_1$) geçiş oranının nötron sayısıyla değişimi

Alçak düzeyler çift-çift çekirdeklerde nükleer yapının iyi bilinen karakteristiklerinden olmasına rağmen, geri kalan düzeyler üzerinden bunların enerji bağıntıları üzerinde çok çalışma yapılmamıştır. E(4_1^+) ve E(2_1^+) uyarım enerji seviye değerleri titreşim$\rightarrow$döneç biçim geçişi hakkında önemli bilgiler vermektedir.

$$R_{4/2} \;=\; E(4_1^+)/E(2_1^+) \tag{63}$$

ile tanımlanan uyarım enerji seviye değerlerinin oranı sihirli sayı çekirdeklerinde 1.2 – 1.6, titreşim çekirdeklerinde 2.0 – 2.2, geçiş çekirdeklerinde [U(5)$\rightarrow$O(6)] 2.5 – 3.0 ve oldukça deforme olmuş çekirdeklerde ise 3.3 civarında değerler verir (Casten vd.,1993).

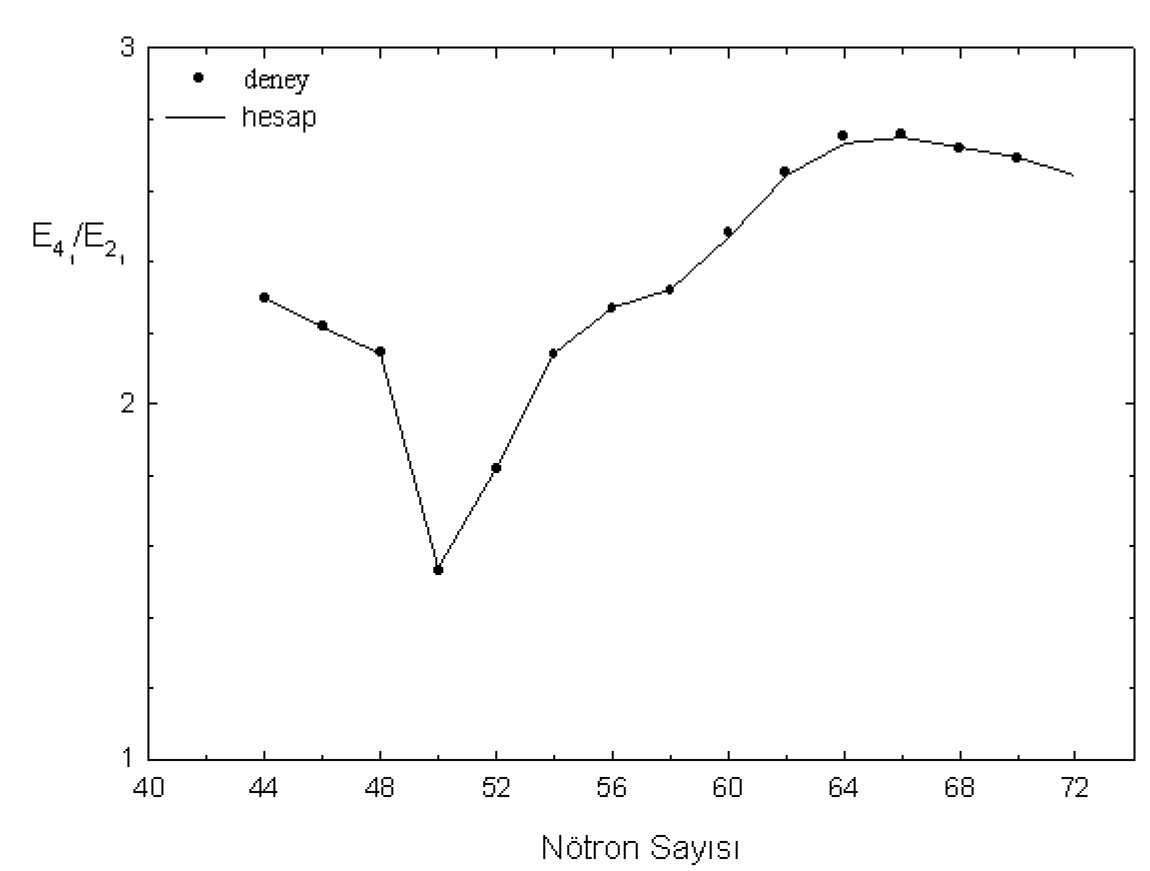
Bu çalışmada $^{88-116}_{44}Ru$ çekirdeklerinin bu kritere uygunluğu araştırıldı. Tablo 26 $^{88-116}_{44}Ru$ çekirdekleri için $R_{4/2}$ oranlarını vermektedir. Ru çekirdekleri için sonuçlar aşağıdadır:

$^{88-116}_{44}Ru$ izotopları için $E(4_1^+) / E(2_1^+)$ oranının nötron sayısına göre değişimi, hem deneysel hem de hesaplanan değerleriyle Şekil 30'da verildi. Bu grafik 2.3 civarında başlayıp, $^{94}_{44}Ru_{50}$ sihirli sayı çekirdeğinde 1.5'e düşmektedir. $^{100}_{44}Ru_{56}$ çekirdeğinde yine 2.3 değerine yükselmekte ve 64-66 nötron sayılarında 2.75 değerine ulaşmaktadır.

Buna göre $^{88-92}_{44}Ru$ ve $^{96-102}_{44}Ru$ çekirdekleri titreşim çekirdeği, öte yandan $^{104-116}_{44}Ru$ çekirdekleri ise geçiş çekirdeği (U(5)→O(6)) özelliğine sahiptir.

Tablo 26. $^{88-116}_{44}Ru$ çekirdekleri için $R_{4/2}$ oranları

	Hesap	Deney
$^{88}_{44}Ru_{44}$	2.3	2.3
$^{90}_{44}Ru_{46}$	2.2	2.2
$^{92}_{44}Ru_{48}$	2.14	2.14
$^{94}_{44}Ru_{50}$	1.54	1.53
$^{96}_{44}Ru_{52}$	1.82	1.82
$^{98}_{44}Ru_{54}$	2.15	2.15
$^{100}_{44}Ru_{56}$	2.27	2.27
$^{102}_{44}Ru_{58}$	2.31	2.33
$^{104}_{44}Ru_{60}$	2.47	2.48
$^{106}_{44}Ru_{62}$	2.64	2.65
$^{108}_{44}Ru_{64}$	2.73	2.74
$^{110}_{44}Ru_{66}$	2.72	2.72
$^{112}_{44}Ru_{68}$	2.72	2.72
$^{114}_{44}Ru_{70}$	2.69	2.69
$^{116}_{44}Ru_{72}$	2.64	-



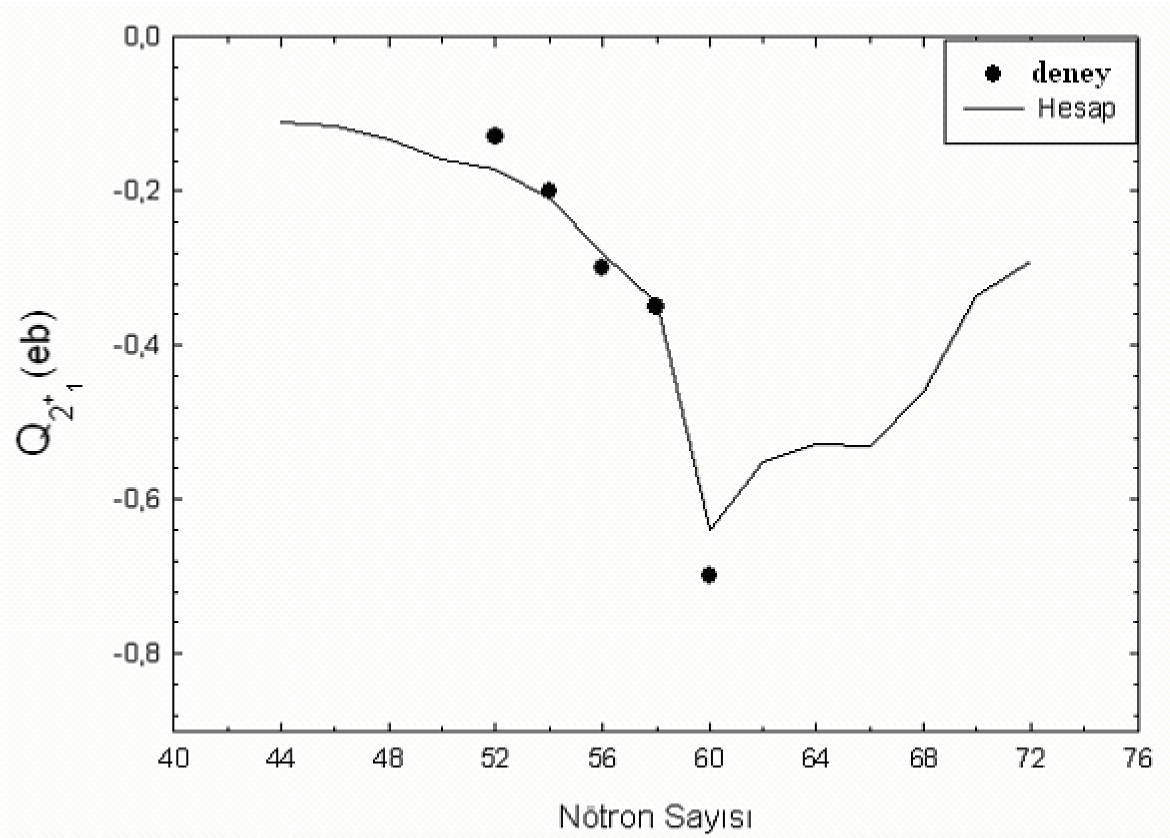
Şekil 30. ${}^{88-116}_{44}Ru$ çekirdekleri için $R_{4/2}$ oranlarının nötron sayısıyla değişimi

