

T.C.
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**ÇİFT-ÇİFT DEFORME ÇEKİRDEKLERDE
KOLEKTİF JİROMANYETİK FAKTÖRLERİN
İNCELENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Tamer KAMIŞ

Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK

Tez Danışmanı : Prof. Dr. Ali Ekber KULİEV

Haziran 2008

T.C.
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**ÇİFT-ÇİFT DEFORME ÇEKİRDEKLERDE
KOLEKTİF JİROMANYETİK FAKTÖRLERİN
İNCELENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Tamer KAMIŞ

Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK

Bu tez 06 / 06 /2008 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Oybirliği ile kabul edilmiştir.


Prof. Dr. Ali Ekber Kuliev
Jüri Başkanı


Prof. Dr. Recep Akkaya
Üye


Prof. Dr. Osman Tutkun
Üye

TEŞEKKÜR

Bu tezi hazırlamamda ve kendimi geliőtirmemde, bana her konuda yardımcı olan, bilgi ve tecrübelerini benden esirgemeyen sayın hocam Prof. Dr. Ali Ekber KULİEV'e sonsuz teşekkür ederim.

Yüksek lisans çalışmalarım süresince benden yardımlarını esirgemeyen fizik bölümü Araştırma Görevlisi Hakan Yakut'a teşekkür ederim.

Lisans ve Yüksek lisans öğrenimim süresince bilgi ve tecrübelerinden yararlandığım ve yararlanmaya devam ettiğim SAÜ Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünün tüm öğretim üyelerine teşekkürü bir borç bilirim.

Yüksek lisans çalışmalarım süresince benden yardımlarını esirgemeyen fizik bölümü araştırma görevlilerine teşekkür ederim.

Yurtiçi yüksek lisans öğrencilerine verilen burs programıyla desteklerini benden esirgemeyen Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Kurumu (TÜBİTAK)'na teşekkürü borç bilirim.

Ayrıca bugüne kadar bana maddi ve manevi her konuda destek veren ve dayanağım olan çok değerli aileme teşekkür ederim.

Tamer KAMIŞ

İÇİNDEKİLER

TEŞEKKÜR.....	ii
İÇİNDEKİLER.....	iii
SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ.....	v
ŞEKİLLER LİSTESİ.....	vii
TABLolar LİSTESİ.....	ix
ÖZET.....	x
SUMMARY.....	xi
BÖLÜM 1.	
GİRİŞ.....	1
BÖLÜM 2.	
BAĞIMSIZ PARÇACIK MODELİ.....	3
2.1. Tek Parçacık Kabuk Modeli.....	3
2.2. Tek Parçacık Modelde Elektromanyetik Geçişler.....	18
2.3. Deforme Çekirdekte Parçacık Seviyeleri.....	30
BÖLÜM 3.	
BİRLEŞİK NÜKLEER MODEL.....	43
3.1. Dönme Dalga Fonksiyonları ve Spektrum.....	43
3.2. Dönme Modelinde Elektromanyetik Geçiş Olasılıkları.....	57
BÖLÜM 4.	
BAĞIMSIZ KUAZİPARÇACIKLAR MODELİ.....	64
4.1. Nükleonların Çiftlenme Korelasyonları.....	64

BÖLÜM 5.	
ÇEKİRDEĞİN STATİK MOMENTLERİ.....	79
5.1. Eylemsizlik Momenti.....	79
BÖLÜM 6.	
DEFORME ÇİFT-ÇİFT ÇEKİRDEKLERDE KOLEKTİF JİROMANYETİK FAKTÖR (g_R).....	90
6.1. Cranking Model.....	90
6.2. Cranking Modelin Yarı Klasik Türetimi.....	91
6.3. Cranking Formülü.....	96
BÖLÜM 7.	
SAYISAL HESAPLAMALAR VE TARTIŞMA.....	101
BÖLÜM 8.	
SONUÇLAR.....	121
KAYNAKLAR.....	123
EK. Süperakışkan Model İle İlgili Ara İşlemler.....	128
ÖZGEÇMİŞ.....	137

SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ

I	: Çekirdeğin toplam açısal momentumu
K	: Çekirdeğin toplam açısal momentumunun simetri eksenini üzerindeki izdüşümü
N	: Baş kuantum sayısı, sayı operatörü ve bir kabuktaki nötron sayısı, genel nötron indisi
Z	: Bir kabuktaki proton sayısı, genel proton indisi
Δ	: Gap parametresi (Eşleme etkileşme parametresi)
λ_N	: Fermi yüzey parametresi (nötronlar için)
E(s)	: Tek parçacık enerjisi
$\varepsilon(s)$: Kuaziparçacık enerjisi
G	: Çiftlenme etkileşmesi güç sabiti
s	: Nötronlar için tek parçacık hallerin indisi
r	: Protonlar için tek parçacık hallerin indisi
v	: Parçacık bulunma olasılığı
u	: Boşluk bulunma olasılığı
a^+, a	: Parçacık yaratma, yoketme operatörleri
α^+, α	: Kuaziparçacık yaratma, yoketme operatörleri
$C_{ss'}^+, C_{ss'}$: Bozon yaratma, yoketme operatörleri
ss' ve rr'	: Nötron ve proton sistemini temsil eden indisler
ψ, φ	: RPA genlikleri
ω	: Açısal hız
χ	: Spin-spin etkileşme sabiti
M1	: Manyetik dipol geçişlerini gösteren nicelik
B(M1)	: İndirgenmiş geçiş ihtimali
μ	: Manyetik dipol operatörü, n-p sistemlerinin genel indisi

ω_0	: Titreşici frekansı
V_{ls}	: Spin-yörünge potansiyeli
V_c	: Coulomb potansiyeli
$B(N,Z)$: Bağlanma enerjisi
ψ_{nljm}	: Kapalı kabukların arasındaki nükleonların dalga fonksiyonu
ξ	: Tek-parçacık seviye yoğunluğu
Ω	: Seviyelerin toplam sayısı
g_s^τ ve g_l^τ	: Nükleonların spin ve yörüngesel jiromanyetik oranları
BCS	: Barden Cooper Shriver
\mathfrak{I}	: Eylemsizlik momenti
g_R	: Dönme g faktör

ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 2.1.	s durumundaki iki parçacık görelî hareketin dalga fonksiyonları..	5
Şekil 2.2.	Harmonik titreşici ve kare kuyu arasında ortada potansiyeldeki tek parçacık seviyelerinin gösterimi.....	12
Şekil 2.3.	Wood-Saxon potansiyeli ve titreşici potansiyeli.....	14
Şekil 2.4.	Çift-çift çekirdeklerde $I^\pi=2^+$ ilk uyarılma seviyelerinin $\epsilon_1(2^+)$ - ϵ_0 enerjileri.....	16
Şekil 2.5.	$8<Z<20$, $8<N<20$ için tek parçacık seviyeleri.....	37
Şekil 2.6.	$50<Z<82$ için tek proton seviyeleri.....	39
Şekil 2.7.	$82<N<126$ için tek nötron seviyeleri.....	40
Şekil 2.8.	$Z>82$ için tek proton seviyeleri.....	41
Şekil 2.9.	$N>126$ için tek nötron seviyeleri.....	42
Şekil 3.1.	Çift-çift çekirdeklerde $I^\pi=2^+$ ilk uyarılma seviyeleri için $B(E2)_{s.p.u.}$ indirgenmiş geçiş olasılıkları.....	44
Şekil 3.2.	Küresel olmayan eksenel simetrik çekirdeklerdeki açısal momentumların birbirleri ile ilişkileri.....	46
Şekil 3.3.	^{170}Hf çekirdeğinin taban seviye dönme bandı.....	51
Şekil 3.4.	Küresel olmayan çift-çift çekirdeklerin taban seviye dönme bantlarının E_1/E_2 oranları.....	52
Şekil 3.5.	^{228}Th çekirdeğinin dönme bantları	53
Şekil 3.6.	^{166}Ho çekirdeğinin dönme bantları.....	54
Şekil 3.7.	^{171}Lu çekirdeğinin dönme bantları.....	56
Şekil 4.1.	Tek-parçacık seviyeleri arasındaki tek-parçacık çifti yoğunluğu dağılımı.....	73
Şekil 4.2.	Tek-parçacık seviyelerdeki parçacıkların dağılımı.....	74
Şekil 5.1.	$150<A<190$ deforme çekirdeklerin eylemsizlik momentleri.....	88
Şekil 5.2.	$228<A<254$ deforme çekirdeklerin eylemsizlik momentleri.....	89

Şekil 7.1.	$150 \leq A \leq 180$ çekirdeklerinin hesaplanan atalet momentleri.....	106
Şekil 7.2.	Gd, Dy, Er, Yb, Hf çekirdeklerinin hesaplanan g_R değerleri.....	106
Şekil 7.3.	Deforme çekirdeklerde g_R değerlerinin kütle numarasına göre değişimi.....	108
Şekil 7.4.	Samaryum çekirdeklerinin hesaplanan g_R değerleri.....	109
Şekil 7.5.	Gadolinyum çekirdeklerinin hesaplanan g_R değerleri.....	109
Şekil 7.6.	Dysporsiyum çekirdeklerinin hesaplanan g_R değerleri.....	110
Şekil 7.7.	Erbiyum çekirdeklerinin hesaplanan g_R değerleri.....	110
Şekil 7.8.	Ytterbium çekirdeklerinin hesaplanan g_R değerleri.....	111
Şekil 7.9.	Hafniyum çekirdeklerinin hesaplanan g_R değerleri.....	111
Şekil 7.10.	Cerium çekirdeklerinin hesaplanan g_R değerleri.....	112
Şekil 7.11.	Neodinyum çekirdeklerinin hesaplanan g_R değerleri.....	112
Şekil 7.12.	Samaryum çekirdeklerinin hesaplanan g_R değerleri.....	113
Şekil 7.13.	Gadolinyum çekirdeklerinin hesaplanan g_R değerleri.....	113
Şekil 7.14.	Dysporsiyum çekirdeklerinin hesaplanan g_R değerleri.....	114
Şekil 7.15.	Erbiyum çekirdeklerinin hesaplanan g_R değerleri.....	114
Şekil 7.16.	Ytterbium çekirdeklerinin hesaplanan g_R değerleri.....	115
Şekil 7.17.	Hafniyum çekirdeklerinin hesaplanan g_R değerleri.....	115
Şekil 7.18.	Farklı iki yaklaşımdan ([73] ve [74]) alınmış Δ_n ve Δ_p gap parametreleriyle elde edilen sonuçlar.....	120

TABLolar LİSTESİ

Tablo 2.1.	Harmonik titreşici kuyusunda tek parçacık durumu.....	8
Tablo 2.2.	Farklı enerji ve çok kutupluluğa sahip elektrik ve manyetik geçişlerin yarı ömürleri.....	30
Tablo 2.3.	Nilsson Dalga Fonksiyonlarının örneği.....	38
Tablo 7.1.	Ele alınan çekirdekler için β_2 deformasyon ve süperakışkan korelasyon parametreleri.....	101
Tablo 7.2.	Tüm çekirdekler için teorik atalet momentlerinin, g_R değerlerinin ve deneysel değerlerle karşılaştırılması.....	104
Tablo 7.3.	Δ_n ve Δ_p parametrelerinin aynı miktarda değiştirilmesinin teorik sonuçlara etkisi.....	116
Tablo 7.4.	β_2 deformasyon parametresinin değiştirilmesinin teorik sonuçlara etkisi.....	117
Tablo 7.5.	Bazı çekirdekler için (6.31) denklemindeki nötron ve proton spin katkılarının hesaplanan g_R faktörüne katkıları.....	118
Tablo 7.6.	^{176}Hf çekirdeği için Δ_n ve Δ_p gap parametrelerinin değişimlerine karşılık gelen teorik sonuçların gösterimi.....	118

ÖZET

Anahtar kelimeler: Jiromanyetik faktör, deforme çekirdekler, atalet momenti.

Bu tez çalışmasında $124 < A < 180$ bölgesindeki çift-çift deforme çekirdeklerin atalet momentleri ve dönme jiromanyetik faktörleri için Cranking model ifadeleri kullanıldı. Woods-Saxon potansiyeli kullanılarak yapılan teorik hesaplamaların sonuçları mevcut deneysel verilerle ve diğer teorilerde hesaplanmış değerlerle karşılaştırıldı.

İyi deforme olmuş çekirdekler için elde edilen teorik sonuçların deneysel değerlerle uyumlu olduğu görüldü. Kolektif jiromanyetik faktörler eşleme etkileşme parametrelerinin değişimine duyarlıdır. Fakat deformasyon parametresinin değişimine göre böyle bir durum söz konusu değildir. Beklendiği gibi iyi deforme çekirdekler için hesaplanan kolektif jiromanyetik faktörlerinin değerleri sıvı damlası modelinden elde edilen Z/A değerlerinden daha küçük olmaktadır.

INVESTIGATIONS OF THE COLLECTIVE GYROMAGNETIC FACTORS IN THE EVEN-EVEN DEFORMED NUCLEI

SUMMARY

Key Words: Gyromagnetic factor, deformed nuclei, moment of inertia.

In this thesis, Cranking model expressions have been used for the moments of inertia and the collective gyromagnetic factors of even-even deformed nuclei in $124 < A < 180$ region. The results of the theoretical calculations made by using Woods-Saxon potential have been compared with the existent experimental data and other theory values.

It has been seen that the results agree with experimental data in region of well-deformed nuclei. The collective gyromagnetic factors are considerably sensitive against changing of pairing gap parameters. However, such a case has not been observed to against changing of deformation parameter. As it is expected, the calculated values of collective gyromagnetic factors are less than values of Z/A obtaining from liquid drop model for well-deformed nuclei.

BÖLÜM 1. GİRİŞ

Çift-çift deforme çekirdeklerin taban durumunun spin ve paritesi $I^\pi=0^+$ dır ve ilk uyarılma seviyesi dönme karakterli 2^+ seviyesidir. Bu seviyelerin manyetik momentleri ile g_K ve g_R gibi jromanyetik g faktörleri çekirdeğin yapısı hakkında önemli bilgiler verir. Burada g_K çekirdeğin iç hareketinden ileri gelen g faktörü, g_R ise çekirdeğin bir bütün olarak dönmesine karşılık gelen g faktörüdür.

Manyetik moment operatörü aşağıdaki şekilde belirlenir.

$$\vec{\mu} = \sum_{i=1}^A (g_i^{(l)} \vec{l}_i + g_i^{(s)} \vec{s}_i) \quad (1.1)$$

Deforme çekirdekler için yukarıdaki ifade açıkça dönme hareketiyle ilgili bir terime ve iç hareket ile ilgili bir terime bölünebilir.

$$\vec{\mu} = g_R \vec{R} + \sum_{i=1}^A (g_i^{(l)} \vec{l}_i' + g_i^{(s)} \vec{s}_i') \quad (1.2)$$

Burada \vec{l}_i' ve \vec{s}_i' sırasıyla iç hareketin yörünge ve spin operatörleridir. g_R niceliği dönme hareketinin jromanyetik oranıdır. Bu ifadedeki ikinci terim çekirdeğin iç manyetik momentini belirleyen ($\mu=g_K K$)'dir ve bu değer deneysel olarak ölçülememektedir. İlk terimde verilen g_R faktörün bilinmesiyle iç manyetik moment hakkında daha çok bilgi sahibi olunabilir.

Çift-çift çekirdeğin dönme seviyelerinin manyetik momentleri ve bu seviyeler arasındaki manyetik dipol geçişleri gibi özelliklerin açıklanabilmesi için çok sayıda dönme modeli [1-4] ileri sürülmüştür. Bu modellerin tümü ya ideal sıvı damlası ile

çekirdeğin benzerliğine [1,5] ya da Inglis'in cranking modelinin [6] varsayımı üzerine dayandırılır. Bohr ve Mottelson'un basit dönme modelinde, dönme seviyelerinin jromanyetik faktörleri Z/A 'ya eşittir. Nilsson ve Prior cranking modele dayanan çalışmalarında Z/A 'dan farklılık gösteren sonuçlar elde etmişlerdir[3].

Bu çalışmada ikinci bölümde tek parçacık kabuk modeli ile Wood-Saxon potansiyeli ve üçüncü bölümde birleşik nükleer model tanıtılmıştır. Dördüncü bölümde kuaziparçacık metodundan yararlanarak çekirdeğin süperakışkan modeli sunulmuştur. Beşinci ve altıncı bölümlerde sırasıyla çekirdeğin statik momentleri ve Cranking model hakkında bilgiler verilmiştir. Yedinci bölümde ise nadir toprak bölgesindeki çift-çift deforme çekirdekler için yapılan hesaplamalar ayrı ayrı verilmiştir ve bu hesaplamalar ölçüsünde yorumlar yapılarak hesaplamaların sonuçları yazılmıştır.

Bu tez çalışmasında çift-çift deforme çekirdeklerin atalet momentleri ve kolektif g_R faktörleri için analitik ifadeler elde edildi ve süper akışkan model çerçevesinde Woods-Saxon potansiyeli kullanılarak hesaplamalar yapıldı.

BÖLÜM 2. BAĞIMSIZ PARÇACIK MODELİ

2.1. Tek Parçacık Kabuk Modeli

Hartree-Fock metodu nükleer kabuk modeline bir temel oluşturur. Bu model çekirdekteki tüm parçacıkların oluşturduğu ortak bir potansiyel kuyusunda hareket eden etkileşmeyen parçacıkları ifade eder. Grupların olduğu potansiyel kuyusundaki enerji yörüngeleri, yani, kabuklar, önemli enerji aralıkları ile birbirinden ayrılırlar. Tek parçacık kabuk modeli (yani Bağımsız Parçacıklar Modeli) tam olarak nükleer yapıyı tanımlayamamaktadır. Bununla birlikte, rezidual etkileşim sonucu oluşan nükleer korelasyonların davranışı için bir temel oluşturur. Hartree-Fock denklemlerinin çözümü, nükleon-nükleon etkileşimine dayanır ve sadece birkaç hafif ve sihirli çekirdekler için elde edilebilir. Bu yüzden, ortalama alan potansiyeli genellikle deneysel olarak seçilir. Ortalama alan potansiyelinin (bir fonksiyonun yarıçapı gibi) davranışı ve nükleer yoğunluk dağılımı arasında bir bağıntı olduğu farz edilir. Ayrıca alınan potansiyel sihirli sayıların çoğaltılmasıyla düzeltilebilir. Son olarak ortalama alan potansiyelinin detayları deneysel verilerin yardımıyla büyük oranda tespit edilebilir.

Şimdi bağımsız parçacıklar modelinin nükleer özellikleri tanımlamada uygulanabilirliği kısaca açıklanacaktır. Nükleer kuvvetler kısa menzilli, çok güçlü ve esasen çekici kuvvetlerdir. Nükleon-nükleon potansiyeli çok güçlü-itici kısım ($0,4 \cdot 10^{-12}$ cm yarıçaplı sıkı öz) ve zayıf- uzun menzilli çekici kısım olmak üzere iki kısma ayrılabilir. Katı öze karşılık gelen hacim, deneysel nükleer yoğunluk kullanıldığında toplam nükleer hacmin sadece 1/100'ünü işgal eder. Bu katı özün önemsiz olduğu anlamına gelmez. Katı öz nükleer kuvvetlerin doyma özelliğine katkıda bulunur ve çekirdeklerin sıkışmasını engeller. Fakat ortalama alana katkıda bulunan kısmın büyük bir çoğunluğu nükleer kuvvetlerin çekici kısmıdır.

İtici yarıçaplar yani itici ve çekici kısa menziller arasındaki ilişki, itici kısmı ve Pauli ilkesi bağımsız parçacıklar modelinin nükleer teoriye bağlı olarak uygulanabilirliğini gerektiren şartlardır. Nükleon-nükleon etkileşimlerin uzun-menzilli kısmı Pauli ilkesinin etkisini hayli fazla azaltır. Aynı zamanda iki nükleonun çarpışmasında büyük momentum transferi olasılığı küçüktür. Bu durum basit bir örnek üzerinde açıklanacaktır.

Gauss etkileşimi üzerinden P_1 ve P_2 momentumuna sahip nükleonların etkileşmesi;

$$V(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) = -V_0 e^{-\left(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|\right)/\mu^2} \quad (2.1)$$

ile verilir. Son durumda (çarpışmadan sonra) \vec{p}'_1 ve \vec{p}'_2 momentumuna sahip bu parçacıklar kare matris elemanlarına eşittir.

$$\int e^{-i(\vec{p}'_1 \vec{r}_1 + \vec{p}'_2 \vec{r}_2)} V(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) e^{i(\vec{p}_1 \vec{r}_1 + \vec{p}_2 \vec{r}_2)} (d\vec{r}_1)(d\vec{r}_2) \quad (2.2)$$

integrasyonunda $\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$, $\vec{p} = \vec{p}_1 - \vec{p}'_1$ bağımsız değişkenleri yerine koyulursa matris elemanları

$$-V_0 \int (d\vec{r}) e^{-i\vec{p} \cdot \vec{r}} e^{-r^2/\mu^2} = -V_0 \int (d\vec{r}) e^{-\left[\vec{r} + (i/2)\vec{p}\mu^2\right]^2/\mu^2} e^{-p^2\mu^2/4} = -\pi^{3/2} \mu^3 V_0 e^{-p^2\mu^2/4} \quad (2.3)$$

ifadesine eşittir. Büyük momentum transferi olasılığı çok küçük olduğu açıkça bellidir. Bu sonuç kısa-menzilli potansiyellerin çoğunda diğer formlar içinde geçerlidir. Aynı zamanda küçük momentum transferli etkileşimler, yüksek enerji yörüngesindeki nükleonlar dışında hepsi için önemlidir. Diğer nükleonların bulunduğu civar seviyeler ve Pauli ilkesi bu seviyelerdeki çarpışmaları engeller yani düşük momentum transferli çarpışmalardır.

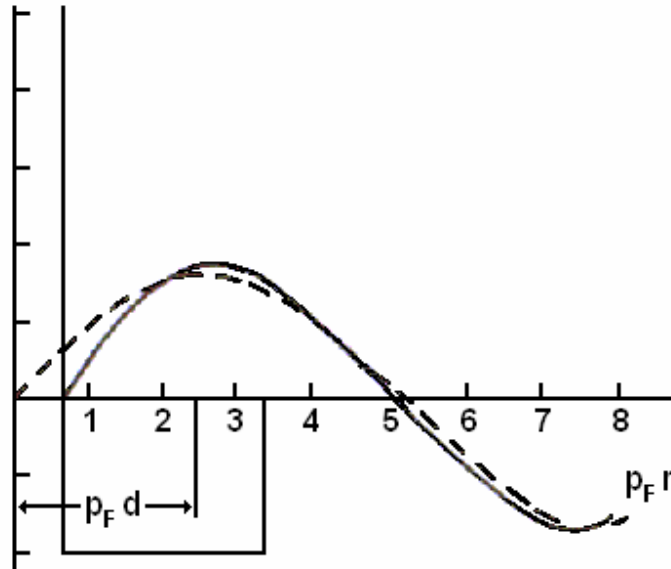
Nükleer madde içindeki bir çift parçacığın dalga fonksiyonu [7,8,9] hafif parçacıkların dalga fonksiyonuna çok benzerdir. Çekirdeklerdeki ortalama parçacıklar arası uzaklık daha küçük olduğundan bu önemli olan bir farklılıktır. Şekil

2.1’de gösterilen dalga fonksiyonu s-durumunda bir çift parçacık için izafi hareketin dalga fonksiyonudur. Nükleer etkileşim üzerinden etkileşme ve Fermi momentum dağılımına katılan bir çift için ve etkileşimsiz parçacıklar için dalga fonksiyonlarının eğrisi gösterilmiştir. Çoğunlukla etkileşimli parçacıkların dalga fonksiyonları büyük uzaklıklarda hafif parçacıkların dalga fonksiyonuna yaklaşır. Bu gerçek aşağıdaki yollardan anlaşılabilir:

Orijinal çiftte bir parçacık olduğunda üçüncü bir parçacığa kapalıdır, orijinal çiftlerde parçacıklar arası uzaklık d düzenindedir. Fakat böyle bir uzaklıkta orijinal çiftin dalga fonksiyonu, etkileşimsiz parçacıkların dalga fonksiyonuna benzerdir.

Üçüncü bir parçacık vasıtasıyla olan çarpışmaların çoğu kalan diğer tüm parçacıkların etkileşiminin önemsiz olduğu şartlarda olur.

Açıklandığı gibi kuvvetli nükleer etkileşmelere rağmen çekirdek içindeki nükleonların dalga fonksiyonları, parçacıklar arası ortalama uzaklık d ’den oldukça küçük uzaklıklar dışında, etkileşimsiz parçacıkların dalga fonksiyonları ile benzerdir.



Şekil 2.1. s durumundaki iki parçacık için görel hareketin dalga fonksiyonları. Çarpma eğrisi hesaplanan nükleer etkileşime uygundur. Fonksiyonların her ikisi $P_F=1,48.10^{13}$ cm ile nükleer maddedeki $P=0,6P_F$ görel momentumu için hesaplandı. Sürekli çizgi nükleer potansiyelin r 'ye bağımlılığını gösterir. d ise üçüncü parçacık için ortalama uzaklıktır.

Nükleer ortalama alan potansiyellerinde ilk olarak kare kuyu ve harmonik titreşici potansiyelleri kullanıldı. Deneysel veriler çekirdekte nükleon saçılmasında harmonik titreşici potansiyelinin hafif çekirdekler için en uygun, kare kuyu potansiyelinin ise ağır çekirdekler için çok uygun olacağını önermektedir. Reel nükleer potansiyel sonlu olmalı, sonlu yüzey kalınlığına (nükleer yoğunluğa benzer) sahip olmalı ve radyal bağımlılık kare kuyu ve harmonik titreşici arasında aracı olmalıdır.

Şimdi sonsuz küresel harmonik titreşici kuyusundaki oluşan seviyeler belirlenecektir. Böyle bir potansiyel

$$V(r) = \frac{1}{2} m \omega_0^2 r^2 \quad (2.4)$$

formülü ile verilir. Burada m nükleonun kütlesi ve ω_0 klasik titreşici frekansdır. Schrödinger denklemi

$$\left(-\frac{1}{2m} \Delta + V(r) - E \right) \psi = 0 \quad (2.5)$$

$$\psi_{nlm} = \frac{u_{nl}(r)}{r} Y_{lm}(\theta, \varphi) \quad (2.6)$$

çözümüne sahiptir.

$Y_{lm}(\theta, \varphi)$ küresel fonksiyonları, l^2 operatörünün ve l 'nin z-ekseni üzerindeki izdüşümü l_z 'nin öz fonksiyonlarıdır (m özdeğerleriyle). Dalga fonksiyonunun radyal kısmı $u_{nl}(r)$

$$\left\{ -\frac{1}{2m} \frac{d^2}{dr^2} + V(r) + \frac{1}{2m} \frac{l(l+1)}{r^2} - E \right\} (u_{nl}) = 0 \quad (2.7)$$

denklemini sağlar.

Özdeğerlere karşılık gelen denklem [10-12]

$$E_N = \left(N + \frac{3}{2}\right)\omega_0 \quad (2.8)$$

ile verilir. Burada $N=0,1,2,3,\dots$ ve E_N özdeğerlerinin her biri dejeneredir. Bu da birkaç l değerine karşılık gelir. N bir çift sayı ise $l=0,2,4,\dots,N$ değerlerini, N bir tek sayı ise $l=1,3,\dots,N$ değerlerini alır. N tane dejenere durumda maksimum parçacık sayısı

$$n_N = \sum_l 2(2l+1) = (N+1)(N+2)$$

ifadesine eşittir. $N=0$ 'dan $N=N_0$ 'a kadar dolu seviyelerin toplam parçacık sayısı

$$\sum_N n_N = \frac{1}{3}(N_0+1)(N_0+2)(N_0+3)$$

ifadesine eşittir.

Harmonik titreşici seviyeleri genellikle bir (n,l) tamsayı çiftiyle temsil edilir. n 'lerin anlamı n 'ye karşılık gelen l değerini seviye dizisindeki n .ci durumda gözükmesidir. l bir sayının yerine çoğu zaman bir harfle temsil edilir. Yani;

$$l=0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8 \quad (2.9)$$

s p d f g h i j k

Bu nedenle, örneğin $1s,1p;2s,1d;2p,1f,..vb.$ ile seviye dizinleri başlar. Tablo 2.1'de Harmonik titreşici kuyusu için $\sum_N n_N$ toplam parçacık sayısı, her bir dejenere seviyenin n_N maksimum parçacık sayısı ve tek-parçacık enerjileri verilmiştir.

Kabuklar $2,8,20,79,112,168,\dots vb.$ (proton) nötron sayılarına eşit olduğunda kabukların dolu olduğu tablo 2.1 'de gösterilmiştir.

Tablo 2.1. Harmonik titreşici kuyusunda tek parçacık durumu

N	E_N / ω_0	(n,l) durumu	n_N	$\sum_N n_N$
0	3/2	1s	2	2
1	5/2	1p	6	8
2	7/2	2s 1d	12	20
3	9/2	2p 1f	20	40
4	11/2	3s 2d 1g	30	70
5	13/2	3p 2f 1h	42	112
6	15/2	4s 3d 2g 1f	56	168

Bu sayılar (ilk üçü hariç) deneysel verilerden bulunan sözde sihirli sayılardan farklıdır. Sihirli sayılar 2,8,20,28,50,82 ve 126'dır. 126 sadece nötron sistemi kurallarına bakılırsa aittir. Bu sayılar dolu kabuklara karşılık gelir. Kare kuyu içindeki dolu kabuklara karşılık gelen sayılar, deneysel sihirli sayılardan azda olsa farklıdır. Ortalama alan potansiyelinin değişime uğraması bu yüzden gereklidir.

Şimdi ω_0 frekansı ve nükleer yarıçapla olan bağlantısı belirlenecektir. Ortalama kinetik ve potansiyel enerjiler harmonik titreşicinin tüm seviyeleri için eşittir. (2.4) potansiyeli kullanılarak, yarıçapın kare ortalaması $\langle r^2 \rangle$ (simetrik $N = Z$ durumu burada düşünülür.) sayesinde tek parçacık enerjilerinin toplamını ifade etmek mümkündür.

$$\sum_{i=1}^Z E_i + \sum_{i=1}^N E_i = m \omega_0^2 A \langle r^2 \rangle \quad (2.10)$$

Deneysel olarak $\langle r^2 \rangle \approx \frac{3}{5} R^2$, $R = r_0 \cdot A^{1/3}$, $r_0 = 1,24 \cdot 10^{-13}$ cm dir. (2.10)'daki toplam ile nükleer taban hal için bir ifade tahmin edilebilir. Burada tüm $N = Z \leq N_0$ halleri nötronlar ve protonlarla doludur. (2.8) formülünden

$$2 \sum_{i=1}^{A/2} E_i = \sum_{N=0}^{N_0} 2(N+1)(N+2) \left(N + \frac{3}{2}\right) \omega_0 \approx \frac{1}{2} (N_0 + 2)^4 \omega_0 \quad (2.11)$$

ifadesi elde edilir ve ayrıca

$$A = 2 \sum_{N=0}^{N_0} (N+1)(N+2) \approx \frac{2}{3} (N_0 + 2)^3 \quad (2.12)$$

tür. Burada N_0 , A cinsinden ifade edilir. Denklem (2.10) dan;

$$\frac{1}{2} \left(\frac{3}{2}\right)^{4/3} A^{4/3} \omega_0 = m \omega_0^2 A \frac{3}{5} R^2 \quad \text{ve} \quad \omega_0 = 41 A^{-1/3} \text{ MeV} \quad (2.13)$$

dir.

Şimdi denklem (2.13) ile harmonik titreşici potansiyelinde eşit uzaklıkta yer alan seviyeler arasındaki enerji farkı ifade edilebilir.

Ortalama alan potansiyelini gerçeğe daha yakın bir şekilde ifade edilse bile, dolu kabuklara karşılık gelen sayıları doğru bir şekilde bulmak zordur. Bu yüzden harmonik titreşicinin dejenereliğini ortadan kaldıran yeni bir etkileşimin yazılması gerekir. Nükleer kabuk modeli öne sürüldüğü zaman, yeterince güçlü spin-yörünge etkileşmesinin mevcut olduğu ve böyle bir amacı gerçekleştirebileceği öne sürüldü. Bu etkileşmeye karşılık gelen spin-yörünge potansiyeli

$$V_{ls} = -V_{ls}(r) \vec{l} \cdot \vec{s} \quad (2.14)$$

şeklinindedir. Burada $\vec{l} = \vec{r} \times \vec{p}$ ve \vec{s} nükleer spindir.

$$V_{ls}(r) \approx \frac{1}{r} \frac{dV(r)}{dr} \quad (2.15)$$

Spin-yörünge potansiyeli tek parçacık seviyelerinin J toplam açısai momentumuna göre dejenereliğini bozar.

$$\vec{j}^2 = (\vec{l} + \vec{s})^2 = \vec{l}^2 + \vec{s}^2 + 2(\vec{l} \cdot \vec{s}) \quad (2.16)$$

bağıntısı kullanılarak

$$\vec{l} \cdot \vec{s} = \frac{1}{2} \{j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)\} = \begin{cases} \frac{1}{2}l & \Rightarrow j=l+\frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2}(l+1) & \Rightarrow j=l-\frac{1}{2} \end{cases} \quad (2.17)$$

ifadesi elde edilir.

Spin-yörünge kuvvetleri radyal dalga fonksiyonlarının büyük ölçüde değişmesine sebep olmaz. Bu yüzden asıl etki aşağıdadır. $j = l + \frac{1}{2}$ seviyesi $\frac{1}{2}l \langle V_{ls}(r) \rangle_{nl}$ bağıntısıyla aşağıya iner. $j = l - \frac{1}{2}$ seviyesi ise $\frac{1}{2}(l+1) \langle V_{ls}(r) \rangle_{nl}$ bağıntısıyla yukarı çıkar. Dolayısıyla iki seviyenin yarıılması, $\frac{1}{2}(2l+1) \langle V_{ls}(r) \rangle_{nl}$ ifadesine eşittir. Görüldüğü gibi l arttıkça yarılmada artmaktadır. ($\langle V_{ls}(r) \rangle_{nl}$ den dolayı). Yani nl durumundaki $V_{ls}(r)$ ortalama değerinin l 'ye bağımlılığı azdır. $j = l \pm \frac{1}{2}$ olan seviyelerin deneysel olarak gözlenen yarılmaları, yaklaşık olarak $\Delta \epsilon_{ls} \approx -20 \vec{l} \cdot \vec{s} A^{-2/3} \text{MeV}$ ifadesi ile verilir.

Spin-yörünge potansiyelinin takdimi teorik olarak yetersiz bir temeldir. Bununla birlikte, çoğu deneysel bilgiler, ortalama alan potansiyelinde nispeten güçlü spin-yörünge kısmının varoluşunu kanıtlar. Bu bilgilerden bir tanesi de, bir nükleon eklendiğinde (veya çıkartıldığında) oluşan kapalı kabuklara sahip çekirdeklerdeki $j = l \pm \frac{1}{2}$ seviyelerinin yarıılmasıdır. Diğer bir deneysel kanıt ise nükleonlar ile çekirdek arasındaki etkileşimde gözlenen polarizasyon etkisidir.

Şekil 2.2'de spin-yörünge çiftlenimi sonucu oluşan enerji spektrumunda meydana gelen değişimleri göstermektedir. Dolu kabuklara tekabül eden parçacıkların sayısı, 2,8,20,28,50,82,126 ve 184 sihirli sayılarıyla uyur.

“kabuk” terimi iki sihirli sayı arasındaki durumların seti için de kullanılan bir ilave terimdir. “alt kabuk” terimi ise n, l, j kuantum sayılarıyla karakterize edilen dejenere durumlar için kullanılacaktır. Örneğim dördüncü kabuk ,nötron (proton) sayısı 50 ve 82 arasında beş alt kabuktan meydana gelir: $1g_{7/2}, 2d_{5/2}, 2d_{3/2}, 3s_{1/2}, 1h_{11/2}$.

Spin-yörünge kısmımlı olan harmonik titreşici potansiyelinin içindeki kabuklar nadiren kararlıdır. Bununla birlikte kabukta iç çift kabukların sıralaması düzensizdir ve bu kararsızlık spin-yörünge çiftlenim kuvvetine bağlıdır.

İlk olarak bahsedilen gerçeğe uygun ortalama alan potansiyeli nükleer madde dağılımına benzetilebilir. Böyle bir potansiyelin parametreleri, çekirdekte nükleon saçılmalarındaki verilerin tamamından kararlı olan bir dönüşümde olan optiksel potansiyelin reel kısmından daha iyi belirlenir. Ortalama alan potansiyeli analitik biçimde genellikle Woods-Saxon potansiyeli olarak seçilir.

Woods-Saxon potansiyeli küresel simetrik, sonlu derinliğe sahip bir potansiyeldir. $r = R_0$ eş potansiyel yüzeyi, çekirdeğin merkezindeki potansiyelin yarısına karşılık gelir. Bu potansiyel iki kısımdan oluşur.

Merkezi kısım ;

$$V(r) = -\frac{V_0^{N,Z}}{1 + \exp[(1/a)(r - R_0)]} \quad (2.18)$$

ve spin-yörünge çiftlenimi(bağlaşımı) kısmı ;

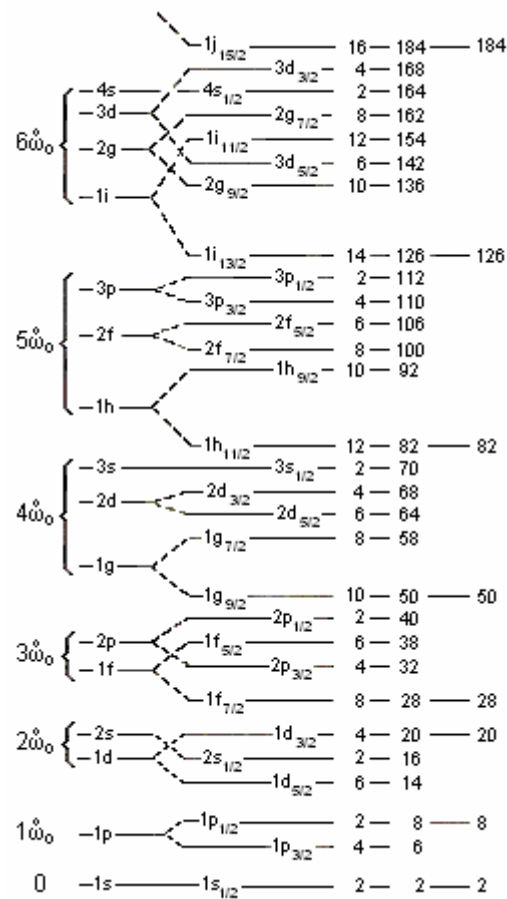
$$V_{ls}(r) = -\xi \frac{1}{r} \frac{dV(r)}{dr} (\vec{l} \cdot \vec{s}) \quad (2.19)$$

şeklinindedir. Potansiyel parametreleri [13] ise

$$V_0^N = V_0 \left[1 - 0.63 \frac{N-Z}{A} \right]$$

$$V_0^Z = V_0 \left[1 + 0.63 \frac{N-Z}{A} \right]$$
(2.20)

eşitlikleriyle ifade edilir. Parametre değerleri yazılırsa, $V_0 = 53 \text{ MeV}$, $R_0 = r_0 A^{1/3}$, $r_0 = 1,24 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$, $a = 0,63 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ olan yüzey parametresi ve $\xi = 0.263$ olan spin-yörünge çiftlenme şiddeti parametreleri A atomik sayısının geniş bir aralığında küresel çekirdekler için yeterince kararlıdır.



Şekil 2.2. Harmonik titreşici ve kare kuyu arasında ortada potansiyeldeki tek parçacık seviyelerinin gösterimi. Spin-yörünge çiftlenimini de içine alır. Seviye şemasının spin-yörüngesiz kısmı solda gösterilmiştir.

Coulomb potansiyeli proton seviyeleri hesaplandığı zaman (2.18) ve (2.19) potansiyellerine eklenmelidir . Yüzeyde ihmal edilen etki

$$V_c(r) = \frac{(Z-1)e^2}{r} \begin{cases} \frac{3r}{2R_0} - \frac{1}{2} \left(\frac{r}{R_0}\right)^3, & r \leq R_0 \\ 1 & , r > R_0 \end{cases} \quad (2.21)$$

ile verilir.

Woods-Saxon potansiyeli ile titreşici potansiyel Şekil 2.3'te karşılaştırılmıştır. Woods-Saxon potansiyeli daha düz bir tabana sahiptir ve titreşici ile kare kuyu arasında ara bir duruma karşılık gelir. Yüzey bölgesinin ayrıntıları nükleer reaksiyonlarda önemli bir yeri vardır. Nükleer yarıçap parametresi, Woods-Saxon potansiyelinde arttırıldığında l değeri büyük olan seviyeler, l değeri küçük olan seviyelerden daha hızlı bir şekilde aşağıya iner. Ayrıca Woods-Saxon potansiyelindeki kabuklar, harmonik titreşiciye kıyasla değişmezdir. Özellikle spin-yörünge çiftlenim kuvveti ile özel seçim parametrelerine göre alt kabukların pozisyonu değişir.

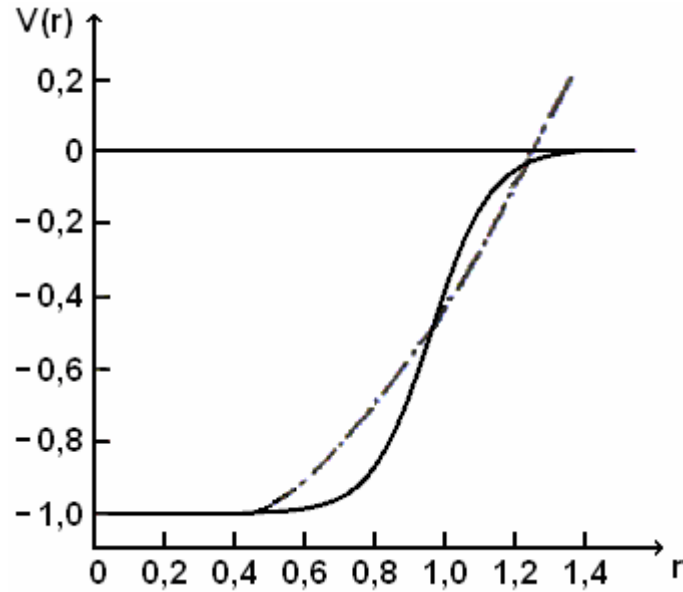
Kabuk modelinde birçok deneysel bulgular kabuk etkilerinin olduğunu göstermektedir. Tuhaf özelliklere sahip olan proton veya nötron sayıları sihirli olan çekirdeklerin kabukları doludur (Genellikle böyle çekirdeklere sihirli veya iki kat sihirli çekirdek denir, örnek olarak ${}_{82}^{208}\text{Pb}_{126}$ da olduğu gibi).

Kabuk etkisi çekirdek kütlelerinin değerinde görülmektedir. Nükleer kütle genellikle

$$M = \varepsilon(N, Z) = N.m_n + Z.m_p - B(N, Z) \quad (2.22)$$

yaklaşık formunda ifade edilir ve bağlanma enerjisi aşağıdaki formül ile verilir.

$$B(N, Z) = b_v A - b_s A^{2/3} - \frac{1}{2} b_{sym} \frac{(N-Z)^2}{A} - \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{R_0} - b_{pair} \frac{\delta}{A} \quad (2.23)$$



Şekil 2.3. Wood-Saxon potansiyeli (kesiksiz eğri) ve titreşici potansiyeli (kesikli eğri). Yarıçap R_0 , potansiyel V_0 birimlerindedir.

Tek-tek çekirdekler için $\delta = 1$, çift-çift çekirdekler için $\delta = -1$ 'dir. Diğer parametrelerin yaklaşık değerleri; $b_v = 16\text{MeV}$, $b_s = 20\text{MeV}$, $b_{\text{sym}} = 25\text{MeV}$ ve $b_{\text{pair}} = 27\text{MeV}$ 'dir.

Kabuk etkisi, N veya Z 'ye bağlı olan bağlanma enerjisinde teklige sebep olmaktadır. Sihirli sayıya sahip olan bir çekirdeğe bir nükleon eklendiğinde bağlanma enerjisi yaklaşık 2 MeV kadar düşmektedir. Bu davranış iki kat çift sihirli çekirdek olan $^{208}_{82}\text{Pb}_{126}$ de kolaylıkla görülür. Benzer davranış α ve β bozunumları enerjilerinde de görülür. Arasına da alt kabuklar dolu olduğunda küçük anormalliklerde olmaktadır.

Bu azalma bilhassa çift sihirli sayıya sahip çekirdeklerde görülmektedir. İki kat çift sihirli sayıya sahip çekirdek, hem nötron sayısı hem de proton sayısı sihirli sayıya karşılık gelen çekirdektir. Kısacası kabuk etkisi bağlanma enerjisinde değişiklik yapmaktadır.

