



**RELATİVİSTİK ORTALAMA ALAN MODELİ İÇİN NÜKLEER ETKİLEŞME
PARAMETRELERİNİN İYİLEŞTİRİLMESİ**

ŞEVKİ ŞENTÜRK

YÜKSEK LİSANS TEZİ

DİSİPLİNLER ARASI KUANTUM SİSTEMLERİ MODELLEME

T.C.
SİNOP ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**RELATİVİSTİK ORTALAMA ALAN MODELİ İÇİN NÜKLEER ETKİLEŞME
PARAMETRELERİNİN İYİLEŞTİRİLMESİ**

ŞEVKİ ŞENTÜRK

YÜKSEK LİSANS TEZİ
DİSİPLİNLER ARASI KUANTUM SİSTEMLERİ MODELLEME
DANIŞMAN
Doç. Dr. Tuncay BAYRAM

SİNOP – 2017

T.C.
SINOP ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

Bu çalışma, jürimiz tarafından 19/06/2017 tarihinde yapılan sınav ile Disiplinlerarası Kuantum Sistemleri Modelleme Anabilim Dalında YÜKSEK LİSANS tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan : Prof. Dr. A. Hakan YILMAZ

Üye : Doç. Dr. Tuncay BAYRAM

Üye : Yrd. Doç. Dr. Barış ALKAN



ONAY :

Yukarıdaki imzaların adı geçen öğretim üyelerine ait olduğunu onaylarım.

19/06/2017



Doç. Dr. Turgay KORKUT

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

RELATİVİSTİK ORTALAMA ALAN MODELİ İÇİN NÜKLEER ETKİLEŞME PARAMETRELERİNİN İYİLEŞTİRİLMESİ

ÖZET

Kararlı bölgedeki çekirdekler ile proton ve nötron bakımından zengin olan çekirdekleri de kapsayan geniş bir bölgede bağlanma enerjisi, tek parçacık enerji seviyeleri, elektrik momentler, yük ve nükleon yarıçapları gibi çekirdek özelliklerinin hesaplanabilmesi, ortalama alan yaklaşımı kullanılarak yapılabilmektedir. Kuantum hidrodinamiği temelli Relativistik Ortalama Alan (RMF) modeli, gerek fenomenolojisinden kaynaklı nükleer etkileşmeyi betimlemedeki başarısı ve gerekse daha yoğun nükleer madde araştırmalarında kullanılabilme özelliğinden dolayı başarılı bir modeldir. Bu model, nükleonların çeşitli mezonların değiş-tokuşu ile etkileştiği varsayımı üzerine kuruludur. Bundan dolayı mezon kütleleri, mezon-nükleon çiftlenim sabitleri ve bazı mezonlar için öz çiftlenim terimleri az sayıda çekirdeğin deneysel verileri yardımı ile ayarlanarak periyodik tabloyu kapsayan geniş bir bölgede çekirdeklerin nükleer taban durum özellikleri hesaplanabilmektedir. Bu da, mezon kütleleri ve etkileşme sabitlerinden oluşan parametre setinin iyi belirlenmesini gerektirmektedir.

Bu tez çalışmasında doğrusal olmayan RMF modeli için parametre setinin, standart fitleme yerine, doğrusal olmayan ilişkilerin belirlenmesinde başarılı bir biçimde kullanılan Yapay Sinir Ağları (YSA) ile nasıl iyileştirilebileceği üzerine bir araştırma yapılmıştır. Bu çerçevede DEFNE olarak adlandırılan yeni bir RMF model parametre seti geliştirilerek periyodik tabloyu kapsayan geniş bir bölgede bu yeni parametre setinin etkinliği test edilmiştir.

Bu tez çalışması sayesinde YSA metodunun RMF modeli parametre setlerinin değerleri ile bu parametrelerin RMF modelinde kullanılması ile elde edilen çeşitli nükleer özelliklerin değerleri arasındaki doğrusal olmayan ilişkiyi belirleyebildiği ortaya çıkarılmıştır. Bu belirlemenin ardından RMF modeli için DEFNE olarak adlandırılan parametre seti geliştirilmiştir. Bu parametre seti periyodik tabloda hafiften ağır çekirdek bölgesine doğru uzanan yaklaşık 140 çekirdeğin taban durum bağlanma enerjisi ve yük yarıçapının RMF modeli ile hesaplanmasında kullanılmıştır. Elde edilen çekirdek taban durum bağlanma enerjisi değerleri RMF modeli için geliştirilmiş NL3* parametre setinden elde edilen değerler, Hartree-Fock-Bogoliubov metodu (SKP ve

SLy4 parametre setleri ile) sonuçları ve sıvı damlası modelinden elde edilen değerler ile karşılaştırılmıştır. Yapılan analizler sonucunda yeni geliştirilen DEFNE parametre setinin periyodik tabloyu kapsayan geniş bir bölgede çekirdek bağlanma enerjileri ve yük yarıçaplarının başarılı bir şekilde tahmininde etkin olduğu belirlenmiştir. Bununla birlikte geliştirilen bu parametre setinin nükleer madde özellikleri incelendiğinde çekirdeklerin yüzey özelliklerinin belirlenmesinde çok etkin olmayabileceği sonucuna varılabilir. Bu durum sigma mezonun öz etkileşme terimlerinden kaynaklı olup RMF modeli için parametre setinin geliştirilmesi süreçlerinde mezon-nükleon ve mezonların öz etkileşme parametrelerinin birbirinden bağımsız olarak ele alınması önerilmektedir.

Anahtar Kelimeler: Relativistik Ortalama Alan Modeli, Parametre seti, Nükleer taban durum özellikleri, Yapay sinir ağları,

IMPROVEMENT OF NUCLEAR INTERACTION PARAMETERS FOR RELATIVISTIC MEAN FIELD MODEL

ABSTRACT

Calculations of nuclear properties of nuclei such as binding energies, single particle levels, electric moments, charge radii and nucleon radii are possible by using mean field approach on the wide region covers stable nuclei, neutron rich and proton rich nuclei. The Relativistic Mean Field (RMF) model based on quantum hydrodynamics is a successful model because of its success in describing nuclear interaction originating from its phenomenology and its ability to be used in nuclear density matter investigations. This model is based on the assumption that the nucleons interact each other via exchange of various mesons. Because of that, the terms for meson masses, meson-nucleon coupling constants and self-coupling of some mesons in this model can be determined by using experimental data of a small numbers of nuclei and later nuclear properties of nuclei can be calculated by using this model. This requires well defined a set of parameters consisting of meson masses and interaction constants.

In this thesis, an investigation has been made on how the parameter set for the non-linear RMF model can be improved instead of standard fitting by using Artificial Neural Networks (ANN) successfully used in determining non-linear relations. In this framework, a new RMF model parameter set called DEFNE has been developed and its success has been tested in a wide region covers the periodic table.

This study has revealed that the ANN method can determine the non-linear relationship between the values of the RMF model parameter sets and the values of the various nuclear properties obtained by using them in the RMF model. Following this result, the parameter set called DEFNE for the RMF model was developed. This set of parameters has been used in the RMF model to calculate the ground state binding energies and charge radii of about 140 nuclei selected from the light to heavy nuclei in the periodic table. The calculated results for ground state binding energies have been compared with the results of RMF model with NL3* parameter set, Hartree-Fock-Bogoliubov method (SKP and SLy4 parameter sets) and the liquid drop model. As a result of this study, it has been determined that the newly developed DEFNE parameter

set is effective in the successful prediction of nuclear binding energies and charge radii in a wide range of nuclei region covers the periodic table. However, when the nuclear matter properties of the parameter set are investigated, it can be concluded that it cannot be very effective in determining the surface properties of nuclei. This is due to the self-interaction terms of the sigma meson, and it is suggested that the self-interaction parameters of the meson-nucleon and mesons can be considered independently of each other in the process of developing the parameter set for RMF model.

Key Words: Relativistic Mean Field Model, Parameter set, Nuclear ground state properties, Artificial neural networks



TEŞEKKÜR

Bu tez çalışmasının hazırlanmasında değerli görüş ve bilgi birikimini esirgemeyen danışman hocam sayın Doç. Dr. Tuncay BAYRAM'a saygılarımı ve teşekkürlerimi sunarım.

Ayrıca bu çalışmaya görüşleriyle yön veren değerli hocam sayın Doç. Dr. Serkan AKKOYUN'a ve yardımlarından dolayı Serhat URUK'a teşekkürü bir borç bilirim.

Yüksek lisans öğrenimim süresince bu tez çalışmasının da konusunu kapsayan 115F291 no'lu TÜBİTAK projesinde bursiyer olarak yer aldım. Bu proje çerçevesinde maddi destek sağlayan TÜBİTAK'a teşekkür ederim.

Maddi ve manevi desteğini esirgemeyen babam İbrahim, annem Melahat ve kardeşim Şener'e en içten sevgi, saygı ve sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Şevki ŞENTÜRK

SİNOP 2017

İÇİNDEKİLER

ÖZET	İ
ABSTRACT.....	İİİ
TEŞEKKÜR.....	V
İÇİNDEKİLER	VI
ŞEKİLLER DİZİNİ	Vİİİ
TABLolar DİZİNİ.....	İX
SEMBOLLER VE KISALTMALAR.....	X
1. GİRİŞ	1
2. GENEL BİLGİLER	5
2.1. Nükleer Modeller	5
2.1.1. sıvı damlası modeli	5
2.1.2. Kabuk Modeli	6
2.1.3. Fermi Gaz Modeli	7
2.2. Nükleer Taban Durum Özellikleri	8
2.2.1. Bağlanma Enerjisi	8
2.2.2. Çekirdek Boyutu	8
2.2.3. Kuadrupol Moment	8
2.2.4. Nötron ve Proton Ayırma Enerjisi	9
2.3. Relativistik Ortalama Alan Modeli (RMF).....	9
2.4. Yapay Sinir Ağları	15
2.4.1. YSA'nın Avantajları	15
2.4.2. YSA'nın Dezavantajları.....	15
2.4.3. YSA'ların Uygulama Alanları	15
2.4.4. Yapay Sinir Ağlarının Sınıflandırılması	16
2.4.4.1. Yapılarına Göre Yapay Sinir Ağları	16
2.4.4.2. Öğrenme Algoritmalarına Göre Yapay Sinir Ağları	17
2.4.4.3. Öğrenme Zamanına Göre Yapay Sinir Ağları.....	17
2.4.5. Yapay Sinir Ağlarının Yapısı	17
2.4.5.1. Biyolojik Sinir Hücresinin (nöron) Yapısı.....	17
2.4.5.2. Yapay Sinir Hücresinin Yapısı	18
2.4.5.3. Yapay Sinir Ağının Yapısı	19
2.4.6. Yapay Sinir Ağlarının Eğitimi	19
3.YÖNTEM	22
4. BULGULAR VE TARTIŞMA	25
5. SONUÇ.....	34

KAYNAKLAR	35
-----------------	----



ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1.	Kare kuyu potansiyeli şematik gösterimi	6
Şekil 2.2.	Nötron ve proton kuyuları.	7
Şekil 2.3.	RMF modelinde dikkate alınan mezonlar ve ilişkili kuantum sayıları	9
Şekil 2.4.	Sinir hücresinin yapısı	17
Şekil 2.5.	Neurosolutions programının çalışma şeması	18
Şekil 2.6.	Yapay sinir ağı yapısı	19
Şekil 3.1.	RMFAXIAL kodunun işlem basamaklarının şematik gösterimi	23
Şekil 3.2.	Bu çalışmadan kullanılan YSA topolojisi (B.E. Bağlanma enerjisini temsil etmektedir)	24
Şekil 4.1.	⁴⁰ Ca çekirdeği için YSA uygulamasının (a) eğitim aşaması ve (b) test aşamasından elde edilen bağlanma enerjisine göre RMF parametrelerinin girdi ve çıktı verileri arasındaki farklar	26
Şekil 4.2.	RMF modeli çerçevesinde geliştirilen DEFNE parametre setiyle bazı çekirdekler için hesaplanan bağlanma enerjileri ile deneysel veriler arasındaki farklar	31
Şekil 4.3.	RMF modelinde DEFNE parametre setiyle hesaplanan bazı çekirdekler için çekirdek yük yarıçapları ile deneysel veriler arasındaki farklar	33

TABLÖLAR DİZİNİ

Tablo 2.1.	Bazı doğrusal olmayan RMF modeli Lagranjiyen parametre setleri	14
Tablo 4.1.	YSA'nın her bir çekirdek için eğitimi sonrası parametre setlerinin hesaplanmış RMSE değerleri	27
Tablo 4.2.	YSA'nın her bir çekirdek için testi sonrası parametre setlerinin hesaplanmış RMSE değerleri	28
Tablo 4.3.	^{40}Ca , ^{88}Sr , ^{132}Sn , ^{208}Pb ve ^{214}Pb çekirdekleri için YSA ile geliştirilen RMF model parametre değerleri	28
Tablo 4.4.	^{40}Ca , ^{88}Sr , ^{132}Sn , ^{208}Pb ve ^{214}Pb çekirdekleri için Tablo 4.3'te kullanılan parametre değerleri ile hesaplanan bağlanma enerjileri (Birimler MeV birimindedir)	29
Tablo 4.5.	RMF modeli için bu çalışmada geliştirilen DEFNE parametre seti ve bu parametrelerin hesaplanmış nükleer madde özellikleri	30
Tablo 4.6.	Bu çalışmadan elde edilen çeşitli nükleer modellerin çekirdek BE'leri için kare ortalama karekök hata değerleri (Birimler MeV birimindedir)	32
Tablo 4.7.	Bu çalışmadan elde edilen çeşitli nükleer modellerin çekirdek yük yarıçapları için kare ortalama karekök hata değerleri (Birimler fm birimindedir).	33

SEMBOLLER ve KISALTMALAR

A	: Kütle Numarası
BE	: Bağlanma enerjisi
B/A	: Nükleon başına bağlanma enerjisi
β	: Dirac matrisi
β_2	: Elektrik kuadrupolmoment deformasyon parametresi
Δ	: Çiftlenim boşluk (gap) parametresi
HFB	: Hartree-Fock-Bogoliubov
FRDM	: Sonlu Sıvı Damlası Modeli (Finite Range Droplet Model)
K	: Sıkıştırılabilirlik
M_N	: Nükleon kütlesi
m_ρ	: ρ -mezonu kütlesi
m_σ	: σ -mezonu kütlesi
m_ω	: ω -mezonu kütlesi
N	: Nötron sayısı
RMF	: Relativistik Ortalama Alan (Relativistic Mean Field)
RMFAXIAL	: Eksenel deforme olmuş çekirdeklerin Relativistik Ortalama Alan modeli hesapları için kullanılan bilgisayar programı
RMSE	: Kare ortalama karekök hata
R_c	: Çekirdek yük yarıçapı
S_{2n}	: İki-nötron ayırma enerjisi
YSA	: Yapar sinir ağı
Z	: Proton sayısı

1. GİRİŞ

Çekirdeğin bağlanma enerjisi, boyutu ve deformasyonu gibi çeşitli çekirdek taban durum nükleer özelliklerini tahmin etmek için kullanılan birçok model bulunmaktadır. Bunlara örnek olarak Sıvı Damlası Modeli (FRDM), Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) Modeli, Fermi Gaz Modeli, Kabuk Modeli, Deforme Çekirdek Modeli ve Relativistik Ortalama Alan (RMF) Modeli verilebilir. Maalesef çekirdeğin taban durum özelliklerini ve dinamik özelliklerini tek başına ve tam anlamıyla sağlayan bir nükleer model bulunmamaktadır. Özellikle hafif çekirdeklerden ağır çekirdeklere doğru ilerlendiğinde, artan nükleon sayısına bağlı olarak etkileşen nükleonların sayısı arttığından, analitik yöntemler yetersiz kalabilmektedir. Bu nedenle 1974 yılında az sayıda çiftlenim sabiti ve kütle ile karakterize edilen mezonların ve baryonların normalize edilebilir alan teorisi, Relativistik Ortalama Alan (RMF) modeli geliştirildi (Walecka, 1974; Serot ve Walecka 1986). Kuantum hidrodinamiğine dayanan Relativistik Ortalama Alan (RMF) modeli, gerek fenomenolojisiindeki başarısı ve gerekse daha yoğun nükleer madde araştırmalarında kullanılabilme özelliğinden dolayı daha yaygın olarak kullanılmaktadır (Walecka, 1974; Serot ve Walecka 1986; Greiner ve Maruhn, 1996; Ring, 1996; Lalazissis vd., 1999; Piekarewicz, 2002; Bender, 2003; Vretenar vd. 2005; Meng vd., 2006; Afanasjev 2010; Bayram, 2012; Bayram ve Yılmaz, 2013; Bayram ve Akkoyun, 2013).

