

**ANKARA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

SÜPER-AĞIR ÇEKİRDEKLERİN FİSYON ZAMANININ ANALİZİ

Şerife Açelya USTA

FİZİK ANABİLİM DALI

**ANKARA
2014**

Her hakkı saklıdır

ETİK

Ankara üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez içindeki bütün bilgilerin doğru ve tam olduğunu, bilgilerin üretilmesi aşamasında bilimsel etiğe uygun davrandığımı, yararlandığım bütün kaynakları atıf yaparak belirttiğimi beyan ederim.

21.08.2014

Şerife Açelya USTA

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

SÜPER-AĞIR ÇEKİRDEKLERİN FİSYON ZAMANININ ANALİZİ

Şerife Açelya USTA

Ankara Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Doç. Dr. Bülent YILMAZ

Nükleer fizikte güncel çalışma konularından biri kararlılık vadisi olarak adlandırılan, uzun ömürlü çekirdeklerin öngörüldüğü bölgedeki süper-ağır çekirdeklerin keşfedilmesidir. Süper-ağır çekirdeklerin oluşturulması sadece düşük enerjili füzyon reaksiyonları ile mümkün olabilmektedir. Bu reaksiyonlarla oluşturulan sıcak bileşik çekirdeklerin foton ve nötron salarak soğuyup kararlı çekirdeği oluşturması beklenmektedir. Bu tez çalışmasında fisyon mekanizmasıyla yarışan hafif parçacık salımı hesaba katılarak bileşik çekirdeklerin fisyon zamanı ve süper-ağır çekirdeklerin fisyon zamanının bağlı olduğu parametreler incelenmiştir.

Ağustos 2014, 60 sayfa

Anahtar Kelimeler: Süper-ağır çekirdekler, fisyon, fisyon süresi, Coulomb bariyeri, nükleer fisyon, dinamik model, istatistiksel model, Langevin denklemi

ABSTRACT

Master Thesis

ANALYSIS OF FISSION TIME OF SUPER-HEAVY NUCLEI

Şerife Açelya USTA

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

Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Bülent YILMAZ

One of the hot subjects in nuclear physics is the discovery of super heavy nuclei in the so called island of stability where long-lived nuclei are expected. The production of super heavy nuclei is only possible at low energy fusion reactions. The compound nuclei, which are produced by these reactions, are expected to cool down and form super heavy nuclei by neutron or gamma evaporation. In this thesis, fission time and the parameters that effect the fission time of compound nuclei are investigated by taking into account light particle evaporation that is competing with fission mechanism.

August 2014, 60 pages

Key Words: Super-heavy nuclei, fission, fission time, Coulomb barrier, nuclear fission, dynamic model, statistical model, Langevin equation

TEŐEKKÖR

Tez alıŐmalarımın her aşamasında bana yol gÖsteren ve bŸyŸk destek sağlayan değerli hocam Do. Dr. BŸlent YILMAZ'a (Ankara Ÿniversitesi Fizik Anabilim Dalı) ok teŐekkŸr ederim.

Şerife Açelya USTA
Ankara, AĞustos 2014

İÇİNDEKİLER

TEZ ONAY SAYFASI

| | |
|--|-----|
| ETİK..... | i |
| ÖZET..... | ii |
| ABSTRACT..... | iii |
| TEŞEKKÜR | iv |
| SİMGELER DİZİNİ | vi |
| ŞEKİLLER DİZİNİ | vii |
| 1. GİRİŞ | 1 |
| 2. SÜPER AĞIR ÇEKİRDEKLER (SAÇ) | 4 |
| 2.1 Kararlık Vadisi..... | 15 |
| 3. ÇEKİRDEKLERDE BÖLÜNME REAKSİYONLARI (NÜKLEER FİSYON).18 | |
| 3.1 Çekirdekte Bölünme Reaksiyonu | 18 |
| 3.2 Nükleer Fisyonunda Yitim Mekanizması | 19 |
| 3.2.1 Langevin denklemi | 21 |
| 3.2.2 Fokker-Planck denklemi | 24 |
| 4. ÇEKİRDEK BOZUNUM MODELLERİ | 28 |
| 4.1 Dinamik Model | 28 |
| 4.2 İstatistiksel Model | 28 |
| 4.3 Bileşik Model | 35 |
| 5. FİSYONUN LANGEVİN DİNAMİĞİ | 36 |
| 5.1 Fisyon İçin Langevin Denklemi | 37 |
| 6. İZOMERİK YAPININ FİSYON ZAMANI ÜZERİNE ETKİLERİ | 41 |
| 6.1 Fisyon Zamanını Hesaplamak İçin Kullanılan Model..... | 42 |
| 7. HESAPLAMALAR..... | 47 |
| 8. TARTIŞMA VE SONUÇ..... | 55 |
| KAYNAKLAR | 56 |
| ÖZGEÇMİŞ | 60 |

SİMGELER DİZİNİ

| | |
|----------|-------------------------------------|
| V | Potansiyel |
| q | Kütle merkezleri arasındaki uzaklık |
| h | Boyun parametresi |
| α | Asimetri parametresi |
| R t | Rastgele kuvvet |
| Z | Proton sayısı |
| N | Nötron sayısı |
| η | Sürtünme katsayısı |
| D | Difüzyon sabiti |

ŞEKİLLER DİZİNİ

| | |
|--|----|
| Şekil 1.1 Potansiyel grafiği | 3 |
| Şekil 2.1 Soğuk füzyon reaksiyonu | 13 |
| Şekil 2.2 Reaksiyon mekanizması | 15 |
| Şekil 2.3 $N=178$ ve $Z=118$ çevresinde teorik kararlılık vadisi.. .. | 17 |
| Şekil 5.1 c ve h' in farklı değerleri için çekirdek şekilleri ($\alpha = 0$)..... | 38 |
| Şekil 5.2 Filyon süreci | 40 |
| Şekil 7.1 Tek bariyerli potansiyelin filyon süresi | 47 |
| Şekil 7.2 Tek bariyerli potansiyelin kopma öncesi salınan ortalama nötron sayısı | 48 |
| Şekil 7.3 Tek bariyerli potansiyelde P olasılığı | 48 |
| Şekil 7.4 Çift bariyerli potansiyelin filyon süresi | 49 |
| Şekil 7.5 Çift bariyerli potansiyelin kopma öncesi salınan ortalama nötron sayısı | 50 |
| Şekil 7.6 Çift bariyerli potansiyelde P olasılığı | 50 |
| Şekil 7.7 Filyon bariyer yüksekliğine karşılık çift bariyerli potansiyelin filyon süresini tek bariyerli potansiyelin filyon süresine oranı. | 51 |
| Şekil 7.8 Filyon bariyer yüksekliğine karşılık çift bariyerli potansiyelde kopma öncesi salınan nötron sayısının tek bariyerli potansiyelde salınan nötron sayısına oranı..... | 51 |
| Şekil 7.9 Filyon bariyer yüksekliğine karşılık çift bariyerli potansiyelin P olasılığının tek bariyerli potansiyelin P olasılığına oranı | 52 |

1. GİRİŞ

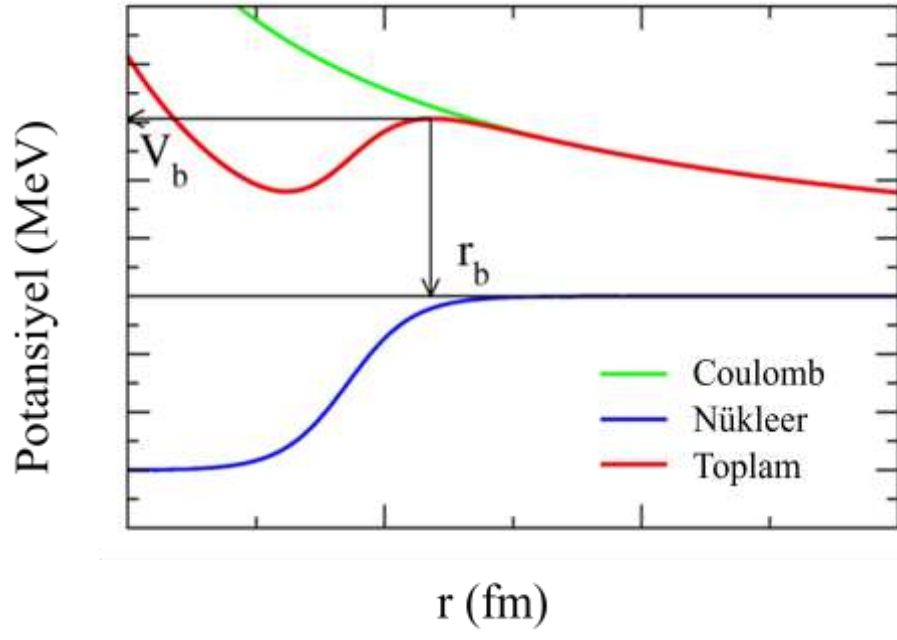
Çekirdekdeki nükleonlara (proton ve nötron) Coulomb kuvveti ve güçlü çekirdek (nükleer) kuvveti olmak üzere iki çeşit kuvvet etki etmektedir. Çekirdek içerisindeki protonlar arasındaki itici Coulomb kuvveti uzun menzillidir ve uzaktaki protonlara da kolayca etki edebileceğinden birbirini iten bu protonları bir arada tutabilmek için başka kuvvetlere de ihtiyaç vardır. Bu kuvvetler nükleonlar arasındaki çekici nükleer kuvvettir. Nükleer kuvvet kısa menzillidir. Bu nedenle ağır çekirdekler için, kısa mesafede etki eden nükleer kuvvetlerin protonların itme kuvvetlerine karşı onları bir arada tutabilmesi için çekirdeğin içerisine protonların sayısından daha fazla sayıda nötron yerleşmesi gereklidir.