Kabuk etkilerinden bir diğeri ise verilen bir elementin ve farklı izotoplarının tabiattaki bolluk yüzdeleridir. Bu tür anormallikler sihirli sayıların üzerinde N veya Z

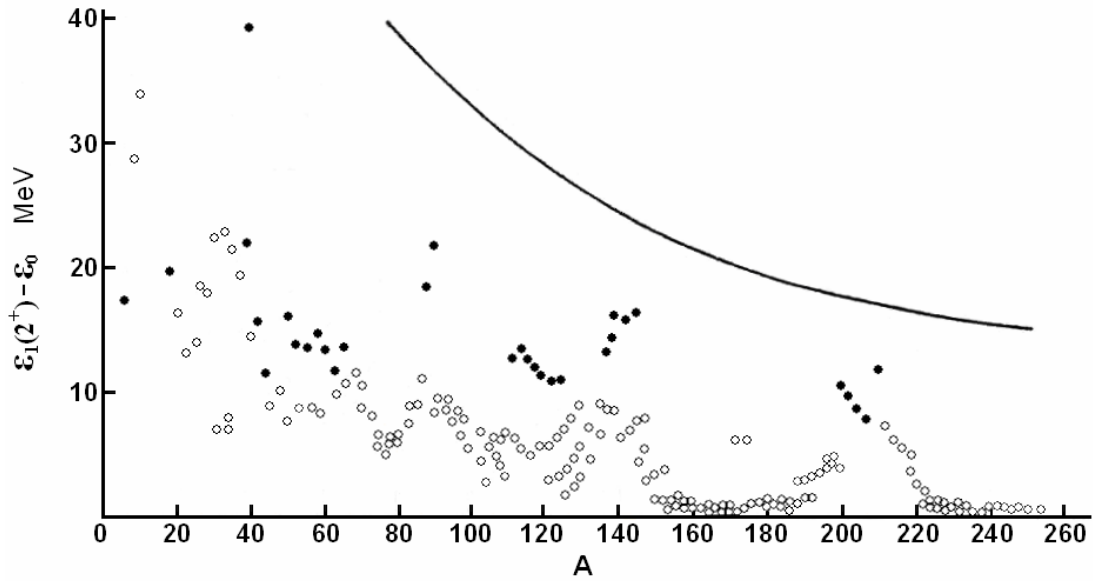
sayısına sahip olan çekirdeklerdeki azalan bağlanma enerjilerini de içine alır. Kararlı ve uzun ömürlü izotopların sayısı $N=2,8,20,28,50,82$ ve 126 , komşu çekirdeklerin N değerlerinden daha fazladır.

Kabuk modeli çift-çift deforme çekirdekte taban durumlarının $I^\pi = 0^+$ ve ilk uyarılmış seviyenin ise $I^\pi = 2^+$ olduğunu belirtir. İlk 2^+ seviyesi uyarılması en kolay seviyelerin serbestlik derecesiyle ilgilidir. Dolayısıyla ilk 2^+ durumu farklı çift-çift çekirdekler için farklı olmaktadır.

İlk 2^+ durum enerjisinin A kütle numarasına göre değişimini Şekil 2.4'te gösterilmiştir. Grafikten de görüleceği gibi, bu değişim azalma eğilimi göstermektedir. Fakat bu azalma tekdüze değildir. Ayrıca kabuk etkisinin enerjiyi nasıl değiştirdiği de grafikten açıkça görülmektedir.

Sihirli sayıya sahip çekirdeklerin ilk 2^+ durumu enerjileri, sihirli sayıdan farklı çekirdeklerin enerjilerinden daha büyüktür. (Sihirli sayıya sahip çekirdeklerin ilk 2^+ durum enerjileri (şekilde siyah noktalarla gösterilen) aynı kuantuma sahip diğer çekirdeklerden oldukça yüksektir.

Sihirli çekirdekler nötron bağlanma enerjilerinin üstünde anormal küçük seviye yoğunluklarına sahiptir. Bu yüzden nötron yakalama kesitleri termal nötronlar ve aynı zamanda 1 MeV'e kadar enerjilerdeki nötronlar için küçüktür. Bu kabuk etkilerinin önemini gösteren başka bir kulanımdır.



Şekil 2.4. Çift-çift çekirdekte $I^{\pi}=2^{+}$ ilk uyarılma seviyelerinin $\epsilon_1(2^{+}) - \epsilon_0$ enerjileri. Nötron veya proton sayıları sihirli sayı olan çekirdekler siyah noktalar ile diğerleri halkalarla gösterilir. Eğri, sıvı damlası modeline göre enerjileri gösterir.

Rezidual etkileşmeler çekirdekte çok önemlidir. Etkileşmeler olmasaydı kabuk modelinin yapmış olduğu tahminler ile gerçek çekirdeğin taban ve uyarılmış durumlarıyla ilgili özelliklerin karşılaştırılması anlamsız olacaktı. Yine de sihirli sayıya yakın tek-A'lı çekirdeklerin spin ve pariteleri kabuk modeli tahminleriyle karşılaştırılabilir.

Çekirdeğin taban durumunda çift sayılı nötron veya protonlar toplam spinini sıfır ve paritesi pozitif olacak şekilde çiftlenirler. Bundan dolayı tek-A'lı çekirdeklerin spin ve paritesi çift halde olmayan parçacık tarafından işgal edilmiş ortalama alan seviyesinin spin ve paritesiyle belirlenir.

Kapalı kabukların yukarıdaki nükleonların dalga fonksiyonu

$$\psi_{nljm} = \frac{1}{r} u_{nl}(r) \sum_{m_l, m_s} \langle l m_l \frac{1}{2} m_s | j m \rangle i^l Y_{lm_l}(\theta, \varphi) \chi_{m_s} \quad (2.24)$$

ile ifade edilir. Burada $u_{nl}(r)$ radyal kısmı, χ_{m_s} spin kısmı, $\langle l m_l \frac{1}{2} m_s | j m \rangle$ ise Clebsch-Gordan katsayılarını gösterir. j momentumuna sahip bir parçacığın olduğu

durumlar kapalı kabuk için eksiktir, bu bir deşik hareketi olarak izah edilebilir. $nljm$ kuantum sayılı deşik durumu oluşumu, $nlj - m$ durumundaki bir parçacığın yok edilmesine denktir.

Tek-parçacık modeli tek-A'lı çekirdeklerin taban haldeki spin ve paritelerini önceden doğru olarak bildirir. Bu sadece küçük l -değerli bir alt kabuğun hemen ardından büyük l değerli bir alt kabuk oluşu durumlarda geçerli değildir. En küçük l seviyesinde kalan tek nükleon rezidual etkileşimin bir sonucudur.

Şimdi tek-parçacık kabuk modelinin açıklık getirebildiği olaylar açıklanacaktır. Tek-parçacık modeli, küresel tek-tek çekirdeklerin taban durumu spinlerini ve paritelerini doğru olarak tahmin eder. açıklayabildiği başka bir olay ise nükleer izomerliktir. İzomerik durumlar, bağıl olarak uzun ömürlü nükleer uyarılmış durumlardır. Uzun ömürlülük, ya yeniden uyarılma sonucu oluşan radyasyonun düşük enerjileriyle ya da yüksek çok kutupluluk ile ilgilidir. Tek-parçacık kabuk modeli, l_1 alt kabuğunun hemen hemen dolu olduğunu ve en yakın l_1 alt kabuğundan üç birim farklı olan l_2 alt kabuklu izomerik durumların oluştuğunu tahmin eder.

Tek-parçacık modelinin küresel tek çekirdekler taban durumunun spin ve pariteleri ile izomerik durumları açıklamadaki başarısı, spin-yörünge çiftlenimli Harmonik titreşici potansiyelinin ortalama alan kuyusunu iyi bir şekilde tasvir ettiğini gösterir. Rezidual etkileşme, küresel tek-tek çekirdeklerin taban durumu spinleri ve paritelerinde bir deşiklik yapmaz.

Tek-parçacık kabuk modelinin açıklayamadığı olaylarla ilgili bilgi verilecektir. Bunlardan birisi de, çekirdeklerde görülen deformasyon mekanizmasıdır. Ayrıca çekirdeklerde görülen yasak geçişlere de açıklık getiremez. Başka bir nokta ise, deneysel olarak ölçülen eylemsizlik momentinin kabuk modeliyle hesaplanan eylemsizlik momentiyle uyuşmamasıdır. Deneysel deşerle teorik deşerin oranı, $\frac{1}{3}$ 'tür. Kabuk modelinde beklenenden daha fazla enerji düzeyleri ortaya çıkmaktadır. Bu enerji yoğunluğunun neden oluştuğunu kabuk modeli tam olarak açıklayamamaktadır [14].

2.2. Tek Parçacık Modelde Elektromanyetik Geçişler

Elektromanyetik ışınımın özellikleri çok iyi bilinir, bu yüzden elektromanyetik ışınım sık sık nükleer yapı hakkında bilgi almak için kullanılır. Nükleer reaksiyonlarda ve α ve β bozunumlarında çekirdek çoğunlukla uyarılmış durumlarda kalır. Eğer uyarılma enerjisi nükleon ayırma enerjisinden daha az ise elektromanyetik etkileşim yoluyla nükleer yeniden uyarılmaya neden olur (γ ışınımı yoluyla, iç dönüşüm elektronları veya elektron-pozitron çift oluşumu). Eğer uyarılma enerjisi nükleon ayırma enerjisinden daha büyük ise nükleon salınımı veya elektromanyetik geçişler meydana gelir. Nükleon salınımı yasaklandığı zaman γ salınımı üstün gelir. Nükleer fotoreaksiyonlar nükleer yapı çalışmaları için önemli bir araçtır.

Nükleer elektromanyetik geçişlerin teorisi ders kitaplarının birçoğunda ayrıntılı olarak açıklanır, örneğin [15] ve [16] referanlarında. Bu yüzden burada sadece temel eşitlikler verilecektir.

i başlangıç seviyesinden f son seviyesine elektromanyetik geçiş olasılığı

$$W_{fi} = 2\pi \sum \int \left| \langle f | - \int (dr) \vec{A} \cdot \vec{j} | i \rangle \right|^2 \rho(E_f) \quad (2.25)$$

şeklinde dir. Burada $\rho(E_f) = (p^2 / 8\pi^3) d\Omega$ son seviyenin yoğunluğu, $|\vec{p}| \equiv p = E_i - E_f$ dalga vektör uzunluğu, j akım yoğunluğu operatörü ve \vec{A} elektromanyetik alanın vektör potansiyelidir. Ölçü $div \vec{A} = 0$ olma şartı ile belirlenir. (2.25)'in sağ tarafındaki toplam fotonların tüm kutuplanma seviyelerini ve son seviyenin manyetik kuantum sayılarını içerir; integrasyon ışınımın tüm yönleri üzerindedir.

\vec{A} vektör potansiyeli iki kısım içerir: biri γ ışınımının yayınımına diğeri γ ışınımının soğurmasına uyar. Yayınım kısmı uygun çok kutup bileşenlerine ayrıldığı zaman

$$\vec{A}_\delta(\vec{r}) = \sqrt{\frac{2\pi^3}{p}} \sum_{\lambda=1}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} i^\lambda (2\lambda+1) D_{\mu\delta}^\lambda \{ \vec{A}_M(\lambda\mu) + i\delta \vec{A}_E(\lambda\mu) \} \quad (2.26)$$

ifadesi edilir. Burada $\delta=1$ sol dairesel polarizasyona ve $\delta=-1$ sağ dairesel polarizasyona uyar. Dönme $D_{\mu\delta}^\lambda$ fonksiyonları örnek olarak [15], [17] ve [18] referanslarında açıklanır.

$\vec{A}_M(\lambda\mu)$ niceliği manyetik ışınımın λ çok kutupluluğunun vektör potansiyelidir; $\vec{A}_E(\lambda\mu)$ niceliği elektrik ışınımın λ çok kutupluluğunun vektör potansiyelidir. Bu nicelikler aşağıdaki gibidir.

$$\vec{A}_M(\lambda\mu) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} j_\lambda(pr) \frac{-i\vec{r} \times \nabla}{\sqrt{\lambda(\lambda+1)}} Y_{\lambda\mu} \quad (2.27)$$

$$\vec{A}_E(\lambda\mu) = \frac{1}{p} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\text{rot}(-i\vec{r} \times \nabla)}{\sqrt{\lambda(\lambda+1)}} j_\lambda(pr) Y_{\lambda\mu} \quad (2.28)$$

Burada $j_\lambda(pr)$ küresel Bessel fonksiyonlarıdır. Elektrik ve manyetik ışınımına uyan λ çok kutupluluğunun fotonları farklı parite seçim kurallarına sahiptir.

Belirli açısız momentuma ve pariteye sahip başlangıç ve son seviyeler olsun. Bu niceliklerle bağlantılı elektromanyetik geçişlerin seçim kuralları bulunacaktır. Toplam açısız momentumun korunumu basit bir kural verir:

$$|I_i - I_f| \leq \lambda \leq I_i + I_f \quad (2.29)$$

Parite seçim kurallarının elde edilmesi için ışınımın koordinatların tersinmesi altında işaret değiştiren vektör alanları vasıtasıyla tanımlandığı hatırlanmalıdır. λ çok kutupluluğunun fotonları iki çeşittir.

(a) π_M pariteli manyetik radyasyon $\pi_M = (-1)^{\lambda+1}$; $l = \lambda$

(b) π_E pariteli elektrik radyasyon $\pi_E = (-1)^\lambda$; $l = \lambda \pm 1$

$\pi_i \pi_f \pi_\gamma = 1$ 'e uyan parite korunumundan elde edilen parite seçim kuralları aşağıdadır;

$$\pi_i \pi_f = (-1)^\lambda \quad \text{elektrik ışıınım için} \quad (2.30)$$

$$\pi_i \pi_f = (-1)^{\lambda+1} \quad \text{manyetik ışıınım için} \quad (2.30')$$

Dipol, kuadrupol, oktopol'e uyan elektrik çok kutup geçişleri E1, E2, E3 olarak; manyetik çok kutup geçişleri M1, M2, M3 olarak gösterilir.

ışıınımın tüm yönleri üzerinden integrallenen elektrik $E\lambda$ geçiş olasılığı aşağıdaki şekilde verilir.

$$W_{fi}(E\lambda) = 4\pi^2 e^2 p \sum_{\mu} \left| \langle f | \frac{1}{e} \int (dr) \vec{A}_E(\lambda\mu) \cdot \vec{j} | i \rangle \right|^2 \quad (2.31)$$

Akım yoğunluğu operatörü nükleer model kullanımına bağlıdır. Her bir nükleonun nükleer akım yoğunluğuna ve yük yoğunluğu operatörlerine bağımsız bir katkı verdiği varsayılır. Bu durumda yük yoğunluğu operatörü

$$\rho = \frac{e}{2} \sum_i (1 - \tau_z^{(i)}) \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) \quad (2.32)$$

ifadesine eşittir. Akım yoğunluğu operatörü iki kısımdan meydana gelir. İlk kısım çekirdekdeki yüklerin hareketine uyar; ikinci kısım nükleonların manyetik momentinin karşılığıdır. Akım yoğunluğu operatörü

$$\vec{j} = \left\{ \frac{e}{2} \sum_i (1 - \tau_z^{(i)}) \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) \frac{p_i}{m} \right\} + \left\{ \frac{e}{4} (\mu_n + \mu_p) \frac{1}{m} \sum_i \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) \vec{\sigma}_i \times \nabla \right. \\ \left. - \frac{e}{4} \frac{1}{m} (\mu_p - \mu_n) \sum_i \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) \tau_z^{(i)} \vec{\sigma}_i \times \nabla \right\} \quad (2.32)$$

biçimindedir. Burada μ_p ve μ_n nükleer manyetonlarda ($\mu_0=e/2m$) protonun ve nötronun manyetik momentleri, σ Pauli spin vektörü ve τ_z izospinin z bileşeninin iki katıdır. Yük ve akım operatörleri izospin operatörsüz kısımlar (izoskaler) ve τ_z içinde olan lineer kısımlar (izovektör) içerir. Elektromanyetik geçişler için izobarik spin seçim kuralları

$$\Delta T = 0, \pm 1 \quad (2.33)$$

şeklinindedir. (2.27)'de küresel Bessel fonksiyonlarının argümanı her zaman pR 'den daha küçüktür (veya buna eşittir).

$$(pR)^2 \approx \frac{E^2 (MeV)}{2 \times 10^4} A^{2/\beta}$$

Böylece geçiş enerjisi 10 MeV'den daha küçük olduğu zaman uzun dalgaboyu ifadesi

$$(pR)^2 \ll 1 \quad (2.34)$$

geçerlidir. Böyle bir durumda, küresel Bessel fonksiyonları pR 'nin kuvvetleri ile yer değiştirilebilir. O zaman, süreklilik bağıntısını kullanarak elektrik veya manyetik ışınımın olasılığı için basit ifadeler elde etmek mümkündür.

Uzun dalga boyu limitinde elektrik $E\lambda$ ışınım olasılığı aşağıdaki ifadeye eşittir;

$$W_{fi}(E\lambda) = 8\pi \frac{\lambda + 1}{\lambda [(2\lambda + 1)!]^2} p^{2\lambda + 1} B(E\lambda) \quad (2.35)$$

İndirgenmiş elektrik geçiş olasılığı

$$B(E\lambda) = \sum_{\mu, m_f} \left| \langle f | \int (dr) \rho r^\lambda Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi) | i \rangle \right|^2 \quad (2.36)$$

ile belirlenir. $B(E\lambda)$ niceliği geçiş enerjisinden bağımsızdır. (2.36)'dan uzun dalga boyu limitinde indirgenmiş elektrik ışınım olasılığının sadece elektrik yük yoğunluğuna bağlı olduğu anlaşılır. Bu yüzden $B(E\lambda)$ statik elektrik çok kutup operatörü aracılığıyla ifade edilebilir

$$Q_{\lambda\mu} = \frac{4}{e} \sqrt{\frac{\pi}{2\lambda+1}} \int (dr) \rho(r) r^\lambda Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi) \quad (2.37)$$

$$B(E\lambda) = e^2 \sum_{\mu, m_f} \left| \langle f | \sqrt{\frac{2\lambda+1}{16\pi}} Q_{\lambda\mu} | i \rangle \right|^2 \quad (2.36')$$

Böylece nükleer elektrik çok kutup geçiş olasılığı elektrik çok kutup moment operatörünün köşegen olmayan kare matris elemanları ile orantılıdır. Geçiş olasılığının enerji bağımlılığı (2.35)'de $p^{2\lambda+1}$ çarpanı vasıtasıyla verilir. Geçiş olasılığı, geçiş enerjisinin $(2\lambda+1)$ 'inci kuvvetiyle orantılı olduğu anlamına gelir. (2.37) operatörünün köşegen matris elemanları statik nükleer elektrik momentleri belirler.

Uzun dalga boyu limitinde manyetik ışınım olasılığı

$$W_{fi}(M\lambda) = 8\pi \frac{\lambda+1}{\lambda[(2\lambda+1)!!]^2} p^{2\lambda+1} B(M\lambda) \quad (2.38)$$

ifadesine eşittir. İndirgenmiş manyetik geçiş olasılığı aşağıdaki gibi belirlenir.

$$B(M\lambda) = \sum_{\mu, m_f} \left| \langle f | \frac{-i}{(\lambda+1)} \int r^\lambda \vec{r} \times \nabla Y_{\lambda\mu} \vec{j}(dr) | i \rangle \right|^2 \quad (2.39)$$

$E\lambda$ elektrik ışınım olasılığı $M\lambda$ manyetik ışınım olasılığından yaklaşık c^2/v^2 kadar daha büyüktür.

İndirgenmiş elektrik ve manyetik geçiş olasılıkları hassas bir şekilde nükleer dalga fonksiyonlarına bağlıdır. Bu yüzden deneysel olarak belirlendiği zaman onlar nükleer yapı hakkında çok değerli bilgi verir.

Çekirdekte tek nükleonların seviyelerinin değişmesine uyan elektrik geçişleri düşünüldüğü zaman indirgenmiş geçiş olasılığı aşağıdaki ifadeye eşittir.

$$B(E\lambda) = \sum_{\mu, m_f} \left| \left\langle f \left| \sum_{i'=1}^A e^{\frac{1-\tau_z^{(i)}}{2}} r_{i'}^\lambda Y_{\lambda\mu}(\theta_{i'}, \varphi_{i'}) \right| i \right\rangle \right|^2 \quad (2.36'')$$

Burada i' tüm nükleer nükleonları gösterir ve $r_{i'}$ nükleer kütle merkezinden uzaklıktır. Geçişlere katılmayan çift-çift kordan ve bir çiftlenmemiş nükleondan oluşan bir çekirdek varsayılırsa tek nükleonun dalga fonksiyonu

$$\Psi_{nljm} = \frac{1}{r} u_{nlj}(r) \sum_{m_l, m_s} \left(l m_l \frac{1}{2} m_s \middle| j m \right) i^l Y_{lm_l}(\theta, \varphi) \chi_{m_s}$$

biçimindedir. Nükleonun (kütlesi m , yükü $(1-\tau_z)/2$, yarıçap vektörü \vec{r}_1) ve korun (kütlesi $m(A-1)$, yükü $Z-(1-\tau_z)/2$, yarıçap vektörü \vec{r}_0) bağlı hareketini açıklamak için etkin yük kavramı oluşturulur. Kütle merkezinin yarıçap vektörünün $\vec{R}_0 = (1/A)[\vec{r}_1 + \vec{r}_0(A-1)]$ olduğu hatırlandığı zaman

$$\sum_i \left(\frac{1-\tau_z^{(i)}}{2} \right) \vec{r}_i^\lambda = \frac{1-\tau_z}{2} (\vec{r}_1 - \vec{R}_0)^\lambda + \left(Z - \frac{1-\tau_z}{2} \right) (\vec{r}_0 - \vec{R}_0)^\lambda = e_{eff}^{(\lambda)} \vec{r}^\lambda \quad (2.40)$$

ifadesi elde edilir. Burada $\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_0$ kora göre tek nükleonun konumunu belirleyen vektördür. Bu durumda etkin yük

$$e_{\text{eff}}^{(\lambda)} = \frac{1-\tau_z}{2} \left(\frac{A-1}{A} \right)^\lambda + \left(Z - \frac{1-\tau_z}{2} \right) \left(\frac{-1}{A} \right)^\lambda \quad (2.41)$$

şeklinde belirlenir. Böylece, E1 geçişleri için etkin yük protonlar için $e_{\text{eff}}^{(1)} = N/A$ ve nötronlar için $e_{\text{eff}}^{(1)} = -Z/A$, E2 geçişleri için etkin yük protonlar için $e_{\text{eff}}^{(2)} = 1 - (A+N)/A^2$ ve nötronlar için $e_{\text{eff}}^{(2)} = Z/A^2$ 'dır. Daha yüksek çok kutup ($\lambda > 2$) geçişleri için geri tepme etkisi küçüktür ve çoğu zaman ihmal edilir; böylece etkin yük protonlar için $e_{\text{eff}}^{(\lambda)} \approx 1$ ve nötronlar için $e_{\text{eff}}^{(\lambda)} \approx 0$ 'dır. Etkin yükün başka bir kaynağı olan kor polarizasyonu, çoğu zaman daha fazla önemlidir. Bu etki, aşağıdaki bölümlerde ele alınacaktır.

$E\lambda$ geçiş operatörü, izobarik spin operatörlerini içerir ve bu yüzden belirli T seçim kurallarına sahiptir. E1 geçişlerinin özel durumunda ilgili operatör aşağıdaki ifade ile orantılıdır.

$$\sum_i \frac{1-\tau_z^{(i)}}{2} \vec{r}_i = \frac{1}{2} \left(\frac{N-Z}{A} \vec{r} - \tau_z \vec{r} \right) \quad (2.42)$$

$T_i = T_f$ olduğu zaman, ilk terimin sıfır olmayan matris elemanlarına ve $T_f = T_i + 1$ olduğu zaman, ikinci terimin sıfır olmayan matris elemanlarına sahip olduğu açıktır. $T_f = T_i + 1$ geçişleri ile karşılaştırıldığı zaman, $T_i = T_f$ geçişleri $((N-Z)/A)^2$ oranında yasaktır. Bu nedenle seçim kuralları

$$\Delta T = 0, \pm 1 \quad \text{eğer} \quad T_z \neq 0;$$

$$\Delta T = \pm 1 \quad \text{eğer} \quad T_z = 0 \quad (\text{örneğin eğer } N = Z \text{ ise})$$

şeklinde olur.

Tek parçacık geçişleri için $B(E\lambda)$ değerini hesaplamak çoğu zaman yararlıdır. Bu değeri elde edilmesi için (2.36'') deklemini, başlangıç ve son seviyelerin dalga

fonksiyonları olarak (2.24) ifadesi ve $e_{\text{eff}}^{(\lambda)}$ etkin yük kullanılacaktır. Vektör ekleme formülü kullanılarak açısal değişkenler hesaba katılmaz. Sonuçta

$$B(E\lambda; j_i \rightarrow j_f) = \left(e_{\text{eff}}^{(\lambda)}\right)^2 \frac{e^2}{4\pi} (2\lambda + 1) \left(j_i \frac{1}{2} \lambda 0 \left| j_f \frac{1}{2} \right.\right)^2 \left| \int dr u_{n_f l_f j_f}(r) r^\lambda u_{n_i l_i j_i}(r) \right|^2 \quad (2.43)$$

ifadesi elde edilir. Weisskopf'a göre eğer dalga fonksiyonlarının nükleer hacim içinde sabit ve dışında sıfır olduğu varsayılırsa radyal matris elemanları hesaplanabilir. Bu varsayım ile radyal matris elemanları $3R_0^\lambda (\lambda + 3)^{-1}$ değerine eşittir. Burada R_0 nükleer yarıçaptır. (2.43) ifadesindeki Clebsch-Gordan katsayısı bire yakındır ve bu yüzden ihmal edilebilir. Böylece son ifade indirgenmiş $E\lambda$ geçiş olasılığının tek parçacık birimlerinde ifadesidir.

$$B(E\lambda)_{s.p.} = \frac{2\lambda + 1}{4\pi} \left(\frac{3}{3 + \lambda}\right)^2 R_0^{2\lambda} e^2 \quad (2.44)$$

$\lambda=2$ ve $\lambda=3$ için bu değerler

$$B(E2)_{s.p.} = 3e^2 A^{4/3} 10^{-53} \text{ cm}^4 \quad (2.44')$$

$$B(E3)_{s.p.} = 4,2e^2 A^2 10^{-79} \text{ cm}^6 \quad (2.44'')$$

İndirgenmiş geçiş olasılıkları tek parçacık birimlerinde ifade edildiği zaman $B(E\lambda)_{s.p.u}$ gösterimi aşağıda kullanılacak.

Tek parçacık birimlerinde $E\lambda$ geçiş olasılığı

$$W(E\lambda) = \left(e_{\text{eff}}^{(\lambda)}\right)^2 e^2 18 \frac{(\lambda + 1)(2\lambda + 1)}{\lambda [(2\lambda + 1)!!]^2} \left(j_i \frac{1}{2} \lambda 0 \left| j_f \frac{1}{2} \right.\right)^2 p^{2\lambda+1} \frac{R_0^{2\lambda}}{(\lambda + 3)^2} \quad (2.45)$$

biçimindedir. Bu ifade Weisskopf biriminden sadece bir çarpan kadar farklıdır.

$$W_w(E\lambda) = 18e^2 \frac{(\lambda+1)}{\lambda[(2\lambda+1)!!]^2} p^{2\lambda+1} \frac{R_0^{2\lambda}}{(\lambda+3)^2} \quad (2.45')$$

Manyetik geçişler ele alınmadan önce tek parçacık kabuk modelde tek A'lı çekirdeğin manyetik momenti için bir eşitlik türetilecektir.

Nükleer manyetik moment iki kısma sahiptir: biri yük hareketi tarafından oluşturulan akıma uyan kısım, diğeri nükleonların iç manyetik momentleri tarafından oluşturulan kısımdır.

$$\vec{\mu} = \sum_{i=1}^A (g_i^{(l)} \vec{l}_i + g_i^{(s)} \vec{s}_i) \mu_0 \quad (2.46)$$

$g_i^{(l)}$ yörünge hareketinin jromanyetik oranıdır ve $g_i^{(s)}$ spin jromanyetik oranıdır. Serbest nükleonlar için jromanyetik oranlar aşağıdaki gibidir: protonlar için yörünge jromanyetik oranı $g_p^{(l)} = 1$, nötronlar için yörünge jromanyetik oranı $g_n^{(l)} = 0$, protonlar için spin jromanyetik oranı $g_p^{(s)} = 5.5856$, nötronlar için spin jromanyetik oranı $g_n^{(s)} = -3.8263$.

Nükleer manyetik moment $j_z = m = j$ durumunda μ 'in z bileşeninin ortalama değeri olarak belirlenir. Manyetik moment nükleer manyeton birimlerinde

$$\mu = gj = \int (dr) \psi_{j,m=j}^* \mu_z \psi_{j,m=j} \quad (2.47)$$

şeklinde ifade edilir. Tek parçacık modelde manyetik moment tek nükleon tarafından belirlenir; çiftler halindeki nükleonlar manyetik momente katkı vermez. μ için açık bir formül elde edilmesi için herhangi bir \vec{V} vektörü için geçerli olan bir formül kullanılacaktır.

$$\langle j, m | \vec{V} | j, m \rangle = \langle j, m | \vec{j} | j, m \rangle \frac{\langle j, m | \vec{j} \cdot \vec{V} | j, m \rangle}{\langle j, m | \vec{j}^2 | j, m \rangle}$$

$m = j$ durumunda \vec{V} 'nin z bileşeni

$$\langle j, m | V_z | j, m \rangle = (j+1)^{-1} \langle j, m = j | \vec{j} \cdot \vec{V} | j, m = j \rangle$$

\vec{V} 'nin yerine μ kullanarak

$$\mu = \langle j, m = j | \mu_z | j, m = j \rangle = (j+1)^{-1} \langle j, m = j | \vec{\mu} \cdot \vec{j} | j, m = j \rangle$$

ve aşağıdaki bağıntılar ile

$$2\vec{j} \cdot \vec{l} = \vec{j}^2 + \vec{l}^2 - \vec{s}^2, \quad 2\vec{j} \cdot \vec{s} = \vec{j}^2 + \vec{s}^2 - \vec{l}^2$$

μ için son bir formül elde edilir:

$$\mu = \left(j - \frac{1}{2} \right) g^{(l)} + \frac{1}{2} g^{(s)} \quad j = l + \frac{1}{2} \quad \text{için,} \quad (2.48)$$

$$\mu = \frac{j}{j+1} \left\{ \left(j + \frac{3}{2} \right) g^{(l)} - \frac{1}{2} g^{(s)} \right\} \quad j = l - \frac{1}{2} \quad \text{için}$$

Yukarıdaki ifadeler daha fazla basitleştirilebilir. Tek N'li çekirdek için $\mu_n = -1,91\mu_0$

$$\mu = \mu_n \quad j = l + \frac{1}{2} \quad \text{için,} \quad (2.49)$$

$$\mu = -\frac{j}{j+1} \mu_n \quad j = l - \frac{1}{2} \quad \text{için,}$$

Tek Z'li çekirdek için $\mu_p = 2,79\mu_0$

$$\mu = \left(j - \frac{1}{2} \right) + \mu_p \quad j = l + \frac{1}{2} \quad \text{için,} \quad (2.50)$$

$$\mu = \frac{j}{j+1} \left\{ \left(j + \frac{3}{2} \right) - \mu_p \right\} \quad j = l - \frac{1}{2} \quad \text{için,}$$

(2.49) ve (2.50) manyetik moment değerleri çoğu zaman Schmidt değerleri olarak adlandırılır ve μ 'e göre j 'nin çizildiği grafikteki eğriler Schmidt çizgileri olarak adlandırılır. Manyetik momentin deneysel değerleri (2.49) ve (2.50) denklemlerinin değerleri ile uyuşmaz. Yine de deneysel değerler Schmidt çizgileri içindedir (istisna olan birkaç hafif çekirdek hariç). Artık etkileşme manyetik momentler üzerinde derin bir etkiye sahiptir; bu yüzden tek parçacık kabuk modeli manyetik moment değerlerinin çok kaba bir hesabını verir.

M1 geçişlerinin genliği μ operatörünün köşegen olmayan matris elemanları tarafından belirlenir. μ operatörü aşağıdaki biçimde yeniden yazılır.

$$\bar{\mu} = \sum_{i=1}^A \left\{ \frac{1 - \tau_z^{(i)}}{2} (g_p \bar{s}_i + \bar{l}_i) + \frac{1 - \tau_z^{(i)}}{2} g_n \bar{s}_i \right\} = \frac{1}{2} \bar{I} + 0.38 \sum_{i=1}^A \bar{s}_i - \sum_{i=1}^A \tau_z^{(i)} (4.7 \bar{s}_i + 0.5 \bar{l}_i)$$

Yukarıdaki ifadeden $\Delta T=0, \pm 1$ izospin seçim kuralları kolaylıkla fark edilebilir. $\Delta T=0$ geçişleri ile karşılaştırıldığında zaman $\Delta T=\pm 1$ geçişleri 10 kat daha fazladır.

Weisskopf yaklaşımına göre manyetik tek proton geçişlerinin indirgenmiş geçiş olasılığı tek parçacık birimlerinde

$$B(M\lambda)_{s.p.} = \frac{10e^2}{4\pi m^2} \left(\frac{3}{\lambda + 3} \right)^2 R_0^{2\lambda-2} \quad (2.51)$$

şeklinde belirlenir. Uygun manyetik çok kutup ışınım olasılığı

$$W_w(M\lambda) = 18 \frac{10e^2}{m^2} \frac{\lambda + 1}{\lambda [(2\lambda + 1)!]^2} p^{2\lambda+1} \frac{R_0^{2\lambda-2}}{(\lambda + 3)^2} \quad (2.52)$$

$W_M(M\lambda)$ Moszkowski birimleri bazen manyetik geçişler için kullanılır; $W_M(M\lambda)$ Moszkowski birimleri Weisskopf birimleri ile aşağıdaki şekilde ilişkilidir.

$$W_W(M\lambda) = 10 \left(\frac{\lambda+2}{\lambda+3} \right)^2 \left(\mu_p \lambda - \frac{\lambda}{\lambda+1} \right)^{-2} W_M(M\lambda) \quad (2.53)$$

Çok kutupluluk arttığı zaman elektrik ve manyetik ışınım olasılığı hızlı bir şekilde azalır. Bu gerçek (2.34) uzun dalgaboyu yaklaşımına ve (2.45) ve (2.52) hesaplamalarına uyar. Bu yüzden çoğu zaman bir veya iki çok kutup nükleer elektromanyetik geçişlere katılır; yani, açısal momentum ve parite seçim kurallarına uyan en küçük λ (örneğin $\lambda = |I_f - I_i|$ veya $\lambda = |I_f - I_i| + 1$) değerli çok kutuplar. Parite seçim kuralları $M\lambda + E(\lambda+1)$ veya $E\lambda + M(\lambda+1)$ bileşimine izin verecektir. Eğer $\lambda = |I_f - I_i|$ ışınımı elektrik ise manyetik ışınımın karışımı çoğunlukla küçüktür ve nadiren gözlenir. Bununla birlikte eğer $\lambda = |I_f - I_i|$ ışınımı manyetik ise uygun $(\lambda+1)$ elektrik geçişinin karışımı oldukça büyük olabilir. Yukarıda ele alınan hesaplar $M\lambda$ ve $E(\lambda+1)$ ışınım olasılıklarının oranını aşağıda verir:

$$\frac{W_W(M\lambda)}{W_W(E(\lambda+1))} = \frac{10}{m^2 p^2 R_0^4} \frac{(\lambda+1)^2 (\lambda+4)^2 (2\lambda+3)^2}{\lambda (\lambda+2) (\lambda+3)^2} \quad (2.53')$$

Bu oran ağır çekirdekler ve geçiş enerjileri için 10-100 aralığında 1 MeV'dir. Birçok durumda, ölçülen karışık M1 ve E2 geçişleri her iki bileşenin yoğunlukları ile karşılaştırılabilir.

Elektromanyetik geçişlerle ilgili niceliklerin büyüklük mertebesi hakkında fikir vermesi için tablo 1.3'te farklı enerjiler ve farklı çok kutupluluklar için elektrik ve manyetik γ geçişlerinin yarı ömürleri verilir. Tablodaki değerler (2.45') ve (2.52) eşitliklerinden hesaplanmıştır; bu değerler A=165 Z=65 çekirdeğine uyar. A=125 çekirdeği için yarı ömürler daha uzundur; değişim yaklaşık olarak E1 geçişleri için %20, E2 geçişleri için %50 ve E3 geçişleri için %200'dür. Diğer yandan, A=235 çekirdeği için yaklaşık olarak aynı oranlarda daha kısadır.

Tablo 2.2. Farklı enerji ve çok kutupluluğa sahip elektrik ve manyetik geçişlerin yarı ömürleri (sn birimlerinde)

$E_{\gamma=p}$ (keV)	Elektrik geçişleri					Manyetik geçişler			
	E1	E2	E3	E4	E5	M1	M2	M3	M4
10	$2 \cdot 10^{-10}$	10^{-1}	10^7	10^{15}	10^{25}	$2 \cdot 10^{-8}$	3	10^8	10^{16}
100	$2 \cdot 10^{-13}$	10^{-6}	7	$8 \cdot 10^7$	10^{15}	$2 \cdot 10^{-11}$	$3 \cdot 10^{-5}$	90	5
300	$8 \cdot 10^{-15}$	$4 \cdot 10^{-9}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^9$	$9 \cdot 10^{-13}$	10^{-7}	$4 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^3$
500	$2 \cdot 10^{-15}$	$3 \cdot 10^{-10}$	10^{-4}	50	$2 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^{-13}$	$8 \cdot 10^{-9}$	10^{-3}	$3 \cdot 10^2$
750	$5 \cdot 10^{-16}$	$4 \cdot 10^{-11}$	$6 \cdot 10^{-6}$	1	$2 \cdot 10^5$	$6 \cdot 10^{-14}$	10^{-9}	$7 \cdot 10^{-5}$	7
1000	$2 \cdot 10^{-16}$	10^{-11}	$7 \cdot 10^{-7}$	$8 \cdot 10^{-2}$	10^4	$2 \cdot 10^{-14}$	$3 \cdot 10^{-10}$	$9 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-1}$
1500	$6 \cdot 10^{-17}$	10^{-12}	$5 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-3}$	10^2	$7 \cdot 10^{-15}$	$4 \cdot 10^{-11}$	$6 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-2}$
2000	$3 \cdot 10^{-17}$	$3 \cdot 10^{-13}$	$6 \cdot 10^{-9}$	$2 \cdot 10^{-4}$	6	$3 \cdot 10^{-15}$	$9 \cdot 10^{-12}$	$8 \cdot 10^{-8}$	10^{-3}

İç dönüşüm 200 keV veya daha az enerjili geçişlerde meydana gelir. Uygun düzeltmeler yüksek çok kutuplu γ geçişlerinin yarı ömürlerini oldukça kısaltır.

Referans [16]'daki çizelge veya tablo 2.2'deki hesaplamalar deneysel verinin analizi için yararlı araçlardır. Gerçek γ geçişleri, Weisskopf veya Moszkowski birimlerine dayanan hesaplamalardan çoğu zaman daha hızlı veya daha yavaştır. Böyle sapmalar geçişlerle bağlantılı nükleer seviyelerin özel özellikleri ile ilgilidir.

2.3. Deforme Çekirdekte Parçacık Seviyeleri

Çekirdeklerin incelenmesinde daha fazla ilerleme sağlanabilmesi için, korun dışındaki parçacıkların hareket seviyeleri daha iyi anlaşılmalıdır. Bu konu üzerine ilk çalışma 1955'te Nilsson [19] tarafından yazıldı. Nilsson sadece aksel simetrik çekirdek ile ilgilendi ve onun çalışmaları, Newton [20] tarafından aksel olmayan biçim için genişletildi.

İç hareketin parçacık Hamiltoniyeni

$$\left[\sum_p H_p + \left(\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} \right) \left(\sum_p \vec{j}_p \right)^2 \right] \chi = e\chi \quad (2.54)$$

ile verilir. $\vec{j}_p \cdot \vec{j}_q$ operatörleri olmasaydı, nükleonlar arasında herhangi bir çiftlenim olmayacaktı. Eğer modelin basit tutulması istenirse, parçacıklar arası çiftlenim ihmal edilmelidir. Güçlü nükleer kuvvetler, ortalama kabuk modeli potansiyeli ile temsil edildiği için $\vec{j}_p \cdot \vec{j}_q$ terimlerini ortadan kaldırılabilme daha fazla yaklaşım yapılması gerekir. $\hbar^2/2\mathfrak{N}$ terimi 15 keV mertebesindedir ve $\sum_{p,q} \vec{j}_p \cdot \vec{j}_q$ teriminin kendisi küçüktür çünkü zıt olarak yönlenmiş açısal momentumlu birçok nükleon çifti vardır. Bu nedenlerden dolayı bu terimlerin ihmal edilmesiyle cisim merkezli çerçevede yalnızca tek parçacık eşitliği ile ilgilenilir.

$$\left[-\left(\frac{\hbar^2}{2M}\right)\nabla^2 + V(\vec{r}_i, \vec{l}_i, \vec{s}_i) \right] \psi_\alpha = e_\alpha \psi_\alpha \quad (2.55)$$

$V(\vec{r}_i, \vec{l}_i, \vec{s}_i)$ tek cisim potansiyeli bir spin-yörünge terimi, \vec{l}_i^2 ile orantılı bir terim ve deforme harmonik titreşici potansiyeli içerir.

$$V_h(\beta, \gamma, r_i) = \frac{1}{2} M \omega_0^2 r_i^2 \left\{ 1 - 2\beta \left[\cos \gamma Y_2^0(\theta', \phi') + \frac{1}{\sqrt{2}} \sin \gamma (Y_2^2 + Y_2^{-2}) \right] \right\} \quad (2.56)$$

Burada V_h içine kordan gelen küresel simetrik kısım da dahil edilir. Küresel kabuk modelindeki gibi, harmonik titreşici potansiyeli hesaplamada uygunluk için kullanılır; Woods-Saxon potansiyeli gibi daha gerçekçi bir radyal bağımlılık içeren potansiyel için birçok sayısal çalışma bulunur. $\gamma=0$ için (2.56) eşitliğinde sadece $P_2(\cos\theta')$ deformasyonlu eksenel simetrik durum elde edilir. V_h için bir başka seçenek, anizotropik harmonik titreşici potansiyelidir:

$$V_h = \frac{1}{2} M (\omega_1^2 x_1^2 + \omega_2^2 x_2^2 + \omega_3^2 x_3^2) \quad (2.57)$$

Burada (x_1, x_2, x_3) cisim merkezli koordinat eksenleri ile ilgilidir. x_3 eksenini çevresindeki eksenel simetrik durum için $\omega_1 = \omega_2$ 'dır ve biraz cebir bu durum için

(2.57) ifadesinin sadece P_2 tipinde deformasyon içerdiğini gösterir. Eşpotansiyel yüzeyler tarafından sarılan hacmin deformasyonla değişmediği varsayılır, bu

$$\omega_1\omega_2\omega_3 = \text{sabit} \quad (2.58)$$

ifadesine denktir. Bu durumda çözülmüş tek parçacık eşitliği,

$$\left[-\left(\frac{\hbar^2}{2M}\right)\nabla^2 + V_h + V_{\vec{l}\cdot\vec{s}} \right] \psi_\alpha = e_\alpha \psi_\alpha \quad (2.59)$$

Burada $V_{\vec{l}\cdot\vec{s}}$ terimi spin-yörünge terimini ve \vec{l}_i^2 ile orantılı bir terimi içerir.

Bu problemi çözmeye iki açık seçenek vardır. İlki $-\left(\hbar^2/2M\right)\nabla^2 + \frac{1}{2}M\omega_0^2 r_i^2$ küresel simetrik harmonik titreşici potansiyeli tarafından oluşturulan bir temel almaktır ve bu temelde (2.59) eşitliğinde olan Hamiltoniyeni köşegenleştirmektir. Bu V_h ifadesinden gelen $r_i^2 Y_2^0$ terimi $N \pm 2$ 'nin diğerleri ile $N (=2n+1)$ baş titreşici kabuğundaki bir seviyenin çiftleneceği dezavantajına sahiptir. Diğer seçenek V_h için (2.57)'yi kartezyen biçimde alınması ve Hamiltoniyenin $|n_1, n_2, n_3\rangle$ öz durumlarının kartezyen temelde oluşturulmasıdır.

$$\sum_{\kappa=1}^3 \left(-\frac{\hbar^2}{2M} \frac{\partial^2}{\partial x_\kappa^2} + \frac{1}{2} M \omega_\kappa^2 x_\kappa^2 \right)$$

Bu temelde (2.59)'deki toplam Hamiltoniyeni köşegenleştirmek gereklidir. Ancak kartezyen temelde l^2 ve $\vec{l} \cdot \vec{s}$ tipindeki potansiyellerle çalışmak çok zordur.

Bu durumda ilk seçenek daha fazla kullanışlı olmalıdır ve Nilsson aşağıdaki skala dönüşümünü kullanarak farklı baş kabuklar arasındaki çiftlenimin ortadan kaldırılabildiğini gösterdi. Bu dönüşüm

$$\xi_{\kappa} = \left(\frac{M\omega_{\kappa}}{\hbar} \right)^{1/2} x_{\kappa} \quad (2.60)$$

şeklinde verilir. Bu dönüşüm üç eksen boyunca farklı uzunluk birimlerinin kabullenilmesine karşılık gelir. H_h Hamiltoniyenin anizotropik kısmı olarak yazıldığı zaman, (2.60) eşitliğine göre

$$H_h = -\frac{\hbar^2}{2M}\nabla^2 + V_h = \sum_{\kappa} \frac{1}{2}\hbar\omega_{\kappa} \left(-\frac{\partial^2}{\partial \xi_{\kappa}^2} + \xi_{\kappa}^2 \right) \quad (2.61)$$

şeklinde dönüşür. Bu basitçe üç lineer titreşicinin Hamiltoniyenlerinin toplamıdır. Kuantum durumları $\sum (n_{\kappa} + \frac{1}{2})\hbar\omega_{\kappa}$ enerjilerine sahiptir, burada n_1, n_2, n_3 lineer titreşicilerde uyarıların sayısıdır. Ancak, küresel koordinatları kullanmak daha uygundur; bu nedenle

$$\rho^2 = \sum_{\kappa} \xi_{\kappa}^2 \quad \text{ve} \quad \nabla_{\xi}^2 = \sum_{\kappa} \frac{\partial^2}{\partial \xi_{\kappa}^2}$$

ifadeleri tanımlanır. Bu durumda (2.61) Hamiltoniyenin tekrar yazılması kolaydır.

$$H_h = H_0 + H_{\varepsilon} \quad (2.62)$$

$$H_0 = \frac{1}{2}\hbar\omega_0 \left(-\nabla_{\xi}^2 + \rho^2 \right) \quad (2.63)$$

$$H_{\varepsilon} = \frac{1}{2}\hbar\omega_0 \sum_{\kappa} \varepsilon_{\kappa} \left(-\frac{\partial^2}{\partial \xi_{\kappa}^2} + \xi_{\kappa}^2 \right)$$

ve $\omega_{\kappa} = \omega_0(1 + \varepsilon_{\kappa})$ 'dir. ε_{κ} açıkça deformasyondur; aksenal simetrik durum için deformasyon aşağıdaki şekilde belirlenir.

