

PAPER DETAILS

TITLE: Relativistik Ortalama Alan Modelinde 48Ca, 132Sn ve 208Pb Çekirdeklerinin Tek-parçacık Enerjileri

AUTHORS: Tuncay BAYRAM,Ahmet Hakan YILMAZ

PAGES: 16-23

ORIGINAL PDF URL: <https://dergipark.org.tr/tr/download/article-file/165575>



<http://dx.doi.org/10.7240/mufbed.v25i1.016>

Relativistik Ortalama Alan Modelinde ^{48}Ca , ^{132}Sn ve ^{208}Pb Çekirdeklerinin Tek-parçacık Enerjileri

Tuncay BAYRAM^{1,2*}, A. Hakan YILMAZ²

¹*Sinop Üniversitesi, Fen-Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü, 57000, SİNOP*

²*Karadeniz Teknik Üniversitesi, Fen Fakültesi, Fizik Bölümü, 61080, TRABZON*

Özet

Nükleer yapı fiziği araştırmalarında nötron ve proton tek-parçacık enerjileri, başta çekirdeğin kabuk yapısı olmak üzere birçok çekirdek özelliğinin incelenmesi açısından önemlidir. Ayrıca, fenomenolojik ve mikroskopik bir yapıya sahip olan nükleer modeller için çekirdek tek-parçacık enerjilerinin doğru öngörüsü bu modeller içinde bir geçerlilik testi olma özelliği taşımaktadır. Bu çalışmada relativistik ortalama alan (RMF) modeli çerçevesinde, hem nötron ve hem de proton sayısı sihirli olan ^{48}Ca , ^{132}Sn ve ^{208}Pb çekirdeklerinin, nötron ve proton tek-parçacık enerjileri hesaplanmıştır. Hesaplanan tek-parçacık enerjileri çeşitli relativistik olmayan ortalama alan modeli sonuçları ile karşılaştırılmış ve sonuçların deneysel veriler ile iyi bir uyum içerisinde olduğu görülmüştür.

Anahtar Kelimeler: Relativistik ortalama alan modeli, Tek-parçacık enerjileri, Çift sihirli çekirdekler.

Single-particle Energies of ^{48}Ca , ^{132}Sn and ^{208}Pb Nuclei in Relativistic Mean Field Model

Abstract

In nuclear structure physics, the neutron and proton single-particle levels of nuclei are very important to describe shell structure and many properties of nuclei. Also, the correct predictions of single-particle levels of nuclei can be understood as a validity test for phenomenological and microscopic nuclear models. In this work, single-particle energies of the double magic nuclei ^{48}Ca , ^{132}Sn and ^{208}Pb have been calculated by using the relativistic mean field (RMF) model. The results of the study have been compared with various non-relativistic mean field models and founded as to be in good agreement with the experimental data.

Keywords: Relativistic mean field model, Single-particle Energies, Double magic nuclei.

*Sorumlu yazar: Tuncay BAYRAM, t.bayram@ymail.com.

Giriş

Nükleer kabuk modelinde, ^{132}Sn gibi çift-sihirli çekirdeklerin (hem proton ve hem de nötron sayısı sihirli) tek-parçacık enerjilerinin önemi uzun bir zamandır bilinmektedir [1]. Valans kabuğu nötron ve protonlar ile tam dolu olan bu çekirdeklerin tek-parçacık enerji seviyeleri, model parametrelerinin geliştirilmesinde ve test edilmesinde de kullanılmaktadır. Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) [2, 3] ve relativistik ortalama alan (RMF) modeli [3-11] gibi çekirdek taban-durum özelliklerinin ortaya çıkarılmasında yaygınca kullanılan nükleer modellerde, çekirdeğin bağlanma enerjisi, çekirdeğin tek-parçacık enerjileri üzerinden alınan toplam ile elde edilmektedir. Bu nedenle bu modellerin çekirdek için tek-parçacık enerjilerinin öngörülerindeki doğruluk, diğer taban-durum özelliklerinin doğruluğunu da etkilemektedir.

