T.C.

AKDENİZ ÜNİVERSİTESİ

HAFİF-AĞIR ÇEKİRDEKLERİN YAPI VE REAKSİYON GÖZLENİRLERİNİN İNCELENMESİ

Ramazan DAĞTAŞ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

DOKTORA TEZİ

TEMMUZ 2023

ANTALYA

T.C.
AKDENİZ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

HAFİF-AĞIR ÇEKİRDEKLERİN YAPI VE REAKSİYON GÖZLENİRLERİNİN İNCELENMESİ

Ramazan DAĞTAŞ

FİZİK ANABİLİM DALI

DOKTORA TEZİ

Bu tez 05/07/2023 tarihinde jüri tarafından Oybirliği ile kabul edilmiştir.

Prof. Dr. Orhan BAYRAK (Danışman)

Prof. Dr. Asım SOYLU

Doç. Dr. Mesut KARAKOÇ

Doç. Dr. Gökhan KOÇAK

Dr. Öğr. Üyesi Fahrettin KOYUNCU

ÖZET

HAFİF-AĞIR ÇEKİRDEKLERİN YAPI VE REAKSİYON GÖZLENİRLERİNİN İNCELENMESİ

Ramazan DAĞTAŞ

Doktora Tezi, Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Orhan BAYRAK

Temmuz 2023, 108 sayfa

Çekirdekteki çok sayıda nükleonlar arasındaki etkileşimi tanımlamak çözülmesi güç bir problemdir. Bu probleme çözüm önerisi olarak literatürde pek çok teorik model geliştirilmiştir. Bu modellerden birisi de ikili kümelenme modelidir. Bu çalışmada hafif ve ağır çekirdeklerin deneysel gözlenirlerini açıklamada ikili kümelenme modeli kullanılmıştır. İlk kısımda, ^{20}Ne ve ^{24}Mg çekirdeklerinin nükleer yapı ve reaksiyon gözlenirleri farklı küme konfigürasyonları kullanılarak sistematik olarak araştırılmıştır. Her iki çekirdeğin pozitif çift pariteli uyarılma enerjileri ve $B(E2\downarrow)$ geçiş şiddetleri hesaplanmıştır. Ek olarak, ^{24}Mg çekirdeğinden ^{8}Be ve ^{12}C kümelerinin bozunma genişlikleri de hesaplanmıştır. Hesaplamalarda ^{20}Ne=α+^{16}O konfigürasyonunda fenomenolojik Morse potansiyeli, ^{24}Mg=α+^{20}Ne, ^{8}Be+^{16}O ve ^{12}C+^{12}C konfigürasyonlarında nükleon-nükleon Michigan 3 Yukawa (M3Y) etkileşimli çift katlı potansiyeli kullanılmıştır. Bozunma genişlikleri Wentzel-Kramers-Brillouin (WKB) metodu ile bulunmuştur. Ayrıca, ^{16}O ve ^{20}Ne hedefleri üzerine farklı gelme enerjilerinde α-elastik saçılma diferansiyel tesir kesitleri de hesaplanmıştır. Elde edilen sonuçlar, önceki benzer teorik çalışmaların sonuçları ile karşılaştırılmış ve ^{24}Mg çekirdeği için sonuçlar geliştirilmiştir.

İkinci kısımda, ikili kümelenme modeli ağır ve süper ağır çekirdeklerin alfa ve daha ağır küme bozunum yarı ömürlerini elde etmek için uygulanmıştır. Bu bağlamda Modifiye edilmiş harmonik osilatör potansiyeli ve küresel Coulomb potansiyellerinin analitik çözümüne dayanan Geiger-Nuttal benzeri basit yarı ömür formül kullanılarak öncelikle atom numarası $87 \leq Z \leq 96$ aralığındaki ağır çekirdeklerden alfa ve daha ağır kümelerin bozunma yarı ömürleri hesaplanmıştır. Akabinde alfa bozunumuna göre ağır küme

bozunum yarı ömürlerinin dallanma oranları belirlenmiştir. Daha sonra atom numarası $104 \leq Z \leq 120$ aralığında olan süper ağır çekirdeklerden alfa bozunum yarı ömürleri hesaplanmıştır. Her iki çekirdek bölgesinde elde edilen sonuçlar deneysel verilerle uyumlu olup, minimum rms sapmaları elde edilmiştir. Ek olarak deneysel yarı ömürleri bilinmeyen çekirdeklerin de yarı ömürleri tahmin edilmiştir. $Z = 118 - 120$ bölgesindeki çekirdeklerde yapılan analizde, nötron sayısının bir fonksiyonu olarak alfa bozunma yarı ömürlerinin değişimi, $N = 178$ ve $N = 184$'te kabuk kapanma etkisini göstermektedir.

ANAHTAR KELİMELER: Alfa bozunumu, Çift katlı potansiyel, Kümelenme modeli, Morse potansiyeli, WKB metodu

JÜRİ: Prof. Dr. Orhan BAYRAK

Prof. Dr. Asım SOYLU

Doç. Dr. Mesut KARAKOÇ

Doç. Dr. Gökhan KOÇAK

Dr. Öğr. Üyesi Fahrettin KOYUNCU

ABSTRACT

INVESTIGATION OF THE STRUCTURE AND REACTION OBSERVABLES OF LIGHT-HEAVY NUCLEI

Ramazan DAĞTAŞ

PhD Thesis in PHYSICS

Supervisor: Prof. Dr. Orhan BAYRAK

July 2023, 108 pages

Identifying the intricate interactions among the large numbers of nucleons within the nucleus remains a challenging task. To address this issue, this study employs a binary clustering model to elucidate the experimental observations associated with both light and heavy nuclei. In the first stage, a comprehensive investigation of the nuclear structure and reaction observables of ^{20}Ne and ^{24}Mg nuclei has been conducted using different clusture configurations. This includes the systematic evaluation of positive parity excitation energies, $B(E2\downarrow)$ transition strengths, as well as the decay widths pertaining to ^{8}Be and ^{12}C clusters originating from the ^{24}Mg nucleus. The phenomenological Morse potential has been employed to describe the ^{20}Ne=α+^{16}O configuration, while the double folding potential incorporating nucleon-nucleon Michigan 3 Yukawa (M3Y) interaction has been utilized to model the ^{24}Mg=α+^{20}Ne, ^{8}Be+^{16}O, and ^{12}C+^{12}C configurations. The decay widths have been determined through the application of the Wentzel-Kramers-Brillouin (WKB) approximation. Furthermore, the α-elastic scattering differential cross sections on the ^{16}O and ^{20}Ne targets have been calculated. The obtained results are compared with the results of prior similar theoretical studies and the results for the ^{24}Mg nucleus are developed.

In the second stage, the binary cluster model has been employed to determine the decay half-lives of alpha and heavier clusters for both heavy and superheavy nuclei. Specifically, the decay half-lives of alpha and heavier clusters have been calculated from heavy nuclei with atomic number range of $87 \leq Z \leq 96$ using a Geiger-Nuttal like simple half-life formula based on the analytical solution of modified harmonic oscillator and spherical

Coulomb potentials. Subsequently, the branching ratios of the heavy cluster decay half-lives with respect to alpha decay have been determined. Then, alpha decay half-lives have been calculated from superheavy nuclei with atomic number in the range $104 \leq Z \leq 120$. The obtained results are in excellent agreement with experimental data, and minimum rms deviations have been obtained. Furthermore, estimations of the half-lives have been provided for nuclei lacking available experimental data. Notably, the analysis of nuclei in the $Z = 118 - 120$ region reveals a pronounced shell closure effect at $N = 178$ and $N = 184$ through the variation of alpha decay half-lives as a function of neutron number.

KEYWORDS: Alpha decay, Cluster model, Double folding potential, Morse potential, WKB method

COMMITTEE: Prof. Dr. Orhan BAYRAK

Prof. Dr. Asım SOYLU

Assoc. Prof. Dr. Mesut KARAKOÇ

Assoc. Prof. Dr. Gökhan KOÇAK

Asst. Prof. Dr. Fahrettin KOYUNCU

ÖNSÖZ

Son yıllarda, çekirdek içerisindeki alfa ve daha ağır kütleli kümelenme yapılarını açıklayabilmek ve çekirdeklerin deneysel gözlenirlerini belirleyebilmek adına bir çok model geliştirilmiştir. Tek başına çekirdeğin tüm gözlenirlerini açıklayabilecek bir model henüz mevcut olmadığı gibi böyle bir modeli araştırmak da nükleer fiziğin doğasında bulunmaz. Dolayısıyla çekirdekte meydana gelen olayları tek tek açıklayan modeller üretilmektedir. Ayrıca, bir model çekirdeğin ne kadar çok gözlenirini açıklayabilirse o derece doğru ve güvenilir bir model olarak literatüre girecektir. Bu tez çalışmasında yukarıda belirtilen motivasyon ile ikili kümelenme modeli çerçevesinde minimum serbestlik derecesiyle hafif-ağır çekirdeklerin maksimum gözlenirleri açıklanmıştır. Elde ettiğimiz sonuçların bu alandaki deneysel ve teorik çalışmalara katkıda bulunmasını temenni ederim.

Birçok iyi insanın desteği ve motive edişi olmasaydı bu çalışma gerçekleştirilemezdi. Herşeyden önce, sarsılmaz desteği ve tüm vazgeçilmez tartışmaları için kıymetli hocam sayın Prof. Dr. Orhan BAYRAK'a içten şükranlarımı sunarım. Çalışmamı birlikte inceleyen ve değerli öneriler sağlayan tez jüri üyeleri Prof. Dr. Asım SOYLU, Doç. Dr. Mesut KARAKOÇ, Doç. Dr. Gökhan KOÇAK ve Dr. Öğr. Üyesi Fahrettin KOYUNCU hocalarıma teşekkür bir borç bilirim.

Doktora programına başladığım Akdeniz Üniversitesi Fizik Bölümünde özellikle ders aşamasında verdikleri katkılar nedeniyle kıymetli hocalarım Prof. Dr. İsmail Hakkı SARPÜN, Prof. Dr. Rıza ERDEM, Prof. Dr. Yusuf SUCU, Prof. Dr. Melike Behiye YÜCEL, Prof. Dr. Yasemin KÜÇÜK, Doç. Dr. Yusuf KÜÇÜKAKÇA ve Dr. Öğr. Üyesi Deniz KAYA'ya sonsuz teşekkür ederim.

Manevi desteklerini esirgemeyen çalışma arkadaşlarım Dr. Aslı GENÇASLAN, Gizem KELLER, Ferhan AKDENİZ ve Dr. Çağdaş KIZIL'a özellikle teşekkür ederim.

Olmazsa olmazlarım, şeker ailem, beni ben yapan anneciğim, babacığım ve ablacığıma destek ve sabırlarından ötürü çok teşekkürler... Son olarak, zor ve güzel zamanları paylaştığım, biricik can eşim, oyun arkadaşım Suzan DAĞTAŞ'a sürekli desteği, sevgisi ve teşviki için çok teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

ÖZET i
ABSTRACT iii
ÖNSÖZ v
AKADEMİK BEYAN viii
SİMGELER VE KISALTMALAR ix
ŞEKİLLER DİZİNİ xi
ÇİZELGELER DİZİNİ xiv
1. GİRİŞ 1
2. KAYNAK TARAMASI 7
2.1. Çekirdeklerde Kümelenme 7
2.2. İkili Kümelenme Sisteminin Etkin Potansiyeli 8
2.3. Mikroskobik Potansiyeller 9
2.3.1. Tek katlı (single folding) potansiyel 9
2.3.2. Çift katlı (double folding) potansiyel 9
2.4. Nükleer Madde Yoğunluk Dağılımı 10
2.5. Michigan 3 Yukawa (M3Y) Etkileşimi 10
2.6. Fenomenolojik Potansiyeller 11
2.6.1. Woods-Saxon potansiyeli 12
2.6.2. Cosh potansiyeli 12
2.6.3. Hibrit potansiyeli 12
2.6.4. Anharmonik Morse salınıcısı 13
2.7. Enerji Seviyeleri 14
2.8. Elektromanyetik Geçiş Şiddeti 15
2.8.1. Elektriksel dipol $B(E1\downarrow)$ geçişi 16
2.8.2. Elektriksel kuadrupol $B(E2\downarrow)$ geçişi 16
2.9. Alfa Bozunumu 17
2.10. Wentzel-Kramers-Brillouin (WKB) Yöntemi 19
2.11. Nükleer Reaksiyonlar 22
2.11.1. Bileşik çekirdek reaksiyonları 23
2.11.2. Direkt reaksiyonlar 24
2.11.3. Rezonans reaksiyonları 25
2.11.4. Optik model 25
2.12. Süper Ağır Çekirdekler 26

3. MATERYAL VE METOT 29
3.1. Morse Potansiyeli 29
3.2. Çift Katlı Potansiyel 29
3.3. Hafif Çekirdeklerin Yapı Gözlenirleri 30
3.3.1. Enerji spektrumu ve $B(E2\downarrow)$ geçiş şiddeti 30
3.3.2. Bozunma genişliği 31
3.3.3. Elastik saçılma tesir kesiti 33
3.4. Ağır ve Süper Ağır Çekirdeklerin Bozunma Yarı Ömrü 33
4. BULGULAR VE TARTIŞMA 36
4.1. ^{20}Ne Çekirdeği için Sonuçlar 36
4.2. ^{24}Mg Çekirdeği için Sonuçlar 43
4.3. Ağır Çekirdeklerden Alfa ve Daha Ağır Küme Bozunum Yarı Ömürleri . 53
4.4. Süper Ağır Çekirdeklerden Alfa Bozunum Yarı Ömürleri 76
5. SONUÇLAR 90
6. KAYNAKLAR 94
7. EKLER 107
ÖZGEÇMİŞ

AKADEMİK BEYAN

Doktora Tezi olarak sunduğum “Hafif-Ağır Çekirdeklerin Yapı ve Reaksiyon Gözlenirlerinin İncelenmesi ” adlı bu çalışmanın, akademik kurallar ve etik değerlere uygun olarak bulunduğunu belirtir, bu tez çalışmasında bana ait olmayan tüm bilgilerin kaynağını gösterdiğimi beyan ederim.

24/07/2023

Ramazan DAĞTAŞ

SİMGELER VE KISALTMALAR

Simgeler:

L	: Açısal momentum
Q_α	: Alfa parçacığı bozunma enerjisi
α	: Alfa parçacığı
Z	: Atom numarası
E_J	: Bant enerjisi
S	: Bariyer delinebilirlik olasılığı
Γ	: Bozunma genişliği
R_c	: Coulomb yarıçapı
$V_C(r)$	: Coulomb potansiyeli
$V_{DF}(r)$	: Çift katlı potansiyel
n	: Dalga fonksiyonunun radyal düğüm sayısı
ψ	: Dalga fonksiyonu
$\delta(r_{12})$	: Dirac delta fonksiyonu
$\tilde{B}$	: Dönme sabiti
$B(E2\downarrow)$	: Elektriksel kuadrupol geçiş şiddeti
I	: Eylemsizlik momenti
G	: Global kuantum sayısı
μ	: İndirgenmiş kütle
Z_d	: Kız çekirdek atom numarası
A_d	: Kız çekirdek kütle numarası
$\rho_d(r)$	: Kız çekirdeğin madde yoğunluk dağılım fonksiyonu
Z_c	: Küme çekirdek atom numarası
Q_c	: Küme çekirdek bozunma enerjisi
A_c	: Küme çekirdek kütle numarası
$\rho_c(r)$	: Küme çekirdeğin madde yoğunluk dağılım fonksiyonu
$Y_{LM}(\theta,\phi)$	: Küresel harmonik
$\theta_{c.m.}$	: Kütle merkezi sistemindeki açı
A	: Kütle numarası

SİMGELER VE KISALTMALAR (Devamı)

Simgeler:

E_{lab}	: Laboratuvar sisteminde gelme enerjisi
$V_L(r)$	: Merkezcil potansiyel
λ	: Normalizasyon parametresi
N	: Nötron numarası
$v(\|\vec{r}_{12}\|, E)$	: Nükleon-nükleon M3Y etkileşme terimi
$V_N(r)$	: Nükleer potansiyel
R	: Nükleer yarıçap
P	: Ön oluşum olasılığı
$\hbar$	: Planck sabitinin 2π'ye oranı
$W(r)$	: Sanal potansiyel
σ	: Standard sapma
$V_{SF}(r)$	: Tek katlı potansiyel
J	: Toplam açısal momentum
E_x	: Uyarılma enerjisi
$T_{1/2}$	: Yarı ömür
a	: Yüzey kalınlığı

Kısaltmalar:

BS	: Bohr-Sommerfeld
EXFOR	: Deneysel Nükleer Reaksiyon Datası (Experimental Nuclear Reaction Data)
HFB	: Hartree-Fock-Bogoliubov
KM	: Kümelenme Modeli
M3Y	: Michigan 3 Yukawa
NUDAT	: Ulusal Nükleer Veri Merkezi (National Nuclear Data Center)
TPDP	: Tek Pion Değişim Potansiyeli
KOK	: Karelerinin Ortalamasının Kökü
TND	: Tek Nükleon Değişimi
WKB	: Wentzel-Kramers-Brillouin

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1 İki atomlu molekülün Morse etkileşimi 13

Şekil 2.2 Alfa bozunmasının şematik gösterimi. Alfa parçacığının dalga fonksiyonu $r < r_1$ ve $r > r_2$ bölgelerinde salınımlıdır. Engel bölgesi ($r_1 \leq r \leq r_2$) içinde ise, r'ye bağlı olarak üstel azalmaktadır . . . 17

Şekil 2.3 Alfa yayınlayan proton ve nötron sayısı çift-çift Th, U ve Pu izotoplarının $Q^{1/2}$ değerlerine karşılık logaritmik yarı ömrün (saniye) grafiği 18

Şekil 2.4 Farklı bölgeleri gösteren bir boyuttaki $V(x)$ potansiyeli. x_1 ve x_2 klasik dönüm noktalarıdır. Sağa ve sola bakan oklar, bir dönüm noktasının zıt taraflarındaki bölgeler için kuyruktaki çözümün ok başındaki çözüme doğru devam ettiğini, ancak tersinin olmadığını göstermektedir (Ibrahim 2009) 19

Şekil 4.1 α+^{16}O ikili sisteminin açısal momentum $J = 0$ için etkin potansiyeli. Mavi düz ve eflatun kesikli çizgiler iki farklı potansiyel parametreleriyle elde edilen etkin potansiyelini göstermektedir. Her iki parametre seti için yüzey kalınlığı $a = 0.659$ fm'dir 36

Şekil 4.2 Pozitif çift pariteli durumlar için $J(J+1)$'e karşı ^{20}Ne'un uyarılma enerjisi E_x grafiği. Renkli kesikli çizgiler, yatay eksen $J(J+1)$'e karşılık düşey eksen E_x'in eğimini göstermektedir. Dolu kırmızı daire deneysel uyarılma enerjilerini gösterir. Yukarı mavi üçgen ve sola yeşil üçgen Denklem (4.1) ve (4.2)'deki parametreler kullanılarak hesaplanan uyarılma enerjilerini göstermektedir 38

Şekil 4.3 ^{16}O üzerine E_{lab}=40, 42 ve 44 MeV enerjilerinde gelen α parçacığının elastik saçılma diferansiyel tesir kesitleri. Deneysel veriler Michel vd. (1983)'den alınmıştır 41

Şekil 4.4 ^{16}O üzerine E_{lab}=46, 48, 50 ve 54 MeV enerjilerinde gelen α parçacığının elastik saçılma diferansiyel tesir kesitleri. Deneysel veriler Michel vd. (1983)'den alınmıştır 42

Şekil 4.5 α+^{20}Ne, ^{8}Be+^{16}O ve ^{12}C+^{12}C ikili sistemlerinin açısal momentum $J = 0$ için etkin potansiyeli. Mavi düz, yeşil noktalı ve bordo kesikli çizgiler sırasıyla α+^{20}Ne, ^{8}Be+^{16}O ve ^{12}C+^{12}C ikili sistemlerinin etkin potansiyelini göstermektedir 45

Şekil 4.6 Pozitif çift pariteli durumları için $J(J+1)$'e karşı ^{24}Mg'un uyarılma enerjisi E_x grafiği. Renkli kesik çizgiler, düşey eksen E_x ve yatay eksen $J(J+1)$'in eğimini göstermektedir. Dolu kırmızı daire deneysel uyarılma enerjilerini göstermektedir. Yeşil baklava, yukarı mavi üçgen, sola mor üçgen mevcut üç konfigürasyonun uyarılma enerjilerini ve aşağı açık mavi üçgen Buck vd. (1990a)'nin ürettiği enerjileri göstermektedir 46

Şekil 4.7 ^{20}Ne üzerine E_{lab}=20.6, 21.9, 22.5 ve 23.0 MeV gelme enerjilerinde α-elastik saçılma diferansiyel tesir kesitleri. Deneysel veriler England vd. (1977)'den alınmıştır 52

Şekil 4.8 87$\leq$Z$\leq$96 aralığındaki ana çekirdeklerin nötron sayısına (N) karşı deneysel ve teorik küme bozunum yarı ömürleri arasındaki logaritmik oran 56

Şekil 4.9 $log_{10}(T_{1/2}) - a$'ya karşılık $\frac{b}{\sqrt{Q}}$'ın grafiği. Sürekli kırmızı çizgi ve semboller, sırasıyla deneysel ve teorik bozunma yarı ömürlerini temsil etmektedir 59

Şekil 4.10 ^{14}C, ^{24}Ne, ^{25}Ne ve ^{28}Mg kümelerinin deneysel ve hesaplanan yarı ömürleri $\frac{b}{\sqrt{Q}}$'ya karşılık $log_{10}T_{1/2} - a$ grafiği 70

Şekil 4.11 ^{14}C, ^{20}O ve ^{24}Ne kümelerinin deneysel ve hesaplanan yarı ömürleri $\frac{b}{\sqrt{Q}}$'ya karşılık $log_{10}T_{1/2} - a$ grafiği 71

Şekil 4.12 ^{24}Ne, ^{28}Mg, ^{30}Mg ve ^{32}Si kümelerinin deneysel ve hesaplanan yarı ömürleri $\frac{b}{\sqrt{Q}}$'ya karşılık $log_{10}T_{1/2} - a$ grafiği 72

Şekil 4.13 Kümelenme, UDL, Horoi ve UNIV modelleri için Pb kız çekirdeklerinin nötron sayısı (N_d) ile deneysel ve tahmin edilen küme bozunma yarı ömürleri arasındaki karşılaştırma 73

Şekil 4.14 Kümelenme, UDL, Horoi ve UNIV modelleri için Tl ve Po kız çekirdeklerinin nötron sayısı (N_d) ile deneysel ve tahmin edilen küme bozunma yarı ömürleri arasındaki karşılaştırma 74

Şekil 4.15 Kümelenme, UDL, Horoi ve UNIV modelleri için Hg kız çekirdeklerinin nötron sayısı (N_d) ile deneysel ve tahmin edilen küme bozunma yarı ömürleri arasındaki karşılaştırma 75
Şekil 4.16 Atom numarası 104≤Z≤118 aralığındaki 80 süper ağır çekirdeğin Kümelenme (KM), UDL, Royer formülü ve ELDM modelleri ile elde edilen deneysel ve teorik alfa bozunma yarı ömürleri arasındaki logaritmik sapmalar 81
Şekil 4.17 (a) 80 süper ağır çekirdeğin $\frac{Z}{\sqrt{Q_\alpha}}$'a karşılık deneysel ve teorik alfa bozunma yarı ömürleri. (b) 80 süper ağır çekirdeğin $\frac{b}{\sqrt{Q_\alpha}}$'ya karşılık $log_{10}T_{1/2} - a$ grafiği 82
Şekil 4.18 $Z = 118 - 120$ aralığında ana çekirdeklerin nötron sayısına karşı kümelenme (KM), UDL, Royer formülü ve ELDM modelleri için süper ağır çekirdeklerin tahmin edilen alfa bozunma yarı ömürlerinin grafiği. Alt panel, ana çekirdeklerin nötron sayısına karşı Q_α değerlerinin değişimini gösterir. Dikey kesik çizgiler, $N = 178$ ve $N = 184$'de alfa bozunma yarı ömürlerinin yerel maksimumunu ve alfa bozunma enerjilerinin yerel minimumunu göstermektedir . 88

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 4.1 ^{20}Ne çekirdeğinin pozitif çift pariteli J^{π} bantlarının uyarılma enerjileri. $E_x^{V_1}$ ve $E_x^{V_2}$ uyarılma enerjileri sırasıyla potansiyel (V_1) ve (V_2) parametreleri ile hesaplanmıştır. E_x^c Koyuncu vd. (2017) tarafından bulunan sonuçlardır. Deneysel E_x^{Deney} ve Γ^{Deney} Koyuncu vd. (2017)'den alınmıştır. 37

Çizelge 4.2 ^{20}Ne çekirdeğinin deneysel ve teorik $B(E2\downarrow)$ geçiş şiddetleri (e^2 fm^4). $B(E2\downarrow)^{V_1}$ ve $B(E2\downarrow)^{V_2}$ şiddetleri sırasıyla potansiyel (V_1) ve (V_2) parametreleri ile hesaplanmıştır. $B(E2\downarrow)^c$ Koyuncu vd. (2017) tarafından bulunan sonuçlardır. Deneysel $B(E2\downarrow)^{Deney}$ değerleri Ni ve Ren (2011)'den alınmıştır. 39

Çizelge 4.3 Farklı gelme enerjilerinde α+^{16}O sistemi için en uygun sanal potansiyel parametre değerleri. Sanal nükleer yarıçap $r_w = 1.585$ fm ve yüzey parametresi $a_w = 0.659$ fm'dir. $W_0^{V_1}$, $\chi_{V_1}^2$ ve $W_0^{V_2}$, $\chi_{V_2}^2$ sırasıyla optik potansiyelde Denklem (4.1) ve (4.2)'de gösterilen reel kısım parametreleri kullanılarak elde edilmiştir . . . 40

Çizelge 4.4 ^{24}Mg çekirdeğinin pozitif çift pariteli J^{π} bantlarının uyarılma enerjileri E_x. (a) α+^{20}Ne, (b) ^{8}Be+^{16}O ve (c) ^{12}C+^{12}C. $\lambda^{a,b,c}$ parametreleri deneysel enerjileri veren değerlerdir. E_x^a, E_x^b ve E_x^c enerjileri Denklem (2.2) ve (4.4) ile hesaplanmıştır. Deneysel E_x^{Deney} değerleri Buck vd. (1990a)'dan alınmıştır. E_x^d Buck vd. (1990a) tarafından elde edilen sonuçlardır 43

Çizelge 4.5 Nükleer, Coulomb ve merkezcil potansiyel parametrelerinin katsayı setleri. V_b ve R_b sırasıyla bariyerin yüksekliği ve yarıçapıdır. Denklem (4.4)'deki λ_1 ve λ_2 sabitleri, üç konfigürasyon için deneysel $\lambda(J)^{a,b,c}$ faktörlerini elde etmede en uygun parametrelerdir 44

Çizelge 4.6 ^{24}Mg çekirdeğinin deneysel ve teorik $B(E2\downarrow)$ geçiş şiddetleri (W.u). (a) α+^{20}Ne, (b) ^{8}Be+^{16}O ve (c) ^{12}C+^{12}C. Deneysel $B(E2\downarrow)^{Deney}$ değerleri Buck vd. (1990a)'dan alınmıştır. $B(E2\downarrow)^d$ Buck vd. (1990a) tarafından bulunan sonuçlardır . . . 48

Çizelge 4.7 ^{24}Mg çekirdeğinden bozunan ^{8}Be ve ^{12}C kümelerinin Γ_p^{Teorik} penetrasyon bozunma genişlikleri. Γ^{Teorik} toplam bozunma genişliğidir. J^{Deney} ve Γ^{Deney} değerleri referans Xu vd. (2010)'dan alınmıştır 49

Çizelge 4.8 E_{lab}=20.6, 21.9, 22.5 ve 23.0 MeV gelme enerjilerinde α+^{20}Ne sistemi için en uygun sanal potansiyel parametre değerleri. Sanal nükleer yarıçap $r_w = 0.96$ fm'dir. Son sütundaki χ_a^2 değerleri England vd. (1977)'nin elde ettiği sonuçlardır 50

Çizelge 4.9 Atom numarası $Z = 87 - 96$ aralığındaki 31 çift-çift, 10 çift-tek, 9 tek-çift ve toplam 50 çekirdeğin Kümelenme (KM), UDL, Horoi ve UNIV modelleri ile hesaplanan standard sapmalar. 50 çekirdek içerisinde 23 alfa ve 27 küme bozunması mevcuttur . . 57

Çizelge 4.10 Kümelenme (KM), UDL, Horoi ve UNIV modelleriyle atom numarası 87≤Z≤96 aralığındaki 50 çekirdeğin alfa ve küme bozunma yarı ömürleri verilmiştir. P_α ve P_c değerleri deneysel yarı ömürleri sağlayan ön oluşum olasılıklarıdır. Bozunma yarı ömrünün birimi saniye cinsindendir. Sonuçlar $log_{10}T_{1/2}$ olarak verilmiştir 60

Çizelge 4.11 Atom numarası 87≤Z≤96 aralığındaki 38 çekirdeğin alfa bozunumuna göre deneysel ve teorik dallanma oranları ($B = \frac{T_\alpha}{T_c}$). Deneysel dallanma oranları Bonetti ve Guglielmetti (2007)'den alınmıştır 62

Çizelge 4.12 Ra, U ve Pu çekirdeklerinden bozunan ^{14}C, ^{24}Ne, ^{25}Ne ve ^{28}Mg küme bozunma yarı ömürlerinin kümelenme (KM), UDL, Horoi ve UNIV modelleri ile elde edilmesi. Yarı ömrün birimi saniye cinsinden olup sonuçlar logaritmik $log_{10}T_{1/2}$ olarak verilmiştir . 64

Çizelge 4.13 Fr, Th, Pa ve U çekirdeklerinden bozunan ^{14}C, ^{24}Ne ve ^{20}O küme bozunma yarı ömürlerinin kümelenme (KM), UDL, Horoi ve UNIV modelleri ile elde edilmesi. Yarı ömrün birimi saniye cinsinden olup sonuçlar logaritmik $log_{10}T_{1/2}$ olarak verilmiştir . 66

Çizelge 4.14 Th, U ve Pu çekirdeklerinden bozunan ^{24}Ne, ^{28}Mg, ^{30}Mg ve ^{32}Si küme bozunma yarı ömürlerinin kümelenme (KM), UDL, Horoi ve UNIV modelleri ile elde edilmesi.Yarı ömrün birimi saniye cinsinden olup sonuçlar logaritmik $log_{10}T_{1/2}$ olarak verilmiştir 68

Çizelge 4.15 Atom numarası 104≤Z≤118 aralığındaki süper ağır çekirdeklerin deneysel ve teorik alfa bozunma yarı ömürlerinin Kümelenme (KM), UDL, Royer ve ELDM modelleri ile karşılaştırılması. Deneysel alfa bozunma yarı ömürleri ve Q_α değerleri Cui vd. (2018)'den alınmıştır. Yarı ömrün birimi saniye cinsinden olup sonuçlar $log_{10}T_{1/2}$ olarak verilmiştir 78

Çizelge 4.16 104≤Z≤117 aralığındaki süper ağır çekirdeklerin tahmin edilen alfa bozunma yarı ömürlerinin Kümelenme (KM), UDL ve Royer modelleri ile karşılaştırılması. Yarı ömrün birimi saniye cinsindendir. Sonuçlar $log_{10}T_{1/2}$ olarak verilmiştir. 84

Çizelge 4.17 Z=118-120 aralığındaki süper ağır çekirdeklerin Kümelenme (KM), UDL, Royer ve ELDM modelleri ile tahmin edilen alfa bozunma yarı ömürlerinin karşılaştırılması. WS4 kütle modeli ile elde edilen Q_α değerleri Cui vd. (2018)'den alınmıştır. Alfa bozunma yarı ömrünün birimi saniye cinsindendir. Sonuçlar $log_{10}T_{1/2}$ olarak verilmiştir 86

1. GİRİŞ

Çok sayıda nükleona sahip karmaşık bir çekirdeğin yapısını nükleonlar arası kuvveti dikkate alarak tam olarak açıklayan bir teori henüz yoktur. Ancak kompleks çekirdek ile ilgili temel bilgilerin araştırılmasında pek çok model geliştirilmiştir. Başarılı bir model, çekirdeklerin deneysel olarak gözlenebilir özelliklerini kabul edilebilir bir ölçüde açıklayabilecek ve aynı zamanda deneysel olarak gözlemlenmeyen çekirdeklerin özelliklerini de tahmin edebilecek şekilde tasarlanmalıdır. Bu modellerden basit olarak bilineni, çekirdeğin sıvı damlacığı şeklindeki protonlar ve nötronlardan oluştuğunu kabul eden sıvı damlası modelidir (Gamow 1930). Sıvı damlası modeli kütle numarasına göre nükleon başına bağlanma enerjisini iyi açıklamasına rağmen çekirdek yapısını iyi açıklayamamıştır. Sıvı damlası modelinin eksik kaldığı noktaları zaman içinde geliştirilen nükleer kabuk modeli tamamlamıştır (de-Shalit ve Talmi 1963). Bu modele göre, nötron ve protonlar ortak bir potansiyel kuyusu içerisinde kararlı kuantum durumlarında bulunurlar. Ayrıca birçok çekirdeğin taban durum özelliklerini açıklamada kabuk modeli başarılıdır. Kabuk modelinde çekirdek içerisindeki bir nükleon diğer nükleonların oluşturduğu potansiyel alanında hareket eder. Proton ve nötronun ayrılma enerjileri 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 ortak bir kuvvet alanındaki davranışlarıyla açıklar. Çekirdeğin yapısını belirlemede üretilen bir başka model Kolektif modeldir. Bohr ve Mattelson tarafından ortaya çıkmış Kolektif model sıvı damlası ve kabuk modelin birleştirilmesi sonucu oluşmuştur (Bohr ve Mottelson 1955). Bu model çekirdeklerin manyetik ve elektrik özellikleri ile uyarılma enerjilerini açıklamada başarılıdır. Çekirdeğin yüksek enerjili durumları ve belirli manyetik ve elektrik özellikleri kapalı kabukların dışındaki nükleonların hareketi ile açıklanır. Dolayısıyla çekirdek, yüzeyinde nükleonların aktığı bir sıvı damlası olarak düşünülebilir. Çekirdeklerin gözlenirlerini açıklamak için üretilmiş bir diğer model İkili kümelenme modelidir (İKM). İkili kümelenme modeline göre ana çekirdek, bir kız çekirdek ve onun etrafında dolanan bir küme parçacığı olarak düşünülür (Buck vd. 1975; Michel vd. 1986). Bu şekilde çok sayıda nükleonlara sahip ana

çekirdek ikili molekülden oluşan sistem olarak basitleştirilir. Bu durum çekirdeğin yapı gözlenirlerini hesaplamada matematiksel kolaylık sağlar.

Alfa bozunmasının keşfi ve alfa parçacığının yüksek bağlanma enerjisine sahip olması (yaklaşık 28 MeV), alfa parçacıklarının çekirdekte var olabileceği fikrini ortaya koymaktadır. Bu fikir, hafif çift-çift çekirdeklerin (^{8}Be, ^{12}C, vb.) çift-çift olmayan çekirdeklerden daha yüksek bağlanma enerjisine sahip olduğunun gösterilmesiyle desteklenmiştir. Tüm bu çalışmalar, 1930'ların sonlarında alfa kümelenme modelinin geliştirilmesine yol açmıştır (Wheeler 1937). Ikeda ve arkadaşları belirli bir küme konfigürasyonunun, küme bozunma eşiğine karşılık gelen enerji bölgesine yakın enerjide baskın olabileceğini öne sürmüştür (Ikeda vd. 1968). Bununla birlikte, kümelenme oluşumunun birçok çekirdekte kabuk yapısının görünümü ile yakından ilişkili olduğunu öne süren bazı ampirik kanıtlar vardır (Rae 1988, 1993). Kümelenme modeli, özellikle proton ve nötron sayısı çift-çift olan örneğin ^{16}O(^{12}C+α) vb. çekirdeklerin alfa bozunma genişliği ve yarıçapı gibi deneysel ölçümlerin sonuçlarını oldukça iyi bir şekilde üretebilmektedir (Buck vd. 1975). ^{12}C, ^{16}O, ^{20}Ne, ^{24}Mg, vb. çekirdeklerin nükleer özellikleri hem deneysel hem de teorik olarak araştırılmaktadır (Freer 1995, 2011; Farid 2001; Weldon 2011; Soylu 2018). Hafif çekirdeklerdeki gelişmelerin yanı sıra son zamanlarda ağır ve süper ağır çekirdekler için kümelenme modeli üzerine bir çok teorik çalışma yapılmıştır (Mohr 2020; Jia 2021; Souza 2021; Kaya 2022). Kümelenme modeli sadece çekirdeğin yapı özelliklerini değil aynı zamanda elastik-inelastik saçılma tesir kesitleri gibi nükleer reaksiyon gözlenirlerini açıklamada da başarılıdır. Örneğin, ^{24}Mg bileşik çekirdeğini oluşturan çeşitli mermi ve hedef ikili sistemleri üzerinde hem deneysel hem de teorik olarak reaksiyonlar gerçekleştirilmiştir. Bununla ilgili en çok çalışılan ikili kümelenme sistemlerinden bazıları: α+^{20}Ne (Greenwood 1975; England vd. 1977; Ledaoux 1984), ^{8}Be+^{16}O (Fletcher vd. 1976; James ve Fletcher 1978; Murgatroyd vd. 1998; Freer vd. 1998, 2001) ve ^{12}C+^{12}C (Freer vd. 1998, 2001; Brandan ve Satchler 1997; Kucuk ve Boztosun 2006) şeklindedir. Reaksiyon mekanizmalarının amacı deneysel tesir kesitlerini üreten fenomenolojik ya da mikroskobik potansiyel setlerini ortaya çıkarmaktır. Ayrıca literatürde ikili kümelenme modeli ile çekirdeklerin reaksiyon ve yapı gözlenirlerini eş zamanlı üreten çalışmalar da mevcuttur (Michel vd. 1988, 1998; Buck vd. 1995b; Ohkubo 1995, 2021; Mohr 2017). Burada genellikle reaksiyon tesir kesitlerini üreten reel potansiyel parametreleri belirlenir ve bu

parametreler çekirdeğin yapı gözlenirlerini hesaplamada kullanılır. Michel vd. (1983) ^{16}O hedefi üzerine α elastik saçılma tesir kesitlerini hem deneysel olarak hem de optik model analizi ile üretmiştir. Optik modelden elde ettiği potansiyel parametrelerini kullanarak ^{20}Ne çekirdeğinin taban durum bant enerjilerini hesaplamıştır. Elde ettiği sonuçlar deneysel verilerle uyum içindedir. Başka bir çalışmada, Buck vd. (1990a) ^{24}Mg çekirdeğinin pozitif çift pariteli bant enerjilerini ve $B(E2\downarrow)$ geçiş şiddetlerini ^{12}C+^{12}C ikili kümelenme sistemi ile cosh potansiyelini kullanarak elde etmiştir. Ayrıca ^{24}Mg çekirdeğinden elastik ve inelastik elektron saçılma form faktörlerini üretmiştir. Ancak ^{24}Mg çekirdeği ile ilgili literatürde hem yapı gözlenirlerini hem de α elastik saçılma tesir kesitlerini eş zamanlı açıklayan bir çalışmaya rastlanılmamıştır.

Çekirdekten alfa bozunmasının keşfi ile alfa parçacığının bozunma mekanizması son yüzyılda nükleer fiziğin en sıcak konuları arasındadır. Alfa bozunumu ağır ve süper ağır çekirdeklerin taban durum yapılarının anlaşılmasında önemli rol oynar. Doğal olarak bulunan ($Z \leq 92$) ve laboratuvar ortamında sentezlenen uranyum ötesi elementler ($Z > 92$) ana çekirdeğin kendiliğinden alfa yayınlaması ile bozunurlar. Bu süreç kararlı bir ürüne ulaşıncaya kadar zincirleme olarak devam eder. Bununla ilgili ilk dikkat çeken çalışma, 1911 yılında Geiger ve Nuttal'ın alfa bozunma yarı ömrü ($T_{1/2}$) ile bozunma enerjisinin karekökü ($\sqrt{Q}$) ile ters orantılı lineer bir ilişki olduğunu keşfetmeleridir (Geiger ve Nuttal 1911). Bu ilişki,

$$log_{10}T_{1/2} = a + \frac{b}{\sqrt{Q}} \tag{1.1}$$

ile ifade edilir. Burada a ve b bozunma sabitleridir. Geiger ve Nuttal bozunma enerjisi ile yarı ömür arasında ters bir korelasyon olduğunu göstermişlerdir. Bu keşiften bir süre sonra, 1928 yılında Gamow ve aynı yıl Gurney ile Condon birbirinden bağımsız olarak alfa parçacığının kuantum mekaniksel olarak Coulomb engelini geçerek çekirdek dışına çıkabileceğini bulmuşlardır (Gamow 1928; Gurney ve Condon 1928). Bu gelişmeden 38 yıl sonra Viola ve Seaborg Denklem (1.1)'e bir terim daha ekleyerek yeni bir ifade elde etmiştir (Viola ve Seaborg 1966). Takip eden süreçte, ağır ve süper ağır çekirdeklerin alfa ve daha ağır kütleli çekirdeklerin bozunma yarı ömürlerini elde etmeye yönelik pek çok ampirik ve yarı-ampirik logaritmik yarı ömür ifadeleri literatüre kazandırılmıştır. Bunlardan bazıları: analitik süperasimetrik fisyon (ASAF) modeli (Poenaru vd. 1991a, 2006a), fisyon teorisi temelli yarı analitik formül (Poenaru vd. 2006b) ve bu formülün modifiye

versiyonu (Akrawy vd. 2022), Brown'ın önerdiği formül (Brown 1992) ve bu formülün modifiye versiyonu (Akrawy ve Ahmed 2019), Royer'in basit analitik formülü (Royer 2000) ve onun modifiye versiyonu (Akrawy ve Poenaru 2017), Horoi'nin önerdiği formül (Horoi 2004), birleşik formül (Ni vd. 2008), evrensel bozunma yasası (Qi 2009) ve uzatılmış versiyonları (Qi vd. 2012; Soylu ve Qi 2021), evrensel eğri (Poenaru vd. 2011), genel bozunma yasası (Sahu vd. 2013) ve geliştirilmiş versiyonu (Zhang vd. 2017) şeklindedir. Çekirdeklerdeki alfa parçacığının kümelenme varlığı alfa bozunumunun ikili kümelenme modeli ile incelenmesine imkan sağlamaktadır. Buck vd. (1990b, 1991) kümelenme modelinde kare kuyu potansiyelini kullanarak atom numarası $76 \leq Z \leq 100$ aralığındaki ağır çekirdeklerin alfa bozunum yarı ömürlerini incelemişlerdir. Üretilen sonuçlar deneysel verilerle uyum içindedir. Soylu (2019) atom numarası $90 \leq Z \leq 120$ aralığındaki ağır ve süper ağır çekirdeklerin alfa bozunma yarı ömürlerini ve dallanma oranlarını kümelenme modeli çatısı altında yarı-klasik Wentzel-Kramers-Brillouin (WKB) yaklaşımı ile cosh potansiyelini kullanarak belirlemiştir. Ayrıca $Z = 119 - 120$ aralığındaki çekirdeklerin bozunma modları ve dallanma oranlarını tahmin etmiştir. Elde edilen sonuçlar gelecekteki deneysel çalışmalar için oldukça dikkat çekicidir. Bayrak (2020) kümelenme modelinde modifiye harmonik osilatör potansiyeli ve WKB yaklaşımını kullanarak analitik olarak ürettiği Geiger-Nuttal benzeri logaritmik yarı ömür denklemi ile atom numarası $52 \leq Z \leq 107$ arasındaki ağır çekirdeklerin alfa bozunum yarı ömürlerini hesaplamıştır. Elde edilen teorik yarı ömürler deneysel değerlerden minimum sapmaya sahiptir. Benzer şekilde Koyuncu (2021) aynı aralıktaki çekirdeklerin alfa bozunum yarı ömürlerini Morse potansiyelini kullanarak hesaplamıştır. Üretilen sonuçlar deneysel veriler ile uyumludur. Çekirdeklerin sadece alfa bozunumları değil alfa parçacığından daha ağır kütleli kümelerin bozunumları da incelenmektedir. Bununla ilgili deneysel gözlemlerden önce Sandulescu ve arkadaşları teorik olarak küme bozunumlarını öngörmüşlerdir (Sandulescu vd. 1980). Bu öngörüden dört yıl sonra Rose ve Jones deneysel olarak ^{223}Ra çekirdeğinden ^{14}C küme çekirdeğinin bozunumunu deneysel olarak gerçekleştirmiştir (Rose ve Jones). Takip eden süreçte pek çok deneysel ve teorik çalışma literatüre kazandırılmıştır (Wang vd. 1987; Moody vd. 1989; Bonetti vd. 1993; Bonetti ve Guglielmetti 2007; Santhosh vd. 2010, 2012; Adel ve Alharbi 2017).