Bu model, nükleonların çeşitli mezonların değiş-tokuşu ile etkileştiği varsayımı üzerine kuruludur. Dolayısı ile mezon-nükleon çiftlenim sabitleri ve öz terimleri az sayıda çekirdeğin deneysel verileri yardımı ile ayarlanarak tüm çekirdeklerin nükleer özellikleri hesaplanabilmektedir (Decharge and Gogny, 1980; Ring ve Schuck, 1980; Bürvenich vd., 2004; Niksic vd., 2002; Lalazissis vd., 2009). Bu da, etkileşme sabitlerinden oluşan parametre setinin iyi belirlenmesini gerektirmektedir. RMF modelinin yaygın olarak kullanılmasının nedenlerini aşağıda verilen maddeler halinde sıralamak mümkündür.

a) RMF modeli çekirdeğin tek-parçacık yapısının tanımlanmasında başarılı olup spin-yörünge etkileşmesini doğal bir şekilde içermektedir.

b) Nükleer maddenin relativistik teorisi, relativistik olmayan teorilerin karşılaştığı uzun süreli çözilemeyen izotopik kaymanın doğru bir biçimde üretilmesi gibi bazı problemleri ortadan kaldırmıştır (Haar ve Malfliet, 1986).

c) Mezon alanları ile etkileşen nükleonların RMF modeli relativitenin önemli olduğu yoğun ve sıcak nükleer madde için dışkestirim (ekstrapolasyon) yapmaya olanak sağlamaktadır (Greiner ve Maruhn, 1996).

Kuşkusuz her olgusal modelde olduğu gibi RMF modelinde de ayarlanması gereken serbest parametreler bulunmaktadır. Bu parametreler bir sonraki bölümde ayrıntılı bir şekilde irdelenecek olup deneysel verilere dayalı olarak ayarlanmaktadır. Deneysel sonuçlarla optimum uyumu sağlayacak parametrelerin geliştirilmesi aynı zamanda modelin başarısını da artıran bir unsurdur. Bu güne değin RMF modeli için geliştirilmiş başlıca doğrusal olmayan parametre setleri NL1 (Reinhard vd., 1986), PL40 (Reinhard, 1989), NL2 (Lee vd., 1986), NL-SH (Sharma vd., 1994), TM1 ve TM2 (Sugahara ve Toki, 1994), NLC (Serot ve Walecka, 1997), NL3 (Lalazissis vd., 1997), NL-Z2 (Bürvenich vd., 2002) ve NL3*'dır (Lalazissis vd., 2009). Bunların dışında etkileşmeyi ele alış şekilleriyle bazı küçük farklılıklar içeren TMA (Sugahara ve Toki, 1994), DD-ME1 (Niksic vd., 2002) ve DD-ME2 (Lalazissis vd., 2005) gibi etkin parametre setleri de geliştirilmiştir. Bu parametre setlerine alternatif olabilecek her bir parametre seti geliştirme veya iyileştirme çabası anlamlı gayretlerdir. Bu nedenle bu tez çalışmasında bir RMF modeli parametre setinin, standart fitleme yerine, doğrusal olmayan ilişkilerin örüntülenmesinde başarılı bir biçimde kullanılan Yapay Sinir Ağları (YSA) metodu (Peterson K.L., 1991; Haykin, 1999; Kibedi T., 2012) ile nasıl iyileştirilebileceği üzerine bir araştırma amaçlanmıştır. YSA metodu özellikle lineer olmayan ilişkiler içeren problemlerin çözülmesinde yaygın bir şekilde kullanılmaktadır. YSA birçok teknolojik ve endüstriyel uygulamalarda kullanılmakla birlikte kendisine oldukça büyük veri gruplarının olduğu nükleer fizik alanında da uygulama alanları bulmuştur. Bunlara örnek olarak çekirdekler için fisyon bariyeri tahmini (Akkoyun ve Bayram, 2014), Çekirdek kütlesi sistematığı (Athanassopoulos vd., 2004), doğal radyoaktivite kaynakları analizi (Medhat, 2012), etki parametresi belirleme (David vd., 1995; Haddad, 1997), çekirdek yarıçapı belirleme (Akkoyun vd., 2013), ağır çekirdekler için alfa bozunumu yarı ömür süresinin belirlenmesi (Bayram vd., 2014b) ve hadron fiziği çalışmaları (Graczyk, 2013; Graczyk ve Juszczak, 2015) verilebilir. Bu tez çalışmasında ise farklı bir yaklaşımla YSA'nın olgusal bir nükleer model için serbest parametrelerin belirlenmesi ve iyileştirilmesinde nasıl kullanılabileceğinin gösterilmesi amaçlanmıştır.

Bu tez çalışması ile ortaya konan yenilikleri maddeler halinde şu şekilde sıralamak mümkündür:

1. Çok nükleonlu çekirdek sistemleri (özellikle nükleon sayısının 20'nin üzerinde olduğu) betimlemek için geliştirilen modeller analitik çözümlerdeki zorluklardan dolayı genellikle fenomenolojik (olgusal) modeller olup bu modellerin çözümü iteratif (öz-uyum) süreçli hesaplamalar gerektirmektedir (Vautherin ve Brink, 1972; Ring vd., 1997; Chabanat vd., 1998; Stoitsov vd., 2005; Klüpfel vd., 2009). Bu modellerden RMF modeli uzun bir süredir çekirdek bağlanma enerjisi, proton, nötron ve yük yarıçapı, nötron ve proton ayrılma enerjileri, deformasyonlar, elektrik momentler ve tek-parçacık enerji seviyeleri gibi çekirdek taban durum nükleer özelliklerini hesaplamak için başarılı bir biçimde kullanılmaktadır (Bayram ve Yılmaz, 2013). RMF model parametreleri ile bu parametrelerin kullanımı ile elde edilen çekirdek özellikleri arasında doğrusal olmayan bir ilişki bulunmaktadır. Bu çalışmada bu doğrusal olmayan ilişkilerin YSA tarafından belirlenip belirlenemediği test edilmiştir.
2. YSA'nın RMF model parametreleri ve bunların yardımıyla hesaplanan çekirdek bağlanma enerjileri arasındaki doğrusal olmayan ilişkileri çözümleyebildiği anlaşıldıktan sonra seçilen beş adet çekirdek için YSA yardımıyla optimum parametre setleri elde edilmiştir. Bu amaç için her bir çekirdek için oluşturulmuş yaklaşık 1000 adet veri ile eğitilen YSA'ya deneysel bağlanma enerji değerleri verilerek optimum parametreler türetilmiştir. Dikkate alınan 5 çekirdeğin her biri için YSA ile elde edilmiş optimum RMF model parametre değerlerinin ağırlıklı ortalama değerleri alınarak hafif çekirdek bölgesinden ağır çekirdek bölgesine uzanan geniş bir bölgede etkin olacağı öngörülen ve DEFNE adı verilen yeni bir RMF model parametre seti geliştirilmiştir. Bu haliyle bu çalışma ile literatürde ilk kez YSA nükleer model parametrelerinin geliştirilmesi/iyileştirilmesi için kullanılmıştır.
3. Geliştirilen DEFNE parametre setinin tüm periyodik tabloda performansını test etmek için yaklaşık 140 çekirdek için bağlanma enerjisi ve yük yarıçapı RMF modelinde hesaplanmıştır. Elde edilen sonuçlar deneysel değerler ve diğer model parametre sonuçları ile karşılaştırılarak detaylı bir biçimde

tartışılmıştır. Özellikle RMF+DEFNE hesaplamalarının çekirdek bağlanma enerjilerinin tahmininde başarılı olduğu ortaya konulmuştur.

Yukarda bahsedilen çalışmalar çerçevesinde bu tezin gövdesi şu şekilde oluşturulmuştur: Genel Bilgiler Bölümünde nükleer modeller ve nükleer taban durum özellikleri üzerine özet bilgiler sunulduktan sonra RMF modeli ve YSA metodu hakkında detaylı bilgiler sunulmaktadır. Yöntem Bölümünde RMF modeli için hesaplamaların nasıl gerçekleştirildiği ve oluşturulan veriler için YSA'nın nasıl uygulandığı hakkında detaylı bilgiler verildikten sonra YSA kullanılarak RMF model parametre setinin nasıl geliştirilebileceği üzerine bilgiler sunulmaktadır. Bulgular ve Tartışma Bölümünde ise bu çalışmada uygulanan YSA'nın eğitimi ve testinin geçerliliği ve seçilen çekirdekler için YSA yoluyla elde edilen optimum model parametre değerlerinin geçerliliği tartışılmaktadır. Yine bu bölümde geliştirilen DEFNE parametre seti ve bu setin nükleer özellikleri hakkında bilgiler sunulmakta ve tartışılmaktadır. Ayrıca geliştirilen parametre setinin geniş bir çekirdek bölgesinde uygulanmasıyla RMF modelinden elde edilen taban durum bağlanma enerjileri ve yük yarıçapları üzerine detaylı bir biçimde durularak geliştirilen parametre setinin performansı üzerine tartışmalara yer verilmektedir. Son olarak bu tez çalışmasından ortaya çıkan sonuçlar ve öneriler Sonuç Bölümünde sunulmaktadır.

2. GENEL BİLGİLER

Bu tez çalışmasında RMF modeli için doğrusal olmayan etkileşme parametrelerinin YSA metodu kullanılarak iyileştirilmesi amaçlanmıştır. Bu nedenle bu bölümde nükleer modeller özetlenmekte, nükleer taban durum özellikleri hakkında kısa bilgiler sunulmakta, RMF modeli ile ve YSA metodu tanıtılmaktadır.

2.1. Nükleer Modeller

2.1.1. Sıvı Damlası Modeli

Sıvı damlası modelinde, çekirdek bir sıvı damlası gibi düşünülmüştür. Çekirdek nötron ve protonlardan oluşan ve proton sayısı ile orantılı elektrik kuvveti ile birlikte bir sıvı damlası olarak ele alınır. Çekirdekteki her bir nükleon bir sıvı molekülü gibi sadece en yakın komşusuyla etkileşime geçer. Bu modelde Pauli dışarlama ilkesi etkin rol oynar. Bu ilkeye göre aynı türde iki nükleon, spin yönelimleri farklı olmak üzere aynı düzeyde bulunabilir. Bu model, çekirdeklerin bağlanma enerjisini, kütle formülünü, kararlılığını ve fisyonu açıklamada etkilidir. Fakat sihirli sayıda (8, 20, 50, 82) nükleona sahip çekirdeklerin kararlılığını açıklayamamaktadır (Weizsacker, 1935).

Her nükleon-nükleon (proton-proton, proton-nötron, nötron-nötron) bağlanma enerjisi aynı U değerinde kabul edilir ve kuvvetler (kısa menzilli) çekici olduğundan negatif değerlidir. Her nükleon çifti küçük bir küre olarak düşünüldüğünde çekirdekteki her bir küre etrafındaki 12 (nükleonların çekirdek yüzeyinde olmadığı düşünülerek) küreyle temas eder dolayısıyla çekirdeğin bağlanma enerjisi $6 U$ olur (iki nükleonun bir U değerini paylaştığı düşünülür). Dolayısıyla A tane nükleonun bağlanma enerjisi;

$$E_h = 6AU \quad (2.1.1)$$

olarak yazılır.

Nükleonların hepsi çekirdeğin içinde olmadığı için çekirdeğin bağlanma enerjisi;

$$B = a_h A - a_y A^{2/3} - a_c Z(Z-1)A^{-1/3} - a_{\text{sim}} \frac{(A-2Z)^2}{A} + \delta(A, Z) \quad (2.1.2)$$

olarak verilir. Bu denklemde ilk üç terim sırasıyla hacim, yüzey ve Coulomb enerjilerini ifade eder (Beiser, 2008).

$$B_v = a_h A, \quad B_y = -a_y A^{2/3}, \quad B_c = -a_c Z(Z-1)A^{-1/3} \quad (2.1.3)$$

Denklem (2.1.2)'deki dördüncü terim simetri enerjisi terimi olup Pauli prensibi ile bağıntılıdır. Son terim ise çiftlenim enerjisi terimidir. Çiftlenimde nükleon spinleri sıfır olarak alınır. Çift-çift çekirdekler en kararlı çekirdekler, tek- tek çekirdekler ise en kararsız çekirdeklerdir.

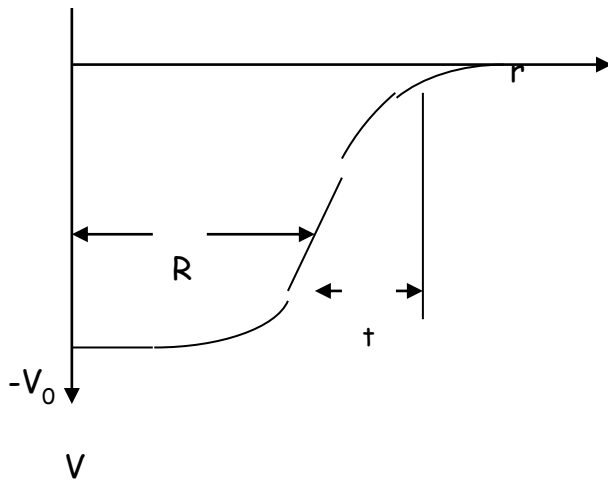
Bağlanma enerjisinden yarı deneysel kütle formülü de Denklem (2.1.4) verildiği gibi elde edilebilir.

$$M(Z,A) = Zm(^1\text{H}) + Nm_n - B(Z,A)/c^2 \quad (2.1.4)$$

2.1.2. Kabuk Modeli

Sıvı damlası modelinde çekirdekteki her bir nükleon bir sıvı damlası gibi en yakınındaki nükleonla etkileşim içinde olup, uç noktadaki nükleonlar ise oluşturulan kuvvet alanıyla etkileştiği üzerine kuruluydu. Kabuk modelinde ise, Pauli dışarlama ilkesi temel alınarak nükleonların farklı enerji seviyelerinde (kabuklarda) bir yer işgal ettiği üzerine kuruludur. En dış enerji seviyesi atomun davranışını etkiler. Tam dolu seviyelere sahip çekirdekler kararlılırlar (2, 10, 18,...). Bu model, sihirli sayıdaki (8, 20, 50, 82,...) çekirdeklerin yapısını daha iyi açıklamış ve nükleonların tek bir kuvvet alanı etkisinde olduğunu ifade etmiştir (Beiser, 2008).