3.4. $^{88-116}_{44}Ru$ Çekirdeklerinin Kuadrupol Momentleri

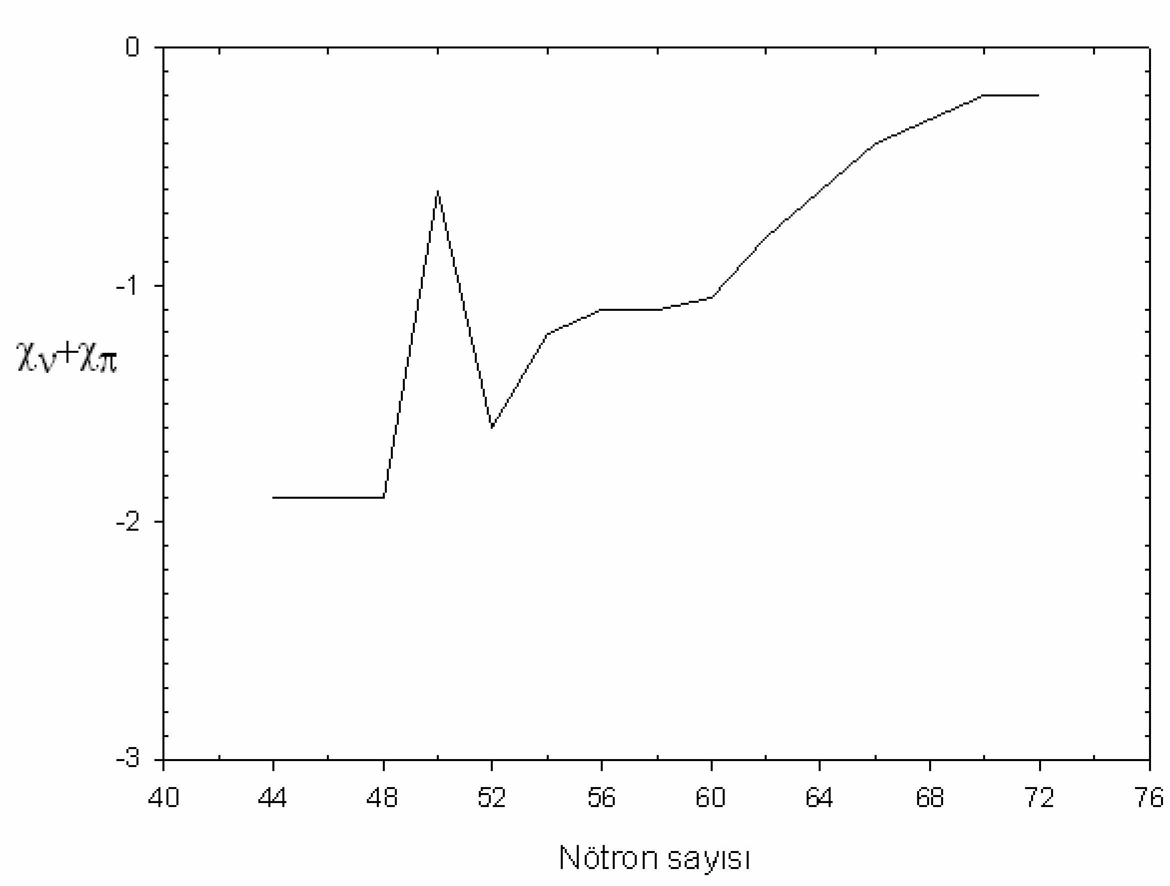
Hesaplanan $Q_{2_1^+}$ değerlerinin deneysel verilerle (De Frenne vd.,1989; De Frenne ve Jacobs,1992; Blachot,1991; De Frenne ve Jacobs,1994; De Frenne ve Jacobs,1991, Singh ve Szucs,1990; Singh,1992; Marginean vd., 2001; Klein vd.,2002; Genilloud vd., 2001; NNDC veri tabanı) hem işaret hem de büyüklük bakımından çok iyi bir uyum içinde olduğu görüldü. Tablo 26 Ru izotoplarının hesaplanan ve deneysel $Q_{2_1^+}$ kuadrupol moment değerlerini vermektedir. $Q_{2_1^+}$ kuadrupol momentlerinin nötron sayısına göre değişimi Şekil 31'de verildi. Kuadrupol momentler nötron sayısının 52 olduğu yerde maksimum yaptıktan sonra azalmaya başladığı, 60 nötron sayısında yani yarı tabaka civarında minimuma düştüğü ve ardından artarak yükseldiği görüldü. Bu değişim χ_ν ve χ_π ile ilgilidir (Casten vd.,1993). $Q_{2_1^+}$ kütle numarasının (veya bozon sayısı ya da nötron sayısı) bir fonksiyonu değildir. $Q_{2_1^+}$, κ ve $(\chi_\nu + \chi_\pi)$ 'ye duyarlı bir şekilde bağlıdır. Nötron sayısına göre $Q_{2_1^+}$ ve $(\chi_\nu + \chi_\pi)$ 'nin değişimi aynıdır. χ parametreleri bozon sisteminin temel doğasını kontrol ettiğinden şekil parametreleri olarak adlandırılır (Druce vd.,1987). $(\chi_\nu + \chi_\pi)$ 'nin nötron sayına göre değişimine baktığımızda (Şekil 32) nötron sayısının 50 olduğu yerde bir maksimum yaparken, 52'de bir azalma, ardından 54'den itibaren belli bir artış görüldü. κ 'nın nötron sayısı ile ilişkisi Şekil 33'de verildi. 50 sihirli nötron sayısından itibaren düzenli bir azalma görülmekte ve 62 nötron sayısından itibaren ise değişim sabittir. κ 'nın nötron sayısı ile ilişkisi $Q_{2_1^+}$ - nötron sayısı değişimi grafiğine benzerdir. 62 nötron sayısından itibaren $Q_{2_1^+}$ de artış görüldü.

