

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

**LANDAU PARAMETRELERİNİN NÜKLEER MADDE VE NÖTRON MADDE İÇİN
HESAPLANMASI**

SELDA BOY

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI**

**DANIŞMAN
YRD. DOÇ. DR. KUTSAL BOZKURT**

İSTANBUL, 2011

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

**LANDAU PARAMETRELERİNİN NÜKLEER MADDE VE NÖTRON MADDE İÇİN
HESAPLANMASI**

SELDA BOY

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI**

**DANIŞMAN
YRD. DOÇ. DR. KUTSAL BOZKURT**

İSTANBUL, 2011

T.C.
YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

LANDAU PARAMETRELERİNİN NÜKLEER MADDE VE NÖTRON MADDE
İÇİN HESAPLANMASI

Selda BOY tarafından hazırlanan tez çalışması 03.06.2011 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Yıldız Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Tez Danışmanı

Yrd. Doç. Dr. Kutsal BOZKURT

Yıldız Teknik Üniversitesi

Jüri Üyeleri

Prof. Dr. Hasan TATLIPINAR

Yıldız Teknik Üniversitesi

Doç. Dr. Serbülent YILDIRIM

Namık Kemal Üniversitesi

Yrd. Doç. Dr. Kutsal BOZKURT

Yıldız Teknik Üniversitesi

ÖNSÖZ

Yıldız Teknik Üniversitesi'nde lisans ve yüksek lisans derslerimde karşılaştığım zorluklarda bana yol gösterdiği, tezimin hazırlanışı safhasında her türlü kaynak ve teknik desteği sunduğu ve bana göstermiş olduğu sonsuz sabır ve yardımları için değerli hocam ve tez danışmanım Yrd. Doç. Dr. Kutsal BOZKURT'a sonsuz şükranlarımı sunarım.

Benden sevgilerini ve yardımlarını esirgemeyen tüm sevgili dostlarıma sonsuz teşekkür ederim.

Mayıs, 2011

Selda BOY

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
SİMGE LİSTESİ.....	vii
KISALTMA LİSTESİ.....	viii
ÖZET	ix
ABSTRACT.....	x
BÖLÜM 1	
GİRİŞ.....	1
1.1 Literatür Özeti	1
1.2 Tezin Amacı	7
1.3 Hipotez	7
BÖLÜM 2	
MODEL	8
2.1 Hartree-Fock Formalizmi	9
2.2 Skyrme tipindeki Hartree-Fock Formalizmi	10
2.3 Skyrme tipindeki Landau Parametreleri.....	12
2.4 Skyrme tipindeki NN etkileşme potansiyelinin hesaplanması.....	18
2.5 Nükleer maddeler için Landau parametrelerinin hesaplanması	18
2.5.1 İzoskaler-skaler Kanal için Landau Parametresi Hesaplanması	18
2.5.2 İzovektör-skaler Kanal için Landau Parametresi Hesaplanması.....	18
2.5.3 İzoskaler-vektör Kanal için Landau Parametresi Hesaplanması.....	19
2.5.4 İzovektör-vektör Kanal için Landau Parametresi Hesaplanması.....	20
2.6 Nötron maddeler için Landau parametrelerinin hesaplanması.....	21
BÖLÜM 3	
SONUÇ VE ÖNERİLER	23
KAYNAKLAR.....	25
ÖZGEÇMİŞ.....	27

SİMGE LİSTESİ

A	Kütle numarası
F_0	Landau parametresi
F'_0	Landau parametresi
G_0	Landau parametresi
G'_0	Landau parametresi
$F_0^{(n)}$	Landau parametresi
$G_0^{(n)}$	Landau parametresi
Φ	Slater Determinantı
Ψ	Schrödinger dalga fonksiyonu
φ	Tek-parçacık Dalga Fonksiyonu
J	Spin
σ	Spin parametresi
t_o	Skyrme parametresi
t_1	Skyrme parametresi
t_2	Skyrme parametresi
t_3	Skyrme parametresi
x_0	Skyrme parametresi
x_1	Skyrme parametresi
x_2	Skyrme parametresi
x_3	Skyrme parametresi
W_o	Skyrme parametresi
P_σ	Spin değişim operatörü
E	Enerji operatörü
ρ	Yoğunluk
H	Hamiltonyen
V_c	Merkezzel potansiyel
V_{LS}	Spin-orbit potansiyeli
τ	İzospin dalga fonksiyonu
U_q	Etkileşim potansiyeli

KISALTMA LİSTESİ

HF	Hartree-Fock
NN	Nükleon-nükleon
LM	Landau Migdal
SHF	Skyrme Hartree-Fock

LANDAU PARAMETRELERİNİN NÜKLEER MADDE VE NÖTRON MADDE İÇİN HESAPLANMASI

Selda BOY

Fizik Anabilim Dalı
Yüksek Lisans Tezi

Tez Danışmanı: Yrd. Doç. Dr. Kutsal BOZKURT

Bu tez çalışmasında, Landau parametreleri nükleer madde ve nötron madde için hesaplanmıştır. Ortalama alan yaklaşımı olarak bilinen Hartree-Fock (HF) formalizmi kullanılarak bütün etkileşme türleri için Hamiltonyen yazılmıştır. Sistemin yoğunluğa bağlı enerjisi ifade edilmiştir. Landau-Migdal etkileşim potansiyeli Skyrme parametreleri cinsinden yazılarak, Skyrme tipindeki NN (nükleon-nükleon) etkileşme potansiyeli ifadesinin çıkarılışı gösterilmiştir. Hem nükleer madde hem nötron madde için Landau parametreleri hesaplanmış ve ayrı ayrı ifade edilmiştir.

Anahtar Kelimeler: Landau parametreleri, Skyrme etkileşmesi, Hartree-Fock, Nükleer madde, Nötron madde

**THE CALCULATION OF LANDAU PARAMATERS FOR NUCLEAR MATTER
AND NEUTRON MATTER**

Selda BOY

Department of Physics
MSc. Thesis

Advisor: Assist. Prof. Dr. Kutsal BOZKURT

In this thesis, Landau parameters were calculated for nucleaar and neutron matter. Hamiltonien was written by using Hartree-Fock (HF) formalizm, which is also known as mean-field approximation. Density dependent energy of the system was expressed. By writing Landau migdal interaction potential in terms of Skyrme parameters, the extraction of the Skyrme type NN (nucleon-nucleon) interaction potential was shown. Landau parameters were calculated for both nuclear and neutron matter and expressed seperately.

Key words: Landau parameter, Skyrme interaction, Hartree-Fock, Nuclear matter, neutron matter

GİRİŞ

1.1 Literatür Özeti

Nükleer fizik atomu meydana getiren çekirdeğin yapısını, fiziksel özelliklerini, çekirdekdeki bileşenleri ve bu bileşenler arasındaki etkileşimleri inceleyen, bu özellikleri en iyi şekilde açıklamaya çalışan teoriler geliştiren fizik dalıdır. Nükleer reaktörler, arkeolojik yaş tayini, nükleer tıp, biyokimyasal işaretleme, detektörler gibi araştırma konuları da nükleer fiziğin uygulama alanına dahildir. Ayrıca yıldızların evrimi ve kuvvetli etkileşme kuramı için nükleer teori bir başlangıç noktası oluşturur.

Nükleer madde proton ve nötronlardan oluşan bir maddedir. Nükleer madde, sonsuz boyutlu ve tekdüze yoğunluklu bir kütle ortamı olarak göz önüne alınır ve bu ortamda eşit sayıda proton ve nötron olduğu varsayılır. Ayrıca protonlar arasındaki Coulomb kuvvetleri, çekirdek kuvvetlerinden çok daha küçük olduğu için ihmal edilir. Nötron yıldızları nötron maddeye örnektir. Nükleer maddedeki her parçacık, tek-parçacık enerji düzeylerinde, ortamdaki diğer parçacıkların oluşturduğu bir ortalama alan (mean-field) içerisinde hareket eder. Nükleer maddenin özellikleri, dengedeki ve dengede olmayan durumdaki özellikleri olarak sınıflandırılabilir. Çekirdekler dejenere olmuş Fermi sistemine benzer ve Fermi dalga fonksiyonları ile ifade edilebilirler. Kısa dalga boylu nükleonların nükleer saçılması Hofstadher ve takım arkadaşları tarafından çalışılmıştır. Bu deneyler nükleer maddenin yük dağılımı ve büyüklüğünü geçici bir formda sunmuştur. Modele göre çekirdek nükleonlardan oluşan yüklü sıkıştırılmaz bir sıvı damlası modeli gibi davranır. Madde yoğunluğu sabit, şekli küresel ve hacmi kütle numarasıyla orantılıdır. Fermi gaz modelinde ise çekirdek, değişmeyen nükleer hacim

içinde çevrelenmiş ideal gaz olan A fermiyonu gibi dikkate alınır. A nükleonu sonsuz kuyu potansiyeli içine konulup, Coulomb etkileşimleri ihmal edilir ise sistemin davranışı Fermi gazı gibi olur.