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \frac{1}{3}\varepsilon, \quad \varepsilon_3 = -\frac{2}{3}\varepsilon \quad (2.64)$$

$$\omega_1 = \omega_2 = \omega_{\perp} = \omega_0 \left(1 + \frac{\varepsilon}{3}\right) \quad \text{ve} \quad \omega_3 = \omega_0 \left(1 - \frac{2\varepsilon}{3}\right)$$

Hacim korunum durumu ((2.58) eşitliği) hemen ω_0 'ın deformasyon bağımlı olduğunu gösterir:

$$\omega_0(\varepsilon) = \omega_0 \left(1 - \frac{1}{3}\varepsilon^2 - \frac{2}{27}\varepsilon^3\right)^{-1/3} \quad (2.65)$$

Burada $\omega_0 = \omega_0(0)$ 'dır.

H_0 'ın özfonksiyonlarından bir temel kurmak için, bir sözde (pseudo) açısal momentum tanımlanır.

$$\vec{\lambda} = -i\hbar \vec{\xi} \times \nabla_{\xi} \quad (2.66)$$

Tabii ki $\vec{\lambda}$, ε 'daki ilk mertebeye göre $-i\hbar \vec{r} \times \nabla$ gerçek açısal momentumdan farklıdır. Yine de, ξ sistemi daha uygundur, çünkü, (2.63) eşitliğinin biçiminden görüldüğü gibi, kalan H_{ε} terimi n_1, n_2 ve n_3 'te köşegendir ve bu yüzden $N = n_1 + n_2 + n_3$ 'dir. Böylece baş kabuk karışımı ξ sisteminde ortadan kaldırılır. Şimdi $|N, l, \Lambda, \Sigma\rangle$ temeli tanımlanır ve aşağıda bu temeldeki ifadeler bulunur.

$$\begin{aligned} H_0 |N, l, \Lambda, \Sigma\rangle &= \left(N + \frac{3}{2}\right) |N, l, \Lambda, \Sigma\rangle \\ \vec{\lambda}^2 |N, l, \Lambda, \Sigma\rangle &= l(l+1)\hbar^2 |N, l, \Lambda, \Sigma\rangle \\ \lambda_3 |N, l, \Lambda, \Sigma\rangle &= \Lambda\hbar |N, l, \Lambda, \Sigma\rangle \\ s_3 |N, l, \Lambda, \Sigma\rangle &= \Sigma\hbar |N, l, \Lambda, \Sigma\rangle \end{aligned} \quad (2.67)$$

Gerçek açısal momentumdan daha ziyade, sözde (pseudo) açısal momentumun terimlerini içeren bir $D\vec{\lambda}^2$ kuadratik potansiyel ve $C\vec{\lambda} \cdot \vec{s}$ biçiminde bir spin yörünge potansiyelinin, tek parçacık Hamiltoniyeninde yer alması daha uygundur. Bu

terimler, kabuk modeli ile uyuşan küresel çekirdekler için enerji seviyelerini düzeltmek için seçilir. Deneysel olarak gözlemlendiği gibi, $\vec{\lambda}^2$ 'ye bağlı terim daha yüksek açılal momentum seviyelerinin enerjilerini, bu seviyelerin titreşici değerlerinden daha da azaltır. Nilsson gerçek ya da sözde (pseudo) açılal momentumdan biri kullanıldığında bulunan enerjilerde çok küçük bir fark var olduğunu gösterdi. Sonuç olarak tek parçacık dalga eşitliği çözülmeye başlanabilir.

$$\left(H_0 + H_\varepsilon + C\vec{\lambda} \cdot \vec{s} + D\vec{\lambda}^2\right)\psi_\alpha = e_\alpha\psi_\alpha \quad (2.68)$$

ψ_α dalga fonksiyonu $|N, l, \Lambda, \Sigma\rangle$ seviyelerinin lineer birleşimi olarak yazılabildiği için (2.68) Hamiltoniyenini (2.67) eşitliğinde belirlenen $|N, l, \Lambda, \Sigma\rangle$ temelinde köşegenleştirilebilir. C ve D'nin (C ve D'nin her ikisi de negatiftir.) verilen bir kabukta sabitler olduğuna ve H_ε , $C\vec{\lambda} \cdot \vec{s}$ veya $\vec{\lambda}^2$ 'nin N ile karışmadığına dikkat edilmelidir. Bu yüzden Hamiltoniyeni bir tek baş kabukta köşegenleştirmek yeterlidir.

Ancak, $\vec{\lambda} \cdot \vec{s}$ potansiyelinin varlığında bile $l \pm 2$ ile l seviyelerini karıştıran H_ε 'den dolayı l sözde (pseudo) açılal momentum geçerli bir kuantum sayısı değildir. Bu $\langle N', l', \Lambda', \Sigma' | H_\varepsilon | N, l, \Lambda, \Sigma \rangle$ matris elemanları dikkate alınarak kolayca görünür. $|n_1, n_2, n_3, \Sigma\rangle$ kartezyen temel $|N, l, \Lambda, \Sigma\rangle$ seviyelerine genişletilerek ve (2.63) eşitliğinde H_ε biçimi hatırlanarak $N' = N$ olduğu ve H_ε 'de kinetik ve potansiyel kısımlarının eşit katkı verdiği bulunur. Bu durumda

$$\begin{aligned} & \langle N', l', \Lambda', \Sigma' | H_\varepsilon | N, l, \Lambda, \Sigma \rangle \\ &= \delta_{NN'} \delta_{\Sigma\Sigma'} \langle N', l', \Lambda', \Sigma' | \hbar\omega_0 \sum_{\kappa} \varepsilon_{\kappa} \xi_{\kappa}^2 | N, l, \Lambda, \Sigma \rangle \\ &= \delta_{NN'} \delta_{\Sigma\Sigma'} \langle N', l', \Lambda', \Sigma' | \frac{1}{3} \hbar\omega_0 (\xi_1^2 + \xi_2^2 - 2\xi_3^2) | N, l, \Lambda, \Sigma \rangle \end{aligned}$$

ifadesi elde edilir. $(\xi_1^2 + \xi_2^2 - 2\xi_3^2)$ terimi Y_2^0 ile orantılıdır. H_ε 'den dolayı Λ değişmediği, l ve l' terimlerinin ± 2 değeri kadar değişebildiği Wigner-Eckart teoremi ile gösterilir.

Aynı zamanda (2.57) eşitliğindeki gibi verilen V_h terimini aksenel simetrik durumda ε deformasyon parametresi terimleri ile yazılabilir. Biraz cebir ile aşağıdaki ifade elde edilir.

$$V_h = \frac{1}{2} M \omega_0^2 r^2 \left[\left(1 + \frac{2}{9} \varepsilon^2 \right) - \frac{4}{3} \varepsilon \left(1 - \frac{1}{6} \varepsilon \right) P_2(\cos \theta') \right] \quad (2.69a)$$

$$= \frac{1}{2} \hbar \omega_0 \rho^2 \left[1 - \frac{2}{3} \varepsilon P_2(\cos \theta_t) \right] \quad (2.69b)$$

Burada $\cos^2 \theta' = x_3/r$ ve $\cos^2 \theta_t = x_3/\rho$ 'dır. Eğer ε 'da ikinci mertebe terimleri ihmal edilirse $\gamma = 0$ için (2.69a) ifadesi (2.56) ifadesine eşit olur.

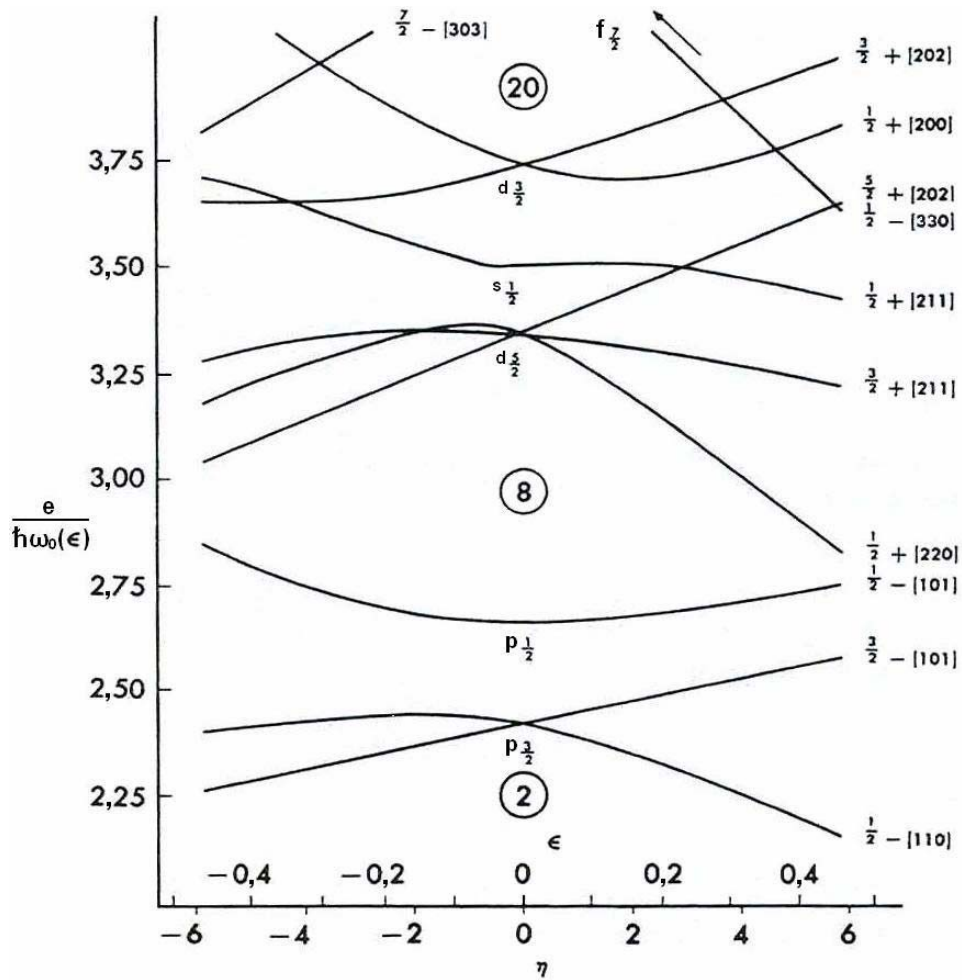
$$\varepsilon = \frac{3}{2} \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta = 0.95 \beta \quad (2.70)$$

Aynı zamanda (2.65) eşitliğinden ω_0 'ın ε deformasyon parametresinin bir fonksiyonu olduğu görülür. Parametre kullanmak bazen daha uygundur.

$$\eta = \frac{2\varepsilon \hbar \omega_0(\varepsilon)}{-C} \quad (2.71)$$

Burada C katsayısı $\vec{\lambda} \cdot \vec{s}$ teriminin katsayısıdır. C ve D değerleri küresel çekirdeklerin kabuk modeline uyması için uygun değerler seçilir; D kabuktan kabuğa farklıdır. Literatürde $\kappa = -C/2\hbar \omega_0$ ve $\mu = 2D/C$ notasyonları ile gösterilir. Uygun değerler $N > 50$ için $\kappa = 0,05$ ve $\hbar \omega_0 = 41A^{-1/3}$ MeV, $N < 20$ için $\kappa = 0,08$ değerine artar. μ değerleri kabuğa bağlı olarak 0 değerinden 0,70 değerine kadar değişir.

Nilsson'un sonuçları kapsamlı tablo ve grafiklerle [19] ve [21] referanslarında verilir. Periyodik tablonun büyük deformasyonlara sahip bölgeleri için bu sonuçlar şekil 2.5'ten şekil 2.9'a kadar gösterilir. Bu grafikler ϵ deformasyonunun bir fonksiyonu olarak herbir seviyenin enerjisini gösterir. $Z > 20$ ve $N > 20$ için sadece pozitif deformasyonlar gösterilir. Herbir seviyeyi gösteren çizgi Ω değeri, parite ve $[Nn_3\Lambda]$ üçlüsü ile tanımlanır. n_3 küresel gösterimde hareketin bir sabiti olmamasına rağmen, n_3 çok büyük deformasyonlar için bu duruma hemen hemen uyar. $\hbar\omega_1 - \hbar\omega_3$ enerji farkı artarken bu durum fiziksel olarak beklenebilir.



Şekil 2.5. $8 < Z < 20$, $8 < N < 20$ için tek parçacık seviyeleri

Tablo 2.3. Nilsson Dalga Fonksiyonlarının örneği. $N=5$, $\Omega=7/2$. temel vektörler: $|553+\rangle$, $|533+\rangle$, $|554-\rangle$

$\eta=-6$	-4	-2	0	2	4	6	$+\infty$
-16,090	-15,493	-14,007	-11,400	-8,393	-5,255	-2,055	[503]
-0,615	-0,485	-0,214	0,000	0,094	0,094	0,177	
-0,583	-0,723	-0,954	1,000	-0,994	-0,987	-0,982	
0,531	0,493	0,210	0,000	-0,055	-0,067	-0,068	
-20,498	-18,153	-16,194	-15,000	-13,961	-12,885	-11,757	[514]
0,082	0,254	0,432	-0,426	-0,372	-0,321	-0,279	
-0,717	-0,655	-0,285	0,000	-0,086	-0,111	-0,117	
-0,692	-0,712	-0,856	0,905	0,924	0,941	0,953	
-27,812	-26,755	-26,199	-26,000	-26,046	-26,260	-26,588	[523]
0,784	-0,837	-0,876	0,905	-0,924	-0,936	-0,944	
-0,382	0,220	0,092	0,000	-0,066	-0,114	-0,149	
0,489	-0,501	-0,473	0,426	-0,378	-0,333	-0,295	

Nilsson dalga fonksiyonunun örnek tabloları tablo 2.3'te gösterilir. Herbir seviye için tablonun ilk sırasında bulunan enerjiler $\hbar\omega_0$ birimlerindedir. Diğer listelenmiş değerler olan $a_{l\Lambda}$ baz vektörlerinin katsayılarının bileşimi cinsinden dalga fonksiyonunu verir. (2.68) eşitliğinin çözümü olan asıl tek parçacık dalga fonksiyonu

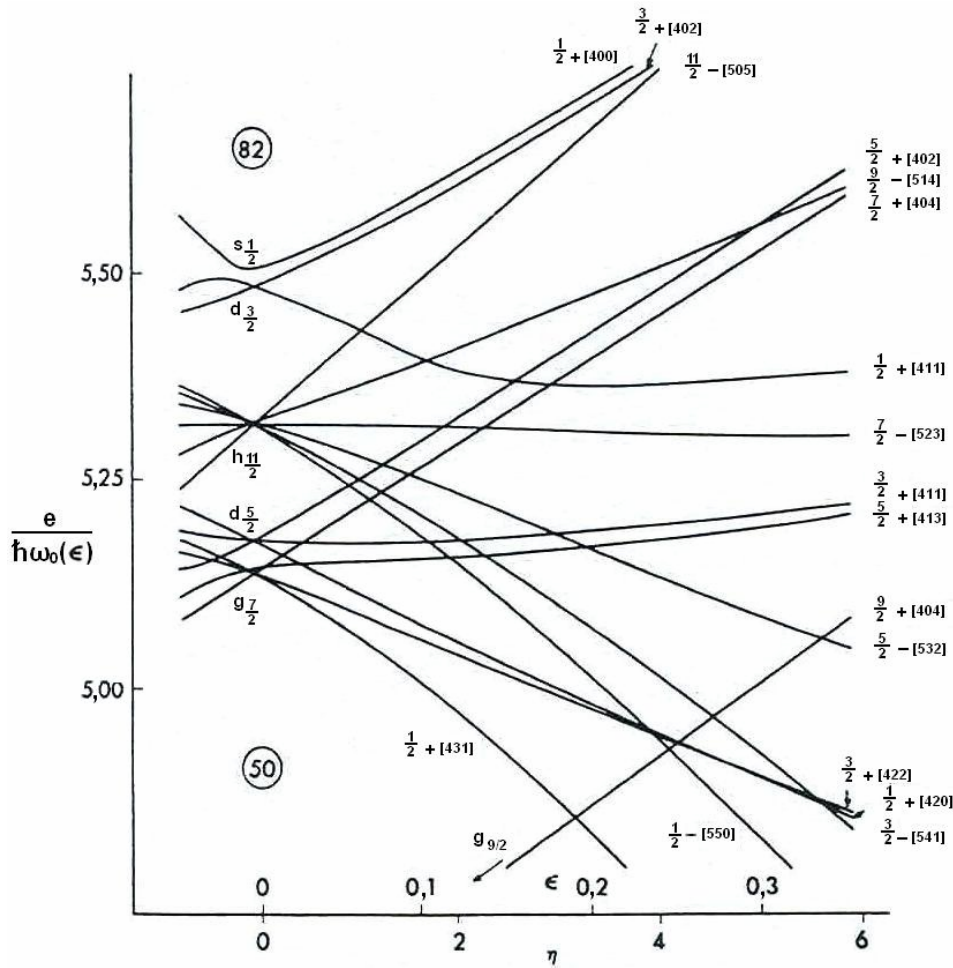
$$\psi_{\alpha\Omega} = \sum a_{l\Lambda} |Nl\Lambda\Sigma\rangle \quad (2.72)$$

şeklinde. Tabii ki burada $\Lambda+\Sigma=\Omega$ 'dır. Örnek olarak, tablo 2.3'ün üst bölümündeki seviyenin değerleri $\eta=0$ (küresel biçimde), enerji -11.400 ve dalga fonksiyonu $|533+\rangle$ değerlerine sahiptir. Bu basitçe $f_{7/2}(m = \frac{7}{2})$ dalga fonksiyonudur. Deformasyon artarken dalga fonksiyonu daha fazla karışık hale gelir, $\eta=2$ için dalga fonksiyonu

$$0.094|553+\rangle - 0.994|533+\rangle - 0.055|554-\rangle$$

şeklinde. Bu aşamada tek geçerli kuantum sayıları N ve Ω 'dır. Sabit l ve Λ 'lı seviyelerin dalga fonksiyonları kullanılmasının yerine, dalga fonksiyonları

n_1, n_2 ve n_3 sabit değerli seviyelerin dalga fonksiyonlarının bir birleşimi olarak ta gösterilebilir. Bu seviyeler n_1, n_2, n_3 seviyelerinin kendi lineer birleşimleridir. hiçbir zaman büyük bir katkı vermeyen $\Lambda = 4$ değerli seviyenin katkısı $\eta \rightarrow \infty$ iken sıfıra gider ve $n_3 = 0$ seviyesini açıklayan $|533+\rangle$ ve $|553+\rangle$ dalga fonksiyonlarının lineer birleşimi kalır. Bu yüzden bu seviyeyi açıklayan $[Nn_3\Lambda]$ ifadesine karşılık gelen $[503]$ girişi tablonun son sütununda yer alır.

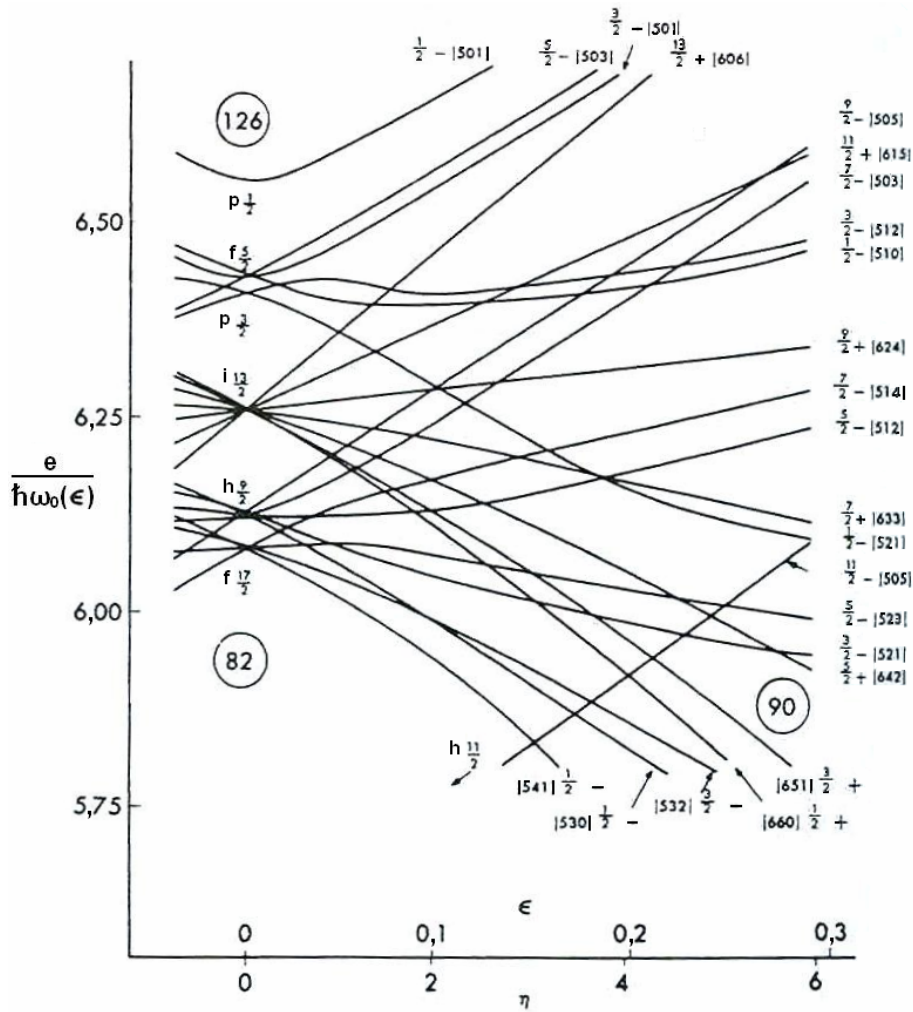


Şekil 2.6. $50 < Z < 82$ için tek proton seviyeleri

Küresel çekirdek için ikinci seviye tablo 2.3'te

$$-0.426|553+\rangle + 0.905|554-\rangle$$

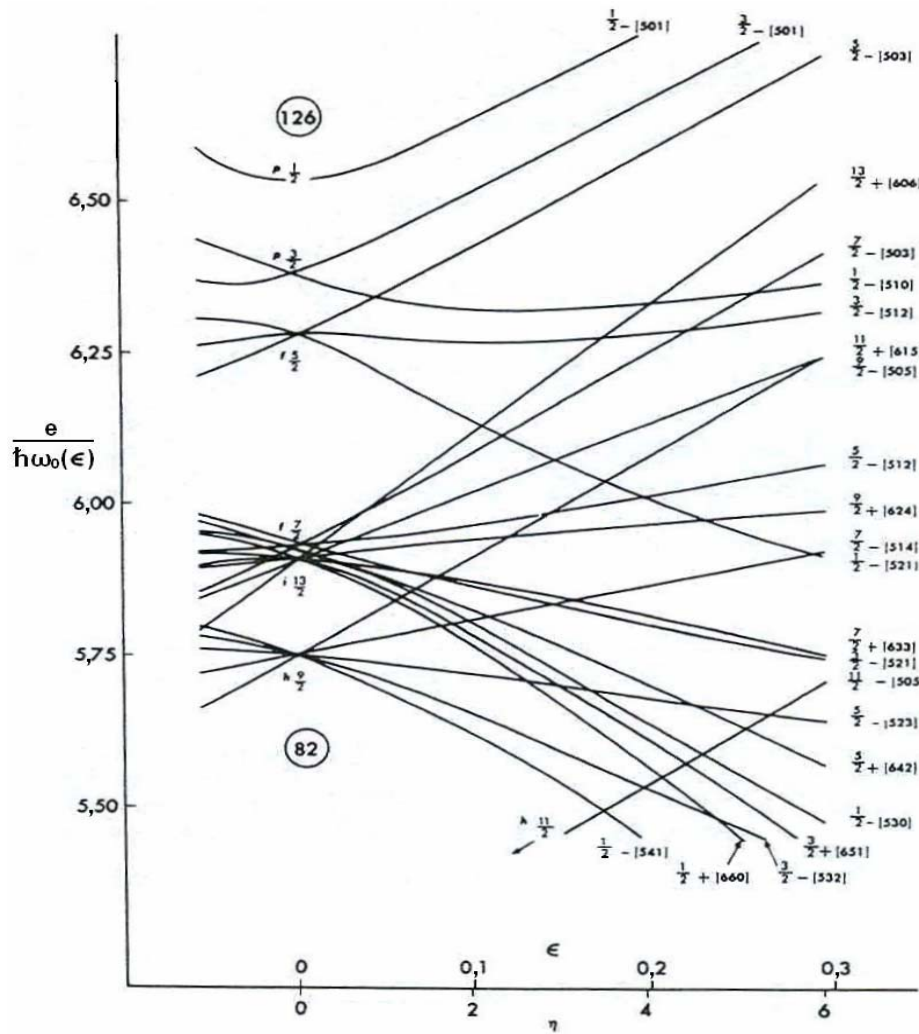
biçiminde gösterilir. Katsayılar basitçe Clebsch-Gordan katsayılarının belirli değerleridir ve bu seviye gerçekten $h_{9/2}(m = \frac{7}{2})$ seviyesidir. Tablodaki üçüncü seviye sıfır deformasyonda $h_{11/2}(m = \frac{7}{2})$ seviyesidir. İki üst seviye şekil 2.8’de ve üçüncü seviye şekil 2.6’da görülebilir. Nötronlar için benzer seviyeler şekil 2.7’de bulunabilir. Nötron seviyeleri oldukça farklı dalga fonksiyonlarına sahiptir çünkü deneyle karşılaştırma durumunda, teoride kullanılan deneysel sabitler için farklı değerler verir.



Şekil 2.7. $82 < N < 126$ için tek nötron seviyeleri

n_3 ve Λ asimptotik kuantum sayılarını belirleyen kural açıktır. Pozitif deformasyon için ω_3 değeri ω_1 değerinden daha azdır ve bu yüzden sabit bir N değeri için en yüksek enerji seviyesi en düşük n_3 değerine sahiptir: bu değer $n_3 = 0$ 'dır. Sonraki

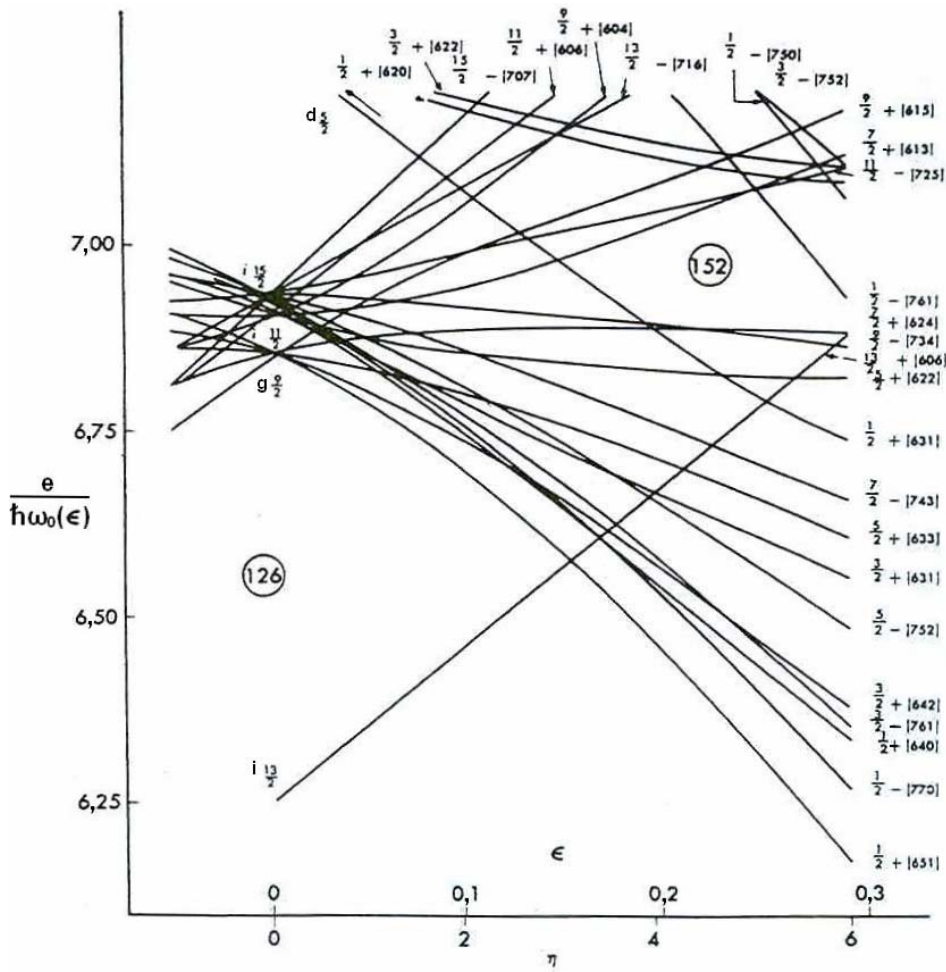
en yüksek seviye $n_3 = 1$ 'dir. Tablo 2.3'teki örnek dalga fonksiyonları için $N=5$, $\Omega = \frac{7}{2}$ değerlerine sahip üç seviye $n_3 = 0,1,2$ asimptotik sayıları ile başarılı olarak belirlenir. Titreşim hareketinde $N - n_3$ çift iken Λ çift, $N - n_3$ tek iken Λ tektir; bunu Λ belirler. Tablo 2.3'teki örnekte, en yüksek seviye $N - n_3 = 5$ değerine sahiptir ve bu yüzden $\Lambda = 3$; sonraki seviye $n_3 = 1$ ve $\Lambda = 4$ değerine; en düşük seviye tekrar $\Lambda = 3$ değerine sahiptir.



Şekil 2.8. $Z > 82$ için tek proton seviyeleri

Bazı süreçlerde seçim kuralları (β ve γ ışınımları için) n_3 ve Λ 'daki değişiklikler ile ilgilidir. Olağan nükleer deformasyonda bu asimptotik kuantum sayıları sıkı bir şekilde geçerli olmamasına rağmen, kuralların geçerli olduğu gözlenir. Bu gerçek

dalga fonksiyonunun, n_3 ve Λ asimptotik değerlerinden başka uygun küçük bir bileşen içerdiği anlamına gelir. Dalga fonksiyonlarını, $|N, l, \Lambda, \Sigma\rangle$ Nilsson baz vektörleri ile ifade etmek yerine, $|Nn_3\Lambda\Sigma\rangle$ fonksiyonlarının birleşimi olarak ifade etmek daha uygundur. Böyle bir dönüşüm Rassey [22] tarafından yapılan bir çalışmada bulunabilir. Rassey [22] tarafından yapılan çalışmada burada verilen üç örnek için $\eta=4$ değeri için sırasıyla $\%95|503\rangle$, $\%85|514\rangle$, $\%86|523\rangle$ ve $\eta=6$ için uyan değerler $\%97$, $\%89$, $\%89$ 'dur.



Şekil 2.9. $N > 126$ için tek nötron seviyeleri

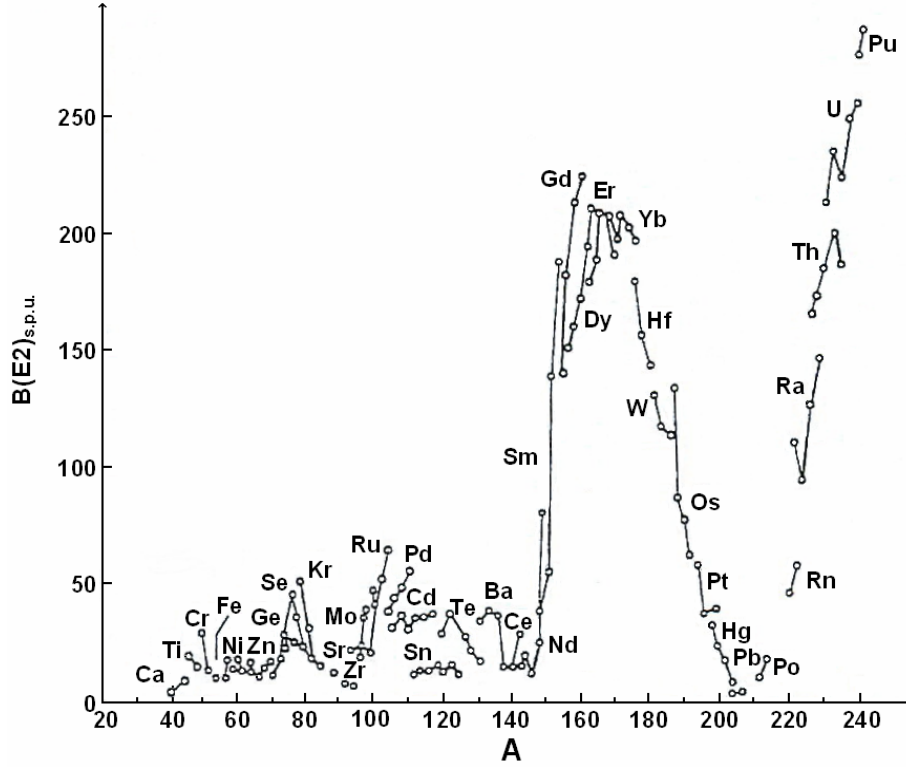
BÖLÜM 3. BİRLEŞİK NÜKLEER MODEL

3.1. Dönme Dalga Fonksiyonları ve Spektrum

Sihirli sayıda nükleon içeren çekirdekler denge halinde küreseldir. Kapalı kabukların dışında, sadece birkaç parçacığa sahip çekirdekler, taban durumunda küresel biçime sahiptir. Çift-çift çekirdeklerde en düşük 2^+ seviyeleri nükleer yüzeyin kuadrupol titreşimleri ile ilgilidir ve bu seviyeler uyarmanın en kolay olduğu serbestlik derecelerini gösterirler. Şimdi açıklanan özellikler titreşimsel çekirdekleri tanımlar. Küresel denge biçimli ve doldurulmamış kabuklarda sadece birkaç parçacık veya hole sahip olan çekirdekler titreşimsel çekirdeklerdir.

Dolmamış kabuklarda hollerin veya parçacıkların sayısı artırıldığı zaman küresel nükleer biçimin kararlılığı gittikçe azalır. Dış nükleonlar artık (residual) etkileşme vasıtasıyla etkileşir; etkileşme parçacıkların bağlantılı hareketi ile sonuçlanır, parçacıkların bağlantılı hareketi nükleer küreselsizliğe neden olur. Kararlı deforme nükleer biçimin olasılığı doldurulmamış kabuklardaki parçacıkların sayısının hızla artan bir fonksiyonudur. Sonuç olarak, doldurulmamış kabuklarda çok nötronlu ve protonlu çekirdekler küresel olmayan biçime yani elipsoid biçimine sahiptir. Böyle çift-çift çekirdeğin ilk 2^+ seviyeleri çok küçük enerjiye sahiptir; 2^+ , 4^+ , 6^+ gibi seviyeler tüm çekirdeğin dönmesine uyan bir dönme bandı olarak yorumlanabilir. Bu özelliklere sahip olan çekirdeklere rotasyonel çekirdekler denir.

Nükleonların bağlantılı hareketi sadece statik nükleer deformasyona sebep olmaz aynı zamanda diğer ortak özelliklerinde bir çoğuna sebep olur. Deforme çekirdekler birçok parçacığın bu düzenli hareketinin bir sonucu olarak büyük kuadrupol momentlere sahiptirler. Dolmamış kabuklarda parçacıkların sayısı artarken çift-çift çekirdeklerde ilk 2^+ seviyesinden taban seviyesine geçişler için indirgenmiş E2 geçiş olasılıkları artar.



Şekil 3.1. Çift-çift çekirdeklerde $I^\pi=2^+$ ilk uyarılma seviyeleri için $B(E2)_{s.p.u.}$ indirgenmiş geçiş olasılıkları.

Son nötron veya proton kabukları yaklaşık olarak yarı dolu oldukları zaman uygun indirgenmiş E2 geçiş olasılıkları tek parçacık değerlerini yüz katından daha fazla aşar. Şekil 3.1 çift-çift çekirdeklerde ilk 2^+ seviyesinin uyarılması için deneysel indirgenmiş geçiş olasılıklarını (tek parçacık birimlerinde) gösterir. $150 < A < 190$ ve $A > 226$ bölgeleri için büyük $B(E2)_{s.p.u.}$ değerleri olduğu görülür. Şekil 2.4'te gösterildiği gibi yalnız bu çekirdekler için ilk 2^+ seviyeleri çok düşük enerjiye sahiptir. Bu bölgelerdeki nükleer spektrum açık bir şekilde dönme yapısı biçimindedir. Bu onların küresel olmayan denge biçimine sahip olduklarının başka bir kanıtıdır.

Dönme ve titreşim spektrumunun birçok özellikleri oldukça genel fiziksel varsayımlara ve uygun simetri bağıntılarına uyar. Bunlar vasıtasıyla nükleonlar arasındaki etkileşme ayrıntılı olarak anlaşılabilir. Bu gerçekler birleşik nükleer modelde en düşük enerjili uyarılmış nükleer seviyelerin fenomolojik şekilde açıklamasında kullanılır. Fenomolojik şekilde yaklaşım ayrıntılı olarak [23] ve [24-26] referanslarında açıklanır.

Birleşik nükleer model iki varsayıma dayanır: ilki dolmamış kabuklarda çok parçacıklı çekirdeklerin aksenel simetrik bir elipsoid biçimine sahip olduğunu öne sürer. Uzayda elipsoidin yönelimi, özel olarak tanıtılan ortak değişkenler yoluyla açıklanır. İkinci varsayım ortak hareketin adyabatikliği ile ilgilidir. Çekirdekler o kadar yavaş bir şekilde dönerki tek nükleonların böyle bir harekete adyabatik olarak uyabildiği varsayılır. Adyabatiklik koşulu aşağıdaki şekilde ifade edilir:

$$\omega_{rot} \ll \omega_{vib} \ll \omega_{in} \quad (3.1)$$

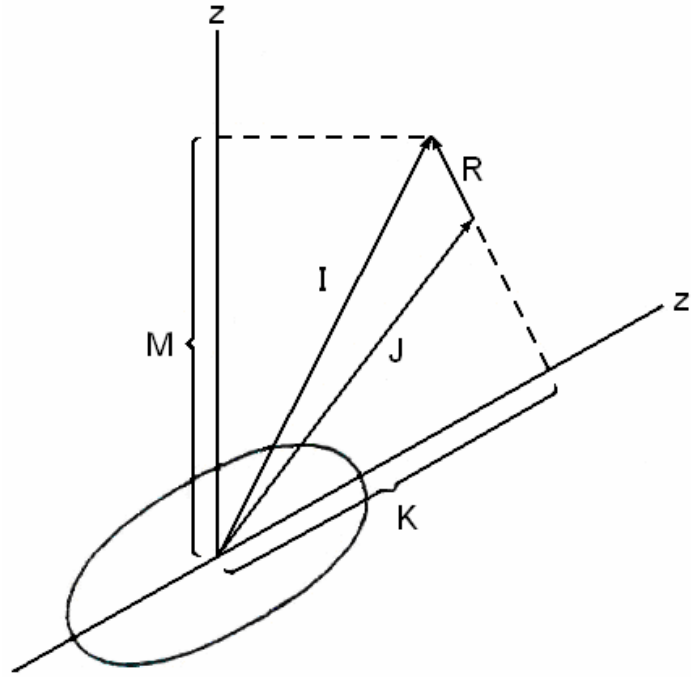
Dönme frekansları titreşim frekanslarından oldukça daha küçüktür ve titreşim frekansları iç hareketin frekanslarından çok daha küçüktür. Bu durumda nükleer hareketler yaklaşık olarak üç bağımsız moda ayrılabilir: iç hareket, titreşim hareketi ve tüm çekirdeğin dönmesi. Benzer şekilde, nükleer dalga fonksiyonu iç hareketin dalga fonksiyonu $\varphi_K(q)$, titreşim hareketinin dalga fonksiyonu φ_{vib} ve dönme hareketinin dalga fonksiyonu $D(\theta_e)$ 'nin çarpımıdır.

$$\Psi \sim D(\theta_e) \varphi_K(q) \varphi_{vib} \quad (3.2)$$

Burada θ_e nükleer yönelimi açıklayan Euler açılarıdır. Bu durumda nükleer Hamiltoniyen yaklaşık olarak

$$H = H'_{in} + H_{rot} + H_{vib} \quad (3.3)$$

şeklinde ayrılır. Burada H_{rot} dönme enerjisinin operatörüdür, H_{vib} nükleer yüzeyin titreşimlerini açıklayan Hamiltoniyendir ve H'_{in} nükleonların iç hareketini açıklar. Burada nükleer titreşimler ile ilgilenilmeyecektir; bu yüzden (3.2) ifadesindeki φ_{vib} fonksiyonu ihmal edilecektir.



Şekil 3.2. Küresel olmayan aksel simetrik çekirdeklerdeki açısal momentumların birbirleri ile ilişkileri.

Deforme çekirdeklerin büyük bir çoğunluğu nükleer kütle merkezinden geçen ve nükleer simetri eksenine dik ek bir simetri düzlemine sahip olan aksel simetrik biçimlere sahiptir. Böyle sistemlerin dönmesi oldukça basit bir şekilde açıklanır (Eksel simetrisiz çekirdeğin daha genel durumu [26] referansında açıklanır.). simetri eksenini üzerindeki toplam açısal momentumun izdüşümü olan $I_3=K$ korunumlu bir niceliktir. Kuantum mekaniği bir cismin simetri eksenini boyunca dönmesini yasaklar. Sonuç olarak aksel simetrik çekirdek sadece simetri eksenine dik eksenler boyunca dönebilir. Aynı zamanda dönme açısal momentum simetri eksenine diktir. Şekil 3.2 konu ile ilgili tüm vektörleri ve onların bağlanmalarını gösterir. x', y', z' koordinat sistemi çekirdeğe bağlanırken (cisim merkezli sistem), x, y, z koordinat sistemi uzayda sabittir (laboratuar sistemi). z' eksenini nükleer simetri eksenidir. Toplam açısal momentum olan $\vec{I} = \vec{J} + \vec{R}$ laboratuar sisteminde z eksenini üzerinde M izdüşümüne ve nükleer simetri eksenini üzerinde K izdüşümüne sahiptir. \vec{J} iç hareketin açısal momentumunu gösterir.

Dönen bir katı cismin dönme Hamiltoniyeni

$$H_{rot} = \frac{1}{2\mathfrak{I}}(R_x^2 + R_y^2) + \frac{1}{2\mathfrak{I}_z} R_z^2$$

şeklindedir. Burada aksenal simetriden dolayı, $R_z = 0$ ve diğer iki eylemsizlik momenti eşittir, örneğin $\mathfrak{I}_x = \mathfrak{I}_y = \mathfrak{I}$. $\vec{R} = \vec{I} - \vec{J}$ eşitliği kullanılarak

$$H_{rot} = \frac{1}{2\mathfrak{I}}(\vec{I}^2 + \vec{J}^2 - 2\vec{I} \cdot \vec{J}) \text{ ve } 2\vec{I} \cdot \vec{J} = (I_+ J_- + I_- J_+) + 2K^2$$

Burada

$$I_{\pm} = I_x \pm iI_y, \quad J_{\pm} = J_x \pm iJ_y$$

Bu eşitlikler ile H_{rot} aşağıdaki şekilde yazılır:

$$H_{rot} = \frac{I(I+1)}{2\mathfrak{I}} - \frac{1}{2\mathfrak{I}}(I_+ J_- + I_- J_+) + \frac{1}{2\mathfrak{I}}(J(J+1) - 2K^2)$$

$(1/2\mathfrak{I})(J(J+1) - 2K^2)$ terimi sadece iç harekete bağlıdır; bu nedenle, bu terim H'_{in} 'in içine dahil edilebilir. (3.3) toplam Hamiltoniyeni şimdi aşağıdaki şekildedir.

$$H = H_{in} + T_{rot} + H_{cor} + H_{vib} \quad (3.4)$$

$$T_{rot} = \frac{I(I+1)}{2\mathfrak{I}}, \quad (3.4')$$

$$H_{cor} = -\frac{1}{2\mathfrak{I}}(I_+ J_- + I_- J_+) \quad (3.5)$$

I_{\pm} , J_{\pm} operatörleri sadece aynı I değerine sahip seviyeler için sıfır olmayan matris elemanlarına sahiptir; bu operatörler K değerini bir birim artırır veya azaltır. H_{cor}

terimi iç ve dönme hareketlerinin bağlanmasını açıklar. Bu terimden çoğunlukla Coriolis çiftlenimi olarak söz edilir, çünkü klasik Coriolis kuvvetlerinin potansiyel enerjisi gibi aynı kökene sahiptir. H_{cor} teriminin önemli olduğu hallerde K kuantum sayısı korunmaz.

Nükleer simetri eksenine dik bir simetri düzlemleri aksiyel simetrik bir çekirdek için dönme dalga fonksiyonu ((3.2)'de $D(\theta_e)$ fonksiyonu) oluşturulacaktır. İlk adım olarak, H_{cor} etkileşmesinin ihmal edilebileceği varsayılacaktır. Eğer $K=0$ ise, dönen sistem spinsizdir ve $D(\theta_e)$ dönme hareketinin fonksiyonu $Y_{IM}(\vartheta, \varphi)$ küresel fonksiyonu ile orantılıdır.

