T.C.
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

CERIUM İZOTOPLARINDA MAKAS MOD UYARILMALARININ BETA GEÇİŞ ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Yasemin ATMACA

Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK

Tez Danışmanı : Prof. Dr. Ali GULİYEV

Ocak 2011

T.C.
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

CERIUM İZOTOPLARINDA MAKAS MOD UYARILMALARININ BETA GEÇİŞ ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Yasemin ATMACA

Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK

Bu tez 24 / 01 / 2011 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Oybirliği ile kabul edilmiştir.

Prof. Dr. Ali E. GULİYEV Jüri Başkanı	Prof. Dr. Osman ÇEREZCİ Üye	Yrd. Doç. Dr. Zemine ZENGİNERLER Üye

TEŞEKKÜR

Lisansüstü çalışmalarımda danışmanlığımı üstlenip yüksek lisans tez konusunun belirlenmesinden tamamlanmasına kadar geçen sürede engin bilimsel bilgi ve tecrübeleri ile yön gösterici olan çalışmalarımı titizlikle yönlendiren, emeğini esirgemeyen, yakın ilgisi ile moral veren Değerli hocam Prof. Dr. Ali GULİYEV' e teşekkürlerimi bir borç bilirim.

Çalışmalarım sırasında katkı ve yardımlarıyla göstermiş olduğu anlayıştan dolayı Yrd. Doç. Dr. Zemine ZENGİNERLER' e sonsuz teşekkür ederim. Lisansüstü ders dönemi süresince engin bilgi ve tecrübelerinden istifa ettiğim Fizik bölümünün bütün hocalarına teşekkürlerimi sunarım.

Aynı zamanda çalışmalarım boyunca her zaman yanımda olan canım aileme, maddi-manevi desteklerini esirgemeyen eşime ve sadece varlığı bile yeten canım kızım Ela Bilgi ATMACA'ya sonsuz teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ

A	: Kütle Numarası
β	: Çekirdeğin Deformasyon Parametresi
Z	: Atom Numarası
B(M1)	: İndirgenmiş Magnetik Dipol Uyarılma İhtimali
Ce	: Seryum
Δ	: Gap Parametresi
δ	: Ortalama Alan Potansiyelinin Deformasyon Parametresi
G-T	: Gamow-Teller
F	: Fermi
HO	: Harmonik Osilatör
I	: Spin
j	: Açısal Momentum
λ	: Kimyasal Potansiyel
N	: Nötron
RPA	: Rastgele Faz Yaklaşımı
QRPA	: Kuaziparçacık Rastgele Faz Yaklaşımı
ft	: Kıyaslanabilir yarı ömür
σ	: Spin Operatörü
τ	: İzotopik Spin Operatörü
SQP	: Tek kuazi parçacık
g_A	: G-T geçişi etkileşme sabiti
g_V	: F geçişi etkileşme sabiti
M_{GT}	: GT beta geçiş matris elemanı
M_F	: Fermi beta geçiş matris elemanı
π_i	: İlk durum parametresi
π_f	: Son durum parametresi
WS	:Woods-Saxon Potansiyeli

ŞEKİLLER LİSTESİ

TABLOLAR LİSTESİ

ÖZET

Anahtar kelimeler: ^{138}Ce,^{140}Ce, Makas mod, QRPA, Gamow-Teller(G.T) ve Fermi geçişleri, Taban hal Nilsson kuantum sayısı

Bu çalışmada Woods-Saxon potansiyeli bazında izinli beta geçişlerinin logft değerleri, farklı tasvirler (tek parçacık, tek kuaziparçacık ve Quasi Random Phase Approximation (QRPA) kullanılarak hesaplanmış ve uygun deneysel değerlerle karşılaştırılmıştır. Sayısal sonuçlar; Gamow-Teller (GT) beta geçişleri logft değerlerinin, deneysel değerlerle uyumlu olduğunu göstermektedir. Dönme değişmez QRPA'da uygun Nilsson kuantum sayıları kıllanılarak makas mod uyarılmalarının Gamow-Teller ve Fermi beta geçiş özellikleri ^{138}Ce ve ^{140}Ce izotopları için bulunmuştur.

INVESTIGATION OF THE BETA DECAY PROPERTIES OF SCISSORS MODE IN CERIUM İSOTOPES

SUMMARY

Key Words: ^{138}Ce, ^{140}Ce, QRPA, Scissors mode, Gamow-Teller (G-T), Fermi transitions, Nilsson quantum numbers of the ground-state

In this study, investigation of the beta decay properties of scissors mode in cerium isotopes has been performed the logft values of the allowed beta transitions in the Woods-Saxon potential basis were calculated in different representations particle single quasi-particle (SQP) and Quasi Random Phase Approximation (QRPA) and compared with each other and the corresponding experimental data. Numerical results show that the calculated log(ft) values is in agreement with the experimental data. Neutron-Proton {p[400]1/2 – n[411]1/2} Nilsson coufigaration of the odd-odd ^{138}Pr and ^{138}Pr has been found for both nucleus.

BÖLÜM 1. GİRİŞ

Bu tez çalışmasında seryum geçiş çekirdeklerinde makas mod 1^+ seviyelerinin Fermi ve Gamow-Teller beta geçiş özellikleri dönme değişmez RPA (QRPA) çerçevesinde incelenmiştir. Yapılan tüm hesaplamalarda analitik ifadeleri elde edilmiş olan Fermi ve GT matris elemanları ifadelerinden yararlanılmıştır (Yıldırım, 2008). Nilsson kuantum sayılarının belirlenmesi için geliştirilen yöntem çerçevesinde tek-tek ^{138}Pr ve ^{140}Pr çekirdeklerinin kuazi-parçacık yapısı bulunduktan sonra taban hal Nilsson kuantum sayıları bulunmuştur. Daha önceki çalışmalarda Ce çekirdeğinin A=128-150 (Guliyev, 2010) arasındaki izotoplar ile ilgili çalışmalar yapılmıştır. Bu çalışmada ise ^{138}Ce ve ^{140}Ce çekirdeklerinin beta bozunum özellikleri daha ayrıntılı olarak ele alınmıştır.

Kütle numarası A=140-190 arasındaki çekirdekler deforme olmuş çekirdeklerdir. Deforme çekirdekler özellikle çekirdek yapısının incelenmesinde ve nükleon-nükleon arasındaki etkileşmelerin belirlenmesinde önemli bir yere sahiptir. Ayrıca deforme çekirdeklerde yapılan incelemeler, uyulan modellerin ve ortalama alan potansiyellerinin başarı ile nükleon-nükleon etkileşme parametrelerinin karşılaştırılması açısından çok önemlidir. Deforme çekirdeklerin varlığı, deneysel hesaplanan kuadropol moment değerinin, çekirdek korunun dikkate alınmadığı kabuk model kullanılarak hesaplanan değerden 1-2 mertebe daha büyük olması sonucunda ortaya çıkmıştır (Davidson, 1968; Mottelson, 1959). Bu nedenle Bohr ve Mottelson tarafından deforme çekirdeklerin nükleonlarının kolektif hareketini inceleyen bir model geliştirilmiştir. Bu kolektif model uyarılmış durum, manyetik ve kuadropol momentler gibi çekirdek özelliklerini sadece kapalı kabuk dışında kalan çiftlenmemiş nükleonların değil, kor ve kor etrafındaki nükleonların belirlediği fikrine dayanmaktadır. Aynı zamanda bu model, küresel simetriye sahip olmayan (deforme) ve çift-çift nükleona sahip çekirdeklerin özellikleri ile kuadropol momentleri iyi açıklamaktadır.

Manyetik dipol titreşimlerinin iki dalı vardır. Bu titreşimlerin düşük enerjili dalı maksimum 3MeV civarında yerleşen orbital karakterli makas mod rezonansını oluşturur (Lo Iudice, 1978). Yüksek enerjili kolektif dal ise 7-9MeV enerji aralığında spin-titreşim karakterli M1 rezonansını meydana getirir (Gabrakov, 1972). Son zamanlarda düşük enerjili düşük spinli (0,1) çekirdek uyarılmalarının ölçümünde büyük başarılar elde edilmiştir. Bunlardan birisi deforme çekirdeklerde spin ve paritesi $I^{\pi} = 1^{+}$ olan makas mod uyarılmalarının keşfidir. Çekirdekte nötron ve proton sistemlerinin simetri eksenleri çekirdek simetri ekseni etrafında birbirine karşı makas bıçaklarına benzer titreşimler yaptığından makas mod uyarılmaları olarak adlandırılmıştır. Makas modun varlığı deforme çekirdeklerin temel uyarılmaları olarak kanıtlanmıştır (Richter, 1995).

Orbital karakterli makas mod çekirdeğin yarı klasik iki rotor modelinde (Iudice ve Palumbo, 1978) ve proton-proton, nötron-nötron ve proton-nötron etkileşimi bozon modelinde (Iachello, 1981) teorik olarak ön görülmüştür. Makas mod ilk defa 1984'de yüksek çözünürlüklü esnek olmayan elektron saçılma (e,e') deneyleri sonucu ^{156}Gd izotopunda gözlenmiştir (Bohle, 1984) ve aynı yılda Nükleer Rezonans Flüoresans (NRF) deneylerinde diğer gadalinyum izotoplarında teyit edilmiştir (Berg, 1984). Günümüzde makas mod hafif çekirdeklerin örneğin (^{46}Ti) başlayarak aktinitlere kadar geçiş ve gama yumuşak çekirdekler de (Richter, 1995; Kneissl, 1996) dahil olmak üzere periyodik cetvelin geniş bir bölgesine yerleşen sürekli deformasyonlu kararlı izotoplar da gözlenmiştir.

Mikroskobik model RPA kullanılarak yapılan bir sıra hesaplamalar toplam B(M1) gücünün ancak küçük deformasyonlar için deformasyon parametresinin karesi δ^2 ile doğru orantılı olduğunu göstermiştir (Scholten, 1985; Barret ve Helse, 1985; Casten, 1987; Hamamoto ve Magnusson, 1991; Sarriguren, 1996).

Bu kural mikroskobik modellerde (Hamamoto ve Magnusson, 1991; Heyde ve Coster, 1991; Sarriguren, 1996; Garrido, 2003) olduğu gibi fenomonolojik modeller için de (Lo Iudie ve Richter, 1993; Lo Iudice, 1994; Enders, 1999; 2005) başarıyla tanımlanmıştır. Ayrıca (Guliyev, 2000; 2002) tarafından ilk defa dönme değişmez RPA(RI RPA)'da deneysel δ^2 ile orantılı olduğu teyit edilmiştir.

Bu seviyelerin manyetik momentlerinin incelenmesi de makas mod uyarılmalarının çalışılmasında önemli bir konudur. QRPA çerçevesinde makas modun manyetik moment özellikleri geniş bir şekilde Ref.(Yakut 2007,2005)'de incelenmiştir. Bu mod ilk kez şematik modeller çerçevesinde (Rowe, 1997; Lipparini ve Stingari, 1983; Bes ve Broglia, 1984) tarafından çalışılmıştır. Daha sonra bu modun özelliklerini daha detaylı araştırmak için mikroskobik modeller geliştirilmiştir. Birkaç teorik çalışmalarda da deneyde gözlenen δ^2 yasası açıklanmaya çalışılmıştır. Birçok mikroskobik hesaplamalar (Soloviev et al. 1996; Novarov, 1989; Zawischa , 1988; Moya de Guerra et al. 1999; Nojarov et al. 1994; Faessleret et al. 1989; Raduta, 1995) toplam B(M1) gücünün deformasyon parametresine göre δ^2 yasasını yakın bir sonuç verir.

Toplam kural yaklaşımı (Lo Iodice ve Richter, 1993), genelleştirilmiş koherent (Lo Iudice ve Raduta, 1994) ve dönme değişmez QRPA modelleri kullanan (Guliyev et al. 2000) araştırmaların hepsi ağır çift-çift deforme çekirdeklerde makas modun toplam M1 gücünün kuadratik bağlılığını açıklamakla beraber rezonans enerjisini de izah etmektedir. 1^+ seviyelerinin teorik bakış açıları üzerine son incelemeler için (Zawischa, 1998) çalışmasına bakılabilir. Birçok durumda özellikle kabuk ortasına yakın iyi deforme nadir toprak çekirdekleri için modun uyarılma enerjisinin ve toplam M1 uyarılma gücünün değişimi çok küçüktür (Enders et al. 1999; Von Neumann Cosel et al. 1995). Bunun yanı sıra makas modun genel özellikleri deformasyonun küçükten büyüğe doğru giden bölgelerindeki çekirdekler için iyi anlaşılırken kapalı kabuklara yakın çekirdekler için (γ-soft) açık bir sorudur. Bu bölgedeki çekirdeklerde proton ve nötron sistemlerinin simetri eksenlerinin makasa benzer hareketinden sapması gözlenebilir. Hassas deney cihazlarının kullanılması oldukça önemlidir. Eksenel deforme alan varsayımı ağır baryum çekirdekleri için inandırıcı olmamasına rağmen şimdiki durumda dipol modlar için deneysel olarak gözlenen ince yapının anlaşılabilmesini sağlayan yegâne yaklaşımdır (Maser, 1996; Pietralla et al. 1998). Gözlemlenen dipol durumların yüksek yoğunluğu çekirdek taban durumunda küreseldir varsayımı ile açıklanamayabilir ve bu durum gerçekte kuaziparçacık fonon modelinde (Ponomarev et al. 1980) ve QRPA'da (Guliyev et al. 2000; 2001) daha önceki hesaplamalarda doğrulanmıştır.

Makas mod seviyelerinin orbital karakterli olmasının direkt ispatı manyetik moment ölçümleri, proton saçılma (p,p’) ve β bozunum deneyleri ile sağlanabilir. Bu deneylerde 1^+ seviyeleri sadece spin kısmından dolayı uyarılır. Beta bozunma deneyleri spine bağlı olduklarından bu deneylerde (e,e’) ve NRF deneylerinden farklı olarak orbital karakterli 1^+ seviyeler spin-vibrasyon karakterli seviyelere göre daha zayıf uyarılma sergileyecektir. Doğrudan da elektron saçılma ve NRF deneylerin de kolay uyarılan 1^+ seviyelerinin (p.p’) deneylerinde zayıf uyarılması Djalali ve arkadaşları tarafından (Djilali, 1985) kanıtlanmıştır. Yapılan NRF deneylerinin birçoğunda gözlenen seviyelerin spinleri belli olduğu halde pariteleri belirsizdir. Buna karşın izinli Fermi ve G-T beta bozunumlarında ise gözlenen dipol seviyelerin pariteleri belli spinleri belirsizdir. Buna göre iki deneyde gözlenen aynı enerjili bir seviyenin spini, paritesi tam olarak belirlenebilir. Beta bozunum güç fonksiyonları ile ilgili ilk teorik çalışmalar (Ikeda, 1963; 1965) tarafından yapılmış olup burada ağır tek çekirdeklerin düşük enerjili durumları arasındaki izinli GT β-geçişlerinin oranlarındaki deneysel gözlenen yavaşlama açıklanmaya çalışılmış daha sonra bunun istatiksel bir metodu (Yamada, 1965; 1969) tarafından geliştirilmiştir. Kütle sayısı tek olan iyi deforme nadir topak çekirdeklerinde söz konusu yavaşlamanın mikroskobik model çerçevesinde açıklanması (Bochnacki ve Ogaza, 1967) tarafından pertürbasyon teorisi kullanılarak ve kuaziparçacık RPA çerçevesinde ise (Gabrakov, 1970; 1971) tarafından yapılmıştır. Sonraki yıllarda (Guliyev, 1971) çift çekirdekler arasında izinli Fermi ve GT geçiş teorisini geliştirmiş, tek-tek ^{156}Eu ve ^{156}Ir çekirdeklerinde 0^+ ve 1^+ seviyelerinin beta bozunum güç fonksiyonlarını incelemiştir. Deneysel olarak ise 1970'li yıllarda birkaç grup tarafından çift-çift çekirdeklerde G-T beta geçişleri incelenmiştir (Camp, 1972; Bonch-Osmolovskaya, 1969; 1971; Dzhelepov, 1969).

Nilsson kuantum sayılarının belirlenmesi için geliştirilen yöntem çerçevesinde tek-tek ^{138}Pr, ^{140}Pr çekirdeklerinin taban hal Nilsson kuantum sayıları tayin edilmiştir. Bu sonuçlardan yararlanılarak Fermi ve Gamow-Teller geçiş matris elemanları içinde elde edilen analitik formüllerin (Yıldırım, 2008) yardımıyla ^{138}Ce ve ^{140}Ce izotoplarında makas mod 1^+ seviyelerinin Fermi ve Gamow-Teler beta geçiş özellikleri dönme değişmez RPA çerçevesinde araştırılmıştır.

Çift-çift Ce izotopları ile ilgili yapılan teorik çalışmaların ilki kütle numarası $140<A<150$ arasındaki çekirdeklerinin makas mod deformasyon bağımlılığının incelenmesi (Guliyev, 2002) ve kütle numarası $128<A<150$ arasındaki çekirdeklerinin 1^+ seviyelerinin elektrik ve manyetik geçiş özelliklerinin incelenmesi (Guliyev, 2010). Makas mod 1^+ durumlarını araştırmaya ilginin artmasıyla düşük enerjili 1^+ durumlarının beta bozunum özelliklerini mikroskobik yaklaşımla araştırmak ilgi çekici olmuştur.

Orbital karakterli 1^+ seviyelerinin beta bozunum özelliklerinin incelenmesi için tek-tek ana çekirdeğin yapısının (Nilsson kuantum sayıları ve spini) bilinmesi çok önemlidir. Çift-çift çekirdeklere 1^+ seviyelerinin izinli GT ve Fermi beta geçişlerinde gözlenebilmesi için seçim kurallarından dolayı ana çekirdeğin spini ve paritesi $I^\pi=1^+$, 0^+ olmalıdır. Birçok çekirdek için bu koşul sağlandığı ve yeterli Q_β^+ enerjisine sahip olduğu halde beta bozunuma uğrayan çekirdeklerin Nilsson kuantum sayıları bilinmemektedir. Bu kuantum sayıları kullanılarak komşu çift-çift çekirdeklerdeki beta bozunmada gözlenebilen spini 1^+ (K=1) olan seviyelerin enerjileri, logft değerleri ve B(M1) uyarılma ihtimalleri başarıyla hesaplanabilmektedir. Beta bozunum özelliklerinin incelenmesi çekirdek uyarılmaları ve bu uyarılmaları açıklayan modellerin güvenilirliği ve teorilerde kullanılan parametrelerin belirlenmesi açısından çok önemlidir.

İkinci bölümde tek parçacık modeli ve Woods-Saxon potansiyeli ele alınmıştır. İncelenen çekirdekler için uygun bir potansiyelin seçilmesiyle elde edilen tek paracık enerjileri ve dalga fonksiyonları teorinin güvenirliği bakımından çok önemlidir. Woods-Saxon potansiyelinin çekirdek yüzey kesiminin kalınlığını doğru tasvir etmesi ve sonlu derinlikli olmasından dolayı elde edilen başarıları vurgulanmış ve incelenen çekirdekler süper akışkan özellikleri sergilediğinden hesaplamalarda süper akışkan model baz alınmıştır. Bu model çekirdek uyarılmalarında parçacıklar arasındaki etkin kuvvetlerin rolünün sayısal olarak incelenmesinin temelini oluşturur. Bu bölümde süper akışkan modelin temel prensipleri ve nümerik hesaplamalarda kullanılan özel denklemlere yer verilmiştir.

Üçüncü bölümde çekirdeğin taban hal Nilsson kuantum sayılarının belirlenmesi için geliştirilen yöntem çerçevesinde tek-tek ^{138}Pr ve ^{140}Pr izotoplarının taban hal Nilsson kuantum sayıları elde edilmiştir.

Dördüncü bölümde beta prosesleri ile ilgili ayrıntılı bilgi verilerek ^{138}Ce ve ^{140}Ce çekirdeklerinde makas mod 1^+ uyarılmalarının GT ve Fermi beta geçiş özellikleri araştırılmış, elde edilen analitik ifadeler kullanılarak enerji spektrumları, beta geçiş uyarılma matris elemanları ve uygun logft değerleri sayısal olarak hesaplanmıştır.

BÖLÜM 2. DEFORME ÇEKİRDEKLERİN TEK PARÇACIK VE SÜPERAKIŞKAN MODELİ

Tek parçacık modeli, küresel tek-tek çekirdeklerin taban durumu spin, parite ve izomerik durumları açıklamada başarılı olmuştur. Fakat bu modelin açıklık getiremediği bazı olaylar vardır. Bu olaylardan ilki çekirdeklerde görülen deformasyon mekanizması diğeri ise çekirdekte görülen yasak geçişlere açıklık getirememesidir (Bogolyubov, 1949).