Tablo 27. ${}^{88-116}_{44}Ru$ çekirdekleri için kuadrupol momentler

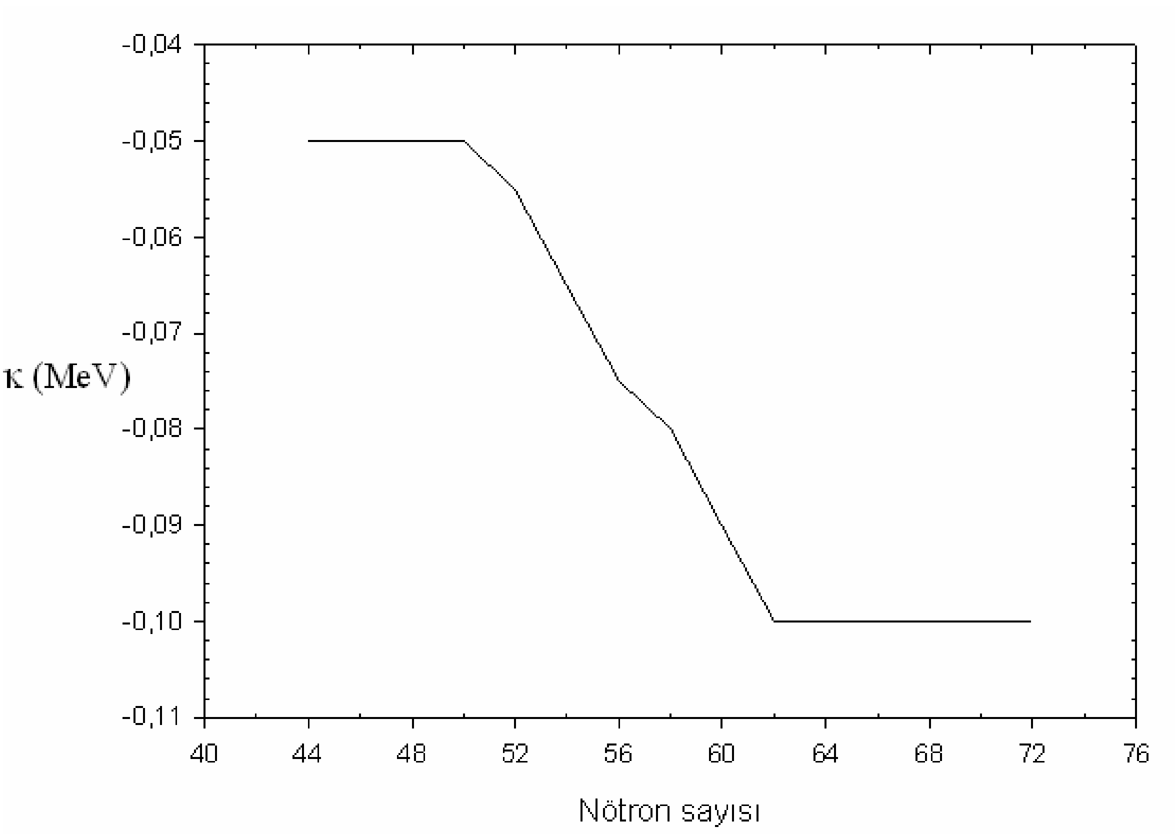
	Hesap	Deney
${}^{88}_{44}Ru_{44}$	-0.110	-
${}^{90}_{44}Ru_{46}$	-0.115	-
${}^{92}_{44}Ru_{48}$	-0.132	-
${}^{94}_{44}Ru_{50}$	-0.158	-
${}^{96}_{44}Ru_{52}$	-0.170	-0.13
${}^{98}_{44}Ru_{54}$	-0.210	-0.20
${}^{100}_{44}Ru_{56}$	-0.280	-0.30
${}^{102}_{44}Ru_{58}$	-0.345	-0.350
${}^{104}_{44}Ru_{60}$	-0.640	-0.700
${}^{106}_{44}Ru_{62}$	-0.550	-
${}^{108}_{44}Ru_{64}$	-0.528	-
${}^{110}_{44}Ru_{66}$	-0.530	-
${}^{112}_{44}Ru_{68}$	-0.461	-
${}^{114}_{44}Ru_{70}$	-0.337	-
${}^{116}_{44}Ru_{72}$	-0.290	-



Şekil 31. $^{88-116}_{44}Ru$ çekirdeklerinin kuadrupol momentlerinin nötron sayısıyla değişimi



Şekil 32. ${}^{88-116}_{44}Ru$ çekirdekleri için ($\chi_\nu + \chi_\pi$) ile nötron sayısının ilişkisi



Şekil 33. $^{88-116}_{44}Ru$ çekirdekleri için κ ile nötron sayısının ilişkisi

3.5. $^{88-116}_{44}Ru$ Çekirdeklerinin B(M1) Geçiş Oranları ve Magnetik Momentleri

$^{96,98,100,104}_{44}Ru$ çekirdeklerinin deneysel B(M1;2_2→2_1), B(M1;2_3→2_1), B(M1;2_3→2_2), B(M1;3_1→2_1), B(M1;3_1→4_1) değerleri (NNDC veri tabanı) ile NPBOS (NPBTRN) hesaplamaları iyi bir uyum göstermektedir. Tablo 28 sonuçları karşılaştırmalı olarak vermektedir.

Tablo 28. $^{96,98,100,104}_{44}Ru$ çekirdekleri için BM1 (μ_N^2) değerleri

	2_2→2_1		2_3→2_1		2_3→2_2		3_1→2_1		3_1→4_1	
	Deney	Hesap	Deney	Hesap	Deney	Hesap	Deney	Hesap	Deney	Hesap
^{96}Ru	0.034	0.030	0.78	0.75	-----	-----	-----	-----	-----	-----
^{98}Ru	16x10^{-5}	23x10^{-5}	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----
^{100}Ru	0.0029	0.0034	0.0043	0.0037	< 0.027	0.011	43x10^{-5}	35x10^{-5}	21x10^{-4}	17x10^{-4}
^{104}Ru	0.0003	0.0003	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----

^{96}Ru çekirdeğinin B(M1;2_2→2_1), B(M1;2_3→2_1) hesaplanan değerleri deneysel verilerle uyumludur. ^{98}Ru çekirdeği için bir deneysel veri (NNDC veri tabanı) mevcut olup, hesap sonucu deneysel değerden biraz yüksek çıkmıştır. ^{100}Ru çekirdeği için deneysel B(M1;2_2→2_1), B(M1;2_3→2_1), B(M1;2_3→2_2), B(M1;3_1→2_1), B(M1;3_1→4_1) değerleri (NNDC veri tabanı) hesaplarla örtüşmektedir. ^{104}Ru çekirdeği için sadece B(M1;2_2→2_1) sonucu vardır ve hesapla tam değerde elde edilmiştir.

B(M1) geçiş oranı g_ν ve g_π-bozon çarpanlarına bağlıdır. M1 işlemcisindeki parametreler için g_ν-nötron bozon ve g_π-proton bozon g-çarpanları için $g_\nu = 0.15\mu_\nu$ ve $g_\pi = 0.7\mu_\nu$ değerleri hesaplamada kullanıldı.

Durumların g-çarpanları;

$$g_L = \frac{\mu_L}{L} \tag{64}$$

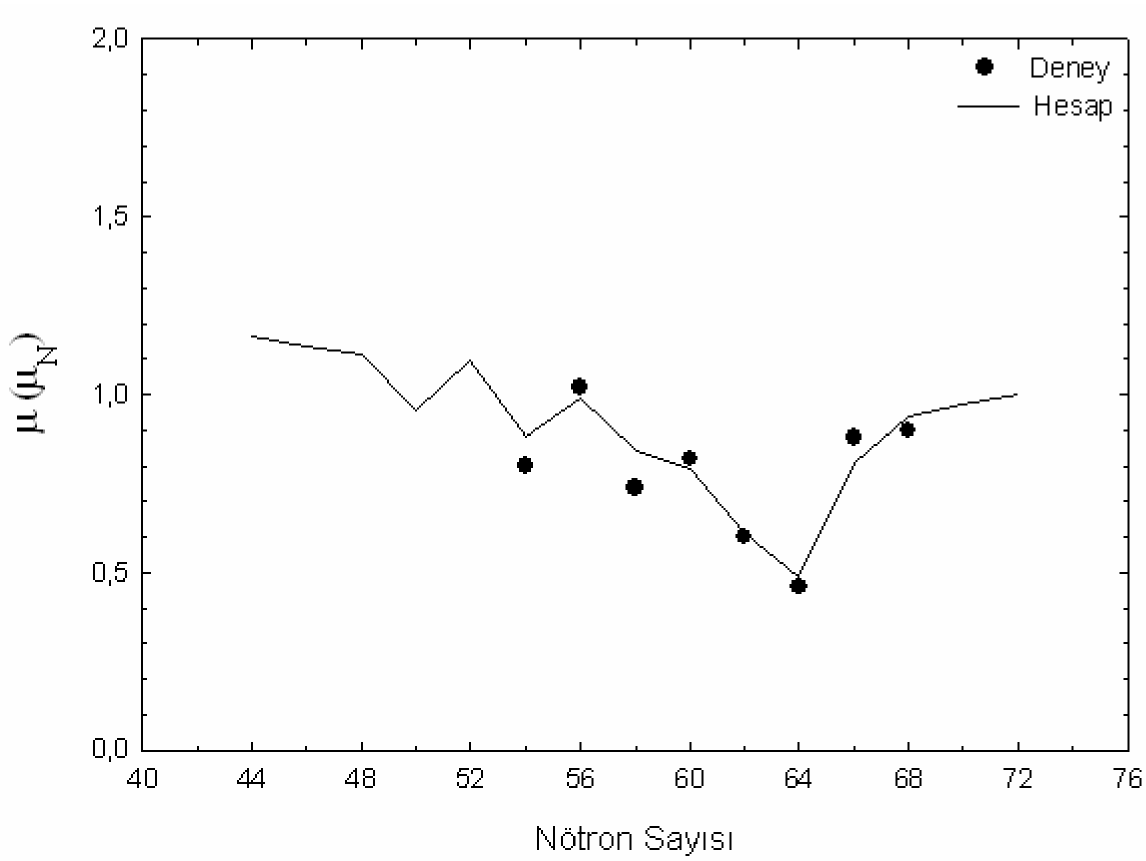
şeklinde tanımlanır (Lipas vd., 1990). L açısal momentum olmak üzere hesaplanan $g_{2_1^+}$ değeri , L =2 için 2_1^+ seviyesinin $\mu_{2_1^+}$ magnetik momentini verir. Tablo 29'da $^{88-116}_{44}Ru$ çekirdekleri için $g_{2_1^+}$ ve $\mu_{2_1^+}$ magnetik momentleri verildi. Şekil 34, $^{88-116}_{44}Ru$ çekirdekleri için μ_L ile nötron sayısı ilişkisini vermektedir. Deneysel μ_L değerleri kaynaklar NNDC veri tabanı'dan alındı. $g_{2_1^+}$ ile nötron sayısı arasında;

