**ANKARA ÜNİVERSİTESİ**
**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

# ATOM ÇEKİRDEKLERİNDE DEV REZONANSLARIN ZAMANA BAĞLI HARTREE-FOCK YAKLAŞIMIYLA İNCELENMESİ

**Uğur ÇÖRTENLİOĞLU**

**FİZİK ANABİLİM DALI**

**ANKARA**
**2021**

**Her hakkı saklıdır**

# ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

ATOM ÇEKİRDEKLERİNDE DEV REZONANSLARIN ZAMANA BAĞLI HARTREE-FOCK YAKLAŞIMIYLA İNCELENMESİ

Uğur ÇÖRTENLİOĞLU

Ankara Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Doç. Dr. Bülent YILMAZ

Dev rezonanslar genellikle düşük genlikli harmonik salınıcı yaklaşımı altında incelenir. Bu yaklaşımda dev rezonanslar bir parçacık bir deşik uyarılmalarının koherent toplamından oluşur. Dev rezonansların enerjileri nötron veya proton ayırma enerjsinin üzerinde yer alır ve dolayısıyla nötron, proton, alfa, döteron, gama bozunumlarından biriyle enerji yitirirler. Dev rezonanslar çekirdek yapısı ve bozunumu konusunda bilgi sağlar. Günümüzde dinamik çekirdek salınımları zamana bağlı Hartree-Fock yaklaşımı kullanarak incelenebilir. Nükleonlar arası güçlü çekirdek etkileşmesi Skyrme potansiyeli ile ifade edilir. Bu tezde izoskaler kuadrupol rezonansın Skyrme parametrelerine bağımlılığı Sky3D programı kullanılarak incelenmiştir. Farklı Skyrme parametreleri kullanılarak hangi etkileşme kuvvetinin daha iyi sonuç verdiği incelenmiştir.

**Mart 2021, 57 sayfa**

**Anahtar Kelimeler**: Dev rezonanslar, ortalama alan yaklaşımı, zamana bağlı Hartree-Fock yaklaşımı

## ABSTRACT

Master Thesis

ANALYSİS OF GİANT RESONANCES İN ATOMİC NUCLEİ BY
TİME DEPENDENT HARTREE-FOCK APPROACH

Uğur ÇÖRTENLİOĞLU

Ankara University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics

Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Bülent YILMAZ

Giant resonances are generally studied under the low amplitude harmonic oscillator approach. In this approach, giant resonances consist of a coherent sum of particle-hole excitations. The energies of giant resonances lie above the neutron or proton separation energy and hence they lose energy with one of the neutron, proton, alpha, deuteron, gamma decays. Giant resonances provide information about structure and decay of nuclei. Today, dynamic nucleus oscillations can be analyzed using the time dependent Hartree-Fock approach. Strong nuclear interaction between nucleons is expressed by the Skyrme potential. In this thesis, the dependence of isoscalar quadrupole resonance on Skyrme interaction was investigated by using the Sky3D program. Using different Skyrme interactions, it was investigated which interaction force gave better results.

**March 2021, 57 pages**



**Key Words:** Giant resonances, mean-field approach, time dependent Hartree-Fock approach

## İÇİNDEKİLER

**TEZ ONAYI**

**ETİK ……i**

**ÖZET ……..ii**

**ABSTRACT ……...iii**

**SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ ……..v**

**ŞEKİLLER DİZİNİ ……..viii**

**ÇİZELGELER DİZİNİ …..……x**

**1.GİRİŞ ……1**

**1.1 Nükleer Fiziğin Doğuşu ve Tarihi ……..…..3**

**1.2 Nükleer Yapı Modelleri ……..…..8**

**2. ORTALAMA ALAN TEORİSİ …….. 10**

**2.1 Hartree-Fock Yaklaşımı ……..…….13**

**2.2 Zamana Bağlı Hartree-Fock Denklemi ……..……..……..15**

**3. SKYRME ETKİLEŞMESİ ……..……..……17**

**4. DEV REZONANSLAR ……..……...…… 23**

**5. BULGULAR VE TARTIŞMA ……..…..…….. 30**

**6. SONUÇ ……..…….…….53**

**KAYNAKLAR ……..……...…54**

**ÖZGEÇMİŞ ……..……..……57**

## SİMGELER DİZİNİ

| | |
|---|---|
| A | Nükleon sayısı |
| E | Enerji |
| $E_{HF}$ | Hartree-Fock enerjisi |
| m | Parçacığın kütlesi |
| H | Hamiltonyen |
| $H_{MF}$ | Ortalama alan Hamiltonyeni |
| H(r) | Hamiltonyen yoğunluğu |
| $H_{eff}$ | Efektif Hamiltonyen |
| $h_q$ | Dış alana bağlı yerel operatör |
| $J_{\mu\nu}$ | Yerel spin-akım yoğunluğu |
| $j_\mu$ | Yerel akım yoğunluğu |
| k | Relatif momentum |
| L | Çok kutupluluk |
| m | Parçacığın kütlesi |
| N | Parçacık sayısı |
| $\widehat{P}$ | Momentum |
| $P_\sigma$ | Spin değişim operatörü |
| $\overrightarrow{R}$ | Kütle merkezi momenti |
| R | Sabit yarıçap |
| $r_0$ | Yarıçap |
| S | Spin |
| $s_\mu$ | Yerel spin yoğunluğu |
| $s(r, r')$ | Yerel olmayan spin yoğunluğu |
| $T_\mu$ | Yerel spin-kinetik enerji yoğunluğu |
| $t_0$ | Skyrme etkileşmesinde sıfır menzilli bileşen |
| $t_1$ | Skyrme etkileşmesinde momentumun çift gücü |
| $t_2$ | Skyrme etkileşmesinde momentumun tek gücü |
| $t_3$ | Skyrme etkileşmesinde yoğunluğa bağlı terim |

| | |
|---|---|
| $U_{dış}$ | Dış potansiyel |
| $V_0$ | Nükleer potansiyel derinliği |
| $V_k$ | Nükleer potansiyel |
| $V_C$ | Coulomb potansiyeli |
| $V_p$ | Çiftlenim potansiyeli |
| $Y_L^\mu$ | Küresel harmonikler |
| V | Potansiyel enerji |
| $V_{HO}$ | Harmonik osilatör potansiyeli |
| $V_{sky}$ | Skyrme potansiyeli |
| $V_{ws}$ | Wood-Saxon potansiyeli |
| w | Açısal frekans |
| $\hbar$ | Planck sabiti |
| $\rho$ | Yoğunluk matrisi |
| $\rho(r, r')$ | Yerel olmayan parçacık yoğunluğu |
| $\rho(r)$ | Yerel parçacık yoğunluğu |
| Q | Elektromanyetik operatör |
| q | Proton veya nötron |
| $\epsilon_\alpha$ | Toplam enerji |
| $\psi$,$\phi$ | Dalga fonksiyonu |
| $\nu^{LS}$ | Spin-yörünge etkileşimi |
| $\nu^{DD}$ | Yoğunluğa bağlı iki parçacık etkileşimi |
| $\tau(r)$ | Yerel kinetik enerji yoğunluğu |
| $\sigma_i, \sigma_j$ | Pauli spin matrisleri |
| $\nabla$ | Del operatörü |

**Kısaltmalar**

| | |
|---|---|
| fm | Femtometre |
| HF | Hartree-Fock |
| MF | Mean-Field |
| RES | Rezidü etkileşmi |
| S | Schrodinger denklemi için varyasyon |
| TDHF | Zamana bağlı Hartree-Fock |
| $\uparrow$ | Spin yukarı |
| $\downarrow$ | Spin aşağı |

## ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1 William Röntgen tarafından çekilen ilk x-ışın fotoğrafı, eşinin sol elinin fotoğrafı ve halka şeklinde görülen cisim yüzüktür . . . . . 4

Şekil 1.2 Becquerel' in uranyumlu bileşenli mineralinin fotoğraf plakasında oluşturduğu buğulanma . . . . . 4

Şekil 1.3 Kepler süpernovasının ışık şiddetinin logaritmasının zamana göre grafiği gösterilmiştir. Grafikte gösterilen çizgi üstel bir azalmanın varlığını göstermektedir. . . . . 5

Şekil 1.4 Çekirdekteki proton (Z) ve nötron (N) sayılarının bir fonksiyonu olarak nükleer kararlılık vadisi. Siyah kareler kararlı çekirdekleri, sarı kareler kararsız çekirdekleri, noktalı çizgiler sihirli çekirdekleri gösterir . . . . . 9

Şekil 4.1 Tek nükleon ve çok sayıda nükleonun kolektif hareketi, temel durum enerjisi ve süreklilik bölgesindeki dev rezonanslar . . . . . 24

Şekil 4.2 Çeşitli salınımlar için şematik temsil . . . . . 25

Şekil 4.3 E1 ve E2(E0) kabukları arasındaki tek parçacık geçişlerinin şematik resmi . . . . 26

Şekil 5.1 $^{16}$O için SkMs kuvveti için dış alan etkileşim süresini değiştirilerek; kuadrupol moment (a), kuadrupol momentin filtrelenmiş hali (b), kuadrupol gücünün ve uyarma enerjisinin karşılaştırılması (c) . . . . . 34

Şekil 5.2 $^{16}$O için Sly4 kuvveti için dış alan etkileşim süresini değiştirilerek; kuadrupol moment (a), kuadrupol momentin filtrelenmiş hali (b), kuadrupol gücünün ve uyarma enerjisinin karşılaştırılması (c) . . . . . 36

Şekil 5.3 $^{16}$O için SV-Bas kuvveti için dış alan etkileşim süresini değiştirilerek; kuadrupol moment (a), kuadrupol momentin filtrelenmiş hali (b), kuadrupol gücünü ve uyarma enerjisinin karşılaştırılması (c) . . . . . .38

Şekil 5.4 $^{16}$O için UNEDF1 kuvveti için dış alan etkileşim süresini değiştirilerek; kuadrupol moment (a), kuadrupol momentin filtrelenmiş hali (b), kuadrupol gücünün ve uyarma enerjisinin karşılaştırılması (c) . . . . . 40

Şekil 5.5 $^{16}$O için SV-Bas,Sly4,SkMs,UNEDF1 kuvvetlerinin farklı dış alan etkileşim süresi ile kuadrupol gücünün ve uyarma enerjilerinin karşılaştırılması . . . . . 41

Şekil 5.6 $^{40}$Ca için SkMskuvveti için dış alan etkileşim süresini değiştirilerek; kuadrupol moment (a), kuadrupol momentin filtrelenmiş hali (b), kuadrupol gücünün ve uyarma enerjisinin karşılaştırılması (c) . . . . . 44

Şekil 5.7 $^{40}$Ca için Sly4 kuvveti için dış alan etkileşim süresini değiştirilerek; kuadrupol moment (a), kuadrupol momentin filtrelenmiş hali (b), kuadrupol gücünün ve uyarma enerjisinin karşılaştırılması (c) . . . . . 46

Şekil 5.8 $^{40}$Ca için SV-Bas kuvveti için dış alan etkileşim süresini değiştirilerek; kuadrupol moment (a), kuadrupol momentin filtrelenmiş hali (b), kuadrupol gücünün ve uyarma enerjisinin karşılaştırılması (c) . . . . . 48

Şekil 5.9 $^{40}$Ca için UNEDF1 kuvveti için dış alan etkileşim süresini değiştirilerek; kuadrupol moment (a), kuadrupol momentin filtrelenmiş hali (b), kuadrupol gücünün ve uyarma enerjisinin karşılaştırılması (c) . . . . . 50

Şekil 5.10 $^{40}$Ca için SV-Bas,Sly4,SkMs,UNEDF1 kuvvetlerinin farklı dış alan etkileşim süresi ile kuadrupol gücünün ve uyarma enerjilerinin karşılaştırılması . . . . . 51

## ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 5.1 Kullanılan Skyrme kuvvetlerinin parametreleri (denklem 29) $t_0$ MeV fm$^3$,$t_1$ MeV fm$^5$,$t_2$ MeV fm$^5$,$t_3$ MeV fm$^{3\alpha+3}$,$t_4$ MeV fm$^5$,$W_0$ MeV fm$^5$, $b4p$ MeV fm$^5$, $x_0$, $x_1$, $x_2$, $x_3$, $\alpha$ boyutsuzdur. Kullanılan Sky3D kodunda bazı parametreler eklenmiştir, $b4p$ serbest parametre olarak tanımlanmış ve $b4p = \frac{1}{2}t_4$'dür . . . . . .31

Çizelge 5.2 $^{16}$O'nın farklı Skyrme kuvvetleriyle ve dış alan etkileşim süresi değiştirilerek hesaplanan kuadrupol momentin uyarma enerjileri, deneysel olarak hesaplanan uyarma enerjisi . . . . . 42

Çizelge 5.3 $^{40}$Ca'nın farklı Skyrme kuvvetleriyle ve dış alan etkileşim süresi değiştirilerek hesaplanan kuadrupol momentin uyarma enerjileri, deneysel olarak hesaplanan uyarma enerjisi . . . . . 52

# 1. GİRİŞ

Atom çekirdeği nötron ve proton bileşenlerinden oluşan ve bu bileşenlerin arasında güçlü çekirdek kuvveti ve Coulomb kuvvetinin hakim olduğu çok parçacıklı bir sistemdir. Nükleonlar arasındaki etkileşmeler kuantum kromodinamiğinin efektif versiyonlarından türetilebilir fakat böyle etkileşmeler karmaşık yapısından dolayı nükleon sayısı arttıkça ilgili denklemleri çözmek zorlaşacağından sadece hafif çekirdeklerde kullanılabilmektedir. Bir de tüm çekirdekler için kullanılabilen efektif etkileşmeler vardır. Bu etkileşmeler bazı simetrilerinden yola çıkarak oluşturulur ve etkileşmenin sahip olduğu parametreler deneysel verilerle uyumlu olacak şekilde seçilir. Bu etkileşmeler başka nükleer özelliklerin elde edilmesi için kullanılır.

Çekirdeklerin uyarılmış seviyelerinin deneysel ve teorik olarak incelenmesi nükleer fiziğin önemli araştırma konularından biridir. Çekirdeklerin tek parçacık uyarılmalarının yanında kolektif uyarılmaları da vardır. Nükleer kolektif haraketler arasında dev rezonanslar iyi bir şekilde bilinmektedir. Ortalama enerji, genişlik gibi karakteristik özellikleri vardır. Dev rezonanslar, çekirdeğin denge yoğunluğu etrafındaki sönümlü harmonik salınımları olarak görülebilir. Bu titreşimler çekirdeğin makroskobik özellikleriyle ilgilidir ve bu yolla nötron-proton simetrisi nükleer maddenin sıkıştırma parametreleri gibi çekirdeğin özellikleri hakkında bilgi edinilebilinir. Ayrıca dev rezonansların genişliği nükleer Fermi sıvılarındaki enerji dağılımı hakkında bilgi verir.

Dev rezonanslar ilk olarak Bothe ve Gentner'in (Bothe ve Gentner 1937) yaptığı deneylerde görülmüştür. 17 MeV foton kaynağı kullanarak, birçok hedef üzerinde radyoaktivite üretimini araştırmışlardır. Deneysel tesir kesitlerinde, teorik saçılma kesitinden farklı olarak iki büyük genişlik farketmişler ve çekirdekte bir rezonans absorpsiyonu olduğu sonucuna varmışlardır. 1947 yılında Baldwin ve Klaiber (Baldwin ve Klaiber 1947), uranyumun foto-fisyonu deneylerinde güçlü rezonans davranışını gözlemlemişlerdir. Daha sonra bu rezonansların tüm çekirdeklerde genel bir özellik olduğu farkedilmiştir. 1970'lerde elektron, proton, alfa parçacıklarıyla yapılan esnek olmayan saçılma deneylerinde dört kutuplu rezonanslar bulunmuştur (Pitthan ve Walcher 1971). İnelastik alfa parçacığı saçılma deneylerinde dev

monopol rezonans keşfedilmiştir (Harakeh, vd. 1977). Daha sonra yüksek enerjili protonlar ile spin-izospin serbestlik derecelerini içeren dev rezonanslar incelenmiştir. Godman, Gamow-Teller rezonansının (GTR) tesir kesitindeki açının bir kısmının baskın olduğunu bulmuştur. Bu sayede daha büyük tesir kesitlerinde ve reaksiyonlarda açısal momentum transferi ve spin transferi içeren spin dipol rezonansı tanımlamıştır. Tesir kesiti arttıkça açısal momentum transferi içeren dev spin kuadrupol rezonanslar görülmüştür. Dev monopol rezonansların teorik modelleri Goldhaber-Teller ve Steinwedel-Jensen tarafından oluşturulmuştur. Çekirdeği, iki bileşenli sıvı damlası olarak tanımlamışlardır. Goldhaber-Teller, Myers-Swiatecki'nin genişletilmiş nükleer kütle formülünü kullanarak ve deforme olmamış osilasyon düşünerek sıkıştırılamaz proton ve nötron salınımını incelemiştir. Steinwedel-Jensen modelinde çekirdekler, sıkıştırılabilir ve sabit bir yüzeye sahip küreler olarak tanımlanmıştır.

Dev dipol rezonansların keşfinden ve teorik açıklamalarından sonra farklı dev rezonanslar olabileceği farkedilmiştir. Proton ve nötronun farklı fazlarda çok kutuplu izoskaler ve izovektör salınımlara izin veren sıvı damlası modeli ile bu farklı dev rezonanslar bulunmuştur. İzovektör modları, izoskaler modlardan daha yüksek enerjiye sahiptir çünkü proton ve nötronun ayrılması daha fazla enerji gerektirir. Ayrıca spinleri olduğu için birbirlerine karşı spin salınımları da vardır. Dev rezonansların genişliği enerjinin sürtünme kuvvetleri yoluyla dağıtıldığı viskoz bir süreçtir.

Dev rezonansların genel özellikleri, toplam kuralının türetilebileceği güç fonksiyonlarının birkaç enerji momentiyle ilgilidir (kutuplanabilirliği, geçiş gücü, ortalama uyarma enerjisi). Toplam kuralı, dev rezonansların mikroskobik davranışını incelemek için alternatif bir yoldur. Bu kural enerji momentlerini çekirdeğin temel durum özellikleriyle ilişkilendirir. Yoğunluk ve akım dalgalarına uygulandıkları zaman hidrodinamik görünümün farklı sınırları oluşur (izovektör akımı korunmaz ve zorlama parametresiyle bu durum düzeltilir). Bunun için dev rezonansları mikroskobik olarak tanımlayan rastgele faz yaklaşımı kullanılır. Başlangıçta statik Hartree-Fock alanında veya fenomonolojik bir potansiyel üreten sabit tek parçacık dalga fonksiyonu ile başlanır. Etkileşimsiz temel durum Pauli ilkesine göre enerji seviyelerinin doldurulmasıyla elde edilir.

Bu tezin ilk bölümünde dev rezonansların nasıl keşfedildiği ve günümüze kadar olan gelişimini

farklı modellerler geliştirilerek anlaşılmaya çalışılmasından bahsedilmiştir ve nükleer fiziğin tarihi anlatılmıştır. Daha sonra çekirdeğin yapısını ve davranışını anlamak için geliştirilen modellerden birkaçından kısaca bahsedilmiştir. İkinci bölümde, TDHF yaklaşımını Skyrme kuvvetiyle birlikte çözen Sky3D kodunda kullanılan yaklaşımların teorisi verilmiştir. Üçüncü bölümde, nükleonları bir arada tutan güçlü nükleer kuvveti tanımlayan Skyrme etkileşmesinin nasıl türetildiği ve nükleonların etkileşime girdiği diğer kuvvetler gösterilmiştir. Dördüncü bölümde, dev rezonansların mikroskobik ve makroskobik olarak nasıl tanımlandığı gösterilmiştir.

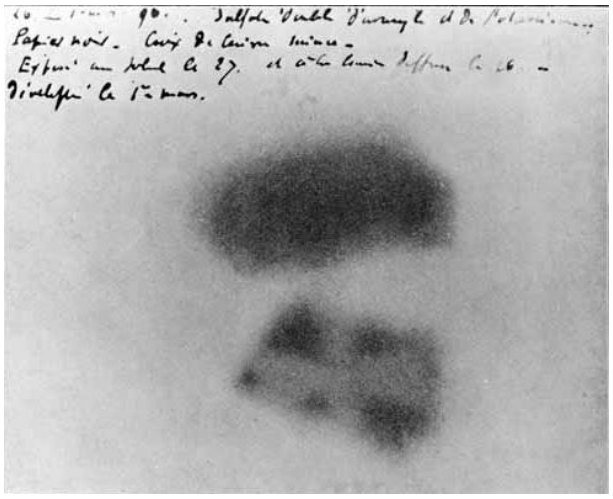
### 1.1 Nükleer Fiziğin Doğuşu ve Tarihi

William Röntgen, ”Crookes tüpü” deney düzeneğiyle çalışıyordu, elektronlar katottan koptuktan sonra anoda ulaşmadan cama çarparak parlamalar meydana getiriyordu. Röntgen, bu parlamaları anlamak için deney düzeneğini siyah bir karton ile kaplayıp odayı karartarak bu ışık geçirgenliğini anlamaya çalışmış ve bir parlama farketmiştir, bu parlamalara x-ışını adını vermiştir.

1896 yılında Fransız fizikçi Henri Becquerel, William Röntgen'in x-ışınları ile yaptığı deneyleri okumuştur ve bazı malzemelerin floresan ışığı yayabileceğini öğrenmiştir. Becquerel, bunu test etmek için ışığa maruz kaldıktan sonra parlayan malzemeler elde etmiştir. Materyalleri önce Güneş ışığına koyup parlamaya başlaması için deneyler yapıp sonra siyah kağıda sarılı fotoğraf plağının üzerine koyup x-ışınları yayıp yaymadığını kontrol etmiştir. Bir gün, hava bulutluyken, pozitif sonuç veren minerallerden birini pozlanmamış fotoğraf plakasında olan bir minerali çekmeceye koymuştur ve soluk bir çerçeve görmeyi beklemiştir. Bunun yerine mineral hiç Güneş ışığına maruz kalmamasına rağmen plakanın tamamının buğulandığını görmüştür. Bu mineral, potasyum uranül sülfattır ($K_2UO_2(SO_4)_2$) ve bu bileşikte uranyumun sihirli bileşen olduğunu keşfetmiştir. Uranyum bileşenlerinin olduğu plakalar buğulanırken, olmayanlar buğunlanmamıştır. Becquerel, bu nedenle bu duruma ”uranyumlu ışınlar” demiştir.