Tek parçacık modelinin açıkladığı başka bir olay ise nükleer izomerikliktir. İzomerik durumlar, bağıl olarak uzun ömürlü nükleer uyarılmış durumlardır. Uzun ömürlülük, ya yeniden uyarılma sonucu oluşan radyasyonun düşük enerjileriyle yada yüksek multipolariteyle ilgilidir (Bogolyubov, 1949).

Sihirli sayıda nükleon içeren çekirdekler denge halinde küreseldir ve deforme olması çok zor gerçekleşir. Nötron ve proton sayıları sihirli sayıdan uzaklaştıkça çekirdeğin küresel simetrisi bozulur. Bütün bu olaylar deneysel olarak ispatlanmıştır. Çekirdekte kuadropol momentinin var olması buna en güzel örnektir. (Bohr ve Motelson, 1971) tarafından ileri sürülmüş olan çekirdeğin genelleşmiş modelinin temelinde kütle numarası (A) ve atom numarası (Z) sihirli sayılara eşit olan çekirdeklerden uzak olan çekirdeklerin görünüşü dönel elipsoittir. Bu modelde içindeki bütün parçacıkların kolektif hareketi dikkate alınır ve neticesinde de deformasyon oluşur. Kütle numarası A=140-190 arasında bu tür çekirdeklere ‘aksial (eksenel) deforme çekirdekler’ denir. Bu oluşumda kapalı kabuklar dışındaki nükleonların hareketiyle oluşan kutuplanma ile kapalı kabuk içindeki özün biçimi ve açısal momentumu dikkate alınır.

2.1 Süperakışkan Model

Bu tez çalışmasında incelenen çekirdekler süper akışkan özellikleri sergilediğinden hesaplamalarda süper akışkan model baz (bağımsız parçacık modeli) alınmıştır. (Barden et al 1957). Çift Korelasyon Teorisinin (Süper sıvı eşleştirme korelasyonları) matematiksel analizi ilk kez (Bogolyubov, 1958) ve (Bardeen, Cooper ve Schrieffer, 1957)'ın teorik çalışmalarında incelenmiştir (Suhonen, 1997), (Klapdor, 1996) (Bogolyubov, 1960). Teori bu bilim adamlarının baş harflerinin kısaltması olarak BCS teorisi olarak literatüre geçmiştir. BCS teorisi mikroskobik bir teoridir. Normal bir iletkende akıma karşı gösterilen elektriksel direnç, serbest elektronlarının kristal örgü iyonlarının termik hareketleri sebebiyle saçılmaya uğraması sonucu oluşur. BCS teorisi, süper iletkenin akıma karşı sıfır direnç göstermesini açıklar. Ayrıca kristal örgü titreşimleri ile iletkenlik elektronları arasındaki etkileşmeler, ortamda elektron-cooper çiftlerinin doğmasına yol açmaktadır. Bu etkileşmeler elektronlar arasındaki zayıf çekim kuvveti fonon alışverişiyle oluşmaktadır. Çekirdekte iki nükleon arasındaki çekim kuvveti güçlü olduğundan, böyle bir alışverişe gerek yoktur. Süper iletkenlik özelliğinin çekirdeğe uygulamasıyla ortaya çıkan bu modele süper akışkan model denilmektedir. Deforme çekirdeklerin spektrumunun süper iletken metallerle benzerliğinden yola çıkılarak geliştirilen nükleer modelin temel denklemleri birkaç şekilde türetilebilir. Süperakışkan modele göre nükleonlar arası etkileşmeleri tanımlayan çekirdek Hamiltoniyeni,

$$H = H_{sp} + H_{pair} \tag{2.1}$$

biçiminde yazılabilir. Burada *sp* indisi tek-parçacık Hamiltoniyenini, *pair* indisi de eşleme etkileşmesini ifade etmektedir. Süper akışkan model genel olarak eşleştirme korelâsyonunu taşımaktadır. Korelâsyon çalışmaları ayrı kuantum sayısına özdeğer kuantum numaraları tam kümesinden $\sigma = \pm 1$gerekli eşleştirme yapılarak σ'nın işareti ile sadece ayrılan durumlar, zaman-ters dönme dönüşümünün altında çekilir. Ortalama olan tek parçacık düzeylerini (qσ) , uygun enerjileri E(q), nötron durumları (sσ) ve proton durumları (rσ) tarafından belirtilecek. Süper sıvı nötron-protonu ortam ve ağır özlerde kaçırıyor.

Ortalama alan potansiyelleri de ayrı ayrı nötron ve protonlar için bağımsız Schrödinger denklemleri çözülür. Bu yüzden nötron ve proton sistemleri ayrı olarak bağımsız kuaziparçacık modelinde davranırlar. Böylece Hamiltoniyen (2.1) nötron ve proton içine ayrı ayrı yazılabilir. Proton ve nötron için Hamiltoniyen (2.1) tekrar yazılırsa ifadesi,

$$H_0 = H_0(n) + H_0(p) \qquad (2.2)$$

elde edilir.

Çiftleyen etkileşim iki parametre ile tanımlanmaktadır. Burada *$E_0(s)$ ve $E_0(r)$* nerede normalleştiren tek tanecik enerjisi, *G_N ve G_Z* çiftlenim etkileşme sabiti, λ_n ve λ_p parametresi ortalama olarak parçacık sayısının korunması için girdirilmiş Lagrenge çarpanıdır (veya diğer bir ismiyle kimyasal potansiyeldir). $a^{+}_{s\sigma}$ ve $a_{s\sigma}$ parçacık yaratma ve yok etme operatörleridir.

$$H_0(\tau) = \sum_{s\sigma}(E_0(s) - \lambda_\tau)\, a^{+}_{s\sigma}a_{s\sigma} - G_N \sum_{ss'} a^{+}_{s+}a^{+}_{s-}a_{s'-}a_{s'+} \qquad \tau = n,p \qquad (2.3)$$

İkinci kuantumlama tasvirinde söz konusu nükleer Hamiltoniyen $a_{s\sigma}$ parçacık yok etme ve $a^{+}_{s\sigma}$ parçacık yaratma operatörleri olmak üzere nötron ve proton sistemi için,

$$H_0(n) = \sum_{s\sigma}(E_0(s) - \lambda_n)\, a^{+}_{s\sigma}a_{s\sigma} - G_N \sum_{ss} a^{+}_{s+}a^{+}_{s-}a_{s'-}a_{s'+} \qquad (2.4)$$

$$H_0(p) = \sum_{r\sigma}\left(E_0(r) - \lambda_p\right) a^{+}_{r\sigma}a_{r\sigma} - G_Z \sum_{r,r'} a^{+}_{r+}\, a^{+}_{r-}a_{r'-}a_{r'+} \qquad (2.5)$$

biçimindedir. Matematiksel yaklaşımlar tanecik sayısının korumasına korelasyon liderliğini çiftlemenin tanımlanmasında kullandığından bu etkiyi gidermek için tanecik sayısının geçerli olduğu ortalamanın korunduğu ele alınırsa,

$$N = \sum_{s\sigma} < |a^{+}_{s\sigma}a_{s\sigma}| > \qquad Z = \sum_{r\sigma} < |a^{+}_{r\sigma}\, a_{r\sigma}| > \qquad (2.6)$$

şeklinde yazılır.

$a^{+}{}_{s\sigma}$ ve $a_{s\sigma}$ fermiyon operatörleri olduklarından Fermi-Dirac istatistiğine uyarlar.

$$a_{s\sigma}^{+}\, a_{s'\sigma'} + a_{s'\sigma'} a_{s\sigma}^{+} = \delta_{s's}\delta_{\sigma\sigma'} \tag{2.7}$$

$$a_{s\sigma}\, a_{s'\sigma'} + a_{s'\sigma'} a_{s\sigma} = 0 \tag{2.8}$$

$$a_{s\sigma}^{+}\, a_{s'\sigma'}^{+} + a_{s'\sigma'}^{+} a_{s\sigma}^{+} = 0 \tag{2.9}$$

Bogolyubov' un kuaziparçacık metodu bu operatörlerin (2.10) ve (2.11) ifadeleriyle parçacık tasvirinde işlem yapılmasına dayanmaktadır. $a^{+}{}_{s\sigma}$ ve $a_{s\sigma}$ operatörlerinin lineer kanonik dönüşümü, parçacık operatörlerinin yerine kuaziparçacık operatörlerini yazmak için kullanılır. Böyle bir kanonik dönüşüm,

$$a_{s\sigma} = u_s \alpha_{s'-\sigma} + \sigma v_s \alpha_{s\sigma}^{+} \tag{2.10}$$
$$a_{s\sigma}^{+} = u_s \alpha_{s'-\sigma}^{+} + \sigma v_s \alpha_{s\sigma} \tag{2.11}$$

şeklindedir. Bu dönüşümlerdeki $\alpha_{s\sigma}^{+}$ ve $\alpha_{s\sigma}$ kuaziparçacık yaratma ve yok etme operatörleridir. u_s boşluk, v_s ise parçacık bulunma olasılıklarını belirleyen parametrelerdir. Bu dönüşümün kanoniklik koşulunu sağlaması için kuaziparçacık operatörlerinin de fermiyon cebrine uyması gerekir. Bunun için koşul,

$$\eta_s = u_s^2 + v_s^2 - 1 = 0 \tag{2.12}$$

olmasıdır. (2.12) denklemi gibi bütün reel fonksiyonlar için geçerli olduğunda, fermionları tasvir edecektir. (2.10) ve (2.11) denklemlerin kanonik dönüşümlerinin tersi (2.12) ifadesi kullanılırsa;

$$\alpha_{s\sigma} = u_s a_{s'-\sigma} + \sigma v_s a_{s\sigma}^{+} \tag{2.13}$$

$$\alpha_{s\sigma}^{+} = u_s a_{s'-\sigma}^{+} + \sigma v_s a_{s\sigma} \tag{2.14}$$

şeklinde yazılır.

Kuaziparçacık vakum dalga fonksiyonu |0> üzerine kuaziparçacık yok etme operatörünün etkisi,

$$\alpha_{s\sigma}|0>=0 \tag{2.15}$$

biçiminde yazılır. Süper akışkan modelinde nükleonlar arasındaki çekim kuvveti birbirine konjuge olan seviyelerde ve toplam açısal momentumun sıfır olduğu hallerde meydana gelir. Böylece $a^{+}_{s\sigma}$ ve $a_{s\sigma}$ operatörlerinden yararlanarak çiftlenme etkisi gösteren sistemin Hamiltoniyenin ortalaması alınırsa,

$$<|\mathrm{H}_0(\mathrm{n})|>_0 = 2\Sigma\sum_{\mathrm{s}}\{\mathrm{E}_0(\mathrm{s})-\lambda_{\mathrm{n}}\}\mathrm{v}_{\mathrm{s}}^2-\mathrm{G}_{\mathrm{N}}(\sum_{\mathrm{s}}\mathrm{u}_{\mathrm{s}}\mathrm{v}_{\mathrm{s}})^2-\mathrm{G}_{\mathrm{N}}\sum_{\mathrm{s}}\mathrm{v}_{\mathrm{s}}^4 \tag{2.16}$$

elde edilir. (2.16) ifadesine nükleer Hamiltonyenin farklı koşullarının da katkısı olduğu görülür. Ortalama alan potansiyelinin, deneysel olarak bulunduğunu (2.16) ifadesi göstermektedir. Özel olarak çiftleyen etkileşimler ortalama alana katkıda bulunurlar. Dolayısıyla ikinci terim

$$-G_N\sum_s v_s^2\, v_s^2 \tag{2.17}$$

Ortalama nükleer Hamiltonyeni kapsar. Bu yüzden ortalama alan enerjisini,

$$E(s)=E_0(s)-\frac{G_N}{2}v_s^2 \tag{2.18}$$

renormalize edilerek yapılabilir.

$-G_N\sum_s v_s^4$ Terimi ortalama nükleer alanın çiftlenme korelâsyonlarının karakteristiğini ifade eder. (2.18) ifadesinde G_N tek parçacık seviyeleri değiştirilebilir olmalıdır. (2.18) ifadesindeki renormalizasyon kullanılırsa, belli yaklaşıklıkla çiftlenme etkileşiminin ortalama alanın tek parçacık seviyeleri üzerinde etkisi yoktur. (2.18) ifadesindeki Ψ_0 kullanılarak H(n)'nin ortalama değer ifadesi,

$$<|H_0(n)|>_0 = 2\sum_s\{E(s)-\lambda_n\}v_s^2-G_N(\sum_s u_s v_s)^2 \tag{2.19}$$

şeklinde yazılabilir. u_s ve v_s fonksiyonlarının minimum durumları (2.19) varyasyon prensibi ile belirlenir. İlave edeceğimiz lagrange çarpanı μ_s (2.12)'deki şartın geçerliliğini sağlamlaştırmaktadır. δu_s ve δv_s varyasyonları birbirinden bağımsızdırlar. Yani varyasyonlar her ikisi içinde ayrı ayrı uygulanır.

$$\delta\{< |H_o(n)| >_0 + \sum_s \mu_s \, \eta_s\} = 0 \qquad (2.20)$$

Eğer şartını sağlanıyorsa, enerji bir ekstremum değere sahiptir.

$$4\{E(s) - \lambda_n\}v_s - 2G_N u_s \sum_s u_s \, v_s - 2\mu_s v_s = 0 \qquad (2.21)$$

$$-2G_N v_s \sum_s u_s \, v_s - 2\mu_s u_s = 0 \qquad (2.22)$$

elde edilir. Denklemlerdeki η_s ifadesini ortadan kaldırmak için 1. denklem u_s ile 2. denklem v_s ile çarpılır ve elde edilen denklemler birbirinden çıkarıldığında

$$2\{E(s) - \lambda_n\}u_s v_s - (u_s^2 - v_s^2)G_N \sum_s u_s \, v_s = 0 \qquad (2.23)$$

ifadesi elde edilir. Denklem (2.23) ifadesinde varyasyon prensibine dayanan bir yöntem kullanılırsa iki çözüme sahip olur. Bunlardan ilki $u_s.v_s = 0$ olan trivial çözüm yani norma hal çözümü olup kabuk modeline karşılık gelmektedir. u_s *ve* v_s fonksiyonları, basamak fonksiyonu şeklindedir. Basamak fonksiyonu sadece 1 ve 0 değerlerini alan özel bir fonksiyondur. Bu demektir ki tek parçacık enerjisi Fermi enerji seviyesinin altındaki her düzey tamamen dolu tek parçacık enerjisi Fermi enerji seviyesinin üzerindeki her düzey boştur. Diğer çözüm ise trivial olmayan çözümdür (süper akışkan çözüm) ve korelasyon karakterize edilir.

$$C_N = G_N \sum_s u_s v_s \qquad (2.24)$$

şeklinde bir parametre tanımlandığında $\varepsilon(s) = \sqrt{C_n^2 + \{E(s) - \lambda_n\}^2}$ kuaziparçacık enerjisi olmak üzere, seviyelerin boş ve dolu olma ihtimalleri (u_s *ve* v_s) için,

$$u_s^2 = \frac{1}{2}\left[1 \pm \frac{\{E(s)-\lambda_n\}}{\varepsilon(s)}\right] \tag{2.25}$$

$$v_s^2 = \left[1 \mp \frac{\{E(s)-\lambda_n\}}{\varepsilon(s)}\right] \tag{2.26}$$

çözümleri elde edilir. Parçacıkların seviyelerde bulunma olasılıkları toplamının bire eşit olduğu göz önüne alınarak belirtilen çözümlerden hangisinin geçerli olacağı tayin edilir. Sonuç olarak oluşacak iki durum özetlenecek olursa,

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 hallerde dolu, diğer durumlar boştur.

2) u_s^2=1 ise v_s^2=0 olmalıdır. Yani, tek parçacık enerjisinin Fermi enerji düzeyinin üstündedir. O zaman Fermi enerji düzeyinin üstündeki seviyeler parçacıklar tarafından doldurulamaz, tamamen boş bırakılır. Bu çözümler (2.24) yerine yazıldığında,

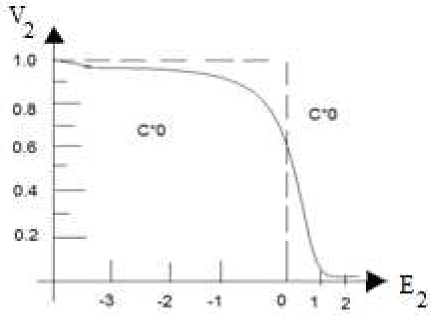
$$1 = \frac{G_N}{2}\sum_s \frac{1}{\sqrt{C_n^2+\{E(s)-\lambda_n\}^2}} \tag{2.27}$$

ve

$$N = \sum_s \left\{1 - \frac{E(s)-\lambda_n}{\sqrt{C_n^2+\{E(s)-\lambda_n\}^2}}\right\} \tag{2.28}$$

denklemleri elde edilir. Süper akışkan çözümde u_s *ve* v_s bulunma olasılıklarına dikkat edildiğinde 0 ile 1 arasında tüm değerleri alabileceği görülmektedir. Bu da parçacıkların Fermi enerji seviyesinin altında da üzerinde de olabileceğini gösterir.

Şekil 2.1'de görüldüğü gibi etkileşen parçacık çiftleri devamlı olarak Fermi seviyesinin altında almaz (sürekli eğri), Fermi seviyesinin altınada inebilirler.



(Şekil 2.1) Tek parçacık düzeyleri arasında parçacık yoğunluk dağılımı. Sürekli eğri süperakışkan düzeyine, kesikli dikey çizgiler tek-parçacık düzeylerinin konumlarına karşılık gelir.

Süper akışkan model de çekirdeğin kuadropol momentleri nötron ve proton sistemlerinin kuadropol momentleri toplamına eşittir (Soloviev, 1976).

Bu sistem denklemlerinin çözümünde Woods-Saxon potansiyelinde elde edilmiş tek parçacık enerjileri çiftlenim etkileşmesinin (Soloviev, 1976) de belirlenmiş parametreleri kullanılarak C_n ve λ nicelikleri nümerik olarak hesaplanmaktadır.

2.2 Nilsson Potansiyeli

Deforme çekirdeklerin incelenmesinde ilk kullanılan modellerden biri anizotropik titreşim potansiyeli kullanılan Nilsson modelidir (Nilsson, 1955). Potansiyel orta ve ağır çekirdeklerde çok iyi tatbik edilebilir (Bogolyubov, 1959). Nilsson potansiyeli anizotropik harmonik titreşici formda kabul edilmiş ve spin-orbital etkileşmeleri göz önünde bulundurulmuştur. Bu modelde ortalama alan potansiyeli olarak harmonik anizotropik potansiyeli kullanılarak deforme çekirdeklerin tek parçacık enerjileri ve dalga fonksiyonları elde edilmiştir. Ayrıca Nilsson modeli çekirdeklerin taban durumlarındaki spinlerini bulmaya da imkân verir (Mattelson, 1959). Nilsson modeli deforme çekirdeklerde elektromanyetik ve beta geçiş ihtimallerinin, kuadropol momentlerinin ve spinlerinin hesaplanmasında oldukça başarılı olsa da eksik yanlarıda vardır. Bu modelin eksik yanlarından biri N ve N$\pm$2 kuantum sayılarına sahip olan durumlar arasındaki etkileşmelerin katkıları sayısal hesaplamalardaki zorluklardan dolayı ihmal edilmesidir.

Tecrübeler göstermiştir ki büyük deformasyonlu çekirdeklerde N ve N$\pm$2 titreşim kabukları arasındaki etkileşmeler ihmal edilemez. Nilsson potansiyeli farklı özelliklere sahip deforme çekirdeklerin tek parçacıklı bir sistemini tanımlamak için bazı yaklaşımlar kullanmak sureti ile hesaplanmıştır. Nilsson modeli kuadropol momentlerini ve deforme olmuş çekirdeklerin dönme momentlerini (yani spinlerini) iyi açıklamasına karşılık manyetik momentlerini, düşük enerjili uyarılma spektrumlarını ve elektromanyetik geçiş olasılıklarını açıklayamamaktadır. Nükleer yüzeyin önemli olduğu durumlarda örneğin çekirdek reaksiyonunun tesir kesitini hesaplamak için Nilsson potansiyeli kullanılmaz. Çekirdek yüzey davranışlarında Woods-Saxon potansiyelinin dalga fonksiyonunu kullanmak daha doğru bir yöntemdir. Yani sonuç olarak Woods –Saxon potansiyeli ile hesaplanmış matris elemanları Nilsson dalga fonksiyonları ile hesaplananalardan oldukça farklıdır (Dudek, 1978). Bu tez çalışmasında yapılan hesaplamalar Woods- Saxon potansiyeli dikkate alınarak yapıldığından Bölüm 2.3' de daha ayrıntılı bahsedilmiştir.