$$g_{2_1^+} = \frac{Z}{A} \tag{65}$$

bağıntısı (Yılmaz,1998) olduğundan nötron sayısı arttıkça $g_{2_1^+}$ yani μ_L azalmaktadır.

Tablo 29. ${}^{88-116}_{44}Ru$ çekirdekleri için magnetik momentler

	μ (μ_N)	
	Hesap	**Deney**
${}^{88}_{44}Ru_{44}$	1.1650	-
${}^{90}_{44}Ru_{46}$	1.1370	-
${}^{92}_{44}Ru_{48}$	1.1110	-
${}^{94}_{44}Ru_{50}$	0.9530	-
${}^{96}_{44}Ru_{52}$	1.0960	-
${}^{98}_{44}Ru_{54}$	0.8810	0.8000
${}^{100}_{44}Ru_{56}$	0.9900	1.0200
${}^{102}_{44}Ru_{58}$	0.8450	0.7400
${}^{104}_{44}Ru_{60}$	0.7900	0.8200
${}^{106}_{44}Ru_{62}$	0.6100	0.6000
${}^{108}_{44}Ru_{64}$	0.4900	0.4600
${}^{110}_{44}Ru_{66}$	0.8110	0.8800
${}^{112}_{44}Ru_{68}$	0.9360	0.9000
${}^{114}_{44}Ru_{70}$	0.9740	-
${}^{116}_{44}Ru_{72}$	0.9980	-



Şekil 34. ${}^{88-116}_{44}Ru$ çekirdekleri için μ ile nötron sayısının ilişkisi

3.6. ${}^{88-116}_{44}Ru$ Çekirdeklerinin Karışım Oranları

${}^{88-116}_{44}Ru$ çekirdeklerinin $2_2 \rightarrow 2_1$, $3_1 \rightarrow 2_1$, $2_3 \rightarrow 2_1$ ve $3_2 \rightarrow 2_2$ geçişleriyle ilgili δ(E2/M1) karışım oranları (NNDC veri tabanı) NPBTRN programının hesapladığı indirgenmiş matris elemanları yardımıyla belirlendi. γ-ışınlarının multipol karışım oranları nükleer yapının anlaşılmasında kullanılan duyarlı bir araçtır. E2/M1 karışım oranı δ(E2/M1) kolektiflik olgusunun incelenmesinde ve çekirdek modeli tanımlamaları için özel bir öneme sahiptir (Mizusaki ve Otsuka,1996). Karışım oranını tanımlayan bağıntı denklem 55 ile verildi. NPBTRN programının hesapladığı indirgenmiş matris elemanlarının nasıl irdelendiği ve değerlendirildiği (Yılmaz,1998)'de verildi.

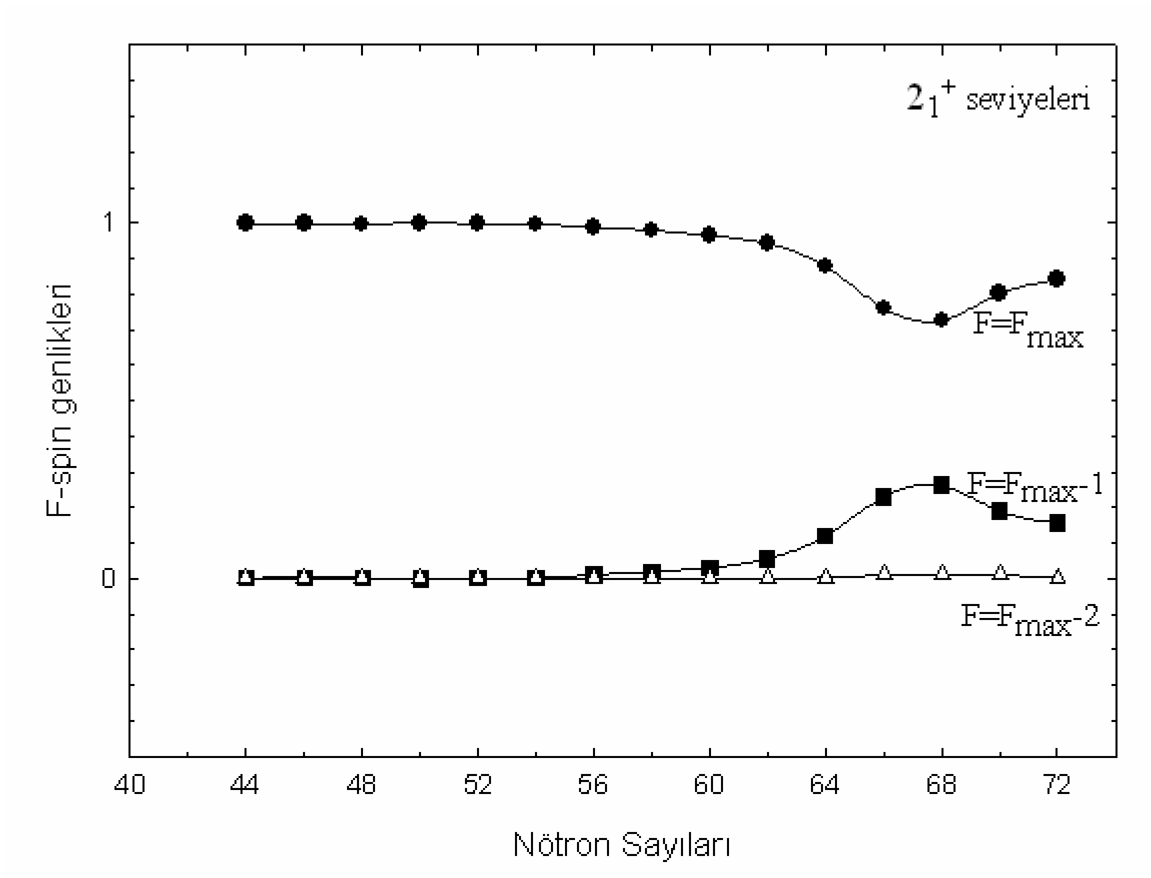
δ(E2/M1) karışım oranlarının deneysel ve hesaplanan değerleri Tablo30'da verildi. δ(E2/M1) enerjiye ve özellikle indirgenmiş matris elemanlarına bağlıdır. Tablo 30 deneysel ve hesaplanmış olan δ(E2/M1) karışım oranlarının hem işaret hem de büyüklük bakımından mükemmel uyumunu göstermektedir.