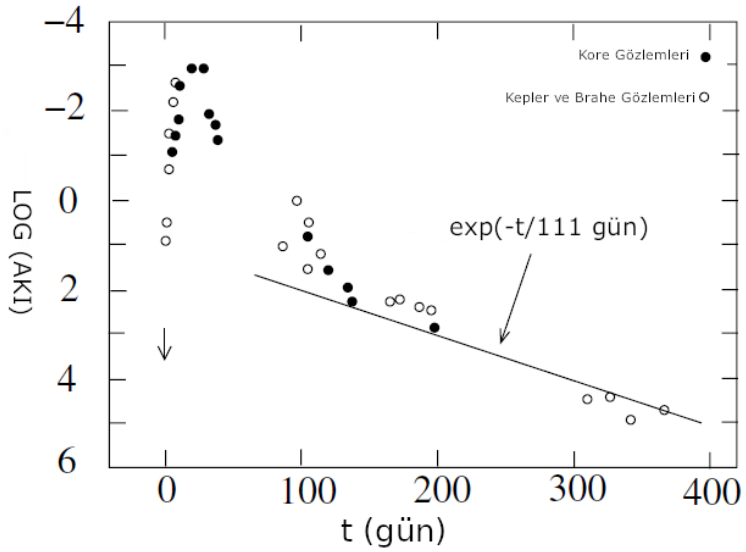



Şekil 1.1 William Röntgen tarafından çekilen ilk x-ışın fotoğrafı, eşinin sol elinin fotoğrafı ve halka şeklinde görülen cisim yüzüktür (Rosenbusch ve Eekelen 2019)



Şekil 1.2 Becquerel'in uranyumlu bileşenli mineralinin fotoğraf plakasında oluşturduğu buğulanma (Mould 1993)

Radyoaktiviteyi ilk gözlemleyenlerin ve ilk inceleyenlerin Tycho Brahe ve asistanı Johannes Kepler olduğu iddia edilebilir çünkü 1572 yılında Brahe ve 1603 yılında Kepler parlak yeni bir süpernova gözlemlemişlerdir (Clark ve Stephenson 1977). Süpernovaların patlama sonrası enerji kaynağı, radyoaktif nikelin ($^{56}$Ni, yarı ömrü 6,077 gün) ve ardından kobaltın ($^{56}$Co, yarı ömrü 77,27 gün) parçalanmasıdır. Brahe ve Kepler şekil 1.3'te gösterilen süpernovanın parlaklığını, nükleer yaşam sürelerini bildiğimiz bir oranda zamanla azaldığını gözlemlemişlerdir. Bu süreç evrenin ilk dönemlerinde proton ve nötronun, hidrojen ve helyum oluşturmak üzere yoğunlaştığı Büyük Patlama ile başlamıştır. Yıldızlar oluşmaya başladığında (evrenin ilk dönemlerinde), hidrojen ve helyum nükleer reaksiyon yoluyla daha ağır elementlere dönüşür ve bu daha ağır elementler süpernova patlaması gibi süreçlerle yıldızlararası ortama atılır ve bu maddeler daha sonra bir araya gelerek yeni yıldız sistemleri oluşturmuştur.




Şekil 1.3 Kepler süpernovasının ışık şiddetinin logaritmasının zamana göre grafiği gösterilmiştir. Grafikte gösterilen çizgi üstel bir azalmanın varlığını göstermektedir (Basdevant 2005)

Ernest Rutherford 1897 yılında, Becquerel'in "uranyumlu ışınlarını" araştırmış ve bu ışınımın dışında iki yeni ışınımı keşfetmiştir. Işınımlardan birini pozitif yüklü çok ağır bir diğerini de çok hafif negatif yüklü bir parçacığın oluşturduğunu görmüştür. Rutherford, bu parçacıklara

Yunan alfabesinin ilk iki harfi $\alpha$ ve $\beta$ adını vermiştir. Becquerel'in "uranyumlu ışınları" üzerine çalışan Marie ve Pierre Curie, toryumun da "uranyumlu ışınlar" yaydığını keşfetmiştir. Işın yayma özelliğine sahip elementleri tanımlamak için radyoaktivite terimini önermişlerdir. Daha sonra uranyumdan daha radyoaktif olan iki element keşfetmişlerdir. Bu elementlere polonyum (Marie Curie'nin anavatanı Polonya'dan dolayı) ve radyum (yüksek radyoaktif gücünden dolayı) adlarını vermişlerdir. Francis Aston, kütle spektrometresini geliştirmiştir ve birçok radyoaktif izotopun olduğunu göstermiştir (Reed 2014). Andre Debierne, bir başka radyoaktif element bulmuş ve aktinyum adını vermiştir. Becquerel, Rutherford'un $\beta$ parçacıklarının elektrona benzediğini farketmiştir. Paul Villard, uranyumun mıknatıslardan etkilenmeyen ve yüksüz üçüncü bir bileşeni verdiğini keşfetmiştir. $\beta$ ve $\alpha$ parçacıklarına göre daha fazla nüfus edicidir. Villard, bu bileşene $\gamma$ adını vermiştir. Bu ışınların daha kısa dalgaboyuna sahip elektromanyetik radyasyon olduğunu farketmiştir. Pierre ve Marie Curie, radyoaktif elementler tarafından yayılan enerjiyi ölçmüşler ve bir gram radyumun saatte 140 kalori verdiğini ölçmüşlerdir. Pierre ve Marie Curie bu enerjinin aylarca azalmadan devam ettiğini görmüştür.

Rutherford, $\alpha$ parçacıklarının bir kutu içinde durdurulduğunda helyum atomu haline geldiğini keşfetmiştir (Rutherford 1911). Yani $\alpha$ parçacığı, yüksek hızda hareket eden iki proton ve iki nötrondan oluştuğunu farketmiştir. $\alpha$ parçacığı yavaşladığında ve birkaç elektron yakalayarak sıradan bir helyum atomu haline gelir. Radyoaktif elementler tarafından salınan çok yüksek hızdaki helyum çekirdekleri ($\alpha$ parçacıkları ) ve yüksek hızlı elektronlar ($\beta$ parçacıkları), aynı zamanda yüksek enerjili elektromanyetik radyasyon saldıkları görülmüştür ($\gamma$ parçacıkları). Rutherford, Pierre Curie ve Marie Curie, salınan yüksek enerjileri parçacıkların enerjisinin 1905'te Einstein tarafından $E = mc^2$ ifadesinden kaynaklandığının farkında değillerdir. Eugene Marsden ve Hans Geiger, Rutherford ile çalışan iki yüksek lisans öğrencisidir. Parçacıkların altın folyoya çarptığı bir dizi deney gerçekleştirmişlerdir. Beklenenin aksine, parçacıkların çoğu altın orda değilmiş gibi geçer ancak birkaçı büyük açılarla geri sapmıştır ve çok azı aşılmaz bir bariyere çarpmış gibi dönüp geri gelmiştir. Bu Rutherford'u atom hacminin büyük bir kısmının boş olduğunu farketmiştir ve atomun "Güneş Sistemi Modelini" önermiştir. Frederick Soddy ve Theodere Richards, atom kütlesi kavramını açıklamıştır.

Radyoaktivite incelendikçe çeşitli elementlerin farklı özellikte izotoplarının olduğu giderek daha açık hale gelmiştir. Örneğin, karbonun hem radyoaktif hem de radyoaktif olmayan izotop versiyonları vardır. Soddy ve Richards bu farkın atom çekirdeği kütlesinden dolayı olduğunu kanıtlamıştır, aynı elementin farklı kütlelere sahip izotoplarının farklı nötron sayılarından kaynaklandığını farketmişlerdir. Farklı kütlelere sahip elementler için aynı yer anlamına gelen Yunanca izotop adını almıştır. William Harkins, bir helyum atomunun iki proton iki nötron kütlesinde olmadığını biraz daha az olduğunu belirtmiştir. Kütlenin bir miktarının bağlanma enerjisine aktarıldığını farketmiştir. Rutherford, proton elde etmek için nitrojen ve oksijen çekirdeğini $\alpha$ parçacıklarıyla bombardıman etmiştir ve ilk insan yapımı nükleer reaksiyonu geliştirmiştir.

Paul Dirac, özel görelilik teorisi ve kuantum mekaniğini birleştirmiştir ve elektronun göreli denklemi olan Dirac denklemini elde etmiştir. Bu denklem elektron ve proton için negatif enerji durumlarının varlığını öngörmüştür, yani anti-parçacıkların olduğunu öngörmüştür. Fizikçiler ilginç bir sonuç ile karşılaşmıştır: $\alpha$ bozunumunda salınan $\alpha$ parçacığının enerjisi aynı iken $\beta$ bozunumuyla yayılan elektronların enerjisi aynı değildir. Elektronların, yaklaşık Gauss eğrisi şeklinde bir enerji dağılımı ortaya çıkmıştır, sonuç olarak ya enerji korunmuyor ya da görülemeyen bir parçacık vardır. Yani nükleer enerjinin bir kısmı elektronlar dışında bir yere gittiği farkedilmiştir. Wolfgang Pauli ve Enrico Fermi, $\beta$-bozunmasının kinetik enerjiyi paylaşan iki parçacık ürettiğini öne sürmüşlerdir; bir elektron ve Fermi'nin nötrino olarak isimlendirdiği görülmeyen küçük bir parçacık. Nötrinonun hem çok hafif hem de yüksüz olduğu varsayımıyla maddeye kolay nüfus etmesine izin verdiği düşünülmüştür. Bu nedenle tespit edilmesi çok zordur. 1932 yılında, James Chadwick (Chadwick 1932) berilyumu $\alpha$ parçacıklarıyla bombardıman etmiş ve nötronların varlığını keşfetmiştir. Carl Anderson, fotoğraf plakalarında elektrona benzeyen bazı izler farketmiştir. Dirac tarafından tahmin edilen anti-elektronu keşfettiğini farketmiştir ve buna pozitron adını vermiştir. Frederic Joliot ve İrene Curie, ilk yapay radyoaktif element olan $^{30}$P'u elde etmek için alüminyumu $\alpha$ parçacıklarıyla bombardıman etmiştir.

Hideki Yukawa, atom çekirdeklerindeki nötron ve protonların güçlü nükleer kuvvet olarak adlandırdığı güçlü bir kuvvet tarafından bir arada tutulduğunu öne sürmüştür. Dirac teorisini

çalışarak temel kuvvetlerin kuanta tarafından taşınması gerektiğini, yani klasik kuvvet çizgileri olarak var olamayacaklarını farketmiştir. Yukawa, güçlü kuvvetin "değişim parçacığı" dediği şeyin, bilinen atom boyutlarından ve değişim parçacığının genellikle ışık hızına yakın hareket ettiğini varsayarak, elektron kütlesinin yaklaşık 200 katı kütleye sahip olması gerektiğini hesaplamıştır. Hans Bethe, Güneş'in nükleer fisyondan değil nükleer füzyonla nasıl enerji sağlayabileceğini hesaplamıştır ve proton-proton zinciri dediğimiz bir dizi çıkarmıştır. Otto Hanh ve Lise Meitner, uranyumu nötronlarla bombardıman etmiş ve nükleer fisyonu keşfetmiştir (Mark ve Wood 1988). Uranyum 230'dan fazla sayıda proton ve nötron içeren büyük bir çekirdektir. Bu nedenle onu bir nötron parçacığı ile vurmak ikiye bölünmesine sebep olabilir (Reed 2014). Edwin McMilan ve Philip Abelson, uranyumu nötronlarla bombardıman ederek neptünyumu yapay olarak elde etmişlerdir.

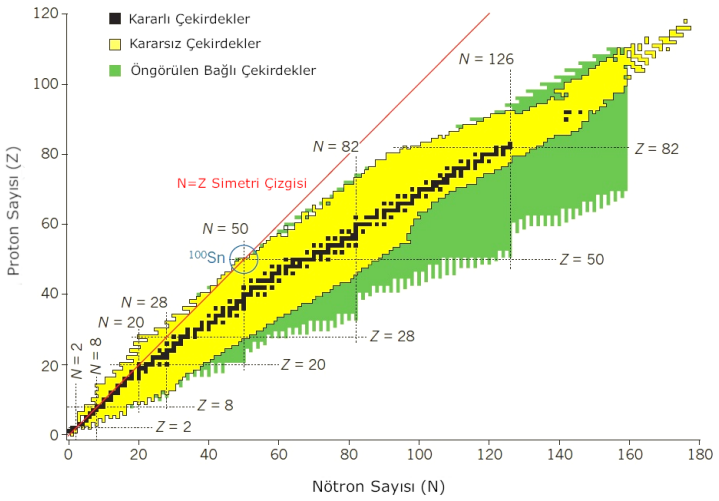
### 1.2 Nükleer Yapı Modelleri

Bir çekirdeğin özellikleri; kütle, yarıçap, bağıl bolluk (bir çekirdeğin farklı izotoplarının atom kütleleri ortalaması), bozunma modları, yarı ömür, tesir kesitleri, spin, manyetik dipol ve elektrik kuadrupol momentleri ve uyarılmış durumlarıdır (Krane 1987). Nükleer modeller arasında ilk model sıvı damlası modeli olarak kabul edilir. Bu modelde sıvı damlası, kütle çekim veya diğer dış alanların olmadığı dönmeyen bir sıvı damlası olarak kabul edilir, yüzeyini enerjisini en az olması için ayarlar. Bu yüzey sayesinde gerilim enerjisi en aza indirilmiş olur. Bu sıvı sıkıştırılamazsa bu damlanın yoğunluğu sabittir ve R yarıçapından bağımsızdır (Myers ve Swiatecki 1969).

Bir sıvı damlasını ele alınmış olsun. A, bu sıvı damlasındaki moleküllerin sayısı olmak üzere R yarıçapı $R \propto A^{1/3}$ ile verilir. Yüzeydeki ya da yüzey yakınındaki moleküller dışında, her bir molekül E enerjisi ile damlada bağlı olsun. E enerjisi, damlanın içindeki molekülü çıkarmak için gereken enerjidir ve moleküller arasında var olan kuvvetten kaynaklanır. Genel olarak bu kuvvetler büyük uzaklıklarda ihmal edilir, moleküler boyutla kıyaslanabilen uzaklıkta çekici olabilirler. Moleküllerin tamamını büyük uzaklıklarla birbirinden ayrırsak o zaman enerjiyi sıfır alırsak her bir damlanın enerjisi -EA + $4\pi R^2 T$ ile

verilir. T sıvının yüzey gerilimidir. Ya da bu ifadeyi A'nın bir fonksiyonu olarak damlanın bağlanma enerjisi cinsinden ifade etmek istersek $B = EA - \beta A^{2/3}$ yazarız. Burada $\beta$, A'ya bağlılık dışındaki yüzey teriminin tüm sabitlerini içerir (Williams 1991).

Nükleonların birbirleriyle etkileşmesini ve hatta çarpışma özelliklerini anlamak gerekir. Nükleonların birbirleriyle efektif etkileşmesini fenomolojik olarak Skyrme (Skyrme 1958) ve Gogny (Dechargé ve Gogny 1980) ifade etmişlerdir. Klasik modellerden biri olan sıvı damlası modelinin yanında nükleonların serbestlik derecelerini ele alan kuantumlu iki temel model vardır. Bunlardan birincisi kabuk modelidir. İkincisi de ortalama alan modelidir ve bu model çekirdeklerin temel durum ve uyarılmış durum özelliklerini tüm nükleer kararlılık vadisi boyunca tanımlamakta en iyi yaklaşımdır. Bilinen kararlı ve radyoaktif çekirdeklerin bazıları şekil 1.4'te gösterilmiştir.




Şekil 1.4 Çekirdekteki proton (Z) ve nötron (N) sayılarının bir fonksiyonu olarak nükleer kararlılık vadisi. Siyah kareler kararlı çekirdekleri, sarı kareler kararsız çekirdekleri, noktalı çizgiler sihirli çekirdekleri gösterir (Bazin 2012)

## 2. ORTALAMA ALAN TEORİSİ

Schrödinger denklemi ikinci dereceden diferansiyel bir denklemdir ve parçacığın dalga fonksiyonunu elde etmek için çözülür. Ancak bu denklemi çok parçacıklı bir sistem için tam olarak çözmek mümkün değildir ve ortalama alan yaklaşımı gibi yaklaşımlara ihtiyaç duyulur. N tane özdeş parçacıktan oluşan bir sistem varsayalım, bu sistemin Hamiltonyeni, V potansiyel enerji fonksiyonu olmak üzere;

$$\begin{aligned} H &= \sum_{i=1}^{N} t(r_i) + \sum_{\substack{i,j=1 \\ i<j}}^{N} V(\vec{r}_i, \vec{r}_j) \\ &= \sum_{i=1}^{N} \frac{-\hbar^2}{2m} \nabla_i^2 + \sum_{\substack{i,j=1 \\ i<j}}^{N} V(\vec{r}_i, \vec{r}_j) \end{aligned} \tag{1}$$

ile verilir. $m$ her parçacığın kütlesi ve $r_i$ ise i. parçacığın koordinatını temsil eder. Tanımlanmamış olan, toplanmış tek bir parçacık potansiyel enerjisi Hamiltonyene eklenebilir ve çıkartılarak

$$\begin{aligned} H &= \left[ T + \sum_{i=1}^{N} V(\vec{r}_i)] \right] + \left[ V - \sum_{i=1}^{N} V(\vec{r}_i) \right] \\ &= H_{MF} + V_{RES} \end{aligned} \tag{2}$$

elde edilir. Burada $H_{MF}$ sistemin ortalama alan Hamiltonyeni,

$$
\begin{aligned}
H_{MF} &= T + \sum_{i=1}^{N} V(\vec{r}_i) \\
&= T + V_{MF} \\
&= \sum_{i=1}^{N} [t(\vec{r}_i) + V(\vec{r}_i)] \\
&= \sum_{i=1}^{N} h(\vec{r}_i)
\end{aligned}
\tag{3}
$$

şeklinde ifade edilir. $V_{RES}$ rezidü etkileşimidir ve

$$
\begin{aligned}
V_{RES} &= V - \sum_{i=1}^{N} V(\vec{r}_i) \\
&= \sum_{\substack{i,j=1 \\ i<j}}^{N} V(\vec{r}_i, \vec{r}_j) - \sum_{i=1}^{N} V(\vec{r}_i)
\end{aligned}
\tag{4}
$$

olarak ifade edilir. Bu yaklaşımda sistemdeki her bir parçacığın diğer N-1 parçacığın oluşturduğu dış alanda serbest parçacık gibi haraket ettiği varsayılır (Pahlavani 2015) . Çok parçacıklı bir sistemin etkileşimini çözülebilir forma indirgemek ortalama alan yaklaşımıyla mümkündür ve etkileşim kuvvetlerinin ortalama potansiyeli $V_{MF}$'dir. Fermiyonlar oluşan sistemin dalga fonksiyonu anti-simetrik olacak şekilde Slater determinantı ile ifade edilir. Başlangıçta statik olarak herhangi bir çekirdek için deneme dalga fonksiyonuyla başlanarak enerjinin taban durumunda yaklaşık bir değeri elde edilir ve bu değer statik hesapta gerçek değer olarak alınarak hesap yapılır. Bu yapılan statik hesap daha sonra dinamik özellikleri anlamak için kullanılır. Ortalama alan potansiyelini bulmak için N parçacıktan oluşan Schrödinger denklemi,

$$
H_{MF}\psi_0(\vec{r}_1, \vec{r}_2, ....., \vec{r}_N) = E\psi_0(\vec{r}_1, \vec{r}_2, ....., \vec{r}_N) \tag{5}
$$

ile verilir. Dalga fonksiyonu ise,

$$\psi_0(\vec{r}_1, \vec{r}_2, ....., \vec{r}_N) = \widehat{A}\phi_{\alpha_1}(\vec{r}_1)\phi_{\alpha_2}(\vec{r}_2).....\phi_{\alpha_N}(\vec{r}_N) \tag{6}$$

ile ifade edilir,burada $\widehat{A}$ anti-simetrizasyon işlemcisidir. (6) denklemini (5) denkleminde yerine yazarsak,

$$\begin{aligned} h(\vec{r})\phi_\alpha(\vec{r}) &= \epsilon_\alpha\phi_\alpha(\vec{r}) \\ h(\vec{r}) &= t(\vec{r}) + V(\vec{r}) \\ &= -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + v(\vec{r}) \end{aligned} \tag{7}$$

elde ettiğimiz ifade N parçacıklı Schrödinger denklemdir. Çok parçacıklı bir sistemin dalga fonksiyonu, dış potansiyel tek parçacık dalga fonksiyonunun anti-simetrik bir tek parçacık dalga fonksiyonudur (Suhonen 2007). Ortalama alan teorisinde, parçacıklar arasındaki etkileşimi iyi bir şekilde tanımlayacak bir ortalama alan potansiyeli seçilmelidir. Çekirdekte protonlar nükleer stabiliteden sorumlu olan güçlü nükleer kuvvetten ve buna ek olarak yüklerinden dolayı Coulomb potansiyelini de hissederler. Düşük enerjilerde nükleer yapı iyi bir şekilde anlaşılabilir. Bu şekilde nükleer kuvvetler, yükten bağımsız ve sıfır menzil gibi merkezi bir çekici kuvvet olarak kabul edilir. Güçlü nükleer kuvvet ile etkileşen çok parçacıklı nükleonlar sistemlerini uygun bir ortalama dış alan potansiyeli tanımlanarak birbiriyle etkileşmeyen bir sisteme dönüştürülür. Deneme dalga fonksiyonlarının bulunması için kullanılan iki potansyel vardır. Üç boyutlu harmonik osilatör potansiyeli bunlardan biridir,

$$\begin{aligned} V_{HO}(r) &= -V_1 + kr^2 \\ &= -V_1 + \frac{1}{2}mw^2r^2 \end{aligned} \tag{8}$$

olarak ifade edilir ve burada $V_1$ ve k verilere göre ayarlanacak parametrelerdir. Bir diğer potansiyel ise Wood-Saxon potansiyelidir.

$$V_{ws}(r) = \frac{-V_o}{1 + e^{\frac{r-R}{a}}} \tag{9}$$

olarak verilir ve $V_o$ nükleer potansiyel derinliği, R nükleer yarıçap ve a deri kalınlığıdır. Proton ve nötronlar arasında bir ayrım yapılmadığında $V_0 = 57$ MeV ortalama değer olarak alınır. Wood-Saxon potansiyeli analitik olarak çözülemez bu nedenden dolayı üç boyutlu harmonik osilatör potansiyeli daha yaygın olarak kullanılır. Harmonik osilatör potansiyelinde enerji düzeyleri $\hbar w$'ya bağlı olarak belirlenir.