Nükleer gaz durumundan nükleer madde durumuna geçiş tamamen anlaşılmış bir olay değildir. Bu olayı anlamak için 1957’de Landau bir teori geliştirmiştir [1]. Buna Landau Fermi Sıvılar teorisi denir. Landau’nun Fermi Sıvılar teorisi, iki temel varsayım üzerine kurulmuştur. Bunlardan birincisi; sistemdeki bir parçacığın diğer parçacıklar ile etkileşmesi sonucu sistemin enerjisinin parçacık enerjileri toplamı olarak değil dağılım fonksiyonunun fonksiyoneli olarak alınmasıdır. Dolayısıyla, parçacıklar artık sistemin temel uyarmaları olan sanki-parçacıklar olarak göz önüne alınır. İkincisi; Fermi sıvısının enerji düzeylerinin etkileşmeyen parçacıkların enerji düzeylerine karşılık gelmesidir. Bu yüzden Landau teorisi, ideal Fermi gazı temeline dayandırılmıştır. İdeal Fermi gazı etkileşmeyen parçacıkların ya da etkileşmelerin ihmal edilecek kadar küçük varsayıldığı ve her parçacığın kuantum durumunun diğer parçacıkların kuantum durumlarından bağımsız olduğu sistemi ifade eder. Böylece sistemin toplam enerjisi bütün parçacıkların enerjilerinin toplamıdır. Fakat etkileşen parçacıklardan oluşmuş Fermi sistemlerinde parçacıkların kuantum durumları artık diğer parçacıkların kuantum durumlarından bağımsız değildir ve toplam enerji parçacıkların enerjileri toplamı şeklinde basitçe ifade edilemez. Landau, çekirdekler arasındaki etkileşimleri tanımlamak için pertürbasyon teorisini kullanmış ve etkileşimlerin (gazdan sıvıya geçişte) aşama aşama başladığını ve böylece her düzeyin enerjisinin değişebildiğini fakat momentumunun veya dalga sayısının değişmediğini varsaymıştır.

Çekirdeğin içyapısının anlaşılması için nükleon-nükleon etkileşmesinin bilinmesi gerekmektedir. Herhangi bir nükleer maddenin özelliklerinin hesaplanmasında başlangıç noktası nükleon-nükleon etkileşmesini ifade eden bir iki cisim potansiyelidir. Nükleon, çekirdeği oluşturan proton ve nötronun ortak adıdır. Nükleonlar da leptonlar gibi spinleri $\frac{1}{2}$ olan fermiyonlardır. Atom çekirdeği korunu oluşturan proton ve nötronlar birbirleriyle nükleer kuvvet vasıtası ile etkileşirler. Nükleonlar arasındaki etkileşimler serbest NN etkileşimi olarak ele alınacaktır. Buna göre bu etkileşimler Coulomb etkileşmelerinden bağımsız, nükleonlar arası kuvvetli etkileşmelere bağlıdır.

Ayrıca nükleonlar bir potansiyel (alan) yoluyla etkileşir. Rölativistik etkiler ihmal edilir ve sadece iki-cisim kuvvetleri dikkate alınır.

Çekirdeğin yapısını kuantum mekaniğine göre incelemek için Hartree-Fock yöntemi kullanılabilir. Hartree-Fock yöntemi veya öz uyumlu alan yöntemi olarak bilinen yaklaşım 1928’de Hartree tarafından formüle edilmiştir. Bu yaklaşıklığın başlangıç noktası olarak “Zamandan Bağımsız Parçacık ” modeli kabul edilmektedir. Bu modele göre, her parçacık çekirdeğin çekici alanı ve diğer parçacıklardan ötürü itme etkileşimlerinin ortalama etkisini hesaba katan bir etkin potansiyel ile hareket etmektedir. O zaman, çok parçacık sistemindeki her parçacık, kendi dalga fonksiyonu ile tanımlanmaktadır. Hartree tek parçacık denklemlerini oluşturmayı başarabilmiş ve denklemleri çözebilmek için öz-uyum gerekliliğini temel alan orijinal bir tekraralama süreci önermiştir. Hartree toplam dalga fonksiyonu, elektron koordinatlarına anti-simetrik değildir. Pauli’nin dışarlama ilkesi ile getirilen bu anti-simetrik gerekliliğini dikkate alan Hartree yönteminin genelleştirilmesi 1930’da Fock ve Slater tarafından yapılmıştır. Bu “Hartree-Fock” yöntemi olarak bilinen Hartree kuramının genellemesidir.

Nükleer fizikte nükleon-nükleon etkileşimlerini hesaplamak için farklı etkileşimler kullanılmaktadır. Bunlar; Skyrme etkileşimleri, Gogny etkileşimleri, Landau-Migdal etkileşimleridir.

Nükleer madde model tanımı üzerine 1954 yılında Skyrme’ün ilk makalesi yayınlanmıştır. Aynı zamanda B.Flowers’ın destekleyici çalışmalarından dolayı Skyrme modelinin başlangıç tarihi olarak kabul edilmektedir. Skyrme makalesinde nükleer yarıçap ölçümlerinin ortaya çıkardığı sorulara cevap bulabilmek için “mesonic fluid” modelini önermiştir [2].

Skyrme etkileşimi, Hartree-Fock için hesaplamaları daha basit hale getirmektedir.. Skyrme etkileşmesinde birçok parametrenin kullanılması mümkündür. Bu yüzden Skyrme etkileşmesi modeli Hartree-Fock hesaplamalarını kolaylaştırır ve dolayısıyla hesaplamalarda yaygın olarak kullanılır. Skyrme parametreleri Hartree-Fock’un temel durum özellikleri ile ilgili deneysel sonuçlardan fit edilmesi ile bulunur. Literatürde mevcut olan Skyrme etkileşmeleri bazı kapalı kabuk çekirdeklerin deneysel olarak

ölçülmüş bağlanma enerjileri ve yük çapları gibi temel durum sonuçlarının Hartree-Fock sonuçları ile karşılaştırılıp fit edilmesi ile bulunmuştur. Hartree-Fock ortalama alan sonuçlarının deneylerde elde edilen datalarla karşılaştırılması işleminin kalitesi (uygun fit değerlerinin bulunması) Skyrme parametrelerinin kalitesi için oldukça önemlidir. Bu nedenle temel etkileşmeleri açıkça belirtmez, Hartree-Fock gibi temel etkileşmelerden yola çıkılarak hesap yapma yöntemi ile birleştirildiğinde istenilen uygun sonuçları vermektedir. Vautherin ve Brink ortalama alan Hartree-Fock hesaplamalarını öz uyumlu olarak Skyrme tipi etkin nükleon-nükleon etkileşmelerini kullanarak hesaplama yaptıklarında nükleer kütlelerin daha iyi elde edildiğini gördüler [3]

Skyrme etkileşiminin birçok çeşidi bulunmaktadır. Skyrme etkileşimleri seçtiğimiz nükleer veri setine göre değişmektedir. 1972'de Vautherin ve Brink SI ve SII setini taban durum özelliklerine göre üretmiştir. 1975'de Beiner SIII, SIV, SV, SVI Skyrme çeşitlerini üretmiştir. Günümüzde daha çok deneysel veriye ulaşılabilen dolayısı ile çekirdek için yeni Skyrme etkileşim çeşitleri, parametreleri tanımlanabilmektedir. İlk deney ISGMR de Pb için yapılmıştır ve nükleer maddenin sıkıştırılabilirlik katsayısı K bulunmuştur. Bu deneydeki monopol enerjisi (tek kutup) karşılaştırılarak Skyrme etkileşmesi bulunmuştur [4]. 1981 de N Gai Sagawa SGI SGII gibi iki Skyrme etkileşmesini tanımlanmışlardır [5]. Burada G_0 , G_0' Landau parametreleri hesaba katılmıştır. Tanımlanan bu etkileşme sıkıştırılabilirlik katsayısı K'nın doğru değerini vermektedir. Aynı zamanda çalışmalarında çalışmalarında bu yetersizlikleri, etkileşimin hızdan bağımsız kısımlarını ve düşük enerjili yoğunluğa bağımlı kısımlarını ortaya koyarak iyileştirmişler ve yeni Skyrme etkileşimleri için yeni parametrelili setleri oluşturmuşlardır [6].

Yakın zamanda birçok Skyrme Parametre seti SkI1-5 [7], SLy4-7, 10 [8], [9], SkO [10] olarak genelleştirilmiştir. Bu setler kullanılarak nükleer madde özellikleri hesaplanmaktadır. Bu setin içinde Stone tarafından bulunan 87 farklı Skyrme parametresinin sadece 27 tanesi nötron yıldızlarını çalışmak için uygundur. SkI1-6, SLy1-10 ve SkO Skyrme etkileşimleri nötron yıldızlarının özelliklerini çalışmak için uygundur [11].

Günümüzde çekirdekler için birçok deneysel veriler mevcuttur. Bu yüzden bütün çekirdek özelliklerini veren daha geniş bir Skyrme seti (ya da etkileşme tipi) bulma çalışmaları devam etmektedir. Çekirdeğin bağlanma enerjisi ve yük dağılımının yarıçapını bulmak için ortalama olan Hartree-Fock yaklaşımında Coulomb etkileşmesi ve kütle merkezi tanımında yaklaşıklık kullanılır. Ayrıca bu yaklaşımlar Skyrme parametreleri cinsinden yazılabilir. Landau'nun Fermi sıvı modeli teorisinde parçacık-deşik etkileşmeleri Landau parametreleri cinsinden yazılabilir. Bu parametrelerde, Skyrme parametreleri cinsinden de yazılır. Saf nötron ve simetrik nükleer madde için Skyrme parametreleri yerine, sabit koşullarda Landau parametreleri kullanılmaktadır. Landau parametresi, Skyrme parametrelerinin terimi olarak yazılabilmektedir. Skyrme Parametreleri cinsinden yazılan Landau parametreleri kararlılık şartlarını sağlamaktadır [12], [13].

Landau teorisinde bulunan Landau parametreleri nükleer maddenin termodinamik özelliklerinin hesaplamasında faz geçişlerindeki kararlılık koşullarının belirlenmesinde nükleer maddedeki kolektif uyarımların bulunmasında kullanılmaktadır. Örneğin; nötron yıldızlarındaki URCA emisyonu kolektif uyarımların zayıf etkileşimlerle yapmış olduğu coupling (bağlantı) den kaynaklandığı düşünülmektedir.