Tablo30. ${}^{88-116}_{44}Ru$ çekirdeklerinin karışım oranları

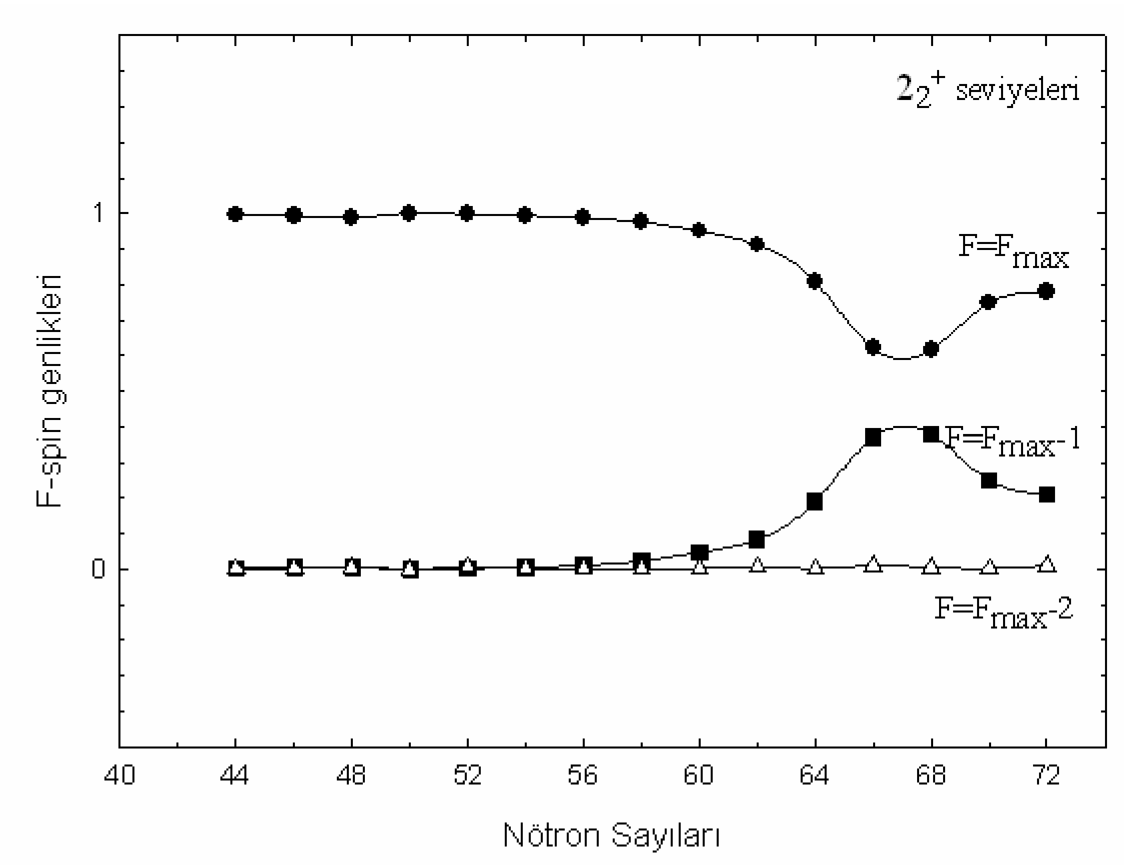
	$2_2 \rightarrow 2_1$		$3_1 \rightarrow 2_1$		$2_3 \rightarrow 2_1$		$3_2 \rightarrow 2_2$	
	deney	hesap	deney	hesap	deney	hesap	deney	hesap
^{96}Ru	-5.2	-6.3	-----	-0.35	0.03	-0.09	----	12.2
^{98}Ru	13	16.1	<-0.2	0.004	-----	4.7	2.8	3.9
^{100}Ru	3.2	2.8	----	-8.9	-----	1.4	----	-4.6
^{102}Ru	-60	-53.9	-8.4	-7.7	0.25	0.23	-7.2	-8.7
^{104}Ru	-9	-8.5	-4.3	-5.9	0.45	0.52	----	-23.1
^{106}Ru	7.1	7.8	-7.5	-6.4	0.41	0.37	----	-11.3

3.7. ${}^{88-116}_{44}Ru$ Çekirdeklerinin F-Spin Genlikleri

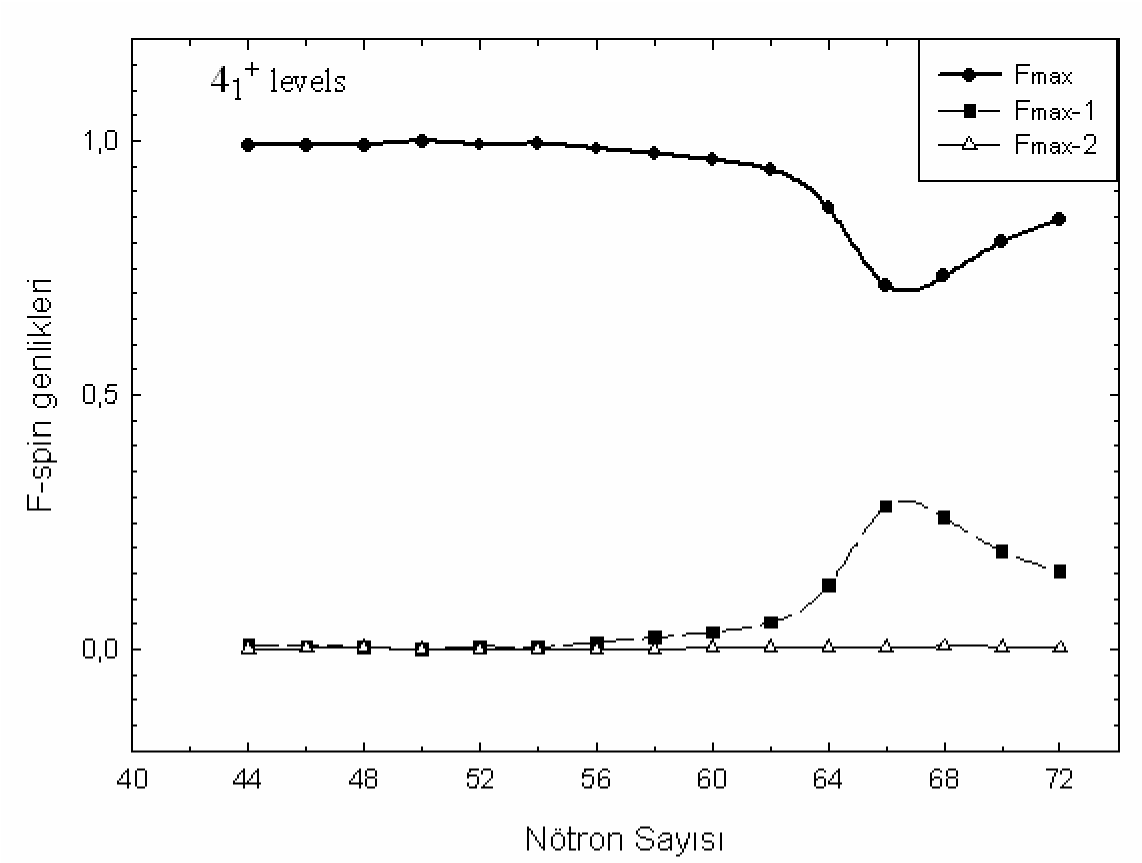
Bu çalışmada $^{88\text{-}116}$Ru çekirdeklerinin 2_1^+, 2_2^+, 2_3^+, 3_1^+ ve 4_1^+ durumlarının F-spin genlikleri hesaplandı. 2_1^+, 2_2^+ ve 4_1^+ öz durumlarında $F = F_{maks}$ bileşeni etkinken, 2_3^+ ve 3_1^+ durumlarında en büyük katkı ise $F = F_{maks} - 1$ bileşeninden gelir. İncelediğimiz tüm Ru çekirdeklerinin 2_1^+, 2_2^+ ve 4_1^+ öz durumlarında Şekil 35, 36 ve 37'de görüldüğü gibi $F = F_{maks}$ bileşeni hakimdir. İncelenen çekirdek zincirindeki bu durumlar tümüyle tam simetrik bir yapıyı göstermektedir. $F = F_{maks}$ bileşeninin olasılığı en azından 0.6 olduğundan, 2_3^+ durumu için Şekil 38'e baktığımızda, ^{92}Ru, ^{96}Ru, $^{110\text{-}116}$Ru çekirdeklerinin karışmış durumlara sahip olduğunu görürüz. 3_1^+ durumu için Şekil 39'u incelediğimizde ise ^{92}Ru, ^{96}Ru, ^{100}Ru, $^{110\text{-}116}$Ru çekirdeklerinin karışmış durumlara sahip olduğunu görmekteyiz (Yılmaz ve Kuruoğlu,2006).