### 2.1 Hartree-Fock Yaklaşımı

Hartree yöntemi, çok parçacıklı sistemlerin öz-uyumlu çözümü için kullanılır. Ancak Hartree yöntemi anti-simetrik dalga fonksiyonuna sahip değildir. Bu eksikliği Fock tamamlamıştır ve bu yaklaşım Hartree-Fock yaklaşımı olarak adlandırılır. Bu yaklaşımın temelinde iki teorem vardır; Wick teoremi ve varyasyon teoremidir (Tremblay 2008). Bu yaklaşım, ortalama bir potansiyelde her bir nükleonun hissettiği kuvvet olarak tanımlanmıştır ve bu ortalama alan nükleon-nükleon kuvveti ile tanımlanır. Nükleonlar, Pauli dışarlama ilkesine uyacağı için herhangi iki nükleonun değişimi altında dalga fonksiyonu anti-simetrik olmalıdır. Fermiyonlar için anti-simetrik dalga fonksiyonu slater determinantıyla temsil edilir ve aşağıdaki gibidir.

$$\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, ....., \vec{r}_A) = \frac{1}{\sqrt{A!}} \begin{pmatrix} \phi_1(\vec{r}_1)\phi_1(\vec{r}_2)\ldots\phi_A(\vec{r}_A) \\ \phi_2(\vec{r}_1)\phi_2(\vec{r}_2)\ldots\phi_2(\vec{r}_A) \\ ..... \\ ..... \\ \phi_A(\vec{r}_1)\phi_A(\vec{r}_2)\ldots\phi_A(\vec{r}_A) \end{pmatrix}$$

N parçacıklı bir sistemin Hamiltonyeni;

$$\widehat{H} = \sum_{i=1}^{A} \frac{\widehat{P}_i^{\,2}}{2m_i} + \frac{1}{2}\sum_{i\neq j}^{A} V(\vec{r}_i, \vec{r}_j) \tag{10}$$

ile verilir. $\mathrm{V}(\vec{r}_i, \vec{r}_j)$ terimi nükleon-nükleon kuvveti ile Coulomb etkileşimini kapsar. Hartree-Fock yaklaşımı hamiltonyenin dalga fonksiyonuna göre temel durum enerjisi hakkında yaklaşık bir değer verir ve

$$\begin{aligned} E_{HF} =& \langle\phi|\widehat{H}|\phi\rangle \\ =& -\frac{\hbar^2}{2m}\sum_{i=1}^{A}\int \phi_i^*(\vec{r})\nabla^2\phi_i(\vec{r})d\vec{r} \\ &+ \frac{1}{2}\sum_{i\neq j}^{A}\int\int \phi_i^*(\vec{r})\phi_j^*(\vec{r'})V(\vec{r},\vec{r'})\phi_i(\vec{r})\phi_j(\vec{r'})d\vec{r}d\vec{r'} \\ &- \frac{1}{2}\sum_{i\neq j}^{A}\int\int \phi_i^*(\vec{r})\phi_j^*(\vec{r'})V(\vec{r},\vec{r'})\phi_i(\vec{r'})\phi_j(\vec{r})d\vec{r}d\vec{r'} \end{aligned} \tag{11}$$

bu şekilde ifade edilir. Sistemdeki parçacık sayısı korunur $\langle\phi|\phi\rangle = 1$. Varyasyon ilkesi ise

$$\delta\left(\frac{\langle\phi_0|H|\phi_0\rangle}{\langle\phi_0|\phi_0\rangle}\right) = 0 \tag{12}$$

şeklindedir. Varyasyon ilkesini kullanılarak,

$$\begin{aligned} \epsilon_i\phi_i(\vec{r}) =& -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\phi_i(\vec{r}) + \sum_{j>i}^{A}\int \phi_j^*(\vec{r'})V(\vec{r},\vec{r'})\phi_i(\vec{r'})\phi_j(\vec{r'})d\vec{r'} \\ &- \sum_{j>i}^{A}\int \phi_j^*(\vec{r'})V(\vec{r},\vec{r'})\phi_i(\vec{r'})\phi_j(\vec{r})d\vec{r'} \end{aligned} \tag{13}$$

Hartree-Fock (HF) denklemleri elde edilir (Betty 2011). Bu denklemdeki ikinci terim Hartree terimi , üçüncü terim anti-simetrizasyon terimi yani Fock terimi olarak ifade edilir.

## 2.2 Zamana Bağlı Hartree-Fock Denklemi

Zaman bağlı Hartree-Fock denklemi (TDHF), belirli bir zamana bağlı ortalama alan durumunun zaman içinde nasıl evrileceğini tasvir eden bir denklemdir (Ring ve Schuck 1980). Zamana bağlı Schrödinger denklemi,

$$i\hbar\frac{d}{dt}\psi = \widehat{H}\psi \tag{14}$$

ile verilir. TDHF'de fermiyonik bir sistemde ortalama alan yaklaşımında Slater determinantıyla ifade edildiğinden çok parçacıklı bir sistemin bir t anındaki durumu,

$$\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, ....., \vec{r}_N) = \widehat{Q}[\phi_1(\vec{r}_1, t), \phi_2(\vec{r}_2, t), ....., \phi_N(\vec{r}_N, t)] \tag{15}$$

ile verilir. Bu denklemin sağ tarafı tek parçacık dalga fonksiyonlarının anti-simetrik durumudur. $r_i$ koordinatı, spin ve izospini içerir. Başlangıçta $\phi$ ortonormal olarak seçilir ve bu şekilde $\phi$'nin normalizasyonu sağlanmış olur. Bu durum şu şekilde,

$$\int d\vec{r}\phi_i^*(\vec{r}, t)\phi_j(\vec{r}, t) = \delta_{ij} \tag{16}$$

ifade edilir. TDHF denklemleri için tek parçacık dalga fonksiyonu,

$$i\hbar\phi_i(\vec{r}, t) = \int h(\vec{r}, \vec{r}^{\,\prime}, t)\phi_i(\vec{r}^{\,\prime}, t)d\vec{r}^{\,\prime} \tag{17}$$

ile verilir. Yerel olmayan HF Hamiltonyeni,

$$h(\vec{r}, \vec{r}^{\,\prime}, t) = V(\vec{r}, \vec{r}^{\,\prime}) + W(\vec{r}, \vec{r}^{\,\prime}, t) \tag{18}$$

şeklindedir. Kinetik enerji operatörü,

$$V(\vec{r}, \vec{r}^{\,\prime}) = \frac{-\hbar^2}{2m}\nabla^2\delta(\vec{r} - \vec{r}^{\,\prime}) \tag{19}$$

ile verilir. Burada m nükleon kütlesidir. HF potansiyeli ise,

$$W(\vec{r},\vec{r}^{\,\prime},t)=\sum_{n}\int \widetilde{V}(\vec{r},\vec{r}^{\,\prime\prime},\vec{r}^{\,\prime},\vec{r}^{\,\prime\prime\prime})\times\phi_n^*(\vec{r}^{\,\prime\prime},t)\phi_n(\vec{r}^{\,\prime\prime\prime},t)d\vec{r}^{\,\prime\prime}d\vec{r}^{\,\prime\prime\prime} \tag{20}$$

verilir ve $\widetilde{V}$ anti-simetrik iki parçacık potansiyelidir. (17) denklemi,

$$i\hbar\phi_i(\vec{r},t)=\frac{-\hbar^2}{2m}\nabla^2\phi_i(\vec{r},t)+\int W(\vec{r},\vec{r}^{\,\prime},t)\phi_i(\vec{r}^{\,\prime},t)d\vec{r}^{\,\prime} \tag{21}$$

olarak elde edilir. Bu ifade tek parçacık Schrödinger denklemidir ve W lokal olmayan bir potansiyel olarak tanımlanmıştır. Böylece TDHF çok parçacık problemini azaltmış olur. TDHF denklemi,

$$i\hbar\frac{d}{dt}\rho=[h,\rho] \tag{22}$$

olarak verilir (Bonche, vd. 1976). $\rho$ tek parçacık yoğunluk matrisidir ve

$$\rho(\vec{r},\vec{r}^{\,\prime},t)=\sum_{i=1}^{n}\phi_i(\vec{r},t)\phi_i^*(\vec{r}^{\,\prime},t) \tag{23}$$

olarak verilir.

## 3. SKYRME ETKİLEŞMESİ VE ENERJİ YOĞUNLUK FONKSİYONELİ

Nükleonlarda, izospin serbestlik derecesi ve spin serbestlik derecesi vardır. Nükleonların etkileşime girdiği kuvvetler; nükleer potansiyel (nükleon-nükleon etkileşimi) $V_k$ , Coulomb potansiyeli $V_c$ ve çiftlenim potansiyeli $V_p$'dir. Coulomb kuvvetinden yalnızca protonlar etkilenir. Bu etkileşme kuvvetleri,

$$V = V_k + V_c + V_p \tag{24}$$

olarak gösterilir. Nükleer kuvvet potansiyeli; konum, momentum, spin, izospine bağlıdır. Sıfır menzilli skyrme etkileşimi nükleer etkileşimi tanımlar ve

$$V_{i,j}(k,k^{'}) = \nu_{i,j}(k,k^{'}) + \nu_{i,j}^{LS}(k,k^{'}) + \nu_{i,j}^{DD}(k,k^{'}) \tag{25}$$

olarak ifade edilir. Spin yörünge etkileşim terimi $\nu_{i,j}^{LS}(k,k^{'})$ ve yoğunluğa bağlı iki parçacık etkileşimi $\nu_{i,j}^{DD}(k,k^{'})$ olmak üzere,

$$\nu_{i,j}^{LS} = iW_0 k^{'} \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j)(\sigma_i + \sigma_k) \times k \tag{26}$$

$$\nu_{i,j}^{DD}(k,k^{'}) = \frac{t_3}{6}(1 + x_3 P_\sigma)\rho\left(\frac{\vec{r}_i + \vec{r}_j}{2}\right)^{\alpha} \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \tag{27}$$

ifadesidir. Relatif momentum operatörleri k= $\frac{1}{2i}(\nabla_i - \nabla_j)$, k$^{'} = -\frac{1}{2i}(\nabla_i^{'} - \nabla_j^{'})$, spin değişim operatörü $P_\sigma = \frac{1}{2}(1 + \sigma_i\sigma_j)$, $\sigma_i$ Pauli matrisidir. Standart Skyrme etkileşimi ifadesi,

$$\begin{aligned}\widehat{V}_{sky}\vec{r}_{12} &= t_0(1+x_0\widehat{P}_\sigma)\delta(\vec{r}_{12}) \\ &+ \frac{1}{2}t_1(1+x_1\widehat{P}_\sigma)[\widehat{k}'^2\delta(\vec{r}_{12})+\delta(\vec{r}_{12})\widehat{k}^2] \\ &+ t_2(1+x_2\widehat{P}_\sigma)\widehat{k}'\delta(\vec{r}_{12})\widehat{k} \\ &+ \frac{1}{6}t_3(1+x_3\widehat{P}_\sigma)\rho^\alpha(\vec{R})\delta(\vec{r}_{12}) \\ &+ iW_o(\widehat{\sigma}_1+\widehat{\sigma}_2)[\widehat{k}'x\delta(\vec{r}_{12})\widehat{k}]\end{aligned} \tag{28}$$

ile temsil edilir (Bender, vd. 2003). Burada $\vec{r}_{12}=\vec{r}_1-\vec{r}_2$ ve $\vec{R}=(\vec{r}_1+\vec{r}_2)$. $t_o$, $t_1$, $t_2$, $t_3$, $x_0$, $x_1$, $x_2$, $x_3$, $\alpha$, $W_o$ sabitleri bağlanma enerjileri şeklindedir ve kütle merkezi yarıçapları gibi deneysel özellikler veya nükleer maddenin sıkıştırılamazlık ve simetri enerjisi değerleri ile elde edilebilen Skyrme parametreleridir. Hamiltonyen yoğunluğu, sıfır menzilli nükleer etkileşimin beklenen değeriyle hesaplanır,

$$E = E_{t_0}+E_{t_1}+E_{t_2}+E_{t_3} \tag{29}$$

denklemi elde edilir (Iwata ve Maruhn 2012). Yoğunlukları $\psi$ tek parçacık dalga fonksiyonu üretir. Yerel olmayan parçacık ve spin yoğunluğu,

$$\begin{aligned}\rho(r,r') &= \sum_{\sigma,q}\rho_q(r,r',\sigma) \\ &= \sum_{l,q,\sigma}\overline{\psi}_l(r',\sigma,q)\psi_l(r,\sigma,q) \\ s(r,r') &= \sum_{q,\sigma,\sigma'}\rho_q(r,r',\sigma,\sigma') < \sigma'|\sigma|\sigma > \\ &= \sum_{l,\sigma,\sigma',q}\overline{\psi}_l(r',\sigma',q)\sigma\psi_l(r,\sigma,q)\end{aligned} \tag{30}$$

r ve r$'$ konum, q izospin, $\sigma'$ ve $\sigma$ spin ifadeleridir. Yerel yoğunluklar ise;

$$
\begin{aligned}
\rho(r) =& \rho(r,r^{'}) \mid_{r=r'} \\
\tau(r) =& \nabla\nabla^{'}\rho(r,r^{'}) \mid_{r=r'} \\
s_{\mu}(r) =& s_{\mu}(r,r^{'}) \mid_{r=r'} \\
j_{\mu}(r) =& -\frac{i}{2}(\nabla_{\mu}-\nabla_{\mu}^{'})\rho(r,r^{'}) \mid_{r=r'} \\
J_{\mu\nu}(r) =& -\frac{i}{2}(\nabla_{\mu}-\nabla_{\mu}^{'})s_{\nu}(r,r^{'}) \mid_{r=r'} \\
T_{\mu}(r) =& \nabla\nabla^{'}s_{\mu}(r,r^{'}) \mid_{r=r'}
\end{aligned}
\tag{31}
$$

$\rho(r)$ parçacık yoğunluğu, $\tau(r)$ kinetik enerji yoğunluğu, $s_{\mu}(r)$ spin yoğunluğu, $j_{\mu}(r)$ akım yoğunluğu, $J_{\mu\nu}(r)$ spin-akım yoğunluğu, $T_{\mu}(r)$ spin-kinetik enerji yoğunluğudur. $\mu$ ve $\nu$ ise x, y, z'nin kartezyen koordinat bileşenleridir.

$t_0$ parametresi,

$$
\begin{aligned}
E_{t_0} = \int \Bigg[ & \frac{t_0}{2}\left(1+\frac{1}{2}x_0\right)\rho(r)^2 - \frac{t_0}{2}\left(\frac{1}{2}+x_0\right) \\
& \sum_q \rho_q(r)^2 + \frac{t_0}{4}x_0 s(r)^2 - \frac{t_0}{4}\sum_q s_q(r)^2 \Bigg] d^3r
\end{aligned}
\tag{32}
$$

skyrme etkileşmesinde sıfır menzilli merkezi bileşendir. $t_1$ parametresi,

$$
\begin{aligned}
E_{t_1} = \int \Bigg\{ & \frac{3t_1}{16}\left[-\left(1+\frac{1}{2}x_1\right)\rho(r)\nabla^2\rho(r) + \left(x_1+\frac{1}{2}\right)\sum_q \rho_q(r)\nabla^2\rho_q(r)\right] \\
& + \frac{t_1}{4}\left[\left(1+\frac{1}{2}x_1\right)\left(\rho(r)\tau(r)-j(r)^2\right) - \left(x_1+\frac{1}{2}\right)\right. \\
& \left.\sum_q\left(\rho_q(r)\tau_q(r)-j_q(r)^2\right)\right] - \frac{3t_1}{2}\left[x_1 s(r)\nabla^2 s(r) - \sum_q s_q(r)\nabla^2 s_q(r)\right] \\
& + \frac{t_1}{8}\left[x_1\left(s(r)T(r)-J^2(r)\right) - \sum_q\left(s_q(r)T_q(r)-J_q^2(r)\right)\right]\Bigg\} d^3r
\end{aligned}
\tag{33}
$$

momentumun çift gücünü içerir ($\widehat{P}_\mu = 1$). $t_2$ parametresi,

$$\begin{aligned} E_{t_2} =& \frac{t_2}{16}\int\Bigg[\left(1+\frac{1}{2}x_2\right)\left\{4\rho(r)\tau(r)+\rho(r)\nabla^2\rho(r)-4j(r)^2\right\} \\ &+\left(x_2+\frac{1}{2}\right)\sum_q\left\{4\rho_q(r)\tau_q(r)+\rho_q(r)\nabla^2\rho(r)-4j_q(r)^2\right\} \\ &+x_2\left\{2s(r)T(r)+\frac{1}{2}s(r)\nabla^2 s(r)-2J(r)^2\right\} \\ &+\sum_q\left\{2s_q(r)T_q(r)+\frac{1}{2}s_q(r)\nabla^2 s_q(r)-2J(r)^2\right\}\Bigg]d^3r \end{aligned} \tag{34}$$

momentumun tek gücünü içerir ($\widehat{P}_\mu = -1$). $t_3$ terimi,

$$\begin{aligned} E_{t_3} =& \int\Bigg\{\frac{t_3}{12}\left(1+\frac{1}{2}x_3\right)\rho(r)^{2+\alpha}-\frac{t_3}{12}\left(\frac{1}{2}+x_3\right) \\ &\sum_q\rho_q(r)^2\rho_q(r)^\alpha+\frac{t_3}{24}x_3 s(r)^2\rho(r)^-\frac{t_3}{24}\sum_q s_q(r)^2\rho_q(r)^\alpha\Bigg\}d^3r \end{aligned} \tag{35}$$

yoğunluğa bağlı terimdir. Çok parçacık Hamiltonyeninin beklenen değeri E, Hamiltonyen yoğunluğu H(r) tarafından oluşturulur ve

$$E = E_{t_0}+E_{t_1}+E_{t_2}+E_{t_3} = \int H(r)d^3r \tag{36}$$

$$
\begin{aligned}
H(r) =& \frac{1}{2}\Bigg[\frac{\hbar^2}{2m}\tau + \frac{t_0}{2}\left(1+\frac{1}{2}x_0\right)\rho^2 - \frac{t_0}{2}\left(\frac{1}{2}+x_0\right)\sum_q \rho_q^2 + \frac{t_0}{2}x_o s^2 - \frac{t_0}{4}\sum_q s_q^2 \\
&- \frac{3t_1}{16}\left(1+\frac{1}{2}x_1\right)\rho\Delta\rho + \frac{3t_1}{16}\left(x1+\frac{1}{2}\right)\sum_q \rho_q\Delta\rho_q + \frac{t_1}{4}\left(1+\frac{1}{2}x_1\right)(\rho\tau - j^2) \\
&- \frac{t_1}{4}\left(x_1+\frac{1}{2}\right)\sum_q(\rho_q\tau_q - j_q) - \frac{3t_1}{32}x_1 s\Delta s + \frac{3t_1}{32}\sum_q s_q\Delta s_q \\
&+ \frac{t_1}{8}x_1(sT - J^2) - \frac{t_1}{8}\sum_q(s_qT_q - J_q^2) + \frac{t_2}{16}\left(1+\frac{1}{2}x_2\right)\rho\Delta\rho \\
&+ \frac{t_2}{4}\left(1+\frac{1}{2}x_2\right)(\rho\tau - x_2) + \sum_q\left\{\frac{t_2}{16}\left(\frac{1}{2}+x_2\right)\rho_q\Delta\rho + \frac{t_2}{4}\left(x_2+\frac{1}{2}\right)(\rho_q\tau_q - j_q^2)\right\} \\
&+ \frac{t_2}{32}x_2 s\Delta s + \frac{t_2}{8}x_2(sT - J^2) + \sum_q\left\{\frac{t_2}{32}s_q\Delta s_q + \frac{t_2}{8}(s_qT_q - J_q^2)\right\} \\
&+ \frac{t_3}{12}\left(1+\frac{1}{2}x_3\right)\rho^{2+\alpha} - \frac{t_3}{12}\left(\frac{1}{2}+x_3\right)\sum_q \rho_q^2\rho_q^\alpha + \frac{t_3}{24}x_3 s^2\rho^\alpha - \frac{t_3}{24}\sum_q s_q^2\rho^\alpha\Bigg]
\end{aligned} \tag{37}
$$

elde edilir. Enerji yoğunluk fonksiyoneli için, efektif etkileşimi varyasyon ilkesi uygulanarak elde edilir. Yani efektif Hamiltonyen temsiline gerek vardır. Hamiltonyen yoğunluğu (38) denklemi indirgenerek elde edilir ve böylece efektif Hamiltonyen;

$$
\begin{aligned}
H_{eff}(r) =& 2[-\widetilde{t_1} + 2\widetilde{t_2}\rho + (2+\alpha)\widetilde{t_3}\rho^{1+\widetilde{\alpha}} + \widetilde{t_4}(-\nabla(|\psi|^2\nabla\psi) \\
&+ |\nabla\psi|^2\psi + i(2j(\nabla\psi) + (\nabla j)\psi)) + 2\widetilde{t_5}\Delta\rho]
\end{aligned} \tag{38}
$$

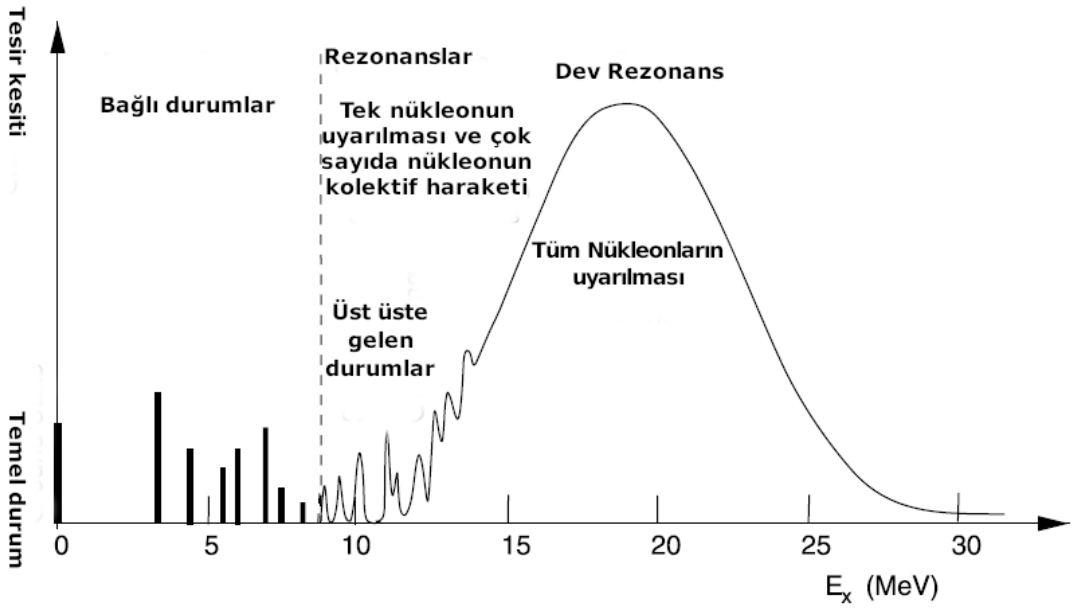
elde edilir. Burada $\widetilde{t_1}$, $\widetilde{t_2}$, $\widetilde{t_3}$, $\widetilde{t_4}$, $\widetilde{t_5}$ etkileşime bağlı olan lineer olmayan parametrelerdir. Diğer etkileşim parametreleri ise sadece protonların etkilendiği Coulomb kuvveti $E_c$ ve çiftlenim etkisidir $E_p$'dir.

$$
\begin{aligned}
E_c =& \frac{e^2}{2} \int \int d^3 r_i d_j^3 \frac{\rho_q(r_i)\rho_q(r_j)}{|r_i - r_j|} \\
E_p =& \sum_q \frac{\nu_{0,q}}{4} \int d^3 r \left[ \left\{ 1 - \left( \frac{\rho(r)}{\rho_c} \right)^\gamma \right\} \chi(r)^2 \right] \\
\chi_q(r) =& \sum_{\widehat{\alpha} \in q} w_{\widehat{\alpha}} u_{\widehat{\alpha}} v_{\widehat{\alpha}} |\psi_{\widehat{\alpha}}(r)|^2
\end{aligned}
\tag{39}
$$

$w_{\widehat{\alpha}}$ faz uzayı ağırlığı, $v_{\widehat{\alpha}}$ işgal genliği, $u_{\widehat{\alpha}} = \sqrt{1 - v_{\widehat{\alpha}}}$ işgal edilmemiş genliktir.