2.3 Woods-Saxon Potansiyeli

Çekirdek yapısının incelenmesinde elde edilen sonuçların hassaslığı kullanılan ortalama alan potansiyellerinden dolayı sınırlıdır. Seçilen potansiyelin uygun olması, çekirdek yüzey kesiminin kalınlığını doğru tasvir etmesine ve sonlu derinlikli olmasına bağlıdır. Gerçeğe uygun ortalama potansiyelin çekirdek içerisinde nükleer madde dağılımına benzer olması istenir. Böyle bir potansiyelin parametreleri, çekirdekler üzerine nükleon saçılmasındaki verilerden belirlenir. Woods-Saxon potansiyeli sonlu derinlikte ve küresel simetriktir. $r = R_0$ eş potansiyel yüzeyi, çekirdeğin yüzeyindeki potansiyelin yarısına karşılık gelir. Woods-Saxon ortalama alan potansiyeli çekirdek içerisinde nötron ve protonların deneyden gözlenen dağılımını çekirdek yüzey davranışlarına uygun bir biçimde ifade etmektedir. Buna göre deforme çekirdeklerde ortalama alan potansiyelinin analitik formu genellikle Woods-Saxon potansiyeli gibi seçilir.

Bu potansiyel yüzey etrafındaki kısmı saçılma reaksiyonları için çok önemlidir ve çekirdek içerisindeki nükleonların yoğunluk dağılımını çok güzel ifade etmektedir.

Potansiyel iki kısımdan oluşur. Birinci kısım nükleonların ürettiği izoskaler ve izovektör ortalama alan potansiyelidir.

Merkezi kısım;

$$V(r) = -\frac{\mathrm{V_0^{n,p}}}{1+\exp\left((\mathrm{r}-\mathrm{R_0})/\mathrm{a}\right.} \tag{2.28}$$

İkinci kısım ise spin-yörünge çiftlenimi kısmı;

$$V_{ls}(r) = -\xi \frac{1}{r}\frac{dV(r)}{dr}(ls) \tag{2.29}$$

şeklindedir. Potansiyel parametrelerinin genel seçimi ise,

$$V_0^{\tau} = V_0 + V_1^{\tau} \tag{2.30}$$

şeklindedir. Burada,

$$V_1^{\tau} = \tau_Z \eta \frac{N-Z}{A} V_0 \tag{2.31}$$

$$\eta = \frac{V_1}{4V_0} \quad , \qquad V_0(r) = -\frac{V_0}{1+exp\left((r-R_0)/a\right.} \tag{2.32}$$

Kullanılan Woods-Saxon potansiyelinin izovektör (V_1) kısmından dolayı nötron ve proton sistemlerinin derinliği birbirinden farklıdır:

$$V_0^n = V_0(r)\left[1 - 0.63\frac{N-Z}{A}\right] \tag{2.33}$$

$$V_0^p = V_0(r)\left[1 - 0.63\frac{N-Z}{A}\right] \tag{2.34}$$

Parametreler A kütle sayısının geniş alanı içinde küresel çekirdekler içinde yeterli kararlılıktadır.

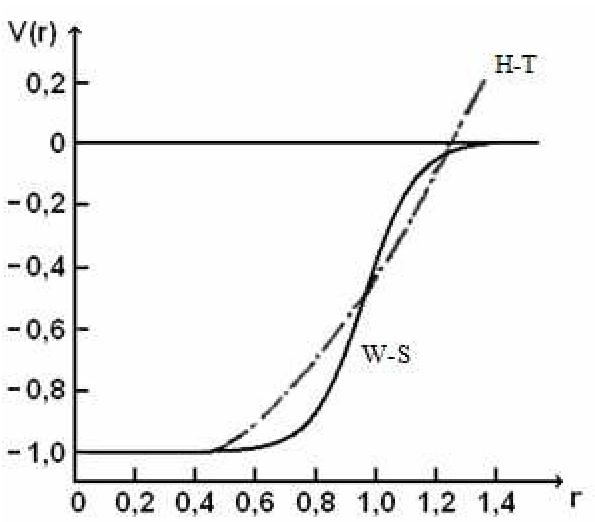
Coulomb potansiyeli proton ve nötron seviyeleri hesaplanabildiği zaman (2.33) ve (2.34) potansiyellerinin toplamı şeklindedir.

Yüzeyin etkisi ihmal edilirse potansiyel,

$$V_c(r) = \frac{(\mathrm{Z}-1)\mathrm{e}^2}{\mathrm{r}} \begin{cases} \frac{3r}{2R_0} - \frac{1}{2}(r/R_0)^3, & r \leq R_0 \\ 1 & , \ r > R_0 \end{cases} \qquad (2.35)$$

şekilde ifade edilir. Buradaki, V_0 = 53MeV, $R_0 = r_0 A^{1/3}$, $r_0 = 1{,}24 \times 10^{-13}$ cm, yüzey kalınlığı $a = 0{,}63 \times 10^{-13}$cm, spin-orbital etkileşme parametresi $\xi = 0{,}263[1 + 2(\mathrm{N} - \mathrm{Z/A})](10^{-13})^2$ ‘dir (Soloviev, 1976).

Woods-Saxon potansiyeli eksponansiyel olarak sıfıra gitmektedir. Woods-Saxon potansiyeli ile Harmonik Osilatör potansiyeli Şekil 2.2 ‘de karşılaştırılmıştır.



Şekil 2.2. Harmonik osilatör (kesikli eğri) ve Woods-Saxon (kesiksiz eğri) potansiyellerinin karşılaştırılması

Woods-Saxon potansiyelinin izovektör (V_1) kısmından dolayı nötron ve proton sistemlerinin derinliği birbirinden farklıdır. Wood-Saxon potansiyeli daha düz bir tabana sahiptir ve titreştirici potansiyel ile kare kuyu potansiyeli arasında ara bir duruma karşılık gelir.

Nükleer reaksiyonlarında yüzey bölgesinin detaylarının önemli bir yeri vardır. Woods-Saxon potansiyeldeki kabuklar, harmonik titreştiriciye kıyasla değişmez. Alt kabukların pozisyonu özellikle spin-yörünge çiftlenim kuvveti ile özel seçim parametrelerine göre değişir.

Burada nümerik hesaplamalar Woods-Saxon potansiyeli çerçevesinde tek parçacık parçacık enerjilerini hesaplayan bilgisayar programı (Dudek, 1978) kullanılarak yapılmıştır.

BÖLÜM 3. TEK - TEK ÇEKİRDEKLERİN TABAN HAL NİLSSON KUANTUM SAYILARININ BELİRLENMESİ

Deforme çekirdeklerde uyarılan seviyelerin spinlerinin ve paritelerinin gözlenmesi için ana çekirdeğin spini, paritesi ve tek-tek çekirdeğin taban hal nötron ve proton Nilsson kuantum sayılarının belirlenmesi gerekir. Tek-tek çekirdeklerdeki makas mod 1^+ seviyelerinin beta geçiş özelliklerinin incelenmesi ve beta geçiş elemanlarının hesaplanması için uygun Nilsson kuantum sayısı seçilmelidir.

Bu bölümde beta bozunumu, logft değeri ve spini belirli fakat taban hal kuantum sayısı bilinmeyen tek-tek çekirdeklerin taban hal Nilsson kuantum sayıları belirlenmiştir. Enerji seviyesi ve logft değerleri belirlenirken kuaziparçacık seviyeleri arasından taban hal nötron-proton kuaziparçacık yapısına göre enerjisi en düşük deneye en yakın değerler seçilmiştir. Yapılan hesaplamalarda seçilen çekirdeklerin nötron-proton kuantum değerlerinin deneydeki değerler ile örtüştüğü görülmektedir.

Nilsson tek parçacık enerjileri deforme Wood-Saxon potansiyelinde hesaplanmıştır (Dudek, 1984). Nötron ve protonlar için potansiyel kuyuların dibinden başlayarak 4MeV'e kadar kesikli ve yarı-kesikli enerji seviyeleri göz önüne alınmıştır. Her bir çekirdek için ortalama alan deformasyon parametresi δ_2 deneysel kuadropol momentten bulunan β_2 deformasyon parametresinden yararlanılarak hesaplanmış ve Tablo 3.1' de verilmiştir (Raman, 1987). λ_n ve λ_p kimyasal potansiyelleri nötron ve proton için hesaplanan fermi enerji düzeylerini gösterir. Bu kısımda ^{138}Pr ve ^{140}Pr çekirdeklerinde Fermi yüzeyi yakında olan nötron-proton kuaziparçacık spektrumundan seçilen seviyelerden komşu çift-çift ^{138}Ce ve ^{140}Ce çekirdeklerinin taban hallerine beta geçişi incelendi. Bu seviyelerin E_n , E_p tek parçacık enerjileri, geçiş matris elemanları, taban hallerine geçiş logft değerleri, süperakışkan model çerçevesinde ($\varepsilon = \varepsilon_{n_1} + \varepsilon_{p_1}$) iki-kuaziparçacık enerjileri Gamow-Teller ve Fermi geçişleri hesaplandı.

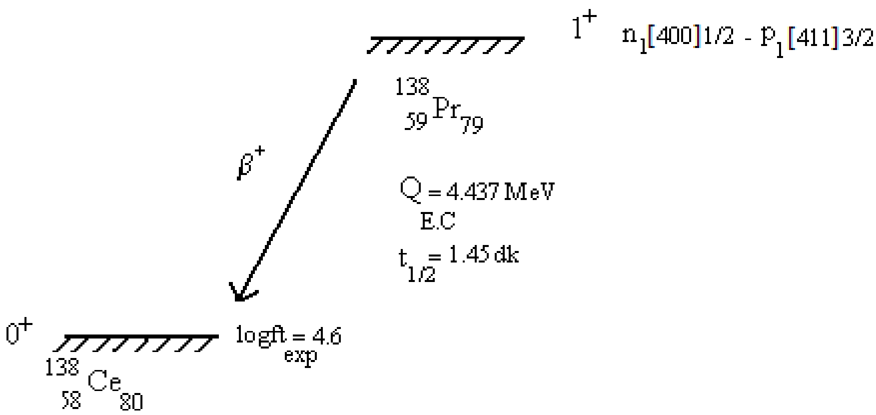
Tablo 3.1. ^{138}Pr ve ^{140}Pr çekirdekleri için Δ ve λ nicelikleri (MeV birimlerinde)

Çekirdek	Δ_n	λ_n	Δ_p	λ_p	δ_2
^{138}Pr	0,81	-8,942	1,02	-6,275	0,086
^{140}Pr	1,19	-7,560	1,542	-7,110	0,087

Nötron ve proton için uygun Nilsson kuantum sayılarını belirlemek, incelenen geçişlerin beta geçiş matris elemanlarının hesaplanması ve çalışılan çift-çift çekirdeklerdeki makas mod 1^+ uyarılmalarının beta geçiş özelliklerinin incelenmesi açısından önemlidir. Bunun için tek-tek çekirdeklerin taban durumlarından çift-çift çekirdeklerin taban durumlarına beta geçişi incelenmiştir. Bu geçişler deforme çekirdeklerde çoğu zaman izinli Gamow-Teller ve Fermi geçişlerine karşı gelmektedir.

3.1. ^{138}Pr Taban Hal Konfigürasyonu ($K^\pi = 1^+$)

Burada taban hal spin ve paritesi 1^+ komşu ^{138}Ce çift-çift çekirdeğine geçiş yapan ^{138}Pr izotopu incelendi ve ^{138}Pr çekirdeğinin taban durum geçişi için elde edilen sonuçlar verildi.



Şekil 3.1. Tek-tek ^{138}Pr çekirdeğinin taban halinden çift-çift ^{138}Ce çekirdeğinin taban haline β bozunum şeması

Şekil 3.1'de ^{138}Pr çekirdeğinin bozunum şeması verilmiştir.

^{138}Pr ile ^{138}Ce çekirdeklerinin taban hal durumları arasındaki enerji farkını gösteren Q_{EC} enerjisi 4,437 MeV ve ^{138}Pr çekirdeğinin yarı ömrü 1,45 dakikadır.^{138}Pr çekirdeğinin taban hal seviyesine uygun beş enerji seviyesi bulunmuştur.

Tablo3.2. ^{138}Pr(1$^+$) →^{138}Ce(0$^+$) taban-taban beta geçiş için teorik sonuçlar

Nötron-Proton	E_n	E_p	$\sigma_{n_1 p_1}$	V_{n_1}	U_{p_1}	$\varepsilon_{n_1 p_1}$	logft
[402]3/2 – [413]5/2	-9,88	-6,18	-0,24	0,937	0,738	2,26	5,00
[400]1/2 – [411]3/2	-10,08	-6,02	0,45	0,952	0,977	2,45	4,39
[400]1/2 – [422]3/2	-10,08	-6,98	0,10	0,952	0,462	2,64	6,11
[402]3/2 – [431]1/2	-9,88	-7,41	-0,05	0,937	0,357	2,76	6,98
[400]1/2 – [431]1/2	-10,08	-7,41	0,01	0,952	0,357	2,92	8,49

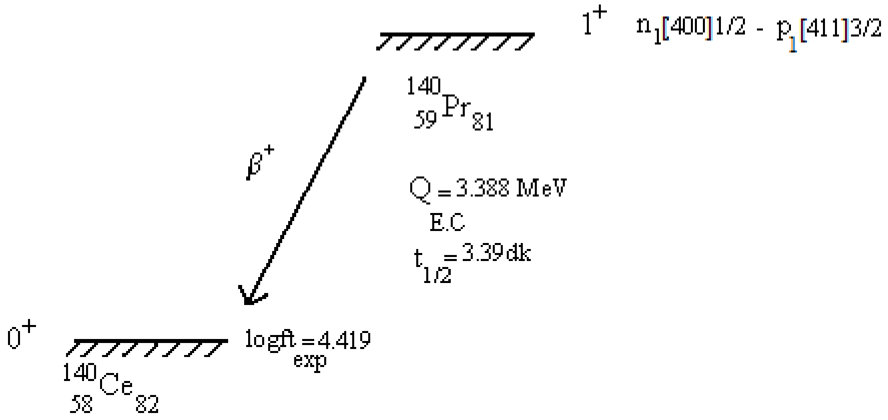
Spin ve paritesi 1$^+$ olan seviyelerin taban hal kuantum sayı değeri, enerji ve logft değerleri sırasıyla n_1 [402]3/2 - p_1 [413]5/2 seviyesi, enerji değeri 2,26MeV ve logft değeri 5,00; n_1 [400]1/2 – p_1 [411]3/2 seviyesi, enerji değeri 2,45MeV ve logft değeri 4,39; n_1 [400]1/2 - p_1 [422]3/2 enerji değeri 2,64MeV ve logft değeri 6,11; n_1 [402]3/2 - p_1 [431]1/2 seviyesinin enerji değeri 2,76MeV ve logft değeri 6,98; n_1 [400]1/2 - p_1 [431]1/2 enerji değeri 2,92MeV ve logft değeri 8,49 olarak bulunmuştur. Bu geçiş için deneysel logft değeri 4,6 dır (Nuclear Data Sheets, 2010). Bağımsız kuaziparçacık modelde taban-taban beta geçişlerinin daha hızlı olduğu ve etkin kuvvetlerinde hesaba katılmasıyla logft değerinin de artacağı düşünüldüğünde (Gabrakov, 1970) deneye en uygun nötron için [400]1/2 ve proton için [411]3/2 olan Nilsson kuantum sayıları belirlenmiştir.

3.2. ^{140}Pr Taban Hal Konfigürasyonu (K^π =1$^+$)

Hesaplamalar benzer şekilde ^{140}Pr (1$^+$) → ^{140}Ce (0$^+$) geçişi için yapıldı. Sonuçlar Tablo 3.3'de verildiği gibi taban hal spin ve paritesi 1$^+$ komşu çift-çift ^{140}Ce çekirdeğine geçiş yapan ^{140}Pr izotopu incelendi ve ^{140}Pr çekirdeğinin taban durum geçişi için elde edilen sonuçlar verildi.

Tablo 3.3. $^{140}Pr(1^{+}) \rightarrow ^{140}Ce\ (0^{+})$ taban-taban beta geçiş için teorik sonuçlar

Nötron-Proton	E_n	E_p	$\sigma_{n_1 p_1}$	V_{n_1}	U_{p_1}	$\varepsilon_{n_1 p_1}$	logft
[402]3/2 – [413]5/2	-9,81	-6,83	0,24	0,970	0,766	4,11	4,93
[400]1/2 – [411]3/2	-10,01	-6,68	0,46	0,974	0,796	4,33	4,36
[400]1/2 – [422]3/2	-10,01	-7,64	-0,10	0,974	0,578	4,36	5,89
[402]3/2 – [431]1/2	-9,81	-8,08	-0,05	0,970	0,482	4,36	6,68
[400]1/2 – [431]1/2	-10,01	-8,08	0,009	0,974	0,482	4,55	8,19



Şekil 3.2. Tek-tek ^{140}Pr çekirdeğinin taban halinden çift-çift ^{140}Ce çekirdeğinin taban haline β bozunum şeması

Şekil 3.2'de ^{140}Pr çekirdeğinin bozunum şeması verilmiştir. ^{140}Pr ile ^{140}Ce çekirdeklerinin taban hal durumları arasındaki enerji farkını gösteren $Q_{E.C}$ enerjisi 3,388MeV ve ^{140}Pr çekirdeğinin yarı ömrü 3,39 dakikadır Nuclear Data S. (2010). ^{140}Pr çekirdeğinin taban hal seviyesine uygun beş enerji seviyesi bulunmuştur. Spin ve paritesi 1^{+} olan seviyelerin taban hal kuantum sayı değeri, enerji ve logft değerleri sırasıyla n_1 [402]3/2 - p_1 [413]5/2 seviyesi, enerji değeri 4,11MeV ve logft değeri 4,93; n_1 [400]1/2 - p_1 [411]3/2 enerji değeri 4,33MeV ve logft değeri 4,36; n_1 [400]1/2 - p_1 [422]3/2 enerji değeri 4,36MeV ve logft değeri 5,89; n_1 [402]3/2 - p_1 [431]1/2 enerji değeri 4,36MeV ve logft değeri 6,68; n_1 [400]1/2 - p_1 [431]1/2 enerji değeri 4,55MeV ve 8,19 olarak bulunmuştur. Bu geçiş için deneysel logft değeri 4,419 dur (Nuclear Data Sheets, 2010).

Bağımsız kuaziparçacık modelde taban-taban beta geçişlerinin daha hızlı olduğu ve etkin kuvvetlerinde hesaba katılmasıyla logft değerinin de artacağı düşünüldüğünde Gabrakov (1970) bir önceki hesaplamadaki yolu takip edildi. Hesaplamalar sonucunda deneye en uygun kuantum sayılarının logft değerleri iki-kuaziparçacık enerjilerine bakılarak nötron için [400]1/2 ve proton için [411]3/2 olan seçilmiştir. Yani $^{140}Pr\ (1^+) \rightarrow {}^{140}Ce\ (0^+)$ taban-taban beta geçişi için Nilsson kuantum sayıları n_1 [400]1/2 - p_1 [411]3/2 olarak belirlenmiştir.

Yapılan hesaplamalar neticesinde ^{138}Pr ve ^{140}Pr çekirdeklerinin taban hal kuantum sayıları bulunmuştur. Bu yöntem kullanılarak taban hal Nilsson kuantum sayıları bilinmeyen tek-tek çekirdeklerin kuantum sayıları bulunabilir. Bu kuantum sayıları kullanılarak komşu çift-çift çekirdeklerdeki β bozunmada gözlenebilen spini 1^+ (K=0) olan seviyelerin enerji, logft değerleri ve B(M1) uyarılma ihtimalleri başarıyla hesaplanmaktadır.

BÖLÜM 4. BETA GEÇİŞ İHTİMALLERİ VE QRPA MODEL

4.1. Beta Bozunumu

Çekirdeklerin e^- (elektron) yayınlanması 1918 yılında bilinen bir olaydı. Fakat çekirdeğin e^- yakalaması boşalan e^- yerini başka bir e^- doldurması esnasında X-ışınlarının ortaya çıkması sırasında bulunmuştur (Alvarez, 1938). Çekirdeğin e^+(pozitron) yayınlaması ise 1934 yılında Joliot-Curies tarafından bulunmuştur. Bu olaylara beta (β) bozunumu veya izobarik geçişler adı verilir. Bu üç tür olayda da nükleer yükte daima bir değişiklik olmasına rağmen, A kütle numarasında herhangi bir değişme olmaz, yani ΔA=0'dır. Çekirdek sadece nötron ve protondan ibaret olduğundan elektron yayınlanması (β^-)sırasında elektrik yükünün korunumu bir nötronun bir protona dönüşmesini, yani ΔZ=1 olmasını gerektirir. Benzer şekilde bir (β^+) bozunması ve elektron yakalanması, bir protonun bir nötrona dönüşmesini gerektirir.