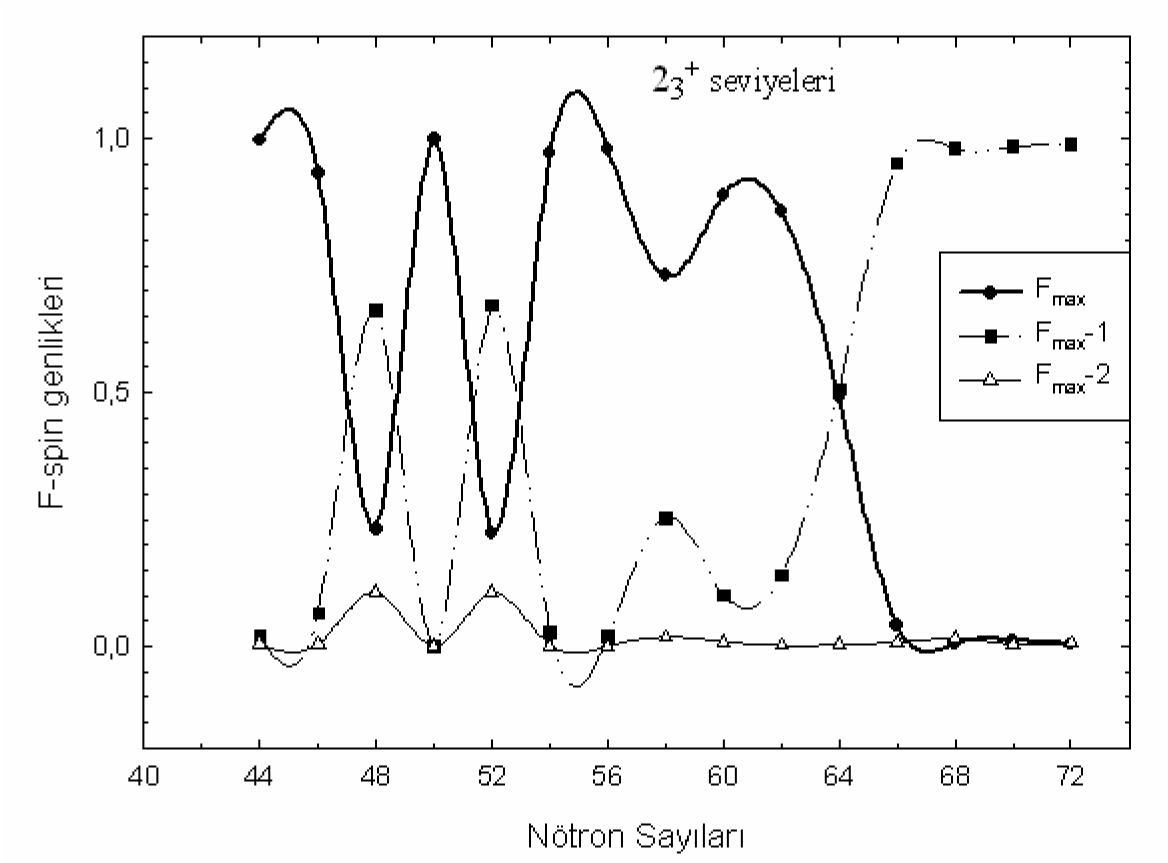
Şekil 35. 2_1^+ durumlarının F-spin genlikleri



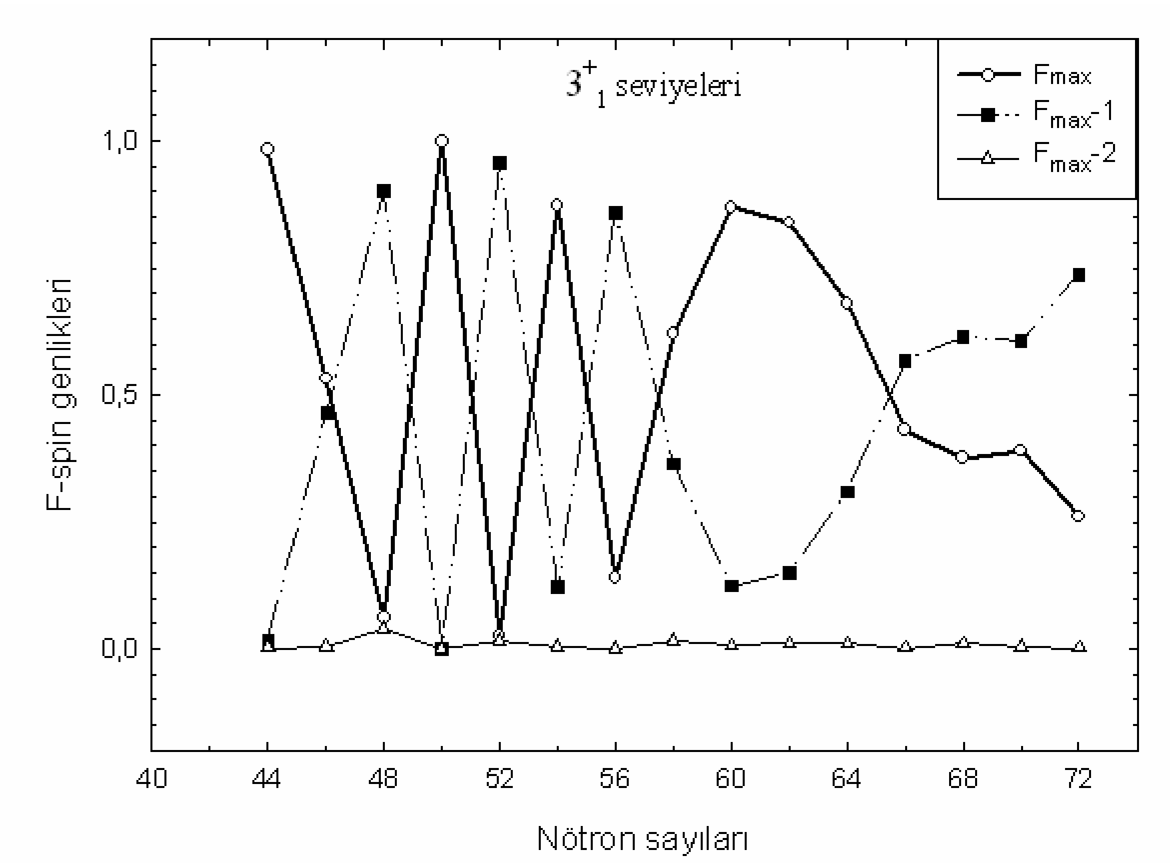
Şekil 36. 2_2^+ durumlarının F-spin genlikleri



Şekil 37. 4_1^+ durumlarının F-spin genlikleri



Şekil 38. 2_3^+ durumlarının F-spin genlikleri



Şekil 39. 3_1^+ durumlarının F-spin genlikleri

4. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Rutenyum izotoplarının nükleer yapısı uzun yıllardan beri değişik modeller (Tabaka modeli, Hartree-Fock-Bogoliubov metodu, IBM-1, Geometrik kolektif model, …) altında incelenmektedir. Bu çalışmada çift-çift rutenyum çekirdeklerinden 88-116 kütle numaralı olanların sistematik incelenmesi Etkileşen Bozon Modeli-2 (IBM-2) çerçevesinde yapılmıştır. Böylece ${}^{88-116}_{44}Ru$ çekirdeklerinin enerji seviye spektrumu, seviyeler arası B(E2) ve B(M1) geçiş oranları, $E(4_1^+)/E(2_1^+)$ enerji oranları, kuadrupol momentler, magnetik momentler hesaplandı ve elde edilen sonuçların deneysel verilerle çok iyi bir uyum içinde olduğu görüldü.

Taban durum enerji bandı incelenen bütün çekirdeklerde çok iyi bir şekilde yeniden elde edildi. Hesaplanan $2_1^+,\ 4_1^+,\ 6_1^+,\ 8_1^+,\ 10_1^+$, 2_2^+ , $3_1^+,\ 4_2^+,\ 5_1^+,\ 6_2^+,\ 7_1^+,\ 8_2^+$, $0_2^+,\ 2_3^+,\ 0_3^+,\ 2_4^+,\ 4_3^+$ enerji seviye değerleri deneysel değerlerle hemen hemen aynı elde edildi. İncelenen rutenyum çekirdeklerinde genelde enerji seviyeleri 50 sihirli sayısında ve 56 nötron sayısında maksimuma ve 62 nötron sayısında ise ya minimuma sahip oldu ya da minimumun başlangıç değeri oldu. Bu sonuç tabakanın dolmaya başlaması ve yarı tabaka dolması ile ilgilidir. Hesaplanan 3_1^+ seviye enerjisi ağır rutenyum çekirdeklerinde deneysel değerden yüksek çıktı. Bunun sebebi Hamiltonyendeki Majorana teriminin varlığıdır. Majorana etkileşmesi daha düşük proton-nötron simetrili durumları, maksimum simetrili durumlara göre, daha az itmektedir. Bu nedenle çekirdeklerdeki Z = 40 alt tabakasından öteye geçen protonlar izinsiz seviye karışmasına neden olmaktadır. Aynı şekilde 4_3^+ seviyesinin beklenenden yüksek çıkması 2p-2h (2-parçacık-2-boşluk) durumundan ileri gelmektedir. Bu durum izinsiz geçişlerin olmasına ve seviye karışımlarına neden olmaktadır. $6_1^+,\ 8_1^+,\ 10_1^+$ gibi yüksek açısal momentumlu seviyelerin enerjisinin bile deneysel değerlerle uyumlu olması, bu modelin rutenyum çekirdeklerinin incelenmesi için ideal olduğunu da göstermektedir.

