

**T.C.
AKDENİZ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**ALFA KÜMELENME POTANSİYELİYLE HAFİF ÇEKİRDEKLERİN
NÜKLEER YAPI ve REZONANT GÖZLENİRLERİNİN İNCELENMESİ**

Ramazan DAĞTAŞ

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI**

2016

T.C.
AKDENİZ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

ALFA KÜMELENME POTANSİYELİYLE HAFİF ÇEKİRDEKLERİN
NÜKLEER YAPI ve REZONANT GÖZLENİRLERİNİN İNCELENMESİ

Ramazan DAĞTAŞ

YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

Bu tez Türkiye Bilimsel ve Teknik Araştırma Kurumu (TÜBİTAK) (113F225 nolu proje), Akdeniz Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Koordinasyon Birimi ve Akdeniz Üniversitesi Nükleer Bilimler Uygulama ve Araştırma Merkezi (NUBA) tarafından desteklenmiştir.

2016

T.C.
AKDENİZ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

ALFA KÜMELENME POTANSİYELİYLE HAFİF ÇEKİRDEKLERİN
NÜKLEER YAPI ve REZONANT GÖZLENİRLERİNİN İNCELENMESİ

Ramazan DAĞTAŞ

YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

Bu tez .../.../2015 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oy birliği/oy çokluğu ile kabul/red edilmiştir.

Doç. Dr. Orhan BAYRAK

Doç. Dr. Yasemin KÜÇÜK

Doç. Dr. Asım SOYLU

ÖZET

ALFA KÜMELENME POTANSİYELİYLE HAFİF ÇEKİRDEKLERİN NÜKLEER YAPI ve REZONANT GÖZLENİRLERİNİN İNCELENMESİ

Ramazan DAĞTAŞ

Yüksek Lisans Tezi, Fizik Anabilim Dalı
Danışman : Doç. Dr. Orhan BAYRAK
Mayıs 2016, 70 sayfa

Bu çalışmada ^{20}Ne ve ^{24}Mg hafif çekirdeklerinin α - α çift katlı (alpha clustering double folding-ACDF) ve nükleon-nükleon (n-n) çift katlı (double folding-DF) potansiyel modeliyle dönme bandı uyarılma enerjileri, $B(E2 \downarrow)$ geçiş şiddetleri ve alfa bozunma genişlikleri sistematik olarak incelenmiştir. Burada söz konusu iki sistemin önce nükleer potansiyeli elde edilmiştir. Nükleer potansiyelleri elde edilen bu çekirdeklerin Schrödinger denklemini çözerek enerji ve bozunma genişliğini hesaplayan Gamow kodu yardımıyla pozitif çift pariteli dönme bandı uyarılma enerjileri hesaplanmıştır. ^{24}Mg çekirdeğinin enerji seviyelerini teorik sonuçlar ve diğer çalışmalarla karşılaştırmak için fotonükleer reaksiyon ile ^{25}Mg çekirdeğinden proton koparma deneyi gerçekleştirilmiştir. Yine aynı nükleer potansiyel kullanılarak bu iki sistem için $B(E2)$ geçiş şiddetleri eş zamanlı olarak elde edilmiştir. Yarı-klasik WKB (Wentzel-Kramers-Brillouin) yaklaşımı kullanılarak $^{16}\text{O}+\alpha$ ve $^{20}\text{Ne}+\alpha$ sistemlerinin alfa bozunma genişlikleri teorik olarak hesaplanmıştır. Bilindiği üzere etkin potansiyelde nükleer potansiyel belirsizdir. Bu çalışmanın temel motivasyonu nükleer potansiyeldeki belirsizliği en aza indirmektir.

ANAHTAR KELİMELER: Kümelenme modeli, Nükleer potansiyel, WKB, Alfa bozunma genişliği, Uyarılma enerjileri

JÜRİ: Doç. Dr. Orhan BAYRAK (Danışman)

Doç. Dr. Yasemin KÜÇÜK

Doç. Dr. Asım SOYLU

ABSTRACT

INVESTIGATION OF THE OBSERVABLES IN NUCLEAR STRUCTURE AND RESONANT OF LIGHT NUCLEI BY ALPHA CLUSTER POTENTIAL

Ramazan DAĞTAŞ

MSc Thesis, in Physics

Supervisor : Assoc. Prof. Dr. Orhan BAYRAK

May 2016, 70 pages

In this thesis, the rotational band excitation energies, electromagnetic transition strengths and the alpha decay widths with α - α double folding and $n - n$ double folding potential model for ^{20}Ne and ^{24}Mg light nuclei are investigated systematically. Firstly, we have determined the nuclear potentials between these nuclei. Then we have obtained the excitation energies with positive parity states by the help of the Gamow code that is calculated the energy and the alpha decay width of Schrödinger equation. In order to compare the energy levels of ^{24}Mg nucleus with the experimental results, it is performed the experiment of proton separation from ^{25}Mg nucleus. We have also determined $B(E2)$ transition strengths by using the same nuclear potential simultaneously. The alpha decay widths for $^{16}\text{O}+\alpha$ and $^{20}\text{Ne}+\alpha$ systems are investigated within the framework of the semi-classical WKB approximation. As is known the nuclear potential is ambiguous in the effective potential. The main motivation in this thesis is to minimize the ambiguity in the nuclear potential.

KEYWORDS: Cluster model, Nuclear potential, WKB, Alpha decay, Excitation energies

COMMITTEE: Assoc. Prof. Dr. Orhan BAYRAK (Supervisor)

Assoc. Prof. Dr. Yasemin KÜÇÜK

Assoc. Prof. Dr. Asım SOYLU

ÖNSÖZ

Son yıllarda nükleer yapı ve reaksiyon mekanizmalarını açıklamadaki başarısından dolayı alfa kümelenme modeli oldukça popüler bir konu haline gelmiştir. İkili kümelenme modeline göre, alfa ve kor çekirdek arasındaki etkileşme potansiyelinden hareketle ana çekirdeğin deneysel gözlenirlerini açıklamak mümkündür. Etkin potansiyelde tek bilinmeyen terim olan nükleer potansiyel fenomenolojik ve mikroskobik olarak modellenmektedir. Bu tez çalışmasının temel motivasyon kaynağı nükleer potansiyeldeki belirsizliği en aza indirmek ve ana çekirdeğin alfa-kor sistemi yerine iki etkileşen çekirdeğin yoğunluk dağılımı üzerinden alfa-alfa etkileşiminin integrali alınarak nükleer potansiyelin elde edilmesidir. Bu model alfa kümelenme çift katlı potansiyel (ACDF) modelidir. Ayrıca bu model literatürde reaksiyonlar haricinde nükleer yapı fiziği hesaplamalarında şimdiye kadar kullanılmamıştır. Dolayısıyla alfa kümelenme çift katlı potansiyeliyle ^{20}Ne ve ^{24}Mg hafif çekirdekleri için elde edilen nükleer potansiyeller kullanılarak teorik olarak elde edilen nükleer yapı ve rezonant gözlenirleri bu alanda çalışan deneysel nükleer fizikçilere katkıda bulunacaktır. Gerçekleştirdiğimiz teorik hesapların kendi ülkemizde ve kendi imkanlarımızla yapılacak deneysel sonuçlarla karşılaştırılacak olması ülkemizin deneysel nükleer fizik alanındaki gelişimi açısından oldukça önemli ve dikkat çekicidir. Gerçekleştirilen bu çalışma ileride aynı potansiyel modeli kullanılarak diğer hafif, orta-ağır ve ağır çekirdeklerin nükleer yapı ve rezonant gözlenirlerinin hesaplanmasında öncü bir rol oynamasını temenni ederim.

Yüksek lisans eğitimim boyunca her konuda yardım ve desteğini gördüğüm, yapmış olduğumuz tartışmalarla ufkumu açan, insani ve ahlaki değerleriyle örnek edindiğim, yanında çalışmaktan onur duyduğum ve ayrıca tecrübelerinden yararlanırken göstermiş olduğu hoşgörü ve sabırdan dolayı Akdeniz Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü Öğretim Üyesi değerli danışman hocam sayın Doç. Dr. Orhan BAYRAK'a en içten teşekkürlerimi sunarım. Ayrıca bu tez çalışmasının ortaya çıkmasında öncü olan, yapmış olduğumuz Tübitak projesi çalışmaları boyunca ilgi ve desteklerini esirgemeyen proje yürütücümüz Niğde Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü Öğretim Üyesi değerli hocam Doç. Dr. Asım SOYLU'ya sonsuz teşekkürlerimi sunarım. Işınlama ve analiz aşamasında bana yardımcı olan tüm NUBA grubu üyelerine teşekkürü bir borç bilirim.

Özel olarak desteklerini üzerimden hiç esirgemeyen, her anımda büyük bir özveriyle yanımda olan, sonsuz sabır, anlayış ve büyük fedakarlıklarla beni bugüne getiren değerli aileme sonsuz minnet ve şükranlarımı sunarım.

Bu tez çalışmasına yaptığı katkıyla Türkiye Bilimsel ve Teknik Araştırma Kurumu'na (TÜBİTAK) (Proje No: 113F225), Akdeniz Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Koordinasyon Birimi'ne ve Akdeniz Üniversitesi Nükleer Bilimler Uygulama ve Araştırma Merkezi'ne (NUBA) teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

| | |
|---|-----|
| ÖZET | i |
| ABSTRACT | ii |
| ÖNSÖZ | iii |
| İÇİNDEKİLER | iv |
| SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ | v |
| ŞEKİLLER DİZİNİ | vi |
| ÇİZELGELER DİZİNİ | vii |
| 1. GİRİŞ | 1 |
| 1.1. Kabuk Modeli | 2 |
| 1.2. Kolektif Model | 3 |
| 1.2.1. Nükleer titreşimler | 4 |
| 1.2.2. Nükleer dönmeler | 5 |
| 1.3. Kümelenme Modeli | 7 |
| 2. KURAMSAL BİLGİLER VE KAYNAK TARAMALARI | 9 |
| 2.1. Kuantum Tünelleme | 9 |
| 2.2. Alfa Kümelenme Modeli | 13 |
| 2.3. Alfa-Kor Etkileşimi | 15 |
| 2.3.1. Merkezci potansiyel | 15 |
| 2.3.2. Coulomb potansiyeli | 15 |
| 2.3.3. Nükleer potansiyel | 16 |
| 2.4. Fenomonolojik Yaklaşımlar | 16 |
| 2.4.1. Kare kuyu potansiyeli | 16 |
| 2.4.2. Cosh potansiyeli | 16 |
| 2.4.3. Hibrit potansiyel | 16 |

| | |
|---|----|
| 2.5. Mikroskobik Yaklaşımlar | 17 |
| 2.5.1. Çift katlı (double folding) potansiyel | 17 |
| 2.5.2. Tek katlı (single folding) potansiyel | 18 |
| 2.5.3. Alfa kümelenme çift katlı (alpha clustering double folding-ACDF) potansiyeli | 19 |
| 2.6. Alfa-Kor Yörünge Kuantum Sayısı | 20 |
| 2.7. Radyoaktif Bozunum | 20 |
| 2.8. Radyoaktif Bozunma Çeşitleri | 23 |
| 2.8.1. Alfa bozunumu | 23 |
| 2.8.2. Beta bozunumu | 24 |
| 2.8.3. Gama bozunumu | 26 |
| 2.9. WKB Metodu | 27 |
| 2.10. Elektromanyetik Geçiş Şiddeti | 30 |
| 2.10.1. Dipol geçişi | 32 |
| 2.10.2. Kuadrupol geçiş | 32 |
| 3. MATERYAL VE METOT | 33 |
| 3.1. Alfa-Alfa Çift Katlı Potansiyeli | 33 |
| 3.2. Nükleon-Nükleon Çift Katlı Potansiyeli | 34 |
| 3.3. Dönme Bantlarının Uyarılma Enerjileri | 34 |
| 3.4. $B(E2\downarrow)$ Geçiş Şiddeti | 36 |
| 3.5. Alfa Bozunma Genişliği | 37 |
| 4. BULGULAR | 39 |
| 4.1. Nükleer Potansiyel Elde Edilmesi | 39 |
| 4.2. ^{20}Ne Çekirdeği için Elde Edilen Sonuçlar | 40 |
| 4.3. ^{24}Mg Çekirdeği için Elde Edilen Sonuçlar | 42 |
| 4.3.1. Fotonükleer reaksiyonla elde edilen deneysel sonuçlar | 42 |

| | |
|---------------------------|----|
| 4.3.2. Yarıömür | 45 |
| 5. TARTIŞMA | 47 |
| 6. SONUÇ | 50 |
| 7. KAYNAKLAR | 51 |
| ÖZGEÇMİŞ | |



SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler

| | |
|-------------|----------------------|
| γ | Gama ışını |
| α | Alfa parçacığı |
| β^+ | Pozitron parçacığı |
| β^- | Elektron parçacığı |
| ν | Nötrino |
| $\bar{\nu}$ | Antinötrino |
| λ | Bozunum sabiti |
| ω | Açısal hız |
| \hbar | Planck sabiti |
| ρ | Yoğunluk |
| a | Difüzyon parametresi |
| e | Elektronun Yüğü |
| Z | Atom numarası |
| A | Kütle numarası |
| N | Nötron numarası |
| eV | Elektron Volt |
| keV | Kilo Elektron Volt |
| MeV | Mega Elektron Volt |
| fm | Femtometre |
| Bq | Becquerel |
| Be | Berilyum |
| C | Karbon |
| O | Oksijen |
| Ne | Neon |
| Mg | Magnezyum |
| Ti | Titanyum |
| Po | Polonyum |
| Rn | Radon |
| Ra | Radyum |

Kısaltmalar

| | |
|---------|---------------------------------------|
| e-LINAC | Klinik Lineer Hızlandırıcı |
| NUBA | Nükleer Araştırma ve Uygulama Merkezi |
| WKB | Wentzel-Kramers-Brillouin |
| M3Y | Michigan 3 Yukowa |
| DDM3Y | Density Dependent Michigan 3 Yukowa |

ŞEKİLLER DİZİNİ

| | | |
|------------|---|----|
| Şekil 1.1. | Küresel denge biçimli titreşen bir çekirdek. Zamana bağlı $R(t)$ koordinatı, θ, ϕ doğrultusundaki yüzey üzerinde bir noktayı göstermektedir (Krane 1987) | 5 |
| Şekil 1.2. | Bir çekirdeğin en düşük üç titreşim modu. Çizimler şeklin ortasından geçen bir düzlem üzerindeki kesitidir. Kesikli çizgiler küresel denge şeklini, kesiksiz çizgiler titreşen yüzeyin herhangi bir andaki biçimini göstermektedir (Krane 1987) | 5 |
| Şekil 1.3. | Kalıcı deformasyona sahip çekirdeklerin denge şekilleri (Krane 1987) | 6 |
| Şekil 1.4. | Çok parçacıklı bir sistemin ikili kümelenme modeli yardımıyla iki cisim problemine indirgenmesi ve α -bozunumunun Gamow modeli (Soylu 2016) | 8 |
| Şekil 2.1. | Potansiyel engeli (Atmaca 2013) | 9 |
| Şekil 2.2. | Çift katlı potansiyeli elde etmek için kullanılan koordinatlar (Soylu 2016) | 17 |
| Şekil 2.3. | Tek katlı potansiyelin şematik gösterimi Karakoç 2005 | 18 |
| Şekil 2.4. | α - α tipi potansiyelin şematik gösterimi (Soylu 2016) | 19 |
| Şekil 2.5. | Radyoaktif bozunma yasası (Radioactivity 2005) | 22 |
| Şekil 2.6. | Aktifliğin üstel değişimi (Holbert 2006) | 23 |
| Şekil 2.7. | Gama bozunum şeması (Akkoyun 2006) | 27 |
| Şekil 2.8. | Potansiyel etkisindeki parçacığın yarı klasik temsili (İbrahim 2009) | 29 |
| Şekil 2.9. | Alfa-kor çekirdek arasındaki etkin potansiyel (İbrahim 2009) . . . | 30 |
| Şekil 3.1. | $\alpha - \alpha$ tipi potansiyelin şematik gösterimi (Soylu 2016) | 33 |
| Şekil 3.2. | $n - n$ tipi potansiyelin şematik gösterimi (Soylu 2016) | 34 |
| Şekil 3.3. | 18 MeV elektrondan üretilen Bremsstrahlung foton dağılımı (Boztosun vd 2015) | 36 |
| Şekil 3.4. | ^{25}Mg çekirdeğinin ışınlanması sonucu meydana gelecek reaksiyonların şematik gösterimi (Nudat 2013) | 36 |
| Şekil 4.1. | ^8Be çekirdeğinin yoğunluğu | 40 |

| | | |
|------------|---|----|
| Şekil 4.2. | ^{12}C çekirdeğinin yoğunluğu | 40 |
| Şekil 4.3. | ^{20}Ne çekirdeğinin nükleer potansiyeli | 41 |
| Şekil 4.4. | ^{24}Mg çekirdeğinin nükleer potansiyeli | 42 |
| Şekil 4.5. | ^{24}Mg çekirdeğinin enerji spektrumu | 44 |
| Şekil 5.1. | ^{20}Ne çekirdeğinin pozitif pariteli durumlar için enerji eğimi | 48 |
| Şekil 5.2. | ^{24}Mg çekirdeğinin pozitif pariteli durumlar için enerji eğimi | 49 |



ÇİZELGELER DİZİNİ

| | |
|--|----|
| Çizelge 2.1. Bazı kararsız izotopların yarı-ömürleri (Radioactivity 2005). | 22 |
| Çizelge 2.2. β -bozunum örnekleri (Krane 1987) | 26 |
| Çizelge 2.3. Işıma türleri ve geçişler (Bozkurt 2012) | 31 |
| Çizelge 4.1. ^8Be ve ^{12}C çekirdekleri için hesaplanan nükleer yoğunluk parametre değerleri. | 39 |
| Çizelge 4.2. ^{20}Ne çekirdeği nükleer potansiyel derinlik ve λ normalizasyon parametresi. | 40 |
| Çizelge 4.3. ^{20}Ne çekirdeği dönme bandı uyarılmış enerji seviyeleri. (a) $^{12}\text{C} + ^8\text{Be}$, (b) $^{16}\text{O} + \alpha$ | 41 |
| Çizelge 4.4. ^{20}Ne çekirdeği B(E2 \downarrow) geçiş şiddeti. (a) $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ (c) $^{20}\text{Ne} + \alpha$ | 41 |
| Çizelge 4.5. $^{16}\text{O} + \alpha$ sistemi alfa bozunma genişliği. | 41 |
| Çizelge 4.6. ^{24}Mg çekirdeği nükleer potansiyel derinlik ve λ normalizasyon parametresi. | 42 |
| Çizelge 4.7. ^{24}Mg çekirdeği dönme bandı uyarılmış enerji seviyeleri. (a) $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, (b) $^{16}\text{O} + ^8\text{Be}$, (c) $^{20}\text{Ne} + \alpha$ | 44 |
| Çizelge 4.8. ^{24}Na için yarı ömür değerleri. NUDAT değeri 14.997 ± 0.12 saat şeklindedir. | 45 |
| Çizelge 4.9. ^{24}Mg çekirdeği B(E2 \downarrow) geçiş şiddeti. (a) $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, (b) $^{16}\text{O} + ^8\text{Be}$, (c) $^{20}\text{Ne} + \alpha$ | 46 |
| Çizelge 4.10. $^{20}\text{Ne} + \alpha$ sistemi alfa bozunma genişliği. | 46 |

1. GİRİŞ

Nükleer Fizik, Becquerel'in 1896 yılında radyoaktifliği keşfetmesi veya Rutherford'un 1911 yılında çekirdeğin varlığını ileri süren hipotezi ile başlar. Nükleer fizikteki deneysel ve teorik çalışmalar 20.yüzyıl fiziğinin gelişmesinde önemli bir rol oynamaktadır. Bu çalışmaların sonucu olarak günümüzde çekirdeğin yapısını ve özelliklerini daha iyi anlamaktayız. Bununla birlikte nükleer fiziğin çok önemli temel problemlerinden bazıları henüz çözülememiştir. Örneğin, çekirdekteki nükleonları bir arada tutan nükleer kuvvetlerin yapısı tam olarak açıklanamamıştır. Ayrıca çok sayıda nükleona sahip bir çekirdeğin mikroskobik olarak tam bir tanımlamasını yapmak bugünkü nükleer fiziğin ulaştığı kapasitenin ötesindedir ve nükleer modeller cinsinden daha basit bir analizle incelenmesi gerekir. Çekirdek proton ve nötronlardan oluştuğu için gerçek anlamda çekirdeğin yapısını anlamak için sahip olduğu bütün nükleonların birbirleriyle olan etkileşimleri iyi bir biçimde tanımlamak ve bunları hesaplamalara bir şekilde dahil etmek gerekir. Genelde bu zor bir iştir, bunun yerine daha basit olan Kolektif, Kabuk, Kümelenme gibi modeller kullanılarak 4N yapıya sahip (N: tam sayı) çekirdek gibi çok parçacığa sahip karmaşık yapı incelenebilir (Ikeda vd 1968, Wheeler 1937). Alfa kümelenme modeli de bu modellerden biridir. Alfa bozunmasının keşfi ile alfa parçacığının yüksek bağlanma enerjisine (yaklaşık 28 MeV) sahip olması, çekirdek içerisinde alfa parçacıklarının daha önceden var olabileceği fikrinin ortaya çıkmasına yol açmıştır (Gamow 1930). Daha sonra bu fikir hafif çift-çift çekirdeklerin (^8Be , ^{12}C , vb.), çift-çift olmayan çekirdeklerden daha yüksek bir bağlanma enerjisine sahip olmasının ortaya konmasıyla desteklenmiştir. Bu fikirlerin hepsi 1930'ların sonlarında alfa kümelenmesi modelinin geliştirilmesine yol açmıştır (Wheeler 1937). 1968 yılında, Ikeda ve arkadaşları kümelenme yapısı üzerine bir makale yayınladılar (Ikeda vd 1968). Bu makalede, özel bir kümelenme konfigürasyonun, kümelenme bozunması eşiğine karşı gelen enerji bölgesine yakın olan enerjide (ve bazen biraz daha aşağıda) baskın olabileceği önerildi. Bu basitleştirme, bir çekirdeğin kümeyi salmak için gereken en küçük iç yapısını oluşturmayı sağlayacak şekilde bulunma eğiliminde olmasından kaynaklanmaktadır. Bu çalışmaların akabinde, teorik metotlardaki gelişmeler, daha ağır çekirdekler için hassas kuantum mekaniksel hesaplamaların yapılmasına izin verdi. Bunlar, alfa parçacıklarının çekirdeğin yüzeyinde bulunabileceği önerisini ortaya çıkardı (Brink 1966) ve bu fikirden yola çıkılarak ikili kümelenme modeline göre bir çekirdek; kor etrafında dolanan alfa parçacığı şeklinde tanımlanabildi (yani ^{24}Mg çekirdeği, ^{20}Ne çekirdeği koru etrafında dönen bir alfa parçacığı olarak tanımlanabilir). Buna göre, sistem iki cisim arasındaki etkin potansiyelin hesaplanıp ve bunların bağlı hareketi için Schrödinger denkleminin çözülmesiyle incelenebilir. $^{16}\text{O} \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha$ gibi sistemlere uygulanan hesaplamalar alfa bozunma genişliği ve rms yarıçapı gibi deneysel ölçümlerin sonuçlarını oldukça iyi bir biçimde üretebilmiştir (Buck vd 1975). Diğer taraftan, literatürde reaksiyon fiziği haricinde çekirdeklerin alfa-alfa çift katlı kümelenme modeli potansiyeli incelenmesi ile ilgili sistematik bir çalışma yoktur. Bu tez

çalışmasında alfa-alfa çift katlı nükleon-nükleon çift katlı potansiyel modeli ile elde edilen nükleer potansiyeller kullanılarak ^{20}Ne ve ^{24}Mg çekirdeklerinin dönme bandı uyarılma enerjileri (E_R), elektromanyetik geçiş şiddetleri $B(E2)$ ve alfa bozunma genişlikleri sistematik olarak incelenmiştir.