Özetle yukarıda belirtilen çalışmalarda görüldüğü üzere, kümelenme modelinin (KM)

birincil amacı, çekirdeklerin nükleer yapı ve reaksiyonlar ile ilgili deneysel verilerini doğru bir şekilde açıklamaktır. Bu amaç göz önünde bulundurularak çekirdeklerin deneysel gözlenirlerini incelemek için farklı ikili küme konfigürasyonları uygulanabilmektedir. Ayrıca belirlenen küme konfigürasyonlarında fenomenolojik ve mikroskobik potansiyeller kullanılmaktadır. Bu motivasyon doğrultusunda bu tez çalışmasında:

- Çekirdekte molekül yapısının varlığından hareketle ^{20}Ne çekirdeğinin yapı gözlenirleri α+^{16}O ikili küme konfigürasyonu ile Morse potansiyeli kullanılarak elde edilmiştir. Eş zamanlı olarak ^{16}O üzerine farklı gelme enerjilerinde alfa elastik saçılma diferansiyel tesir kesitleri incelenmiştir.

- ^{24}Mg çekirdeğinin yapı gözlenirleri α+^{20}Ne, ^{8}Be+^{16}O ve ^{12}C+^{12}C ikili küme konfigürasyonları ile çift katlı potansiyel kullanılarak elde edilmiştir. Deneysel gözlenirler söz konusu üç konfigürasyonda nükleon-nükleon Michigan 3 Yukawa (M3Y) etkileşimli çift katlı potansiyelde α, ^{8}Be, ^{12}C, ^{16}O ve ^{20}Ne çekirdeklerinin madde yoğunluk dağılımları kullanılarak açıklanmıştır. Ayrıca ^{20}Ne üzerine farklı gelme enerjilerinde alfa elastik saçılma diferansiyel tesir kesitleri de eş zamanlı olarak incelenmiştir.

- Alfa kümelenme modeli ağır çekirdeklere uygulanarak atom numarası $87 \leq Z \leq 96$ aralığındaki çekirdeklerin deneysel olarak bilinen alfa ve alfadan daha ağır kütleli küme bozunum yarı ömürleri hesaplanmıştır. Dahası aynı aralıkta deneysel olarak yarı ömürleri bilinmeyen çekirdeklerin de ağır küme bozunum yarı ömürleri tahmin edilmiştir.

- Atom numarası $104 \leq Z \leq 120$ aralığındaki süper ağır çekirdeklerin deneysel olarak bilinen alfa bozunum yarı ömürleri hesaplanmıştır. Ek olarak aynı aralıkta deneysel olarak yarı ömürleri bilinmeyen çekirdeklerin de alfa bozunum yarı ömürleri tahmin edilmiştir.

Bölüm 2'de çekirdeklerin deneysel gözlenirlerinden, bu gözlenirleri açıklamada kullanılan fenomenolojik ve mikroskobik potansiyel modellerinden, nükleer reaksiyonlardan ve süper ağır çekirdekler ile ilgili deneysel ve teorik çalışmalardan bahsedilmiştir. Bölüm

3'de fenomenolojik Morse potansiyeli ve M3Y etkileşimli çift katlı (double folding) potansiyel açıklanmıştır. Potansiyeller verildikten sonra deneysel gözlenirlerin hesaplama metodolojileri detaylı bir şekilde tanımlanmıştır. Bölüm 4'de ^{20}Ne ve ^{24}Mg çekirdekleri ile ilgili bulunan pozitif çift pariteli uyarılma enerjileri, $B(E2\downarrow)$ geçiş şiddetleri ve α, ^{8}Be ve ^{16}O bozunma genişlikleri verilmiştir. Eş zamanlı olarak ^{16}O ve ^{20}Ne hedefleri üzerine α elastik saçılma diferansiyel tesir kesitleri hesaplanmıştır. Akabinde atom numarası $87 \leq Z \leq 96$ aralığındaki ağır çekirdeklerin α ve daha ağır küme bozunum yarı ömürleri ve atom numarası $104 \leq Z \leq 120$ aralığındaki süper ağır çekirdeklerin α bozunum yarı ömürleri bulunmuştur. Tüm sonuçlar şekil ve çizelgeler ile sunulmuş olup literatürle detaylı bir şekilde tartışılmıştır. Bölüm 5'de genel olarak sonuçlar değerlendirilip literatüre yapılan katkı ve öneriler açıklanmıştır.

2. KAYNAK TARAMASI

2.1. Çekirdeklerde Kümelenme

Son yüzyılda, çekirdek içerisindeki kümelenme yapısı üzerine araştırmalar yapılmaktadır. Hafstad ve Teller (1938) özellikle $A = 4n$ (n: tam sayı) yapıdaki çekirdeklere odaklanıp, bu çekirdeklerdeki alfa parçacıkları arasındaki bağ sayısı ile bağlanma enerjisi arasındaki olası ilişkiyi araştıran bir alfa kümeleme modeli geliştirmiştir. Bu çalışma, Brink tarafından uyarılmış durumlar için geometrik bir modelin geliştirilmesine temel oluşturmuştur (Brink 1966). Daha sonra Morinaga (1956), çekirdek içindeki alfa parçacıklarının kendilerini doğrusal bir konfigürasyonda düzenleyebileceğini öne sürmüştür. 1968 yılında Ikeda ve arkadaşlarının yaptığı çalışmada, küme bozulması eşiğine karşılık gelen enerji bölgesinde belirli bir kümelenme konfigürasyonunun baskın olabileceği önerilmiştir (Ikeda vd. 1968). Bu basitleştirme, çekirdeğin bir kümeyi serbest bırakmak için gerekli olan en küçük iç yapıyı sergileme eğiliminden kaynaklanmaktadır. Sonraki on yılda, teorik yöntemlerdeki gelişmeler, daha ağır çekirdekler için hassas kuantum mekaniksel hesaplamaların yapılmasına izin vermiştir. Bu hesaplamalar, çekirdeğin yüzeyinde alfa parçacıklarının var olma olasılığını ortaya çıkarmış ve ana çekirdeğin, bir kız çekirdek etrafında dönen bir alfa parçacığı olarak tanımlanabileceğini göstermiştir (Soylu 2010). Böylece, iki cisim arasındaki etkin etkileşim hesaplanarak ve bunların bağıl hareketi için Schrödinger denklemi çözülerek sistem incelenebilmektedir.

Deneysel çalışmalar, nükleer kümelenme alanında daha büyük kümelenme yapılarının varlığını destekleyen ampirik kanıtlar sağlamıştır. Bu çalışmalardan biri, iki ^{12}C çekirdeğinin çarpışmasının toplam tesir kesitlerinin demet enerjisi ile ilişkisini ölçerek seri rezonansların ortaya çıkmasını sağlamıştır (Erb ve Betts 1980). Elde edilen deneysel veriler, düzgün bir yapı yerine belirli enerji değerlerinde rezonansların varlığına işaret etmiştir. Bu rezonansların dar genişlikleri yaklaşık olarak 100 keV civarındadır, bu da 10^{-21} saniye etkileşme zamanına karşılık gelir. Bu değer, bir direk reaksiyonun etkileşme süresinden daha uzundur. Bu rezonans pikleri daha sonra, iki ^{12}C çekirdeğinin birleşerek kısa bir süre içinde bir nükleer molekül olan ^{24}Mg çekirdeğinde ortaya çıkan rezonanslar olarak yorumlanmıştır. Ardından yapılan çalışmalar, ^{24}Mg çekirdeği üzerindeki rezonansları 60 MeV uyarılma enerjisine kadar genişletmiştir. Bu çalışmalarda bulunan rezonansların

spinleri, birbirine dokunan iki ^{12}C çekirdeğine karşılık gelen eylemsizlik momentleriyle bir dönme (rotasyonel) serisi şeklinde artmıştır. Bu şekilde nükleer molekül fikri ortaya çıkmıştır (Britton 2008).

2.2. İkili Kümelenme Sisteminin Etkin Potansiyeli

İkili kümelenme modelinde küme-kız sistemi merkezi bir potansiyel içerisinde etkileşime girer. Bağıl hareketin bağlı durum dalga fonksiyonu $\psi_{nLM}(r,\theta,\phi)$ radyal ve açısal bileşenlere ayrılır. Bu bileşenler,

$$\psi_{nLM}(r,\theta,\phi) = R_{n,L}(r)Y_{L,M}(\theta,\phi) \tag{2.1}$$

şeklindedir. Burada $R_{n,L}(r) = \frac{u_{n,L}(r)}{r}$ şeklinde radyal dalga fonksiyonudur. Küme-kız sistemi için etkileşme potansiyeli $V_{etkin}(r)$, radyal Schrödinger denkleminde,

$$\frac{d^2u_{n,L}(r)}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2}\Big[E_{n,L} - V_{etkin}(r)\Big]u_{n,L}(r) = 0 \tag{2.2}$$

şeklinde ifade edilir. Burada, A_c ve A_d sırasıyla küme ve kız çekirdeğin kütle numarası olmak üzere, $\mu = A_cA_d/A_c + A_d$ ikili sistemin indirgenmiş kütlesi, n radyal dalga fonksiyonunun düğüm sayısı ve $E_{n,L}$ kütle merkezi sisteminin bağıl hareketinin enerjisidir (Satchler 1983). Açısal bileşen $Y_{L,M}(\theta,\phi)$ küresel harmonikleri ile verilmekte olup, L ve M sırasıyla açısal momentum ve onun $z-$eksenindeki izdüşümüdür. Etkin küme-kız etkileşme potansiyeli $V_{etkin}(r)$, nükleer, merkezcil ve Coulomb potansiyellerinin toplamı olarak (Ibrahim vd. 2010),

$$V_{etkin}(r) = V_N(r) + V_C(r) + V_L(r) \tag{2.3}$$

şeklinde ifade edilir. Denklem (2.3)'de Coulomb ve merkezcil potansiyellerinin matematiksel formları bilinmektedir. Coulomb potansiyeli $V_C(r)$, düzgün yüklü bir küresel kız çekirdek (Z_d) ile küme parçacığının (Z_c) etkileşimi olarak kabul edilir ve

$$\begin{aligned} V_C(r) &= \frac{Z_cZ_de^2}{r}, \quad r > R_c \\ &= \frac{Z_cZ_de^2}{2R_c}\Big(3 - \frac{r^2}{R_c^2}\Big), \quad r \le R_c \end{aligned} \tag{2.4}$$

olarak verilir. Coulomb yarıçapı $R_c = 1.2(A_c^{1/3} + A_d^{1/3})$ şeklinde ifade edilir (Satchler ve Love 1979). Langer modifikasyonlu merkezcil potansiyel $V_L(r)$,

$$V_L(r) = \frac{(L+\frac{1}{2})^2\hbar^2}{2\mu r^2} \tag{2.5}$$

şeklindedir (Langer 1937). Denklem (2.3) ile verilen etkin potansiyelde matematiksel formu bilinmeyen terim nükleer potansiyeldir. Çekici özelliği olan bu potansiyelin henüz bir matematiksel formu yoktur. Bu sebeple mikroskobik ve fenomenolojik yaklaşımlar geliştirilmiştir.

2.3. Mikroskobik Potansiyeller

Mermi ve hedefin elastik saçılmalarında etkileşme, çekirdeklerin mikroskobik özellikleri kullanılarak bulunabilir. Burada proton ve nötronun madde yoğunluk dağılımı üzerinden integral alınarak potansiyel hesaplanabilmektedir. Hesaplamaya nükleonlar arası etkileşim de dahil edilir.

2.3.1. Tek katlı (single folding) potansiyel

İkili sistemde etkileşim nükleon-çekirdek arasında ise sadece hedef çekirdeğin madde yoğunluk dağılımının integrali alınarak potansiyel hesaplanır. Potansiyel,

$$V_{SF}(\vec{r}) = \lambda \int d^3\vec{r}_1 \rho(\vec{r}_1) v(|\vec{r} + \vec{r}_1|) \tag{2.6}$$

ile ifade edilir (Satchler ve Love 1979). Denklem (2.6)'da r, gelen nükleon ile hedef çekirdeğin merkezi arasındaki uzaklıktır. $\rho(\vec{r}_1)$, hedef çekirdeğin madde yoğunluk dağılımıdır. $\vec{r}_1$, hedef içerisindeki nükleonun kütle merkezine olan mesafedir. $v(|\vec{r} + \vec{r}_1|)$, nükleonlar arası etkileşme terimidir. λ, derinliği ayarlayan normalizasyon parametresidir. Denklem (2.6)'da sadece hedef çekirdeğin yoğunluk dağılımı hesaba katıldığı için tek katlı potansiyel olarak adlandırılır.

2.3.2. Çift katlı (double folding) potansiyel

Mermi ve hedef arasındaki etkileşme potansiyeli, iki çekirdeğin madde yoğunluk dağılımı üzerinden nükleon-nükleon etkileşmesinin integrali alınarak elde edilir. Çift katlı potansiyel,

$$V_{DF}(\vec{r}, E) = \lambda \int d^3\vec{r}_1 \int d^3\vec{r}_2 \rho_c(\vec{r}_1) \rho_d(\vec{r}_2) v(|\vec{r}_{12}|, E) \tag{2.7}$$

şeklindedir (Satchler ve Love 1979). Denklem (2.7)'de r gelen mermi ile hedef çekirdeğin merkezi arasındaki uzaklıktır. $\rho_c(\vec{r}_1)$ ve $\rho_d(\vec{r}_2)$, sırasıyla küme ve kız çekirdeğin madde yoğunluk dağılımlarıdır. $v(|\vec{r}_{12} = \vec{r} + \vec{r}_2 - \vec{r}_1|, E)$, küme ve kız çekirdek içerisindeki

nükleonlar arası etkileşme terimini temsil etmektedir. Genel olarak literatürde nükleon-nükleon Michigan 3 Yukawa (M3Y) etkileşme terimi kullanılmaktadır (Bölüm 2.5). İntegrasyon iki yoğunluk üzerinden olduğu için çift katlı potansiyel adını almıştır. Denklem (2.7), altı boyutlu bir integral içerir. Ancak konum uzayı yerine momentum uzayında çalışılırsa (Ek-1), üç tek boyutlu integralin (Fourier dönüşümleri) çarpımına indirgenir ve hesaplama basitleştirilir (Satchler ve Love 1979).

2.4. Nükleer Madde Yoğunluk Dağılımı

Çekirdekteki maddenin yoğunluk dağılımı nükleer fizikte öneme sahiptir. Bu dağılım Hartree-Fock yada fenomenolojik yöntemler gibi çeşitli teorik yaklaşımlar kullanılarak modellenebilir. Bu noktada, yoğunluk dağılımını doğru bir şekilde tanımlamak için uygun bir fonksiyonun seçilmesi oldukça önemlidir. Özellikle fenomenolojik olarak seçilmiş yoğunluk dağılımları nükleer fizikte büyük ilgi görmektedir. Madde yoğunluk dağılımları genellikle Woods-Saxon formu kullanılarak modellenirler ve ortaya çıkan dağılım, iki parametreli Fermi dağılımı olarak bilinir (Satchler ve Love 1979). Fermi dağılımı,

$$\rho(r) = \rho_0 \big[1 + exp(\frac{r-c}{a})\big]^{-1} \tag{2.8}$$

şeklindedir. Burada c yarıçap, a yüzey kalınlık parametrisidir. Bu dağılım, literatürde hafif çekirdeklerden ağır çekirdeklere kadar kullanılmaktadır (Ibrahim vd. 2010; Koyuncu vd. 2017). Çekirdeğin yapı gözlenirlerini açıklamada önerilen bir başka nükleer madde yoğunluk dağılım fonksiyonu Gaussian dağılımıdır (El-Azab Farid vd. 2001). Bu fonksiyon,

$$\rho(r) = 0.4299 exp(-0.7024 r^2) \tag{2.9}$$

şeklinde ifade edilir. Gaussian dağılım alfa parçacığının madde yoğunluk dağılımına uyar ve teorik çalışmalarda kullanılır (Karakoc ve Boztosun 2006; Koyuncu vd. 2017). Denklem (2.8) ve (2.9) çekirdeklerin yapı ve reaksiyon gözlenirlerini açıklamada oldukça kullanışlıdır.

2.5. Michigan 3 Yukawa (M3Y) Etkileşimi

Bir osilatör bazında Reid-Elliott yumuşak çekirdekli nükleon-nükleon (NN) etkileşimine dayanan G-matris elemanlarının bir uyumundan elde edilen M3Y etkin NN etkile-

şimi, orta menzilli çekici kısım için 0.25 fm, kısa menzilli itici kısım için 0.4 fm ve tek pion değişim potansiyelinin (TPDP) uzun menzilli kuyruğunu sağlamak için 1.414 fm aralıkları olan üç Yukawa'nın (M3Y) toplamıdır (Satchler ve Love 1979). TPDP teriminden herhangi bir katkı almayan v_{00} bileşeni,

$$v_{00}(r) = 7999\frac{exp(-4r)}{4r} - 2134\frac{exp(-2.5r)}{2.5r} \tag{2.10}$$

şeklindedir. Öte yandan, tek durumlarda yalnızca TPDP kuvvetinin etki ettiği varsayılarak,

$$v_{00}(r) = 6315\frac{exp(-4r)}{4r} - 1961\frac{exp(-2.5r)}{2.5r} \tag{2.11}$$

ile ifade edilir. Denklem (2.10) ve (2.11)'e değiş-tokuş terimi eklendiğinde iki etkileşim, ağır iyon potansiyellerinin oluşturulmasında esasen eşdeğerdir. Dolayısıyla hesaplamalarda genellikle Denklem (2.10) formu kullanılır. İki iyon arasındaki tek nükleon değişimi (TND) etkileşen iki nükleonun birbirinin yerine geçtiği terimdir ve nükleon-çekirdek saçılması için buna değiş-tokuş adı verilmiştir (Love ve Satchler 1970; Love ve Owen 1975). Denklem (2.10)'a değiş tokuş terimi eklenirse,

$$v(|\vec{r}_{12}|, E) = v_{00}(r) + J_{00}(E)\delta(r_{12}) \tag{2.12}$$

formuna dönüşür. Burada $\delta(r_{12})$ dirac delta fonksiyonudur. $J_{00}(E)$ değiş tokuş terimi gelen nükleonun enerjisine bağlıdır. Bu bağlılık,

$$J_{00}(E) = -276(1 - 0.005E/A_c) \tag{2.13}$$

ile verilir. Burada A_c mermi çekirdeğin kütle numarası ve E mermi çekirdeğin laboratuvar sisteminde gelme enerjisidir.

2.6. Fenomenolojik Potansiyeller

Fenomenolojik yaklaşım, nükleer potansiyelin uygun bir matematiksel fonksiyon ile temsil edilmesidir. Söz konusu fonksiyon, çekirdeğin geometrisini açıklayabilecek parametrelere sahiptir. Bu parametreler elastik saçılma deneylerini doğru bir şekilde açıklayan daha gerçekçi fonksiyonlara dayanmaktadır. Bu noktada özellikle Woods-Saxon potansiyelinin farklı formları öne çıkmaktadır. Literatürde fenomenolojik yaklaşımlarla ilgili bazı çalışmalar mevcuttur. Bunlardan bazıları aşağıda verilmiştir.

2.6.1. Woods-Saxon potansiyeli

Woods-Saxon (WS) potansiyeli, atom çekirdeği içindeki nükleonlar (protonlar ve nötronlar) için ortalama alan potansiyelidir ve çekirdeğin yapısı için nükleer kabuk modelinde her bir nükleon üzerine uygulanan kuvvetleri yaklaşık olarak tanımlamak için kullanılır (Woods ve Saxon 1954). Çekirdeğin merkezinden r uzaklığı cinsinden potansiyelin şekli,

$$V(r) = -\frac{V_0}{\left[1 + exp\left(\frac{r-R}{a}\right)\right]^k} \tag{2.14}$$

ile verilir. Burada V_0 (enerji boyutuna sahip) potansiyel kuyusunun derinliği, a çekirdeğin yüzey kalınlığı, $R = r_0 A^{1/3}$ yarıçap olmak üzere $r_0 = 1.25$ fm ve A kütle numarasıdır. k bir tam sayı olup $k = 1$ Woods-Saxon ve $k = 2$ Woods-Saxon kare formunu temsil etmektedir.

2.6.2. Cosh potansiyeli

Buck ve Pilt (1977) tarafından WS potansiyelinin simetrik bir şekli olan ve "cosh" potansiyeli olarak adlandırılan alternatif bir potansiyel önerilmiştir. Bu potansiyel,

$$V(r) = -V_0 \frac{1 + cosh(R/a)}{cosh(r/a) + cosh(R/a)} \tag{2.15}$$

şeklindedir. Buck ve Pilt, Denklem (2.15)'de R ve a'yı uygun bir şekilde seçerek, katlı (folding) potansiyellerine oldukça benzeyen potansiyel şekillerin elde edilebileceğini fark etmişlerdir. Cosh potansiyeli çekirdeklerin yapı gözlenirlerini açıklamada oldukça başarılıdır (Buck vd. 1989).

2.6.3. Hibrit potansiyeli

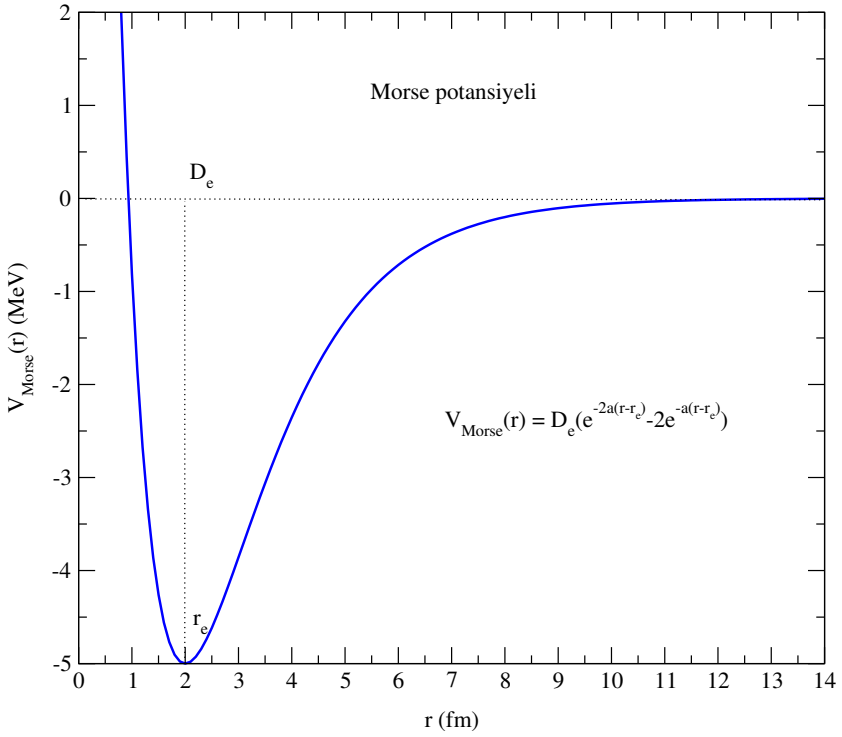
Hibrit potansiyeli, Woods-Saxon (WS) artı Woods-Saxon küp (WS3) formlarının bir karışımını içeren küme-kız ikili sisteminin nükleer potansiyeli için basit bir analitik form olarak Buck vd. tarafından önerilmiştir (Buck vd. 1995b). Bu potansiyel,

$$V(r) = -V_0 \left[\frac{x}{1 + exp\left(\frac{r-R}{a}\right)} + \frac{1-x}{\left[1 + exp\left(\frac{r-R}{3a}\right)\right]^3}\right] \tag{2.16}$$

şeklinde ifade edilir. Denklem (2.16)'da V_0 potansiyel kuyusunun derinliği, R yarıçap, a yüzey kalınlığı ve x potansiyel geometrisini belirtmek için gerekli parametredir. V_0, a, x ve R parametreleri her çekirdek için ayrı olarak belirlenir. Ayrıca, hibrit potansiyeli Periyodik Tablo boyunca aktinit bölgedeki egzotik çekirdeklerin yapısını doğru bir şekilde açıklamaktadır (Buck vd. 1996, 1998).

2.6.4. Anharmonik Morse salınıcısı

Harmonik osilatör parabolik bir potansiyel enerjisine sahiptir ve düşük enerji düzeylerinde gerçek moleküllerin potansiyel enerjisine uyar. Ancak gerçek moleküllerin potansiyel eğrisi yüksek enerji seviyelerine çıktıkça parabolden sapmaya başlar. Dolayısıyla harmonik osilatörün potansiyel enerjisi gerçek bir molekülün potansiyel enerjisine uymaz. Bu nedenle gerçek moleküller harmonik olmayan (anharmonik) bir osilatör gibi davranır (Atkins ve Friedman 2011).



Şekil 2.1. İki atomlu molekülün Morse etkileşimi

İki molekül arası denge uzaklığı azalmaya başladığında Coulomb ve dönme etkisinden kaynaklı şiddetli bir itici kuvvet etki ederek moleküllerin sıkışması engellenir. Denge mesafesi artmaya başladığında ise bu kez çekici bir kuvvet etki eder ve potansiyel enerji sıfıra yaklaşır. Böyle bir harmonik olmayan osilasyona uyan potansiyel anharmonik Morse salınıcısıdır. Morse potansiyeli, iki gerçek molekülün etkileşimine uyan bir potansiyeldir (Atkins ve Friedman 2011). Şekil (2.1)'de Morse potansiyelinin eğrisi gösterilmiştir. Görüldüğü gibi iki molekül arası uzaklık r_e denge mesafesine göre azaldığı zaman potansiyel pozitif kısma doğru gitmektedir. Bu da iki molekülün birbirini itmeye başladığını gösterir. Denge mesafesinin sağ tarafında ise eğri parabolden sapmaya başlar ve sıfıra doğru gider. Morse ikili molekül sistemi için,

$$V_N(r) = D_e\big(e^{-2a(r-r_e)} - 2e^{-a(r-r_e)}\big) \tag{2.17}$$

şeklinde potansiyeli tanımlamıştır (Morse 1929). Burada r iki molekül arası mesafe, a yüzey kalınlık parametresi (potansiyelin genişliğini kontrol eder), D_e ve r_e sırasıyla ayrışma enerjisi ve denge mesafesidir. Denklem (2.17), r sonsuza giderken sıfıra yaklaşır ve $r = r_e$ noktasında potansiyel $-D_e$'ye eşittir. Denklem (2.17) kısa menzilli bir itici terim (ilk terim) ve uzun menzilli bir çekici terim (ikinci terim) kombinasyonuna sahip olduğu açıkça görülmektedir.

2.7. Enerji Seviyeleri

Çekirdek içerisindeki nükleonlar, proton ve nötron sayıları çift-çift çekirdeklerde taban durumunda net spin (s) sıfır olacak şekilde bir araya gelirse, toplam açısal momentum $J = L$ olur ve ilgili kuantum durumlarının dönmesini tanımlayan dalga fonksiyonunun açısal kısmı küresel harmoniktir. Dolayısıyla dalga fonksiyonunun paritesi $(-1)^J$ olur. Çift-çift çekirdekler için taban durumunda ($K^\pi = 0^+$) seviyeler $J = 0, 2, 4, 6, ...$ değerlerine sahip olmakla birlikte parite çift olur. Çekirdeğin dönme kinetik enerjisi $E = \frac{1}{2}Iw^2$ ve rotasyonel açısal momentum $J = L = Iw$ olmak üzere,

$$E = \frac{\hbar^2}{2I}J(J+1) \tag{2.18}$$

olacaktır. Denklem (2.18)'de $\tilde{B} = \frac{\hbar^2}{2I}$ olarak ifade edilir ve dönme sabiti olarak adlandırılır. Burada I eylemsizlik momentidir. Çift-çift ve $4A$ (A: kütle numarası) yapıda olan

çekirdeklerin taban durum bant enerjileri radyal Schrödinger denkleminin bağlı durum çözümüyle bulunabilir. İkili kümelenme modelinde alfa parçacığı ve kız çekirdek arasındaki etkin potansiyelin (Nükleer+Coulomb+Merkezcil) Schrödinger denkleminde sayısal çözümü ile enerji bantları ve dalga fonksiyonları üretilebilir. Bu noktada söz konusu modele göre ana çekirdek alfa kümelerinden oluştuğu düşünülür. Dolayısıyla yörüngelere nükleonlar yerine alfa kümeleri yerleşir. Alfaların yörüngelere yerleşimini göz önünde bulundurarak tek parçacık kuantum sayıları yerine global kuantum sayısı olarak adlandırılan G sayısı belirlenir (Wildermuth ve Tang 1977). G değeri n ve L kuantum sayıları ile doğrudan ilişkili olup $G = 2n + L$ olarak ifade edilir. Burada n ve L sırasıyla dalga fonksiyonunun radyal düğüm sayısı ve açısal momentumdur. Literatürde yapılan çalışmalarda N ana çekirdeğin nötron sayısı olmak üzere G kuantum sayısı,

$$\begin{aligned} G &= 18, \qquad N \leq 82 \\ G &= 20, \quad 82 < N \leq 126 \\ G &= 22, \qquad N > 126 \end{aligned} \tag{2.19}$$

şeklindedir (Buck vd. 1996). Ancak $N \leq 82$ olan hafif çekirdeklerle ilgili yapılan çalışmalara bakıldığında $G = 18$'den daha küçük değerler aldığı görülür. Örneğin, Buck vd. (1995b) yaptıkları çalışmada ^{20}Ne ve ^{44}Ti çekirdeklerinin pozitif çift pariteli ve negatif tek pariteli enerji seviyelerini incelemişlerdir. Burada pozitif çift pariteli enerji seviyelerini hesaplarken ^{20}Ne için $G = 8$ ve ^{44}Ti için $G = 12$ değerini almışlardır. Negatif tek pariteli enerji seviyelerini hesaplarken ise ^{20}Ne ve ^{44}Ti için sırasıyla $G = 9$ ve $G = 13$ değerini almışlardır. Burada dikkat edilmesi gereken nokta, G sayısının incelenen çekirdeğin gözlenen bant seviyelerini kapsayacak şekilde seçilmesinin gerekliliğidir. Spesifik olarak örneğin ^{24}Mg çekirdeğinin gözlenmiş $J^{\pi} = 0^{+}$, 2^{+}, 4^{+}, 6^{+} ve 8^{+} enerji seviyeleri mevcuttur (Buck vd. 1990a). Dolayısıyla söz konusu çekirdeğin enerji seviyeleri hesaplanırken minimum $G = 8$ değeri seçilebilmektedir.

2.8. Elektromanyetik Geçiş Şiddeti

Nükleer durumlar arasındaki elektromanyetik geçişler, nükleer yapıyı araştırmak ve nükleer yapı modellerini test etmek için uygun bir yoldur (Bohr ve Mottelson 1998a, 1998b). $B(E2\downarrow)$ geçişleri, nükleer durumların ortalama yaşam sürelerini, nükleer po-

tansiyel deformasyon parametresi β'yı, içsel elektrik dört kutuplu momentlerin büyüklüğünü ve düşük uzanımlı (low-lying states) çekirdek seviyelerinin enerjisini belirlemede çok önemli bir rol oynar (Raman vd. 2001; Pritychenko vd. 2014). Genel olarak iki durum arasındaki $B(EL)$ geçiş şiddeti,

$$B(EL; L \to 0^+) = \frac{1}{4\pi}\Big|\big[Z_1\big(\frac{-A_2}{A}\big)^L + Z_2\big(\frac{-A_1}{A}\big)^L\big]\int_0^\infty \frac{\psi_0^*(r)}{r} r^L \frac{\psi_L(r)}{r} r^2 dr\Big|^2 \quad (2.20)$$

ile verilir (Ibrahim 2009). Burada $A = A_1 + A_2$'dir. Z_1, Z_2 ve A_1, A_2 sırasıyla ikili sistemi oluşturan küme ve kız çekirdeklerin atom ve kütle numaralarıdır. Literatürde en çok ilgi çeken geçişler sırasıyla iki kutuplu dipol ($L = 1$) ve dört kutuplu kuadrupol ($L = 2$) geçişlerdir.

2.8.1. Elektriksel dipol $B(E1\downarrow)$ geçişi

Zıt paritelerin durumları arasında $L = 1$ olan geçiştir. Denklem (2.20)'de $L = 1$ yazılırsa,

$$B(E1; 1^- \to 0^+) = \frac{1}{4\pi}\Big|\big[Z_1\big(\frac{-A_2}{A}\big) + Z_2\big(\frac{-A_1}{A}\big)\big]\int_0^\infty \psi_0^*(r) r \psi_1(r) dr\Big|^2 \quad (2.21)$$

halini alır. Ağır çekirdeklerde düşük uzanımlı durumlar (low-lying states) arasındaki $B(E1)$ geçişi çok küçük olduğu bilinmektedir (Buck vd. 2000). Dolayısıyla,

$$Z_1(\frac{-A_2}{A}) + Z_2(\frac{-A_1}{A}) \approx 0 \quad (2.22)$$

Buradan da,

$$\frac{Z_1}{A_1} = \frac{Z_2}{A_2} \quad (2.23)$$

ifadesi elde edilir. Bu ağır çekirdeklerde dipol geçişin yok olması anlamına gelir.

2.8.2. Elektriksel kuadrupol $B(E2\downarrow)$ geçişi

Bunlar, aynı paritenin durumları arasında $L = 2$ geçişlerini içerir. Denklem (2.20)'de $L = 2$ yazılırsa,

$$B(E2; 2^+ \to 0^+) = \frac{1}{4\pi}\Big|\big[Z_1\big(\frac{-A_2}{A}\big)^2 + Z_2\big(\frac{-A_1}{A}\big)^2\big]\int_0^\infty \psi_0^*(r) r^2 \psi_2(r) dr\Big|^2 \quad (2.24)$$

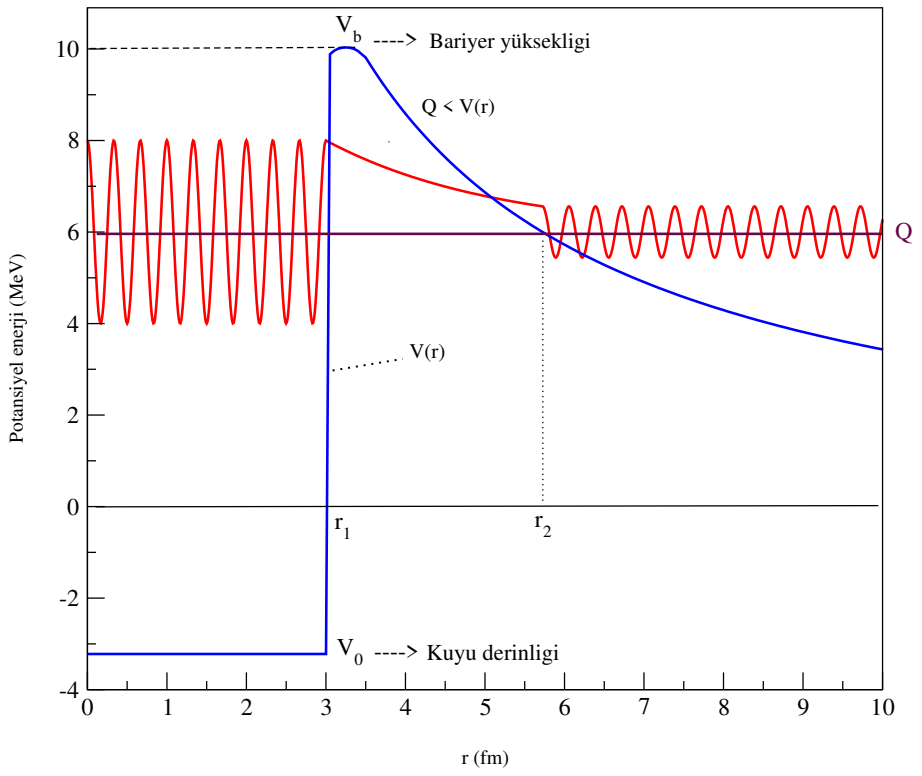
denklemi elde edilir. Denklem (2.24)'de β_2 faktörü,

$$\beta_2 = Z_1\big(\frac{-A_2}{A}\big)^2 + Z_2\big(\frac{-A_1}{A}\big)^2 \quad (2.25)$$

olarak tanımlanır (Ibrahim vd. 2010).

2.9. Alfa Bozunumu

Alfa bozunması, kabuk yapısı özelliklerinin anlaşılmasında önemli bir rol oynayan ağır ve süper ağır çekirdeklerin baskın bir bozunma modudur. Alfa parçacığı yayınlanmadan önce ana çekirdek içerisindeki varlığına ön oluşum olasılığı P denir (Lilley 2001). Bu olasılık ana ve kız çekirdeğin yapısına bağlıdır. Pratikte ön oluşum olasılığını deneysel olarak ölçmek mümkündür ancak bariyer delinebilirlik faktöründeki belirsizlik P'nin ölçümünü zorlaştırmaktadır (Lilley 2001). Genellikle alfa parçacığı ana çekirdek içerisinde yüzde yüz olasılıkla oluşacağı varsayılarak bozunma yarı ömür hesaplamalarında $P = 1$ alınır. Teoride α parçacığı Coulomb engeli ile çekirdek içerisinde hapsolduğu varsayılır. Ancak α parçacığı kuantum mekaniksel olarak tünelleme yoluyla engeli delip geçebilir (Gamow 1928; Gurney ve Condon 1928). Şekil 2.2'de alfa parçacığının dalga fonksiyonu $r < r_1$ ve $r > r_2$ bölgelerinde salınımlıdır.

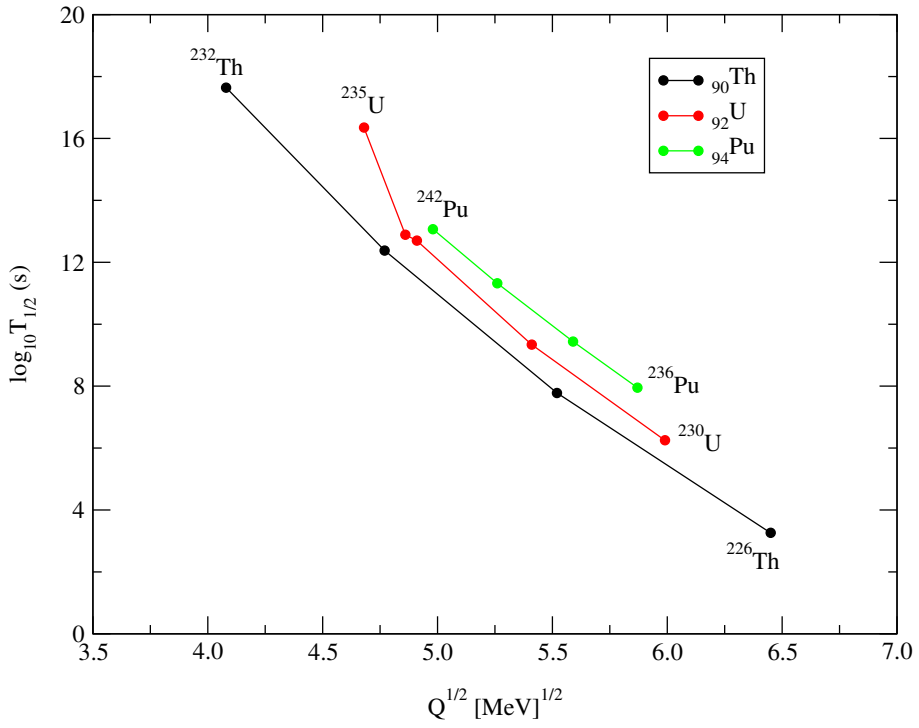


Şekil 2.2. Alfa bozunmasının şematik gösterimi. Alfa parçacığının dalga fonksiyonu $r < r_1$ ve $r > r_2$ bölgelerinde salınımlıdır. Engel bölgesi ($r_1 \leq r \leq r_2$) içinde ise, r'ye bağlı olarak üstel azalmaktadır

Bariyer içinde ise r'ye bağlı üstel olarak azalmaktadır. Genlikteki bu azalma engel içindeki parçacığın bulunma olasılığındaki azalmaya karşılık gelir. Dolayısıyla parçacığın engelin diğer tarafında bulunma olasılığı sonludur. WKB metoduna göre alfa parçacığının tünelleme olasılığı,

$$T = exp\Big(-2\int_{r_1}^{r_2} dr\sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2}(V(r)-Q)}\Big) \tag{2.26}$$

ile ifade edilir. Denklem (2.26)'da r_1 ve r_2 klasik dönüm noktalarıdır. Tünelleme olasılığı T, bariyerin yüksekliğine, genişliğine ve uygun bozunum enerjilerine (Q) son derece duyarlıdır (Xu ve Ren 2006; Xu ve Ren 2008). Klasik dönüm noktaları Şekil 2.2'de görüldüğü üzere $V(r) = Q$ eşitliğinden elde edilir. Tünelleme yolu ile Z atom numaralı ve A kütle numaralı bir çekirdekten alfa bozunması $(A, Z)\rightarrow(A-4, Z-2)$ şeklinde gösterilmektedir. Doğal olarak bulunan $Z \leq 92$ ve laboratuvar ortamında üretilen $Z > 92$ birçok ağır ve süper ağır çekirdek yük ve kütle kaybederek α yayınlanması ile bozunurlar. Eğer bozunma zincirleme şeklinde ise kararlı ürün çekirdeğe ulaşıncaya kadar devam

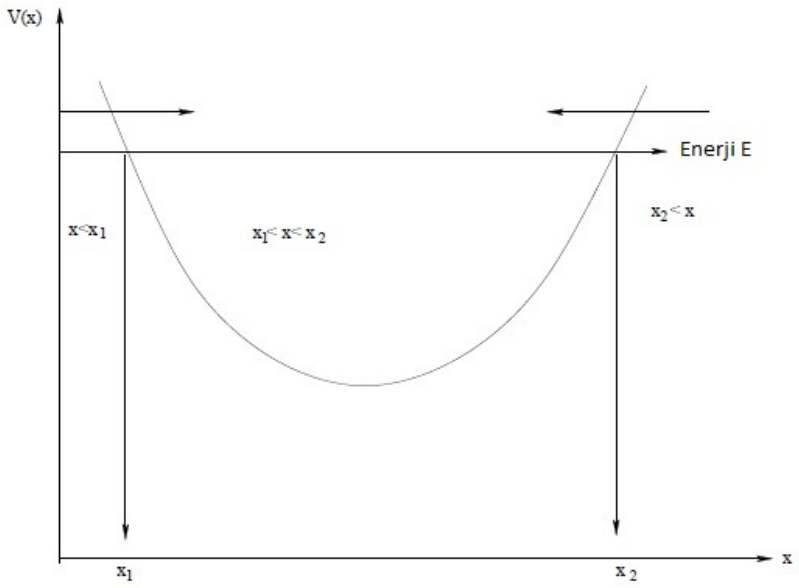


Şekil 2.3. Alfa yayınlayan proton ve nötron sayısı çift-çift Th, U ve Pu izotoplarının $Q^{1/2}$ değerlerine karşılık logaritmik yarı ömrün (saniye) grafiği

eder. Alfa bozunum mekanizması ile ilgili ilginç gelişme, Geiger ve Nuttal'ın alfa bozunumunun yarı ömrü ile bozunma enerjisi arasındaki ilişkiyi keşfetmeleridir (Geiger ve Nuttal 1911). Şekil 2.3, α yayınlayan $_{90}$Th, $_{92}$U ve $_{94}$Pu izotoplarının deneysel bozunma enerjileri ile bozunma yarı ömürlerinin logaritmik değerinin eğrisini göstermektedir. Görüldüğü üzere logaritmik yarı ömür $logT_{1/2}$ ile bozunma enerjisi Q değerinin karekökü arasında ters orantılı lineer bir ilişki vardır. Ayrıca, Şekil 2.3'de her bir izotop zincirine bakıldığında, yarı ömrün azalmasıyla birlikte kütle numaralarının da azaldığı görülür. Alfa bozunma yarı ömrü literatürde bazı yaklaşımlar ile hesaplanabilmektedir. Bunlardan bazıları, süperasimetrik fisyon modeli (Poenaru vd. 1991a), evrensel eğri modeli (Poenaru vd. 2011) ve yarı-klasik Wentzel-Kramers-Brillouin (WKB) yöntemidir.