# 4. DEV REZONANSLAR

Rezonanslar doğada ve fizikte genel bir olgudur. Klasik fizikte, salınım yapabilen bir sistemin bir veya daha fazla özfrekansıyla uyarıldığında rezonans gözlenir. Bu rezonans, sönümlemesine bağlı olarak sistemde salınım genliklerine yol açar. Bu durum atom çekirdekleri için de geçerlidir. Sistemin durumu ayarlanırken (uyarma enerjisi verildiğinde) Lorentz dağılımının bir rezonans bölgesinde bu salınım gözlenir. Nükleer uyarımlar için bu durumu, izole edilmiş rezonans olarak tanımlayabiliriz. Nükleer fizikte rezonanslar süreklilik durumunda gözlenir (saçılma durumları, toplam enerji pozitif olduğu zaman). Gözlenebilirlerin uyarma fonksiyonları enerjiyi değiştirirken bazı özellikler gösterir. Coulomb veya elastik saçılmaya bağlı olabilir ya da yüksek yoğunluklu bir bölgede üst üste gelmiş bir rezonansın ortalama tesir kesiti bulunabilir. Benzer şekilde saçılma fazları ve saçılma genlikleri küçük enerji aralıklarında değişir (Şekil 4.1). Nükleonların dönüşleri veya titreşimleri gibi kolektif modlar uyarılabilinir. Dev rezonanslar (p,p$'$), (p,$\gamma$), ($\alpha, \alpha'$) gibi esnek olmayan saçılmaların yanı sıra $\gamma$ parçacığı tarafından uyarılan büyük tesir kesitli uyarma durumlarındaki geniş yapılardır. Kolektif uyarımlar birbirlerine karşı hareket eden çok sayıda nükleonun toplu uyarımlarına karşılık gelir. Elektromanyetik modlar (veya çok kutupluluklar), izospinlerine veya diğer hareketlerine göre sınıflandırılırlar. Nefes alma (breathing) durumunda, çekirdek şekil değiştirmeden kalır. Elektromanyetik olarak E=0 durumudur ve izospini sıfırdır. E=1 durumunda, proton ve nötron birbirine karşı haraket ettiği dipol durumdur. Manyetik dipol durumu ise M=1 ve T=1 olduğunda gözlenir. E=2 kuadrupol durumdur, proton ve nötronun birbirine karşı hareket ettiği durumdur ve bu durum kuadrupol moment oluşturur.




Şekil 4.1 Tek nükleon uyarılması ve çok sayıda nükleonun kolektif uyarılması, temel durum enerjisi ve süreklilik bölgesindeki dev rezonanslar (Paetz 2014)

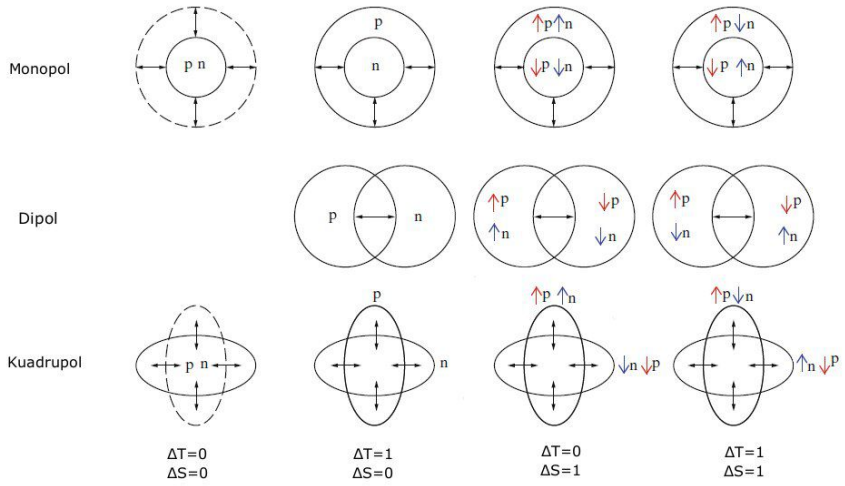
Çok parçacık kuantum sistemlerinde, çekirdeğin yapısını ve uyarılma modlarını anlamak nükleer fiziğin önemli bir alanını oluşturur. Çekirdeklerin dış alanla oluşturulan kolektif çok kutup salınım tepkisi nükleer yapı analizinde oldukça kullanışlıdır. Nükleer kolektif harekette temelde iki yaklaşım vardır; Navier-Stokes denklemleriyle titreşimlerin lineer hale getirilmiş hidrodinamik model ve ortalama alan teorisine bağlanan bir akışkan dinamiği tanımlamasıdır (Speth 1991). Bu akışkan dinamiği tanımlamaları sonlu çekirdekleri anlamakta kolaylık sağlar çünkü yoğunluk, akım, basınç tensörü gibi makroskobik özellikleri içerir. Hidrodinamik modeller genellikle Bethe-Weizsacker (Bethe ve Bacher 1936, Weizsacker 1935) formülüne dayanır. Çekirdekler, dört bileşenli viskoz, sıkıştırılabilir sıvı damlası olarak tanımlanır. Z proton ve N nötron sayıları olmak üzere spin-yukarı ve spin-aşağı dönüşü ile tanımlanır. Daha sonra titreşimler denge yoğunluğu $\rho_0$ etrafında her sıvı damlası bileşeninin küçük genlikli yoğunluk dalgalanmaları olarak verilir ve zamana bağlı toplam yoğunluk elde edilir. $\rho_{0;p}$ proton yoğunluğu ve $\rho_{0;n}$ nötron yoğunluğu, $\uparrow$ spin yukarı durumu ve $\downarrow$ spin aşağı durumunu ifade eder. $\rho_\alpha(r,t)$ toplam yoğunluğun zamana bağlı durumudur ve

$$\rho_\alpha(r,t) = \rho_0(r) + \delta\rho_\alpha(r,t) \tag{40}$$

$$\rho_0 = \rho_{0;p\uparrow} + \rho_{0;p\downarrow} + \rho_{0;n\uparrow} + \rho_{0;n\downarrow}$$

bu şekilde ifade edilir. $\delta\rho_\alpha = \delta\rho_{p\uparrow}; \delta\rho_{p\downarrow}; \delta\rho_{n\uparrow}; \delta\rho_{n\downarrow}$ 'dir. Dev rezonanslar küçük genlikli ve 12-30 MeV arasında enerjilere sahip olan yüksek frekanslı kolektif durumlardır. Rezonansların gücü, sistemin büyüklüğü veya katılan çekirdek sayısı gibi çekirdeklerin temel durum özelliklerine bağlı olan geçiş genliği tarafından yönetilir. Yani toplam geçiş kuvveti taban durumu özelliklerine bağlı bir toplam kuralı ile sınırlıdır. Belirli bir rezonans, karşılık gelen bu toplam kuralının $\%50$'sinden fazlasını tüketirse buna dev rezonans denir.

Dev rezonanslar genel olarak; L yörünge açısal momentum, S spin, T izospin kuantum sayıları olmak üzere şekil 4.2'deki gibi tanımlanır. L= 0 monopol, L= 1 dipol, L= 2 kuadrupol titreşimlere karşılık gelir. Spin ise rezonansın elektrik veya manyetik olup olmadığını belirler. $\triangle$S= 0 ise elektrik, $\triangle$S= 1 ise manyetik rezonanstır. İzospin kuantum sayısı, izovektör ve izoskaler titreşimi tanımlar. Proton ve nötron aynı fazda titreşim hareketi yapıyorlarsa izoskaler, zıt fazla titreşim yapıyorlarsa izovektör olarak ifade edilir.

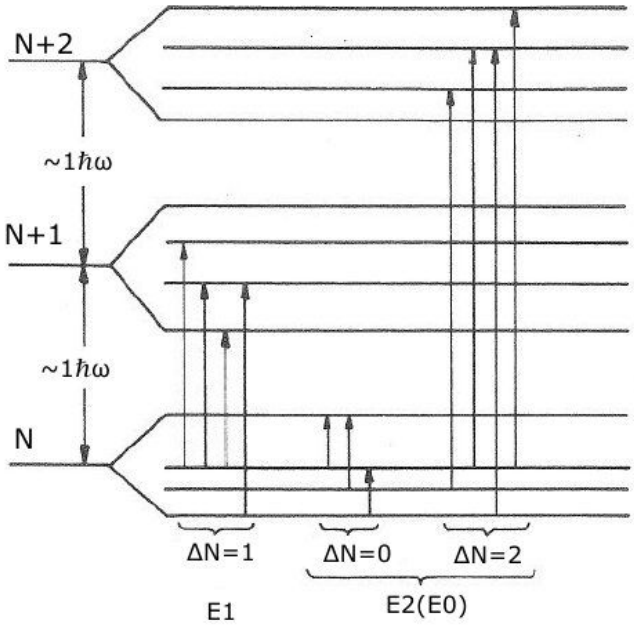



Şekil 4.2 Çeşitli salınımlar için şematik temsil (Harakeh ve Woude 2001 değiştirilerek alınmıştır)

Dev rezonanslar mikroskobik olarak parçacık-deşik uyarılmalarının üst üste geldiği temel durumda elektromanyetik operatör olarak tanımlanabilir. İzoskaler geçiş için;

$$Q_L^\mu = \int d^3 r r^2 Y_L^\mu \rho(\vec{r} - \vec{R}) \tag{41}$$

ile verilir. L çok kutupluluğu, r=$|\vec{r}|$, $Y_L^\mu$ küresel harmonikler, $\mu$ ise -L ve +L arasında değer alan bir parametredir. Burada dev rezonanslar kabuk modeli ile tanımlanmıştır (Şekil 4.3). Tek parçacık dalga fonksiyonu paritesi kabuklarda N, N+1, N+2 ve enerji farkları $\Delta$E'dir. Q operatörü sadece bir parçacık-bir deşik geçişini $\Delta N \leq$ L ile yapabilir aksi takdirde paritenin korunumu için tek L geçişleri $\Delta$N=1,3,... ve çift olanlar $\Delta$N=0,2,4,.... olmasını gerektirir.




Şekil 4.3 E1 ve E2(E0) tek parçacık geçişlerinin şematik resmi. E0 elektrik monopol, E1 elektrik dipol, E2 elektrik kuadrupol anlamına gelir (Bortignon, Bracco ve Broglia 1998)

Dev rezonansların, yoğuluk dağılımının özellikleri çok kutuplu momentlerle ifade edilir. En önemli moment kütle merkezi momentidir ve

$$\vec{R} = \frac{\int d^3r\vec{r}\rho(\vec{r})}{A} \tag{42}$$

olarak ifade edilir. Burada $\mathrm{A} = \int \mathrm{d}^3\mathrm{r}\rho(\vec{r})$ olmak üzere A nükleon sayısıdır. İzoskaler yoğunluk $\rho = \rho_p + \rho_n$, $\rho_p$ proton yoğunluğu, $\rho_n$ nötron yoğunludur. İzovektör yoğunluysa, $\rho = \frac{\mathrm{N}}{\mathrm{A}}\rho_p - \frac{Z}{A}\rho_n$ olarak ifade edilir. Denklem (42)'den kuadrupol durumu yazarsak,

$$Q_2^\mu = \int d^3r r^2 Y_2^\mu \rho(\vec{r} - \vec{R}) \tag{43}$$

olarak ifade edilir. Kuadrupol momentler genellikle boyutsuz olarak şu şekilde,

$$\widetilde{Q}^\mu = \frac{4\pi}{5}\frac{Q_2^\mu}{AR^2} \tag{44}$$

ifade edilir ve $R = r_o A^{1/3}$'dir. Toplam kütle numarası A'dan elde edilen sabit bir yarıçap izoskaler momentler için kullanılabilir.

Dev rezonanslar çekirdeğin zayıf bir dış alanla tepkisidir. Bu alan çeşitli çok kutuplarla etkileşime girebilir ve çok kutuplu dev rezonansların çeşitli katkılarının toplamıdır. Dev rezonanslar, bu çok kutuplu geçiş operatörleriyle bağlantılı olan geçiş güçlerinin büyük bir kısmını tüketir. Dev rezonansların spektrumlarının analizlerinde geçiş operatörleriyle Hamiltonyen veya güçleri arasındaki ilişkilerden türtetilen enerji ağırlıklı toplam kuralından faydalanılır. En ilginç olanı izoskaler elektrik moddur. Çünkü bu mod bağımsız olarak belirlenebilir ve temel durum özelliklerine bağlıdır. Lineer enerji ağırlıklı toplam kuralında tek parçacık operatörünün beklenen değeri olarak ifade edilebilir ve bundan dolayı başlangıç durumundaki etkileşmelere duyarsızdır. İzoskaler elektrik uyarılmaları için enerji ağırlıklı toplam kuralı belirlenebilir ve bu durum çekirdeğin temel durum özelliklerine bağlıdır. Enerji ağırlıklı toplam kuralı dev rezonansların gücünün ölçüsü olarak kullanılır ve

$$S(Q_L^\mu) = (2L+1)\sum_n (E_n - E_0)| < n|Q_L^\mu|0 > |^2 \tag{45}$$

olarak verilir. n uyarılmış durumlar, $|0>$ ve $Q_L^\mu$ başlangıç durumudur. $L = 0$ izoskaler dev monopol rezonans, $L = 1$ izoskaler dev dipol rezonanstır. $L \geqslant 2$ durumları için enerji ağırlıklı toplam kuralı aşağıdaki gibi,

$$S_L^\mu = \frac{\hbar^2}{8m\pi^2} L(2L+1)^2 \left(\frac{Z^2}{A^2}\right) < r^{2L-2} > \tag{46}$$

verilir. A nükleon sayısı, m nükleon kütlesi, $< ... >$ beklenen değer anlamına gelir. İzoskaler dev kuadrupol rezonans uyarma enerjisi $65A^{-1/3}$ MeV, izoskaler dev monopol rezonans uyarma enerjisi $80A^{-1/3}$ MeV'dir. Dev rezonanslarda dinamik durumunda kolektif yapıyı incelemek için bir dış uyarma alanı kullanılır. Bu dış alan zamana bağlı yerel olarak operatör,

$$\begin{aligned} h_q &\to h_q + U_{q,dış}(\vec{r}, t) \\ U_{q,dış} &= \eta f(t) F_q(\vec{r}) \end{aligned} \tag{47}$$

tanımlanır. f(t) uyarma durumunun zamansal görünümünü, $F_q(\vec{r})$ bazı yerel operatörleri, $\eta$ ise gücü ayarlar, q ise proton ve nötronu temsil eder. $F_q(\vec{r})$ uzaysal dağılımı iki farklı izospin durumuna izin verir. f(t) zaman bağımlılığı, uyarma frekansının çevresinde merkezlenen kısa bir dalgadır. Geniş dış alanlar yüksek frekans çözünürlüğü sağlar ve bu nedenle uyarma frekansı çevresinde yoğunlaşırlar. Kısa bir dalga boyu uygulayarak bu durum giderilir ve geniş bir frekans dalgası elde edilir. İzoskaler ve izovektör çok kutuplu operatörler gibi. $F_q(\vec{r})$ uzaysal görünümde önemli bir sorun vardır. Bazı koşullarda bağlı olmayan durumlar olabilir ve bu nedenle bir düzeltme gerekir. Wood-Saxon benzeri bir fonksiyonla bir ayrıma sahip olmak gerekir ve bu fonksiyon

$$F_q(\vec{r}) \to \frac{F_q(\vec{r})}{1 + e^{\frac{r-r_0}{\triangle r}}} \tag{48}$$

şeklinde verilir. $r_0$ ve $\triangle$r çekirdeğin dış alanla geçiş parametresini tanımlayan parametreleridir. Diğer bir sorun ise dış alan etkileşimi genellikle periyodik değildir. Koordinatlar periyodik duruma getirilerek bu durum çözülmüş olur. Bu formülasyon kullanılan alana bağlıdır. Kuadrupol operatör için,

$$x^2 \rightarrow sin^2\left(\frac{\pi x}{x_L}\right) \tag{49}$$

ile verilir ve $x_L$ = nx$\triangle$x periyod aralığıdır. Benzer dönüşümler diğer eksenlerede uygulanır. Dev rezonansların karakteristik genişlikleri 2,5-5 MeV arasındadır ve deneysel olarak gözlenen genişliğin üç katkısı vardır (Simenel 2012).

$$\Gamma_{total} = \Gamma_{inh} + \Gamma^{\uparrow} + \Gamma^{\downarrow} \tag{50}$$

$\Gamma_{inh}$, içsel genişlik veya Landau sönümlemesidir. Bu genişlik başlangıçta bir parçacık-bir deşik güç fonksiyonu uyarılma enerjisindeki yayılmanın sonucudur. $\Gamma^{\uparrow}$, kaçış genliğidir. A çekirdeğindeki kolektif bir parçacık-bir deşik durumundaki parçacık emisyonu tarafından bozunmasıdır. $\Gamma^{\downarrow}$, yayılım genliği. Yüksek yoğunluklu iki parçacık-iki deşik diziliminin aynı spin ve pariteye sahip bir parçacık-bir deşik dizilimlerinin meydana geldiği yüksek uyarılma enerji durumlarında gözlenir.

# 5. BULGULAR VE TARTIŞMA

Bu çalışmada dev rezonansların oksijen ve kalsiyum çekirdekleri için dört farklı Skyrme kuvveti için dört farklı parametre seti kullanılarak kuadrupol güçleri, kuadrupol momentleri, uyarma enerjileri karşılaştırılmış ve bu parametrelerle çekirdeğin davranışı analiz edilmiştir. Bu hesaplamalarda fortran programlama dilinde yazılmış ve zamana bağlı Hartree-Fock (TDHF) denklemlerini çözen Sky3D kodu (Schuetrumpf, vd. 2018) kullanılmıştır ve bu kod çekirdeği üç boyutlu harmonik osilatör yaklaşımıyla analiz etmiştir. Kullanılan bu kodda çekirdek, boyutunu belirlediğimiz bir üç boyutlu kutuda ve bu kutunun içinde aralıklarını ve aralarındaki mesafeleri belirlediğimiz noktalarla (grid) tanımlanan bu üç boyutlu kutunun içine yerleştirilen çekirdeğin ilk olarak statik ve daha sonra dinamik hesabı yapılarak ve çekirdeğin bu belirlenen kutuda salınımı incelenmektedir. Hesaplamalarda ilk önce sanal bir dalga fonksiyonu oluşturulup enerji minimize edildikten sonra minumum enerjiyi veren dalga fonksiyonu belirlenip çekirdeğin analizi yapılır. Hesaplamalarda ilk olarak seçilen Skyrme kuvvetini ve seçilen çekirdeğin nötron ve proton sayısını gerekli girdi dosyasına yazarak çekirdeğin statik durumdaki analizi yapılmıştır. Daha sonra yapılan bu analiz, dinamik hesapta çekirdeğe z-yönünde uyarma enerjisi vererek kuadrupol momenti uyarmış ve bu sayede dış alan etkileşimi hakkında bilgi edinilir. Statik ve dinamik hesapta aynı Skyrme kuvvetleri kullanılmalıdır ve belirlenen kutu boyutu ve noktalar arasındaki mesafeler aynı olmalıdır. Bu hesaplamalarda çok sayıda veri ve uzun bir hesap süreci olduğundan elde edilen veriler Fourier analizi kullanılarak filtreden geçirilip gerekli olan veriler elde edilir. Hesaplamalar relativistik olmayan yaklaşımla yapılmıştır.

Yapılan statik ve dinamik hesaplamalarda, kalsiyum ve oksijen çekirdekleri için noktalar (grid) x, y, z eksenleri 24 fm, bu noktalar arasındaki uzaklık 1 fm alınmıştır. Hesaplamalarda kuadrupol moment boyutsuz olarak ele alınmıştır (denklem 44). Statik hesaplamalarda, Sky3D kodunda kullanılan parametreler şu şekilde seçilmiştir; Hamiltonyenin köşegenleştirmesi ihmal edilmiş, kartezyen koordinatlarda üç boyutlu harmonik osilatörün yarıçap parametreleri her üç eksen içinde 3.1 fm alınmış, sönümleme değeri 100 MeV olarak seçilmiştir. Dinamik hesaplamada bu çekirdekler için zaman değerleri 3000 fm/c ve 7000

fm/c olarak seçilmiş ve zaman adımları 0.2 fm/c alınmıştır. Dış alan pertürbasyon etkisi ihmail edilmiştir ve üstel zaman operatörü için ”4” değeri kullanılmıştır. Denklem (49)’daki düzeltme faktörleri ”200” ve ”1” olarak döngü halinde belirlenmiştir.

Çizelge 5.1 Kullanılan Skyrme kuvvetlerinin parametreleri (denklem 29) $t_0$ MeV fm$^3$,$t_1$ MeV fm$^5$,$t_2$ MeV fm$^5$,$t_3$ MeV fm$^{3\alpha+3}$,$t_4$ MeV fm$^5$,$W_0$ MeV fm$^5$, $b4p$ MeV fm$^5$, $x_0$, $x_1$, $x_2$, $x_3$, $\alpha$ boyutsuzdur. Kullanılan Sky3D kodunda bazı parametreler eklenmiştir, $b4p$ serbest parametre olarak tanımlanmış ve $b4p = \frac{1}{2}t_4$’dür

| Skyrme Kuvvetleri | SkMs | SLy4 | SV-Bas | UNEDF1 |
|---|---|---|---|---|
| $t_0$ | -2645.000 | -2488.913 | -1879.640 | -2078.328 |
| $t_1$ | 410.000 | 486.818 | 313.749 | 239.401 |
| $t_2$ | -135.000 | -546.395 | 112.676 | 1574.243 |
| $t_3$ | 15595.000 | 13777.000 | 12527.389 | 14263.646 |
| $t_4$ | 130.000 | 123.000 | 124.633 | 76.736 |
| $x_0$ | 0.090 | 0.884 | 0.258 | 0.543 |
| $x_1$ | 0.000 | -0.344 | -0.382 | -5.078 |
| $x_2$ | 0.000 | -1.000 | -2.824 | -1.366 |
| $x_3$ | 0.000 | 1.354 | 0.123 | -0.161 |
| $b4p$ | 65.000 | 61.500 | 34.112 | 71.316 |
| $\alpha$ | 1/6 | 1/6 | 0.300 | 0.270 |

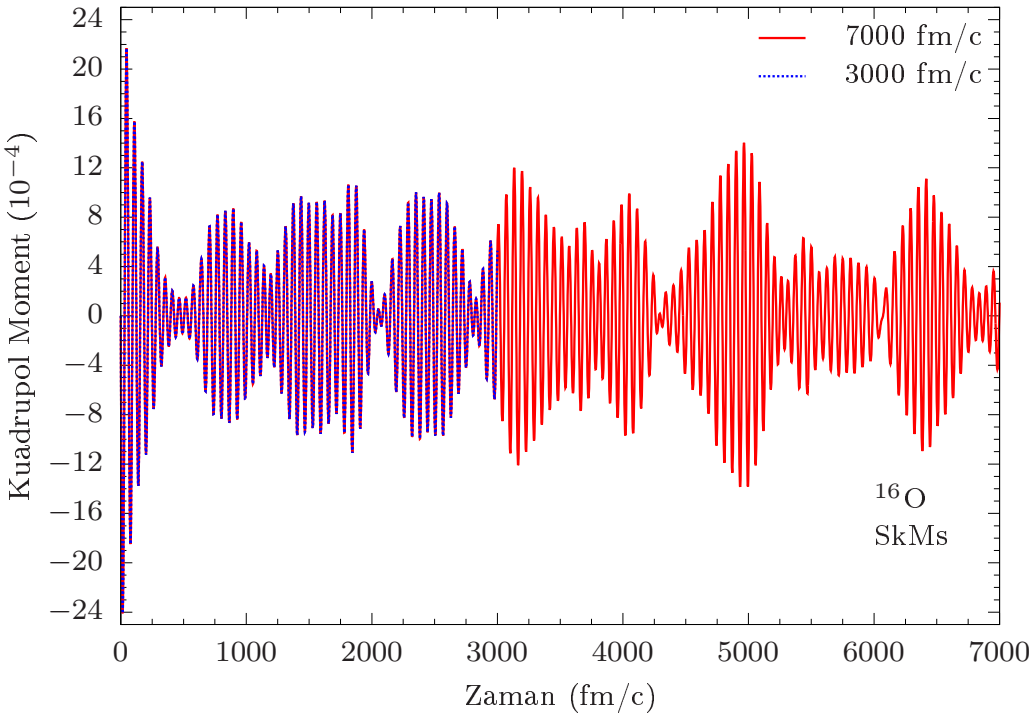
SkM skyrme kuvveti parametreleri türetilirken TDHF’in yerine TDHF’ten türetilmiş sıvı-damlası yaklaşım modeli kullanılmıştır (Krivine, vd. 1980). Çekirdeklerin statik özelliklerinin (kök yarıçapı, nükleon başına bağlanma enerjisi gibi) yanında bazı çekirdeklerin ($^{16}$O, $^{40}$Ca, $^{58}$Ni, $^{90}$Zr vs.) monopol, dipol ve kuadrupol dev rezonansların deneysel verileriyle karşılaştırılarak elde edilmiştir. SkMs kuvveti (Bartel ve Quentin 1982), SkM kuvvetinin biraz değiştirilmiş halidir (sadece $t_1$ ve $t_2$ parametreleri farklıdır). $^{240}$Pu çekirdeğinin fisyon bariyerini daha doğru vercek şekilde SkM kuvveti değiştirilmiştir. Fisyon bariyerinin kuadrupol momentine göre değişimi için özuyumlu yarı-klasik Thomas-Fermi methodu

kullanılmıştır. Bu kuvvet dev rezonanslara fit edilmesine karşın bu kuvvetin iyi sonuç vermemesi TDHF denklemlerinin tam olarak kullanılmamış olmasından (yarı-klasik Thomas-Fermi metodu kullanarak elde edilmesinden) kaynaklanmaktadır.