Bölüm 2'de Kuantum tünelleme, kümelenme modeli ve bu modelde alfa kor etileşimi anlatılmıştır. Bu model kapsamında nükleer potansiyel için mikroskobik ve fenomenolojik yaklaşımlar detaylı olarak açıklanmıştır. Ayrıca radyoaktif bozunum çeşitleri ayrı ayrı incelenmiştir. Bir boyutta zamandan bağımsız Schrödinger denkleminde yaklaşık çözümler üretmek için kullanılan ve yarı-klasik yaklaşım olan WKB (Wentzel-Kramer-Brillouin) metodu ve enerji seviyeleri arası elektromanyetik geçiş şiddetleri anlatılmıştır.

Bölüm 3'te ^{20}Ne çekirdeği $^{12}\text{C} + ^8\text{Be}$ ve $^{16}\text{O} + \alpha$; ^{24}Mg çekirdeği ise $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, $^{16}\text{O} + ^8\text{Be}$ ve $^{20}\text{Ne} + \alpha$ şeklinde modellenerek bu sistemlerin nükleer potansiyelleri elde edilmesi anlatılmıştır. Bu nükleer potansiyellerden hareketle bu sistemlerin nükleer yapı gözlenirleri olan dönme bandı uyarılma enerjileri ve $B(E2)$ geçiş şiddetleri, nükleer rezonant gözleniri olan alfa bozunma genişliğinin hesaplama metodu açıklanmıştır.

Bölüm 4'te Bölüm 3'te anlatılan sistemlerin elde edilen nükleer potansiyellerin parametreleri, dönme bandı uyarılma enerjileri, $B(E2)$ geçişleri ve alfa bozunma genişlikleri çizelge ve şekillerle sunulmuştur. Ayrıca fotonükleer reaksiyonla proton koparma deneyi gerçekleştirilerek ^{24}Mg çekirdeğinin enerji seviyeleri analizi yapılmış, sonuçlar grafik ve çizelgeyle sunulmuştur.

Bölüm 5'te bir önceki bölümde çizelge ve grafiklerle sunulan tüm sonuçlar grafiklerle yorumlanmış ve sonuçlar tartışılmıştır.

1.1. Kabuk Modeli

Kabuk (shell veya tabakalı) modeli üzerine kurulan atom teorisi, atom yapısının karmaşık ayrıntılarını açıklamakta çok büyük başarı sağlamıştır. Bu nedenle nükleer fizikçiler, nükleer yapı probleminin çözümü ve çekirdeklerin özelliklerinin açıklanmasında benzer bir teorinin kullanılmasının yararlı olacağını düşünmüşlerdir. Atomik kabuk modelinde, kabuklar giderek artan enerjili elektronlarla Pauli prensibine uyacak biçimde doldurulur. Bu şekilde tamamen dolu kabuklardan oluşan bir eylemsiz kor ve birkaç değerlik elektronları elde edilir: bu durumda model, atomik özelliklerin esas olarak değerlik elektronları tarafından belirlendiğini varsayar. Atomik sistemlerin bazı ölçülen özellikleri modelin kestirdiği değerlerle karşılaştırıldığında büyük bir uyum içinde olduğu görülür. Özellikle bir alt kabuk içinde atomik özelliklerde benzer ve düzgün değişimler görüldüğü halde bir alt tabakayı doldurup bir sonrakine geçildiğinde oldukça ani ve çarpıcı değişimler görülür. Bu model nükleer yapıya uygulanmaya çalışıldığında, hemen hemen birçok güçlkle karşılaşılır. Atomik durumda potansiyel, çekirdeğin

Coulomb alanı ile sağlanır: alt kabuklar (yörüngeler) bir dış kaynak tarafından oluşturulur. Schrödinger denklemi bu potansiyel için çözülebilir ve elektronların yerleştirilebileceği alt kabukların enerjileri hesaplanabilir. Çekirdekte ise böyle bir dış kaynak yoktur. Nükleonlar kendilerinin yarattığı bir potansiyel içinde hareket ederler. Proton ve nötronun ayırma enerjileri yarı deneysel bağlanma enerjisi formülü ile hesaplanan değerlerden sapmalar göstermesi, nükleer kabukların varlığını destekleyen kanıtlardan biridir. Ayrılma enerjisi, atomik iyonlaşma enerjisi gibi N veya Z ile düzgün olarak artar. Ayrılma enerjilerindeki ani ve kesikli davranışlar aynı proton ve nötron sayılarında ortaya çıkar. Bu sayılara (N veya $Z = 2, 8, 20, 50, 82$ ve 126) sihirli sayılar denir. Çekirdeğin kabuk modeli, sihirli sayıların varlığını ve bazı diğer çekirdek özelliklerini, nükleonların bir ortak kuvvet alanındaki davranışlarıyla açıklama yönünde bir girişimdir (Krane 1987). Kabuk modelini geliştirmede ilk adım potansiyelin seçimidir. $2, 8, 20, 28, 50, 82$ ve 126 sihirli sayıları kabuk modelinin gelişiminde önemli rol oynar. Bu sayıları elde etmek, kabuk modeline kare kuyu ile harmonik salıncı arasındaki şekle benzer bir potansiyelle başlanır (Koçak 2005). Bu potansiyel gerçekçi fakat karmaşık olan Woods-Saxon potansiyelidir. Nükleer potansiyel ortalama R yarıçapının ötesinde düzgün olarak sifıra yaklaşır. Woods-Saxon potansiyeli denklem (1.1),

$$V(r) = -\frac{V_0}{1 + \exp[(r - R)/a]}, \quad (1.1)$$

ile verilir. Burada ortalama yarıçap $R = r_0 A^{1/3}$, $r_0 = 1.2$ fm ve difüzyon parametresi $a = 0.524$ fm seçilir (Aytakin 2010). V_0 kuyu derinliği, uygun ayrılma enerjilerini verecek şekilde ayarlanır ve 50 MeV civarındadır. Kabuk kuramı $\vec{L} \cdot \vec{S}$ çiftleniminin sadece l değerlerinin küçük olduğu en hafif çekirdekler için geçerli olduğunu kabul eder. Bu modelde, ilgili parçacıkların S_i içsel spin açısıl momentumları, bir S toplam spini oluşturmak üzere birbirleriyle eşleşirler. L_i yörünge açısıl momentumları, bunlardan ayrı olarak bir L toplam yörünge momentumu oluşturmak üzere birbirleriyle bağlaşırlar. Daha sonra S ve L , birbiriyle bağlaşılarak, büyüklüğü $\sqrt{J(J+1)}\hbar$ olan bir J toplam açısıl momentumunu oluştururlar. 1949 yılında Mayer, Suess ve Jensen potansiyele bir spin-yörünge etkileşme terimi ekleyerek, Schrödinger denkleminin çözümünden tüm sihirli sayıları elde etmişlerdir. Bu durumda Schrödinger denklemi (1.2),

$$\hat{H}\Psi = \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V_0(r) + V_{s.o}(r)\vec{l} \cdot \vec{s} \right] \Psi = E\Psi, \quad (1.2)$$

şeklinde ifade edilir.

1.2. Kolektif Model

Aage Bohr ve Ben Mottelson tarafından ortaya atılan Kolektif model daha önce anlatılan sıvı damlası ve kabuk modelin birleştirilmesi sonucu oluşmuş, başarılı

sonuçlar veren bir modeldir. Bu modelde; kabuk modelinde görülen, çekirdeklerin manyetik ve kuadropol momentlerini belirlemedeki eksiklikleri ve bazı çekirdeklerin uyarılmış enerji seviyeleri için beklenen değerlerinde meydana gelen hatalar giderilir (Coban 2013). Bunun yanında çift-çift olmayan bütün çekirdeklerin küresel olmayan şekilleri ile dönen bir çekirdeğin merkezkaç kuvvetinden doğan şekil bozukluklarını da hesaba katar. Bu modele göre bütün nükleonlar ortak bir eksen etrafında dönerek çekirdek spinine katkıda bulunurlar. Dönen bir cismin kinetik enerjisi denklem (1.3),

$$E = \frac{1}{2}I\omega^2, \quad (1.3)$$

ile verilir. Burada I dönme eksenine göre cismin eylemsizlik momentidir. Açısal momentum ve açısal momentum kuantum sayısı cinsinden bu enerji (1.4),

$$L = I\omega \rightarrow E = \frac{L^2}{2I} = \frac{\hbar^2}{2I}L(L+1), \quad (1.4)$$

bağıntısına sahip olur. L kuantum sayısının artışı, çekirdeğin dönme kinetik enerjisinin artışı anlamına gelir ve nükleer uyarılmış durumlar "dönme bandı" olarak bilinen bir dizi oluşturur. Örneğin, çift- Z ve çift- N 'li bir çekirdeğin taban durumu daima 0^+ durumudur ve çekirdeğin ayna simetrisi, bu özel durumdaki dönme düzeyleri dizisini n 'nin çift değerleri ile sınırlar. Dolayısıyla, $n=0, 2, 4, 6, \dots$ değerlerini alır. Ancak hesaplanan enerji değerleri tamamen doğru değerleri vermemektedir. Bunun nedeni olarak, çekirdeğin sabit bir eylemsizlik momentine sahip katı bir cisim gibi değil de, bir nükleonlar akışkanı gibi davranmasından kaynaklandığı düşünülmektedir. İki tür kolektif yapıdan söz etmek mümkündür. Bunlar nükleer titreşimler ve nükleer dönmelerdir.

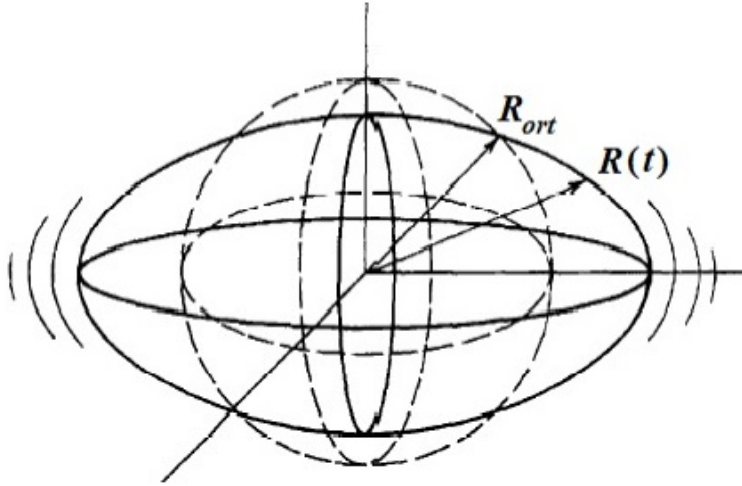
1.2.1. Nükleer titreşimler

Çekirdeği, yüksek frekanslarda titreşen bir sıvı damlası gibi düşünmek problemin anlaşılmasında kolaylık sağlar. Ortalama şekil küreseldir ancak, herhangi bir andaki şekil küresel değildir.

Şekil 1.1'de gösterildiği gibi nükleer yüzey üzerindeki herhangi bir (θ, ϕ) noktasının $R(t)$ koordinatını $Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)$ küresel harmonikler cinsinden vermek işlemlerde kolaylık sağlar (Krane 1987). Her küresel harmonik bileşeni $\alpha_{\lambda\mu}(t)$ genliğine sahiptir.

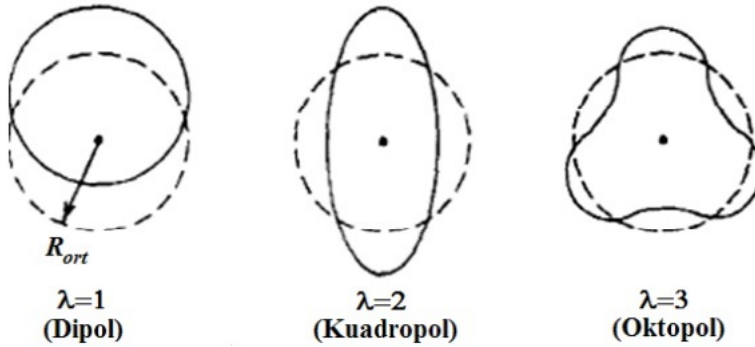
$$R(t) = R_{ort} + \sum_{\lambda \geq 1} \sum_{\mu = -\lambda}^{+\lambda} \alpha_{\lambda\mu}(t) Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi), \quad (1.5)$$

$\alpha_{\lambda\mu}$ 'lar tamamen keyfi değildir; yansıma simetrisi $\alpha_{\lambda\mu} = \alpha_{\lambda, -\mu}$ eşitliğinin sağlanmasını



Şekil 1.1. Küresel denge biçimli titreşen bir çekirdek. Zamana bağlı $R(t)$ koordinatı, θ, ϕ doğrultusundaki yüzey üzerinde bir noktayı göstermektedir (Krane 1987)

gerektirir. Ayrıca nükleer akışkanın sıkıştırılmaz olduğunu varsayarsak başka sınırlandırmalar da uygulanır. Sabit ($\lambda = 0$) terim, R_{ort} , ortalama yarıçaptır ve $R_0 A^{1/3}$ 'e eşittir. Tipik bir $\lambda = 1$ titreşimi, dipol titreşimi olarak bilinir ve Şekil 1.2'de gösterilmiştir. Bu titreşimde kütle merkezi yer değiştirdiği için bu titreşim ele alınmaz. Bu nedenle bundan sonraki en düşük titreşim modu olan $\lambda = 2$ (kuadropol) titreşimi ele alınır (Coban 2013). Elektromanyetizmanın kuantum teorisine benzer olarak, yani elektromanyetik enerjinin bir birimine foton dendiği gibi, titreşim enerjisinin bir kuantumuna da fonon denir.



Şekil 1.2. Bir çekirdeğin en düşük üç titreşim modu. Çizimler şeklin ortasından geçen bir düzlem üzerindeki kesitidir. Kesikli çizgiler küresel denge şeklini, kesiksiz çizgiler titreşen yüzeyin herhangi bir andaki biçimini göstermektedir (Krane 1987)

Mekanik titreşimler ürettiğimiz zaman, eşdeğer olarak titreşim fononları ürettiğimizi söyleyebiliriz. Örneğin bir $\lambda = 2$ nükleer titreşimin birimi bir kuadropol fonondur.

1.2.2. Nükleer dönmeler

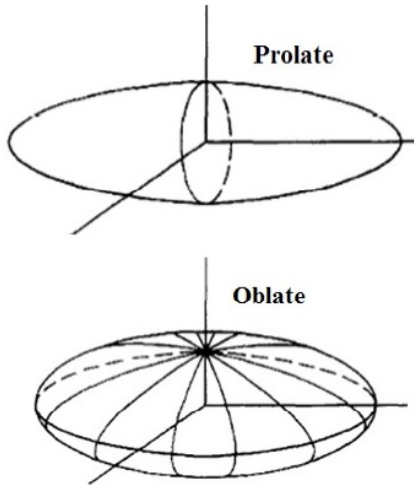
Nükleer dönme hareketi sadece denge şekli küresel olmayan çekirdeklerde gözlenebilir. Bu çekirdekler, küresel şekilden önemli ölçüde sapmalara sahip olabilirler ve deforme çekirdekler olarak adlandırılırlar. Bunlar, $150 < A < 190$ ve $A > 220$ (nadir toprak elementleri ve aktinitler) kütle bölgelerinde bulunurlar. Bu bölgedeki tek-kütle numaralı kuadrupol momentlerinin beklenmedik derecede büyük olduğunu göstermektedir. Bu çekirdeklerin ortak şekilleri dönen bir elipsoiddir (Şekil 1.3) ve bu elipsoidlerin yüzeyi,

$$R(\theta, \phi) = R_{ort} \left[1 + \beta Y_{20}(\theta, \phi) \right], \quad (1.6)$$

denklemleri ile tanımlanır. Yüzey ϕ 'den bağımsız olduğu için çekirdek silindirik simetriye sahiptir. β deformasyon parametresi, elipsin eksantrisitesine

$$\beta = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{\pi}{5}} \frac{\delta R}{R_{ort}}, \quad (1.7)$$

bağıntısı ile bağlıdır. Burada δR elipsin büyük yarıeksenine ile küçük yarıeksenine arasındaki farktır. Genellikle $R_{ort} = R_0 A^{1/3}$ alınır. Yaklaşım tamamen doğru değildir, çünkü denklem (1.7) ile tasvir edilen çekirdeğin hacmi tam olarak $\frac{4}{3}\pi R_{ort}^3$ değildir. Denklem (1.7)'nin simetri eksenine, θ 'ya göre tanımlanan referans eksenidir. $\beta > 0$ olduğu zaman çekirdek *prolate* bir elipsoid, $\beta < 0$ olduğu zaman ise bir *oblate* elipsoid şeklindedir (Krane 1987).



Şekil 1.3. Kalıcı deformasyona sahip çekirdeklerin denge şekilleri (Krane 1987)

Dönen bir cismin kinetik enerjisi $\frac{1}{2}I\omega^2$ dir. Burada I , cismin eylemsizlik momentidir.

Açısal momentum cinsinden $l = I\omega$, enerji $l^2/2I$ dır. l 'nin kuantum mekaniksel değerini alırsak ve L ile açısal momentum kuantum sayısını gösterirsek

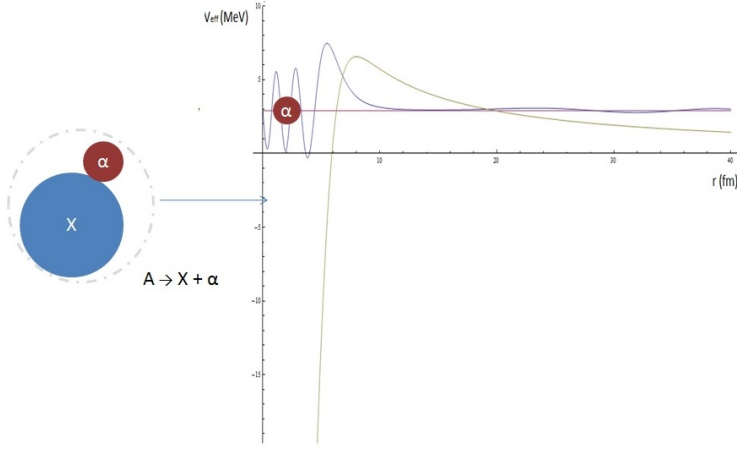
$$E = \frac{\hbar^2}{2I}L(L + 1), \quad (1.8)$$

(1.8) bağıntısı dönen bir cismin kuantum mekaniğindeki enerjisini verir. L kuantum sayısının artışı, çekirdeğe dönme enerjisi ilave edilmesine karşılık gelir ve nükleer uyarılmış durumlar -dönme bandı- olarak bilinen bir dizi oluşturur. (Moleküllerdeki uyarılmış durumlar da dönme enerji bandları oluşturur. Bunlar molekülün kütle merkezi etrafında dönmelerine karşılık gelir.) Bir çift- Z , çift- N 'li çekirdeğin taban durumu daima bir 0^+ durumudur ve çekirdeğin ayna simetrisi bu özel durumdaki dönme düzeyleri dizisini L 'nin çift değerlerine sınırlar. Dolayısıyla $L^\pi = 0^+, 2^+, 4^+, \dots$ için $E(0^+) = 0, E(2^+) = 6\hbar^2/2I, E(4^+) = 20\hbar^2/2I, ..$ ve böylece devam eder.

1.3. Kümelene Modeli

Kümelene modeli, genellikle çekirdeklerin alt yapılarının nükleonlar yerine daha büyük çekirdeklerden oluşan kümelene yapılar şeklinde olduğu fikrini öne sürmektedir. Son yıllarda, nükleer yapı ve reaksiyon mekanizmalarını açıklamadaki başarısından dolayı alfa kümelene modeli oldukça ilgi çeken bir konu haline gelmiştir. İkili nükleer kümelene modellerinde genellikle, birçok nötron ve protondan oluşmuş çekirdek sistemi bir kor ve onun etrafında dolanan bir alfa kümesi olarak düşünülür. Yani ^{16}O çekirdeği bir ^{12}C çekirdeği ve etrafındaki bir yörüngede dolanan α -parçacığı şeklinde düşünülür (Buck vd 1975). Bu yolla problem, iki cisim problemine indirgenerek incelenir. Örneğin, çekirdeklerin alfa bozunumunu incelemek için kor çekirdek ile alfa parçacığının indirgenmiş kütlesi, bu iki sistemin oluşturduğu etkin potansiyel alanında hareket ettiği düşünülür. Şekil 1.4'de bu durum ve etkin potansiyel içerisinde bulunan alfa parçacığının tünellemesi görülmektedir (Brink 1966, Gamow 1930, Ikeda vd 1968, Wheeler 1937).