2.10. Wentzel-Kramers-Brillouin (WKB) Yöntemi

WKB yöntemi, değişen katsayılara sahip lineer diferansiyel denklemlere yaklaşık çözümler bulmak için kullanılan bir metottur. Tipik olarak kuantum mekaniğinde, dalga



Şekil 2.4. Farklı bölgeleri gösteren bir boyuttaki $V(x)$ potansiyeli. x_1 ve x_2 klasik dönüm noktalarıdır. Sağa ve sola bakan oklar, bir dönüm noktasının zıt taraflarındaki bölgeler için kuyruktaki çözümün ok başındaki çözüme doğru devam ettiğini, ancak tersinin olmadığını göstermektedir (Ibrahim 2009)

fonksiyonunun üstel bir fonksiyon olarak yeniden şekillendirildiği, yarı klasik olarak genişletildiği ve ardından genliğin veya fazın yavaşça değiştiği kabul edilen yarı klasik bir hesaplama için kullanılır (Kramers 1926; Wentzel 1926). Ayrıca, bağlı durum enerjilerinin ve potansiyel engellerinden tünelleme hızlarının hesaplanmasında da kullanılmaktadır (Ibrahim 2009). Şekil 2.4'de görüldüğü üzere $V(x)$ potansiyel alanında hareket eden E enerjili bir parçacık var olsun. Potansiyel, $V(x) > E$ olduğu $x < x_1$ ve $x > x_2$ bölgelerinde klasik olarak yasaklı, $V(x) < E$ olduğu $x_1 < x < x_2$ bölgesinde izinlidir. Schrödinger denklemi,

$$\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} + \frac{2m\big(E - V(x)\big)}{\hbar^2}\psi(x) = 0 \tag{2.27}$$

şeklindedir. Denklem (2.27),

$$\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} = -\frac{p^2(x)}{\hbar^2}\psi(x) \tag{2.28}$$

olarak yazılabilir. Denklem (2.28)'deki $p(x)$,

$$p(x) = \sqrt{2m(E - V(x))} \tag{2.29}$$

şeklindedir ve parçacığın klasik momentum ifadesidir. Genel olarak $\psi(x)$ herhangi bir kompleks fonksiyondur. Bu fonksiyon her ikisi de reel olan bir $A(x)$ genliği ve $\phi(x)$ fazı cinsinden,

$$\psi(x) = A(x)e^{i\phi(x)} \tag{2.30}$$

olarak ifade edilebilir. Bu ifadenin x'e göre iki kez türevi alınırsa,

$$\frac{d\psi}{dx} = \big(A'(x) + iA(x)\phi'(x)\big)e^{i\phi(x)} \tag{2.31}$$

ve

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = \Big[\big(A''(x) + 2iA'(x)\phi'(x)\big) + iA(x)\phi''(x) - A(x)(\phi'(x))^2\Big]e^{i\phi(x)} \tag{2.32}$$

elde edilir. Denklem (2.32) ifadesi (2.28)'de yerine yazılırsa,

$$A''(x) + 2iA'(x)\phi'(x) + iA(x)\phi''(x) - A(x)(\phi'(x))^2 = -\frac{p^2}{\hbar^2}A(x) \tag{2.33}$$

halini alır. Bu denklem biri reel kısım ve diğeri sanal kısım olmak üzere iki ayrı denkleme eşdeğerdir. Reel kısım,

$$A''(x) = A(x)\left[(\phi'(x))^2 - \frac{p^2}{\hbar^2}\right] \tag{2.34}$$

ve sanal kısım,

$$2A'(x)\phi'(x) + A(x)\phi''(x) = 0 \rightarrow \left(\big(A(x)\big)^2 \phi'(x) \right)' = 0 \tag{2.35}$$

şeklindedir. Burada Denklem (2.35) çözülürse,

$$\big(A(x)\big)^2 \phi'(x) = C^2 \rightarrow \phi'(x) = \frac{C^2}{\big(A(x)\big)^2} \tag{2.36}$$

elde edilir. Denklem (2.34)'de A'' sıfıra yaklaştığı kabul edilirse,

$$(\phi'(x))^2 = \frac{p(x)^2}{\hbar^2} \rightarrow \phi'(x) = \pm \frac{p(x)}{\hbar} \tag{2.37}$$

bulunur. Denklem (2.36) ve (2.37)'den,

$$A(x) = \frac{C}{\sqrt{\frac{p(x)}{\hbar}}} \tag{2.38}$$

eşitliği bulunur. Denklem (2.37) integre edilirse,

$$\phi(x) = \pm \int \frac{p(x)}{\hbar} dx \tag{2.39}$$

ifadesi elde edilir. Sonuç olarak dalga fonksiyonu,

$$\psi(x) \cong \frac{C}{\sqrt{\frac{p(x)}{\hbar}}} exp\left(\pm i \int \frac{p(x)}{\hbar} dx \right) \tag{2.40}$$

şeklinde elde edilir. Burada $E > V(x)$ izinli durumu için $p(x) = \hbar k(x)$ eşitliği Denklem (2.40)'da yerine yazılırsa,

$$\psi(x) \cong \frac{C}{\sqrt{k(x)}} exp\left(\pm i \int k(x) dx \right) \tag{2.41}$$

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

$$\psi(x) \cong \frac{D}{\sqrt{\kappa(x)}} exp\left(\pm \int \kappa(x) dx \right) \tag{2.42}$$

şeklinde bulunur. Denklem (2.41) ve (2.42)'de C ve D sabitler olup, alt simgeler $\pm$, ilgili yönleri göstermektedir. Ancak yaklaşım, parçacığın $V(x) = E$ ile sıfır momentuma sahip olabileceği x_1 ve x_2 klasik dönüm noktalarında başarısız olur. Dönüm noktası sorunu genellikle, hem klasik olarak izin verilen hem de yasaklı bölgeler için çözümlerin her dönüm noktasında alınan bazı yaklaşımlarla bağlandığı WKB formülleri ile giderilir.

Örneğin, x_1 dönüm noktasının her iki tarafındaki çözümler (Zettili 2001; Gottfried ve Yan 2004),

$$\psi(x) \cong \frac{C}{\sqrt{k(x)}} exp\left(\int_{x_1}^{x} k(x)dx \right) \rightarrow \psi(x) \cong \frac{C}{\sqrt{k(x)}} sin\left(\int_{x_1}^{x} k(x)dx + \frac{\pi}{4} \right) \quad (2.43)$$

benzer şekilde x_2 dönüm noktasının her iki tarafındaki çözümler,

$$\psi(x) \cong \frac{D}{\sqrt{k(x)}} exp\left(\int_{x}^{x_2} k(x)dx \right) \rightarrow \psi(x) \cong \frac{D}{\sqrt{k(x)}} sin\left(\int_{x}^{x_2} k(x)dx + \frac{\pi}{4} \right) \quad (2.44)$$

ile verilmektedir. x_1 ve x_2 arasında kalan bölgedeki Denklem (2.43) ve (2.44) ile temsil edilen salınım çözümlerini birleştirmek, iyi bilinen Bohr-Sommerfeld (BS) kuantumlanma koşulu integralini verir. Üç boyutlu olarak bu integralin genel hali (Zettili 2001; Gottfried ve Yan 2004),

$$\int_{r_1}^{r_2} \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2}\Big(E - V_{etkin}(r)\Big)}\, dr = (2n+1)\frac{\pi}{2} \quad (2.45)$$

şeklinde verilir. Denklem (2.45)'de E ve $V_{etkin}(r)$ sırasıyla enerji ve etkin potansiyeldir. Eğer söz konusu parçacık bir alfa parçacığı ise bu parçacıkların yüksek bağlanma enerjisinden dolayı kümelenme modeline göre ana çekirdek alfa parçacıkları tarafından oluşur. Bu durumda alfa bozunumu ana çekirdeği oluşturan kız çekirdek ve bu çekirdeğin etrafında dönen alfa parçacığının etkileşimiyle incelenir. Taban durumda veya uyarılmış durumda bulunan ana çekirdek, alfa bozunumu sırasında kız çekirdeğin aynı taban veya uyarılmış durumuna bozunursa açısal momentum sıfır olur. Denklem (2.45) ile alfa-kız çekirdek sisteminin potansiyel derinliği belirlenebilir.

2.11. Nükleer Reaksiyonlar

Bir A hedef çekirdeği üzerine bir a mermi parçacığının gönderildiği ve b ve B ürün çekirdeklerinin oluştuğu bir reaksiyonu düşünelim. Bu durumda, reaksiyon aşağıdaki şekilde temsil edilebilir:

$$a + A \rightarrow b + B + Q \quad (2.46)$$

Burada, a mermi parçacığı, A hedef çekirdeğiyle etkileşime girer ve sonuç olarak b ve B ürün çekirdekleri oluşur. Burada a veya b genellikle nükleon yada hafif çekirdeklerdir. Q reaksiyon sırasında açığa çıkan enerji veya reaksiyonun gerçekleşmesi için gerekli enerjidir. Reaksiyon enerjisi Q,

$$Q = (m_a + m_A - m_b + m_B)c^2 \tag{2.47}$$

olarak ifade edilir (Lilley 2001). Eğer Q değeri pozitif ise reaksiyon endotermik olup dışarıdan ısı alır. Q negatif ise reaksiyon ekzotermik olup dışarıya ısı verir. Reaksiyonun detayları ve oluşan ürün çekirdeklerinin özellikleri, etkileşime giren parçacıkların türüne, enerjilerine ve açısal momentumlarına bağlıdır. Bu faktörler, etkileşimin sonucunda hangi reaksiyon yolunun izlendiğini ve hangi ürün çekirdeklerinin oluştuğunu belirler. Ayrıca, reaksiyonun kinematiği, enerji ve momentum korunumu prensiplerine tabidir. Bu prensipler, etkileşim sonucu oluşan ürünlerin kütlesi, hızı ve kinetik enerjileri arasındaki ilişkileri belirler (Satchler 1980). Reaksiyonun analizi için, gerekli olan verilerden bazıları şunlardır:

- Etkileşen parçacıkların kütlesi, yükü ve enerjileri.
- Etkileşim açısı ve yönü.
- Hedef çekirdeğin özellikleri, örneğin kütle numarası ve yükü.
- Olası reaksiyon yolları ve çekirdeklerin oluşmasıyla ilgili olası bozunma veya birleşme süreçleri.

Bu verilerin analizi, reaksiyonun hangi mekanizmalarla gerçekleştiğini ve oluşan ürünlerin özelliklerini belirlemeye yardımcı olur. Nükleer reaksiyonlar yönetildiği mekanizmaya göre; bileşik çekirdek reaksiyonları, direkt reaksiyonlar ve bu ikisi arasındaki durum olan rezonans reaksiyonları olarak sınıflandırılabilir.

2.11.1. Bileşik çekirdek reaksiyonları

Bileşik çekirdek reaksiyonları, mermi parçacığının hedef çekirdek ile etkileşerek birleştiği ve oluşan bileşik sistem içindeki nükleon-nükleon etkileşimleriyle reaksiyon enerjisinin pek çok nükleon arasında paylaşıldığı reaksiyonlardır. Denge sürecine ulaşıldığında, bir nükleonun ortalama enerjisi bu nükleonun bağlanma enerjisinden küçük olur

ve bileşik çekirdekler direkt reaksiyonlar ile karşılaştırıldığında uzun bir süre (10^{-16} ile 10^{-18} s) uyarılmış durumda kalabilirler (Lilley 2001). Daha sonra, bir nükleon veya bir nükleon grubu üzerinde kaçması için yeterli enerji lokalize olur ve bu şekilde bileşik çekirdek bozunur. Bu tür reaksiyonlar, $a + A \rightarrow C^* \rightarrow b + B$ şeklinde bir C^* ara çekirdeğine sahiptirler (Satchler 1980). Bileşik çekirdek reaksiyonları düşük enerjilerde ($10 - 20$ MeV) meydana gelir ve direkt reaksiyonlara göre tesir kesitleri büyüktür.

2.11.2. Direkt reaksiyonlar

Direkt reaksiyon, mermi parçacığının hedef çekirdeğin yüzeyi ile etkileştiği durumlarda meydana gelir. Bu tür reaksiyonlarda enerji ve madde transferi genellikle sınırlıdır. Bu nedenle, çıkan ürünlerin kütle ve enerjisi, giren parçacıkların enerjisine bağlıdır. Reaksiyon süresi, bileşik çekirdek reaksiyonlarına kıyasla daha kısadır ve genellikle 10^{-22} saniye civarındadır (Lilley 2001). Direkt reaksiyonlarda, tesir kesitleri bileşik çekirdek reaksiyonlarına kıyasla daha düşüktür. Bu tür reaksiyonlarda, genellikle mermi çekirdeğine benzer bir parçacığın çıktığı gözlemlenir ve bu parçacık genellikle ilk kanal olan $(a + A)$ sistemine ait momentumun büyük bir kısmını taşır. Bu nedenle, çıkan parçacığın açısal dağılımı genellikle ileri yönde bir pik yapar (Lilley 2001). Elastik ve inelastik saçılma, transfer, yakalama ve parçalanma reaksiyonları direkt reaksiyonlar başlığı altında incelenir.

Elastik saçılma: mermi parçacığın hedef çekirdekten belirli bir kuvvet alanında ve kinetik enerji kaybı olmadan gerçekleşen reaksiyon sürecidir. Bu tür reaksiyonlarda giriş kanalı $a + A$, çıkış kanalına $B + b$ eşittir. Yani $A = B$ ve $a = b$ ve $Q = 0$ dır. Saçılmaya neden olan kuvvet alanı, çekirdekteki nükleonların uzaydaki madde yoğunluk dağılımına $\rho(r)$ dolayısıyla bu dağılım içerisindeki nükleonlar ile gelen mermi arasındaki etkileşme kuvvetine bağlıdır (Lilley 2001). Elastik saçılma analizi çekirdeğin boyutu ve madde yoğunluk dağılımı ile ilgili bilgi verebilir.

İnelastik saçılma: bu saçılmada giren ve çıkan parçacıklar aynıdır. Gelen parçacığın kinetik enerjisinin bir kısmı, γ emisyonu ile bozunacak olan parçacıkların her ikisini veya birini, uyarılmış duruma getirmek için kullanılmıştır. Daha açık bir şekilde saçılma $A(a, a)A^*$ yada $A(a, a^*)A^*$ şeklindedir. Dolayısıyla gelen mermi parçacığı a, hedef çekirdeğe enerji transfer ettiği için hedefi daha düşük bir enerji ile terk edecektir (Satchler

1980).

Transfer reaksiyonları: bir transfer reaksiyonu bir veya daha fazla nükleonun mermi çekirdekten hedefe yada hedef çekirdekten mermiye geçmesidir. Son çekirdek uyarılmış durumda kalabilir veya kalmayabilir (Satchler 1980). Eğer transfer mermi çekirdekten hedefe olursa $soyma$ reaksiyonu olarak adlandırılır. Örneğin $A(d,n)B$ reaksiyonunda döterondan bir nükleon hedef çekirdeğe aktarılmıştır. Transfer hedef çekirdekten mermiye olursa $kapma$ reaksiyonu olarak adlandırılır. Buna örnek olarak $A(n,d)B$ reaksiyonunda nötron mermi çekirdeği hedeften bir proton koparark döteron oluşturmuştur.

Yakalama reaksiyonları: Mermi çekirdeğin hedef ile birleşerek uyarılmış yeni bir çekirdek oluşturduğu reaksiyon türüdür. Oluşan çekirdek kararlı hale geçebilmek için fazla enerjisini γ-ışınları şeklinde yaymaktadır (Satchler 1980). Örnek olarak,

$$a + A \rightarrow B + \gamma \tag{2.48}$$

reaksiyonu verilebilir. Ayrıca mermi ve hedef çekirdek birleşerek,

$$a + A \rightarrow B + b + c + Q \tag{2.49}$$

şeklinde ikiden fazla çekirdek de oluşabilir.

Parçalanma reaksiyonları: Eğer mermi çekirdek kompleks bir yapıya sahipse, reaksiyon sırasında genellikle $a = x + y$ şeklinde iki veya daha fazla bileşenin ayrılması gerçekleşir (Satchler, 1980). Bu durumda, reaksiyon ya $A(a,xy)B$ şeklinde gerçekleşir veya mermi-hedef etkileşimi sonucunda çekirdek kompleksi uyarılır ve reaksiyon $A(a,xy)B^*$ şeklinde gerçekleşir.

2.11.3. Rezonans reaksiyonları

Bu tür reaksiyonlar direkt reaksiyonlar ile bileşik çekirdek reaksiyonları arasındaki reaksiyonlardır. Rezonans ancak belirli enerji değerlerinde gerçekleşebilir. Rezonans durumunda etkileşim potansiyelinin oluşturduğu dalgaların fazı ve genliği bariyer içinde ve dışında yaklaşık eşittir.

2.11.4. Optik model

Gelen mermi parçacığının hedef çekirdekten saçılmasını analiz etmek için kullanılan modellerden biri de optik modeldir. Optik modelde uyarılmış kanallarla etkileşimi temsil

eden sanal potansiyel kullanılır. Bu model, ışık dalgalarının soğurucu ve kırıcı bir top tarafından klasik saçılmasına benzetildiği için optik model adını almıştır (Lilley 2001). Optik modelde hedef ile mermi arasındaki etkileşme,

$$V_{optik}(r) = V(r) + iW(r) + V_C(r) \tag{2.50}$$

kompleks potansiyeli ile temsil edilir. Bu etkileşme Schrödinger denkleminde çözülerek saçılma matris elementi elde edilip buradan diferansiyel tesir kesitlerine ulaşılabilir. Saçılma durumu için Schrödinger denklemi,

$$\frac{d^2u_\ell(r)}{dr^2} + \left[\frac{2m}{\hbar^2}\big(E - V_{optik}(r) - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2}\big)\right]u_\ell(r) = 0 \tag{2.51}$$

şeklindedir. Denklem (2.51)'nin genel çözüm formu,

$$u_\ell(r) = F_\ell(r) + iG_\ell(r) + S_\ell[G_\ell(r) - iG_\ell(r)] \tag{2.52}$$

şeklinde özel fonksiyonlardır. Burada $F_\ell(r) = krj_\ell(kr)$ ve $G_\ell(r) = -kr\eta_\ell(kr)$ sırasıyla küresel Bessel ve Neumann fonksiyonlarıdır. Denklem (2.52)'de $F_\ell(r) + iG_\ell(r)$ gelen dalgayı ve $G_\ell(r) - iG_\ell(r)$ giden dalgayı temsil eder. Bu çözüme sınır koşulları uygulanarak saçılma matris elementi S_ℓ bulunur. Buradan saçılma genliği $f(\theta)$ ve diferansiyel tesir kesiti elde edilir (Boztosun 2005). Denklem (2.50)'da $V(r)$+$V_C(r)$ reel kısmı göstermektedir. Reel kısım nükleer potansiyel, Coulomb potansiyeli ve spin-yörünge potansiyellerinin toplamını oluşturur. Nükleer potansiyel için literatürde fenomenolojik ve mikroskobik yaklaşımlar kullanılmaktadır. Fenomenolojik olarak sıklıkla Woods-Saxon (veya Fermi) potansiyeli kullanılır (England vd. 1977). Bu potansiyel ayarlanabilir V_0, R ve a parametrelerini içerir. Potansiyelin sanal terimi $W(r)$ gelen mermi akısının inelastik kanallara giden kısmından sorumludur. Açık olarak, gelen mermi dalgası çekirdek içerisinde zayıflar ve bu zayıflama sanal terim ile temsil edilir. Sanal kısım için genellikle Woods-Saxon ve Woods-Saxon kare formları kullanılır.

2.12. Süper Ağır Çekirdekler

Atom numarası $Z \geq 100$ olan süper ağır çekirdeklerin keşfi, nükleer fizikteki sıcak konulardan biridir. Süper ağır çekirdeklerin izotoplarının sentez ve bozunma özellikleri üzerine yoğun deneysel çalışmalar yapılmaktadır (Hofmann ve Münzenberg 2000; Oganessian ve Utyonkov 2015; Oganessian 2007; Hamilton vd. 2013). Süper ağır çekirdekler

iki farklı füzyon reaksiyonu ile üretilebilmektedir. İlki soğuk füzyon reaksiyonu ile kurşun ve bizmut hedeflerine dayanarak atom numarası 107'den 113'e kadar olan elementler Almanya Darmstadt'da bulunan Ağır İyon Araştırma Merkezi ve Japonya Wako'da bulunan RIKEN Nishina Bilim Tabanlı Hızlandırıcı Merkezinde sentezlenmiştir. İkincisi çift sihirli ^{48}Ca iyonunun ^{237}Np, ^{243}Am ve ^{249}Bk çekirdekleri gibi aktinit hedefleriyle sıcak füzyon reaksiyonu yaparak atom numarası 112'den 116'ya kadar olan elementler Rusya Dubna'da Ortak Nükleer Araştırma Enstitüsünde başarıyla sentezlenmiştir (Oganessian vd. 2010, 2011a, 2012, 2013; Oganessian 2011b). Üretilen süper ağır çekirdeklerin alfa bozunma zincirleri, süper ağır çekirdek bölgesindeki nükleer yapı kararlılığını anlamak için değerli bilgilere sahiptir (Bezbakh 2022; Santhosh 2022). Parkhomenko ve Sobiczewski (2005), teorik olarak $^{271}110$ çekirdeğinin alfa bozunma zincirlerini makroskobik-mikroskopik bir yaklaşımla incelemiştir. Poenaru vd. (2011), atom numarası $Z > 104$ olan süper ağır çekirdeklerden alfa ve daha ağır küme bozunma yarı ömürlerini ve dallanma oranlarını incelemişlerdir. Ağır ve süper ağır çekirdeklerden alfa bozunması, daha ağır küme bozunması ve kendiliğinden fisyon çabaları da gerçekleştirilmiştir (Wahl 1988; Yang vd. 2022; Hourani vd. 1989; Poenaru ve Greiner 1991b; Poenaru 1996). Poenaru vd. bazı süper ağır çekirdekler parçalanırken oluşan hafif parçacıkların doğrusal olarak artan bir yarıçapı olduğunu fark etmişlerdir (Poenaru vd. 2018; Poenaru ve Gherghescu 2016, 2017).

Çekirdekteki kabuk yapısı, nükleer yapı kararlılığının anlaşılmasında büyük öneme sahiptir. Kabuk modeline göre çekirdekte nötronlar ve protonlar tarafından doldurulan kabukları vardır. Kabukların tam dolu olması, çekirdeğin kararlı olduğu anlamına gelir. Kabukları tam dolu olan çekirdeğin nötron yada protonları sihirli sayılara sahiptir. Proton veya nötron sayıları 2, 8, 20, 28, 50, 82 ve 126 olan çekirdekler, kabuk yapısının önemli bir kanıtı olan proton ve nötron ayırma enerjilerinde büyük süreksizliklere ve yüksek ilk uyarılma enerjilerine sahip oldukları iyi bilinmektedir (Bohr ve Mottelson 1998a). Proton ve nötronun her ikisi de sihirli sayıya sahip çekirdekler, çift sihirli çekirdeklerdir. Bilimsel çalışmalar, içinde uzun yarı ömürlü süper ağır çekirdeklerin bulunduğu bir "Kararlılık Adası"nın varlığını işaret etmektedir. Ancak henüz kararlılık adasının içinde yer aldığı söylenebilecek bir çekirdek deneysel olarak üretilememiştir. Kuramsal olarak süper ağır çekirdeklerdeki bir sonraki kabuk sayısını tahmin etmek için pek çok teorik model vardır

(Bohr ve Mottelson 1998a). Sobiczewski vd. (1966) spin-yörünge terimli Woods-Saxon potansiyelindeki tek parçacık modelini kullanarak $Z = 114$ ve $N = 184$ sihirli sayılarını tahmin etmiştir. Nilsson vd. (1969) deforme olabilen kabuk modeline dayanan deforme olmuş bir harmonik osilatör kullanarak kabuk yapısının $Z = 114$ ve $N = 184$ civarında olduğunu öngörmüştür. Kendi kendine tutarlı Skyrme–Hartree–Fock–Bogoliubov (HFB-SLy4) modeli hesaplamasına göre, $N = 184$ sihirli sayıdır (Cwiok vd. 1999). Yoğunluktan bağımsız bir temas eşleştirme etkileşimine sahip Skyrme–Hartree–Fock yöntemi, $Z = 126$ ve $N = 184$'ün çift sihirli süper ağır çekirdek olduğunu söylemektedir (Cwiok vd. 1999). Rutz vd. (1997) süper ağır çekirdeklerin kabuk yapısını çeşitli parametrelendirmelerle göreli ve göreli olmayan nükleer ortalama alan modelleri çerçevesinde araştırdıktan sonra (Z=114, N=184), (Z=120, N=172) ve (Z=126, N=184) değerlerinin çift sihirli sayılar olduğunu bulmuşlardır.

3. MATERYAL VE METOT

3.1. Morse Potansiyeli

^{20}Ne çekirdeği, α+^{16}O ikili kümelenme konfigürasyonu ile modellenmiştir. Söz konusu ikili küme konfigürasyonunun etkin potansiyelinde Denklem (2.17) ile ifade edilen Morse potansiyeli kullanılarak pozitif çift pariteli uyarılma enerjileri (E_x) ve $B(E2\downarrow)$ geçiş şiddetleri hesaplanmıştır. Eş zamanlı olarak yarı-klasik WKB yaklaşımıyla ^{20}Ne çekirdeğinden alfa bozunumu genişlikleri (Γ) ve farklı gelme enerjilerinde ^{16}O hedefinden elastik α saçılma diferansiyel tesir kesitleri elde edilmiştir. Denklem (2.17)'deki parametreler D_e, r_e ve a'nın belirlenmesi Bölüm 4.1'de açıklanmıştır.

3.2. Çift Katlı Potansiyel

^{24}Mg çekirdeğinin deneysel gözlenirleri üç farklı konfigürasyon ile hesaplanmıştır. Bu konfigürasyonlar α+^{20}Ne, ^{8}Be+^{16}O and ^{12}C+^{12}C şeklindedir. Bu üç konfigürasyonun nükleer potansiyeli nükleon-nükleon Michigan 3 Yukawa (M3Y) etkileşimli çift katlı potansiyel kullanılarak Denklem (2.7) ile hesaplanmıştır. Çift katlı potansiyel Denklem (2.7) ile verilir (Satchler ve Love 1979). İntegrasyon iki yoğunluk üzerinden olduğu için çift katlı olarak isimlendirilmiştir. Ayrıca Denklem (2.7) altı katlı integrale sahiptir. İntegrasyonda konum uzayından momentum uzayına geçilirse çözüm daha basit olacaktır (Ek-1). r_1 küme parçacığındaki nükleonun küme merkezine olan uzaklığı ve r_2 kız çekirdekteki nükleonun kız çekirdek merkezine olan uzaklığı olmak üzere, bu nükleonların birbirine vektörel uzaklığı $\vec{r}_{12} = \vec{r} + \vec{r}_2 - \vec{r}_1$ şeklindedir. Burada r, küme ve kız çekirdeklerin merkezleri arasındaki mesafedir. Denklem (2.7)'deki $v(E, |\vec{r}_{12}|)$ etkileşme terimi ve $J_{00}(E)$ saçılma durumunda nükleon değiş tokuşu Denklem (2.12) ve (2.13) ile verilir (Satchler ve Love 1979). E/A_c oranı, laboratuvar sistemindeki nükleon başına gelen bombardıman enerjisidir ve bu oran üç konfigürasyon için 20 MeV olarak hesaplamalara dahil edilmiştir (Satchler ve Love 1979). ^{16}O ve ^{20}Ne kız çekirdeklerinin BSk2 Skyrme kuvvetine dayalı Hartree Fock-Bogolubov (HFB) yöntemi ile elde edilen yoğunluk dağılımları ($\rho_d(\vec{r_2})$) RIPL-3 internet adresinden alınmıştır. Fakat RIPL-3'te ^{8}Be ve ^{12}C küme çekirdeklerinin yoğunluk dağılımı yoktur. Bu nedenle, iki parçacık yoğunluk dağılımı için iki parametreli

bir Fermi formu kullanılmıştır (Satchler ve Love 1979),

$$\rho(r_1) = \frac{\rho_0}{1 + exp(\frac{r_1 - R}{a})} \qquad (^8\text{Be ve } ^{12}\text{C için}) \tag{3.1}$$

Denklem (3.1)'de yarıçap, ^{8}Be ve ^{12}C küme çekirdeği için $R = 1.2A^{1/3}$ olarak alınmıştır. Dolayısıyla Denklem (3.1)'de ρ_0 ve a parametresi belirlenmelidir. Bunun için Denklem (3.2)'deki yoğunluk integrali, ^{8}Be ve ^{12}C küme çekirdeklerinin kütle numarasına ve Denklem (3.3)'deki ^{8}Be ve ^{12}C çekirdeklerinin deneysel yoğunluklarının ortalama yarıçapları sırasıyla 2.30 ve 2.65 değerlerine eşitlenerek ρ_0 ve a parametreleri bulunur (Fujiwara 1979; Tohsaki vd. 2011). Yoğunluk integrali ve yoğunluk yarıçap denklemi,

$$A = 4\pi \int \rho(r) r^2 dr \tag{3.2}$$

ve

$$< r^2 >^{1/2} = \sqrt{\frac{\int \rho(r) r^4 dr}{\int \rho(r) r^2 dr}} \tag{3.3}$$

ile verilir. Dolayısıyla, ^{8}Be için ρ_0 ve a parametreleri $\rho_0 = 0.113$ fm^{-3} ve $a = 0.364$ fm, ^{12}C için $\rho_0 = 0.112$ fm^{-3} ve $a = 0.425$ fm olarak hesaplanmıştır. Alfa parçacığının yoğunluk dağılımı standard bir Gauss formu Denklem (2.9) ile verilir (Satchler ve Love 1979). Denklem (2.7)'deki potansiyelin derinliğini ayarlayan λ parametresi Bölüm 4.2'de açıklanmıştır. Böylece α+^{20}Ne, ^{8}Be+^{16}O ve ^{12}C+^{12}C konfigürasyonları için çift katlı potansiyelleri Denklem (2.7) ile hesaplanmıştır. Daha sonra bu potansiyeller kullanılarak ^{24}Mg çekirdeğinin uyarılma enerjileri (E_x) ve $B(E2\downarrow)$ geçiş şiddetleri hesaplanmıştır. Ayrıca ^{24}Mg çekirdeğinden α, ^{8}Be ve ^{12}C bozunma genişlikleri (Γ) WKB yaklaşımıyla elde edilmiştir. Son olarak ^{20}Ne hedef çekirdeğinden elastik α saçılma diferansiyel tesir kesitleri hesaplanmıştır.

3.3. Hafif Çekirdeklerin Yapı Gözlenirleri

3.3.1. Enerji spektrumu ve $B(E2\downarrow)$ geçiş şiddeti

Tüm parametreler sabitlendikten sonra temel durum bandının bilinen pozitif çift pariteli bant enerjileri ve dalga fonksiyonları Schrödinger denkleminin nümerik çözülmesi ile hesaplanır. Denklem (2.2) ile verilen Radyal Schrödinger denkleminde $u_{n,J}(r) = rR_{n,J}$ şeklinde dalga fonksiyonudur. Denklem (2.2)'de $E_{n,J}$ ilgili J'inci seviyenin bant enerjisidir. Radyal Schrödinger denklemi, bağlı durumlar için $u_{n,J}(0) = 0$ ve $u_{n,J}(r \to \infty) \to 0$

sınır koşullarında Numerov yöntemi kullanılarak Denklem (2.3) ile verilen etkin potansiyel için sayısal olarak çözülebilir (Landau vd. 2015). Kümelenme modelinde yörüngelere nükleonlar yerine küme çekirdekler yerleşir. Bundan dolayıda global kuantum sayısı G tanımlanmalıdır. G sayısı yörüngelere küme çekirdeğin yerleşimini dikkate alan Wildermuth kuralı ile belirlenir ve $G = 2n+L$ olarak verilir. Burada n ve L sırasıyla dalga fonksiyonunun radyal düğüm sayısı ve açısal momentum kuantum sayısıdır. Global kuantum sayısı G kuyu derinliği (V_0) ve bariyerin tepe noktasını kapsayacak şekilde alınmalıdır. Literatürdeki çalışmalara bakıldığında proton ve nötron sayısı çift-çift olan çekirdeklerde G değeri ana çekirdeğin nötron sayısına bağlı olarak Denklem (2.19) ile verilen değerler alabildiği görülmüştür. Bu tez çalışmasında Buck vd. (1995b) referansına dayanarak, ^{20}Ne ve ^{24}Mg çekirdeklerinin temel durum $K^\pi = 0^+$ bantları için global kuantum sayısı $G = 12$ olarak alınmıştır.

Bant enerjileri ve dalga fonksiyonları elde edildikten sonra ilk açısal momentum J_i'den son açısal momentum J_f durumuna $B(E2\downarrow)$ geçiş şiddeti,

$$B(E2 : J_i \longrightarrow J_f) = \frac{5}{4\pi}\beta_2^2 \left\langle J_i 020 | J_f 0 \right\rangle^2 \times \left(\int_0^\infty u^*_{J_f}(r) r^2 u_{J_i}(r) dr \right)^2 \tag{3.4}$$

ile verilir (Ibrahim vd. 2010). Burada β_2 faktörü,

$$\beta_2 = \frac{Z_c A_d^2 + Z_d A_c^2}{(A_c + A_d)^2} \tag{3.5}$$

şeklindedir. Denklem (2.2) ve (3.4) kullanılarak, ^{20}Ne ve ^{24}Mg çekirdeklerinin pozitif çift pariteli uyarılma enerjileri (E_x) ve $B(E2\downarrow)$ geçiş şiddetleri hesaplanmıştır.

3.3.2. Bozunma genişliği

Kümelenme modeline göre, ana çekirdek içerisinde oluşan küme parçacık kız çekirdek etrafında belirli bir yörüngede dönerek tünelleme yoluyla bozunabilir. Bu bozunma genişliği yarı klasik WKB yaklaşımı kullanılarak belirlenebilir. Bozunma sürecinin hem kuyunun derinliğine hem de Coulomb bariyerinin yüksekliğine duyarlılığı, λ parametresinin iyi tanımlanmış olmasına bağlıdır. Her kuantum durumuna karşılık uygun λ değerini belirlemek için, Bohr-Sommerfeld (BS) kuantumlanma koşulu kullanılabilir. Bu koşul,

$$\int_{r_1}^{r_2} drk(r) = (2n+1)\frac{\pi}{2} = (G - J + 1)\frac{\pi}{2} \tag{3.6}$$

olarak ifade edilir (Buck vd. 1996). Burada, $k(r) = \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2}\Big(E_{n,J} - V_{etkin}(r)\Big)}$ etkin potansiyelin iç bölgesindeki dalga sayısıdır. r_1, r_2 ve r_3 klasik dönüm noktaları $E_{n,J} = V_{etkin}(r)$ denkleminin kökünden hesaplanabilir. Yarı-klasik WKB yönteminde bozunum genişliği,

$$\Gamma = P \times \Gamma_p \tag{3.7}$$

ve

$$\Gamma_p = F\frac{\hbar^2}{4\mu}S \tag{3.8}$$

ile tanımlanır (Buck vd. 1993). Burada P, F ve S sırasıyla ön oluşum olasılığı, normalizasyon faktörü ve bariyer delinebilirlik olasılığıdır. Γ_p, kümenin penetrasyon olasılığına karşılık gelen bozunma genişliğidir. Ön oluşum olasılığı literatürde $P = 0.004 - 1$ aralığında değerler aldığı görülür (Hodgson ve Běták 2003). ^{24}Mg çekirdeğinde ^{8}Be ve ^{12}C kümelerinin ön oluşum olasılığı ile ilgili Xu vd. (2010) yaptığı çalışmada, her iki çekirdeğin yüzeyde oluşma olasılığı, ^{8}Be+^{16}O veya ^{12}C+^{12}C konfigürasyonunda olmasına bakılmaksızın, bariyerin içinde yaklaşık olarak aynı süreyi harcadığını belirtmektedir. Ayrıca deneysel uyarılma fonksiyonları, bozunmanın hem ^{8}Be hem de ^{12}C kanallarında yaklaşık olarak aynı olasılıkla meydana geldiğini göstermektedir (Freer vd. 1998, 2001). Bu nedenle, hem ^{8}Be hem de ^{12}C için, $P = 0.5$'lik bir ön oluşum olasılığı varsayılır ve toplam bozunma genişliği $\Gamma = 0.5[\Gamma_p(^{8}\text{Be}) + \Gamma_p(^{12}\text{C})]$ olarak ifade edilir (Xu vd. 2010). WKB yaklaşımında bariyer delinebilirlik olasılığı,

$$S = exp\Big(-2\int_{r_2}^{r_3} dr\kappa(r)\Big) \tag{3.9}$$

ile verilir. Burada $\kappa(r) = \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2}(V_{etkin}(r) - E_J)}$ etkin potansiyelin bariyer bölgesindeki dalga sayısıdır. μ, küme-kız çekirdek sisteminin indirgenmiş kütlesidir ve $\mu = \frac{A_c A_d}{A_c + A_d}$ olarak ifade edilir. Burada A_c ve A_d küme ve kız çekirdeğin kütle numaralarıdır. S bariyer delinebilirlik olasılığı, bariyer yüksekliği ile r_2 ve r_3 dönüm noktalarına oldukça duyarlıdır. Normalizasyon faktörü,

$$F = \frac{1}{\int_{r_1}^{r_2} dr \frac{1}{2k(r)}} \tag{3.10}$$

şeklindedir.

Tüm parametreler tanımlandıktan sonra, ^{20}Ne çekirdeğinden α parçacığı ve ^{24}Mg çekirdeğinden α, ^{8}Be ve ^{12}C parçacıklarının bozunma genişliği Denklem (3.7) ve (3.8) ile hesaplanmıştır.

3.3.3. Elastik saçılma tesir kesiti

Optik potansiyelde sanal kısım Woods-Saxon kare (WS2) formundadır (Satchler ve Love 1979; Koyuncu vd. 2017). WS2 potansiyeli,

$$W(r) = -W_0/(1 + exp[(r - R_w)/a_w])^2 \tag{3.11}$$

ile ifade edilmekte olup, W_0, R_w and a_w sırasıyla derinlik, yarıçap ve yüzey kalınlığı parametreleridir. Nükleer yarıçap $R_w = r_w(A_c^{1/3} + A_d^{1/3})$ olarak ifade edilir. Dolayısıyla nükleer potansiyel,

$$V_{optik}(r) = V_N(r) + iW(r) \tag{3.12}$$

şeklindedir. Denklem (3.12)'de nükleer $V_N(r)$ potansiyeli için ^{16}O çekirdeğinden α elastik saçılma tesir kesitlerini hesaplamada fenomenolojik Morse potansiyeli ve ^{20}Ne çekirdeğinden α elastik saçılma tesir kesitlerini hesaplamada ise mikroskobik nükleon-nükleon Michigan 3 Yukawa (M3Y) etkileşimli çift katlı potansiyeli önerilmiştir. α+^{16}O ve α+^{20}Ne sistemlerinin laboratuvar sisteminde elastik saçılma diferansiyel tesir kesitleri optik model çerçevesinde FRESCO kodu ile hesaplanmıştır (Thompson 1997).

3.4. Ağır ve Süper Ağır Çekirdeklerin Bozunma Yarı Ömrü

Ağır ve süper ağır çekirdeklerin alfa ve küme bozunum yarı ömürlerini hesaplamak için Bayrak (2020) tarafından önerilen analitik yarı ömür formülü kullanılmıştır. Bu formül yarı-klasik WKB yaklaşımı altında etkin potansiyelde modifiye harmonik osilatör potansiyeli kullanılarak elde edilmiştir. İlk olarak önerilen potansiyel,

$$V_N(r) = -V_0 + V_1 r^2 \tag{3.13}$$

şeklindedir. Burada V_0 ve V_1 sırasıyla nükleer potansiyel derinliği ve yayılma (diffusivity) parametresidir. Daha sonra küresel Coulomb potansiyeliyle birlikte ikili kümelenme modeline göre toplam etkin potansiyel tanımlanmıştır. Düzgün yüklü bir küresel kız çekirdek

(Z_d) ile etkileşime giren yüklü bir küme parçacığı (Z_c) arasındaki Coulomb potansiyeli,

$$\begin{aligned} V_C(r) &= \frac{Z_c Z_d e^2}{r}, \quad r > r_2 \\ &= \frac{Z_c Z_d e^2}{2R_c}\Big(3 - \frac{r^2}{R_c^2}\Big) \quad r \leq r_2 \end{aligned} \tag{3.14}$$

olarak verilir. Coulomb yarıçapı $R_c = 1.07(A_c^{1/3} + A_d^{1/3})$ olarak tanımlanmıştır (Hahn vd. 1956). Ana çekirdeğin taban durumundan kız çekirdeğin taban durumuna geçişler göz önüne alındığından hesaplamalarda $J = 0$ dolayısıyla merkezcil potansiyel $V_J(r)$ etkisi sıfırdır. Nihayetinde etkin potansiyel,

$$\begin{aligned} V_{etkin}(r) &= \frac{C_2}{r}, \quad r > r_2 \\ &= C_0 - V_0 + (V_1 - C_1)r^2 \quad r \leq r_2 \end{aligned} \tag{3.15}$$

şeklindedir. Denklem (3.15)'de $C_0 = 3/2(Z_c Z_d e^2)/(2R_c)$, $C_1 = (Z_c Z_d e^2)/(2R_c^3)$ ve $C_2 = Z_c Z_d e^2$ şeklindedir. WKB yaklaşımında bariyer delinebilirlik olasılığı Denklem (3.9) ile verilir. Burada $\kappa(r) = \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2}(V_{etkin}(r) - Q)}$ etkin potansiyelin bariyer bölgesindeki dalga sayısıdır. μ, küme-kız çekirdek sisteminin indirgenmiş kütlesidir. Bariyer delinebilirlik olasılığı S, Denklem (3.9)'da görüldüğü gibi sadece küresel Coulomb potansiyeline değil, aynı zamanda etkin potansiyel ve uygun küme çekirdeğin bozunum enerjisi Q değerine de duyarlıdır. Dolayısıyla nükleer potansiyel derinliği V_0 oldukça önemlidir. Küme parçacığı ile kız çekirdek arasındaki etkileşme Bohr-Sommerfeld (BS) kuantumlanma koşulu ile belirlenebilir. Bu koşul,

$$\int_0^{r_2} drk(r) = (G+1)\frac{\pi}{2} \tag{3.16}$$

ile verilir. Denklem (3.16)'da $k(r) = \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2}(Q - V_{etkin}(r))}$ etkin potansiyelin bağlı ve yarı bağlı bölgesindeki dalga sayısıdır. Denklem (3.9)'daki klasik dönüm noktaları r_2 ve r_3 $Q = V_{etkin}(r)$ eşitliğinden $r_2 = \sqrt{\frac{2\hbar^2}{\mu}\frac{(1+G)^2}{Q+V_0-C_0}}$ ve $r_3 = \frac{C_2}{Q}$ analitik olarak elde edilir (Bayrak 2020). Diğer dönüm noktası $r_1 = 0$ dır. Q, küme bozunma enerjisidir ve ana çekirdek ile bozunma ürünleri arasındaki enerji birimindeki kütle fazlasına eşittir. Görüldüğü üzere r_2 dönüm noktası potansiyel derinliği V_0'a bağlıdır.