Çekirdek kuvvetlerinin ayrıntılı doğası tam olarak açıklanmış olmamasına karşın birkaç çekirdek modeli önerilmiştir. Bu modeller deneysel verilerin yorumlanması ile bağlanma enerjisinden sorumlu etkenlerin anlaşılmasında yararlı olmuştur. Çekirdeğin yapısı için önerilen sıvı damlası modeli, çekirdeği bir sıvı damlası gibi ele alır. Çünkü çekirdeğin titreşimleri ve dönmeleri bir sıvı damlasının hareketlerini andırır ve çekirdeklerin yoğunluğu neredeyse sabittir. Bu modelde üç temel etki çekirdeğin bağlanma enerjisine katkıda bulunur. Bu etkiler hacim etkisi, yüzey etkisi ve Coulomb etkisidir. Her bir nükleonun aynı sayıda nükleonla çevrildiği ve sadece bu komşu nükleonlarla etkileştiği varsayılır. Bu etki nükleon sayısı ile orantılı olan bağlanma enerjisi ile verilir. Her bir nükleon için en yakın komşusu ile yaptığı bağlanmadan gelen belirli enerji nicelikleri hacim etkisini oluşturur. $R = R_0 A^{1/3}$ olduğundan yarıçap $A^{1/3}$ ile hacim de A ile orantılıdır. Çekirdeğin yüzeyinde bulunan nükleonlar içteki nükleonlara göre zayıf bağlıdır. Çünkü yüzeyin dışında etkileşebilecekleri bir komşu nükleon yoktur. Yüzeydeki bu zayıf bağ nükleon başına bağlanma enerjisini azaltır veya bir yüzey gerilimi oluşturur ya da yüzeydeki nükleonların merkeze çekilmesini sağlar. Bu azalma $4\pi r^2$ olan yüzey alanı ile orantılıdır. $R = R_0 A^{1/3}$ olduğundan yarıçap $A^{1/3}$ ile alan ise $A^{2/3}$ ile orantılıdır. Coulomb etkisi de protonlar arasındaki itme kuvvetini açıklar. Her bir proton diğer $(Z - 1)$ proton tarafından itilir. Toplam itme potansiyel enerjisi $Z(Z - 1)$ ile doğru R ile ters orantılıdır. Yani bu terim $Z(Z - 1)A^{-1/3}$ ile orantılıdır. Basitçe protonların küresel damla içinde düzgünce dağıldığı varsayılır.

Sıvı damlası modeli, kararlılık koşulu ve açısal momentum gibi çekirdek yapısının ince ayrıntılarının açıklanması için yeterli değildir. Çekirdek yapısının kabuk modeli, çekirdekte bulunan her bir nükleonun, çekirdek içinde belirli kuantumlu yörüngede, diğer nükleonların meydana getirdikleri ortalama alan içinde hareket ettiğini varsayar.

Çekirdeğin kabuk modeli, atom çekirdeğinin elektron enerji düzeylerine dayalı Bohr atom modeline benzer. Çekirdeğin kabuk modeli, çekirdeklerin bazı özelliklerini açıklamaktadır. Çekirdekte kabuk yapısının varlığı, aynı proton ve nötron sayılarına sahip çekirdeklerle açıklanmaktadır. Bu sayılara (Z veya $N = 2, 8, 20, 28, 50, 82$) "sihirli sayılar" denir. Sihirli sayılar dolu ana kabukların etkilerini temsil eder. Bazı çekirdeklere hem nötronlar, hem protonlar sihirli sayılara sahiptir. Bu tür çekirdeklere çifte sihirli çekirdekler denir ve kararlı bir yapıları vardır. Atomda elektronların kararlı yörüngelerde hareket etmesi, çekirdeğin Coulomb potansiyeli ile sağlanır. Elektronlar için bu Coulomb potansiyeli bir dış kaynaktır. Çekirdekteki nükleonlar için böyle bir dış kaynak yoktur. Nükleonlar kendilerinin yarattığı bir potansiyel içinde hareket ederler. Nükleer potansiyel kabuk modelinin temel varsayımı ile ifade edilir. Buna göre bir nükleonun hareketi, diğer tüm nükleonların oluşturduğu potansiyel tarafından belirlenir. Eğer her bir nükleonu bu şekilde göz önüne alırsak, nükleonlar sırayla, bir alt kabuk enerji düzeylerini doldurabilirler. Belirli uzaysal yörüngelerin varlığı Pauli ilkesine bağlıdır. Pauli dışlama ilkesine göre bir atomda iki fermiyon aynı anda tamamen aynı kuantum sayılarına sahip olamazlar.

Süper ağır çekirdekler için sıvı damla modeline ek düzeltme olarak kabuk modeli kullanılır. Sıvı damla modeline göre proton sayısı arttıkça Coulomb potansiyeli giderek artar ve çekirdek potansiyeli ile birlikte Coulomb potansiyeli birleşerek cepler oluşur. Potansiyel grafiği şekil 1.1'de gösterilmiştir. Oluşan cepler nükleon sayısı arttıkça ortadan kalkar. Bu artış süper ağır çekirdeklerin rahatça fisyonu uğramasına sebep olur ve potansiyelin enerji düzeyi süper ağır çekirdekler için artık uygun bir durumda değildir. Bu nedenle süper ağır çekirdeklerin oluşması için gereken kritik enerji aralığı ancak potansiyelde yeniden cepleri oluşturacak kabuk modeliyle sağlanmaktadır.



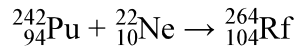
Şekil 1.1 Potansiyel grafiği (Hagino 2012)

2. SÜPER AĞIR ÇEKİRDEKLER (SAÇ)

Süper ağır çekirdekler, geleneksel olarak aktinitlerin sonu olarak bilinen atom numarası 103 olan Lavrensiyum elementinin üzerindeki elementler olarak kabul edilir. Proton numarası 104 olan Rutherfordiyum (Rf) elementinden başlayarak, bu elementin üzerindeki elementler bazen süper-transaktinitler olarak adlandırılır. Kararlılık eğrisi, baştan sona elementlerin kütlesi ve çekirdeklerin kararlılıklarıyla bağlantılıdır. Protonlar arasındaki itici Coulomb kuvvetinin artması nedeniyle kimyasal elementlerin numarası fisyonla sınırlandırılmıştır.

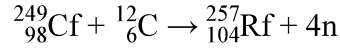
Rutherfordiyum (atom numarası 104), dubniyum (atom numarası 105), seaborgiyum (atom numarası 106) gibi süper ağır elementler hafniyum (atom numarası 72), tantalum (atom numarası 73), tungsten (atom numarası 74) gibi elementlerinkine benzer kimyasal özelliklere sahip olması beklenmektedir. Bilinen süper ağır çekirdeklerin isimleri ve keşifleri sırasıyla aşağıdaki gibidir:

Rutherfordiyum sembolü Rf olan ve fizikçi Ernest Rutherford onuruna isimlendirilen atom numarası 104 olan bir kimyasal elementtir. Doğada bulunmayan ve laboratuvarında üretilebilen bu sentetik element radyoaktif ve bilinen en kararlı izotopunun yarı ömrü yaklaşık 1.3 saat olan ^{267}Rf 'dir. Reaksiyonun gerçekleşebilmesi için aşılması gereken enerji değeri yani aktivasyon enerjisi 7.90 MeV'dir. Rutherfordiyum ilk olarak Rusya Dubna'daki Ortak Nükleer Araştırma Enstitüsü'nde 1964 yılında tespit edilmiştir. Araştırmacılar, ^{22}Ne iyonları ile ^{242}Pu hedefini bombardıman etmişlerdir.



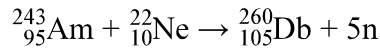
Elementin kendiliğinden fisyonla uğradığı belirlenmiştir. Yarı ömür doğru bir şekilde tespit edilememesine rağmen daha sonra hesaplamalarda ürünün büyük olasılıkla ^{259}Rf olduğuna işaret edilmiştir (Ghiorso vd. 1969).

1969 yılında, Kaliforniya Üniversitesi araştırmacıları, elementi ^{12}C iyonları ile ^{249}Cf hedefini bombardıman ederek sentezlemişlerdir ve alfa bozunumunu yapan ^{257}Rf nin kız çekirdeğini ^{253}No olarak ölçmüşlerdir (Bemis vd. 1973).

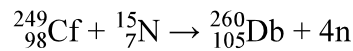


Dubnium, sembolü Db olan ve adını ilk olarak üretildiği Rusya' daki Dubna kentinden alan, atom numarası 105 olan bir kimyasal elementtir. İlk başta Otto Hahn anısına adlandırılan orijinal ismiyle "hahnium", daha sonra Uluslararası Temel ve Uygulamalı Kimya Birliği tarafından değiştirilmiştir. Bu sentetik element radyoaktiftir; bilinen en kararlı izotopu ^{268}Db 'dir ve yaklaşık 28 saatlik bir yarı ömre sahiptir. Aktivasyon enerjisi 8.36 MeV'dir.