Şekil 1.4'de gösterilen etkin potansiyel, alfa ile kor çekirdek arasındaki etkileşmeyi temsil eder. Etkin potansiyelin negatif kısmı bağlı durumu, bu yolla nükleer yapıyı, pozitif kısmı rezonant (yarı bağlı durumu), itici kısmın sağ tarafı ise nükleer reaksiyonu tanımlar. Etkin potansiyel merkezci, nükleer ve Coulomb potansiyellerinin toplamı şeklindedir. Etkin potansiyelde Coulomb ve merkezci potansiyel iyi bir biçimde bilinmekle beraber, nükleer kuvvet için genel bir ifade yazılmadığından dolayı bilinmeyen tek şey nükleer potansiyel terimidir. Bu nedenle bu alandaki çalışmalar genellikle, etkileşmeyi en iyi açıklayabilecek bir potansiyel setinin ortaya çıkarılabilmesi üzerinedir. Kümelene modelinde ana çekirdek, kor çekirdek etrafında dolanan alfa parçacığı şeklinde tanımlandığı için bu iki cisim arasındaki etkin potansiyel hesaplanır. Hesaplanan etkin potansiyelle bu iki cismin bağlı hareketi için Schrödinger denklemi çözülür ve nükleer yapı, rezonant ve



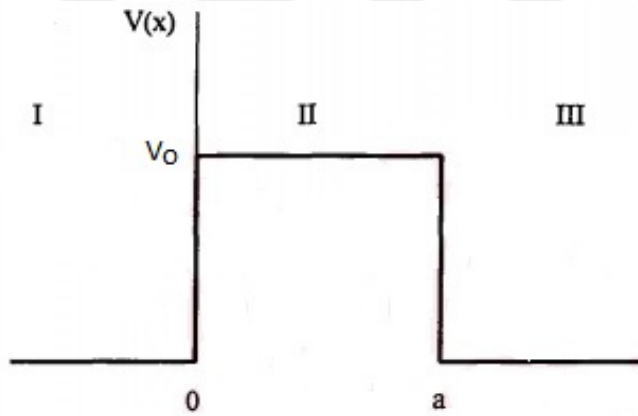
Şekil 1.4. Çok parçacıklı bir sistemin ikili kümelenme modeli yardımıyla iki cisim problemine indirgenmesi ve α -bozunumunun Gamow modeli (Soylu 2016)

reaksiyon gözlemleri hesaplanır.

2. KURAMSAL BİLGİLER VE KAYNAK TARAMALARI

2.1. Kuantum Tünelleme

Tünelleme, sadece kuantum mekaniksel mümkün bir olay olup, bir parçacığın yeterli kinetik enerjiye sahip olmamasına rağmen, bir potansiyel engelini geçmesi olarak düşünülebilir (De Vault 1984). Bu olay, parçacığın dalga özelliği göstermesinden kaynaklanır. Bu engel fiziksel olarak bir yalıtkan yada vakum gibi yüksek potansiyel enerjili bir bölge olabilir (Atmaca 2013). Klasik mekanikte, bir parçacığın enerjisi bir potansiyelin engelini aşmak için yeterli değilse basit olarak o parçacık o engeli aşamaz. Kuantum mekaniğinde ise parçacıklar dalga gibi davrandığından bir kuantum dalgası bir engelle karşılaştığında sönümlenmez ve genliği üstel olarak azalır. Genlikteki bu azalma engel içindeki parçacığın bulunma olasılığındaki azalmaya karşılık gelir. Dolayısıyla parçacığın engelin diğer tarafında bulunma olasılığı sonludur. Şekil 2.1'de bir potansiyel engeli görülmektedir.



Şekil 2.1. Potansiyel engeli (Atmaca 2013)

Gelen parçacığın enerjisinin engel potansiyelinden büyük veya küçük oluşuna göre iki durum söz konusudur.

a. $E > V_0$ Durumu: Şekil (??)'de $E > V_0$ durumunda her üç bölgede düzlem dalga çözümleri bulunur. I. bölgede denklem (2.1), II. bölgede denklem (2.2) ve III. bölgede denklem (2.3) ile ifade edilir. Schrödinger denklemi her üç bölge için ayrı ayrı çözülürse,

I. Bölgede $x < 0$,

$$\frac{d^2\Psi_I(x)}{dx^2} + \frac{2mE}{\hbar^2}\Psi_I(x) = 0, \quad (2.1)$$

II. Bölgede $0 \leq x \leq a$,

$$\frac{d^2\Psi_{II}(x)}{dx^2} + \frac{2m(E - V_0)}{\hbar^2}\Psi_{II}(x) = 0, \quad (2.2)$$

III. Bölgede $x > a$,

$$\frac{d^2\Psi_{III}(x)}{dx^2} + \frac{2mE}{\hbar^2}\Psi_{III}(x) = 0. \quad (2.3)$$

Gelen parçacığın enerjisi basamak potansiyelinden büyük olması durumunda her bir bölge için pozitif dalga sayıları denklem (2.4) ve (2.5) ile ifade edilir.

I. ve III. Bölgede

$$k_1^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}, \quad (2.4)$$

II. Bölgede

$$k_2^2 = \frac{2m(E - V_0)}{\hbar^2}. \quad (2.5)$$

Dalga denkleminin çözümleri de denklem (2.6), (2.7) ve (2.8) ile verilir.

I. Bölgede $x < 0$,

$$\Psi_I(x) = Ae^{ik_1x} + Be^{-ik_1x}, \quad (2.6)$$

II. Bölgede $0 \leq x \leq a$,

$$\Psi_{II}(x) = Ce^{ik_2x} + De^{-ik_2x}, \quad (2.7)$$

III. Bölgede $x > a$,

$$\Psi_{III}(x) = Fe^{ik_1x}. \quad (2.8)$$

Üç bölgedeki dalga fonksiyonları ve bunların birinci türevleri $x=0$ ve $x=a$ noktalarında sürekli olmalıdır.

$x=0$ noktasında

$$\Psi_I(x)|_{x=0} = \Psi_{II}(x)|_{x=0} \longrightarrow A + B = C + D, \quad (2.9)$$

$$\frac{d\Psi_I(x)}{dx}|_{x=0} = \frac{d\Psi_{II}(x)}{dx}|_{x=0} \longrightarrow ik_1(A - B) = ik_2(C - D). \quad (2.10)$$

$x=a$ noktasında

$$\Psi_{II}(x)|_{x=a} = \Psi_{III}(x)|_{x=a} \longrightarrow Ce^{ik_2a} + De^{-ik_2a} = Fe^{ik_1a}, \quad (2.11)$$

$$\frac{d\Psi_{II}(x)}{dx}|_{x=a} = \frac{d\Psi_{III}(x)}{dx}|_{x=a} \longrightarrow ik_2(x)(Ce^{ik_2a} + De^{-ik_2a}) = ik_1Fe^{ik_1a}. \quad (2.12)$$

Burada (2.9), (2.10), (2.11), (2.12) denklemlerinde, B, C, D ve F sabitleri A cinsinden yazılabilir. Bu katsayılarından B ve F denklem (2.13) ve (2.14) ile ifade edilir.

$$B = \frac{(k_1^2 - k_2^2)\sin k_2a}{(k_1^2 + k_2^2)\sin k_2a + 2ik_1k_2\cos k_2a}A, \quad (2.13)$$

$$F = \frac{2k_1k_2}{e^{ik_1a}(2ik_1k_2\cos k_2a - i(k_1^2 + k_2^2))}A. \quad (2.14)$$

(2.13) ve (2.14) denklemlerinden geçme ve yansımaya katsayıları denklem (2.15) ve (2.16),

$$T = \left|\frac{F}{A}\right|^2 = \left(1 + \frac{V_0^2 \sin^2 k_2a}{4E(V_0 - E)}\right)^{-1}, \quad (2.15)$$

$$R = \left|\frac{B}{A}\right|^2 = \left(1 + \frac{4E(V_0 - E)}{V_0^2 \sin^2 k_2a}\right)^{-1}, \quad (2.16)$$

ile verilir. Burada

$$R + T = \frac{1}{1 + \frac{4E(V_0 - E)}{V_0^2 \sin^2(k_2a)}} + \frac{1}{1 + \frac{V_0^2 \sin^2(k_2a)}{4E(V_0 - E)}}, \quad (2.17)$$

$$R + T = 1, \quad (2.18)$$

olduğu görülür.

b. $E < V_0$ Durumu: Kuantum mekaniksel olarak $E < V_0$ olduğunda parçacık engelden diğer tarafa geçebilir. Schrödinger denklemi her üç bölge için (2.19), (2.20) ve (2.21) denklemleri ile ayrı ayrı çözülürse,

I. Bölgede $x < 0$,

$$\frac{d^2\Psi_I(x)}{dx^2} + \frac{2mE}{\hbar^2}\Psi_I(x) = 0, \quad (2.19)$$

II. Bölgede $0 \leq x \leq a$,

$$\frac{d^2\Psi_{II}(x)}{dx^2} - \frac{2m(E - V_0)}{\hbar^2}\Psi_{II}(x) = 0, \quad (2.20)$$

III. Bölgede $x > a$,

$$\frac{d^2\Psi_{III}(x)}{dx^2} + \frac{2mE}{\hbar^2}\Psi_{III}(x) = 0. \quad (2.21)$$

Her bölge için pozitif dalga sayıları I. ve III. Bölgede

$$k_1^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}, \quad (2.22)$$

II. Bölgede

$$k_2^2 = \frac{2m(V_0 - E)}{\hbar^2}, \quad (2.23)$$

olur. Yukarıda yazılan (2.19), (2.20) ve (2.21) denklemlerinin en genel çözümleri,

I. Bölgede $x < 0$,

$$\Psi_I(x) = Ae^{ik_1x} + Be^{-ik_1x}, \quad (2.24)$$

II. Bölgede $0 \leq x \leq a$,

$$\Psi_{II}(x) = Ce^{k_2x} + De^{-k_2x}, \quad (2.25)$$

III. Bölgede $x > a$,

$$\Psi_{III}(x) = Fe^{ik_1x}. \quad (2.26)$$

$x=0$ ve $x=a$ sınır şartlarında,

$x=0$ noktasında

$$\Psi_I(x)|_{x=0} = \Psi_{II}(x)|_{x=0} \longrightarrow A + B = C + D, \quad (2.27)$$

$$\frac{d\Psi_I(x)}{dx}\Big|_{x=0} = \frac{d\Psi_{II}(x)}{dx}\Big|_{x=0} \longrightarrow ik_1(A - B) = k_2(C - D), \quad (2.28)$$

$x=a$ noktasında

$$\Psi_{II}(x)\Big|_{x=a} = \Psi_{III}(x)\Big|_{x=a} \longrightarrow Ce^{k_2a} + De^{-k_2a} = Fe^{ik_1a}, \quad (2.29)$$

$$\frac{d\Psi_{II}(x)}{dx}\Big|_{x=a} = \frac{d\Psi_{III}(x)}{dx}\Big|_{x=a} \longrightarrow k_2(x)(Ce^{k_2a} + De^{-k_2a}) = ik_1Fe^{ik_1a}. \quad (2.30)$$

(2.27), (2.28), (2.29) ve (2.30) denklemlerinden B, C, D ve F; A cinsinden yazılabilir. $E > V_0$ durumundaki koşullarla aradaki tek fark ik_2 yerine k_2 gelmiştir. Bu durumda geçme ve yansıma katsayıları için bulunan ifadelerde $k_2 \rightarrow -ik_2$ yazarsak,

$$T = \left|\frac{F}{A}\right|^2 = \left(1 + \frac{V_0^2 \sinh^2 k_2 a}{4E(V_0 - E)}\right)^{-1}, \quad (2.31)$$

$$R = \left|\frac{B}{A}\right|^2 = \left(1 + \frac{4E(V_0 - E)}{V_0^2 \sinh^2 k_2 a}\right)^{-1}, \quad (2.32)$$

elde edilir. $E < V_0$ olmasına rağmen geçiş katsayısı 0 ile 1 arasında sonlu bir değerdedir. Yani parçacığın III. bölgeye geçme olasılığı vardır. Bu duruma Tünelleme olayı denir (Atmaca 2013).

2.2. Alfa Kümelenme Modeli

Çok sayıda nükleon sayısına sahip bir çekirdeğin mikroskobik olarak tam bir tanımlamasını yapmak bugünkü nükleer fiziğin ulaştığı kapasitenin ötesindedir ve nükleer modeller cinsinden daha basit bir analizle incelenmesi gerekir. Böyle bir model kümelenme modelidir. Alfa bozunmasının keşfi ile alfa parçacığının yüksek bağlanma enerjisine (yaklaşık 28 MeV) sahip olması, çekirdek içerisinde alfa parçacıklarının daha önceden var olabileceği fikrinin ortaya çıkmasına yol açmıştır (Gamow 1930). Bundan sonra, bu fikir hafif çift-çift çekirdeklerin (^8Be , ^{12}C , vb.), çift-çift olmayan çekirdeklerden daha yüksek bir bağlanma enerjisine sahip olmasının ortaya konmasıyla desteklenmiştir. Bu fikirlerin hepsi 1930'ların sonlarında alfa kümelenmesi modelinin geliştirilmesine yol açmıştır (Wheeler 1937). 1968 yılında, Ikeda ve arkadaşları kümelenme yapısı üzerine bir makale yayınladılar (Ikeda vd 1968). Bu makalede, özel bir kümelenme konfigürasyonunun, kümelenme bozunması eşliğine karşı gelen enerji bölgesine yakın olan enerjide (ve bazen biraz daha aşağıda)

baskın olabileceği önerildi. Bu çalışmaların akabinde, teorik metotlardaki gelişmeler, daha ağır çekirdekler için hassas kuantum mekaniksel hesaplamaların yapılmasına izin verdi. Bunlar, alfa parçacıklarının çekirdeğin yüzeyinde bulunabileceği önerisini ortaya çıkardı ve bu fikirden yola çıkılarak ikili kümelenme modeline göre bir çekirdek kor etrafında dolanan alfa parçacığı şeklinde tanımlanabildi (yani ^{20}Ne çekirdeği, ^{16}O çekirdeği koru etrafında dönen bir alfa parçacığı olarak tanımlanabilir) (Brink 1966). Buna göre, sistem iki cisim arasındaki etkin etkileşmenin hesaplanıp ve bunların bağlı hareketi için Schrödinger denkleminin çözülmesiyle incelenebilir. $^{16}\text{O} \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha$ gibi çekirdeklere uygulanan hesaplamalar alfa bozunma genişliği ve rms yarıçapı gibi deneysel ölçümlerin sonuçlarını oldukça iyi bir biçimde üretebildi (Buck vd 1975). Kümelenme alanındaki deneysel çabalarla, daha büyük kümelenme yapılarının varlığını destekleyen ampirik kanıtlar elde edildi. İki ^{12}C çekirdeğinin çarpışmasının toplam tesir kesitlerinin demet enerjisinin bir fonksiyonu olarak ölçülmesi ve beklenmeyen dar rezonanslarının enerjilerinin ^{24}Mg dönme bandına karşı gelmesi nükleer molekül fikrini doğurmuştur (Erb ve Betts 1980). ^8Be (2 alfa), ^{12}C , ^{16}O (alfa+ ^{12}C), ^{20}Ne , ^{24}Mg , vb. gibi çekirdekler ve ^9Be (alfa+nötron+alfa), ^{10}Be (alfa+2 nötron+alfa) gibi egzotik çekirdekler nükleer molekül çatısı altında hem deneysel hem de teorik olarak incelenmektedir ve bu tür çalışmalar bugün de nükleer fizikte en güncel konulardan birisidir (Freer ve Clarke 1995). Özellikle M. Fukada ve arkadaşlarının $^{44,46,52}\text{Ti}$ alfa kümelenme yapısının araştırılması üzerine olan deneysel çalışmaları bugünlerde çok ilgi çekmektedir (Fukada vd 2009). Hafif çekirdekler üzerine yapılan deneysel çalışmalar ile alfa kümelenme yapısının varlığı hakkında güçlü kanıtlar elde edilmiştir. Bugünlerde bu yapıların orta ağır çekirdeklerde olup olmadığı üzerine deneysel çalışmalara yoğunlaşmıştır. Çekirdeklerin alfa bozunumu hesaplamalarında nükleer potansiyelin belirlenmesinde kullanılan fenomenolojik ve mikroskobik yaklaşımlar vardır. Fenomonolojik yaklaşımda potansiyelin şekli kare kuyu, Cosh fonksiyonu, hibrit vs. şeklinde seçilerek alfa bozunma yarı ömrünü en iyi açıklayan potansiyel parametreleri belirlenebilir. Mikroskobik yaklaşımda ise çekirdeklerin madde yoğunluk dağılımları kullanılarak tek katlı (single folding), çift katlı (double folding) potansiyel yöntemleriyle nükleer potansiyel belirlenerek deneysel gözlenirler (yarı ömür vs.) hesaplanabilir. Literatürdeki fenomenolojik ve mikroskobik yaklaşımlarla ilgili birçok çalışma vardır. Buck ve arkadaşları çekirdeklerin alfa bozunumlarını kare kuyu (Buck vd 1975) ve Cosh potansiyeli için fenomenolojik olarak incelemiştir (Buck vd 1991, Xu ve Ren 2004). Sahu, ağır çekirdeklerin alfa bozunumlarını incelemek için analitik olarak çözülebilen bir potansiyel önermiş ve çekirdeklerin alfa bozunumunun bozunma süreleri için analitik bir ifade türetmiştir (Sahu 2008). Samanta ve arkadaşları $Z = 102-120$ çekirdeklerinin alfa bozunma yarılanma sürelerini yoğunluk bağımlı M3Y etkileşimini (DDM3Y) kullanarak çift katlı (double folding) potansiyel modeli çerçevesinde incelemiştir (Samanta vd 2007). Hesaplamalarında alfa çekirdeğinin yoğunluk dağılımını Gausyen ve kor çekirdeğinin yoğunluk dağılımını da Fermi dağılımı olarak sistematik bir inceleme yapmışlardır. Kümelenme modelinin orta ve ağır çekirdeklerin alfa bozunumlarının hesaplanmasında farklı

nükleer etkileşme potansiyelleriyle kullanıldığı birçok çalışma vardır (Buck vd 1992, 1994, 1996, Ohkubo 1995). Nükleer potansiyeli belirlemek için kullanılan diğer bir yöntem ise Skyrme-Hartree-Fock ortalama alan yaklaşımıdır (Santhosh vd 2009). Deformasyon etkilerinin alfa bozunumun yarı ömür hesaplamalarına etkisinin incelenmesi bugünlerde popüler olan konulardan biridir (Coban vd 2012, Soylu vd 2012). Birçok ağır çekirdeğin elektriksel yük dağılımı küresel simetriye sahip olmadığı için deforme durumdadırlar. Bu yüzden ağır çekirdeklerin alfa bozunumlarını tanımlamak için kullanılan etkin potansiyelde deforme edilmeli yani yayınlanan alfa parçacığıyla kız çekirdeğin simetri eksenini arasındaki açıya bağlı olmalıdır (Bohr ve Mottelson 1975, Lovas vd 1998).

2.3. Alfa-Kor Etkileşimi

Alfa ve kor parçacık arasındaki etkileşim, $V_{etk}(r)$ potansiyeli ile tanımlanır ve merkezkaç, nükleer ve Coulomb potansiyellerinin toplamı şeklinde denklem (2.33) ile verilir,

$$V_{etk}(r) = V_L(r) + V_N(r) + V_C(r). \quad (2.33)$$

Etkileşme potansiyelinde nükleer kuvvet için genel bir ifade yazılmadığından dolayı bilinmeyen tek şey nükleer potansiyel terimidir. Bu nedenle bu alandaki çalışmalar genellikle etkileşmeyi en iyi açıklayacak potansiyel setinin ortaya çıkarılabilmesi üzerinedir. Bu yüzden nükleer potansiyelin şeklinin nasıl olması gerektiği çok iyi belirlenmelidir. Etkileşme potansiyelini daha ayrıntılı inceleyelim:

2.3.1. Merkezci potansiyel

Langer modifiye edilmiş merkezci potansiyel

$$V_L(r) = \frac{(L + 1/2)^2 \hbar^2}{2\mu r^2}, \quad (2.34)$$

şeklinde tanımlanır. Burada $\mu = \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2}$ indirgenmiş kütle ve L, alfa çekirdeği tarafından transfer edilen açısal momentum kuantum sayısıdır. Ana çekirdek, bozunumu sırasında aynı taban durumunda yada aynı uyarılmış durumdaki kor çekirdeğe bozunuyorsa açısal momentum değişimi olmadığı için L=0 alınır.

2.3.2. Coulomb potansiyeli

Küresel simetriye sahip yüklü iki çekirdeğin Coulomb potansiyeli

$$V_C(r) = \frac{Z_\alpha Z_c e^2}{r}, \quad r \geq R_C, \quad (2.35)$$

$$= \frac{Z_\alpha Z_c e^2}{2R_C} \left[3 - \frac{r}{R_C} \right]^2, \quad r < R_C, \quad (2.36)$$

şeklinde tanımlanır. Burada Z_α, Z_c ve R_C sırasıyla alfa ve kor çekirdeğin yükü ve Coulomb yarıçapıdır. Genellikle Coulomb yarıçapı $R_C = 1.2(A_\alpha^{1/3} + A_c^{1/3})$ fm şeklinde alınır.

2.3.3. Nükleer potansiyel

Coulomb ve merkezci potansiyel gibi belirli bir biçime sahip olmadığı için, alfa ve kor arasındaki nükleer potansiyeli modellemek için çeşitli yaklaşımlar kullanılır, bunlar: fenomenolojik ve mikroskobik yaklaşımlardır.