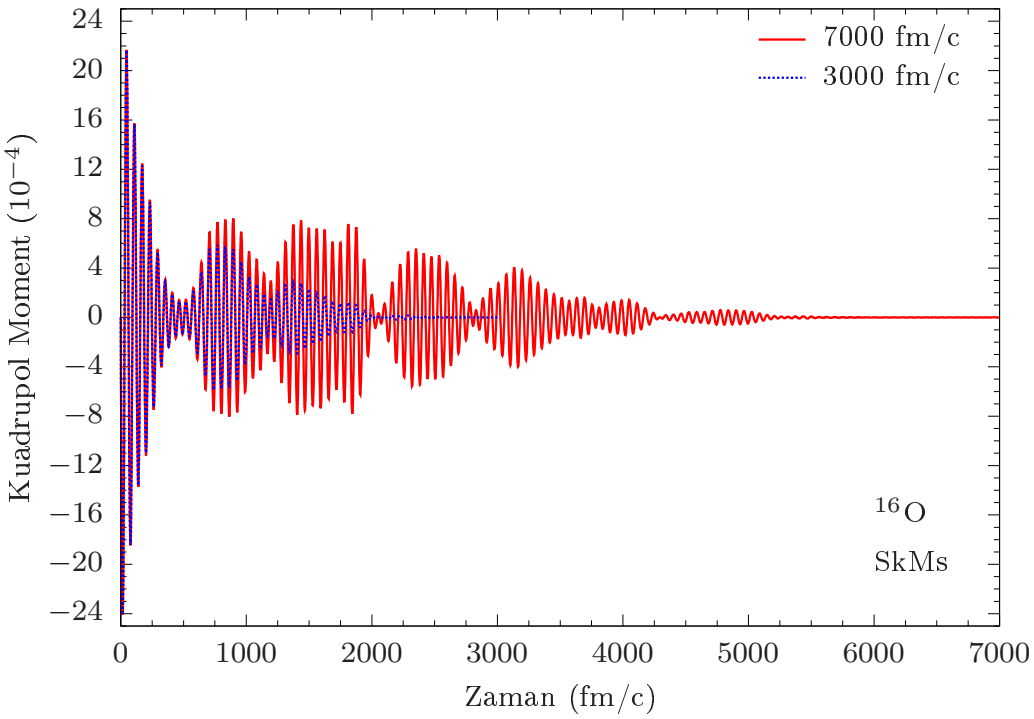
SLy4 kuvveti, SkMs kuvvetine benzer bir yapıya sahiptir (Chabanat, vd. 1995). SLy4 kuvvetinde yoğunluğun kuvveti SkMs'de olduğu gibi 1/6'dır. Ayrıca SkMs kuvvetinde sıfır olan $x_1, x_2, x_3$ parametreleri SLy4'te sıfırdan farklı alınarak kuvvetin deneysel verilerle daha uyumlu olması sağlanmıştır. SLy4 kuvveti parametreleri bazı küresel çekirdeklerin ($^{16}$O, $^{40}$Ca, $^{48}$Ca, $^{56}$Ni, $^{78}$Ni, $^{132}$Sn, $^{208}$Pb) bağlanma enerjileri SkMs kuvvetine göre deneyle çok daha uyumlu olacak şekilde ayarlanmıştır. Ayrıca bazı çekirdeklerin iki nötron ve iki proton ayırma enerjileri de hesaba katılmıştır.

SV-Bas kuvveti, Hartree–Fock + Bardeen–Cooper–Schrieffer yaklaşımıyla elde edilmiştir (Klüpfel, vd. 2009). SV-Bas kuvvetini SkMs ve SLy4 'ten ayıran en temel özellik birkaç çekirdeğin deneysel verileri yerine çok daha fazla çekirdeğin verilerine fit edilmesidir. Bu da SV-Bas kuvvetinin daha sistematik bir parametrizasyona sahip olduğu anlamına gelmektedir. Ayrıca bazı yeni gözlenebilirler de kullanılmıştır. Bunlardan bazıları: deri kalınlığı, izotop kaymaları, birçok aktinitin fisyon bariyerleri, süper ağır çekirdeklerin özelliklerine ekstrapolasyon (bağlanma enerjisi ve alpha bozunumu Q değeri gibi).

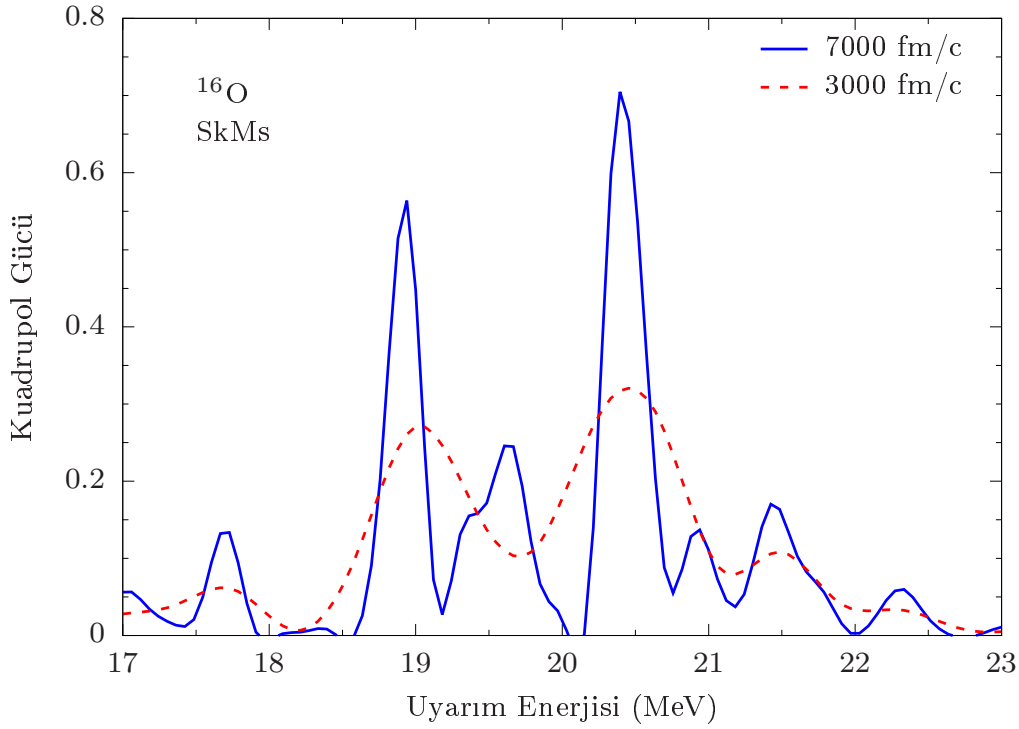
UNEDF1 kuvveti Hartree-Fock-Bogoliubov yaklaşımıyla elde edilmiştir (Kortelainen, vd. 2012). Bu kuvvet, SV-bas gibi çok fazla sayıda çekireğin özellikleri kullanılarak elde edilmiştir (yüzlerce çekirdeğin özellikleri kullanılmıştır). UNEDF1 kuvveti POUNDerS diye adlandırılan türev içermeyen optimizasyon algoritmasını kullanarak elde edilmiştir. UNEDF1 kuvveti aktinitler bölgesindeki çekirdeklerin uyarılma enerjilerini de kapsayacak şekilde fit edilmiştir. SkMs ve SLy4 yaygın olarak kullanılmı ve dev rezonasları da içerecek şekilde uydurulduğu için seçilmiştir. SV-Bas ve UNEDF1 ise daha yeni ve sistematik oldukları için tez çalışmasında seçilmiştir. Sadece UNEDF1 kuvvetinde kütle merkezi düzeltmesi yoktur. Böylece, fisyon ve füzyon hesapları için diğer üçüne göre daha uygundur. Yapılan hesaplarda kullanılan Skyrme kuvvetlerini parametreleri çizelge 5.1'de gösterilmiştir (Denklem 28).


7000 fm/c
3000 fm/c
$^{16}$O
SkMs
Kuadrupol Moment ($10^{-4}$)
Zaman (fm/c)
24
20
16
12
8
4
0
−4
−8
−12
−16
−20
−24
0
1000
2000
3000
4000
5000
6000
7000

(a)


7000 fm/c
3000 fm/c
$^{16}$O
SkMs
Kuadrupol Moment ($10^{-4}$)
Zaman (fm/c)
24
20
16
12
8
4
0
−4
−8
−12
−16
−20
−24
0
1000
2000
3000
4000
5000
6000
7000

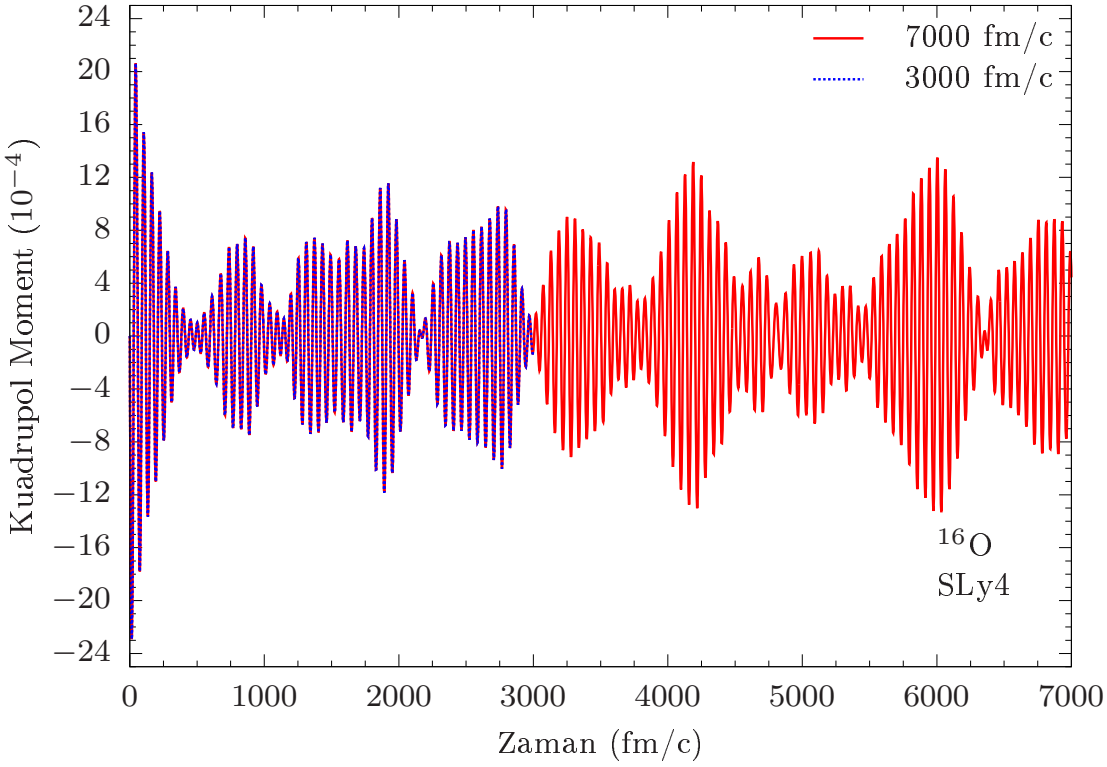
(b)



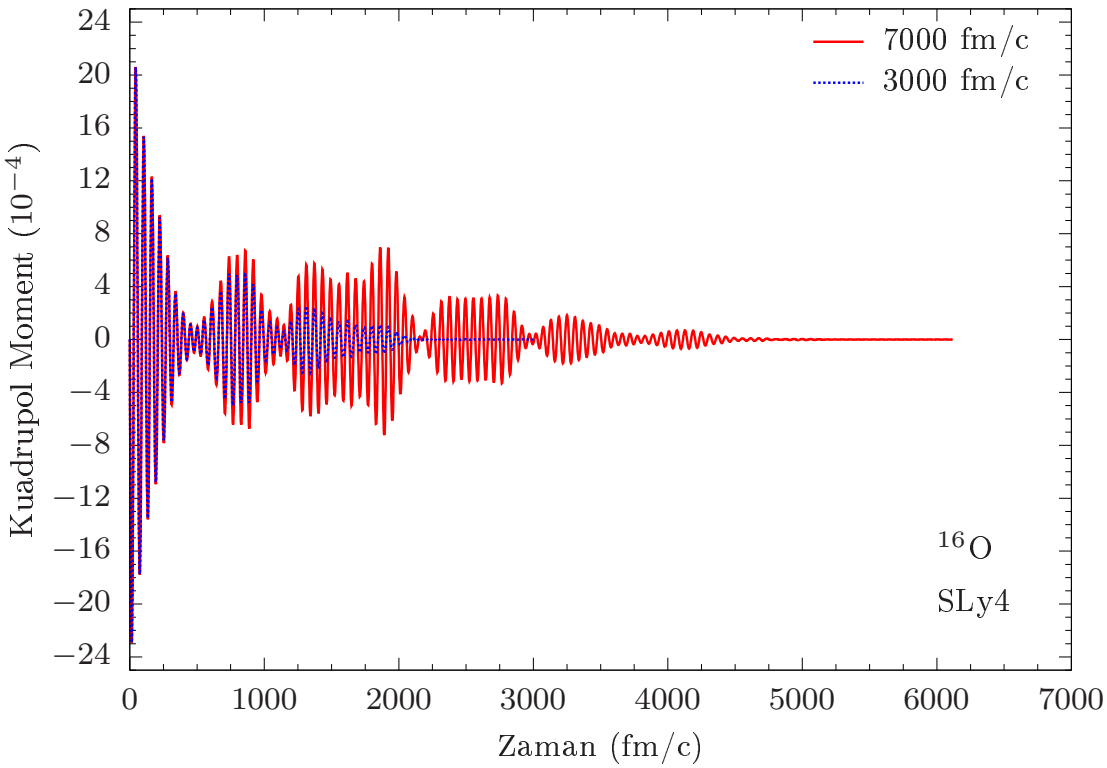

(c)

Şekil 5.1 $^{16}$O için SkMs kuvveti için dış alan etkileşim süresini değiştirilerek; kuadrupol moment (a), kuadrupol momentin filtrelenmiş hali (b), kuadrupol gücünün ve uyarma enerjisinin karşılaştırılması (c)

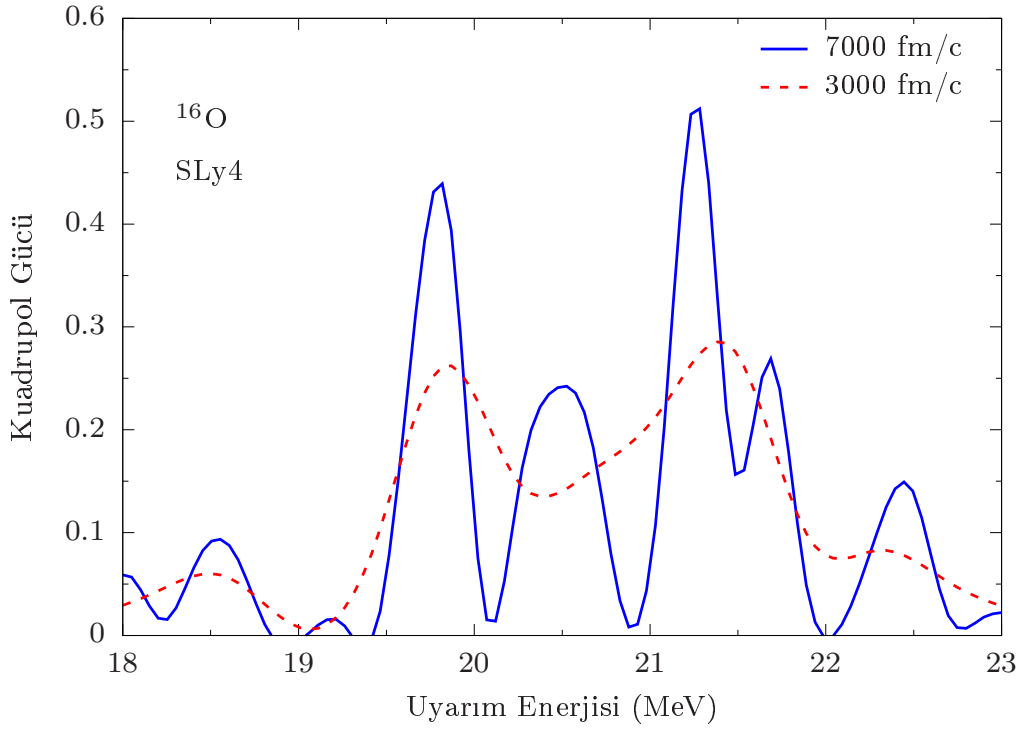
Şekil 5.1'de $^{16}$O çekirdeğinin SkMs kuvveti ile davranışı incelenmiştir. (a) grafiğinde dış alan etkileşim sürelerini değiştirilse dahi kuadrupol momentin salınımında bir farklılık görülmemektedir. Ancak (b) grafiğinde dış alan etkileşimi filtre edilirse kuadrupol momentin değişiminde dış alan süresi azaldıkça daha çabuk sönümlendiği gözlemlenmiştir. (c) grafiğinde kuadrupol gücü ise dış alan etkileşim süresiyle orantılı bir şekilde artmıştır. Kuadrupol gücü için dış alan etkileşim süresi 3000 fm/c'de ilk tepe noktasında 19 MeV ve yarı yükseklikteki tam genişlik 0.7 MeV , ikinci tepe noktasında yaklaşık 20.5 MeV (yarı yükseklikteki tam genişlik 0.8 MeV) arasında olduğu görülmüştür. Kuadrupol gücü 7000 fm/c'de üç keskin tepe noktası görülmektedir ve sırasıyla 19 MeV ( 0.4 MeV), 19.6 MeV ( 0.6 MeV), 20.5 MeV (yarı yükseklikteki tam genişlik 0.4 MeV)'dir.


7000 fm/c
3000 fm/c
$^{16}$O
SLy4
Kuadrupol Moment ($10^{-4}$)
Zaman (fm/c)
24
20
16
12
8
4
0
−4
−8
−12
−16
−20
−24
0
1000
2000
3000
4000
5000
6000
7000

(a)


7000 fm/c
3000 fm/c
$^{16}$O
SLy4
Kuadrupol Moment ($10^{-4}$)
Zaman (fm/c)
24
20
16
12
8
4
0
−4
−8
−12
−16
−20
−24
0
1000
2000
3000
4000
5000
6000
7000

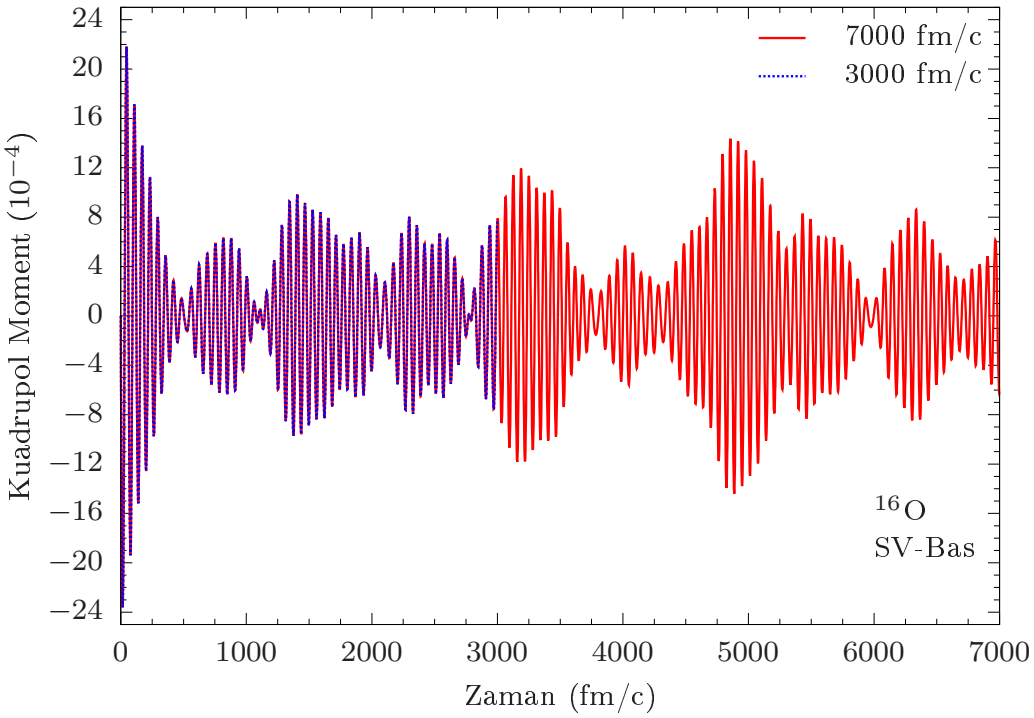
(b)



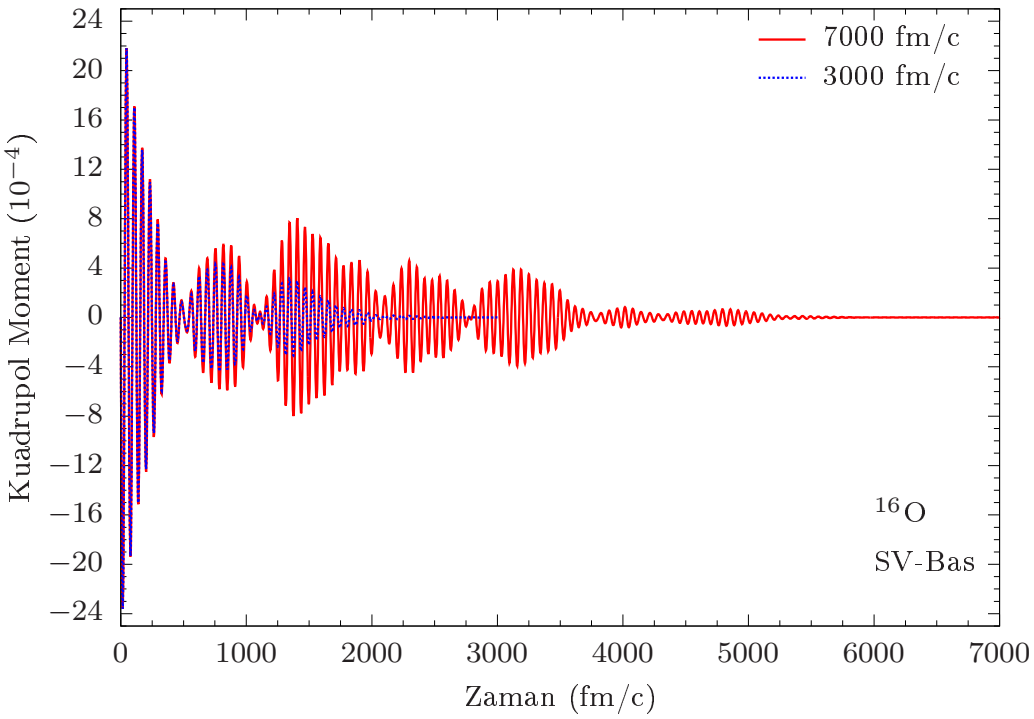

(c)