Bu modelde çekirdeğin potansiyel enerjisi tam olarak bilinmediğinden enerji bir kare kuyu fonksiyonu $U(r)$ olarak kabul edilir ve Schrödinger denklemi ile çözülür. Schrödinger denkleminin çözümünden sihirli sayılar elde edilir. Burada R ve a sırasıyla ortalama yarıçap ve yüzey kalınlığı V_0 ise kuyu derinliğidir.



Şekil 2.1. Kare kuyu potansiyelinin şematik gösterimi (Beiser, 2008)

Her bir enerji seviyesinin alacağı nükleon sayısı $2(2l+1)$ ile verilir. $l = 0, 1, 2, \dots$ için kabuk sırasıyla s, p, d,... ile sembolize edilir.

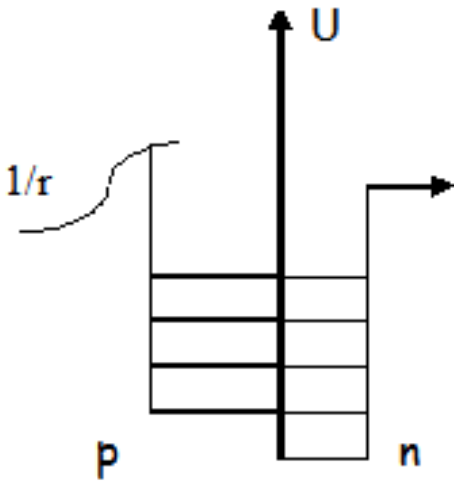
2.1.3. Fermi Gaz Modeli

Bu modelin temelini, bir sistemde doğrudan etkileşmeyen parçacıklar oluşturur. Bu sistemdeki tek bir nükleonun düzeyleri, bu nükleon haricindeki nükleonların oluşturduğu ortalama bir potansiyel için Schrödinger denkleminin çözümünden elde edilir. Potansiyel, $r < R'$ ye karşılık bir $-V_0$ değerine sahiptir ve $r=R$ için potansiyelin sonsuz bir yüksekliğe sahip olduğu varsayılır. Bu durumda nükleonlar potansiyel enerji kuyusundan dışarı çıkamayacaktır (Beiser, 2008)

$T = 0$ K için taban durumunda en yüksek düzeyin enerjisi Fermi enerjisi olarak aşağıdaki gibi ifade edilir;

$$E_F = \frac{1}{2m} 3^{2/3} \pi^{4/3} \hbar^2 \left(\frac{n}{V} \right)^{2/3} \quad (2.1.5)$$

Burada n/V birim hacim başına parçacık sayısıdır. Dikkate alınması gereken bir durum olarak protonlar arasındaki itici Coulomb kuvvetinden dolayı bağlanma enerjisi azalır.



Şekil 2.2. Nötron ve proton için potansiyel kuyuları

Fermi gazının toplam enerjisi ise aşağıdaki gibi verilir;

$$E_T = C n^{5/3} A^{-2/3} \quad (n = N^{5/3} + Z^{5/3}) \quad C = \text{sabit} \quad (2.1.6)$$

2.2. Nükleer Taban Durum Özellikleri

2.2.1. Bağlanma Enerjisi

Bir çekirdeğin kütlesi kendisini oluşturan nükleonların toplamına eşit olmalıdır. Fakat gerçekte durum öyle değildir. Çekirdeğin kütlesi kendisini oluşturan nükleonların kütesinden daha küçüktür. Aradaki kayıp kütle çekirdeğin bağlanma enerjisi olarak adlandırılır. Nükleon başına bağlanma enerjisi B/A olarak ifade edilir.

Bir çekirdeğin bağlanma enerjisi;

$$BE = [Zm({}_1^1H) + Nm(n) - m({}_Z^AX)] \quad (2.2.1)$$

ile hesaplanır. Burada $m({}_1^1H)$, ${}_1^1H$ 'in atom kütlesi, $m(n)$, nötron kütlesi ve $({}_Z^AX)$, $({}_Z^AX)$ 'in atom kütlesidir.

2.2.2. Çekirdek Boyutu

Çekirdeğin kesin bir sınırı olmadığından yarıçaplarıyla ilgili kesinlik olmayıp ortalama yoğunluk yarıçapı kullanılır. Çekirdek yarıçapı R ile gösterilir ve

$$R = R_0 A^{1/3} \quad (2.2.2)$$

bağıntısından hesaplanır. Burada $R_0 \cong 1,2$ fm'dir. A ise toplam nükleon sayısını temsil eder. Bunun dışında nötron ve proton ve yük yarıçaplarını ifade eden R_n , R_p ve R_c değerleri de mevcuttur. Burada R_c değeri

$$R_c = \sqrt{R_p^2 + 0,64} \quad (2.2.3)$$

bağıntısıyla elde edilir (Ring vd., 1997).

2.2.3. Kuadrupol Moment

Nötronun ve protonun kuadrupol momentleri toplamı çekirdeğin toplam kuadrupol momentini verir ve;

$$Q_T = Q_n + Q_p = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \frac{3}{4\pi} A R_0^2 \beta \quad (2.2.4)$$

ile hesaplanır (Gambhir vd., 1990 ve Ring vd., 1997). Burada β kuadrupol deformasyon parametresidir ve genellikle hesaplamalar β değeri üzerinden yapılır. β değeri taban durumdan ilk uyarılmış 2^+ durumuna indirgenmiş elektrik kuadrupol geçiş olasılığından, $B(E2; 0 \rightarrow 2^+)$ elde edilebilmektedir (Raman vd. 2001).

2.2.4. Nötron ve Proton Ayırma Enerjisi

Nükleon ayırma enerjileri nükleer tabakaların incelenmesinde ve sistematik hatalardan kurtulmak için parametrelerin ayarlanması açısından önemlidir (Greiner ve Maruhn, 1996). Nötron ve proton ayırma enerjileri,

$$S_n = B({}_Z^AX_N) - B({}_Z^{A-1}X_{N-1}) = [m({}_Z^{A-1}X_{N-1}) - m({}_Z^AX_N) + 2m_n]c^2 \quad (2.2.5)$$

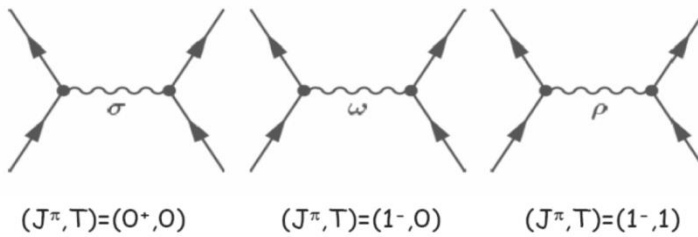
$$S_p = B({}_Z^AX_N) - B({}_{Z-1}^{A-1}X_N) = [m({}_{Z-1}^{A-1}X_N) - m({}_Z^AX_N) + 2m({}^1H)]c^2 \quad (2.2.6)$$

ile verilir.

2.3. Relativistik Ortalama Alan Modeli (RMF)

Relativistik Ortalama Alan modeli, Walecka (1974) tarafından önerilen relativistik kuantum alan teorisi modeli olup bu modelde Dirac spinoru ile betimlenen nükleonlar mezonların değiş-tokuşu ile etkileşirler. Bu modelde, skaler σ -mezonu ile nükleonlar (ψ), Yukawa terimi ($\bar{\psi}\sigma\psi$) şeklinde çiftlenmekte olup bu etkileşme çekirdek içerisindeki güçlü çekici alanın kaynağıdır. İzoskaler vektör ω -mezonu korunumlu nükleon akımı ($\bar{\psi}\gamma_\mu\psi\omega^\mu$) ile nükleonlarla çiftlenip, çekirdek içerisindeki güçlü itici alanı üretir. Bunlara ek olarak elektromanyetik etkileşmeyi üretmek için izovektör akımı ve fotonlarla çiftlenmiş izovektör ρ -mezonu vardır.

J, π ve T sırası ile toplam açısal momentum, parite ve izospin kuantum sayılarını temsil etmek üzere bu modelde genellikle dikkate alınan mezonlar ve bunlar ile ilgili kuantum sayıları Şekil 2.3’de gösterilmektedir.



Şekil 2.3. RMF modelinde dikkate alınan mezonlar ve ilişkili kuantum sayıları

Bu modelde Slater determinantı formundaki $\psi_i (i=1, \dots, A)$ tek-parçacık spinoru ile temsil edilen A tane nükleonun bu mezon alanları içerisinde bağımsız bir şekilde (Hartree formalizmi) hareket ettiği varsayımından yola çıkıldığı için, modelin başlangıç

noktası bir Lagranjiyen yoğunluğudur. M , m_σ , m_ω ve m_ρ sırasıyla nükleon, σ -, ω - ve ρ -mezonun kütesini; g_σ , g_ω , g_ρ ve $e^2/4\pi=1/137$ ise sırasıyla σ -, ω -, ρ -mezonu ve foton için çiftlenim sabitleri olmak üzere Lagranjiyen yoğunluğu Denklem 2.3.1’de;

$$\begin{aligned}
L \equiv & \bar{\psi}_i \left\{ i\gamma^\mu \partial_\mu - M \right\} \psi_i \\
& + \frac{1}{2} \partial^\mu \sigma \partial_\mu \sigma - U(\sigma) - g_\sigma \bar{\psi}_i \psi_i \sigma \\
& - \frac{1}{4} \Omega^{\mu\nu} \Omega_{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega^\mu \omega_\mu - g_\omega \bar{\psi}_i \gamma^\mu \psi_i \omega_\mu \\
& - \frac{1}{4} \vec{R}^{\mu\nu} \vec{R}_{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\rho^2 \vec{\rho}^\mu \vec{\rho}_\mu - g_\rho \bar{\psi}_i \gamma^\mu \vec{\tau} \psi_i \vec{\rho}_\mu \\
& - \frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} - e \bar{\psi}_i \gamma^\mu \frac{(1-\tau_3)}{2} \psi_i A_\mu
\end{aligned} \tag{2.3.1}$$

verildiği gibidir. Standart Walecka modeli sadece σ ve ω mezonlarını dikkate alır. Denklem (2.3.1) ile verilen Lagranjiyen yoğunluğunda yer alan ρ mezonu ile ilişkili terimler asimetrik çekirdeğin daha iyi bir tanımı için eklenir. Ayrıca standart Walecka modelinde sıkıştırılmazlık (K) çok büyük olduğundan çekirdek yüzey özelliklerinin iyi bir biçimde betimlenebilmesi için σ -mezonunun doğrusal olmayan bir potansiyel içerisinde hareket ettiği varsayımından yola çıkılarak türetilmiş olan $U(\sigma)$ terimi;

$$U(\sigma) = \frac{1}{2} m_\sigma \sigma^2 + \frac{1}{3} g_2 \sigma^3 + \frac{1}{4} g_3 \sigma^4 \tag{2.3.2}$$

ile verilir (Boguta ve Bodmer, 1977). Bu haliyle model doğrusal olmayan Walecka modeli olarak adlandırılmaktadır. Denklem (2.3.2) ile verilen ifadede g_2 ve g_3 çiftlenim sabitleri etkin bir yoğunluk bağımlılığı olup nükleer yüzeyin uygun tanımı için deneysel verilerden ayarlanır. Vektör mezonlar ve elektromanyetik alan için alan tensörleri;

$$\begin{aligned}
\Omega^{\mu\nu} &= \partial^\mu \omega^\nu - \partial^\nu \omega^\mu \\
\vec{R}_{\mu\nu} &= \partial^\mu \vec{\rho}^\nu - \partial^\nu \vec{\rho}^\mu - g_\rho (\vec{\rho}^\mu \times \vec{\rho}^\nu) \\
F^{\mu\nu} &= \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu
\end{aligned} \tag{2.3.3}$$

şeklindedir. Klasik relativistik alan teorisi çerçevesinde alanlar, $q_i = \phi, V, \psi$ kuantum sayıları ile temsil edilirler. Alanların dinamiği, Lagranjiyen yoğunluğu $L(q, \partial_\mu q, t)$ olmak üzere varyasyon ilkesi;

$$\delta \int dt L = \delta \int d^4 x L(q_i, \partial_\mu q_i, t) = 0. \quad (2.3.4)$$

ile verilir. Alanların Euler-Lagrange denklemleri

$$\partial_\mu \left(\frac{\partial L}{\partial (\partial_\mu q_i)} \right) - \frac{\partial L}{\partial q_i} = 0 \quad (2.3.5)$$

dir. Denklem (2.3.1) ile verilen Lagranjiyen yoğunluğu Denklem (2.3.5) ile verilen Euler-Lagrange denkleminde kullanıldığında, alanlar ile ilişkili hareket denklemleri elde edilir. Bu hareket denklemleri, nükleonları betimleyen Dirac denklemi;

$$\left\{ \gamma^\mu \left(i \partial_\mu + g_\omega \omega_\mu + g_\rho \vec{\tau} \vec{\rho}_\mu + e \frac{(1-\tau_3)}{2} A_\mu \right) + (M + g_\sigma \sigma) \right\} \psi_i = 0 \quad (2.3.6)$$

ve mezonları betimleyen Klein-Gordon denklemleri;

$$\begin{aligned} \left\{ \partial^\nu \partial_\nu + \partial_\sigma U(\sigma) \right\} \sigma &= -g_\sigma \rho_s \\ \left\{ \partial^\nu \partial_\nu + m_\omega^2 \right\} \omega^\mu &= g_\omega J^\mu \\ \left\{ \partial^\nu \partial_\nu + m_\rho^2 \right\} \vec{\rho}^\mu &= g_\rho \vec{J}^\mu \end{aligned} \quad (2.3.7)$$

$$\partial^\nu \partial_\nu A^\mu = e J_p^\mu$$

şeklindedir. Mezon alanlarının kaynakları, baryonların Slater determinantındaki tüm dolu (işgal edilmiş) seviyelerin toplanması ile elde edilir. σ -mezonu alanı için skaler yoğunluk;

$$\rho_s(x) = \sum_{i=1}^A \bar{\psi}_i(x) \psi_i(x) \quad (2.3.8a)$$

ω -mezon alanı için akım yoğunluğu;

$$J^\mu(x) = \sum_{i=1}^A \bar{\psi}_i(x) \gamma^\mu \psi_i(x) \quad (2.3.8b)$$

ρ -mezon alanı için izovektör akım yoğunluğu;

$$\vec{J}^\mu(x) = \sum_{i=1}^A \bar{\psi}_i(x) \gamma^\mu \vec{\tau} \psi_i(x) \quad (2.3.8c)$$

ve foton alanı için proton akım yoğunluğu;

$$J_p^\mu(x) = \sum_{i=1}^A \bar{\psi}_i(x) \gamma^\mu \frac{(1-\tau_3)}{2} \psi_i(x) \quad (2.3.8d)$$

ile verilir. RMF modelinin uygulamalarında karşıt parçacık katkısı ihmal edilir. Çekirdeklerin taban durum özelliklerini tanımlayabilmek için ortalama alan yaklaşımı çerçevesinde mezon alan operatörleri beklenen değerleri ile yer değiştirirler. Böylece A tane nükleon, klasik mezon alanlarında bağımsız bir şekilde hareket eden tek-parçacık spinorlarının (ψ_i) Slater determinantı $|\phi\rangle$ ile tanımlanır ve mezon alanlarının kaynakları nükleon akım ve yoğunlukları ile tanımlanır. Denklem (2.3.6)'nın durağan çözümleri için nükleon spinorları ε_i özdeğerli durağan Dirac denkleminin öz-vektörü olurlar.