2.4. Fenomonolojik Yaklaşımlar

2.4.1. Kare kuyu potansiyeli

Kare kuyu potansiyeli fiziksel olmamasına rağmen çözümlerinin analitik olması sebebiyle fiziksel problemlerde önemli bir yere sahiptir (Buck vd 1975). Alfa yayınlanma teorisinde ilk modeldir. Buck ve arkadaşları yarı klasik yaklaşımla kare kuyu potansiyelini ele almışlardır (Buck vd 1991). Kare kuyu potansiyeli

$$V_N(r) = -V_0 + 1.43 \frac{2(Z-2)}{R}, \quad r < R, \quad (2.37)$$

$$= \frac{2(Z-2)}{R}, \quad r > R, \quad (2.38)$$

ile verilir. Burada V_0 nükleer potansiyel derinliğidir.

2.4.2. Cosh potansiyeli

Cosh potansiyeli analitik çözümü yoktur ama bazı yapı yarı-kararlı durum gözlenirlerini açıklamada önemli bir yere sahiptir (Buck vd 1991, Xu ve Ren 2004).

$$V_N(r) = -V_0 \frac{1 + \cosh(R/a)}{\cosh(r/a) + \cosh(R/a)}, \quad (2.39)$$

V_0 potansiyel derinliği, R yarıçap ve a difüzyon parametresi. R/a nın büyük değerleri için bu potansiyel Bölüm 1.2'de belirtilen Wood-Saxon potansiyeliyle benzer şekildedir.

2.4.3. Hibrit potansiyel

Kare kuyu ve cosh potansiyelleri çekirdeklerin alfa bozunmalarını iyi açıklamasına rağmen, bu iki potansiyel örneğin ^{212}Po gibi ağır çekirdeklerin enerji seviyelerini iyi açıklayamamaktadır (İbrahim vd 2010). Buck ağır çekirdeklerin yapı

gözlenirlerini daha iyi açıklayabilen bir potansiyel tanımlamıştır. Bu potansiyel Hibrit potansiyel olarak adlandırılan Wood-Saxon artı Wood-Saxon küp formuyla verilen

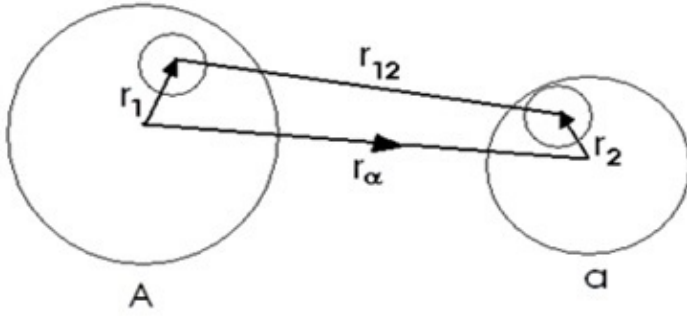
$$V_N(r) = -V_0 \left(\frac{x}{1 - \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)} + \frac{1-x}{[1 - \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)]^3} \right), \quad (2.40)$$

potansiyeldir. Burada V_0 derinlik, R yarıçap, a difüzyon parametresidir. x ise nükleer potansiyel geometrisini belirten bir karma parametredir. Burada küplü terim korun içinde daha derin ve yuvarlatılmış bir potansiyel üretir. Bu potansiyeldeki V_0, a ve x değerleri tüm çekirdekler için sabitleştirilmiştir, fakat yarıçap R her çekirdek için farklıdır. Bu potansiyel ^{212}Po çekirdeğinin pozitif pariteli enerji spektrumunu ve bozunma yarı ömrünü başarılı bir şekilde açıklamıştır.

2.5. Mikroskopik Yaklaşımlar

2.5.1. Çift katlı (double folding) potansiyel

Alfa ve kor parçacık arasındaki etkileşme potansiyelini tanımlar ve genellikle ağır iyon saçılmalarında optik potansiyeli çarpışan iki iyonun madde dağılımı üzerinden nükleon-nükleon etkileşmesinin ortalaması alınarak elde edilir. Çift katlı (Double folding) potansiyel model hesaplamalarında kullanılan etkileşim G-matrisi ve Sussex matrisini temel alır (Cook 1982).



Şekil 2.2. Çift katlı potansiyeli elde etmek için kullanılan koordinatlar (Soylu 2016)

Şekil 2.2'de i nükleonları A çekirdeğinin, j nükleonları ise α çekirdeğinin içindedir. Folding potansiyel şöyle yazılabilir (Cook 1982),

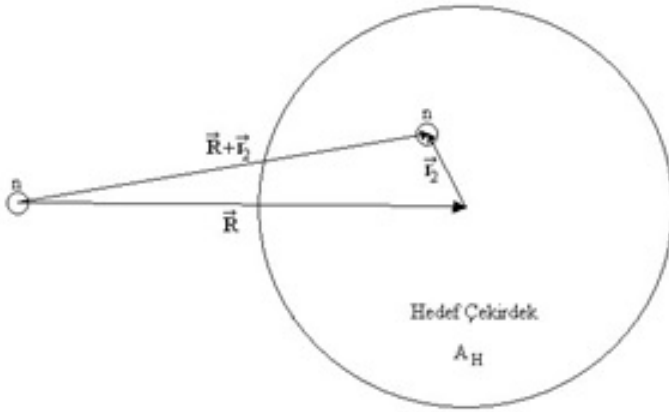
$$U_F(R) = \int d\vec{r}_1 \int d\vec{r}_2 \rho_1(\vec{r}) \rho_2(\vec{r}) v(\vec{r}_{12} = |\vec{r}_\alpha + \vec{r}_2 - \vec{r}_1|), \quad (2.41)$$

Denklem (2.41) ρ_i i . çekirdeğin temel seviyesinde nükleonların kütle merkezinin dağılımıdır. Koordinatlar Şekil (??)'de gösterilmektedir. İntegrasyon iki yoğunluk üzerinden olduğu için çift katlı (double folding) olarak isimlendirilmiştir. Denklem (2.41), altı boyutlu integral içerir. Ancak Fourier dönüşümü kullanılarak momentum uzayında çalışılırsa bu integral üç tek boyutlu integralin çarpımına indirgenebilir (Cook 1982).

2.5.2. Tek katlı (single folding) potansiyel

Eğer mermi çekirdek sadece bir nükleon ise, çift katlı potansiyel, şematik gösterimi Şekil 2.3'de verilen tek katlı (single folding) haline dönüşür ve integrasyon sadece hedef çekirdeğin yoğunluğu üzerinden alınır. Denklem (2.42) ile ifade edilir.

$$U_{SF}(R) = \int \rho_H(\vec{r}_2) v(|\vec{R} + \vec{r}_2|) d^3\vec{r}_1, \quad (2.42)$$



Şekil 2.3. Tek katlı potansiyelin şematik gösterimi Karakoç 2005

Genel olarak folding potansiyeli spin-orbit ve tensör terimlerini de içermelidir. Genellikle literatürde kullanılan yoğunluk dağılımları ve nükleon-nükleon etkileşme terimi M3Y şu şekilde verilir (Cook 1982).

Kor çekirdek yoğunluğu,

$$\rho_1(r_1) = \frac{\rho_0}{1 + \exp(\frac{\vec{r}_1 - c}{a})}, \quad (2.43)$$

Alfa kümesi yoğunluğu,

$$\rho_2(r_2) = 0.4299 \exp(-0.7024r_2^2), \quad (2.44)$$

M3Y etkileşim fonksiyonu ise,

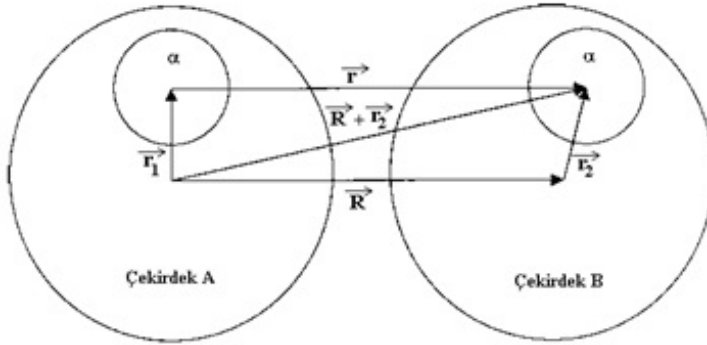
$$g(E, |\vec{r}_{12} = \vec{r}|) = 7999 \frac{e^{-4\vec{r}}}{4\vec{r}} - 2134 \frac{e^{-2.5\vec{r}}}{2.5\vec{r}} + J_{00}\delta(\vec{r}), \quad (2.45)$$

şeklinde verilir (Cook 1982).

2.5.3. Alfa kümelenme çift katlı (alpha clustering double folding-ACDF) potansiyeli

Double Folding model, iki çarpışan çekirdeğin yoğunluk dağılımı üzerinden normalde nükleon-nükleon etkileşimine göre integralini alırken, bu modelde alfa-alfa etkileşiminin integralini alarak potansiyeli hesaplar (Şekil 2.4). Bu potansiyel denklem (2.46) (Farid vd 2001),

$$V_{ACDF}(R) = \int \int \rho_{M\alpha}(\vec{r}_1) \rho_{H\alpha}(\vec{r}_2) v_{\alpha\alpha}(\vec{r}_{12}) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2, \quad r_{12} = \vec{R} - \vec{r}_1 + \vec{r}_2, \quad (2.46)$$



Şekil 2.4. α - α tipi potansiyelin şematik gösterimi (Soylu 2016)

V_{ACDF} potansiyelinde $\rho_{M\alpha}$ ve $\rho_{H\alpha}$ sırasıyla mermi ve hedef çekirdeğin α -yoğunluklarıdır. Buradaki α -yoğunluk fonsiyonları,

$$\rho_M(r) = \int \rho_{M\alpha}(\vec{r}') \rho_\alpha(|\vec{r} - \vec{r}'|) dr', \quad (2.47)$$

$$\rho_H(r) = \int \rho_{H\alpha}(\vec{r}') \rho_\alpha(|\vec{r} - \vec{r}'|) dr', \quad (2.48)$$

denklemleri ile verilir. Burada ρ_α ise,

$$\rho_\alpha = \rho_0 \exp(-\beta r^2), \quad (2.49)$$

şeklinde Gaussyen olarak verilir. $v_{\alpha\alpha}$ etkileşim terimine literatürde değişik şekilde rastlamak mümkündür. Bunların hepsi de tamamen çekici, açısal momentumdan ve enerjiden bağımsız $v_{\alpha\alpha}$ etkileşim potansiyelleridir. Bu etkileşimlerden en kolay ve kullanışlı olan Buck'ın elde ettiği potansiyeldir. Buck'ın elde ettiği bu potansiyel,

$$v_{\alpha\alpha}(r) = v_{0\alpha} \exp(-0.22r^2), \quad (2.50)$$

şeklinde verilir (Farid vd 2001). Bu etkileşme terimi kümelenme içerdiği için daha fiziksel bir modelle hesaplama yapılabileceği düşünülerek yapılan hesaplamalarda bu terim kullanılmıştır. Bu çalışmada da nükleer potansiyel alfa kümelenme çift katlı potansiyel modeliyle hesaplanmıştır.

2.6. Alfa-Kor Yörünge Kuantum Sayısı

Alfa parçacığı, kor çekirdeğe bağlandığından bu durumda ana çekirdek iç yapısı ihmal edilmiş alfa parçacıklarından oluşmuş olarak düşünülür. Pauli prensibine göre, iki nükleon aynı kuantum seviyesinde bulunamaz ve kümelenme modeline göre tek parçacıktan ziyade küme şeklinde alfa parçacıkları kabuklara yerleşir. Bu durumda Schrödinger denkleminin çözümü yapılırken kabuk modelindeki n, l kuantum sayıları yerine her bir alfa parçacığının çekirdekte yerleşimini göz önüne alan Wildermuth koşulları kullanılarak her bir çekirdek için G sayısı hesaplanır. G sayısı tek parçacık kabuk modeli kuantum sayılarıyla ilişkilidir (Buck vd 1975).

$$G = 2n + L = \sum_{i=1}^{n_c} (2n_i + l_i). \quad (2.51)$$

Burada G global kuantum sayısı, n radyal dalga fonksiyonun düğüm sayısı, L yörünge açısal momentum sayısı ve n_c ise küme içindeki nükleonların sayısıdır. Burada n_i ve l_i tek parçacık kuantum sayısıdır. G global kuantum sayısının çift değerleri için L pozitif çift pariteli band değerleri $L = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+ \dots$ ve G sayısının tek değerleri için L negatif tek pariteli band olan $L = 1^-, 3^-, 5^-, 7^-, 9^- \dots$ değerleri alır (Buck vd 1995).

2.7. Radyoaktif Bozunum

Radyoaktifliğin keşfedildiği 1896 yılında, saf bir radyoaktif numunenin bozunma hızının zamanla üstel bir biçimde azaldığı görülmüştür. Kararsız atom

çekirdeğinin, iyonize edici parçacık veya radyasyon yayınlamak, enerji kaybetmesi radyoaktif bozunumdur. Bozunan çekirdek, farklı bir çekirdeğe dönüşür. Örneğin, ^{226}Ra atomu (ana çekirdek) radyasyon yayınlamak (alfa yayınlamak) ve ^{222}Rn atomuna (kız çekirdek) dönüşür. Bozunma süreci, atomik seviyede keyfi bir süreç olup atomun ne zaman bozunacağı bilinemez (Aytekin 2010). Radyoaktif atomlar yüksek enerjili tanecikler ve ışınlar yayar. Radyoaktiflikten yayınlanan ışınlar, üç ayrı tipte sınıflandırılabilir. Bunların bir tipi, ancak bir kağıt parçasına nüfuz edebilir. İkinci bir tipi alüminyumdan ancak 3 mm kadar ilerleyebilir. Üçüncü bir tipi ise oldukça girici olup bir kurşun levhaya birkaç santimetre nüfuz edebilir ve hatta levhanın diğer tarafına da geçebilir. Bu üç tip ışın, alfa (α), beta (β) ve gamma (γ) olarak adlandırılır. Bir radyoaktif ana çekirdekten (α), beta (β) ve gamma (γ) bozunmaları sonucu kız çekirdekler oluşturan seriler, "radyoaktif seriler" olarak tanımlanır. Radyoaktif seriler uranyum, toryum, aktinyum ve neptinyum serisi şeklinde dört grup olarak oluşturulmuştur. Her seri, bozunma zincirini tamamladıktan sonra kararlı bir çekirdek haline dönüşür. Radyoaktif kararsızlık çekirdeklerin atom altı parçacık yayımlama eğilimidir ve uranyum gibi ağır elementlerde görülür. İlk defa doğal olarak bulunan aktif elementlerde keşfedilmiştir (Williams 1991). SI birim sisteminde radyoaktif bozunma birimi Becquerel'dir. 1 becquerel (Bq) = bir saniyedeki 1 bozunmadır. Kararsız atom çekirdeği rastgele bozunur, parçacıklar ve radyasyon enerjisi yayımlamak ve kendiliğinden başka kararlı elementlere dönüşür. Radyoaktifliğin keşfedildiği 1896 yılını izleyen üç yılda, saf bir radyoaktif bir numunenin zamanla bozunma hızının üstel kanuna uyduğu gösterilmiştir (Krane 1987). Bir çekirdeğin ne zaman bozunacağı bilinemez. Çünkü radyoaktif bozunma süreci istatistikselidir. Eğer bir t anında N radyoaktif çekirdek varsa ve numuneye yeni çekirdekler ilave edilmiyorsa dt süresi içinde bozulan dN çekirdek sayısı, N ile orantılıdır.

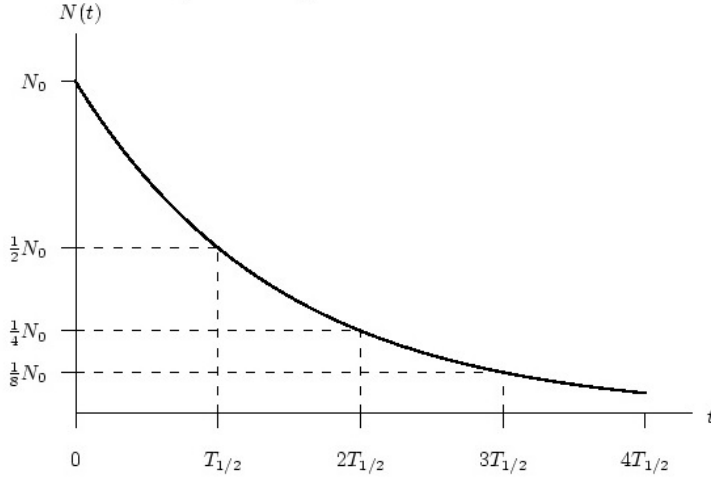
$$\lambda = -\frac{(dN/dt)}{N}, \quad (2.52)$$

Denklem (2.52)'de λ bozunma veya parçalanma sabitidir. Denklem (2.52)'nin sağ tarafı bir atomun birim zamanda bozunma olasılığıdır, yani bu olasılık, atomun yaşı ne olursa olsun sabit olup radyoaktif bozunmanın istatistiksel teorisinin temel varsayımıdır. Denklem (2.52)'nin integrali alınır

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (2.53)$$

üstel radyoaktif bozunum kanunu elde edilir. Burada N_0 integrasyon sabiti, $t=0$ 'da henüz bozunmamış çekirdeklerin sayısıdır. Yarı-ömür $t_{1/2}$, çekirdeklerin yarısının bozunması için gerekli süreyi göstermektedir. Denklem (2.53)'de N yerine $N_0/2$ yazılırsa

$$t_{1/2} = \frac{0.693}{\lambda}, \quad (2.54)$$



Şekil 2.5. Radyoaktif bozunma yasası (Radioactivity 2005)

bulunur. τ ortalama ömür bir çekirdeğin bozununcaya kadar geçirdiği ortalama süre olarak tanımlanır. t süresi içinde bozunmadan kalan çekirdeklerin sayısı $N(t)$ ve t ile $t + dt$ aralığında bozunanların sayısı $|dN/dt|dt$ dir. Bu durumda ortalama ömür

$$\tau = \frac{\int_0^{\infty} t |dN/dt| dt}{\int_0^{\infty} |dN/dt| dt}, \quad (2.55)$$

şeklinde ifade edilir. Paydadaki terim toplam bozunma sayısıdır. İntegral alınırsa

$$\tau = \frac{1}{\lambda}, \quad (2.56)$$

bulunur. Ortalama ömür basit olarak bozunma sabitinin tersidir.

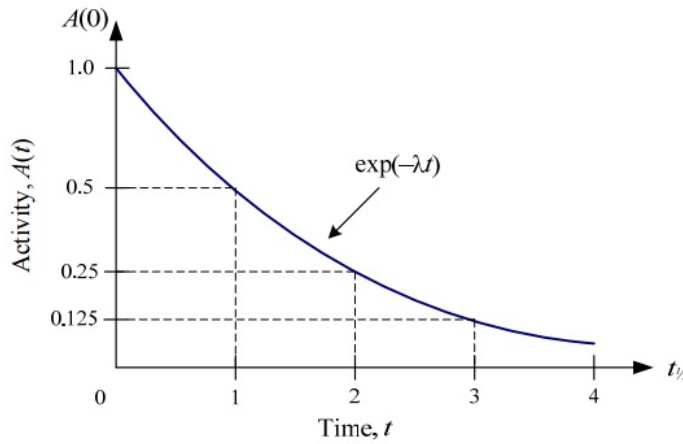
Çizelge 2.1. Bazı kararsız izotopların yarı-ömürleri (Radioactivity 2005).

| İzotop | $T_{1/2}$ | Bozunma modu |
|-------------------|-------------------------|------------------|
| ^{214}Po | 1.64×10^{-4} s | α, γ |
| ^{89}Kr | 3.16 dk | β^- |
| ^{222}Rn | 3.83 gün | α, γ |
| ^{90}Sr | 28.5 yıl | β^- |
| ^{226}Ra | 1.6×10^3 yıl | α, γ |
| ^{14}C | 5.73×10^3 yıl | β^- |
| ^{238}U | 4.47×10^9 yıl | α, γ |

Aktiflik A , numunede birim zamanda bozunma sayısı yani bozunma hızı olarak tanımlanır (Krane 1987).

$$A(t) = \lambda N(t) = A_0 e^{-\lambda t}, \quad (2.57)$$

$t=0$ 'daki başlangıç aktifliği $A_0 = \lambda N_0$ 'dır. Radyoaktif bir numunenin aktifliği numunede birim zamandaki bozunma sayısıdır yani bozunma/s'dir. SI'daki birimi Becquerel (Bq) olup saniyede bir bozunmaya eşittir. Aktifliğin diğer birimi de Curie (Ci)'dir ve $1Ci = 3.7 \times 10^{10}$ bozunma/s'dir. Bu değer 1 gram Radyumun yaklaşık aktifliğine eşittir. Ci ile Bq arasında $1Ci = 3.7 \times 10^{10} Bq$ ilişkisi vardır.



Şekil 2.6. Aktifliğin üstel değişimi (Holbert 2006)

2.8. Radyoaktif Bozunma Çeşitleri

Kararsız çekirdekler fazla enerjilerini vererek kararlı hale geçmek için üç temel bozunma yapar. Bunlar alfa (α), beta (β) ve gama (γ)'dır. α ve β bozunma işlemlerinde, kararsız bir çekirdek bir α veya bir β parçacığı yayınlamaya çalışır (yani kütle numarasına göre en kararlı izobara yaklaşır), γ bozunumunda çekirdek uyarılmış durumdan taban durumuna bozunur (Krane 1987).