Genel durumda Ψ_M^I fonksiyonunun bilinen dönüşüm özellikleri kullanılır; Sabit laboratuvar sistemindeki Ψ_M^I fonksiyonları aşağıdaki bağıntı vasıtasıyla dönen koordinat sisteminde benzer fonksiyonlar ile bağlantılıdır.

$$\Psi_M^I = \sum_K D_{MK}^I(\theta_e) \Psi_K^I$$

Burada θ_e Euler açıları, x', y', z' eksenleri ile x, y, z eksenlerini birleştirir. D_{MK}^I dönme dalga fonksiyonlarının özellikleri çok iyi bilinir; bu özellikler [15], [17], [23] veya [18] referanslarında açıklanır.

\vec{J} sadece iç hareketin dalga fonksiyonuna $\varphi_K(q)$ etki ederken, \vec{I} sadece dönme hareketininin dalga fonksiyonuna $D_{MK}^I(\theta_e)$ etki eder. Bu durumda

$$I^2 D_{MK}^I(\theta_e) = I(I+1) D_{MK}^I(\theta_e),$$

$$I_z D_{MK}^I(\theta_e) = M D_{MK}^I(\theta_e),$$

$$I_z D_{MK}^I(\theta_e) = K D_{MK}^I(\theta_e).$$

bağıntıları geçerlidir. $+K$ ve $-K$ değerli seviyeler zaman tersinmesi değişmezliğinin bir sonucu olarak aynı enerjiye sahip olmalıdırlar. Bu nedenle aranan dalga fonksiyonu

$$\Psi_{MK}^I = \chi_1 D_{MK}^I(\theta_e) \varphi_K(q) + \chi_2 D_{M,-K}^I(\theta_e) \varphi_{-K}(q) \quad (3.2')$$

biçiminde olmalıdır. χ_1 ve χ_2 parametreleri normalizasyon durumundan, zaman tersinmesi değişmezliğinden ve parite korunumundan bulunabilir. Açık bir şekilde bu parametreler birbirinden sadece bir faz çarpanı ile farklıdırlar. Diğer yandan, dalga fonksiyonu simetri eksenine dik bir eksen etrafında 180° dönme altında simetrik olmalıdır (ayna simetrisinin bir sonucu olarak). Buradan normalleştirilmiş dalga fonksiyonunun

$$\Psi_{MK}^I = \frac{1}{\sqrt{2}} (1 + R^{x'}) \sqrt{\frac{2I+1}{8\pi^2}} D_{MK}^I(\theta_e) \varphi_K(q) \quad (3.2'')$$

biçiminde olduğu anlaşılır. Burada $R^{x'}$, x' eksenini etrafında 180° dönmeyi gösterir.

$R^{x'}$ operatörü R_e^{-1} ve R_i 'in çarpımıdır. R_e operatörü cisim merkezli koordinat sistemi ile birlikte çekirdeği döndürür; R_e operatörü, dalga fonksiyonunun sadece dönme dalga fonksiyonu kısmına etki eder. R_i operatörü ise dalga fonksiyonunun sadece iç hareket dalga fonksiyonu kısmına etki eder ve R_i operatörü cisim merkezli koordinat sistemine göre çekirdeği döndürür. Sonuç olarak

$$R_e D_{MK}^I(\theta_e) = (-1)^{I-K} D_{M,-K}^I(\theta_e),$$

$$R_e^{-1} D_{MK}^I(\theta_e) = (-1)^{I+K} D_{M,-K}^I(\theta_e),$$

$$R_i \varphi_K(q) = \varphi_{-K}(q).$$

yazılabilir. Burada $\varphi_K(q) = \sum_J d_J^q |NIJK\rangle$, $\varphi_{-K}(q) = \sum_J d_J^q (-1)^{I+J} |NIJ-K\rangle$ ile verilir.

Açıkça $R^{x'}$ operatörü R_e^{-1} ve R_i 'in çarpımına eşittir.

$$R^{x'} = R_e^{-1} R_i \quad (3.6)$$

Birkaç basit işlemten sonra, bahsedilen tüm simetri ilişkilerini gerçekleştiren dalga fonksiyonu aşağıdaki şekilde belirlenir.

$$\Psi_{MK}^I = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \left(D_{MK}^I(\theta_e) \varphi_K(q) + (-1)^{I+K} D_{M,-K}^I(\theta_e) \varphi_{-K}(q) \right) \quad (3.7)$$

$K=0$ özel durumunda biraz özel uğraş gerektirir. R_i operatörü $\varphi_{K=0}(q)$ fonksiyonuna etki eder ve $R_i \varphi_{K=0}(q) = \gamma \varphi_{K=0}(q)$ ifadesini verir. Eğer aşağıdaki ilişki gerçekleşirse (3.7) dalga fonksiyonu sıfır olmaz.

$$\gamma(-1)^I = 1 \quad (3.8)$$

Bu yüzden dönme bantlarında açılal momentumlar aşağıdaki değerlere sahip olmalıdır.

$$\gamma = 1 \text{ için } I = 0, 2, 4, 6, \dots,$$

$$\gamma = -1 \text{ için } I = 1, 3, 5, 7, \dots,$$

γ ve π (parite) kuantum sayılarının aynı olmadıklarına dikkat edilmelidir. Uygun şekilde normalize edilmiş $K=0$ dalga fonksiyonları aşağıdaki biçimdedir.

$$\Psi_{MK}^I = \sqrt{\frac{2I+1}{8\pi^2}} D_{M0}^I(\theta_e) \varphi_0(q) \quad (3.7')$$

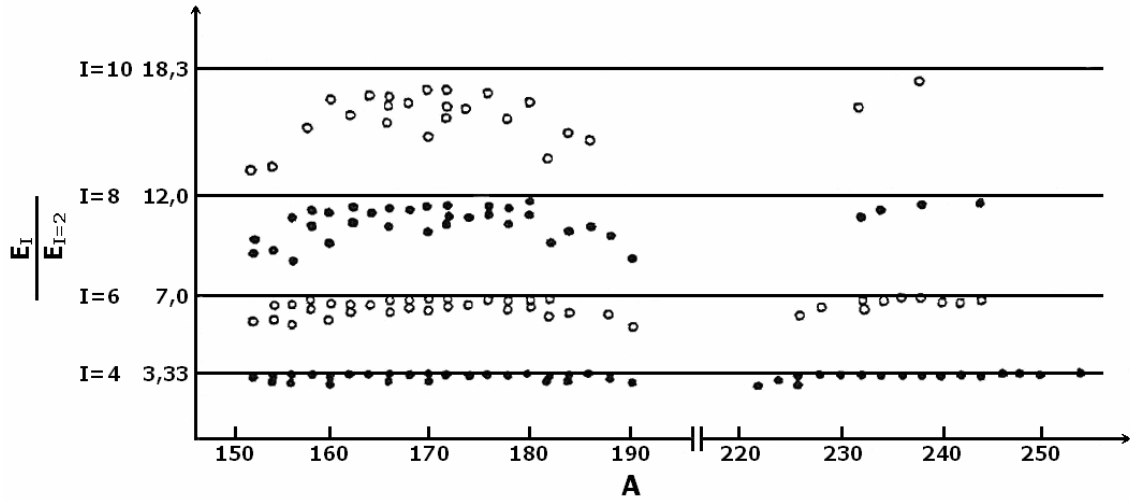
Bir dönme seviyesinin enerjisi (3.4') eşitliğine göre aşağıdaki eşitlikle belirlenir:

$$E_I = \frac{1}{2\mathfrak{I}} I(I+1) \quad (3.9)$$

16^+0	3147	3160	
14^+0	2564	2568	
12^+0	2013	2021	
10^+0	1503	1830	1500
8^+0	1041	1200	1038
6^+0	641	700	639
4^+0	320	334	320
2^+0	100	100	100
0^+0	0	0	0
$I^\pi K$	exp.	(3.9)	D. Ch
	Enerji, keV		

Şekil 3.3. ^{170}Hf çekirdeğinin taban seviye dönme bandı. Deneysel değerler [28] referansındandır. İkinci sütun (3.9) ifadesinden hesaplanmış enerjileri gösterir. Son sütun Davydov-Chaban modelinden [29] hesaplanan enerjileri gösterir.

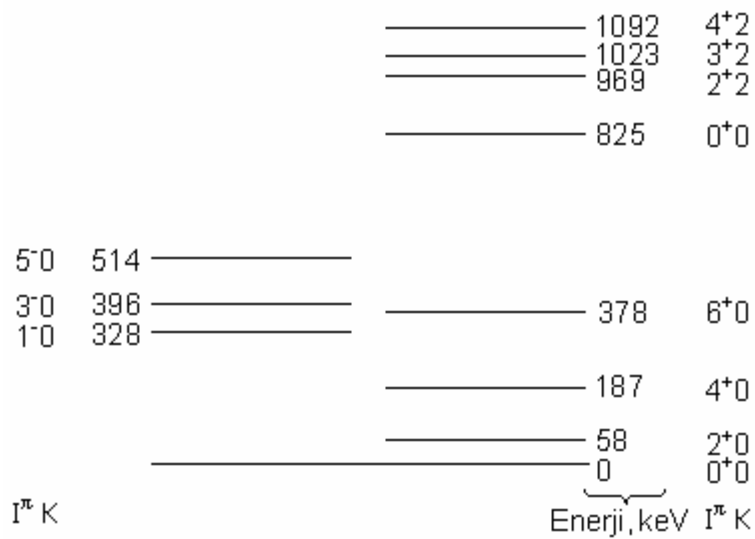
Çift-çift çekirdeğin taban seviyesi $K^\pi=0^+$ ve $\gamma=+1$ değerlerine sahiptir; sonuç olarak I sadece çift değerlere sahiptir. Şekil 3.3 ^{170}Hf 'un dönme bandını gösterir (Bu bilinen dönme bantlarının uzun olanlarından biridir.). $1/2\mathfrak{I}$ değeri 2^+ seviyesinin enerjisinden belirlenebilir, kalan enerjiler (3.9) eşitliğinden hesaplanabilir. Bu hesaplanan enerjiler şekil 3.3'te ikinci sütunda gösterilir. $I(I+1)$ kuralı yaklaşık olarak $I < 10$ için geçerlidir; daha yüksek dönme seviyelerinin doğru bir açıklaması için Coriolis etkileşmesinin, titreşim hareketleriyle dönme hareketlerinin çiftleniminin ve merkezkaç uzamasının katılması gereklidir.



Şekil 3.4. Küresel olmayan çift-çift çekirdeklerin taban seviye dönme bantlarının E_1/E_2 oranları.

Şekil 3.4 çift-çift küresel olmayan çekirdekte $I(I+1)$ kuralının geçerlilik düzeyini gösterir. Şekil 3.4 deneysel olarak belirlenen E_1/E_2 miktarları ile birlikte teorik E_1/E_2 değerlerini (yatay çizgiler ile) gösterir. Açıkça $I(I+1)$ kuralı şiddetli deforme olmuş çekirdeğin ilk birkaç seviyeleri için oldukça iyi bir şekilde uyar; I açılal momentumu arttığı zaman, aynı zamanda $I(I+1)$ kuralından sapmalar artar. Özellikle geçiş çekirdeklerinde $I=6$ seviyelerinden itibaren bu kuralla uyum azalır. Daha büyük I değerleri için sapmalar oldukça büyüktür.

γ niceliği çift-çift çekirdeğin $K^\pi=0^-$ seviyesinin uyarılmış seviyeleri için -1 'e eşittir; bu durumda I sadece tek değerlere sahiptir. $K \neq 0$ 'lı uyarılmış bantlar için I değeri K , $K+1$, $K+2$, gibi değerlere sahiptir. Şekil 3.5 dönme bantlarının tüm üç çeşidini de gösterir; Şekil 3.5 ^{228}Th 'un taban seviye bandını, $K^\pi=0^-$ ve $K^\pi=2^+$ bantlarını gösterir. Birkaç ortak olmayan $K^\pi=0^-$ bantları $\gamma = +1$ değerine sahiptir; bu yüzden bu bantlar I 'nın çift değerlerine sahiptir.

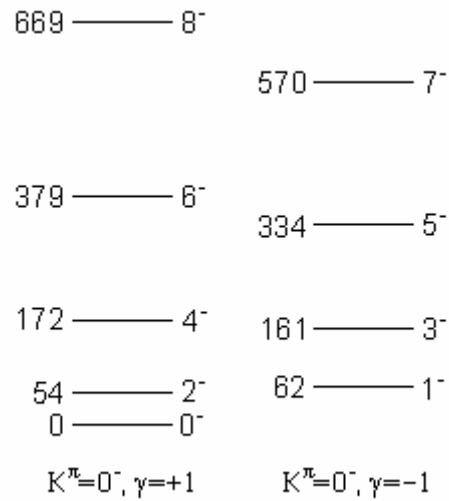


Şekil 3.5. ^{228}Th çekirdeğinin dönme bantları.

Tek-tek çekirdekte $K=0$ bantları biraz daha karmaşıktır. Burada γ parametresi $\gamma = \pm 1$ değerlerine sahip olabilir ve iç dalga fonksiyonu $\varphi_{K=0}(qq')$ aşağıdaki şekilde olur.

$$\varphi_{K=0}(qq') = \varphi_K^p(q)\varphi_{-K}^n(q') \pm \varphi_{-K}^p(q)\varphi_K^n(q') \quad (3.10)$$

Bu yüzden tek-tek çekirdekte iki $K=0$ bandı vardır; biri $\gamma = +1$ 'e uyar, diğeri $\gamma = -1$ 'e uyar. İki bant birbirine göre kayar. Böyle bir durum ^{166}Ho 'da $K^\pi=0^-$ bantlarını gösteren şekil 3.6'da görülür. Tek-A'lı çekirdekte dönme bantları çözümleneceği zaman



Şekil 3.6. ^{166}Ho çekirdeğinin dönme bantları.

Coriolis çiftlenimi mutlaka dahil edilmelidir. I_{\pm} operatörü (3.7) dalga fonksiyonlarının temelinde

$$\left(\Psi_{MK}^{I*} I_{\pm} \Psi_{M\pm K}^I \right) = \sqrt{(I \mp K)(I \pm K + 1)}$$

matris elemanlarına sahiptir. Açıkça, sadece $K = \frac{1}{2}$ seviyeleri için I_{\pm} operatörünün matris elemanları köşgendir (dalga fonksiyonu $K = \frac{1}{2}$ ve $K = -\frac{1}{2}$ bileşenlerini içerir, $K = -\frac{1}{2}$ için $K + 1$ miktarı $\frac{1}{2}$ 'dir.). (3.7) ifadesini kullanarak $K = \frac{1}{2}$ için bunu anlamak kolaydır.

$$\left(\Psi_{M\frac{1}{2}}^{I*} H_{cor} \Psi_{M, -\frac{1}{2}}^I \right) = \frac{1}{2\mathfrak{I}} a (-1)^{I+\frac{1}{2}} \left(I + \frac{1}{2} \right) \quad (3.11)$$

Burada a 'ya bozulma parametresi denir ve aşağıdaki şekilde belirlenir.

$$a = - \left(\varphi_{K=\frac{1}{2}} J_+ \varphi_{K=-\frac{1}{2}} \right) \quad (3.12)$$

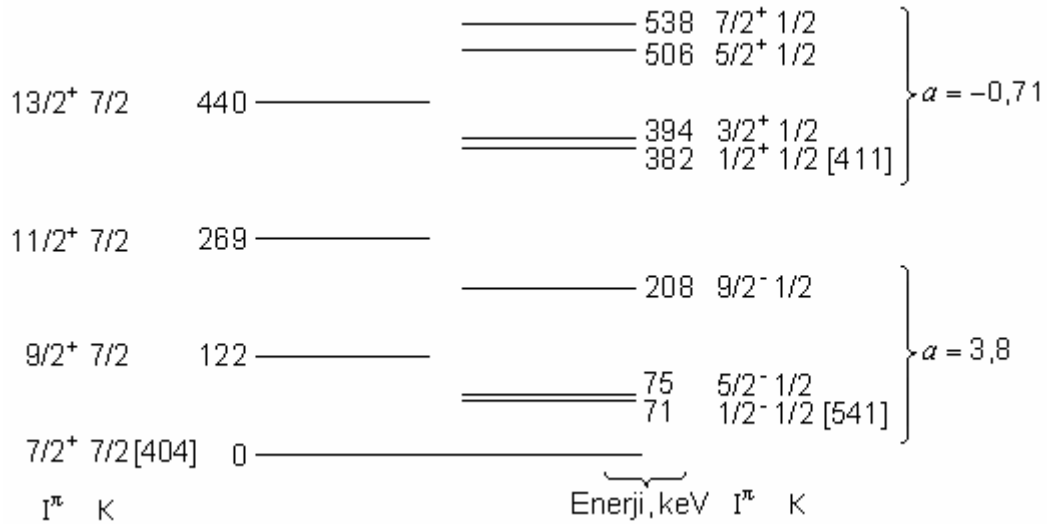
a bozulma parametresi Nilsson dalga fonksiyonlarının bileşenleri ile aşağıdaki gibi ifade edilir;

$$a = (-1)^N \sum \left(a_{l_0}^2 + 2\sqrt{l(l+1)} a_{l_0} a_{l_1} \right) \quad (3.12')$$

Woods-Saxon potansiyeli ile hesaplanan dalga fonksiyonları kullanılırsa, bozulma parametresi, A kütle numarasına bağlı olur; böyle A bağımlılığı bazı durumlarda önemlidir.

Coriolis etkileşmesinin, birinci mertebe pertürbasyon teorisinde $K = \frac{1}{2}$ bantlarının enerjisine katkı verdiği görülür. Sonuçta, dönme seviyelerinin enerjileri aşağıdaki değişiklik yapılmış formül ile belirlenir.

$$E_I = \frac{1}{2\mathfrak{I}} \left\{ I(I+1) + \delta_{\kappa, \frac{1}{2}} a (-1)^{I+\frac{1}{2}} \left(I + \frac{1}{2} \right) \right\} \quad (3.13)$$



Şekil 3.7. ^{171}Lu çekirdeğinin dönme bantları.

Şekil 3.7 ^{171}Lu 'da iki $K = \frac{1}{2}$ ve bir $K = \frac{7}{2}$ dönme bantlarını gösterir. $K = \frac{1}{2}$ bantlarının çarpıklığı açıkça görülebilir.

Dönme enerjilerinin deneysel değerleri deforme çekirdekte taban ve bir çok uyarılmış seviyelerin eylemsizlik momentlerinin yeterli doğrulukta belirlenmesini sağlar. Dönen katı bir cismin eylemsizlik momenti \mathfrak{I}_{rig} niceliği hesaplamalarda anisotropik titreşim potansiyelli bağımsız parçacık modeli kullanıldığı zaman elde edilir. Deneysel eylemsizlik momenti, dönen katı bir cismin eylemsizlik momentinden çok daha küçüktür ($\mathfrak{I}_{exp} \approx (0.2 - 0.6)\mathfrak{I}_{rig}$). Bu fark bağımsız parçacık modelinde artık (rezidual) etkileşmelerin ihmal edilmesi gerçeği ile ilgilidir.

3.2. Dönme Modelinde Elektromanyetik Geçiş Olasılıkları

Çoğu durumlarda nükleer seviyeyi iç hareketin dalga fonksiyonu ile dönme hareketinin dalga fonksiyonunun çarpımı olarak göstermek oldukça iyi bir yaklaşımdır. Böyle çarpım dalga fonksiyonunun kullanılması sayesinde farklı dönme bantları arasında veya bir dönme bandı içindeki geçişlerin elektromanyetik geçiş olasılıkları arasında birkaç basit bağıntı ortaya çıkarılması mümkündür. Bu kurallar elektromanyetik geçiş olasılıkları, statik kuadrupol momentler ve jromanyetik oranlar ile bağlantılıdır.

Coriolis etkileşmesi ihmal edilerek ve (3.7) dalga fonksiyonları kullanılarak burada böyle bağıntılar türetilecektir. İlk olarak [30] referansında formüle edilen kurallar “Alaga kuralları” olarak bilinir.

İlk adımda, $M(\lambda\mu)$ çok kutup operatörünün matris elemanları hesaplanmalıdır. $M(\lambda\mu)$ laboratuvar sisteminde operatörü gösterebilir, $M'(\lambda\mu)$ cisim merkezli koordinat sisteminde aynı operatörü gösterebilir. İki operatör aşağıdaki bağıntı ile ilişkilidir.

$$M(\lambda\mu) = \sum_{\mu'} D_{\mu\mu'}^{\lambda}(\theta_e) M'(\lambda\mu')$$

Bu durumda (3.7) dalga fonksiyonu kullanarak $M(\lambda\mu)$ 'nin matris elemanları aşağıdaki biçimde olur.

$$\left(\Psi_{M_f K_f}^{I_f*} M(\lambda\mu) \Psi_{M_i K_i}^{I_i} \right) = \frac{\left(I_i M_i \lambda \mu \middle| I_f M_f \right)}{\sqrt{2I_f + 1}} \left\langle I_f K_f \middle| M(\lambda\mu) \middle| I_i K_i \right\rangle \quad (3.14)$$

Burada

$$\left\langle I_f K_f \middle| M(\lambda\mu) \middle| I_i K_i \right\rangle = (2I_i + 1)^{1/2} \left\{ \left(I_i K_i \lambda K_f - K_i \middle| I_f K_f \right) \left\langle K_f \middle| M'(\lambda, K_f - K_i) \middle| K_i \right\rangle \right. \\ \left. + (-1)^{I_i + K_i} \left(I_i - K_i \lambda K_f + K_i \middle| I_f K_f \right) \left\langle K_f \middle| M'(\lambda, K_f + K_i) \middle| -K_i \right\rangle \right\} \quad (3.14')$$

(3.14') ifadesindeki son terim $\lambda < K_i + K_f$ değeri için sıfır olur. (3.14) formülü I_i ile I_f 'ye bağlı olan geometrik katsayılar ve iç hareketin dalga fonksiyonları φ_K 'ya bağlı olan terimlerle çarpılmış matris elemanlarını gösterir.

Şimdi bir dönme bandı içindeki E2 elektrik geçişleri daha ayrıntılı ele alınacaktır. Çift-çift çekirdeklerde en basit durum $K=0$ bantlarını kapsar. Bu durumda indirgenmiş geçiş olasılığı

$$\begin{aligned} B(E2; I_i \rightarrow I_f) &= \frac{1}{2I_i + 1} \sum_{\mu, M_i, M_f} \left| \left(\Psi_{M_f 0}^{I_f *} M_E(2\mu) \Psi_{M_i 0}^{I_i} \right) \right|^2 \\ &= \left(I_i 020 | I_f 0 \right)^2 \left| \left(\varphi_0^* M_E(2\mu) \varphi_0 \right) \right|^2 \end{aligned} \quad (3.15)$$

biçimindedir. $M_E(20)$ operatörünün köşegen matris elemanları Q_0 iç nükleer kuadrupol moment ile orantılıdır.

$$\left(\varphi_0^* M_E(20) \varphi_0 \right) = \sqrt{\frac{5}{16\pi}} e Q_0$$

Bu nedenle indirgenmiş E2 geçiş olasılığı aşağıdaki bağıntı ile Q_0 aracılığıyla ifade edilir.

$$B(E2; I_i \rightarrow I_f) = \frac{5}{16\pi} e^2 Q_0^2 \left(I_i 020 | I_f 0 \right)^2 \quad (3.15')$$

Bu ifade, büyük iç nükleer kuadrupol momente sahip çekirdeğin, büyük E2 geçiş olasılıklarına sahip olduğunun kanıtıdır.

Nükleer elektrik kuadrupol momentini, kuadrupol moment operatörünün beklenen değeri olarak belirleriz.

$$Q_0 = \frac{4}{e} \sqrt{\frac{\pi}{5}} \int (dr) \rho(r) r^2 Y_{20}(\theta, \varphi)$$

M=K'lı (2.7) seviyesinde

$$eQ = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \left(\Psi_{KK}^{I*} \int (dr) \rho(r) r^2 Y_{20}(\theta, \varphi) \Psi_{KK}^I \right) = \frac{3K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)} Q_0 \quad (3.16)$$

Burada $\rho(r)$ nükleer yük yoğunluğudur. Eğer $I=0$ veya $I = \frac{1}{2}$ ise açıkça Q kuadrupol momenti sıfıra eşittir.

Q_0 ve β nükleer deformasyon parametresi, birbiri ile ilişkilidir. Nükleer yüzeyin aşağıdaki gibi belirlendiği ve çekirdeğin içinde yük yoğunluğunun sabit olduğu varsayalım.

$$R = R_0 (1 + \beta Y_{20}(\theta, \varphi))$$

Bu durumda iç nükleer kuadrupol moment

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} ZR_0^2 \beta (1 + 0,36\beta + \dots) \quad (3.17)$$

şeklindedir. Eğer Q_0 'ın deneysel değeri bilinirse (3.17) eşitliği, β_0 denge deformasyon parametresini belirlemek için kullanılabilir. Yine de, bu şekildeki bir β_0 'ın model bağımlı olduğuna dikkat edilmelidir; Q_0 'ın statik moment olduğu, çekirdeğin keskin bir yüzeye ve sabit yük yoğunluğuna sahip olduğu varsayılır.

$K \neq 0$ olan bir dönme bandı içindeki geçişler için E2 geçiş olasılığı

$$B(E2; I_i \rightarrow I_f) = \frac{5}{16\pi} e^2 Q_0^2 (I_i K 20 | I_f K)^2 \quad (3.18)$$

ifadesine eşittir. Farklı I_i ve I_f değerli seviyeler arasındaki geçişlerin yoğunluğu Q_0 'ın aynı değerine bağlıdır. Sonuçta, geçiş olasılıklarının oranı sadece geometriksel

faktörlere bağlıdır; örneğin I seviyesinden I-1 seviyesine ve I seviyesinden I-2 seviyesine geçişler için dallanma oranı aşağıdaki şekildedir.

$$\frac{B(E2; I \rightarrow I-1)}{B(E2; I \rightarrow I-2)} = \frac{(IK20|I-1K)^2}{(IK20|I-2K)^2} = \frac{2K^2(2I-1)}{(I+1)(I-1+K)(I-1-K)} \quad (3.19)$$

Bu ve benzeri kurallar (Alaga kuralları [30]) çoğu zaman deneysel veri ile iyi uyuşur. Bu kurallar dönme bantları deneysel olarak belirlenmiş seviyelerin setinden yapıldığı zaman çok yararlıdır.

Manyetik dipol moment ve geçişleri için manyetik moment operatörü aşağıdaki şekilde belirlenir.

$$\vec{\mu} = \sum_{i=1}^A (g_i^{(l)} \vec{l}_i + g_i^{(s)} \vec{s}_i)$$

Yukarıdaki ifade, açıkça dönme hareketiyle ilgili bir terime ve iç hareket ile ilgili bir başka terime bölünebilir.

$$\vec{\mu} = g_R \vec{R} + \sum_{i=1}^A (g_i^{(l)} \vec{l}_i' + g_i^{(s)} \vec{s}_i')$$

Burada \vec{l}_i' ve \vec{s}_i' iç hareketin operatörleridir ve $\vec{J} = \sum_i (\vec{l}_i' + \vec{s}_i')$. g_R niceliği dönme hareketinin jiromanyetik oranıdır.

$$\vec{\mu}' = \sum_{i=1}^A (g_i^{(l)} \vec{l}_i' + g_i^{(s)} \vec{s}_i')$$

$$\vec{\mu} = g_R \vec{I} + (\vec{\mu}' - g_R \vec{J}) \quad (3.20)$$

$(\vec{\mu}' - g_R \vec{J})$ vektör operatörü aşağıdaki formüle göre cisim merkezli koordinat sistemine dönüştürülür.

$$(\mu' - g_R J_x) = \sum_{x'} D_{xx'}^l(\theta_e)(\mu'_{x'} - g_R J_{x'})$$

Bu durumda μ manyetik momentin x bileşeni aşağıdaki şekildedir.

$$\mu_x = g_R I_x + \sum_{x',i} D_{xx'}^l(\theta_e) \left\{ (g_i^{(l)} - g_R)(l'_i)_{x'} + (g_i^{(s)} - g_R)(s'_i)_{x'} \right\} \quad (3.20')$$

Nükleer manyetik moment $M=K$ durumunda μ_z 'in ortalama değeri olarak belirlenir. Basit bir işlemden sonra aşağıdaki formül elde edilir.

$$\mu = g_R I + (g_K - g_R) \frac{K^2}{I+1} \left\{ 1 + (2I+1)(-1)^{I+\frac{1}{2}} b_0 \delta_{K,\frac{1}{2}} \right\} \quad (3.21)$$

Burada

$$K g_K = K g^{(l)} + (g^{(s)} - g^{(l)}) (\varphi_K^* s_z \varphi_K) \quad (3.22)$$

ve

$$(g_K - g_R) b_0 = (g^{(l)} - g_R) \left(\varphi_{K=\frac{1}{2}}^* J_+ \varphi_{K=\frac{1}{2}} \right) + (g^{(s)} - g_R) \left(\varphi_{K=\frac{1}{2}}^* s_+ \varphi_{K=\frac{1}{2}} \right). \quad (3.23)$$

(3.22) ve (3.23) ifadeleri Nilsson genişleme katsayıları $a_{l\Lambda}$ kullanılarak yeniden yazılabilir:

$$K \frac{g_K - g^{(l)}}{g^{(s)} - g^{(l)}} = \sum_l \frac{1}{2} \left(a_{l,K-\frac{1}{2}}^2 - a_{l,K+\frac{1}{2}}^2 \right), \quad (3.22')$$

$$(g_K - g_R)b_0 = -(-1)^N \left((g^{(s)} - g_R) \sum_l a_{l0}^2 + 2(g^{(l)} - g_R) \sum_l \sqrt{l(l+1)} a_{l0} a_{l1} \right). \quad (3.23')$$

(3.21) eşitliği $K = \frac{1}{2}$ seviyelerinin (3.13) dönme enerjisi eşitliğindeki a bozulma parametresine benzer bir b_0 ek terime sahip olduğunu gösterir.

Jiromanyetik oran g_R basit durumlarda bulunabilir. Korun spin polarizasyonuna sahip olmadığı varsayıldığı durumda g_R

$$g_R = \frac{\mathfrak{I}_p}{\mathfrak{I}_p + \mathfrak{I}_n} \quad (3.24)$$

şeklinde dir. g_R protonun eylemsizlik momentinin toplam eylemsizlik momentine oranıdır. Eylemsizlik momentinin katılan parçacıkların sayısı ile orantılı olduğu varsayımı ile g_R için

$$g_R = Z/A \quad (3.24')$$

ifadesi elde edilir. Bir dönme bandı içinde M1 geçişlerinin indirgenmiş olasılığı aşağıdaki ifade ile belirlenir.

$$B(M1; I_i \rightarrow I_f) = \frac{3}{16\pi} \frac{e^2}{m^2} K^2 (g_K - g_R)^2 (I_i K 1 0 | I_f K)^2 \left(1 + b_0 \delta_{K, \frac{1}{2}} (-1)^{I_i > + \frac{1}{2}} \right) \quad (3.25)$$

Burada I değeri I_i ve I_f değerlerinden daha büyüktür. $(g_K - g_R)$ miktarı $K \neq \frac{1}{2}$ bantlarında deneysel olarak belirlenmiş B(M1) değerlerinden bulunabilir. Bu adyabatiklik koşulunun gerçekleşmesinin bir kontrolü olarak çalışır; farklı $I+1 \rightarrow I$ geçişlerinden belirlenen $g_K - g_R$ değerleri mutlaka eşit olmalıdır.

Bir dönme bandı içindeki geçişlerin M1 ve E2 olasılıklarının oranını bulmak kolaydır. (2.35), (2.38), (3.18) ve (3.25) ifadeleri kullanarak aşağıdaki ifade elde edilir.

$$\frac{W(M1; I \rightarrow I-1)}{W(E1; I \rightarrow I-1)} = \frac{20}{3} \left(\frac{1}{mpQ_0} \right)^2 (I+1)(I-1)(g_K - g_R)^2 \left(1 + b_0 \delta_{K, \frac{1}{2}} (-1)^{I+\frac{1}{2}} \right) \quad (3.26)$$

Deforme çekirdeğin büyük Q_0 değerlerine sahip olduğu zaten belirtilmişti. Sonuçta, küresel çekirdekte tipik tek parçacık geçişleri ile karşılaştırıldığı zaman M1 geçişlerinin içine E2 çok kutupluluğunun karışımı en az bir büyüklük mertebesi kadar çoğalır.

$$\frac{g_K - g_R}{Q_0} \left(1 + \delta_{K, \frac{1}{2}} (-1)^{I+\frac{1}{2}} b_0 \right)$$

Yukarıdaki ifadenin değeri etkileşme deneylerinde Coulomb uyarılmasında yayılan γ ışınlarının açısal dağılımı ölçülerek veya sonradan yayılan iki γ ışınının açısal etkileşmeleri ölçülerek bulunabilir.

Böylece, bir dönme bandı içinde geçişler için en az üç γ geçiş olasılığı ve manyetik moment ölçülerek, Q_0 , g_R , g_K ve b_0 parametreleri belirlenebilir.

BÖLÜM 4. BAĞIMSIZ KUAZİPARÇACIKLAR MODELİ

4.1. Nükleonların Çiftlenme Korelasyonları

Atomik çekirdeklerde süperakışkan çiftlenme korelasyonları için kullanılan matematiksel araçlara geçilmeden önce teorinin gelişimiyle ilgili bilgi verilecektir. Süperakışkan teorisinin kuantum mekaniği ve matematiksel analizi ilk defa 1957 yılında Bogolyubov tarafından yapıldı ve daha sonra Bardeen, Cooper, Schrieffer tarafından süperiletkenlik olayını açıklamak için kullanıldı [23], [31], [32]. Bu teori, yukarıda yan yana yazılan bilim adamlarının isimlerinin baş harfleri kısaltılarak, BCS teorisi olarak literatüre geçti. BCS teorisi mikroskobik bir teoredir. Normal bir iletkende akıma karşı gösterilen elektriksel direnç, serbest elektronlarının kristal örgü iyonlarının termik hareketleri sebebiyle saçılmaya uğraması sonucu oluşur. BCS teorisi, bir süperiletkenin akıma karşı sıfır direnç göstermesini açıklar. Ayrıca kristal örgü titreşimleri (fononlar aracılığı) ile iletkenlik elektronları arasındaki etkileşmeler, ortamda elektron-cooper çiftlerinin doğmasına yol açmaktadır. Yani bu etkileşme elektronlar arasındaki zayıf çekim kuvveti fonon alışverişiyle oluşmaktadır. Halbuki çekirdekte iki nükleon arasındaki çekim kuvveti güçlü olduğundan, böyle bir alışveriş mekanizmasına gerek yoktur. Süperiletkenlik özelliğinin çekirdeğe uygulanmasıyla ortaya çıkan bu model süperakışkan model olarak isimlendirildi. Süperakışkan modelin temel denklemleri birçok yoldan türetilebilir. Fakat burada varyasyon prensibine dayanan bir metod ve Bogoliubov'un kuaziparçacık metodu kullanılacaktır.

Nükleonlar arası etkileşmeleri içine alan çekirdek Hamiltoniyeni,

$$H_0 = H_{ort.} + H_{pair} \quad (4.1)$$

şeklinde ifade edilir. Küresel çekirdekler için ortalama alanı spin-yörünge çiftlenimli titreşici potansiyeli veya Woods-Saxon potansiyeli tasvir eder. Deforme çekirdekler için ise Nilsson ve deforme Woods-Saxon potansiyeli geçerlidir. Çiftlenme korelasyonlarını ele alan metod çok geneldir ve bu korelasyonlar ortalama alanın simetri özelliklerine veya açık bir biçimine bağlı değildir. Dolayısıyla ilk önce temel denklemler genel biçimde türetilecek ve daha sonra küresel veya deforme çekirdeklere uygun gelen özel bir formu elde etmek için bu denklemler düzenlenecektir.

Çiftlenme korelasyonları çalışmalarında, $\sigma = \pm 1$ özdeğerlerine sahip kuantum sayısını, kuantum sayılarının tüm setinden ayırmak gerekir. Sadece σ 'nın işaretiyle birbirinden farklılaşan durumlar, zaman tersinirliği dönüşümü altında eşleniktirler. Mesela σ kuantum sayısı, nükleer simetri eksenini üzerindeki açısal momentum izdüşümünün işaretini temsil eder. $q\sigma$, ortalama alanın tek parçacık seviyelerini göstermektedir. $E(q)$, seviyelere karşılık gelen enerjilerdir. Nötron durumları $s\sigma$ ile, proton durumları $r\sigma$ ile gösterilir.

Süperakışkan nötron-proton korelasyonları, orta ve ağır çekirdeklere oluşmamaktadır. Nötron ve protonlar için, ayrı ayrı çözüm elde edilir. Bu nedenle bağımsız kuaziparçacıklar modelinde nötron ve proton sistemleri ayrı ayrı ele alınır. (4.1) ifadesindeki Hamiltoniyen o zaman nötron ve proton kısımları olmak üzere iki kısımda yazılır.

$$H_0 = H_0(n) + H_0(p) \quad (4.2)$$

Çiftlenme korelasyonlarına sebep olan kuvvetler, kısa menzilli kuvvetlerdir. Dolayısıyla $\delta(r - r')$ kuvvetine benzer bir kuvvettir. Bu, çiftlenme kuvvetlerinin momentum temsilinde sabit, farklı tek parçacık durumları için matris elemanlarının yaklaşık olarak aynı olduğu anlamına gelmektedir. Bu düşünceye göre, $G(q+, q-; q'-, q'+)$ matris elemanı q ve q' 'den bağımsızdır. Yani,

$$G(q+, q-; q'-, q'+) = G \quad (4.3)$$

O zaman çiftlenme etkileşmesi iki parametre ile karakterize edilir. G_N niceliği nötron sistemini, G_p niceliği ise proton sistemini temsil eder. (4.2) denklemi aşağıdaki gibi yeniden yazılır.

$$\begin{aligned} H_0(n) &= \sum_{s\sigma} \{E_0(s) - \lambda_n\} a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} - G_N \sum_{ss'} a_{s+}^+ a_{s-}^+ a_{s'-} a_{s'+} \\ H_0(p) &= \sum_{r\sigma} \{E_0(r) - \lambda_p\} a_{r\sigma}^+ a_{r\sigma} - G_p \sum_{rr'} a_{r+}^+ a_{r-}^+ a_{r'-} a_{r'+} \end{aligned} \quad (4.4)$$

Burada $E(s)$ ve $E(r)$, renormalize olmamış tek-parçacık enerjileridir.

Çiftlenme korelasyonlarını tasvir etmede kullanılan matematiksel yaklaşımlar, parçacık sayısını korumamaktadır. Bu etkiyi yok etmek için, ortalama olarak parçacık sayısının korunduğu düşünülür.

Yani,

$$N = \sum_{s\sigma} \langle | a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} | \rangle ; \quad Z = \sum_{r\sigma} \langle | a_{r\sigma}^+ a_{r\sigma} | \rangle \quad (4.5)$$

şartları geçerlidir. Burada $\langle | \dots | \rangle$ sembolü, ele alınan seviye üzerinden ortalama alındığını gösterir. (4.5) ifadesindeki şartların sağlanması için Lagrange çarpanları gereklidir. λ_n ve λ_p Lagrange çarpanları, genellikle kimyasal potansiyeller olarak isimlendirilir. Yukarıdaki Hamiltoniyene $-\lambda_n N$ ve $-\lambda_p Z$ terimleri eklenir. Bu terimlerin eklenmesi, tek-parçacık enerjilerinin sıfırdan itibaren değilde, λ_n ve λ_p enerji değerlerinden, yani nötron veya proton sistemlerinde Fermi-düzey enerjisine yakın olan enerji değerlerinden itibaren sayıldığını göstermektedir.

Nötron sistemi için Hamiltoniyen (4.4) ifadesinde olduğu gibi yazılır. Burada $a_{s\sigma}^+$ operatörü, s durumunda parçacık üretme operatörü, $a_{s\sigma}$ operatörü ise s durumunda parçacık yoketme operatörüdür. Üretme ve yok etme operatörleri bilinen anti-komütasyon kurallarına uyarlar.

$$a_{s\sigma}^+ a_{s'\sigma'} + a_{s'\sigma'} a_{s\sigma}^+ = \delta_{ss'} \delta_{\sigma\sigma'} \quad (4.6)$$

$$a_{s\sigma} a_{s'\sigma'} + a_{s'\sigma'} a_{s\sigma} = 0 \quad (4.7)$$

$$a_{s\sigma}^+ a_{s'\sigma'}^+ + a_{s'\sigma'}^+ a_{s\sigma}^+ = 0 \quad (4.8)$$

$a_{s\sigma}^+$ ve $a_{s\sigma}$ operatörlerinin lineer kanonik dönüşümü, parçacık operatörlerinin yerine kuaziparçacık operatörlerini yazmak için kullanılır. Böyle bir kanonik dönüşüm,

$$\begin{aligned} a_{s\sigma} &= u_s \alpha_{s,-\sigma} + \sigma v_s \alpha_{s\sigma}^+ \\ a_{s\sigma}^+ &= u_s \alpha_{s,-\sigma}^+ + \sigma v_s \alpha_{s\sigma} \end{aligned} \quad (4.9)$$

şeklinde tanımlanır. Kuaziparçacık tasvirindeki yeni yazılan operatörler, parçacık operatörleri gibi (4.6), (4.7) ve (4.8)'deki anti-komütasyon bağıntılarını sağlarlar. Yani bu operatörler,

$$\eta = u_s^2 + v_s^2 - 1 = 0 \quad (4.10)$$

denklemini gibi bütün reel fonksiyonlar için geçerli olduğunda, fermiyonları tasvir edecektir. (4.9) ifadesindeki kanonik dönüşümün tersi, (4.10) ifadesi de kullanılarak

$$\alpha_{s\sigma} = u_s a_{s,-\sigma} + \sigma v_s a_{s\sigma}^+ \quad (4.11)$$

şeklinde yazılır.

Çift sayılı nötronları içeren bir sistemin taban durumu, kuaziparçacık vakum olarak tanımlanır. Bu vakuma karşılık gelen dalga fonksiyonu, bütün nötron durumları için geçerli olan

$$\alpha_{s\sigma} \psi_0 = 0, \quad \psi_0^* \alpha_{s\sigma}^+ = 0 \quad (4.12)$$

denklemlerinden belirlenebilir.

Bu aşamada ψ_0 durumunda $H_0(n)$ Hamiltoniyenin beklenen değeri bulunacaktır.

$\langle | a_{s+}^+ a_{s-}^+ a_{s'+} a_{s'-} | \rangle$ ve $\langle | a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} | \rangle$ ifadeleri (4.12) denklemi ve (4.6), (4.7) ve (4.8)'deki kurallar kullanıldığında kolayca bulunarak, aşağıdaki biçimde ifade edilir.

$$\begin{aligned} \langle | a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} | \rangle_0 &= \langle | (u_s \alpha_{s,-\sigma}^+ + \sigma v_s \alpha_{s\sigma}) (u_s \alpha_{s,-\sigma} + \sigma v_s \alpha_{s\sigma}^+) | \rangle_0 \\ &= v_s^2 \langle | \alpha_{s\sigma} \alpha_{s\sigma}^+ | \rangle_0 = v_s^2 \delta_{ss'} \end{aligned} \quad (4.13)$$

$$\begin{aligned} \langle | a_{s+}^+ a_{s+}^+ a_{s'-} a_{s'-} | \rangle_0 &= \langle | (u_s \alpha_{s-}^+ + \sigma v_s \alpha_{s+}) (u_s \alpha_{s+}^+ - v_s \alpha_{s-}^+) \\ &\quad \times (u_s \alpha_{s'+}^+ - v_s \alpha_{s'-}) (u_s \alpha_{s-}^+ + v_s \alpha_{s+}) | \rangle_0 \\ " &= v_s v_{s'} \langle | (u_s \alpha_{s+} \alpha_{s+}^+ - v_s \alpha_{s+} \alpha_{s-}^+) (u_{s'} \alpha_{s'+} \alpha_{s'+}^+ - v_{s'} \alpha_{s'-} \alpha_{s'+}^+) | \rangle_0 \\ " &= u_s u_{s'} v_s v_{s'} + v_s^2 v_{s'}^2 \langle | \alpha_{s+} \alpha_{s-} \alpha_{s'-} \alpha_{s'+}^+ | \rangle_0 = u_s u_{s'} v_s v_{s'} + \delta_{ss'} v_s^4 \end{aligned} \quad (4.14)$$

Hamiltoniyenin beklenen değeri,

$$\langle | H_o(n) | \rangle_0 = 2 \sum_s \{ E_0(n) - \lambda_n \} v_s^2 - G_N \left(\sum_s u_s v_s \right)^2 - G_N \sum_s v_s^4 \quad (4.15)$$

ifadesine eşittir.

Ortalama potansiyelin deneysel olarak bulunduğu ve bunun sonucu olarak nükleer Hamiltoniyenin farklı terimlerinin katkılarını içerdiği dikkat edilmelidir. Özellikle çiftlenme etkileşimleri de, ortalama alana katkıda bulunmaktadır. Bu yüzden, $-G_N \sum_s v_s^2 v_s^2$ terimi nükleer Hamiltoniyenin ortalamasını de içermelidir. Dolayısıyla, tek parçacık enerjileri renormalize edilmelidir.

$$E(s) = E_0(s) - \frac{G_N}{2} v_s^2 \quad (4.16)$$

$-G_N \sum_s v_s^4$ terimi, ortalama nükleer alanın çiftlenme korelasyonlarının karakteristiğiyle çiftlenimini tasvir eder. (4.16) ifadesinden, G_N değiştirildiğinde tek parçacık seviyelerinin değişmesi gerektiği açıktır. (4.16) ifadesindeki renormalizasyon kullanılırsa, belli yaklaşıklıkla çiftlenme etkileşiminin ortalama alanın tek-parçacık seviyeleri üzerinde etkisinin olmadığı görülür. (4.16) ifadesi kullanılarak, $H_0(n)$ Hamiltoniyenin ψ_0 üzerinden ortalama değeri yeniden yazılırsa

$$\langle |H_0(n)| \rangle_0 = 2 \sum_s \{E_0(s) - \lambda_n\} v_s^2 - G_N \left(\sum_s u_s v_s \right)^2 \quad (4.17)$$

ifadesi elde edilir. u_s ve v_s fonksiyonları (4.17)'deki enerjinin minimum olma koşulundan belirlenecektir. Yani varyasyon prensibine dayanan bir metod kullanılmaktadır. İlave edilen μ_s Lagrange çarpanı, (4.10) ifadesindeki şartın geçerliliğini sağlamlaştırmaktadır. δu_s ve δv_s varyasyonları formal olarak birbirinden bağımsızdır. Yani varyasyon her ikisi içinde ayrı ayrı uygulanır.