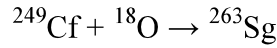
Dubnium ilk olarak Dubna' daki Ortak Nükleer Araştırma Enstitüsü' nde 1968 yılında keşfedildi. Araştırmacılar ^{22}Ne iyonlarını ^{243}Am hedefiyle çarpıştırmışlardır. ^{260}Db ve ^{261}Db çekirdeklerinin alfa bozunumlarının aktivasyon enerjilerini 9.40 MeV ve 9,70 MeV olarak rapor etmişlerdir.



Aynı yıl, Berkeley Kaliforniya Üniversitesi' nde çalışan Albert Ghiorso liderliğindeki bir ekip, ^{15}N iyonlarıyla ^{249}Cf hedefini bombardımanı sonucu dubnium elementini sentezlemişlerdir ve elementin 1.6 saniyelik bir yarı ömre sahip olduğunu ve 9,10 MeV değerinde bir enerjiyle alfa bozunumu yaptığını ölçmüşlerdir.



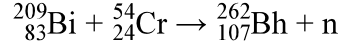
Seaborgiyum, sembolü Sg olan 106 atom numaralı kimyasal bir elementtir. En kararlı ^{271}Sg izotopunun yarı ömrü 1.9 dakikadır. Aktivasyon enerjisi 8.54 MeV'dir. Kimyasal özellikleri tungsten ile benzerlik gösterir. Kimyager Glenn Seaborg anısına onun adı verilmiştir. Dubna'daki Ortak Nükleer Araştırma Enstitüsü'nde çalışan bilim adamları, 1974 yılında seaborgiyum elementini keşfettiklerini bildirdirmişlerdir (Oganesyanyan 1974). Sentez aynı zamanda 1974'te Albert Ghiorso ve E. Kenneth Hulet liderliğindeki Ortak Lawrence Berkeley/Lawrence Livermore işbirliği ile Lawrence Berkeley Laboratuvarı'nda Süper HILAC hızlandırıcısında rapor edilmiştir (Ghiorso vd. 1974). ^{18}O iyonları ile ^{249}Cf hedefini bombardıman ederek yeni ^{263}Sg çekirdeğini üretmişlerdir.



Bu çekirdeğin 0.9 ± 0.2 saniye yarılanma ömrü ile α emisyonu ile bozunduğu tespit edilmiştir.

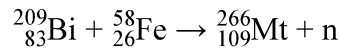
Bohriyum, sembolü Bh ve atom numarası 107 olan bir kimyasal elementtir. Radyoaktif özelliğe sahip olan bu element adını atomun yapısının açılmasında önemli bir yere sahip olan Danimarkalı fizikçi Niels Bohr'dan almıştır. Bilinen en kararlı çekirdeği ^{270}Bh 'dur ve yaklaşık 61 saniyelik bir yarı ömre sahiptir. Aktivasyon enerjisi 8.93 MeV'dir.

Bohriyum ilk olarak Darmstadt'taki Ağır İyon Araştırma Enstitüsü'nde (Gesellschaft für Schwerionenforschung) Peter Armbruster ve Gottfried Münzenberg başkanlığındaki bir Alman araştırma ekibi tarafından 1981 yılında sentezlenmiştir. ^{262}Bh çekirdeğini oluşturmak için hızlandırılmış ^{54}Cr çekirdekleri ile ^{209}Bi hedefi çarpıştırılmıştır. (Münzenberg vd. 1981).



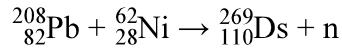
Hassiyum, sembolü Hs ve atom numarası 108 olan, adını Almanya' nın Hesse eyaletinden alan bu kimyasal element radyoaktiftir. Bilinen en kararlı izotopu ${}^{269}\text{Hs}$ ' dir ve yaklaşık 9.7 saniyelik bir yarı ömre sahiptir (Emsley 2011). Aktivasyon enerjisini 9.21, 9.10, 8.97 MeV olarak ölçmüşlerdir. Hassiyum ilk olarak Darmstadt' taki Ağır İyon Araştırma Enstitüsü' nde (Gesellschaft für Schwerionenforschung) Peter Armbruster ve Gottfried Münzenberg başkanlığındaki bir Alman araştırma ekibi tarafından 1984 yılında keşfedilmiştir (Emsley 2011). ${}^{265}\text{Hs}$ çekirdeğini oluşturmak için hızlandırılmış ${}^{58}\text{Fe}$ çekirdekleri ile ${}^{208}\text{Pb}$ hedefi bombalanmıştır (Emsley 2011).

Meitneriyum, sembolü Mt ve atom numarası 109 olan bir kimyasal elementtir. En kararlı izotopu ${}^{266}\text{Mt}$ olup yarı ömrü 720 milisaniyedir. Meitneriyum, ilk kez 1982'de Peter Armbruster ve Gottfried Münzenberg yönetiminde Darmstadt'ta Ağır İyon Araştırması Enstitüsü'nde (Gesellschaft für Schwerionenforschung) çalışan bir ekip tarafından hızlandırılmış ${}^{58}\text{Fe}$ çekirdekleriyle ${}^{209}\text{Bi}$ 'tan oluşan bir hedef bombalanarak sentezlenmiştir (Münzenberg vd. 1982). Yeni elementin sentezi nükleer füzyon teknikleri ile yeni ağır elementlerin oluşturulmasının mümkün olduğunu göstermiştir. Meitneriyumun adı bu alanla ilgili ilk çalışmaları başlatan bilim adamlarından Avusturyalı fizikçi ve matematikçi Lise Meitner onuruna verilmiştir.

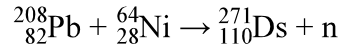


Darmstadtium, eski adıyla ununniliyum (Uun), sembolü Ds ve atom numarası 110 olan kimyasal süper ağır elementlerden biridir. Çok çabuk bozunur. Kütle numarası 267 ile 273 arasında olan izotopları yarı ömürleri mikrosaniyelerle ölçülür. Daha ağır izotopları, kütle numarası 279 ile 281 olanlar, daha yakın zamanlarda sentezlenmişlerdir ve daha kararlıdır. Yarı ömürleri sırasıyla 180 milisaniye ile 11.1 saniyedir. Aktivasyon enerjileri 9.70 ve 8.67 MeV olarak ölçülmüştür.

Darmstadtium ilk olarak Sigurd Hofmann başkanlığında, Peter Armbruster ve Gottfried Münzenberg tarafından Almanya, Darmstadt'ta Ağır İyon Araştırma Enstitüsü'nde (Gesellschaft für Schwerionenforschung) 1994 yılında oluşturulmuştur. Adını bu çalışmaları yapıldığı Darmstadt'tan almıştır. ağır iyon hızlandırıcısında hızlandırılan ^{62}Ni çekirdekleri ile ^{208}Pb hedefi bombalanarak ^{269}Ds sentezlenmiştir (Hofmann vd. 1995).

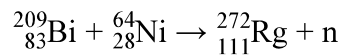


Aynı deney serisinde, aynı zamanda ağır ^{64}Ni iyonları ile reaksiyon gerçekleştirilmektedir.



Röntgenyum, eski adıyla Ununyum (Uuu), atom numarası 111 olan, Rg simgesi ile gösterilen kimyasal bir elementtir. Bağlı atom kütlesi bilinen en uzun ömürlü izotopu için ^{281}Rg 'dir. Bu izotop 26 saniyelik bir yarı ömre sahiptir. Aktivasyon enerjisi 9.0 MeV'dir. Geçiş metalleri sınıfına girer, fiziksel özellikleri bilinmemektedir. Bu elemente x ışınlarını bulan Wilhelm Conrad Röntgen'in adı verilmiştir.

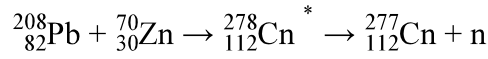
İlk kez 1994'te Almanya'nın Darmstadt kentinde GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung-Ağır İyon Araştırma Enstitüsü) parçacık hızlandırıcısında Sigurd Hofmann tarafından ^{209}Bi ve ^{64}Ni çekirdeklerinin birleştirilmesi ile ^{272}Rg çekirdeği elde edilmiştir (Hofmann vd. 1995). Sonradan bilinen izotop sayısı üçe çıkmıştır.



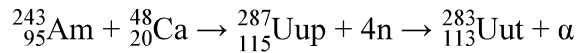
Kopernikyum, (eski adıyla Ununbiyum) sembolü Cn ve atom numarası 112 olan bir kimyasal elementtir. Bu radyoaktif elementin bilinen en kararlı izotopu, ^{285}Cn , yaklaşık

olarak 29 saniyelik bir yarı ömre sahiptir, aktivasyon enerjisi de 9.15 MeV'dir, ancak kopernikyum izotoplarının 8.9 dakika ile daha uzun yarı ömürlü bir nükleer izomerini olması olasıdır. Kopernikyum ilk olarak Almanya, Darmstadt'ta GSI Helmholtz Ağır İyon Araştırma Merkezi'nde Sigurd Hofmann, Victor Ninov ve arkadaşları tarafından 1996 yılında oluşturulmuştur (Karol vd. 2001). Adını astronom Nicolaus Copernicus'tan almıştır.

Bu element ağır iyon hızlandırıcısında ^{208}Pb çekirdeklerinden yapılmış bir hedefe hızlandırılmış ^{70}Zn çekirdeklerinin ateşlenmesiyle oluşturulmuştur (Hofmann vd. 1996).