Pauli'nin nötrino hipotezine göre beta bozunmasında yer alan temel dönüşümler

$$n \rightarrow \mathrm{p} + e^- + \tilde{\nu} \qquad \text{negatif } \beta \text{ bozunumu} \tag{4.1}$$

$$p \rightarrow \mathrm{n} + e^+ + \nu \qquad \text{pozitif } \beta \text{ bozunumu} \tag{4.2}$$

$$p + e^- \rightarrow \mathrm{n} + \nu \qquad \text{elektron yakalanması} \tag{4.3}$$

Bu hipoteze dayanarak beta spektrumu şekilleri, yarı ömür, geri tepme ve açısal korelasyon deneyleri tatmin edici bir şekilde izah edilmiştir (Fermi, 1934). Yarı ömür veya logft değeri farklı çekirdeklerdeklerin β bozunma olasılıklarını kıyaslama olanağı sağlar.

Beta bozunumu zayıf etkileşmelerin yanı sıra küresel ve deforme çekirdeklerin yapısının araştırılması, uygun etkileşim parametrelerinin belirlenmesinde de yardımcı olmaktadır (Soloviev, 1976).

Beta geçiş ihtimalinin *ft* değeri (4.4) denklemi ile verilmiştir.

$$ft_{1/2} = D/B(\beta\lambda) \tag{4.4}$$

$$B(\beta\lambda)=B_F + (g_A / g_V)^2 B_{GT} \tag{4.5}$$

$$g_A / g_V = -1{,}26 \tag{4.6a}$$

değeri kullanıldığında,

$$D = [0{,}693.2\pi^3(h/2\pi)^7\ ] / g^2\, m_e^5 c^4 \quad \text{değeri elde edilir.} \tag{4.6b}$$

Denklemlerdeki f Fermi integralini, $t_{1/2}$ yarı ömür, $B(\beta\lambda)$ beta geçiş ihtimali, B_F Fermi geçiş ihtimalini, B_{GT} G-T geçiş ihtimalini gösterir. Sabit ifadeler (4.6)'da verilmiştir (Borzov 2006). α ve β radyoaktif bozunumlarında yarı ömür değerleri çok büyük olduğundan ft değerleri 10^3 ve 10^{20} aralığında değişir. İşlem kolaylığı bakımından ft değeri $\log_{10}$ft şeklinde ifade edilir ve değer ne kadar büyürse geçiş o kadar yavaş olur.

4.2. Beta Geçişleri ve Seçme Kuralları

Günümüzde yük alış-verişli spin-spin etkin kuvvetleri yaygın olarak kullanılmaktadır. Tek çekirdeklerin beta geçişlerinde (Gabrakov ve Guliyev, 1970; Bochnacki ve Ogaza, 1967), manyetik momentinde (Blin-Stoyle ve Perks, 1954; Arima ve Horvie, 1954a, 1954b; Guliyev ve Pyatov, 1969) ve diğer nükleer yapı proseslerinde sebep olduğu polarizasyon etkileri iyice bilinmektedir. Bu kuvvetler ayrıca çift-çift çekirdeklerde 1^+ kolektif seviyelerin meydana gelmesine neden olmaktadır (Guliyev ve Pyatov, 1969; Gabrakov vd. 1972).

Beta bozunmasında yayınlanan parçacıklar çok yüksek hızlara sahiptirler. Birçok durumda elektron ve nötrinonun momentumları küçük olduğundan elektron ve nötrino yayınlanması onların enerjilerine bağlı değildir.

Matris elemanı $M_F = \int \psi^*_{Mi} \psi$ (i=F,GT) olan böyle geçişler izinli geçişlerdir. İzinli geçişler hafif parçacıkların bir S-dalgası olarak yayınlandığı geçişler olduğundan açısal momentumunu ve l=0 durumunda parite çift olduğundan dönüşen çekirdek paritesini değiştirmez. Matris elemanı, nükleer dalga fonksiyonlarına ve elektron ve nötrinonun rölatif yayınlanma yönüne bağlıdır. Her bir 1/2' lik spine sahip bu elektron ve nötrino, spinleri paralel veya antiparalel yayınlanabilirler. Elektron ve nötrino spinleri antiparalel ise toplam spin sıfır ise Fermi geçişleri, aynı şekilde spinleri paralel ise toplam spin 1 ve Gamow-Teller geçişleridir. Açısal momentum ve parite korunumundan izinli geçişler için seçme kuralları

Tablo 4.1. Beta bozunumunda izinli geçişler için seçim kuralları

Geçiş	ΔI	Parite	Seçim Kuralı
1. Derece izinli	0	Yok	Fermi
2. Derece izinli	0,±1 (0→0 hariç)	Yok	GT

$\Delta I=0$, parite değişikliği yok Fermi (4.7)

$\Delta I= 0$ veya ± 1 parite değişikliği yok G.T (0→0 hariç) (4.8)

Gamow-Teller da (0→0) geçişinin yokluğu, $I_i=I_f=0$ durumları için, $\Delta\vec{I}=\vec{I}_f-\vec{I}_i=S=1$ şartı sağlanmamaktadır (Bohr, 1969).

4.3. Dönme Değişmez QRPA Modeli (K^{π} =1^{+})

Kullanılan ortalama alan potansiyelinden dolayı deforme çekirdeklerde Hamiltoniyen dönme değişmez değildir. Bu kırılma 1^{+} seviyelerini kuvvetli biçimde etkilemektedir. Bu eksikliği gidermek için dönme değişmezliği restore edici kuvvetler kullanılır. Deforme çekirdeklerin 1^{+} durumlarını üreten spin-spin kuvvetleri ve (Guliyev et al. 2000) ve (Guliyev et al. 2006) tarafından belirlenmiştir. Belirlenen bu modelde izoskaler h_0 ve izovektör h_1 restorasyon etkileşmelerini içeren Hamiltoniyen şu şekilde yazılır:

$$H = H_{sqp} + h_0 + h_1 + V_{\sigma\tau} \tag{4.9}$$

Bu ifadede H_{sqp} tek kuaziparçacık kuvvetinin hamiltoniyenine ve $V_{\sigma\tau}$ spin-izospin etkileşmesine karşı gelmektedir:

$$V_{\sigma\tau} = \frac{1}{2}\, \chi_{\sigma\tau} \sum_{i\neq j} \vec{\sigma}_i \vec{\sigma}_j \vec{\tau}_i \vec{\tau}_j \tag{4.10}$$

Burada $\vec{\sigma}$ ve $\vec{\tau}$ sırasıyla spin ve izospin uzaylarında Pauli metrisleri $\chi_{\sigma\tau}$ ise spin-izospin etkileşme sabitidir. (4.9) ifadesindeki h_0 ve h_1 etkileşmeleri ise Hamiltoniyenin kırınımını restore edici kuvvetlerdir.

Dönme değişmezliğinin kırınımına sebep olan iki terim olduğundan dolayı tek quaziparçacık Hamiltoniyeninin dönme değişmezliği ayrılabilir izoskaler ve izovektör etkileşmeleri yardımı ile restore edilebilir (Guliyev, 2006).

$$h_0 = -\frac{1}{2\gamma_0} \sum_v \left[H_{sqp} - V_1, J_v\right]^{+} \left[H_{sqp} - V_1, J_v\right], \tag{4.11}$$

ve

$$h_1 = -\frac{1}{2\gamma_1} \sum_v [V_1(r), J_v]^{+} [V_1(r), J_v]\,. \tag{4.12}$$

$$\gamma^{(v)} = \left[J_v^+, \left[H_{sqp}, J_v\right]\right]_{QRPA} \ , \ \gamma^{(v)} = \left[J_v^+, \left[V_1(r), J_v\right]\right]_{QRPA} \tag{4.13}$$

$$\gamma^{(-1)} = \gamma^{(+1)} = \gamma \ , \tag{4.14}$$

$$\gamma_1^{(-1)} = \gamma_1^{(+1)} = \gamma_1 \ , \tag{4.15}$$

$$\gamma_0 = \gamma - \gamma_1 \qquad \gamma_1 = \gamma_1^n - \gamma_1^p \tag{4.16}$$

Burada izoskaler γ_0 ve izovektör γ_1 parametreleri ortalama alan parametreleriyle özuyumlu olarak belirlenir. J_v açısal momentumun $(v = \pm 1)$ küresel bileşenidir.

Bölüm 2'de (2.28), (2.29) ve (2.30) formüllerinden yararlanılarak izovektör V_1 terimi

$$V_1(r) = \eta \frac{N-Z}{A} \tau_z V_0(r) \tag{4.17}$$

şeklinde yazılabilir. Burada $\eta = \frac{V_1}{4V_0}$ şeklindedir.

Kolektif 1^+ seviyelerinin tek fononlu dalga fonksiyonları QRPA ' da aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$|\Psi_i(1^+)\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}}\left(D_{MK}^I Q_{i,K=1}^+ + (-1)^{I+K} D_{M-K}^I Q_{i,K=-1}^+\right)|\Psi_0\rangle \tag{4.18}$$

Bu ifadede D_{MK}^I deforme çekirdeğin bir tam olarak dönmesine karşılık gelen meşhur Winger dalga fonksiyonudur. Burada I toplam açısal momentum, K ve M ise sırayla I'nın çekirdeğin simetri ekseni üzerindeki ve laboratuar sisteminde z ekseni üzerindeki izdüşümleridir. Ayrıca $|\Psi_0\rangle$ fonon vakumu yani $Q_i|\Psi_0\rangle = 0$ ve fonon yaratma operatörü Q_i^+ ise (Guliyev, 2000)'de verildiği gibidir:

$$Q_1^{+} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{ss',\tau} \left[\Psi_{ss'}^{i}(\tau) C_{ss'}^{+}(\tau) - \varphi_{ss'}^{i}(\tau) C_{ss'}(\tau) \right] \quad (4.19)$$

Bu ifadede $C_{ss'}^{+} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{ss'} \alpha_{s-\rho}^{+} \alpha_{s'\rho}^{+}$ ve $C_{ss'}$ sırasıyla iki kuaziparçacık yaratma ve yok etme operatörleridir ve isospin indisi nötron (proton) ini n(p) değerlerini alır.
İki kuaziparçacık genlikleri $\Psi_{ss'}^{i}(\tau)$ ve $\varphi_{ss'}^{i}(\tau)$ katsayıları aşağıdaki birimleme koşulunu sağlarlar.

$$\sum_{ss',\tau} \left[{\Psi_{ss'}^{i}}^{2}(\tau) - {\varphi_{ss'}^{i}}^{2}(\tau) \right] = 1 \quad (4.20)$$

QRPA yöntemi kullanılarak hareket denklemi çözülürse (4.18) dalga fonksiyonunun $\Psi_{ss'}^{i}$ ve $\varphi_{ss'}^{i}$ katsayıları bulunur. 1^+ seviyelerinin enerji ve fonon dalga fonksiyonu hesaplamaları için gerekli formüllerin açık ifadeleri (Guliyev, 2006)'da verilir. Dönme invaryant Hamiltoniyenin (4.9)'da h_0 ve h_1 terimleri göz önüne alınmadığında dönme değişmez olmayan model sonuçları elde edilir ve bununla ilgili ayrıntılı bilgi (Güner, 2004)' de verilmektedir.

4.4. $1^+ 1 \rightarrow 1^+ K'$ Gamow-Teller Beta Geçiş İhtimali (ΔK=0)

Nükleer modellerin doğruluğunu denemek maksadıyla bu geçişlere oldukça fazla bir ilgi bulunmaktadır. Çünkü bu geçişlerin hızları, nükleer dalga fonksiyonundaki küçük bir safsızlığa karşı bile oldukça hassastırlar. Radyoaktif bozunum alanındaki araştırmalar beta kararlılık doğrusunun çok uzağındaki çekirdeklere kadar genişletilirse; yüksek bozunum enerjisinden dolayı her bir bozunumun bu tipten bir veya birkaç geçişi içerdiği görülecektir.

Ağır çekirdeklerde izinli Gamow-Teller β-geçişlerinde görülen *ft* değeri; tek parçacık modelindeki değerden çok büyüktür. Mesela: Deforme olmuş tek çekirdeklerde G.T. geçişlerinin hızı saf Nilsson modelindeki tahminlerden 20 defa; süper akışkanı da dikkate alan Nilsson modelindeki tahminlerden ise 8-10 defa küçük çıkmıştır (Bochnacki ve Ogaza, 1967; Gabrakov ve Guliyev, 1970). Yine aynı şekilde, deformasyon bölgesinin dışındaki çekirdeklerde de en hızlı G.T. geçişlerinde sistematik gecikmeler yaklaşık aynı şiddette gözlenmektedir.

Bu gecikme, incelenen çekirdeklerde yüksek enerjili seviyelerin β-geçiş hızının büyük kısmını soğurmasıyla açıklanabilir. Logft’ nin gözlenen büyümesine esas neden, küçük enerjili seviyelerin bahsettiğimiz büyük enerjili seviyelerle etkileşmesidir. Spin-spin etkileşmesinin yüksek enerjili seviyelerin meydana gelmesine neden olduğu bilinmektedir. Atom çekirdeğini oluşturan nükleonlar arasındaki yük alış-verişli etkileşmeler çift çekirdeklerde kolektif 1^+ düzeylerinin meydana gelmesine neden olurlar (Fujita ve Ikeda, 1964; Gabrakov vd. 1969; Gabrakov vd. 1972a; 1972b). Bu etkileşmeler spin-spin etkileşmesi olarak bilinir ve aşağıdaki gibi ifade edilir (Fujita ve Ikeda, 1965; Halbleib ve Sorensen, 1967). Tek-tek çekirdeğin 1^+ taban durumdan çift-çift çekirdeğin 1^+ kolektif seviyelerine beta geçiş ihtimali hesaplanmıştır. 1^+1 seviyelerinin geçişinde ΔI=0 olduğundan beta geçiş matris elemanına aynı zamanda Fermi geçişide G-T geçişide katkı sağlamaktadır.

Bu geçişlerin geçiş ihtimalleri tek tek ele alındığında, G-T geçiş ihtimali bağıntısında

$$B_{GT}(\beta\lambda, I \rightarrow I') = \left| \langle IK\lambda K'-K | I'K' \rangle M_{GT}(\lambda, K'-K) + (-1)^{I'+K'} \langle IK\lambda - K'-K | I' - K' \rangle \widetilde{M}_{GT}(\lambda, -K'-K) \right|^2 \quad (4.21)$$

$$M_{GT}(\lambda, K' - K) = \left| \langle \varphi_{K'} \right| \beta'(\lambda, K' - K \left| \varphi_K \right\rangle \quad (4.22)$$

$$\widetilde{M}_{GT}(\lambda, -K' - K) = \langle \varphi_{-K'} | \beta'(\lambda, K' - K) | \varphi_K \rangle \quad (4.23)$$

(4.22) ve (4.23) denklemleri yerine yazıldığında

$$B_{GT}(\beta; 1^+1 \rightarrow 1^+1) = \left| \frac{1}{\sqrt{2}} M_{GT} \right|^2 \quad (4.24)$$

ve

$$M_{GT} = |(\varphi_{K'} | \beta_{GT}(1,0) | \varphi_K| \quad (4.25)$$

elde edilir.

Burada φ_K ve $\varphi_{K'}$ sırasıyla ana ve yarım çekirdeklerin dalga fonksiyonlarıdır. Esas amaç ise spini ve paritesi 1^+ olan tek-tek çekirdeğin beta bozunumu sonucu çift çift çekirdekle tek fononlu 1^+ seviyelerini uyarılma ihtimallerinin hesaplanmasıdır.

$$\varphi_{n_1 p_1}^{K=1} = \left\{\alpha_{\tilde{n}_1}^{+}\ \alpha_{p_1}^{+}\right\}_{K=1} \Big| \ \Psi_0\rangle \tag{4.26}$$

$$|\Psi_i(1^+)\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}}\left(D_{MK}^{I} Q_{i,K=1}^{+} + (-1)^{I+K} D_{M-K}^{I} Q_{i,K=-1}^{+}\right)|\Psi_0\rangle \tag{4.27}$$

$$|\Psi_i(1^+1)\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}}\left(D_{MK}^{I}\varphi_{n_1p_1}^{K=1} + (-1)^{I+K} D_{M-K}^{I}\varphi_{n_1p_1}^{K=-1}\right) \tag{4.28}$$

Burada Ψ_0 çift-çift çekirdeğin taban durum dalga fonksiyonlarıdır. Beta geçiş matris elemanı (4.21) ifadesinde kolektif 1^+ seviyelerinin tek fononlu dalga fonksiyonları QRPA değeri (4.27) ile beta bozunuma uğrayan tek-tek çekirdeğin kuaziparçacık tasvirindeki nötron proton dalga fonksiyonu $\Psi_{t,t}$ (1^+) değeri (4.28) yerine konulup $Q_i|\Psi_0>$ = 0 koşulundan yararlanıldığında;

$$M_{GT}=\left\langle \varphi_{K'} \middle| \beta_{GT}^{(+)}\ (1,0) \middle| \varphi_{K=1} \right\rangle = \left\langle \Psi_0 \middle| Q\beta_{GT}^{(+)}\ \{\alpha_{\tilde{n}_1}^{+}\alpha_{P_1}^{+}\} \middle| \Psi_0 \right\rangle = \left\langle \Psi_0 \middle| Q, \beta_{GT}^{(+)} \{\alpha_{\tilde{n}_1}^{+}\alpha_{p_1}^{+}\} \middle| \Psi_0 \right\rangle \tag{4.29}$$

ifadesinde K indisi düşürülmüştür, gerekli yerlerde K indisi kullanılır.

(4.30)’ deki komutasyon bağıntıları

$$\left[C_{ss'}, C_{tt'}^{+}\right] = (\delta_{st}\delta_{s't'} - \delta_{s't}\delta_{st'})$$

$$\left[A_{ss'}, A_{tt'}^{+}\right] = (\delta_{st}\delta_{s't'} - \delta_{s't}\delta_{st'})$$

$$\left[D_{ss'}, C_{pn}\right] = \delta_{ns}A_{s'p} - \delta_{ps}A_{s'n} \tag{4.30}$$

$$\left[D_{ss'}^{+}, C_{pn}\right] = \delta_{ns'}A_{sp} - \delta_{ps'}A_{sn}$$

$$\left[A_{ss'}, C_{tt'}^{+}\right] = \frac{1}{2}\sum_{\rho} \rho(\delta_{ts}\delta_{s't'} - \delta_{s't}\delta_{st'})$$

Guliyev (2000)’de verilen $\mathrm{Q}_{\mathrm{i}}^{+}$ fonon yaratma operatörü

$$Q_i^{+} = \frac{1}{\sqrt{2}}\sum_{ss',\tau}\left[\Psi_{ss'}^{i}(\tau)C_{ss'}^{+}(\tau) - \varphi_{ss'}^{i}(\tau)C_{ss'}(\tau)\right] \tag{4.31}$$

Kuaziparçacık tasvirindeki Gamow-Teller β^{+} bozunum operatörü

$$\beta_{GT}^{(+)} = \sum_{np}\langle n\rho|\vec{\sigma}\, t_{+}|p\rho\rangle\ a_{n\rho}^{+}\, a_{p\rho} \tag{4.32}$$

Denklem (4.29)’da yerine yazılmış (4.33) ifadesi elde edilmiştir Yıldırım (2007).

$$M_{GT} = -2\left\{u_{p_1}\sum_n \sigma_{n_1p_1} u_n \Psi_{n_1 n} + \ v_{n_1}\sum_p \sigma_{n_1 p}\, v_n \Psi_{p_1\, p}\right\} \tag{4.33}$$

4.5. 1^{+} 1 →1^{+} K$^{'}$ Fermi Beta Geçiş İhtimali (∆K=0)

Bu bölümde Fermi geçişi için beta geçiş ihtimali hesaplanır.

$$B_F(\beta\lambda, I \to I') = \sum_{\mu M'}\left|\left\langle \Psi_{M'K'}^{I'}\middle|\beta_F(\lambda,\mu)\middle|\Psi_{MK}^{I}\right\rangle\right|^2 \tag{4.34}$$

$$M_F(\lambda, K' - K) = |\langle\varphi_{K'}|\beta'(\lambda, K' - K|\varphi_K\rangle \tag{4.35}$$

İkinci kuantum tasvirinde Fermi $\beta^{(+)}$ bozunum operatörü,

$$\beta_F^{(+)} = \sum_{np}\langle\rho|t_{+}|p\rho\rangle\, a_{n\rho}^{+} a_{p\rho} \tag{4.36}$$

şeklindedir.