Gogny etkileşimi ise Skyrme etkileşiminin başarılı olmasına rağmen kısa erimli, uzun erimli ya da gerçekçi etkin etkileşimin başlangıç koşulları için etkin etkileme terimleri ile uyumlu olmadığı görülmüştür ve bu nedenle tanımlanmıştır. Skyrme kuvvetinin güncel versiyonlarında Skyrme, çekirdeki çiftlenimli etkileşimleri düzgün bir şekilde açıklayamamaktadır. Böylelikle Gogny etkileşiminde Skyrme etkileşimindeki t_0 , t_1 , t_2 parametreleri yerine yoğunluğa bağlı etkin etkileşime benzeyen gaussians yer almıştır. Örneğin; nükleer madde içinde ferromanyetik (FM) ve anti-ferromanyetik (AFM) faz durumlarının geçiş olasılığı etkin Gogny etkileşimiyle Fermi sıvı teorisi ile hesaplanmaktadır. Böylelikle nükleer maddenin D1S etkin kuvvetiyle AFM spin durumuna (nötron ve proton spinleri zıt yönlü) faz geçişinin arttığı gösterilmiştir [14].

Çekirdeğin içyapısı incelenirken nötron maddeden de bahsedilmelidir. Nötron madde, nötron sayısı fazla çekirdeklere verilen isimdir ($A > Z$; nötronca zengin olması). Nötron yıldızları, nötron maddelere örnektir.

Nötron fazlalığı olan çekirdeklerde nötron kabuğu olarak da bilinen “halo”nun varlığı görülmektedir. Tanihata ve arkadaşları tarafından ilk olarak 1985 yılında ortaya çıkmıştır. Sonraları özellikle sıvı damlası modelinin temel alındığı araştırmaların yoğunluğu artmıştır. Sıvı damlası modeli iyi tanımlanmış bir yüzeye sahip olmasına rağmen deneysel çalışmalar, belirli çekirdeklerde nötron veya protonlardan bazılarının bu damla yüzeyinin dışına çıktığını göstermektedir. Yüzeyden sızan nükleonların, çekirdekten belli uzaklıkta yoğunlaşmış hale seklinde bir sis bulutu oluşturdukları bu durum halo olarak adlandırılmaktadır [15]. Halo çekirdeklerin yük yarıçapları Skyrme ve Hartree-Fock ile hesaplanır. Hartree-Fock teorisi, iki-parçacık etkileşmesinden bir tek-parçacık potansiyeli türetmemiz için bir yöntem sağlar. Skyrme kuvveti de nükleer HF hesaplamalarında yoğunluk, momentum ve sıfır menzile bağımlı etkin bir kuvvettir. Biri momentuma bağlı iki cisim etkileşmesi, diğeri ise yoğunluğa bağlı üç-cisim etkileşmesi olmak üzere iki kısımdan ibarettir. Hartree-Fock yaklaşımında Skyrme kuvvetinin üç-cisim etkileşmesi kısmı nükleer yoğunluğa lineer olarak bağlı bir iki-cisim etkileşmesine özdeşdir [16], [17], [18].

Son yıllarda sonlu sıcaklıktaki nükleer maddenin özelliklerin çalışılması daha da ilginç hale gelmiştir. Bu çalışmalar ağır iyon fiziği ve astrofizikteki gelişmelerle yakından ilgilidir. Yıldızların gravitasyonel çökmesi ve süpernovaların evrimi gibi birçok astrofiziksel problemler nükleer maddedeki durum denklemlerine bağlıdır. Orta enerjili ağır iyonların etkileşimlerinin sonuçları nükleer maddede sıvı-gaz geçişlerinin olabileceğini göstermektedir. Teoride farklı metodlar ve farklı nükleon-nükleon etkileşimleri kullanılarak nükleer maddenin durum denklemini meydana getirebilmek için çok çaba sarfedilmiştir. Nükleer maddenin durum denklemi Skyrme etkin etkileşimi ile başarılmıştır. Son zamanlarda, Gogny etkileşimi ile hem nükleer hemde sonlu çekirdek özelliklerinin büyük bir çoğunluğu yeniden başarı ile gösterilmiştir. Sonlu erimli kısımlarda Gogny etkileşimi devreye girmiştir. İki etkileşimde etkin kütleler azda olsa farklılık göstermektedir. Etkin kütle Gogny etkileşimi ile hesaplandığında sıcaklığa bağlı olduğu görülmüştür fakat Skyrme etkileşimi ile hesaplandığında sıcaklıktan bağımsızdır. Satpathy ve arkadaşları etkin kütleler arasında farklılığın kısa erim etkin etkileşimi ile sonlu erim etkileşiminin farklı olduğunu fark ettiler. Gogny etkileşimindeki etkin kütlenin sıcaklığa bağımlılığı Gogny etkileşmesinin sonlu erim

kısımlarından meydana gelmektedir. Gogny etkileşiminin sonlu sıcaklıkta nükleer sistemin özelliklerini tanımladığı görülmektedir [19].

1.2 Tezin Amacı

Bu tez çalışmasında Landau-Migdal etkileşim potansiyeli Skyrme parametreleri cinsinden ifade edilecektir. Tezin model kısmında ortalama alan teorisi kullanılarak bütün etkileşme türleri (merkezsiz ve spin-orbit) için hamiltonyen yazılarak sistemin yoğunluğa bağlı enerjisi ifade edilecektir. Daha sonra Landau parametreleri olan F_0 , F_0' , G_0 , G_0' nın hem nükleer madde ve hemde nötron maddeler için ifadeleri yazılacaktır.

1.3 Hipotez

Hem nükleer madde hem nötron madde göz önünde bulundurularak; Landau Migdal (LM) parametrelerinin her bir kanal için (izoskaler-skaler, izovektör-skaler, izoskaler-vektör, izovektör-vektör) Skyrme parametrelerine bağlı olarak değişimi beklenmektedir.

BÖLÜM 2

MODEL

2.1 Hartree-Fock Formalizi

Hartree-Fock metodunun temel yaklaşımı, nükleonlar arası karşılıklı etkileşmenin nükleonların her birinin ortak olduğu ortalama potansiyele neden olmasıdır. Çekirdek çok parçacıklı sistemdir, taban durum dalga fonksiyonunun bir ϕ Slater determinantı ile verilmektedir. Tek elektron spin-yörüngemsilerinin anti-simetrik bir çarpımı olduğu varsayılır. N elektronlu sistemin, Schrödinger dalga denkleminin çözümü olan $\phi(q_1, q_2, \dots, q_N)$ dalga fonksiyonunun Slater determinantının sadece bir sonsuz toplamı ile temsil edilebildiği belirtilmektedir. A atom numarası ve tek-parçacık dalga fonksiyonu $\varphi_i(r_i, \sigma_i, q_i)$; burada i, r_i, σ_i, q_i sırası ile kaçınıcı parçacık olduğunu, uzayı, spini ve izospini göstermektedir. Proton $q_i = \frac{1}{2}$ ve nötron için $q_i = -\frac{1}{2}$ dir.

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{A}} \begin{vmatrix} \varphi_1(r_1, \sigma_1, q_1) & \varphi_2(r_1, \sigma_1, q_1) & \cdots & \varphi_A(r_1, \sigma_1, q_1) \\ \varphi_1(r_2, \sigma_2, q_2) & \varphi_2(r_2, \sigma_2, q_2) & \cdots & \varphi_A(r_2, \sigma_2, q_2) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \varphi_1(r_A, \sigma_A, q_A) & \varphi_2(r_A, \sigma_A, q_A) & \cdots & \varphi_A(r_A, \sigma_A, q_A) \end{vmatrix} \quad (2.1)$$

Taban durumu dalga fonksiyonu ϕ , toplam Hamiltonyenin beklenen en düşük değerini vermektedir. Çekirdeğin toplam Hamiltonyeni,

$$H = T + V \quad (2.2)$$

şeklindedir. Bu denklemde T kinetik enerji operatörüdür ve aşağıdaki gibi ifade edilmektedir,

$$T = -\frac{\hbar^2}{2} \sum_{i=1}^A \frac{\vec{\nabla}_i^2}{m_{q_i}} \quad (2.3)$$

V ise potansiyel enerji operatörüdür,

$$V = \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} V(r_i, r_j) = \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} (V_{ij}^{NN} + V_{Coulomb}^{nn}) \quad (2.4)$$

Bu denklemde V_{ij}^{NN} , etkin nükleon-nükleon etkileşimleridir ve $V_{Coulomb}^{nn}$ terimi ise Coulomb etkileşmesidir. Fakat hesaplarımızda Coulomb teriminden gelen katkılar ihmal edilmiştir. Toplam enerji, toplam Hamiltonyen ve toplam dalga fonksiyonuyla (2.5) denklemi ile ifade edilebilmektedir [20].

$$\begin{aligned} E &= \langle \phi | H | \phi \rangle, \\ E &= -\frac{\hbar^2}{2m} \sum_{i=1}^A \int \varphi_{\alpha_i}^*(r) \Delta \varphi_{\alpha_i}(r) dr + \sum_{i < j}^A \int \varphi_{\alpha_i}^*(r) \varphi_{\alpha_j}^*(r') V(r, r') \varphi_{\alpha_i}(r) \varphi_{\alpha_j}(r') dr dr' \\ &\quad - \sum_{i < j}^A \int \varphi_{\alpha_i}^*(r) \varphi_{\alpha_j}^*(r') V(r, r') \varphi_{\alpha_i}(r') \varphi_{\alpha_j}(r) dr dr' \end{aligned} \quad (2.5)$$

2.2 Skyrme tipindeki Hartree-Fock Formalizmi

Skyrme tipi etkileşme

$$\begin{aligned} V(\vec{r}_1, \vec{r}_2) &= t_0 (1 + x_0 P^\sigma) \delta(r_1 - r_2) \\ &\quad + \frac{1}{2} t_1 (1 + x_1 P^\sigma) \times [\vec{k}^2 \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) + \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \vec{k}^2] \\ &\quad + t_2 (1 + x_2 P^\sigma) \vec{k} \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \vec{k} \\ &\quad + \frac{1}{6} t_3 (1 + x_3 P^\sigma) \rho^\alpha \left(\frac{r_1 + r_2}{2} \right) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \\ &\quad + i W_0 \vec{k} \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) \times \vec{k} \end{aligned} \quad (2.6)$$