Literatürde alfa bozunması için G global kuantum sayısı Denklem (2.19) ile verilmektedir. Böylece, BS kuantumlanma koşulu ve Wildermuth kuralı kullanılarak, çekirdeklerdeki kümelenme etkisi hesaba katılır. Denklemler (3.20) ve (3.21)'e göre, kümelenme

etkisi, nükleer potansiyel derinliği ile BS kuantumlanma koşuluyla ilişkili olan G global kuantum sayısına bağlıdır. Global kuantum sayısı G sabit alınarak, kümeleme etkisi sadece nükleer potansiyel derinliği V_0 ile ilişkilendirilir. Potansiyel derinliğin değişmesi r_2 dönüm noktasını önemli ölçüde etkiler. r_2 dönüm noktasının bozunma yarı ömrünün belirlenmesinde önemli bir rol oynadığı iyi bilinmektedir. Sonuç olarak, nükleer potansiyel derinliği, küme bozunması yarı ömrü hesaplamalarında dikkate alınması gereken önemli bir parametredir.

Etkin potansiyelde iki serbestlik derecesini bire düşürmek için BS koşulu kullanılmıştır. Dolayısıyla Denklem (3.16) kullanılarak nükleer potansiyel parametreleri V_0 ve V_1 arasındaki ilişki,

$$V_1 = C_1 + \frac{\mu}{2\hbar^2}\Big(\frac{Q + V_0 - C_0}{G+1}\Big)^2 \tag{3.17}$$

$Q + V_0 > C_0$ ve $V_1 > C_1$ integral koşuluyla elde edilir. Yarı-klasik WKB yaklaşımında bozunma genişliği Denklem (3.7) ifade edilir. Normalizasyon faktörü Denklem (3.10) ile verilmekte olup, dalga sayısı $k(r)$ Denklem (3.10)'da yerine yazılıp integre edilirse,

$$F = \frac{4\mu}{\pi\hbar^2}\Big(\frac{Q + V_0 - C_0}{G+1}\Big) \tag{3.18}$$

olarak edilir. Bozunma yarı ömrü ile bozunma genişliği arasında,

$$T_{1/2} = \frac{\hbar ln2}{\Gamma} \tag{3.19}$$

olarak verilir (Buck vd. 1993). Denklem (3.7) ve (3.18), (3.19)'da yerine yazılıp logaritması alınırsa,

$$log_{10}T_{1/2} = a + \frac{b}{\sqrt{Q}} \tag{3.20}$$

a ve b bozunma parametreleri olmak üzere,

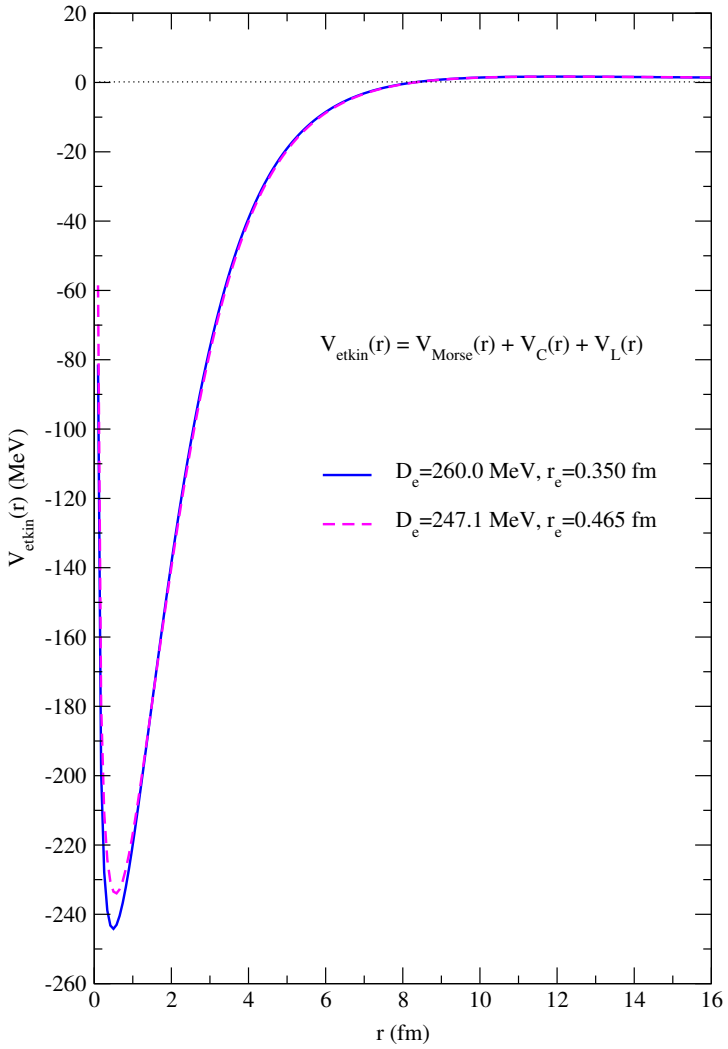
$$\begin{aligned} a &= log_{10}\Big(\frac{\pi\hbar ln2}{P}\frac{G+1}{Q+V_0-C_0}\Big), \\ b &= 2C_2 log_{10}(e)\sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2}}\left(arccos(\sqrt{\frac{r_2}{r_3}}) - \sqrt{\frac{r_2}{r_3} - (\frac{r_2}{r_3})^2}\right) \end{aligned} \tag{3.21}$$

elde edilir. Hesaplamalarda, deneysel alfa bozunma enerjileri ve yarı ömürleri National Nuclear Data Center (NUDAT 3.0) internet adresinden, deneysel küme bozunma enerjileri ve yarı ömürleri ise Bonetti ve Guglielmetti'nin yayınladığı deneysel çalışmadan alınmıştır (Bonetti ve Guglielmetti 2007).

4. BULGULAR VE TARTIŞMA

4.1. ^{20}Ne Çekirdeği için Sonuçlar

^{20}Ne çekirdeğinin deneysel yapı ve reaksiyon gözlenirleri α+^{16}O konfigürasyonu kullanılarak hesaplanmıştır. Denklem (2.2) ile ifade edilen etkin potansiyelde nükleer kısım için önerilen Morse potansiyelindeki D_e, r_e ve a parametreleri optimum yapı ve saçılma gözlenirlerini verecek şekilde keyfi olarak ayarlanarak belirlenmiştir. Bu noktada deneysel gözlenirleri en iyi açıklayan iki ayrı parametre seti bulunmuştur.



Şekil 4.1. α+^{16}O ikili sisteminin açısal momentum $J = 0$ için etkin potansiyeli. Mavi düz ve eflatun kesikli çizgiler iki farklı potansiyel parametreleriyle elde edilen etkin potansiyelini göstermektedir. Her iki parametre seti için yüzey kalınlığı $a = 0.659$ fm'dir

Bu parametre setleri potansiyel (V_1),

$$D_e = 260 \text{ MeV ve } r_e = 0.350 \text{ fm} \tag{4.1}$$

ve potansiyel (V_2),

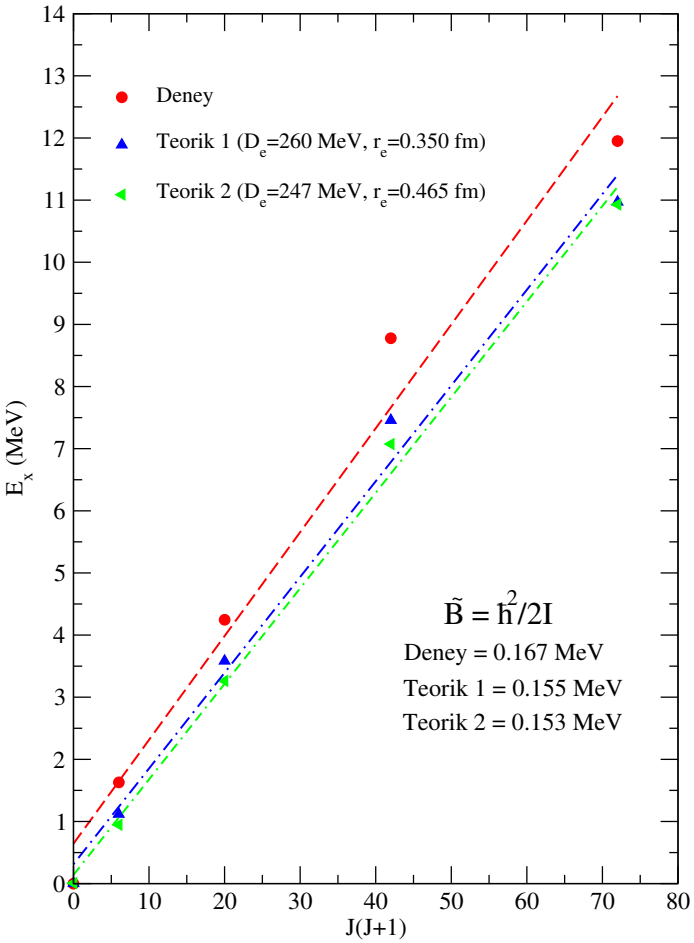
$$D_e = 247 \text{ MeV ve } r_e = 0.465 \text{ fm} \tag{4.2}$$

şeklindedir. Ayrıca her iki parametre setinde yüzey kalınlığı $a = 0.659$ fm olarak sabit tutulmuştur. Denklem (4.1) ve (4.2)'deki parametreler eş zamanlı olarak deneysel yapı ve saçılma gözlenirlerini en iyi açıklayan parametrelerdir. Söz konusu iki parametre seti kullanılarak $J = 0$ durumu için etkin potansiyel Şekil 4.1'de gösterilmiştir. Şekil 4.1'den görüldüğü üzere denge mesafesinin (r_e) artması etkin potansiyelin derinliğini azaltmıştır. Merkezcil bariyer kısmında ise derinlik etkisinden dolayı eflatun kesikli çizgili eğri daha yüksektir. Nükleer potansiyelde üç parametrenin belirlenmesiyle ^{20}Ne çekirdeğinin $K^\pi = 0^+$ bandının pozitif çift pariteli $J^\pi = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+$ ve 8^+ durumlarının uyarılma enerjileri Denklem (2.2), (4.1) ve (4.2) ile hesaplanmıştır. Sonuçlar Çizelge 4.1'de verilmiştir. İlk iki sütun J^π ve deneysel uyarılma enerjilerini, üçüncü sütun ise deneysel alfa bozunma genişliğini göstermektedir. Dördüncü ve altıncı sütundaki $E_x^{V_1}$ ve $E_x^{V_2}$ sırasıyla Denklem (4.1) ve (4.2)'deki parametreler kullanılarak hesaplanan uyarılma enerjileridir.

Çizelge 4.1. ^{20}Ne çekirdeğinin pozitif çift pariteli J^π bantlarının uyarılma enerjileri. $E_x^{V_1}$ ve $E_x^{V_2}$ uyarılma enerjileri sırasıyla potansiyel (V_1) ve (V_2) parametreleri ile hesaplanmıştır. E_x^c Koyuncu vd. (2017) tarafından bulunan sonuçlardır. Deneysel E_x^{Deney} ve Γ^{Deney} Koyuncu vd. (2017)'den alınmıştır.

J^π	E_x^{Deney} (MeV)	Γ^{Deney} (keV)	$E_x^{V_1}$ (MeV)	Γ^{V_1} (keV)	$E_x^{V_2}$ (MeV)	Γ^{V_2} (keV)	E_x^c (MeV)
0^+	0.000	-	0.003	-	0.009	-	-0.060
2^+	1.634	-	1.119	-	0.947	-	1.300
4^+	4.248	-	3.584	-	3.264	-	4.230
6^+	8.777	0.11±0.02	7.457	0.42	7.074	0.07	8.760
8^+	11.951	0.035±0.01	10.970	28.4	10.930	27.7	15.120

Beşinci ve yedinci sütunlar WKB yöntemiyle elde edilen alfa parçacığı bozunma genişliklerini göstermektedir. Son sütun ise Koyuncu vd. (2017)'nin çift katlı (folding) potansiyeli kullanarak Gamow kodu ile ürettiği sonuçları göstermektedir. Burada bant enerjisi (E_J) ile uyarılma enerjisi arasında $E_J = E_x + Q$ matematiksel ilişki olmakla birlikte, E_x ve Q sırasıyla uyarılma enerjisi ve taban durum alfa bozunma enerjisidir. ^{16}O+α sisteminin taban durum bozunma enerjisi $Q = -4.729$ MeV'dir. Çizelge 4.1'de görüldüğü üzere Morse potansiyeli ile üretilen uyarılma enerjileri deneysel ve Koyuncu vd. (2017) elde ettiği enerjilerden düşüktür.



Şekil 4.2. Pozitif çift pariteli durumlar için $J(J+1)$'e karşı ^{20}Ne'un uyarılma enerjisi E_x grafiği. Renkli kesikli çizgiler, yatay eksen $J(J+1)$'e karşılık düşey eksen E_x'in eğimini göstermektedir. Dolu kırmızı daire deneysel uyarılma enerjilerini gösterir. Yukarı mavi üçgen ve sola yeşil üçgen Denklem (4.1) ve (4.2)'deki parametreler kullanılarak hesaplanan uyarılma enerjilerini göstermektedir

Eş zamanlı olarak enerjiler ile birlikte alfa bozunma genişlikleri de Denklem (3.7) ile hesaplanmış olup sonuçlar Çizelge 4.1'de verilmiştir. Hesaplamalarda ön oluşum olasılığı $P = 0.1$ olarak alınmıştır. 6^+ seviyesi için elde edilen bozunma genişlikleri uyumlu olsa da, 8^+ seviyesindeki bozunma genişliği deneysel değerden oldukça yüksektir. Deneysel ve teorik uyarılma enerjileri arasındaki uyumluluğu daha net görebilmek için J toplam açısal momentum olmak üzere $J(J+1)$'e karşılık E_x grafiği çizilip, Şekil 4.2'de gösterilmiştir. Şekil 4.2'de görüldüğü üzere ve Denklem (2.18)'de ifade edilen $J(J+1)$'e karşılık dönme bandı uyarılma enerjisinin eğimi, eylemsizlik momenti I ile ters orantılıdır. E_x-$J(J+1)$ grafiğinin eğiminden yararlanarak dönme sabiti $\tilde{B} = \hbar^2/2I$ belirlenmiştir. Deneysel dönme sabiti $\tilde{B}^{Deney} = 0.167$ MeV iken, Denklem (4.1) ve (4.2) ile elde edilen değerler sırasıyla $\tilde{B}^{V_1} = 0.155$ MeV ve $\tilde{B}^{V_2} = 0.153$ MeV'dir. Dolayısıyla Denklem (4.1)'deki parametreler kullanılarak elde edilen dönme sabiti, Şekil 4.2'deki deneysel değere daha yakındır. Çizelge 4.1'de Koyuncu vd. nin elde ettiği dönme sabiti $\tilde{B} = 0.209$

Çizelge 4.2. ^{20}Ne çekirdeğinin deneysel ve teorik $B(E2\downarrow)$ geçiş şiddetleri (e^2 fm^4). $B(E2\downarrow)^{V_1}$ ve $B(E2\downarrow)^{V_2}$ şiddetleri sırasıyla potansiyel (V_1) ve (V_2) parametreleri ile hesaplanmıştır. $B(E2\downarrow)^c$ Koyuncu vd. (2017) tarafından bulunan sonuçlardır. Deneysel $B(E2\downarrow)^{Deney}$ değerleri Ni ve Ren (2011)'den alınmıştır.

J^π	$B(E2\downarrow)^{Deney}$	$B(E2\downarrow)^{V_1}$	$B(E2\downarrow)^{V_2}$	$B(E2\downarrow)^c$
$2^+ \longrightarrow 0^+$	65.5±3.2	174	176	39
$4^+ \longrightarrow 2^+$	71.0±6.0	266	262	51
$6^+ \longrightarrow 4^+$	64.0±10.0	350	332	45
$8^+ \longrightarrow 6^+$	29.0±4.2	319	268	27

MeV'dir. Burada Koyuncu vd. yaptığı çalışmada global kuantum sayısı $G = 8$ olarak alınmıştır. Dolayısıyla hesaplamalarda farklı potansiyel ve global kuantum sayısı değerleri sonuçları etkilediği görülmektedir. Genel olarak üretilen uyarılma enerjileri deneysel ve literatürle uyumludur. Schrödinger denkleminin sayısal çözümünü ile enerji seviyeleri ve bu seviyelere karşılık gelen dalga fonksiyonları elde edildikten sonra, başlangıçtaki toplam açısal momentumdan (J_i) nihai toplam açısal momentuma (J_f) elektriksel kuad-

Çizelge 4.3. Farklı gelme enerjilerinde α+^{16}O sistemi için en uygun sanal potansiyel parametre değerleri. Sanal nükleer yarıçap $r_w = 1.585$ fm ve yüzey parametresi $a_w = 0.659$ fm'dir. $W_0^{V_1}$, $\chi^2_{V_1}$ ve $W_0^{V_2}$, $\chi^2_{V_2}$ sırasıyla optik potansiyelde Denklem (4.1) ve (4.2)'de gösterilen reel kısım parametreleri kullanılarak elde edilmiştir

E_{lab} (MeV)	$W_0^{V_1}$ (MeV)	$W_0^{V_2}$ (MeV)	$\chi^2_{V_1}$	$\chi^2_{V_2}$
40	9.50	9.42	18.5	15.3
42	10.30	10.15	5.9	6.5
44	10.50	10.38	6.1	7.5
46	10.82	10.85	9.2	8.5
48	11.38	11.44	9.1	7.8
50	11.88	11.74	15.9	20.8
54	13.58	13.73	4.8	3.6

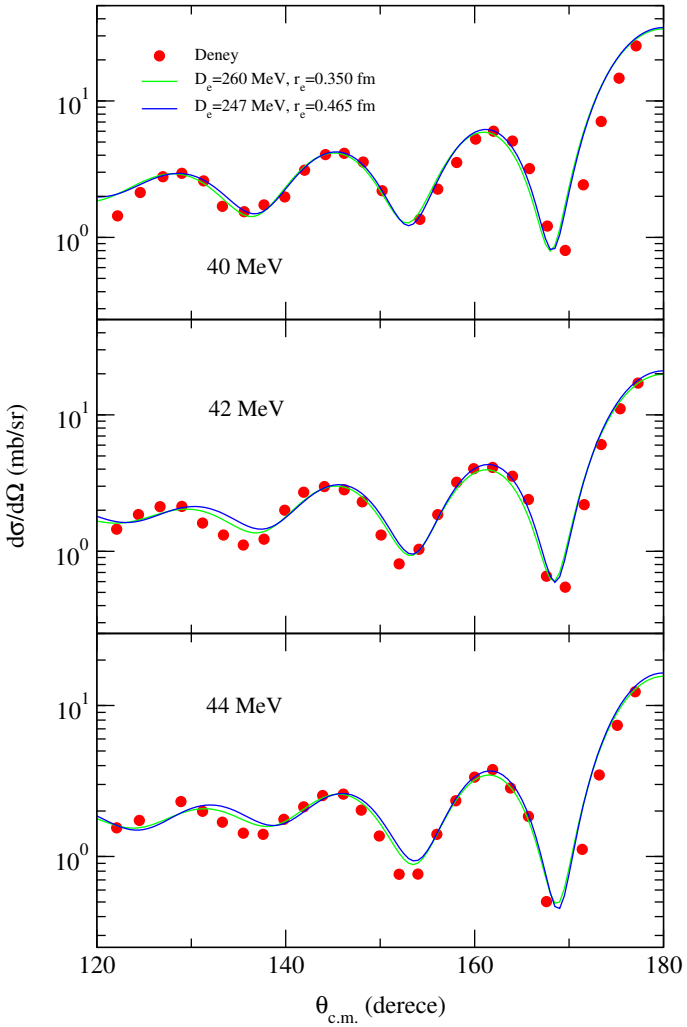
rupol geçiş şiddetleri, $B(E2\downarrow)$, Denklem (3.4) ile hesaplanmıştır. Deneysel, kümelenme ve Koyuncu vd. (2017)'nin elde ettiği $B(E2\downarrow)$ geçiş şiddetleri Çizelge 4.2'de verilmiştir. Sonuçlardan görüldüğü üzere Morse potansiyeli ile elde edilen $B(E2\downarrow)$ geçişleri deneysel ve Koyuncu vd. (2017)'nin elde ettiği geçişlerden oldukça yüksektir.

Farklı enerjilerde ^{16}O üzerine gelen alfa parçacıklarının elastik saçılma diferansiyel tesir kesitleri optik model potansiyeli kullanılarak araştırılmıştır. Denklem (2.51) ile verilen Schrödinger denklemi saçılma durumu için çözülerek diferansiyel tesir kesitleri hesaplanmıştır. Denklem (2.17) optik potansiyelin reel kısmını temsil ederken sanal kısım ise Denklem (3.11) ile verilir ve W_0, r_w ve a_w ayarlanabilir sanal potansiyel parametreleri içermektedir. FRESCO kodu ile E_{lab}=40, 42, 44, 46, 48, 50 ve 54 MeV gelme enerjilerinde alfa parçacığı elastik saçılma diferansiyel tesir kesitleri hesaplanmıştır. Deneysel tesir kesitler Michel vd. (1983)'ün yaptığı araştırmanın sonuçlarının yer aldığı Deneysel Nükleer Reaksiyon verilerinden (Experimental Nuclear Reaction Data, EXFOR) alınmıştır. Alfa parçacığının yukarıda belirtilen gelme enerjileri için en iyi sanal potansiyel değerleri Çizelge 4.3'de sunulmuştur. Burada alfa parçacığının gelme enerjisi E_{lab} arttıkça, her iki reel potansiyel parametreleri için sanal derinlik W_0 değeri bir artış eğilimi göstermekte-

dir. Ayrıca Denklem (4.3) kullanılarak deneysel ve teorik diferansiyel tesir kesitlerin hata oranları hesaplanmıştır (Buck vd. 1995b).

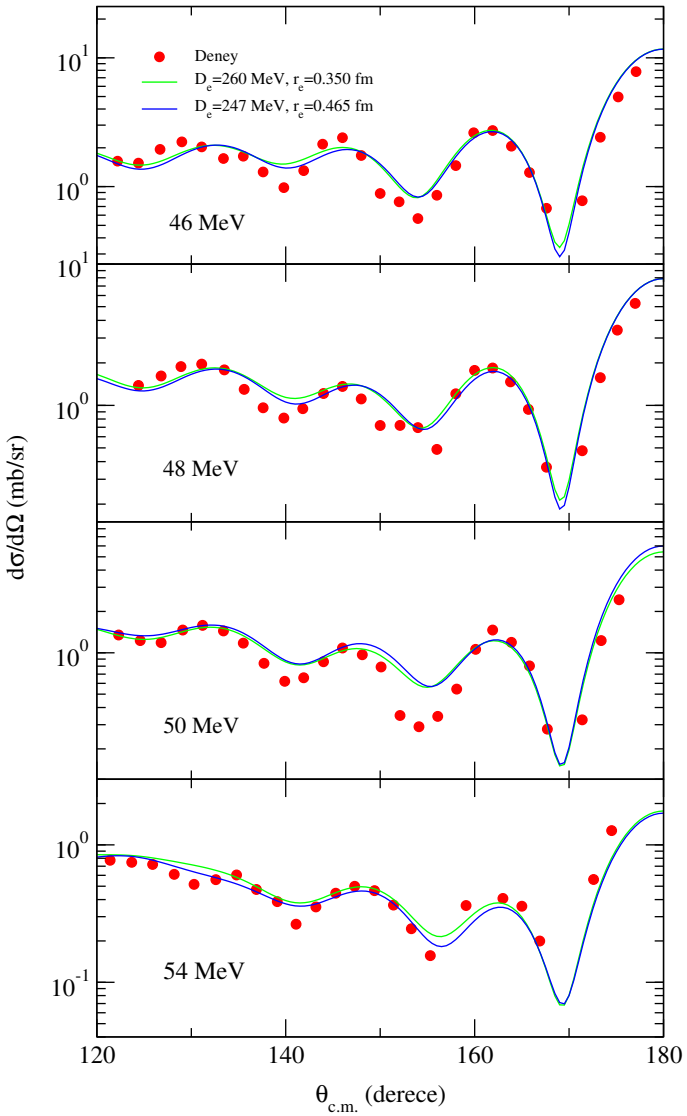
$$\chi^2 = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\left(\frac{(\frac{d\sigma}{d\Omega})_i^{Teorik} - (\frac{d\sigma}{d\Omega})_i^{Deney}}{(\frac{d\sigma}{d\Omega})_i^{Deney}}\right)^2 \tag{4.3}$$

Burada $(d\sigma/d\Omega)_i^{Deney}$ ve $(d\sigma/d\Omega)_i^{Teorik}$, i'nci açıdaki deneysel ve teorik diferansiyel tesir kesitlerdir. Denklem (4.3)'ün payda kısmı $\%$ 10 hata oranı ile alınmıştır (El-Azab Farid vd. 2001). Elde edilen hata oranları Çizelge 4.3'de son iki sütun da verilmiştir. Görüldüğü üzere hata oranları her iki hesaplama için de düşük olup birbirine yakındır.



Şekil 4.3. ^{16}O üzerine E_{lab}=40, 42 ve 44 MeV enerjilerinde gelen α parçacığının elastik saçılma diferansiyel tesir kesitleri. Deneysel veriler Michel vd. (1983)'den alınmıştır

Son olarak, Şekil 4.3 ve 4.4'te, diferansiyel tesir kesitleri $\theta_{c.m.}$ kütle merkezi açısının bir fonksiyonu olarak çizilmiştir. Burada θ açı birimi derece cinsindendir. Denklem (4.1) ve (4.2)'de verilen reel potansiyel ve Çizelge 4.3'de verilen sanal potansiyel parametrelerine sahip optik model kullanılarak elde edilen teorik sonuçların deneysel verilerle iyi bir uyum içinde olduğu görülmektedir.



Şekil 4.4. ^{16}O üzerine E_{lab}=46, 48, 50 ve 54 MeV enerjilerinde gelen α parçacığının elastik saçılma diferansiyel tesir kesitleri. Deneysel veriler Michel vd. (1983)'den alınmıştır

4.2. ^{24}Mg Çekirdeği için Sonuçlar

^{24}Mg çekirdeğinin yapı gözlenirlerini belirlemede α+^{20}Ne, ^{8}Be+^{16}O ve ^{12}C+^{12}C konfigürasyonları kullanılmıştır. İlk olarak söz konusu üç konfigürasyonun nükleer potansiyelleri Denklem (2.7) ile hesaplanmıştır. Nükleer potansiyel tek başına deneysel verileri yeterince açıklayamadığından λ parametresi ile çarpılmıştır. Her J'inci durum için λ parametresinin tam değerleri, deneysel açısal momentum kuantum sayısı (J) ve deneysel uyarılma enerjileri (E_x^{Deney}) Denklem (2.2)'da kullanılarak belirlenmiştir. Normalizasyon

Çizelge 4.4. ^{24}Mg çekirdeğinin pozitif çift pariteli J^π bantlarının uyarılma enerjileri E_x. (a) α+^{20}Ne, (b) ^{8}Be+^{16}O ve (c) ^{12}C+^{12}C. $\lambda^{a,b,c}$ parametreleri deneysel enerjileri veren değerlerdir. E_x^a, E_x^b ve E_x^c enerjileri Denklem (2.2) ve (4.4) ile hesaplanmıştır. Deneysel E_x^{Deney} değerleri Buck vd. (1990a)'dan alınmıştır. E_x^d Buck vd. (1990a) tarafından elde edilen sonuçlardır

J^π	E_x^{Deney} (MeV)	E_x^a (MeV)	λ^a	E_x^b (MeV)	λ^b	E_x^c (MeV)	λ^c	E_x^d (MeV)
0^+	0.000	0.122	1.4171	-0.423	0.7898	-0.572	0.6850	0.440
2^+	1.368	1.540	1.3830	1.857	0.7836	1.918	0.6779	1.470
4^+	4.122	3.692	1.3689	4.414	0.7661	4.575	0.6596	3.870
6^+	8.114	7.244	1.3576	7.762	0.7439	7.850	0.6353	7.590
8^+	11.862	12.176	1.3740	11.860	0.7327	11.702	0.6195	12.260

parametresi λ'nın her durum için üretilen tam değerleri Çizelge 4.4'de verilmiştir. Bu tam değerler deneysel enerjileri net olarak vermektedir. Daha sonra üç konfigürasyon için J açısal momentumun bir fonksiyonu olarak λ için ampirik bir formül türetilmeye çalışılmıştır. Kapsamlı bir analizden sonra, aşağıda sunulan en uygun λ formülüne ulaşılmıştır.

$$\lambda(J) = \lambda_1^{-J} + \lambda_2 \tag{4.4}$$

Denklem (4.4)'de λ_1 ve λ_2 sabitlerdir. Bu sabitler α+^{20}Ne, ^{8}Be+^{16}O ve ^{12}C+^{12}C ikili sistemleri için Çizelge 4.4'de verilen λ değerleri ve J açısal momentum kuantum sayısı

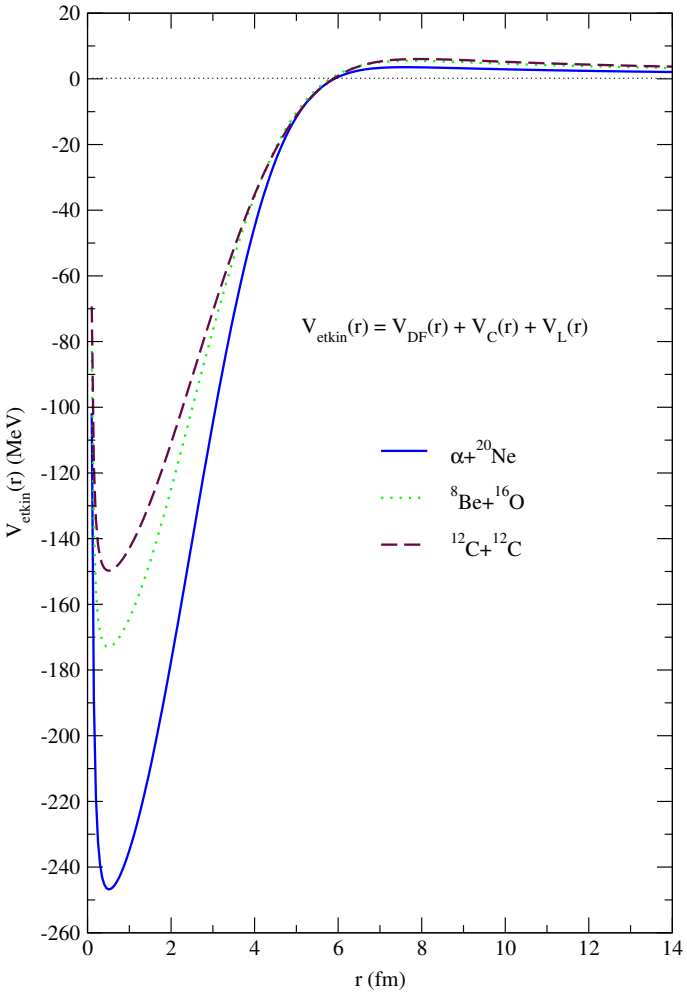
kullanılarak belirlenip Çizelge 4.5'de verilmiştir. Çizelge 4.5'de ilk üç sütun ikili kümelenme sistemlerini, o sistemlere ait küme ve kız çekirdek atom numaralarının çarpımlarını ve Coulomb yarıçaplarını göstermektedir. Görüldüğü üzere ^{12}C+^{12}C ikili kümelenme sis-

Çizelge 4.5. Nükleer, Coulomb ve merkezcil potansiyel parametrelerinin katsayı setleri. V_b ve R_b sırasıyla bariyerin yüksekliği ve yarıçapıdır. Denklem (4.4)'deki λ_1 ve λ_2 sabitleri, üç konfigürasyon için deneysel $\lambda(J)^{a,b,c}$ faktörlerini elde etmede en uygun parametrelerdir

Sistem	Z_cZ_d	R_c **(fm)**	μ **(a.u)**	V_b **(MeV)**	R_b **(fm)**	λ_1	λ_2
α+^{20}Ne	20	5.16218	3.33	3.53	7.60540	1.0019	0.3839
^{8}Be+^{16}O	32	5.42381	5.33	5.49	7.75961	1.0079	-0.2057
^{12}C+^{12}C	36	5.49463	6.00	6.03	7.94692	1.0090	-0.3095

teminin atom numaraları çarpımı ve Coulomb yarıçapı en büyük, α+^{20}Ne sisteminin ise en küçüktür. Dördüncü, beşinci ve altıncı sütun ikili kümelenme sistemlerinin indirgenmiş kütlelerini, bariyer yüksekliklerini ve bariyer yarıçaplarını göstermektedir. Merkezcil potansiyel indirgenmiş kütle ile ters orantılı olduğundan ^{12}C+^{12}C konfigürasyonunun merkezcil potansiyeli en düşük, α+^{20}Ne sisteminin ise en büyüktür. Bariyer yarıçapı en küçük olan α+^{20}Ne, en büyük olan ise ^{12}C+^{12}C ikili konfigürasyonudur (Çizelge 4.5). Potansiyeller elde edildikten sonra, incelenmekte olan üç sistemin etkin potansiyellerinin uzaklığa bağlı grafiği çizilmiştir. Şekil 4.5 açısal momentum kuantum sayısı $J = 0$ için uzaklığın bir fonksiyonu olarak etkin potansiyeli göstermektedir. Burada α+^{20}Ne, ^{8}Be+^{16}O ve ^{12}C+^{12}C ikili sistemlerinin etkin potansiyeli $V_{etkin}(r)$ sırasıyla mavi düz, yeşil noktalı ve bordo kesikli çizgilerle temsil edilmektedir. α+^{20}Ne sistemindeki potansiyelin negatif kısmı, etkin etkileşimdeki diğer iki konfigürasyondan önemli ölçüde daha derindir ve pozitif kısımdaki itici Coulomb bariyerinin yüksekliği ise biraz daha düşüktür. İncelenmekte olan üç konfigürasyon için uygun λ parametreleri belirlenerek, pozitif çift pariteli $J^\pi = 0^+$, 2^+, 4^+, 6^+ ve 8^+ durumlarının uyarılma enerjileri Denklem (2.2) ile hesaplanmıştır. Sonuçlar Çizelge 4.4'de gösterilmiştir. Çizelge 4.4'ün birinci ve ikinci sütunları sırasıyla J^π ve deneysel uyarılma enerjilerini göstermektedir. Üçüncü, beşinci

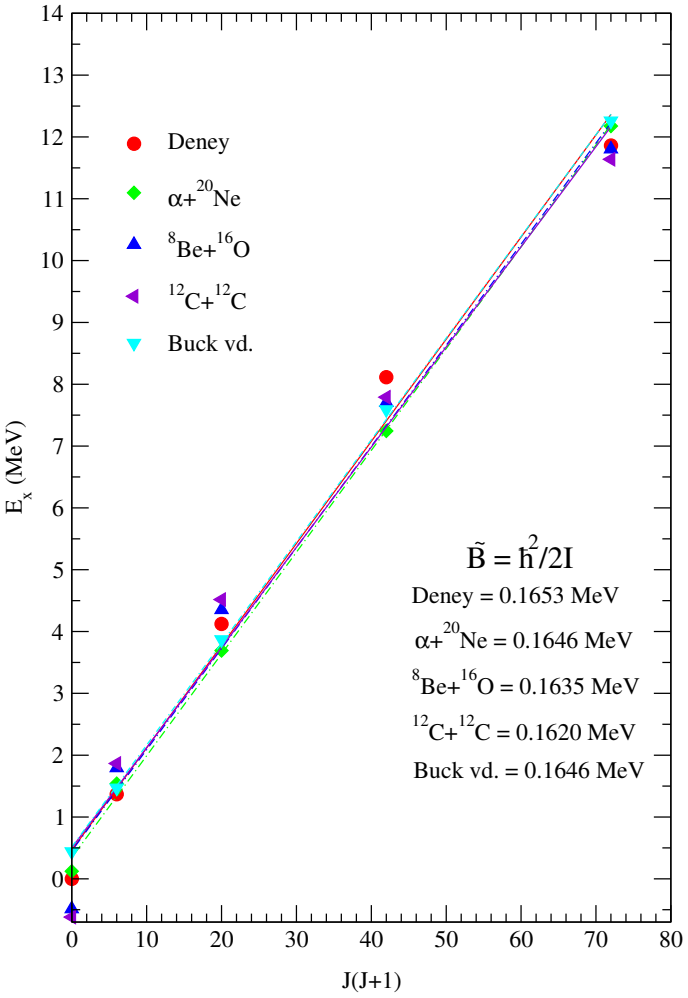
ve yedinci sütunlar sırasıyla α+^{20}Ne, ^{8}Be+^{16}O ve ^{12}C+^{12}C ikili sistemleri için hesaplanan E_x^a, E_x^b ve E_x^c uyarılma enerjilerini göstermektedir.



Şekil 4.5. α+^{20}Ne, ^{8}Be+^{16}O ve ^{12}C+^{12}C ikili sistemlerinin açısal momentum $J = 0$ için etkin potansiyeli. Mavi düz, yeşil noktalı ve bordo kesikli çizgiler sırasıyla α+^{20}Ne, ^{8}Be+^{16}O ve ^{12}C+^{12}C ikili sistemlerinin etkin potansiyelini göstermektedir

Dördüncü, altıncı ve sekizinci sütunlar deneysel enerjileri veren λ^a, λ^b ve λ^c değerlerini göstermektedir. Son sütun ise, Buck vd. (1990a) tarafından ^{12}C+^{12}C küme modeli ile elde edilen teorik enerjileri gösterir. Taban durum bozunma enerjisi Q değerleri, α+^{20}Ne için -9.316 MeV, ^{12}C+^{12}C için -13.933 MeV ve ^{8}Be+^{16}O için -14.138 MeV'dir (Xu vd. 2010). Çizelge 4.4, teorik ve deneysel enerjiler arasındaki karşılaştırmayı göstermektedir. α+^{20}Ne konfigürasyonunun diğer iki sisteme göre deneysel verilere daha yakın uyarılma

enerjileri ürettiği gözlenmiştir. Bununla birlikte, α+^{20}Ne sistemi ile bulunan 0^+ ve 8^+ seviyelerinin enerjileri Buck vd. nin ürettiği enerjilerden daha iyi olduğu görülmektedir. Diğer seviyelerde ise Buck vd. nin elde ettiği enerjiler deneysel verilere daha yakındır. Deneysel ve teorik uyarılma enerjileri arasındaki uyumluluğu daha net görebilmek için J toplam açısal momentum olmak üzere $J(J+1)$'e karşılık E_x grafiği çizilip Şekil 4.6'da gösterilmiştir.



Şekil 4.6. Pozitif çift pariteli durumları için $J(J+1)$'e karşı ^{24}Mg'un uyarılma enerjisi E_x grafiği. Renkli kesik çizgiler, düşey eksen E_x ve yatay eksen $J(J+1)$'in eğimini göstermektedir. Dolu kırmızı daire deneysel uyarılma enerjilerini göstermektedir. Yeşil baklava, yukarı mavi üçgen, sola mor üçgen mevcut üç konfigürasyonun uyarılma enerjilerini ve aşağı açık mavi üçgen Buck vd. (1990a)'nin ürettiği enerjileri göstermektedir

α+^{20}Ne sistemi için hesaplanan uyarılma enerjileri, $J^{\pi} = 0^{+}$ ve $J^{\pi} = 2^{+}$ durumları için biraz daha yüksek olup, $J^{\pi} = 4^{+}$ ve $J^{\pi} = 6^{+}$ durumları için deneysel değerlerden daha düşüktür. Buna karşılık, $J^{\pi} = 0$ için ^{12}C+^{12}C ve ^{8}Be+^{16}O konfigürasyonları kullanılarak hesaplanan enerjiler, deneysel verilere göre önemli ölçüde düşüktür. ^{24}Mg çekirdeğinin α+^{20}Ne konfigürasyonu ile elde edilen dönme sabiti, Şekil 4.6'daki deneysel değere daha yakındır. Spesifik olarak, dönme sabiti $\tilde{B}$'nin deneysel değeri 0.1653 MeV iken, α+^{20}Ne, ^{8}Be+^{16}O ve ^{12}C+^{12}C konfigürasyonları ile elde edilen değerler sırasıyla 0.1646 MeV, 0.1635 MeV ve 0.1620 MeV'dir. Çizelge 4.4'de Buck vd. (1990a)'nin elde ettiği enerjilerin $\tilde{B}$ değeri 0.1646 MeV olarak hesaplanmıştır. Böylece α+^{20}Ne konfigürasyonu ile elde edilen dönme sabiti değeri ile Buck vd. nin elde ettiği dönme sabiti değeri aynıdır. Buck vd. ^{12}C+^{12}C konfigürasyonu ve üç serbestlik dereceli cosh potansiyeli ile Çizelge 4.4'deki enerjileri elde etmiştir. Bizim kullandığımız model ise tek serbestlik derecesine sahiptir. Dolayısıyla tek serbest parametre (λ) ile deneysel dönme sabitini elde etmek literatüre katkı açısından önemlidir. Ayrıca, Buck vd. nin bulduğu enerjilerin dönme sabiti, bu çalışmadaki ^{12}C+^{12}C konfigürasyonu ve çift katlı potansiyel ile bulduğumuz enerjilerin dönme sabitine göre deneysel değere daha yakındır. Aynı konfigürasyon ile iki sonucun farklı çıkması nükleer potansiyel etkisini açıkça göstermektedir. Farklı ikili konfigürasyonlar yalnızca Coulomb ve merkezcil bariyeri değil aynı zamanda Q değerini de etkilemektedir. Bu sebeple uyarılma enerjileri dikkate alındığında, α+^{20}Ne konfigürasyonunun daha uygun bir Q değerine sahip olduğu sonucuna varılabilir. Schrödinger denkleminin sayısal çözümünü ile enerji seviyeleri ve bu seviyelere karşılık gelen dalga fonksiyonları elde edildikten sonra, başlangıçtaki açısal momentumdan (J_i) nihai açısal momentuma (J_f) $B(E2\downarrow)$ geçiş şiddetleri Denklem (3.4) ile hesaplanmıştır. Deneysel, kümelenme ve Buck vd. (1990a)'nin $B(E2\downarrow)$ geçiş şiddetleri Çizelge 4.6'da verilmiştir. α+^{20}Ne konfigürasyonu ile bulunan $B(E2\downarrow)$ geçişleri, diğer ikili sistemlerden daha düşüktür. ^{8}Be+^{16}O ikili sistemi ile üretilen teorik $B(E2\downarrow)$ geçiş şiddetleri deneysel veriler ve referans Buck vd. (1990a)'nin ürettiği ile daha tutarlıdır.