2.8.1. Alfa bozunumu

Alfa parçacığı 2 protonu ve 2 nötronu olan pozitif yüklü Helyum çekirdeğidir. Rutherford alfa parçacığının gerçekte ${}^4\text{He}$ çekirdeği olduğunu göstermiştir. Yükü

+2'dir. Pozitif yüklü olduğundan elektrik ve manyetik alanda sapmaya uğrarlar. Alfa parçacığı (α) sahip olduğu pozitif elektriksel çekim kuvveti yoluyla etkileştiği ortamda kuvvetli bir iyonizasyon yaratır. Örneğin 34 MeV enerjili bir alfa parçacığı havada 100000 iyonizasyon olayı meydana getirebilir. Alfa parçacığının kinetik enerjisi yaklaşık olarak 5 MeV civarında olup havadaki erişim menzili 3.84 cm ve dokudaki erişim menzili ise 3×10^{-3} mm olarak hesaplanmıştır (Yüksel 2013). Alfa bozunumunda nötron ve proton sayıları ayrı ayrı korunur. Bozunum denklemi

$${}^A_ZX_N \longrightarrow {}^{A-4}_{Z-2}Y_{N-2} + {}^4_2He_2, \quad (2.58)$$

şeklinindedir. Alfa'nın bozunma enerjisi ise

$$Q_\alpha = \Delta mc^2 = \left[m(X) - m(Y) - m({}^4_2He) \right] c^2, \quad (2.59)$$

ile ifade edilir. Burada $m(X)$ ana çekirdeğin, $m(Y)$ kız çekirdeğin, $m({}^4_2He)$ α parçacığının kütlesidir. Kendiliğinden bozunma şartı $Q_\alpha > 0$ olmasıdır.

2.8.2. Beta bozunumu

Kararsız bir çekirdek fazla proton veya nötronundan bir protonu nötrona veya bir nötronu protona dönüştürerek kurtulabilir. Bu işlem üç farklı yolla gerçekleşebilir. Bu işlemler beta bozunumu, pozitron bozunumu ve elektron yakalama işlemleridir (Yüksel 2013). β parçacıkları elektrik ve manyetik alanda sapmaya uğrarlar. α bozunumunun aksine, β bozunumunun anlaşılması oldukça uzun bir zaman sonra başarılmıştır. Rutherford'un α parçacıklarının He çekirdeklerine özdeş olduğunu gösterdiği sırada bir seri deneysel çalışmalarda, negatif beta parçacıklarının elektrik yüklerinin ve kütle yük oranlarının bilinen elektronun ki ile aynı olduğu gösterilmiştir. Bu elektron hemen çekirdek dışına atılır. Bu durum alfa bozunumunun tam tersidir; α parçacığının çekirdek içinde önceden var olduğu kabul edilir. Beta bozunumunda Z ve N bir birim değişir, $A=Z+N$ toplam kütle sayısı değişmez (Krane 1987). Temel β bozunumları,

$$n \longrightarrow p + e^- \quad \beta^- \text{ bozunumu}, \quad (2.60)$$

$$p \longrightarrow n + e^+ \quad \beta^+ \text{ bozunumu}, \quad (2.61)$$

$$p + e^- \longrightarrow n \quad e^- \text{ yakalama}, \quad (2.62)$$

Her bir işlemde bir başka parçacık bulunur. Bunlara elektron nötrinusu ve antinötrinusu denir ve sırasıyla ν_e ve $\bar{\nu}_e$ ile gösterilir. Nötrinolar elektronlarla

karşılaştırıldığında ihmal edilebilecek kadar küçük bir kütleyle sahiptir. Elektrik yükünün korunumu, nötronun elektrikçe nötr olmasını gerektirir; açıl momentumun korunumu ve beta bozunumundaki istatistiksel gerekler nötronun varlığını göstermektedir. β^- bozunumunda antinötrino, β^+ bozunumunda ve elektron yakalamasında nötrino yayınlanır. β^- bozunumu; çekirdek içindeki bir nötronun protona dönüşmesi sonucunda oluşur. Bu işlem sonucunda çekirdekten bir elektron yayınlanır. Çekirdeğin içinde elektron bulunmadığından, yayınlanan elektronun çekirdeğin maruz kaldığı anda oluştuğu düşünülür.

$$n \longrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e, \quad (2.63)$$

$${}^A_Z X \longrightarrow {}^A_{Z+1} Y + \beta^- + \bar{\nu}_e. \quad (2.64)$$

Çekirdek kütlesi cinsinden bu bozunmanın reaksiyon enerjisi,

$$Q = (m_n - m_p - m_e - m_{\bar{\nu}})c^2, \quad (2.65)$$

şeklinde ifade edilir.

β^+ bozunumu; Çekirdek kararsızlığı proton fazlalığından kaynaklanır ve protonlarından birini nötrona dönüştürür. Toplam yük korunacak şekilde bir pozitron ve bir nötrino açığa çıkar (Akyıldırım 2011).

$$p \longrightarrow n + e^+ + \nu, \quad (2.66)$$

$${}^A_Z X \longrightarrow {}^A_{Z-1} Y + \beta^+ + \nu. \quad (2.67)$$

Bu bozunmanın reaksiyon enerjisi,

$$Q = (m_X - m_Y - m_e - m_{\nu})c^2, \quad (2.68)$$

ifadesi ile hesaplanır.

Elektron yakalama olayı; bir elektron, genellikle ilk veya ikinci elektron kabuğundaki, çekirdek tarafından soğurulur. Boşalan elektron yörüngesi üst yörüngelerden başka bir elektronla doldurulur (Akyıldırım 2011). Soğurulan elektron bir protonla bağlanır ve bir nötron oluşur. Bu durumda radyoaktif

izotopun proton sayısı bir azalır.

$$p + e^{-} \longrightarrow n + \nu, \quad (2.69)$$

$${}^A_Z X + e^{-} \longrightarrow {}^A_{Z-1} Y + \nu, \quad (2.70)$$

şeklinde gösterilir (Ünlü vd 2006).

Çizelge 2.2. β -bozunum örnekleri (Krane 1987)

| İzotop | Tip | $T_{1/2}$ |
|--|-------------|-----------|
| ${}^{131}_{53}\text{I} \longrightarrow {}^{131}_{54}\text{Xe} + e^{-} + \bar{\nu}$ | β^{-} | 8.0 dk |
| ${}^{25}_{13}\text{Al} \longrightarrow {}^{25}_{12}\text{Mg} + e^{+} + \nu$ | β^{+} | 7.2 s |
| ${}^{54}_{25}\text{Mn} + e^{-} \longrightarrow {}^{54}_{24}\text{Cr} + \nu$ | ϵ | 312 dk |

Bu işlemlerde Z ve N bir birim değişir fakat Z+N toplam kütle sayısı değişmez.

2.8.3. Gama bozunumu

Gama ışınları yüksek enerjili fotonlardır ve uyarılmış çekirdek düzeylerinin bozunumu sonucu yayınlanırlar (Aytekin 2010). Hızı ışık hızına eşittir. Yüksüz olduğu için elektrik ve manyetik alanda sapmazlar. Bir çekirdek bir atom gibi uyarılmış düzeyde olabilir ve uyarılmış durumdan daha düşük bir uyarılmış duruma veya taban duruma nükleer durumlar arasındaki farka eşit, yayınlanan çekirdeğin geri tepme enerjisi kadar eksik bir enerjiyle bir γ ışını yayınlamakla geçer (Krane 1987). Gama (γ) ışınları tüm ışık türleri gibi elektromanyetik radyasyon sınıfına girer ve enerjileri tipik olarak 0.1-10 MeV arasındadır ve bu da 100 ile 10^4 fm dalgaboyu aralığına denk gelir (Okur 2011). Gama yayınlanması uyarılmış bağlı durumları olan ($A > 5$) tüm çekirdeklere gözlenir ve α ve β bozunmalarını izler, çünkü bu bozunumlarla ürün çekirdeği uyarılmış durumda kalır. Uyarılmış durumdaki ürün çekirdeği kademeli olarak yada tek basamakta γ radyasyonu salarak daha az enerjili bir seviyeye yada taban durumuna iner. Gamanın yarı ömrü çok kısadır ve 10^{-9} saniyeden daha kısa sürede bu geçişler gerçekleşir. Gama bozunmasında, ürün çekirdeğinin kütle numarası (A) ve atom numarası (Z) değişmez; sadece enerji açığa çıkar. Gama bozunum denklemi,

$${}^A_Z X^* \longrightarrow {}^A_Z X + \gamma, \quad (2.71)$$

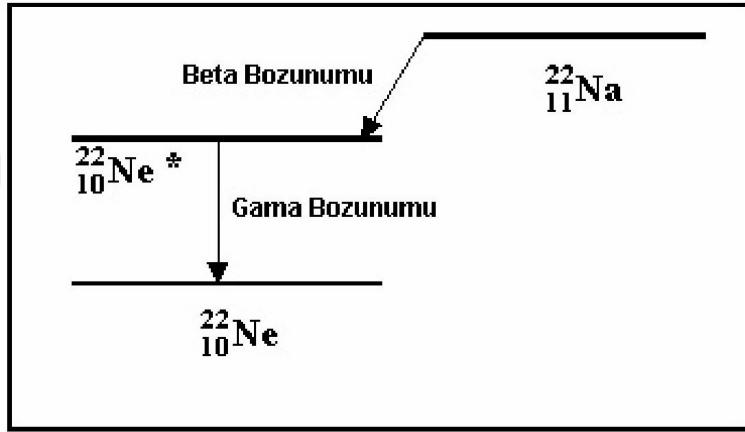
şeklinindedir. X^* uyarılmış durumdaki çekirdek, X taban durumdaki çekirdek, γ

gama ışınıdır. Çekirdeklerin gama spektrumları keskin çizgilerden ibarettir. Buna göre çekirdek farklı enerjilere sahiptir. E_{ilk} seviyesinden E_{son} seviyesine geçişte yayımlanan bir fotonun enerjisi (Okur 2011),

$$h\nu = E_{ilk} - E_{son}, \quad (2.72)$$

ile ifade edilir. Şekil 2.7'de $^{22}_{11}\text{Na}$ çekirdeği önce β bozunumu yaparak $^{22}_{10}\text{Ne}$ uyarılmış çekirdeğine sonra da γ ışını yayımlayarak taban duruma geçtiği görülmektedir.

Bazı radyoaktif atomlar bozunmalardan sonra uyarılmış durumda (yarı-kararlı



Şekil 2.7. Gama bozunum şeması (Akkoyun 2006)

durum) kalırlar ve kararlı duruma geçmek için γ ışını yayarlar. Bu olaya izomerik geçiş adı verilir ve izomerik geçiş uğrayan bir atomun A (kütle numarası) ve Z (atom numarası)'si değişmez (Özdemir 2013). Bir alfa veya beta bozunması sonucu uyarılmış halde kalan çekirdeğe nükleer izomer denir. Gama ışınlarının, alfa ve beta parçacıklarına göre madde içine nüfuz etmesi çok daha fazla, iyonlaşmaya sebep olma etkileri ise çok daha azdır. Ancak birkaç santimetre kalınlığındaki kurşun tuğlalarla ve sadece belli bir kısmı durdurulabilir. Madde içinden geçerken üstel bir fonksiyon şeklinde bir şiddet azalmasına uğrarlar (Okur 2011).

2.9. WKB Metodu

WKB (Wentzel, Kramers, Brillouin) yöntemi bir boyutta zamandan bağımsız Schrödinger denkleminin yaklaşık çözümler elde etmek için kullanılan bir tekniktir. Aynı ana fikir başka birçok diferansiyel denkleme ve üç boyutta Schrödinger denkleminin radyal kısmına uygulanabilir. Bu yöntem özellikle bağlı durum enerjilerinin ve potansiyel engellerinden tünelleme hızlarının hesaplanmasında kullanılır (Griffiths 2010). $V(x)$ potansiyel alanında hareket eden E enerjili bir parçacık düşünelim. Schrödinger denklemi,

$$\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} + \frac{2m(E - V(x))}{\hbar^2}\psi(x) = 0, \quad (2.73)$$

Buradan

$$\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} = -\frac{p^2}{\hbar^2}, \quad (2.74)$$

yazılabilir. Burada

$$p(x) = \sqrt{2m[E - V(x)]}, \quad (2.75)$$

dir ve toplam E ve $V(x)$ potansiyel enerjisine sahip bir parçacığın klasik momentum ifadesidir. Genel olarak ψ herhangi bir kompleks fonksiyondur. Bu fonksiyonu her ikisi de reel olan bir $A(x)$ genliği ve $\phi(x)$ fazı cinsinden ifade edebiliriz,

$$\psi(x) = A(x)e^{i\phi(x)}. \quad (2.76)$$

Bu ifadenin x 'e göre türevini alırsak,

$$\frac{d\psi}{dx} = (A' + iA\phi')e^{i\phi}, \quad (2.77)$$

ve

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = [(A'' + 2iA'\phi') + iA\phi'' - A(\phi')^2]e^{i\phi}, \quad (2.78)$$

elde edilir. (2.78) ifadesini (2.74) denkleminde yerine koyarsak,

$$(A'' + 2iA'\phi') + iA\phi'' - A(\phi')^2 = -\frac{p^2}{\hbar^2}A, \quad (2.79)$$

elde edilir. Bu denklem biri reel kısım ve diğeri sanal kısım olmak üzere iki ayrı denkleme eşdeğerdir.

$$A'' = A\left[(\phi')^2 - \frac{p^2}{\hbar^2}\right], \quad (2.80)$$

ve

$$2A'\phi' + A\phi'' = 0 \rightarrow (A^2\phi')' = 0. \quad (2.81)$$

Burada (2.81) denklemi kolaylıkla çözülebilir.

$$A^2 \phi' = C^2 \rightarrow A = \frac{C}{\sqrt{\phi}}, \quad (2.82)$$

Burada C reel bir sabittir. (2.80) denkleminde de A'' sifira yaklaştığı kabul edilerek

$$(\phi')^2 = \frac{p^2}{\hbar^2} \rightarrow \frac{d\phi}{dx} = \pm \frac{p}{\hbar}, \quad (2.83)$$

ve buradan

$$\phi(x) = \pm \frac{1}{\hbar} \int p(x) dx, \quad (2.84)$$

elde edilir. Sonuç olarak dalga fonksiyonu

$$\psi(x) \cong \frac{C}{\sqrt{p(x)}} e^{\mp \frac{i}{\hbar} \int p(x) dx}, \quad (2.85)$$

şeklinde elde edilir. Burada $E > V(r)$ için $P(r) = \hbar k(r)$ eşitliği (2.85) denkleminde en genel hali yerine yazılırsa,

$$\psi(r) \cong \frac{C}{\sqrt{k(r)}} e^{\mp i \int k(r) dr}, \quad (2.86)$$

elde edilir. $E < V(r)$ durumunda ise $\kappa(r) = ik(r)$ koyarak,

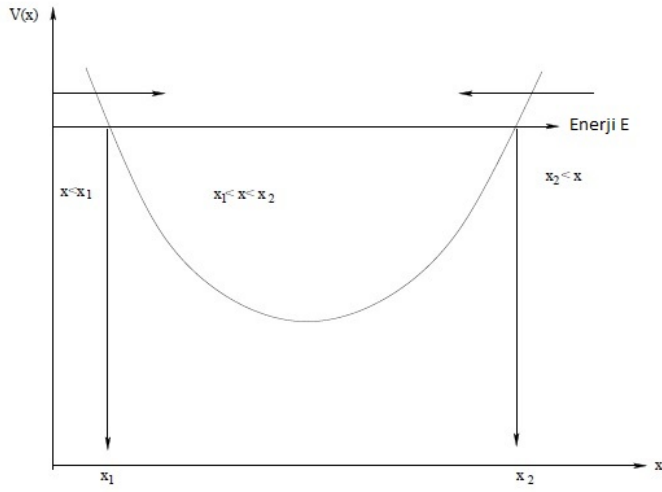
$$\psi(r) \cong \frac{D}{\sqrt{\kappa(r)}} e^{\mp \int \kappa(r) dr}, \quad (2.87)$$

şeklinde bulunur.

Bir parçacığın etkin potansiyel içindeki hareketini tanımlamak için Bohr-Sommerfeld kuantumlanma koşulu kullanılabilir. Bu koşul,

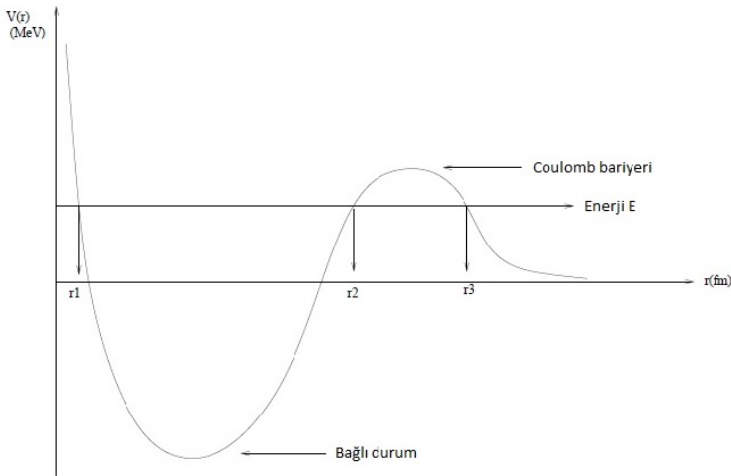
$$\int_{r_1}^{r_2} \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} (E - V_{etk}(r))} dr = (2n + 1) \frac{\pi}{2}, \quad (2.88)$$

şeklinde verilir. Eğer söz konusu parçacık bir alfa parçacığı ise bu parçacıkların yüksek bağlanma enerjisinden dolayı kümelenme modeline göre ana çekirdek alfa çekirdekleri tarafından oluşur. Bu durumda alfa bozunumu ana çekirdeği oluşturan kor çekirdek ve bu çekirdeğin etrafında dönen alfa çekirdeğinin etkileşimiyle incelenir. Taban durumda veya uyarılmış durumda bulunan ana çekirdek, alfa bozunumu sırasında kor çekirdeğin aynı taban veya uyarılmış durumuna bozunursa



Şekil 2.8. Potansiyel etkisindeki parçacığın yarı klasik temsili (Ibrahim 2009)

açıl momentum kuantum sayısı sıfır olur. Denklem (2.88) ile alfa-kor çekirdek sisteminin potansiyel derinliği belirlenebilir.



Şekil 2.9. Alfa-kor çekirdek arasındaki etkin potansiyel (Ibrahim 2009)

Şekil 2.9'daki $V(r)$ potansiyeli nükleer, Coulomb ve merkezci potansiyelin toplamı olan etkin potansiyeldir.

$$V_{etk}(r) = V_N(r) + V_C(r) + V_L(r). \quad (2.89)$$

2.10. Elektromanyetik Geçiş Şiddeti

Belli bir kuantum durumundaki durgun bir çekirdek, gama bozunumu ile daha düşük bir enerji düzeyine geçiş yapar ve tek bir foton yayar. Çekirdeğin ilk ve son durumları belli bir açısai momentuma ve pariteye sahip olacaktır ve böylece foton iki durumu birbirine bağlayacak ve hem pariteyi hem de açısai momentumu koruyacaktır. Çekirdeğin ilk ve son durumlarının toplam açısai momentumları J_i ve J_s ise fotonun taşıyacağı açısai momentum

$$|(J_i - J_s)| \leq l \leq J_i + J_s, \quad (2.90)$$

aralığında yer alır. Fotonun çok kutupluluğu taşıdığı açısai momentum miktarıyla ilgilidir. l birim açısai momentum taşıyan bir fotona $2l$ kutuplu denir (Bozkurt 2012). Örneğin $l = 1$ ise, foton dipoldür (2 kutup), $l = 2$ ise, foton kuadrupoldür (4 kutup). Çift elektriksel geçişlerde ve tek manyetik geçişlerde parite değişmez, tek elektriksel geçişlerde ve çift manyetik geçişlerde parite değişir.

$$E(l; J_i \rightarrow J_s) = (-1)^l, \quad (2.91)$$

$$M(l; J_i \rightarrow J_s) = (-1)^{l+1}. \quad (2.92)$$

Çizelge 2.3'te ışımaları türleri ve geçişler gösterilmiştir.

Çizelge 2.3. Işıma türleri ve geçişler (Bozkurt 2012)

| Işıma türü | Adı | l | $\Delta\pi$ |
|------------|----------------------|-----|-------------|
| E1 | Elektrik dipol | 1 | Evet |
| M1 | Manyetik dipol | 1 | Hayır |
| E2 | Elektrik kuadrupol | 2 | Hayır |
| M2 | Manyetik kuadrupol | 2 | Evet |
| E3 | Elektrik Oktupol | 3 | Evet |
| M3 | Manyetik Oktupol | 3 | Hayır |
| E4 | Elektrik Hexadecapol | 4 | Hayır |
| M4 | Manyetik Hexadecapol | 4 | Evet |

Genel olarak elektromanyetik geçiş şiddeti,

$$B(E_l; l \rightarrow 0^+) = \frac{1}{4\pi} \left| \left[Z_1 \left(\frac{-A_2}{A} \right)^l + Z_2 \left(\frac{A_1}{A} \right)^l \right] \int_0^\infty \frac{\psi_0^*(r)}{r} r^l \frac{\psi_l(r)}{r} r^2 dr \right|^2, \quad (2.93)$$

şeklinde ifade edilir (İbrahim 2009). Burada $l=1$ dipol geçişi ve $l=2$ kuadrupol geçiştir.

2.10.1. Dipol geçişi

Denklem (2.93)'de $l=1$ yazılırsa

$$B(E1; 1^- \rightarrow 0^+) = \frac{1}{4\pi} \left| \left[Z_1 \left(\frac{-A_2}{A} \right)^1 + Z_2 \left(\frac{A_1}{A} \right)^1 \right] \int_0^\infty \psi_0^*(r) r \psi_1(r) dr \right|^2, \quad (2.94)$$

elde edilir.