Hartree-Fock (HF) ve HFB metodu günümüze kadar yaygınca kullanılmış ve birçok çekirdek için bağlanma enerjisi (BE), nötron ve proton ayrılma enerjileri, çekirdek yarıçapı ve deformasyonları gibi taban-durum özelliklerinin hesabında yaygınca kullanılmıştır. HFB metodu ile benzerlik içinde, ancak nükleon-nükleon etkileşmesini kovaryant bir şekilde ele aldığı için, RMF modeli, nükleer yapı problemlerinde relativistik katkıyı kendiliğinden içermektedir. Bundan dolayı diğer ortalama alan modelleri ile karşılaştırıldığında, bir avantaja sahip olan RMF modeli ile de son yirmi yılda çekirdek taban-durum özellikleri üzerine birçok çalışma gerçekleştirilmiştir [4-11]. Ancak fenomenolojik bir model için çekirdek-taban durum özelliklerinin deneyle uyumlu bir şekilde elde edilebilmesi sadece modelin kendisine bağlı olmayıp, bu model için geliştirilen parametrelerin doğruluğu ile de ilişkilidir.

Bu güne kadar gerek HFB ve gerekse RMF modeli için birçok parametre seti deneysel sonuçlar ile daha iyi uyum sağlayacak şekilde geliştirilmiştir. Bu çalışmada ele alınan RMF modelinin, nükleon-nükleon etkileşmesini ele alış biçimindeki farklılıklara göre, lineer olmayan (nonlinear), nokta çiftlenimli (point coupling) ve yoğunluk bağımlı (density dependent) olmak üzere üç farklı türü vardır. Bunlardan lineer olmayan türü, en yaygın kullanılan tür olup, bu çalışmada da söz konusu çekirdeklerin nötron ve proton tek-parçacık enerjileri, lineer olmayan RMF modelinde NL3* parametre seti [12] ile hesaplanmıştır.

Materyal ve Yöntem

RMF modeli, Walecka [13] tarafından önerilen ve nükleon-nükleon etkileşmesinin kaynağının mezon değiş-tokuşundan ileri geldiğini varsayan relativistik kuantum alan teorisidir. Bu teoride skaler σ -mezonu nükleon ile çiftlenmekte olup, çekirdek içerisindeki güçlü çekici alanın kaynağıdır. İzoskaler vektör ω -mezonu ise korunumlu nükleon akımı ile nükleonlarla çiftlenip, çekirdek içerisindeki güçlü itici alanı üretir. Ayrıca, elektromanyetik etkileşmeyi üretmek için izovektör akımı ve fotonlarla çiftlenmiş izovektör ρ -mezonu vardır. Slater determinantı formundaki ψ_i ($i=1, \dots, A$) tek-parçacık spinoru ile temsil edilen A tane nükleonun bu mezon alanları içerisinde bağımsız bir şekilde hareket ettiği varsayımından yola çıkıldığı için, RMF modelin başlangıç noktası bir Lagranjiyen yoğunluğudur. M , m_σ , m_ω ve m_ρ sırasıyla nükleon, σ -, ω - ve ρ -mezonun kütlelerini; 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

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

ile verilir. Standart Walecka modeli sadece σ ve ω mezonlarını dikkate alır ve lineer bir modeldir. Denklem 1 ile verilen Lagranjiyen ifadesinde yer alan ρ -mezonu ile ilişkili terimler asimetrik çekirdeğin daha iyi bir tanımı için ilave edilir. Ayrıca standart Walecka modelinde sıkıştırılabilirlik (K) çok büyük olduğundan çekirdek yüzey özelliklerinin iyi bir biçimde betimlenebilmesi için σ -mezonunun lineer olmayan bir potansiyel içerisinde hareket ettiği varsayımından yola çıkılarak türetilmiş olan $U(\sigma)$ terimi

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

ile verilir [14]. Bu haliyle model lineer olmayan Walecka modeli olarak adlandırılmaktadır. Denklem 1'de verilen Lagranjiyen yoğunluğunu kullanarak, alanların Euler-Lagrange denklemleri yardımı ile hareket denklemleri elde edilebilir. Bu durumda RMF denklemleri olarak adlandırılan nükleonları betimleyen Dirac denklemi ve mezonları betimleyen Klein-Gordon denklemleri seti elde edilir. Bu denklem setleri öz-uyumlu (self-consistent) bir şekilde çözülebilirler [5, 9].