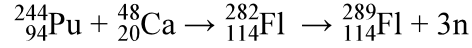


Ununtriyum, geçici sembolü Uut ve atom numarası 113 olan bir kimyasal elementin geçici adıdır. Sentetik radyoaktif özellik taşıyan bu elementin bilinen en kararlı izotopu ^{286}Uut 'dir ve 20 saniyelik yarı ömre sahiptir. Aktivasyon enerjisi 9.63 MeV'dir. Ununtriyum ilk olarak Rusya'da Ortak Dubna Nükleer Araştırma Enstitüsü'nde 2003 yılında oluşturulmuştur. Bu sonuçlar (Ortak Nükleer Araştırma Enstitüsü'nde) Rus bilim adamlarından oluşan bir ekip tarafından 2004 yılında ve Lawrence Livermore Ulusal Laboratuvarı'nda Amerikan bilim adamları tarafından yayınlanmıştır (Oganessian vd. 2003, Oganessian vd. 2004).



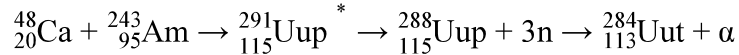
Flerovyum, sembolü Fl ve atom numarası 114 olan bir süper ağır elementtir. Radyoaktiftir ve en kararlı izotopu ^{289}Fl olup yarı ömrü 1.1 dakika ve aktivasyon enerjisi 9.67 MeV'dir. Adını Ortak Nükleer Araştırma Enstitüsü'nün kurucusu olan Sovyet fizikçi Georgy Filyorov'dan almıştır. Flerovyum ilk olarak hızlandırılmış ^{48}Ca

çekirdekleri ile ^{244}Pu hedefini bombardıman ederek Yuri Oganessian liderliğindeki Ortak Nükleer Araştırma Enstitüsü'nde Rusya bilim adamlarının oluşturduğu bir ekip tarafından Aralık 1998 yılında sentezlenmiştir (Oganessian vd. 2000).



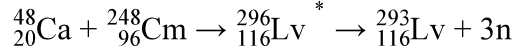
Ununpentiyum geçici sembolü Uup ve atom numarası 115 olan sentetik süper ağır elementin geçici adıdır. Dört ardışık izotoptan (^{287}Uup , ^{288}Uup , ^{289}Uup , ^{290}Uup) en uzun yarı ömre sahip olanı ^{289}Uup 'dir ve yaklaşık olarak 200 ms' dir (Oganessian vd. 2010). Aktivasyon enerjisi 10.31 MeV'dir.

2004 yılında, Ununpentiyum sentezi Dubna'daki Ortak Nükleer Araştırma Enstitüsü'nde Rus bilim adamlarından oluşan bir ekip ve Lawrence Livermore Ulusal Laboratuvarı'nda Amerikan bilim adamları tarafından bildirilmiştir (Oganessian vd. 2004). Ununpentiyum çekirdeklerini oluşturmak için ^{48}Ca iyonları ile ^{243}Am hedefini bombardıman etmişlerdir. Bu çekirdeklerin, yaklaşık 100 milisaniye içinde alfa-parçacıklarının emisyonu ile ununtriya bozunduğu gözlenmiştir.

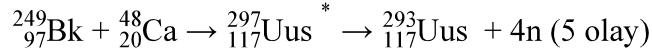
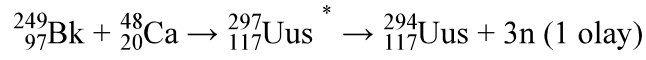


Livermoryum, sembolü Lv ve atom numarası 116 olan sentetik bir süper ağır elementtir. Geçici olarak ununheksiyum biçiminde kullanılan elementin adı IUPAC tarafından 2012 yılında kalıcı biçimde Kaliforniya'daki Lawrence Livermore Ulusal Laboratuvarı'nın adına ithafen livermoryum olarak değiştirilmiştir. Bilinen en kararlı izotopu yaklaşık 60 ms bir yarılanma ömrü ile ^{293}Lv 'dir. Aktivasyon enerjisi 10.54 MeV olarak ölçülmüştür (IUPAC 2012).

2000 yılında, Ortak Nükleer Araştırma Enstitüsü bilim adamları ^{48}Ca iyonları ile bir ^{248}Cm hedefine ışınmasıyla livermoryumun alfa bozunmasını gözlemlemiştir.



Ununseptiyum, geçici sembolü Uus ve atom numarası 117 olan kimyasal elementin geçici ismidir. Şu anda halojen ailesinin en ağır üyesi olarak yerleştirilmiştir. Ununseptiyumun bazı kimyasal özellikleri önemli farklılıklar göstermektedir. Ununseptiyum, hızlandırılmış kalsiyum iyonları berkelyum hedefine bombardıman edilerek elde edilir.



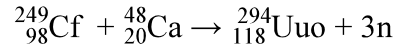
Ununseptiyumun deneyi Haziran 2009'da başlamıştır. 2010 Ocak ayında, Rusya Dubna'da ve Moskova Oblast'da, Rusya-ABD ortak işbirliği ile Nükleer Reaksiyonlar Flerov Laboratuvarı'nda bilim adamları atom numarası 117 olan bu yeni bir elementin tek bir atomunun kendiliğinden fisyonu girmeden önce 6 kez alfa bozunumuna uğradığını tespit etmeyi başarmışlardır (Greiner 2010). Bu elementin kesin olarak Mayıs 2014'te elde edilmiştir.

Ununoktiyum, sembolü Uuo ve 118 atom numaralı süper ağır elementtir. Ununoktiyum ve Uuo, IUPAC tarafından bu element için verilmiş geçici isim ve sembollerdir (Wieser 2006). Bu element keşfedilen elementler içinde en büyük atom numarasına ve atom kütlesine sahip olanıdır.

Radyoaktif özelliğe sahip olan ununoktiyum son derece kararsızdır ve 2002'den beri ${}^{294}\text{Uuo}$ çekirdeğinin yalnızca üç (belki dört) atomu algılanabilmiştir (Discover Magazine 2007). Bu durum, elementin özelliklerinin ve olası bileşiklerinin deneysel olarak belirlenmesine çok az izin verse de, kuramsal hesaplamalar, bazıları beklenmedik olmak üzere birçok öngörüye izin vermektedir. Örneğin 18. grup elementi olmasına rağmen, diğer 18. grup elementlerinin tamamı soy gaz iken, ununoktiyum büyük bir olasılıkla soy gaz değildir (Clinton 2005). Önceleri elementin gaz olduğu

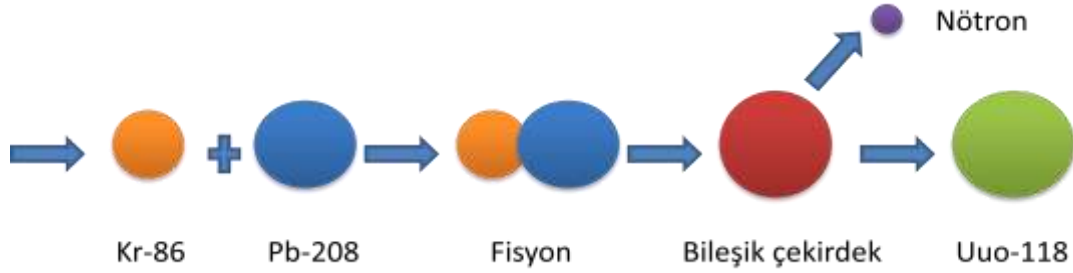
düşünülmesine rağmen şu anda, görelî etkilerden dolayı normal şartlar altında bir katı olduğu tahmin edilmektedir (Clinton 2005).

Ununoktiyum atomlarının ilk bozunumu 2002’de Rusya, Dubna’daki, Ortak Nükleer Araştırma Enstitüsü’nde gözlenmiştir (Oganessian 2002). 2006’da Dubna’da, JINR ve ABD, Kaliforniya’daki, Lawrence Livermore Ulusal Laboratuvarı’ndaki bilim adamları $^{249}_{98}\text{Cf}$ atomları ve $^{48}_{20}\text{Ca}$ iyonlarının çarpıştırılması ile üretilen toplam üç (ya da dört) ^{294}Uuo atomunu doğrudan olmayan yöntemle algıladıklarını duyurdular (Oganessian 2006). Yarı ömrü yaklaşık 0.89 ms ve aktivasyon enerjisi 11.65 MeV’dir.



Kullanılan ışın hedef kombinasyonuna bağılı olarak, reaksiyon mekanizmaları için tanımlı iki reaksiyon çeşidi kullanılmaktadır. Soğuk füzyon reaksiyonları, uygun demet çekirdekleri ile kurşun veya bizmut hedefleri kullanılarak, bir veya iki nötron salımıyla ve yaklaşık olarak 20-30 MeV seviyesindeki uyarılma enerjileriyle gerçekleştirilir. Soğuk füzyon reaksiyonu şekil 2.1’de gösterilmiştir. Reaksiyon ürünleri, tipik olarak bilinen elementlerin bölgede kendiliğinden fisyonu ile sona eren ardışık alfa-bozunumları ile oluşturulur. Elementlerin tanımlanması alfa-alfa yoluyla kolaylaştırılmıştır ya da anne-kız çekirdek korelasyonu elde edilmiştir. Proton numarası 107’den 112’ye kadar olan elementler GSI’ da soğuk füzyon reaksiyonları ile üretilmiştir. Soğuk füzyon deneylerin sınırının makul bir tahmini Femtobarn mertebesinde son derece küçük kesme noktasında üretilen proton sayısı 113 olan ununtriyum elementinin tek bir izotopunun ölçümünden gelmektedir. “Sıcak” füzyon, 3-5 nötron buharlaştırılmasından sonra, rutherfordiyum elementinden proton numarası 118 olan ununoktiyum elementine kadar nötron bakımından daha zengin çekirdeklerin üretilmesi için başarılı bir şekilde kullanılmıştır. Sıcak füzyon reaksiyonları yaklaşık olarak 40-50 MeV üzerindeki enerji seviyelerinde gerçekleştirilir. Proton numarası 113 olan ununtriyumdan proton numarası 118 olan ununoktiyuma kadar olan elementler son derece nadir ^{48}Ca izotopları demeti ile uranyumdan kaliforniyuma kadar olan aktinit hedefleri kullanılarak sıcak füzyon ile üretilmiştir. Nötron açısından son derece zengin

nadir görülen çok yüksek yoğunluklardaki iyon ışınları ağır çekirdeklere ulaşmak için gerekli olabilir. Sıcak füzyon deneyleri nötronlarının sayısındaki artışı miktarının sabit bir artış olduğunu göstermiştir. Gelecekteki hızlandırıcılar kararlı ve nötron bakımından zengin bölgelerin ortaya çıkmasında yararlı olacaktır.