2.10.2. Kuadrupol geçiş

Denklem (2.93)'de $l=2$ yazılırsa

$$B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+) = \frac{1}{4\pi} \left| \left[Z_1 \left(\frac{-A_2}{A} \right)^2 + Z_2 \left(\frac{A_1}{A} \right)^2 \right] \int_0^\infty \psi_0^*(r) r^2 \psi_2(r) dr \right|^2, \quad (2.95)$$

Burada $A = A_1 + A_2$ ve β_2 parametresi denklem (2.96)

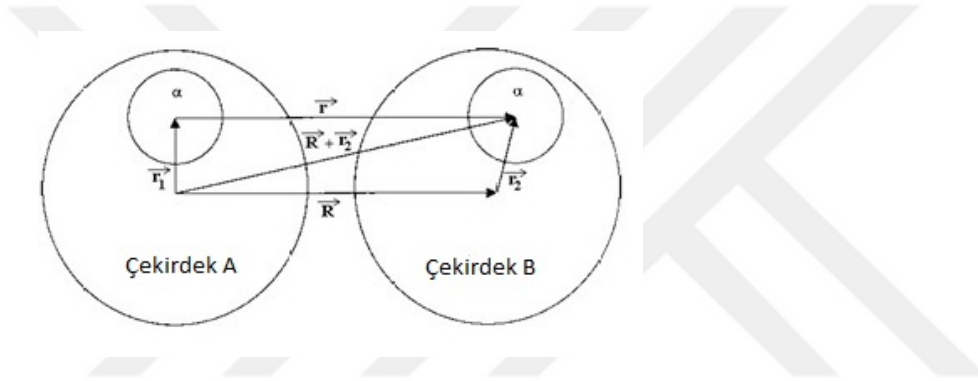
$$\beta_2 = \left[Z_1 \left(\frac{-A_2}{A} \right)^2 + Z_2 \left(\frac{A_1}{A} \right)^2 \right] \quad (2.96)$$

ile ifade edilir.

3. MATERİYAL VE METOT

3.1. Alfa-Alfa Çift Katlı Potansiyeli

Alfa kümelenme çift katlı potansiyeli iki etkileşen çekirdeğin yoğunluk dağılımı üzerinden alfa-alfa etkileşiminin integralini alarak ^{20}Ne hafif çekirdeği $^{12}\text{C} + ^8\text{Be}$; ^{24}Mg çekirdeği $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ ve $^{16}\text{O} + ^8\text{Be}$ şeklinde modellenerek nükleer potansiyelleri hesaplanmıştır. Burada ^{12}C ve ^8Be çekirdeklerinin yoğunlukları deneysel olarak literatürde olmadığı için rms değerlerinin deneysel değerleri literatürden bulunarak bu iki çekirdeğin yoğunlukları Mathematica programı yazılımı ile hesaplanmıştır. ^{16}O yoğunluğu RIPL-3'ten alınmıştır (RIPL-3 2009). Alfa kümelenme çift katlı potansiyel modeli (ACDF) şematik gösterimi Şekil 3.1'de gösterilmiştir.



Şekil 3.1. $\alpha - \alpha$ tipi potansiyelin şematik gösterimi (Soylu 2016)

Yoğunlukları hesaplanan bu çekirdekler alfa-alfa etkileşimine göre integral alınarak nükleer potansiyel hesaplanmıştır. Bu potansiyelin formülü denklem (3.1) ile verilir (Farid vd 2001).

$$V_{ACDF} = \int \int \rho_A(\vec{r}_1) \rho_B(\vec{r}_2) v_{\alpha\alpha}(\vec{r}_{12}) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2, \vec{r}_{12} = \vec{R} - \vec{r}_1 + \vec{r}_2, \quad (3.1)$$

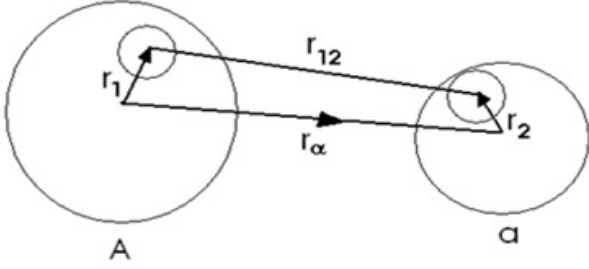
Burada ρ_A ve ρ_B sırasıyla hedef ve mermi çekirdeğin yoğunluklarıdır. $v_{\alpha\alpha}$ etkileşim terimi çekici, açısal momentum ve enerjiden bağımsız etkileşim potansiyelidir (Farid vd 2001),

$$v_{\alpha\alpha}(r) = v_{0\alpha} \exp(-0.22r^2), \quad (3.2)$$

ile ifade edilir.

3.2. Nükleon-Nükleon Çift Katlı Potansiyeli

Alfa ve kor parçacık arasındaki etkileşme potansiyelini tanımlar ve alfa-kor arasındaki nükleon-nükleon ($n - n$) etkileşmesinin integrali alınarak nükleer potansiyel hesaplanır. ^{20}Ne çekirdeği $^{16}\text{O} + \alpha$; ^{24}Mg çekirdeği $^{20}\text{Ne} + \alpha$ şeklinde modellenir. Potansiyelin şematik gösterimi Şekil 3.2'de gösterilmiştir.



Şekil 3.2. $n - n$ tipi potansiyelin şematik gösterimi (Soylu 2016)

$n - n$ etkileşimine göre elde edilen bu potansiyel denklem (3.3) ile verilmiştir.

$$V_F(r) = \int dr_1 \int dr_2 \rho_A(\vec{r}) \rho_\alpha(r) v_{nn}(r_{12}), \quad (3.3)$$

Burada $\rho_A(r)$ ve $\rho_\alpha(r)$ sırasıyla kor çekirdeğin ve alfa parçacığının yoğunluğudur. v_{nn} etkileşmesi için literatürde birkaç etkileşme çeşidi vardır. Bu çalışmada M3Y (Michigan 3 Yukowa) etkileşmesi seçilmiştir ve denklem (3.4) ile verilir (Cook 1982).

$$v_{nn} = 7999 \frac{\exp(-4r)}{4r} - 2134 \frac{\exp(-2.5r)}{2.5r} + J_{00}(E)\delta(r), \quad (3.4)$$

Burada J_{00} değiş-tokuş terimidir,

$$J_{00} = -276 \left[1 - \frac{0.005 E_{Lab}}{A_\alpha} \right] \quad (3.5)$$

ile ifade edilir. Burada A_α ve E_{Lab} sırasıyla alfa parçacığının kütlesi ve laboratuvar ortamındaki enerjisidir ve $E_{Lab}=240$ MeV'dir.

3.3. Dönme Bantlarının Uyarılma Enerjileri

Herhangi bir ana çekirdek ikili kümelenme modeline göre alfa+kor çekirdek sistemi olarak düşünüldüğünde alfa ve kor çekirdek arasındaki etkileşme potansiyeli

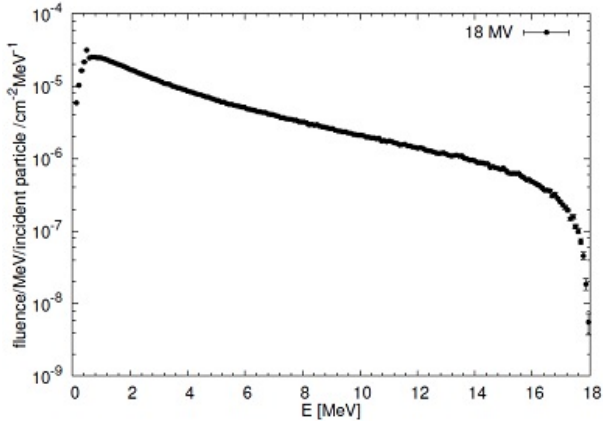
bağlı durumunda tıpkı bir molekül olarak düşünülerek ana çekirdeğin dönme bantlarının uyarılma enerjilerini üretmelidir. Bu durum harmonik osilatör kabuk modeli olarak bilinir. Alfa parçacığı, kor çekirdeğe bağlandığından yeni durumda ana çekirdek iç yapısı ihmal edilmiş alfa parçacıklarından oluşmuş olarak düşünülür ve bundan dolayı da uygun n ve l değerlerinde bağlı durum Schrödinger denkleminin çözümü yapılarak uyarılma enerjileri hesaplanabilir. Çözüm yapılırken kabuk modelindeki kuantum sayıları yerine her bir alfa parçacığının çekirdekte yerleşimini göz önüne alan Wildermuth koşulları kullanılarak her bir çekirdek için G sayısı hesaplanmalıdır. G sayısı tek parçacık kabuk modeli kuantum sayılarıyla ilişkilidir ve aşağıdaki formüle göre hesaplanır (Brink 1966, Buck vd 1975).

$$G = 2n + L = \sum_{j=1}^{n_c} 2n_j + L_j, \quad (3.6)$$

Burada n_j, l_j tek parçacık kuantum sayılarıdır. Burada nükleer potansiyel elde edildikten sonra etkileşme potansiyeli tanımlanıp sistem için G sayısı belirlendikten sonra her bir dönme durumunun uyarılma enerjisi Schrödinger denkleminin etkin potansiyelle bağlı durum çözümüyle elde edilmiştir. Hesaplamalar Schrödinger denkleminin rezonant durumlarının enerji ve bozunma genişliğini hesaplayabilen Gamow koduyla yapılmıştır (Vertse vd 1982). Teorik olarak elde edilen enerji seviyeleri deneysel olarak test edilmesi için fotonükleer reaksiyonlar ile ^{25}Mg çekirdeğinden proton koparma deneyi gerçekleştirilmiştir. Yapılan analizlerle ^{24}Mg çekirdeğine ait enerji seviyeleri elde edilmiştir. Bu deney Akdeniz Üniversitesi Nükleer Araştırma ve Uygulama Merkezinde (NUBA) mevcut e-linac ile deneysel imkanlar kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Burada fotonükleer reaksiyonlar ve bu reaksiyonların analizleri sırasında uygulanan metodoloji aşağıda detaylandırılmıştır.

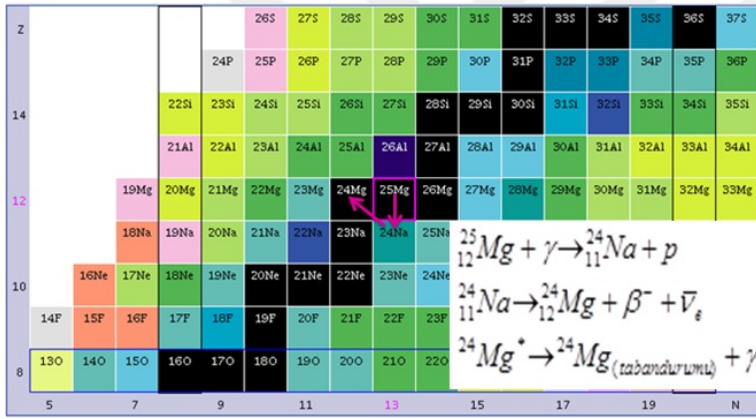
Fotonükleer reaksiyonlarda hedef çekirdeklere gönderilen fotonlar lineer hızlandırıcılar tarafından Bremsstrahlung yöntemiyle elde edilmektedir. NUBA'da ışınlama işlemi için kullanılan lineer hızlandırıcı cihazı Philips marka SLI-25 model Bremsstrahlung enerji spektrumuna sahip bir medikal lineer elektron hızlandırıcıdır. Hazırlanan numuneler lineer hızlandırıcı cihazında 10, 12, 14, 16, 18, 20 ve 22 MeV foton enerjileri ile ışınlanırlar. Şekil 3.3'te 18 MeV enerjiye sahip elektronlardan üretilen Bremsstrahlung fotonunun enerji dağılımı gösterilmektedir.

Elde edilen bu fotonlar ile hedef çekirdeklerin proton ve nötron koparma enerjilerine bağlı olarak (γ, n) , (γ, p) ve (γ, γ') reaksiyonları gerçekleştirilebilir. Bu deneyde de hedef çekirdek olan ^{25}Mg çekirdeğine foton göndererek (γ, p) reaksiyonu gerçekleştirilmiştir. Bu reaksiyon sonucu oluşan ürün çekirdekler daha kararlı yapıda olduklarından dolayı gama ışını yayınlayarak daha kararlı duruma geçerler. Bu durumda yayınlanan gama ışınları her çekirdek için ayrı olduğundan karakteristik özellikler taşır. Bu sayede dedektör tarafından algılanan gama ışınları her biri farklı enerji için ayrılmış olan kanallarda sayılırlar ve bu sayım sonucunda elde edilen karakteristik pik analiz edilerek ^{24}Mg çekirdeğinin enerji seviyeleri elde edilmiştir.



Şekil 3.3. 18 MeV elektrondan üretilen Bremsstrahlung foton dağılımı (Boztosun vd 2015)

Burada ^{25}Mg ışınlanması sonucu meydana gelecek reaksiyonlar Şekil 3.4'de kabaca belirtilmiştir.



Şekil 3.4. ^{25}Mg çekirdeğinin ışınlanması sonucu meydana gelecek reaksiyonların şematik gösterimi (Nudat 2013)

Bu reaksiyon sonucu elde edilen ürün çekirdeği p-tipi, koaksiyel, elektrik soğutuculu bir yüksek saflıkta germanyum dedektörüne (HPGe) asgari düzeyde yakın bir şekilde yerleştirilerek foton sayımı alınmış ve karakteristik pik elde edilmiştir. Elde edilen pikler Linux tabanlı gf3 spektrum analiz programı kullanılarak analiz edilmiştir. Ayrıca bu elde edilen pik analiz edilerek ^{24}Mg çekirdeğinin enerji seviyelerinin belirlenmesi sağlanmıştır.

3.4. B(E2 \downarrow) Geçiş Şiddeti

Bu geçişlerden deneysel olarak gözlenebilen E2 geçişi ^{20}Ne ve ^{24}Mg

çekirdekleri için Mathematica programında hesaplanmıştır. Bu geçiş

$$B(E2 : L_i \rightarrow L_f) = \frac{5}{4\pi} \beta_2^2 \langle L_i 020 | L_f 0 \rangle^2 \times \left(\int_0^\infty \Psi_{L_f}^*(r) r^2 \Psi_{L_i}(r) dr \right), \quad (3.7)$$

formülü ile ifade edilir. Burada β_2 parametresi

$$\beta_2 = \frac{Z_1 A_2^2 + Z_2 A_1^2}{(A_1 + A_2)^2}, \quad (3.8)$$

şeklindedir.

3.5. Alfa Bozunma Genişliği

Bu çalışmada ^{20}Ne ve ^{24}Mg çekirdeklerinin alfa bozunma genişliği yarı-klasik WKB yaklaşımı kullanılarak Mathematica programında hesaplanmıştır. Bu yaklaşımda, bariyer delinebilirlik olasılığı,

$$P = \exp\left(-2 \int_{r_2}^{r_3} dr k(r)\right), \quad (3.9)$$

ile ifade edilir. Burada $k(r)$ etkin potansiyelin r_2 ve r_3 dönüm noktaları arasındaki dalga sayısıdır ve

$$k(r) = \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} (Q_\alpha - V_{etk}(r))}, \quad (3.10)$$

şeklinde hesaplanır. Burada Q_α taban durum geçişinin bozunma enerjisidir. Alfa parçacıklarının etkin potansiyel içindeki hareketi Bohr-Sommerfeld kuantumlanma koşuluyla belirlenebilir. Bu koşul,

$$\int_{r_1}^{r_2} dr \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} (Q - V_{etk}(r))} = (2n + 1) \frac{\pi}{2} = (G - L + 1) \frac{\pi}{2}, \quad (3.11)$$

şeklinde verilir. Burada G, global kuantum sayısıdır ve bu çalışmada G=12 alınmıştır (Buck vd 1995). Alfa bozunma genişliği ise,

$$\Gamma_\alpha = P_\alpha F \frac{\hbar^2}{4\mu} P, \quad (3.12)$$

ile verilir. Burada F ve P_α sırasıyla normalizasyon faktörü ve ana çekirdeğin alfa parçacıklarının preformasyon faktörüdür. Literatürde preformasyon faktörü $P_\alpha = 0.005 - 1$ aralığında değişen değerler aldığı görülmüştür. Bu çalışmada da

$P_\alpha = 1$ alınmıştır. Normalizasyon faktörü F ,

$$F = \frac{1}{\int_{r_1}^{r_2} dr \frac{1}{k(r)} \cos^2 \left(\int_{r_2}^r dr' k(r') - \frac{\pi}{4} \right)} \quad (3.13)$$

ile bulunur. Burada \cos^2 terimi yerine $1/2$ alınabilir (Xu ve Ren 2006). Dolayısıyla preformasyon faktörü F ,

$$F = \frac{1}{\int_{r_1}^{r_2} dr \frac{1}{2k(r)}}, \quad (3.14)$$

şeklindedir.



4. BULGULAR

4.1. Nükleer Potansiyel Elde Edilmesi

Bu çalışmada ^{20}Ne ve ^{24}Mg hafif çekirdekleri için mikroskobik yaklaşım olan alfa kümelenme $\alpha - \alpha$ çift katlı ve $n - n$ çift katlı potansiyel modeliyle nükleer potansiyel elde edilmiştir. Bu iki çekirdek için elde edilen nükleer potansiyeller etkin potansiyelde yerine yazılarak Schrödinger denkleminin bağlı durum çözümleri Gamow koduyla yapılmıştır. Bu çözümlerle ^{20}Ne ve ^{24}Mg hafif çekirdeklerinin pozitif çift pariteli seviyelerinin dönme bandı uyarılma enerjileri elde edilmiştir. Yine eş zamanlı olarak elde edilen nükleer potansiyeller kullanılarak bu iki çekirdek için pozitif çift pariteli seviyelerinin $B(E2)$ geçiş şiddetleri Mathematica programında hesaplanmıştır. Diğer taraftan yarı-klasik yaklaşım olan WKB metoduyla da bu iki çekirdeğin alfa bozunma genişlikleri yine Mathematica programında elde edilmiştir. Tüm hesaplamalarda $G=12$ alınmıştır. Burada ^{12}C ve ^8Be çekirdeklerinin yoğunlukları deneysel olarak olmadığı için rms değerlerinin deneysel değerleri literatürden alınarak bu iki çekirdeğin yoğunlukları denklem (4.1) ile Mathematica programında hesaplanmıştır (Fujiwara 1979, Tohsaki vd 2001). Burada A , ^{12}C ve ^8Be çekirdeklerinin kütleleridir. ^{16}O ve ^{20}Ne çekirdeklerinin yoğunlukları ise RIPL-3'ten alınmıştır (RIPL-3 2009).

$$\int \rho(r) 4\pi r^2 dr = A, \quad (4.1)$$

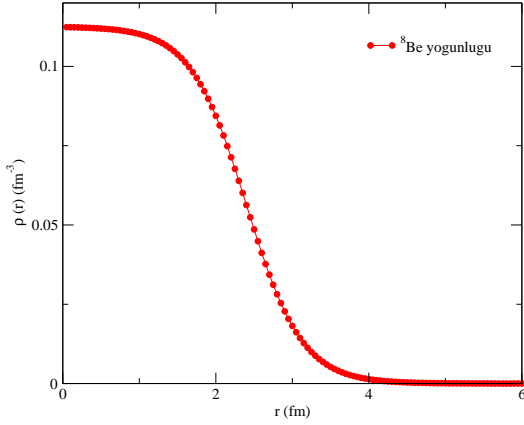
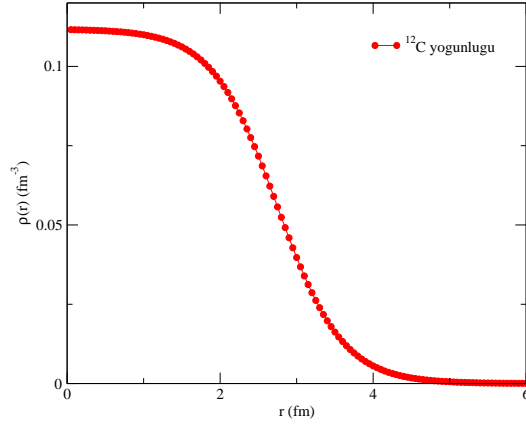
Burada yoğunluk dağılımı olarak,

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left[\frac{r-R}{a}\right]}, \quad (4.2)$$

fermi dağılımı kullanılarak ^{12}C ve ^8Be çekirdeklerinin yoğunlukları hesaplanmıştır. Bu çekirdeklerin yoğunluk parametreleri Çizelge 4.1, yoğunluk dağılımları Şekil 4.1 ve 4.2'de gösterilmiştir.

Çizelge 4.1. ^8Be ve ^{12}C çekirdekleri için hesaplanan nükleer yoğunluk parametre değerleri.

| Çekirdek | ρ_0 (fm^{-3}) | a (fm) | $\langle r \rangle^{1/2}$ (fm) |
|-----------------|-------------------------------|----------|--------------------------------|
| ^8Be | 0.1125 | 0.3643 | 2.30 |
| ^{12}C | 0.1117 | 0.4248 | 2.65 |

Şekil 4.1. ${}^8\text{Be}$ çekirdeğinin yoğunluğuŞekil 4.2. ${}^{12}\text{C}$ çekirdeğinin yoğunluğu

4.2. ${}^{20}\text{Ne}$ Çekirdeği için Elde Edilen Sonuçlar

${}^{20}\text{Ne}$ çekirdeğinin $\alpha - \alpha$ çift katlı ve $n - n$ çift katlı potansiyel modeliyle hesaplanan nükleer potansiyel grafiği Şekil 4.3'de gösterilmiştir. Burada nükleer potansiyel derinliği $V_N(r)$ ve λ normalizasyon sabiti Çizelge 4.2'de verilmiştir.

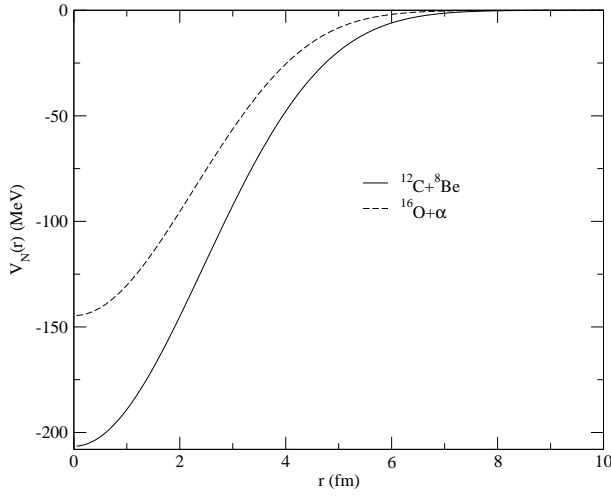
Çizelge 4.2. ${}^{20}\text{Ne}$ çekirdeği nükleer potansiyel derinlik ve λ normalizasyon parametresi.

| Sistem | $V_N(r)$ (MeV) | λ |
|---------------------------------|----------------|-----------|
| ${}^{12}\text{C}+{}^8\text{Be}$ | 206 | 1.1458 |
| ${}^{16}\text{O}+\alpha$ | 144 | 1.8887 |

${}^{20}\text{Ne}$ çekirdeği dönme bandı uyarılma enerjileri deneysel ve teorik sonuçları Çizelge 4.3'de verilmiştir. Deneysel sonuçlar (Kanada-en'yo 2014)'den alınmıştır.