$$\left\{ \alpha(-i\nabla - \mathbf{V}(\mathbf{r})) + \beta M^*(\mathbf{r}) + V(\mathbf{r}) \right\} \psi_i(\mathbf{r}) = \varepsilon_i \psi_i(\mathbf{r}) \quad (2.3.9)$$

Bu denklemde etkin kütle,

$$M^*(\mathbf{r}) = M + g_\sigma \sigma(\mathbf{r}) \quad (2.3.10)$$

$\sigma(\mathbf{r})$ skaler alanı ile belirlenir. Denklem (2.3.9)'daki vektör potansiyeli ω^μ , ρ^μ ve A^μ Lorentz vektörlerinin zamansal kısmını;

$$V(\mathbf{r}) = g_\omega \omega^0(\mathbf{r}) + g_\rho \vec{\tau} \vec{\rho}^0(\mathbf{r}) + e \frac{(1-\tau_3)}{2} A^0(\mathbf{r}) \quad (2.3.11)$$

ve uzaysal bileşenlerini;

$$\mathbf{V}(\mathbf{r}) = g_\omega \boldsymbol{\omega}(\mathbf{r}) + g_\rho \vec{\tau} \vec{\boldsymbol{\rho}}(\mathbf{r}) + e \frac{(1-\tau_3)}{2} \mathbf{A}(\mathbf{r}) \quad (2.3.12)$$

İçercek şekilde yazılabilir. Bu alanlar;

$$\begin{aligned}
\{-\nabla^2 + m_\sigma^2\} \sigma(\mathbf{r}) &= -g_\sigma \rho_s(\mathbf{r}) - g_2 \sigma^2(\mathbf{r}) - g_3 \sigma^3(\mathbf{r}) \\
\{-\nabla^2 + m_\omega^2\} \omega^\mu(\mathbf{r}) &= g_\omega J^\mu(\mathbf{r}) \\
\{-\nabla^2 + m_\rho^2\} \vec{\rho}^\mu(\mathbf{r}) &= g_\rho \vec{J}^\mu(\mathbf{r}) \\
-\nabla^2 A^\mu(\mathbf{r}) &= e J_p^\mu(\mathbf{r})
\end{aligned} \tag{2.3.13}$$

Klein-Gordon denklemlerinin çözümleridirler. Denklem (2.3.11) ve (2.3.13) birlikte kapalı bir denklem seti oluştururlar. Bu denklemler çözümü için iteratif bir yöntemle önce mezon alanlarının makul tahminleri ile Dirac denklemi çözülerek nükleonları betimleyen spinorlar ile yoğunluklar ve akımlar elde edilir. Denklem (2.3.13) ile verilen Klein-Gordon denklemleri bu kaynakların kullanılması ile yeni mezon alanları ve elektromanyetik alanı verir. Bu alanlar $V^\mu(\mathbf{r})$ potansiyellerinin etkin kütlelerin hesaplanması için kullanılır. Bir sonraki iterasyon için, bu hesaplanan nicelikler Denklem (2.3.11) ile verilen Dirac denkleminde kullanılarak yeni spinorlar elde edilir. Bu iteratif yöntem öz-uyum sağlanıncaya kadar sürdürülerek Dirac ve Klein-Gordon denklemlerinden oluşan kapalı denklem setinin çözümü öz-uyumlu bir şekilde elde edilmiş olur. Bu hesaplamaları çekirdeklerin küresel, aksenal deforme veya triaxial deforme simetri durumları için yapmak mümkündür. Nümerik detaylar için Ring vd. (1997) ve Niksic vd. (2014) çalışmaları iyi birer kaynaktır.

RMF hesaplamalarını gerçekleştirebilmek için Denklem (2.3.1)'de verilen olgusal Lagranjiyen yoğunluğundaki bazı parametrelerin deneysel veriler ile fitlenerek belirlenmesi gerekmektedir. Buraya kadar anlatılan model doğrusal olmayan RMF modeli olup Denklem (2.3.1)'de verilen terimler dikkate alındığında model parametreleri: Nükleon kütlesi (M_N), σ -mezonu kütlesi (m_σ), ω -mezonu kütlesi (m_ω), ρ -mezonu kütlesi (m_ρ), nükleon ile σ -mezonu için çiftlenim sabiti (g_σ), nükleon ile ω -mezonu için çiftlenim sabiti (m_ω), nükleon ile ρ -mezonu için çiftlenim sabiti (m_ρ) ve σ -mezonunun öz-etkileşme sabitleri olan g_2 ve g_3 'tür. Çeşitli doğrusal olmayan RMF model parametre setlerinin değerleri Tablo 2.1'de listelenmektedir. Bunlar PL40 (Reinhard, 1989), NL1 (Reinhard vd., 1986), NL3 (Lalazissis vd., 1997), NL-Z2 (Bürvenich vd., 2002) ve NL3* (Lalazissis vd., 2009)'dir. Bunların dışında etkileşmeyi

ele alış şekilleriyle bazı küçük farklılıklar içeren TMA (Sugahara ve Toki, 1994), DD-ME1 (Niksic vd., 2002) ve DD-ME2 (Lalazissis vd., 2005) gibi etkin etkileşme setleri de mevcuttur. Bu etkileşmeler için kullanılan olgusal Lagranjiyen yoğunluğu farklılıklar içermektedir. Bu tez çalışmasında sadece doğrusal olmayan RMF modeli ile ilgilendiğinden nokta çiftlenimli ve yoğunluk bağımlı RMF modeli versiyonlarına değinilmeyecektir.

Yukarıda bahsedilen doğrusal olmayan RMF modeli için parametre setinin belirlenmesinde deneysel değerler kullanılır. Bunun için genellikle ^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{132}Sn ve ^{208}Pb gibi çift-çift sihirli sayıda nükleona sahip çekirdeklerin (küresel çekirdekler) deneysel bağlanma enerjileri ve yük yarıçap değerleri dikkate alınır (Lalazissis vd., 2009).

Tablo 2.1. Bazı doğrusal olmayan RMF modeli Lagranjiyen parametre setleri

Parametreler	PL40	NL1	NL3	NL-SH	NL-Z2	NL3*
M_σ (MeV)	938.900	938.000	939.000	939.000	938.900	939.000
m_σ (MeV)	547.570	492.250	508.194	526.059	493.150	502.5742
m_ω (MeV)	780.000	783.000	782.501	783.000	780.000	782.600
m_ρ (MeV)	763.000	763.000	763.000	763.000	763.000	763.000
g_σ	10.0514	10.1380	10.2170	10.4444	10.1369	10.0944
g_ω	12.8861	13.2850	12.8680	12.9450	12.9084	12.8065
g_ρ	4.81014	4.9760	4.47400	4.383	4.55627	4.5748
g_2 (fm $^{-1}$)	-	-12.1720	-10.4310	-6.9099	13.7561	-10.8093
g_3 (MeV)	-	-36.265	-28.8850	-15.8337	-41.4013	-30.1486

2.4. Yapay Sinir Ağları

Yapay sinir ağları (YSA) beynin çalışma prensibinden (öğrenme, yeni bilgi üretme, kendini geliştirme) yola çıkılarak geliştirilmiş bilgisayar yazılımıdır. YSA insan beynini temel aldığı için bu konudaki ilk çalışmalar nöronların (Sinir hücresi) matematiksel modellemesi ve bilgisayar uygulamaları ile başlamış, geliştirilerek farklı alanlarda kullanılmıştır (Haykin, 1999). YSA'lar günümüzde fizik, mühendislik ve matematik gibi pek çok alanda kullanılmaktadır. Bu uygulamalar “YSA’nın Uygulama Alanları” başlıklı bölümde açıklanmaktadır. YSA pek çok alanda yaygın bir şekilde kullanılmasına sebep olan avantajları bulunurken dezavantajları da bulunmaktadır.

2.4.1. YSA'nın Avantajları

1. YSA birbiriyle uyumlu çalışan pek çok nöronun meydana gelmesiyle oluşur ve bu uyum sayesinde karmaşık işlemleri kolayca yapabilirler.
2. Kendi kendine öğrenebilirler ve kendilerini eğitip geliştirebilirler.
3. Eğitimleri sırasında kullanılan girdileri algılayıp kullanılmayan girdileri anlamlandırabilirler.
4. Uygulanan işlemleri öğrenerek aynı tür işlemleri anlamlandırabilirler.
5. Yapılan işlemin doğruluk derecesi işlem sırasında kullanılan örneklerle bağlıdır.
6. Eğitimleri sırasında kullanılan örneklerden genelleme yaparak bu genellemelerle yeni örnekler hakkında çıktı verirler.
7. Örnekleri ayrıştırıp sınıflayabilirler.
8. Girilen eksik bilgileri tamamlayabilirler.
9. Hata toleransı vardır.

2.4.2. YSA'nın Dezavantajları

1. Donanıma bağlıdır.
2. Belirli bir ağ yapısı ve parametre değerleri yoktur. Uygun yapı deneme yanılma yoluyla bulunur.
3. Problemin çözüm süreci belirlenemez ve probleme yaklaşımı (neden, nasıl) açıklanamaz.

2.4.3. YSA'ların Uygulama Alanları

Yapay sinir ağları pek çok alanda kullanılmaktadır. Modelleme, sınıflandırma ve tahmin bunlardan birkaçıdır. YSA'ları herhangi bir modelin olmadığı, karmaşık, kesin

olmayan, sadece girdilerin (örnekler) bilindiği olaylarda yaygın olarak kullanılmaktadır. Kullanım amaçlarına örnek olarak sistem modelleme, sınıflama, filtreleme, veri sıkıştırma, fonksiyon kestirimi ve optimizasyon verilebilir. YSA'ların kullanıldığı bazı sektörler aşağıda listelenmektedir (Öztemel, 2003).

Uzay: Simülasyonlar, otomatik sistem uygulamaları.

Savunma: Radar sistemleri, akıllı füzeler, hedefleme ve sonar sistemleri.

Eğlence: Animasyonlar, özel efektler.

Üretim: Kalite kontrolü, üretim işlem kontrolü

Sağlık: Erken tanı ve tedavi, EEG, ECG, MR sistemleri.

Robotik: Yörünge kontrolü, uzaktan kumanda ve görsel sistemler.

İletişim: Ses ve görüntü işleme, veri analizleri.

Güvenlik: Retina ve parmak izi taraması.

Nükleer fizik: Atomik bağlanma enerji tahmini (Bayram vd., 2014), nükleer yük yarıçap tahmini (Akkoyun vd., 2013), nükleon ayırma enerjisi tahminleri (Mavrommatis vd., 2005), beta bozunumu yarı ömür tahmini (Akkoyun vd., 2014), bilinmeyen enerji seviyelerinin sınıflandırılması (Peterson, 1991).

2.4.4. Yapay Sinir Ağlarının Sınıflandırılması

YSA'nın belirli bir standardı yoktur. Üç ana başlık altında sınıflandırılırlar. Bunlar; Nöron dizilimleri, nöron ağırlık türü ve zamandır.

2.4.4.1. Yapılarına Göre Yapay Sinir Ağları

YSA'lar nöronların bağlanış şekline göre ileri ve geri beslemeli olmak üzere ikiye ayrılır. Nöronların sadece kendinden sonraki tabakayla bağlantı kurması durumunda ileri beslemeli YSA olarak adlandırılır. Ağa bilgi girişi yapılıncaya bir üst tabakaya (sırayla ara tabakalara) aktarılır ve çıkış tabakasında sonuçlandırılır. İleri beslemenin aksine geri beslemeli ağlarda nöronlar sadece kendinden sonraki değil kendinden önceki tabakaya veya kendi katmanındaki başka bir nöronla bağlantı kurarlar.

2.4.4.2. Öğrenme Algoritmalarına Göre Yapay Sinir Ağları

Öğrenme algoritmalarına göre YSA'lar danışmanlı, danışmansız ve takviyeli öğrenme olmak üzere üçe ayrılır.

a) Danışmanlı Öğrenme: Sisteme girdiler ve istenen değerler birlikte verilir. Sistem girdiler için istenilenleri oluşturmak için kendi ağırlıklarını ve hata payını belirler. Değerler arasındaki farkı baz alarak her nöronun hata payı hesaplanır ve tekrardan ağırlıkları belirler.

b) Danışmansız Öğrenme: Sisteme sadece örnek girdiler verilir sonuçları verilmez. Ağ örnek girdileri sınıflandırarak ağırlıklarını belirler.

c) Destekleyici Öğrenme: Ağa yaptığı her işlemten sonra sonuçların iyi veya kötü olduğu girilir. Buna göre ağ kendini tekrardan düzenler. Böylece ağ hem öğrenir hem de sonuç üretir.

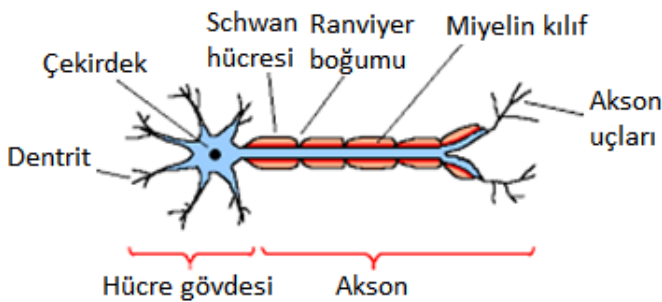
2.4.4.3. Öğrenme Zamanına Göre Yapay Sinir Ağları

YSA'lar öğrenme zamanına göre statik ve dinamik öğrenme olmak üzere ikiye ayrılır. Statik öğrenmede ağ kullanılmadan önce eğitilir ve eğitimden sonra kullanıldıklarında ağı ağırlıkları değişmez. Dinamik öğrenme ise YSA'nın çalıştığı süre boyunca öğrenmesidir. Eğitimden sonra ve sonraki çalışmalarda çıktıların durumuna göre (iyi-kötü) ağırlıkları yeniden düzenleyerek çalışmaya devam eder.

2.4.5. Yapay Sinir Ağlarının Yapısı

2.4.5.1. Biyolojik Sinir Hücresinin (nöron) Yapısı

İnsanda bilgi işleme çok karmaşık bir sinir yapısı olan beyinde gerçekleşir. Bu sinir ağının en basit yapısına nöron denir. İnsanda yaklaşık 100 milyar nöron olduğu tahmin edilmektedir (Anonim, 2016). Nöronun başlıca görevi bilgi akışını sağlamaktır. Nöron yapısı dört bölümden oluşur. Bunlar; dendrit, akson, çekirdek ve bağlantılardır.



Şekil 2.4. Sinir hücresinin yapısı

Şekil 2.4’de bir sinir hücresinin yapısı şematize edilmektedir. Dendritler gelen sinyalleri toplayıp çekirdeğe iletir. Çekirdek dendritten gelen sinyalleri işleyerek aksona iletir. Akson çekirdekten gelen sinyalleri bağlantılara iletir. Bağlantılar ise üretilmiş olan sinyalleri diğer nöronlara iletir. Nöronlar arası iletim de sinaps denilen boşluklarla sağlanır.