Şekil 5.2 $^{16}$O için SLy4 kuvveti için dış alan etkileşim süresini değiştirilerek; kuadrupol moment (a), kuadrupol momentin filtrelenmiş hali (b), kuadrupol gücünün ve uyarma enerjisinin karşılaştırılması (c)

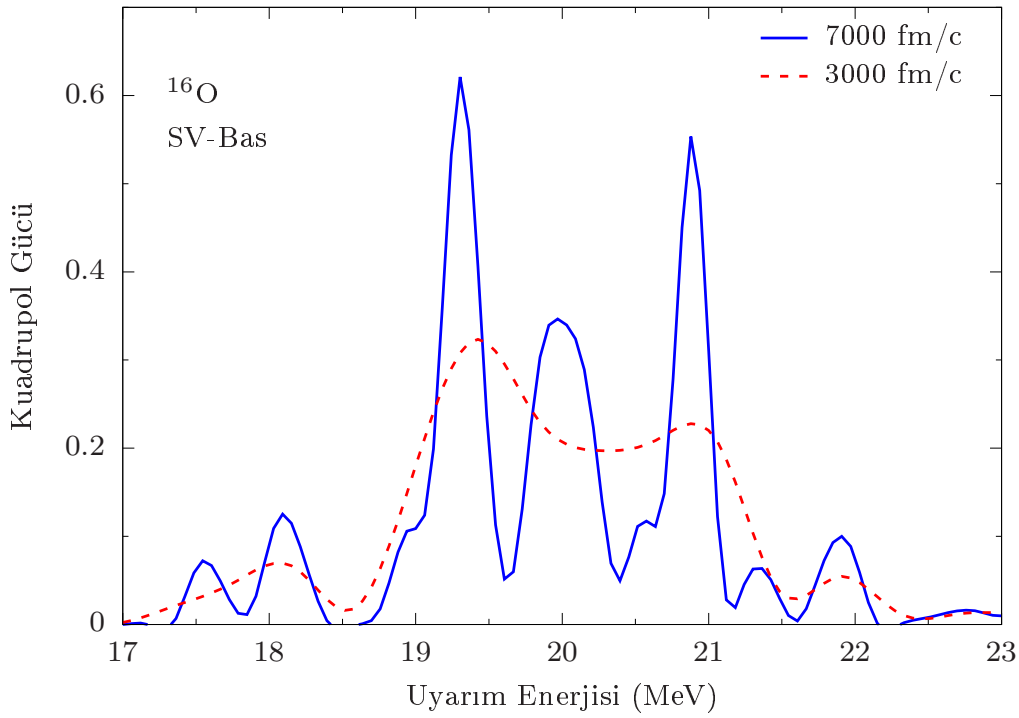
Şekil 5.2'de SLy4 kuvveti ile dış alan etkileşim süresi değiştirilerek $^{16}$O çekirdeği incelenmiştir. (b) grafiğinde dış alan etkileşim süresi filtre edilerek incelenmiş ve 7000 fm/c'ye gelmeden 3000 fm/c'den sonra aniden sönümlenmiştir. Uyarma enerjilerinde (c) 7000 fm/c için dört tepe noktası görülmektedir. Bu değerler 19.6, 20.5, 21.3, 21.7 MeV'dir. Tepe noktalarının genişliği sırasıyla 0.6, 0.4, 0.2, 0.2 MeV'dir. 3000 fm/c'de ise iki tepe noktası vardır, 19.7 MeV (yarı yükseklikteki tam genişlik 0.6 MeV) ve 21.5 MeV'dir (yarı yükseklikteki tam genişlik 0.5 MeV). Kuadrupol güçleri dış alan etkileşim süresiyle orantılıdır, yani dış alan süresi arttıkça kuadrupol gücü de artmaktadır ancak uyarılma enerjileri dış alan etkileşim süreleri değişimiyle ilgili olarak çok farklı değerlerde değil, yakın değerdedirler.


7000 fm/c
3000 fm/c
$^{16}$O
SV-Bas
Kuadrupol Moment ($10^{-4}$)
Zaman (fm/c)
24
20
16
12
8
4
0
−4
−8
−12
−16
−20
−24
0
1000
2000
3000
4000
5000
6000
7000

(a)


7000 fm/c
3000 fm/c
$^{16}$O
SV-Bas
Kuadrupol Moment ($10^{-4}$)
Zaman (fm/c)
24
20
16
12
8
4
0
−4
−8
−12
−16
−20
−24
0
1000
2000
3000
4000
5000
6000
7000

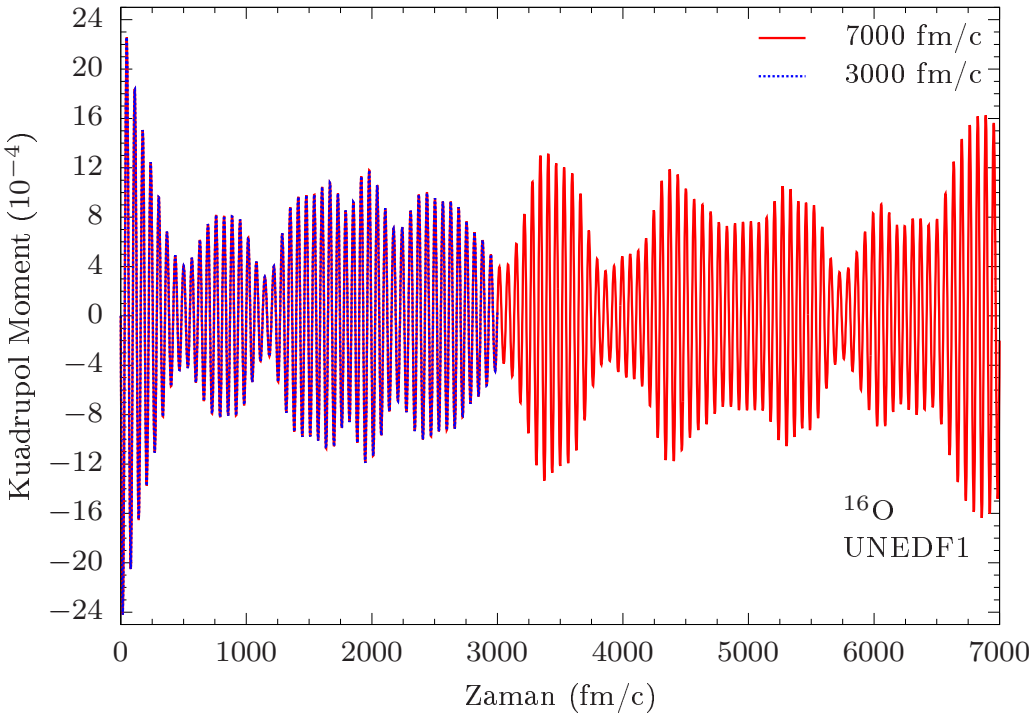
(b)



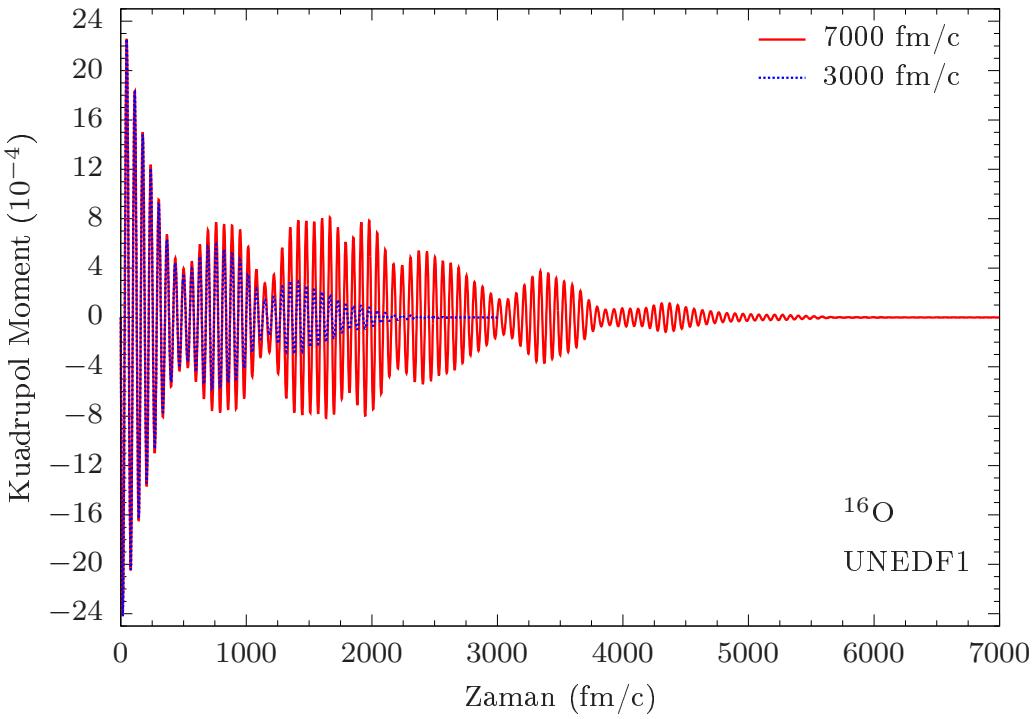

(c)

Şekil 5.3 $^{16}$O için SV-Bas kuvveti için dış alan etkileşim süresini değiştirilerek; kuadrupol moment (a), kuadrupol momentin filtrelenmiş hali (b), kuadrupol gücünün ve uyarma enerjisinin karşılaştırılması (c)

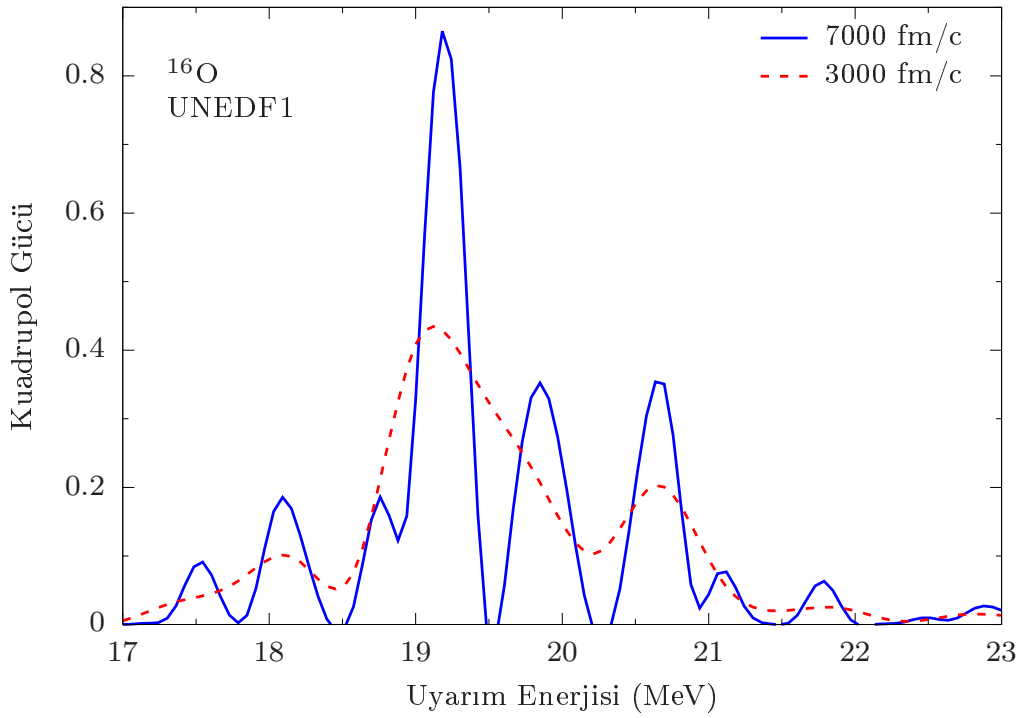
Şekil 5.3'te SV-Bas kuvveti kullanılarak $^{16}$O çekirdeği analizi yapılmıştır. (a) grafiğinde dış alan etkileşim süresinin değişmiyle kuadrupol moment salınımı incelenmiştir. (b) grafiğinde filtre edilen verilerle sönümleme davranışı gözlemlenmiş ve verilen değerler ile eşdeğer parametrelerde sönümlenmiştir. Kuadrupol gücünde (c) dış alan etkileşim süresi 7000 fm/c olduğunda üç tepe noktası görülmektedir ve 19.3, 20, 20.9 MeV ve tepe noktası genişlikleri 0.2, 0.3, 0.2 MeV'dir. 3000 fm/c'de tek tepe noktası 19.4 MeV'de görülmektedir ve yarı yükseklikteki tam genişlik 0.6 MeV'dir.


7000 fm/c
3000 fm/c
$^{16}$O
UNEDF1
Kuadrupol Moment ($10^{-4}$)
Zaman (fm/c)
24
20
16
12
8
4
0
−4
−8
−12
−16
−20
−24
0
1000
2000
3000
4000
5000
6000
7000

(a)


7000 fm/c
3000 fm/c
$^{16}$O
UNEDF1
Kuadrupol Moment ($10^{-4}$)
Zaman (fm/c)
24
20
16
12
8
4
0
−4
−8
−12
−16
−20
−24
0
1000
2000
3000
4000
5000
6000
7000

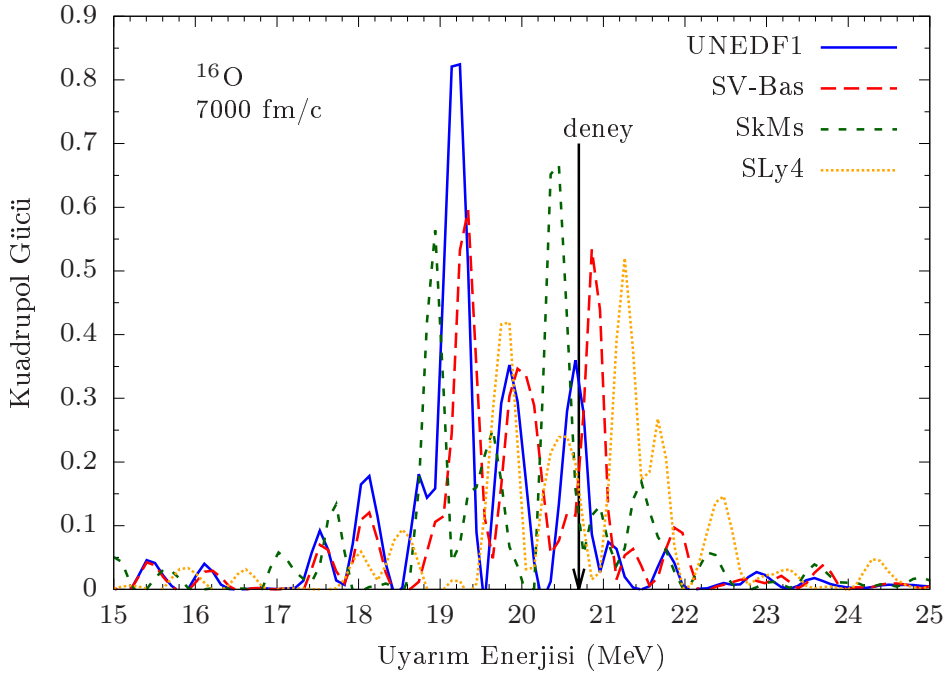
(b)



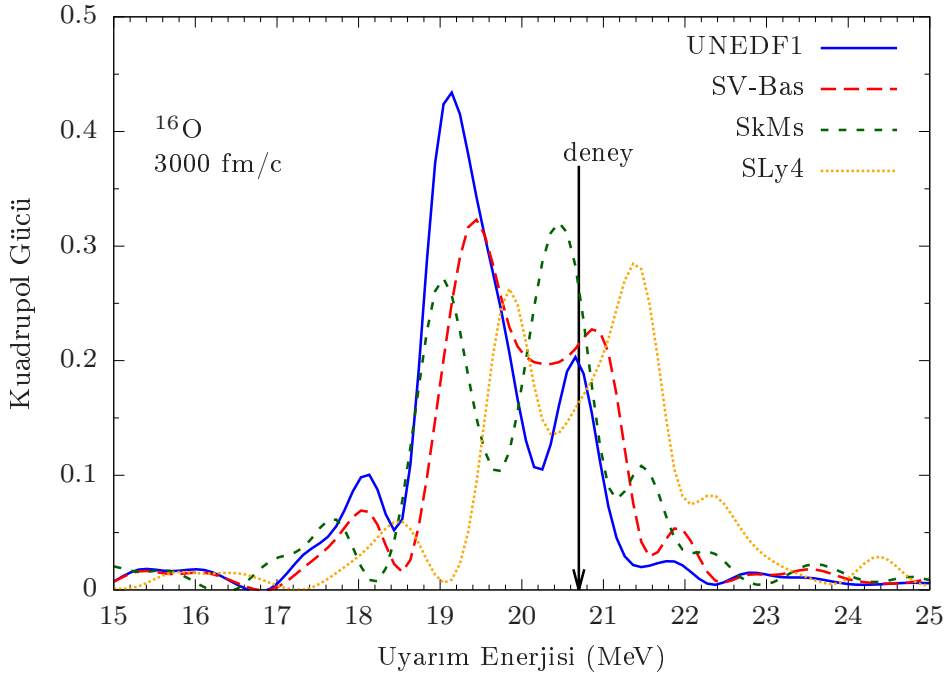

(c)

Şekil 5.4 $^{16}$O için UNEDF1 kuvveti için dış alan etkileşim süresini değiştirilerek; kuadrupol moment (a), kuadrupol momentin filtrelenmiş hali (b), kuadrupol gücünün ve uyarma enerjisinin karşılaştırılması (c)

Şekil 5.4'te UNEDF1 kuvveti ile $^{16}$O çekirdeği analiz edilmiş ve (a) grafiği çekirdeğin kuadrupol momentinin salınımını ve (b) grafiği ise filtre edilen veriler salınımın ne zaman sönümlendiğini göstermiştir. Kuadrupol gücü (c) dış alanın etkileşim süresine göre artmıştır. 7000 fm/c için 19.2, 19.9, 20.7 MeV değerlerinde uyarma gücü görülmüştür ve yarı yükseklikteki tam genişlik 0.2, 0.3, 0.3 MeV'dir. 3000 fm/c 19.2 MeV (yarı yükseklikteki tam genişlik 0.7 MeV) ve 20.7 MeV'de (yarı yükseklikteki tam genişlik 0.5 MeV) görülmüştür.




(a)




(b)

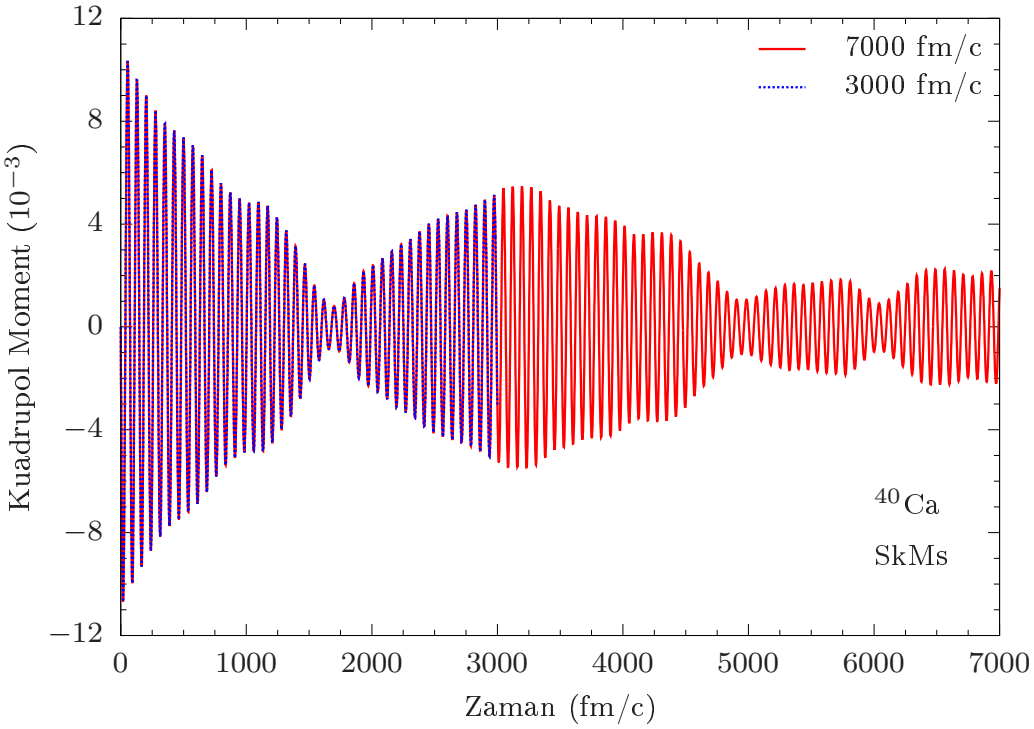
Şekil 5.5 $^{16}$O için SV-Bas, SLy4, SkMs, UNEDF1 kuvvetlerinin farklı dış alan etkileşim süresi ile kuadrupol gücünün ve uyarma enerjilerinin karşılaştırılması

Şekil 5.5 seçilen kuvvetlerin ve dış alan etkileşim sürelerinin karşılaştırılarak kuadrupol gücü ve uyarma enerjisinin karşılaştırılmasıdır. Burada (a) ve (b) grafiklerinde "UNEDF1" kuvveti en yüksek kuadrupol gücüne sahiptir. 7000 fm/c etkileşim süresinde dört farklı kuvvet için uyarım enerjisi 19-22 MeV aralığındadır. 3000 fm/c'de uyarma enerjileri 19-21 MeV arasında görülmüştür. Ancak dış alan etkileşim süresi arttıkça kuadrupol gücünün arttığı ve uyarma gücü enerjisinde tepe noktalarının daha belirgin hale geldiği görülmüştür.