${}^{20}\text{Ne}$ çekirdeği $B(E2\downarrow)$ geçiş şiddetleri deneysel ve teorik sonuçları Çizelge 4.4'de verilmiştir. Deneysel ve teorik sonuçlardaki birim ($e^2 fm^4$) dir. Deneysel sonuçlar (Buck vd 1995)'den alınmıştır.

${}^{20}\text{Ne}$ çekirdeği alfa bozunma genişliği deneysel ve teorik sonuçları Çizelge 4.5'de verilmiştir. Deneysel sonuçlar (Buck vd 1995)'den alınmıştır.

Şekil 4.3. ^{20}Ne çekirdeğinin nükleer potansiyeliÇizelge 4.3. ^{20}Ne çekirdeği dönme bandı uyarılmış enerji seviyeleri. (a) $^{12}\text{C} + ^8\text{Be}$, (b) $^{16}\text{O} + \alpha$.

| J^π | $E_{Den.}^*$ (MeV) | $E_{Teo.}^*$ (MeV)(a) | $E_{Teo.}^*$ (MeV)(b) |
|---------|--------------------|-----------------------|-----------------------|
| 0^+ | 0.00 | 0.00 | 0.00 |
| 2^+ | 1.63 | 0.90 | 1.04 |
| 4^+ | 4.25 | 2.99 | 3.49 |
| 6^+ | 8.78 | 6.31 | 7.41 |
| 8^+ | 11.95 | 10.96 | 12.83 |

Çizelge 4.4. ^{20}Ne çekirdeği $B(E2\downarrow)$ geçiş şiddeti. (a) $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ (c) $^{20}\text{Ne} + \alpha$.

| J^π | $B(E2\downarrow)_{Den.}$ | $B(E2\downarrow)_{Teo.}(a)$ | $B(E2\downarrow)_{Teo.}(b)$ |
|-----------------------|--------------------------|-----------------------------|-----------------------------|
| $2^+ \rightarrow 0^+$ | 68 ± 4 | 55 | 72 |
| $4^+ \rightarrow 2^+$ | 71 ± 7 | 75 | 100 |
| $6^+ \rightarrow 4^+$ | 65 ± 10 | 74 | 103 |
| $8^+ \rightarrow 6^+$ | 30 ± 4 | 66 | 97 |

Çizelge 4.5. $^{16}\text{O} + \alpha$ sistemi alfa bozunma genişliği.

| J^π | $\Gamma_\alpha^{Den.}$ (keV) | $\Gamma_\alpha^{Teo.}$ (keV) |
|---------|------------------------------|------------------------------|
| 6^+ | 0.11 ∓ 0.02 | 0.03 |
| 8^+ | 0.035 ∓ 0.01 | 0.041 |

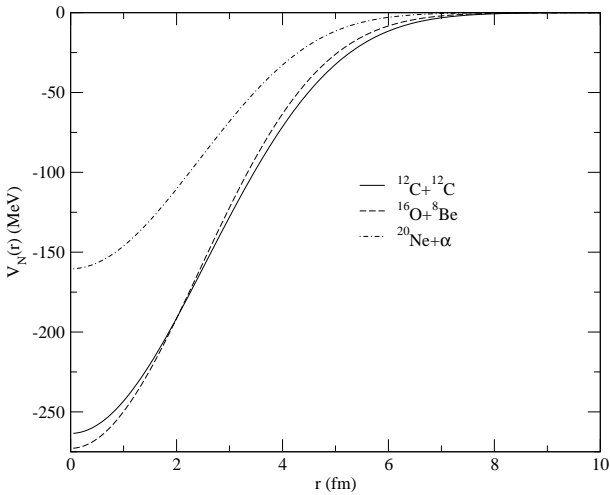
^{20}Ne çekirdeği için $^{16}\text{O}+\alpha$ sisteminde ancak alfa bozunması gerçekleşebilir. $^{12}\text{C}+^8\text{Be}$ sisteminde ya ^{12}C ya da ^8Be bozunması gerçekleşecektir.

4.3. ^{24}Mg Çekirdeği için Elde Edilen Sonuçlar

^{24}Mg çekirdeğinin $\alpha - \alpha$ çift katlı ve $n - n$ çift katlı potansiyel modeliyle hesaplanan nükleer potansiyel grafiği Şekil 4.4'de gösterilmiştir. Nükleer potansiyel derinliği $V_N(r)$ ve normalizasyon sabiti λ Çizelge 4.6'da verilmiştir.

Çizelge 4.6. ^{24}Mg çekirdeği nükleer potansiyel derinlik ve λ normalizasyon parametresi.

| Sistem | $V_N(r)$ (MeV) | λ |
|-------------------------------|----------------|-----------|
| $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ | 263 | 0.8707 |
| $^{16}\text{O}+^8\text{Be}$ | 272 | 0.9145 |
| $^{20}\text{O}+\alpha$ | 160 | 1.6640 |



Şekil 4.4. ^{24}Mg çekirdeğinin nükleer potansiyeli

4.3.1. Fotonükleer reaksiyonla elde edilen deneysel sonuçlar

Bu çalışmada aktivasyon işlemleri için kullanılan bremsstrahlung fotonları, temelde tedavi amaçlı kullanılan bir Philips (Elekta TM Synergy) SLI-25 klinik elektron lineer hızlandırıcıdan (c-LINAC) elde edilmiştir. Bu hızlandırıcı 4, 6 ve 18 MeV Bremsstrahlung enerji spektrumuna sahiptir. Bu cihazdaki elektron tabancası 400 Hz'lik bir puls tekrarlama frekansına sahiptir. Kullanılan Bremsstrahlung

dönüştürücü materyali ise tungsten elementinden oluşmaktadır. Deneyde bir Tantal numunesi klinik hızlandırıcının kaynağından (dönüştürücü tungsten hedeften) 58 cm uzaklığa yerleştirmiştir ve 18 MeV nihai enerjili Bremsstrahlung fotonları ile ışınlanmıştır. Bu çalışma kapsamında radyoaktivite ölçümleri p-tipi, koaksiyel, elektrik soğutuculu bir yüksek saflıkta germanyum dedektörü (HPGe) ile yapılmıştır. AMATEK ORTEC (GEM40P4-83) model HPGe detektörünün bağıl verimi % 40 olup ^{57}Co radyoizotopunun 122 keV'deki piki için FWHM değeri 768 eV, ^{60}Co radyoizotopunun 1332 keV 'deki piki için FWHM değeri 1.85 keV'dir. HPGe detektörü yine ORTEC firmasına ait güc kaynağı, spektroskopi yükseltici, analog dijital donüştürücüden oluşan NIM (Nuclear Instrumentation Module) kasaya ve bir bilgisayara bağlanmıştır. HPGe detektörü 10 cm kalınlığındaki kurşun bir zırh içerisinde bulunmaktadır. Ayrıca zırhtan kaynaklanabilecek X ışınlarını filtrelemek için kurşun zırhın iç kısmı 2 mm bakırla kaplanmıştır. Enerji kalibrasyonu için Çekmece Nükleer Araştırma ve Eğitim Merkezinden (IAEA 1364-43-2) gama ışını enerjileri 47 ile 1837 keV arasında değişen çeşitli nokta ve karma kalibrasyon kaynakları temin edilmiştir. Dedektör 16830 kanala ayarlanmıştır ve bir kanal için yaklaşık olarak 0.18 keV/kanal değeri söz konusudur. Numune ışınlama bitiminden yaklaşık olarak 10 dakika sonra dedektörün önüne yerleştirilmiştir ve yaklaşık olarak 3 günlük bir sayıma bırakılmıştır. Sayım esnasında kayıtlar, ilk olarak kısa yarı ömürlü çekirdekleri izleyebilmek için kısa (yaklaşık 9 saniyelik spektrum kayıtları) ve daha sonra ise daha uzun yarı ömürlü çekirdeklere odaklanabilmek için daha uzun süreli kayıtlardan oluşmaktadır. Ayrıca hem Magnezyum numunesi sayımı öncesi ve hem de sonrasında yukarıda bahsedilen kalibrasyon kaynakları için dedektörde sayımlar alınmıştır. Diğer yandan sayım ile yaklaşık olarak aynı süreyi kapsayan bir background ölçümü de alınmıştır. Deney esnasında meydana geldikleri tespit edilen fotonükleer reaksiyonlar; çekirdekte bir nötron kopuşuyla sonuçlanan (γ, n) reaksiyonlarıdır (bu çalışmada $^{25}\text{Mg}(\gamma, p)^{24}\text{Na}$).

Spektrum'da gözlenen nükleer reaksiyon denklem (4.3)'deki gibidir. Bu nükleer reaksiyon sonrası çalışılan bozunum reaksiyonu ise denklem (4.4)'deki gibidir.



Burada $^{24}\text{Mg}^*$ uyarılmış haldedir. Uyarılmış olan $^{24}\text{Mg}^*$ çekirdeği gama yayınlayarak taban hale geçer. Bu reaksiyon denklem (4.5)'de gösterilmiştir.



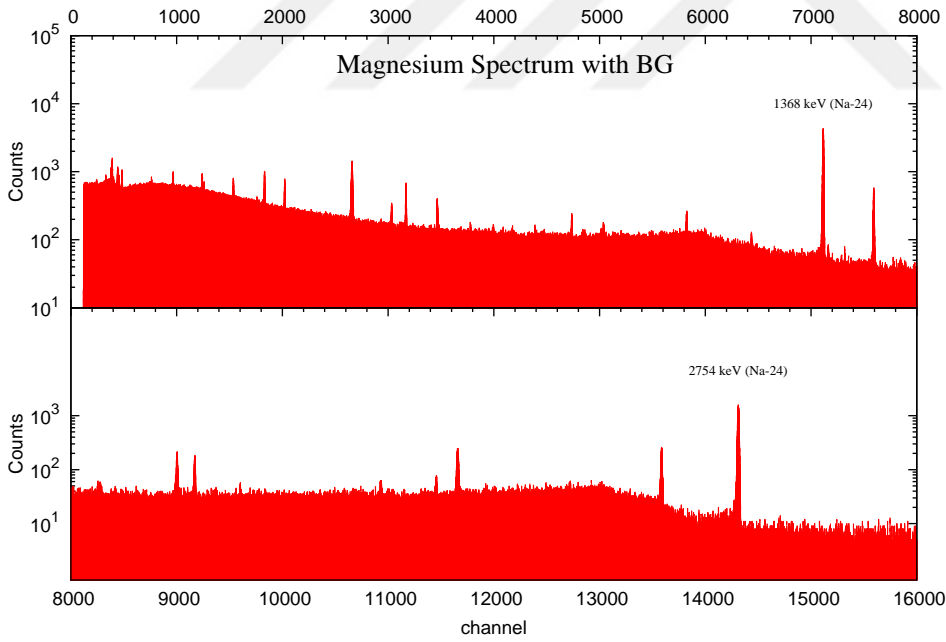
Teorik olarak elde edilen enerji seviyeleri deneysel olarak test edilmesi

için fotonükleer reaksiyonlar ile ^{25}Mg çekirdeğinden proton koparma deneyi gerçekleştirilmiştir. Yapılan analizlerle ^{24}Mg çekirdeğine ait enerji seviyeleri elde edilmiştir. Elde edilen deneysel sonuçlar Çizelge 4.7'de verilmiştir. Deneysel sonuçlar (Descouvemont ve Baye 1987)'den alınmıştır.

Çizelge 4.7. ^{24}Mg çekirdeği dönme bandı uyarılmış enerji seviyeleri. (a) $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, (b) $^{16}\text{O} + ^8\text{Be}$, (c) $^{20}\text{Ne} + \alpha$

| J^π | $E_{Den.}^*$ (MeV) | E_{Bizim}^* (MeV) | $E_{Teo.}^*$ (MeV)(a) | $E_{Teo.}^*$ (MeV)(b) | $E_{Teo.}^*$ (MeV)(c) |
|---------|--------------------|---------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|
| 0^+ | 0.00 | 0.00 | 0.00 | 0.00 | 0.00 |
| 2^+ | 1.37 | 1.368 ± 0.060 | 1.35 | 0.87 | 1.29 |
| 4^+ | 4.12 | 4.123 ± 0.163 | 4.07 | 2.91 | 3.79 |
| 6^+ | 8.11 | - | 8.06 | 6.15 | 6.48 |
| 8^+ | 13.21 | - | 12.22 | 10.64 | 11.18 |

Fotonükleer reaksiyonla deneysel olarak elde ettiğimiz ^{24}Mg çekirdeğinin enerji spektrumu Şekil 4.5.'de verilmiştir.



Şekil 4.5. ^{24}Mg çekirdeğinin enerji spektrumu

Literatür değerleri ile karşılaştırıldığında elde edilen gama geçişlerinin oldukça uyumlu olduğu görülmektedir. Tespit edilen enerji değerleri spektrum üzerinde belirtilmiştir. Belirtilmeyen pikler ya arka plan ya da toplam veya kaçış pikleridir.

4.3.2. Yarıömür

Yarı ömür ölçümleri genellikle ölçümün aktiviteye fitlenmesini içerir. Aktivite denklem (4.6) ile verilir.

$$A(t) = A_0 \exp(-\lambda t), \quad (4.6)$$

Ayrıca diğer bir yol ise direkt olarak sayımlar ile temsil edilen aktivitenin integraline fitlemeyi kapsar. Bununla birlikte, her bir adımdaki hataların korele olmasından ve korelasyonun bilinmemesinden dolayı, her bir ardışık adımdaki pikin bağımsız olarak fitlenmesi ve sonrasında da yarı ömürün bu veriden elde edilmesi uygun değildir. Daha uygun bir yaklaşım ise aktiviteyi eşit uzunluktaki zaman adımlarında integre etmektir:

$$C(T) = \int_{T-\Delta T}^{T+\Delta T} A(T) dT = C_0 e^{-\lambda T} (e^{\lambda \Delta T} - e^{-\lambda \Delta T}), \quad (4.7)$$

Burada $C_0 = A_0/\lambda$ iken T ise sayım zamanıdır. ΔT sabit olduğu sürece fonksiyon eksponansiyel olarak sadece T 'ye bağlı olacaktır. Pratik anlamda bu ΔT uzunluklu bağımsız spektrumların alınması ve her bir adım sonunda sayımın yeniden başlatılmasıyla gerçekleştirilebilir. Böylelikle, iki ardışık spektrumda elde edilen sayımlar korele olmayacaktır ve elde edilen sayım hataları birbirinden bağımsız olacaktır. Dedektörün meşgul olduğu süre boyunca numune bozunmaya devam ettiği için bir ölü zaman (dead time) söz konusudur ve bu nedenle sayımlarda bir düzeltme yapılması gerekir. Bizim durumumuzda ise bu küçük bir düzeltme payı demektir, çünkü sadece başlangıçta yaklaşık % 2 kadarlık ufak bir ölü zaman gözlenmiştir.

Fitleme işleminin basitleştirilmesi için eşitlik (4.7)'nin logaritması kullanılmıştır. Bu durumda lineer bir fitleme işlemi söz konusudur ve bu sayede bozunma sabiti olan λ elde edilebilmektedir. Bozunma sabiti elde edildiğinde de yarı ömür değeri $T_{1/2} = \ln 2/\lambda$ eşitliğinden elde edilebilir.

Çizelge 4.8. ^{24}Na için yarı ömür değerleri. NUDAT değeri 14.997 ± 0.12 saat şeklindedir.

| Gama geçiş enerjisi (keV) | $T_{1/2}$ saat | $\sigma_{T_{1/2}}$ |
|---------------------------|----------------|--------------------|
| Kombinasyon değeri | 14.7355 | 0.172 |
| 1368 | 14.7768 | 0.132 |
| 2754 | 14.6941 | 0.212 |

^{24}Na izotopunun yarı ömür değeri için literatürde verilen 14.997 ± 0.12 saat değeri ile karşılaştırıldığında sonuçların oldukça iyi olduğu görülmektedir. Çizelge 4.8'de ^{24}Na izotopunun yarı ömrü için elde edilen değerler görülmektedir.

^{24}Mg çekirdeği $B(E2\downarrow)$ geçiş şiddetleri deneysel ve teorik sonuçları Çizelge 4.9'da verilmiştir. Deneysel ve teorik sonuçlardaki birim Weisskopf units (W.u.) dir. Deneysel sonuçlar (Buck vd 1990)'den alınmıştır.

Çizelge 4.9. ^{24}Mg çekirdeği $B(E2\downarrow)$ geçiş şiddeti. (a) $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, (b) $^{16}\text{O} + ^8\text{Be}$, (c) $^{20}\text{Ne} + \alpha$.

| J^π | $B(E2\downarrow)_{Den.}$ | $B(E2\downarrow)_{Teo.}(a)$ | $B(E2\downarrow)_{Teo.}(b)$ | $B(E2\downarrow)_{Teo.}(c)$ |
|-----------------------|--------------------------|-----------------------------|-----------------------------|-----------------------------|
| $2^+ \rightarrow 0^+$ | 20.9 ± 0.4 | 12 | 13 | 10 |
| $4^+ \rightarrow 2^+$ | 38 ± 3 | 18 | 18 | 15 |
| $6^+ \rightarrow 4^+$ | 38 ± 13 | 19 | 20 | 16 |
| $8^+ \rightarrow 6^+$ | 30 ± 14 | 20 | 22 | 17 |

^{24}Mg çekirdeği alfa bozunma genişliği deneysel ve teorik sonuçları Çizelge 4.10'da verilmiştir. Deneysel sonuçlar (Xu vd 2010)'dan alınmıştır.

Çizelge 4.10. $^{20}\text{Ne} + \alpha$ sistemi alfa bozunma genişliği.

| J^π | $\Gamma_\alpha^{Den.}(\text{keV})$ | $\Gamma_\alpha^{Teo.}(\text{keV})$ |
|---------|------------------------------------|------------------------------------|
| 8^+ | 200 | 340 |
| 10^+ | 300 | 162 |

5. TARTIŞMA

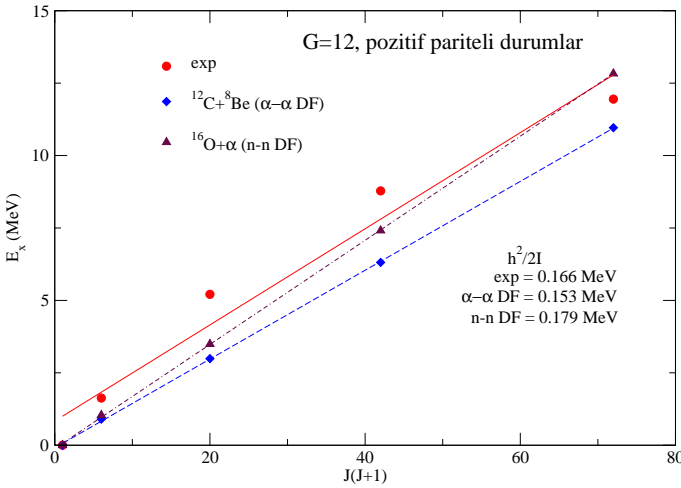
Kümelenme modeli son yıllarda nükleer yapı ve reaksiyon mekanizmalarını açıklamadaki başarısı ile oldukça popüler bir konu haline gelmiştir. İkili kümelenme modeline göre, alfa ve kor çekirdek arasındaki etkileşme potansiyelinden hareketle ana çekirdeğin nükleer yapı ve reaksiyon gözlenebilirlerini açıklamak mümkündür. Buradaki etkileşme potansiyeli merkezci, Coulomb ve nükleer potansiyellerinin toplamıdır. Merkezci ve Coulomb potansiyeli iyi bilinmekle birlikte nükleer potansiyel ile ilgili analitik bir ifade yoktur. Bu da nükleer potansiyel ile ilgili bir belirsizlik yaratmaktadır. İgo belirsizliği olarak bilinen bu belirsizlik nükleer fiziğin başlıca problemlerinden biridir. Nükleer potansiyeldeki bu belirsizlik çekirdeklerin nükleer yapı ve reaksiyon gözlenirlerini eş zamanlı olarak açıklanmasına engel teşkil etmektedir. Bu belirsizliği ortadan kaldırabilmek ve global bir potansiyel seti ortaya çıkarabilmek için literatürdeki birçok çalışmada nükleer potansiyel fenomenolojik ve mikroskobik olarak modellenmekte ve buradan hareketle çekirdeklerin nükleer yapı ve reaksiyon gözlenirleri incelenmektedir. Bu çalışmada mikroskobik yaklaşım olan $\alpha - \alpha$ çift katlı ve $n - n$ çift katlı potansiyel modeliyle ^{20}Ne ve ^{24}Mg hafif çekirdeklerinin nükleer yapı ve rezonant gözlenirleri incelenmiştir. $\alpha - \alpha$ çift katlı potansiyel modeli hafif çekirdeklerin nükleer reaksiyon mekanizmaları dışında şimdiye dek kullanılmamıştır. Bu sebeple bu çalışma bu alanda çalışan deneysel ve teorik fizikçilere bir katkı sağlayacaktır. ^{20}Ne ve ^{24}Mg hafif çekirdekleri kararlı yapıda olan çekirdeklerdir. Ayrıca hafif çift-çift çekirdekler üzerine yapılan deneysel çalışmalar ile alfa kümelenme yapısının varlığı hakkında güçlü kanıtlar elde edilmiştir. Bu sebepten bu çalışmada söz konusu iki çekirdeğin nükleer yapı ve rezonant gözlenirleri incelenmiştir.