2.4.5.2. Yapay Sinir Hücresinin Yapısı

YSA’lar biyolojik sinir ağının bir modellemesi olduğu için yapay hücreler, biyolojik hücrelerde olduğu gibi giriş sinyallerini alıp, işleyip sonuçlandıran bir yapıya sahiptir. Bu yapı beş bölümden oluşur;

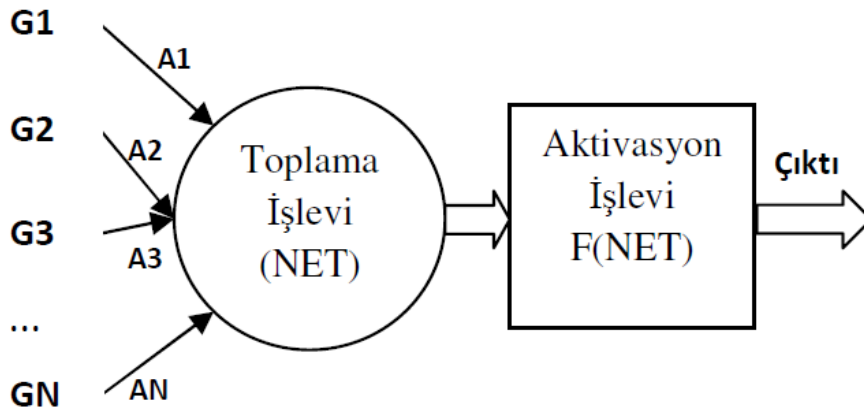
Girdiler: YSA hücresine diğer hücrelerden veya doğrudan dışarıdan gelen verilerdir.

Ağırlıklar: YSA hücresine gelen bilgiler geldikleri bağlantıların ağırlıklarıyla çarpılır ve çıkış verileri üzerine etki eder.

Toplama (birleştirme) Fonksiyonu: Ağırlıklarla çarpılmış olarak gelen verileri toplar ve hücrenin net giriş değerini hesaplar. Bir problem için standart bir toplama fonksiyonu yoktur. Toplam fonksiyonu genellikle deneme yanılmayla bulunur.

Aktivasyon Fonksiyonu: Hücrenin net giriş bilgilerinin işlenerek buna göre çıkış bilgilerinin üretilmesidir.

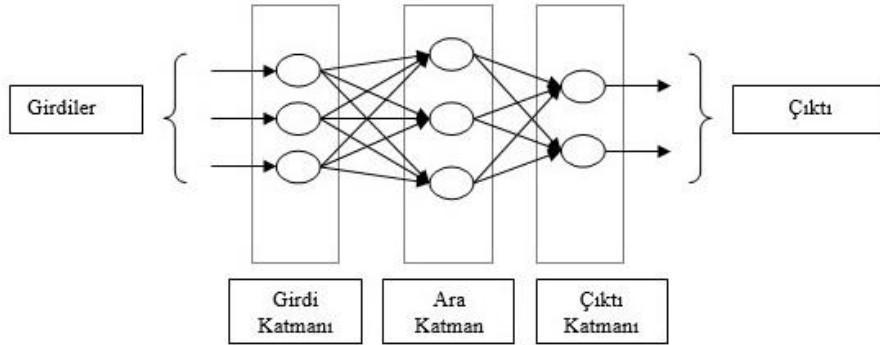
Çıktı: Çıktı bilgilerinin dış dünyaya, başka bir hücreye veya kendine göndermesine denir. Birden çok girdinin olmasına rağmen sadece tek bir çıktı oluşur.



Şekil 2.5. Neurosolutions programının çalışma şeması

2.4.5.3. Yapay Sinir Ağının Yapısı

Yapay sinir ağı yapay sinir hücrelerinin birbirlerine bağlanmasıyla oluşan yapılardır. YSA'lar üç katmandan oluşurlar; girdi katmanı, gizli katman (ara katman) ve çıktı katmanı.



Şekil 2.6. Yapay sinir ağı yapısı

Girdi katmanında dışardan veriler alınıp neredeyse hiç bir işleme uğramadan iç katmanlara iletimi sağlanır. Gizli (ara) katmanda ise girdi katmanından gelen bilgiler işlenerek çıktı katmanına gönderilir. Bir ağ içerisinde birden fazla ara katman olabilir ya da hiç olmayabilir. Çıktı katmanında gizli katmandan gelen bilgiler işlenerek girdilere karşılık gelen çıktılar üretilir ve dış dünyaya gönderilir.

2.4.6. Yapay Sinir Ağlarının Eğitimi

İnsan beyni doğum anından itibaren çevresindeki olup biteni algılayarak yorumlar ve bunu diğer davranışlarında kullanır. Yaşadıkça beyin gelişir ve tecrübe kazanır. YSA'ların öğrenmesi de benzer şekildedir. Dışarıdan girdileri alır ara katmanlarda işler ve çıktı üretir. Bu çıktı öncekilerle karşılaştırılarak hata derecesi bulunur.

Eğitim sırasında kendisine gösterilen örnek girdi-çıkıtlara göre ağırlıkları değiştirir. İstenilen sonuca ulaşmaya kadar ağırlıkları değiştirir, ulaşıldığında da ağırlıklar saklanır. Böylece ağ örnek olaydan yola çıkarak genelleme yapabilme yeteneğine sahip olur.

Ağırlıkların istenilen çıktıya ulaşılana kadar geçen süreye öğrenme denir. YSA'ya farklı girdiler verilip çıktıları gerçek çıktılarla karşılaştırılır, hata oranı düşükse sinir ağı öğrenmiştir değilse ezberlemiştir denir. Genellikle örnek girdilerin %80'i

verilip ağ eğitilir. Geri kalan %20'lik kısım ise ağı test etmek için kullanılır. %80'lik kısma "Eğitim seti", %20'lik kısma ise "Test seti" denir. Öğrenme adımları aşağıda maddeler halinde verildiği gibi gerçekleşir:

1. Örneklerin Toplanması: Öğrenilmesi istenilen olayın daha önce gerçekleşmiş örneklerinin kullanılmasıdır. Yukarıda bahsettiğimiz eğitim ve test setinin bulunması gerekir. Eğitim setindeki örnekler ağa tanıtılarak ağın öğrenmesi sağlanır. Sonra test seti örnekleri ağa tanıtılır. Çıktıların başarı düzeyi ağın öğrenip öğrenmediğini gösterir.

2. Ağın Topolojik Yapısının Belirlenmesi: Bu kısımda ağın genel yapısı şekillendirilir. Girdi sayısı, gizli katman sayısı, çıktı elemanları bu aşamada belirlenir. Kullanıcı istediği şekilde ağı oluşturur.

3. Öğrenme Parametrelerinin Belirlenmesi: Ağın aktivasyon fonksiyonunun ve öğrenme katsayısının belirlendiği adımdır.

4. Ağırlıkların Atanması: Başlangıçtaki ağırlık değerlerinin belirlendiği adımdır. Sonrasında ağ öğrendiği değerleri kendisi belirler.

5. Öğrenme Setinden Örneklerin Seçilmesi ve Ağa Gösterilmesi: Ağın eğitime başlaması ve ağırlıklarını değiştirmesi için örnekler sistematik bir şekilde ağa tanıtılır.

6. İleri Hesaplamaların Yapılması: Tanıtılan girdiler için çıktılar hesaplanır.

7. Çıktıların Beklenen Çıktılarla Karşılaştırılması: Ağın hata oranları hesaplanır.

8. Ağırlıkların Değiştirilmesi: Üretilen hata payının azaltılması için ağırlıklar değiştirilir.

9. Öğrenmenin Tamamlanması: Üretilen ve beklenen çıktılar arasındaki hata oranı kabul edilir düzeye geldiğinde öğrenme tamamlanmış olur.

Ağ ilk başta ağırlıkları rast gele atar ve örnekler girildikçe ağırlıkları değiştirerek istenilen değere ulaşması sağlanır. Bu değerleri ağ kendi kendine atar bu yüzden ağın davranışı açıklanamaz. Hata düzeyinin yüksek çıktığı durumlarda eğitim setinin değiştirilmesi, ağın genel yapısının değiştirilmesi gibi bazı değişiklikler yapılarak ağı yeniden eğitmek gerekir.

YSA'nın eğitiminde süre ciddi bir sorundur. Ağırlıklar başlangıçta rast gele atandığı için ağırlık büyük değerlere sahipse yerel sonuçlara düşer ve başka bir sonuca sıçrar. Eğer ağırlık küçükse istenilen sonucu bulması zaman alacaktır. Bu değerlerin bir standardı yoktur kullanıcının tecrübesine göre değişiklik gösterir. Ağırlık öğrenme derecesinin değerlendirilmesi için hata grafiği çizilir. Her işlem sonrasında hata değeri düşer ve bu düşüşün durduğu bir noktaya erişilir. Bu düşüşün durması ağırlık artık öğrenmiş olduğu ve daha iyi değerler elde edemeyeceği anlamına gelir.

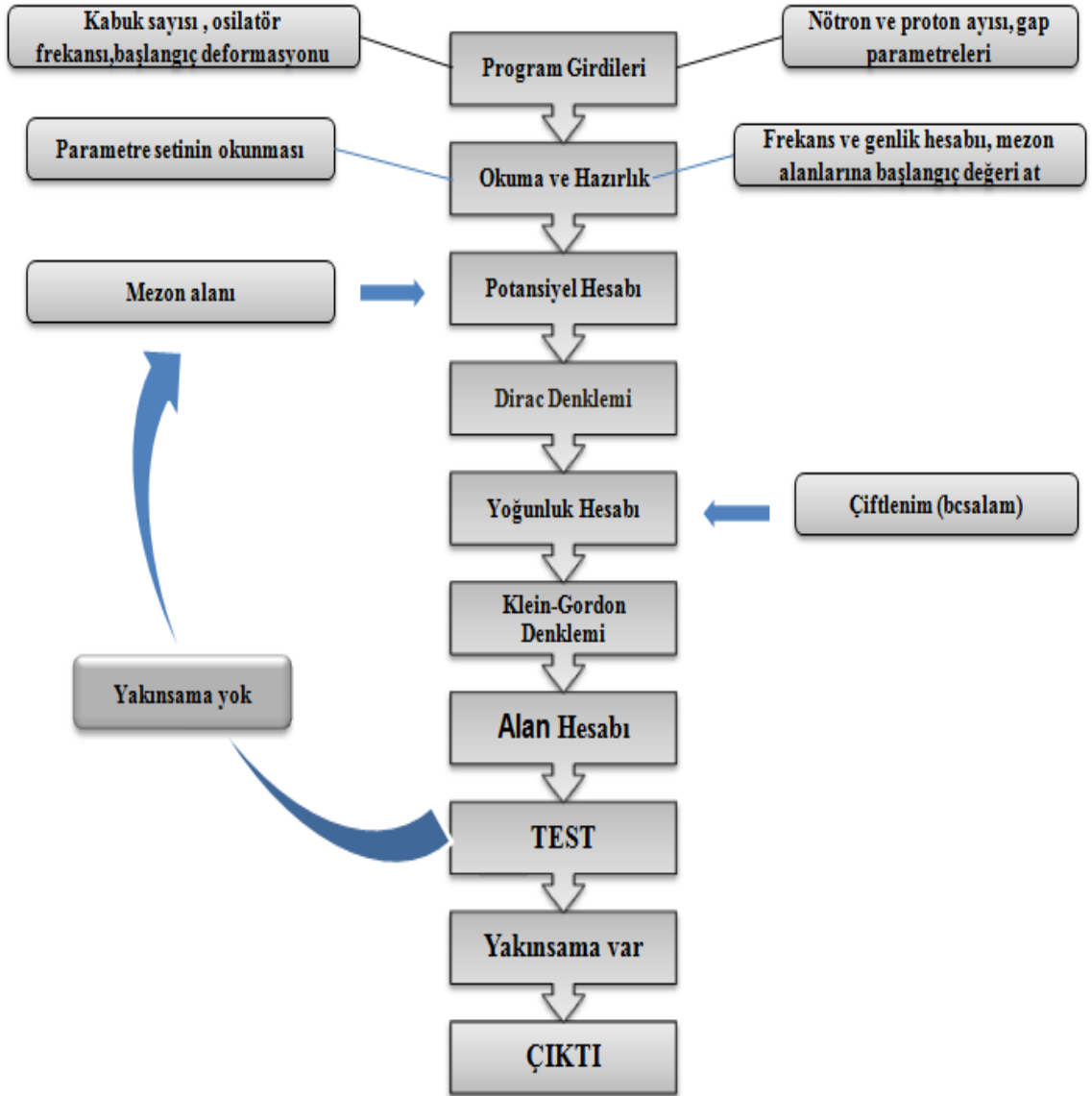


3.YÖNTEM

RMF modeli çerçevesinde çekirdeklerin nükleer taban durum özelliklerinin belirlenebilmesi için Bölüm 2.3'de açıklandığı gibi Dirac ve Klein-Gordon türü denklemlerin iteratif bir yöntemle çözülmesi gerekmektedir. Bu model için geliştirilmiş RMFAXIAL bilgisayar kodu (Ring vd., 1997) Fortran programlama dilinde yazılmış bir bilgisayar kodu olup aksenel deforme çekirdeklerin taban durum özelliklerinin belirlenmesinde kullanılmaktadır. Bu kodun işlem basamakları şematik olarak Şekil 3.1'de gösterilmektedir. Bu çözüm analitik olmadığından RMF modeli parametreleri ve bunların RMF modelinde kullanılması ile elde edilen bağlanma enerjisi gibi nükleer özelliklerin analitik bir bağı bulunmamaktadır. Bu nedenle ilk olarak bu tez çalışmasında YSA'nın RMF modeli parametrelerinin değerleri ve bunların RMF modelinde kullanımı ile elde edilen bağlanma enerji değerleri arasında bir ilişki kurup kuramayacağı test edilmiştir. Bu amaç için ^{40}Ca , ^{88}Sr , ^{132}Sn , ^{208}Pb ve ^{214}Pb çekirdekleri seçilmiştir. Bu çekirdeklerin seçiminde küresel simetriye yakın olmaları ve kütle numarası açısından geniş bir aralığa sahip olmalarıdır. Seçilen çekirdeklerin her biri için parametre değişimlerinin bağlanma enerjisinde ne kadarlık bir değişime sebep olduğunu gösteren veri serisi elde edilmiştir.