Burada = Fermi tek parçacık geçiş matris elemanıdır ve ≡ = simetri özelliğine sahiptir. Bölüm 2'deki (2.10) ve (2.11) ifadesinden yaralanarak Fermi bozunum operatörü,

$$- \qquad (4.37)$$

elde edilir. Fermi geçişinde de benzer ifadeler (4.34) ve (4.35) bağıntılarından faydalanarak geçiş ihtimali

$$(\; ; \qquad) = \qquad (4.38)$$

$$(4.39)$$

şeklinde yazılır. Fermi matris elemanının (4.39) ifadesinde, kolektif 1^+ seviyelerinin tek fononlu dalga fonksiyonları QRPA değeri (4.27) ve beta bozunumuna uğrayan tek-tek çekirdeğin kuaziparçacık tasvirindeki nötron proton dalga fonksiyonu $\Psi_{t,t}(1^+)$ değeri (4.28) değerleri yazıldığında,

$$= \qquad (4.40)$$

$$= \qquad (4.41)$$

$$-=$$

ifadesi elde edilir. Bu ifadedeki komütatörlerin yerine (4.39) ve (4.30) ifadeleri ile değeri için (4.31), değeri için (4.36) ifadeleri yazıldığında (4.42) bağıntısı elde edilir.

$$M_F = 2(u_{p_1}\sum_n \langle n|p_1\rangle u_n \Psi_{n_1 n} + v_{n_1}\sum_p \langle n_1|p\rangle v_p \Psi_{p_1 p}) \quad (4.42)$$

bu ifadeden Fermi geçiş ihtimali

$$B_F(\beta; 1^+1 \to 1^+1) = \left|2(u_{p_1}\sum_n \langle n_1|p_1\rangle u_n \Psi_{n_1 n} + v_{n_1}\sum_p \langle n_1|p_1\rangle v_p \Psi_{p_1 p})\right|^2 \quad (4.43)$$

bağıntısı elde edilir.

4.6. Çift Çekirdekle Taban Durumları Arasındaki G-T ($1^+ \to 0^+$) Beta Geçişleri

Orbital karakterli 1^+ seviyelerinin β bozunum özelliklerinin incelenmesi için tek-tek ana çekirdeğin yapısının (Nilsson kuantum sayıları ve spini) bilinmesi çok önemlidir. Bunun için çift çekirdeklerde taban durumları arasındaki G-T ve Fermi geçişleri incelenerek taban hal logft değeri deneye en uygun düşük enerjili seviye tek-tek çekirdeğin taban durum nötron-proton kuantum sayıları olarak seçilir. Bu amaçla burada $1^+ \longrightarrow 0^+$ Gamow Teller geçişi için analitik ifadeler elde edilir. Bu kısımda tek-tek çekirdeğin 1^+ taban durumundan çift-çift çekirdeğin 0^+ taban durumuna beta geçişini incelendi.

Bu bozunmalarda $\Delta I = 1$ olduğundan G-T geçişleri ele alınır ve geçiş ihtimali;

$$B_{GT}(\beta, 1^+1 \to 0^+0) = \left|\frac{1}{\sqrt{3}}\{M_{GT} + \widetilde{M}_{GT}\}\right|^2 \quad (4.44)$$

şeklinde yazılır. M_{GT} ve $\widetilde{M}_{GT}$ matris elemanları (4.22) ve (4.23) da verilmiştir.

Bu matris elemanları eşit olduğundan geçiş ihtimali

$$B_{GT}(\beta, 1^+ 1 \to 0^+0) = \left|\frac{2}{\sqrt{3}} M_{GT}\right|^2 \quad (4.45)$$

şeklinde yazılır.

$$M_{GT} = \left\langle \varphi_{K=0} \middle| \beta_{GT}^{(+)}\ (1{,}0) \middle| \varphi_K \right\rangle \tag{4.46}$$

$$\beta_{GT}^{(+)} = \sum_{np} \langle n|\vec{\sigma}|p\rangle \left\{\sqrt{2}\left(\mathrm{v}_n u_p C_{np} - u_n \mathrm{v}_p C_{np}^{+}\right) + \left(\mathrm{v}_n \mathrm{v}_p D_{np}^{+} + u_n u_p D_{np}\right)\right\} \tag{4.47}$$

Burada (4.46) ve (4.47) ifadeleri sırasıyla beta geçiş matris elemanı ve beta geçiş ihtimalidir. Denklem (4.46)' da spini ve paritesi 1^+ olan tek-tek çekirdeğin (4.28) dalga fonksiyonu ve (4.47) Gamow-Teller β^+ bozunum operatörü yazılır ve daha sonra (4.30) komütasyon bağıntıları kullanılırsa;

$$M_{GT} = -\sigma_{n_1 p_1}\ v_{n_1} u_{p_1} \tag{4.48}$$

olarak elde edilir ve bu ifadeyi (4.45) bağıntısında yazıldığında geçiş ihtimali için

$$B(GT, 1^+\ 1 \to 0^+ = \left| -\frac{2}{\sqrt{3}}\ \sigma_{n_1 p_1}\ v_{n_1}\ u_{p_1} \right|^2 \tag{4.49}$$

ifadesi bulunur.

4.7. Sayısal Sonuçlar

Teorik olarak 1^+ seviyelerinin incelenmesi ilk defa (Guliyev, 1971) tarafından gerçekleştirilmiştir. Bu tez çalışmasında ^{138}Ce ve ^{140}Ce çekirdeklerinin beta bozunum özellikleri incelenir. Daha önce bu izotoplarla ilgili yapılan teorik çalışmaların ilki kütle numarası 140<A<150 arasındaki Ce çekirdeklerinin makas modun deformasyon bağımlılığının incelenmesi (Guliyev, 2002) ve kütle numarası 128<A<150 arasındaki Ce çekirdeklerinin 1^+ seviyelerinin elektrik ve manyetik geçiş özellikleri ile ilgili çalışmalar yapılmıştır (Guliyev, 2010). Guliyev 2010 yılındaki calışmasında çekirdeğinin elektrik dipol güç dağılımı N= 82 çekirdekle beraber incelemiştir. Ancak beta bozunum özellikleri şu ana kadar incelenmemiştir. Bundan dolayı bu çalışmada ^{138}Ce ve ^{140}Ce çekirdeklerinin beta bozunum özellikleri ayrıntılı olarak ele alınır.

Bu bölümde tek-tek ^{138}Pr ve ^{140}Pr çekirdeklerden komşu çift-çift ^{138}Ce ve ^{140}Ce çekirdeklerin 1^{+} seviyelerine Gamow-Teller ve Fermi beta geçiş ihtimalleri için Bölüm (4.4, 4.5, 4.6)' da verilen analitik ifadeler kullanılarak yapılan hesaplamalar verilmiştir. Çekirdek ortalama alan deformasyon parametresi $\delta_{2=}$0,945.β_2(1-2,56.$A^{-2/3}$) + 0,34β_2^2 (Bohr ve Motelson, 1969) deneysel kuadrapol momentten bulunan β_2 deformasyon parametresi kullanılarak hesaplanmıştır (Raman et al. 1987). Makas mod uyarılmalarının incelenmesinde deforme çekirdeklerin manyetik momentleri ve beta geçiş oranlarının karşılaştırılması sonucu elde edilmiş olan spin-spin etkileşme sabiti $\chi_{\sigma\tau} = 40/A$ MeV olarak alınmıştır (Gabrakov, 1972). Korelasyon teorisinin Δ ve λ nicelikleri Bölüm 2'de verilen (2.12) denklem sistemi yardımıyla hesaplanarak Tablo 4.2' de verilmiştir.

Tablo 4.2. ^{138}Ce ve ^{140}Ce izotopları için Δ ve λ nicelikleri (MeV birimlerinde)

Çekirdek	Δ_n	λ_n	Δ_p	λ_p	δ_2
^{138}Ce	0,9	-8,875	1,1	-6,297	0,086
^{140}Ce	1,1	-7,558	1,244	-7,018	0,087

4.7.1. Çift-çift ^{138}Ce çekirdeğinin beta geçiş özelliklerinin incelenmesi

Bu kısımda ^{138}Pr izotopunun Fermi ve G-T beta bozunumu sonucu ^{138}Ce çekirdeğinde 1^{+} seviyeleri uyarılması sonucu elde edilen sonuçlar verilmiştir. Tek-tek ^{138}Pr çekirdeğinin β^{+} bozunumu sonucunda ^{138}Ce çekirdeğinde uyarılan 1^{+} seviyelerinin Fermi ve G.T geçişleri için logft değerleri Bölüm (4.4 ve 4.5)'de verilen analitik ifadelerden yararlanılarak hesaplanmıştır. Bölüm (3.1 ve 3.2)' de yapılan hesaplamalar bu çekirdeğin nötron-proton taban hal konfigürasyonunun $\{n_1[400]1/2 - p_1[411]3/2\}_{1^+}$ olduğunu göstermektedir. Hesaplama sonuçlarına göre bağımsız kuaziparçacık model (SQP) fazla sayıda 1^{+} durumu öngörmektedir ancak bu seviyelerden sadece konfigürasyonları pp[411↑ - 411↑], nn [400↑ - 402↓], pp[431↓ - 411↓] ve pp[420↑ - 411↑] olan dört seviye ^{138}Pr' u beta bozunumunda uyarabilir. QRPA' da ise bu yapılar 1^{+} uyarılmalarının uygun tek fonon dalga fonksiyonları arasında paylaşılırlar.

Tablo 4.3. ^{138}Ce çekirdeğinde 4 MeV in altında dönme değişmez Hamiltoniyen ile değişmez olmayan Hamiltoniyen kullanılarak hesaplanan log ft<9 olan birkaç $K^{\pi} = 1^{+}$ durumunun karşılaştırılması. Burada sadece fonon dalga fonksiyonun normuna 5% den daha büyük katkı veren iki-kuaziparçacık durumları ($\Psi^{i}_{ss'}$) listelenir. ^{138}Ce'da beta bozunumuna katılan iki kuaziparçacık (↙) ifade edilir

Dönme Değişmez Model					Dönme Değişmez olmayan Model				
$H{=}H_{sqp} + h_0 + h_1 + V_{\sigma\tau}$					$H{=}H_{sqp} + V_{\sigma\tau}$				
ω_n	Logft	$Nn_z\Lambda\Sigma$	$\psi^{i}_{ss'}$	B(M1)	ω_n	logft	$Nn_z\Lambda\Sigma$	$\psi^{i}_{ss'}$	B(M1)
2,238	6,08	nn 514↑ -505↑ pp 411↑ -413↓↙	-0,49 -0,83	0,044	2,129	7,93	nn 514↑-505↑	1,0	0,001
2,244	5,63	nn 514↑ -505↑ pp 420↑-411↑↙ pp 411↑-413↓↙	-0,73 -0,24 0,55	0,108	2,240	8,8	pp 411↑-413↓↙	-1,0	$<10^{-3}$
2,364	4,54	pp 420↑ -411↑↙ pp 422↓-413↓	0,81 -0,53	0,011	2,328	4,39	pp 420↑-411↑	-0,99	0,336
2,485	7,88	pp 420↑-422↓	-1,0	$<10^{-3}$	2,408	6,74	pp 422↓-413↓	-0,99	0,158
2,619	5,2	pp 431↓-420↓ pp 431↓-422↓ pp 431↓-411↓↙ pp 420↑-411↑↙ pp 422↓-413↓ pp 411↑-402↑↙ pp 413↑-404↑	0,45 0,32 -0,36 0,28 0,57 0,28 0,31	0,001	2,486	8,71	pp 420↑-422↓	-1,0	$<10^{-3}$
2,709	5,89	pp 431↓-420↓ pp 431↓-411↓↙	0,33 0,9	0,002	2,701	5,58	pp 431↓-411↓↙	-0,99	0,02
2,776	7,44	nn 523↑ -514↑ pp 431↓-420↓ pp 411↑-402↑↙ pp 413↑-404↑	-0,34 -0,43 -0,44 0,69	$<10^{-3}$	2,754	8,81	pp 431↓-420↓ pp 413↑-404↑	0,85 0,52	0,137
2,796	7,35	nn 523↑ -514↑ pp 431↓-420↓ pp 431↓-422↓ pp 411↑-402↑↙	-0,27 -0,52 0,45 0,62	0,011	2,755	7,73	pp 431↓-420↓ pp 413↑-404↑	-0,52 0,84	0,059
2,823	7,04	nn 523↑ -514↑ pp 431↓-422↓ pp 411↑-402↑↙	0,68 0,53 -0,37	0,057	2,797	7,9	pp 411↑-402↑↙	-0,99	0,155
2,958	7,58	pp 422↓-402↑	-0,99	0,003	2,824	8,58	nn 523↑-514↓	0,99	0,02
3,04	7,25	nn 523↑ -514↑ pp 530↑ -541	-0,2 0,93	0,006	2,863	8,15	pp 431↓-422↓	0,99	0,028
3,221	6,55	nn 532↑-523↑	-0,26	0,014	2,96	8,25	pp 422↓-402↑	-0,99	$<10^{-3}$

Tablo 4.3. (Devam) [138]Ce çekirdeğinde 4 MeV in altında dönme değişmez Hamiltoniyen ile değişmez olmayan Hamiltoniyen kullanılarak hesaplanan $K^{\pi} = 1^{+}$ durumlarına geçiş özelliklerinin karşılaştırılması. Burada sadece fonon dalga fonksiyonun normuna 5% den daha büyük katkı veren iki-kuaziparçacık durumları ($\Psi^{i}_{ss'}$) listelenir.[138]Ce' da beta bozunumuna katılan iki kuaziparçacık (↙) ifade edilir

Dönme Değişmez Model					Dönme Değişmez olmayan Model				
$H=H_{sqp}+h_0+h_1+V_{\sigma\tau}$					$H=H_{sqp}+V_{\sigma\tau}$				
ω_n	logft	$Nn_z\Lambda\Sigma$	$\psi^{i}_{ss'}$	B(M1)	ω_n	logft	$Nn_z\Lambda\Sigma$	$\psi^{i}_{ss'}$	B(M1)
3,396	5,64	pp 431↓-422↓ pp 420↑-411↑↙ pp 411↓-422↓↙ pp 541↑-532↑ pp 422↓-413↓	-0,38 0,47 -0,38 0,42 0,3	0,008	3,056	9,44	pp 530↑-511↓	-1,0	0,013
3,463	5,89	nn 532↑-523↑ pp 420↑-411↑↙ pp 411↓-422↓↙ pp 541↑-532↑	0,52 0,33 -0,22 -0,64	0,007	3,379	8,95	pp 541↑-532↑	-1,0	0,031
3,648	5,58	nn 532↑-523↑ pp 420↑-411↑↙ pp 411↑-411↑↙	0,6 -0,26 0,66	0,054	3,568	8,41	nn 532↑-523↑	1,0	$<10^{-3}$
3,703	5,47	nn 411↑-402↑↙ nn 532↑-523↑ pp 420↑-411↑↙ pp 411↑-411↑↙ pp 532↑-523↑	0,2 0,45 -0,21 -0,7 0,25	0,013	3,663	5,27	pp 420↑-411↑↙ pp 411↑-411↑↙	-0,42 0,9	0,099
3,792	6,25	pp 420↑-411↑↙ pp 411↓-422↓↙	-0,62 -0,71	0,075	3,732	6,02	pp 420↑-411↑↙ pp 411↓-422↓↙ pp 411↑-411↑↙	0,88 -0,2 0,39	0,003
3,973	8,24	nn 411↑-402↑↙ pp 532↑-523↑	0,64 -0,75	0,007	3,817	7,05	pp 420↑-411↑↙ pp 411↓-422↓↙ pp 411↑-411↑↙	0,15 0,97 0,12	0,181
					3,959	9,21	pp 532↑-523↑	1,0	0,033
					3,989	8,82	nn 411↑-402↑↙	0,99	0,001

Teorik hesaplamalar deneyle uyumlu bir biçimde olan bu geçişler için 5,5<logft <8,0 aralığında değişen geçiş ihtimali olduğunu göstermiştir. $K^{\pi}=1^{+}$ seviyelerinin logft değerlerinin bu aralıkta bulunması ΔN=0 olan izinli engellenmiş (ah) β-geçişlerinin sorumlu olduğunu göstermektedir (Soloviev, 1976).

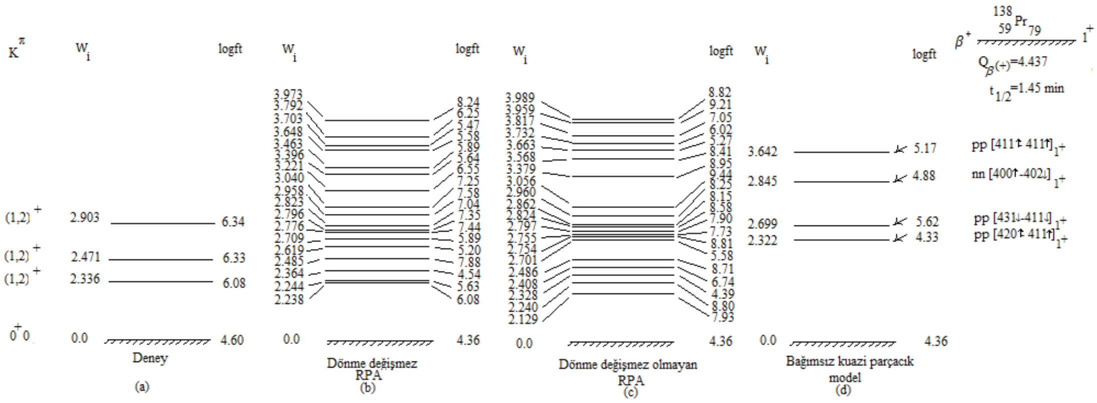
Bölüm 4'de tartışılan izoskaler ve izovektör restorasyon kuvvetlerinin dahil edildiği dönme değişmez Hamiltoniyen ile dönme değişmez olmayan Hamiltoniyen kullanılarak hesaplanan ^{138}Ce'un düşük enerjili $K^{\pi} = 1^{+}$ uyarılmalarının sonuçları Tablo 4.3'de gösterilmiştir. Burada uyarılma enerjileri, B(M1) geçiş olasılıkları, logft değerleri, asimptotik Nilsson kuantum sayıları ile durumların tek parçacık yapıları ($Nn_z\Lambda\Sigma$) ve $\psi^{i}_{ss'}$ iki kuaziparçacık genlikleri verilmiştir. Tablodan görüldüğü gibi 1^{+} uyarılmalarının uygun tek fononlu dalga fonksiyonları dönme değişmez modelde dönme değişmez olmayan modele göre iki kuaziparçacık konfigürasyonunun büyük bir kısmı tarafından paylaşılmıştır.

Dönme değişmez olmayan modelde iki-kuaziparçacık çiftlerinin 1^{+} uyarılmalarına çok sayıda katkısı vardır. Bu durumda bütün spektroskopik 1^{+} durumları zayıf bir biçimde kolektiftir. Bunlar arasında bir kural olarak neredeyse saf iki-kuaziparçacık durumları büyük olan B(M1)'li birkaç 1^{+} durumu bulunmaktadır. Örneğin 2,328 MeV enerjide log ft=4,39 ve en kuvvetli B(M1)=0,336 μ_N^2' li 1^{+}durumu hemen-hemen bir tek iki-kuaziparçacık durumudur. Bu seviyenin dalga normuna katkısı %99'dan fazladır. Dönme değişmez modelde ise B(M1) değeri en güçlü B(M1)= 0,108 μ_N^2 olan 2,244 MeV enerjide log ft=5,63 değerine sahip seviyenin oluşumuna çok sayıda iki-kuaziparçacık konfigürasyonu katılır. En büyük iki-kuaziparçacık konfigürasyonu pp [420↑ - 411↑] dalga fonksiyonunun normuna %53 den fazla katkı sağlar. Normun %47'sinden fazlası iki kuaziparçacık durumunun büyük bir kısmı arasında paylaşılır. Bu durum diğer 1^{+} seviyelerine de özgüdür. Tablodan görüldüğü gibi makas mod $K^{\pi}=1^{+}$ uyarılmalarının hesaplanan M1 dipol gücünün ana parçası 2,2 MeV ve 3,7 MeV arasında iki gruba demetlenir. Benzer bir durum ağır deforme çekirdeklerde deneysel olarak bulunan 1^{+} durumları için de meydana gelir (Pietralla, 1998; Schwengner, 1997).

Yapılan analizler 2,244 MeV enerjide B(M1) = 0,10 μ_N^2 ; 2,823 MeV enerjide B(M1)= 0,05 μ_N^2 ve 3,792 MeV enerjide B(M1) = 0,07 μ_N^2 olan B(M1) değeri büyük üç seviyenin varlığını gösterir. Bu seviyelerin toplam $\sum\left|M_{\beta^{(+)}}^{(GT)}\right|^2$ = 1,02. 10^{-2} ve $\sum(BM1)$ = 0,22 μ_N^2 ‘dir. Bu seviyeler yüksek orbit/spin oranına ($|M_l\ |M_S| \gg 1$) sahip ve makas mod durumlarına aittir. 4 MeV'in altında bu seviyelerin toplam $\sum\left|M_{\beta^{(+)}}^{(GT)}\right|^2$ ve $\sum(BM1)$'e göre katkısı sırasıyla %6 ve % 52‘dir.