şekilinde tanımlanabilir [21], veya yukarıdaki denklemi

$$V_{r_1 r_2}^{NN} = V_C + V_{LS} \quad (2.7)$$

şeklinde yazabiliriz. Buradaki V_C merkezi potansiyeldir

$$\begin{aligned} V_C = & t_0 (1 + x_0 P^\sigma) \delta(r_1 - r_2) \\ & + \frac{1}{2} t_1 (1 + x_1 P^\sigma) \times [\vec{k}^2 \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) + \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \vec{k}'^2] \\ & + t_2 (1 + x_2 P^\sigma) \vec{k} \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \vec{k} \\ & + \frac{1}{6} t_3 (1 + x_3 P^\sigma) \rho^\alpha \left(\frac{r_1 + r_2}{2} \right) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \end{aligned} \quad (2.8)$$

ve V_{LS} ise

$$V_{LS} = i W_0 \vec{k} \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) \times \vec{k}' \quad (2.9)$$

spin-orbit etkileşim potansiyelidir. Yukarıdaki denklemlerde $t_0, t_1, t_2, t_3, x_0, x_1, x_2, x_3, \alpha$ ve W_0 Skyrme etkileşim parametreleridir. $P^\sigma = 1/2 (1 + \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2)$ spin değişim operatörü $\vec{\sigma}_1$ ve $\vec{\sigma}_2$ Pauli spin operatörleri $\vec{k} = -i (\vec{\nabla}_1 - \vec{\nabla}_2)/2$ ve $\vec{k}' = i (\vec{\nabla}_1 - \vec{\nabla}_2)/2$ sağ yöndeki ve sol yöndeki momentum operatörleridir. (2.6) denkleminin son kısmı spine bağlı kısımdır. Skyrme parametreleri, Hartree-Fock' un deneysel sonuçlarının fit edilmesi ile bulunmaktadır. Sonuçta, Skyrme-enerji bağıntısı

$$E_{Skyrme} = \int H_{Skyrme}(\vec{r}) d^3r \quad (2.10)$$

şeklinde ifade edilebilir veya

$$E_{Skyrme} = \langle \phi | H_{Skyrme} | \phi \rangle \quad (2.11)$$

şeklinde de yazabiliriz.

2.3 Skyrme tipindeki Landau Parametreleri

Nükleon-nükleon etkileşim potansiyelini

$$f(k, k') = \frac{\delta^2 E}{\delta \rho_p(k) \delta \rho_h(k')} = f^{00}(\theta) + f^{01}(\theta) \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 + f^{10}(\theta) \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_1 + f^{11}(\theta) \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 \quad (2.12)$$

şeklinde yazabiliriz [22]. Buradaki θ , parçacık-deşik (p-h) Fermi yüzeyler arasındaki açıdır. Yukarıdaki denklemi spin-izospin kanal durumlarına göre ifade edersek

$$f^{ST}(\theta) = \sum_{l=0}^{\infty} f^{ST} P_l(\cos \theta) \quad (2.13)$$

olur. Buradaki S spin ve T izospin kanalını göstermektedir. $P_l(\cos \theta)$ ise Legendre polinomudur. Landau parametreleri F_l^{ST} ise

$$F_l^{ST}(\theta) = N_0 f_l^{ST} = \left(\frac{2k_F m^*}{\pi^2 \hbar^2} \right) f_l^{ST} \quad (2.14)$$

şeklinde ifade edilebilir. Buradaki N_0 Fermi yüzey yoğunluğu, m^* etkin kütle ve k_F ise fermi momentumudur. Sonuçta Landau parametreleri;

$$F_0 = F_0^{00} \quad (2.15)$$

$$F_0' = F_0^{01} \quad (2.16)$$

$$G_0 = F_0^{10} \quad (2.17)$$

$$G_0' = F_0^{11} \quad (2.18)$$

şeklinde olur. Buradaki F_0 izoskaler-skaler, F_0' izovektör-skaler, G_0 izoskaler-vektör, G_0' izovektör-vektör kanallarıdır. Aynı zamanda Landau parametreleri Migdal stabilite koşullarını sağlamaktadır

$$1 + \frac{F_l^{ST}}{2l+1} > 0 \quad (2.19)$$

2.4 Skyrme tipindeki NN etkileşme potansiyelinin hesaplanması

En genel biçimde Landau parametrelerinin çıkarılış denklemi (2.12) ile gösterildiği gibi

$$\{F_0, F_0', G_0, G_0'\} = \{V_{F_0}, V_{F_0'}, V_{G_0}, V_{G_0'}\} \left[\frac{2k_F m^*}{\pi^2 \hbar^2} \right]. \quad (2.20)$$

eşitliği şeklinde de gösterilebilir. Bu bağıntıdan yola çıkılarak sırayla her bir kanal için (2.20) denkleminde $V_{F_0}, V_{F_0'}, V_{G_0}, V_{G_0'}$ terimleri bulunacaktır. Bu terimleri bulabilmek için ,

$$\{V_{F_0}, V_{F_0'}, V_{G_0}, V_{G_0'}\} = \frac{\partial U_{q=n,p}}{\partial \rho} \bigg|_{\rho=\rho_0} \quad (2.21)$$

ifadesinden yararlanılmıştır. Buradaki $U_{q=n,p}$ (proton-nötron ya da parçacık-deşik) Skyrme tipinde potansiyeldir.

$$\nabla \psi(\vec{r})_n = U \psi(\vec{r})_n \quad (2.22)$$

Bağıntısı ve (2.21) eşitliği kullanılarak $U_{q=n,p}$ etkileşim potansiyeli bulunabilir. Bilindiği gibi Merkezsel terimi

$$\begin{aligned} V_C = & t_0 (1 + x_0 P^\sigma) \delta(r_1 - r_2) \\ & + \frac{1}{2} t_1 (1 + x_1 P^\sigma) \times [\vec{k}^2 \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) + \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \vec{k}^2] \\ & + t_2 (1 + x_2 P^\sigma) \vec{k} \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \vec{k} \\ & + \frac{1}{6} t_3 (1 + x_3 P^\sigma) \rho^\alpha \left(\frac{r_1 + r_2}{2} \right) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \end{aligned} \quad (2.23)$$

şeklinde dir. Yukarıdaki denklem tüm Skyrme parametrelerini içermektedir. Fakat biz, Skyrme kuvvetinin sadece t_0 ve t_3

$$\begin{aligned} V_{0n} = & t_0 (1 + x_0 P_\sigma) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \\ & + \frac{t_3}{6} (1 + x_3 P_\sigma) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \rho^\alpha \left(\frac{1}{2} (\vec{r}_1 + \vec{r}_2) \right) \end{aligned} \quad (2.24)$$

bağlı olan kısmı hesaplayacağız. Diğer parametrelerin katkısı ise aynı yöntemle bulunabilir. Nötrona bağlı local potansiyel denklemi

$$V_{0n} \psi(\vec{r})_n = U_{0n} \psi(\vec{r})_n \quad (2.25)$$

şeklinde ifade edebiliriz. Dalga fonksiyonu

$$\psi_n(r) = \phi_n(\vec{r}) \psi_n(\sigma) \tau_n(q) \quad (2.26)$$

şeklindedir. Burada $\phi_n(\vec{r})$ uzaysal konum, $\psi_n(\sigma)$ spin dalga fonksiyonu, $\tau_n(q)$ izospin dalga fonksiyonunu ifade etmektedir. (2.25) ve (2.26) denklemi kullanılarak

$$\begin{aligned} V_{0n} \Psi_n(r) = & \sum_i \sum_{\sigma' q'} \int d^3 r_2 \Psi_i^*(\vec{r}_2) V(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \Psi_i(\vec{r}_2) \Psi_n(\vec{r}) \\ & - \sum_i \sum_{\sigma' q'} \int d^3 r_2 \Psi_i^*(\vec{r}_2) V(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \Psi_n(\vec{r}_2) \Psi_i(\vec{r}_1) \end{aligned} \quad (2.27)$$

bağıntısı elde edilir. Böylece yukarıdaki denklem

$$\begin{aligned} V_{0n} = & \sum_i \sum_{\sigma' q'} \int d^3 r_2 \phi_1^*(\vec{r}_2) \psi_i(\sigma') \tau_i(q') \left[t_o(1+x_o P_\sigma) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) + \frac{t_3}{6} (1+x_3 P_\sigma) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \rho^\alpha \right] \\ & \times \phi_1(\vec{r}_2) \psi_i(\sigma') \tau_i(q') \Psi_n(\vec{r}_1) \\ & - \sum_i \sum_{\sigma' q'} \int d^3 r_2 \phi_1^*(\vec{r}_2) \psi_i(\sigma') \tau_i(q') \left[t_o(1+x_o P_\sigma) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) + \frac{t_3}{6} (1+x_3 P_\sigma) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \rho^\alpha \right] \\ & \times \phi_1(\vec{r}_2) \psi_i(\sigma') \tau_i(q') \Psi_n(\vec{r}_1) \end{aligned} \quad (2.28)$$

şekline dönüşür. Çözümü kolayca ifade edebilmek için öncelikle iki kısma ayırıyoruz.

$$\begin{aligned} V_{0n1} = & \sum_i \sum_{\sigma' q'} \int d^3 r_2 \phi_1^*(\vec{r}_2) \psi_i(\sigma') \tau_i(q') \left[t_o(1+x_o P_\sigma) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) + \frac{t_3}{6} (1+x_3 P_\sigma) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \rho^\alpha \right] \\ & \times \phi_1(\vec{r}_2) \psi_i(\sigma') \tau_i(q') \Psi_n(\vec{r}_1) \end{aligned} \quad (2.29)$$

ve

$$\begin{aligned} V_{0n2} = & \sum_i \sum_{\sigma' q'} \int d^3 r_2 \phi_1^*(\vec{r}_2) \psi_i(\sigma) \tau_i(q') \left[t_o(1+x_o P_\sigma) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) + \frac{t_3}{6} (1+x_3 P_\sigma) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \rho^\alpha \right] \\ & \times \phi_1(\vec{r}_2) \psi_i(\sigma') \tau_i(q') \Psi_n(\vec{r}_1) \end{aligned} \quad (2.30)$$