Eğer

$$\delta \left\{ \langle |H_0(n)| \rangle_0 + \sum_s \mu_s \eta_s \right\} = 0 \quad (4.18)$$

şartını sağlıyorsa enerji bir ekstremuma sahiptir. (4.18) ifadesini kullanarak, δu_s ve δv_s 'e göre ayrı ayrı varyasyon yapılırsa, aşağıdaki gibi iki denklem elde edilir.

$$4 \{E(s) - \lambda_n\} u_s v_s - 2G_N u_s \sum_{s'} u_{s'} v_{s'} + 2\mu_s \eta_s = 0 \quad (4.19)$$

$$-2G_N u_s \sum_{s'} u_{s'} v_{s'} + 2\mu_s \eta_s = 0 \quad (4.20)$$

Birinci terim u_s ile, ikinci terim v_s ile çarpılıp taraf tarafa çıkarılırsa μ_s niceliği ortadan kaldırılır. Bu işlemler yapıldığında,

$$2\{E(s) - \lambda_n\} u_s v_s - (u_s^2 - v_s^2) G_N u_s \sum_{s'} u_{s'} v_{s'} = 0 \quad (4.21)$$

ifadesi elde edilir. Parçacık sayısı, (4.5) ifadesi kullanılarak,

$$N = 2 \sum_s v_s^2 \quad (4.22)$$

şeklinde elde edilir. $2v_s^2$ niceliği s seviyesi üzerindeki parçacık yoğunluğu, $2u_s^2 = 2(1 - v_s^2)$ niceliği ise deşik (hol) yoğunluğudur. (4.18) denkleminin iki çözümü vardır. İlk çözüm, $u_s \cdot v_s = 0$ 'dır. Bu, trivial çözüm olup, bağımsız parçacıklara karşılık gelmektedir. u_s ve v_s fonksiyonları, basamak fonksiyonu şeklindedir. Yani,

$$u_s = 1 - \theta_F(s), \quad v_s = \theta_F(s) \quad (4.23)$$

Burada $E(s) < \lambda_n$ ise, $\theta_F(s) = 1$, $E(s) > \lambda_n$ ise $\theta_F(s) = 0$ 'dır. Bu çözüme karşılık gelen dalga fonksiyonu,

$$\psi_0^0 = \prod_{s < F} a_{s+}^+ a_{s-}^+ \psi_{00} \quad (4.24)$$

şeklindedir. Burada

$$a_{s\sigma} \psi_{00} = 0 \quad (4.25)$$

şartı vardır. $s < F$ sembolü $E(s) < \lambda_n$ olduğu anlamına gelmektedir. Başka bir ifadeyle Fermi seviyesine kadar olan tüm seviyeler doludur. Diğer seviyeler boştur.

İkinci bir çözüm trivial olmayandır ve korelasyon fonksiyonuyla karakterize edilir. korelasyon fonksiyonunu,

$$C_n = G_N \sum_s u_s v_s \quad (4.26)$$

şeklinde, $\varepsilon(s)$ enerjisini de

$$\varepsilon(s) = \sqrt{C_n^2 + \{E(s) - \lambda_n\}} \quad (4.27)$$

şeklinde tanımlanır.

(4.26) ve (4.27) ifadelerini kullanılarak, (4.21) ifadesi yeniden düzenlenirse

$$u_s^2 v_s^2 = \frac{1}{4} \frac{\varepsilon(s)^2 - \{E(s) - \lambda_n\}^2}{\varepsilon(s)^2} \quad (4.28)$$

ifadesi elde edilir. $u_s^2 + v_s^2 = 1$ eşitliğini kullanılıp, (4.28) denklemi yeniden düzenlenirse elde edilen çözümler

$$u_s^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 \pm \frac{E(s) - \lambda_n}{\varepsilon(s)} \right\} \quad (4.29)$$

$$v_s^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 \pm \frac{E(s) - \lambda_n}{\varepsilon(s)} \right\} \quad (4.30)$$

şeklinde dir. Şimdi bu çözümlerden hangisinin geçerli olacağı belirlenecektir. Parçacıkların seviyelerde bulunma olasılıkları toplamı bire eşittir. Yani $u_s^2 + v_s^2 = 1$ dir.

Burada iki durum oluşmaktadır.

1) $u_s^2 = 0$ ise $v_s^2 = 1$ olmalıdır. Yani, tek parçacık enerjisinin Fermi enerji düzeyinin altında olduğunu gösterir. Bu durumda Fermi enerji düzeyine kadar bulunan bütün haller doludur. Diğer durumlar boştur.

2) $u_s^2 = 1$ ise $v_s^2 = 0$ olmalıdır. Yani, tek parçacık enerjisi Fermi enerji düzeyinin üstündedir. O zaman Fermi enerji düzeyinin üstündeki seviyeler parçacıklar tarafından doldurulamaz, tamamen boş bırakılır.

u_s^2 ve v_s^2 için bu iki durumu sağlayan ifadeler,

$$u_s^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{E(s) - \lambda_n}{\varepsilon(s)} \right\} \quad (4.31)$$

$$v_s^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{E(s) - \lambda_n}{\varepsilon(s)} \right\} \quad (4.32)$$

şeklinde olur. Böylece bulmak istenilen çözümler elde edilir. (4.26), (4.31) ve (4.32) ifadelerini (4.21) ifadesinde yerine koyulursa,

$$u_s v_s = \frac{1}{2} \frac{C_n}{\varepsilon(s)} \quad (4.33)$$

ifadesi elde edilir. (4.31), (4.32) ve (4.33) denklemlerini (4.21)'de yerine koyulursa,

$$1 = \frac{G_N}{2} \sum_s \frac{1}{\sqrt{C_n^2 + \{E(s) - \lambda_n\}^2}} \quad (4.34)$$

ifadesi elde edilir.

(4.22) ifadesinde yerine (4.32) ifadesindeki eşitliği yazılırsa, parçacık sayısı için

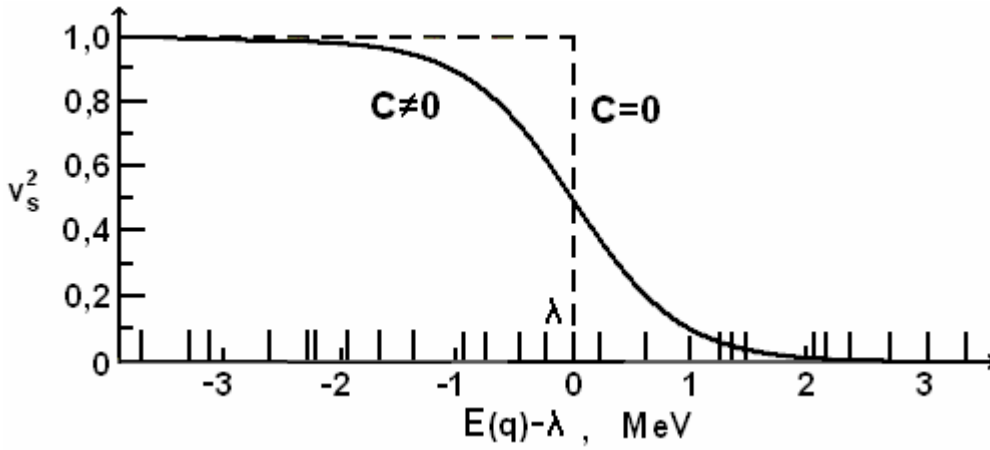
$$N = \sum_s \left\{ 1 - \frac{E(s) - \lambda_n}{\sqrt{C_n^2 + \{E(s) - \lambda_n\}^2}} \right\} \quad (4.35)$$

ifadesi elde edilir. (4.34) ve (4.35) denklemlerinin analitik çözümleri C_n ve λ_n 'nin belirlenmesine yardımcı olur.

(4.26) ifadesi (4.17) denkleminde yerine koyulursa, taban durumu enerjisi için

$$\varepsilon_0^n = \sum_s 2E(s)v_s^2 - \frac{C_n^2}{G_N} \quad (4.36)$$

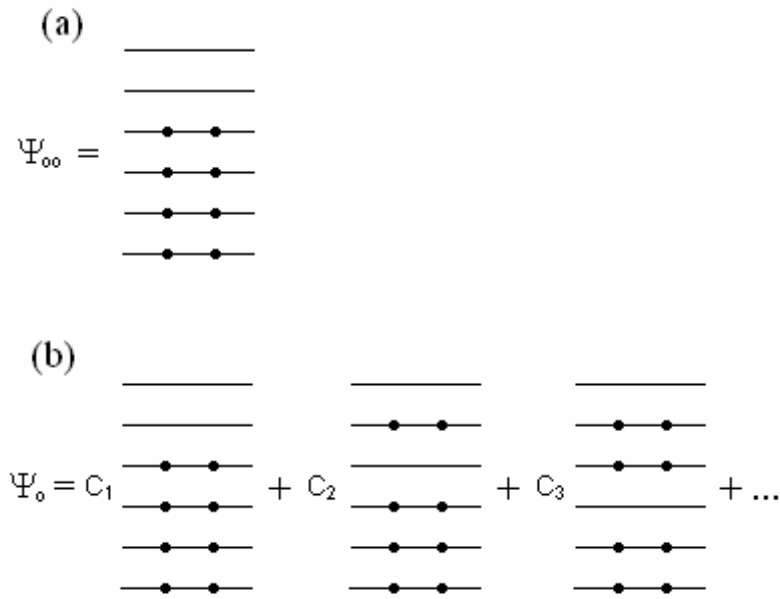
ifadesi elde edilir. C_n 'nin sıfır olması nükleonlar arasında etkileşmenin olmadığını gösterir. Bu durum bağımsız parçacıklar durumudur. (4.36) ifadesinde $C_n=0$ olursa, tek parçacık hareketinin enerji seviyeleri elde edilmiş olur. C_n 'nin sıfırdan farklı olması nükleonlar arasında etkileşme olduğunu gösterir. Bu durum süperakışkan duruma karşılık gelir. Eğer $C_n=0$ ve C_n 'nin sıfırdan farklı durumları için v_s^2 parçacık bulunma olasılığının enerjiye göre değişimi aşağıda grafiksel olarak gösterilir.



Şekil 4.1. Tek-parçacık seviyeleri arasındaki tek-parçacık çifti yoğunluğu dağılımı. Kesikli olmayan eğri süperakışkan duruma, kesikli eğri normal duruma karşılık gelir. x eksenindeki çizgiler tek parçacık seviyelerinin konumunu gösterir.

$C_n=0$ olduğunda değişim bir basamak fonksiyonu şeklindedir ve burada parçacıklar Fermi enerji seviyesinin üzerine çıkamamaktadır. C_n sıfırdan farklı olduğunda, değişim basamak fonksiyonu olmaktan çıkarak eğrisel bir hal almaktadır ve burada parçacıklar Fermi enerji seviyesinin üzerine çıkıp, enerji seviyesinin altında kalan halleri de boş bırakabilmektedir. Böylece kabuk modeliyle açıklanamayan yasak geçişlere ve çokluğuna süperakışkan teorisi açıklık getirmektedir.

Şekil 4.2'de bağımsız parçacıklar ve bağımsız kuaziparçacıklar modeline karşılık gelen durumlar için tek-parçacık seviyeleri üzerindeki parçacıkların yoğunluğu şematik olarak gösterilir.



Şekil 4.2. Tek-parçacık seviyelerdeki parçacıkların dağılımı. (a) Bağımsız Parçacıklar Modeli (b) Bağımsız Kuaziparçacıklar Modeli (izdüşüm)

Şekil 4.2'deki ψ_{00} durumu bağımsız parçacıklar modeline karşılık gelen durumları, ψ_0 ise bağımsız kuaziparçacıklara karşılık gelen durumları göstermektedir. Şekil 4.2 aslında dalga fonksiyonunun belli parçacık sayısına sahip alt uzay üzerine izdüşümünü göstermektedir. Görüleceği gibi süperakışkan durumun taban durum enerjisi ψ_{00} durumunun enerjisinden daha küçüktür. Bu da, kinetik enerji kaybının potansiyel enerji kadarlık kazançtan daha küçük olduğunu göstermektedir.

Taban durumundan söz edilirken taban durumu dalga fonksiyonu hakkında da bilgi verilecektir. Taban durumu dalga fonksiyonunun

$$\psi_0 = \prod_{s'} (u'_{s'} + v'_{s'} a_{s'+}^+ a_{s'-}^+) \psi_{00} \quad (4.37)$$

biçiminde olduğu kabul edilsin. Bu dalga fonksiyonuna, kuaziparçacık yok etme operatörü etki ettirilirse ve (4.25)' teki şart kullanılırsa

$$\begin{aligned}
\alpha_{s+}\psi_0 &= (u_s a_{s-} + v_s a_{s+}^+) \prod_{s'} (u_{s'} + v_{s'} a_{s'+}^+ a_{s'-}^+) \psi_{00} \\
&= \prod_{s' \neq s} (u_{s'} + v_{s'} a_{s'+}^+ a_{s'-}^+) (-u_s v_s' a_{s+}^+ + v_s u_s' a_{s+}^+) \psi_{00} \\
&= (u_s' v_s - u_s v_s') a_{s+}^+ \prod_{s' \neq s} (u_{s'} + v_{s'} a_{s'+}^+ a_{s'-}^+) \psi_{00} = 0
\end{aligned} \tag{4.38}$$

ifadesi elde edilir. Buradan $u_s = u_s'$ ve $v_s = v_s'$ elde edilir. Bu da, kuaziparçacık operatörü içindeki parçacık ve deşiklerin olasılıklarını belirleyen fonksiyonlarla taban durumu içindeki olasılıkları belirleyen fonksiyonların eşit olduğunu belirtmektedir. O zaman dalga fonksiyonu,

$$\psi_0 = \prod_s (u_s + v_s a_{s+}^+ a_{s-}^+) \psi_{00} \tag{4.39}$$

şeklinde yazılabilir. Nükleonların çiftlenme etkileşmesi çekici ve G_N değeri yeterince büyük olduğundan nükleer taban durumu süperakışkan haldedir. Eğer

$$\frac{G_N}{2} \sum_s \frac{1}{|E(s) - \lambda_n|} > 1 \tag{4.40}$$

eşitsizliği geçerli olursa, (4.34) ifadesinin trivial olmayan çözümleri mevcut olacaktır. Bu şart, sihirli olmayan orta ve ağır çekirdeklerin çoğunda sağlanır. Yani nükleer taban durumları, süperakışkandır.

Orta ve ağır çekirdeklere süperakışkan nötron-proton çiftlenme korelasyonlarının olmadığı daha önce belirtilmişti. Böyle bir korelasyonun olması için,

$$|\lambda_n - \lambda_p| < 2C \tag{4.41}$$

şartı sağlanmalıdır. Yani, nötron ve protonun kimyasal potansiyelleri arasındaki fark $2C$ 'den daha küçüktür. (4.41) ifadesindeki bu şart, orta ve ağır çekirdeklere sağlanmaz. Eğer süperakışkan nötron-nötron ile proton-proton çiftlenme korelasyonları yoksa, o zaman bir hafif çekirdeğin taban durumu enerjisi minimum

olur. Bu sonuç da bağımsız kuaziparçacıklar modeli çerçevesinde hafif çekirdeklere süperakışkan nötron-proton çiftlenme korelasyonlarının olmadığını gösterir.

Nükleer süperakışkan modelde ele alınan matematiksel yaklaşım metotları parçacık sayısını tam olarak korumamaktadır. Yani parçacık sayısında küçük dalgalanmalar oluşmaktadır. Şimdi taban durumunda bulunan nötron parçacık sayısında oluşan dalgalanma bulunacaktır. Bunun için ψ_0 durumundaki parçacık sayısı dalgalanmalarının ortalama karesi hesaplanmalıdır. Yani,

$$(\Delta N)^2 = \left\langle \left(\sum_{s\sigma} a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} \right)^2 \right\rangle - \left\langle \sum_{s\sigma} a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} \right\rangle^2 = 4 \sum_s u_s v_s = \sum_s \frac{C_N^2}{C_N^2 + \{E(s) - \lambda_n\}^2} \quad (4.42)$$

ifadesi bulunur. Parçacık sayısı dalgalanmalarının küçük olmadığı açıktır. Eğer C_n sifira yaklaşırsa, $(\Delta N)^2$ 'de sifira yakınsar. (4.5) ifadesindeki koşul sağlandığında parçacık sayısının ortalama olarak korunacağı ve bunun içinde λ_n Lagrange çarpanının gerekli olduğu daha önce belirtilmiştir. O zaman λ_n

$$\lambda_n = \frac{\delta \langle \psi_0 | H_0(n) | \psi_0 \rangle}{\delta N} \quad (4.43)$$

şeklinde yazılabilir. Yani, λ_n , bir nötron eklendiğinde taban enerjisinde meydana gelen değişmeye eşittir.

(4.34) ve (4.35) denklemlerinin analitik olarak çözüldüğü özel bir modeli tartışılması yararlı olur. Tek-parçacık seviye yoğunluğunun sabit ve E_1 ve E_2 enerji aralığında ζ 'ya eşit olduğunu farzedilir. Böyle bir durum bazı yönleriyle deforme çekirdeğin tek-parçacık spektrumuna benzemektedir. Burada λ_n Fermi enerjisi, E_1 ve E_2 'ye de yakın olmamalıdır.

Eğer E_1 ve E_2 'nin altında tek-parçacık seviyeleri yoksa, incelenen durum izole edilmiş kabuk olur. Seviyelerin toplam sayısı o zaman $\Omega = \zeta(E_2 - E_1)$ 'dir ve maksimum parçacık sayısı 2Ω 'ya eşittir.

(4.34) ve (4.35) ifadelerindeki toplamları integral biçiminde yazılırsa, önceki denklemler

$$1 = \frac{G_\zeta}{2} \int_{E_1}^{E_2} \frac{dE}{\sqrt{C^2 + \{E - \lambda\}^2}} \quad (4.44)$$

$$N = \zeta \int_{E_1}^{E_2} \left\{ 1 - \frac{E - \lambda}{\sqrt{C^2 + \{E - \lambda\}^2}} \right\} \quad (4.45)$$

şekline dönüşür. Bu ifadelerdeki integral işlemleri yapıldığında,

$$C = \frac{1}{\sin \frac{2}{G_\zeta}} \sqrt{(E_1 - \lambda)^2 + (E_2 - \lambda)^2 - 2(E_1 - \lambda)(E_2 - \lambda) \cosh \frac{2}{G_\zeta}} \quad (4.46)$$

$$\frac{N - \Omega}{\zeta} = \sqrt{C^2 + (E_1 - \lambda)^2} - \sqrt{C^2 + (E_2 - \lambda)^2} \quad (4.47)$$

bağıntıları elde edilir. (4.46) bağıntısını (4.47)'de yerine yazılıp, hiperbolik fonksiyonların özellikleri kullanılırsa

$$\frac{E_1 + E_2}{2} - \lambda = \frac{N - \Omega}{2\zeta} \frac{1}{\tanh \frac{1}{G_\zeta}} = \frac{N - \Omega}{2\zeta} \frac{e^{2/G_\zeta} + 1}{e^{2/G_\zeta} - 1} \quad (4.48)$$

ifadesi elde edilir. (4.48) ifadesi (4.46) ifadesinde yerine yazılırsa, C için

$$C = \frac{\sqrt{N(2\Omega - N)}}{2\zeta(e^{1/G_\zeta} - e^{-1/G_\zeta})} \quad (4.49)$$

ifadesi elde edilir. (4.49) ifadesinden $N=0$ veya $N=2\Omega$ olursa çiftlenme korelasyonlarının olmayacağı açıktır. $N=2\Omega$ durumu tam olarak dolu kabuğa karşılık

gelir. Bu durum da, (4.40) ifadesindeki eşitsizliğin geçerli olmadığı ve Fermi seviyesi üzerindeki kapalı tek parçacık seviyelerinin olmadığı durumda çiftlenme korelasyonlarının oluşmayacağını göstermektedir.

Eğer $N=2$ veya $N=2(\Omega-1)$ ise, o zaman korelasyon fonksiyonu küçük olacak ve parçacık veya deşik sayısı artacaktır. Maksimum değere kabuk yarı dolu olduğunda ulaşacak, yani $N= \Omega$ olacaktır. (4.48) ve (4.49) ifadelerinden,

$$C = \frac{\Omega}{\zeta} \frac{1}{e^{1/G_\zeta} - e^{-1/G_\zeta}}, \quad \lambda = \frac{E_1 + E_2}{2} \quad (4.50)$$

ifadesi elde edilir. Buradan kimyasal potansiyel λ_n 'nin kabuğun ortasında olduğu açıktır.

Gerçek durumda $\zeta G < 1$ 'dir ve yukarıda bulunan ifadeler yaklaşık olarak,

$$C \approx \frac{1}{2\zeta} \sqrt{N(2\Omega - N)} e^{-1/G_\zeta} \quad (4.51)$$

$$\frac{E_1 + E_2}{2} - \lambda \approx \frac{N - \Omega}{2\zeta} \quad (4.52)$$

şeklindedir.

BÖLÜM 5. ÇEKİRDEĞİN STATİK MOMENTLERİ

5.1. Eylemsizlik Momenti

Eylemsizlik momenti, taban ve uyarılmış nükleer seviyelerin önemli bir özelliğidir. Taban ve uyarılmış seviyelere dayandırılan dönme bantlarının çalışmaları pek çok deneysel malzemenin kaynağıdır, \mathfrak{I} eylemsizlik momentlerinin ve g_R jromanyetik oranların birçoğu bu çalışmalardan elde edilir. Deneysel malzemeyi sistemleştirmek ve bir çekirdekten diğerine ve bir nükleer seviyeden diğerine eylemsizlik momentinin değişme miktarındaki temel eğilimleri açıklamak çok önemlidir. Deneysel ve hesaplanmış eylemsizlik momentlerinin karşılaştırılması, herhangi bir özel nükleer model için önemli bir sınamadır. Nükleer eylemsizlik momenti problemi birçok makalede çalışıldı, örneğin [33-42]'de.

Bu bölümde bağımsız parçacık ve bağımsız kuasi-parçacık modellerinde eylemsizlik momenti için bir formül elde edilecektir. Aynı zamanda teorik hesaplanmış ve deneysel eylemsizlik momenti değerleri karşılaştırılacak ve etkileşim fonksiyonları üzerinde nükleer dönmenin etkisi çalışacaktır. Çiftlenim etkileşmelerinin kaybolduğu durumlarda ele alınacaktır.

Nükleer dönme modelinde dönme enerjisi (3.9) ifadesi ile belirlenir.

$$E_I = \frac{1}{2\mathfrak{I}} I(I+1)$$

Dönme ve iç hareket arasındaki çiftlenim ve nükleer biçimdeki olası bir değişiklik bu ifadeyi daha fazla karışık bir hale getirir.

Nükleer sıvı damla modelinde \mathfrak{I} eylemsizlik momenti aşağıdaki ifadeye eşittir.

$$\mathfrak{J}_h = \frac{9}{8\pi} mAR^2 \beta^2 \quad (5.1)$$

Ancak, deneysel eylemsizlik momentinin değeri hidrodinamik değerinin 2-5 katından daha fazladır.

Ingliš'in cranking modelinde eylemsizlik momenti için bir ifade elde edilecektir. İlk olarak Ω açısal hızlı eksenel simetrik bir çekirdeğin döndüğü düşünülür. $Ox = Ox'$ rotasyonel eksenini Oz' nükleer simetri eksenine diktir. Bu şekildeki bir sistem

$$i \frac{\partial}{\partial t} \Psi(x, y, z, t) = H \Psi(x, y, z, t)$$

Schrödinger eşitliği ile açıklanır. Standart kuantum mekaniği, laboratuvar koordinat sisteminde $\Psi(x, y, z, t)$ dalga fonksiyonunun, cisim merkezli dönen sistemde $\Psi'(x', y', z', t')$ fonksiyonunun terimleri ile nasıl ifade edileceğini gösterir.

$$\Psi(x, y, z, t) = e^{-i\Omega R_x t} \Psi'(x', y', z', t')$$

Burada R_x dönme operatörünün x bileşenidir. Dalga fonksiyonu sabit bir seviyeyi açıklar ve bu yüzden,

$$i \frac{\partial}{\partial t} \Psi = E \Psi .$$

Bu durumda özdeğer eşitliği,

$$(H + \Omega R_x) \Psi = E \Psi \quad (5.2)$$

biçimindedir. Diğer bir deyişle, dönen sistem, zamandan bağımsız Hamiltoniyen ile açıklanır

$$H' = H + \Omega R_x \quad (5.3)$$

Nükleer dönmenin sebep olduğu enerji düzeltmelerinin hesaplanabilmesi için pertürbasyon teorisi kullanılır. Doğal olarak, $|0\rangle$ ve $|i\rangle$ pertürbe olmamış dalga fonksiyonları $\Omega = 0$ durumunda hesaplanır. H 'ın Ω açısal hıza bağlı olmadığı varsayılır. Birinci mertebe düzeltme terimi sıfır olur çünkü $\langle 0 | R_x | 0 \rangle = 0$ 'dır.

Taban seviye enerjisine ikinci mertebe düzeltme

$$\Omega^2 \sum_i \frac{\langle 0 | R_x | i' \rangle \langle i' | R_x | 0 \rangle}{E(i') - E(0)}$$

ifadesine eşittir. Burada $E(0)$ ve $E(i')$ taban ve uyarılmış seviyelerin enerjileridir. Sonraki sifıra eşit olmayan düzeltme terimi dördüncü mertebedir ve Ω^4 ile orantılıdır. R_x operatörünün hermitikliği kullanılarak dönen sistemin enerjisi

$$E(\Omega) = E(0) + \Omega^2 \sum_i \frac{|\langle 0 | R_x | i' \rangle|^2}{E(i') - E(0)} + \dots \quad (5.4)$$

biçiminde elde edilir. Diğer yandan, dönme enerjisi $\frac{1}{2} \mathfrak{I} \Omega^2$ tanımına eşittir ve bu durumda eylemsizlik momenti

$$\mathfrak{I} = 2 \sum_i \frac{|\langle 0 | R_x | i' \rangle|^2}{E(i') - E(0)} \quad (5.5)$$

ifadesine eşittir. $\mathfrak{I} \Omega = \sqrt{I(I+1)}$ bağıntısı kullanılarak, son olarak benzer bir formül elde edilir

$$E_I = E(0) + \frac{1}{2\mathfrak{I}} I(I+1). \quad (5.4')$$

Eğer spin-yörünge çiftlenimsiz harmonik titreşim potansiyeli, nükleer ortalama alan potansiyeli olarak kullanılırsa, (5.5) formülü benzer bir biçimde hesaplanabilir. Bohr ve Mottelson [37] böyle bir durumda eylemsizlik momentinin katı cisim değerinin elde edilebileceğini gösterdiler.

$$\mathfrak{I} \approx \mathfrak{I}_{rig} = \frac{2}{5} mAR^2 \quad (5.6)$$

Bu sonuçla, eylemsizlik momenti için, iki basit limitli durum için ifadeler elde edilir: katı cisim ve sıvı damlası modellerinde. Bu ifadelerin oranı

$$\mathfrak{I}_h / \mathfrak{I}_{rig} = 45\beta^2 / 16\pi = (\Delta R / R)^2$$

ifadesini verir. Burada ΔR elipsoidin uzun ve kısa eksenleri arasındaki farktır; ΔR terimi β terimi ile $\Delta R / R = \frac{3}{4} (5/\pi)^{1/2} \beta$ ifadesi ile ilişkilidir.

Deneysel olarak belirlenmiş nükleer eylemsizlik momentleri iki limitli durumun değerleri arasındaki değerlere sahiptir.

$$\mathfrak{I}_h < \mathfrak{I}_{exp} < \mathfrak{I}_{rig} \quad (5.7)$$

Yukarıdaki ifadelerin genelleştirilmiş halleri ve bağımsız kuazi-parçacık modelde eylemsizlik momentinin elde edilişi aşağıda ele alınacaktır. Benzer formül aslında Belyaev [33] tarafından türetildi; daha sonra birkaç kez değiştirildi ve sayısal hesaplamalarda [34-36, 38-40, 69] kullanıldı.

Dönen çekirdeğin Hamiltoniyeni aşağıdaki biçimdedir.

$$H'_0 = H_0(n) + H_0(p) + \Omega \sum_{\substack{q, q' \\ \sigma, \sigma'}} \langle q\sigma | j_x | q'\sigma' \rangle a_{q\sigma}^+ a_{q'\sigma'} \quad (5.8)$$

Burada $H_0(n)$ ve $H_0(p)$ (4.2)'de belirlendi. R_x operatörü ikinci kuantizasyon formunda aşağıdaki gibi tekrar yazılabilir.

$$R_x = \sum_{\substack{q, q' \\ \sigma, \sigma'}} \langle q\sigma | j_x | q'\sigma' \rangle a_{q\sigma}^+ a_{q'\sigma'} \quad (5.9)$$

Sonraki adımda σ izdüşümünün işareti hesaba katılmayacaktır, örneğin σ ve σ' kuantum sayıları. Eğer q ve q' terimleri $K \neq \frac{1}{2}$ veya $K' \neq \frac{1}{2}$ değerlerine sahipse, bu durumda $\sigma = \sigma'$ 'dır ve böylece

$$\langle q\sigma | j_x | q'\sigma' \rangle = \delta_{\sigma\sigma'} \langle q\sigma | j_x | q'\sigma \rangle \quad (5.10)$$

$K = K' = \frac{1}{2}$ ise iken, bu durumda $\sigma = -\sigma'$ ve böylece

$$\langle q\sigma | j_x | q'\sigma' \rangle = \delta_{\sigma, -\sigma'} \langle q\sigma | j_x | q' - \sigma \rangle \quad (5.10')$$

Daha fazla ilerleme için, j_x operatörünün hermitselliği, $\langle q\sigma | j_x | q'\sigma' \rangle$ matris elemanlarının reel olduğu gerçeği ve zaman tersinme operatörünün standart özellikleri kullanılacaktır. Açıkça, zaman tersinme işlemi altında

$$\wp \langle q+ | j_x | q'+ \rangle = \langle (q+) \wp^{-1} | \wp j_x \wp^{-1} | \wp(q'+) \rangle$$

ve

$$\wp j_x \wp^{-1} = -j_x, \quad \wp |q+ \rangle = |q- \rangle, \quad \wp |q- \rangle = -|q+ \rangle$$

ifadeleri hatırlanarak,

$$\langle q+ | j_x | q'+ \rangle = -\langle q'- | j_x | q- \rangle \quad (5.11)$$

simetri bağıntısı elde edilir. Bir başka yeni simetri bağıntısı

$$\begin{aligned} \wp \langle q+ | j_x | q' - \rangle &= \langle (q+) \wp^{-1} | \wp j_x \wp^{-1} | \wp (q' -) \rangle^* \\ &= \langle q- | -j_x | (-1)q' + \rangle^* = \langle q- | j_x | q' + \rangle \end{aligned} \quad (5.11')$$

elde edilir. Bağımsız parçacık modelinde eylemsizlik momenti aşağıdaki ifadeye eşittir.

$$\mathfrak{S} = 2 \sum_{i'} \frac{|\langle 0 | R_x | i' \rangle|^2}{E(i') - E(0)}$$

$|i'\rangle$ uyarılmış seviyeleri parçacık-hol seviyeleridir çünkü (5.8)'te $a_{q\sigma}^+$ operatörü bir parçacık yaratırken $a_{q'\sigma'}$ operatörü bir hol yaratır.

Bağımsız kuasi-parçacık modelinde benzer ifadenin elde edilmesi için çift-çift çekirdeğin taban seviyesi ile başlanılacak ve engelleme etkisi ihmal edilecektir. İki kuazi-parçacıklı seviyelerin dalga fonksiyonu

$$\alpha_{q_1\sigma_1}^+ \alpha_{q_2\sigma_2}^+ \Psi_0 \quad (5.12)$$

ifadesi ile verilir. Yukarıdaki ifade uygun uyarılmış seviyeler için sadece bir adaydır (Ψ_0 taban seviyesinin dalga fonksiyonudur.). Sonraki adımda (4.39) ve (5.12) dalga fonksiyonlarını kullanarak $\langle 0 | R_x | i' \rangle$ matris elemanları hesaplanmalıdır. Paydadaki $E(i') - E(0)$ enerji farkı, iki kuasi-parçacıklı seviyeleri arasındaki enerji farkı ile mutlaka yer değiştirilmelidir.

İki kuazi-parçacıklı seviyeler arasındaki enerji farkı

$$\varepsilon_0(q_1, q_2) - \varepsilon_0 = \varepsilon(q_1) + \varepsilon(q_2).$$

ifadesine eşittir. Uygun matris elemanları

$$\langle |R_x \alpha_{q_1 \sigma_1}^+ \alpha_{q_2 \sigma_2}^+| \rangle_0 = \sigma_2 \langle q_2 \sigma_2 | j_x | q_1, -\sigma_1 \rangle u_{q_1} v_{q_2} - \sigma_1 \langle q_1 \sigma_1 | j_x | q_2, -\sigma_2 \rangle u_{q_2} v_{q_1} \quad (5.13)$$

ifadesine eşittir. Eğer $K_1 \neq \frac{1}{2}$ veya $K_2 \neq \frac{1}{2}$ ise, bu durumda $\sigma_1 = -\sigma_2$ 'tir ve (5.11) ifadesi kullanılarak (5.13)

$$\langle |R_x \alpha_{q_1 \sigma_1}^+ \alpha_{q_2 \sigma_2}^+| \rangle_0 = \delta_{\sigma_1, -\sigma_2} \sigma_1 \langle q_1 \sigma_1 | j_x | q_2 \sigma_1 \rangle (u_{q_1} v_{q_2} - u_{q_2} v_{q_1})$$

ifadesine dönüştürülür. Diğer yandan, eğer $K_1 = K_2 = \frac{1}{2}$ ise, bu durumda $\sigma_1 = \sigma_2$ 'tir ve (5.11')'e göre

$$\langle |R_x \alpha_{q_1 \sigma_1}^+ \alpha_{q_2 \sigma_2}^+| \rangle_0 = \sigma_1 \delta_{\sigma_1 \sigma_2} \langle q_1 \sigma_1 | j_x | q_2, -\sigma_1 \rangle (u_{q_1} v_{q_2} - u_{q_2} v_{q_1})$$

ifadesi yazılır. Sonunda, (5.5) ifadesindeki enerji ifadesi kuazi-parçacıkların nerji farkı ile değiştirilir, (5.13) matris elemanları kullanılır ve toplam σ üzerinden yapılır. Sonuç olarak aşağıdaki eylemsizlik momenti ifadesi elde edilir.

$$\mathfrak{S} = 4 \sum_{q_1, q_2} \frac{|\langle q_1 + | j_x | q_2 \pm \rangle|^2}{\varepsilon(q_1) + \varepsilon(q_2)} (u_{q_1} v_{q_2} - u_{q_2} v_{q_1})^2 \quad (5.14)$$

Matris elemanında bulunan yukarıdaki işaret $K_1 \neq \frac{1}{2}$ veya $K_2 \neq \frac{1}{2}$ durumuna uyarken, aşağıdaki işaret $K_1 = K_2 = \frac{1}{2}$ durumuna uyar. $(u_{q_1} v_{q_2} - u_{q_2} v_{q_1})^2$ çiftlenim çarpanı parçacık-hol seviyelerinin en büyük katkıyı verdiğini gösterir. Toplam eylemsizlik momenti aşağıdaki ifadeye eşittir.

$$\mathfrak{S} = \mathfrak{S}_p + \mathfrak{S}_n \quad (5.15)$$

Bu ifade protonların ve nötronların katkılarını içerir.

(5.14) ifadesi engelleme etkisi hesaba katıldığı zaman biraz değişir. Bu durumda eylemsizlik momenti aşağıdaki ifadeye eşittir.

$$\mathfrak{S} = 4 \sum_{q_1, q_2} \frac{|\langle q_1 + |j_x| q_2 \pm \rangle|^2}{\varepsilon_0(q_1, q_2) - \varepsilon_0} (u_{q_1} v_{q_2} - u_{q_2} v_{q_1})^2 \prod_{q \neq q_1, q_2} (u_q u_q(q_1, q_2) + v_q v_q(q_1, q_2))^2 \quad (5.16)$$

Burada $\varepsilon_0(q_1, q_2)$ ve ε_0 sırasıyla

$$\varepsilon_0(q_1, q_2) = E(q_1) + E(q_2) + 2 \sum_{q \neq q_1, q_2} E(q) v_q^2(q_1, q_2) - \frac{C_n^2(q_1, q_2)}{G_N}$$

$$\varepsilon_0^n = \sum_q 2E(q) v_s^2 - \frac{C_n^2}{G_N}$$

ile belirlenir. $\prod_{q \neq q_1, q_2} (u_q u_q(q_1, q_2) + v_q v_q(q_1, q_2))^2$ çarpanı bire yakın bir değere sahiptir

ve bu yüzden çoğu zaman ihmal edilir. Engelleme etkisi kuazi-parçacık vakumunun eylemsizlik momentinin hesaplanmasında çok önemli değildir.

Çiftlenim etkileşmelerinin dahil edilmesi katı cisim değerlerinden çok daha küçük olan teorik eylemsizlik momenti değerlerini azaltır. Böyle bir azalma iki sebebe sahiptir: her iki q_1 ve q_2 değeri Fermi seviyesine yakın olduğu zaman

$(u_{q_1} v_{q_2} - u_{q_2} v_{q_1})^2$ çiftlenim çarpanı oldukça küçüktür. Bu sonuçla nükleonlar çiftlenim

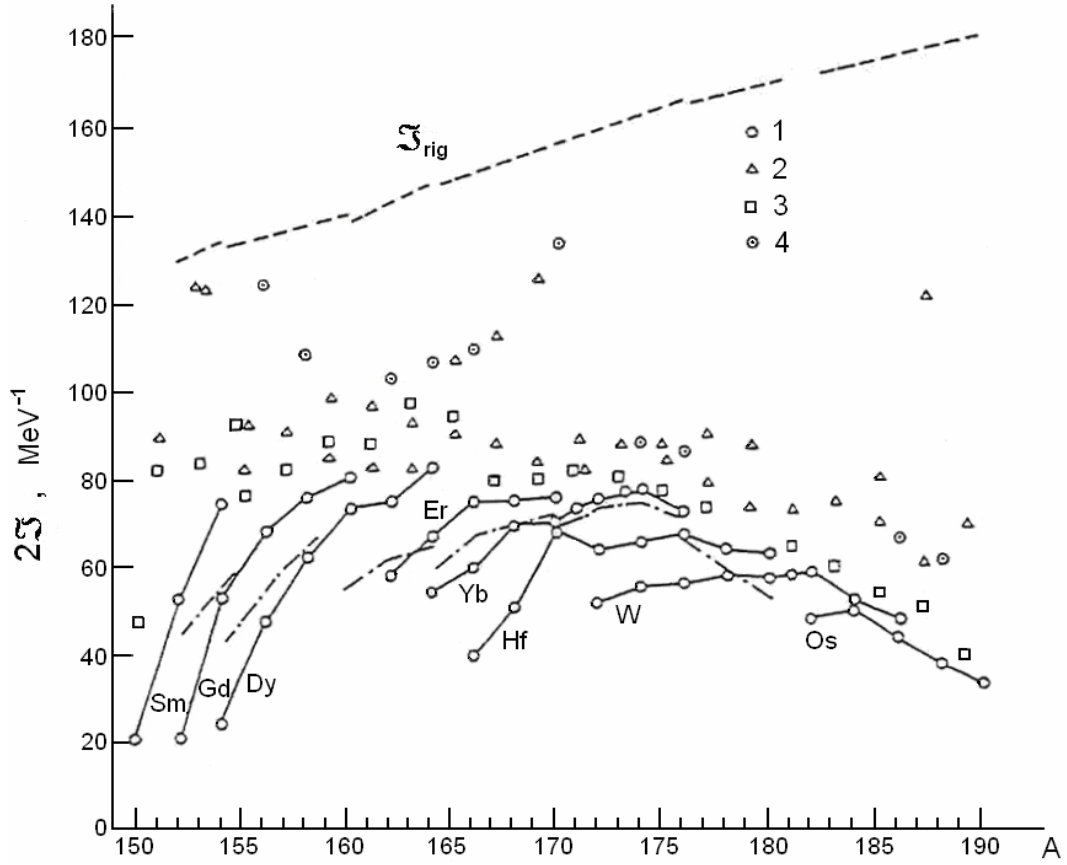
etkileşmelerinden şiddetli olarak etkilenir, süper-akışkan seviyede bunlar nükleer eylemsizlik momentine küçük katkı yapar. \mathfrak{S} değerinin azalmasıdaki ikinci sebep

çift-çift çekirdeğin spektrumundaki boşluğun (aralığın, gapın) varlığı ile ilişkilidir.

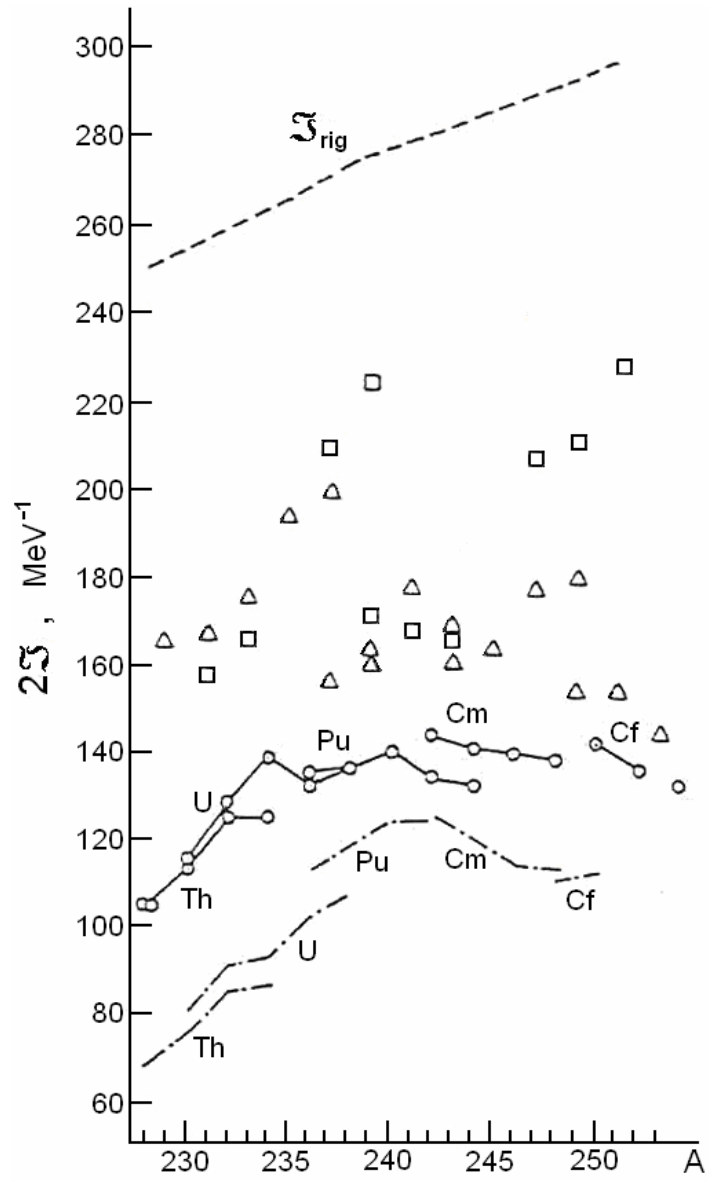
(5.14) veya (5.16)'de varolan aralıklı tüm enerji paydaları benzer bağımsız parçacık değerlerinden daha büyüktür; sonuçta, son eylemsizlik momenti daha küçüktür.

Çiftlenim etkileşmelerinin neden olduğu eylemsizlik momentindeki azalma şekil 5.1 ve 5.2'de gösterilir. Şekiller $150 < A < 190$ ve $228 < A < 254$ bölgelerindeki çift-çift

çekirdeğin deneysel taban seviye eylemsizlik momentlerini gösterir; aynı zamanda bağımsız parçacık model eylemsizlik momentlerini ve nükleer super-akışkan modeldeki hesaplamaların sonuçlarını gösterir. Katı cisim değerlerinin, deneysel değerleri 2-3 kat aştığı açıktır. Diğer yandan nükleer süper-akışkan modelde hesaplanan eylemsizlik momenti makul olarak deneyle iyi uyuyor; yine de küçük bir sistemli uyumsuzluk (deneysel değerler teorik değerlerden biraz daha büyüktür.) mevcuttur. Uyumsuzluk hesaplama metotlarının gelişmesi ile muhtemelen kaldırılabilir. Bunun için özellikle, Woods-Saxon tek parçacık dalga fonksiyonları kullanılabilir ve Coriolis anti çiftlenim etkiler ve nükleer gerilmeler dâhil edilebilir.



Şekil 5.1. $150 < A < 190$ bölgesindeki deforme çekirdeklerin eylemsizlik momentleri. Çizgilerle bağlı çemberler çift-çift çekirdekleri gösterir. Üçgenler tek Z 'li çekirdekleri, kareler tek N 'li çekirdekleri, noktalı çemberler tek-tek çekirdekleri gösterir. Kesik çizgi katı cisim değerlerini gösterir. [46] referansına göre süper-akışkan modelde hesaplanmış değerler noktalı çizgi ile gösterilir.



Şekil 5.2. $228 < A < 254$ bölgesindeki deforme çekirdeklerin eylemsizlik momentleri.