Seviyeler arası B(E2) ve B(M1) geçiş oranlarının hesapla elde edilen değerleri deneysel verilerle uyumludur.

${}^{88-116}_{44}Ru$ izotopları için E(4_1^+) / E(2_1^+) oranının nötron sayısına göre değişimi, hem deneysel hem de hesaplanan değerleriyle uyumludur. İlgili grafik 2.3 civarında başlayıp, ${}^{94}_{44}Ru_{50}$ sihirli sayı çekirdeğinde 1.5'e düşmektedir. ${}^{100}_{44}Ru_{56}$ çekirdeğinde yine 2.3 değerine yükselmekte ve 64-66 nötron sayılarında 2.75 değerine ulaşmaktadır.

Buna göre ${}^{88-92}_{44}Ru$ ve ${}^{96-102}_{44}Ru$ çekirdekleri titreşim çekirdeği, öte yandan ${}^{104-116}_{44}Ru$ çekirdekleri ise geçiş çekirdeği (U(5)$\rightarrow$O(6)) özelliğine sahiptir.

Hesaplanan $Q_{2_1^+}$ değerleri deneysel verilerle hem işaret hem de büyüklük bakımından çok iyi bir uyum içindedir. Kuadrupol momentler nötron sayısının 52 olduğu yerde maksimum yaptıktan sonra azalmaya başladığı, 60 nötron sayısında yani yarı tabaka civarında minimuma düştüğü ve ardından artarak yükseldiği görüldü. Bu değişim χ_ν ve χ_π ile ilgilidir. $Q_{2_1^+}$ kütle numarasının (veya bozon sayısı ya da nötron sayısı) bir fonksiyonu değildir. $Q_{2_1^+}$, κ ve (χ_ν + χ_π) 'ye duyarlı bir şekilde bağlıdır. Nötron sayısına göre $Q_{2_1^+}$ ve (χ_ν + χ_π) 'nin değişimi aynıdır. χ parametreleri bozon sisteminin temel doğasını kontrol ettiğinden şekil parametreleri olarak adlandırılır.

${}^{96,98,100,104}_{44}Ru$ çekirdeklerinin deneysel B(M1;$2_2\rightarrow2_1$), B(M1;$2_3\rightarrow2_1$), B(M1;$2_3\rightarrow2_2$), B(M1;$3_1\rightarrow2_1$), B(M1;$3_1\rightarrow4_1$) değerleri ile NPBOS (NPBTRN) hesaplamaları iyi bir uyum göstermektedir.

İncelenen rutenyum çekirdeklerinin magnetik momentleri deneyle hesabın uygunluğunu sergilemektedir. Magnetik moment değeri 64 nötron sayısında minimum yapmakta ve ardından artmaktadır.

${}^{88-116}_{44}Ru$ çekirdeklerinin $2_2\rightarrow2_1$, $3_1\rightarrow2_1$, $2_3\rightarrow2_1$ ve $3_2\rightarrow2_2$ geçişleriyle ilgili δ(E2/M1) karışım oranları NPBTRN programının hesapladığı indirgenmiş matris elemanları yardımıyla belirlendi. Deneysel ve hesaplanmış olan δ(E2/M1) karışım oranları arasında hem işaret hem de büyüklük bakımından mükemmel uyum elde edildi.

${}^{88-116}$Ru çekirdeklerinin 2_1^+, 2_2^+, 2_3^+, 3_1^+ ve 4_1^+ durumlarının F-spin genlikleri hesaplandı. . İncelenen tüm Ru çekirdeklerinin 2_1^+, 2_2^+ ve 4_1^+ öz durumlarında $F = F_{maks}$ bileşeni hakimdir. Bu çekirdek zincirindeki bu durumlar tümüyle tam simetrik bir yapıyı göstermektedir. 2_3^+ durumu için ^{92}Ru, ^{96}Ru, ${}^{110-116}$Ru çekirdeklerinin karışmış durumlara sahip olduğunu gördük. 3_1^+ durumu için ise ^{92}Ru, ^{96}Ru, ^{100}Ru,${}^{110-116}$Ru çekirdeklerinin karışmış durumlara sahip olduğunu görmekteyiz.

Nötron-nötron ve proton-proton etkileşme terimleri olan CLN ve CLP (L=0,2,4) parametrelerinin hesaplamalarda önemli etkisi olmadığından sıfır alındı.

Nötron-proton etkileşmesi her yerde etkindir.

Majorana kuvvetinin önemli olduğu ve bu parametrenin sıfırdan farklı olarak alınması gerektiği açıktır.

Sonuç olarak; Hamiltonyen parametrelerinin uygun seçilmesiyle her bir rutenyum çekirdeğinin seviye enerjileri, B(E2), B(M1) geçiş oranları, magnetik momentler ve karışım oranlarını veren indirgenmiş matris elemanları, F-spin genlikleri bir bütün olarak deneysel verilerle uygun olacak şekilde, aynı anda elde edildi . Sonuçların uyumlu ve doğru olarak elde edilmesi, Hamiltonyen parametrelerinin ve diğer Etkileşen Bozon Modeli parametrelerinin isabetli olarak seçildiğini göstermektedir.

Bu çalışmanın devamı olarak rutenyum çekirdeklerinin başka bir nükleer model ile incelenmesi de gerçekleştirilebilir.

5. KAYNAKLAR

Arima, A. ve Iachello F., 1975. Collective Nuclear States as Representations of a SU(6) Group, Phys. Rev. Lett. 35, 1069-1072.

Arima, A. ve Iachello, F., 1976. Interacting Boson Model of Collective States: I. The Vibrational Limit, Annuals of Physics (New York), 99, 253 – 317.

Arima, A., Otsuka, T., Iachello, F. ve Talmi, I., 1977. Collective Nuclear States as Symmetric Couplings of Proton and Neutron Excitations, Physics Letters 66B, 205-208.

Arima, A. ve Iachello, F., 1978. Interacting Boson Model of Collective Nuclear States: II. The Rotational Limit, Annuals of Physics (New York) 111, 201-238.

Arima, A. ve Iachello, F., 1979. Interacting Boson Model of Collective Nuclear States: IV. The O(6) Limit, Annuals of Physics , (New York),3, 468-492.

Arima, A. ve Iachello, F., 1984. The Interacting Boson Model, in Advanced in Nuclear Physics, 13, 139-200.

Blachot, J., 1991. Nuclear data sheets update for A = 104. Nucl. Data Sheets, 64. 1-77.

Bohr, A. ve Mottelson, B.R., 1999. Nuclear Structure, 1, Second Editon, World Scientific Publishing Co.Pte.Ltd., Singapore.

Bohr, A. ve Mottelson, B.R., 1999. Nuclear Structure, 2, Second Editon, World Scientific Publishing Co.Pte.Ltd., Singapore.

Bonatsos, D., 1988. Interacting Boson Models of Nuclear Structure, Oxford University Press (New York).

Casten, R.F. ve Warner, D.D., 1988. The Interacting Boson Approximation, Rev. of Mod. Phys. 60, No 2, 389-469.

Casten, R.F., Zamfir ve N.V., Brenner, D.S., 1993. Universal Anharmonic Vibrator Description of Nuclei and Critical Nuclear Phase Transitions, Phys. Rev. Lett., 71, 227-230.

Das, A. ve Ferbel, T., 2005. Introduction To Nuclear And particle Physics, Second Editon, World Scientific Publishing Co.Pte.Ltd., Singapore.

De Frene, D., Jacobs E. ve Verboven. M., 1989. Nuclear Data Sheets for A = 112. Nucl.Data Sheets 57. 443-514.

De Frenne, D. ve Jacobs E., 1991. Nuclear data sheets update for A = 102. Nucl.Data Sheets 63. 373-437.