Türkiye’de araştırma amaçlı kullanıma açık bir lineer elektron hızlandırıcı Akdeniz Üniversitesi Fizik Bölümünde mevcuttur. Bölümün bünyesindeki klinik lineer elektron hızlandırıcıda elektronlar, cihazın donanımında mevcut olan bir tungsten hedefe çarptırılıp 18 MeV uç nokta enerjili frenleme ışınımı üretilebilmektedir. Bir çekirdekte nötron ve proton koparmak için gereken optimum enerji yaklaşık olarak 8 MeV’dir. Yani bu enerji değeri ile enerji seviyeleri tespiti için gerekli en önemli reaksiyonlar olan (γ, n) ve (γ, p) reaksiyonları gerçekleştirilebilmektedir. Dahası, Bremsstrahlung dönüştürücüsünden koparılan nötronlar sayesinde çok miktarda nötron akısına sahip olunmaktadır. Fotonükleer reaksiyonlarda hedef çekirdeklere gönderilen fotonlar lineer hızlandırıcılar tarafından Bremsstrahlung yöntemiyle elde edilmektedir. Bu çalışmada yukarıda bahsedilen iki model ile elde edilen nükleer potansiyelden hareketle ^{24}Mg çekirdeğinin teorik olarak hesaplanan dönme bandı uyarılma enerjilerinin deneysel olarak test edilebilmesi için gerçekleştirilen fotonükleer reaksiyonlarla bu çekirdeğin enerji seviyeleri araştırılmıştır. Burada yapılan analizler sonucu elde edilen enerji spektrumunda $L = 0^+, 2^+ ve 4^+$ pikleri gözlenmiştir. Ayrıca 1368 keV ve 2754 keV’deki iki pikten elde edilen yarı ömür sonuçları da ayrı ayrı oldukça iyidir. Elde edilen sonuçlar

literatürdeki deneysel sonuçlarla hemen hemen uyumlu çıkmıştır.

Yapılan tüm hesaplamalarda literatüre uyumlu sonuçlar elde edebilmek için hesaplanan nükleer potansiyellerin derinlikleri normalizasyon katsayısı tanımlanarak arttırılabilir yada azaltılabilir. Gamow koduyla yapılan pozitif pariteli seviyelerin uyarılma enerjisi hesaplarında elde edilen sonuçlar şöyledir:

^{20}Ne çekirdeği; elde edilen enerji değerleri literatür sonuçlarıyla hemen hemen uyumlu fakat daha düşüktür. Bunun sebebi elde edilen nükleer potansiyelin derinliğinin optimum seviyede bulunamamasındandır. Uygun normalizasyon parametresi belirlenerek taban durumu için enerji değeri yakalanırken bir sonraki yada daha üst seviyelerdeki enerji seviyesinin deneysel değerine yakın değeri elde edilemeyebilmektedir. Elde edilen sonuçları daha iyi görebilmek için uyarılma enerjilerine karşılık $J(J+1)$ grafiği Şekil 5.1'de gösterilmiştir. Grafiğin eğimi eylemsizlik momentine karşılık gelmektedir. Burada $\alpha - \alpha$ çift katlı model ile elde edilen sonuçlar literatürle hemen hemen uyumludur ancak $n - n$ çift katlı (DF) modelle elde edilen sonuçlar $\alpha - \alpha$ çift katlı (DF) modele göre daha uyumludur.

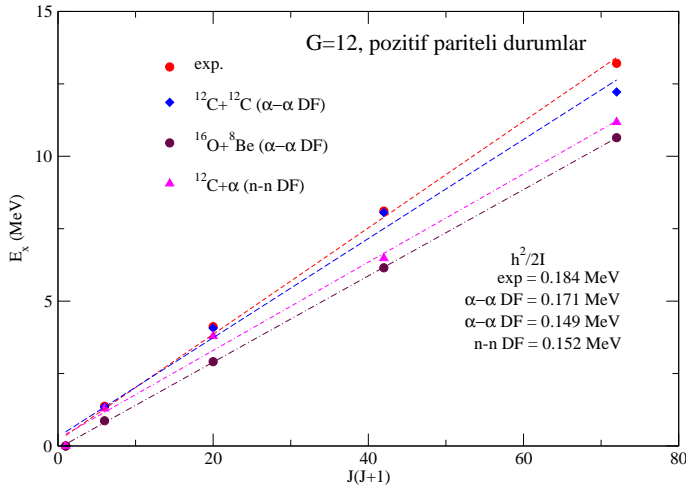


Şekil 5.1. ^{20}Ne çekirdeğinin pozitif pariteli durumlar için enerji eğimi

Grafikten görüldüğü üzere deneysel ve teorik eğim değerleri birbirine yakındır. $B(E2)$ geçiş şiddetinde $L;4^+ \rightarrow 2^+$ ve $L;6^+ \rightarrow 4^+$ geçişlerinde deneysel sonuçlar yakalanmıştır. Diğer geçişlerde de deneysel sonuçlara yakın sonuçlar elde edilmiştir. Burada $\alpha - \alpha$ çift katlı model daha iyi sonuç üretmiştir. Alfa bozunma genişliğinde ^{20}Ne çekirdeğinin $L = 0^+, 2^+, 4^+$ enerji seviyeleri bağlı durum enerjileridir. Dolayısıyla ana çekirdekte alfa bozunumu gerçekleşmemektedir. Deneysel olarak gözlenen 6^+ ve 8^+ seviyelerinde gerçekleşen alfa bozunum genişlikleri WKB metoduyla hesaplanmıştır. Sonuçlar literatürle uyumludur.

^{24}Mg çekirdeği; ^{20}Ne çekirdeğine göre elde edilen enerji değerleri daha iyi uyumludur. Burada nükleer potansiyel derinliği en optimum şekilde elde edilerek tüm enerji seviyelerinde literatürle uyumlu sonuçlar bulunmuştur. Elde edilen sonuçları daha iyi görebilmek için uyarılma enerjilerine karşılık $J(J+1)$ grafiği Şekil 5.2'de gösterilmiştir. Grafiğin eğimi eylemsizlik momentine karşılık gelmektedir.

Grafikten görüldüğü üzere deneysel ve teorik eğim değerleri birbirine uyumludur. Burada $\alpha - \alpha$ çift katlı model içerisinde $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ sistemi $n - n$ çift katlı modele göre daha iyi sonuç üretmiştir. B(E2) geçiş şiddetinde $L; 6^+ \rightarrow 4^+$ ve $L; 8^+ \rightarrow 6^+$ geçişlerinde deneysel sonuçlar yakalanmıştır. Diğer geçişlerde de teorik sonuçlar deneysel sonuçlarla hemen hemen yakındır. Alfa bozunma genişliğinde ^{24}Mg çekirdeğinin $L = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+$ enerji seviyeleri bağlı durum enerjileridir. Yani alfa parçacığı bağlı durumda kuyunun içine hapsedilmiştir. Dolayısıyla alfa bozunumu gerçekleşmemektedir. Deneysel olarak gözlenen 8^+ ve 10^+ seviyeleri yarı bağlı durumda gerçekleşen alfa bozunum gerçekleşmektedir. Sonuçlar deneysel sonuçlara çok yakın olmasada hemen hemen uyumludur.



Şekil 5.2. ^{24}Mg çekirdeğinin pozitif pariteli durumlar için enerji eğimi

6. SONUÇ

Literatürde yer alan makalelere bakıldığında ya yapı ya da reaksiyon gözlenirlerini açıklayan bir potansiyel modeli sistematik olarak incelenmiştir. Nükleer fizik mekanizmalarını açıklayabilecek tek potansiyel modelin olmaması nükleer fiziğin başlıca problemleri arasındadır. Nükleer potansiyeldeki bu belirsizliği en aza indirmek için nükleer yapı, rezonant ve reaksiyon gözlenirlerini eş zamanlı olarak açıklayan bir potansiyel modeli olmalıdır. Bu çalışmadaki amaç $\alpha - \alpha$ çift katlı ve $n - n$ çift katlı potansiyel modellerini kullanarak ^{20}Ne ve ^{24}Mg hafif çekirdeklerinin nükleer potansiyellerinin elde edilip nükleer yapı ve rezonant gözlenirlerini sistematik olarak araştırarak nükleer potansiyeldeki belirsizliği asgari düzeye indirmektir. Ayrıca bu iki modelin üreteceği sonuçları hem literatür hem de birbiriyle karşılaştırmaktır. Ayrıca bugüne kadar literatürde olan birçok çalışmada alfa-kor arasındaki nükleer potansiyeli elde etmek için ya fenomenolojik yaklaşımlar kullanılmıştır ya da nükleon-nükleon etkileşimi kullanılarak hesaplama yapılmıştır. Bu çalışmada ise $n - n$ çift katlı model ile birlikte mikroskobik yaklaşım olan $\alpha - \alpha$ çift katlı küme yoğunlukları alınarak ve alfa-alfa etkileşimi kullanılarak nükleer potansiyel elde edilip teorik sonuçlara yapacağı katkı incelenmiştir. Elde edilen sonuçlar neticesinde ^{24}Mg çekirdeği için $\alpha - \alpha$ çift katlı $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ sisteminin $n - n$ çift katlı modele göre daha iyi sonuçlar ürettiği görülmektedir. Burada $\alpha - \alpha$ çift katlı potansiyel modelinde kullanılan alfa-alfa etkileşme terimi kümelenme içerdiğinden daha fiziksel olduğu sonucu ortaya çıkmaktadır. Bununla birlikte bu çalışma aynı potansiyel modeli kullanılarak ileride orta-ağır ve ağır çekirdeklerin nükleer yapı ve rezonant gözlenirlerinin hesaplanmasında öncü bir rol oynayacaktır. Bu çalışmayla elde edilen sonuçlar deneysel nükleer fizik çalışan fizikçilere yardımcı veri olarak katkı sağlayacaktır.

7. KAYNAKLAR

- AKANKAN, O. 2000. Kuantum kuyularında potansiyel engel problemleri. Yüksek lisans Tezi, Trakya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, ss. 19-20, Edirne.
- AKKOYUN, S. 2006. Uzayda gama ışını ölçümleri-bir geant simülasyonu. Yüksek lisans Tezi, Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, ss. 1-2, Ankara.
- AKYILDIRIM, H. 2011. Ağır betonların nükleer radyasyon zırhlama özelliklerinin araştırılması, Doktora Tezi, Süleyman Demirel Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, ss. 6-11, Isparta.
- ATMACA, G. 2013. "Kuantum tünelleme nedir?", Kuark, <http://www.kuark.org/2013/01/kuantum-tunelleme-nedir>, Son Erişim: 27 Eylül 2015.
- AYTEKİN, H. 2010. Çekirdek Fiziği Ders Notları. Zonguldak Karaelmas Üniversitesi, Zonguldak.
- BOHR, A. and MOTTELSON, B.R. 1975. Nuclear structure. Vol. 2, Benjamin, New York.
- BOZKURT, A. 2012. Nükleer Fizik I Ders Notları. Gama bozunumu, Harran Üni., Fen-Edebiyat Fak., Fizik Böl., Şanlıurfa.
- BOZTOSUN, I., Dapo, H., Karakoç, M., Özmen, S.F., Çeçen, Y., Çoban, A., Caner, T., Bayram, E., Saito, T.R., Akdoğan, T., Bozkurt, V., Küçük, Y., Kaya, D. and Harakeh M.N. 2015. Photonuclear reactions with zinc: A case for clinical linacs. *Eur. Phys. J. Plus*, 130: 185.
- BRINK, D.M. 1966. Proc. Int. School of Physics, Enrico Fermi Course 36, Varenna, ed C. Bloch Academic Press, pp. 246-248, New York.
- BUCK, B., Dover, C.B. and Vary, J.P. 1975. Simple potential model for cluster states in light nuclei. *Phys. Rev. C*, 11: 1803-1821.

- BUCK, B., Hopkins, P.D.B. and Merchant, A.C. 1990. A $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ cluster model of ^{24}Mg . *Nucl. Phys. A*, 513: 75-114.
- BUCK, B., Merchant, A.C. and Perez, S.M. 1991. Ground state to ground state alpha decays of heavy even-even nuclei. *J. Phys. G:Nucl. Part. Phys*, 17: 1223.
- BUCK, B., Merchant, A.C. and Perez, S.M. 1992. α decay calculations with a realistic potential. *Phys. Rev. C*, 45: 2247.
- BUCK, B., Merchant, A.C. and Perez, S.M. 1994. Alpha-cluster structure in ^{212}Po . *Phys. Rev. Lett.*, 72: 1326.
- BUCK, B., Merchant, A.C. and Perez, S.M. 1995. Systematics of alpha-cluster states above double shell closures. *Phys. Rev. C*, 51: 559.
- BUCK, B., Johnston, J.C., Merchant, A.C. and Perez, S.M. 1995. Unified Treatment of Scattering Cluster Structure in α +closed Shell Nuclei: ^{20}Ne and ^{44}Ti . *Phys. Rev. C*, 52: 1842.
- BUCK, B., Johnston, J.C., Merchant, A.C. and Perez, S.M. 1996. Cluster model of α decay and ^{212}Po . *Phys. Rev. C*, 53: 2841.
- COOK, J. 1982. DFPOT: a program for the calculation of double folded potentials. *Comput. Phys. Commun.*, 25: 125.
- ÇOBAN, A., Bayrak, O., Soylu, A. and Boztosun, I. 2012. Effect of nuclear deformation on α -decay half-lives. *Phys. Rev. C*, 85: 044324.
- ÇOBAN, A. 2013. Ağır çekirdeklerin alfa ve egzotik çekirdek bozunum mekanizmalarının incelenmesi. Yüksek Lisans Tezi, Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, ss 8-43, Kayseri.
- DE VAULT, D. 1984. Quantum Mechanical Tunneling In Biological Systems. Cambridge University Press., Cambridge.

- DESCOUVEMONT, P. and Baye D. 1987. The $\alpha+^{20}\text{Ne}$ cluster structure of ^{24}Mg in a microscopic three-cluster model. *Nucl. Phys. A*, 475: 219-232.
- ERB, K.A. and Betts, R.R. 1980. Resonant and average behavior of the $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ total reaction cross section: 5.6-Ecm-10.0 MeV. *Phys. Rev. C*, 22: 507-514.
- FARID, M. El Azab, Mahmoud, Z.M.M. and Hassan, G.S. 2001. Analysis of heavy ions elastic scattering using the double folding cluster model. *Nuclear Physics A*, 691: 671-690.
- FREER, M. and Clarke N.M. 1995. ^8Be and α decay of ^{16}O . *Phys. Rev. C*, 51: 1682-1692.
- FUJIWARA, Y. 1979. Cluster-structure study of ^{20}Ne by " $(^{16}\text{O}-\alpha)+(^{12}\text{C}-^8\text{Be})$ " coupled channel orthogonality condition model. III. *Prog. Theor. Phys.* 62: 138-152.
- FUKADA, M., Takimoto, M.K., Ogino, K. and Ohkubo, S. 2009. α cluster states in $^{44,46,52}\text{Ti}$. *Phys. Rev. C*, 80: 064613.
- GAMOW, G. 1930. Mass defect curve and nuclear constitution. *Proc. Roy. Soc. A*, 126: 632-644.
- GRIFFITHS, D.J. 2010. Introduction to Quantum Mechanics, çeviri Haluk Özbek, Sondan Durukanoglu Feyiz, 2. Baskıdan çeviri, Nobel Yayın, Ankara.
- HOLBERT, K.E. 2006. Radioactive decay. <http://holbert.faculty.asu.edu/eee460/RadioactiveDecay.pdf>, 2006, 18.12.2015.
- IBRAHİM, T.T. 2009. A cluster study of the nuclei ^{212}Po and ^{218}Rn , PhD Thesis, Stellenbosch University pp.. 8-43, Cape Town.
- IBRAHİM, T.T., Perez, S.M. and Wyngaardt, S.M. 2010. Hybrid potential model of the α -cluster structure of ^{212}Po . *Phys. Rev. C*, 82: 034302.

- IKEDA, K., Tagikawa, N. and Horiuchi, H. 1968. The systematic structure-change into the molecule-like structures in the self-conjugate $4n$ nuclei. *Prog. Theor. Phys. (Suppl.)* E68: 464-475.
- KANADA-EN'YO, Y. 2014. Description of an α -cluster tail in ^8Be and ^{20}Ne : Delocalization of the α cluster by Quantum Penetration. *Prog. Theor. Exp. Phys.* 103D03: 21.
- KARAKOÇ, M. 2005. Folding potansiyelin elde edilmesi ve $^{12}\text{C}+^{24}\text{Mg}$ reaksiyonuna uygulanması, Yüksek lisans Tezi, Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, ss. 22-24, Kayseri.
- KOÇAK, G. 2005. Nükleer kümelenme: nükleer reaksiyon ve yapı formalizmine uygulanması, Yüksek Lisans Tezi, Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, ss. 12-39, Kayseri.
- KRANE, K.S. 1987. *Introductory Nuclear Physics*, John Wiley and Sons press.
- LOVAS, R.G., Liotta, R.J., Insolia, A., Varga, K. and Delion, D.S. 1998. Microscopic theory of cluster radioactivity. *Phys. Rep.* 294: 265.
- NUDAT, 2013. National Nuclear Data Center, IAEA, <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>, Son Erişim: 20.02.2016.
- OHKUBO, S. 1995. Alpha clustering and structure of ^{94}Mo and ^{212}Po . *Phys. Rev. Lett.* 74: 2176.
- OKUR, A. 2011. Tokat ili içme ve yüzey sularında radon gazı konsantrasyonu ölçümü, Yüksek Lisans Tezi, Gaziosmanpaşa Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Tokat, s 21-23.
- ÖZDEMİR, F. 2013. Konya'nın termal sularında ^{222}Rn konsantrasyonu değişimlerinin incelenmesi, Yüksek Lisans Tezi, Selçuk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, ss 9-11, Konya.

- Radioactivity, 2005. <https://en.wikibooks.org/wiki/FHSST-Physics/Atomic-Nucleus/Radioactivity>.
- RIPL-3, 2009. Nuclear Matter Densities, IAEA, <https://www-nds.iaea.org/RIPL-3/>,
Son Erişim: 20.02.2016.
- SAHU, B. 2008. Analytical expression for the α -decay half-life and understanding the data including very long life-times and superheavy nuclei. *Phys. Rev. C* 78: 044608.
- SAMANTA, C., Chowdhury, P.R. and Basu, D.N. 2007. Predictions of alpha decay half lives of heavy and superheavy elements. *Nucl. Phys. A* 789: 142.
- SANTHOSH, K.P., Sahadevan, S. and Biju, R.K. 2009. Alpha radioactivity in heavy and superheavy elements. *Nucl. Phys. A* 825: 159.
- SOYLU, A., Sert, Y., Bayrak, O. and Boztosun, I. 2012. Role of the cluster deformations in explaining the exotic decay half-lives. *Eur. Phys. J. A* 48: 128.
- SOYLU, A. 2016. Hafif, orta ve ağır çekirdeklerin nükleer yapı ve reaksiyon gözlenirlerinin kümelenme modeli kullanarak teorik olarak incelenmesi, Niğde Üniversitesi, Fen-Edebiyat Fakültesi, Niğde 3 s.
- TOHSAKI, A., Horiuchi, H., Schuck, P. and Röpke, G. 2001. Alpha cluster condensation in ^{12}C and ^{16}O . *Phys. Rev. Lett.* 87: 192501.
- ÜNLÜ, P., İnceç, Ş., Budak, M. and Avcı, D.E. 2006. Fizik IV Modern Fizik. Anı Yayıncılık, Ankara, s 182.
- VERTSE, T., Pal, K. F. and Balogh, Z. 1982. A program for calculating the resonant state solution of the Schrödinger equation in an arbitrary optical model. *Comput. Phys. Commun.* 27: 309.
- WHEELER, J. 1937. On the mathematical description of light nuclei by the method of resonating group structure. *Phys. Rev.* 52: 1107-1122.

- WILLIAMS, W.S.C. 1991. Nuclear and Particle Physics. *Oxford University Press*. Oxford.
- XU, C. and Ren, Z. 2004. α decay of nuclei in extreme cases. *Phys. Rev. C* 69: 024614.
- XU, C. and Ren, Z. 2006. New deformed model of α decay half-lives with a microscopic potential. *Phys. Rev. C* 73: 041301.
- XU, C., Qi, C., Liotta, R.J, Wyss, R., Wang, S.M., Xu, F.R, and Jiang, D.X. 2010. Molecular structure of highly excited resonant states in ^{24}Mg and the corresponding $^8\text{Be}+^{16}\text{O}$ and $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ decays. *Phys. Rev. C* 81: 054319.
- YÜKSEL, M. 2013. Doğal ve katkılanmış bor minerallerinin dozimetre geliştirmek amacıyla termolüminesans (tl) yöntemi kullanılarak çalışılması, Doktora Tezi, Çukurova Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, ss. 19-20, Adana.

ÖZGEÇMİŞ

1. Adı Soyadı: Ramazan DAĞTAŞ

2. Doğum Tarihi: 28.08.1987

3. Ünvanı:

4. Öğrenim Durumu:

| Derece | Alan | Üniversite | Yıl |
|-----------|---|----------------------|------|
| Lisans | Fen Fakültesi Fizik Bölümü | Ege Üniversitesi | 2011 |
| Y. Lisans | Fen Bilimleri Enstitüsü Nükleer Fizik A.B.D. | Akdeniz Üniversitesi | 2016 |
| Doktora | | | |

5. Projeler:

5.1. A.Ü.B.A.P.- - Tamamlandı

"Alfa Kümelene Potansiyeli Kullanılarak ^{24}Mg Çekirdeğinin Nükleer Yapı ve Rezonans Gözlenirlerinin İncelenmesi", Antalya, 2015.

5.2. TÜBİTAK -113F225- Tamamlandı

"Hafif, Orta ve Ağır Çekirdeklerin Nükleer Yapı ve Reaksiyon Gözlenirlerinin Kümelene Modeli Kullanarak Teorik Olarak İncelenmesi", Antalya, 2016.

6. Yayınlar:

"Microscopic investigations of alpha-cluster in ^{20}Ne and ^{44}Ti ", yayın aşamasında.

7. Bildiriler:

" ^{20}Ne ve ^{44}Ti Çekirdeklerinin Nükleer Yapı ve Reaksiyon Gözlenirlerinin Kümelene Modeli ile Teorik Olarak İncelenmesi", Adım Fizik Günleri V, Eskişehir, 2016.