BÖLÜM 6. DEFORME ÇİFT-ÇİFT ÇEKİRDEKLERDE KOLEKTİF JİROMANYETİK FAKTÖR (g_R)

6.1. Cranking Model

Tamamen mikroskobik nükleer dönme teorilerinin neredeyse tümü yarı klasik bir yolla İngiliz [43, 44] tarafından oluşturulan Cranking modele dayanır veya bir yolla Cranking model ile ilişkilidir. Cranking model en azından büyük deformasyon limitlerinde ve çok şiddetli olmayan K karışımlarında ($K \ll 1$) tamamen kuantum mekaniksel olarak elde edilebilir.

Cranking model aşağıdaki avantajlara sahiptir.

i) Prensipite, Cranking model dönen çekirdeğin tamamen mikroskobik açıklamasını sağlar. Gereksiz değişkenlerin tanıtımı yoktur, bu yüzden, bu model içinde mikroskobik olarak dönme eylemsizlik parametreleri hesaplanabilir ve dönme hareketinin değişkenleri hakkında daha derin bilgi elde edilebilir.

ii) Cranking model kolektif açısal momentumu tek parçacık açısal momentumlarının bir toplamı olarak açıklar. Bu yüzden, tek parçacığın dönmesinde olduğu gibi kolektif dönme ve ayrılma süreçleri arasındaki gibi tüm geçişler aynı temelde ele alınır.

iii) Cranking model klasik düşünceler uygulanmış çok büyük açısal momentumlarda da doğrudur (Kuantum mekaniksel türetim bu limitte çalışmasa bile [45]).

Cranking modelin eksiklikleri

i) Cranking model temelde doğrusal olmayan bir teoridir. Cranking modeli sadece küçük açısai momentum limitinde pertürbasyon teorisi kullanılarak doğrusallaştırılabilir. Genelde, bu yüzden, hesaplamalar karışıktır, özellikle birkaç çözüme sahip olduğu durumlarda.

ii) Sonuçta elde edilen dalga fonksiyonları açısai momentum operatörlerinin özfonksiyonları değildir. Bu yüzden o hesaplamada nasıl bir önceliğe sahip olacağı açık değildir. Örnek olarak, elektromanyetik geçiş olasılıkları. Gerçekte Cranking model dalga fonksiyonları sadece iç dalga fonksiyonları anlamındadır ve dalga fonksiyonlarını laboratuvar sisteminde elde etmek için izdüşüm tekniğini kullanılmak zorundadır.

6.2 bölümünde olağan yarı klasik türetimi [46], [47] verilecektir ve saf tek parçacık Hamiltoniyeni ile bağlantılı Cranking modeli ele alınacaktır.

6.2. Cranking Modelin Yarı Klasik Türetimi

Cranking modelin temel düşüncesi aşağıdaki klasik varsayımdır: Uzayda sabit bir eksen etrafında ω sabit açısai hızıyla dönen bir koordinat sistemi tanımlanırsa dönen çerçevedeki nükleonların hareketi oldukça basittir. Açısai frekans uygun seçilirse nükleonlar koordinat çerçevesi ile dönen ortalama bir potansiyel kuyusunda hareket eden bağımsız parçacıklar olarak düşünülebilir.

Aynı zamanda herhangi bir rezidual (artık) etkileşme hesaba katılması istenilmediğinden uzayda dönen sabit biçimli bir tek parçacık potansiyeli varsayılır ve bundan dolayı zaman bağımlı tek parçacık Hamiltoniyeni dikkate alınacaktır.

$$h(t) = \frac{\vec{p}^2}{2m} + V(\vec{r}, t) \quad (6.1)$$

Bu Hamiltoniyene uygun Schrödinger eşitliği

$$h(t)\psi(t) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(t) \quad (6.2)$$

şeklinindedir. ω eksenine göre r, θ, φ küresel koordinatları tanıtılarak, aşağıdaki yolla $V(t)$ 'nin zaman bağımlılığı gösterilebilir. Eğer $t=0$ zamanındaki potansiyel $V(\vec{r}, 0)$ ise herhangi bir t zamanında

$$V(\vec{r}, t) = V(r, \theta, \varphi - \omega t, 0) \quad (6.3)$$

şeklinde bir potansiyel oluşur. Eğer potansiyel φ 'ye dayanıyorsa, V 'nin sadece zaman bağımlı olduğu tekrar anlaşılır. Diğer bir deyişle V , dönme eksenini etrafında ekstenel simetriye sahip olmamalıdır çünkü o zaman bir kuantum mekaniksel sistem için simetri eksenini etrafında kolektif dönme mümkün değildir. (6.3) eşitliğindeki $V(t)$ 'nin çok basit bir zaman bağımlılığına sahip olmasından dolayı, bu zaman bağımlılığını ortadan kaldırılmasını sağlayan

$$U = e^{i\vec{\omega} \cdot \vec{I} t} \quad (6.4)$$

birimsel dönüşümdür. Burada $\vec{\omega} \cdot \vec{I} = (\hbar/i)\omega \cdot \partial/\partial\varphi$ 'dir. U birimsel dönüşümü, dönme eksenini etrafında bir ωt açısı kadar bir dönmeye neden olur.

Zaman bağımlı operatör aşağıdaki gibi bulunur.

$$Uh(t)U^{-1} = h(0) \quad (6.5)$$

$$\tilde{\psi} = U\psi \quad (6.6)$$

$\tilde{\psi}$, (6.6) ile belirlenir.

$$i\hbar \dot{\tilde{\psi}} = i\hbar U \dot{\psi} + i\hbar \dot{U} \psi = (h(0) - \vec{\omega} \cdot \vec{I}) \tilde{\psi} \quad (6.7)$$

(6.7) eşitliği açıkça zaman bağımlı etkin h_ω Hamiltoniyenli zaman bağımlı Schrödinger eşitliğidir. Hamiltoniyen böylece standart yolla bir özdeğer problemi olarak çözülebilir.

$$h_\omega \tilde{\psi} = (h(0) - \bar{\omega} \bar{I}) \tilde{\psi} = \varepsilon'_\omega \tilde{\psi} \quad (6.8)$$

Burada ε'_ω etkin Hamiltoniyenin özdeğerleridir. Asıl Hamiltoniyenin enerjilerinin elde edilmesi için

$$\varepsilon_\omega = \langle \psi | h(t) | \psi \rangle = \langle \tilde{\psi} | h(0) | \tilde{\psi} \rangle = \varepsilon'_\omega + \bar{\omega} \langle \tilde{\psi} | \bar{I} | \tilde{\psi} \rangle \quad (6.9)$$

denklemini hesaplanmalıdır. $\bar{\omega} \cdot \bar{I}$ terimi çoğunlukla Coriolis terimi diye adlandırılır. Burada dönen bir potansiyelde zaman bağımlı Schrödinger eşitliği çözüldü ve etkin zaman bağımlı Hamiltoniyeni köşegenleştirilmesi gerektiği bulundu. Burada momentumlar değil sadece koordinatlar dönüştürüldüğünden dolayı dönen koordinat sisteminden görüldüğü gibi bir önceki Hamiltoniyenin türetilmediğine dikkat edilmelidir. Gerçekte saf öteleme hareketi durumunda da benzer basit bir sonuç alınacaktı ($h_v = h(0) - \bar{v} \cdot \bar{p}$). Ancak Galilei değişmezliğinden, hareket eden koordinat sisteminden görünen Hamiltoniyenin, hareketsiz çerçeve ile aynı olması istenir. Bununla birlikte, özel dönme durumlarında, (6.8) eşitliğindeki h_ω 'nın dönen sistemden [48], [49] görünen Hamiltoniyenle özdeş olduğu ortaya çıkar. $\bar{\omega} \cdot \bar{I}$ teriminden merkezkaç kuvvetinin olduğu gibi Coriolis kuvveti de türetilir.

Dönme oluşturan operatör sistemleri için $\bar{j} = \bar{l} + \bar{s}$ 'tir. Dönen eksenin yönelimi çoğunlukla x eksenine paralel olarak seçilir çünkü bu eksenin $\omega=0$ için simetri eksenine olan z eksenine dik olduğu anlaşılır. Daha yüksek açısal momentumlar için simetrik olmayan tek parçacık potansiyelleri araştırılır. Ancak ω 'nın potansiyelin temel eksenine paralel olması istenir. Bu yüzden, Cranking modelin çok parçacık Hamiltoniyeni aşağıdaki gibi verilir ($J_x = \sum_{i=1}^A j_x^{(i)}$);

$$H_{\omega} = H - \omega J_x = \sum_{i=1}^A h_{\omega}^{(i)} \quad (6.10)$$

Burada H deforme tek parçacık Hamiltoniyenlerinin toplamıdır.

Cranking model içinde H_{ω} köşegenleştirilmelidir ve sonuçtaki Φ_{ω} temel hal dalga fonksiyonu bir Slater determinantıdır. Normal kabuk modelindeki ($\omega=0$ ile) gibi verilen herhangi bir açısal momentum için tek parçacık potansiyelinde seviyelerin en düşük enerji durumunu (Yrast seviye) sağlaması için $E' = \langle \Phi | H - \omega J_x | \Phi \rangle$ enerjisinin minimum olması gerekir. Dönen çerçevede seviyeler her zamanki yolla doldurulması gerekir.

Laboratuar sistemindeki enerji için, (6.9) eşitliğinden

$$E(\omega) = \langle \Phi_{\omega} | H | \Phi_{\omega} \rangle = \langle \Phi_{\omega} | H_{\omega} | \Phi_{\omega} \rangle + \omega \langle \Phi_{\omega} | J_x | \Phi_{\omega} \rangle \quad (6.11)$$

ifadesi elde edilir. $E(\omega)$, ω 'nın işaretine bağlı olmadığından, $E(\omega)$,

$$E(\omega) = E(0) + \frac{1}{2} \mathfrak{I}_1 \omega^2 + \dots \quad (6.12)$$

şeklinde bulunur ve $\omega=0$ için $\langle \Phi_0 | J_x | \Phi_0 \rangle = 0$ olduğundan dolayı,

$$J(\omega) = \langle \Phi_{\omega} | J_x | \Phi_{\omega} \rangle = \mathfrak{I}_2 \omega + \dots \quad (6.13)$$

ifadesi bulunur. H_{ω} 'nın en düşük özdeğerinin $E(\omega)$ olduğu gerçeği kullanılarak \mathfrak{I}_1 ve \mathfrak{I}_2 sabitlerinin eşit olduğu gösterilebilir [50].

$$\mathfrak{I}_1 = \mathfrak{I}_2 \quad (6.14)$$

Ritz'in varyasyon ilkesine göre (6.15) eşitliğinin bir çözümü olarak Φ_{ω} alınır.

$$\delta\langle\Phi|H - \omega J_x|\Phi\rangle = 0 \quad (6.15)$$

Burada $|\Phi\rangle$ tüm mümkün Slater determinantların ailesinden herhangi biridir. Bu şart $\Phi_{\omega'}$ fonksiyonunun, $|\Phi\rangle$ fonksiyonununundan dışarı alınması durumunda gerçekleşir. Burada $\Phi_{\omega'}$ fonksiyonu, $H - \omega'J_x$ 'in bir özfonksiyonudur ve ω' sadece reel sayıları kapsar. Bu durumda (6.15) eşitliğinden

$$\frac{d}{d\omega'}\langle\Phi_{\omega'}|H|\Phi_{\omega'}\rangle - \omega\frac{d}{d\omega'}\langle\Phi_{\omega'}|J_x|\Phi_{\omega'}\rangle = 0 \quad (6.16)$$

ifadesi bulunur veya

$$\mathfrak{S}_1 = \frac{1}{\omega} \frac{d}{d\omega} E(\omega) \Big|_{\omega=0} = \frac{d}{d\omega} J(\omega) \Big|_{\omega=0} = \mathfrak{S}_2$$

ifadesi elde edilir. Aynı zamanda (6.15) eşitliğinden

$$\omega = \frac{dE}{dJ} \quad (6.17)$$

bağıntısı da türetilir. Deneyle karşılaştırmaya sahip olmak için açılal hızın değeri belirlenmelidir. Inglis yarı klasik olarak $J = \langle\Phi_{\omega}|J_x|\Phi_{\omega}\rangle = \sqrt{I(I+1)}$ olmasını gerektiren sıfır nokta titreşimlerini önerdi.

$$J = \langle\Phi_{\omega}|J_x|\Phi_{\omega}\rangle = \sqrt{I(I+1)} \quad (6.18)$$

İlk mertebede

$$\omega = \frac{\sqrt{I(I+1)}}{\mathfrak{S}_1} \quad (6.19)$$

ifadesi elde edilir ve (6.12)'den

$$E(I) = E(0) + \frac{1}{2\mathfrak{I}_1} \sqrt{I(I+1)} \quad (6.20)$$

ifadesi elde edilir. Daha yüksek ω değerleri için bu $I(I+1)$ kuralından sapmalar vardır. Genelde, eylemsizlik momenti

$$\mathfrak{I} = \frac{J}{\omega} \quad (6.21)$$

olarak belirlenir.

Şimdiye kadar sadece tamamen bağımsız parçacık hareketi araştırıldı. Bu içinde ortalama alanda dönmenin etkilerinin önemsenmediği duruma karşılık gelir.

6.3. Cranking formülü

Kuramsal bir $I(I+1)$ durumunda hesaplanması gereken tek sabit eylemsizlik momentidir. Bu sabit 2^+ seviyesi ile belirlenir. Böyle küçük I değerleri için pertürbasyon teorisinin uygulanması akla yatkın görünür.

Pertürbasyon teorisinin uygulanması için, fermi seviyesine kadar doldurulmuş deforme bir potansiyelin, pertürbe olmamış durumu ele alınır. Seviyeler altındaki holler olarak adlandırılır (i, i', \dots indisleri); seviyeler üzerindeki parçacık olarak adlandırılır (m, m', \dots indisleri). Kabuk modelinin temeli, taban seviye $|\Phi_0\rangle$, ph seviyeleri $|mi\rangle = a_m^+ a_i |\Phi_0\rangle$, $2p-2h$ seviyeleri ve böyle devam eden seviyelerden meydana gelir. $\omega \cdot J_x$ pertürbasyonu tek parçacık operatörüdür ve bu yüzden sadece bir kerede sadece bir ph çifti uyarılabilir. Bu yüzden pertürbe dalga fonksiyonunun ilk mertebesine kadar alınır.

$$|\Phi\rangle = |\Phi_0\rangle + \omega \sum_{im} \frac{\langle mi|J_x|\Phi_0\rangle}{\varepsilon_m - \varepsilon_i} a_m^+ a_i |\Phi_0\rangle \quad (6.22)$$

Burada ε_i ve ε_m , H Hamiltoniyenin tek parçacık enerjileridir. ω içinde bulunduğu ilk mertebeye kadar J_x 'in beklenen değeri alınır.

$$J = \langle \Phi | J_x | \Phi \rangle = 2\omega \sum_{im} \frac{|\langle mi|J_x|\Phi_0\rangle|^2}{\varepsilon_m - \varepsilon_i} \quad (6.23)$$

eylemsizlik momenti $\mathfrak{S} = \frac{dJ}{d\omega}$ ifadesi ile belirlendiğinden

$$\mathfrak{S}_{Inglis} = 2 \cdot \sum_{im} \frac{|\langle m|J_x|i\rangle|^2}{\varepsilon_m - \varepsilon_i} \quad (6.24)$$

ifadesi bulunur. Bu eylemsizlik momenti için çok iyi bilinen Inglis [37, 43] formülüdür.

Bu formülden çıkan eylemsizlik momenti çoğu zaman eylemsizlik momentinin katı cisim değerine çok yakındır. Saf bir anizotropik titreşici durumunda, bu doğru bir sonuçtur. Lüders [51] büyük parçacık sayısı limitinde herhangi bir bağımsız parçacık model için bu sonucun olduğunu gösterdi [52-56].

Deforme durgun bir potansiyelde, temel seviyenin hız dağılımının hemen hemen izotropik olduğuna ve bu durumun dönen sistemde, Coriolis veya merkezkaç kuvvetleri yoluyla değiştirilmediğine dikkat edilirse bu sonuç anlaşılabilir.(bak. [57]). Bu durumda iç sistemde net bir akım yoktur ve laboratuvar çerçevesinden değişmeden dönen bir hız dağılımı gözlenir.

Deneysel eylemsizlik momentinin değerleri katı cisim değerlerinden 2/3'ünden daha küçüktür. Bohr ve Mottelson [37, 58] rezidual (artık) iki cisim etkileşmelerinin bu değerleri düşüreceğini gösterdiler. Bu noktadaki en önemli etkiler çiftlenim türünün

ilişkileridir. Bir tek parçacık açıklamasında bu etkiler BCS teorisi ile çok kolay dahil edilebildiğinden, burada çiftlenim ilişkilerini de içeren Inglis formülünün (6.24), genişletilmiş şekli olan Belyaev formülünün [33, 59] türetilmesi verilecektir.

Bu durumda $|\text{BCS}\rangle$, BCS temel halini (4.37) gösterir ve uyarılmalar iki kuasi parçacık halleri $\alpha_k^+ \alpha_{k'}^+ |\text{BCS}\rangle$ ile verilir, dört kuasi parçacık halleri de buna benzerdir. (6.22) eşitliğine benzerlik yoluyla pertürbe olmuş dalga fonksiyonları elde edilir.

$$|\Phi\rangle = |\text{BCS}\rangle + \omega \sum_{k < k'} \frac{\langle \text{BCS} | \alpha_{k'} \alpha_k J_x | \text{BCS} \rangle}{E_k + E_{k'}} \alpha_k^+ \alpha_{k'}^+ |\text{BCS}\rangle \quad (6.25)$$

Burada $E_k + E_{k'}$, k, k' kuasi parçacık çiftinin uyarılma enerjisidir. Kuaziparçacık enerjileri

$$E_k = \sqrt{(\varepsilon_k - \lambda) + \Delta_k^2} \quad (6.26)$$

ile verilir. Eşitlik (6.23) ve (6.24)'da işlem yapılarak eylemsizlik momenti için

$$\mathfrak{J}_{\text{Belyaev}} = 2 \sum_{k, k' > 0} \frac{|\langle k | J_x | k' \rangle|^2}{E_k + E_{k'}} (u_k v_{k'} - u_{k'} v_k)^2 \quad (6.27)$$

ifadesi bulunur. Eylemsizlik momenti için bu formül (6.24) ifadesi ile karşılaştırıldığında daha düşük değerler verir. Bundan iki etki sorumludur:

i) Paydadaki enerji (6.24) eşitliğindeki parçacık hol enerjilerinden daha büyüktür. (6.26) eşitliğindeki Δ parametresi Fermi yüzeyi civarındaki önemli seviyeler için en az $2\Delta \cong 2 \text{ MeV}$ 'lik bir aralık üretir.

ii) $(u_k v_{k'} - u_{k'} v_k)^2$ çarpanı çoğu zaman birden biraz daha küçüktür.

Katı cisim değerleri ile karşılaştırıldığı zaman, BCS teorisinde eylemsizlik momentinin azalması, çekirdeğin dönerken bazı nükleonların süper akışkan bir kaymaya uğradığı duruma uyar [60, 61].

Gerçekçi çekirdek için genişletilmiş sayısal hesaplamaların [3, 62, 63], dikkate değer bir biçimde deneysel değerler ile uyduğu görülür. Enerjinin minimumuna uyan hesaplanmış deformasyonlarda, kararlı dalga fonksiyonlarına Inglis veya Belyaev formülünü uygulamak önemlidir. Bu hesaplamaların [21] çoğunda, deneysel olarak belirlenmiş deformasyonlar ve Δ aralık değerleri ile Nilsson dalga fonksiyonları ve enerjileri kullanılarak yapılmıştır.

Katı cisim değerlerini ve sıvı damla modelinin değerleri arasında yer alan eylemsizlik momentini kabaca doğru olarak üreten bu hesaplamaların başarısı, dönen çekirdeğin, deforme süper akışkan çok parçacıklı bir sistem olarak tasvir edilmesinin doğru olduğunu gösterir.

Tabii ki eylemsizlik momentinde rezidual (artık) etkileşmelerin etkisi de araştırılabilir. Bu lineer (doğrusal) karşılık teorisinin [64] çerçevesi içinde yapılabilir. Bu teoride, J_x Coriolis operatörü yoluyla gösterilen dış alan, dönmekte olan korun sanal titreşimlerini uyarabilir, bu sanal titreşimler eylemsizlik momentinde bir etkiye sahip olabilir. Bu titreşimlerin iki türü vardır: uzama etkisine uyan yüzey titreşimleri (ph titreşimleri) ve çiftlenim ilişkilerindeki titreşimler (pp titreşimleri). Bu hesaplamaların net sonucu, her iki etki çok veya az birbirini yok eder ve BCS teorisi ile elde edilmiş eylemsizlik momenti için yaklaşık olarak aynı değerler alınır.

J_x 'in beklenen değerinin hesaplanması için pertürbasyon teorisinin uygulanması ele alındı. Benzer bir biçimde dönen çekirdeğin diğer özellikleri de hesaplanabilir, örnek olarak jromanyetik oranı veya ilk 2^+ halinin manyetik momenti. μ manyetik momenti $|I, M = I\rangle$ halinde μ_z 'nin beklenen değeri olarak belirlendiği için ve Cranking model dalga fonksiyonları açısal momentumun öz fonksiyonları olmadığı için bu noktada μ 'in nasıl hesaplanacağı açık değildir. [65] referansında açıklanan izdüşüm tekniğinin uygulanmasının zorunlu olduğu görülür. En düşük mertebede,

Cranking modelin yarı klasik tasviri içinde kolaylıkla anlaşılabilen çok basit bir sonuç alınır.

$$\mu = \langle \Phi_\omega | \mu_x | \Phi_\omega \rangle \quad (6.28)$$

Böylece jromanyetik oran belirlenebilir.

$$\mu = g_R \cdot J = g_R \cdot \langle \Phi_\omega | J_x | \Phi_\omega \rangle \quad (6.29)$$

İlk mertebe pertürbasyon teorisinden elde edilen (6.25) ifadesi ile

$$g_R = \frac{1}{\mathfrak{I}} \sum_{k,k'>0} \frac{\langle k | J_x | k' \rangle \langle k' | \mu_x | k \rangle + k.e.}{E_k + E_{k'}} (u_k v_{k'} - u_{k'} v_k)^2 \quad (6.30)$$

eşitliği elde edilir. Bu ifadede matris elemanlarının reel olduğu dikkate alınır ve manyetik moment $\mu_x = \sum_{ss'>0} (g_s^n s_{x_{ss'}} + g_l^n l_{x_{ss'}}) + \sum_{rr'>0} (g_s^p s_{x_{rr'}} + g_l^p l_{x_{rr'}})$ ifadesi yerine koyulursa

$$g_R = \frac{2}{\mathfrak{I}} \left[\sum_{ss'>0} \frac{g_s^n j_{x_{ss'}} s_{x_{ss'}}}{E_s + E_{s'}} (L_{ss'})^2 + \sum_{rr'>0} \frac{(g_s^p - 1) j_{x_{rr'}} s_{x_{rr'}}}{E_r + E_{r'}} (L_{rr'})^2 + \sum_{rr'>0} \frac{(j_{x_{rr'}})^2}{E_r + E_{r'}} (L_{rr'})^2 \right] \quad (6.31)$$

ifadesi elde edilir. Burada $L_{ss'} = u_s v_{s'} - u_{s'} v_s$ 'dir. Bu formülle hesaplanan değerler sıvı damlası değeri $g_R = Z/A$ değerinden çok daha küçüktür ve bu değer, deney verileri ile çok iyi uyuşur [64].

Daha yüksek açısız momentum değerlerine ulaşılırken I(I+1) kanunundan sapmalar meydana gelir. Bu sapmalarla bağlantılı B ve C katsayılarını hesaplamak için Coriolis karşı çiftlenim etkisi en önemli etki olduğu için bir rezidual (artık) etkileşmenin [66-68] etkisini içeren daha yüksek mertebede pertürbasyon teorisi kullanılır. Bu durum çiftlenim etkileşmelerinin yok olması beklenen I>30 veya I>40 gibi çok yüksek spin durumlarındadır.

BÖLÜM 7. SAYISAL HESAPLAMALAR VE TARTIŞMA

Bu çalışmadaki nümerik hesaplamalar deforme Woods-Saxon tek parçacık modeli baz alınarak yapıldı. Schrödinger denklemi Woods-Saxon potansiyeli vasıtasıyla ref.[70]'de kullanılan metodla çözüldü ve tek parçacık enerjileri bulundu. Elementlerin $124 < A < 180$ bölgesinde yer alan çift-çift Ce, Nd, Sm, Gd, Dy, Er, Yb ve Hf deforme çekirdeklerinin birçok izotopu için atalet momentleri ve g_R faktörler hesaplandı. Atalet momentleri (6.27) ifadesinden ve g_R faktörler (6.31) ifadesinden yararlanılarak hesaplandı. Bu çekirdeklerin için hesaplamalarda kullanılan ortalama alan deformasyon parametreleri (δ_2), deneysel kuadrupol momentlerden elde edilen β_2 deformasyon parametreleri [71] kullanılarak [72]'deki formülden hesaplandı. Δ_N , Δ_Z gap parametreleri Soloviev'e [73] ve Ref. [74]'e göre alındı.

Çalışılan çekirdekler için süperakışkan korelasyon parametreleri ve deformasyonları tablo 1'de gösterildi. Tablo 2'de yapılan teorik hesaplamaların sonucunda elde ettiğimiz atalet momentleri ve g_R faktörler ile mevcut deneysel veriler verildi.

Tablo 7.1. Ele alınan çekirdekler için β_2 deformasyon ve süperakışkan korelasyon parametreleri (MeV birimlerinde)

Çekirdek	Δ_N [74]	Δ_Z [74]	Δ_N [73]	Δ_Z [73]	β_2 [71]
$^{124}_{58}\text{Ce}_{66}$	1,108	1,101	1,390	1,160	0,3850
$^{126}_{58}\text{Ce}_{68}$	1,074	1,137	1,310	1,160	0,3250
$^{128}_{58}\text{Ce}_{70}$	1,046	1,176	1,340	1,160	0,2980
$^{130}_{58}\text{Ce}_{72}$	1,028	1,175	1,330	1,160	0,2580
$^{132}_{58}\text{Ce}_{74}$	1,047	1,182	1,280	1,160	0,2640
$^{134}_{58}\text{Ce}_{76}$	1,056	1,208	1,200	1,160	0,1950
$^{136}_{58}\text{Ce}_{78}$	1,101	1,234	1,050	1,160	0,1700
$^{138}_{58}\text{Ce}_{80}$	1,085	1,296	0,810	1,160	0,1259
$^{140}_{58}\text{Ce}_{82}$	1,216	1,290	0,010	1,160	0,1015
$^{142}_{58}\text{Ce}_{84}$	0,972	1,284	0,790	1,160	0,1277

Tablo 7.1. Devami

Çekirdek	Δ_N [74]	Δ_Z [74]	Δ_N [73]	Δ_Z [73]	β_2 [71]
¹⁴⁴ ₅₈ Ce ₈₆	0,920	1,164	1,010	1,160	0,1660
¹⁴⁶ ₅₈ Ce ₈₈	0,931	1,134	1,160	1,160	0,1930
¹⁴⁸ ₅₈ Ce ₉₀	0,920	1,152	1,150	1,160	0,2510
¹⁵⁰ ₅₈ Ce ₉₂	0,888	1,152	1,120	1,160	0,3200
¹³⁰ ₆₀ Nd ₇₀	1,050	1,086	1,340	0,970	0,3700
¹³² ₆₀ Nd ₇₂	1,031	1,102	1,330	0,970	0,3490
¹³⁴ ₆₀ Nd ₇₄	1,023	1,196	1,280	0,970	0,2490
¹⁴² ₆₀ Nd ₈₂	1,220	1,307	0,010	0,970	0,0917
¹⁴⁴ ₆₀ Nd ₈₄	0,976	1,301	0,790	0,970	0,1237
¹⁴⁶ ₆₀ Nd ₈₆	0,943	1,181	1,010	0,970	0,1524
¹⁴⁸ ₆₀ Nd ₈₈	0,966	1,140	1,160	0,970	0,2013
¹⁵⁰ ₆₀ Nd ₉₀	0,959	1,115	1,150	0,970	0,2853
¹⁵² ₆₀ Nd ₉₂	0,922	1,119	1,120	0,970	0,3490
¹³⁴ ₆₂ Sm ₇₂	1,037	1,052	1,330	1,030	0,3660
¹³⁶ ₆₂ Sm ₇₄	1,013	1,149	1,280	1,030	0,2930
¹³⁸ ₆₂ Sm ₇₆	1,021	1,208	1,200	1,030	0,2080
¹⁴⁴ ₆₂ Sm ₈₂	1,223	1,319	0,010	1,030	0,0874
¹⁴⁸ ₆₂ Sm ₈₆	0,947	1,184	1,010	1,030	0,1423
¹⁵⁰ ₆₂ Sm ₈₈	0,977	1,116	1,160	1,030	0,1931
¹⁵² ₆₂ Sm ₉₀	0,976	1,076	1,150	1,030	0,3064
¹⁵⁴ ₆₂ Sm ₉₂	0,938	1,070	1,120	1,030	0,3410
¹⁵² ₆₄ Gd ₈₈	0,985	1,097	1,160	1,040	0,2060
¹⁵⁴ ₆₄ Gd ₉₀	0,990	1,052	1,150	1,040	0,3120
¹⁵⁶ ₆₄ Gd ₉₂	0,961	1,047	1,120	1,040	0,3378
¹⁵⁸ ₆₄ Gd ₉₄	0,922	1,054	1,070	1,040	0,3484
¹⁶⁰ ₆₄ Gd ₉₆	0,904	1,053	1,010	1,040	0,3534
¹⁵² ₆₆ Dy ₈₆	0,961	1,192	1,010	1,030	0,0970
¹⁵⁴ ₆₆ Dy ₈₈	0,998	1,069	1,160	1,030	0,2370
¹⁵⁶ ₆₆ Dy ₉₀	1,006	1,037	1,150	1,030	0,2929
¹⁵⁸ ₆₆ Dy ₉₂	0,981	1,031	1,120	1,030	0,3255
¹⁶⁰ ₆₆ Dy ₉₄	0,954	1,036	1,070	1,030	0,3387
¹⁶² ₆₆ Dy ₉₆	0,930	1,035	1,010	1,030	0,3430
¹⁶⁴ ₆₆ Dy ₉₈	0,906	1,037	0,950	1,030	0,3481
¹⁵⁶ ₆₈ Er ₈₈	0,997	1,077	1,160	1,090	0,1890
¹⁵⁸ ₆₈ Er ₉₀	1,008	1,034	1,150	1,090	0,2550
¹⁶⁰ ₆₈ Er ₉₂	1,003	1,004	1,120	1,090	0,3040

Tablo 7.1. Devami

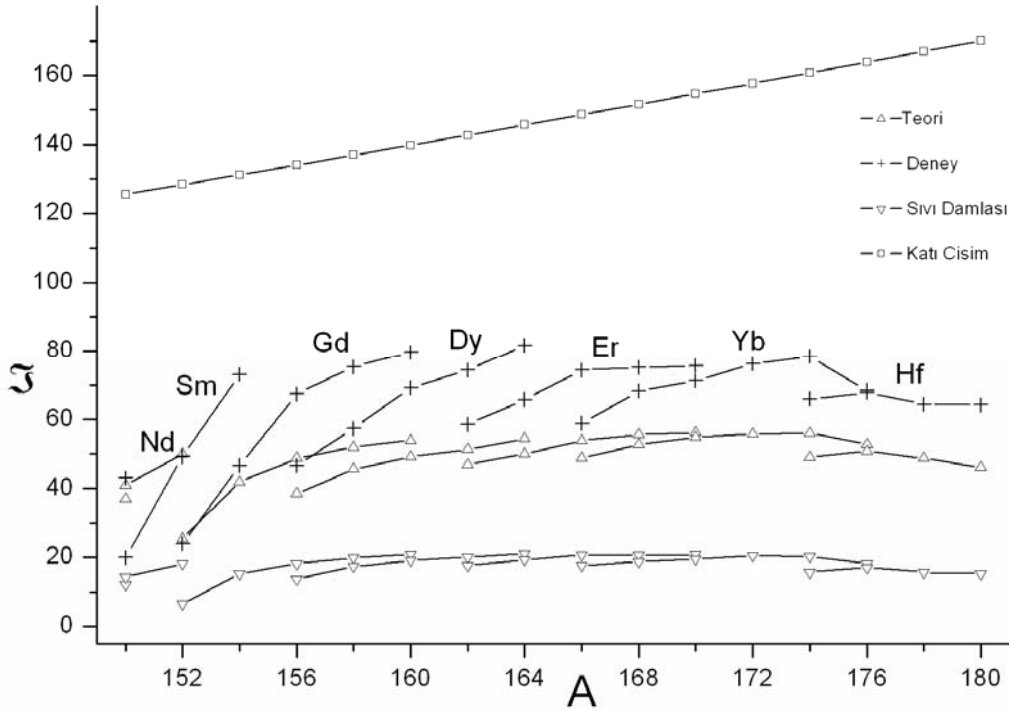
Çekirdek	Δ_N [74]	Δ_Z [74]	Δ_N [73]	Δ_Z [73]	β_2 [71]
$^{162}_{68}\text{Er}_{94}$	0,976	1,011	1,070	1,090	0,3222
$^{164}_{68}\text{Er}_{96}$	0,959	1,011	1,010	1,090	0,3333
$^{166}_{68}\text{Er}_{98}$	0,932	1,004	0,950	1,090	0,3420
$^{168}_{68}\text{Er}_{100}$	0,885	1,006	0,880	1,090	0,3381
$^{170}_{68}\text{Er}_{102}$	0,858	1,014	0,860	1,090	0,3363
$^{158}_{70}\text{Yb}_{88}$	0,994	1,094	1,160	0,980	0,1940
$^{160}_{70}\text{Yb}_{90}$	1,016	1,010	1,150	0,980	0,2300
$^{162}_{70}\text{Yb}_{92}$	1,018	1,000	1,120	0,980	0,2630
$^{164}_{70}\text{Yb}_{94}$	1,010	0,990	1,070	0,980	0,2900
$^{166}_{70}\text{Yb}_{96}$	0,980	0,984	1,010	0,980	0,3150
$^{168}_{70}\text{Yb}_{98}$	0,948	0,983	0,950	0,980	0,3220
$^{170}_{70}\text{Yb}_{100}$	0,910	0,987	0,880	0,980	0,3258
$^{172}_{70}\text{Yb}_{102}$	0,884	0,988	0,860	0,980	0,3302
$^{174}_{70}\text{Yb}_{104}$	0,863	0,998	0,820	0,980	0,3249
$^{176}_{70}\text{Yb}_{106}$	0,838	0,998	0,810	0,980	0,3050
$^{162}_{72}\text{Hf}_{90}$	1,014	0,997	1,220	0,990	0,1580
$^{164}_{72}\text{Hf}_{92}$	1,026	0,970	1,120	0,990	0,1970
$^{166}_{72}\text{Hf}_{94}$	1,023	0,964	1,070	0,990	0,2500
$^{168}_{72}\text{Hf}_{96}$	0,998	0,973	1,010	0,990	0,2750
$^{170}_{72}\text{Hf}_{98}$	0,958	0,980	0,950	0,990	0,3010
$^{172}_{72}\text{Hf}_{100}$	0,919	0,973	0,880	0,990	0,2760
$^{174}_{72}\text{Hf}_{102}$	0,889	0,965	0,860	0,990	0,2860
$^{176}_{72}\text{Hf}_{104}$	0,883	0,962	0,820	0,990	0,2953
$^{178}_{72}\text{Hf}_{106}$	0,854	0,961	0,810	0,990	0,2803
$^{180}_{72}\text{Hf}_{108}$	0,836	0,963	0,820	0,990	0,2738

Tablo 7.2. Tüm çekirdekler için teorik atalet momentlerinin ve g_R değerlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.

Çekirdek	\mathfrak{I}_n	\mathfrak{I}_p	\mathfrak{I}_T	\mathfrak{I}_{denev}	$g_{R=Z/A}$	g_R Teo.	g_R [75]	g_R deney	Ref.
$^{124}_{58}Ce_{66}$	19,707	19,286	38,992	-	0,468	0,495	-	-	[-]
$^{126}_{58}Ce_{68}$	19,110	14,670	33,780	-	0,460	0,426	-	-	[-]
$^{128}_{58}Ce_{70}$	17,051	12,820	29,871	-	0,453	0,419	-	-	[-]
$^{130}_{58}Ce_{72}$	13,796	10,997	24,792	-	0,446	0,425	-	-	[-]
$^{132}_{58}Ce_{74}$	12,763	11,361	24,124	-	0,439	0,453	-	-	[-]
$^{134}_{58}Ce_{76}$	7,561	7,774	15,335	-	0,433	0,479	-	-	[-]
$^{136}_{58}Ce_{78}$	4,739	6,438	11,177	-	0,426	0,550	-	-	[-]
$^{138}_{58}Ce_{80}$	1,804	4,004	5,808	-	0,420	0,666	-	-	[-]
$^{140}_{58}Ce_{82}$	0,556	2,942	3,498	-	0,414	0,826	-	0,95(10)	[77]
$^{142}_{58}Ce_{84}$	2,132	4,188	6,320	-	0,408	0,637	-	-	[-]
$^{144}_{58}Ce_{86}$	7,232	7,064	14,296	-	0,403	0,478	-	-	[-]
$^{146}_{58}Ce_{88}$	12,270	8,936	21,206	-	0,397	0,420	-	-	[-]
$^{148}_{58}Ce_{90}$	18,751	11,775	30,527	-	0,392	0,391	-	-	[-]
$^{150}_{58}Ce_{92}$	29,449	15,050	44,499	-	0,387	0,326	-	-	[-]
$^{130}_{60}Nd_{70}$	21,348	19,766	41,115	-	0,462	0,489	-	-	[-]
$^{132}_{60}Nd_{72}$	21,313	18,582	39,895	-	0,455	0,472	-	-	[-]
$^{134}_{60}Nd_{74}$	12,347	11,494	23,841	-	0,448	0,470	-	0,6(2)	[77]
$^{142}_{60}Nd_{82}$	0,453	2,594	3,048	-	0,423	0,844	-	0,845(75)	[77]
$^{144}_{60}Nd_{84}$	1,995	4,235	6,230	-	0,417	0,665	-	-	[-]
$^{146}_{60}Nd_{86}$	6,292	6,677	12,969	-	0,411	0,507	-	0,292(8)	[76]
$^{148}_{60}Nd_{88}$	12,516	10,334	22,851	-	0,405	0,464	-	0,355(12)	[76]
$^{150}_{60}Nd_{90}$	20,878	16,108	36,986	43,000	0,400	0,447	-	0,409(22)	[76]
$^{152}_{60}Nd_{92}$	31,937	18,920	50,857	-	0,395	0,364	-	-	[-]
$^{134}_{62}Sm_{72}$	23,894	19,331	43,224	-	0,463	0,456	-	-	[-]
$^{136}_{62}Sm_{74}$	15,522	14,959	30,481	-	0,456	0,492	-	-	[-]
$^{138}_{62}Sm_{76}$	8,587	9,807	18,394	-	0,449	0,526	-	-	[-]
$^{144}_{62}Sm_{82}$	0,415	2,295	2,710	-	0,431	0,857	-	0,75(10)	[77]
$^{148}_{62}Sm_{86}$	5,774	6,589	12,363	-	0,419	0,534	-	0,270(15)	[76]
$^{150}_{62}Sm_{88}$	11,979	10,728	22,708	20,000	0,413	0,492	-	0,394(21)	[76]
$^{152}_{62}Sm_{90}$	22,994	17,876	40,871	49,260	0,408	0,447	0,430	0,416(25)	[76]
$^{154}_{62}Sm_{92}$	30,424	19,595	50,019	73,170	0,403	0,388	0,420	0,392(18)	[76]
$^{152}_{64}Gd_{88}$	12,962	12,544	25,506	24,000	0,421	0,518	-	0,444(40)	[76]
$^{154}_{64}Gd_{90}$	23,616	18,283	41,899	46,600	0,416	0,449	0,440	0,430(30)	[76]
$^{156}_{64}Gd_{92}$	29,417	19,352	48,769	67,420	0,410	0,397	0,410	0,387(4)	[76]
$^{158}_{64}Gd_{94}$	32,367	19,597	51,965	75,410	0,405	0,370	0,380	0,381(4)	[76]

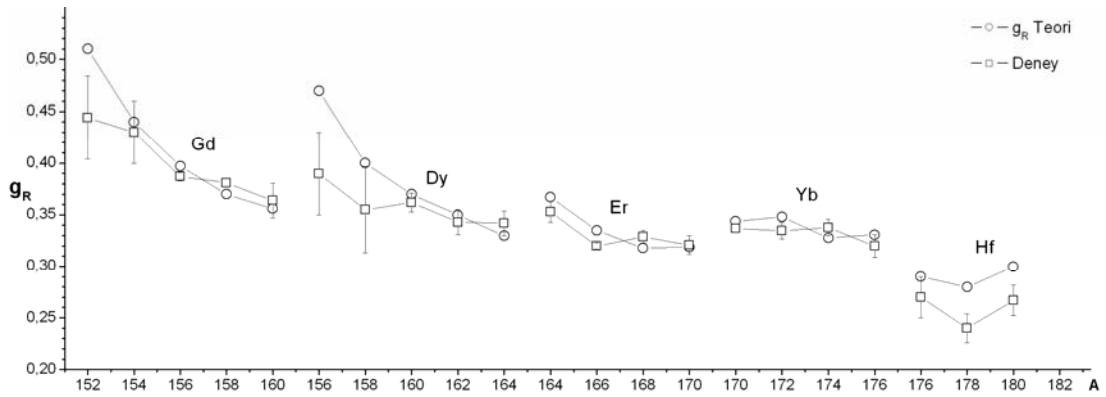
Tablo 7.2. Devamı

Çekirdek	\mathfrak{S}_n	\mathfrak{S}_p	\mathfrak{S}_T	\mathfrak{S}_{deney}	$g_R=Z/A$	g_R Teo.	g_R [75]	g_R deney	Ref.
$^{160}_{64}\text{Gd}_{96}$	34,155	19,748	53,903	79,680	0,400	0,356	0,360	0,364(17)	[76]
$^{152}_{66}\text{Dy}_{86}$	2,928	3,273	6,201	-	0,434	0,552	-	-	[-]
$^{154}_{66}\text{Dy}_{88}$	15,058	15,128	30,185	-	0,429	0,531	-	-	[-]
$^{156}_{66}\text{Dy}_{90}$	20,765	17,650	38,415	46,600	0,423	0,479	-	0,390(40)	[76]
$^{158}_{66}\text{Dy}_{92}$	27,184	18,483	45,667	57,400	0,418	0,407	-	0,355(42)	[76]
$^{160}_{66}\text{Dy}_{94}$	30,567	18,600	49,167	69,200	0,413	0,372	0,380	0,362(9)	[76]
$^{162}_{66}\text{Dy}_{96}$	32,683	18,647	51,330	74,350	0,407	0,353	0,340	0,343(12)	[76]
$^{164}_{66}\text{Dy}_{98}$	35,745	18,648	54,393	81,740	0,402	0,330	0,280	0,342(12)	[76]
$^{156}_{68}\text{Er}_{88}$	11,892	11,416	23,308	-	0,436	0,584	-	0,40(6)	[77]
$^{158}_{68}\text{Er}_{90}$	17,206	15,992	33,198	-	0,430	0,530	-	0,360(55)	[77]
$^{160}_{68}\text{Er}_{92}$	23,790	18,169	41,959	-	0,425	0,454	-	0,325(50)	[77]
$^{162}_{68}\text{Er}_{94}$	28,351	18,610	46,961	58,600	0,420	0,404	-	-	[-]
$^{164}_{68}\text{Er}_{96}$	31,134	18,932	50,066	65,720	0,415	0,369	0,330	0,353(10)	[76]
$^{166}_{68}\text{Er}_{98}$	34,614	19,319	53,933	74,440	0,410	0,336	0,270	0,320(3)	[76]
$^{168}_{68}\text{Er}_{100}$	36,383	19,195	55,578	75,190	0,405	0,318	0,330	0,329(6)	[76]
$^{170}_{68}\text{Er}_{102}$	37,142	19,045	56,187	75,670	0,400	0,319	0,350	0,321(9)	[76]
$^{158}_{70}\text{Yb}_{88}$	12,420	10,499	22,919	-	0,443	0,598	-	-	[-]
$^{160}_{70}\text{Yb}_{90}$	15,311	14,201	29,512	-	0,438	0,561	-	-	[-]
$^{162}_{70}\text{Yb}_{92}$	19,179	16,399	35,578	-	0,432	0,512	-	-	[-]
$^{164}_{70}\text{Yb}_{94}$	24,447	17,964	42,411	-	0,427	0,446	-	-	[-]
$^{166}_{70}\text{Yb}_{96}$	29,436	19,323	48,758	58,940	0,422	0,400	-	-	[-]
$^{168}_{70}\text{Yb}_{98}$	33,023	19,664	52,688	68,260	0,417	0,365	0,270	-	[-]
$^{170}_{70}\text{Yb}_{100}$	35,140	19,758	54,898	71,260	0,412	0,344	0,330	0,337(4)	[76]
$^{172}_{70}\text{Yb}_{102}$	35,825	19,960	55,785	76,240	0,407	0,348	0,350	0,335(8)	[76]
$^{174}_{70}\text{Yb}_{104}$	36,719	19,389	56,109	78,430	0,402	0,328	0,340	0,338(8)	[76]
$^{176}_{70}\text{Yb}_{106}$	34,519	18,218	52,737	68,410	0,398	0,331	0,350	0,320(11)	[76]
$^{162}_{72}\text{Hf}_{90}$	10,653	8,610	19,262	-	0,444	0,570	-	-	[-]
$^{164}_{72}\text{Hf}_{92}$	14,125	11,387	25,511	-	0,439	0,500	-	-	[-]
$^{166}_{72}\text{Hf}_{94}$	20,663	14,325	34,988	-	0,434	0,424	-	-	[-]
$^{168}_{72}\text{Hf}_{96}$	26,179	15,491	41,669	-	0,429	0,366	-	-	[-]
$^{170}_{72}\text{Hf}_{98}$	31,341	17,348	48,689	-	0,424	0,340	-	-	[-]
$^{172}_{72}\text{Hf}_{100}$	31,719	15,347	47,066	-	0,419	0,299	-	-	[-]
$^{174}_{72}\text{Hf}_{102}$	33,032	16,053	49,086	65,930	0,414	0,303	0,340	-	[-]
$^{176}_{72}\text{Hf}_{104}$	34,036	16,743	50,779	67,870	0,409	0,292	0,300	0,270(20)	[76]
$^{178}_{72}\text{Hf}_{106}$	33,186	15,543	48,730	64,380	0,404	0,284	0,300	0,240(14)	[76]
$^{180}_{72}\text{Hf}_{108}$	31,038	15,037	46,075	64,310	0,400	0,304	0,340	0,267(15)	[76]



Şekil 7.1. 150 ≤ A ≤ 180 çekirdeklerinin hesaplanan atalet momentlerinin kütle numarasına göre değişimi.