Böylece hesaplama sonuçları dönme değişmez modelde spektroskopik 1^+ durumlarının dönme değişmez olmayan modelden daha güçlü kolektif olduğunu göstermiştir. Buna göre söylenebilirki bu seviyeler makas modu oluşturan seviyelerdir. Bununla birlikte dönme değişmez model 2,776 MeV enerjide B(M1)$<10^{-3}$ ve log ft =7,44 olan nn [523↑ -514↑] , pp [431↓ -420↓] , pp [411↑ -402↑], pp [413↑ -404↑] konfigürasyonu ile dört tane iki kuaziparçacık 1^+ durumunu tahmin eder. Bu seviyeler spin vibrasyon karakterli seviyelerdir ve NRF ve (e,e') deneylerinde gözlenemezler. Bu seviyeler beta bozunum deneylerinde gözlenebilirler. Böyle durumlar makas mod özelliklerini tam tanımlamak için elektromanyetik deneylerle beraber beta bozunum deneylerinin de önemli rol oynadığını gösterir.

Şekil 4.1' de ^{138}Ce çekirdeğinin $K^\pi=1^+$ durumlarının logft değerleri ve ω_i enerjileri tartışılır ve deney sonuçları (Nuclear Data Sheets, 2010) ile teorik sonuçlar karşılaştırılmıştır, görüldüğü gibi dönme değişmez model deney (Nuclear Data Sheets, 2010) ile uyumlu bir biçimde ^{138}Ce çekirdeğinin enerji spektrumunu başarıyla tahmin eder. Hesaplama sonuçları Hamiltonyenin dönme değişmezliğinin restorasyonunun düşük enerjilerde RPA çözümlerinin dağılımını değiştirdiğini ve düşük enerjili uyarılmaların enerjilerinin ve log ft değerlerinin çok güçlü bir şekilde etkilendiğini gösterir.



Şekil 4.1. ^{138}Ce çekirdeğinde dönme değişmez, dönme değişmez olmayan model ve SQP modelden hesaplanan ω_i (MeV) ve logft değerlerinin Nuclear Data Sheets (2010) deneysel değerle karşılaştırılması. SQP modelde ^{138}Pr beta bozunumunda gözlenen bu seviyeler ok işaretiyle belirtilmiştir

Şekil 4.1'den görüldüğü gibi ^{138}Ce çekirdeğinin deneylerde 3 tane $(K=1,2)^+$ durumları gözlenmiştir. Bu çekirdekte teori (kolon (b)-(d)) deneyden daha fazla düşük enerjili $K^\pi = 1^+$ durumu öngörmektedir. SQP model 4,0 MeV'in altında 4 tane iki kuazi parçacık 1^+ durumunu tahmin eder(bkz. Kolon (d) ok ile gösterilir. QRPA' da spin-spin ve restore edici kuvvetleri bu dört iki-kuaziparçacık konfigurasyonunu bütün 1^+ seviyelerinin fonon dalga fonksiyonuna dağıtır. Sonuç olarak bu tür küçük karışımlardan dolayı ^{138}Pr çekirdeğinin beta bozunumu sonucunda ^{138}Ce izotopunda tüm 1^+ seviyeleri uyarılır. Dönme değişmez modelde logft değeri nispeten küçük olan (log ft <6,0) sekiz kolektif durum meydana gelir. Bu durumlar deneysel olarak gözlenen 1^+ uyarılmaları ile belirlenebilir. Dönme değişmez modelde (kolon (b)) görüldüğü gibi, 1^+ durumlarının β-bozunumunda gözlenmesi dönme değişmez olmayan modelden daha hızlıdır (kolon(c)). Burada dikkate değer bir nokta pp [420↑ -411↑] konfigürasyonunun en düşük 1^+ fonon durumlarına β-bozunum artmasında önemli bir rol oynadığıdır.

Tablo 4.4. [138]Ce çekirdeğinde dönme değişmez hamiltoniyen ile hesaplanan ω_i (MeV) ve logft değerlerinin deneysel Nuclear Data Sheets (2010) verilerle karşılaştırılması

Deney				Teori			
K^{π}	ω	logft	M_{β}^{2}	ω	logft	$M_{\beta(+)}^{GT\ 2}$	$M_{\beta(+)}^{F\ 2}$
$(1,2)^{+}$	2,236	6,08	$3,23.10^{-3}$	2,238	6,08	$3,0.10^{-3}$	$1,4.10^{-5}$
				2,244	5,63	$9,0.10^{-3}$	$2,5.10^{-5}$
				2,364	4,56	$1,0.10^{-1}$	$9,0.10^{-3}$
$(1,2)^{+}$	2,471	6,33	$1,81.10^{-3}$	2,485	7,90	$5,0.10^{-5}$	$4,3.10^{-6}$
				2,619	5,23	$2,2.10^{--2}$	$2,5.10^{-3}$
				2,709	5,89	$5,0.10^{-3}$	$8,9.10^{-5}$
				2,776	7,48	$1,2.10^{-4}$	$1,8.10^{-5}$
				2,796	7,57	$1,0.10^{-4}$	$1,0.10^{-4}$
				2,823	7,14	$2,7.10^{-4}$	$1,2.10^{-4}$
$(1,2)^{+}$	2,903	6,34	$1,77.10^{-3}$	2,958	7,63	$9,1.10^{-5}$	$1,4.10^{--5}$
				3,040	7,91	$4,7.10^{-5}$	$2,6.10^{-4}$
				3,221	8,20	$2,4.10^{-5}$	$1,7.10^{-3}$
				3,396	5,85	$5,4.10^{-3}$	$5,3.10^{-3}$
				3,463	6,22	$2,3.10^{-3}$	$4,1.10^{-3}$
				3,648	5,59	$9,7.10^{-3}$	$5,7.10^{-4}$
				3,703	5,49	$1,2.10^{-2}$	$1,0.10^{-3}$
				3,792	6,56	$1,0.10^{-3}$	$1,7.10^{-3}$
				3,973	8,25	$2,1.10^{-5}$	$1,2.10^{-6}$

Örneğin kırılan dönme simetrili Hamiltoniyen kullanıldığında toplam $\left|M_{\beta^{(+)}}^{(GT)}\right|^2$=1,92.10^{-1} dür. Bu değer 2,0÷4,0 MeV enerji aralığında Nuclear Data Sheets (2010) toplam $\left|M_{\beta^{(+)}}^{(GT)}\right|^2$= 6,81.10^{-3} ile deneysel β- bozunum güç değerinden daha aşağıdadır. Halbuki tam dönme değişmez modelde izoskaler ve izovektör restorasyon kuvvetlerinin ilavesiyle toplam $\left|M_{\beta^{(+)}}^{(GT)}\right|^2$=1,77.10^{-1} olur. Dönme değişmez modelde toplam $\left|M_{\beta^{(+)}}^{(GT)}\right|^2$ gücü dönme değişmez olmayan modelin öngördüğünden %10 daha küçüktür.

4.7.2. Çift-çift ^{140}Ce çekirdeğinin beta geçiş özelliklerinin incelenmesi

Bu kısımda ^{140}Pr izotopunun G-T beta bozunumu sonucu ^{140}Ce çekirdeğinde 1^+ seviyeleri uyarılacaktır. Bir önceki çekirdekteki yapılan hesaplamalarda kullanılan ifadelerden tek-tek ^{140}Pr çekirdeğinin β^+ bozunumu sonucunda ^{140}Ce çekirdeğinde uyarılan 1^+ seviyelerinin G.T geçişi için ölçülen yarı ömürler kullanılarak logft değerlerinin hesaplanmasında da yararlanılmıştır. Hesaplama sonuçlarına göre bağımsız kuaziparçacık modelde (SQP) fazla sayıda 1^+ durumu öngörmektedir ancak bu seviyelerden sadece konfigürasyonları pp[420↑ - 411↑], pp[431↓ - 411↓] ve pp [411↑- 411↑] olan üç seviye ^{140}Pr' u beta bozunumunda uyarabilir. QRPA' da ise bu yapılar sayıda 1^+ uyarılmalarının uygun tek fonon dalga fonksiyonları arasında paylaşılırlar. Teorik hesaplamalar deneyle uyumlu bir biçimde bu geçişler için $4,5<\log ft<8,0$ aralığında değişen geçiş ihtimali olduğunu göstermiştir. $K^{\pi}=1^+$ seviyelerinin logft değerlerinin bu aralıkta bulunması bu geçişlerden Λ- yasaklı $\Delta N=0$ olan β- geçişlerinin sorumlu olduğunu gösterir.

Bölüm 4'de tartışılan izoskaler ve izovektör restorasyon kuvvetlerinin dahil edildiği dönme değişmez Hamiltoniyen ile dönme değişmez olmayan Hamiltonyen kullanılarak hesaplanan^{140}Ce'un düşük enerjili $K^{\pi} = 1^+$ uyarılmalarının sonuçları Tablo 4.4'de gösterilmiştir. Burada uyarılma enerjileri, B(M1) geçiş olasılıkları, logft değerleri, asimptotik Nilsson kuantum sayıları ile durumların tek parçacık yapıları ($Nn_z\Lambda\Sigma$) ve $\psi^{i}_{ss'}$ iki kuaziparçacık genlikleri verilmiştir. Tablodan görüldüğü gibi 1^+ uyarılmalarının uygun tek fononlu dalga fonksiyonları dönme değişmez modelde dönme değişmez olmayan modele göre iki kuaziparçacık konfigürasyonunun büyük bir kısmı tarafından paylaşılmıştır. Tablo 4.5' de görüldüğü gibi 1^+ uyarılmalarının uygun tek fononlu dalga fonksiyonları dönme değişmez modelde dönme değişmez olmayan modele göre iki kuaziparçacık konfigürasyonunun büyük bir kısmı tarafından paylaşılmıştır.

Bölüm 3.1 ve 3.2' de yapılan hesaplamalar bu çekirdeğin nötron-proton taban hal konfigurasyonunun $\{n_1[400]1/2 - p_1[411]3/2\}_0^+$ olduğunu göstermektedir.

Tablo 4.5. ^{140}Ce çekirdeğinde 4 MeV in altında dönme değişmez Hamiltoniyen ile değişmez olmayan hamiltoniyen kullanılarak hesaplanan log ft<10 olan birkaç $K^{\pi} = 1^{+}$ durumunun karşılaştırılması. Burada sadece fonon dalga fonksiyonun normuna 5% den daha büyük katkı veren iki-kuaziparçacık durumları ($\Psi_{ss'}^{i}$) listelenir. ^{140}Ce □ un beta bozunumuna katılan iki kuaziparçacık konfigürasyonları eğik ok (↙) ile gösterilir

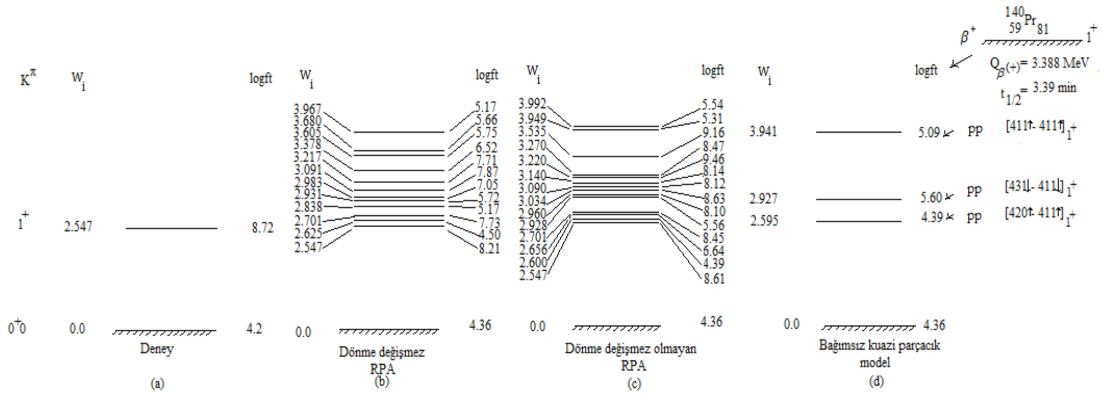
Dönme Değişmez Model					Dönme Değişmez Olmayan Model				
$H = H_{sqp} + h_0 + h_1 + V_{\sigma\tau}$					$H = H_{sqp} + V_{\sigma\tau}$				
ω_n	logft	$Nn_z\Lambda\Sigma$	$\psi_{ss'}^{i}$	B(M1)	ω_n	Logft	$Nn_z\Lambda\Sigma$	$\psi_{ss'}^{i}$	B(M1)
2,547	8,21	pp 411↑-413↓↙	-1,00	$<10^{-3}$	2,547	8,61	pp 411↑-413↓↙	1,0	$<10^{-3}$
2,625	4,5	pp 420↑-411↑↙	-0,84	0,02	2,6	4,39	pp 420↑-411↑↙	-0,99	0,28
2,701	7,73	pp 420↑-422↓	-1,00	$<10^{-3}$	2,656	6,64	pp 422↓-413↓	-0,99	0,13
2,838	5,17	pp 431↓-420↓ pp 431↓-422↓ pp 431↓-411↓↙ pp 420↑-411↑↙ pp 422↓-413↓ pp 411↑-402↑ pp 413↑-404↑	-0,50 -0,35 -0,29 -0,30 0,58 0,14 0,23	0,002	2,701	8,45	pp 420↑-422↓	-1,00	$<10^{-3}$
2,931	5,72	pp 431↓-420↓ pp 431↓-411↓	-0,37 0,92	0,003	2,928	5,56	pp 431↓-411↓↙	-0,99	0,003
2,983	7,05	pp 431↓-420↓ pp 431↓-422↓	0,66 -0,69	0,002	2,943	8,1	pp 431↓-420↓	0,99	0,038
3,091	7,87	pp 413↑-404↑	-0,66	0,008	3,034	8,63	pp 431↓-422↓	-0,99	0,028
3,217	7,71	pp 530↑-541↓ pp 422↓-402↑ pp 411↑-402↑↙ pp 413↑-404↑	-0,89 0,23 0,25 0,22	$<10^{-3}$	3,064	8,12	pp 413↑-404↑	0,99	0,135
3,378	6,52	pp 530↑-541↓ pp 431↓-422↓ pp 541↑-532↑ pp 411↑-402↑↙ pp 413↑-404↑	0,34 0,32 -0,57 0,41 0,40	$<10^{-3}$	3,107	8,14	pp 411↑-402↑↙	-0,99	0,127
3,605	5,75	nn 550↑-541↓ pp 431↓-420↓ pp 431↓-422↓ pp 420↑-411↑↙ pp 422↓-413↓	-0,27 0,27 0,42 0,34 0,32	0,014	3,213	8,47	pp 422↓-402↑	0,99	$<10^{-3}$
3,680	5,66	pp 420↑-411↑↙ pp 411↓-422↓↙ pp 541↑-532↑ pp 411↑-402↑↙ pp 532↑-523↑ pp 413↑-404↑	0,41 -0,28 -0,65 -0,24 -0,27 -0,27	0,01	3,231	9,46	pp 530↑-541↓	-1	0,014
3,967	5,17	pp 411↓-422↓↙ pp 411↑-411↑↙	-0,28 -0,93	0,029	3,535	9,16	pp 541↑-532↑↓	-1	0,034
					3,949	5,31	pp 420↑-411↑↙ pp 411↓-422↓↙	-0,63 -0,77	0,081
					3,992	5,54	pp 420↑-411↑↙ pp 411↓-422↓↙ pp 411↑-411↑↙	0,75 -0,24 -6,04	$<10^{-3}$

Tablo4.5' den görüldüğü gibi dönme değişmez olmayan modelde iki-kuaziparçacık çiftlerinin 1^+ uyarılmalarına çok sayıda katkısı vardır. Bu durumda bütün spektroskopik 1^+ durumları zayıf bir biçimde kolektiftir. Bunlar arasında bir kural olarak neredeyse saf iki-kuaziparçacık durumları olan büyük B(M1)'li birkaç 1^+ durumu bulunabilir. Örneğin 3,064 MeV enerjide log ft=8,12 ve en kuvvetli B(M1)=0,135 μ_N^2' li1^+ durumu hemen-hemen bir tek iki-kuaziparçacık durumudur. Bu seviyenin dalga normuna katkısı %99'dan fazladır; 3,107 MeV enerjide log ft=8,14 ve B(M1)=0,127 μ_N^2' li 1^+ durumu hemen-hemen bir tek iki-kuaziparçacık durumudur. Bu seviyeninde dalga normuna katkısı %99'dan fazladır; Dönme değişmez modelde ise B(M1) değeri en güçlü (B(M1)= 0,03 μ_N^2) olan 3,967 MeV enerjide log ft=5,17 değerine sahip seviyenin oluşumuna çok sayıda iki-kuaziparçacık konfigürasyonu katılır. En büyük iki-kuaziparçacık konfigürasyonu pp [411↑ - 411↑] dalga fonksiyonunun normuna %9 dan fazla katkı sağlar. Normun %90'sinden fazlası iki kuaziparçacık durumunun büyük bir kısmı arasında paylaşılır. Bu durum diğer 1^+ seviyelerine de özgüdür. Tablodan görüldüğü gibi makas mod $K^\pi=1^+$ uyarılmalarının hesaplanan M1 dipol gücünün ana parçası 2,6MeV ve 3,9 MeV arasında iki gruba demetlenir. Benzer bir durum ağır deforme çekirdeklerde deneysel olarak bulunan 1^+ durumları için de meydana gelir (Pietralla, 1998; Schwengner, 1997).

Yapılan analizler 2,625 MeV enerjide B(M1) = 0,02 μ_N^2 ; 3,967 MeV enerjide B(M1)= 0,03 μ_N^2 iki seviyenin varlığını gösterir. Bu seviyelerin toplam $\sum\left|M_{\beta^{(+)}}^{(GT)}\right|^2 =$ 1,3. 10^{-1} ve $\sum(BM1) = 0{,}05\,\mu_N^2$ 'dir. 4 MeV'in altında bu seviyelerin toplam $\sum\left|M_{\beta^{(+)}}^{(GT)}\right|^2$ ve $\sum(BM1)$'e göre katkısı sırasıyla %72 ve % 55'dir.

Böylece hesaplama sonuçları dönme değişmez modelde spektroskopik 1^+ durumlarının dönme değişmez olmayan modelden daha güçlü kolektif olduğunu göstermiştir. Dönme değişmez model 2,547 MeV enerjide B(M1)<10^{-4} ve log ft =8,21 olan pp [411↑ -413↓] konfigürasyonu ile bir tane; 2,701 MeV enerjide B(M1)<10^{-3} ve log ft =7,73 olan pp [420↑ -422↓] konfigürasyonu ile iki tane iki kuaziparçacık 1^+ durumunu tahmin eder.

Şekil 4.2’ de ^{140}Ce çekirdeğinin $K^{\pi}=1^{+}$ durumlarının log ft değerleri ve ω_i enerjileri tartışılır ve deney sonuçları Nuclear Data Sheets (2010) ile teorik sonuçlar karşılaştırılmıştır.



Şekil 4.2. ^{140}Ce çekirdeğinde dönme değişmez, dönme değişmez olmayan model ve SQP modelde hesaplanan ω_i (MeV) ve logft değerlerinin Nuclear Data Sheets (2010) deneysel değerlerle karşılaştırılması. SQP modelde ^{140}Pr çekirdeğinde beta bozunumunda gözlenen seviyeler ok işaretiyle belirtilmiştir

Şekilden görüldüğü gibi ^{140}Ce çekirdeğinin deneylerde 1 tane $K^{\pi}=1^{+}$ durumu gözlenmiştir. Bu çekirdekte teori (kolon (b)-(d)) deneyden daha fazla sayıda düşük enerjili $K^{\pi} = 1^{+}$ durumu öngörmektedir. SQP model 4,0 MeV’in altında 3 tane iki kuazi parçacık $1^{+}1$ durumunu tahmin eder(bkz. Kolon (d) ok ile gösterilir. QRPA’ da spin-spin ve restore edici kuvvetleri bu dört iki-kuaziparçacık konfigürasyonunu bütün 1^{+} seviyelerinin fonon dalga fonksiyonuna dağıtır. Sonuç olarak bu tür küçük karışımlardan dolayı ^{140}Pr çekirdeğinin beta bozunumu sonucunda ^{140}Ce izotopunda tüm 1^{+} seviyeleri uyarılır. Dönme değişmez modelde logft değeri nispeten küçük olan (log ft <6,0) altı kolektif durum meydana gelir. Bu durumlar deneysel olarak gözlenen 1^{+} uyarılmaları ile belirlenebilir. Dönme değişmez modelde (kolon (b)) görüldüğü gibi, 1^{+} durumlarının β-bozunumunda gözlenmesi dönme değişmez olmayan modelden daha hızlıdır (kolon(c)). Burada dikkate değer bir nokta pp [420↑ -411↑] konfigürasyonunun en düşük 1^{+} fonon durumlarına β-bozunum hızının artmasında önemli bir rol oynadığıdır. Şekil 4.2’ den görüldüğü gibi dönme değişmez model deney (Nuclear Data Sheets, 2010) ile uyumlu bir biçimde ^{140}Ce çekirdeğinde gözlenen 1^{+} seviyesini ve logft değerini başarıyla tahmin etmektedir.