^{24}Mg çekirdeğinden ^{8}Be ve ^{12}C kümelerinin $E_x = 23.9$ ve 33.4 MeV enerjileri arasındaki penetrasyon bozunma genişlikleri Denklem (3.8) ile hesaplanmıştır. Ardından toplam bozunma genişliği Denklem (3.7) ile bulunmuştur. Yapılan analizler düşük durumların bant enerjilerini iyi bir şekilde açıklayan Denklem (4.4)'deki λ fonksiyonu ile de-

Çizelge 4.6. ^{24}Mg çekirdeğinin deneysel ve teorik $B(E2\ \downarrow)$ geçiş şiddetleri (W.u). (a) α+^{20}Ne, (b) ^{8}Be+^{16}O ve (c) ^{12}C+^{12}C. Deneysel $B(E2\ \downarrow)^{Deney}$ değerleri Buck vd. (1990a)'dan alınmıştır. $B(E2\downarrow)^{d}$ Buck vd. (1990a) tarafından bulunan sonuçlardır

J^{π}	$B(E2\downarrow)^{Deney}$	$B(E2\downarrow)^{a}$	$B(E2\downarrow)^{b}$	$B(E2\downarrow)^{c}$	$B(E2\downarrow)^{d}$
$2^{+}\longrightarrow 0^{+}$	20.9 ± 0.4	14.9	24.5	31.5	24.7
$4^{+}\longrightarrow 2^{+}$	38.0 ± 3.0	20.5	35.3	46.0	35.3
$6^{+}\longrightarrow 4^{+}$	38.0 ± 13.0	20.7	37.1	49.2	41.5
$8^{+}\longrightarrow 6^{+}$	3.0 ± 2.0	18.5	34.8	46.9	41.2

neysel genişliklerin doğru bir şekilde üretilemeyeceğini göstermiştir. Bu sorunu çözmek için λ parametresi, hem ^{8}Be hem de ^{12}C'nun her enerji durumundaki bozunma süreçleri için Denklem (3.6) ile ifade edilen BS kuantumlanma koşulu kullanılarak hesaplanmıştır. ^{8}Be+^{16}O sistemindeki $J=8,10,12$ durumları için hesaplanan λ değerleri $0.547-0.612$ aralığında, ^{12}C+^{12}C sistemindeki $J=8,10,12$ için λ değerleri $0.444-0.495$ aralığında bulunmuştur. Daha sonra λ'nın ortalama değerleri ^{8}Be için 0.575 ve ^{12}C için 0.462 olarak hesaplanmıştır. Her iki küme için ortalama λ değerleri kullanılarak bozunma genişlikleri Denklem (3.7) ile hesaplanmıştır. Sonuçlar Çizelge 4.7'de verilmiştir. Enerjiler Coulomb bariyerinin üzerindedir ve bozunma genişliği merkezcil bariyere ve enerjilere duyarlıdır (Çizelge 4.7). Hesaplanan bozunma genişlikleri deneysel veriler ve Xu vd. (2010) ile karşılaştırılmıştır. Genel olarak, hesaplanan mevcut genişlikler deneysel veriler ve Xu vd. (2010) ile uyumludur. Ancak, $J=10$ durumu için 25.8 ve 26.3 MeV enerjilerde ve $J=12$ durumu için 29.3 MeV enerjide hesaplanan genişlikler oldukça düşüktür. Bu nedenle, Çizelge 4.7'de görüldüğü gibi, 25.8 ve 26.3 MeV enerjilerde $J=9$ durumunda ve 29.3 MeV enerjide $J=10$ durumunda hesaplanan genişliklerin deneysel verileri açıklayabildiği görülmektedir. Dolayısıyla her iki kümenin 25.8 ve 26.3 MeV enerjilerde $J=9$ durumunda ve 29.3 MeV enerjide $J=10$ durumunda bozunmasının gerçekleşebileceği düşünülmektedir. Ayrıca her J durumu için enerjiler arttıkça hesaplanan bozunma genişliklerinin de genel olarak arttığı tespit edilmiştir. Ek olarak, BS kuantumlanma koşulunda ifade edildiği gibi, global kuantum sayısı G, normalizasyon faktörünün (λ) belirlenme-

Çizelge 4.7. ^{24}Mg çekirdeğinden bozunan ^{8}Be ve ^{12}C kümelerinin Γ_p^{Teorik} penetrasyon bozunma genişlikleri. Γ^{Teorik} toplam bozunma genişliğidir. J^{Deney} ve Γ^{Deney} değerleri referans Xu vd. (2010)'dan alınmıştır

E_x^{Deney} (MeV)	J^{Deney}	Γ^{Deney} (keV)	$\Gamma_p^{Teorik}(^8\text{Be})$ (keV)	$\Gamma_p^{Teorik}(^{12}\text{C})$ (keV)	Γ^{Teorik} (keV)	Γ^{Xu} (keV)
23.9	(8)	200	94	124	109	136
24.2	(8)	200	146	200	173	205
24.4	(8)	400	194	270	232	249
24.6	(8)	300	254	356	305	335
24.9	(8)	300	371	499	435	474
25.1	(8)	<450	466	445	455	588
25.3	(8)	200	566	332	449	694
25.8	(9)	500	151	283	217	283
	(10)		11	25	18	39
26.3	(9)	300	286	508	397	474
	(10)		23	56	39	71
26.9	(10)	340	54	137	95	152
27.3	(10)	300	93	238	165	232
27.8	(10)	240	174	441	307	392
28.3	(10)	340	312	714	167	627
29.3	(10)	∼700	568	958	763	-
	(12)		2	9	5	33
30.1	(12)	<400	6	30	18	78
30.4	(12)	<400	8	47	27	103
31.1	(12)	320	21	127	74	205
31.7	(12)	500	45	278	161	351
32.7	(12)	∼500	147	675	411	709
33.4	(12)	230	317	142	229	963

sinde doğrudan etkilidir. Bu çalışmada ^{8}Be ve ^{12}C bozunum genişliklerini hesaplamak için minimum $G = 12$ değeri kullanılmıştır. Ancak, daha yüksek enerjilerde daha büyük bir G değeri almak mümkündür. Son olarak, $J^{\pi} = 8^{+}$ durumu için alfa bozunma genişliği 4.75×10^{-6} keV olarak hesaplanmıştır.

α+^{20}Ne konfigürasyonu ile uyarılma enerjileri deneysel değerlere yakın olarak elde edildiği düşünülmektedir. Ayrıca, yapı gözlenirleri ile birlikte deneysel saçılma gözlenirlerini de açıklamak modelin ve modelde kullanılan çift katlı potansiyelin güvenilirliğini artıracaktır. Buradan hareketle ^{20}Ne üzerindeki alfa elastik saçılma tesir kesitleri optik model potansiyeli kullanılarak araştırılmıştır. α+^{20}Ne sisteminin elastik saçılma diferansiyel tesir kesitleri FRESCO kodu ile hesaplanmıştır. Deneysel tesir kesitler England vd. (1977)'nin yaptığı araştırmanın sonuçlarının yer aldığı Deneysel Nükleer Reaksiyon verilerinden (EXFOR) alınmıştır. Optik potansiyelin reel kısmı λ normalizasyon faktörü ile çarpılarak saçılma tesir kesitini hesaplarken her gelen α parçacık enerjisi için λ değeri ayarlanmıştır. Ancak deneysel uyarılma enerjilerini açıklayan ve Denklem (4.4) ile ifade edilen λ fonksiyonu deneysel saçılma tesir kesitlerini elde edememiştir. Bu noktada FRESCO kodu içerisinde sanal potansiyel parametreleri ile birlikte λ parametresi de ayarlanarak deneysel tesir kesitleri hesaplanmıştır. Alfa parçacığının farklı gelme enerjileri için sanal potansiyel ve λ için optimum değerler Çizelge 4.8'de sunulmuştur. Burada alfa parçacığının gelme enerjisi E_{lab} arttıkça, normalizasyon değeri λ=1.35-1.41 arasında

Çizelge 4.8. E_{lab}=20.6, 21.9, 22.5 ve 23.0 MeV gelme enerjilerinde α+^{20}Ne sistemi için en uygun sanal potansiyel parametre değerleri. Sanal nükleer yarıçap $r_w = 0.96$ fm'dir. Son sütundaki χ^2_a değerleri England vd. (1977)'nin elde ettiği sonuçlardır

E_{lab} (MeV)	W_0 (MeV)	a_w (fm)	λ	J_R (MeV.fm^3)	$< r^2 >^{1/2}$ (fm)	χ^2	χ^2_a
20.6	31.0	0.510	1.36	563	3.573	79.4	34.1
21.9	35.0	0.380	1.41	583	3.574	27.8	15.4
22.5	42.0	0.370	1.39	574	3.574	38.9	40.1
23.0	38.1	0.375	1.35	557	3.574	21.8	45.6

değişirken derinlik W_0 değeri artış eğilimi göstermektedir. Ayrıca Denklem (4.3) kullanılarak deneysel ve teorik diferansiyel tesir kesitlerin hata oranları hesaplanmıştır. Mevcut çalışmanın ve England vd. (1977)'nin hata analizi Çizelge 4.8'in son iki sütununda verilmiştir. England vd. (1977), ^{20}Ne üzerindeki α elastik saçılma diferansiyel tesir kesitlerini deneysel olarak ölçmüş ve optik model yaklaşımını kullanarak analiz etmişlerdir. Analizde reel kısımda WS hacim potansiyeli ve sanal kısımda WS hacim ve yüzey potansiyellerinin toplamı olmak üzere Woods-Saxon (WS) potansiyelleri kullanılmıştır. Mevcut sonuçlar ile England vd. (1977) hata oranları, 20.6 MeV enerjide gözlemlenen biraz daha yüksek bir orana rağmen birbiriyle uyum göstermektedir. Daha sonra nükleer potansiyelin hacim integrali J_R ve karelerinin ortalama kök (KOK) yarıçapı $< r^2 >^{1/2}$ Denklem (4.5) ve (4.6) kullanılarak hesaplanmıştır. Hacim integrali ve yarıçap

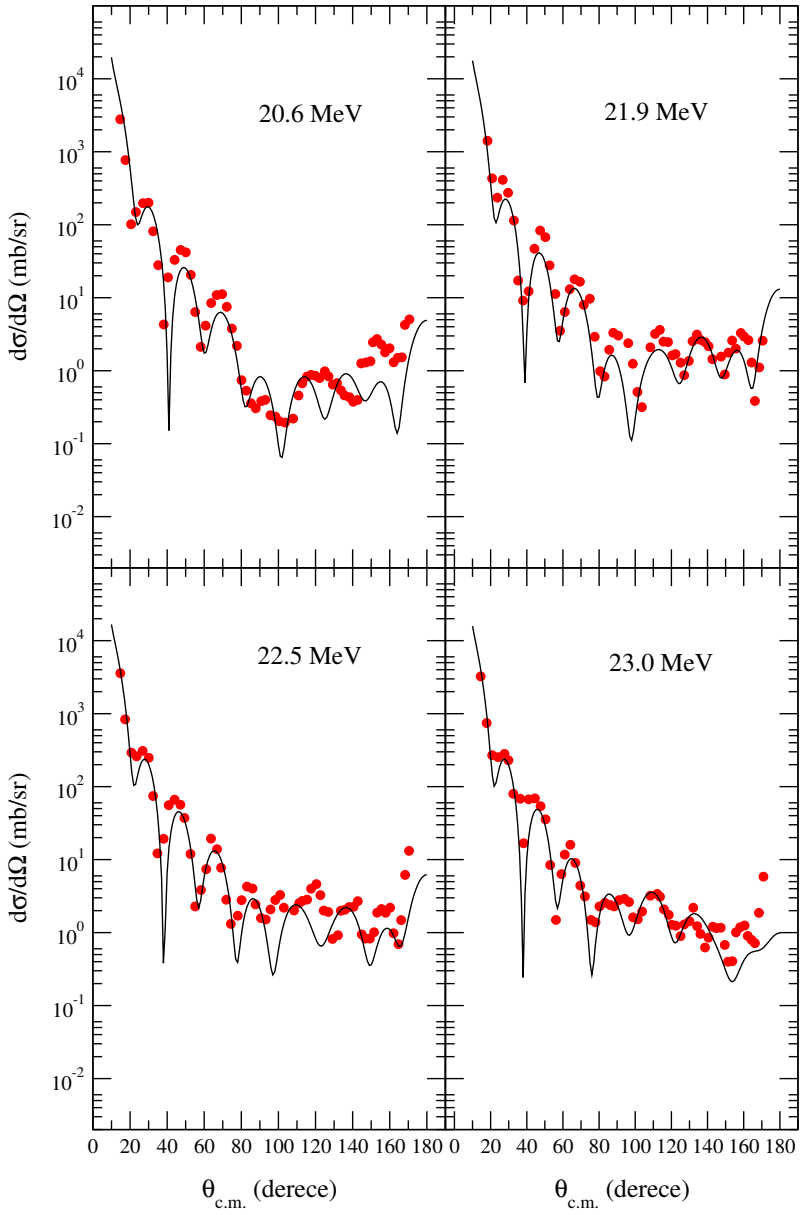
$$J_R(E) = \frac{4\pi}{A_c A_d} \int_0^\infty V_{DF}(r, E) r^2 dr \tag{4.5}$$

ve

$$< r^2 >^{1/2} = \left(\frac{\int_0^\infty V_{DF}(r, E) r^4 dr}{\int_0^\infty V_{DF}(r, E) r^2 dr} \right)^{1/2} \tag{4.6}$$

şeklindedir (Souza ve Miyake 2015). Uyarılma enerjisi ve $B(E2\downarrow)$ geçiş şiddetleri gibi yapı hesaplamalarında, Denklem (2.13)'deki E/A_c oranının her konfigürasyon için 20 MeV'de sabit olduğu varsayılmıştır. Bu varsayıma dayanarak, hacim integrali J_R ve karelerinin ortalama kök (KOK) $< r^2 >^{1/2}$ yarıçapının değerleri α+^{20}Ne ikili sistemi için $J_R = 545.8$ MeV.fm^3 ve $< r^2 >^{1/2} = 3.59$ fm olarak hesaplanmıştır. ^{12}C+^{12}C ve ^{8}Be+^{16}O sistemleri için sonuçlar sırasıyla $J_R = 272.1$ MeV.fm^3, $< r^2 >^{1/2} = 4.09$ fm ve $J_R = 301.7$ MeV.fm^3, $< r^2 >^{1/2} = 3.91$ fm olarak hesaplanmıştır. α+^{20}Ne sisteminin hacim integral değeri diğer iki sistemden daha yüksek iken, yarıçap değeri diğer iki konfigürasyondan daha düşüktür. Elastik saçılma hesabında ise her gelme enerjisi için α+^{20}Ne sisteminin nükleer potansiyeli hesaplanmıştır. Hesaplanan potansiyeller kullanılarak hacim integrali J_R ve ortalama $< r^2 >^{1/2}$ yarıçapının değerleri bulunup, sonuçlar Çizelge 4.8'in beşinci ve altıncı sütununda verilmiştir. Farklı gelme enerjileri için hacim integralleri 557 ile 583 MeV.fm^3 arasında değişse de, yarıçap değeri sabit kalmıştır. Elde ettiğimiz sonuçları literatürle karşılaştırmak açısından aynı gelme enerjilerinde ^{20}Ne üzerindeki α-

elastik saçılma diferansiyel kesitleri Woods-Saxon potansiyeli kullanılarak England vd. (1977) ile karşılaştırılmıştır. England vd. J_R ve $< r^2 >^{1/2}$ değerlerini sırasıyla J_R=420-506 MeV.fm^3 ve $< r^2 >^{1/2}$=3.81-4.16 fm aralığında elde etmişlerdir. α+^{20}Ne ile elde edilen potansiyelin hacim integral (J_R) değerlerinin England vd. (1977)'de bildirilenlerden daha yüksek, ($< r^2 >^{1/2}$) yarıçap değerlerinin ise daha düşük olduğu görülmektedir.



Şekil 4.7. ^{20}Ne üzerine E_{lab}=20.6, 21.9, 22.5 ve 23.0 MeV gelme enerjilerinde α-elastik saçılma diferansiyel tesir kesitleri. Deneysel veriler England vd. (1977)'den alınmıştır

^{12}C+^{12}C ve ^{8}Be+^{16}O sistemlerinin hacim integral değerleri England vd. (1977)'de bildirilen aralıktan çok daha düşük elde edilmiştir. Son olarak, Şekil 4.7'de, diferansiyel tesir kesitleri $\theta_{c.m.}$ kütle merkezi sisteminde açının bir fonksiyonu olarak grafiği çizilmiştir. En uygun sanal potansiyel parametrelere sahip optik model kullanılarak elde edilen teorik sonuçların deneysel verilerle iyi bir uyum içinde olduğu görülmektedir.

4.3. Ağır Çekirdeklerden Alfa ve Daha Ağır Küme Bozunum Yarı Ömürleri

Atom numarası $87 \leq Z \leq 96$ aralığındaki 50 ağır çekirdekten bozunan α, ^{14}C, ^{20}O, ^{23}F, ^{22,24,25,26}Ne, ^{28,30}Mg ve ^{32,34}Si küme çekirdeklerinin deneysel olarak bilinen yarı ömürleri Denklem (3.20) ve (3.21) ile sistematik olarak incelenmiştir. Ayrıca söz konusu küme çekirdeklerin alfa bozunumuna göre dallanma oranları da hesaplanıp deneysel verilerle karşılaştırılmıştır. Elde edilen başarılı sonuçlara dayanarak aynı aralıktaki deneysel yarı ömürleri bilinmeyen 137 ağır çekirdeğin de ^{14}C, ^{20}O, ^{24,25}Ne, ^{28,30}Mg ve ^{32}Si küme bozunma yarı ömürleri tahmin edilmiştir. Alfa bozunumu için global kuantum sayısı literatürde Denklem (2.19) ile verilir. Ancak alfa parçacığından daha ağır çekirdek bozunumlarında potansiyel derinliği oldukça yüksektir. Dolayısıyla mevcut G değerini daha da büyük almak gerekir. Bu noktada Buck vd. (1996) yaptığı çalışmada alfa parçacığından daha ağır küme bozunumları için global kuantum sayısını,

$$G_c = A_c \frac{G_\alpha}{4} \tag{4.7}$$

olarak tanımlamıştır. Burada A_c, küme parçacığın kütle numarasıdır. Alfa parçacığı, daha ağır küme bozunumlarına göre baskın bir bozunma türüdür. Dolayısıyla, çekirdeğin içinde daha ağır kümeler oluşması zordur. Bu nedenle kümelerin ön oluşum olasılığı, alfa parçacığınınkinden önemli ölçüde daha küçük olmalıdır (Blendowske ve Walliser 1988). Bu sebeple alfa parçacığından daha ağır küme bozunum hesaplamalarında ön oluşum olasılığı,

$$P_c = P_\alpha^{(A_c-1)/3} \tag{4.8}$$

şeklinde alınmıştır (Blendowske ve Walliser 1988). Denklem (4.8)'de P_α, deneysel ve teorik küme bozunma yarı ömürleri arasında en uygun olanı elde etmek için kullanılan serbest bir parametredir. Denklem (3.20)'de bilinmeyen terim, nükleer potansiyelin V_0

derinliğidir. Küme-kız ikili sisteminin alfa ve daha ağır küme bozunma yarı ömürleri, potansiyel derinliğine oldukça duyarlıdır. Bu nedenle, her bozunan ikili sistem için nükleer potansiyelin derinliği belirlenmelidir. Bu noktada, deneysel bozunma enerjilerini (Q) kullanarak ve deneysel bozunma yarı ömürlerini Denklem (3.20)'e eşitleyerek her bir küme-kız ikili sistemi için potansiyel derinlikleri hesaplanmıştır. Hesaplama yaparken deneysel yarı ömürlerden minimum standard sapmayı yakalamak için aynı zamanda $P_\alpha = 0.001$ ile $P_\alpha = 1.0$ arasındaki değerler analiz edilmiştir. Bu analiz ile eş zamanlı küme ve kız çekirdeklerin kütle (A), nötron (N) ve proton (Z) sayılarının bir fonksiyonu olarak nükleer potansiyel derinliği için ampirik bir formül aranmıştır. Sonuç olarak, minimum standard sapmayı veren A_c küme kütle numarasına bağlı olan potansiyel derinlik formülü,

$$V_0(A_c) = 38.0A_c + 30.40 \quad \text{MeV} \tag{4.9}$$

bulunmuştur. Bununla birlikte, $P_\alpha = 0.43$ olarak elde edilmiştir. Ek olarak, optimum potansiyel derinlik formülü elde edildikten sonra Denklem (3.20), (3.21), (4.7) ve (4.9) kullanılarak P_c ön oluşum olasılığının deneysel yarı ömürlerini veren tam P_c değerleri üretilmiştir. Üretilen tam P_c değerleri Çizelge 4.10'da gösterilmiştir. Buradaki amaç kütle numarası artan kümelerin ön oluşum olasılıklarının gerçekte bilindiği gibi azalma eğiliminin olup olmadığını görmektir. Görüldüğü üzere bozunan küme çekirdeğin kütlesi arttıkça ön oluşum olasılık değeri azalmaktadır.

Kendi sonuçlarımızı literatürdeki ampirik formüllerle karşılaştırmak için, evrensel bozunma kanunu (UDL), Horoi formülü ve Evrensel (UNIV) eğri kullanılarak küme bozunma yarı ömürleri de hesaplanmıştır. UDL modeli (Qi vd. 2009),

$$log_{10}T_{1/2} = a\sqrt{\frac{A}{Q}}Z_cZ_d + b\Big(AZ_cZ_d\big(A_c^{1/3} + A_d^{1/3}\big)\Big)^{1/2} + c \tag{4.10}$$

şeklinde verilmekte olup, burada $A = \frac{A_cA_d}{A_c+A_d}$ olarak verilir. Sabitler $a = 0.3671$, $b = -0.3296$ ve $c = -26.2681$ olarak verilmektedir. Bu sabitler, bu çekirdek grupları için deneysel yarı ömürlerden minimum standard sapmayı verir.

Diğer bir yarı ömür modeli Horoi tarafından 119 alfa bozunması ve 8 küme bozunması için aşağıdaki şekilde geliştirilmiştir (Horoi 2004).

$$log_{10}T_{1/2} = (a_1\mu^x + b_1)[\frac{(Z_cZ_d)^y}{Q} - 7] + (a_2\mu^x + b_2) \tag{4.11}$$

Burada sabitler $a_1 = 9.1$, $b_1 = -10.2$, $a_2 = 7.39$, $b_2 = -23.2$, $x = 0.416$ ve $y = 0.613$ şeklindedir.

Evrensel eğri (UNIV) modeli, hem alfa hem de küme bozunumunun yarı ömürlerini aşağıdaki gibi açıklamak için Poenaru tarafından üretilmiştir (Poenaru vd. 2011).

$$log_{10}T_{1/2} = -log_{10}P - log_{10}S + [log_{10}(ln2) - log_{10}v] \tag{4.12}$$

Burada P, S ve v sırasıyla dış potansiyel bariyerin nüfuz edilebilirliği, kümenin nükleer yüzeydeki ön oluşum olasılığı ve bariyere saniye başına yapılan küme çekirdek saldırılarının sıklığıdır. Bu frekans $v = 10^{22.01}s^{-1}$ olarak verilir. Denklem (4.12)'de $c_{ee} = [log_{10}(ln2)log_{10}v] = -22.16917$ şeklindedir. Deneysel verilerle iyi bir uyum sağlamak için, c_{ee} yerine $c_{ee} + h_{UNIV}$ terimi eklenmiş olup, bu da $h_{UNIV} = 0.040$ olarak verilmiştir. Ön oluşum olasılığının ondalık logaritması $log_{10}S = -0.598(A_c - 1)$ şeklindedir. Dış potansiyel bariyerin nüfuz edilebilirliği,

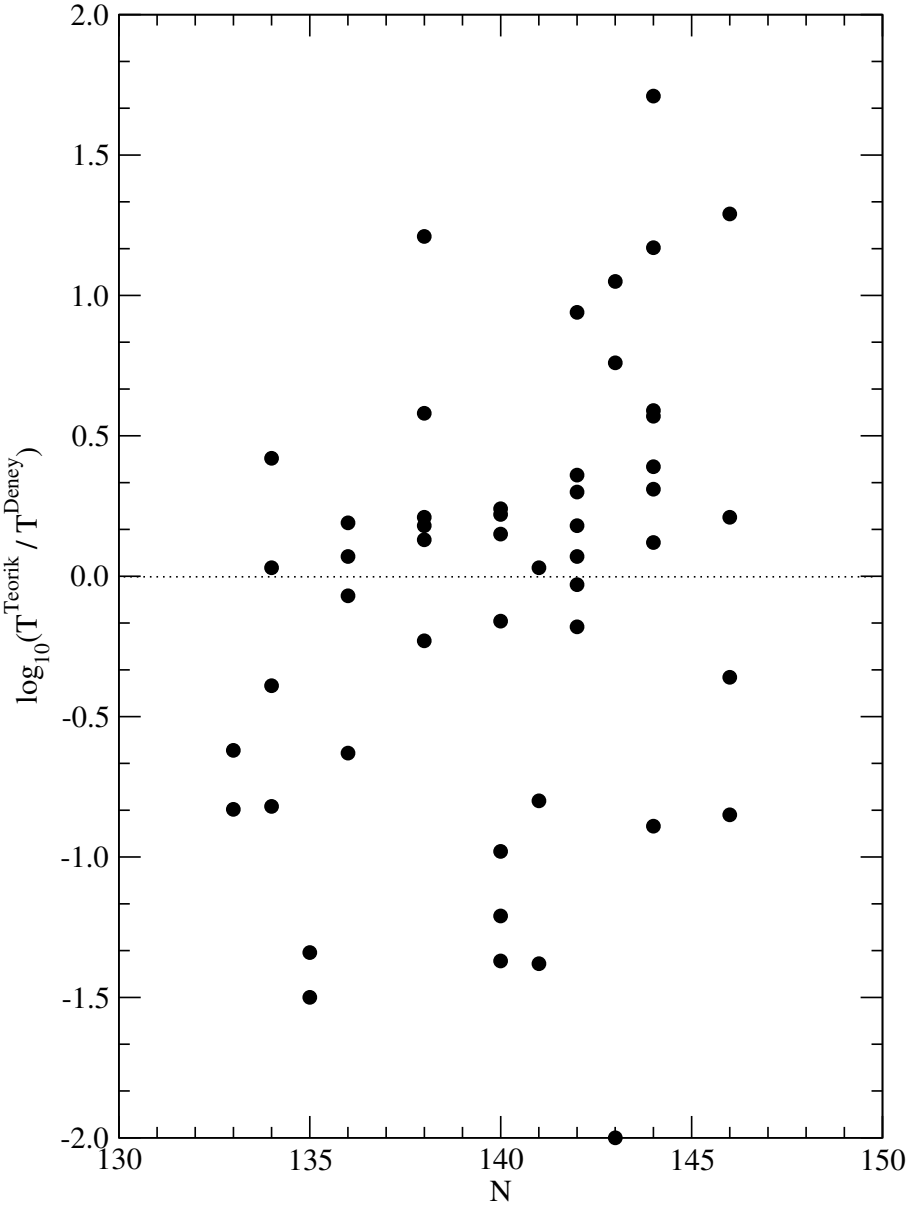
$$-log_{10}P = 0.22873(\mu Z_c Z_d R_b)^{1/2} \times [arccos\sqrt{r} - \sqrt{r(1-r)}] \tag{4.13}$$

şeklinde olup, $r = \frac{R_t}{R_b}$, $R_t = 1.2249(A_c^{1/3} + A_d^{1/3})$ ve $R_b = 1.43998\frac{Z_c Z_d}{Q}$ olarak ifade edilmiştir.

Daha sonra, alfa ve küme bozunma yarı ömürlerinin nicel bir analizini elde etmek için, deneysel ve teorik bozunma yarı ömürleri arasındaki standard sapmaları, Denklem (4.14) ile tanımlanan standard sapma formülü kullanılarak ondalık logaritmada hesaplanmıştır. Söz konusu sapmalar kolaylık olması açısından standard sapma olarak adlandırılmıştır. Standard sapma,

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{n-1}\sum_{i=1}^{n}(log_{10}T_{i,1/2}^{Deney} - log_{10}T_{i,1/2}^{Teorik})^2} \tag{4.14}$$

olara verilir (Denisov ve Khudenko 2009). Denklem (4.14)'de n, ana çekirdeklerin sayısını gösterir. $T_{i,1/2}^{Deney}$ ve $T_{i,1/2}^{Teorik}$ sırasıyla deneysel ve teorik bozunma yarı ömürleridir. Ulaşılan sonuçlar Evrensel bozunma yasası (UDL), Horoi'nin ampirik formülü ve Evrensel eğri (UNIV) modelleri ile karşılaştırılmış olup Çizelge 4.9'da verilmiştir. Çizelge 4.9'a bakıldığında kümelenme modeli ile bulunan sapmalar UDL, Horoi ve UNIV modelleri ile uyumludur. Çift-çift çekirdeklerde minimum sapma bulunmasına rağmen çift-tek çekir-



Şekil 4.8. 87≤Z≤96 aralığındaki ana çekirdeklerin nötron sayısına (N) karşı deneysel ve teorik küme bozunum yarı ömürleri arasındaki logaritmik oran

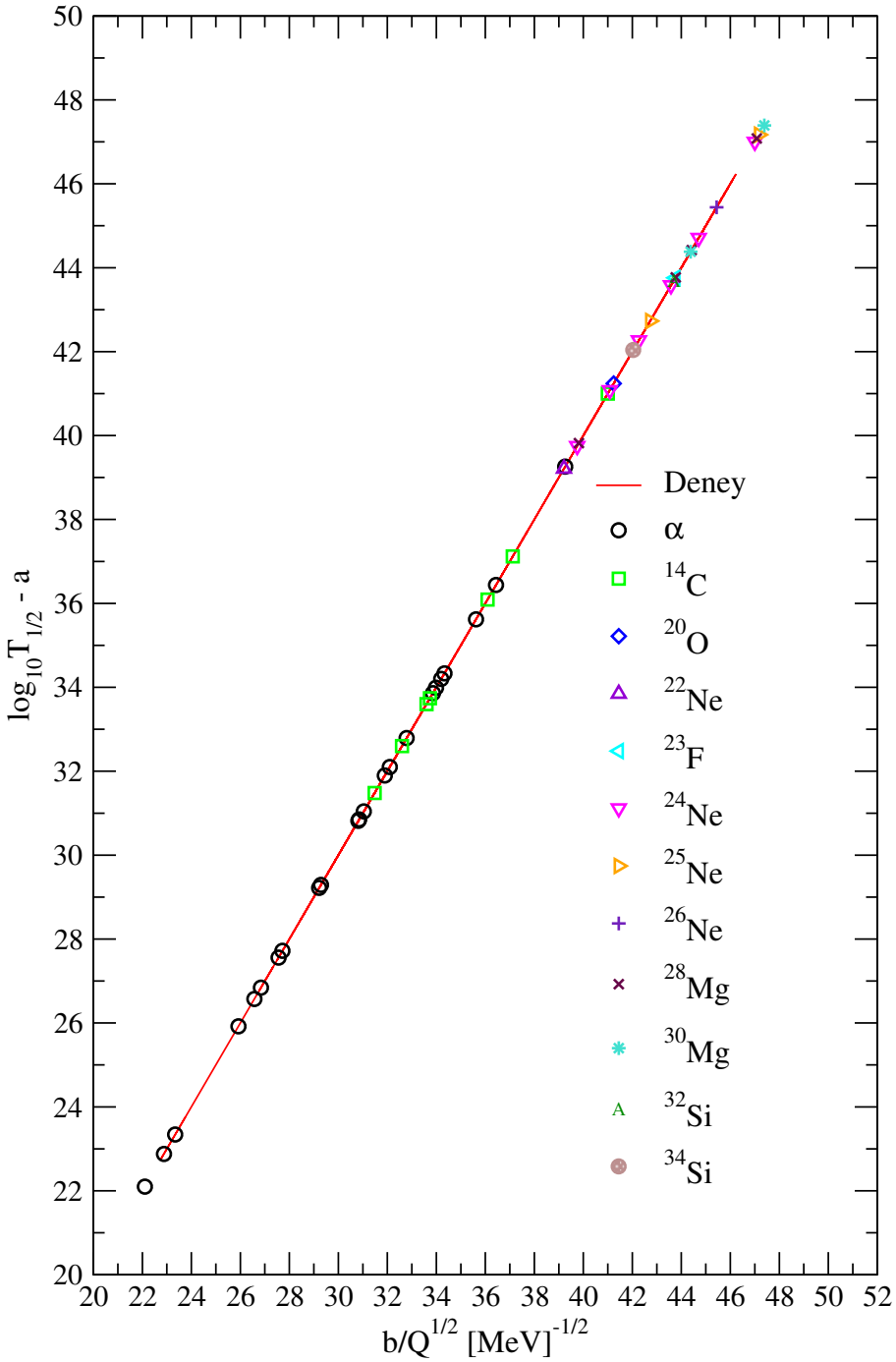
Çizelge 4.9. Atom numarası $Z = 87 - 96$ aralığındaki 31 çift-çift, 10 çift-tek, 9 tek-çift ve toplam 50 çekirdeğin Kümelenme (KM), UDL, Horoi ve UNIV modelleri ile hesaplanan standard sapmalar. 50 çekirdek içerisinde 23 alfa ve 27 küme bozunması mevcuttur

n	***Çekirdek***	σ_{KM}	σ_{UDL}	σ_{Horoi}	σ_{UNIV}
31	çift-çift	0.6091	1.0340	0.5390	0.5503
10	çift-tek	1.2185	1.2026	1.4014	1.0693
9	tek-çift	0.8975	1.0544	1.2207	0.8498
50	toplam	0.7946	1.0496	0.8843	0.7165

deklerde sapma miktarı diğer gruplara göre yüksektir. Ayrıca bizim sonuçlarımız evrensel eğri (UNIV) modeli ile daha yakın olduğu görülmektedir. Denklem (3.20) ve (3.21) kullanılarak üretilen 50 ağır çekirdeğin alfa ve daha ağır küme bozunma yarı ömürleri Çizelge 4.10'da verilmiştir. Çizelge 4.10'da, birinci, ikinci, üçüncü ve dördüncü sütunlar sırasıyla ana çekirdekleri, küme çekirdeklerini, α ve küme bozunma enerjilerini ve ön oluşum olasılıklarını göstermektedir. Beşinci, altıncı, yedinci, sekizinci ve dokuzuncu sütunlar logaritmik olarak deneysel bozunma yarı ömürlerini, kümelenme, evrensel bozunma yasası (UDL), Horoi ve UNIV modelleri kullanılarak hesaplanan teorik bozunma yarı ömürlerini göstermektedir. Çizelge 4.10'da deneysel Q_α bozunma enerjileri ve yarı ömürleri NUDAT 3.0'dan, deneysel Q_c bozunma enerjileri ve yarı ömürleri Bonetti ve Guglielmetti (2007)'den alınmıştır. Çizelge 4.10'da görülebileceği gibi, kümelenme modeli sonuçları deneysel ve diğer üç modelle iyi bir uyum göstermektedir. Ancak ^{235}U çekirdeğinden α emisyonu, ^{223}Ra çekirdeğinden ^{14}C emisyonu, ^{231}Pa çekirdeğinden ^{23}F emisyonu ve ^{233}U çekirdeğinden ^{24}Ne emisyonunda küçük farklılıklar mevcuttur. Ek olarak, Çizelge 4.10'da küme çekirdeklerinin kütle sayısı arttıkça P_c ön oluşum olasılığının azaldığı açıkça görülmektedir. Deneysel ve teorik bozunma yarı ömürleri arasındaki sapmaları net bir şekilde göstermek için, Şekil 4.8'de ana çekirdek nötron sayısına (N) karşı logaritmik deneysel ve teorik yarı ömürlerin oranları gösterilmiştir. Teorik sonuçların deneysel verilerden logaritmik oranları ne kadar sıfıra yakınsa model o derece iyi sonuç verir. Şekil 4.8'de görüldüğü üzere her ne kadar sıfıra yakın sapma olsa da farklılıklar da

mevcuttur. Örneğin ^{223}Ra, ^{231}Pa, ^{235}U, ^{237}Np ve ^{242}Cm çekirdeklerinden α bozunum yarı ömürleri deneysel değerlerden oldukça uzaktır. Bunun nedeni minimum standard sapmaya fit edilerek bulunan $P_\alpha = 0.43$ ön oluşum olasılığının Çizelge 4.10'da verilen deneysel P_α değerlerinden oldukça uzak olmasından kaynaklandığı düşünülmektedir. Yine ^{223}Ra çekirdeğinden ^{14}C bozunumu, ^{228}Th çekirdeğinden ^{20}O, ^{231}Pa çekirdeğinden ^{23}F bozunumu, ^{233}U çekirdeğinden ^{24}Ne, ^{236}U çekirdeğinden ^{30}Mg ve ^{242}Cm çekirdeğinden ^{34}Si bozunum yarı ömürlerinde oran sıfırdan uzaktır. Burada da deneysel ve teorik ön oluşum olasılıklarının oldukça farklı olmasından kaynaklandığı düşünülmektedir. Örneğin ^{223}Ra çekirdeğinden ^{14}C bozunumunda deneysel yarı ömrü veren ön oluşum olasılığı $P_c = 0.0008$ iken teorik olarak hesaplanan değer $P_c = 0.0258$'dir. İki değer arasında $\%$ 2.5'luk bir fark bulunmaktadır. Denklem (3.20)'de a parametresi eşitliğin sol tarafına gönderilip a, b ve Q parametreleri sabit tutularak $log_{10}T_{1/2} - a$ ile $b/\sqrt{Q}$'nin bir fonksiyonu olarak deneysel ve teorik bozunma yarı ömürleri Şekil 4.9'da gösterilmiştir. Sürekli kırmızı çizgi deneysel verileri ve α parçacığından ^{34}Si kümesine kadar olan diğer semboller teorik sonuçları göstermektedir. Şekil 4.9'da görülebileceği gibi, deneysel ve teorik bozunma yarı ömürleri üst üste örtüşmektedir. Dolayısıyla kümelenme modeli ile üretilen Denklem (3.20) ağır çekirdeklerin deneysel alfa ve küme bozunma yarı ömürlerini açıklamada başarılı olduğu düşünülmektedir.

Yarı ömürler elde edildikten sonra, atom numarası 87≤Z≤96 aralığındaki 38 çekirdekten yayınlanan ^{14}C, ^{20}O, ^{23}F, ^{22,24,25,26}Ne, ^{28,29,30}Mg ve ^{32,34}Si küme çekirdeklerinin alfa bozunma yarı ömrüne göre dallanma oranları $(B = \frac{T_\alpha}{T_c})$ hesaplanmıştır. Çizelge 4.11'de, birinci, ikinci, üçüncü ve dördüncü sütunlar ana çekirdekleri, küme çekirdeklerini, küme ve alfa bozunma enerjilerini temsil etmektedir. Beşinci ve son sütunlar ise deneysel ve teorik dallanma oranlarını göstermektedir. Sonuçlar, sırasıyla Th ve U izotoplarından ^{24}Ne ve ^{25}Ne emisyonları hariç deneysel sonuçlarla uyumludur. Teorik sonuçlara göre sırasıyla maksimum ve minimum dallanma oranı, ^{223}Ra ana çekirdeğinden ^{14}C ve ^{242}Cm ana çekirdeğinden ^{34}Si parçacığına aittir. Kümelenme modelinin atom numarası 87≤Z≤96 aralığındaki ana çekirdeklerden alfa ve daha ağır küme bozunma yarı ömürlerini açıklamada başarılı olduğu düşünülerek, 137 ana çekirdekten küme bozunma yarı ömürleri tahmin edilmiştir. Bu bozunmalar: $^{216-226}$Fr, $^{216-229}$Ra ve $^{217-230}$Th çekirdeklerinden ^{14}C bozunumu, $^{226-232}$U izotoplarından ^{20}O bozunumu, $^{223-232}$Th, $^{222-236}$Pa



Şekil 4.9. $log_{10}(T_{1/2}) - a$'ya karşılık $\frac{b}{\sqrt{Q}}$'ın grafiği. Sürekli kırmızı çizgi ve semboller, sırasıyla deneysel ve teorik bozunma yarı ömürlerini temsil etmektedir

Çizelge 4.10. Kümelenme (KM), UDL, Horoi ve UNIV modelleriyle atom numarası 87≤Z≤96 aralığındaki 50 çekirdeğin alfa ve küme bozunma yarı ömürleri verilmiştir. P_α ve P_c değerleri deneysel yarı ömürleri sağlayan ön oluşum olasılıklarıdır. Bozunma yarı ömrünün birimi saniye cinsindendir. Sonuçlar $log_{10}T_{1/2}$ olarak verilmiştir

Ana	**Küme**	Q_α **(MeV)**	P_α	**Deney**	**KM**	**UDL**	**Horoi**	**UNIV**
^{221}Fr	^{4}He	6.46	0.1757	2.46	2.07	2.28	2.60	2.30
^{221}Ra	^{4}He	6.88	0.1030	1.45	0.83	1.10	1.30	1.06
^{222}Ra	^{4}He	6.68	0.4589	1.58	1.61	1.85	2.09	1.83
^{223}Ra	^{4}He	5.98	0.0194	5.99	4.65	4.80	5.13	4.88
^{224}Ra	^{4}He	5.79	0.5078	5.50	5.57	5.68	6.05	5.79
^{225}Ac	^{4}He	5.94	0.1016	5.93	5.30	5.44	5.73	5.51
^{226}Ra	^{4}He	4.87	0.5813	10.70	10.83	10.71	11.24	11.05
^{228}Th	^{4}He	5.52	0.6489	7.78	7.96	8.00	8.28	8.15
^{230}U	^{4}He	5.99	0.6950	6.25	6.46	6.60	6.69	6.62
^{231}Pa	^{4}He	5.15	0.0182	12.01	10.64	10.56	10.82	10.80
^{230}Th	^{4}He	4.77	0.7081	12.38	12.60	12.41	12.80	12.78
^{232}Th	^{4}He	4.08	0.9780	17.64	18.00	17.51	18.02	18.18
^{232}U	^{4}He	5.41	0.7513	9.34	9.58	9.58	9.73	9.73
^{233}U	^{4}He	4.91	0.4569	12.70	12.73	12.57	12.76	12.88
^{234}U	^{4}He	4.86	0.6549	12.89	13.07	12.89	13.09	13.21
^{235}U	^{4}He	4.68	0.0043	16.35	14.35	14.09	14.32	14.48
^{236}U	^{4}He	4.57	0.8716	14.87	15.18	14.85	15.11	15.28
^{237}Np	^{4}He	4.96	0.0552	13.83	12.94	12.75	12.88	13.02
^{236}Pu	^{4}He	5.87	0.5110	7.95	8.02	8.09	8.09	8.11
^{238}Pu	^{4}He	5.59	0.5654	9.44	9.56	9.53	9.56	9.61
^{240}Pu	^{4}He	5.26	0.6927	11.32	11.53	11.38	11.45	11.55
^{241}Am	^{4}He	5.64	0.1898	10.13	9.77	9.73	9.70	9.78
^{242}Cm	^{4}He	6.22	0.0608	7.15	6.30	6.30	6.40	6.23

(**Devamı Arkada**)

Çizelge 4.10'un devamı

Ana	Küme	Q_c (MeV)	P_c	Deney	KM	UDL	Horoi	UNIV
^{221}Fr	^{14}C	31.28	0.0039	14.52	13.70	15.44	13.56	14.29
^{221}Ra	^{14}C	32.39	0.0038	13.39	12.56	14.27	12.29	13.17
^{222}Ra	^{14}C	33.05	0.0686	11.01	11.43	12.99	11.00	11.99
^{223}Ra	^{14}C	31.85	0.0008	15.06	13.56	15.23	13.38	14.04
^{224}Ra	^{14}C	30.54	0.0397	15.86	16.05	17.83	16.14	16.45
^{225}Ac	^{14}C	30.48	0.0218	17.16	17.09	18.95	17.26	17.44
^{226}Ra	^{14}C	28.21	0.0154	21.19	20.96	22.91	21.50	21.22
^{228}Th	^{20}O	44.72	0.0767	20.72	21.93	22.95	21.21	21.95
^{230}U	^{22}Ne	61.40	0.0103	19.57	20.15	21.22	19.53	20.22
^{231}Pa	^{23}F	51.84	0.0001	26.02	24.81	25.25	23.85	24.57
^{230}Th	^{24}Ne	57.78	0.0022	24.61	24.76	25.35	23.88	24.69
^{231}Pa	^{24}Ne	60.42	0.0002	23.23	22.25	22.48	21.30	22.17
^{232}U	^{24}Ne	62.31	0.0011	21.08	20.92	20.93	19.93	20.80
^{233}U	^{24}Ne	60.50	0.0001	24.83	23.45	23.69	22.52	23.13
^{234}U	^{24}Ne	58.84	0.0014	25.92	25.89	26.33	25.00	25.39
^{235}U	^{24}Ne	57.36	0.0089	27.42	28.18	28.78	27.31	27.51
^{233}U	^{25}Ne	60.75	0.0002	24.83	24.03	23.89	22.98	23.73
^{235}U	^{25}Ne	57.83	0.0132	27.42	28.47	28.66	27.49	27.81
^{234}U	^{26}Ne	59.47	0.0077	25.92	26.86	26.54	25.75	26.41
^{234}U	^{28}Mg	74.13	0.0010	25.14	25.44	24.96	24.73	25.20
^{236}U	^{28}Mg	71.69	0.0074	27.58	28.75	28.50	27.96	28.13
^{236}Pu	^{28}Mg	79.67	0.0003	21.67	21.49	20.23	20.82	21.22
^{238}Pu	^{28}Mg	75.93	0.0012	25.70	26.09	25.34	25.38	25.36
^{236}U	^{30}Mg	72.51	0.0148	27.58	29.29	28.27	28.36	28.82
^{238}Pu	^{30}Mg	77.03	0.0011	25.70	26.29	24.67	25.40	25.72
^{238}Pu	^{32}Si	91.21	0.0006	25.27	25.84	23.96	25.66	25.50
^{242}Cm	^{34}Si	96.53	0.0018	23.15	24.44	20.90	24.21	23.96