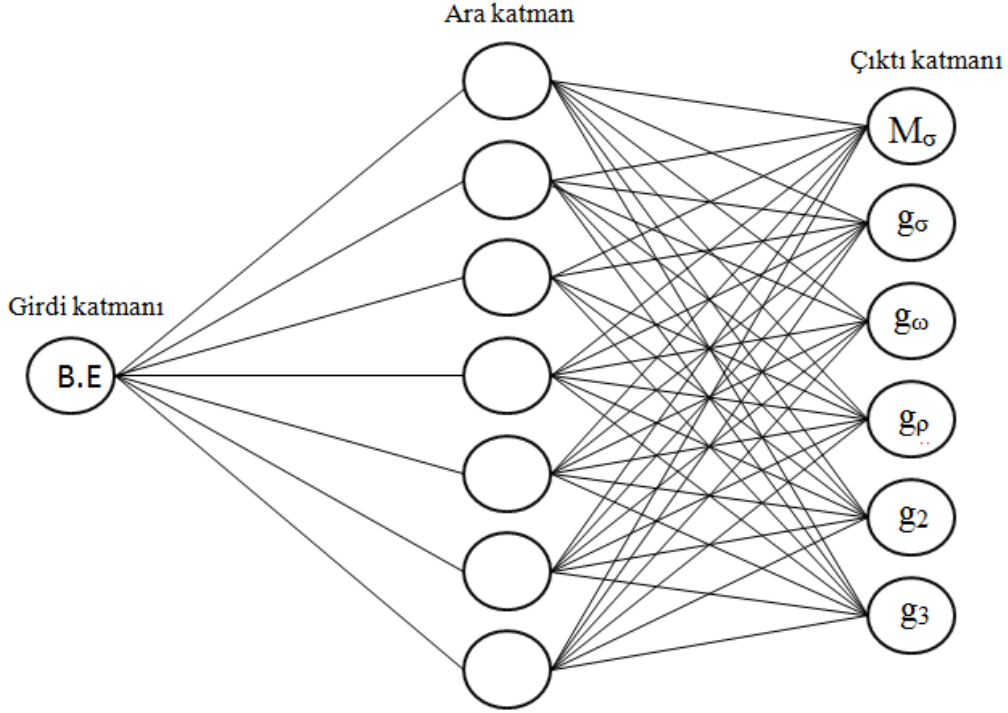
YSA için daha sonra girdi olarak kullanılacak bu veri setlerinin nasıl oluşturulduğunu tek bir çekirdek üzerinden tarif etmek kolaylık sağlayacaktır. Bunun için ^{40}Ca çekirdeği örneği dikkate alınabilir. ^{40}Ca çekirdeğinin taban durum nükleer özelliklerini hesaplamak için RMF denklemleri literatürdeki rastgele bir parametre setini (örneğin; NL3*) kullanarak hesaplanabilir. Bu durumda girdiler M_N (nükleon kütlesi), m_σ (sigma mezonu kütlesi), m_ω (omega mezonu kütlesi), m_ρ (rho mezonu kütlesi), doğrusal olmayan mezon-nükleon çiftlenim sabitleri g_σ , g_ω , g_ρ ve öz-etkileşme sabitleri g_2 ve g_3 'tür. Bu girdilerle RMF modeli ile hesaplanan çıktılar ise ^{40}Ca çekirdeğine ait bağlanma enerjisi, tek parçacık enerji seviyeleri, yük yarıçapı, proton ve nötron yarıçapı gibi nicelikler olacaktır. Girdilerden biri küçük aralıklarla değiştirilip diğerleri sabit tutularak her bir girdinin sonuçları elde edilir. Bu çalışmada her bir parametre seti diğer parametre değerleri sabit kalacak şekilde aşamalı olarak değiştirilerek ^{40}Ca çekirdeğinin bağlanma enerjisi hesaplanmıştır. Böylece yaklaşık 1000 adet farklı parametre değerlerine karşılık gelen hesaplanmış ^{40}Ca bağlanma enerjileri elde edilmiştir. Girdiler ve çıktılar arasında doğrudan bir ilişki bulunmayıp

RMF hesaplamalarında iteratif hesaplama yapılmaktadır. Elde edilen bu veri seti YSA metodu için uygulanabilir durumdadır.



Şekil 3.1. RMFAXIAL kodunun işlem basamaklarının şematik gösterimi

Aynı işlem diğer çekirdekler içinde uygulanarak her bir çekirdek için YSA metodunun uygulanabileceği veri seti elde edildi. Farklı parametre değerlerine karşılık elde edilen bağlanma enerjilerinden oluşturulan bu veri seti NeuroSolutions programında (Anonim, 2016) girdi olarak kullanıldı. Bu veri setinin % 80'i YSA'nın eğitimi için kullanıldı. Geriye kalan ve daha önce YSA'ya tanıtılmamış olan % 20'lik veri ise YSA'nın testi için kullanıldı. Bu çalışmada kullanılan YSA topolojisi Şekil 3.2'de gösterilmektedir.



Şekil 3.2. Bu çalışmada kullanılan YSA topolojisi. BE bağlanma enerjisini temsil etmektedir.

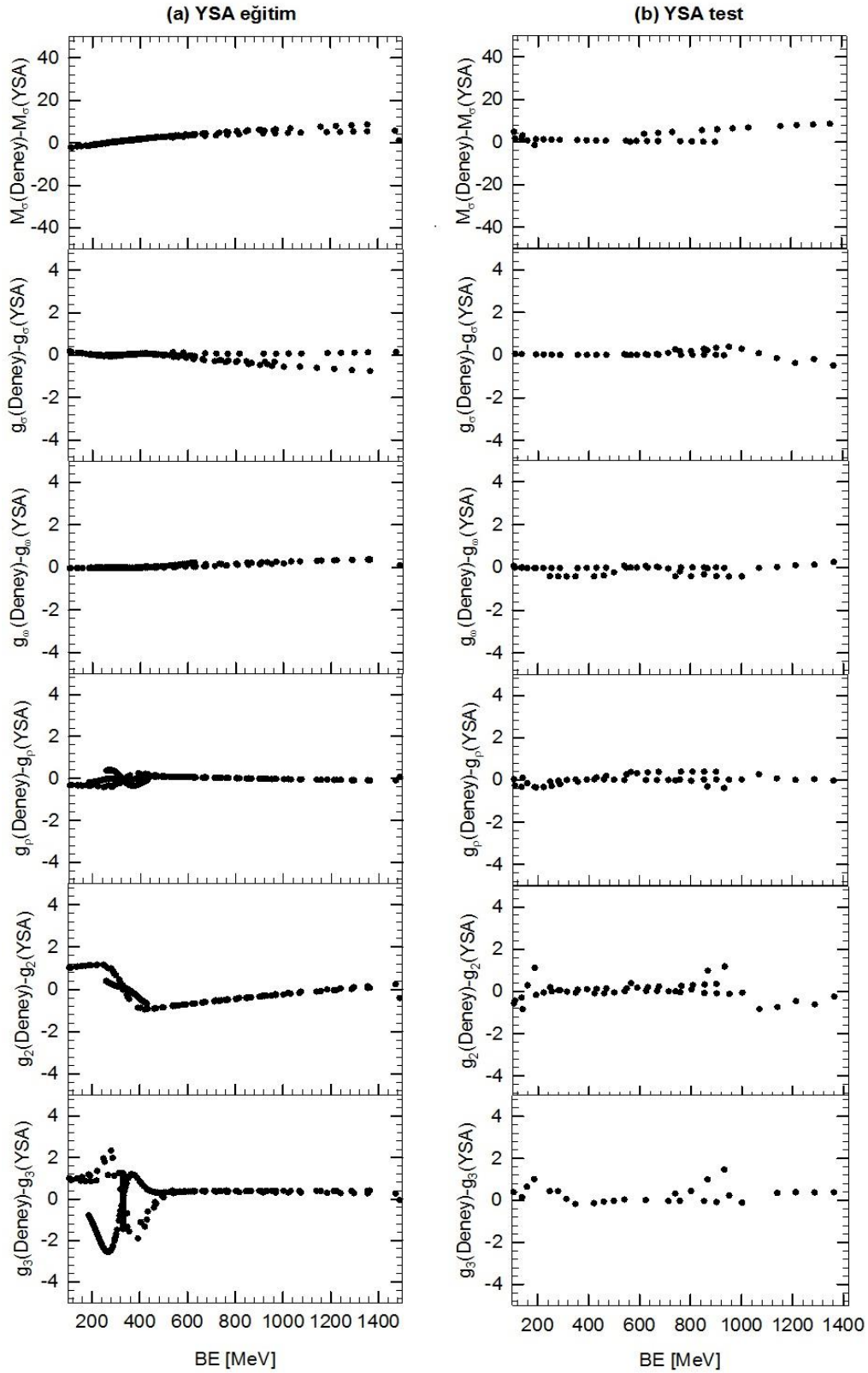
İlgili çekirdek için elde edilen veriler YSA'nın eğitimi ve testinde kullanıldıktan sonra eğer YSA'nın öğrenmesi başarılı olarak belirlenmiş ise süreç tersinden işletilerek bu sefer ilgili çekirdeğin deneysel bağlanma enerjisi YSA'ya tanıtılarak optimum girdiler (m_σ , m_ω , m_ρ , g_σ , g_ω , g_ρ , g_2 ve g_3) belirlenir. Böylece çekirdeğin taban durum bağlanma enerjisini deneysel değerine yakın sonucu verecek parametre seti elde edilir.

Yukarda bahsedilen ve tek bir çekirdek (^{40}Ca) için yapılan işlem bu çalışmada ^{88}Sr , ^{132}Sn , ^{208}Pb ve ^{214}Pb içinde gerçekleştirilmiştir. YSA'nın başarılı bir şekilde uygulanması ardından her bir çekirdek için geliştirilen optimum RMF modeli parametre setinin tüm periyodik tabloda etkin olabilmesi için parametrelerin ağırlıklı ortalaması alınmıştır. Burada hafif bölgeden ağır bölgeye doğru gidildikçe bir izotop zincirinde bulunan çekirdek sayısının arttığını vurgulamak gerekir. Bu nedenle ortalama alınırken her bir çekirdek için izotoplarının sayısı dikkate alınarak ortalama alınmıştır. Bu işlemin ardından elde edilen parametre seti (DEFNE olarak adlandırılmıştır) RMF modelinde kullanılarak deforme çekirdekleri de kapsayan yaklaşık 140 çekirdek için taban durum bağlanma enerjileri ve yük yarıçapları hesaplanarak geliştirilen DEFNE parametre setinin geçerliliği deneysel verilerle kıyaslanarak test edilmiştir.

4. BULGULAR VE TARTIŞMA

Bu tez çalışmasında ilk olarak RMF model parametrelerinin değerleri ile dikkate alınan her bir çekirdek için taban durum bağlanma enerjisi değeri arasındaki doğrusal olmayan ilişkinin YSA tarafından belirlenip belirlenmediği test edilmiştir. Bunun için ^{40}Ca , ^{88}Sr , ^{132}Sn , ^{208}Pb ve ^{214}Pb çekirdekleri başlangıçta ele alınmış ve her bir çekirdek için YSA test edilmiştir. Bu aşamada Denklem (2.3.1)'de verilen Lagranjiyen yoğunluğunda daha önce belirtildiği gibi 9 parametre bulunmaktadır. Bu parametrelerden nükleon kütlesi (M_N), ω -mezonu kütlesi (m_ω) ve ρ -mezonu kütlesi (m_ρ) için sırasıyla literatürdeki standartlaşmış değerler olan 939 MeV, 782,5 MeV ve 763 MeV değerleri aynen alınmıştır. Bu çalışmada diğer 6 parametre (m_σ , g_σ , g_ω , g_ρ , g_2 ve g_3) üzerinde işlem yapılmıştır.

Daha önce vurgulandığı gibi her bir çekirdek için daha önce YSA girdileri için veri seti oluşturulmuştur. Bu işlem yapılırken diğer 5 parametre sabit tutulurken sadece bir parametre sabit adımlı olarak değiştirilerek çekirdeğin bağlanma enerjisi RMF modeli ile hesaplanmıştır. Bu işlem diğer parametreler ile de tekrarlanarak yaklaşık 1000 farklı RMF parametre seti oluşturulmuş ve bunların kullanılması ile de her bir sete karşılık gelen bağlanma enerjisi hesaplanmıştır. Bu parametre seti ve ilgili hesaplanmış bağlanma enerjilerinden oluşan veri setinin % 80'i YSA'nın eğitimi için kullanılmıştır. Daha önce YSA'ya tanıtılmayan ve geriye kalan % 20'lik veri kısmı YSA testi için kullanılmıştır. Bu işlem dikkate alınan bütün çekirdekler için yapılmıştır. Bağlanma enerjisinin bir fonksiyonu olarak YSA'ya tanıtılan girdiler ve YSA uygulamasından elde edilen çıktıların farklarından hareketle YSA uygulamasının başarısı test edilebilir. Bir örnek olarak Şekil 4.1'de ^{40}Ca çekirdeği için YSA uygulamasının eğitim aşaması (a) ve test aşamasında (b) elde edilen bağlanma enerjisine göre RMF parametrelerinin YSA girdi ve YSA çıktı verileri arasındaki farklar gösterilmiştir. Bu grafikler incelendiğinde parametrelerin gerek YSA eğitim ve gerekse YSA test aşamasında parametrelerin girdi ve çıktı değerleri arasındaki farkın oldukça küçük olduğunu söylemek mümkündür. Ancak özellikle g_2 ve g_3 parametrelerinde düşük enerji bölgesinde küçükte olsa bir dalgalanma açıkça görülmektedir. Bu parametreler özellikle deforme çekirdek yüzey özelliklerinin daha iyi tanımlanması için geliştirilen σ -mezonun öz-etkileşme terimleri olup ^{40}Ca gibi küresel bir çekirdekte etkileri zayıf kalabilir. Bu durum YSA tarafından daha hassas bir şekilde parametrelerin belirlenmesine engel olabilir.



Şekil 4.1. ^{40}Ca çekirdeği için YSA uygulamasının eğitim aşaması (a) ve test aşamasında (b) elde edilen bağlanma enerjisine göre RMF parametrelerinin girdi ve çıktı verileri arasındaki farklar

YSA uygulamasının performansını belirlemek için gerek YSA'nın eğitim ve gerekse test aşamasında elde edilen sonuçların kare ortalama karekök hata (RMSE) değerlerini kullanmak anlamlıdır. Bunun için Denklem (4.1)'de verilen bağıntı kullanılmıştır. YSA'ya eğitim aşamasında tanıtılan N tane parametre veri seti değerleri ve eğitim sonrası çıktı olarak YSA'dan alınan parametre değerleri bu denklemde yerine yazılarak eğitim aşaması için RMSE değerleri belirlenmiştir. Aynı şekilde RMSE değerleri YSA test aşaması içinde belirlenmiştir.

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (X_{girdi}^i - X_{çıktı}^i)^2}{N}} \quad (4.1)$$

Tablo 4.1'de ^{40}Ca , ^{88}Sr , ^{132}Sn , ^{208}Pb ve ^{214}Pb çekirdekleri için YSA'nın eğitimi için elde edilen RMSE değerleri listelenmektedir. Bu değerler Denklem 2.3.1'de gösterilen RMF model parametrelerinin değerleri ile mukayese edildiğinde oldukça küçük olduğu görülmüştür. Bu nedenle bu çalışmada YSA'nın eğitimi için elde edilen RMSE değerlerinin kabul edilebilir olduğunu söylemek mümkündür.

Tablo 4.1. YSA'nın her bir çekirdek için eğitimi sonrası parametre setlerinin hesaplanmış RMSE değerleri

Çekirdek	M_σ (MeV)	g_σ	g_ω	g_ρ	g_2 (fm ⁻¹)	g_3 (MeV)
^{40}Ca	8,179	0,136	0,159	0,165	0,964	0,826
^{88}Sr	8,220	0,176	0,196	0,062	0,397	1,315
^{132}Sn	7,598	0,166	0,195	0,024	0,060	0,329
^{208}Pb	8,428	0,204	0,145	0,077	0,310	1,310
^{214}Pb	7,821	0,184	0,215	0,431	0,326	1,159

Tablo 4.2'de ^{40}Ca , ^{88}Sr , ^{132}Sn , ^{208}Pb ve ^{214}Pb çekirdekleri için YSA'nın testinden elde edilen RMSE değerleri listelenmiştir. Bu değerler YSA'nın eğitim aşamasında elde edilen değerlerden daha da küçüktür. Bu sonuçlardan yola çıkarak YSA'nın ilgilendiğimiz problemde başarılı bir şekilde uygulandığını söylemek mümkündür. Böylece RMF model parametrelerinin değerleri ile ele alınan her bir çekirdek için taban durum bağlanma enerjisi değeri arasındaki doğrusal olmayan ilişkinin YSA tarafından belirlenebildiği görülmüştür.