Hesaplama sonuçları Hamiltonyenin dönme değişmezliğinin restorasyonunun düşük enerjilerde RPA çözümlerinin dağılımını değiştirdiğini ve düşük enerjili uyarılmaların enerjilerinin ve log ft değerlerinin çok güçlü bir şekilde etkilendiğini gösterir. Örneğin kırılan dönme simetrili Hamiltoniyen kullanıldığında toplam $\left|M_{\beta(+)}^{(GT)}\right|^2 = 4{,}25.10^{-5}$ dür. Bu değer 2,0÷4,0 MeV enerji aralığında Nuclear Data Sheets (2010) toplam $\left|M_{\beta(+)}^{(GT)}\right|^2 = 1{,}7.10^{-1}$ ile deneysel β- bozunum güç değerinden daha aşağıdadır. Halbuki tam dönme değişmez modelde izoskaler ve izovektör restorasyon kuvvetlerinin ilavesiyle toplam $\left|M_{\beta(+)}^{(GT)}\right|^2 = 1{,}8.10^{-1}$olur. Deney sadece bir tane 1^+ seviyesi öngörürken teori deneye göre daha fazla sayıda 1^+ seviyesi vermektedir.

Tablo 4.4. ^{138}Ce çekirdeğinde dönme değişmez hamiltoniyen ile hesaplanan ω_i (MeV) ve logft değerlerinin deneysel (Nuclear Data Sheets, 2010) verilerle karşılaştırılması

Deney				Teori			
K^{π}	ω	logft	M_{β}^2	ω	logft	$\left\|M_{\beta(+)}^{GT}\right\|^2$	$\left\|M_{\beta(+)}^{F}\right\|^2$
1^+	2,547	8,72	$4{,}25.10^{-5}$	2,547	8,21	$2{,}3.10^{-5}$	$1{,}2.10^{-3}$
				2,625	4,52	$1{,}1.10^{-1}$	$9{,}0.10^{-3}$
				2,701	7,75	$6{,}8.10^{-5}$	$5{,}3.10^{-6}$
				2,838	5,20	$2{,}4.10^{-2}$	$3{,}0.10^{-3}$
				2,931	5,72	$7{,}2.10^{-3}$	$4{,}1.10^{-5}$
				2,983	7,26	$2{,}1.10^{-4}$	$2{,}0.10^{-4}$
				3,091	8,56	$1{,}0.10^{-5}$	$6{,}5.10^{-5}$
				3,217	9,63	$9{,}0.10^{-7}$	$1{,}1.10^{-4}$
				3,378	7,80	$6{,}1.10^{-5}$	$1{,}7.10^{-3}$
				3,605	5,92	$4{,}5.10^{-3}$	$3{,}5.10^{-3}$
				3,680	6,06	$3{,}3.10^{-3}$	$7{,}9.10^{-3}$
				3,967	5,17	$2{,}5.10^{-2}$	$7{,}3.10^{-5}$

Tablo 4.5' den görüldüğü gibi teori beta bozunum deneylerinde kolay gözlenebilen 10 seviye öngörmektedir. Bu seviyelerin NRF, (e,e') deneylerinde zor bulanabileceğinden beta bozunum deneylerinin önemini artırmaktadır.

Yapılan incelemede deneyde gözlenen 2,547MeV enerjide logft değeri 8,72 olan seviyenin teoride 2,547MeV ve logft değeri 8,21 olan seviyeye karşılık gelmektedir. Bu sonuç bize daha önce yapılan deneylerde gözlenemeyen ancak teorik olarak bu tez çalışmasında öngörülen bu seviyelerin büyük ihtimalle çağdaş deneylerle bulunabileceğine inanmaktadır.

BÖLÜM 5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu tez çalışmasında tek-tek ^{138}Pr ve ^{140}Pr çekirdeklerinin taban hal nötron-proton kuaziparçacık yapıları incelenmiştir.^{138}Pr ve ^{140}Pr çekirdeklerinin taban hal kuantum sayıları başarılı bir şekilde tayin edilmiştir. NRF ve beta bozunum deney sonuçlarının karşılaştırılması ile gözlenen seviyelerin spin ve paritelerinin belirlenebileceği sonucuna varılmıştır. Nümerik sonuçların söz konusu çekirdeklerin deney verileriyle uyum içinde olduğu görülmüştür. Çalışmanın sonraki kısmında kuaziparçacık rastgele faz yaklaşımı çerçevesinde dönme değişmez Hamiltoniyenler kullanılarak çift çift deforme çekirdeklerde dipol seviyelerin izinli Fermi ve GT beta geçiş özellikleri incelenmiştir. Bu teori çerçevesinde ^{138}Ce ve ^{140}Ce çekirdeklerinin manyetik dipol uyarılmalarının QRPA model çerçevesinde B(M1) geçiş ihtimalleri hesaplanmıştır. Makas modun rezonans enerjisinin 3 MeV civarı olduğu bilindiğinden 1^+ durumlarının özellikleri 2-4MeV enerji aralığında incelenmiştir. ^{138}Ce ve ^{140}Ce izotoplarında beta geçiş özellikleri dönme değişmez model ve dönme değişmez olmayan modele göre hesaplanmıştır. Sonuç olarak Dönme değişmez model ve Dönme değişmez olmayan modele göre 1^+ uyarılmalarının uygun tek fonon dalga fonksiyonları iki-kuazi parçacık konfigürasyonları daha fazla seviye ile katkı verdiği görülmüştür.

^{138}Pr ve ^{140}Pr çekirdeklerinin taban hal kuantum sayılarının{n[400]1/2- p[411]3/2} olduğu ilk defa belirlenmiştir. Teori elde edilen bu kuantum sayılarını kullanarak ^{138}Pr ve ^{140}Pr çekirdeklerinin beta bozunum logft değerlerini başarıyla açıklamıştır.

Teori ^{138}Ce ve ^{140}Ce çekirdeklerinde 2-4 MeV modu oluşturan enerji aralığında orbital karakterli 11 seviye öngörmüştür. Bu seviyelerin M1 gücünün 3MeV civarında toplanması makas modun geçiş çekirdeklerinde de temel uyarılmalar olduğunu göstermiştir.

Günümüzdeki teknik koşular kullanılarak beta geçiş ihtimalleri daha hassas bir biçimde ölçülebildiğinden yeni deneylerde elde edilen verilerin teorik sonuçlarla karşılaştırılması neticesinde düşük enerjili seviye spinlerinin ve paritelerinin belirlenmesi mümkün olabilecektir. Buna göre de makas mod seviyelerinin beta geçiş özelliklerinin teorik olarak incelenmesi deneyde gözlemlenen seviyelerin yorumlanması açısından önemi büyüktür.

KAYNAKLAR

ARİMA, A., HOVİE, H., Prog. Theor. Phys., 11, pp. 509, 1954.

ARİMA, A., HOVİE, H., Prog. Theor. Phys., 12, pp. 623, 1954.

BARDEN J., COOPER L., AND SCHRIEFFER, Theory of Superconductivity J., Phys Rev., 108, pp. 1175, 1957.

BARRET, B.R., HALSE P., M1 transition streght in the SU(3) limit of the generalized IBM-2, Phys. Lett. B, 155, pp. 133-136, 1985.

BLİN-STOYLE, R. J., PERKS, M. A., Proseed. Phys. Society, A67, pp. 885, 1954.

BOCHNACKİ, Z., OGAZA, S., Spin polarization effect on the fast allowed beta transitions between deformed odd-mass nuclei, Nucl. Phys A. 102, pp. 529, 1967.
BOGOLYUBOV N.N., Lectures on Quantum Statistics, Sovetskaya Shkola, Kiev, 1949.

BOHLE, D., RICHTER, A., STEFFEN, W., DIEPERINK, A., LO IUDICE, N., PALUMBO, F., SCHOLTEN, O., New magnetic dipole excitation mode studied in the heavy deformed nucleus ^{156}Gd by inelastic electron scattering, Phys. Lett. B, 137, pp. 27-31, 1984.

BOHR, A., MOTTELSON, B., Nuclear Structure, W.A. Benjamin, v.1, NewYork, 1969.

BOHR, A., MOTTELSON, B., Nuclear Structure, W.A. Benjamin, v.2, NewYork, 1969.

BORZOV, I.N., Beta decay rates, Nucl. Phys. A, 777, pp. 645, 2006.

CASTEN, R.F., BERNNER, D.S., HAUSTEIN, P.E., Valence p-n interactions and the development of collectivity in heavy nuclei, Phys. Rev. Lett., 58, pp. 658-661, 1987.

DJELEPOV, B.S., SHESTOPALOV, S.A., Isobar Nuclei With Mass-Number A-170,"Nauka", Leningrad 1973.

DUDEK, J., NAZAREWICZ, W., FAESSLER, A., Theoretical analysis of the single-particle states in the secondary minima of fissioning nuclei, Nucl.Phys. A, 412, pp. 61-91, 1984.

DUDEK, J., WERNER, T., New Parametresof the deformed Woods-Saxon potential for A=110-120 nuclei, J.Phys. G:Nucl. Phys., 4, 10, pp. 1543-1562, 1978.

ENDERS, J., VON NEUMANN- COSEL, P., RANGACHARYULU, C., KAISER, H., RİCHTER, A., Comprehensive analysis of the scissors mode in heavy even-even nuclei, Phys. Rev. C, 59, pp. R1851-R1854, 1999.

ENDERS, J., VON NEUMANN-COSEL, P., RANGACHARYULU, C., KAISER, H., RİCHTER, A., Parameter-free description of orbital magnetic dipole streght, Phys. Rev. C,71, pp. 014306-014316, 2005.

FAESSLER, A., NOJAROV, A., TAIGEL, T., Rotation isovector vibrations in titanium nuclei, Nucl. Phys. A, 492, pp. 105-126, 1989.

FERMİ, E., Z. Phys., 88, pp. 161, 1934.

FUJITA, J., FUJI, S., and IKEDA, K., Nuclear Core Polarization Effect on Beta Decay, Phys. Rev., 133, pp. B549-B555, 1964.

FUJITA, J., IKEDA, K., Existence Of Isobaric States And Beta Decay Of Heavier Nuclei, Nucl. Phys. 67, pp. 145-177, 1965.

HEYDE, K., De COSTER, C., Correlation between E2 and M1 transition strength in even-even vibrational, transitional and deformed nuclei, Phys.Rev. C, 44, pp. R2262-R2266. 1991.

GABRAKOV, S.I., KULIEV, A.A., Communication JINR P4-5003 Dubna, USSR, 1970.

GABRAKOV, S.I., KULIEV, A.A., 0^+ and 1^+ unlike particle-hole states in deformed odd-odd nuclei and β strenght functions, Phys. Lett. B, 36, pp. 275-277, 1971.

GABRAKOV, S. I., KULİEV A. A., PYATOV, N. I., SALAMOV, D. I., SCHUİZ, H., Nucl. Phys. A, 182, 625, 1972.

GARRIDO, E., FEDOROV, D.V., JENSEN, A.S., Spin-dependent effective interactions for halo nuclei, Phys. Rev. C, 68, pp. 014002-014008, 2003.

GULİYEV, A. A., Pyatov, N. I., Sov. J. Nucl. Phys., 9, 313, 1969.

GULIYEV, E., YAVAS, O., KULIEV, A.A., Spin vibrational 1^+ states in ^{140}Ce nucleus, Bulg.J.Phys. 27, pp. 17-21, 2000.

GULIYEV, A.A., AKKAYA, R., ILHAN, M., GULIYEV, E., SALAMOV, C., Rotational invariant model of thr states with $K^{\pi} = 1^{+}$and their contribution to the scissors mode, Int. J. Of Mod. Phys. E, 9, pp. 249-261, 2000.

GULIYEV, A.A., GULIYEV, E., GERCEKLIOGLU, M., The dependence of the scissors mode on the deformation in the $^{140\text{-}150}$Ce isotopes, J. Phys. G. Nucl. Part. Phys., 28, pp. 407-414, 2002.

GULIYEV, A.A., FAESSLER, A., GUNER, M., RODIN, V., Fully Renormalized quasi-particle random phase approximation, spurious state and ground state correlations, J. Phys. G: Nucl. Phys., 30, pp. 1253-1267, 2004.

A.A.GULİYEV., E.GULİYEV., Z. YILDIRIM., G. SOLUK., H. YAKUT., Low-lying magnetic dipole excitations in the even-even $^{124\text{-}132}$Ba isotopes,Azerbaijan Journal of physic, Fizika, Volume XVI, Number 2, pp. 506-509, 2010.

HAMAMOTO, I., MAGNUSSON, C., Deformation dependence of magnetic dipole strength below 4Mev in double even rare earth nuclei, Phys. Lett. B, 260, pp. 6-10, 1991.

IACHELLO, F., Electron scattering in the interacting boson model, Nucl. Phys. A, 358, pp. 89-112, 1981.

IKEDA K., FUJI, S., ve FUJITA, J., Hindrance Factors for Beta Decays of Heavy Nuclei, Phys. Rev. 176, pp. 1277-1288, 1968.

IVANOVA, S.P., KULIEV, A.A., SALAMOV, I., Strength Functions for B^+ Decay of The Isotopes $^{117-123}$Ba, Sov J. Nucl. Phys. 24, pp. 145-150, 1976.

KULİEV, A. A., PYATOV, N. I., Sov. J. Nucl. Phys., 9, pp. 313, 1969.

KNEISSLE, U., PITZ, H.H., ZILGES, A., Investigation of nuclear structure by resonance fluorescence scattering, Prog. Part. Nucl. Phys., 34, pp. 285, 1995.

KNEISSLE, U., PITZ, H.H., ZILGES, A., Investigation of nuclear structure by resonance fluorescence scattering, Prog. Part. Nucl. Phys., 37, pp. 349-433, 1995.

KRANE, K.S., Nükleer Fizik, Çeviri Editörü; Baser Sarer Palme Yayıncılık, 2001.

LEE, T.D., and C.N.Yang, Phys. Rev., 105, pp. 1671, 1957.

LO IUDICE, N., PALUMBO, F., New Isovector Collective Modes in Deformed Nuclei, Phys. Rev. Lett. 41, pp. 1532-1534, 1978.

LO IUDICE, N., RADUTA, A., DELION, D., Deformation properties of the scissors mode in the generalized coherent state model, Phys. Rev. C50, pp. 127-137, 1994.

NİLSSON, S.G., K. Danske Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd., 29, pp. 16, 1955.

MASER, H., PIETRALLA, N., VON BRENTANO, P., HERZBERG, R.D., KNEISSL, U., MARGRAF, J., PITZ, H.H., ZILGES A., Observation of the 1+ scissors mode in the γ-soft nucleus 134Ba, Phys. Rev. C, 1996.

MOTTELSON, B. R. AND NİLLSON S., G.İ Mat- Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.1, No. 8, 1959.

MOYA DE GUERRA, E., SARRIGUREN, P., UDIAS, J. M., On the scissors type mode in 46Ti and lighter nuclei, Phys. Lett. B 196, pp. 409-413, 54, R2129- R2133, 1987.

NOJAROV, A., FAESSLER, A., Symmetry-restoring interactions for $K^{\pi} = 1^{+}$ isovector vibrations, Nucl. Phys. A, 484, pp. 1-33, 1988.

NOJAROV, A., FAESSLER, A., SARRIGUREN, P., MOYA DE GUERRA, E., GRIGORESCU, M., Orbital and spin M1 excitations in actinide nuclei, Nucl. Phys. A, 563, pp. 349-386, 1994.

OKAMOTO, K., Intrinsic Quadrupole Moment and the Resonance Width of Photo nuclear Reactions, Phys. Rev., 110, pp. 143-153, 1958.

PYATOV, N.I., SALAMOV, D.I., Conservation Laws and Collective Excitations in Nuclei, Nukleonica, 22, pp. 127-140, 1977.

PONOMAREV, V.YU., SHILOV,V.M., VDOVIN,A.I., NORONOV, V.V., Phys.Lett. B 97, 1980.

RADUTA, A.A., LO IUDICE, N., URSU, I.I., Description of orbital and spin excitations within a projected spherical single-particle basis, Nuclear Physics A, 584, pp. 84-102, 1995.

RAMAN, S., MALARKEY, C.H., MILNER, W.T., NESTON, C.W., STELSEN, P.H., Transition Probability, B(E2), From the Ground to the First-Excited 2^{+} states of even-even Nuclides, Atomic Data and Nuclear Data Tables, 36, pp. 1-96, 1987.

RICHTER, A., Probing the nuclear magnetic dipol response with electrons, photons and hadrons, Progr. Part. Nucl. Phys., 34, pp. 261-284, 1995.

SARRIGUREN, P., GUERRA, E.M., NOJAROV, R., Spin M1 excitations in deformed nuclei from self-consistent Hartree-Fock plus random-phase approximation, Phys. Rev. C, 54, pp. 690-705, 1996.

SCHOLTEN, O. HEYDE, K., VANISACKER, P., Mixed-symmetry states in the neutron-proton interacting boson model, Nucl. Phys. A ,438 pp. 41-77, 1985.

SOLOVIEV,V.G., Theory of Complex Nuclei, Pergoman Press-New York, 1976.

SOLOVIEV, V.G., ., SUSHKOV, A.V., SHIRIKOVA, N.YU., LO IUDICE, N., Effect of two RPA phonons on the spectrum of the low-lying magnetic dipole transitions in deformed nuclei, Nucl. Phys. A, 600, pp. 155-178, 1996.

VON NEUMANN-COSEL, P., GINOCCHIO, J.N., BAUER, H., RICHTER, A., Relation between the Scissors Mode and the Interacting Boson Model Deformation, Phys. Rev. Lett. 75, pp. 4178-4181, 1995.

YAKUT, H., BEKTAŞOĞLU, M., KULIEV A.A., Magnetic Moments of the $I^{\pi}K = 1^{+}1$ States even-even Deformed Nuclei, II. Nükleer Yapı Özellikleri Çalıştayı, Eskişehir, Türkiye, 2005.

YAKUT, H., KULIEV, A.A., GULIYEV, E., BEKTAŞOĞLU, M., Investigation of the Magnetic Dipole Moments of the $I^{\pi}K = 1^{+}1$ States in the even-even Deformed Nuclei, AIP Conf. Proc., 899, pp. 544, 2007.

YILDIRIM, Z., KULIEV, A.A., GULIYEV, E., ERTUĞRAL, F., The Fermi and Gamow Teller β-decay Excitations of the Scissors Mode 1^{+} States, American Institute of Physics, 899, pp. 125-126, 2007.

ZAWISCHA, D., Theoretical aspects of the new collective modes in nuclei, *J.* Phys. G, 24, pp. 683-718, 1988.