RMF teorisinin uygulamalarında, karşıt parçacık katkısı ihmal edilir (no-sea approach). 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.

RMF denklemlerinin nümerik çözümünü genel olarak şöyle özetlemek mümkündür: Önce mezon alanlarının makul tahminleri ile Dirac denklemi çözülerek nükleonları betimleyen spinorlar ile yoğunluklar ve akımlar elde edilir. Mezonları betimleyen Klein-Gordon denklemleri bu kaynakların kullanılması ile yeni mezon alanlarını verir. Bu alanlar, yeni spinorun elde edilebilmesi için Dirac denkleminde kullanılmak üzere potansiyellerinin ve etkin kütlelerin hesaplanması için kullanılır. Bu iteratif yöntem öz-uyum sağlanıncaya kadar sürdürülerek Dirac ve Klein-Gordon denklemlerinden oluşan kapalı denklem setinin çözümü elde edilmiş olur [5, 6]. Burada nümerik çözüm için nükleon ve mezon alanlarının bir tabana genişletilmesi gerekmektedir ve bunun için yaygın olarak harmonik osilatör potansiyeli kullanılmaktadır.

Denklem 1 ile verilen Lagranjiyen yoğunluğunda yer alan m_σ , m_ω ve m_ρ ile temsil edilen σ -, ω - ve ρ -mezonu kütleleridir. Mezon alanlarının lineer olmayan çiftlenim sabitleri g_σ , g_ω ve g_ρ ile Denklem 2’de açık formu verilen lineer olmayan potansiyel içerisinde yer alan g_2 ve g_3 sabitleri, nükleer madde özellikleri dikkate alınarak bazı çift sihirli sayıda nükleona sahip çekirdeklerin deneysel verilerine göre belirlenmektedir. Bu çalışmada, RMF hesaplarında yaygın bir biçimde kullanılan NL3 [15] parametre setinin daha fazla çekirdeğin deneysel verileri dikkate alınarak yeniden gözden geçirilmiş sürümü olan NL3* [12] kullanılmıştır.

Bu çalışmada çift-sihirli ^{48}Ca , ^{132}Sn ve ^{208}Pb çekirdeklerinin nötron ve proton tek-parçacık enerjileri hesabında fermiyonlar ve bozonlar için 20 osilatör kabuk sayısı dikkate alınmıştır. Ele alınan çekirdekler nötron ve protonlar bakımından kapalı kabuğa sahip küresel çekirdekler olduğundan, çiftlenim katkısı önemsizdir. Bu nedenle çiftlenim etkisi dikkate alınmamıştır.