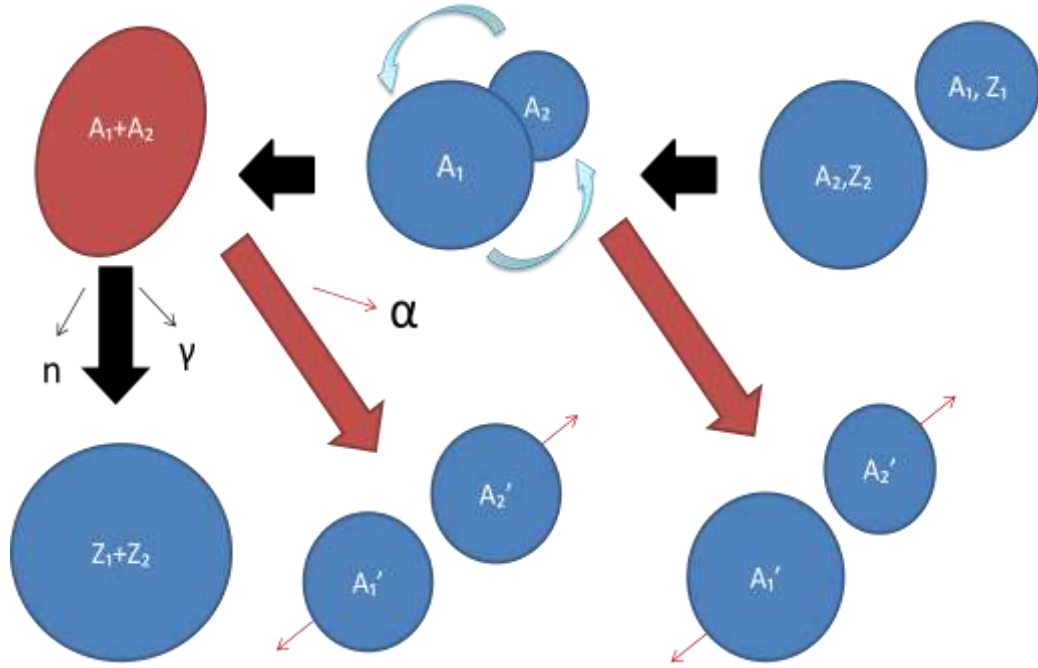


Şekil 2.1 Soğuk füzyon reaksiyonu

Süper ağır çekirdeklerin kararlılığı kabuk etkilerine bağlıdır. Bunun gibi nükleer çekirdekler için nükleer kuvvetler ve Coloumb kuvveti arasındaki gerekli olan denge yalnızca kabuk kararlılığı yoluyla sağlanır. Bazı süper ağır çekirdeklerde çift kapalı kabuk bulunduğu teorik olarak hesaplanmıştır.

Makroskopik ve mikroskopik teoriler bir parametre sayısı ve ilgili bölgenin kütlesi çevresinde yoğunluk ve tek parçacık potansiyelleri hakkında ön bilgi verir. Bu tahminler doğrultusunda sihirli kabuk $Z=114$ ve $N=184$ 'tedir. Hem görelî olmayan teoriye hem de mikroskopik görelî ortalama alan modellerine göre olası kabuklar $Z=114$ ve $Z=120$ 'dir. Önemli spin-yörünge dönemi genelde görelî olmayan teoriyle birleşmiştir, oysa görelî formalizm içinde doğal olarak ortaya çıkmıştır. Rölativistik ortalama alan teorisi (RMF) daha az sayıda parametre kullanır. Bunlar iki kat sihirli ve birkaç açık kabuk küresel çekirdekleridir ve taban durum özellikleri χ^2 uyum yoluyla elde edilir. Eşleştirme etkilerini dikkate alarak, görelîlik teorisi $Z=108-110$; $N=162$ ve yaklaşık $N=172$ etrafında ek kabuk kapanışlarını öngörür; $N=184$ $Z=114$ değerlerine sahip olanlar arasında birleşir. İlginç bir şekilde sihirli numaraların N ve Z değerlerinin kombinasyonuna bağlı olduğu görülmektedir (www.scitopics.com).

Kararlı kabuğa sahip olduğu bilinen Rutherfordiyum elementinin bozunma modu alfa parçacığı salımıdır. Bu alfa bozunumlarının değerleri ve bunlarla ilişkili yarı ömürleri vardır. Bölgenin sistematığı $N=162$ etrafında daha kararlı olduğuna dair kanıtlar ortaya koymaktadır. Çeşitli çalışmalarla $N=184$ 'e ulaşılması amaçlanmaktadır. Şu anda da $Z=118$ elementleri suni olarak elde edilmiştir ve laboratuvarlarda $Z=120$ için gerekli koşullar oluşturulmaktadır. Sentezlenen elementlerin nötron bakımından en zenginleri 7 nötron uzaklıkta olup sihirli kabuk $N=184$ 'tedir. Plütonyum dışındaki bütün ağır elementlerin yapay olarak üretimi, çoğunlukla iki ağır çekirdeğin tamamen birleşmesini içerir. Elde edilen izotopların eksik nötronları, bileşik sistemin ard arda alfa bozunumlarını izleyerek nötronun buharlaşma yoluyla çekirdek bölünmesinin son zincirlerine kadar oluşturulur. Nötron buharlaşmasının her adımı için yüksek fisyon yapan ağır sistemlerin artışı güçlü fisyon rekabetlerine neden olur. Bileşik çekirdeğin hayatta kalma olasılığı giderek azalır. Kesit alanının sınırlandırılması giderek füzyona engel teşkil eder ve yarı fisyon çok önemli hale gelir. Bu parametrelerin % 90'ın üzerinde füzyona engel teşkil edeceği öne sürülmüştür. Bu yüzden bileşik çekirdek elde etmek zorlaşır. Bileşik çekirdeğin oluşturulduğu varsayılırsa bu ürünler eşzamanlı yaşam ölçümleri ile tespit edilir. Bileşik çekirdek, ağır çekirdekler birleştikten sonra soğumadan hemen önceki yani taban durumuna geçmeden önceki halidir. Henüz istenilen çekirdek değildir. Bu bileşik çekirdek nötronlar ve gamalar salarak soğuduktan sonra taban durumuna düşer. Sıcak (uyarılmış) bileşik çekirdeğin soğumasıyla taban durumuna indirgenen çekirdeğe süper ağır çekirdek denir ve istenilen çekirdek elde edilmiş olur. Reaksiyon mekanizması şekil 2.2'de gösterilmiştir.



Şekil 2.2 Reaksiyon Mekanizması

Bileşik çekirdek oluşumunun zorluklarından biri de henüz çok sıcakken tekrar bölünmesidir. Bu nedenle süper ağır çekirdeklerin oluşturulması da çok zordur. Süper ağır çekirdek oluşurken, reaksiyona uğrayacak olan ağır çekirdeklerin belirli bir enerjiyle çarpıştırılmaları gerekir. Sıcaklığı çok yüksek olan çekirdeklerin enerjisi de çok yüksek olacağından birleştikten sonra Coulomb bariyerini aşmadan hemen önce soğumaya uğramadan tekrar bölünebilirler. Ya da tam tersi olarak düşük enerjili çekirdekler gönderilirse gereken potansiyel sınırına ulaşamayan çekirdekler Coulomb bariyerini aşmadan geri dönerler ve istenilen ağır çekirdek oluşumu engellenmiş olur. Süper ağır çekirdeklerin oluşumu için çekirdeğin sahip olduğu bu belirli enerji değerlerine kritik enerji denir. Bu süper ağır çekirdeklerin özelliklerinden biridir.