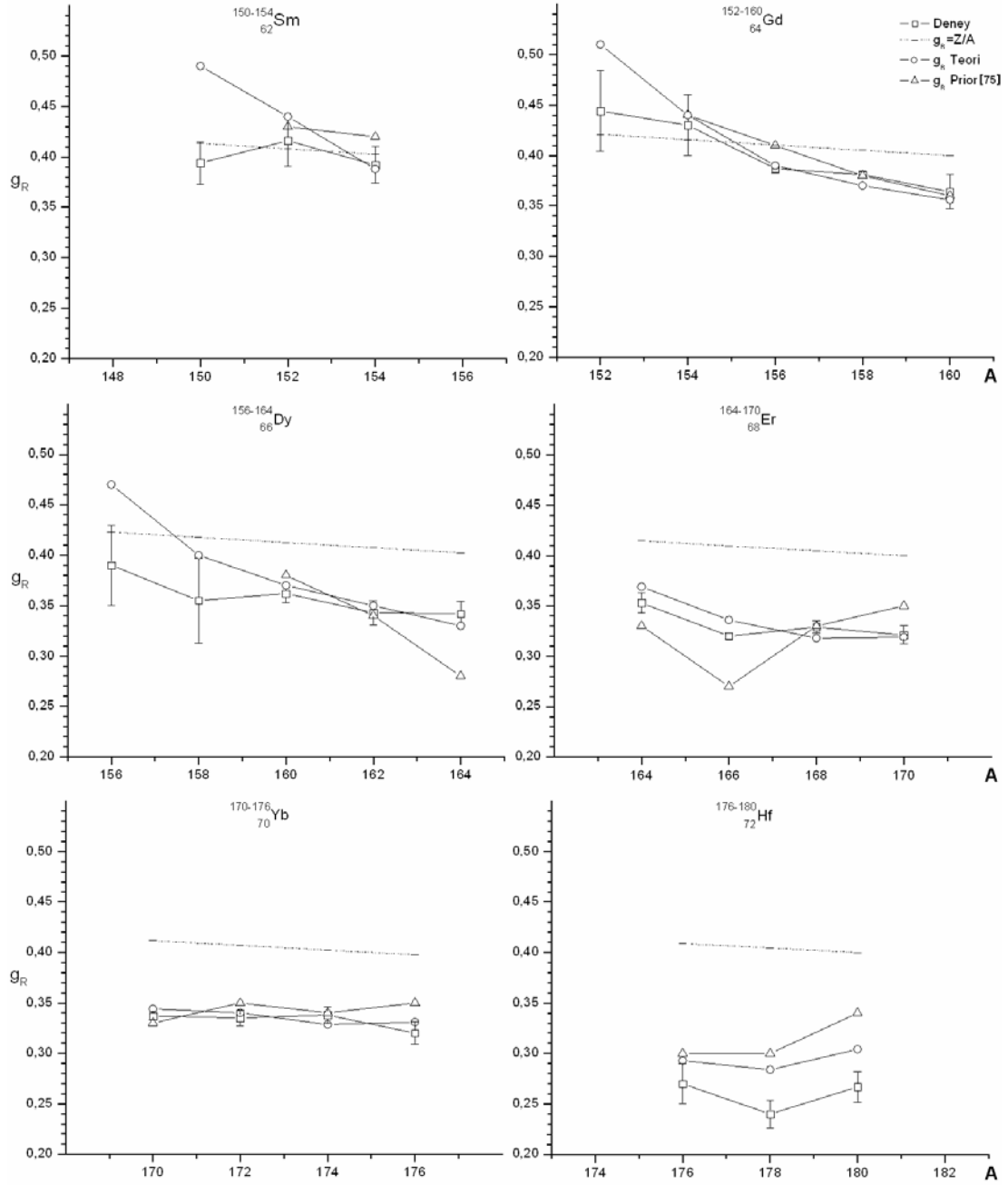
Teorik hesaplamalardan elde edilen atalet momentlerinin kütle numarasına göre değişim grafiği Şekil 7.1.'de verilmiştir. Şekilden görüldüğü gibi teorik atalet momentlerinin değerleri sıvı damlası ile katı cisim atalet momentlerinin arasında değerlere sahiptir ve mevcut deneysel verilerle uyumludur.



Şekil 7.2. Gd, Dy, Er, Yb, Hf çekirdeklerinin hesaplanan g_R değerlerinin A'ya göre grafiği.

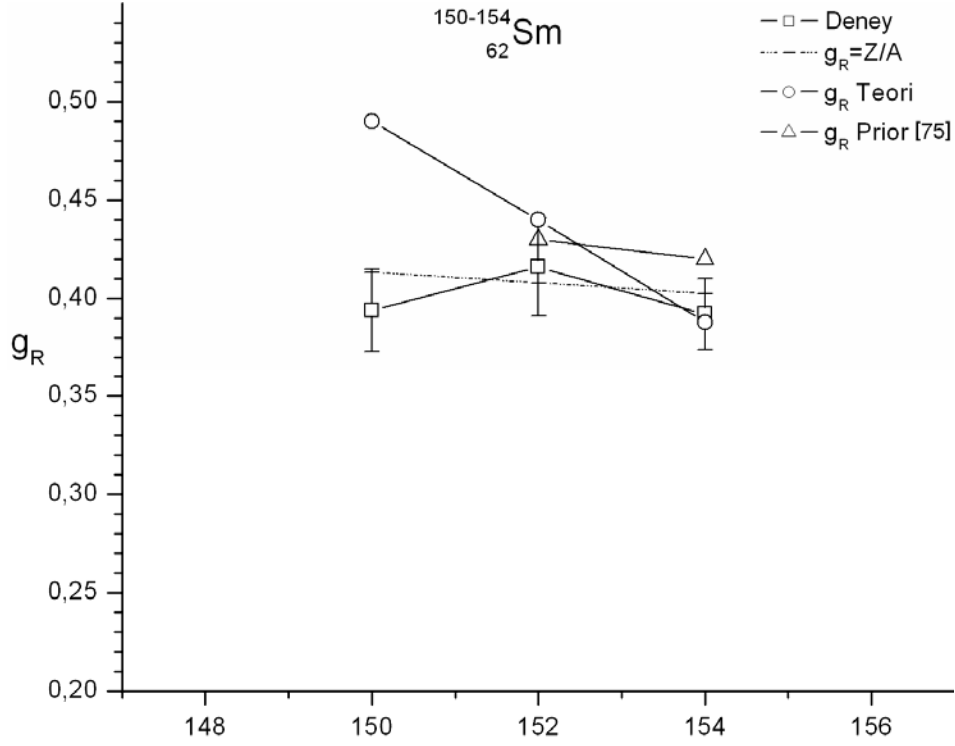
Şekil 7.2’de teorik hesaplamalar sonucunda elde edilen dönme g faktörler (g_R) ile deneysel veriler gösterilmiştir. Şekilden görüldüğü gibi ilgili çekirdekler için deneysel ve teorik sonuçlar birbiriyle uyumludur.

Dönme g faktörler (g_R) bölüm 6’daki (6.31) denklemi kullanılarak çift-çift deforme çekirdekler için yapılan teorik hesaplamalar sonucunda elde edilmiştir. Şekil 7.3’den görüldüğü gibi deneysel ve teorik olarak elde edilen g_R faktörler, S_m ve G_d çekirdeklerinin bazı izotopları dışında sıvı damlası modelinin $g_R=Z/A$ değerinin (kesikli çizgilerle gösterilen değerlerin) altında değerler almaktadır. Prior [75] tarafından Cranking Model kullanılarak elde edilen teorik sonuçlar da şekil 7.3’de gösterilmiştir.

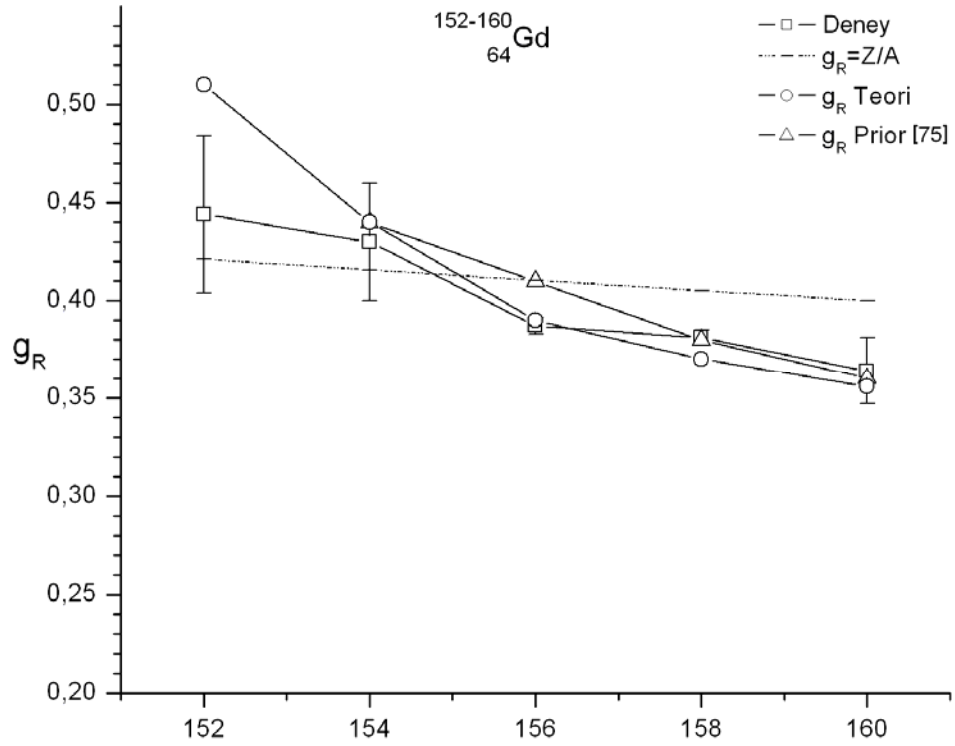


Şekil 7.3. Deforme çekirdeklerde g_R değerlerinin kütle numarasına göre değişimi

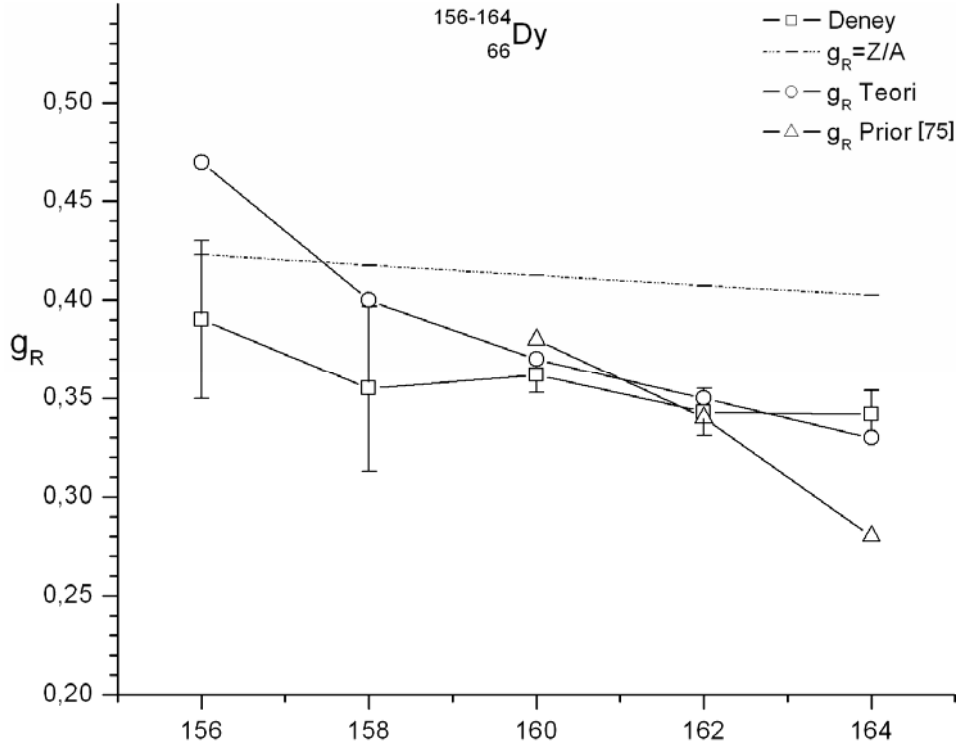
Şimdi bu tezdeki çift-çift çekirdekler tek tek ele alınacak ve sonuçların geniş bir analizi yapılacaktır. Şekillerin tümünde deneysel, teorik [75], sıvı damlası değerleri ve bizim teorik sonuçlar aynı simgelerle gösterilmiştir.



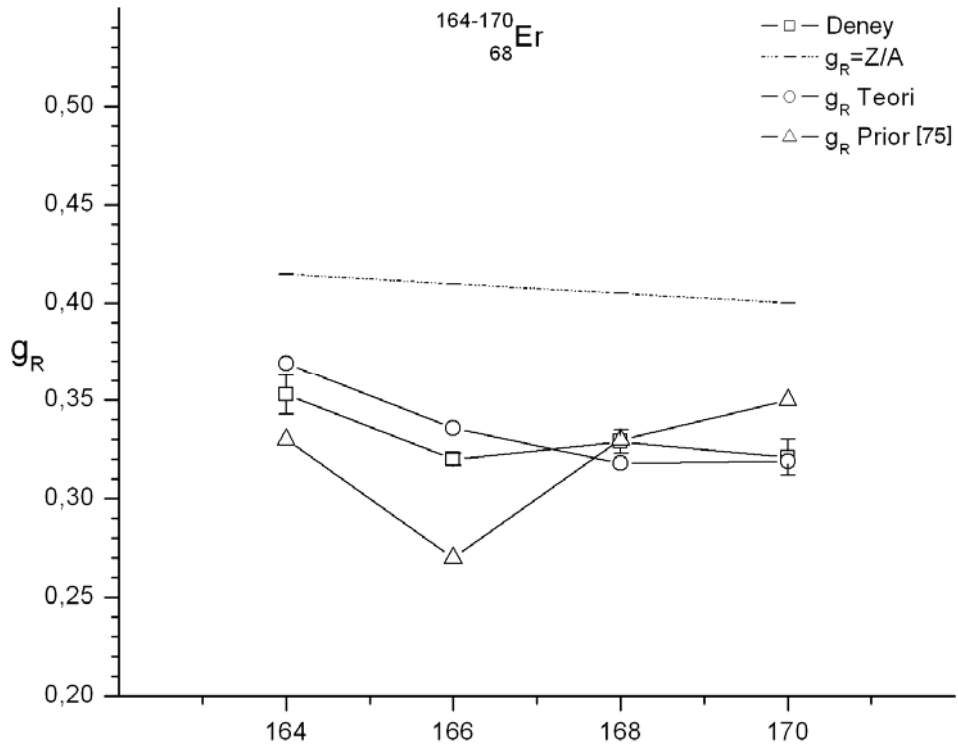
Şekil 7.4. Samaryum çekirdeklerinin hesaplanan g_R değerlerinin A'ya göre grafiği.



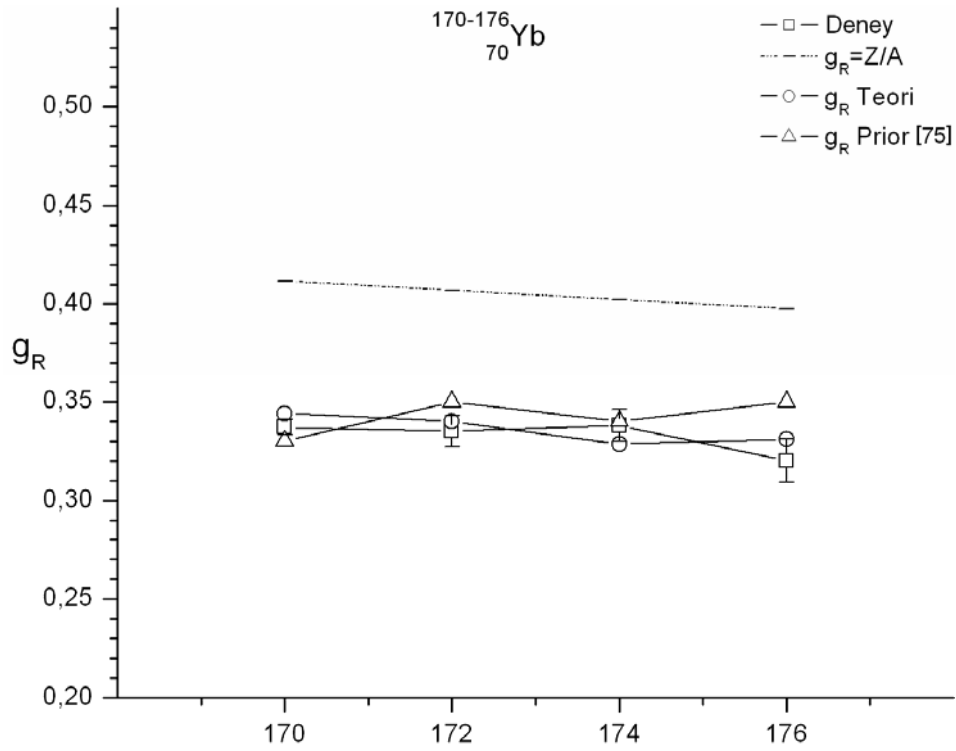
Şekil 7.5. Gadolinyum çekirdeklerinin hesaplanan g_R değerlerinin A'ya göre grafiği.



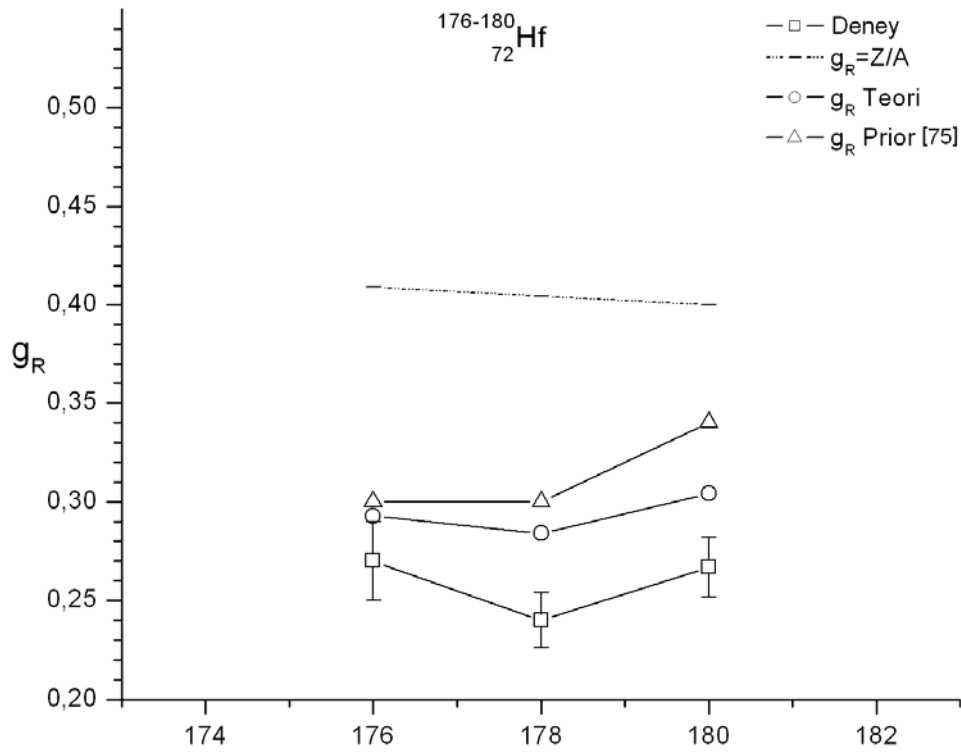
Şekil 7.6. Dysporisyum çekirdeklerinin hesaplanan g_R değerlerinin A'ya göre grafiği.



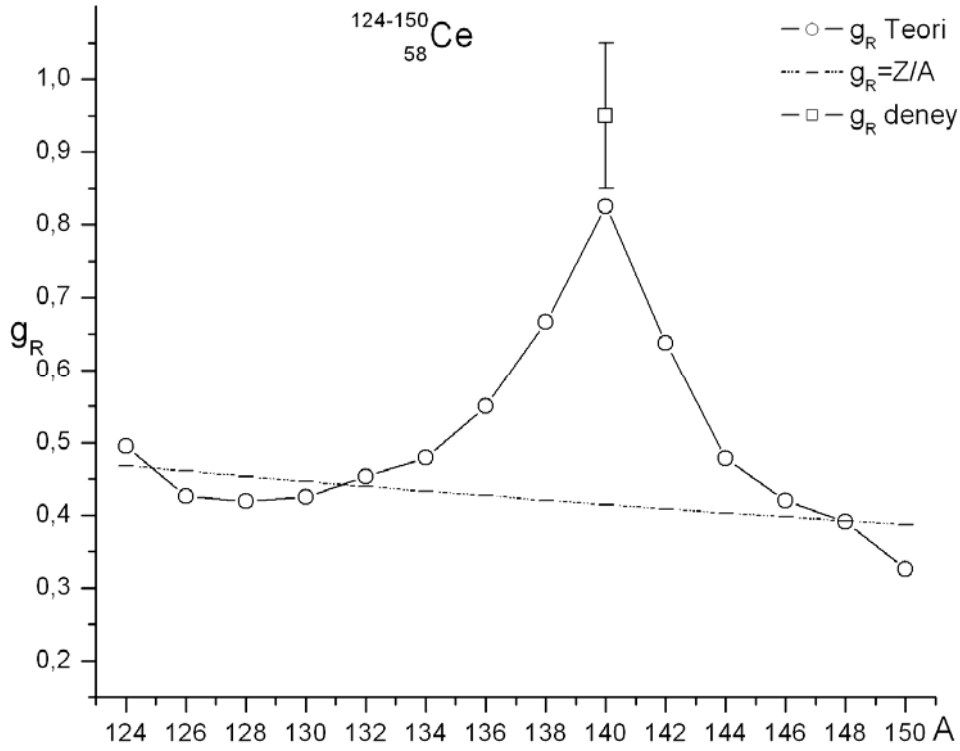
Şekil 7.7. Erbiyum çekirdeklerinin hesaplanan g_R değerlerinin A'ya göre grafiği.



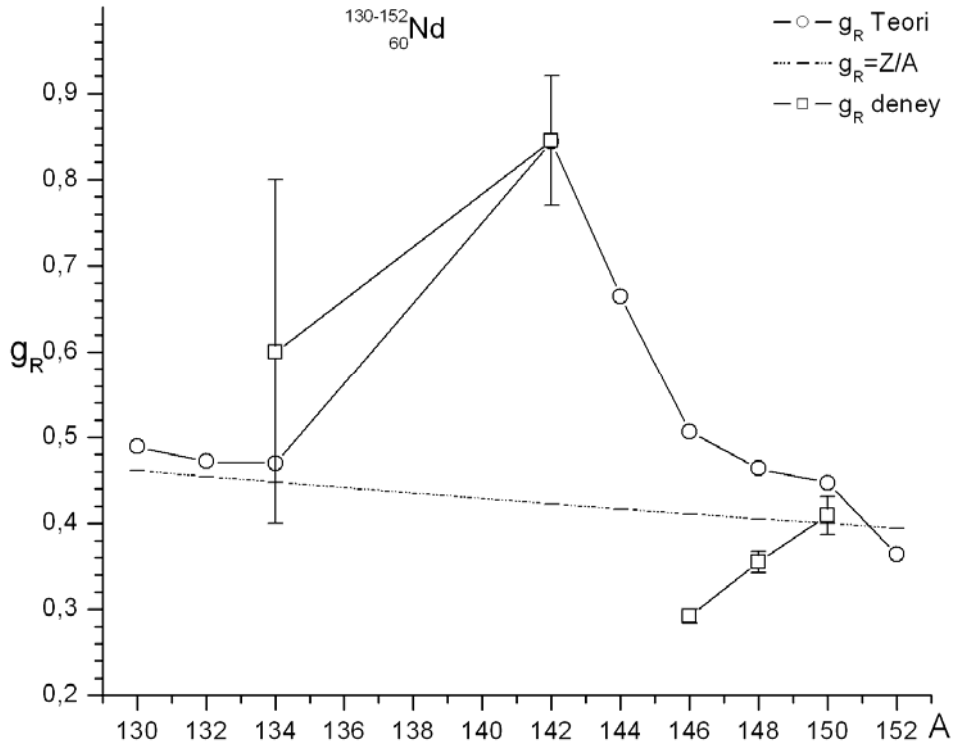
Şekil 7.8. Ytterbium çekirdeklerinin hesaplanan g_R değerlerinin A'ya göre grafiği.



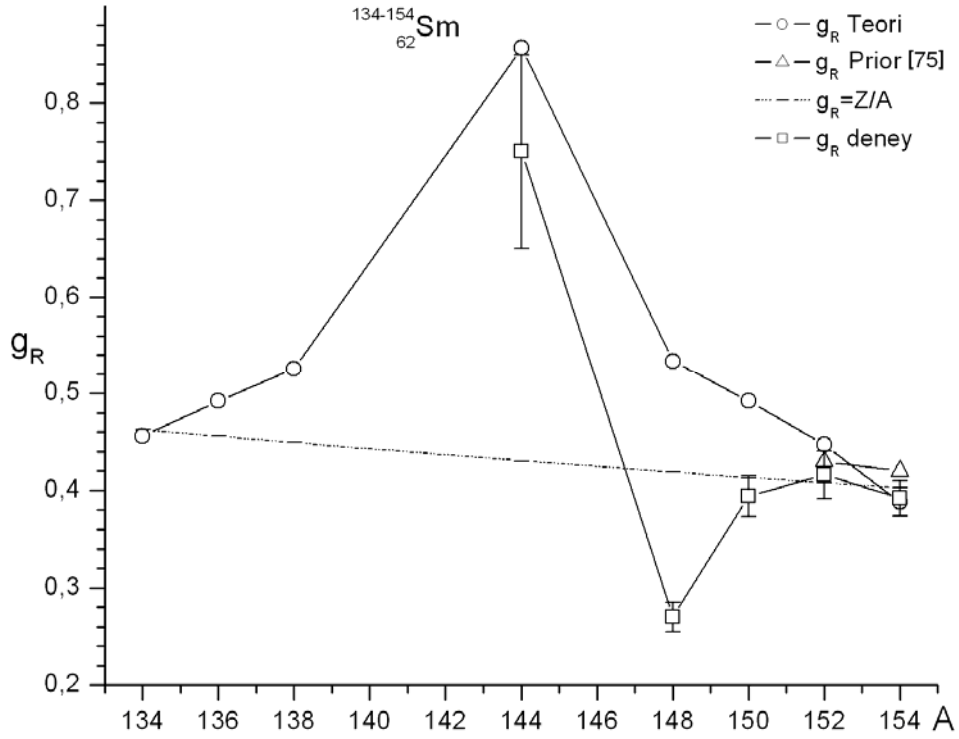
Şekil 7.9. Hafniyum çekirdeklerinin hesaplanan g_R değerlerinin A'ya göre grafiği.



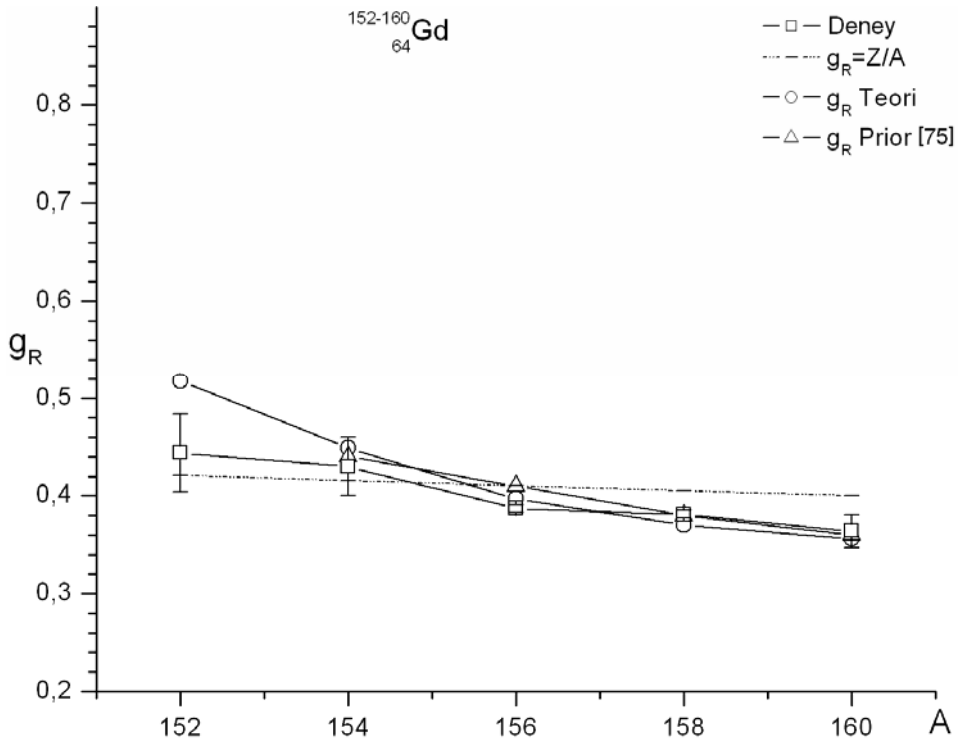
Şekil 7.10. Cerium çekirdeklerinin hesaplanan g_R değerlerinin A'ya göre grafiği.



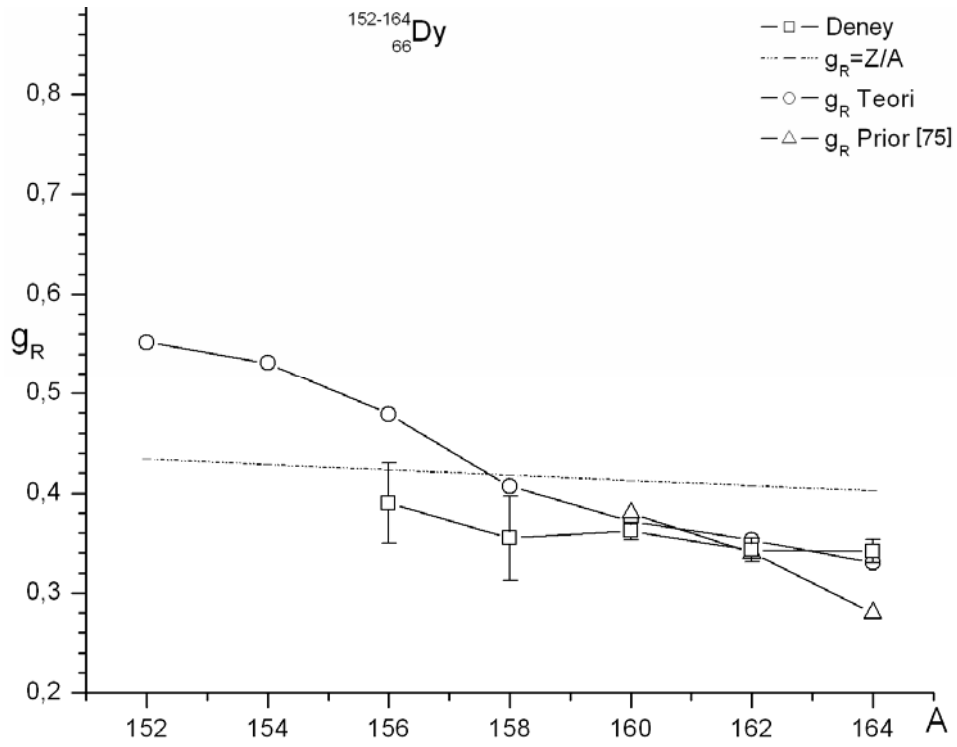
Şekil 7.11. Neodymium çekirdeklerinin hesaplanan g_R değerlerinin A'ya göre grafiği.



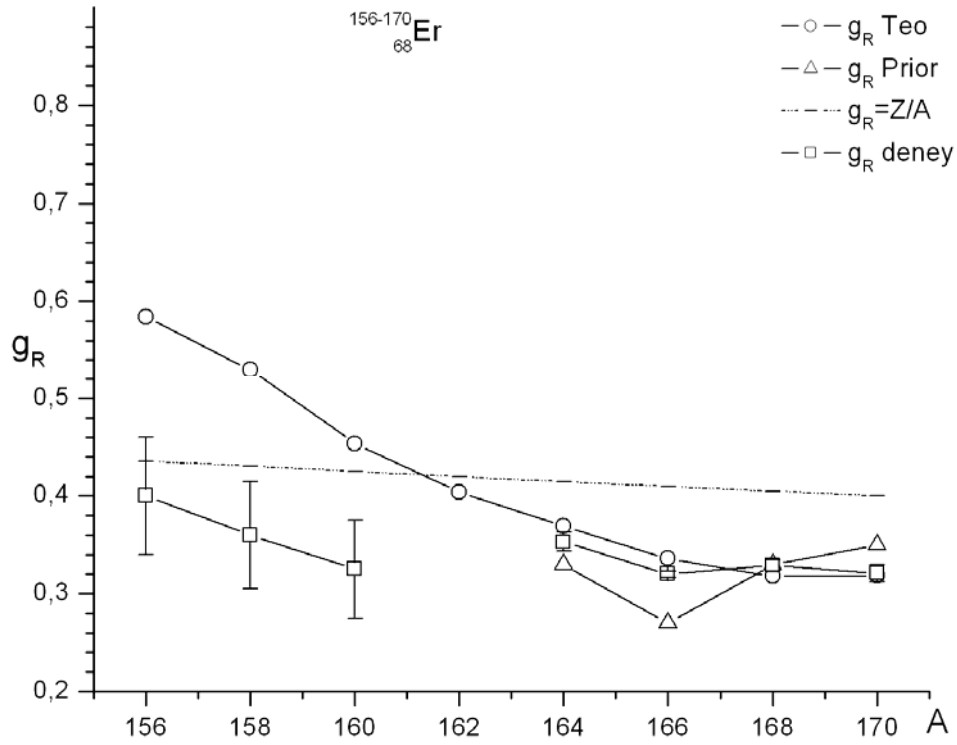
Şekil 7.12. Samaryum çekirdeklerinin hesaplanan g_R değerlerinin A'ya göre grafiği.



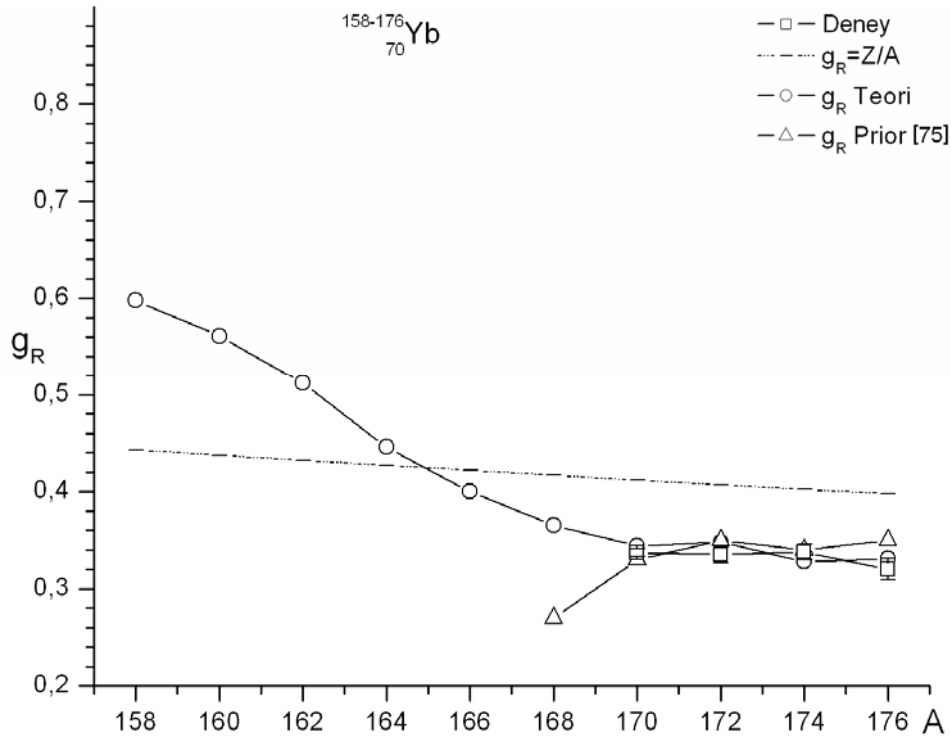
Şekil 7.13. Gadolinyum çekirdeklerinin hesaplanan g_R değerlerinin A'ya göre grafiği.



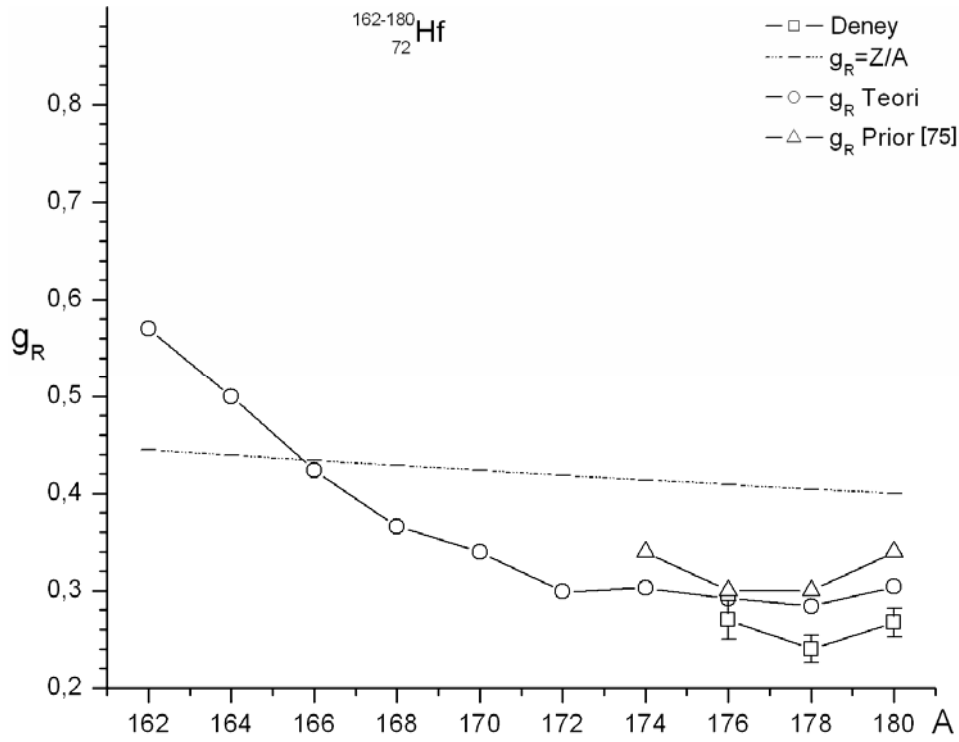
Şekil 7.14. Dysporsiyum çekirdeklerinin hesaplanan g_R değerlerinin A'ya göre grafiği.



Şekil 7.15. Erbiyum çekirdeklerinin hesaplanan g_R değerlerinin A'ya göre grafiği.



Şekil 7.16. Ytterbium çekirdeklerinin hesaplanan g_R değerlerinin A'ya göre grafiği.



Şekil 7.17. Hafniyum çekirdeklerinin hesaplanan g_R değerlerinin A'ya göre grafiği.

Şekil 7.10'dan şekil 7.17'a kadar görünen çekirdeklerde yüksek deformasyona sahip çekirdeklerin g_R değerlerinin bu bölgelerde sıvı damlası modelinin verdiği değer olan $g_R=Z/A$ değerinden daha küçük olduğu, diğer bölgelerde bu değer üstünde olduğu görülür.

Nötron sayısı sihirli bir sayıya yakın bölgelerde nötron sisteminin eylemsizlik momenti küçüktür ve protonun eylemsizlik momenti toplam eylemsizlik momentinin büyük bir kısmını oluşturduğundan, bu bölgelerde g_R değerinin yüksek çıkması olağan görülebilir.

Hesaplamalar $64 \leq Z \leq 72$ çekirdeklerinin hafif izotoplarında g_R değerlerinin $g_R=Z/A$ değerinden daha büyük olduğu, ağır izotoplarında daha küçük olduğu görülür. Bunun nedeni olarak çekirdeklerin izotop zincirlerindeki proton sisteminin eylemsizlik momentinin hemen hemen sabit kalması, buna karşı nötron sisteminin eylemsizlik momentinin artan nötron sayısı ile artması gösterilebilir. g_R değeri, proton sisteminin eylemsizlik momentinin toplam eylemsizlik momentine oranı olduğundan dolayı burada g_R değerinin artan nötron sayısı ile azalması açıklanmış olur.

Tablo 7.3. Δ_n ve Δ_p parametrelerinin aynı miktarda değiştirilmesinin teorik sonuçlara etkisi

Çekirdek	\mathfrak{I}_n	\mathfrak{I}_p	\mathfrak{I}_T	g_R deney	g_R	β_2	Δ_n	Δ_p
	32,559	21,068	53,627	0,364(17)	0,393	0,3534	0,95	0,98
$^{160}_{64}\text{Gd}_{96}$	30,628	19,974	50,602	0,364(17)	0,395	0,3534	1,01	1,04
	28,853	18,965	47,819	0,364(17)	0,397	0,3534	1,07	1,10
	28,753	19,621	48,374	0,362(9)	0,406	0,3387	1,01	0,97
$^{160}_{66}\text{Dy}_{94}$	26,999	18,689	45,688	0,362(9)	0,409	0,3387	1,07	1,03
	25,412	17,823	43,235	0,362(9)	0,412	0,3387	1,13	1,90
	39,354	18,815	58,169	0,321(9)	0,323	0,3363	0,80	1,03
$^{170}_{68}\text{Er}_{102}$	37,068	17,984	55,052	0,321(9)	0,327	0,3363	0,86	1,09
	34,938	17,200	52,138	0,321(9)	0,330	0,3363	0,92	1,15
	38,906	20,846	59,752	0,337(4)	0,349	0,3258	0,82	0,92
$^{170}_{70}\text{Yb}_{100}$	36,335	19,868	56,204	0,337(4)	0,354	0,3258	0,88	0,98
	34,001	18,944	52,945	0,337(4)	0,358	0,3258	0,94	1,04

Tablo 7.4. β_2 deformasyon parametresinin değiştirilmesinin teorik sonuçlara etkisi

Çekirdek	\mathfrak{I}_n	\mathfrak{I}_p	\mathfrak{I}_T	g_R deney	g_R	β_2	Δ_n	Δ_p
	28,631	18,969	47,600	0,364(17)	0,399	0,3234	1,01	1,04
$^{160}_{64}\text{Gd}_{96}$	30,628	19,974	50,602	0,364(17)	0,395	0,3534	1,01	1,04
	32,948	20,805	53,754	0,364(17)	0,387	0,3834	1,01	1,04
	24,509	18,017	42,526	0,362(9)	0,424	0,3087	1,07	1,03
$^{160}_{66}\text{Dy}_{94}$	26,999	18,689	45,688	0,362(9)	0,409	0,3387	1,07	1,03
	29,604	19,355	48,960	0,362(9)	0,395	0,3687	1,07	1,03
	35,362	17,037	52,399	0,321(9)	0,325	0,3063	0,86	1,09
$^{170}_{68}\text{Er}_{102}$	37,068	17,984	55,052	0,321(9)	0,327	0,3363	0,86	1,09
	38,554	18,963	57,517	0,321(9)	0,330	0,3663	0,86	1,09
	34,711	18,270	52,982	0,337(4)	0,345	0,2958	0,88	0,98
$^{170}_{70}\text{Yb}_{100}$	36,335	19,868	56,204	0,337(4)	0,354	0,3258	0,88	0,98
	37,465	21,962	59,427	0,337(4)	0,370	0,3558	0,88	0,98

Tablo 7.3'te Δ_n ve Δ_p parametrelerinin birkaç çekirdekte, aynı anda ve aynı miktarda (%~6) azaltılması ve artırılması ile yapılan hesaplamaların sonucunda elde edilen atalet momentleri ve g_R değerleri verilmektedir. Tablodan görüldüğü gibi bu değişiklikler g_R değerlerinde neredeyse önemsiz sayılabilecek değişiklikler (%~1) meydana getirirler. Fakat Δ_n ve Δ_p değerlerinin artırılması eylemsizlik momentlerinde azalmaya neden olur. Δ_n ve Δ_p değerlerinin azaltılması eylemsizlik momentlerinde artmaya neden olur ve bu artış deneysel değerlere daha da yaklaşılmasına neden olur.