EKLER

Süper akışkan modelde sistemin parçacık sayısının kuaziparçacık tasvirinde yazılışı;

$$N = \sum_{s\sigma} a_{s\sigma}^{+} a_{s\sigma} \qquad (Ek\ A\ 1)$$

$$N = \sum_{s\sigma} (u_s \alpha_{s-\sigma}^{+} + \sigma v_s \alpha_{s\sigma})\,(u_s \alpha_{s-\sigma} + \sigma v_s \alpha_{s\sigma}^{+}) \qquad (Ek\ A\ 2)$$

$$N = \sum_{s\sigma} \lfloor u_s (\alpha_{s-\sigma}^{+} \alpha_{s-\sigma}) + \sigma u_s v_s (\alpha_{s-\sigma}^{+} \alpha_{s\sigma}^{+}) + \sigma u_s v_s (\alpha_{s\sigma} \alpha_{s-\sigma}) + \sigma^2 v_s^2 (\alpha_{s\sigma} \alpha_{s\sigma}^{+}) \rfloor \qquad (Ek\ A\ 3)$$

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

$$N = \sum_{s+} \lfloor u_s^2 (\alpha_{s-}^{+} \alpha_{s-}) + u_s v_s (\alpha_{s-}^{+} \alpha_{s+}^{+}) + u_s v_s (\alpha_{s+} \alpha_{s-}) + v_s^2 (\alpha_{s+} \alpha_{s+}^{+}) \rfloor + \sum_{s-} \lfloor u_s^2 (\alpha_{s+}^{+} \alpha_{s+}) - u_s v_s (\alpha_{s+}^{+} \alpha_{s-}^{+}) - u_s v_s (\alpha_{s-} \alpha_{s+}) + v_s^2 (\alpha_{s-} \alpha_{s-}^{+}) \rfloor \qquad (Ek\ A\ 4)$$

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

$$N = \sum_{s+} \lfloor u_s^2 (\alpha_{\tilde{s}}^{+} \alpha_{\tilde{s}} + \alpha_s^{+} \alpha_s) + u_s v_s (\alpha_{\tilde{s}}^{+} \alpha_s^{+} + \alpha_s \alpha_{\tilde{s}} - \alpha_s^{+} \alpha_{\tilde{s}}^{+} - \alpha_{\tilde{s}} \alpha_s) + v_s^2 (\alpha_s \alpha_s^{+} + \alpha_{\tilde{s}} \alpha_{\tilde{s}}^{+}) \rfloor \qquad (Ek\ A\ 5)$$

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

$$\alpha_{s\sigma} \alpha_{s'\sigma'} + \alpha_{s'\sigma'} \alpha_{s\sigma} = 0 \qquad (Ek\ A\ 6)$$

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

anti-komütasyon bağıntıları kullanılırsa;

$$\alpha_{s}^{+}\alpha_{\tilde{s}} = -\alpha_{\tilde{s}}\alpha_{s}^{+}$$

$$\alpha_{\tilde{s}}\alpha_{s} = -\alpha_{s}\alpha_{\tilde{s}} \qquad (Ek\ A\ 7)$$

$$\alpha_{s}\alpha_{s}^{+} = 1 - \alpha_{s}^{+}\alpha_{s}$$

$$\alpha_{\tilde{s}}\alpha_{\tilde{s}}^{+} = 1 - \alpha_{\tilde{s}}^{+}\alpha_{\tilde{s}}$$

ifadeleri yazılabilir bu ifadeleri yerlerine koyarsak

$$N = \sum_{s} \lfloor u_s^2(\alpha_{\tilde{s}}^{+}\alpha_{\tilde{s}} + \alpha_{s}^{+}\alpha_{s}) + 2u_s v_s(\alpha_{\tilde{s}}^{+}\alpha_{s}^{+} + \alpha_{s}\alpha_{\tilde{s}}) + v_s^2(2 - \alpha_{s}^{+}\alpha_{s} - \alpha_{\tilde{s}}^{+}\alpha_{\tilde{s}})\rfloor \qquad (Ek\ A\ 8)$$

$$N = \sum_{s} \lfloor (u_s^2 - v_s^2)(\alpha_{\tilde{s}}^{+}\alpha_{\tilde{s}} + \alpha_{s}^{+}\alpha_{s}) + 2u_s v_s(\alpha_{\tilde{s}}^{+}\alpha_{s}^{+} + \alpha_{s}\alpha_{\tilde{s}}) + 2v_s^2\rfloor \qquad (Ek\ A\ 9)$$

$$N = \sum_{s\sigma} \lfloor (u_s^2 - v_s^2)(\alpha_{s\sigma}^{+}\alpha_{s\sigma}) + 2u_s v_s(\alpha_{\tilde{s}}^{+}\alpha_{s}^{+} + \alpha_{s}\alpha_{\tilde{s}}) + 2v_s^2\rfloor \qquad (Ek\ A\ 10)$$

burada

$$B_{ss} = \sum_{\sigma} \alpha_{s\sigma}^{+}\alpha_{s\sigma} \qquad (Ek\ A\ 11)$$

$$u_s^2 - v_s^2 = \frac{E_s - \lambda_n}{\mathcal{E}_s} \qquad (Ek\ A\ 12)$$

$$N = \sum_{s\sigma} \left[\frac{E_s - \lambda_n}{\mathcal{E}_s} B_{ss} + 2u_s v_s (\alpha_{\tilde{s}}^{+} \alpha_s^{+} + \alpha_s \alpha_{\tilde{s}}) + 2v_s^2 \right] \qquad (Ek\ A\ 13)$$

ifadesi parçacık sayısının kuaziparçacık tasvirinde yazılmış halidir. Taban durumundaki parçacık sayısını bulabilmek için (13) ifadesinin orta değeri alınırsa;

$$\langle N \rangle = \sum_{s\sigma} \langle \Psi_0 | \alpha_{s\sigma}^{+} \alpha_{s\sigma} | \Psi_0 \rangle \qquad (Ek\ A\ 14)$$

$$\langle N \rangle = \frac{E_s - \lambda_n}{\mathcal{E}_s} \sum_s \langle \Psi_0 | B_{ss} | \Psi_0 \rangle + 2u_s v_s \sum_s \langle \Psi_0 | \alpha_{\tilde{s}}^{+} \alpha_s^{+} + \alpha_s \alpha_{\tilde{s}} | \Psi_0 \rangle$$
$$+ 2v_s^2 \sum_s \langle \Psi_0 || \Psi_0 \rangle \qquad (Ek\ A\ 15)$$

burada sistemin taban durumu kuasi-parçacık vakumu olduğundan;

$$\alpha | \Psi_0 \rangle = 0 \qquad (Ek\ A\ 16)$$

$$\langle \Psi_0 | \alpha^{+} = 0 \qquad (Ek\ A\ 17)$$

olur. Bu ifadeler (15)'te kullanılırsa,

$$\langle N \rangle = \sum_{s\sigma} \langle \Psi_0 | \alpha_{s\sigma}^{+} \alpha_{s\sigma} | \Psi_0 \rangle = 2v_s^2 \qquad (Ek\ A\ 18)$$

elde edilir. Bu ifade taban durumundaki kuaziparçacık sayısıdır.

Şimdi taban durumunda (Ψ_0) $H_0(n)$ Hamiltonyeninin beklenen değerinin ifadesini bulalım.

$$H_0(n)$$
$$= \sum_{s\sigma} (E_0(s) - \lambda_n) \alpha_{s\sigma}^{+} \alpha_{s\sigma}$$
$$- G_N \sum_{ss'} \alpha_{s+}^{+} \alpha_{s-}^{+} \alpha_{s'-} \alpha_{s'+} \qquad (Ek\ A\ 19)$$

$$\langle|H_0(n)|\rangle_0 = \sum_{s\sigma}(E_0(s)-\lambda_n)\langle\Psi_0|\alpha_{s\sigma}^{+}\alpha_{s\sigma}|\Psi_0\rangle$$

$$-\,G_N\sum_{ss'}\left\langle\Psi_0\middle|\alpha_{s+}^{+}\alpha_{s-}^{+}\alpha_{s'-}\alpha_{s'+}\middle|\Psi_0\right\rangle \qquad (Ek\ A\ 20)$$

Burada

$$\langle\Psi_0|\alpha_{s\sigma}^{+}\alpha_{s\sigma}|\Psi_0\rangle = 2v_s^2 \qquad (Ek\ A\ 21)$$

olarak bulunur.

$(Ek\ A\ 20)$ ifadesindeki $\left\langle\Psi_0\middle|\alpha_{s+}^{+}\alpha_{s-}^{+}\alpha_{s'-}\alpha_{s'+}\middle|\Psi_0\right\rangle$ terimi ele alınırsa,

$$a_{s+}^{+} = u_s\alpha_{s-}^{+} + v_s\alpha_{s+}$$

$$a_{s-}^{+} = u_s\alpha_{s+}^{+} - v_s\alpha_{s-} \qquad (Ek\ A\ 22)$$

$$a_{s'-} = u_{s'}\alpha_{s'+} - v_{s'}\alpha_{s'-}^{+}$$

$$a_{s'+} = u_{s'}\alpha_{s'-} + v_{s'}\alpha_{s'+}^{+}$$

$(Ek\ A\ 22)$ ifadeleri $(Ek\ A\ 20)$'de yerlerine konulursa,

$$\left\langle\Psi_0\middle|\alpha_{s+}^{+}\alpha_{s-}^{+}\alpha_{s'-}\alpha_{s'+}\middle|\Psi_0\right\rangle$$
$$=\left\langle\Psi_0\middle|\left(\underline{u_s\alpha_{s-}^{+}}+v_s\alpha_{s+}\right)(u_s\alpha_{s+}^{+}-v_s\alpha_{s-})(u_{s'}\alpha_{s'+}-v_{s'}\alpha_{s'-}^{+})\left(\underline{u_{s'}\alpha_{s'-}}+v_{s'}\alpha_{s'+}^{+}\right)\middle|\Psi_0\right\rangle$$

elde edilir ve bu ifadedeki altı çizili terimler $(Ek\ A\ 16)$ ve $(Ek\ A\ 17)$ ifadelerinden dolayı ihmal edilebilir.

$$\left\langle\Psi_0\middle|\alpha_{s+}^{+}\alpha_{s-}^{+}\alpha_{s'-}\alpha_{s'+}\middle|\Psi_0\right\rangle =$$
$$\left\langle\Psi_0\middle|(u_s v_s\alpha_{s+}\alpha_{s+}^{+} - v_s^2\alpha_{s+}\alpha_{s-})\left(u_{s'}v_{s'}\alpha_{s'+}\alpha_{s'+}^{+} - v_{s'}^2\alpha_{s'-}^{+}\alpha_{s'+}^{+}\right)\middle|\Psi_0\right\rangle \qquad (Ek\ A\ 23)$$

$$= u_s v_s u_{s'} v_{s'} \langle \Psi_0 | \alpha_{s+} \alpha_{s+}^{+} \alpha_{s'+} \alpha_{s'+}^{+} | \Psi_0 \rangle - u_s v_s v_{s'}^{2} \langle \Psi_0 | \alpha_{s+} \alpha_{s+}^{+} \alpha_{s'-}^{+} \alpha_{s'+}^{+} | \Psi_0 \rangle -$$

$$(Ek\ A\ 24)$$

$$v_s^2 u_{s'} v_{s'} \langle \Psi_0 | \alpha_{s+} \alpha_{s-} u_{s'} v_{s'} \alpha_{s'+} \alpha_{s'+}^{+} | \Psi_0 \rangle + v_s^2 v_{s'}^{2} \langle \Psi_0 | \alpha_{s+} \alpha_{s-} \alpha_{s'-}^{+} \alpha_{s'+}^{+} | \Psi_0 \rangle$$

$(Ek\ A\ 24)$ ifadesindeki bazı terimleri aşağıdaki gibi yazabiliriz.

$$\alpha_{s+} \alpha_{s+}^{+} = 1 - \alpha_{s+}^{+} \alpha_{s+}$$

$$\alpha_{s'+} \alpha_{s'+}^{+} = 1 - \alpha_{s'+}^{+} \alpha_{s'+} \qquad (Ek\ A\ 25)$$

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

Buradan,

$$\langle \Psi_0 | a_{s+}^{+} a_{s-}^{+} a_{s'-} a_{s'+} | \Psi_0 \rangle = u_s v_s u_{s'} v_{s'} \langle \Psi_0 | \alpha_{s'+} \alpha_{s'+}^{+} | \Psi_0 \rangle + v_s^2 v_{s'}^{2} \delta_{ss'} \langle \Psi_0 | \alpha_{s+} \alpha_{s+}^{+} | \Psi_0 \rangle$$

$$\langle \Psi_0 | a_{s+}^{+} a_{s-}^{+} a_{s'-} a_{s'+} | \Psi_0 \rangle = u_s v_s u_{s'} v_{s'} + v_s^2 v_{s'}^{2} \delta_{ss'} \delta_{ss'} \qquad (Ek\ A\ 27)$$

bulunur. Bu ifade genel formda

$$\langle \Psi_0 | a_{s+}^{+} a_{s-}^{+} a_{s'-} a_{s'+} | \Psi_0 \rangle = u_s v_s u_{s'} v_{s'} - v_s^4 \delta_{ss'} \qquad (Ek\ A\ 28)$$

şeklinde yazılabilir. Böylece Hamiltonyenin beklenen değeri için; $(Ek\ A\ 21)$ ve $(Ek\ A\ 28)$ ifadelerini aşağıda yerine yazarsak

$$\langle | H_0(n) | \rangle_0 = \sum_{s\sigma} (E_0(s) - \lambda_n) \langle \Psi_0 | a_{s\sigma}^{+} a_{s\sigma} | \Psi_0 \rangle - G_N \sum_{ss'} \langle \Psi_0 | a_{s+}^{+} a_{s-}^{+} a_{s'-} a_{s'+} | \Psi_0 \rangle$$

$$\langle | H_0(n) | \rangle_0 = 2 \textstyle\sum_{s\sigma} (E_0(s) - \lambda_n)\, v_s^2 - G_N \sum_{ss'} \left(u_s v_s u_{s'} v_{s'} - v_s^4 \delta_{ss'} \right) \qquad (Ek\ A\ 29)$$

Bu eşitlikte $E(s) = E_0(s) - G_N \frac{v_s^2}{2}$ ifadesindeki $E_0(s)$ terimi çekilip yerine yazılırsa ($Ek\ A$ 29) ifadesinin genel formda yazılışı;

$$\langle|H_0(n)|\rangle = 2\sum_{s\sigma}(E_s - \lambda_n)\, v_s^2 - G_N \sum_s u_s v_s \sum_{s'} u_{s'} v_{s'} \delta_{ss'} \qquad (Ek\ A\ 30)$$

elde edilir.

u_s ve v_s çözümlerinin elde edilmesi,

$$2\{E(s) - \lambda_n\}u_s v_s - (u_s^2 - v_s^2)C_N = 0 \qquad (Ek\ A\ 31)$$

$$2\{E(s) - \lambda_n\}u_s v_s = (u_s^2 - v_s^2)C_N \qquad (Ek\ A\ 32)$$

eşitliğinde her iki tarafın karesi alınırsa

$$4\{E(s) - \lambda_n\}^2 u_s^2 v_s^2 = (u_s^4 - 2u_s^2 v_s^2 + v_s^4)C_N^2 \qquad (Ek\ A\ 33)$$

$$4\{E(s) - \lambda_n\}^2 u_s^2 v_s^2 = [(u_s^4 + 2u_s^2 v_s^2 + v_s^4) - 4u_s^2 v_s^2]C_N^2 \qquad (Ek\ A\ 34)$$

$$4[\{E(s) - \lambda_n\}^2 + C_N^2]u_s^2 v_s^2 = [(u_s^2 + v_s^2)^2]C_N^2 \qquad (Ek\ A\ 35)$$

$u_s^2 + v_s^2 = 1$ olduğundan

$$4[\{E(s) - \lambda_n\}^2 + C_N^2]u_s^2 v_s^2 = C_N^2 \qquad (Ek\ A\ 36)$$

Burada $\varepsilon(s) = \sqrt{C_N^2 + \{E(s) - \lambda_n\}^2}$ olarak seçilirse

$$u_s^2 v_s^2 = \frac{1}{4}\frac{C_N^2}{\varepsilon^2(s)} \qquad (Ek\ A\ 37)$$

$$u_s v_s = \frac{1}{2}\frac{C_N}{\varepsilon(s)} \qquad (Ek\ A\ 38)$$

bulunur. (37) ifadesinden $v_s^2 = \frac{1}{4u_s^2}\frac{C_N^2}{\varepsilon(s)^2}$ alınıp aşağıda yerine konulursa,

$$u_s^2 + v_s^2 = 1$$

$$u_s^2 + \frac{1}{4u_s^2}\frac{C_N^2}{\varepsilon(s)^2} = 1 \qquad (Ek\ A\ 39)$$

$$u_s^4 - u_s^2 + \frac{1}{4}\frac{C_N^2}{\varepsilon(s)^2} = 0 \qquad (Ek\ A\ 40)$$

denklemi elde edilir. Bu denklemde $u_s^2 = t$ değişken dönüşümü ve $\frac{1}{4}\frac{C_N^2}{\varepsilon(s)^2} = k$ sadeleştirmesi yapılırsa;

$$t_s^2 - t_s + k = 0 \qquad (Ek\ A\ 41)$$

Bu ikinci dereceden denklem çözülürse;

$$t_{1,2} = \frac{1 \pm \sqrt{1-4k}}{2} = \frac{1 \pm \sqrt{1 - 4\frac{1}{4}\frac{C_N^2}{\varepsilon(s)^2}}}{2} = \frac{1 \pm \sqrt{1 - \frac{C_N^2}{\varepsilon(s)^2}}}{2} = \frac{1 \pm \sqrt{\frac{\varepsilon(s)^2 - C_N^2}{\varepsilon(s)^2}}}{2} \qquad (Ek\ A\ 42)$$

$$t_{1,2} = \frac{1 \pm \sqrt{\frac{\{E(s)-\lambda_n\}^2}{\varepsilon(s)^2}}}{2} = \frac{1}{2}\left\{1 \pm \frac{\{E(s)-\lambda_n\}}{\varepsilon(s)}\right\} \qquad (Ek\ A\ 43)$$

$$u_s^2 = \frac{1}{2}\left[1 \pm \frac{\{E(s)-\lambda_n\}}{\varepsilon(s)}\right] \qquad (Ek\ A\ 44)$$

$$v_s^2 = \left[1 \mp \frac{\{E(s)-\lambda_n\}}{\varepsilon(s)}\right] \qquad (Ek\ A\ 45)$$

çözümleri elde edilir.

*Eğer Bogolyubov'un teorisi doğru ise $\alpha_0 \Box_0 = 0$ olmalıdır. Yani BCS temel hal dalga fonksiyonu kuasi-parçacık vakumudur.

$$\Psi_0 = \prod_{s'} (u_{s'} + v_{s'} a_{s'+}^{+} a_{s'-}^{+}) \Psi_{00} \qquad (BCS) \qquad (Ek\ A\ 46)$$

$$\alpha_s = u_s a_{\tilde{s}} + v_s a_s^{+} \qquad (Ek\ A\ 47)$$

$$\alpha_0 \Psi_0 = \alpha_s = (u_s a_{\tilde{s}} + v_s a_s^{+}) \prod_{s'} (u_{s'} + v_{s'} a_{s'+}^{+} a_{s'-}^{+}) \Psi_{00} \qquad (Ek\ A\ 48)$$

$$\alpha_0 \Psi_0 = (u_s a_{\tilde{s}} + v_s a_s^{+})(u_s + v_s a_{s+}^{+} a_{s-}^{+}) \prod_{s \neq s'} (u_{s'} + v_{s'} a_{s'+}^{+} a_{s'-}^{+}) \Psi_{00} \qquad (Ek\ A\ 49)$$

$$\alpha_0 \Psi_0 = \Big(u_s^2 a_{\tilde{s}} + v_s^2 \underline{a_s^{+} a_s^{+} a_{\tilde{s}}^{+}} + u_s v_s a_s^{+} + u_s v_s a_{\tilde{s}} a_s^{+} a_{\tilde{s}}^{+} \Big) \prod_{s \neq s'} (u_{s'} + v_{s'} a_{s'}^{+} a_{\tilde{s}'}^{+}) \Psi_{00} \qquad (Ek\ A\ 50)$$

$a_s^{+} a_s^{+} = 0$ dır. (Pauli ilkesinden dolayı)

$$\alpha_0 \Psi_0 = (u_s^2 a_{\tilde{s}} + u_s v_s a_s^{+} - u_s v_s a_s^{+} a_{\tilde{s}} a_{\tilde{s}}^{+}) \prod_{s \neq s'} (u_{s'} + v_{s'} a_{s'}^{+} a_{\tilde{s}'}^{+}) \Psi_{00} \qquad (Ek\ A\ 51)$$

$a_{\tilde{s}}^{+} a_{\tilde{s}}^{+} = 1 - a_{\tilde{s}}^{+} a_{\tilde{s}}$ olduğundan

$$\alpha_0 \Psi_0 = (u_s^2 a_{\tilde{s}} + u_s v_s a_s^{+} - u_s v_s a_s^{+} + u_s v_s a_s^{+} a_{\tilde{s}}^{+} a_{\tilde{s}}) \prod_{s \neq s'} (u_{s'} + v_{s'} a_{s'}^{+} a_{\tilde{s}'}^{+}) \Psi_{00} \qquad (Ek\ A\ 52)$$

$$\alpha_0 \Psi_0 = (u_s^2 a_{\tilde{s}} + u_s v_s a_s^{+} a_{\tilde{s}}^{+} a_{\tilde{s}}) \prod_{s \neq s'} (u_{s'} + v_{s'} a_{s'}^{+} a_{\tilde{s}'}^{+}) \Psi_{00} \qquad (Ek\ A\ 53)$$

$$\alpha_0 \Psi_0 = \prod_{s \neq s'} (u_{s'} + v_{s'} a_{s'}^{+} a_{\tilde{s}'}^{+}) \ (u_s^2 a_{\tilde{s}} + u_s v_s a_s^{+} a_{\tilde{s}}^{+} a_{\tilde{s}}) \Psi_{00} \qquad (Ek\ A\ 54)$$

$$\alpha_0 \Psi_0 = \prod_{s \neq s'} (u_{s'} + v_{s'} a_{s'}^{+} a_{\tilde{s}'}^{+})\ (u_s^2 + u_s v_s a_s^{+} a_{\tilde{s}}^{+}) a_{\tilde{s}} \Psi_{00} \qquad (Ek\ A\ 55)$$

burada $a_{\tilde{s}} \Psi_{00} = 0$ dır.

$$\alpha_0 \Psi_{00} = 0 \qquad (Ek\ A\ 56)$$

elde edilir (Soloviev, 1976).

ÖZGEÇMİŞ

Yasemin ATMACA, 12.28.1979 yılında Kocaeli'de doğdu. İlk, orta ve lise eğitimini burada tamamladı. 1997 yılında Mimar Sinan Anadolu Lisesinden mezun oldu. 1997 yılında başladığı Kocaeli Üniversitesinden Fizik bölümünü 2001 yılında bitirdi. 2002-2009 yılları arasında çeşitli özel okul ve dershanelerde Fizik Öğretmeni olarak görev aldı. 2009 yılında Sakarya Üniversitesi, Fizik EABD bölümüne girdi ve halen bu bölümde öğrenci olarak devam etmektedir.