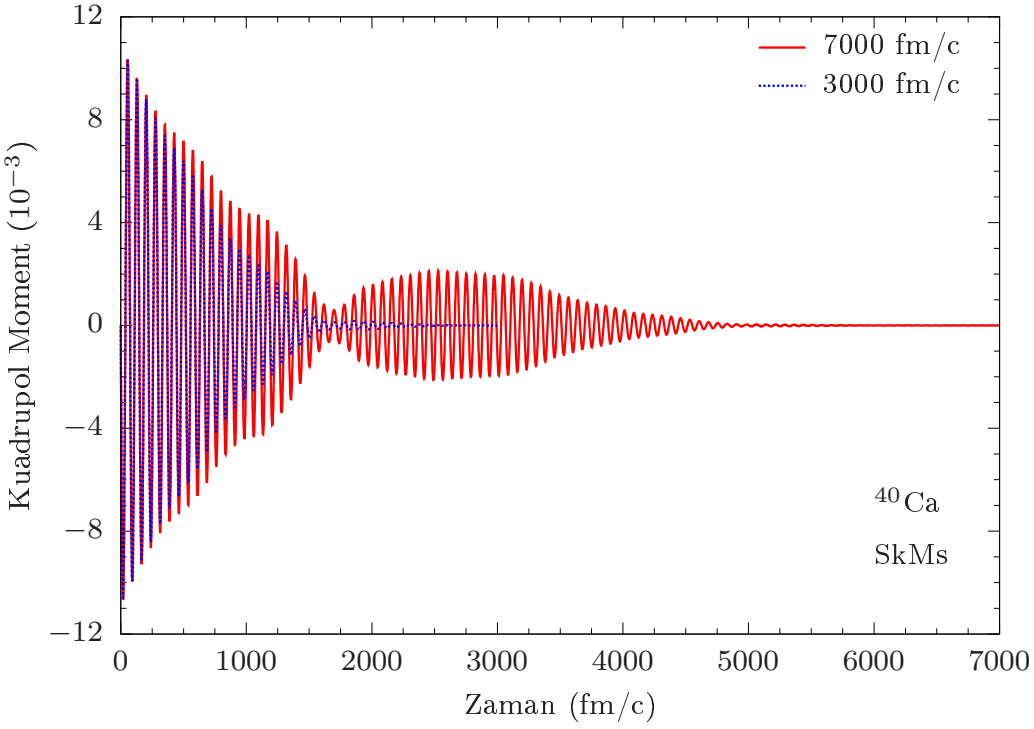
Çizelge 5.2 $^{16}$O'nın farklı Skyrme kuvvetleriyle ve dış alan etkileşim süresi değiştirilerek hesaplanan kuadrupol momentin uyarma enerjileri, deneysel olarak hesaplanan uyarma enerjisi

| Skyrme Kuvvetleri | $^{16}$O (3000 fm/c) (MeV) | $^{16}$O (7000 fm/c) (MeV) | Deneysel Değer (MeV) |
|---|---|---|---|
| SkMs | 19, 20.5 | 19, 19.6, 20.5 | |
| SLy4 | 19.7, 21.5 | 19.6, 20.5, 21.3, 21.7 | 20.7 |
| SV-Bas | 19.4 | 19.3, 20, 20.9 | |
| UNEDF1 | 19.2, 20.7 | 19.2, 19.9, 20.7 | |

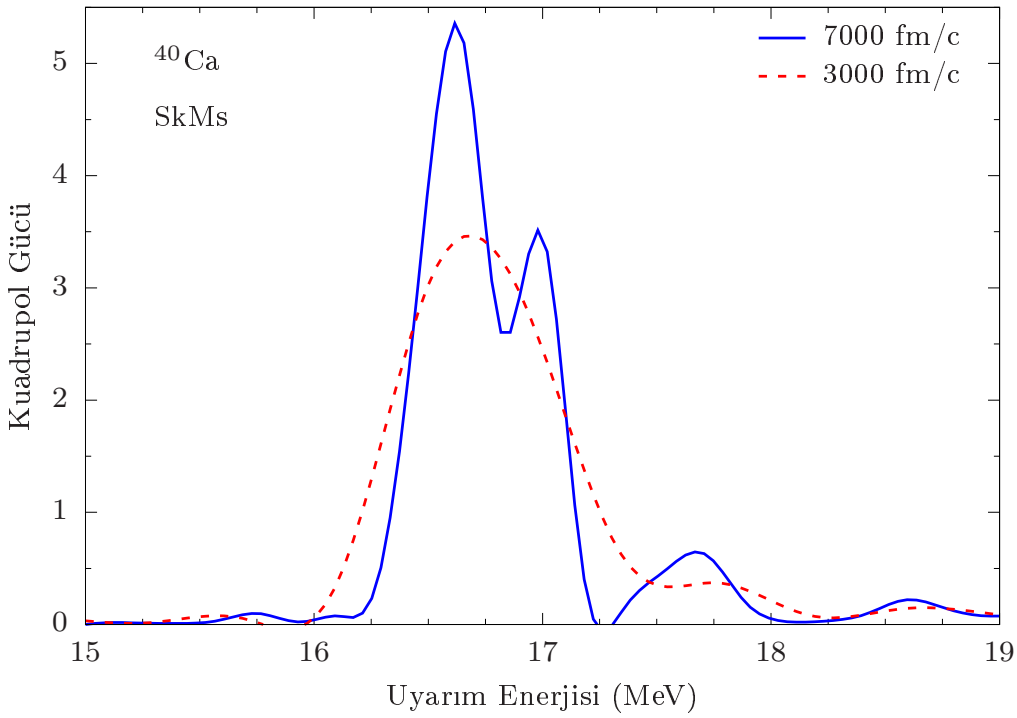
Oksijenin deneysel uyarma enerjisi 20.7 MeV olarak hesaplanmıştır (Knopfle, vd. 1975). UNEDF1 kuvvetinin dış alan etkileşim süresi 7000 fm/c alındığında üçüncü tepe noktasında ve 3000 fm/c'de ikinci tepe noktasında deneysel olarak hesaplanan değerle aynı çıkmaktadır (Çizelge 5.2). Dört farklı kuvvetle yapılan bu hesaplamalarda en yakın ve en iyi sonucu veren UNEDF1 kuvvetidir. Diğer kuvvetlerde dış alan etkileşim süresi 7000 fm/c olarak alındığında deneysel olarak elde edilen uyarma enerjisi 20.7 MeV'e yakındır. Ancak dış alan etkileşim süresi 3000 fm/c'de bu fark giderek artmaktadır. Bir diğer sonuç ise dış alan etkileşim süresi arttıkça tepe noktası genişlikleri azalmış, kuadrupol güçleri ve uyarma enerjileri daha belirgin bir halde olduğu gözlemlenmiştir. 3000 fm/c'de uyarma enerjilerinde belirgin bir tepe noktası gözlenmemiş ve uyarma enerjisi geniş bir aralığa yayılmıştır.


7000 fm/c
3000 fm/c
$^{40}$Ca
SkMs
Kuadrupol Moment ($10^{-3}$)
Zaman (fm/c)
12
8
4
0
−4
−8
−12
0
1000
2000
3000
4000
5000
6000
7000

(a)


7000 fm/c
3000 fm/c
$^{40}$Ca
SkMs
Kuadrupol Moment ($10^{-3}$)
Zaman (fm/c)
12
8
4
0
−4
−8
−12
0
1000
2000
3000
4000
5000
6000
7000

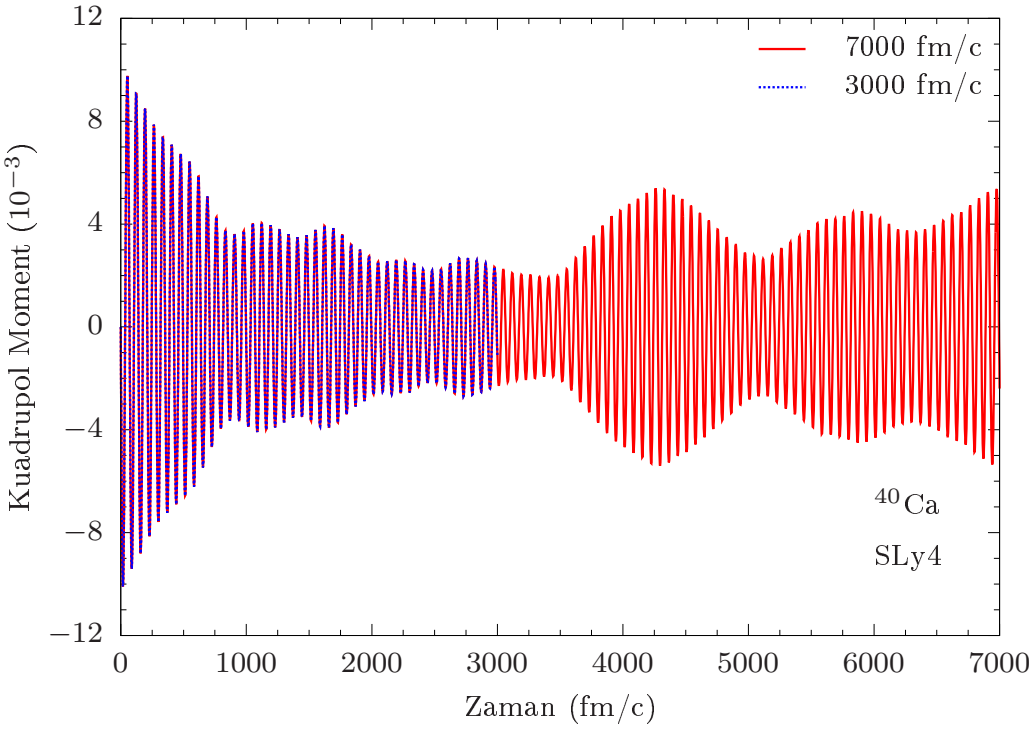
(b)



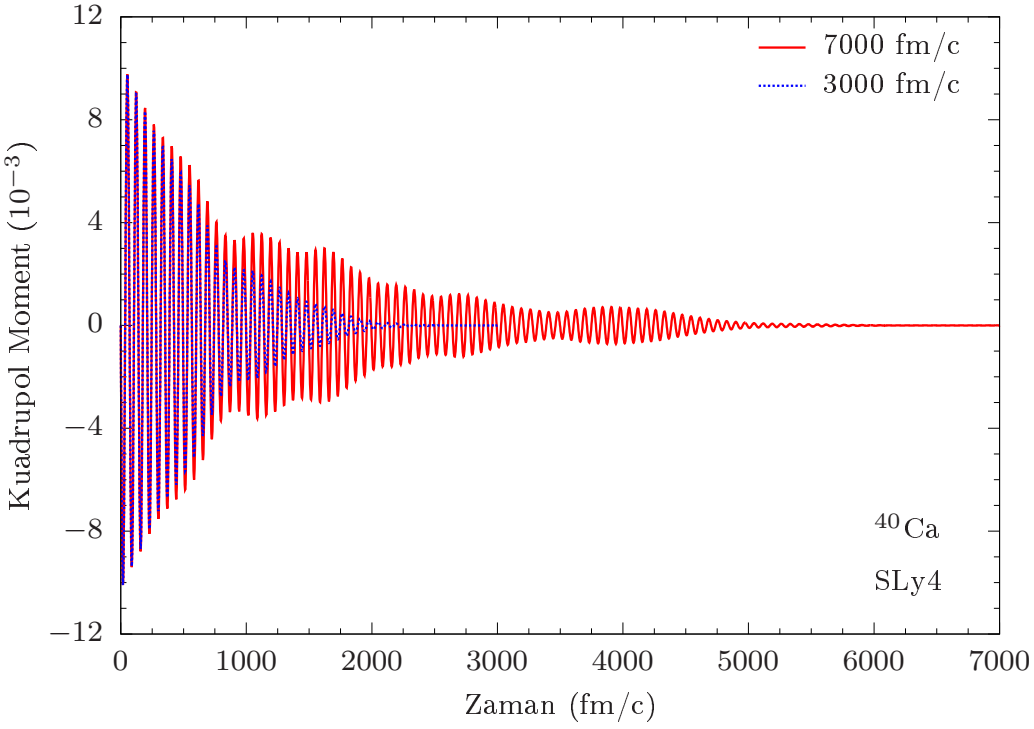

(c)

Şekil 5.6 $^{40}$Ca için SkMs kuvveti için dış alan etkileşim süresini değiştirilerek; kuadrupol moment (a), kuadrupol momentin filtrelenmiş hali (b), kuadrupol gücünün ve uyarma enerjisinin karşılaştırılması (c)

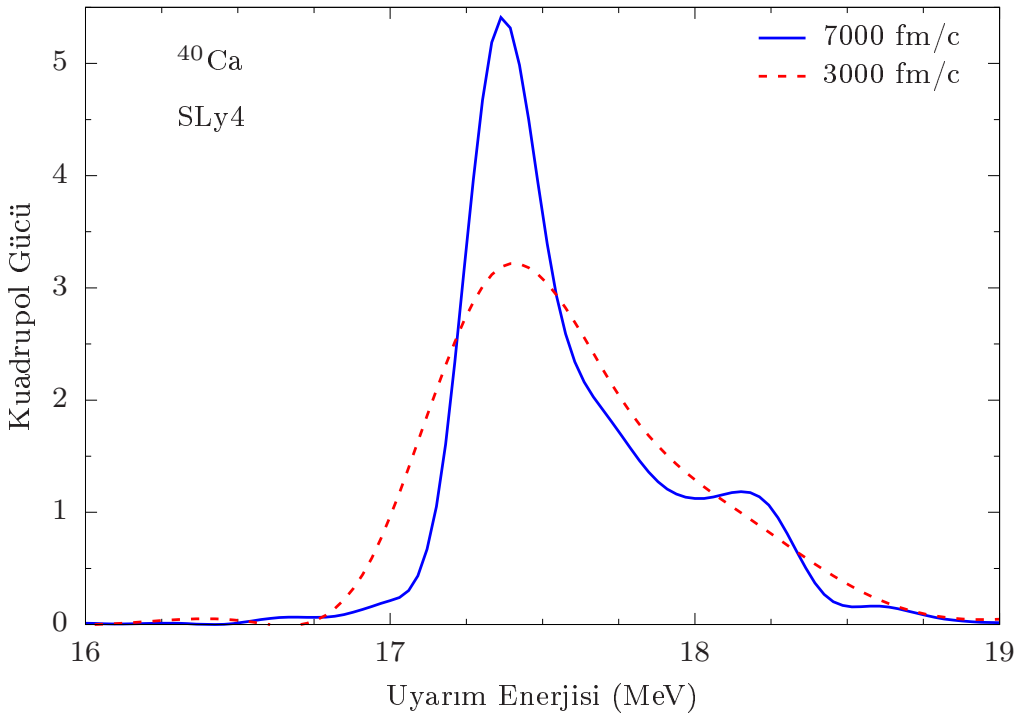
Şekil 5.6'da $^{40}$Ca, SkMs kuvveti ile analiz edilmiştir. Dış alan etkileşim süresi 3000 fm/c ve 7000 fm/c olarak alınmıştır ve (b) grafiğinde filtre edilmiş veriler kuadrupol momentin nasıl sönümlendiğini göstermiştir. Kuadrupol gücü (c) ise dış alan etkileşim süresi azaldığında azalmış, arttığında ise artmıştır. 7000 fm/c için uyarma gücündeki ilk tepe noktası 16.7 MeV (yarı yükseklikteki tam genişlik 0.3 MeV), ikinci tepe noktası 17 MeV (yarı yükseklikteki tam genişlik 0.2 MeV) ve 3000 fm/c'de tek tepe noktası görülmüştür bu değer 16.8 MeV (yarı yükseklikteki tam genişlik 1 MeV)'dir.


7000 fm/c
3000 fm/c
$^{40}$Ca
SLy4
Kuadrupol Moment ($10^{-3}$)
Zaman (fm/c)
12
8
4
0
−4
−8
−12
0
1000
2000
3000
4000
5000
6000
7000

(a)


7000 fm/c
3000 fm/c
$^{40}$Ca
SLy4
Kuadrupol Moment ($10^{-3}$)
Zaman (fm/c)
12
8
4
0
−4
−8
−12
0
1000
2000
3000
4000
5000
6000
7000

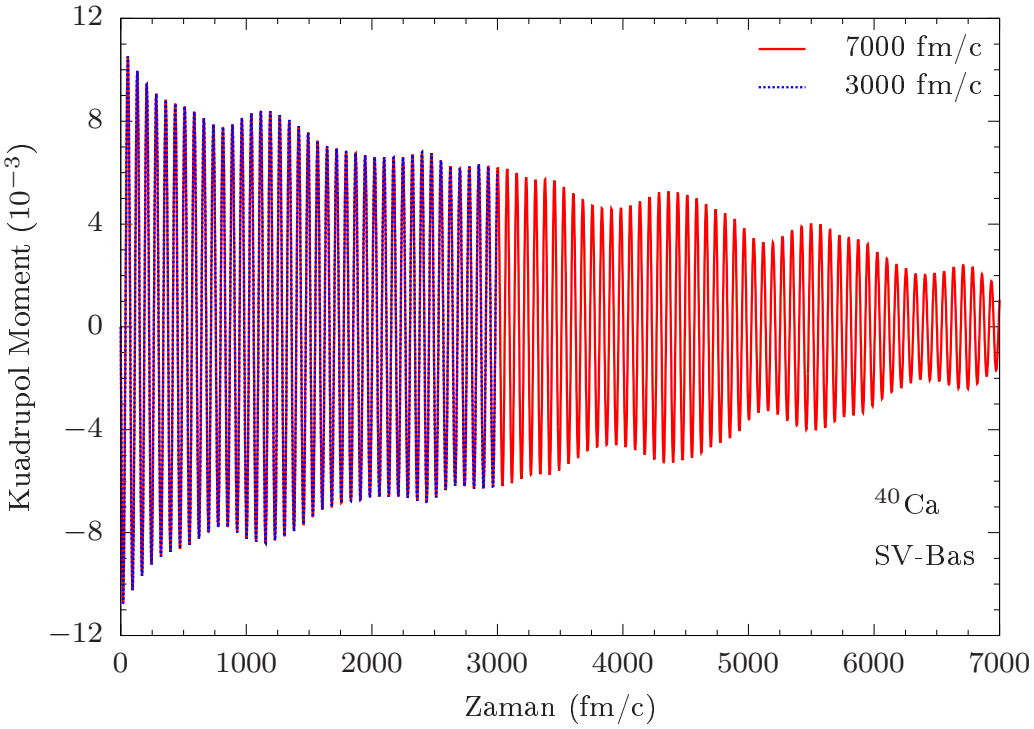
(b)



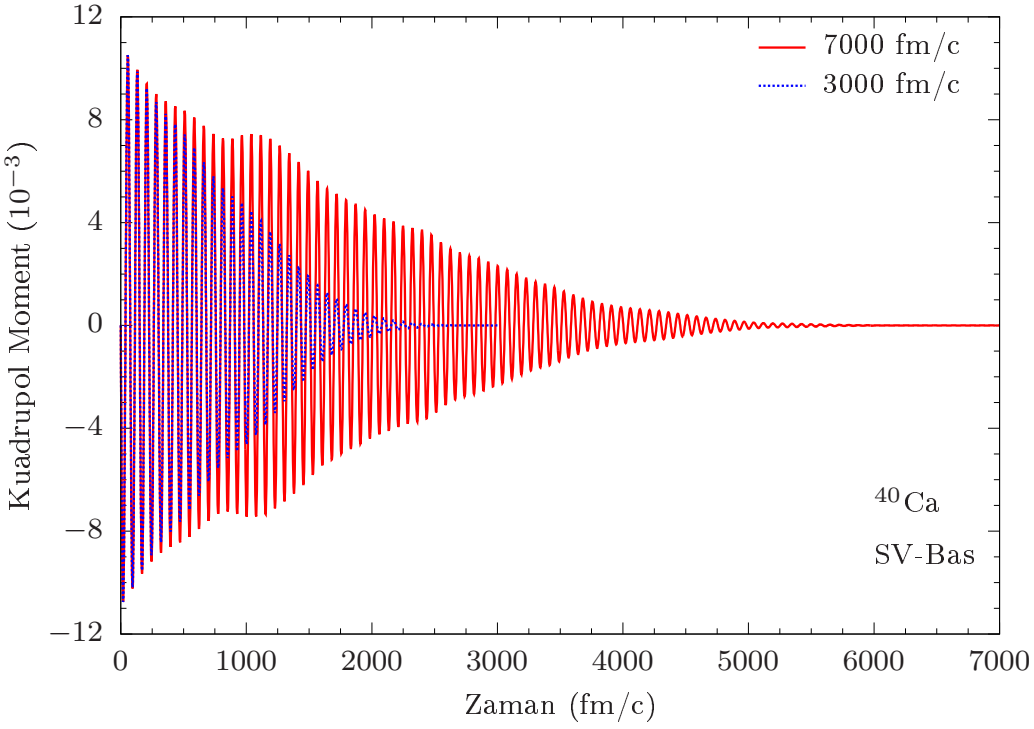

(c)

Şekil 5.7 $^{40}$Ca için SLy4 kuvveti için dış alan etkileşim süresini değiştirilerek; kuadrupol moment (a), kuadrupol momentin filtrelenmiş hali (b), kuadrupol gücünün ve uyarma enerjisinin karşılaştırılması (c)

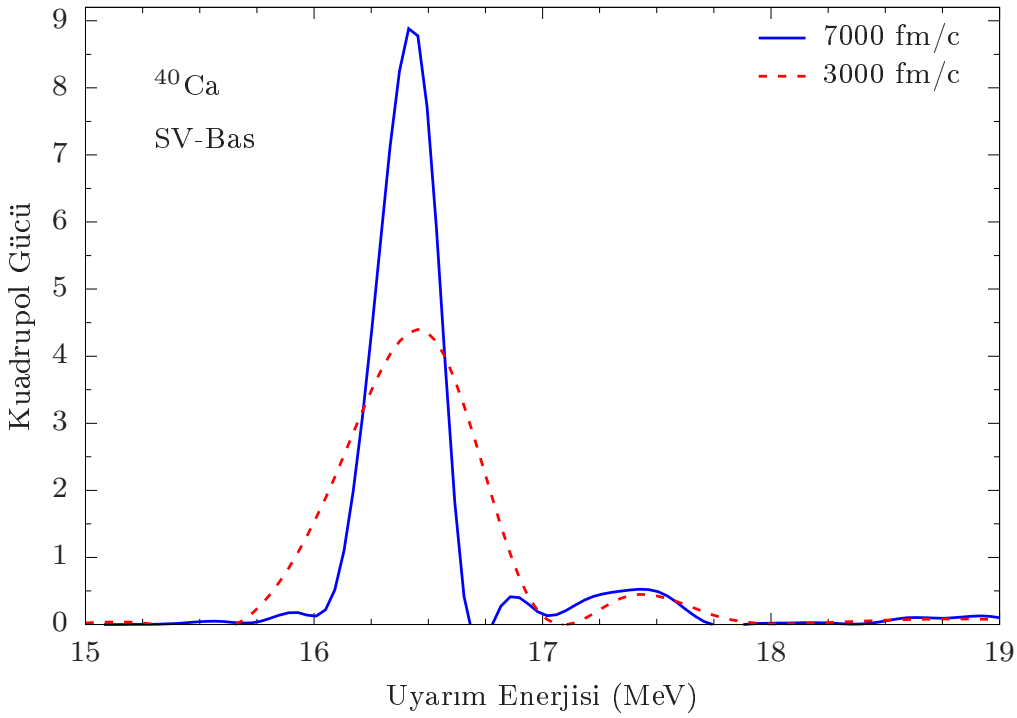
Şekil 5.7 $^{40}$Ca'ın SLy4 kuvveti ile analizidir. Burada kuadrupol moment salınımı (a) ve sönümlenmesi (b) diğer grafikte olduğu gibi verilen sürelerle uyumludur. Burada her iki dış alan etkileşim süresi içinde uyarma enerjisi değeri (c) tepe noktası değeri 17.4 MeV'dir. Ancak 7000 fm/c'de yarı yükseklikteki tam genişlik 0.3 MeV iken 3000 fm/c'de 0.8 MeV'dir.