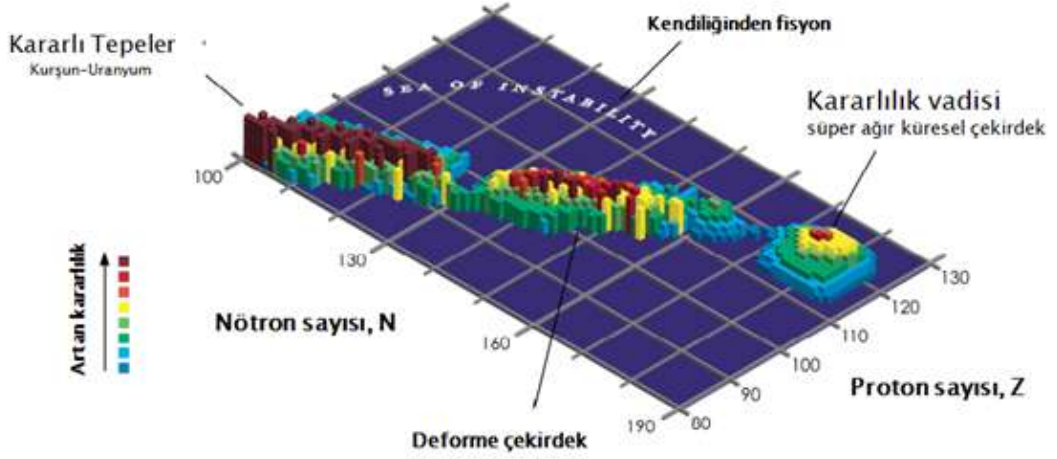
2.1 Kararlılık Vadisi

Nükleer fizikteki kararlılık vadisi henüz keşfedilmemiş çok ağır çekirdeklerin varlığını öngörür. Bu çok ağır çekirdeklerin komşu çekirdeklere göre daha kararlı olduğu

düşünülür. Özellikle bu çekirdeklerin radyoaktif bozunma yarı ömürleri, komşu çekirdeklerin yarı ömürlerine kıyasla daha uzun sürmektedir (www.en.m.wikipedia.org).

Bir “kararlılık vadisi” olasılığı ilk olarak 1960’ların sonunda Glenn T. Seaborg tarafından önerilmiştir (www.en.m.wikipedia.org). “Kararlılık vadisi” olarak önerilen bu hipotez, atom çekirdeğinin içerisinde elektron yörüngelerinin yapısına benzer ve bu yörüngelerden çok daha büyük bir şekilde üst üste kabuklar olduğunu öne sürmüştür. Her iki durumda da kabuklar sadece enerji düzeyleri birbirine yakın kuantum gruplarıdır. İki farklı kabukta kuantum gruplarının enerji seviyeleri, göreceli olarak çok büyük bir enerji açığı ile birbirinden ayrılır. Çekirdek içindeki kabukların enerji seviyelerini proton ve nötronlar tamamen doldurur. Nükleon başına bağlanma enerjisi maksimuma ulaşır ve böylece bu çekirdekler, dolu kabuklara sahip olmayan yakın çekirdeklerden daha uzun ömürlere sahip belirli bir yapılanmada olacaktır (www.en.m.wikipedia.org).

Atom numaraları 83’ten küçük olup çift sayıda proton ve nötron içeren çekirdekler diğerlerine göre daha kararlıdır. Nötron ve protonların bulunduğu dolu kabuklar belirli bir sayı değerlerine sahiptir ve bu sayılarda proton ve nötron taşıyan çekirdekler en kararlı çekirdeklerdir. Bu sayılar sihirli sayılar (2-8-20-28-50-82-126) olarak adlandırılır. Küresel çekirdek nötronlarının olası sihirli sayısı 184’tedir ve bazı eşleşen olası proton sayıları 114, 120 126’dadır ki bu da en kararlı yapıdaki küresel çekirdeklerin, flerovyum-298, unilinyum-304 ve unbiheksiyum-310 olduğu anlamına gelir. Özellikle unbiheksiyum-310 çekirdeğinin hem proton sayısı 126 hem de nötron sayısı 184 olmasıyla çifte sihirli sayıya ve bundan dolayı bu çekirdeğin çok uzun yarı ömre sahip olabileceği düşünülmektedir. $N= 178$ ve $Z = 118$ çevresinde teorik kararlılık vadisi şekil 2.3’te gösterilmiştir.



Şekil 2.3 N= 178 ve Z = 118 çevresinde teorik kararlılık vadisi (Anonim 2005)

Son araştırmalar büyük çekirdeklerin sihirli sayılara kayması nedeniyle deforme olduklarını gösterir. Deforme sihirli numaraları 108 ve 162 olan ^{270}Hs 'nin çift sihirli deforme izotopu olduğuna inanılmaktadır. Ancak, sadece 3.6 saniye yarılanma ömrüne sahiptir (Dvořák vd. 2006), (Dvořák 2007). Çekirdekler, kararlılık vadisinin dış kenarlarına yerleştirilmek üzere çok az sayıda nötronlarla ve yeterli sayıda protonlarla üretilmiştir. Bu elementlerin olağandışı kimyasal özelliklere sahip olması mümkündür ve elementlerin yeterli ömürlü olan izotopları varsa, bu unsurlar çeşitli pratik uygulamalarda kullanılabileceği mümkündür. (örneğin hedefi nötron kaynakları olan parçacık hızlandırıcısı uygulamaları)

Kararlı çekirdekler "vadisinde" ilerledikçe komşu izobarlar arasındaki enerji farkı artar. Sonunda bu fark, nükleon bağlanma enerjisini (ortalama 8 MeV civarında) aşar ve nükleon yayınlanarak radyoaktif bozunma mümkün olur. Bu tür bozunma, çoğunlukla nötron fazlalığı olan fisyon ürünlerinde ortaya çıkar ve nükleer reaktörlerin kontrolünde kullanılan gecikmiş nötronlardan (bozunmanın yarı-ömrü kadar) sorumludur (Krane 1987).

3. ÇEKİRDEKLERDE BÖLÜNME REAKSİYONLARI (NÜKLEER FİSYON)

3.1 Çekirdek Bölünme Reaksiyonu

Fisyon, çekirdek bölünmesi olarak da bilinir, ağır bir atom çekirdeğinin hemen hemen eşit kütleli iki parçaya bölünmesidir. Çekirdek bölünmesinde çok büyük miktarda enerji açığa çıkar. Doğada geçerli temel ilkelere biri, her sistemin, engelleyici bir etki bulunmadığı sürece, enerjisinin en düşük düzeyde olacağı biçimi alacağını öngörür. 1905'te Einstein, enerji ve kütlenin aynı fiziksel niceliğin farklı görünüşleri olduğunu ve birbirlerine dönüşebileceğini ortaya koymuştur. Bir ağır elementin (atom numarası demirinkinden daha yüksek olan elementler) atomunun çekirdeği iki parçaya bölünürse, oluşacak iki çekirdeğin kütlelerinin toplamı, bölünen çekirdeğin kütlesinden daha küçük olur; bir başka deyişle iki çekirdekten oluşan yeni sistem daha az enerjiye sahiptir (aradaki kütle farkı, bölünme sırasında enerji olarak açığa çıkar). Bir çekirdek, yine de, hemen bölünüp iki parçaya ayrılmaz. Bunun nedeni, çekirdeği oluşturan nükleonlar (protonlar ve nötronlar) arasındaki etkileşimi oluşturan iki tür kuvvet arasındaki büyük nitelik farkıdır. Protonlar ve nötronlar arasında etkiyen ve çok kısa menzilli bir çekme kuvveti olan çekirdek kuvveti ile yalnızca protonlar arasında etkiyen daha uzun menzilli (Coulomb) itme kuvveti, çekirdek bölünmesinin gerçekleşebilmesi için aşılması gereken bir potansiyel duvarı oluşmasına yol açar. Bölünmeye uğrayabilmesi için çekirdeğe verilmesi gereken ek enerjiye Coulomb bariyeri denir. Kararlılık eğrisinde yukarı doğru çıkıldıkça, bir başka deyişle daha ağır elementlere doğru gidildikçe bu engel alçaldığından, ağır çekirdeklerin bölünmesi daha kolay gerçekleştirilebilir. Bir çekirdeğin bölünmeye uğraması iki yolla gerçekleşebilir. İlki "kendiliğinden çekirdek bölünmesi" olayı, doğada kendiliğinden ama çok seyrek olarak gerçekleşir. Genellikle fisyonun, bir nükleer reaktörde olduğu gibi doğal olmayan yapay koşullarda olduğu düşünülür. Oysa bazı çekirdeklerde fisyon bir radyoaktif bozunma şeklinde kendiliğinden oluşur. Bu olay reaktörlerde nötronla oluşturulan fisyonla benzer, ancak fisyonu başlatmak için çekirdeğin nötron yakalamasına gerek yoktur. Kendiliğinden fisyonunda bir ağır çekirdek daha hafif iki çekirdeğe bölünür; son çekirdekler alfa veya beta bozunumunun aksine, kesin olarak belirlenemez, fakat tüm orta-ağırlıklı çekirdek

aralığı boyunca istatistiksel olarak dağılır. İkincisi ise “zorlamalı çekirdek bölünmesi” olayıdır. Bölünme için gereken ek enerjinin çekirdeğe dışarıdan, örneğin çekirdeğin soğuracağı bir nötron aracılığıyla verilmesi yoluyla gerçekleştirilen bu zorlamalı bölünme, nötron soğurulmasıyla sağlanabileceği gibi, başka parçacıkların (örn. proton, alfa parçacığı, gama ışını) soğurulması yoluyla da gerçekleşebilir.

3.2 Nükleer Fisyonda Yitim Mekanizması

Herhangi bir taşıma teorisinin amacı bir makroskopik sistem ve bir iç sistemin oluşturduğu değişkenlerin zaman evrimini açıklamaktır. Fisyon dinamiklerinin yani zaman evriminin makroskopik açıklaması, kolektif serbestlik derecesi ya da az sayıda kolektif değişkenler ile açıklanabilen çekirdek fisyonlarının bütün özelliklerini açıklamaya dayanmaktadır. Burada bileşik çekirdeğin kendisi makroskopik sistem, içerisinde hareket eden nükleonlar da iç sistem olarak adlandırılır. Nükleer uyarılmalarla nükleonların hareketi sıcaklıkların MeV mertebesinde yükselmesine neden olur. Yitim olarak bahsettiğimiz göreceli hareketin enerjisi aslında iç sisteme aktarılmaktadır. Nükleer fisyon için uyarılmalar sonucu kolektif hareketlerin etkisiyle çekirdeğin şekil değişikliği içermesi beklenmektedir.