Bulgular ve Tartışma

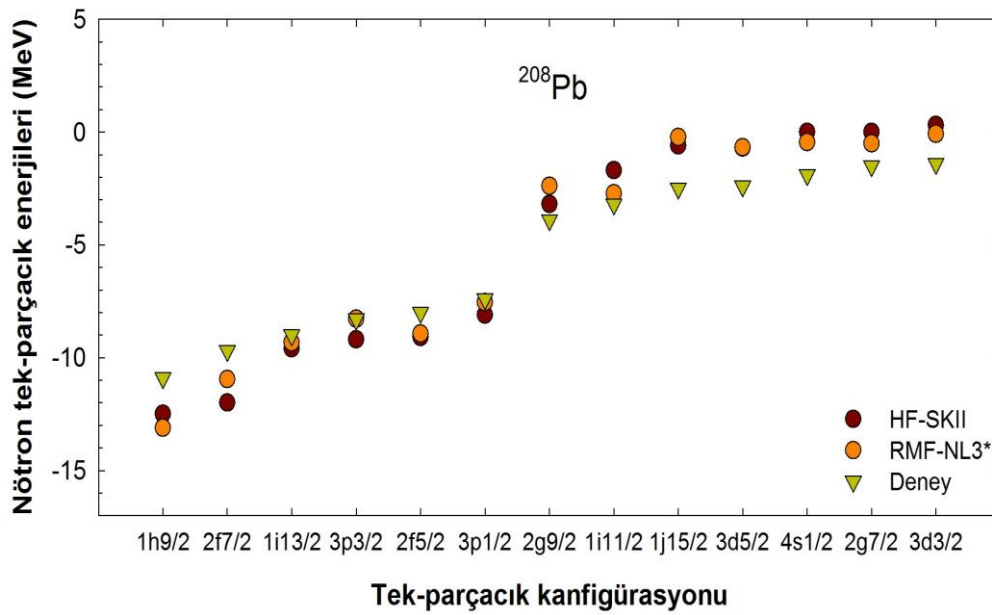
Çizelge 1’de, ^{48}Ca , ^{132}Sn ve ^{208}Pb çekirdekleri için RMF modelinde hesaplanan toplam bağlanma enerjileri ve yük yarıçapları gösterilmektedir. Bu çalışmada elde edilen toplam bağlanma enerjileri ile deneysel değerler [16] arasındaki en büyük sapma ^{48}Ca , ^{132}Sn ve ^{208}Pb için sırası ile yaklaşık % 0.6, % 0.1 ve % 0.1’dir. Bu değerler RMF modelinin küresel çekirdeklerin taban-durum toplam bağlanma enerjilerinin tahmininde oldukça etkin bir model olduğunu göstermektedir. Çekirdek yük yarıçapları dikkate alındığında RMF sonuçlarının deneysel değerlerden sapmaları daha küçük olmaktadır. ^{48}Ca , ^{132}Sn ve ^{208}Pb için hesaplanan yük yarıçaplarının deneysel değerlerden [17] sapma miktarları sırası ile % 0.1, % 0.2 ve % 0.1 civarındadır.

Çizelge 1. ^{48}Ca , ^{132}Sn ve ^{208}Pb çekirdeklerinin taban-durum toplam bağlanma enerjileri ve yük yarıçapları

Nükleer özellik	Çekirdek	Bu çalışma	Deney
Bağlanma enerjisi (MeV)	^{48}Ca	413.615	415.990
	^{132}Sn	1101.550	1102.851
	^{208}Pb	1638.237	1636.430
Yük yarıçapı (fm)	^{48}Ca	3.471	3.477
	^{132}Sn	4.705	4.709
	^{208}Pb	5.509	5.501

Çekirdek taban-durum bağlanma enerjilerini belirtilen netlikte sağlayan bir nükleer modelin, çekirdek tek-parçacık enerjilerinin hesabında da ve özellikle nükleer kabuk yapısını ortaya koymada başarılı olacağını düşünmek olasıdır. Bilindiği gibi çekirdekten bir nükleon koparmak için gereken enerji belirli nötron ve proton sayılarında ani artışlar gösterir ve bu nükleon sayılarına sihirli sayılar, bu çekirdeklere de sihirli çekirdekler adı verilir. Elbette bu durum atom fizikinde valans kabuğu tam dolu olan bir atomun durumuna benzerlik gösterir. Nötronlar için valans kabuğu tamamen dolu çekirdekler izotopik zincir boyunca ve protonlar için tam dolu valans kabuğuna sahip çekirdekler izotonik zincir boyunca en büyük nükleon başına bağlanma enerjisine sahip olurlar. Böylesi çekirdekler için ardışık kabuklardan birincisinin son tek-parçacık enerji düzeyi ile ikincisinin ilk tek-parçacık enerji düzeyi arasında belirgin bir enerji farkı oluşur. Bu durum kabuk etkisi olarak adlandırılmaktadır.