Çözüm sırasında yardımcı olacak eşitlikler aşağıda verilmiştir.

$$P_\sigma \psi_i(\sigma') \psi_n(\sigma') = \psi_i(\sigma) \psi_n(\sigma') \quad (2.31)$$

$$\rho(r) = \sum_i |\phi_i(\vec{r}_2)|^2 = \int d^3 r_2 \phi_1^*(\vec{r}_2) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \phi_1(\vec{r}_2) \quad (2.32)$$

V_{0n1} çözümü ise,

$$V_{0n1} = \sum_i \sum_{\sigma'q'} \int d^3 r_2 \phi_1^*(\vec{r}_2) \psi_i(\sigma') \tau_i(q') \left[t_o (1 + x_o P_\sigma) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) + \frac{t_3}{6} (1 + x_3 P_\sigma) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \rho^\alpha \right] \times \phi_1(\vec{r}_2) \psi_i(\sigma') \tau_i(q') \Psi_n(\vec{r}_1) \quad (2.33)$$

$$= \sum_i \sum_{\sigma'q'} \int d^3 r_2 \phi_1^*(\vec{r}_2) \psi_i(\sigma') \tau_i(q') t_o (1 + x_o P_\sigma) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \phi_1(\vec{r}_2) \psi_i(\sigma') \tau_i(q') \Psi_n(\vec{r}_1) + \sum_i \sum_{\sigma'q'} \int d^3 r_2 \phi_1^*(\vec{r}_2) \psi_i(\sigma') \tau_i(q') \frac{t_3}{6} (1 + x_3 P_\sigma) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \rho^\alpha \times \phi_1(\vec{r}_2) \psi_i(\sigma') \tau_i(q') \Psi_n(\vec{r}_1) \quad (2.34)$$

$$= \sum_i \sum_{\sigma'q'} \int d^3 r_2 \phi_1^*(\vec{r}_2) \psi_i^*(\sigma') \tau_i^*(q') t_o \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \phi_1(\vec{r}_2) \psi_i(\sigma') \tau_i(q') \Psi_n(\vec{r}_1) + \sum_i \sum_{\sigma'q'} \int d^3 r_2 \phi_1^*(\vec{r}_2) \psi_i^*(\sigma') \tau_i^*(q') t_o x_o P_\sigma \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \phi_1(\vec{r}_2) \psi_i(\sigma') \tau_i(q') \Psi_n(\vec{r}_1) + \sum_i \sum_{\sigma'q'} \int d^3 r_2 \phi_1^*(\vec{r}_2) \psi_i^*(\sigma') \tau_i^*(q') \frac{t_3}{6} \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \rho^\alpha \phi_1(\vec{r}_2) \psi_i(\sigma') \tau_i(q') \Psi_n(\vec{r}_1) + \sum_i \sum_{\sigma'q'} \int d^3 r_2 \phi_1^*(\vec{r}_2) \psi_i^*(\sigma') \tau_i^*(q') \frac{t_3}{6} x_3 P_\sigma \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \rho^\alpha \phi_1(\vec{r}_2) \psi_i(\sigma') \tau_i(q') \Psi_n(\vec{r}_1) \quad (2.35)$$

$$= t_o \sum_i \sum_{\sigma'q'} \int d^3 r_2 \phi_1^*(\vec{r}_2) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \phi_1(\vec{r}_2) \Psi_n(\vec{r}_1) + t_o x_o \sum_i \sum_{\sigma'q'} \int d^3 r_2 \phi_1^*(\vec{r}_2) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \phi_1(\vec{r}_2) \psi_i^*(\sigma') \tau_i^*(q') P_\sigma \psi_i(\sigma') \tau_i(q') \Psi_n(\vec{r}_1) + \frac{t_3}{6} \sum_i \sum_{\sigma'q'} \int d^3 r_2 \phi_1^*(\vec{r}_2) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \phi_1(\vec{r}_2) \rho^\alpha \Psi_n(\vec{r}_1) + \frac{t_3}{6} x_3 \sum_i \sum_{\sigma'q'} \int d^3 r_2 \phi_1^*(\vec{r}_2) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \phi_1(\vec{r}_2) \psi_i^*(\sigma') \tau_i^*(q') P_\sigma \rho^\alpha \psi_i(\sigma') \tau_i(q') \Psi_n(\vec{r}_1) \quad (2.36)$$

$$\begin{aligned}
&= t_0 \sum_i |\phi_i(\vec{r}_2)|^2 \Psi_n(\vec{r}_1) \\
&\quad + t_o x_o \sum_i |\phi_i(\vec{r}_2)|^2 \psi_i^*(\sigma') \tau_i^*(q') P_\sigma \psi_i(\sigma') \tau_i(q') \Psi_n(\vec{r}_1) \\
&\quad + \frac{t_3}{6} \sum_i |\phi_i(\vec{r}_2)|^2 \rho^\alpha \Psi_n(\vec{r}_1) \\
&\quad + \frac{t_3}{6} x_3 \sum_i |\phi_i(\vec{r}_2)|^2 \psi_i^*(\sigma') \tau_i^*(q') P_\sigma \rho^\alpha \psi_i(\sigma') \tau_i(q') \Psi_n(\vec{r}_1)
\end{aligned} \tag{2.37}$$

$$V_{0n1} = t_0 \rho \Psi_n(\vec{r}_1) + \frac{t_o x_o}{2} \rho \Psi_n(\vec{r}_1) + \frac{t_3}{6} \rho \rho^\alpha \Psi_n(\vec{r}_1) + \frac{t_3}{6.2} x_3 \rho \rho^\alpha \Psi_n(\vec{r}_1) \tag{2.38}$$

V_{0n2} çözümü ise,

$$\begin{aligned}
V_{0n2} = & \sum_i \sum_{\sigma' q'} \int d^3 r_2 \phi_i^*(\vec{r}_2) \psi_i^*(\sigma') \tau_i^*(q') \left[t_o (1 + x_o P_\sigma) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) + \frac{1}{6} t_3 (1 + x_3 P_\sigma) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \rho^\alpha \right] \\
& \times \phi_i(\vec{r}_2) \psi_i(\sigma') \tau_i(q') \Psi_n(\vec{r}_1)
\end{aligned} \tag{2.39}$$

$$\begin{aligned}
&= \sum_i \sum_{\sigma' q'} \int d^3 r_2 \phi_i^*(\vec{r}_2) \psi_i^*(\sigma') \tau_i^*(q') t_o (1 + x_o P_\sigma) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \phi_n(\vec{r}_2) \psi_n(\sigma') \tau_n(q') \Psi_i(\vec{r}_1) \\
&\quad + \sum_i \sum_{\sigma' q'} \int d^3 r_2 \phi_i^*(\vec{r}_2) \psi_i^*(\sigma') \tau_i^*(q') \frac{1}{6} t_3 (1 + x_3 P_\sigma) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \rho^\alpha \phi_n(\vec{r}_2) \psi_n(\sigma') \tau_n(q') \Psi_i(\vec{r}_1)
\end{aligned} \tag{2.40}$$

$$\begin{aligned}
&= \sum_i \sum_{\sigma' q'} \int d^3 r_2 \phi_i^*(\vec{r}_2) \psi_i^*(\sigma') \tau_i^*(q') t_o \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \phi_n(\vec{r}_2) \psi_n(\sigma') \tau_n(q') \Psi_i(\vec{r}_1) \\
&\quad + \sum_i \sum_{\sigma' q'} \int d^3 r_2 \phi_i^*(\vec{r}_2) \psi_i^*(\sigma') \tau_i^*(q') t_o x_o P_\sigma \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \phi_n(\vec{r}_2) \psi_n(\sigma') \tau_n(q') \Psi_i(\vec{r}_1) \\
&\quad + \sum_i \sum_{\sigma' q'} \int d^3 r_2 \phi_i^*(\vec{r}_2) \psi_i^*(\sigma') \tau_i^*(q') \frac{t_3}{6} \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \rho^\alpha \phi_n(\vec{r}_2) \psi_n(\sigma') \tau_n(q') \Psi_i(\vec{r}_1) \\
&\quad + \sum_i \sum_{\sigma' q'} \int d^3 r_2 \phi_i^*(\vec{r}_2) \psi_i^*(\sigma') \tau_i^*(q') \frac{t_3}{6} x_3 P_\sigma \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \rho^\alpha \phi_n(\vec{r}_2) \psi_n(\sigma') \tau_n(q') \Psi_i(\vec{r}_1)
\end{aligned} \tag{2.41}$$

$$\begin{aligned}
&= t_o \sum_i \sum_{\sigma' q'} \int d^3 r_2 \phi_1^*(\vec{r}_2) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \phi_n(\vec{r}_2) \psi_i(\sigma') \tau_i(q') \psi_n(\sigma') \tau_n(q') \Psi_i(\vec{r}_1) \\
&\quad + t_o x_o \sum_i \sum_{\sigma' q'} \int d^3 r_2 \phi_1^*(\vec{r}_2) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \phi_n(\vec{r}_2) \psi_i(\sigma') \tau_i(q') P_\sigma \psi_n(\sigma') \tau_n(q') \Psi_i(\vec{r}_1) \\
&\quad + \frac{t_3}{6} \rho^\alpha \sum_i \sum_{\sigma' q'} \int d^3 r_2 \phi_1^*(\vec{r}_2) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \phi_n(\vec{r}_2) \psi_i(\sigma') \tau_i(q') \psi_n(\sigma') \tau_n(q') \Psi_i(\vec{r}_1) \\
&\quad + \frac{t_3}{6} x_3 \rho^\alpha \sum_i \sum_{\sigma' q'} \int d^3 r_2 \phi_1^*(\vec{r}_2) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \phi_n(\vec{r}_2) \psi_i(\sigma') \tau_i(q') P_\sigma \psi_n(\sigma') \tau_n(q') \Psi_i(\vec{r}_1)
\end{aligned} \tag{2.42}$$