Tablo 7.4'te β_2 deformasyon parametresinin birkaç çekirdekte, aynı miktarda (%~10) azaltılması ve artırılması ile yapılan hesaplamaların sonucunda elde edilen atalet momentleri ve g_R değerleri verilir. Burada β_2 deformasyon parametresinin büyük miktarda (%~10) değiştirilmesine rağmen, g_R değerlerinin çok az değişimine (%~1) neden olur. Eylemsizlik momentlerinde, β_2 deformasyon parametresinin değişim oranının yarısından daha fazla oranda bir değişim olur. Deformasyon parametresi arttıkça eylemsizlik momentleri de artar ve bu artış ile deneysel değerlere yaklaştırır.

Tablo 7.5. Bazı çekirdekler için (6.31) denklemindeki nötron ve proton spin katkılarının (Δg_R^n , Δg_R^p) hesaplanan g_R faktörüne katkıları

Çekirdek	β_2	[72]		g_R	Δg_R^n	Δg_R^p	[73]		g_R	Δg_R^n	Δg_R^p
		Δ_n	Δ_p				Δ_n	Δ_p			
$^{150}_{58}\text{Ce}_{92}$	0,3200	1,12	1,16	0,3990	-0,0254	0,0240	0,888	1,152	0,3262	-0,0324	0,0204
$^{150}_{60}\text{Nd}_{90}$	0,2853	1,15	0,97	0,5564	-0,0108	0,0363	0,959	1,115	0,4479	-0,0140	0,0265
$^{150}_{62}\text{Sm}_{88}$	0,1931	1,16	1,03	0,5978	-0,0073	0,0367	0,977	1,116	0,4929	-0,0077	0,0281
$^{160}_{64}\text{Gd}_{96}$	0,3534	1,01	1,04	0,3907	-0,0317	0,0277	0,904	1,053	0,3562	-0,0356	0,0255
$^{160}_{66}\text{Dy}_{94}$	0,3387	1,07	1,03	0,4101	-0,0281	0,0292	0,954	1,036	0,3729	-0,0323	0,0269
$^{160}_{68}\text{Er}_{92}$	0,3040	1,12	1,09	0,4541	-0,0201	0,0286	1,003	1,004	0,4402	-0,0223	0,0295
$^{160}_{70}\text{Yb}_{90}$	0,2300	1,15	0,98	0,5615	-0,0052	0,0395	1,016	1,010	0,5115	-0,0051	0,0354
$^{170}_{72}\text{Hf}_{98}$	0,3010	0,95	0,99	0,3400	-0,0311	0,0187	0,958	0,980	0,3446	-0,0307	0,0190

Tablo 7.6. ^{176}Hf çekirdeği için Δ_n ve Δ_p gap parametrelerinin değişimlerine karşılık gelen teorik sonuçların gösterimi. Δ_n değerleri ilk sütüandan aşağıya doğru, Δ_p değerleri ikinci satırda soldan sağa doğru artmaktadır.

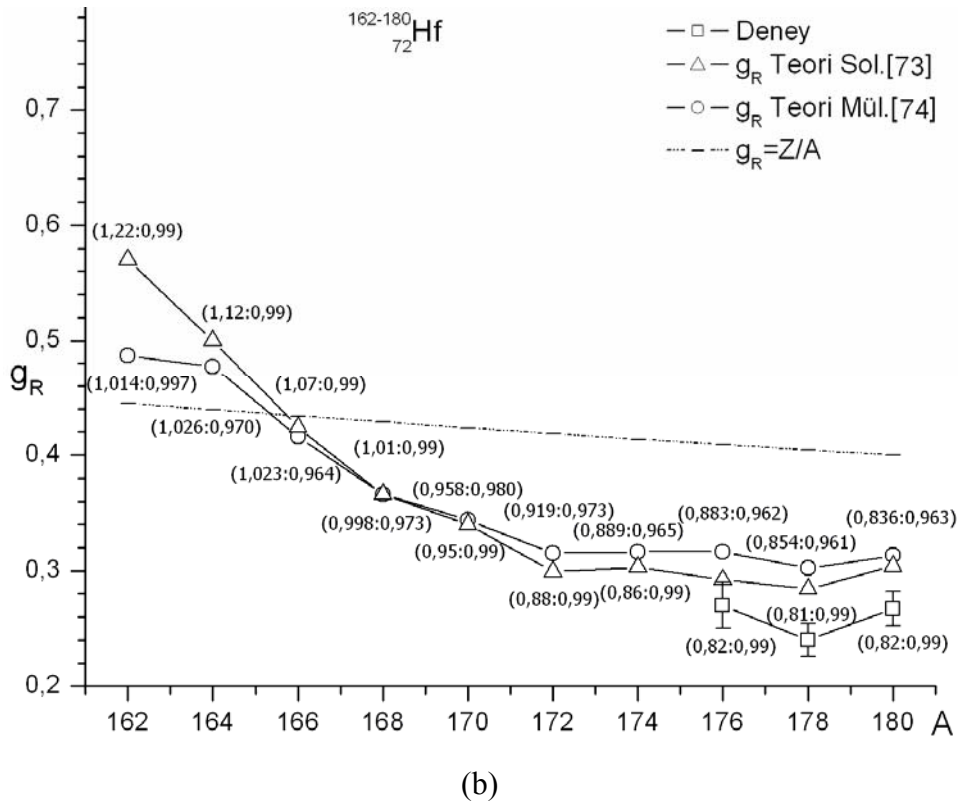
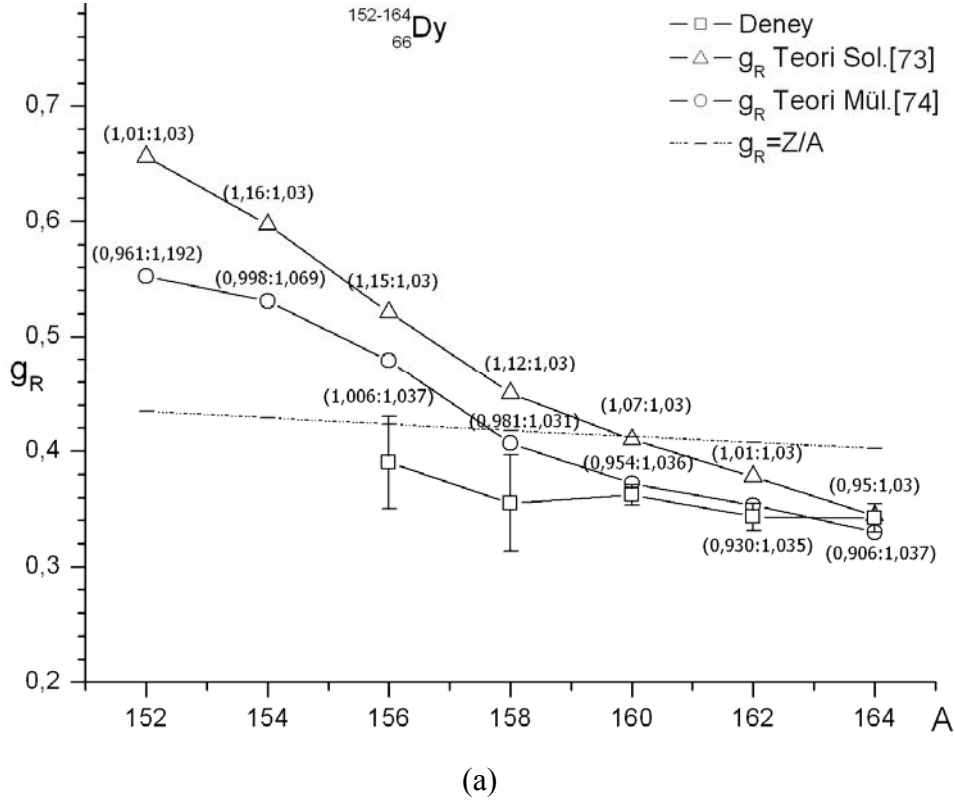
$^{176}_{72}\text{Hf}_{104}$	$g_R^{\text{deney}}=0,270(20)$			$\mathfrak{J}_{\text{deney}}=67,870$			$\mathfrak{J}_{\text{teori}}=65,44$		
$\Delta_p \backslash \Delta_n$	0,59	0,69	0,79	0,89	0,99	1,09	1,19	1,29	1,39
0,42	0,2403	0,2256	0,2106	0,1959	0,1815	0,1677	0,1546	0,1422	0,1306
0,52	0,2697	0,2541	0,2383	0,2226	0,2072	0,1925	0,1784	0,1651	0,1525
0,62	0,3008	0,2844	0,2678	0,2511	0,2349	0,2191	0,2041	0,1898	0,1764
0,72	0,3327	0,3157	0,2982	0,2807	0,2636	0,2470	0,2310	0,2158	0,2014
0,82	0,3647	0,3470	0,3289	0,3107	0,2928	0,2753	0,2585	0,2425	0,2272
0,92	0,3962	0,3781	0,3594	0,3406	0,3219	0,3037	0,2862	0,2693	0,2533
1,02	0,4270	0,4085	0,3893	0,3700	0,3508	0,3319	0,3137	0,2961	0,2794
1,12	0,4568	0,4380	0,4185	0,3987	0,3790	0,3597	0,3409	0,3227	0,3053
1,22	0,4854	0,4665	0,4468	0,4267	0,4066	0,3868	0,3675	0,3488	0,3308

Tablo 7.5'te bazı çekirdekler için (6.31) denklemindeki spin kısmının katkıları (Δg_R^n , Δg_R^p) verilmektedir. Tabloda nötron ve proton spin katkılarının toplamının g_R değerine katkısının çok küçük olduğu görülür. g_R değerine baskın katkının, protonun eylemsizlik momentinin toplam eylemsizlik momentine oranından geldiğini gösterir.

Tablo 7.6 ^{176}Hf çekirdeğinde Δ_n ve Δ_p gap parametrelerinin değiştirilmeleri ile hesaplanan g_R değerleri verilir. Bu tabloda $\Delta_n=0,82$ ve $\Delta_p=0,99$ değerleri [72] referansından alınan asıl değerlerdir. Bu tablo içinde deneysel g_R değerinin hata payı içinde kalan birçok g_R değeri vardır. Fakat $\Delta_n=0,62$ ve $\Delta_p=0,79$ değerleri kullanılarak bulunan $g_R=0,2678$ değeri, hem deneysel g_R değerine yakın hem de bu gap parametreleri ile hesaplanan eylemsizlik momenti, deneysel eylemsizlik momentine yakındır. Bu durumda, ^{176}Hf çekirdeği için uygun gap parametrelerinin bu değerler olabileceğini gösterir.

Şekil 7.18a ve b, Dy ve Hf izotopları için [73] ve [74] referanslarından alınmış Δ_n ve Δ_p gap parametreleri kullanılarak elde edilen g_R değerleri yoluyla iki yaklaşımı karşılaştırmak için verilir. [73] referansından alınan değerlerin Hf için daha uyumlu sonuçlar verdiği, [74] referansından alınan değerlerin Dy için daha uyumlu sonuçlar verdiği görülür. [73] referansının Δ_n ve Δ_p gap parametreleri ile uyumlu g_R değerlerinin, [74] referansından alınan Δ_n ve Δ_p gap parametreleri ile hesaplanan g_R değerlerinden çok farklı olmadığı görülür. Daha genel olarak [74] referansının değerleri çekirdeklerin çoğu için daha uyumlu sonuçlar verdiği görülür.

Deforme çekirdeklerde g_R 'nin teorik sonuçları deneyle uyumludur. Burada manyetik momenti henüz ölçülmemiş deforme çekirdekler için g_R hesaplanır ve $\mu_{2^+} = g_R I$ ifadesinden yararlanılarak ilk 2^+ seviyesinin manyetik momentinin bulunabileceği akla gelir.



Şekil 7.18. Farklı iki yaklaşımdan ([73] ve [74]) alınmış Δ_n ve Δ_p gap parametreleriyle elde edilen sonuçların kütle numarasına göre grafiği. a) Dy izotopları için, b) Hf izotopları için.

BÖLÜM 8. SONUÇLAR

Bu çalışmada $124 \leq A \leq 180$ bölgesindeki çift-çift Ce, Nd, Sm, Gd, Dy, Er, Yb ve Hf deforme çekirdeklerinin birçok izotopu için eylemsizlik momentleri ve kolektif jromanyetik faktörler (g_R) Cranking model ifadeleri kullanılarak hesaplanmıştır. Ortalama alan potansiyeli olarak Woods-Saxon potansiyeli kullanılmıştır.

$124 \leq A \leq 180$ bölgesindeki bu çekirdekler için eylemsizlik momentinin deneysel değerleri [64] makalesinden alınarak hesaplanan teorik sonuçlar ile karşılaştırılmış, kolektif jromanyetik faktörlerin deneysel değerleri [76] makalesinden alınarak [75] makalesindeki teorik hesaplamalar ve hesaplanan teorik sonuçlar ile karşılaştırılmıştır. Çekirdekler için çizilen kolektif jromanyetik faktörleri çekirdeğin kütle numarası A'ya bağlı olarak verilmiştir (Şekil 7.10-7.17).

Sonuç olarak;

- 1) Teorik atalet momentlerinin değerleri, sıvı damlası ile katı cisim atalet momentlerinin arasında değerlere sahiptir ve mevcut deneysel verilerle uyumludur.
- 2) Çekirdeklerin yüksek deformasyona sahip bölgelerde g_R değerlerinin sıvı damlası modelinin verdiği değer olan $g_R = Z/A$ değerinden daha küçük olduğu, diğer bölgelerde bu değer üstünde olduğu görülmüştür.
- 3) Nötron sayısı sihirli sayılara yaklaştıkça nötron sisteminin eylemsizlik momenti azalmaktadır ve protonun eylemsizlik momenti toplam eylemsizlik momentinin büyük bir kısmını oluşturduğundan, sözü edilen bu bölgelerde g_R değerlerinin Z/A değerinden daha büyük olduğu görülmüştür.

4) Nötron ve proton spin katkılarının toplamının g_R değerine katkısının çok küçük olduğu, g_R değerine baskın katkının, protonun eylemsizlik momentinin toplam eylemsizlik momentine oranından geldiği görülmüştür.

5) Eylemsizlik momenti ve kolektif jromanyetik faktörlerin değerleri gap parametrelerinin aldığı değerlere göre farklılık göstermiştir.

KAYNAKLAR

- [1] BOHR, A., MOTTELSON, B., Mat.-fys. Meddr, 27, No.16, 1953.
- [2] DAVYDOV, A. S., FILIPPOV, G. F., Nucl. Phys., 8, 237-49, 1959.
DAVYDOV, A. S., Excited States of the Atomic Nuclei (Moscow: Atomizdat) 1967.
- [3] NILSSON, S. G., PRIOR, O., Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk 32 No.16, 1961.
- [4] GREINER, W., Phys. Rev. Lett., 14, 599-602, 1965; Nucl. Phys., 80, 417-33, 1966.
- [5] BOHR, A., Mat.-fys. Meddr, 26, No.14, 1952.
- [6] INGLIS, D., Phys. Rev., 96, 1059-65 1954; Phys. Rev., 103, 1786-95 1956.
- [7] THOULESS, D., "Quantum Mechanics of Many-body Systems, Academic Prees, New York, 1961.
- [8] BROWN, G. E., "Unified Theory of Nuclear Models and Forces, matter, in Theory of Nuclear Structure, North- Holland, Amsterdam, 1967.
- [9] BRUECKNER, K., "Theory of nuclear matter, in Theory of Nuclear Structure, Dunod, Paris, 1959.
- [10] BLOKHINTSEV, D. I., Quantum Mechanics, Vysshaya Shkola, Moscow, 1963 (translation, Allyn & Bacon, Boston, 1964).
- [11] DAVYDOV, A. S., Quantum Mechanics, Fizmatgiz, Moscow, 1963 (translation, Pergamon, Oxford, 1965).
- [12] LANDAU, L. D., LIFSHITZ, E. M., Quantum Mechanics, Fizmatgiz, Moscow, 1963 (translation, Pergamon, Oxford, 1965).
- [13] NEMIROVSKIJ, P. E., Contemporary Models of Atomic Nucleus, Atomizdat, Moscow, 1960.

- [14] BOGOLYUBOV, N.N., Lectures on Quantum Statistics, Sovetskaya Shkola, Kiev, 1949.
- [15] DAVYDOV, A. C., Theory of Atomic Nucleus, Fizmatgiz, Moscow, 1958.
- [16] SLIV, L. A. (ed.), Gamma-Rays, AN USSR, Moscow, 1961.
- [17] PRESTON, M., Physics of the Nucleus, Addison-Wesley, Reading, Mass., 1962.
- [18] EDMONDS, D., Angular Momentum in Quantum Mechanics, Princeton Univ. Press, Princeton, 1960.
- [19] NILSSON, S. G., K. Danske Vidensk. Selsk. Mat.-Fys. Medd. 29, No.16, 1955.
- [20] NEWTON, T. D., Can. J. Phys. 38, 700, 1960; Atomic Energy of Canada Limited Report No. CRT-886, 1960. See also Can. J. Phys. 37, 944, 1959.
- [21] MOTTELSON, B. R., NILSSON, S. G., K. Danske Vidensk. Selsk. Mat.-Fys. Skr. 1, No.8, 1959.
- [22] RASSEY, A. J., Phys. Rev. 109, 949, 1958.
- [23] BOHR, A., MOTTELSON, B., Nuclear Structure, vol. 1, Benjamin, New York and Amsterdam, 1969.
- [24] DAVYDOV, A. S., Excited States of Atomic Nuclei, Atomizdat, Moscow, 1967.
- [25] ROGERS, J., A. Rev. Nucl. Sci. 15, 241, 1965.
- [26] NATHAN, O., NILSSON S. G., in Alpha-, Beta- and Gamma-ray Spectroscopy (ed. SIEGBAHN, K.), vol. 1, p. 608, North-Holland, Amsterdam, 1965.
- [27] DAVYDOV, A. S., FILIPPOV, G. F., Zh. eksp. teor. Fiz. 35, 440, 1958 (translation, Soviet Phys. JETP 8, 303 1959); Zh. eksp. teor. Fiz. 36, 1467, 1959, (translation, Soviet Phys. JETP 9, 1061, 1959). DAVYDOV, A. S., Izv. AN USSR, phys. ser. 23, 792, 1959.
- [28] BOGOLYUBOV, N. N., Zh. eksp. teor. Fiz. 34, 58, 73, 1958 (translation, Soviet Phys. JETP 7, 41, 51, 1958). BOGOLYUBOV, N. N., TOLMACHEV, V. V., SHIRKOV, D. V., New Method in Superconductivity Theory, Acad. Sci., USSR, Moscow, 1958 (translation, Consultants Bureau, New York, 1959).
- [29] DAVYDOV, A. S., CHABAN, A. A., Nucl. Phys. 20, 499, 1960.

- [30] ALAGA, G., ALDER, K., BOHR, A., MOTTELSON, B. R., Mat.-fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 29 (9), 1955.
- [31] SOLOVĪEV, V.G., Effect of Pairing Superfluid Correlations on the properties of Atomic Nuclei, Atomizdat, Moscow, 1963.
- [32] BARDEEN, J., COOPER, L. and SCHRIEFFER, J., Phys Rev. 108, 1175, 1957.
- [33] BELYAEV, S.T., Mat.-fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 31 (11), 1959.
- [34] NILSSON, S. G., PRIOR, O., Mat.-fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 32 (16), 1960.
- [35] MIGDAL, A. B., Zh. eksp. teor. Fiz. 37, 249, 1959 (translation, Soviet Phys. JETP 10, 176 1960).
- [36] GRIN, YU. T., DROZDOV, S. I., ZARETSKIJ, D. F., Zh. eksp. teor. Fiz. 38, 222, 1297, 1960 (translation, Soviet Phys. JETP 11, 162, 936, 1960).
- [37] BOHR, A., MOTTELSON, B., Mat.-fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 30 (1), 131, 1955.
- [38] GRIFFIN, J., RICH, M., Phys Rev. 118, 850, 1960.
- [39] YUAN, LIU, Izv. AN USSR, phys. ser. 28, 18, 1964.
- [40] SAFAROV, R. K. H., Izv. AN UZ. SSR, math. phys. ser. 1, 86, 1965.
- [41] KHOKHLOV, YU. K., Zh. eksp. teor. Fiz. 37, 1136, 1959 (translation, Soviet Phys. JETP 10, 808, 1960).
- [42] MIKHAILOV, I. N., DAN USSR 154, 68, 1964 (translation, Soviet Phys. Dokl. 9, 42, 1964).
- [43] INGLIS, D. R., Phys. Rev. 96, 1059, 1954.
- [44] INGLIS, D. R., Phys. Rev. 103 1786, 1956.
- [45] BECK, R., MANG, H. J., RING, P., Z. Phys. 231, 1970.
- [46] VILLARS, F., Ann. Rev. Nucl. Sci. 7, 185, 1957.
- [47] SORENSEN, R. A., Rev. Mod. Phys. 45, 353, 1973.
- [48] VALATIN, J.G., Proc. Roy. Soc. (London) A238, 132, 1956.
- [49] BROWN, G. E., Unified Theory of Nuclear Models. North Holland, Amsterdam, 1964.
- [50] SCHMIDT, H., Diploma Thesis, University of Frankfurt Am Main, 129, 252, 1961.
- [51] LUDERS, G., Z. Naturforschung 15A, 371, 1960.

- [52] AMADO, R. D., BRUECKNER, K. A., Phys. Rev. 115, 778, 1959.
- [53] ROCKMORE, R. M., Phys. Rev. 116, 469, 1959.
- [54] SCHWARTZ, J. L., BOROWITZ, S., Phys. Rev. 133, A122, 1964.
- [55] DABROWSKI, J., Phys. Lett. 59B, 132, 1975.
- [56] KAN, K. K., GRIFFIN, J. J., Nucl. Phys. A301, 258, 1978.
- [57] BRACK, M., JENNINGS, B. K., Nucl. Phys. A258, 264, 1976.
- [58] MOSZKOWSKI, S. A., Phys. Rev. 103, 1328, 1956.
- [59] BELYAEV, S. T., Nucl. Phys. 24, 322, 1961.
- [60] MIGDAL, A. B., Nucl. Phys. 13, 655, 1959.
- [61] MIGDAL, A. B., Sov. Phys. JETP 10, 176, 1960.
- [62] GROSS, E. P., Nucl. Phys. 14, 389, 1960.
- [63] MA, C. W., TSANG, C. F., Phys. Rev. C11, 213, 1975.
- [64] MEYER-TEN-VHEN, J., SPETH, J., VOGELER, J. H., Nucl. Phys. A193, 60, 1972.
- [65] RING, P., SCHUCK, P., The Nuclear Many-Body Problem, BEIGLBOCK, W., GOLDBERGER, M., LIEB, E. H., THIRRING, W., Springer-Verlag, 458, New York 1980.
- [66] MARSHALEK, E. R., Phys. Rev. 139, B770, 1965.
- [67] MARSHALEK, E. R., Phys. Rev. 158, 993, 1967.
- [68] MA, C. W., RASMUSSEN, J. O., Phys. Rev. C2, 798, 1970.
- [69] HAMAMOTO, I., UDAGAWA, T., Nucl. Phys. A, 126, 241, 1969.
- [70] GAREEV, F. A., IVANOVA, S. P. and KALINKIN, B. N., Approximate Calculation of Single-Particle States of Deformed Nuclei in the Rare Earth Region Using a Finite Potential with a Diffuse Boundary, Izv.Akad.Nauk SSSR, Ser.Fiz. 32, 1690, 1968.
- [71] RAMAN S., NESTOR C.W., and TIKKANEN P., Transition Probability From The Ground To The First-Excited 2^+ State Of Even–Even Nuclides , Atomic Data and Nuclear Data Tables 78, 1, 1-128, 2001.
- [72] ERTUĞRAL Filiz, Doktora Tezi, “Deforme çekirdeklerde kuadrupol momentlerinin ve dipol titreşimlerinin araştırılması”, SAÜ Fen Bilimleri Enstitüsü, Sayfa 19, 2007.
- [73] SOLOVIEV V.G., Theory of Complex Nuclei, Pergamon Press, New York 1976.

- [74] MÖLLER, P., NIX, J. R., Nuclear Pairing Models, Nucl. Phys. A536 20, 1992; MÖLLER, P., NIX, J. R., KRATZ, K. L., Nuclear Properties for Astrophysical Applications, Atomic Data Nucl. Data Tables 66, 131, 1997.
- [75] PRIOR, O., BOEHM, F., NILSSON, S.G., Collective gyromagnetic ratios of deformed nuclei, Nuclear Physics A110, 257-272, 1968.
- [76] STUCHBERY, A. E., Deformation, pairing and magnetic moments in rare-earth nuclei, Nuclear Physics A 589, 222-238, 1995.
- [77] STONE, N. J., Table of Nuclear Magnetic Dipole and Electric Quadrupole Moments, 2001.

EK. Süperakışkan Model İle İlgili Ara İşlemler

Süperakışkan modelde sistemin parçacık sayısının kuasi-parçacık tasvirinde yazılışı;

$$N = \sum_{s\sigma} a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} \quad (1)$$

$$N = \sum_{s\sigma} (u_s \alpha_{s-\sigma}^+ + \sigma v_s \alpha_{s\sigma}) (u_s \alpha_{s-\sigma} + \sigma v_s \alpha_{s\sigma}^+) \quad (2)$$

$$N = \sum_{s\sigma} \left[u_s (\alpha_{s-\sigma}^+ \alpha_{s-\sigma}) + \sigma u_s v_s (\alpha_{s-\sigma}^+ \alpha_{s\sigma}^+) + \sigma u_s v_s (\alpha_{s\sigma} \alpha_{s-\sigma}) + \sigma^2 v_s^2 (\alpha_{s\sigma} \alpha_{s\sigma}^+) \right] \quad (3)$$

$\sigma = \pm 1$ olduğundan $\sigma^2 = 1$ ' dir. Şimdi toplamdaki $\sigma = \pm 1$ ' i açılırsa;

$$N = \sum_{s+} \left[u_s^2 (\alpha_{s-}^+ \alpha_{s-}) + u_s v_s (\alpha_{s-}^+ \alpha_{s+}^+) + u_s v_s (\alpha_{s+} \alpha_{s-}) + v_s^2 (\alpha_{s+} \alpha_{s+}^+) \right] + \sum_{s-} \left[u_s^2 (\alpha_{s+}^+ \alpha_{s+}) - u_s v_s (\alpha_{s+}^+ \alpha_{s-}^+) - u_s v_s (\alpha_{s-} \alpha_{s+}) + v_s^2 (\alpha_{s-} \alpha_{s-}^+) \right] \quad (4)$$

burada $s +$ ve $s -$ yerine sırasıyla s ve \tilde{s} yazılabilir.

$$N = \sum_{s+} \left[u_s^2 (\alpha_{\tilde{s}}^+ \alpha_{\tilde{s}} + \alpha_s^+ \alpha_s) + u_s v_s (\alpha_{\tilde{s}}^+ \alpha_s^+ + \alpha_s \alpha_{\tilde{s}} - \alpha_s^+ \alpha_{\tilde{s}}^+ - \alpha_{\tilde{s}} \alpha_s) \right] + v_s^2 (\alpha_s \alpha_s^+ + \alpha_{\tilde{s}} \alpha_{\tilde{s}}^+) \quad (5)$$

$$\alpha_{s\sigma}^+ \alpha_{s'\sigma'} + \alpha_{s'\sigma'} \alpha_{s\sigma}^+ = \delta_{ss'} \delta_{\sigma\sigma'}$$

$$\alpha_{s\sigma} \alpha_{s'\sigma'} + \alpha_{s'\sigma'} \alpha_{s\sigma} = 0 \quad (6)$$

$$\alpha_{s\sigma}^+ \alpha_{s'\sigma'}^+ + \alpha_{s'\sigma'}^+ \alpha_{s\sigma}^+ = 0$$

anti-komütasyon bağıntıları kullanılırsa;

$$\begin{aligned}
 \alpha_s^+ \alpha_{\bar{s}} &= -\alpha_{\bar{s}} \alpha_s^+ \\
 \alpha_{\bar{s}} \alpha_s &= -\alpha_s \alpha_{\bar{s}} \\
 \alpha_s \alpha_s^+ &= 1 - \alpha_s^+ \alpha_s \\
 \alpha_{\bar{s}} \alpha_{\bar{s}}^+ &= 1 - \alpha_{\bar{s}}^+ \alpha_{\bar{s}}
 \end{aligned} \tag{7}$$

ifadeleri yazılabilir bu ifadeler yerlerine koyulursa

$$N = \sum_s \left[u_s^2 (\alpha_{\bar{s}}^+ \alpha_{\bar{s}} + \alpha_s^+ \alpha_s) + 2u_s v_s (\alpha_{\bar{s}}^+ \alpha_s^+ + \alpha_s \alpha_{\bar{s}}) + v_s^2 (2 - \alpha_s^+ \alpha_s - \alpha_{\bar{s}}^+ \alpha_{\bar{s}}) \right] \tag{8}$$

$$N = \sum_s \left[(u_s^2 - v_s^2) (\alpha_{\bar{s}}^+ \alpha_{\bar{s}} + \alpha_s^+ \alpha_s) + 2u_s v_s (\alpha_{\bar{s}}^+ \alpha_s^+ + \alpha_s \alpha_{\bar{s}}) + 2v_s^2 \right] \tag{9}$$

$$N = \sum_{s\sigma} \left[(u_s^2 - v_s^2) (\alpha_{s\sigma}^+ \alpha_{s\sigma}) + 2u_s v_s (\alpha_{\bar{s}}^+ \alpha_s^+ + \alpha_s \alpha_{\bar{s}}) + 2v_s^2 \right] \tag{10}$$

burada

$$B_{ss} = \sum_{\sigma} \alpha_{s\sigma}^+ \alpha_{s\sigma} \tag{11}$$

$$u_s^2 - v_s^2 = \frac{E_s - \lambda_n}{\varepsilon_s} \tag{12}$$

$$N = \sum_{s\sigma} \left[\frac{E_s - \lambda_n}{\varepsilon_s} B_{ss} + 2u_s v_s (\alpha_{\bar{s}}^+ \alpha_s^+ + \alpha_s \alpha_{\bar{s}}) + 2v_s^2 \right] \tag{13}$$

ifadesi parçacık sayısının kuaziparçacık tasvirinde yazılmış halidir.

Taban durumundaki parçacık sayısını bulabilmek için (13) ifadesinin ortadeğeri alınır;

$$\langle N \rangle = \sum_{s\sigma} \langle \psi_0 | a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} | \psi_0 \rangle \quad (14)$$

$$\langle N \rangle = \frac{E_s - \lambda_n}{\varepsilon_s} \sum_s \langle \psi_0 | B_{ss} | \psi_0 \rangle + 2u_s v_s \sum_s \langle \psi_0 | (\alpha_{\bar{s}}^+ \alpha_s^+ + \alpha_s \alpha_{\bar{s}}) | \psi_0 \rangle + 2v_s^2 \sum_s \langle \psi_0 | \psi_0 \rangle \quad (15)$$

burada sistemin taban durumu kuasi-parçacık vakumu olduğundan;

$$\alpha | \psi_0 \rangle = 0 \quad (16)$$

$$\langle \psi_0 | \alpha^+ = 0 \quad (17)$$

olur. Bu ifadeler (15)'te kullanılırsa,

$$\langle N \rangle = \sum_{s\sigma} \langle \psi_0 | a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} | \psi_0 \rangle = 2v_s^2 \quad (18)$$

elde edilir. Bu ifade taban durumundaki kuaziparçacık sayısıdır.

Şimdi taban durumunda (ψ_0) $H_0(n)$ Hamiltonyeninin beklenen değerinin ifadesi bulunacaktır.

$$H_0(n) = \sum_{s\sigma} (E_0(s) - \lambda_n) a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} - G_N \sum_{ss'} a_{s+}^+ a_{s-}^+ a_{s'-} a_{s'+} \quad (19)$$

$$\langle | H_0(n) | \rangle_0 = \sum_{s\sigma} (E_0(s) - \lambda_n) \langle \psi_0 | a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} | \psi_0 \rangle - G_N \sum_{ss'} \langle \psi_0 | a_{s+}^+ a_{s-}^+ a_{s'-} a_{s'+} | \psi_0 \rangle \quad (20)$$

burada

$$\langle \psi_0 | a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} | \psi_0 \rangle = 2v_s^2 \quad (21)$$

olarak bulunur. (bkz. (18))

(20) ifadesindeki $\langle \psi_0 | a_{s+}^+ a_{s-}^+ a_{s'-} a_{s'+} | \psi_0 \rangle$ terimi ele alınırsa,

$$\left. \begin{aligned} a_{s+}^+ &= u_s \alpha_{s-}^+ + v_s \alpha_{s+} \\ a_{s-}^+ &= u_s \alpha_{s+}^+ - v_s \alpha_{s-} \\ a_{s'-} &= u_{s'} \alpha_{s'+} - v_{s'} \alpha_{s'-}^+ \\ a_{s'+} &= u_{s'} \alpha_{s'-} + v_{s'} \alpha_{s'+}^+ \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

(22) ifadeleri (20)' de yerlerine konulursa,

$$\begin{aligned} \langle \psi_0 | a_{s+}^+ a_{s-}^+ a_{s'-} a_{s'+} | \psi_0 \rangle &= \langle \psi_0 | \underline{(u_s \alpha_{s-}^+ + v_s \alpha_{s+})} (u_s \alpha_{s+}^+ - v_s \alpha_{s-}) \\ &\quad \times (u_{s'} \alpha_{s'+} - v_{s'} \alpha_{s'-}^+) \underline{(u_{s'} \alpha_{s'-} + v_{s'} \alpha_{s'+}^+)} | \psi_0 \rangle \end{aligned}$$

elde edilir ve bu ifadedeki altı çizili terimler (16) ve (17) ifadelerinden dolayı ihmal edilebilir.

$$\begin{aligned} \langle \psi_0 | a_{s+}^+ a_{s-}^+ a_{s'-} a_{s'+} | \psi_0 \rangle &= \langle \psi_0 | (u_s v_s \alpha_{s+} \alpha_{s+}^+ - v_s^2 \alpha_{s+} \alpha_{s-}) \\ &\quad \times (u_{s'} v_{s'} \alpha_{s'+} \alpha_{s'+}^+ - v_{s'}^2 \alpha_{s'-}^+ \alpha_{s'+}^+) | \psi_0 \rangle \end{aligned} \quad (23)$$

$$\begin{aligned} \langle \psi_0 | a_{s+}^+ a_{s-}^+ a_{s'-} a_{s'+} | \psi_0 \rangle &= u_s v_s u_{s'} v_{s'} \langle \psi_0 | \alpha_{s+} \alpha_{s+}^+ \alpha_{s'+} \alpha_{s'+}^+ | \psi_0 \rangle \\ &\quad - u_s v_s v_{s'}^2 \langle \psi_0 | \alpha_{s+} \alpha_{s+}^+ \alpha_{s'-}^+ \alpha_{s'+}^+ | \psi_0 \rangle \\ &\quad - v_s^2 u_{s'} v_{s'} \langle \psi_0 | \alpha_{s+} \alpha_{s-} u_{s'} v_{s'} \alpha_{s'+} \alpha_{s'+}^+ | \psi_0 \rangle \\ &\quad + v_s^2 v_{s'}^2 \langle \psi_0 | \alpha_{s+} \alpha_{s-} \alpha_{s'-}^+ \alpha_{s'+}^+ | \psi_0 \rangle \end{aligned} \quad (24)$$

(24) ifadesindeki bazı terimler aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\begin{aligned} \alpha_{s+} \alpha_{s+}^+ &= 1 - \alpha_{s+}^+ \alpha_{s+} \\ \alpha_{s'+} \alpha_{s'+}^+ &= 1 - \alpha_{s'+}^+ \alpha_{s'+} \\ \alpha_{s-} \alpha_{s-}^+ &= \delta_{ss'} - \alpha_{s'-}^+ \alpha_{s-} \end{aligned} \quad (25)$$

Buradan,

$$\langle \psi_0 | a_{s+}^+ a_{s-}^+ a_{s'-} a_{s'+} | \psi_0 \rangle = u_s v_s u_{s'} v_{s'} \langle \psi_0 | \alpha_{s'+} \alpha_{s'+}^+ | \psi_0 \rangle + v_s^2 v_{s'}^2 \delta_{ss'} \langle \psi_0 | \alpha_{s+} \alpha_{s'+}^+ | \psi_0 \rangle \quad (26)$$

$$\langle \psi_0 | a_{s+}^+ a_{s-}^+ a_{s'-} a_{s'+} | \psi_0 \rangle = u_s v_s u_{s'} v_{s'} + v_s^2 v_{s'}^2 \delta_{ss'} \delta_{ss'} \quad (27)$$

bulunur. Bu ifade genel formda

$$\langle \psi_0 | a_{s+}^+ a_{s-}^+ a_{s'-} a_{s'+} | \psi_0 \rangle = u_s v_s u_{s'} v_{s'} - v_s^4 \delta_{ss'} \quad (28)$$

şeklinde yazılabilir.

Böylece Hamiltonyenin beklenen değeri için; (21) ve (28) ifadeleri aşağıda yerine yazılırsa:

$$\begin{aligned} \langle | H_0(n) | \rangle_0 &= \sum_{s\sigma} (E_0(s) - \lambda_n) \langle \psi_0 | a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} | \psi_0 \rangle - G_N \sum_{ss'} \langle \psi_0 | a_{s+}^+ a_{s-}^+ a_{s'-} a_{s'+} | \psi_0 \rangle \\ \langle | H_0(n) | \rangle_0 &= 2 \sum_{s\sigma} (E_0(s) - \lambda_n) v_s^2 - G_N \sum_{ss'} (u_s v_s u_{s'} v_{s'} - v_s^4 \delta_{ss'}) \end{aligned} \quad (29)$$

Bu eşitlikte $E(s) = E_0(s) - G_N \frac{v_s^2}{2}$ ifadesindeki $E_0(s)$ terimi çekilip yerine yazılırsa

(29) ifadesinin genel formda yazılışı;

$$\langle | H_0(n) | \rangle_0 = 2 \sum_{s\sigma} (E_s - \lambda_n) v_s^2 - G_N \sum_s u_s v_s \sum_{s'} u_{s'} v_{s'} \delta_{ss'} \quad (30)$$

elde edilir.

* u_s ve v_s çözümlerinin elde edilmesi

$$2\{E(s) - \lambda_n\} u_s v_s - (u_s^2 - v_s^2) C_N = 0 \quad (31)$$

$$2\{E(s) - \lambda_n\}u_s v_s = (u_s^2 - v_s^2)C_N \quad (32)$$

eşitliğinde her iki tarafın karesi alınırsa

$$4\{E(s) - \lambda_n\}^2 u_s^2 v_s^2 = (u_s^4 - 2u_s^2 v_s^2 + v_s^4)C_N^2 \quad (33)$$

$$4\{E(s) - \lambda_n\}^2 u_s^2 v_s^2 = [(u_s^4 + 2u_s^2 v_s^2 + v_s^4) - 4u_s^2 v_s^2]C_N^2 \quad (34)$$

$$4\{E(s) - \lambda_n\}^2 u_s^2 v_s^2 = [(u_s^4 + 2u_s^2 v_s^2 + v_s^4) - 4u_s^2 v_s^2]C_N^2 \quad (35)$$

$$4[\{E(s) - \lambda_n\}^2 + C_N^2]u_s^2 v_s^2 = [(u_s^2 + v_s^2)^2]C_N^2 \quad (36)$$

$u_s^2 + v_s^2 = 1$ olduğundan

$$4[\{E(s) - \lambda_n\}^2 + C_N^2]u_s^2 v_s^2 = C_N^2 \quad (37)$$

Burada $\varepsilon(s) = \sqrt{C_N^2 + \{E(s) - \lambda_n\}^2}$ olarak seçilirse

$$u_s^2 v_s^2 = \frac{1}{4} \frac{C_N^2}{\varepsilon^2(s)} \quad (38)$$

$$u_s v_s = \frac{1}{2} \frac{C_N}{\varepsilon(s)} \quad (39)$$

bulunur.

(38) ifadesinden $v_s^2 = \frac{1}{4u_s^2} \frac{C_N^2}{\varepsilon(s)^2}$ alınıp aşağıda yerine koyulursa,

$$u_s^2 + v_s^2 = 1$$

$$u_s^2 + \frac{1}{4u_s^2} \frac{C_N^2}{\varepsilon(s)^2} = 1 \quad (40)$$

$$u_s^4 - u_s^2 + \frac{1}{4} \frac{C_N^2}{\varepsilon(s)^2} = 0 \quad (41)$$

denklemi elde edilir. Bu denklemde $u_s^2 = t$ değişken dönüşümü ve $\frac{1}{4} \frac{C_N^2}{\varepsilon(s)^2} = k$ sadeleştirilmesi yapılırsa;

$$t_s^2 - t_s + k = 0 \quad (42)$$

Bu ikinci dereceden denklem çözülürse;

$$t_{1,2} = \frac{1 \pm \sqrt{1 - 4k}}{2} = \frac{1 \pm \sqrt{1 - 4 \frac{1}{4} \frac{C_N^2}{\varepsilon(s)^2}}}{2} = \frac{1 \pm \sqrt{1 - \frac{C_N^2}{\varepsilon(s)^2}}}{2} = \frac{1 \pm \sqrt{\frac{\varepsilon(s)^2 - C_N^2}{\varepsilon(s)^2}}}{2} \quad (43)$$

$$t_{1,2} = \frac{1 \pm \sqrt{\frac{\{E(s) - \lambda_n\}^2}{\varepsilon(s)^2}}}{2} = \frac{1}{2} \left[1 \pm \frac{\{E(s) - \lambda_n\}}{\varepsilon(s)} \right] \quad (44)$$

$$u_s^2 = \frac{1}{2} \left[1 \pm \frac{\{E(s) - \lambda_n\}}{\varepsilon(s)} \right] \quad (45)$$

$$v_s^2 = \frac{1}{2} \left[1 \mp \frac{\{E(s) - \lambda_n\}}{\varepsilon(s)} \right] \quad (46)$$

çözümleri elde edilir.

*Eğer Bogolyubov' un teorisi doğru ise $\alpha_s \psi_0 = 0$ olmalıdır. Yani BCS temel hal dalga fonksiyonu kuasi-parçacık vakumudur.

$$\psi_0 = \prod_{s'} (u_{s'} + v_{s'} a_{s'+}^+ a_{s'-}^+) \psi_{00} \quad (\text{BCS}) \quad (47)$$

$$\alpha_s = u_s a_{\bar{s}} + v_s a_s^+ \quad (48)$$

$$\alpha_s \psi_0 = (u_s a_{\bar{s}} + v_s a_s^+) \prod_{s'} (u_{s'} + v_{s'} a_{s'+}^+ a_{s'-}^+) \psi_{00} \quad (49)$$

$$\alpha_s \psi_0 = (u_s a_{\bar{s}} + v_s a_s^+) (u_s + v_s a_{s+}^+ a_{s-}^+) \prod_{s \neq s'} (u_{s'} + v_{s'} a_{s'+}^+ a_{s'-}^+) \psi_{00} \quad (50)$$

$$\alpha_s \psi_0 = (u_s^2 a_{\bar{s}} + v_s^2 \underline{a_s^+ a_s^+} + u_s v_s a_s^+ + u_s v_s a_{\bar{s}} a_s^+) \prod_{s \neq s'} (u_{s'} + v_{s'} a_{s'+}^+ a_{s'-}^+) \psi_{00} \quad (51)$$

$a_s^+ a_s^+ = 0$ dir. (Pauli ilkesinden dolayı)

$$\alpha_s \psi_0 = (u_s^2 a_{\bar{s}} + u_s v_s a_s^+ - u_s v_s a_s^+ a_{\bar{s}} a_{\bar{s}}^+) \prod_{s \neq s'} (u_{s'} + v_{s'} a_{s'+}^+ a_{s'-}^+) \psi_{00} \quad (52)$$

$a_{\bar{s}} a_{\bar{s}}^+ = 1 - a_{\bar{s}}^+ a_{\bar{s}}$ olduğundan

$$\alpha_s \psi_0 = (u_s^2 a_{\bar{s}} + u_s v_s a_s^+ - u_s v_s a_s^+ + u_s v_s a_s^+ a_{\bar{s}}^+ a_{\bar{s}}) \prod_{s \neq s'} (u_{s'} + v_{s'} a_{s'+}^+ a_{s'-}^+) \psi_{00} \quad (53)$$

$$\alpha_s \psi_0 = (u_s^2 a_{\bar{s}} + u_s v_s a_s^+ a_{\bar{s}}^+ a_{\bar{s}}) \prod_{s \neq s'} (u_{s'} + v_{s'} a_{s'+}^+ a_{s'-}^+) \psi_{00} \quad (54)$$

$$\alpha_s \psi_0 = \prod_{s \neq s'} (u_{s'} + v_{s'} a_{s'+}^+ a_{s'-}^+) (u_s^2 a_{\bar{s}} + u_s v_s a_s^+ a_{\bar{s}}^+) \psi_{00} \quad (55)$$

$$\alpha_s \psi_0 = \prod_{s \neq s'} (u_{s'} + v_{s'} a_{s'+}^+ a_{s'-}^+) (u_s^2 + u_s v_s a_s^+ a_{\bar{s}}^+) a_{\bar{s}} \psi_{00} \quad (56)$$

burada $\alpha_s \psi_{00} = 0$ dir.

$$\alpha_s \psi_0 = 0 \tag{57}$$

elde edilir.

ÖZGEÇMİŞ

Tamer Kamış, 14.01.1979 da İstanbul'da doğdu. İlköğretimini Ömer Seyfettin İlkokulu'nda, ortaöğretimini Güngör Tekiner ortaokulu'nda, lise öğrenimini Avcılar 50. yıl İNSA Lisesi'nde tamamladı. 1998 yılında Sakarya Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünü kazandı. 2002 yılında fizik bölümünden mezun oldu. 2006 yılında SAÜ Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda Yüksek Lisans öğrenimine başladı. Halen aynı bölümde yüksek lisans öğrenimini sürdürmektedir.

Adres: Denizköşkler mah. Oya sok. Numara:19/6 Avcılar/İstanbul

GSM Tel.: 0 (537) 740 99 45