RMF modelinin çekirdeğin kabuk yapısını öngörmeye etkinliğini belirlemek için, Şekil 1’de RMF modelinde NL3* Lagranjiyen parametre seti ile hesaplanmış ^{208}Pb çekirdeğinin nötron tek-parçacık enerjileri gösterilmektedir. Ayrıca, Hartree-Fock modeli sonuçları [18] ve deneysel değerler, karşılaştırma amacıyla gösterilmektedir. Şekil 1’de yatay eksen klasik tek-parçacık enerji seviyelerini (n: Baş kuantum sayısı, l: yörünge açısal momentum kuantum sayısı, j: Toplam açısal momentum kuantum sayısı) temsil etmektedir. Şekil 1’den görüldüğü üzere $1h^{9/2}$ seviyesinden başlanarak sağa doğru gidildikçe, $3p^{1/2}$ seviyesinden sonra gerek deneysel ve gerekse teorik hesaplarda ani bir artış görülmektedir. Bu durum $3p^{1/2}$ seviyesinde çekirdek kabuğunun nötronlar ile tam dolu olduğunu göstermektedir. Bu seviye ile ilişkili nötron sayısı $N=126$ olup, bu sayı sihirli nötron sayısıdır. Bu nedenle hem HF ve hem de RMF modelinin çekirdeğin kabuk yapısını ortaya koymada başarılı olduğunu söylemek mümkündür. Ayrıca diğer tek-parçacık seviyeleri dikkate alındığında, her iki modelin de deneysel sonuçlar ile uyumlu nötron tek-parçacık enerjilerini ürettiği görülmektedir.



Şekil 1. ^{208}Pb çekirdeğinin nötron tek-parçacık enerjileri

Çizelge 2, Çizelge 3 ve Çizelge 4’te sırası ile ^{48}Ca , ^{132}Sn ve ^{208}Pb çekirdekleri için hesaplanmış nötron ve proton tek-parçacık enerjileri, relativistik olmayan ortalama alan modellerinin sonuçları ve deneysel değerler ile karşılaştırmalı bir şekilde gösterilmektedir. Her üç çizelge de incelendiğinde RMF modelinin, genel olarak relativistik olmayan model sonuçları ile karşılaştırıldığında, deneysel değerlere daha yakın değerler verdiğini görmek mümkündür. Buna ilave olarak, daha önce ^{208}Pb çekirdeğinin nötron tek-parçacık enerjilerinde açıkça gözlenen kabuk etkisi, Çizelge 4 dikkate alındığında, proton tek-parçacık enerjileri için de görülmektedir. $3s^{1/2}$ ve $1h^{9/2}$ seviyeleri arasındaki büyük enerji farkı, bu seviyelerin farklı kabuklarda olduğunu göstermektedir ve 82 proton ile çekirdek kabuğu tam doludur.

Çizelge 2. ^{48}Ca çekirdeğinin RMF modelinde hesaplanan nötron ve proton tek-parçacık enerjilerinin HF-SKII sonuçları ve deneysel değerler [18] ile karşılaştırılması (Enerjiler MeV birimindedir)

Nötron				Proton			
Düzy	SKII	Bu Çalışma	Deney	Düzy	SKII	Bu Çalışma	Deney
$1s^{1/2}$	-55.74	-54.02		$1s^{1/2}$	-53.21	-51.78	
$1p^{3/2}$	-39.80	-38.74		$1p^{3/2}$	-38.73	-38.07	
$1p^{1/2}$	-37.60	-35.39		$1p^{1/2}$	-36.24	-34.51	
$1d^{5/2}$	-23.86	-23.64		$1d^{5/2}$	-23.47	-23.66	
$2s^{1/2}$	-18.10	-17.53	-12.55	$2s^{1/2}$	-16.48	-15.76	-15.30
$1d^{3/2}$	-18.95	-17.53	-12.52	$1d^{3/2}$	-18.48	-17.32	-15.70
$1f^{7/2}$	-9.10	-9.51	-9.94	$1f^{7/2}$	-8.61	-9.41	-9.60
$2p^{3/2}$	-4.13	-4.78	-5.14	$2p^{3/2}$	-1.72	-2.28	-1.90
$2p^{1/2}$	-2.60	-3.41	-3.11	$2p^{1/2}$	-0.23	-0.79	0.00
$1f^{5/2}$	-2.02	-2.16		$1f^{5/2}$	-1.69	-1.52	