12
8
4
0
−4
−8
−12
0
1000
2000
3000
4000
5000
6000
7000
Kuadrupol Moment ($10^{-3}$)
Zaman (fm/c)
7000 fm/c
3000 fm/c
$^{40}$Ca
SV-Bas

(a)


12
8
4
0
−4
−8
−12
0
1000
2000
3000
4000
5000
6000
7000
Kuadrupol Moment ($10^{-3}$)
Zaman (fm/c)
7000 fm/c
3000 fm/c
$^{40}$Ca
SV-Bas

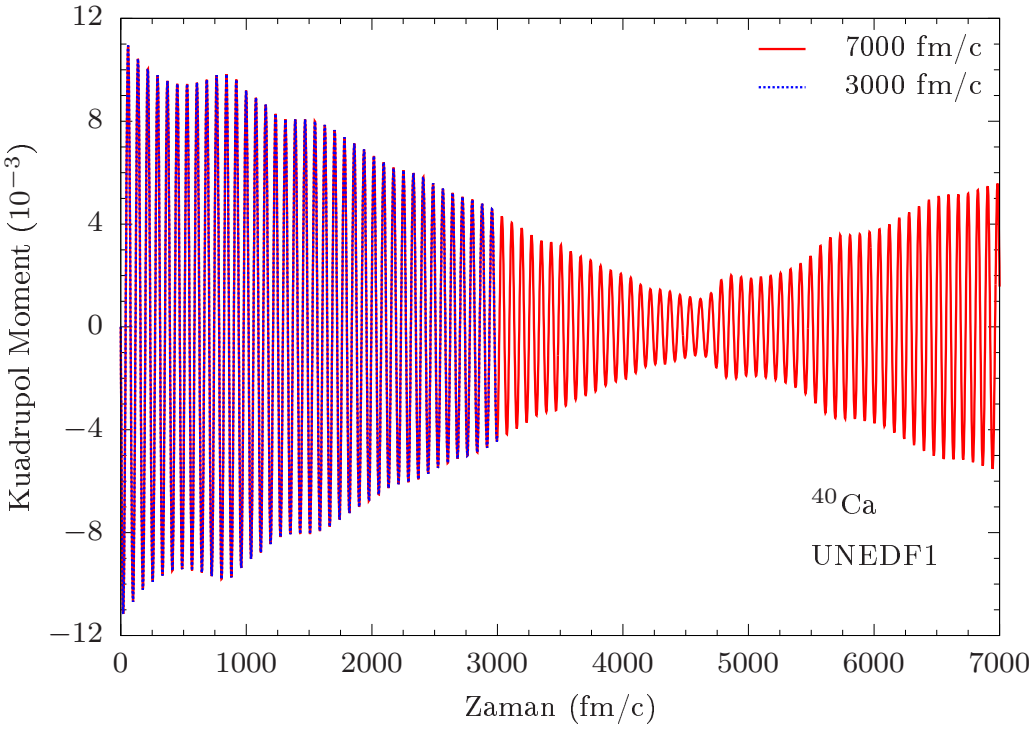
(b)



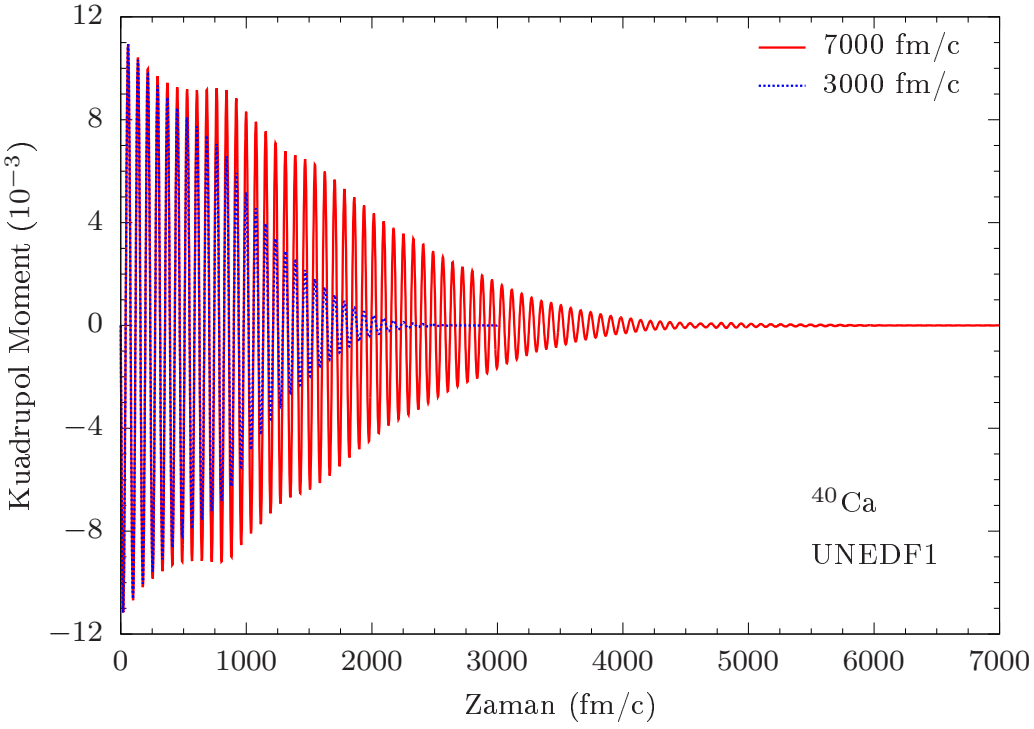

(c)

Şekil 5.8 $^{40}$Ca için SV-Bas kuvveti için dış alan etkileşim süresini değiştirilerek; kuadrupol moment (a), kuadrupol momentin filtrelenmiş hali (b), kuadrupol gücünün ve uyarma enerjisinin karşılaştırılması (c)

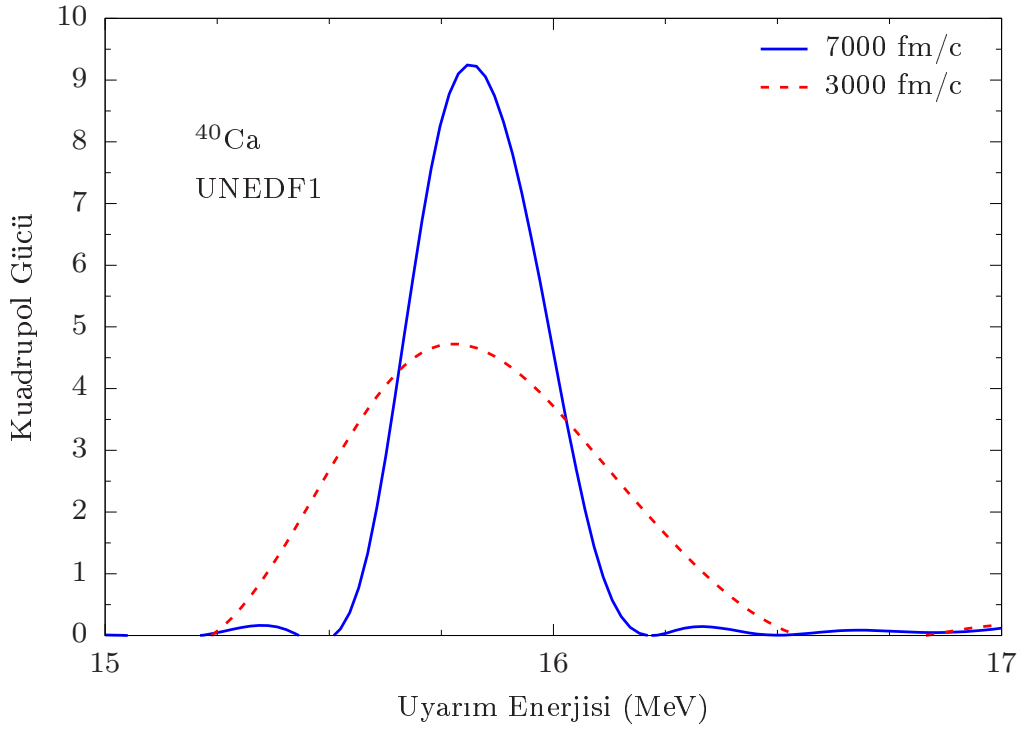
Şekil 5.8 SV-Bas kuvvetinde $^{40}$Ca Şekil 5.7'e benzer şekilde davranmıştır. 3000 fm/c'de uyarma enerjisi 16.6 MeV (yarı yükseklikteki tam genişlik 0.8 MeV), 7000 fm/c'de uyarma enerjisi 16.4 MeV (yarı yükseklikteki tam genişlik 0.3 MeV).


7000 fm/c
3000 fm/c
$^{40}$Ca
UNEDF1
Kuadrupol Moment ($10^{-3}$)
Zaman (fm/c)
12
8
4
0
−4
−8
−12
0
1000
2000
3000
4000
5000
6000
7000

(a)


7000 fm/c
3000 fm/c
$^{40}$Ca
UNEDF1
Kuadrupol Moment ($10^{-3}$)
Zaman (fm/c)
12
8
4
0
−4
−8
−12
0
1000
2000
3000
4000
5000
6000
7000

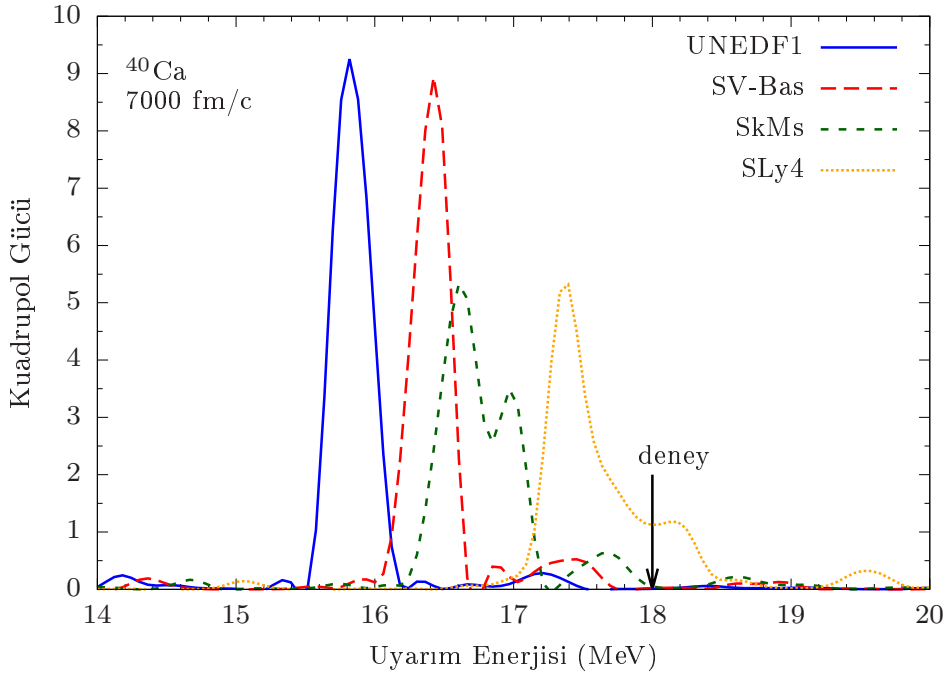
(b)



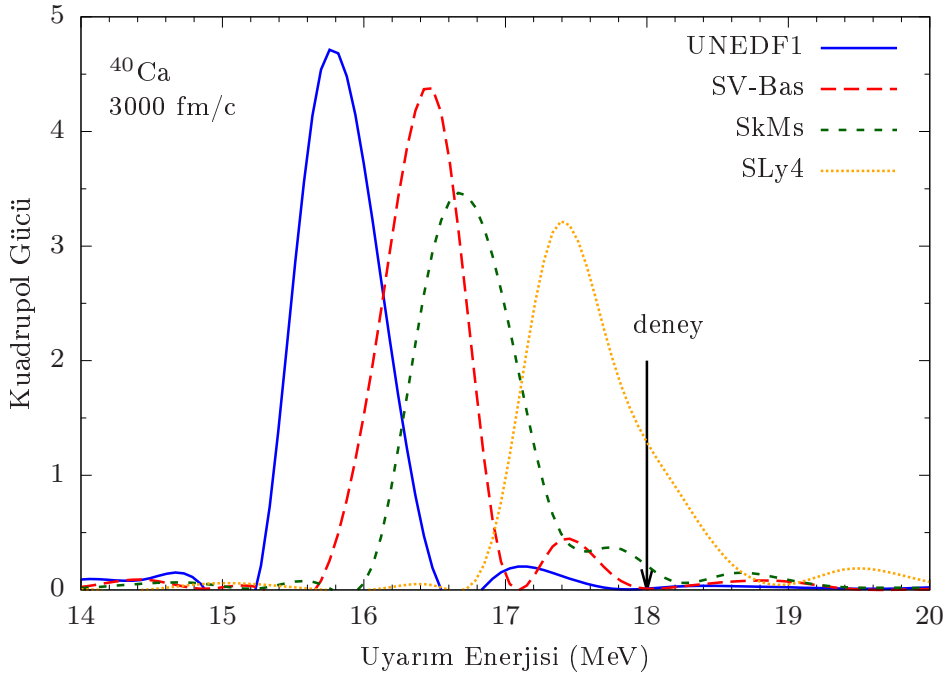

(c)

Şekil 5.9 $^{40}$Ca için UNEDF1 kuvveti için dış alan etkileşim süresini değiştirilerek; kuadrupol moment (a), kuadrupol momentin filtrelenmiş hali (b), kuadrupol gücünün ve uyarma enerjisinin karşılaştırılması (c)

Şekil 5.9 ise UNEDF1 kuvvetiyle $^{40}$Ca davranışı incelenmiştir. Uyarma enerjileri (c) 7000 fm/c'de 15.8 MeV (yarı yükseklikteki tam genişlik 0.5 MeV), 3000 fm/c'de 15.7 MeV (yarı yükseklikteki tam genişlik 1 MeV)'dir.




(a)




(b)

Şekil 5.10 $^{40}$Ca için SV-Bas, SLy4, SkMs, UNEDF1 kuvvetlerinin farklı dış alan etkileşim süresi ile kuadrupol gücünün ve uyarma enerjilerinin karşılaştırılması

Şekil 5.10 $^{40}$Ca'ın farklı Skyrme kuvvetleri ve farklı dış alan etkileşim süreleriyle uyarma gücü ve kuadrupol gücü karşılaştırılmıştır. En yüksek kuadrupol gücü UNEDF1 kuvvetinde görülmüştür. Her iki dış alan etkileşim süresi içinde uyarma güçleri benzer aralıklarda gözlemlenmiştir. Dış alan etkileşim süresi arttıkça tepe noktaları daha belirgin hale gelmiş ve tepe noktası genişliklerinin azaldığı gözlemlenmiştir.

Çizelge 5.3 $^{40}$Ca'nın farklı Skyrme kuvvetleriyle ve dış alan etkileşim süresi değiştirilerek hesaplanan kuadrupol momentin uyarma enerjileri, deneysel olarak hesaplanan uyarma enerjisi

| Skyrme Kuvvetleri | $^{40}$Ca (3000 fm/c) (MeV) | $^{40}$Ca (7000 fm/c) (MeV) | Deneysel Değer (MeV) |
|---|---|---|---|
| SkMs | 16.8 | 16.7, 17 | |
| SLy4 | 17.4 | 17.4 | 18 |
| SV-Bas | 16 | 16.4 | |
| UNEDF1 | 15.7 | 15.8 | |

Kalsiyumun deneysel uyarma enerjisi 18 MeV olarak hesaplanmıştır (Usman, vd. 2011). Dört farklı Skyrme kuvveti kullanılarak ve bu kuvvetleri farklı dış alan etkileşim süreleriyle etkileşimi karşılaştırılarak yapılan hesaplamarda deneysel uyarma enerjisine en yakın değer SLy4 kuvvetinde iki dış alan etkileşim süresinde görülmüştür (Çizelge 5.3).

# 6. SONUÇ

Ortalama alan modelleri, çekirdeklerin nükleer kararlılık vadisi boyunca statik ve dinamik özelliklerini incelemek için oldukça kullanışlı yaklaşımlardır. Bu çalışmada zaman bağlı Hartree-Fock (TDHF) yaklaşımını, farklı çekirdekler için uygulayarak güçlü nükleer kuvveti tanımlayan Skyrme efektif etkileşmesi parametrelerine bağlılığı incelenmiştir.

İlk olarak seçilen çekirdek ve belirlenen Skyrme gücü belirlenerek Sky3D koduyla seçilen çekirdeğin statik hesabı yapılmıştır. Statik hesap kullanılarak çekirdeğin dış alanla çok kutuplu etkisini ölçmek için çekirdeğin dinamik durum analizi yapılır. Bizim seçtiğimiz çekirdekler olan oksijen ve kalsiyum çekirdekleri için dört farklı Skyrme kuvveti seçilmiş ve hesaplamalar bu şekilde yapılmıştır. Bu çekirdekler için belirlenen her bir Skyrme kuvvetinin dış alanla etkileşimi değiştirilerek karşılaştırılmıştır. Grafiklerde görülüğü gibi kuadrupol momentin zamana bağlı salınımı ve sönümlenmesi analiz edilmiştir. Bu hesaplar dış alan etkileşim süreleri değiştirilerek yapılmıştır. Grafiklerde uyarma gücü ve kuadrupol gücünün dış alanla süresine bağlı olarak nasıl değiştiği ve bu değişimin farklı Skyrme kuvvetlerine göre değişimi görünmektedir. Oksijen ve kalsiyum çekirdekleri için dış alan etkileşim süresi değiştirilmiş, belirlenen dış alan etkileşim sürelerinin farklı Skyrme kuvvetlerine göre davranışı incelenmiştir. Sky3D kodu kullanılarak yapılan analizler sonucunda oksijen ve kalsiyum çekirdekleri için bulunan uyarma enerjileri, deneysel olarak bulunan uyarma güçleriyle uyumlu sonuçlar vermiştir. Oksijen çekirdeğinin analizi sonucunda deneysel uyarma enerjisiyle en uyumlu ve en yakın sonucu veren UNEDF1 kuvvetidir. Kalsiyum çekirdeğinin analizinde ise deneysel uyarma enerjisine en yakın ve en uyumlu kuvvet SLy4 kuvvetidir. Dış alan etkileşim süresi arttıkça uyarma güçlerinde tepe noktaları daha belirgin bir hale gelmiş ve tepe noktası genişlikleri azalmıştır. Oksijenin farklı Skyrme kuvvetleriyle yapılan uyarma güçlerinde birden fazla tepe noktası görülmüş ancak daha ağır bir çekirdek olan kalsiyum için farklı Skyrme kuvvetlerinde tüm grafiklerde uyarma güçleri tek tepe noktası olarak görülmüştür.

## KAYNAKLAR


Basdevant, J. L. ve Rich, J. Spiro, M. 2005. Fundamentals In Nuclear Physics: From Nuclear Structure to Cosmology, Springer, New York.

Baldwin, G. C. ve Klaiber,1947. G. S. Phys. Rev. 71 3; Phys. Rev. 73 (1948) 1156.

Bartel, J. ve Quentin, P. 1982. Nuclear Physics A386 79-100.

Bazin, D. 2012. Nuclear physics: Symmetrical tin, Nature, 486: 330-331.

Bender, M. , Heenen, P. H. ve Reinhard, P. G. 2003. Self-consistent meanfield models for nuclear structure, Rev. Mod. Phys. , 75: 121–180.

Betty, E. 2011. Nuclear Structure and Dynamics from the Fully Unrestricted Skyrme-Hartree-Fock Model. Doctoral thesis, University of Surrey (United Kingdom) - http://epubs.surrey.ac.uk/856605/ Suckling.

Bethe, H. A. ve Bacher, A. D. 1936. Rev. Mod. Phys. 8-82.

Bonche, P. ve vd. 1976. doi:10.1103/PHYSREVC.13.1226

Bothe,W. ve Gentner,W. Z. 1937. Phys. 106-236.

Bortignon, P. F. ve Bracco, A. ve Broglia, R. A. 1998. Giant Resonances, Routledge.

Chabanat, E. vd. 1995. Physica Scripta. Vol. T56, 231-233.

Chadwick, J. 1932. Possible Existence of a Neutron, Nature, 129: 312.

Clark, D. H. ve Stephenson, F. R. 1977. The Historical Supernovae, Pergamon.

Decharge, J. ve Gogny, D. 1980. “Hartree-Fock-Bogolyubov calculations with the D1 effective interaction on spherical nuclei”, Phys. Rev. C, 21: 1568–1593.

Harakeh, M. N. ve A. van derWoude. 2001. Giant Resonances Fundamental High-Frequency Modes of Nuclear Excistations Oxford University Press.

Harakeh, M. N. vd. 1977. Phys. Rev. Lett. 38-676; Nucl. Phys. A327 (1979) 373.

Iwata, Y. ve Maruhn, J. A. 2012. Energy density functional in nuclear physics - arxiv.org/abs/1211.2355.

Klüpfel, P. vd. 2009. Variations on a theme by Skyrme: A systematic study of adjustments of model parameters, Phys. Rev. C 79, 034310

Kortelainen, M. 2012. Phsiycal Review C 85, 024304.

Knopfle, K. T. vd. 1975. Evidence for the Isoscalar Giant Quadrupole Resonance in $^{16}$O. Physical Review Letters.

Krane, K. S. 1987 (3. Baskı) . ˙Introductory Nuclear Physics, John Wiley ve Sons.

Krivine, H. vd. 1980. Derivation of a fluid-dynamical lagrangian and electric giant resonances.

Mark, H. ve Wood, L. 1988. Energy in Physics, War and Peace A Festschrift Celebrating Edward Teller's 80th Birthday, Springer.

Myers, W. D. ve Swiatecki, W. J. 1969. Ann. Phys. 55-395; Ann. Phys. 84 (1974) 186.

Mould, R. F. 1993. A Century of X-Rays and Radioactivity in Medicine.

Pahlavani, M. R. 2015. The Nuclear Mean Field Theory and Its Application to Nuclear Physics- dx.doi.org/10.5772/60517.

Paetz, H. 2014. Nuclear Reactions. Springer.

Pitthan, R. ve Walcher, Th. 1971. Phys. Lett. 36B-563.

Reed B. C. 2014 (2. Baskı). The History and Science of the Manhattan Project, Springer.

Rutherford, E. 1911. The Scattering of a and b Particles by Matter and the Structure of the Atom, Philosophical Magazine Series 6, 21: 669-688.

Ring, P. ve Schuck, P. 1980. The Nuclear Many Body Problem, Springer.

Rosenbusch, G. ve Eekelen A. K. 2019. Wilhelm Conrad Röntgen: The Birth of Radiology

Schuetrumpf, B. vd. 2018. The TDHF code Sky3D version 1.1.

Skyrme, T. H. R. 1958. The effective nuclear potential, Nuclear Physics, 9:615 - 634.

Speth, J. 1991. Electric and Magnetic Giant Resonance in Nuclei, vol. 7, World Scientific, Singapore/River Edge.

Suhonen, J. 2007. From Nucleons to Nucleus Concepts of Microscopic Nuclear Theory, Springer.

Simenel, C. 2012. Nuclear quantum many body dynamics From collective vibrations to heavy-ion collisions - doi.org/10.1140/epja/i2012-12152-0.

Tremblay, A. M. 2008. A Refresher in Many Body Theory.

Usman, I. vd. 2011. Physics Letters B 698 191–195.

Weizsacker, C. F. Z. 1935. Phys. 96-431.

Williams, W. S. C. 1991. Nuclear and Particle Physics, Oxford.

# ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Uğur ÇÖRTENLİOĞLU
Doğum Yeri : Yenimahalle/ Ankara
Doğum Tarihi : 4 Ağustos 1991
Medeni Hali : Bekar
Yabancı Dil : İngilizce

## EĞİTİM BİLGİLERİ

Lise : Yahya Kemal Beyatlı Lisesi (2010)
Lisans : Ankara Üniversitesi Fen Fakültesi Astronomi ve Uzay Bilimleri (2017)
Yüksek Lisans : Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı ( Şubat 2019 - Mart 2021)