$$\begin{aligned}
&= t_o \sum_i |\phi_1(\vec{r}_2)|^2 \psi_i^*(\sigma') \tau_i^*(q') \psi_n(\sigma') \tau_n(q') \Psi_i(\vec{r}_1) \\
&\quad + t_o x_o \sum_i |\phi_1(\vec{r}_2)|^2 \psi_i^*(\sigma') \tau_i^*(q') P_\sigma \psi_n(\sigma') \tau_n(q') \Psi_i(\vec{r}_1) \\
&\quad + \frac{t_3}{6} \rho^\alpha \sum_i |\phi_1(\vec{r}_2)|^2 \psi_i^*(\sigma') \tau_i^*(q') \psi_n(\sigma') \tau_n(q') \Psi_i(\vec{r}_1) \\
&\quad + \frac{t_3}{6} x_3 \rho^\alpha \sum_i |\phi_1(\vec{r}_2)|^2 \psi_i^*(\sigma') \tau_i^*(q') P_\sigma \psi_n(\sigma') \tau_n(q') \Psi_i(\vec{r}_1)
\end{aligned} \tag{2.43}$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{t_o}{4} \sum_i |\phi_1(\vec{r}_2)|^2 \Psi_n(\vec{r}_2) + \frac{t_o x_o}{2} \sum_i |\phi_1(\vec{r}_2)|^2 \Psi_n(\vec{r}_2) \\
&\quad + \frac{t_3}{6.4} \rho^\alpha \sum_i |\phi_1(\vec{r}_2)|^2 \Psi_n(\vec{r}_2) + \frac{t_3}{6.2} x_3 \rho^\alpha \sum_i |\phi_1(\vec{r}_2)|^2 \Psi_n(\vec{r}_2)
\end{aligned} \tag{2.44}$$

$$V_{0n2} = \frac{t_o}{4} \rho \Psi_n(\vec{r}_2) + \frac{t_o x_o}{2} \rho \Psi_n(\vec{r}_2) + \frac{t_3}{6.4} \rho^\alpha \rho \Psi_n(\vec{r}_2) + \frac{t_3}{6.2} x_3 \rho^\alpha \rho \Psi_n(\vec{r}_2) \tag{2.45}$$

şeklindedirler. Sonuçta V_{0n2} ve V_{0n2} toplamı,

$$\begin{aligned}
U_{0n} \Psi_n &= t_o \rho \Psi_n(\vec{r}_1) + \frac{t_o x_o}{2} \rho \Psi_n(\vec{r}_1) + \frac{t_3}{6} \rho \rho^\alpha \Psi_n(\vec{r}_1) + \frac{t_3}{12} x_3 \rho \rho^\alpha \Psi_n(\vec{r}_1) \\
&\quad - \frac{t_o}{4} \rho \Psi_n(\vec{r}_2) - \frac{t_o x_o}{2} \rho \Psi_n(\vec{r}_2) - \frac{t_3}{24} \rho^\alpha \rho \Psi_n(\vec{r}_2) - \frac{t_3}{12} x_3 \rho^\alpha \rho \Psi_n(\vec{r}_2)
\end{aligned} \tag{2.46}$$

$$U_{0n} = t_o \left(1 + \frac{x_o}{2} \right) \rho + \frac{t_3}{4} (\rho^2 - \rho_n^2) - t_o \left(\frac{1}{2} + x_o \right) \rho \tag{2.47}$$

olur. Böylelikle etkileşim potansiyelini bulmuş olduk. Benzer şekilde yukarıdaki ifadeler proton içinde tekrarlanırsa local potansiyeli

$$U_{0p} = t_0 \left(1 + \frac{x_o}{2} \right) \rho + \frac{t_3}{4} (\rho^2 - \rho_p^2) - t_o \left(\frac{1}{2} + x_0 \right) \rho \quad (2.48)$$

yazabiliriz. Sonuçta U_{0n} ve U_{0p} potansiyelleri

$$U_{0n} = t_0 \left(1 + \frac{x_o}{2} \right) \rho - t_o \left(\frac{1}{2} + x_0 \right) \rho_n + \frac{t_3}{4} \rho^2 - \frac{t_3}{4} \rho_n^2 \quad (2.49)$$

$$U_{0p} = t_0 \left(1 + \frac{x_o}{2} \right) \rho - t_o \left(\frac{1}{2} + x_0 \right) \rho_p + \frac{t_3}{4} \rho^2 - \frac{t_3}{4} \rho_p^2 \quad (2.50)$$

olur. Aynı yöntemle Skyrme tipindeki nükleon-nükleon etkileşmesindeki diğer parametreler bulunabilir. Sonuçta potansiyelimiz

$$\begin{aligned} U_{q=n,p} = & t_0 \left[\left(1 + \frac{x_o}{2} \right) \rho - \left(x_o + \frac{1}{2} \right) \rho_q \right] \\ & + \frac{t_1}{2} \left[\left(1 + \frac{x_1}{2} \right) \left(\tau - \frac{3}{2} \nabla^2 \rho \right) - \left(x_1 + \frac{1}{2} \right) \left(\tau_q - \frac{3}{2} \nabla^2 \rho_q \right) \right] \\ & + \frac{t_2}{2} \left[\left(1 + \frac{x_2}{2} \right) \left(\tau + \frac{1}{2} \nabla^2 \rho \right) + \left(x_2 + \frac{1}{2} \right) \left(\tau_q + \frac{1}{2} \nabla^2 \rho_q \right) \right] \\ & + \frac{t_3}{12} \left[\left(1 + \frac{x_3}{2} \right) (2 + \gamma) \rho^{\gamma+1} - \left(x_3 + \frac{1}{2} \right) \left(\gamma \rho^{\gamma-1} \sum_{q'} \rho_{q'}^2 + 2 \rho^\gamma \rho_q \right) \right] \end{aligned} \quad (2.51)$$

bağıntısıyla ifade edilir. Buradaki q; proton (p), nötron (n) dir. Landau parametreleri F_0 , F'_0 , G_0 , G'_0 şeklindedir. Buradaki F_0 izoskaler kanal (spin etkileşimsiz), F'_0 izovektör kanal (spin etkileşimsiz), G_0 izoskaler kanal (spin etkileşimli) ve G'_0 izovektör kanal (spin etkileşimli) olarak elde edebiliriz. Skyrme tipindeki nükleon-nükleon etkileşim potansiyelinden ($U_{q=n,p}$) bu parametreler elde edilebilir.

2.5 Nükleer maddeler için Landau parametrelerinin hesaplanması

Skyrme tipindeki nükleon-nükleon etkileşim potansiyelinin ($U_{q=n,p}$) daha öncede (2.20), (2.21) ve (2.22) bağıntıları yardımıyla elde edilebildiği gösterilmişti. Böylelikle her bir kanal durumu (F_0, F_0', G_0, G_0') için proton-nötron potansiyelleri tanımlanabilir.

Kanal durumları için izospin; $\tau_p = \frac{1}{2}, \tau_n = -\frac{1}{2}$ olarak ve spin ise $\sigma_{+\frac{1}{2}} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix},$

$\sigma_{-\frac{1}{2}} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ olarak verilir.

2.5.1 İzoskaler-skaler Kanal İçin Landau Parametresi Hesaplanması

Bu kanal için $U = U_n + U_p$ ve $\tau = \tau_n + \tau_p$ olduğuna göre;

$$\begin{aligned} U_n + U_p = & 2t_0 \left(1 + \frac{x_0}{2}\right) \rho - t_0 \left(\frac{1}{2} + x_0\right) (\rho_p + \rho_n) \\ & + \frac{t_3}{12} \rho^\alpha \left\{ 2(2 + \alpha) \left(1 + \frac{x_3}{2}\right) \rho - 2 \left(\frac{1}{2} + x_3\right) (\rho_p + \rho_n) - 2\alpha \left(\frac{1}{2} + x_3\right) \frac{\rho_p^2 + \rho_n^2}{\rho} \right\} \\ & + \frac{t_1}{2} \left(1 + \frac{x_1}{2}\right) \tau - \frac{t_1}{2} \left(1 + \frac{x_1}{2}\right) \frac{3}{2} \nabla^2 \rho - \frac{t_1}{4} \left(\frac{1}{2} + x_1\right) \tau + \frac{t_1}{4} \left(\frac{1}{2} + x_1\right) \frac{3}{2} \nabla^2 \rho \\ & + \frac{t_2}{2} \left(1 + \frac{x_2}{2}\right) \tau + \frac{t_2}{2} \left(1 + \frac{x_2}{2}\right) \nabla^2 \rho + \frac{t_2}{4} \left(\frac{1}{2} + x_2\right) \tau + \frac{t_2}{4} \left(\frac{1}{2} + x_2\right) \frac{1}{2} \nabla^2 \rho \end{aligned} \quad (2.52)$$

ile ifade edilir. Sonuçta izoskaler-skaler kanal durumu için

$$F_0 = \left[\frac{2k_F m^*}{\pi^2 \hbar^2} \right] \left\{ \frac{3}{4} t_0 + \frac{1}{16} t_3 \rho^\alpha (\alpha + 1)(\alpha + 2) + \frac{k_F^2}{8} (3t_1 + 5t_2 + 4t_2 x_2) \right\} \quad (2.53)$$

olur.