Çizelge 3. ^{132}Sn çekirdeğinin RMF modelinde hesaplanan nötron ve proton tek-parçacık enerjileri (Enerjiler MeV mertebesindedir). HFB-SLy4 sonuçları ve deneysel değerler [19]

Nötron				Proton			
Düzy	SLy4	Bu Çalışma	Deney	Düzy	SLy4	Bu Çalışma	Deney
$2p^{1/2}$		-20.04		$2p^{1/2}$	-17.60	-17.39	-16.10
$1g^{9/2}$		-17.93		$1g^{9/2}$	-15.60	-16.18	-15.80
$1g^{7/2}$	-11.40	-12.01	-9.80	$1g^{7/2}$	-9.30	-10.07	-9.70
$2d^{5/2}$	-11.70	-10.48	-9.00	$2d^{5/2}$	-9.20	-7.45	-8.70
$3s^{1/2}$	-9.40	-8.44	-7.70	$3s^{1/2}$	-6.40	-4.75	
$1h^{11/2}$	-7.70	-7.35	-7.60	$1h^{11/2}$	-6.20	-5.43	-6.80
$2d^{3/2}$	-9.10	-8.83	-7.40	$2d^{3/2}$	-6.90	-5.76	-7.20
$2f^{7/2}$	-2.00	-1.46	-2.40				
$3p^{3/2}$	-0.30	-0.64	-1.60				
$1h^{9/2}$	0.80	-0.32	-0.90				
$3p^{1/2}$	0.30	-0.3	-0.80				
$2f^{5/2}$	0.60	-0.04	-0.40				

Çizelge 4. ^{208}Pb çekirdeğinin RMF modelinde hesaplanan nötron ve proton tek-parçacık enerjileri, HFB-SLy4 sonuçları ve deneysel değerler [19] (Enerjiler MeV mertebesindedir)

Nötron				Proton			
Düzy	SLy4	Bu Çalışma	Deney	Düzy	SLy4	Bu Çalışma	Deney
$2d^{5/2}$		-20.397		$1g^{9/2}$	-17.70	-19.401	-15.40
$1h^{11/2}$		-18.59		$1g^{7/2}$	-13.50	-15.212	-11.40
$2d^{3/2}$		-18.724		$2d^{5/2}$	-11.50	-11.175	-9.70
$3s^{1/2}$		-17.987		$1h^{11/2}$	-9.70	-10.367	-9.40
$1h^{9/2}$	-12.50	-13.12	-10.90	$2d^{3/2}$	-9.60	-9.522	-8.40
$2f^{7/2}$	-12.00	-10.961	-9.70	$3s^{1/2}$	-8.80	-8.409	-8.00
$1i^{13/2}$	-9.60	-9.333	-9.00	$1h^{9/2}$	-3.80	-4.742	-3.80
$3p^{3/2}$	-9.20	-8.28	-8.30	$2f^{7/2}$	-2.90	-1.704	-2.90
$2f^{5/2}$	-9.10	-8.944	-8.00	$1i^{3/2}$	-1.50	-1.164	-2.20
$3p^{1/2}$	-8.10	-7.55	-7.40	$3p^{3/2}$	0.40	1.581	-1.00
$2g^{9/2}$	-3.20	-2.392	-3.90	$2f^{5/2}$	-0.40	0.308	-0.50
$1i^{11/2}$	-1.70	-2.726	-3.20				
$1j^{15/2}$	-0.60	-0.226	-2.50				
$3d^{5/2}$	-0.70	-0.685	-2.40				
$4s^{1/2}$	0.00	-0.457	-1.90				
$2g^{7/2}$	0.00	-0.507	-1.50				

Sonuç

RMF modelinin lineer olmayan sürümünde NL3* Lagranjiyen Parametre setinin kullanılması ile ^{48}Ca , ^{132}Sn ve ^{208}Pb çekirdeklerinin nötron ve proton tek-parçacık enerjileri hesaplanmıştır. Bu çalışma RMF modelinin söz konusu çekirdeklerin taban-durum bağlanma enerjileri, yarıçapları ile nötron ve proton tek-parçacık enerjilerinin elde edilmesinde etkin olduğunu göstermektedir. Ayrıca hem nötron ve hem de protonlar bakımından kabuk etkisi, RMF modeli çerçevesinde açık bir biçimde görülmektedir.