Çizelge 4.11. Atom numarası 87≤Z≤96 aralığındaki 38 çekirdeğin alfa bozunumuna göre deneysel ve teorik dallanma oranları ($B = \frac{T_\alpha}{T_c}$). Deneysel dallanma oranları Bonetti ve Guglielmetti (2007)'den alınmıştır

Ana	**Küme**	Q_c **(MeV)**	Q_α (MeV)	$B_{Deney} = \frac{T_\alpha}{T_c}$	$B_{Teorik} = \frac{T_\alpha}{T_c}$
^{221}Fr	^{14}C	31.28	6.46	$(8.14\pm1.14)\times10^{-13}$	2.34×10^{-12}
^{221}Ra	^{14}C	32.39	6.88	$(1.15\pm0.91)\times10^{-12}$	1.86×10^{-12}
^{222}Ra	^{14}C	33.05	6.68	$(3.70\pm0.60)\times10^{-10}$	1.51×10^{-10}
^{223}Ra	^{14}C	31.85	5.98	$(8.50\pm2.50)\times10^{-10}$	1.23×10^{-9}
^{224}Ra	^{14}C	30.54	5.79	$(4.30\pm1.20)\times10^{-11}$	3.31×10^{-11}
^{225}Ac	^{14}C	30.48	5.94	$(6.00\pm1.30)\times10^{-12}$	1.62×10^{-12}
^{226}Ra	^{14}C	28.21	4.87	$(3.20\pm1.60)\times10^{-11}$	7.41×10^{-11}
^{228}Th	^{20}O	44.72	5.52	$(1.13\pm0.22)\times10^{-13}$	1.07×10^{-14}
^{230}U	^{22}Ne	61.40	5.99	$(4.80\pm2.00)\times10^{-14}$	2.04×10^{-14}
^{231}Pa	^{23}F	51.84	5.15	$9.97^{+22.9}_{-8.28}$	6.76×10^{-15}
^{230}Th	^{24}Ne	57.78	4.77	$(5.60\pm1.00)\times10^{-13}$	6.91×10^{-13}
^{232}Th	^{24}Ne	55.62	4.08	$<2.82\times10^{-12}$	6.76×10^{-11}
^{231}Pa	^{24}Ne	60.42	5.15	6.00×10^{-12}	2.45×10^{-12}
^{232}U	^{24}Ne	62.31	5.41	$(2.00\pm0.50)\times10^{-12}$	4.57×10^{-12}
^{233}U	^{24}Ne	60.50	4.91	$(7.50\pm2.50)\times10^{-13}$	1.90×10^{-11}
^{234}U	^{24}Ne	58.84	4.86	$(9.06\pm6.60)\times10^{-14}$	1.51×10^{-13}
^{235}U	^{24}Ne	57.36	4.68	$(8.06\pm4.32)\times10^{-12}$	1.47×10^{-14}
^{236}U	^{24}Ne	55.96	4.57	$<9.20\times10^{-12}$	5.37×10^{-16}
^{233}U	^{25}Ne	60.75	4.91	$(7.50\pm2.50)\times10^{-13}$	5.01×10^{-12}
^{235}U	^{25}Ne	57.83	4.68	$(8.06\pm4.32)\times10^{-12}$	7.58×10^{-15}
^{232}Th	^{26}Ne	55.97	4.08	$<2.82\times10^{-12}$	2.51×10^{-12}
^{234}U	^{26}Ne	59.47	4.86	$(9.06\pm6.60)\times10^{-14}$	1.62×10^{-14}
^{236}U	^{26}Ne	56.75	4.57	$<9.20\times10^{-12}$	8.70×10^{-17}
^{232}U	^{28}Mg	74.32	5.41	$<1.18\times10^{-13}$	2.95×10^{-16}
^{233}U	^{28}Mg	74.24	4.91	$<1.30\times10^{-15}$	2.95×10^{-13}

(**Devamı Arkada**)

Çizelge 4.11'in devamı

Ana	**Küme**	Q_c **(MeV)**	Q_α (MeV)	$B_{Deney} = \frac{T_\alpha}{T_c}$	$B_{Teorik} = \frac{T_\alpha}{T_c}$
^{234}U	^{28}Mg	74.13	4.86	$(1.38\pm0.25)\times10^{-13}$	4.26×10^{-13}
^{235}U	^{28}Mg	72.20	4.68	$<1.80\times10^{-12}$	2.18×10^{-14}
^{236}U	^{28}Mg	71.69	4.57	2.00×10^{-13}	2.69×10^{-14}
^{236}Pu	^{28}Mg	79.67	5.87	2.00×10^{-14}	3.38×10^{-14}
^{238}Pu	^{28}Mg	75.93	5.59	$(5.62\pm3.97)\times10^{-17}$	2.95×10^{-17}
^{235}U	^{29}Mg	72.61	4.68	$<1.80\times10^{-12}$	1.09×10^{-14}
^{236}U	^{30}Mg	72.51	4.57	2.00×10^{-13}	7.76×10^{-15}
^{237}Np	^{30}Mg	75.02	4.96	$<8.00\times10^{-14}$	3.31×10^{-15}
^{238}Pu	^{30}Mg	77.03	5.59	$(5.62\pm3.97)\times10^{-17}$	1.86×10^{-17}
^{238}Pu	^{32}Si	91.21	5.59	$(1.38\pm0.50)\times10^{-16}$	5.24×10^{-17}
^{240}Pu	^{34}Si	90.95	5.26	$<6.00\times10^{-15}$	8.91×10^{-17}
^{241}Am	^{34}Si	93.84	5.64	$<2.60\times10^{-13}$	8.12×10^{-17}
^{242}Cm	^{34}Si	96.53	6.22	10^{-16}	7.24×10^{-19}

ve $^{223-235}$U çekirdeklerinden ^{24}Ne bozunumu, $^{227-235}$U izotoplarından ^{25}Ne bozunumu, $^{223-236}$U ve $^{228-239}$Pu çekirdeklerinden ^{28}Mg bozunumu, $^{232-237}$U izotoplarından ^{30}Mg bozunumu ve son olarak $^{228-239}$Pu izotoplarından ^{32}Si şeklindedir. Küme bozunma hesabında, bozunma enerjisi,

$$Q = \big(M_p - (M_d + M_c)\big)c^2 \tag{4.15}$$

şeklindedir. Burada M_p, M_d ve M_c sırasıyla ana, kız ve küme çekirdeklerinin kütleleridir. Çekirdeklerin kütleleri Audi vd. (2003)'den alınmıştır. Ayrıca kendi hesaplarımız ile birlikte UDL, Horoi ve UNIV modelleri kullanılarak küme bozunma yarı ömürleri hesaplanmış olup, sonuçlar Çizelge 4.12, 4.13 ve 4.14'de verilmiştir. Çizelge 4.12, 4.13 ve 4.14'de birinci, ikinci, üçüncü ve dördüncü sütunlar sırasıyla ana çekirdeği, küme çekirdeğini, kız çekirdeği ve küme bozunma enerjilerini gösterir. Beşinci sütun hesaplanan P_c değerlerini gösterirken, altıncı, yedinci, sekizinci ve dokuzuncu sütunlar, kümelenme, UDL, Horoi ve UNIV modelleri kullanılarak hesaplanan yarı ömürlerin ondalık logaritmasını göstermektedir. Kümelenme modeli hesaplanan yarı ömürler UDL, Horoi ve

Çizelge 4.12. Ra, U ve Pu çekirdeklerinden bozunan ^{14}C, ^{24}Ne, ^{25}Ne ve ^{28}Mg küme bozunma yarı ömürlerinin kümelenme (KM), UDL, Horoi ve UNIV modelleri ile elde edilmesi. Yarı ömrün birimi saniye cinsinden olup sonuçlar logaritmik $log_{10}T_{1/2}$ olarak verilmiştir

Ana	**Küme**	**Kız**	Q_c **(MeV)**	P_c	**KM**	**UDL**	**Horoi**	**UNIV**
^{216}Ra	^{14}C	^{202}Pb	26.205	0.0258	25.55	28.29	26.59	26.46
^{217}Ra	^{14}C	^{203}Pb	27.648	0.0258	22.07	24.62	22.83	22.91
^{218}Ra	^{14}C	^{204}Pb	28.740	0.0258	19.64	22.01	20.17	20.42
^{219}Ra	^{14}C	^{205}Pb	30.144	0.0258	16.74	18.88	16.97	17.45
^{220}Ra	^{14}C	^{206}Pb	31.038	0.0258	15.02	16.98	15.05	15.67
^{221}Ra	^{14}C	^{207}Pb	32.390	0.0258	12.56	14.27	12.29	13.17
^{222}Ra	^{14}C	^{208}Pb	33.050	0.0258	11.43	12.99	11.00	11.99
^{223}Ra	^{14}C	^{209}Pb	31.850	0.0258	13.56	15.23	13.38	14.04
^{224}Ra	^{14}C	^{210}Pb	30.540	0.0258	16.05	17.83	16.14	16.45
^{225}Ra	^{14}C	^{211}Pb	29.465	0.0258	18.23	20.09	18.53	18.56
^{226}Ra	^{14}C	^{212}Pb	28.210	0.0258	20.96	22.91	21.50	21.22
^{227}Ra	^{14}C	^{213}Pb	27.343	0.0258	22.98	24.95	23.68	23.16
^{228}Ra	^{14}C	^{214}Pb	26.102	0.0258	26.06	28.07	26.97	26.17
^{229}Ra	^{14}C	^{215}Pb	25.063	0.0258	28.83	30.86	29.92	28.87
^{223}U	^{24}Ne	^{199}Pb	57.019	0.0015	28.25	30.16	27.69	28.82
^{224}U	^{24}Ne	^{200}Pb	57.905	0.0015	26.92	28.56	26.31	27.42
^{225}U	^{24}Ne	^{201}Pb	58.586	0.0015	25.93	27.35	25.28	26.35
^{226}U	^{24}Ne	^{202}Pb	59.214	0.0015	25.04	26.24	24.34	25.38
^{227}U	^{24}Ne	^{203}Pb	59.760	0.0015	24.28	25.28	23.54	24.54
^{228}U	^{24}Ne	^{204}Pb	60.285	0.0015	23.57	24.37	22.78	23.74
^{229}U	^{24}Ne	^{205}Pb	60.932	0.0015	22.70	23.27	21.85	22.80
^{230}U	^{24}Ne	^{206}Pb	61.351	0.0015	22.15	22.55	21.26	22.18
^{231}U	^{24}Ne	^{207}Pb	62.207	0.0015	21.03	21.16	20.07	20.99

(**Devamı Arkada**)

Çizelge 4.12'nin devamı

Ana	Küme	Kız	Q_c (MeV)	P_c	KM	UDL	Horoi	UNIV
^{232}U	^{24}Ne	^{208}Pb	62.310	0.0015	20.92	20.93	19.93	20.80
^{233}U	^{24}Ne	^{209}Pb	60.500	0.0015	23.45	23.69	22.52	23.13
^{234}U	^{24}Ne	^{210}Pb	58.840	0.0015	25.89	26.33	25.00	25.39
^{235}U	^{24}Ne	^{211}Pb	57.360	0.0015	28.18	28.78	27.31	27.51
^{227}U	^{25}Ne	^{202}Pb	57.064	0.0012	29.37	30.53	28.61	29.52
^{228}U	^{25}Ne	^{203}Pb	56.120	0.0012	30.95	32.16	30.17	30.94
^{229}U	^{25}Ne	^{204}Pb	58.428	0.0012	27.32	28.02	26.46	27.31
^{230}U	^{25}Ne	^{205}Pb	57.493	0.0012	28.81	29.58	27.96	28.65
^{231}U	^{25}Ne	^{206}Pb	59.700	0.0012	25.48	25.75	24.53	25.32
^{232}U	^{25}Ne	^{207}Pb	59.169	0.0012	26.31	26.57	25.35	26.02
^{233}U	^{25}Ne	^{208}Pb	60.750	0.0012	24.03	23.89	22.98	23.73
^{234}U	^{25}Ne	^{209}Pb	57.869	0.0012	28.37	28.65	27.41	27.82
^{235}U	^{25}Ne	^{210}Pb	57.830	0.0012	28.47	28.66	27.49	27.81
^{228}Pu	^{28}Mg	^{200}Pb	77.351	0.0005	23.88	24.08	23.48	24.40
^{229}Pu	^{28}Mg	^{201}Pb	77.676	0.0005	23.53	23.54	23.10	23.95
^{230}Pu	^{28}Mg	^{202}Pb	77.886	0.0005	23.33	23.16	22.86	23.64
^{231}Pu	^{28}Mg	^{203}Pb	78.090	0.0005	23.13	22.80	22.63	23.33
^{232}Pu	^{28}Mg	^{204}Pb	78.493	0.0005	22.69	22.16	22.16	22.80
^{233}Pu	^{28}Mg	^{205}Pb	78.838	0.0005	22.33	21.60	21.76	22.35
^{234}Pu	^{28}Mg	^{206}Pb	79.153	0.0005	22.00	21.09	21.40	21.93
^{235}Pu	^{28}Mg	^{207}Pb	79.653	0.0005	21.47	20.33	20.83	21.31
^{236}Pu	^{28}Mg	^{208}Pb	79.670	0.0005	21.49	20.23	20.82	21.22
^{237}Pu	^{28}Mg	^{209}Pb	77.725	0.0005	23.83	22.84	23.15	23.32
^{238}Pu	^{28}Mg	^{210}Pb	75.930	0.0005	26.09	25.34	25.38	25.36
^{239}Pu	^{28}Mg	^{211}Pb	74.099	0.0005	28.50	27.98	27.74	27.55

UNIV modellerinin küme bozunma yarı ömürlerinin tahminleri ile birbirine yakındır ve Çizelge 4.12, 4.13 ve 4.14'de görüldüğü üzere bozunma enerjisi ile ters orantılı bir eği-

Çizelge 4.13. Fr, Th, Pa ve U çekirdeklerinden bozunan ^{14}C, ^{24}Ne ve ^{20}O küme bozunma yarı ömürlerinin kümelenme (KM), UDL, Horoi ve UNIV modelleri ile elde edilmesi. Yarı ömrün birimi saniye cinsinden olup sonuçlar logaritmik $log_{10}T_{1/2}$ olarak verilmiştir

Ana	**Küme**	**Kız**	Q_c **(MeV)**	P_c	**KM**	**UDL**	**Horoi**	**UNIV**
^{216}Fr	^{14}C	^{202}Tl	25.942	0.0258	25.18	27.83	26.24	26.07
^{217}Fr	^{14}C	^{203}Tl	27.056	0.0258	22.47	24.95	23.29	23.28
^{218}Fr	^{14}C	^{204}Tl	28.385	0.0258	19.46	21.74	19.99	20.21
^{219}Fr	^{14}C	^{205}Tl	29.418	0.0258	17.29	19.39	17.59	17.99
^{220}Fr	^{14}C	^{206}Tl	30.716	0.0258	14.74	16.61	14.74	15.38
^{221}Fr	^{14}C	^{207}Tl	31.280	0.0258	13.70	15.44	13.56	14.29
^{222}Fr	^{14}C	^{208}Tl	30.078	0.0258	16.01	17.85	16.14	16.52
^{223}Fr	^{14}C	^{209}Tl	29.001	0.0258	18.23	20.14	18.58	18.67
^{224}Fr	^{14}C	^{210}Tl	27.886	0.0258	20.68	22.66	21.25	21.04
^{225}Fr	^{14}C	^{211}Tl	26.876	0.0258	23.05	25.07	23.82	23.34
^{226}Fr	^{14}C	^{212}Tl	26.000	0.0258	25.24	27.27	26.16	25.46
^{217}Th	^{14}C	^{203}Po	26.504	0.0258	26.88	29.77	27.90	27.77
^{218}Th	^{14}C	^{204}Po	27.689	0.0258	23.98	26.70	24.80	24.79
^{219}Th	^{14}C	^{205}Po	28.960	0.0258	21.09	23.62	21.68	21.84
^{220}Th	^{14}C	^{206}Po	29.832	0.0258	19.23	21.61	19.66	19.92
^{221}Th	^{14}C	^{207}Po	31.065	0.0258	16.76	18.92	16.95	17.38
^{222}Th	^{14}C	^{208}Po	31.653	0.0258	15.65	17.67	15.71	16.21
^{223}Th	^{14}C	^{209}Po	32.732	0.0258	13.69	15.50	13.53	14.20
^{224}Th	^{14}C	^{210}Po	32.930	0.0258	13.35	15.08	13.14	13.80
^{225}Th	^{14}C	^{211}Po	31.723	0.0258	15.57	17.40	15.58	15.94
^{226}Th	^{14}C	^{212}Po	30.547	0.0258	17.88	19.80	18.10	18.18
^{227}Th	^{14}C	^{213}Po	29.440	0.0258	20.20	22.19	20.61	20.42
^{228}Th	^{14}C	^{214}Po	28.222	0.0258	22.93	24.99	23.54	23.08
^{229}Th	^{14}C	^{215}Po	27.107	0.0258	25.61	27.71	26.39	25.69

(**Devamı Arkada**)

Çizelge 4.13'ün devamı

Ana	Küme	Kız	Q_c (MeV)	P_c	KM	UDL	Horoi	UNIV
^{230}Th	^{14}C	^{216}Po	26.061	0.0258	28.30	30.42	29.24	28.31
^{222}Pa	^{24}Ne	^{198}Tl	55.561	0.0015	29.21	31.24	28.66	29.86
^{223}Pa	^{24}Ne	^{199}Tl	56.330	0.0015	28.02	29.81	27.43	28.59
^{224}Pa	^{24}Ne	^{200}Tl	56.869	0.0015	27.22	28.81	26.58	27.69
^{225}Pa	^{24}Ne	^{201}Tl	57.473	0.0015	26.33	27.71	25.65	26.72
^{226}Pa	^{24}Ne	^{202}Tl	57.967	0.0015	25.62	26.81	24.90	25.93
^{227}Pa	^{24}Ne	^{203}Tl	58.544	0.0015	24.80	25.78	24.03	25.03
^{228}Pa	^{24}Ne	^{204}Tl	59.221	0.0015	23.85	24.61	23.02	24.01
^{229}Pa	^{24}Ne	^{205}Tl	59.670	0.0015	23.24	23.81	22.37	23.32
^{230}Pa	^{24}Ne	^{206}Tl	60.379	0.0015	22.28	22.62	21.34	22.29
^{231}Pa	^{24}Ne	^{207}Tl	60.420	0.0015	22.25	22.48	21.30	22.17
^{232}Pa	^{24}Ne	^{208}Tl	58.649	0.0015	24.83	25.28	23.93	24.56
^{233}Pa	^{24}Ne	^{209}Tl	57.079	0.0015	27.23	27.86	26.37	26.79
^{234}Pa	^{24}Ne	^{210}Tl	55.538	0.0015	29.71	30.50	28.86	29.10
^{235}Pa	^{24}Ne	^{211}Tl	54.367	0.0015	31.70	32.57	30.83	30.93
^{236}Pa	^{24}Ne	^{212}Tl	52.951	0.0015	34.19	35.18	33.30	33.25
^{226}U	^{20}O	^{206}Po	41.713	0.0048	29.68	31.66	29.39	29.76
^{227}U	^{20}O	^{207}Po	42.370	0.0048	28.44	30.24	28.08	28.44
^{228}U	^{20}O	^{208}Po	42.897	0.0048	27.47	29.11	27.06	27.40
^{229}U	^{20}O	^{209}Po	43.779	0.0048	25.87	27.31	25.37	25.74
^{230}U	^{20}O	^{210}Po	43.770	0.0048	25.92	27.27	25.40	25.70
^{231}U	^{20}O	^{211}Po	42.442	0.0048	28.42	29.88	27.98	28.07
^{232}U	^{20}O	^{212}Po	41.181	0.0048	30.92	32.47	30.55	30.45

lime sahiptir. Genel olarak UDL modeli ile bulunan yarı ömürler diğer modellerden biraz daha yüksektir. Çizelge 4.12, 4.13 ve 4.14'deki öngörülen sonuçların deneysel verilerle uyumunu daha net görebilmek için Şekil 4.10 (a)-(d), 4.11 (a)-(d) ve 4.12 (a)-(d)'de verilen $\frac{b}{\sqrt{Q}}$'ya karşılık $log_{10}(T_{1/2}) - a$ grafikleri çizilmiştir. Şekil 4.10 (a)-(d)'de $^{216-229}$Ra,

Çizelge 4.14. Th, U ve Pu çekirdeklerinden bozunan ^{24}Ne, ^{28}Mg, ^{30}Mg ve ^{32}Si küme bozunma yarı ömürlerinin kümelenme (KM), UDL, Horoi ve UNIV modelleri ile elde edilmesi.Yarı ömrün birimi saniye cinsinden olup sonuçlar logaritmik $log_{10}T_{1/2}$ olarak verilmiştir

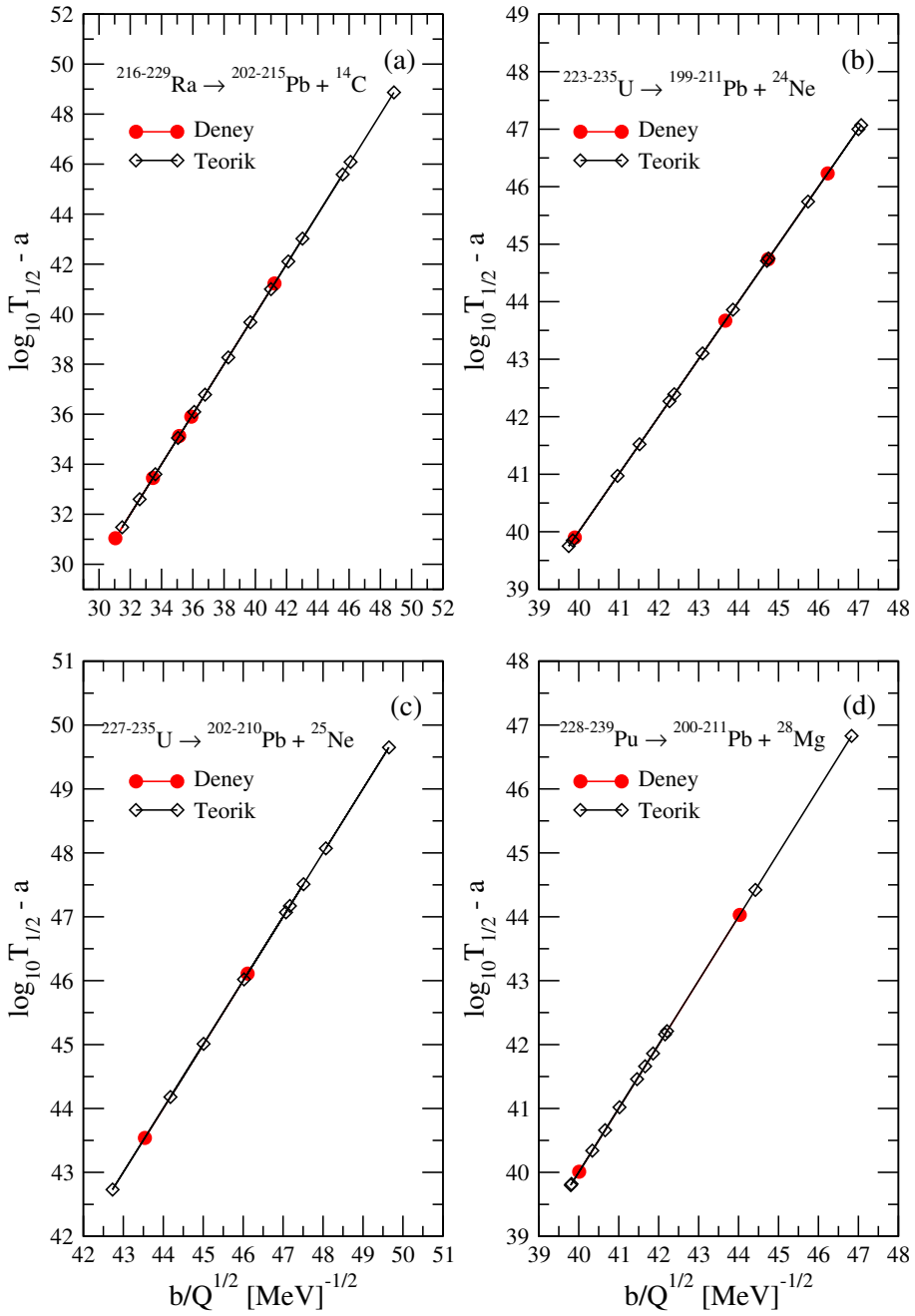
Ana	**Küme**	**Kız**	Q_c **(MeV)**	P_c	**KM**	**UDL**	**Horoi**	**UNIV**
^{223}Th	^{24}Ne	^{199}Hg	54.884	0.0015	29.01	30.82	28.40	29.54
^{224}Th	^{24}Ne	^{200}Hg	55.451	0.0015	28.13	29.74	27.49	28.58
^{225}Th	^{24}Ne	^{201}Hg	55.924	0.0015	27.42	28.84	26.73	27.78
^{226}Th	^{24}Ne	^{202}Hg	56.494	0.0015	26.57	27.79	25.84	26.84
^{227}Th	^{24}Ne	^{203}Hg	57.026	0.0015	25.79	26.81	25.01	25.98
^{228}Th	^{24}Ne	^{204}Hg	57.413	0.0015	25.24	26.09	24.42	25.35
^{229}Th	^{24}Ne	^{205}Hg	57.824	0.0015	24.66	25.34	23.80	24.69
^{230}Th	^{24}Ne	^{206}Hg	57.780	0.0015	24.76	25.35	23.88	24.69
^{231}Th	^{24}Ne	^{207}Hg	55.988	0.0015	27.54	28.34	26.71	27.29
^{232}Th	^{24}Ne	^{208}Hg	55.620	0.0015	28.17	28.92	27.32	27.79
^{223}U	^{28}Mg	^{195}Hg	71.858	0.0005	27.91	29.23	27.54	28.86
^{224}U	^{28}Mg	^{196}Hg	72.559	0.0005	27.02	28.08	26.62	27.88
^{225}U	^{28}Mg	^{197}Hg	72.936	0.0005	26.57	27.44	26.14	27.33
^{226}U	^{28}Mg	^{198}Hg	73.302	0.0005	26.14	26.81	25.68	26.79
^{227}U	^{28}Mg	^{199}Hg	73.587	0.0005	25.82	26.31	25.33	26.37
^{228}U	^{28}Mg	^{200}Hg	73.747	0.0005	25.66	25.99	25.14	26.09
^{229}U	^{28}Mg	^{201}Hg	73.892	0.0005	25.52	25.70	24.96	25.84
^{230}U	^{28}Mg	^{202}Hg	73.979	0.0005	25.46	25.49	24.87	25.67
^{231}U	^{28}Mg	^{203}Hg	74.092	0.0005	25.36	25.25	24.73	25.46
^{232}U	^{28}Mg	^{204}Hg	74.320	0.0005	25.11	24.84	24.46	25.11
^{233}U	^{28}Mg	^{205}Hg	74.240	0.0005	25.26	24.88	24.57	25.13
^{234}U	^{28}Mg	^{206}Hg	74.130	0.0005	25.44	24.96	24.73	25.20
^{235}U	^{28}Mg	^{207}Hg	72.200	0.0005	28.01	27.79	27.27	27.54

(**Devamı Arkada**)

Çizelge 4.14'ün devamı

Ana	Küme	Kız	Q_c (MeV)	P_c	KM	UDL	Horoi	UNIV
^{236}U	^{28}Mg	^{208}Hg	71.690	0.0005	28.75	28.50	27.96	28.13
^{232}U	^{30}Mg	^{202}Hg	70.866	0.0003	31.41	31.21	30.58	31.32
^{233}U	^{30}Mg	^{203}Hg	71.100	0.0003	31.12	30.75	30.27	30.92
^{234}U	^{30}Mg	^{204}Hg	71.747	0.0003	30.26	29.63	29.38	29.98
^{235}U	^{30}Mg	^{205}Hg	72.118	0.0003	29.79	28.97	28.88	29.41
^{236}U	^{30}Mg	^{206}Hg	72.510	0.0003	29.29	28.27	28.36	28.82
^{237}U	^{30}Mg	^{207}Hg	70.522	0.0003	32.15	31.39	31.16	31.43
^{228}Pu	^{32}Si	^{196}Hg	91.997	0.0002	24.43	23.80	24.64	25.45
^{229}Pu	^{32}Si	^{197}Hg	92.021	0.0002	24.46	23.68	24.63	25.35
^{230}Pu	^{32}Si	^{198}Hg	91.969	0.0002	24.57	23.66	24.70	25.33
^{231}Pu	^{32}Si	^{199}Hg	91.913	0.0002	24.69	23.65	24.78	25.31
^{232}Pu	^{32}Si	^{200}Hg	91.951	0.0002	24.70	23.51	24.75	25.19
^{233}Pu	^{32}Si	^{201}Hg	91.794	0.0002	24.93	23.62	24.94	25.27
^{234}Pu	^{32}Si	^{202}Hg	91.776	0.0002	25.00	23.56	24.98	25.22
^{235}Pu	^{32}Si	^{203}Hg	91.534	0.0002	25.32	23.79	25.26	25.39
^{236}Pu	^{32}Si	^{204}Hg	91.673	0.0002	25.22	23.52	25.12	25.17
^{237}Pu	^{32}Si	^{205}Hg	91.461	0.0002	25.51	23.71	25.37	25.31
^{238}Pu	^{32}Si	^{206}Hg	91.210	0.0002	25.84	23.96	25.66	25.50
^{239}Pu	^{32}Si	^{207}Hg	88.890	0.0002	28.57	27.03	28.29	27.95

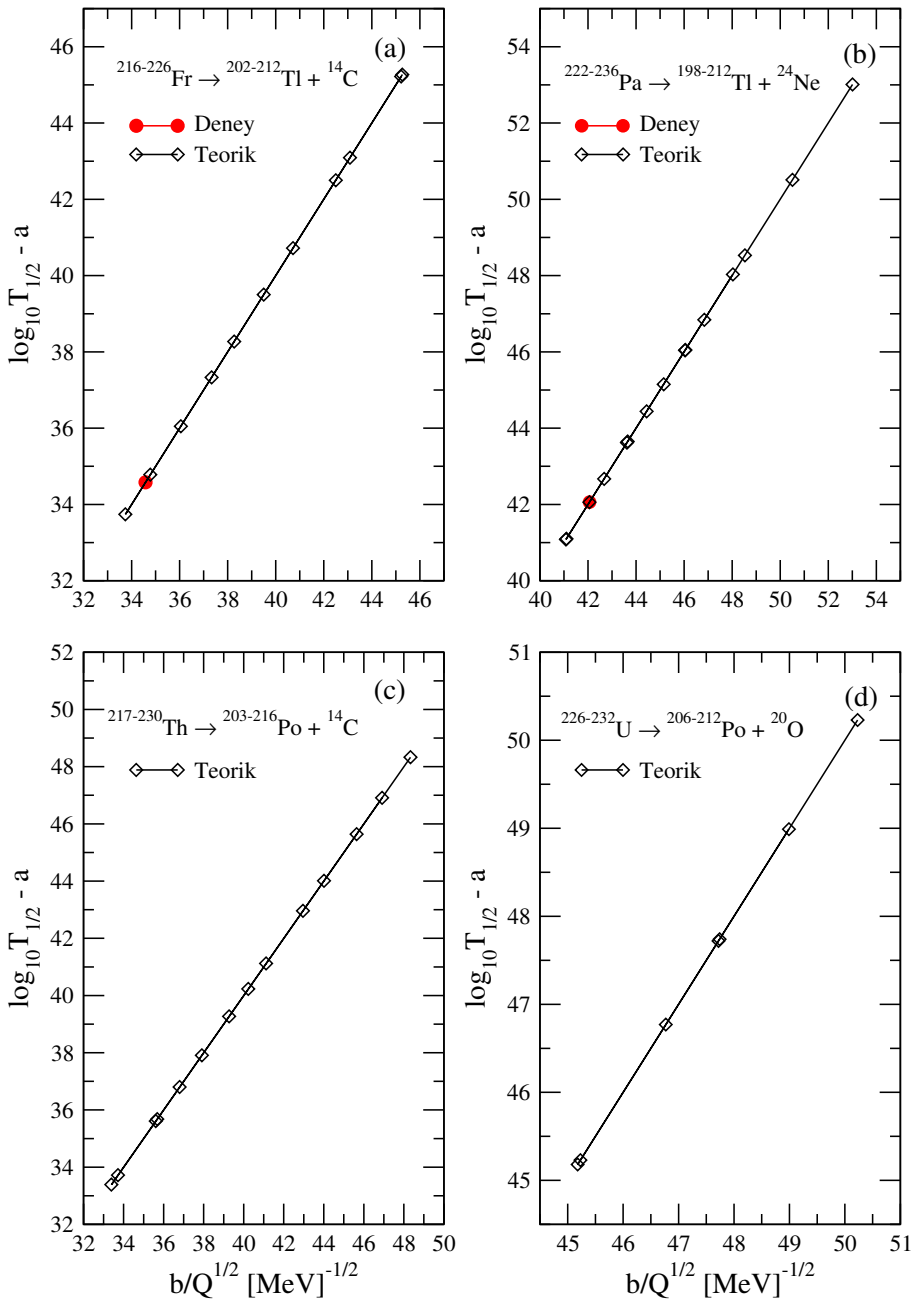
$^{223-235}$U, $^{227-235}$U ve $^{228-239}$Pu izotoplarından bozunan küme çekirdeklerin bozunma yarı ömürleri deneysel verilerin interpolasyon aralığındadır. Dolayısıyla, bu küme bozunumlarının tahmin edilen yarı ömürleri güvenilir olabileceği düşünülmekle birlikte tahmin edilen sonuçlar deneysel verilerle aynı eğilime sahiptir. Şekil 4.11 (a) ve (b)'de sırasıyla ^{221}Fr ve ^{231}Pa çekirdeklerinden bozunan ^{14}C ve ^{24}Ne kümelerinin deneysel yarı ömürleri ile tahmin edilen sonuçlar örtüşmektedir. Bundan dolayı Fr ve Pa çekirdeklerinin diğer izotoplarından bozunan ^{14}C ve ^{24}Ne kümelerinin tahmin edilen yarı ömürleri deneysel verilerini açıklamada öncü olabilir. Benzer durum Şekil 4.12 (a)-(d)'de mevcuttur. Ancak Şekil 4.12 (c)'de ^{236}U izotopundan bozunan ^{30}Mg kümesinin tahmin edilen yarı ömrü de-



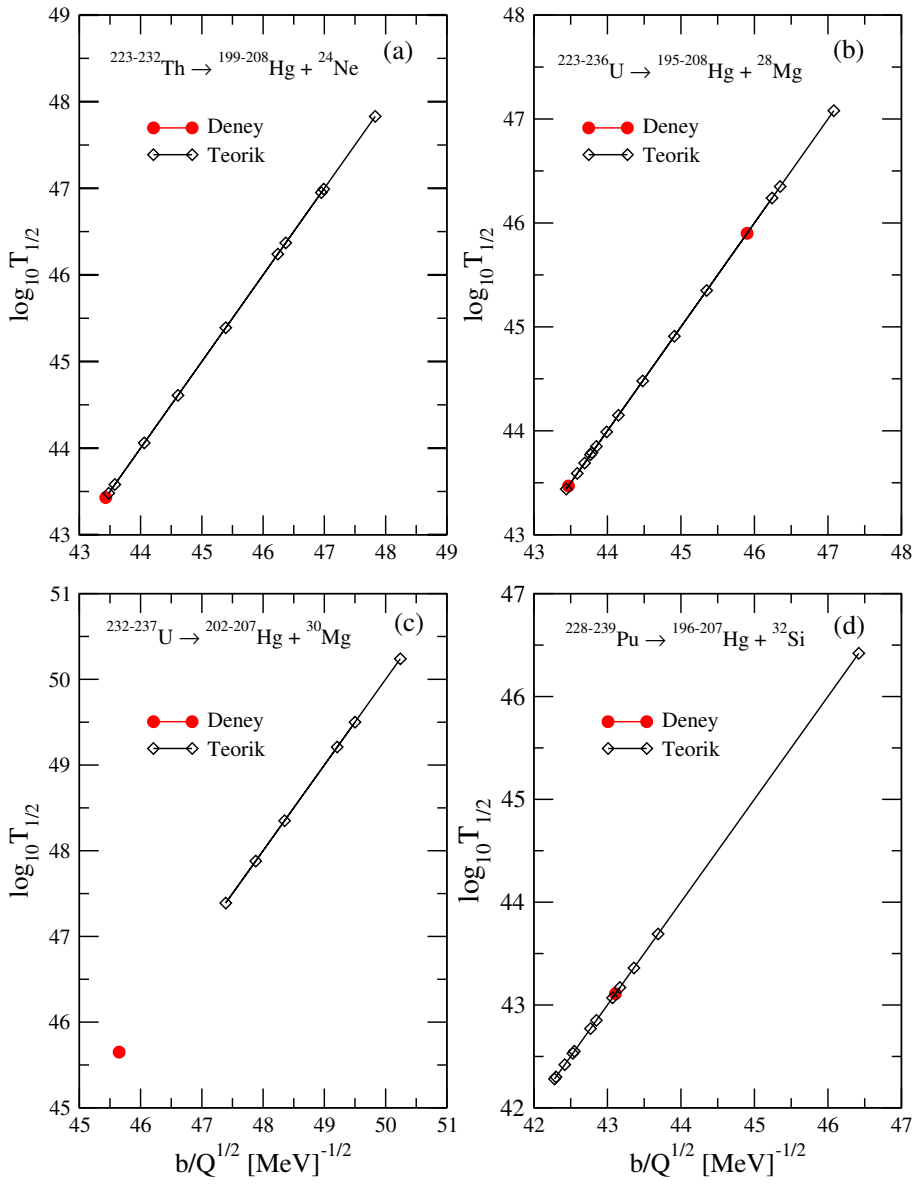
Şekil 4.10. ^{14}C, ^{24}Ne, ^{25}Ne ve ^{28}Mg kümelerinin deneysel ve hesaplanan yarı ömürleri $\frac{b}{\sqrt{Q}}$'ya karşılık $log_{10}T_{1/2} - a$ grafiği

neysel veriden oldukça büyüktür.