Tablo 4.2. YSA'nın her bir çekirdek için testi sonrası parametre setlerinin hesaplanmış RMSE değerleri

Çekirdek	M_σ (MeV)	g_σ	g_ω	g_ρ	g_2 (fm ⁻¹)	g_3 (MeV)
⁴⁰ Ca	7,697	0,151	0,161	0,164	0,365	0,817
⁸⁸ Sr	8,228	0,168	0,200	0,063	0,575	1,323
¹³² Sn	7,729	0,163	0,196	0,024	0,440	0,330
²⁰⁸ Pb	7,658	0,210	0,146	0,077	0,537	1,317
²¹⁴ Pb	8,061	0,188	0,209	0,417	0,557	1,175

YSA'nın RMF model parametreleri ve bunlardan elde edilen teorik bağlanma enerjileri arasındaki ilişki başarılı bir şekilde çözümlendikten sonra her bir çekirdeğe ait optimum RMF model parametreleri belirlenmiştir. Bunun için YSA tersine işletilerek hali hazırda eğitilmiş YSA'ya her bir çekirdeğin deneysel bağlanma enerji değerleri tanıtılarak optimum parametre değerleri YSA'dan çıktı olarak alınmıştır. ⁴⁰Ca, ⁸⁸Sr, ¹³²Sn, ²⁰⁸Pb ve ²¹⁴Pb çekirdekleri için deneysel bağlanma enerjileri AME2003'ten (Audi vd., 2003) alınmıştır. İlgili her bir çekirdek için YSA'dan elde edilen optimum parametre değerleri Tablo 4.3'de listelenmiştir.

Tablo 4.3. ⁴⁰Ca, ⁸⁸Sr, ¹³²Sn, ²⁰⁸Pb ve ²¹⁴Pb çekirdekleri için YSA ile geliştirilen RMF model parametre değerleri.

Çekirdek	M_σ (MeV)	g_σ	g_ω	g_ρ	g_2 (fm ⁻¹)	g_3 (MeV)
⁴⁰ Ca	525,65	10,440	12,961	4,418	-6,948	-17,254
⁸⁸ Sr	526,21	10,449	12,949	4,259	-6,837	-17,426
¹³² Sn	526,10	10,529	12,937	3,428	-6,857	-15,334
²⁰⁸ Pb	526,02	10,438	12,949	3,140	-6,868	-15,475
²¹⁴ Pb	526,64	10,434	12,958	3,882	-6,637	-18,834

Her bir çekirdek için geliştirilen bu parametrelerin RMF modelinde kullanılarak hesaplanan bağlanma enerjileri deneysel değerler ile karşılaştırmalı olarak Tablo 4.4'de listelenmiştir. Ayrıca NL3* (Lalazissis vd., 2009) parametre setinden elde edilmiş bağlanma enerji değerleri de karşılaştırma için eklenmiştir. Tablo 4.4'den görüldüğü

üzere geliştirilen bu parametrelerin bağlanma enerjisinin tahmininde etkili olduğu görülmektedir.

Tablo 4.4. ^{40}Ca , ^{88}Sr , ^{132}Sn , ^{208}Pb ve ^{214}Pb çekirdekleri için Tablo 4.3'te kullanılan parametre değerleri ile hesaplanan bağlanma enerjileri (Birimler MeV birimindedir)

Çekirdek	Deneysel	NL3*	Bu çalışma
^{40}Ca	342,052	329,518	331,335
^{88}Sr	768,468	741,804	791,604
^{132}Sn	1102,84	1068,118	1095,114
^{208}Pb	1636,430	1580,039	1579,848
^{214}Pb	1663,290	1397,776	1540,533

Kuşkusuz her bir çekirdek için RMF model parametreleri geliştirmek anlamsızdır. Burada amaç optimum parametreleri kullanarak periyodik tabloyu kapsayan geniş bir bölgede etkili bir parametre seti geliştirmektir. Bunun için ^{40}Ca , ^{88}Sr , ^{132}Sn , ^{208}Pb ve ^{214}Pb çekirdekleri için ayrı ayrı geliştirilen parametre değerlerinin ağırlıklı ortalaması alınmıştır. Burada ağırlıklı ortalama kasıt hafif çekirdek bölgesinden ağır çekirdek bölgesine gidildikçe her bir izotop zincirindeki çekirdek sayısının artmasının dikkate alındığıdır. Örnek olarak Ca'nın proton damlama çizgisinden (dripline) nötron damlama çizgisine kadar 64 izotopu varken, Pb'nin 186 izotopu vardır. Bu değerler geliştirilen parametrelerin ağırlık ortalama değerlerini hesaplarken kullanılmıştır. Böylece tüm çekirdek bölgelerinde etkin bir biçimde kullanılması öngörülen RMF model parametre seti geliştirilmiştir. Geliştirilen bu parametre setine DEFNE adı verilmiştir. Ayrıca bu parametre seti için nükleer madde özellikleri de (baryon yoğunluğu, parçacık başına bağlanma enerjisi, nükleer sıkıştırılabilirlik, asimetri parametresi ve etkin kütle) hesaplanmıştır.

Tablo 4.5. RMF modeli için bu çalışmada geliştirilen DEFNE parametre seti ve bu parametrelerin hesaplanmış nükleer madde özellikleri

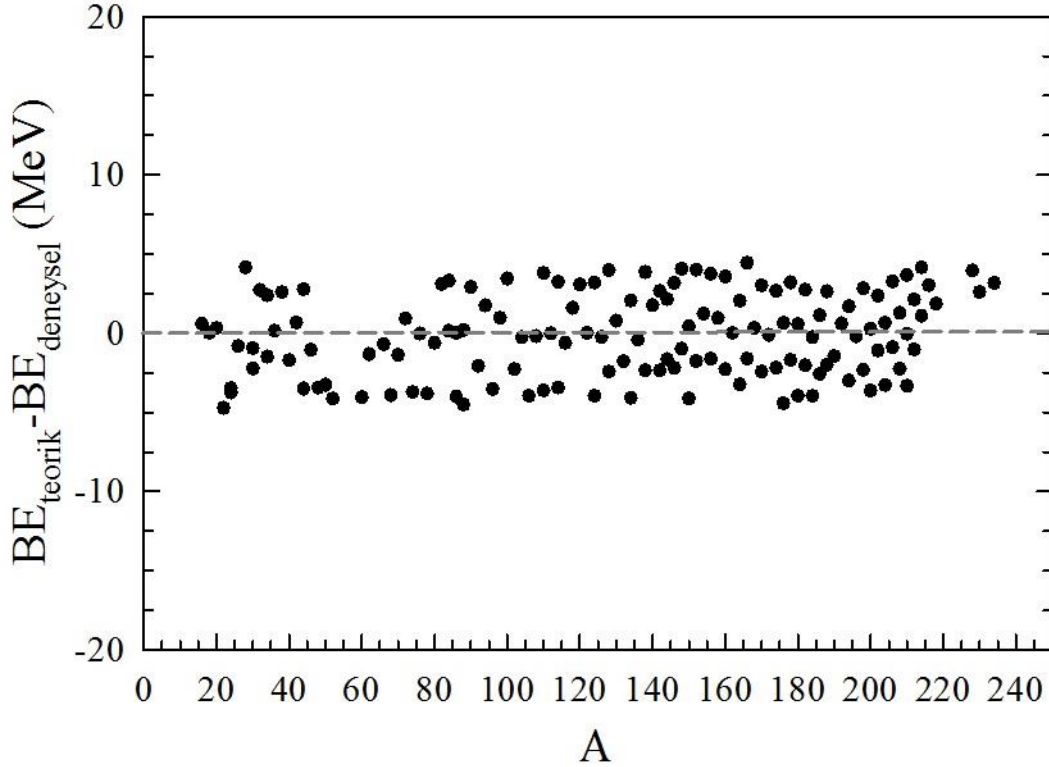
DEFNE Parametreleri	Değerler
M	939 (MeV)
m_σ	526,1010 (MeV)
m_ω	782,5000 (MeV)
m_ρ	763 (MeV)
g_σ	10,4387
g_ω	12,9369
g_ρ	3,428
g_2	-6,8565 (fm ⁻¹)
g_3	-15,3338 (MeV)
Nükleer Madde Özellikleri	Değerler
ρ_0	0,1445 (fm ⁻³)
$(E/A)_\infty$	16,0942 (MeV)
K	349,8481 (MeV)
J	28,5906 (MeV)
m^*/m	0,6015

YSA uygulaması ile geliştirilen DEFNE parametre setinin geniş bir çekirdek bölgesinde etkinliğini araştırmak için bu parametre seti ile yaklaşık 140 çekirdek için nükleer taban durum özellikleri hesaplanmıştır. Kütle numarasına göre hesaplanan bağlanma enerjileri ve AME2003'ten (Audi vd., 2003) alınan deneysel veriler arasındaki farklar Şekil 4.2'de gösterilmiştir. Şekilden de görüldüğü üzere hesaplanan BE değerleri ile deneysel veriler arasındaki maksimum fark 5 MeV'in altındadır. DEFNE parametre setinin BE açısından performansını yine YSA uygulamasında olduğu gibi RMSE değerleri ile belirlemek mümkündür. Bunun için Denklem (4.2)'de verilen bağıntı kullanılmıştır.

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (BE_{\text{teor.}}^i - BE_{\text{deney}}^i)^2}{N}} \quad (4.2)$$

Bu denklemde $BE_{\text{teor.}}^i$ ve BE_{deney}^i terimleri sırasıyla hesaplanan teorik ve deneysel çekirdek bağlanma enerjilerini, N ise deneysel veri sayısını temsil etmektedir. Bu çalışmada DEFNE parametre seti için elde edilen RMSE değeri $\sigma=2,580$ olarak elde edilmiştir. Bu sonucun geçerliliğini sınamak amacıyla daha önce yine farklı nükleer

model ve parametreler için elde edilmiş BE kullanılarak hesaplanan RMSE değerleri ile karşılaştırma yapmak mümkündür.



Şekil 4.2. RMF modeli çerçevesinde geliştirilen DEFNE parametre setiyle bazı çekirdekler için hesaplanan bağlanma enerjileri ile deneysel veriler arasındaki farklar

Tablo 4.6’da DEFNE parametresi ile 143 çekirdek için RMF modelinden elde edilmiş bağlanma enerjileri için σ değeri ve diğer nükleer model ve parametreler için hesaplanan σ değerleri karşılaştırma için gösterilmiştir. Bu tablodaki σ değerlerinin hesaplanması için RMF+NL3* (Bayram ve Yılmaz, 2013), HFB+SKP (Stoitsov ve Dobaczewski, 2004), HFB+SLy4 (Stoitsov ve Dobaczewski, 2004) ve FRDM (Moller, 1997) ile daha önce hesaplanmış bağlanma enerjileri kullanılmıştır. Tablo 4.6’da görüldüğü üzere FRDM (sonlu erimli sıvı damlası modeli) için elde edilen kare ortalama karekök hata değeri hariç en küçük σ değeri DEFNE parametresi ile elde edilmiştir. Özellikle RMF+NL3* için elde edilen σ değerinin RMF+DEFNE için elde edilen σ değerinden büyük olması DEFNE parametre setinin bağlanma enerjisi açısından NL3*’a göre daha etkin olduğunu göstermiştir. Bu sonuç önemlidir. Çünkü her iki parametre seti de doğrusal olmayan RMF modeli parametre setidir. FRDM’den elde edilen BE’leri için hesaplanan σ değerinin diğer modeller ile kıyaslandığında çok

küçük olması FRDM'nin BE için diğer modeller ile karşılaştırıldığında çok başarılı olduğunu göstermektedir. Şu ana kadar gerek relativistik ve gerekse relativistik olmayan ortalama alan modellerinin BE için FRDM'nin başarısını yakalama olanağı olmamıştır (Bayram ve Yılmaz, 2013). Bu durum haricinde bu çalışma ile Relativistik ortalama alan modeli için yeni geliştirilen DEFNE parametre setinin geniş bir çekirdek bölgesinde BE için etkin olduğu sonucuna varmak mümkündür.

Tablo 4.6. Bu çalışmadan elde edilen çeşitli nükleer modellerin çekirdek BE'leri için kare ortalama karekök hata değerleri (Birimler MeV birimindedir)

RMF+DEFNE	RMF+NL3*	HFB+SKP	HFB+SLY4	FRDM
2,580	3,232	3,260	4,471	0,872

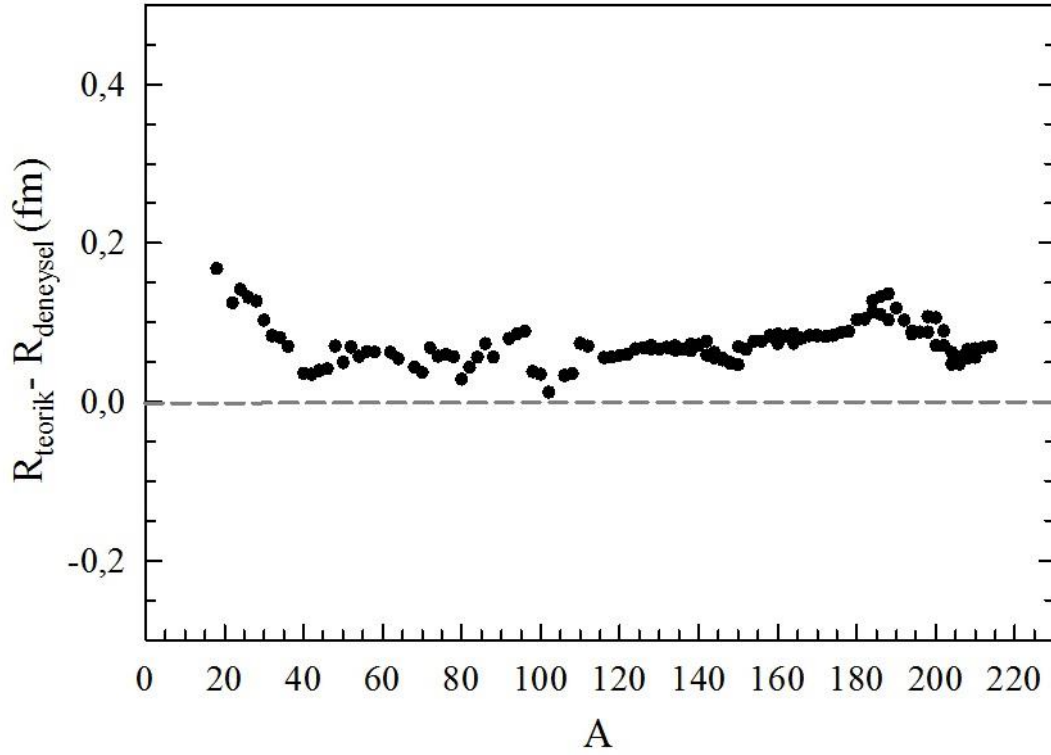
Ayrıca DEFNE parametre setinin kullanımı ile RMF modelinde çekirdek yük yarıçapları da hesaplanmıştır. Yük yarıçapı (R_c), proton yarı çapı (R_p) arasındaki ilişki Denklem (4.3)'te verildiği gibidir.

$$R_c = \sqrt{R_p^2 + 0,64} \quad (4.3)$$

RMF modelinde DEFNE parametre setiyle hesaplanan bazı çekirdekler için çekirdek yük yarıçapları ile deneysel veriler arasındaki farklar Şekil 4.3'te gösterilmiştir. Bu şekilden görüldüğü gibi en büyük fark 0,2 fm değerinin altındadır. Hafif çekirdek bölgesi haricinde daha ağır ve daha büyük yarıçapa sahip çekirdek bölgelerinde bu farkın daha da küçük olduğu görülmüştür.