Taşıma teorisi yitimli dinamik model olarak da adlandırılır. Büyük bir indirgenmiş kütle ile fisyon serbestlik derecelerinin (kolektif hareket) dinamikleri, potansiyel bir alanın etkisi altında viskoz bir ısı banyosu içinde hareket eden Brown parçacığının hareketine benzetilmektedir. Nükleer sistemin geri kalan çok sayıdaki iç serbestlik dereceleri (termal dengede olduğu varsayılır) ısı banyosu ile tanımlanmaktadır. Ayrıca Brown parçacığının zaman evriminin ısı banyosu üzerine etkileri önemsiz sayılmıştır. Isı banyosunun dinamik makroskopik nesnelere nasıl etkilediğini anlamak büyük önem taşımaktadır. Aslında ısı banyosu Brown parçacığının zaman evrimlerini tersinmez hale getirir ve gözlemlenebilir miktarlarda dalgalanmalar sergiler. Dalgalanmalar teorik açıklamada ortaya çıkmaktadır çünkü birkaç serbestlik derecesine (kolektif değişkenler) dikkat edilmektedir. Bunun sonucu olarak da fiziksel gözlemlenirlerdeki gibi oldukça büyük dalgalanmaları gösteren birçok serbestlik dereceleri göz ardı edilmektedir. Çoğu durumda kolektif serbestlik dereceleri ile ilişkili indirgenmiş kütleleri yeterince büyük

olduğundan dinamikleri klasik fizikle açıklanmaktadır. Bütün sistemin bir Brown parçacığı ve ısı banyosuna ayrılığı temel varsayımlara dayanmaktadır. İç serbestlik (τ_{den}) derecesinin dengelenme süresi kolektif hareketlerin tipik bir zaman ölçeğinden (τ_{kol}) çok daha kısadır. Bu iki zaman ölçeğinin birbirinden ayrılması kolektif kısmın ve iç kısmın birbirinden ayrışmasına olanak sağlar.

Taşıma teorilerinin uygulanabilirliği esnek olmayan ağır iyon reaksiyonları durumlarında yaygın olarak tartışılmıştır (Weidenmuller 1980). Daha sonra bileşik nükleer sistemlerin bozunma rekabetlerini tanımlamak için uygulanabilir taşıma teorileri bulunmuştur. Filyon için bir difüzyon modelinde önemli olan parametreler; filyon ve iç serbestlik dereceleri arasındaki bağlantı kuvvetini veren nükleer sürtünme η ve difüzyon katsayısı D' dir. Difüzyon modeli, iç dengelenme zamanı difüzyon sürecinin karakteristik zamanına göre kıyasla küçük olduğu zaman filyon için geçerlidir.

Bir ısı banyosu açısından uyarılmaların iç modlarının açıklamasının iki sonucu vardır. Birincisi enerjinin kolektif hareketten iç uyarılmalara doğru tersinmez (geri dönüşsüz) olarak akmasıdır. İkincisi kolektif olarak sıcaklık T ile temsil edilen iç serbestlik derecelerinin dinamiklerinin ısı banyosu ve kolektif hareket arasındaki bağlantıdan rastgele özelliklerin meydana gelmesine yol açmasıdır. Büyük bir zaman ölçeği üzerinde ısı banyosuna net akışı olsa da enerji sonuç olarak iyi bir zaman ölçeği üzerinde rastgele değiştirilir. Bu nedenle kolektif değişkenlerin zaman gelişimi rastgele bir karakterdir denilebilir. Bu durum bir Brown parçacığının Maxwell hız dağılımına sahip gaz molekülleri ile çarpışmasına benzetilmektedir. Brown parçacığı rastgele hareketlere maruz kalır ve bir süre sonra yavaşlar. Burada dikkat edilen esas olarak bir dış kuvvet alanında bir Brown parçacığının hareketinin filyon dinamiğinin bir modeli olmasıdır. Birbirine eşdeğer matematiksel denklemlerden oluşan iki alternatif yaklaşımla bu model tanımlanabilmektedir.

3.2.1 Langevin denklemi

Brown hareketi bir sıvıda yüzen veya asılı parçacıkların rastlantısal hareketi olarak tanımlanır. Bu hareketi açıklamak için kullanılan matematiksel modele de Wiener metodu denir. Matematiksel model aynı zamanda parçacıkların rastlantısal hareketiyle görünüşte ilgisiz başka olayları da açıklamak için kullanılır. Brown hareketi en basit stokastik metodlardan biridir.

Brown hareketi 1827 yılında botanikçi Robert Brown tarafından gözlemlenmiştir. Brown, mikroskop altında suda yüzen polen parçacıklarının hareketini incelemiştir. Aynı deneyi tozla tekrarlayarak hareketin polenin canlı olmasından kaynaklanmadığını doğruladıysa da hareketin kaynağını saptayamamıştır (Brown 1827). Bu konudaki en dikkat çeken araştırma 1905'te Albert Einstein'ın bağımsız araştırması olmuştur. O zamanlar maddenin atomik doğası hala tartışmalı bir kavramdı. Einstein ve Marian Smoluchowski, eğer sıvıların kinetik teorisi doğru ise su moleküllerinin rastlantısal olarak hareket ediyor olmaları gerektiğini fark etmişlerdir (Einstein 1956). Böylece küçük bir parçacık rastlantısal yönlerden, rastlantısal şiddetlerde gelen birçok kuvvetin etkisi altında olmalıdır ve küçük parçacık bu etki altında aynen Brown'ın tarif ettiği gibi hareket etmelidir.

Langevin ve Fokker-Planck olmak üzere Brown parçacığının hareketini tanımlayan iki yaklaşım vardır. Langevin denklemi doğrudan Brown parçacığının zaman gelişimi hakkında bilgi verirken; Fokker-Planck denklemi, dağılım fonksiyonunun zaman gelişimi hakkında bilgi verir. Bu iki yaklaşım dinamiğin farklı yönlerini tanımlamaktadır. Fakat her iki denklem de eş değerli fiziksel bileşenlere sahiptir.

Mikroskop altında incelemeler, bir sıvı damlasındaki toz parçacıklarının rastgele titrekle bir hareket yaptığını gösterir. Bunun sebebi çok daha küçük sıvı parçacıklarının rastgele çarpmasıdır. Bu tarz hareketin (Brown hareketi kuramı) 1905 yılında Einstein tarafından geliştirilmiştir ve bir parçacığın hareket denkleminde başlar. Dışarıdan etki eden bir

kuvvetin etkisi altında hareket eden Brown parçacığının hareketi bir boyutlu Langevin denklemleri ile verilir,

$$\frac{dp}{dt} = F(t) - \frac{\eta}{m}p + R(t)$$

$$\frac{dq}{dt} = \frac{p}{m}$$

Burada η sürtünme katsayısı, $F(t)$ dış kuvvettir. Toplu hareket ile ısının birleşimi iki kısımdan oluşmaktadır. Biri parçacık üzerindeki ısının ortalama etkisini tanımlayan yavaşça değişen kısımdır. Bu kısım sürtünme kuvveti olarak adlandırılır. Diğeri hızla dalgalanan ve t 'ye fonksiyonel olarak bağlı olan $R(t)$ 'dir. Bu molekülleri ile Brown parçacığının çarpışmalarının anlık etkilerine bağlı olduğundan $R(t)$ ortalama değeri sıfır olan ve belirli bir olasılık dağılımı ile rastgele bir kuvvettir. Buradan $R(t)$ sonsuz küçük zamanla ilişkilendirilebilir. Buna örnek Markov süreci gösterilebilir. Bu nedenle $R(t)$ tamamen aşağıdaki anları ile karakterize edilir. ... işaret, topluluk üzerinden ortalama anlamına gelir.

$$R(t) = 0$$

$$R(t)R(t') = 2D\delta(t - t')$$

Burada D difüzyon katsayısıdır ve η sürtünme katsayısı ile ilişkilidir. Langevin denklemleri $R(t)$ stokastik terimini içeren bir diferensiyel denklemdir. Bir stokastik denklemden gözlenebilirlerin ortalama değerleri gibi fiziksel miktarları hesaplamak için, fazla sayıda stokastik olay oluşturulur. Brown hareketinin fiziksel açıklanması için deterministik çözümler yerine stokastik çözümler kullanılır.