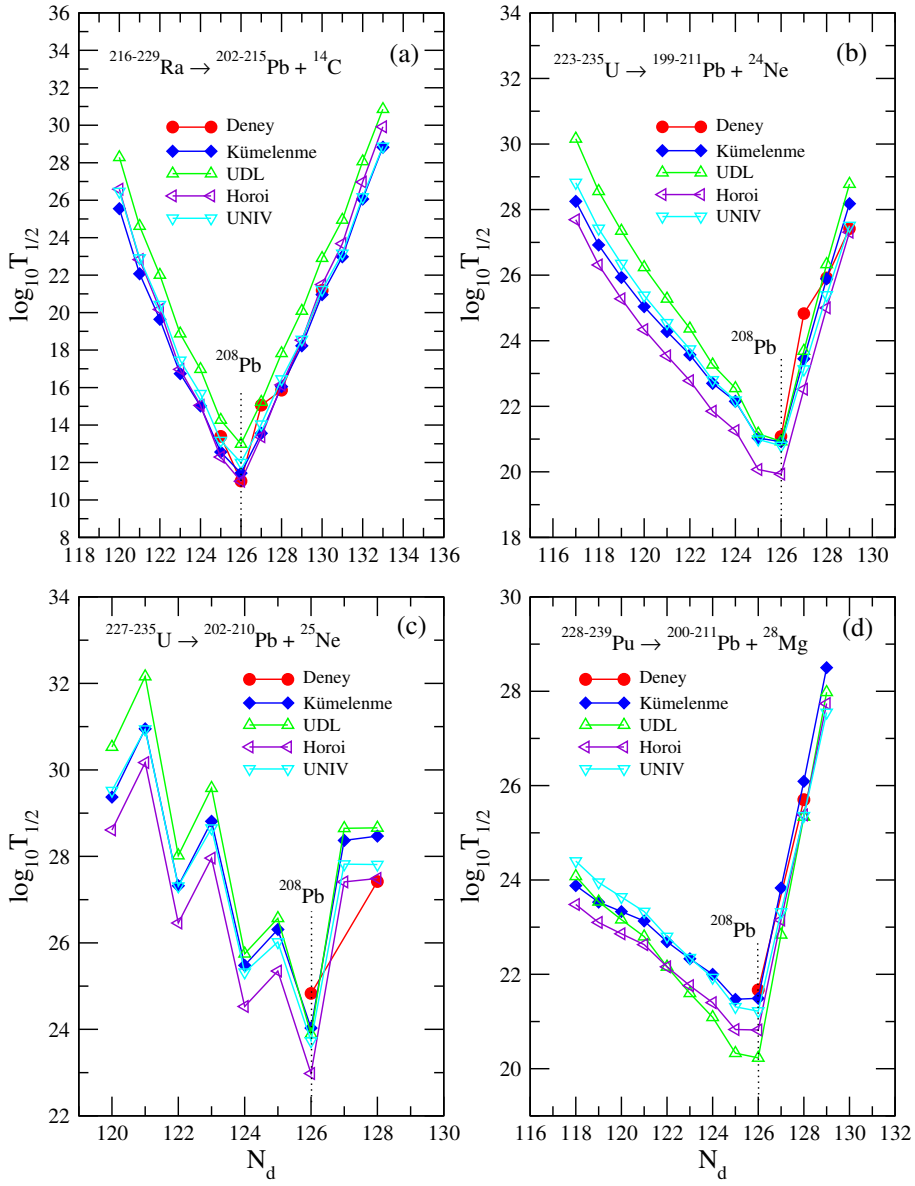
Denklem (3.20) yarı ömrün küme bozunma enerjisi ($Q^{1/2}$) ile ters orantılı olduğunu ifade etmektedir. Dolayısıyla Q değeri arttıkça yarı ömür azalırken, Q değeri azaldıkça yarı ömür değeri artmaktadır. Bu bakımdan Çizelge 4.12'deki dört bozunmada da ^{208}Pb kız çekirdeğinin yarı ömrü diğer kız çekirdeklerin yarı ömrüne göre küçüktür. Benzer şekilde



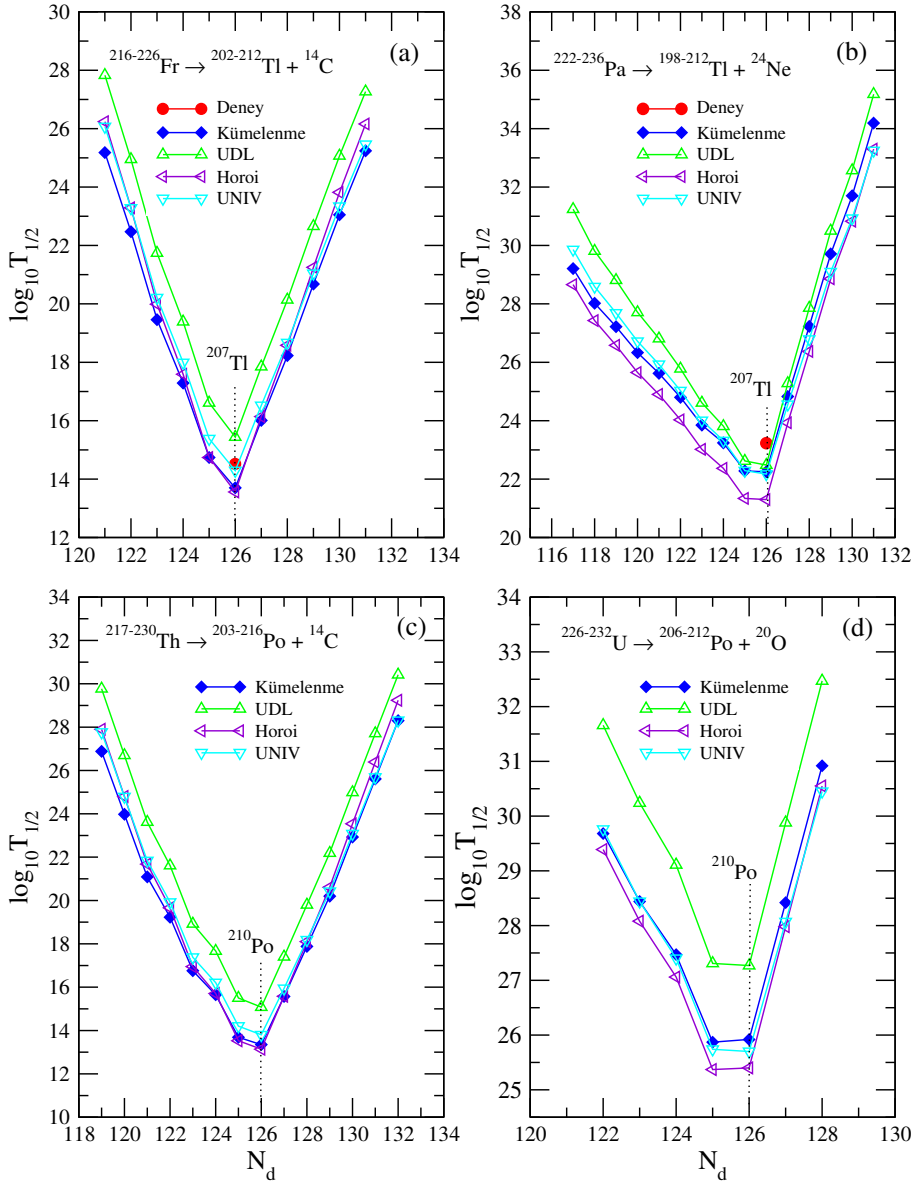
Şekil 4.11. ^{14}C, ^{20}O ve ^{24}Ne kümelerinin deneysel ve hesaplanan yarı ömürleri $\frac{b}{\sqrt{Q}}$'ya karşılık $log_{10}T_{1/2} - a$ grafiği



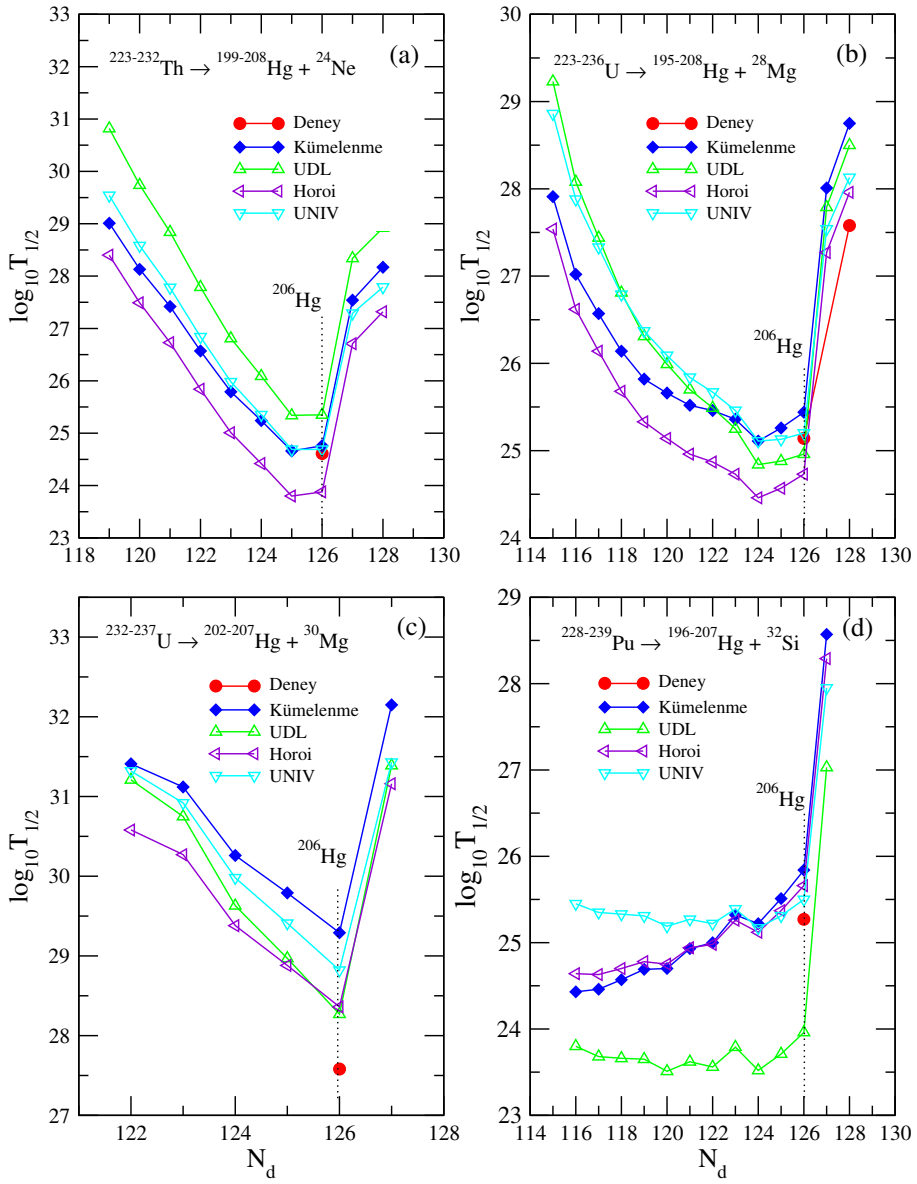
Şekil 4.12. ^{24}Ne, ^{28}Mg, ^{30}Mg ve ^{32}Si kümelerinin deneysel ve hesaplanan yarı ömürleri $\frac{b}{\sqrt{Q}}$'ya karşılık $log_{10}T_{1/2} - a$ grafiği



Şekil 4.13. Kümelenme, UDL, Horoi ve UNIV modelleri için Pb kız çekirdeklerinin nötron sayısı (N_d) ile deneysel ve tahmin edilen küme bozunma yarı ömürleri arasındaki karşılaştırma



Şekil 4.14. Kümelenme, UDL, Horoi ve UNIV modelleri için Tl ve Po kız çekirdeklerinin nötron sayısı (N_d) ile deneysel ve tahmin edilen küme bozunma yarı ömürleri arasındaki karşılaştırma



Şekil 4.15. Kümelenme, UDL, Horoi ve UNIV modelleri için Hg kız çekirdeklerinin nötron sayısı (N_d) ile deneysel ve tahmin edilen küme bozunma yarı ömürleri arasındaki karşılaştırma

Çizelge 4.13'teki ^{207}Tl ve ^{210}Po ve Çizelge 4.14'teki ^{206}Hg kız çekirdeklerinin de yarı ömürleri küçüktür. Aslında bu beklenen bir sonuçtur. Çünkü bir izotopun bozunma enerjisi maksimum değere sahipken, izotop sihirli veya çift sihirli nötron (proton) sayılarına sahip kız çekirdeğe bozunur. Bu durum Şekil 4.13 (a)-(d), 4.14 (a)-(d) ve 4.15 (a)-(d)'de net bir şekilde gösterilmiştir. Burada ilginç olarak Şekil 4.15 (b)'de dört model ile elde edilen $^{223-236}$U izotoplarından ^{28}Mg küme çekirdeğinin bozunmasında 124 nötron sayısına sahip ^{204}Hg çekirdeğinin yarı ömrü minimumdur. Dolayısıyla ^{204}Hg çekirdeğinin sihirli bir nötron sayısına sahip olabileceği düşünülmektedir.

4.4. Süper Ağır Çekirdeklerden Alfa Bozunum Yarı Ömürleri

Atom numarası $104 \leq Z \leq 120$ aralığındaki süper ağır çekirdeklerden bozunan α parçacıklarının yarı ömürleri Denklem (3.20) ile hesaplanmıştır. Literatürle tutarlı olması için Denklem (2.19)'de ifade edildiği gibi ana çekirdeğin nötron sayısı $N > 126$ olan süper ağır çekirdekler için $G = 22$ alınmıştır. Ayrıca çift-çift, çift-tek veya tek-çift ve tek-tek çekirdekler için ön oluşum olasılık değerleri sırasıyla $P = 1$, 0.4 ve 0.35 olarak alınmıştır. Bu değerler, minimum standard sapmaları veren en iyi olasılık faktörleridir. Sonuçları literatürdeki ampirik formüllerle karşılaştırmak için evrensel bozunma kanunu (UDL) ve Royer'in ampirik formülü kullanılarak alfa bozunma yarı ömürleri de hesaplanmıştır. Evrensel bozunma yasası (UDL) Denklem (4.10) ile ifade edilmiş olup, sabitler $a = 0.3949$, $b = -0.3693$ ve $c = -23.7615$ olarak verilmektedir (Qi vd. 2009). Bu sabitler, bu çekirdek grupları için deneysel yarı ömürlerden minimum standard sapmayı verir. Royer yayınladığı çalışmada önerdiği basit bir analitik formül ile atom numaraları $104 \leq Z \leq 118$ aralığında olan süper ağır çekirdeklerin alfa bozunma yarı ömürlerini hesaplamıştır. Bu formül,

$$log_{10}T_{1/2} = a + bA^{1/6}\sqrt{Z} + \frac{cZ}{\sqrt{Q_\alpha}} \tag{4.16}$$

ile verilir ve $a = -26.06$, $b = -1.114$ ve $c = 1.5837$ bozunma sabitleridir (Royer 2000). Burada Z ve A, sırasıyla ana çekirdeğin atom ve kütle numaralarıdır. Denklem (3.20) ve (3.21) kullanılarak ilk olarak atom numarası 104≤Z≤118 aralığındaki deneysel yarı ömürleri bilinen 80 süper ağır çekirdeğin alfa bozunma yarı ömürleri incelenmiştir. Deneysel yarı ömürler ($T_{1/2}^{Deney}$) ve alfa bozunma enerjileri (Q_α) kullanılarak, tüm alfa-kız

ikili sistemlerinin V_0 derinliğinin tam değerleri hesaplanmıştır. Hesaplanan nükleer potansiyel derinliğin tam değerleri 172.58 MeV $\leq V_0 \leq 221.48$ MeV aralığındadır ve ana çekirdeğin atomik kütle numarası A, nötron numarası N ve proton numarası Z'ye göre doğrusal bir dağılıma sahip değildir. Ardından, nükleer potansiyelin derinliğinin aritmetik ortalama değeri V_0=189.90 MeV olarak hesaplamalara dahil edilip deneysel yarı ömürler ile teorik hesaplanan yarı ömürler arasındaki standard sapmaları Denklem (4.14) ile hesaplanmıştır. Nükleer potansiyelin derinliği V_0=189.90 MeV alınarak, standard sapma $\sigma = 0.52$ olarak bulunmuştur. Deney ve teori arasındaki standard sapmayı daha da azaltmak amacıyla, yukarıda hesaplanan V_0 tam değerleri kullanılarak ana ve kız çekirdeklerin kütle, nötron ve proton sayılarının bir fonksiyonu olarak nükleer potansiyel derinliği için ampirik bir formül aranmıştır. Sonuç olarak, kız çekirdeğin kütle numarası A_d'ye bağlı olarak,

$$V_0(A_d) = -0.48A_d + 319.72 \quad \text{MeV} \tag{4.17}$$

formülü üretilmiştir. Denklem (4.17) kullanılarak standard sapma $\sigma = 0.44$ olarak hesaplanmıştır. Bu sonuç ortalama V_0=189.90 MeV değeri ile hesaplanan standard sapmadan daha düşüktür. Standart sapmanın minimum seviyede olması daha hassas yarı ömürlerin elde edilmesi için oldukça önemlidir. Ayrıca deneysel veriler ile UDL ve Royer modellerinin teorik yarı ömürleri arasındaki standard sapmaları da hesaplanıp sırasıyla $\sigma = 0.61$ ve 0.59 olarak bulunmuştur. Cui vd. (2018)'nin yaptığı çalışmada ise ELDM modelinin standard sapması 0.58'dir. Böylece kümelenme modelinin sonuçlarındaki standard sapması UDL, Royer ve ELDM modelleri ile iyi bir uyum içinde olup daha düşük bir sapma yakalanmıştır.

Kümelenme modeli kullanılarak Çizelge 4.15'de 80 süper ağır çekirdeğin alfa bozunma yarı ömürleri gösterilmiştir. Çizelge 4.15'de, ilk dört sütun sırasıyla ana çekirdekleri, alfa bozunma enerjilerini, deneysel yarı ömürleri ve kümelenme modeli ile üretilen yarı ömürleri göstermektedir. Beşinci ve altıncı sütunlar, evrensel bozunma yasası (UDL) ve Royer tarafından geliştirilen formül kullanılarak hesaplanan yarı ömürleri göstermektedir. Son sütun ise ELDM ile elde edilen yarı ömürlerdir. Royer formülü ve ELDM tarafından üretilen alfa bozunma yarı ömürleri, Çizelge 4.15'de gösterildiği gibi birbirine çok yakındır. Deneysel ve teorik yarı ömürler arasındaki farklılıkları daha net görmek için, logaritmik sapmalar ana çekirdeklerin atom kütle numarası A'ya göre değişimi Şekil

Çizelge 4.15. Atom numarası 104≤Z≤118 aralığındaki süper ağır çekirdeklerin deneysel ve teorik alfa bozunma yarı ömürlerinin Kümelenme (KM), UDL, Royer ve ELDM modelleri ile karşılaştırılması. Deneysel alfa bozunma yarı ömürleri ve Q_α değerleri Cui vd. (2018)'den alınmıştır. Yarı ömrün birimi saniye cinsinden olup sonuçlar $log_{10}T_{1/2}$ olarak verilmiştir

Ana	Q_α **(MeV)**	**Deney**	**KM**	**UDL**	**Royer**	**ELDM**
$^{255}104$	9.05	0.65	0.63	-0.03	0.08	0.07
$^{256}104$	8.93	0.32	0.57	0.31	0.43	0.45
$^{258}104$	9.19	-0.97	-0.23	-0.48	-0.39	-0.37
$^{259}104$	9.13	0.41	0.32	-0.33	-0.23	-0.21
$^{261}104$	8.65	0.91	1.74	1.09	1.22	1.24
$^{263}104$	8.25	3.30	3.01	2.37	2.53	2.56
$^{256}105$	9.34	0.45	0.18	-0.51	-0.41	-0.41
$^{257}105$	9.21	0.39	0.47	-0.16	-0.04	-0.04
$^{258}105$	9.50	0.75	-0.31	-0.99	-0.91	-0.90
$^{259}105$	9.62	-0.29	-0.71	-1.33	-1.26	-1.25
$^{270}105$	8.02	3.56	4.11	3.47	3.64	3.67
$^{259}106$	9.80	-0.50	-0.86	-1.45	-1.39	-1.40
$^{260}106$	9.90	-1.90	-1.54	-1.73	-1.68	-1.68
$^{261}106$	9.71	-0.73	-0.67	-1.24	-1.18	-1.19
$^{263}106$	9.40	0.03	0.15	-0.42	-0.33	-0.34
$^{267}106$	8.32	2.80	3.43	2.87	3.03	3.03
$^{269}106$	8.70	2.68	2.13	1.59	1.71	1.72
$^{271}106$	8.66	2.21	2.21	1.69	1.81	1.80
$^{260}107$	10.40	-1.46	-2.03	-2.65	-2.62	-2.62
$^{261}107$	10.50	-1.92	-2.34	-2.91	-2.89	-2.89
$^{265}107$	9.38	-0.03	0.50	-0.02	0.06	0.05
$^{266}107$	9.43	0.40	0.39	-0.18	-0.10	-0.11
$^{267}107$	8.96	1.34	1.71	1.20	1.31	1.28

(Devamı Arkada)

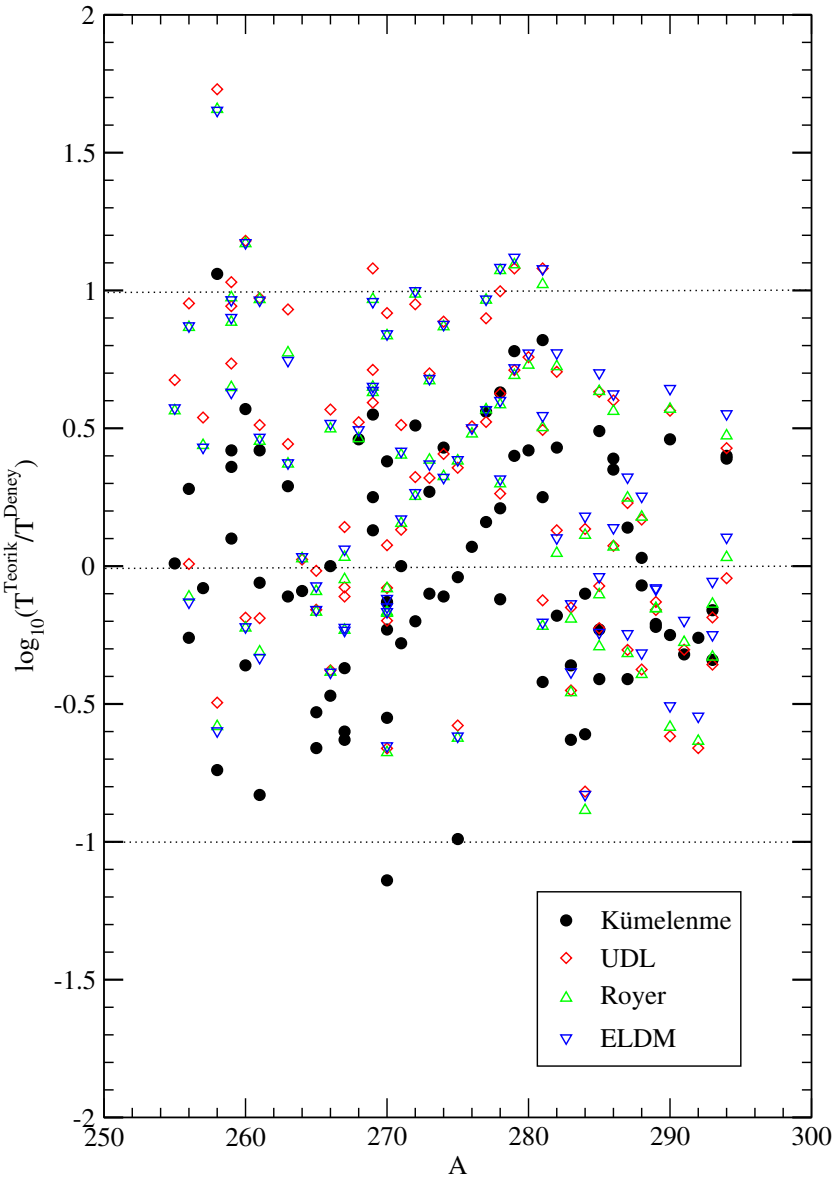
Çizelge 4.15'in devamı

Ana	Q_α (MeV)	Deney	KM	UDL	Royer	ELDM
$^{270}107$	9.06	1.77	1.40	0.85	0.94	0.94
$^{272}107$	9.14	0.91	1.11	0.58	0.66	0.65
$^{274}107$	8.97	1.47	1.58	1.06	1.15	1.16
$^{264}108$	10.59	-2.79	-2.71	-2.83	-2.82	-2.82
$^{265}108$	10.47	-2.70	-2.05	-2.55	-2.54	-2.54
$^{266}108$	10.35	-2.63	-2.17	-2.27	-2.25	-2.25
$^{268}108$	9.62	0.15	-0.30	-0.38	-0.31	-0.34
$^{269}108$	9.32	1.18	0.93	0.46	0.55	0.53
$^{270}108$	9.15	0.88	1.01	0.95	1.05	1.03
$^{273}108$	9.73	-0.04	-0.32	-0.75	-0.71	-0.72
$^{275}108$	9.44	-0.53	0.45	0.03	0.09	0.08
$^{270}109$	10.18	-2.20	-1.06	-1.55	-1.52	-1.54
$^{274}109$	10.04	-0.35	-0.78	-1.24	-1.22	-1.22
$^{275}109$	10.48	-2.01	-1.97	-2.38	-2.39	-2.39
$^{276}109$	9.81	-0.14	-0.22	-0.66	-0.62	-0.64
$^{278}109$	9.59	0.55	0.35	-0.07	-0.02	-0.04
$^{267}110$	11.78	-5.00	-4.40	-4.89	-4.95	-4.76
$^{269}110$	11.51	-3.75	-3.88	-4.35	-4.39	-4.38
$^{270}110$	11.12	-3.69	-3.45	-3.49	-3.52	-3.52
$^{271}110$	10.87	-2.79	-2.51	-2.93	-2.94	-2.95
$^{273}110$	11.37	-3.77	-3.67	-4.1	-4.15	-4.13
$^{277}110$	10.83	-2.38	-2.55	-2.92	-2.95	-2.95
$^{279}110$	9.84	0.30	-0.10	-0.42	-0.39	-0.41
$^{281}110$	8.86	2.34	2.76	2.46	2.56	2.55
$^{272}111$	11.20	-2.42	-2.93	-3.38	-3.40	-3.41
$^{278}111$	10.85	-2.37	-2.26	-2.65	-2.67	-2.69
$^{279}111$	10.52	-0.76	-1.55	-1.85	-1.86	-1.88
$^{280}111$	9.89	0.54	0.12	-0.22	-0.18	-0.22
$^{281}111$	9.41	2.23	1.41	1.14	1.21	1.15

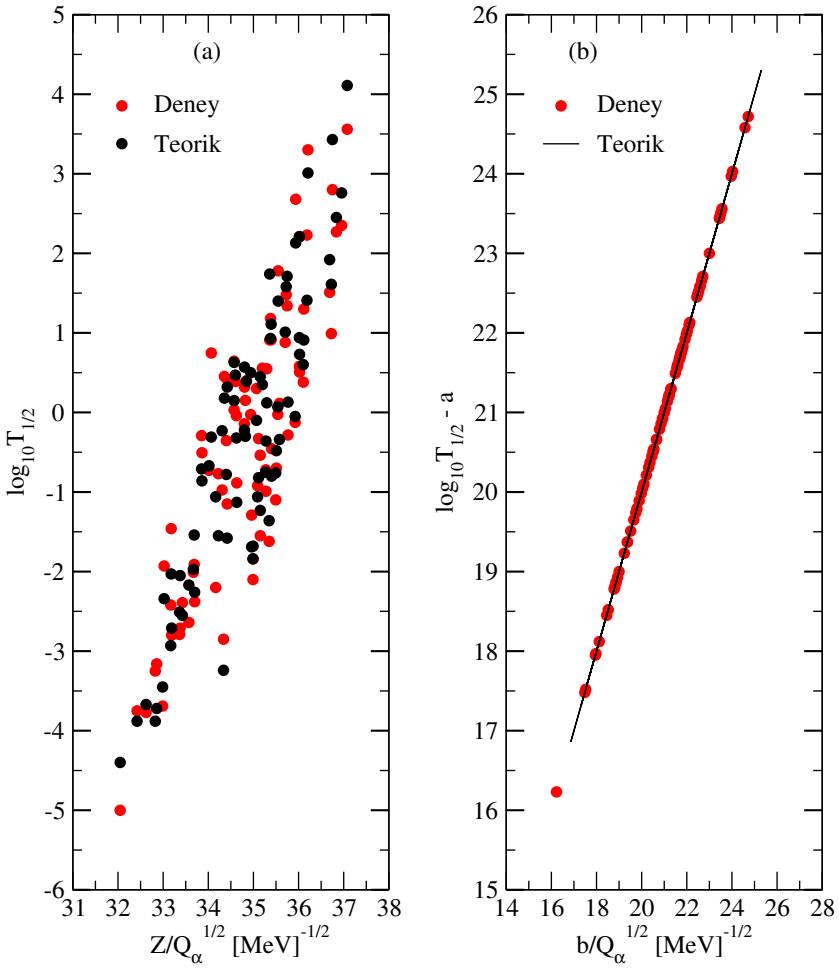
(**Devamı Arkada**)

Çizelge 4.15'in devamı

Ana	Q_α (MeV)	Deney	KM	UDL	Royer	ELDM
$^{282}111$	9.08	2.26	2.45	2.13	2.22	2.17
$^{277}112$	11.62	-3.16	-3.72	-4.06	-4.12	-4.12
$^{281}112$	10.46	-0.88	-1.13	-1.39	-1.38	-1.43
$^{283}112$	9.67	0.57	0.94	0.720	0.77	0.72
$^{284}112$	9.30	0.99	1.61	1.800	1.88	1.82
$^{285}112$	9.32	1.50	1.92	1.720	1.80	1.75
$^{278}113$	11.85	-3.25	-3.88	-4.26	-4.32	-4.33
$^{282}113$	10.78	-1.15	-1.58	-1.86	-1.87	-1.92
$^{283}113$	10.26	-0.99	-0.36	-0.55	-0.53	-0.60
$^{284}113$	10.11	-0.02	0.07	-0.16	-0.13	-0.20
$^{285}113$	9.84	0.50	0.73	0.570	0.61	0.55
$^{286}113$	9.79	1.30	0.91	0.700	0.74	0.68
$^{285}114$	10.54	-0.32	-0.82	-0.96	-0.96	-1.02
$^{286}114$	10.37	-0.45	-0.8	-0.54	-0.52	-0.59
$^{287}114$	10.16	-0.28	0.13	0.010	0.03	-0.03
$^{288}114$	10.07	-0.12	-0.05	0.240	0.27	0.19
$^{289}114$	9.97	0.38	0.60	0.500	0.53	0.46
$^{287}115$	10.74	-0.92	-1.06	-1.16	-1.16	-1.24
$^{288}115$	10.63	-0.72	-0.75	-0.89	-0.89	-0.97
$^{289}115$	10.49	-0.69	-0.48	-0.55	-0.54	-0.61
$^{290}115$	10.45	0.11	-0.34	-0.46	-0.45	-0.53
$^{290}116$	10.99	-2.09	-1.84	-1.49	-1.51	-1.59
$^{291}116$	10.89	-1.55	-1.23	-1.25	-1.27	-1.35
$^{292}116$	10.77	-1.61	-1.36	-0.97	-0.98	-1.07
$^{293}116$	10.68	-1.10	-0.76	-0.75	-0.76	-0.84
$^{293}117$	11.18	-1.83	-1.68	-1.66	-1.69	-1.77
$^{294}117$	11.20	-1.29	-1.69	-1.72	-1.76	-1.84
$^{294}118$	11.81	-2.85	-3.24	-2.81	-2.88	-2.95



Şekil 4.16. Atom numarası 104≤Z≤118 aralığındaki 80 süper ağır çekirdeğin Kümelenme (KM), UDL, Royer formülü ve ELDM modelleri ile elde edilen deneysel ve teorik alfa bozunma yarı ömürleri arasındaki logaritmik sapmalar



Şekil 4.17. (a) 80 süper ağır çekirdeğin $\frac{Z}{\sqrt{Q_\alpha}}$'a karşılık deneysel ve teorik alfa bozunma yarı ömürleri. (b) 80 süper ağır çekirdeğin $\frac{b}{\sqrt{Q_\alpha}}$'ya karşılık $log_{10}T_{1/2} - a$ grafiği

4.16'da gösterilmiştir. Şekil 4.16'daki siyah daire, kırmızı elmas, yeşil yukarı üçgen ve mavi aşağı üçgen sırasıyla kümelenme, UDL, Royer ve ELDM modellerini göstermektedir. Şekil 4.16'da daha uygun sonuçlar elde etmek için UDL modelinin parametreleri yeniden ayarlanmalıdır. Şekil 4.17'de $Z/\sqrt{Q_\alpha}$'a karşı kümelenme modeli sonuçlarıyla deneysel yarı ömürlerin logaritmik bir karşılaştırması sunulmuştur. Siyah ve kırmızı daireler sırasıyla mevcut teorik sonuçlar ve deneysel verileri göstermektedir. Çekirdeklerin izotopik zincirleri için bir Geiger-Nuttall grafiği olmasına rağmen, Şekil 4.17 (a)'da görüldüğü üzere, alfa bozunma yarı ömürleri ile $Z/\sqrt{Q_\alpha}$ parametresi arasında 104≤Z≤118 aralığında doğrusal bir korelasyon elde edilememiştir. Ancak, 80 süper ağır çekirdek için Denklem (3.20)'deki $(log_{10}T_{1/2}) - a$ ve $\frac{b}{\sqrt{Q_\alpha}}$ arasında Şekil 4.17 (b)'de görüldüğü üzere doğrusal bir korelasyon vardır. Sonuç olarak, kümelenme modeli ile üretilen Denklem (3.20), süper ağır çekirdeklerin deneysel alfa bozunma yarı ömürlerini minimum sapma ile üretmiştir. Çizelge 4.15'de verilen süper ağır çekirdeklerin deneysel alfa bozunma yarı ömürlerini açıklamada kümelenme modelinin başarılı olduğu düşünülerek, deneysel alfa bozunma yarı ömürleri bilinmeyen atom numarası 104≤Z≤117 aralığındaki 53 izotopun ve atom numarası Z=118-120 aralığındaki 48 izotopun alfa bozunma yarı ömürleri hesaplanmıştır. Çizelge 4.16'da 104≤Z≤117 aralığındaki süper ağır çekirdeklerin alfa bozunma yarı ömürlerini hesaplanıp Evrensel bozunma yasası (UDL) ve Royer ampirik formülü ile elde edilen sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Çizelge 4.16'da Q_α değerleri NUDAT 3.0'dan alınmıştır. Kümelenme modelinin teorik alfa bozunma yarı ömür tahminleri, UDL ve Royer modelleri ile birbirine yakındır ve Çizelge 4.16'daki veri seti üzerinde benzer bir eğilime sahiptir. Üç model tarafından tahmin edilen sonuçlara göre, $^{266}104$ çekirdeğine ait ikinci veri seti en uzun alfa bozunma yarı ömrüne sahipken, $^{274}110$ çekirdeğine ait $29'$uncu veri seti en kısa bozunma yarı ömrüne sahiptir. Ayrıca atom numarası $Z = 118-120$ aralığında olan 48 izotopun da alfa bozunma yarı ömürleri tahmin edilip UDL, Royer formülü ve ELDM modelleriyle karşılaştırılmıştır. Sonuçlar Çizelge 4.17'de verilmiştir. Ana çekirdeklerin atomik kütle sayısının bir fonksiyonu olarak alfa bozunma yarı ömürlerinin değişimi, Çizelge 4.17'de karşılaştırılan tüm teorik modeller için aynı eğilime sahiptir.
Royer formülü ile ELDM'den elde edilen alfa bozunma yarı ömürlerinin birbirine çok yakın olduğu görülmektedir. Şekil 4.18'de, kümelenme, UDL, Royer formülü ve ELDM modelleri ile $Z = 118 - 120$ aralığındaki ana çekirdeklerin nötron sayısına karşı alfa

Çizelge 4.16. 104≤Z≤117 aralığındaki süper ağır çekirdeklerin tahmin edilen alfa bozunma yarı ömürlerinin Kümelenme (KM), UDL ve Royer modelleri ile karşılaştırılması. Yarı ömrün birimi saniye cinsindendir. Sonuçlar $log_{10}T_{1/2}$ olarak verilmiştir.

Ana	Q_α (MeV)	KM	UDL	Royer
$^{264}104$	8.00	3.47	3.21	3.40
$^{266}104$	7.60	4.93	4.65	4.87
$^{267}104$	7.90	4.17	3.53	3.71
$^{268}104$	8.00	3.39	3.16	3.33
$^{264}105$	8.66	2.06	1.41	1.53
$^{265}105$	8.50	2.50	1.91	2.05
$^{266}105$	8.21	3.52	2.86	3.03
$^{269}105$	8.50	2.42	1.85	1.97
$^{267}106$	8.63	2.40	1.85	1.98
$^{268}106$	8.30	3.08	2.93	3.09
$^{270}106$	9.00	0.77	0.65	0.74
$^{272}106$	8.70	1.66	1.55	1.66
$^{263}107$	10.10	-1.40	-1.94	-1.90
$^{268}107$	9.00	1.62	1.06	1.17
$^{269}107$	8.60	2.81	2.31	2.45
$^{271}107$	9.42	0.26	-0.22	-0.16
$^{273}107$	9.10	1.15	0.68	0.76
$^{271}108$	9.51	0.34	-0.11	-0.04
$^{272}108$	9.78	-0.83	-0.87	-0.83
$^{274}108$	9.57	-0.29	-0.32	-0.27
$^{276}108$	9.28	0.49	0.48	0.55
$^{265}109$	11.10	-3.20	-3.70	-3.72
$^{267}109$	10.90	-2.79	-3.27	-3.28
$^{269}109$	10.50	-1.89	-2.34	-2.33

(**Devamı Arkada**)

Çizelge 4.16'nın devamı

Ana	Q_α (MeV)	KM	UDL	Royer
$^{271}109$	9.91	-0.43	-0.85	-0.81
$^{272}109$	10.40	-1.65	-2.14	-2.13
$^{273}109$	10.81	-2.71	-3.15	-3.17
$^{279}109$	9.40	0.81	0.46	0.51
$^{268}110$	11.70	-4.65	-4.74	-4.79
$^{272}110$	10.80	-2.77	-2.78	-2.79
$^{274}110$	11.70	-4.78	-4.83	-4.90
$^{275}110$	11.40	-3.77	-4.19	-4.25
$^{276}110$	11.11	-3.56	-3.56	-3.60
$^{278}110$	10.47	-2.10	-2.06	-2.07
$^{280}110$	9.81	-0.44	-0.35	-0.32
$^{273}111$	10.90	-2.32	-2.69	-2.70
$^{275}111$	11.80	-4.33	-4.74	-4.81
$^{276}111$	11.50	-3.67	-4.11	-4.16
$^{277}111$	11.20	-3.09	-3.45	-3.49
$^{283}111$	9.36	1.51	1.26	1.33
$^{276}112$	11.90	-4.27	-4.65	-4.72
$^{277}112$	11.62	-3.72	-4.06	-4.12
$^{278}112$	11.31	-3.47	-3.39	-3.43
$^{279}112$	11.04	-2.48	-2.78	-2.81
$^{280}112$	10.73	-2.17	-2.05	-2.06
$^{279}113$	11.50	-3.22	-3.51	-3.55
$^{280}113$	11.20	-2.58	-2.84	-2.87
$^{281}113$	11.00	-2.14	-2.38	-2.40
$^{287}113$	9.54	1.55	1.41	1.47
$^{291}115$	10.30	-0.03	-0.07	-0.06
$^{289}116$	11.10	-1.68	-1.74	-1.77
$^{291}117$	11.50	-2.37	-2.39	-2.43

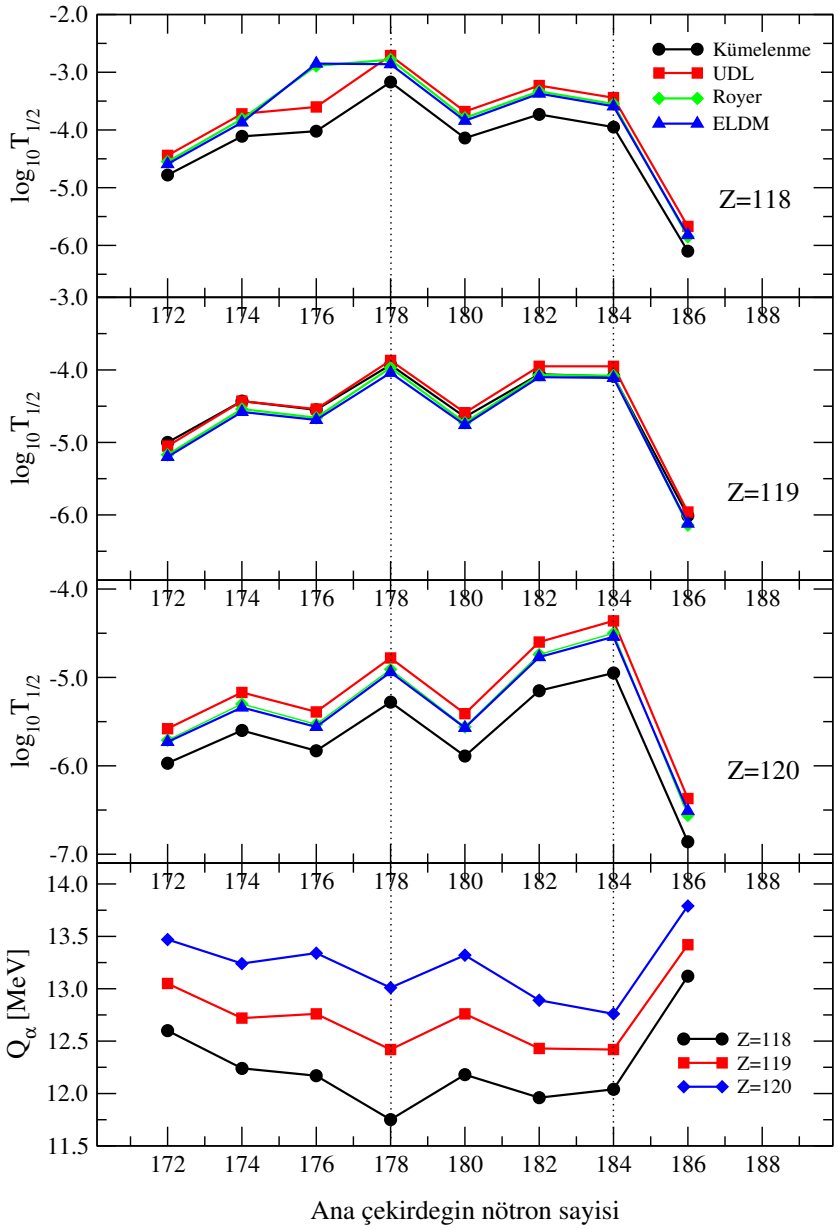
Çizelge 4.17. Z=118-120 aralığındaki süper ağır çekirdeklerin Kümelenme (KM), UDL, Royer ve ELDM modelleri ile tahmin edilen alfa bozunma yarı ömürlerinin karşılaştırılması. WS4 kütle modeli ile elde edilen Q_α değerleri Cui vd. (2018)'den alınmıştır. Alfa bozunma yarı ömrünün birimi saniye cinsindendir. Sonuçlar $log_{10}T_{1/2}$ olarak verilmiştir

Ana	Q_α (MeV)	KM	UDL	Royer	ELDM
$^{289}118$	12.59	-4.34	-4.41	-4.50	-4.56
$^{290}118$	12.60	-4.78	-4.44	-4.54	-4.59
$^{291}118$	12.42	-4.05	-4.09	-4.18	-4.24
$^{292}118$	12.24	-4.11	-3.72	-3.81	-3.87
$^{293}118$	12.24	-3.74	-3.74	-3.83	-3.89
$^{294}118$	12.17	-4.02	-3.60	-3.70	-
$^{295}118$	11.90	-3.08	-3.03	-3.10	-3.18
$^{296}118$	11.75	-3.17	-2.71	-2.78	-2.86
$^{297}118$	12.10	-3.55	-3.50	-3.59	-3.65
$^{298}118$	12.18	-4.14	-3.68	-3.78	-3.84
$^{299}118$	12.05	-3.49	-3.42	-3.51	-3.56
$^{300}118$	11.96	-3.73	-3.23	-3.33	-3.37
$^{301}118$	12.02	-3.48	-3.38	-3.48	-3.53
$^{302}118$	12.04	-3.95	-3.44	-3.54	-3.59
$^{303}118$	12.60	-4.70	-4.63	-4.77	-4.79
$^{304}118$	13.12	-6.10	-5.67	-5.84	-5.82
$^{290}119$	13.07	-4.96	-5.08	-5.19	-5.23
$^{291}119$	13.05	-5.00	-5.05	-5.17	-5.20
$^{292}119$	12.90	-4.69	-4.77	-4.88	-4.93
$^{293}119$	12.72	-4.43	-4.43	-4.53	-4.58
$^{294}119$	12.73	-4.41	-4.46	-4.57	-4.61
$^{295}119$	12.76	-4.55	-4.54	-4.65	-4.69

(**Devamı Arkada**)

Çizelge 4.17'nin devamı

Ana	Q_α (MeV)	KM	UDL	Royer	ELDM
$^{296}119$	12.48	-3.97	-3.98	-4.08	-4.13
$^{297}119$	12.42	-3.93	-3.87	-3.97	-4.04
$^{298}119$	12.71	-4.47	-4.48	-4.60	-4.65
$^{299}119$	12.76	-4.65	-4.59	-4.72	-4.76
$^{300}119$	12.57	-4.25	-4.22	-4.34	-4.39
$^{301}119$	12.43	-4.06	-3.95	-4.06	-4.10
$^{302}119$	12.43	-4.02	-3.96	-4.08	-4.11
$^{303}119$	12.42	-4.09	-3.95	-4.07	-4.11
$^{304}119$	12.93	-5.04	-5.00	-5.16	-5.16
$^{305}119$	13.42	-6.01	-5.96	-6.14	-6.12
$^{291}120$	13.51	-5.58	-5.64	-5.76	-5.79
$^{292}120$	13.47	-5.93	-5.58	-5.71	-5.73
$^{293}120$	13.40	-5.44	-5.46	-5.59	-5.62
$^{294}120$	13.24	-5.57	-5.17	-5.29	-5.34
$^{295}120$	13.27	-5.25	-5.24	-5.37	-5.41
$^{296}120$	13.34	-5.80	-5.39	-5.53	-5.56
$^{297}120$	13.14	-5.06	-5.02	-5.15	-5.19
$^{298}120$	13.01	-5.24	-4.78	-4.91	-4.94
$^{299}120$	13.26	-5.33	-5.28	-5.42	-5.44
$^{300}120$	13.32	-5.86	-5.41	-5.56	-5.57
$^{301}120$	13.06	-5.01	-4.92	-5.06	-5.10
$^{302}120$	12.89	-5.12	-4.60	-4.73	-4.77
$^{303}120$	12.81	-4.59	-4.45	-4.58	-4.63
$^{304}120$	12.76	-4.92	-4.36	-4.50	-4.54
$^{305}120$	13.28	-5.52	-5.40	-5.57	-5.57
$^{306}120$	13.79	-6.83	-6.37	-6.56	-6.51



Şekil 4.18. $Z = 118 - 120$ aralığında ana çekirdeklerin nötron sayısına karşı kümelenme (KM), UDL, Royer formülü ve ELDM modelleri için süper ağır çekirdeklerin tahmin edilen alfa bozunma yarı ömürlerinin grafiği. Alt panel, ana çekirdeklerin nötron sayısına karşı Q_α değerlerinin değişimini gösterir. Dikey kesik çizgiler, $N = 178$ ve $N = 184$'de alfa bozunma yarı ömürlerinin yerel maksimumunu ve alfa bozunma enerjilerinin yerel minimumunu göstermektedir

bozunma yarı ömürlerinin grafiği gösterilmiştir. Ayrıca, ana çekirdeklerin nötron sayısına karşılık alfa bozunma enerjilerinin gösterdiği eğilim grafikte gösterilmiştir. Tüm modellerin ürettiği yarı ömürler benzer özellikler sergilemektedir. Şekil 4.18'de görüldüğü üzere ana çekirdeklerin nötron sayıları artarken, tahmin edilen alfa bozunma yarı ömürlerinin de değerleri artar ve $N = 178$'de maksimum değere ulaşır. Aksine, alfa bozunma enerjileri artan nötron sayısı (N) ile azalır ve $N = 178$'de minimum değere sahiptir. Alfa bozunma yarı ömürleri ve alfa bozunma enerjileri, 178 ve 184 arasında artan nötron sayısı için yaklaşık olarak sabittir. Nötron sayısı $N = 184$'ten sonra, tahmin edilen alfa bozunma yarı ömürleri azalır aksine alfa bozunma enerjileri artar. Bu eğilimler, tahmin edilen alfa bozunma yarı ömürlerinin, Kümelenme, UDL, Royer ve ELDM modellerinin formüllerinde beklendiği gibi bozunma enerjileri ile ters orantılı olduğunu göstermektedir. Ayrıca dört model tarafından $N = 178$ ve $N = 184$'te tahmin edilen alfa bozunma yarı ömürlerinin yerel maksimum değeri, kabuk etkisinden kaynaklandığı düşünülmektedir.