De Frenne, D. ve Jacobs, E., 1992. Nuclear data sheets update for A = 110. Nucl.Data Sheets 67. 809-896.

De Frenne D. ve Jacobs E., 1994. Nuclear Data Sheets Update for A = 106. Nucl.Data Sheets 72. 1-82.

De-Shalit , Talmi, I., 1963. Nuclear Shell Theory, Academic Press, N.Y.

Druce, C.H., Pittel, S., Barret B.R. ve Duval, P.D., 1987. The Interacting Boson Model: Microscopic Calculations For the Mercury Isotopes, Ann. Phys. 176, 114-139.

Eisenberg, M.J. ve Greiner, W., 1975. Nuclear Models, 1, North-Holland Publ. Comp. Amsterdam.

Genilloud, L., Brown, T.B., Corminboeuf, F. , Garrett, P. E., Hannant, C. D., Jolie, J., Warr, N. ve Yates, S. W., 2001. Characterization of the “three-phonon” region of ^{100}Ru. Nucl.Phys. A. 287-301.

Ginocchio, J.N, Frank, W. ve von Brentano, P., 1992. M1-Matrix Elements and F-Spin Symmetry in Nuclei, Nucl. Phys. A541. 211-225.

Hamilton, J.H., Fujioka, J. ve Pinajian, J., McMillan, D.J., 1972. Spin and Parity Assignments and Levels in ^{156}Gd Populated by the Decay of ^{156}Tb, Physical Review C 5 ,1800-1806.

Hamilton, W.D. ve Kumar, K., 1979. The Sign Change in E2:M1 Multipole Mixing Ratios in the Mass-150 Region, J.of Physics G 5,1567-1573.

Hamilton W.D., Irback, A. ve Elliot J.P., 1984. Mixed-Symmetry Interacting Boson Model States in the Nuclei ^{140}Ba, ^{142}Ce,and ^{144}Nd with N=84 , Phys.Rev.Lett. 53, 2469-2472.

Harter, H., von Brentano, P., Gelberg, A. ve Casten R.F., 1985. F-Spin Multiplets in Collective Nuclei, Phys. Rev. C 32. 631-633.

Iachello, F., Puddu, G., Scholten, O., Arima, A. ve Otsuka, T., 1979. A Calculation of Low-Lying Collective States in Even-Even Nuclei, Phys. Lett. B 89, 1-4.

Iachello, F., 1979. Present Status of the Interacting Boson Model, in Interacting Bosons in Nuclear Physics, ed. by Iachello F., Plenum Press, New York., 1-16.

Iachello, F. ve Arima, A., 1987. The Interacting Boson Model, Cambridge University Press, U.K.

Klein, H., Liseskiy, Pietralla, N., Fransen, C., Gade, A. ve Brentano P.von., 2002. Proton-neutron mixed-symmetry 2_{ms}^{+} and 3_{ms}^{+} states in ^{96}Ru. Phys.Rev. C 65. 044315-1/11.

Krane, K.S. ve Steffen, R.M., 1970. Determination of the E2/M1 Multipole Mixing Ratios of the Gamma Transitions in Cd^{110} , Phys.Rev. C 2, 724-734.

Küçükömeroğlu, B., 1992. Etkileşen Bozon Yaklaşıklığının U ve Dy İzotoplarına Uygulamaları, Doktora Tezi, K.T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon.

Langanke, K., Maruhn, J.A. ve Koonin, S.E., (eds.), 1991. Computational Nuclear Physics, 1, Springer Verlag, Berlin, 5.

Lange, J., Kumar, K. ve Hamilton, J.H., 1982. E0-E2-M1 Multiple Admixtures of Transitions in Even-Even Nuclei, Rev.of Modern Phys. 54. 119-194.

Lipas, P.O., Brentano P. ve Gelberg A., 1990. Proton-Neutron Symmetry in Boson Models of Nuclear Structure, Rep.Prog.Phys. 53, 1355-1401

Mach, H., Moszynski, M. ve Casten, R.F., 1989. Picosecond Lifetime Measurements in $^{116-118-120}$Cd and the Structure of Normal and Intruder States, Phys. Rev. Lett. 63, 143-146.

Marginean, N., Rossi, C.A. ve Bucurescu, D., 2001. Observation of the N = Z = 44 ^{88}Ru. Phys.Rev. C 63. 31303-1/5.

Maruhn, J. ve Greiner, W., 1975. The Assymmetric Two-Center Shell Model and Mass Distrubition in Fission, Physics Letters B, 57. 109-112.

Mizusaki, T. ve Otsuka, T., 1996. Microscopic Calculation For O(6) Nuclei by the Interacting Boson Model, Progr. Theo. Phys. 125, 97-150.

NNDC veri tabanı, http://www.nndc.bnl.gov/. (01.01.2009)

Otsuka, T., Arima, A., Iachello, F. ve Talmi, I., 1978. Shell Model Description of Interacting Bosons , Phys. Lett. B 76, 139-143.

Otsuka, T. ve Yoshida, N., 1985. Program NPBOS, Japan Atomic Energy Research Institute report, JAERI-M85-094.

Özdemir, Ö., 2003. Çift-Çift ${}^{96-106}_{42}Mo$ İzotoplarının Nükleer Özelliklerinin Etkileşen Bozon Modeli-2 İle İncelenmesi. Yüksek Lisans Tezi. K.T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon.

Scholten, O., 1979. A Phenomenological Study of Even-Even Nuclei in the Neutron-Proton IBA, in Interacting Bosons in Nuclear Physics, ed. by Iachello, F., Plenum Press, New York., 17-35.

Scholten, O., 1980. The Interacting Boson Approximation Model and Applications, Ph.D. Thesis, reprinted in Michigan State University.

Sakai, M., 1984. Members of Quasi-Ground, Quasi-Beta, Quasi-Gamma and Octupole Bands in Even-Even Nuclei, Atomic Data and Nuclear Data Tables, 31, 399-426.

Sambataro, M. ve Dieperink, A.E.L., 1981. G-Factors in the Neutron-Proton Interacting Boson Approximation, Physics Letters B 107. 249-252.

Singh, B. ve Szucs, J.A., 1990. Nuclear data sheets for A = 100. Nucl. Data Sheets, 60, 1-137.

Singh, B., 1992. Nuclear data sheets update for a = 98. Nucl.Data Sheets, 67, 693-807.

Singh A.J. ve Raina, P.K., 1996. Transition charge densities at the onset of deformations for even-even ${}^{98-112}$Ru nuclei. Phys. Rev. C 53. 1258-1265.

Uluer İ. Ve Böyükata M., http://www.nuclear.gazi.edu.tr/sunu/büyükata, 01.05.2009

Van Isacker, P., Heyde, K., Jolie, J. , Sevrin, A., 1986. The F-Spin Symmetric Limits of the Neutron-Proton Interacting Boson Model, Ann.of Phys.,171, 253-296.

Van Isacker, P., Lipas, P.O., Helimaki, K., Koivistoinen, I. ve Warner, D.D., 1988. IBM-2 Description of M1 Properties in Deformed Nuclei, Nuclear Physics A476, 301-315.

Wolf, A., Casten, R.F. ve Warner, D.D., 1987. G-Factors in Heavy Nuclei and the Proton Neutron Interaction, Physics Letters B ,190,19-24.

Yılmaz, A. H., 1998. Etkileşen Bozon Modeli-2'nin Kadmiyum ve Paladyum İzotoplarına Uygulanması. Doktora tezi. K.T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon.

Yılmaz,A.H. ve Kuruoğlu, M., 2006. Investigation of Even-Even Ru Isotopes in Interacting Boson Model-2. Commun.Theor.Phys., 46, 697-703.

ÖZGEÇMİŞ

1948 yılında Akçaabat'ta doğdu. Pazarcık İlkokulunda ve Akçaabat Ortaokulunda okudu. Ardından sırasıyla Trabzon Erkek İlk Öğretmen Okulundan Ankara Yüksek Öğretmen Okuluna girdi. 1970 yılında Ankara Üniversitesi Fen-Fakültesi Fizik-Matematik Bölümünü bitirdi.

Değişik liselerde fizik öğretmeni olarak çalıştı. Daha sonra Fatih Eğitim Enstitüsü, Fatih Yüksek Öğretmen Okulunda öğretmenlik yaptı. Halen KTÜ Fatih Eğitim Fakültesinde Öğretim Görevlisi olarak çalışmakta olan KURUOĞLU orta derecede İngilizce bilmektedir.