2.5.2 İzovektör-skaler Kanal İçin Landau Parametresi Hesaplanması

Bu kanal için $U = U_n - U_p$ ve $\tau = \tau_n - \tau_p$ olduğuna göre;

$$\begin{aligned}
U_n - U_p = & -t_o \left(\frac{1}{2} + x_0 \right) (\rho_p + \rho_n) \\
& - \frac{t_3}{12} \rho^\alpha \left\{ 2 \left(\frac{1}{2} + x_3 \right) (\rho_n - \rho_p) \right\} \\
& - \frac{t_1}{4} \left\{ \left(1 + \frac{x_1}{2} \right) (\tau_n - \tau_p) - \frac{3}{2} \nabla^2 \rho \right\} \\
& + \frac{t_2}{4} \left\{ \left(1 + \frac{x_2}{2} \right) (\tau_n - \tau_p) - \frac{1}{2} \nabla^2 \rho \right\}
\end{aligned} \tag{2.54}$$

şeklinde ifade edilir. Sonuçta izoskaler-vektör kanal durumu için

$$F'_0 = \left[\frac{2k_F m^*}{\pi^2 \hbar^2} \right] \left\{ -\frac{1}{4} t_0 (1 + 2x_0) - \frac{1}{24} t_3 \rho^\alpha (1 + 2x_3) - \frac{k_F^2}{8} (2t_1 x_1 - 2t_2 x_2 + t_1 - t_2) \right\} \tag{2.55}$$

olur.

2.5.3 İzoskaler-vektör Kanal için Landau Parametresi Hesaplanması

Bu kanal için etkileşim potansiyeli;

$$\begin{aligned}
U_n + U_p = & 2t_o \left(1 + \frac{x_o}{2} \right) \rho - t_o \left(\frac{1}{2} + x_o \right) \rho_o \\
& + \frac{2t_3}{12} \rho_o^{\alpha+1} \left[(2 + \alpha) \left(1 + \frac{x_3}{2} \right) - \left(\frac{1}{2} + x_3 \right) - \alpha \left(\frac{1}{2} + x_3 \right) \frac{1}{2} \right] \\
& + \frac{t_1}{2} \left(1 + \frac{x_1}{2} \right) \left(\tau - \frac{3}{2} \nabla \rho \right) - \frac{t_1}{4} \left(\frac{1}{2} + x_1 \right) \left(\tau_n + \tau_p - \frac{3}{2} (\nabla \rho_n + \nabla \rho_p) \right) \\
& + \frac{t_2}{2} \left(1 + \frac{x_2}{2} \right) \left(\tau + \frac{1}{2} \nabla \rho \right) + \frac{t_2}{4} \left(\frac{1}{2} + x_2 \right) \left(\tau_n + \tau_p - \frac{3}{2} (\nabla \rho_n + \nabla \rho_p) \right)
\end{aligned} \tag{2.56}$$

$$\begin{aligned}
U_n + U_p = & 2t_o \left(1 + \frac{x_0}{2}\right) \rho \left(-\frac{1}{3}\right) - t_o \left(\frac{1}{2} + x_0\right) (\rho_p + \rho_n) \left(-\frac{5}{6}\right) \\
& + \frac{t_3}{12} \rho^\alpha \left[2(2 + \alpha) \left(1 + \frac{x_3}{2}\right) \rho \left(-\frac{1}{3}\right) - 2 \left(\frac{1}{2} + x_3\right) (\rho_p + \rho_n) \left(-\frac{5}{6}\right) \right. \\
& \left. - 2\alpha \left(\frac{1}{2} + x_3\right) \frac{\rho_p^2 + \rho_n^2}{\rho} \left(-\frac{5}{6}\right) \right] \\
& + \frac{t_1}{2} \left(1 + \frac{x_1}{2}\right) \tau \left(-\frac{1}{3}\right) - \frac{t_1}{2} \left(1 + \frac{x_1}{2}\right) \frac{3}{2} \nabla^2 \rho \left(-\frac{1}{3}\right) - \frac{t_1}{4} \left(\frac{1}{2} + x_1\right) \tau \left(-\frac{1}{3}\right) \\
& + \frac{t_1}{4} \left(\frac{1}{2} + x_1\right) \frac{3}{2} \nabla^2 \rho \left(-\frac{1}{3}\right) \tag{2.57} \\
& + \frac{t_2}{2} \left(1 + \frac{x_2}{2}\right) \tau \left(-\frac{1}{3}\right) + \frac{t_2}{2} \left(1 + \frac{x_2}{2}\right) \nabla^2 \rho \left(-\frac{1}{3}\right) + \frac{t_2}{4} \left(\frac{1}{2} + x_2\right) \tau \left(-\frac{1}{3}\right) \\
& + \frac{t_2}{4} \left(\frac{1}{2} + x_2\right) \frac{1}{2} \nabla^2 \rho \left(-\frac{1}{3}\right)
\end{aligned}$$

ifadesini alır. Sonuçta izovektör-skaler kanal durumu için

$$G_0 = \left[\frac{2k_F m^*}{\pi^2 \hbar^2} \right] \left\{ \frac{1}{4} t_0 (2x_0 - 1) + \frac{1}{24} t_3 \rho^\alpha (2x_3 - 1) + \frac{k_F^2}{8} (2t_1 x_1 + 2t_2 x_2 - t_1 + t_2) \right\} \tag{2.58}$$

olur.

2.5.4 İzovektör-vektör Kanal için Landau Parametresi Hesaplanması

Bu kanal için etkileşim potansiyeli;

$$\begin{aligned}
U_n - U_p = & -t_o \left(\frac{1}{2} + x_0 \right) (\rho_p - \rho_n) \\
& - \frac{t_3}{12} \rho^\alpha \left\{ 2 \left(\frac{1}{2} + x_3 \right) (\rho_n - \rho_p) \right\} \\
& - \frac{t_1}{4} \left\{ \left(1 + \frac{x_1}{2} \right) (\tau_n - \tau_p) - \frac{3}{2} \nabla^2 \rho \right\} \\
& + \frac{t_2}{4} \left\{ \left(1 + \frac{x_2}{2} \right) (\tau_n - \tau_p) - \frac{1}{2} \nabla^2 \rho \right\}
\end{aligned} \tag{2.59}$$

$$\begin{aligned}
U_n - U_p = & -t_o \left(\frac{1}{2} + x_o \right) (\rho_n - \rho_p) \left(-\frac{5}{6} \right) \\
& - \frac{t_3}{12} \rho^\alpha \left[2 \left(\frac{1}{2} + x_3 \right) (\rho_n - \rho_p) \left(-\frac{5}{6} \right) \right] \\
& - \frac{t_1}{4} \left[\left(\frac{1}{2} + x_1 \right) (\tau_n - \tau_p) \left(-\frac{5}{6} \right) - \frac{3}{2} \nabla^2 (\rho_n - \rho_p) \left(-\frac{5}{6} \right) \right] \\
& + \frac{t_2}{4} \left[\left(\frac{1}{2} + x_2 \right) (\tau_n - \tau_p) \left(-\frac{5}{6} \right) - \frac{1}{2} \nabla^2 (\rho_n - \rho_p) \left(-\frac{5}{6} \right) \right]
\end{aligned} \tag{2.60}$$

şeklinde ifade edilir. Sonuçta izovektör-vektör kanal durumu için

$$G'_0 = \left[\frac{2k_F m^*}{\pi^2 \hbar^2} \right] \left\{ \frac{1}{4} t_0 + \frac{1}{24} t_3 \rho^\alpha - \frac{k_F^2}{8} [t_1 - t_2] \right\} \tag{2.61}$$

ifadesini alır.

2.6 Nötron maddeler için Landau parametrelerinin hesaplanması

Nötron maddelerde F'_0 (izoskaler-vektör kanalı) ve G'_0 (izovektör-vektör kanalı) terimleri sıfırdır. Bu durumda sadece F_0 (izoskaler-skaler) ve G_0 (izovektör-skaler) terimleri nötron maddeler için yeniden düzenlenirse, etkileşim potansiyeli

$$\begin{aligned}
U_n^{(F_0)} = & 2t_o \left(1 + \frac{x_0}{2}\right) \frac{\rho_n}{2} - t_o \left(\frac{1}{2} + x_0\right) \rho_n \\
& + \frac{t_3}{12} \rho^\alpha \left\{ 2(2 + \alpha) \left(1 + \frac{x_3}{2}\right) \frac{\rho_n}{2} - 2 \left(\frac{1}{2} + x_3\right) \rho_n - 2\alpha \left(\frac{1}{2} + x_3\right) \rho_n \right\} \\
& + \frac{t_1}{2} \left(1 + \frac{x_1}{2}\right) \tau - \frac{t_1}{2} \left(1 + \frac{x_1}{2}\right) \frac{3}{4} \nabla^2 \rho_n - \frac{t_1}{4} \left(\frac{1}{2} + x_1\right) \tau + \frac{t_1}{4} \left(\frac{1}{2} + x_1\right) \frac{3}{4} \nabla^2 \rho_n \\
& + \frac{t_2}{2} \left(1 + \frac{x_2}{2}\right) \tau + \frac{t_2}{2} \left(1 + \frac{x_2}{2}\right) \frac{1}{2} \nabla^2 \rho_n + \frac{t_2}{4} \left(\frac{1}{2} + x_2\right) \tau + \frac{t_2}{4} \left(\frac{1}{2} + x_2\right) \frac{1}{4} \nabla^2 \rho_n
\end{aligned} \tag{2.62}$$

şeklinde olur. Nötron maddeler için $V_{F_0^{(n)}}$ aşağıdaki gibi ifade edilirse,

$$V_{F_0^{(n)}} = \left. \frac{\partial U_n^{(F_0)}}{\partial \rho_n} \right|_{\rho_n = \rho_0} \tag{2.63}$$

şeklinde olur. Sonuçta izoskaler-vektör Landau parametresi

$$F_0^{(n)} = \left[\frac{k_F m_n^*}{\pi^2 \hbar^2} \right] \left\{ \frac{1}{2} t_0 (1 - x_0) + \frac{1}{24} t_3 \rho^\alpha (\alpha + 1)(\alpha + 2)(1 - x_3) + \frac{k_F^2}{2} (t_1 + 3t_2 + 3t_2 x_2 - 3t_1 x_1) \right\} \tag{2.64}$$

ile ifade edilir. Benzer şekilde izovektör-vektör kanal durumu için

$$G_0^{(n)} = \left[\frac{k_F m_n^*}{\pi^2 \hbar^2} \right] \left\{ \frac{1}{2} t_0 (x_0 - 1) + \frac{1}{12} t_3 \rho^\alpha (x_3 - 1) + \frac{k_F^2}{2} [t_1 x_1 + t_2 x_2 - t_1 + t_2] \right\} \tag{2.65}$$

şeklinde olur.