5. SONUÇLAR

İlk bölümde ^{20}Ne çekirdeğinin dönme bandı uyarılma enerjileri E_x, elektriksel kuadrupol geçiş şiddetleri $B(E2\downarrow)$ ve WKB metodu ile alfa bozunma genişlikleri Γ kümelenme modeli çatısı altında fenomenolojik Morse potansiyeli kullanılarak elde edilmiştir. Uyarılma enerjileri ve $B(E2\downarrow)$ geçiş şiddetleri Denklem (2.2) ve (3.4) ile hesaplanmıştır. Burada deneysel enerjileri en iyi açıklayan iki potansiyel seti bulunmuştur. Sadece deneysel enerjiler baz alınırsa Denklem (4.1)'de verilen potansiyel seti daha iyi sonuç üretmiştir. Her iki potansiyel seti ile elde edilen $B(E2\downarrow)$ geçişleri deneysel verilerden oldukça yüksektir. Dolayısıyla her iki potansiyel seti elektriksel kuadrupol geçişleri istenilen düzeyde üretememiştir. Alfa bozunma genişliğinde 6^+ seviyesindeki genişliği ikinci data seti deneysel değere daha yakındır. 8^+ seviyesindeki bozunma genişliği ise oldukça yüksektir. Burada her iki seviye için ön oluşum olasılığı $P = 0.1$ olarak alınmıştır. Bu noktada daha uygun P değerleri seçilerek deneysel bozunma genişlikleri tam olarak elde edilebilir. Yapı gözlenirleri ile eş zamanlı olarak aynı potansiyel setleri kullanılarak $E_{lab} = 40, 42, 44, 46, 48, 50$ ve 54 MeV gelme enerjileri için ^{16}O hedefinden elastik α saçılma diferansiyel tesir kesitleri hesaplanmıştır. Optik potansiyelin reel kısmında kullanılan her iki potansiyel seti ve ayarlanan sanal potansiyel parametreleri deneysel tesir kesitleri oldukça iyi fit etmiştir. Burada sanal potansiyelde yüzey kalınlık parametresi a sabit ve reel potansiyel ile aynı değer alınmıştır. Yine sanal potansiyelde r_w parametresi de sabit tutulmuştur. Ayrıca Denklem (4.3) ile hata analizi yapılmıştır. 54 MeV gelme enerjisinde minimum hata oranı elde edilmiştir. 40 MeV ve 50 MeV gelme enerjilerinde ise oran en yüksektir. Reel ve sanal potansiyel parametreleri daha detaylı analiz edilerek hassas tesir kesitleri üretilebilir. Morse potansiyeli Denklem (2.1)'de görüldüğü üzere üç parametreli bir potansiyeldir. Dolayısıyla üç serbestlik derecesi vardır. Burada minimum serbestlik derecesi ile ^{20}Ne çekirdeğinin deneysel gözlenirleri elde edilmeye çalışılmıştır. Sonuç olarak Morse potansiyeli ^{20}Ne çekirdeğinin $B(E2\downarrow)$ hariç deneysel gözlenirlerini açıklamada başarılıdır.

İkinci bölümde, ^{24}Mg çekirdeğinin nükleer yapısı α+^{20}Ne, ^{8}Be+^{16}O ve ^{12}C+^{12}C ikili kümelenme konfigürasyonları ile incelenmiştir. Söz konusu üç konfigürasyonda nükleon-nükleon M3Y etkileşimli çift katlı potansiyel kullanılarak dönme bandı uyarılma enerjileri E_x, elektriksel kuadrupol geçiş şiddetleri $B(E2\downarrow)$ ve WKB metodu ile α, ^{8}Be ve

^{12}C bozunma genişlikleri Γ hesaplanmıştır. Sonuçlar deneysel veriler ve Buck vd. (1990a) sonuçları ile karşılaştırılmıştır. Uyarılma enerjileri ve $B(E2\downarrow)$ geçiş şiddetleri Denklem (2.2) ve (3.4) ile hesaplanmıştır. α+^{20}Ne kümelenme konfigürasyonu diğer iki konfigürasyona göre deneysel uyarılma enerjilerine daha yakın enerjileri üretmiştir. Bu durum, üç konfigürasyon ile hesaplanan dönme sabiti ile de açıkça görülmektedir. Ayrıca Buck vd. (1990a), ^{12}C+^{12}C konfigürasyonunda cosh potansiyelini kullanarak elde ettiği uyarılma enerjileri ile bizim α+^{20}Ne konfigürasyonu ile elde ettiğimiz enerjiler hemen hemen birbirine yakındır. Ayrıca, önerilen model ile sonuçların tek bir serbestlik derecesi olan λ kullanılarak elde edildiği dikkate alınmalıdır. Diğer taraftan, ^{8}Be+^{16}O ve ^{12}C+^{12}C konfigürasyonları, $B(E2\downarrow)$ geçiş şiddetlerini α+^{20}Ne sistemine göre daha iyi üretmiştir. Ardından WKB yöntemiyle ^{8}Be ve ^{12}C bozunma genişlikleri hesaplanmıştır. Sonuçlar deneysel veriler ve Xu vd. (2010) sonuçları ile iyi bir uyum içindedir. Bozunma genişliği potansiyel derinliğine oldukça duyarlıdır. Potansiyel derinliği de global kuantum sayısı G ile doğrudan ilişkilidir. Dolayısıyla hesaplamalarda farklı G değerleri kullanılarak daha hassas sonuçlar elde edilebilir. Ayrıca, Woods-Saxon kare sanal potansiyeline sahip optik model çerçevesinde $E_{lab} = 20.6$, 21.9, 22.5 ve 23.0 MeV gelme enerjilerinde α+^{20}Ne sisteminin elastik saçılma diferansiyel tesir kesitleri hesaplanmıştır. Çift katlı (folding) potansiyel sonuçları, dar bir enerji aralığında açısal dağılımlara karşılık deneysel diferansiyel tesir kesitleri ile iyi uyum göstermektedir. Ek olarak teorik tesir kesitlerin deneysel verilerden hata oranları analiz edilmiştir. Hesaplanan mevcut oranlar referans (England vd. 1977) sonuçları ile tutarlıdır. Genel olarak, üretilen sonuçlar ^{24}Mg çekirdeğinin nükleer yapı gözlenirlerinin, tek serbestlik derecesi (λ) ile üç konfigürasyon kullanılarak doğru bir şekilde tanımlanabileceğini göstermektedir. Son olarak ^{24}Mg çekirdeğinin deformasyonu bilinmesine rağmen (Doma ve Amin 2002), mevcut hesaplamalarda kız çekirdeğin deformasyon etkileri dikkate alınmamıştır. Gelecekte deforme etkileri dikkate alan çalışmaların daha doğru sonuçlar verebileceği düşünülmektedir.

Üçüncü bölümde, alfa-kız ikili sistemi arasındaki etkileşim potansiyeli, modifiye edilmiş harmonik osilatör ve küresel Coulomb potansiyelinin toplamı olarak tanımlanmış olup etkin potansiyel parametrelerine bağlı olarak ve WKB yaklaşımı kullanılarak analitik yarı ömür formülü elde edilmiştir. Denklem (3.20) ve (3.21)'den görüleceği üzere bozunma yarı ömrü sadece Coulomb bariyerine bağlı olmayıp aynı zamanda nükleer po-

tansiyel derinliğine de duyarlıdır. BS kuantumlanma koşulu ve Wildermuth kuralı kullanılarak, nükleer potansiyel derinliği V_0, G_α ve G_c kuantum sayılarıyla ilişkilendirilir. V_0 parametresi r_2 klasik dönüm noktasını doğrudan etkilemektedir. Dolayısıyla Denklem (3.20)'deki analitik formül nükleer potansiyelin (V_0) derinliğine bağlıdır. Denklem (3.20) kullanılarak, her bozunma izotopu için deneysel alfa ve küme bozunma yarı ömürlerini tam olarak veren potansiyel derinlikleri hesaplanmıştır. Deneysel derinlikler küme çekirdeğinin kütle numarasının bir fonksiyonu olarak minimum standard sapmayı veren ampirik bir formül bulunmuştur. Daha sonra, Denklem (3.20), (4.7), (4.8) ve (4.9) kullanılarak atom numarası $87 \leq Z \leq 96$ aralığında bulunan 50 ağır çekirdekten alfa ve daha ağır kütleli parçacıkların bozunma yarı ömürleri hesaplanmıştır. Hesaplanan teorik sonuçlar UDL, Horoi ve UNIV modelleri ile karşılaştırılmıştır. Önerilen model ile hesaplanan standard sapmaları diğer üç model ile uyumludur. Ayrıca deneysel ve teorik yarı ömürler arasında $log_{10}T_{1/2}$-a=$b/\sqrt{Q}$ lineer korelasyonu bulunmuştur. Sonraki analizde, alfa bozunma yarı ömürlerine göre dallanma oranları araştırılmış ve deneysel veriler ile teorik sonuçlar arasında iyi bir uyum yakalanmıştır. Kümelenme modelinin başarılı sonuçlar verdiği göz önüne alındığında, çeşitli ana çekirdeklerden yayınlanan ^{14}C, ^{20}O, ^{24,25}Ne, ^{28,30}Mg ve ^{32}Si küme çekirdeklerinin bozunma yarı ömürleri tahmin edilmiştir. Kümelenme, UDL, Horoi ve UNIV modellerinin tahmin edilen bozunma yarı ömürleri, kız çekirdeklerin nötron sayısının bir fonksiyonu olarak benzer varyasyonlar göstermektedir. Ayrıca, nötron sayısı $N_d = 126$ olan kız çekirdeklerin kabuk kapanması nedeniyle maksimum enerjiye sahip iken yarı ömürleri minimumdur. Sonuç olarak tahmin edilen küme bozunma yarı ömürleri, gelecekteki deneysel çalışmalara rehberlik edebileceği düşünülmektedir. Özellikle, güvenilir interpolasyon aralığında öngörülen bozunma yarı ömürlerinin deneysel ölçümlerinin gerçekleştirilmesi önerilmektedir.

Dördüncü bölümde, atom numarası $104 \leq Z \leq 118$ aralığında bulunan 80 süper ağır çekirdeğin yarı ömürleri Denklem (3.20) ve (3.21) ile hesaplanmıştır. Öncelikle deneysel yarı ömürleri veren derinlikler belirlenmiş ve kız çekirdeğin kütle numarasının bir fonksiyonu olarak ampirik bir derinlik formülü elde edilmiştir. Bu formül kullanılarak 80 süper ağır çekirdeğin yarı ömürleri hesaplanmıştır. Deneysel verilerin alfa bozunma yarı ömürleri ile kümelenme, UDL, Royer ve ELDM modellerinin teorik sonuçları arasında nicel bir karşılaştırma yapmak için standart sapma hesaplanmıştır. Kümelenme modeli,

UDL, Royer ve ELDM modellerinin standart sapmaları sırasıyla $\sigma = 0.44, 0.61, 0.59$ ve 0.58'dir. Böylece, kümelenme modeli diğer üç modele göre daha düşük bir sapmaya sahiptir. Mümkün olan en düşük sapma bulunarak deneysel ve teorik yarı ömürler arasında Şekil 4.17 (b)'de görüldüğü üzere iyi bir lineer korelasyon yakalanmıştır. Daha sonra, Denklem (3.20) ve (4.17) ile ifade edilen optimize edilmiş potansiyel derinlik kullanılarak, deneysel alfa bozunma yarı ömürleri bilinmeyen atom numaraları $104 \leq Z \leq 117$ aralığında olan 53 izotopun ve $Z = 118$–120 atom numaralı 48 izotopun alfa bozunma yarı ömürleri tahmin edilmiştir. Kümelenme, UDL, Royer modelleri tarafından tahmin edilen sonuçlara göre, Çizelge 4.16'da görüldüğü üzere, $^{266}104$ çekirdeği en uzun alfa bozunma yarı ömrüne ve $^{274}110$ çekirdeği en kısa bozunma yarı ömrüne sahiptir. Aynı şekilde Çizelge 4.17'de kümelenme, UDL, Royer ve ELDM modellerinin tahmin edilen alfa bozunma yarı ömürleri, ana çekirdeklerin nötron sayısına karşı benzer bir eğilime sahip olduğu gösterilmektedir. Bu durum Şekil 4.18'de de açık şekilde görülmektedir. Burada dikkat çeken nokta, tüm modellerin yerel maksimum bozunma yarı ömürlerine ve yerel minimum bozunma enerjilerine $N = 178$ ve $N = 184$'te sahip olmasıdır. Bu durumun ana çekirdeklerdeki kabuğun kapanmasından kaynaklanabileceği düşünülmektedir.

Özetlemek gerekirse kümelenme modeli çatısı altında fenomenolojik ve mikroskobik potansiyeller kullanılarak hafif-ağır çekirdeklerin yapı ve reaksiyon gözlenirleri başarılı bir şekilde açıklanmıştır. Model içerisinde serbestlik derecesinin azaltılması ve aynı model ile bir çok deneysel gözleniri açıklamak modelin güvenilirliğini artıracaktır.

6. KAYNAKLAR

Adel, A. and Alharbi, T. 2017. Cluster decay half-lives of trans-lead nuclei based on a finite-range nucleon–nucleon interaction. *Nuclear Physics A* 958: 187–201.

Akrawy, D.T. and Poenaru, D.N. 2017. Alpha decay calculations with a new formula. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 44: 105105.

Akrawy, D.T. and Ahmed, A.H. 2019. α-decay systematics for superheavy nuclei. *Physical Review C* 100: 044618.

Akrawy, D.T., Poenaru, D.N., Ahmed, A.H. and Sihver, L. 2022. α-decay half-lives new semi-empirical relationship including asymmetry, angular momentum and shell effects. *Nuclear Physics A* 1021: 122419.

Atkins, P.W. and Friedman, R.S., 2011, Molecular Quantum Mechanics, Oxford University Press (Fifth Edition), New York.

Anonymous 1: Nuclear Matter Densities, https://www-nds.iaea.org/RIPL-3/. [Son erişim tarihi: 05.01.2022].

Anonymous 2: Experimental Nuclear Reaction Data, https://www-nds.iaea.org/exfor/. [Son erişim tarihi: 17.02.2022].

Anonymous 3: National Nuclear Data Center, https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/. [Son erişim tarihi: 09.01.2022].

Audi, G., Wapstra, A.H. and Thibault, C. 2003. The Ame2003 atomic mass evaluation: (II). Tables, graphs and references. *Nuclear Physics A* 729: 337-676.

Bayrak, O. 2020. A new simple model for the α-decay. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 47: 025102.

Bezbakh, A.N., Adamian, G.G. and Antonenko, N.V. 2022. Role of spin-orbit strength in the prediction of closed shells in superheavy nuclei. *Physical Review C* 105: 054305.

Blendowske, R. and Walliser, H. 1988. Systematics of cluster-radioactivity-decay constants as suggested by microscopic calculations. *Physical Review Letters* 61: 1930.

Bohr, A.N. and Mottelson, B.R. 1955. Collective nuclear motion and the unified model. Beta and Gamma Ray Spectroscopy, pp. 468-493.

Bohr, A.N. and Mottelson, B.R. 1998a. Nuclear structure. Vol. I: Single particle motion, World Scientific, Singapore.

Bohr, A.N. and Mottelson, B.R. 1998b. Nuclear structure. Vol. II: Nuclear deformations, World Scientific, Singapore.

Bonetti, R., Chiesa, C., Guglielmetti, A. and Migliorino, C. 1993. Discovery of oxygen radioactivity of atomic nuclei. *Nuclear Physics A* 556: 115-122.

Bonetti, R. and Guglielmetti, A. 1993. Cluster radioactivity an overview after twenty years. *Romanian Reports in Physics* 59: 301-310.

Boztosun, I. 2005. Nükleer fizik ders notları. https://docplayer.biz.tr/47292739-Nukleer-fizik-ders-notlari-ismail-boztosun-erciyes-universitesi.html [Son erişim tarihi: 12.11.2021].

Brandan, M.E. and Satchler, G.R. 1997. The interaction between light heavy-ions and what it tells us. *Physics Reports* 285: 143-243.

Brink, D.M. 1966. Proc. Int. School of Physics, Enrico Fermi Course 36, 247, Varenna, ed C. Bloch Academic Press, New York.

Britton, T.M. 2008. The search for the 2^+ excitation of the hoyle state in ^{12}C using ^{12}C(^{12}C,3α)^{12}C reaction, midterm report, University of Birmingham, Birmingham.

Brown, B.A. 1992. Simple relation for alpha decay half-lives. *Physical Review C* 46: 811.

Buck, B., Dover, C.B. and Vary, J.P. 1975. Simple potential model for cluster states in light nuclei. *Physical Review C* 11: 1803-1821.

Buck, B. and Pilt, A.A. 1977. Alpha-particle and triton cluster states in ^{19}F. *Nuclear Physics A* 280: 133-160.

Buck, B., Hopkins, P.D.B. and Merchant, A.C. 1989. A ^{12}C+^{12}C cluser model of ^{20}Ne. *Nuclear Physics A* 513: 75-114.

Buck, B., Hopkins, P.D.B. and Merchant, A.C. 1990a. A ^{12}C+^{12}C cluster model of ^{24}Mg. *Nuclear Physics A* 513: 75-114.

Buck, B., Merchant, A.C. and Perez, S.M. 1990b. New look at α decay of heavy nuclei. *Physical Review Letters* 65: 2975.

Buck, B., Merchant, A.C. and Perez, S.M. 1991. Ground state to ground state alpha decays of heavy even-even nuclei. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 17: 1223.

Buck, B., Merchant, A.C. and Perez, S.M. 1993. Half-lives of favored alpha decays from nuclear ground states. *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 54: 53-73.

Buck, B., Merchant, A.C. and Perez, S.M. 1995a. Systematics of alpha-cluster states above double shell closures. *Physical Review C* 51: 559.

Buck, B., Johnston, J.C., Merchant, A.C. and Perez, S.M. 1995b. Unified treatment of scattering and cluster structure in α-closed shell nuclei: ^{20}Ne and ^{44}Ti. *Physical Review C* 52: 1840.

Buck, B., Merchant, A.C. and Perez, S.M. 1996. Exotic cluster states in actinide nuclei. *Physical Review Letters* 76: 380.

Buck, B., Merchant, A.C. and Perez, S.M. 1998. Systematic study of exotic clustering in even-even actinide nuclei. *Physical Review C* 58: 2049.

Buck, B., Merchant, A.C., Horner, M.J. and Perez, S.M. 2000. Choosing cluster and core in cluster models of nuclei. *Physical Review C* 61: 024314.

Cui, J.P., Zhang, Y.L., Zhang, S. and Wang, Y.Z. 2018. α-decay half-lives of superheavy nuclei. *Physical Review C* 97: 014316.

Cwiok, S., Dobaczewski, Z., Heenen, P.-H., Magierski, P. and Nazarewicz, W. 1996. Shell structure of the superheavy elements. *Nuclear Physics A* 611: 211-246.

Cwiok, S., Nazarewicz, W. and Heenen, P.-H. 1999. Structure of odd-N superheavy elements. *Physical Review Letters* 83: 1108.

de-Shalit A. and Talmi I. 1963. Nuclear shell theory. Academic Press, New York.

Denisov, V.Yu. and Khudenko, A.A. 2009. α-decay half-lives, α-capture, and α-nucleus potential. *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 95: 815-835.

Doma, S.B. and Amin, M.M. 2002. The single particle schrödinger fluid and moments of inertia of the nuclei ^{24}Mg, ^{25}Al, ^{27}Al, ^{183}W and ^{238}Pu. *International Journal of Modern Physics E* 11(5): 455-461.

El-Azab Farid, M., 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.

England, J.B.A., Casal, E., Garcia, A., Picazo, T., Aguilar, J. and Sen Gupta, H.M. 1977. Optical model analysis of the elastic scattering of 20–24 MeV α-particles by ^{12}C, ^{14}N, ^{16}O and ^{20}Ne. *Nuclear Physics A* 284: 29-40.

Erb, K.A. and Betts, R.R. 1980. Resonant and average behavior of the ^{12}C+^{12}C total reaction cross section: $5.6 \leq E_{cm} \leq 10.0$ MeV. *Physical Review C* 22: 507-514.

Farid, M. El-Azab, Mahmoud, Z.M.M. and Hassan, G.S. 2001. α-clustering folding model. *Physical Review C* 64: 014310.

Fletcher, N.R., Fox, J.D., KeKelis, G.J., Morgan, G.R. and Norton, G.A. 1976. Resonant structures in the ^{12}C(^{12}C,^{8}Be)^{16}O reaction. *Physical Review C* 13: 1173.

Freer, M. *et al.* 1995. ^{8}Be and α decay of ^{16}O. *Physical Review C* 51, 1682-1692.

Freer, M. *et al.* 1998. ^{12}C+^{12}C and ^{16}O+^{8}Be decay of ^{24}Mg states excited in the ^{12}C(^{16}O,^{24}Mg)α reaction. *Physical Review C* 57: 1277-1289.

Freer, M., Murgatroyd, J.T., Singer, S.M., Curtis, N., Henderson, D.J., Hofman, D.J. and Wuosmaa, A.H. 2001. *Physical Review C* 63: 034317.

Freer, M. *et al.* 2011. Access to resonant states in ^{24}Mg using the ^{12}C(^{13}C,^{4}He+^{20}Ne)n reaction. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 38 (11): 115106.

Fujiwara, Y. 1979. Cluster-structure study of ^{20}Ne) by "(^{16}O-α)+(^{12}C-^{8}Be)" coupled channel orthogonality condition model. III: Alpha-decay properties, electric transitions and discussion of higher excited states. *Progress of Theoretical Physics* 62 (1): 138-152.

Gamow, G. 1928. Zur quantentheorie des atomkernes. *Zeitschrift für Physik* 51: 204-212.

Gamow, G. 1930. Mass defect curve and nuclear constitution. *Proceedings of the Royal Society A*, 126 (803): 632-644.

Geiger, H. and Nuttall, J.M. 1911. The ranges of the α particles from various radioactive substances and a relation between range and period of transformation. *Philosophical Magazine* 22: 613-621.

Greenwood, L.R., Segel, R.E., Raghunathan, K., Lee, M.A., Fortune, H.T. and Erskine J.R. 1975. ^{12}C(^{12}C,α)^{20}Ne excitation functions and angular distributions. *Physical Review C* 12: 156-178.

Gottfried, K. and Yan, T. 2004. Quantum Mechanics: Fundamentals. Springer, New York.

Gurney, R.W. and Condon, E.U. 1928. Wave mechanics and radioactive disintegration. *Nature* 122: 439.

Hafstad, L. and Teller, E. 1938. The alpha-particle model of the nucleus. *Physical Review* 54: 681-692.

Hahn, B., Ravenhall, D.G. and Hofstadter, R. 1956. High-energy electron scattering and the charge distributions of selected nuclei. *Physical Review* 101: 1131.

Hamilton, J.H., Hofmann, S. and Oganessian, Yu.Ts. 2013. Search for superheavy nuclei. *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 63: 383-405.

Hodgson, P.E. and Běták, E. 2003. Cluster emission, transfer and capture in nuclear reactions. *Physics Reports* 374: 1-89.

Hofmann, S. and Münzenberg, G. 2000. The discovery of the heaviest elements. *Review of Modern Physics* 72: 733.

Horoi, M. 2004. Scaling behaviour in cluster decay. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 30: 945.

Hourani, E., Hussonnois, M. and Poenaru, D.N. 1989. Radioactivities by light fragment (C, Ne, Mg) emission. *Annales de Physique* 14: 311-345.

Ibrahim, T.T. 2009. A cluster study of the nuclei ^{212}Po and ^{218}Rn. PhD Thesis, Stellenbosch University, Cape Town, 29.

Ibrahim, T.T., Perez, S.M. and Wyngaardt, S.M. 2010. Hybrid potential model of the α-cluster structure of ^{212}Po. *Physical Review 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 *Progress of Theoretical Physics Supplement* E68: 464-475.

Jia, J., Qian, Y. and Ren, Z. 2021. Possible cluster states in heavy and superheavy nuclei. *Physical Review C* 104: L031301.

James, D.R. and Fletcher, N.R. 1978. Excitation functions and Legendre analysis for the ^{12}C(^{12}C,^{8}Be)^{16}O (g.s.) reaction. *Physical Review C* 17: 2248-2252.

Karakoc, M. and Boztosun, I. 2006. α-α double folding cluster potential description of the ^{12}C+^{24}Mg system. *Physical Review C* 73: 047601.

Kimene Kaya, B.D.C., Ibrahim, T.T. and Wyngaardt, S.M. 2022. α-α correlations in nuclei above the doubly-magic ^{208}Pb nucleus. *Physical Review C* 105: 034327.

Kramers, H.A. 1926. Wellenmechanik und halbzahlige quantisierung. *Zeitschrift für Physik* 39: 828-840.

Koyuncu, F., Soylu, A. and Bayrak, O. 2017. Binary cluster model calculations for ^{20}Ne and ^{44}Ti nuclei. *Modern Physics Letters A* 32: 1750050.

Koyuncu, F. 2021. A new potential model for alpha decay calculations. *Nuclear Physics A* 1012: 122211.

Kucuk, Y. and Boztosun, I. 2006. Global examination of the ^{12}C+^{12}C reaction data at low and intermediate energies. *Nuclear Physics A* 764: 160-180.

Landau R.H., Páez, M.J. and Bordeianu, C.C. 2015. Computational Physics: Problem Solving with Python, Wiley.

Langer, R.E. 1937. On the connection formulas and the solutions of the wave equation. *Physical Review* 51: 669.

Lilley, J.S. 2001. Nuclear physics-principles and applications. Wiley, Manchester.

Ledoux, R.J., Ordonez, C.E., Bechara, M.J., Al-Juwair, H.A., Lavelle, G. and Cosman, E.R. 1984. Selective alpha particle decay of ^{12}C+^{12}C resonances to excited ^{20}Ne rotational bands observed in the ^{12}C(^{12}C,α)^{20}Ne reaction. *Physical Review C* 30: 866-877.

Love, W.G. and Satchler, G.R. 1970. Exchange effects with a realistic interaction for inelastic scattering. *Nuclear Physics A* 159: 1-44.

Love, W.G. and Owen, L.W. 1975. Exchange effects from realistic interactions in the reformulated optical model. *Nuclear Physics A* 239: 74-82.

Mayer, M. 1949. On Closed Shells in Nuclei. II. *Physical Review*, 75 (12): 1969-1970.

Michel, F., Albinski, J., Belery, P., Delbar, Th., Gregoire, Gh., Tasiaux, B. and Reidemeister, G. 1983. Optical model description of α+^{16}O elastic scattering and alpha-cluster structure in ^{20}Ne. *Physical Review C* 28: 1904.

Michel, F., Reidemeister, G. and Ohkubo, S. 1986. Evidence for alpha-particle clustering in the ^{44}Ti nucleus. *Physical Review Letters* 57: 1215.

Michel, F., Reidemeister, G. and Ohkubo, S. 1988. Potential description of the positive- and negative-energy properties of the α+^{40}Ca system and α-cluster structure of ^{44}Ti. *Physical Review C* 37, 292.

Michel, F., Ohkubo, S. and Reidemeister, G. 1998. Local potential approach to the alpha-nucleus interaction and alpha-cluster structure in nuclei. *Progress of Theoretical Physics Supplement* 132: 7-72.

Mohr, P. 2017. α-cluster states in ^{46,54}Cr from double-folding potentials. *The European Physical Journal A* 53: 209.

Mohr, P. 2020. Yrast band in the heavy $N = Z$ nucleus ^{88}Ru: α-cluster approach. *The European Physical Journal A* 56: 127.

Moody, K.J., Hulet, E.K., Wang, S. and Price, P.B. 1989. Heavy-fragment radioactivity of ^{234}U. *Physical Review C* 39: 2445.

Morinaga, H. 1956. Interpretation of some of the excited states of 4n self-conjugate nuclei. *Physical Review* 101: 254-258.

Morse, P. M. (1929). Diatomic molecules according to the wave mechanics. II. Vibrational levels. *Physical Review* 34 (1): 57–64.

Murgatroyd, J.T. *et al.* 1998. O-16+Be-8 breakup of Mg-24 via the C-12(Ne-20, (OBe)-O-16-Be-8)Be-8 and C-12(Mg-24, (OBe)-O-16-Be-8)C-12 reactions. *Physical Review C* 58: 1569-1575.

Ni, D.D., Ren, Z., Dong, T. and Xu, C. 2008. Unified formula of half-lives for α decay and cluster radioactivity. *Physical Review C* 78: 044310.

Ni, D. and Ren, Z. 2011. α-cluster structure above doubly closed shells in a generalized density-dependent cluster model. *Physical Review C* 83: 014310.

Nilsson, S.G. *et al.* 1969. On the nuclear structure and stability of heavy and superheavy elements. *Nuclear Physics A* 131: 1-66.

Oganessian, Yu.Ts. 2007. Heaviest nuclei from ^{48}Ca-induced reactions. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 34: R165.

Oganessian, Yu.Ts. *et al.* 2010. Synthesis of a new element with atomic number $Z = 117$. *Physical Review Letters* 104: 142502.

Oganessian, Yu.Ts. *et al.* 2011a. Eleven new heaviest isotopes of elements $Z = 105$ to $Z = 117$ identified among the products of ^{249}Bk+^{48}Ca reactions. *Physical Review C* 83: 054315.

Oganessian, Yu.Ts. 2011b. Synthesis of the heaviest elements in ^{48}Ca-induced reactions. *Radiochimica Acta* 99: 429-439.

Oganessian, Yu.Ts. *et al.* 2012. Production and decay of the heaviest nuclei ^{293,294}117 and ^{294}118. *Physical Review Letters* 109: 162501.

Oganessian, Yu.Ts. *et al.* 2013. Investigation of the ^{243}Am+^{48}Ca reaction products previously observed in the experiments on elements 113, 115, and 117. *Physical Review C* 87: 014302.

Oganessian, Yu.Ts. and Utyonkov, V.K. 2015. Super-heavy element research. *Reports on Progress in Physics* 78: 036301.

Ohkubo, S. 1995. Alpha clustering and structure of ^{94}Mo and ^{212}Po. *Physical Review Letters* 74: 2176.

Ohkubo, S. 2021. Evidence of a higher nodal band α+^{40}Ca cluster state in fusion reactions and α clustering in ^{48}Ti. 104: 054310.

Pritychenko, B., Birch, M., Horoi, M. and Singh, B. 2014. B(E2) evaluation for $0_1^+ \rightarrow 2_1^+$ transitions in even-even nuclei. *Nuclear Data Sheets* 120: 112-114.

Poenaru, D.N., Schnabel, D., Greiner, W. 1991a. Nuclear lifetimes for cluster radioactivities. *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 48 (2): 231-327.

Poenaru, D.N. and Greiner, W. 1991b. Cluster preformation as barrier penetrability. *Physica Scripta* 44: 427.

Poenaru, D.N. 1996. Nuclear Decay Modes. Institute of Physics Publishing, Bristol, 577.

Poenaru, D.N., Plonski, I.H. and Greiner, W. 2006a. α-decay half-lives of superheavy nuclei. *Physical Review C* 74: 014312.

Poenaru, D.N., Plonski, I.H., Gherghescu, R.A. and Greiner, W. 2006b. Valleys due to Pb and Sn on the potential energy surface of superheavy and lighter α-emitting nuclei. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 32: 1223.

Poenaru, D.N., Gherghescu, R.A. and Greiner, W. 2011. Single universal curve for cluster radioactivities and α decay. *Physical Review C* 83: 014601.

Poenaru, D.N. and Gherghescu, R.A. 2016. Spontaneous fission of the superheavy nucleus ^{286}Fl. *Physical Review C* 94: 014309.

Poenaru, D.N. and Gherghescu, R.A. 2017. Cluster preformation at the nuclear surface in cold fission. *Europhysics Letters* 118: 22001.

Poenaru, D.N., Stöcker, H. and Gherghescu, R.A. 2018. Cluster and alpha decay of superheavy nuclei. *European Physical Journal A* 54: 14.

Qi, C., Xu, F.R., Liotta, R.J. and Wyss, R. 2009. Universal decay law in charged-particle emission and exotic cluster radioactivity. *Physical Review Letters* 103: 072501.

Qi, C., Delion, D.S., Liotta, R.J. and Wyss, R. 2012. Effects of formation properties in one-proton radioactivity. *Physical Review C* 85: 011303(R).

Rae, W.D.M. 1988. Clustering phenomena and shell effects in nuclear structure and reactions. *International Journal of Modern Physics A* 3 (6): 1343-1372.

Rae, W.D.M. and Merchant, A.C. 1993. Shape eigenstates and other one- and two-dimensional alpha-cluster structures in light nuclei. *Modern Physics Letters A* 8 (26): 2435-2447.

Raman, S., Nestor, W. and Tikkanen, P. 2001. Transition probability from the ground to the first-excited 2^+ state of even–even nuclides. *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 78: 1, 1-128.

Royer, G. 2000. Alpha emission and spontaneous fission through quasi-molecular shapes. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 26: 1149.

Rutz, K., Bender, M., Bürvenich, T., Schilling, T., Reinhard, P.-G., Maruhn, J.A. and Greiner, W. Superheavy nuclei in self-consistent nuclear calculations. *Physical Review C* 56: 238.

Sahu, B., Paira, R. and Rath, B. 2013. General decay law for emission of charged particles and exotic cluster radioactivity. *Nuclear Physics A* 908: 40-50.

Sandulescu A, Poenaru, D.N. and Greiner, W. 1980. New type of decay of heavy nuclei intermediate between fission and. cap alpha. decay. *Soviet Journal of Particles and Nuclei* 11: 528.

Santhosh, K.P., Biju, R.K. and Sahadevan, S. 2010. Cluster formation probability in the trans-tin and trans-lead nuclei. *Nuclear Physics A* 838: 38-49.

Santhosh, K.P., Priyanka, B. and Unnikrishnan, M.S. 2012. Cluster decay half-lives of trans-lead nuclei within the Coulomb and proximity potential model. *Nuclear Physics A* 889: 29-50.

Santhosh, K.P., Jose, T.A. and Deepak, N.K. 2022. Probable chances of radioactive decays from superheavy nuclei $^{290-304}120$ within a modified generalized liquid drop model with a Q-value-dependent preformation factor. *Physical Review C* 105: 054605.

Satchler, G.R. and Love, W.G. 1979. Folding model potentials from realistic interactions for heavy-ion scattering. *Physics Reports* 55: 183-254.

Satchler, G.R. 1980. Introduction to Nuclear Reactions. Mc Millan Press Ltd, pp. 64-69, London.

Satchler, G.R. 1983. Nucleus-nucleus potentials. *Nuclear Physics A* 409: 3-20.

Sobiczewski, A., Gareev, F. and Kalinkin, B. 1966. Closed shells for $Z > 82$ and $N > 126$ in a diffuse potential well. *Physics Letters* 22: 500-502.

Souza, M.A. and Miyake, H. 2015. α-cluster structure in even-even nuclei around ^{94}Mo. *Physical Review C* 91: 034320.

Souza, M.A. and Miyake, H. 2021. Search for the α+core structure in the ground state bands of 22$\leq$Z$\leq$42 even-even nuclei. *Physical Review C* 104: 064301.

Soylu, A. 2010. Oksijen çekirdeğindeki alfa kümelenme yapısının araştırılması. Doktora Tezi, Niğde Ömer Halisdemir Üniversitesi, Niğde, 118 s.

Soylu, A., Koyuncu, F., Coban, A., Bayrak, O. and Freer, M. 2018. Investigation of deformation effects on the decay properties of cluster states in ^{16}O. *Annals of Physics* 391: 263-277.

Soylu, A. 2019. Search for decay modes of heavy and superheavy nuclei. *Chinese Physics C* 43 (7): 074102.

Soylu, A. and Qi, C. 2021. Extended universal decay law formula for the α and cluster decays. *Nuclear Physics A* 1013: 122221.

Thompson, I.J. 1997. FRESCO, A coupled-channels code (yayınlanmamış), England.

Tohsaki, A., Horiuchi, H., Schuck P., and Röpke, G. 2001. Alpha cluster condensation in ^{12}C and ^{16}O. *Physical Review Letters* 87: 192501.

Wang, S., Price, P.B., Barwick, S.W., Moody, K.J. and Hulet, E.K. 1987. Radioactive decay of ^{234}U via Ne and Mg emission. *Physical Review C* 36: 2717(R).

Wahl, A.C. 1988. Nuclear-charge distribution and delayed-neutron yields for thermal-neutron-induced fission of ^{235}U, ^{233}U, and ^{239}Pu and for spontaneous fission of ^{252}Cf. *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 39: 1-156.

Weldon, C. *et al.* 2011. High-resolution measurement of absolute α-decay widths in ^{16}O. *Physical Review C* 83: 064324.

Wentzel, G. 1926. Eine verallgemeinerung der quantenbedingungen fuer die zwecke der wellenmechanik. *Zeitschrift für Physik* 38: 518-529.

Wheeler, J. 1937. Molecular viewpoints in nuclear structure. *Physical Review*, 52 (11): 1083-1106.

Wildermuth, K. and Tang, Y.C. 1977. A Unified theory of the nucleus (Vieweg).

Woods, R.D. and Saxon, D.S. 1954. Diffuse surface optical model for nucleon-nuclei scattering. *Physical Review* 95:577.

Xu, C. and Ren, Z. 2006. New deformed model of α-decay half-lives with a microscopic potential. *Physical Review C* 73: 041301.

Xu, C. and Ren, Z. 2008. α-decay half-lives of ground and isomeric states of exotic nuclei around closed shells. *Physical Review C* 78: 057302.

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}Be+^{16}O and ^{12}C+^{12}C decays. *Physical Review C* 81: 054319.

Yang, H.B. *et al.* 2022. New isotope ^{207}Th and odd–even staggering in α-decay energies for nuclei with $Z > 82$ and $N < 126$. *Physical Review C* 105: L051302.

Zhang, S., Zhang, Y., Cui, J. and Wang, Y. 2017. Improved semi-empirical relationship for α-decay half-lives. *Physical Review C* 95: 014311.

Zettili, N. 2001. Quantum Mechanics: Concepts and Applications. John Wiley and Sons, West Sussex.

7. EKLER

EK-1:

Çift katlı potansiyel, kümelenme modeli çerçevesinde çekirdeğin nükleon yoğunluğuna dayanan mikroskobik bir yaklaşımdır. Denklem (2.7), integre edilmesi oldukça zor olan altı boyutlu bir integral içerir. Ancak momentum uzayında çalışılırsa, Fourier dönüşümleri ile üç boyutlu bir integrale indirgenir ve integrasyon için daha basit hale getirilir. Denklem (2.7)'in Fourier transformu,

$$v(\vec{r}_{12}) = (2\pi)^{-3} \int d\vec{k}\tilde{v}(\vec{k}) exp\Big[- i\vec{k}.(\vec{r} + \vec{r_2} - \vec{r_1})\Big] \tag{7.1}$$

ve

$$V_{DF}(\vec{r}) = (2\pi)^{-3} \int d\vec{k} exp(-i\vec{k}.\vec{r})\tilde{v}(\vec{k})\tilde{\rho}_{\alpha}(\vec{k})\tilde{\rho}_{d}(-\vec{k}) \tag{7.2}$$

ve

$$\begin{aligned} \tilde{V}_{DF}(\vec{k}) &= \int d\vec{r} exp(i\vec{k}.\vec{r}) V_{DF}(\vec{r}) \\ &= \tilde{v}(\vec{k})\tilde{\rho}_{\alpha}(\vec{k})\tilde{\rho}_{d}(-\vec{k}) \end{aligned} \tag{7.3}$$

şeklindedir (Satchler ve Love 1979). Denklem (7.3)'de katlı integralleri hesaplarken Fourier dönüşümlerini kullanmanın avantajı, katlı integral ile elde edilen fonksiyonun Fourier dönüşümünün, integraldeki fonksiyonların Fourier dönüşümlerinin çarpımına eşit olmasıdır. Böylece doğrudan katlı integrali hesaplamak yerine, integraldeki her bir fonksiyonu ayrı ayrı hesaplayıp, elde edilen terimlerin hepsinin birbiri ile çarpılarak ve ardından ters Fourier dönüşümü alınarak katlı integralin sonucu çok daha kolay bulunabilir.

EK-2:

Numerov yöntemi, dalga fonksiyonunun Taylor açılımına dayanır ve $\frac{d^2\psi(r)}{dr^2} + k(r)\psi(r) = 0$ biçimindeki ikinci dereceden ve lineer adi diferansiyel denklemin sayısal çözümü için kullanılır. Numerov algoritması,

$$\psi(r+h) = \frac{2[1 - \frac{5}{12}h^2k^2(r)]\psi(r) - [1 + \frac{h^2}{12}k^2(r-h)]\psi(r-h)}{\frac{1+h^2k^2(r+h)}{12}} + O(h^6) \tag{7.4}$$

şeklindedir (Landau vd. 2015). Burada h adım sayısıdır. Nümerik hata h^6 ile orantılıdır. $r_n = r_i + nh$, $\psi_n = \psi(r_n)$ ve $k_n = k(r_n)$ eşitlikleri tanımlanarak daha uygun algoritma formu,

$$\psi_{n+1} = \frac{2[1 - \frac{5}{12}h^2k_n^2]\psi_n - [1 + \frac{h^2}{12}k_{n-1}^2]\psi_{n-1}}{1 + \frac{h^2k_{n+1}^2}{12}} \tag{7.5}$$

elde edilir. Dalga fonksiyonu sınır koşullarını sağlamalıdır ve ilk r_i ve son r_f radyal koordinatlarında sıfır olmalıdır; $\psi(r_i) = 0$, $\psi(r_f) = 0$. Uygun adım boyutu, $h = (r_f - r_i)/N$ ile tanımlanabilir ve burada N, adım sayısıdır. $\psi_0 = 0$ ve keyfi ψ_1 değeri alınarak, yinelemeli Denklem (7.5) ile ψ_2, ψ_3, ..., vb. değerleri elde edilebilir. $r_i = 0$'da dalga fonksiyonunun sıfır olmasını sağlamak için Denklem (7.5)'de $n \to n+1$ alınabilir. Böylece 0'dan N'ye n sayısı alınarak, $\psi(r_i)$'den $\psi(r_f)$'ye dalga fonksiyonunun sayısal değerleri hesaplanabilir.

ÖZGEÇMİŞ

Ramazan DAĞTAŞ

ÖĞRENİM BİLGİLERİ

Doktora 2017-2023	Akdeniz Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı, Antalya
Yüksek Lisans 2012-2016	Akdeniz Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı, Antalya
Lisans 2004-2011	Ege Üniversitesi Fen Fakültesi, Fizik Bölümü, İzmir

MESLEKİ VE İDARİ GÖREVLER

Öğretim Görevlisi 2019-2023	Milli Savunma Üniversitesi Deniz Astsubay Meslek Yüksekokulu, Temel Bilimler Bölümü

ESERLER

Uluslararası hakemli dergilerde yayınlanan makaleler

1- Dagtas, R. and Bayrak, O. (2022). Clustering effect in description of the alpha and heavier decay half-life. *Physica Scripta*, 97 (10), 105301. Doi:10.1088/1402-4896/ac8ad7.

2- Dagtas, R. and Bayrak, O. (2022). New predictions on alpha decay half-lives of superheavy nuclei. *Acta Physica Polonica B*, 53, 9-a2. Doi:10.5506/aphyspolb.53.9-a2.

Ulusal ve Uluslararası Projeler:

1- Alfa Kümelenme Potansiyeli Kullanılarak ^{24}Mg Çekirdeğinin Nükleer Yapı ve Rezonans Gözlenirlerinin İncelenmesi, Akdeniz Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri (B.A.P) Destekleme Birimi (Proje No: 2014.02.0121.026), Antalya, 2015.

2- Hafif, Orta ve Ağır Çekirdeklerin Nükleer Yapı ve Reaksiyon Gözlenirlerinin Kümelenme Modelini Kullanarak Teorik Olarak İncelenmesi, TÜBİTAK 1001 (Proje No: 113F225), Yüksek Lisans Öğrencisi-bursiyer, 2014.