Kaynaklar

- [1] Baumann, P., Fogelberg, B., Hoff, P., Jonson, B., Knipper, A., Kratz, K.-L., Kurcewicz, W., Lohoiden, G., Marguer, G., Nyman, G., Thorsteinsen, T.F. ve Walter, G. (1993). *Single-particle states in ^{133}Sn* , European Organization for Nuclear Research-ISOLDE, Cenevre, İsviçre.
- [2] Ring, P. ve Schuck, P. (1980). *The Nuclear Many-Body Problem*. Springer-Verlag, Hiedelberg, Germany, s. 244-279.
- [3] Greiner W. ve Maruhn, J.A. (1996). *Nuclear Models*. Springer-Verlag, New York, USA, s. 217-237.
- [4] Serot, B.D. ve Walecka, J.D. (1986). *The Relativistic Nuclear Many-Body Problem*. *Adv. Nucl. Phys.*, 16, 1-320.
- [5] Gambhir, Y.K., Ring, P. ve Thimet, A. (1990). *Relativistic Mean Field Theory for Finite Nuclei*. *Annals of Physics*, 198, 132-179.
- [6] Ring, P. (1996). *Relativistic Mean Field Theory in Finite Nuclei*. *Prog. Part. Nucl. Phys.* 37, 193-263.
- [7] Gambhir, Y.K. ve Bhagwat A. (2006). *The Relativistic Mean Field and Some of Its Recent Applications*. *Phys. Part. Nucl.*, 37, 366-433.
- [8] 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, 470-563.
- [9] Bayram, T. (2012). *Relativistik Ortalama Alan Modelinde Çekirdek Taban Durum Özellikleri*. Doktora Tezi, Karadeniz Teknik Üniversitesi, Türkiye, s. 18-43.
- [10] Yılmaz, 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*. *Journal of the Korean Physical Society*, 59 (6), 3329-3336.
- [11] Bayram, T., Yılmaz, A.H. (2012). *Deforme ^{166}Gd Çekirdeğinde Sözdespin Çiftlerinin Özellikleri*. *Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Dergisi* (Baskıda).
- [12] Lalazissis, G.A., Karatzikos, S., Fossion, R., Pena Arteaga, D., Afanasjev, A.V. ve Ring, P. (2009). *The Effective Force NL3 revisited*. *Phys. Lett. B*, 671, 36-41.

- [13] Walecka, J.D. (1974). A Theory of Highly Condensed Matter. *Annals of Physics*, 83, 491-529.
- [14] Boguta, J. ve Bodmer, A.R., (1977). Relativistic Calculation of Nuclear Matter and the Nuclear Surface. *Nucl. Phys. A*, 292, 413-428.
- [15] Lalazissis, G.A., Konig, J. ve Ring, P. (1997). New parametrization for the Lagrangian density of relativistic mean field theory. *Phys. Rev. C*, 55, 540-543.
- [16] Audi, G., Wapstra, A.H. ve Thibault, C. (2003). The AME2003 Atomic Mass Evaluation. *Nucl. Phys. A*, 729, 337-676.
- [17] Angeli, I., Gangrsky, Yu P., Marinova, K.P., Boboshin, I.N. vd. (2009). *N* and *Z* dependence of nuclear charge radii. *J. Phys. G*, 36, 085102.
- [18] Vautherin, D. (1973). Hartree-Fock Calculations with Skyrme's Interaction. I. Axially Deformed Nuclei. *Phys. Rev. C*, 7, 296-396.
- [19] Goriely, S., Samyn, M., Bender, M. ve Pearson, J.M. (2003). Further explorations of Skyrme-Hartree-Fock-Bogoliubov mass formulas. II. Role of the effective mass. *Phys. Rev. C*, 68, 054325.