Tablo 4.7'de DEFNE parametresi kullanılarak ilgili çekirdekler için RMF modelinden elde edilmiş yük yarıçapları için σ değeri ve diğer nükleer model ve parametreler için hesaplanan σ değerleri karşılaştırma için gösterilmiştir. Bu tablodaki σ değerlerinin hesaplanması için RMF+NL3* (Bayram ve Yılmaz, 2013), HFB+SKP (Erler vd. 2004) ve HFB+SLy4 (Erler vd. 2004) ile hesaplanmış yük yarıçapları kullanılmıştır. Bu tablo incelendiğinde genel olarak bütün modellerin küçük σ değerleri verildiği görülmekte olup bu değerler en küçük çekirdek yarıçapının 5 fm civarında olduğunu düşündüğümüzde kabul edilebilir değerlerdir. Ayrıca en büyük σ değerinin DEFNE seti ile elde edildiğini de belirtmek gerekir. Bunun sebebinin geliştirilen parametre setinin nükleer madde özellikleri açısından sıkıştırılmazlık değerinin (K) biraz büyük olmasından kaynaklandığı düşünülmektedir. Bu aynı zamanda YSA

uygulaması sırasında σ -mezonunun öz-etkileşme terimleri olan ve nükleer yüzey özellikleri ile ilişkili g_2 ve g_3 parametrelerinin ayarlanmasındaki zorluklardan kaynaklandığı düşünülmektedir. Bu nedenle bu ve buna benzer model parametresi geliştirme veya iyileştirme çalışmalarında YSA uygulanırken çekirdek yüzey ve boyutları ile ilişkili serbest parametrelerin harici olarak ele alınması önerilmektedir.



Şekil 4.3. RMF modelinde DEFNE parametre setiyle hesaplanan bazı çekirdekler için çekirdek yük yarıçapları ile deneysel veriler arasındaki farklar

Tablo 4.7. Bu çalışmadan elde edilen çeşitli nükleer modellerin çekirdek yük yarıçapları için kare ortalama karekök hata değerleri (Birimler fm birimindedir).

RMF+DEFNE	RMF+NL3*	HFB+SKP	HFB+SLY4
0,078	0,041	0,029	0,024

5. SONUÇ

Bu tez çalışmasında doğrusal olmayan RMF model parametreleri ve bu parametreler ile elde edilen çekirdek bağlanma enerjilerinin arasındaki ilişkinin YSA tarafından çözümlenebildiği görülmüştür. Bu noktadan hareketle YSA yardımı ile her bir çekirdek için RMF model parametrelerinin bağlanma enerjisi açısından optimum değerlerinin elde edilebildiği gösterilmiştir. Hafif, orta ağır ve ağır bölgelerde seçilen 5 çekirdek için YSA yöntemi ile elde edilen RMF modeli parametrelerinin çekirdeklerin izotop sayıları dikkate alınarak ağırlıklı ortalamaları belirlenmiştir. Böylece periyodik tabloyu kapsayan geniş bir bölgede etkin olacağı öngörülen ve DEFNE olarak adlandırılan yeni bir doğrusal olmayan RMF modeli parametre seti geliştirilmiştir.

Geliştirilen DEFNE parametre seti deforme çekirdekleri de kapsayan yaklaşık 140 çekirdek için kullanılarak RMF modelinde bu çekirdekler için bağlanma enerjileri ve yük yarıçapları hesaplanmıştır. Bu hesaplamalar deneysel veriler ve diğer model sonuçları ile karşılaştırılmıştır. Dikkate alınan çekirdekler için yapılan analizler sonrasında yeni geliştirilen DEFNE parametre setinin bağlanma enerjilerini daha hassas bir şekilde belirlenmesinde etkin olduğu görülmüştür. Yük yarıçaplarının tahmininde de etkin olduğu ancak bağlanma enerjisinde olduğu kadar başarılı olmadığı belirlenmiştir. Bunun nedeni olarak da çekirdeklerin yüzey özelliklerinin belirlenmesinde etkin rol oynayan g_2 ve g_3 parametrelerinin belirlenmesindeki hassasiyet problemi olduğu ortaya koyulmuştur. Bu bulgulardan hareketle RMF model parametrelerinin daha hassas belirlenmesi yönünde yapılacak çalışmalarda çekirdek yüzey ve boyut özellikleri ile ilişkili parametrelerin diğer parametrelerden bağımsız bir şekilde ele alınarak belirlenmesi önerilmektedir.

KAYNAKLAR

1. Afanasjev A. V. vd. 2010. The fission barriers in actinides and super heavy nuclei in covariant density functional theory. *Physics Letters B*, **689**, 72-81.
2. Akkyoun S. vd. 2013. An artificial neural network application on nuclear charge radii. *Journal of Physics G*, **40**, 55106.
3. Akkoyun, S. 2013. Artificial intelligence methods applied for quantitative analysis of natural radioactive sources. *Ann. Nucl. Energy*, **55**, 297.
4. Akkoyun, S., Bayram, T., Kara, S. O. ve Sinan, A. 2013. An artificial neural network application on nuclear charge radii. *J. Phys G*, **40**, 055106.
5. Akkoyun, S. ve Bayram, T. 2014. Estimations of fission barrier heights for Ra, Ac, Rf and Db nuclei by neural networks. *Int. J. Mod. Phys E*, **23**, 1450064.
6. Akkoyun, S., Bayram, T. ve Türker, T. 2014. Estimations of beta-decay energies through the nuclidic chart by using neural network. *Radiation Physics and Chemistry*, **96**, 186.
7. Anonim, 2016. <http://www.neurosolutions.com/> (Erişim tarihi: 14.04.2016).
8. Athanassopoulos, S., Mavrommatis, E., Gernoth, K. A. ve Clark, J. W. 2004. Nuclear mass systematics using neural networks. *Nucl. Phys A*, **743**, 222.
9. Audi, G., Wapstra, A. H. ve Thibault, C. 2003. The AME2003 atomic mass evaluation. *Nucl. Phys A*, **729**, 337.
10. Bass, S. A. vd. 1996. Neural networks for impact parameter determination. *Physical Review C*, **53**, 2358.
11. Bayram, T. 2012. Relativistik Ortalama Alan Modelinde Çekirdek Taban Durum Özellikleri. Doktora Tezi, Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon, 113 s.
12. Bayram, T. ve Akkoyun, S. 2013. An analysis of E (5) shape phase transitions in Cr isotopes with covariant density functional theory. *Phys. Scripta*, **87**, 065201.
13. Bayram, T. ve Yılmaz, A. H. 2013. Table of Ground State Properties of Nuclei in the RMF Model. *Modern Physics Letters A*, **28**, 1350068.
14. Bayram, T. vd. 2014a. A study on ground-state energies of nuclei by using neural networks. *Annals of Nuclear Energy*, **63**, 172-175.
15. Bayram, T. vd. 2014b. α -decay half-life calculations of super heavy nuclei using artificial neural networks. *Journal of Physics: Conference Series*, **490**, 12105.

16. Beiser, A. 2008. Modern Fiziğin Kavramları. Akademi yayınları No: 978 975 9885 14 7, Ankara, 551 s.
17. Bender, M. vd. 2003. Self-consistent mean-field models for nuclear structure. *Reviews of Modern Physics*, **75**, 121-180.
18. Boguta, J. ve Bodmer, A. R. 1977. Relativistic calculation of nuclear matter and the nuclear surface, *Nuclear Physics A*, **292**, 413-428.
19. Bürvenich, T. J., Madland, D. G., Sulaksono, A., Maruhn, J. ve Reinhard, P. G. 2002. A relativistic point coupling model for nuclear structure calculations. *Progress of Theoretical Physics Supplement*, **146**, 130-134.
20. Bürvenich, T. J. vd. 2004. Adjustment studies ,n self-consistent relativistic mean-field models. *Nuclear Physics A*, **744**, 92-107.
21. Chabanat, E. vd. 1998. A Skyrme parametrization from subnuclear to neutron star densities Part II. Nuclei far from stabilities. *Nuclear Physics A*, **635**, 231-256.
22. Costiris, N. vd. 2007. A Global Model of β^- Decay Half-Lives Using Neural Networks. *arXiv:nucl-th*, 0701096.
23. David, C., Freslier, M. ve Aichelin, J. 1995. Impact parameter determination for heavy-ion collisionsby use of a neural network. *Phys. Rev. C* **51**, 1453.
24. Decharge, J. ve Gogny, D. 1980. Hartree-Fock-Bogolyubov calculations with the D-1 effectiveinteraction on spherical nuclei. *Phys. Rev. C* **21**, 1568.
25. Erler, J. vd. 2004. Microscopic nuclear mass table with high-performance computing. *Journal of Physics: Conference Series*, **402**, 012030.
26. Gambhir, Y. K. ve Bhagwat, A. 2006. The Relativistic Mean Field and Some of Its Recent Applications. *Physics of Particles and Nuclei*, **37**, 366-433.
27. Graczyk, K. M. 2013. Comparision of neural network and hadronic model predictions of teh two-proton exchange effect. *Phys. Rev. C*, **88**, 065205.
28. Graczyk, K. M. ve Juszczak, C. 2015. Applications of neural networks in hadron physics. *Journal of Physics* **42**, 3.
29. Greiner, W. ve Maruhn, J. 1996. Nuclear Models (1st Edition). Heidelberg: Springer.
30. Haar, B.T. ve Malfliet, B. 1986. The Single-Particle Interaction in Nuclear Matter via The Relativistic Dirac-Brueckner Approach. *Phys. Lett. B*, **172**, 10-16.
31. Haddad, F. vd. 1997. Impact parameter determination in experimental analysis using a neural network. *Physical Review C*, **55**, 1371.

32. Haykin, S. 1999. *Neural Networks: A Comprehensive Foundation* (1st Edition), New Jersey: Prentice-Hall.
33. Klüpfel, P. vd. 2009. Variations on a theme by Skyrme: A systematic study of adjustments of model parameters. *Physical Review C*, **79**, 034310.
34. Lalazissis, G. A. vd. 1997. New parametrization for the Lagrangian density of relativistic mean field theory. *Physical Review C*, **55**, 540-543.
35. Lalazissis, G. A., Raman, S. ve Ring, P. 1999. Ground-state properties of even-even nuclei in the relativistic mean-field theory. *At. Data. Nucl. Data Tables*, **71**, 1.
36. Lalazissis, G. A. vd. 2009. The Effective Force NL3 Revisited. *Physics Letters B*, **671**, 36-41.
37. Lee, S. J., Fink, J., Balantekin, A. B., Strayer, M. R., Umar, A. S., Reinhard, P. G. Maruhn, J. A. ve Greiner, W., 1986. Relativistic Hartree Calculations for Axially Deformed-Nuclei, *Phys. Rev. Lett*, **57**, 2916-2919.
38. Mavrommatis, E., Gernoth, K. A. ve Clark, J. W., 2005. One and Two Proton Separation Energies from Nuclear Mass Systematics Using Neural Networks. *arXiv: nucl-th*, 0509075.
39. Medhat, M. E. 2012. Artificial intelligence method applied for quantitative analysis of natural radioactive sources. *Annals of Nuclear Energy*, **45**, 73-79.
40. Meng, J., Toki, H., Zhou, S. G., Zhang, S. Q., Long, W. H. ve Geng, L. S. 2006. Relativistic continuum Hartree Bogoliubov theory for ground-state properties of exotic nuclei. *Prog. Part. Nucl. Phys*, **57**, 470.
41. Niksic, T., Vretenar, D. Finelli, P. ve Ring, P., 2002. Relativistic Hartree-Bogoliubov model with density-dependent meson-nucleon couplings. *Physical Review C*, **66**, 2, 024306.
42. Niksic, T. vd. 2014. DIRHB – A relativistic self-consistent mean-field framework for atomic nuclei. *Computer Physics Communications*, **185**, 1808-1821.
43. Öztemel, E. 2012. Yapay Sinir Ağları. Papatya Yayıncılık Eğitim No: **11218**, İstanbul, 232s.
44. Möller, P., Nix, R., Myers, W. D. ve Swiatecki, V. J. 1995. *At. Data Nucl. Data Tables*. **59**, 185.
45. Peterson K. L. 1991. Classification of Cm II and Pu I Energy Levels Using Counter Propagation Neural Networks. *Phys. Rev. A*. V. 44. P., **126**Ä138.

46. Piekarewicz, J. 2002. Correlating the giant-monopole resonance to the nuclear-matter incompressibility. *Phys. Rev. C*, **76**, 064310.
47. Raman, S., Nestor, C. W. ve Tikkanen, P. 2001. Transition Probability from the Ground to the First-excited 2^+ State of Even-even Nuclides, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **78**, 1-128.
48. Reinhard, P. G. vd. 1986. Nuclear Ground-State Properties in a Relativistic Meson-Field Theory. *Zeitschrift Fur Physik-Hadrons and Nuclei*, **323**, 439-514.
49. Reinhard, P. G. 1989. The Relativistic Mean-Field Description of Nuclei and Nuclear Dynamics. *Reports on Progress in Physics*, **52**, 439-514.
50. Ring, P. ve Schuck, P. 1980. The Nuclear Many-Body Problem (1st Edition). Heidelberg: Springer-Verlag.
51. Ring, P. 1996. Relativistic mean field theory in finite nuclei. *Prog. Part. Nucl. Phys*, **37**, 193.
52. Ring, P. vd. 1997. Computer program for the relativistic mean field description of the ground state properties of even-even axially deformed nuclei. *Computer Physics Communications*, **105**, 77-97.
53. Serot, B. D. ve Walecka, J. D. 1986. The Relativistic Nuclear Many-Body Problem. *Advances in Nuclear Physics*, **16**, 1-320.
54. Serot, B. D. ve Walecka, J. D. 1997. Recent progress in quantum hadrodynamics. *Int. J.Mod. Phys. E*, **6**, 4, 515-631.
55. Sharma, M. M. vd. 1994. The Relativistic Mean-Field, Effective-Mass and the Compression Properties of Nuclei. *Annals of Physics*, **231**, 110-126.
56. Stoitsov, M. V. vd. 2005. Axially Deformed Solution of the Skyrme-Hartree-Fock-Bogolyubov Equations Using the Transformed Harmonic Oscillator Basis: The Program HFBTHO (v1.66p). *Computer Physics Communications*, **167**, 43-63.
57. Sugahara, Y. ve Toki, H. 1994. Relativistic Mean-Field Theory for Unstable Nuclei with Non-linear Sigma-Term and Omega-Term. *Nucl. Phys. A*, **579**, 3-4, 557- 572.
58. Walecka, J. D. 1974. A Theory of Highly Condensed Matter. *Annals of Physics*, **83**, 491-529.
59. Vautherin, D. ve Brink, D. M. 1972. Hartree-Fock Calculations with Skyrme's Interaction. I. Spherical Nuclei. *Phys. Rev. C*, **5**, 626.

60. Vretenar, D., Afanasjev, A. V., Lalazissis, G. A. ve Ring, P. 2005. *Phys. Rep.* **409** 101,
61. Yilmaz, A. H. ve Bayram, T. 2011. A Detailed Investigation on the Ground-state Nuclear Properties of Even-even Mo Isotopes by Using the Relativistic Mean Field Approach. *J. Korean Phys. Soc.* **59** 3329