SONUÇ VE ÖNERİLER

Nükleon-nükleon etkileşmelerinde Skyrme tipindeki Landau parametreleri çalışıldı. HF formalizmi kullanılarak etkileşmenin yoğunluğa bağlı toplam enerjisi ifade edildi. Daha sonra etkin etkileşme potansiyelleri hesaplandı. Landau parametrelerinin genel çıkarılışını formalize eden ve (2.12) de gösterilen denklemden hem nükleer madde hem de nötron madde için Landau parametreleri ayrı ayrı hesaplandı. İzoskaler-skaler kanal olan F_0 sıkıştırılabilirlik hesaplarıyla ilgili, izoskaler-vektör kanal F'_0 simetri enerji hesabıyla ilgili, izovektör-skaler kanal G_0 spin-simetri enerji (manyetik duyarlılık) hesabıyla ilgili ve izovektör-vektör kanal G'_0 ise nükleer maddelerde pion yoğunlaşma hesabıyla ilgilidir.

Bilindiği gibi literatürde kullanılan SLy4, SkO, SIII, SLy5, SLy6, SLy7 gibi çeşitli Skyrme setleri bulunmaktadır. Her setteki $t_0, t_1, t_2, t_3, x_0, x_1, x_2, x_3$ Skyrme etkileşim parametrelerinin değerleri farklıdır [23], [24], [25]. t_0, t_1, t_2, t_3 parametreleri yüzey enerjisine bağlıdır dolayısıyla birimleri $MeV \times fm^3$ cinsindendir. LM parametreleri (F_0, F'_0, G_0, G'_0) her bir kanal için değişkendir. Aynı zamanda bu parametreler sıcaklıkla da değişmektedir. Burada yapılan hesaplamalar ise $T=0$ MeV içindir.

Landau parametrelerinin önemi yapılan değişik çalışmalarda vurgulanmıştır. Nitekim son yıllarda yapılan araştırmalar, NN etkileşmelerinde Skyrme tipi Landau parametreleri yaygın bir şekilde kullanıldığını göstermiştir. [26] nolu referansta Skyrme

etkileşimleri için yeni parametreler belirlenmiş ve bu parametrelerin taban durumu özelliklerine ek olarak spin ve izospin Landau parametrelerinin verildiği gösterilmiştir.

[27] nolu referansta ise Landau parametresi ve izoskaler dev (kuadrupol-monopol) rezonans enerjisi arasındaki ilişki yoğunluğa bağlı etkileşimler kullanılarak araştırılmıştır. Sonsuz nükleer madde için izoskaler dev kuadrupol enerjisi sadece etkin kütleyle değil Landau parametresinide bağlı olduğu gösterilmiştir [27]. İzoskaler dev rezonans HF metodları ile hesaplanmıştır [27]. Bu çalışmada ayrıca etkin etkileşimlerde genel enerjiye bağlılığı Landau parametreleri tarafından belirlendiği gösterilmiştir [27].

Yukarıdaki literatür çalışmalarında görüldüğü gibi birçok araştırmada nükleer maddenin Fermi sıvı özellikleri kuantum alan teorisi ile tanımlanmıştır. Aynı zamanda, relativistik Landau parametreleri taban durumu enerjisi için alan teorisi yaklaşımının ve sistemin termodinamik özelliklerinin sıkıştırılabilir enerjiden türetildiği T. Matsui tarafından gösterilmiştir [28].

KAYNAKLAR

-
- [1] Sood, A., (1993). Landau Theory of Fermi-Liquids, Department of Physics, University of Oldenburg D-2900 Oldenburg, Federal Republic of Germany
 - [2] Sanyuk, V.I., (1992). "Genesis an evolution of the Skyrme model from 1954 to the present", International Journal of Modern Physics A. (IJMPA), 7:1-40.
 - [3] Vautherin, D., and Brink, D.M., (1972). "Hartree-Fock Calculations with Skyrme's Interaction. I. Spherical Nuclei", Phys. Rev., C 5, 626.
 - [4] Krivine, H., Treiner, T. and Bohigas, O., (1980). "Derivation of a fluid-dynamical lagrangian and electric giant resonances", Nucl. Phys., A336:155
 - [5] Giai, N.V., and Sagawa, H., (1981), "Spin-isospin and pairing properties of modified Skyrme interactions", Phys. Lett., B106:379.
 - [6] Giai, N.V., Sagawa, H., (1981). "Spin-isospin and pairing properties of modified Skyrme interactions", Phys.Letter., B106:379-382.
 - [7] Reinhard, P.G., and Flocard, H., (1995). "Nuclear effective forces and isotope shifts", Nucl. Phys., A584:467.
 - [8] Chabanat, E., Bonche, P., Haensel, P., Meyer, J., and Schaeffer, R., (1998). "A Skyrme parametrization from subnuclear to neutron star densities Part II. Nuclei far from stabilities", Nucl. Phys., A635:231.
 - [9] Chabanat, E., Bonche, P., Haensel, P., Meyer, J., and Schaeffer, R., (1997). "A Skyrme parametrization from subnuclear to neutron star densities", Nucl. Phys., A627:710.
 - [10] Reinhard, P.G., Dean, D.J., Nazarewicz, W., Dobaczewski, J., Maruhn, J.A., and Strayer, M.R., (1999). "Shape Coexistence and the Effective Nucleon-Nucleon Interaction", Phys. Rev., C 60, 014316
 - [11] Stone, J.R., Miller, J.C., Konciewicz, R., Stevenson, P.D., and Strayer, M.R., "Nuclear matter and neutron star properties calculated with the Skyrme interaction", (2003). Phys. Rev., C 68, 034324.
 - [12] Margueron, J., Navarro, J., and Giai, N.V., (2002). "Instabilities of infinite matter with effective Skyrme-type interactions", Phys. Rev., C 66, 014303

- [13] Krewald, S., Klemt, V., Speth, J., and Faessler, A., (1977). "On the use of Skyrme forces in self-consistent RPA calculations ", Nucl. Phys., A281:166.
- [14] Isayec, A., Yang, J., (2005). "Antiferromagnetism of Nuclear Matter in the Model with Effective Gogny Interaction", Physics of Atomic Nuclei, 69: 1220.
- [15] Janson, B., (1994). "Halo Nuclei", Nucl.Phys., A574, 151c-166c
- [16] Vautherin D., (1973). "Hartree-Fock Calculations with Skyrme's Interaction. II. Axially Deformed Nuclei" Phys.Rev., C7:296.
- [17] Tanihata I et al., (1985). "Measurements of Interaction Cross Sections and Nuclear Radii in the Light p-Shell Region", Phys. Rev. Lett., 55:2676.
- [18] Hansen, P.G., and Jonson, B. (1987). "The Neutron Halo of Extremely Neutron-Rich Nuclei", Europhysics Lett., 4:409.
- [19] Song, H.Q., and Zheng, G.D., (1990). "Critical phenomena in nuclear matter with Gogny interaction", J. Phys. G. Nucl. Part. Phys., 16:1861.
- [20] Vautherin, D., and Brink, D.M., (1972). "Hartree-Fock Calculations with Skyrme's Interaction. I. Spherical Nuclei", Phys. Rev., C5:626.
- [21] Engel, M.Y., and Goeke, K., (1975). "Time dependent Hartree-Fock theory with Skyrme's interaction", Nucl. Phys. A249:215
- [22] Dobaczewski, J.,(2002). "Gamow-Teller strength and the spin-isospin coupling constants of the Skyrme energy functional", Phys. Rev., C65:054322
- [23] Agrawal, B.K., Shlomo, S., and Au, V.K., (2005). "Determination of the parameters of a Skyrme type effective interaction using the simulated annealing approach", Phys. Rev., C72: 014310.
- [24] Chabanat, E., Bonche, P., Haensel, P., Meyer, J., and Schaeffer, R., (1997). "A Skyrme parametrization from subnuclear to neutron star densities", Nucl. Phys.,A627:710.
- [28] Margueron, J., Navarro, J., and Giai, N.V., (2002). "Neutrino mean free path and in-medium nuclear interaction", Phys. Rev., C66:014303.
- [25] Giai, N.V., and Sagawa, H.,(1981). "Spin-isospin and pairing properties of modified Skyrme interactions", Physics Letters B, 106:379-382.
- [26] Kohno, M., and Andō, K., (1979). "Isoscalar Giant Resonances and Landau Parameters with Density-Dependent Effective Interactions", Prog. Theor. Phys., 61:1065-1081.
- [27] Matsui, T., (1981). "Fermi-liquid properties of nuclear matter in a relativistic mean-field theory ", Nuclear Physics A, 370:365-388.
- [28] Matsui, T., (1981). "Fermi-liquid properties of nuclear matter in a relativistic mean-field theory ", Nuclear Physics A, 370:365-388.

ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

Adı Soyadı : Selda BOY
Doğum Tarihi ve Yeri : 05.07.1985 – Bakırköy/İST
Yabancı Dili : İngilizce
E-posta : seldaboy@mynet.com

ÖĞRENİM DURUMU

Derece	Alan	Okul/Üniversite	Mezuniyet Yılı
Lisans	Fizik	Yıldız Teknik Üniversitesi	2008
Lise	Fen-Matematik	Florya Tevfik Ercan Lisesi	2003

İŞ TECRÜBESİ

Yıl	Firma/Kurum	Görevi
2009-devam	Garanti Bankası	Risk izleme asistanı
2006	Dimar tanıtım	Hostes
2004	Gencallar Giyim Mağazaları, Leke Jeans	Satış danışmanı

YAYINLARI

Bildiri

- [1] S. Boy, K.Bozkurt, "Isovector Dipole Resonance in Hot Nuclear Matter with Skyrme and Gogny Interactions", Turkish Physical Society 27th International Physics Congress, İstanbul/Türkiye, p.285, 2010.