Hem sürtünme katsayısı η hem de rastgele kuvvet $R(t)$, sistemin içsel hareketi ile toplu hareketin arasındaki bağlaşımdan ortaya çıkar. Aynı kaynaklı olduğundan bunların

ilişkili olması beklenmektedir. Aslında Brown hareketinde, sürtünme katsayısının η ve difüzyon sabitinin D birbiri ile ilişkili olduğunu Einstein göstermiştir. Bu sabitlerin ikisinin de aynı fiziksel süreçlerin farklı yönlerini tanımladıkları anlaşılmaktadır. Bu fiziksel süreçler kolektif değişken ile ısı banyosu arasındaki momentum ve enerji alışverişidir. Aralarındaki bu ilişki dalgalanma-yitim teoremiyle aşağıdaki gibi gösterilebilir.

$$D = \eta T$$

Burada T ısı banyosunun sıcaklığıdır. Bu ilişki aynı zamanda fenomenolojik bir analizi de desteklemektedir. Zaman t sonsuza yaklaşırken Brown parçacığının ısı banyosu ve $T/2$ ' ye (T enerji birimleri cinsindedir) eşit olan ortalama kinetik enerji (bir boyutlu hareket için) ile denge içinde olması beklenmektedir. Serbest bir Brown parçacığı ($F(t) = 0$) için Langevin denklemi kullanılarak ve rastgele kuvvetin özellikleri kullanılarak, Brown parçacığının ortalama kinetik enerjisi aşağıdaki gibi hesaplanır.

$$\frac{p^2}{2m} = 2D/4\eta + \frac{p(0)^2}{m^2} e^{-\frac{\eta}{m}t}$$

$t \rightarrow \infty$ ' a giderken $2D/4\eta = T/2$ ' dan $D = \eta T$ gelir ve son olarak

$$R(t)R(t') = 2\eta\delta(t - t')$$

elde edilir.

Yukarıdaki ilişki, stokastik kuvvetin karesi ile sürtünme katsayısına bağlıdır. Bu dalgalanma-yitim teoremi, dinamiklerin stokastik ve yitim bileşenleri arasındaki sebep-sonuç ilişkisine dikkat çekmektedir. Aynı zamanda herhangi bir yitimin her zaman dalgalanmalarla ilişkili olduğunu ima eder. Nükleer fisyonun yitimli dinamik modelinde, sıcak çekirdeklerin fisyonunun iki farklı zaman ölçeği içerdiği kabul edilir. Biri fisyon serbestlik derecesinin yavaş hareketi ile diğeri ise asıl serbestlik derecesinin hızlı hareketi ile bağlantılıdır. Makroskopik (kollektif) koordinatın zaman evrimi, tek

tek parçacıkların karıştırılmasıyla (mikroskopik hareket) karşılaştırılırsa yavaş bir hareket olarak görülebilir (Chadhuri 2004).

3.2.2 Fokker-Planck denklemi

Fokker-Planck denklemi ve Langevin denklemi, bir ısı banyosu içindeki bir Brown parçacığının iki eşdeğer açıklamalarıdır. Fokker-Planck denklemi Langevin denkleminde başlayarak elde edilir (Abe 1986). Olasılık için süreklilik denklemi f momentum uzayında dağılım fonksiyonu olmak üzere Liouville denklemi ile başlar.

$$\frac{\partial}{\partial t} f(p, t) = - \frac{\partial}{\partial p} (p \cdot f(p, t))$$

Langevin denklemi de m kütleli bir Brown parçacığının hareketi mevcut bir V potansiyeli ve sürtünme katsayısı η ile

$$\frac{dp}{dt} = - \frac{\eta}{m} p + R(t) - \nabla V$$

şeklindedir. İlk denklemin t'den t+ Δt 'ye integrali alınarak p için yerine konulursa (Δt , rastgele kuvvetin zaman ölçeğinden daha küçük olacak şekilde)

$$f(p, t + \Delta t) = 1 + \int_t^{t+\Delta t} dt_1 \Omega(p, t_1) + \int_t^{t+\Delta t} dt_1 \int_t^{t_1} dt_2 \Omega(p, t_1) \Omega(p, t_2) + \dots f(p, t)$$

denklemini elde edilir. Burada Ω ,

$$\Omega(p, t) = \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{\eta}{m} p - R(t) + \nabla V \right)$$

olarak tanımlanır. Gerçekleşmesi mümkün olan bütün rastgele kuvvetlerin ortalaması alınarak ve $R(t)$ 'nin özellikleri kullanılarak, $\Delta t \rightarrow 0$ limiti için denklem şu şekilde gösterilebilir.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} f(r, p; t) + \frac{p \cdot \nabla_r}{m} f(r, p; t) - (\nabla_r V \cdot \nabla_p) f(r, p; t) \\ = \nabla_p \left(\frac{\hbar}{m} p P(r, p; t) \right) + \frac{\nabla_p^2}{2} (Df(r, p; t)) \end{aligned}$$

Burada D ortalama kuvvetin karesi anlamına gelmektedir. Bu denklem Fokker-Planck denklemi veya Kramers denklemi olarak bilinir. Langevin denkleminde yola çıkarak Fokker-Planck denklemini elde etmek, bu iki denklemin arasındaki ilişkiyi açıklar.

Fokker-Planck denklemi, Brown parçacığın dağılım fonksiyonunun zaman evrimi ile olasılıklı dinamik bir açıklamasıdır. Klasik faz uzayında (r, p) noktasındaki bir parçacığı bulmak için olasılık dağılımı $f(r, p, t)$ Fokker-Planck denklemi çözülerek elde edilir. Kramers bu çözüme nükleer fisyonun bozunma oranını uygulamıştır. Yukarıdaki denklemin çözümünü elde etmiştir ve aşağıdaki gibi ifade edilen sabit yarı fisyon genişliğini türetmiştir.

$$\Gamma_K = \frac{\hbar \omega_1}{2\pi} \left[1 + \left(\frac{\eta}{2m\omega_0} \right)^2 \right]^{1/2} - \frac{\eta}{2m\omega_0} \cdot \exp(-E_f/T)$$

Burada ω_0 ve ω_1 potansiyelin birinci minimum ve eyer noktasındaki frekanslarıdır.

$$\Gamma_{BW} = \frac{\hbar \omega_1}{2\pi} e^{-E_f/T}$$

Kramers genişliği Γ_K , Bohr-Wheeler genişliği Γ_{BW} ile ilişkilidir. K düzeltme faktörü $1 + \left(\frac{\eta}{2m\omega_0} \right)^2 \left[1 + \left(\frac{\eta}{2m\omega_0} \right)^2 \right]^{-1/2} - \left(\frac{\eta}{2m\omega_0} \right)$ olarak ifade edilir. Γ_{BW} , $\rho(E^*)$ seviye yoğunlukları dikkate alınmadan potansiyel cepteki toplu titreşimlerin Bohr-Wheeler genişliğidir. Kramers faktörü η nükleer sürtünme katsayısına bağlıdır ve eyer noktası etrafında faz uzayında sürtünmeden dolayı bir kısıtlama olarak yorumlanmaktadır. Bu nedenle

nükleer dinamiklerin sürtünmelerinin önemli olduğu 1939 yılında Niels Bohr ve Kramers tarafından öngörülmüştür. Fakat Kramers yaklaşımı nükleer fisyon konusunda pek dikkat çekmemiştir. Bohr-Wheeler formülü fisyon bariyer yüksekliklerinin ve seviye yoğunluklarının belirsizliklerine rağmen işe yaramıştır. Kırk yıl sonra, seksenli yıllarda, Weidenmuller ve grubu Kramers'in yaklaşımını takip ederek fisyon bariyeri üzerinden yarı sabit akışın nasıl elde edildiğini araştırmak için difüzyon modelini benimsemişlerdir (Grang'e vd. 1980). Bu çalışmadaki deneysel bulgular ile nötron buharlaşması fazlalığı görülen Bohr-Wheeler formülünün tutarsız olduğu görülmüştür. Eyer noktası üzerinden zamana bağlı olası fisyon genişliklerini basitleştirilmiş varsayımlarla hesaplayarak iki boyutlu Fokker-Planck denklemi çözülmüştür. İlk çalışmalarda η sürtünme katsayısının sonlu değerleri için uyarılmış fisyon süreci başlangıcı ile sabitlik koşulu arasında geçen bir τ zamanı ölçülmüştür. Bu τ zamanı η sürtünme katsayısına bağlıdır. Bu τ zamanı fisyon süreci ile gama buharlaşmaları arasındaki güçlü rekabet için daha fazla değerler alacaktır. Fisyon olasılığı P_f iki şekilde Bohr-Wheeler formülüne göre değiştirilir: (i) P_f sürtünmeden dolayı sabit fisyon oranında genel bir azalma (Kramers'in K düzeltme faktörü) (ii) özellikle daha yüksek uyarılma enerjileriyle bariyer üzerinden geçişlerin olması P_f olasılığını azaltır. Bütün bu etkiler önemli ölçüde nötron emisyonunu artıracaktır. Bu geçişler nükleer fisyonunda bir dizi çalışmalarla kabul edilmiştir. Fokker-Planck ve Kramers denklemleri ile uyarılmış fisyonların dinamik çalışmaları diğer gruplar tarafından incelenmiştir. Uyarılmış durumların ölçümlerinde hafif yüklü parçacıklar, fotonlar ve nötronlar tespit edilmiştir (Hinde vd. 1984). Teorik hesaplamalarla parçacığın buharlaşması ve özellikle önemli bir etki olduğunda sıcak bileşik çekirdeğin fisyonunun bozunma rekabetleri açıklanmıştır (Hinde vd. 1989). Daha sonra nükleer fisyonu tanımlamak için çok boyutlu açıklama uygulanmıştır.

Fokker-Planck denkleminin analitik çözümlerini hesaplamak için başlangıçta yarı lineer yöntemler kullanılmıştır. Tesir kesitlerini elde edebilmek için geniş zamanlarda dağılım fonksiyonunu hesaplamak için Fokker-Planck denklemi kullanılır. Uyarılmış fisyon ve derin esnek olmayan çarpışmalar için Fokker-Planck denklemleri günümüzde bilgisayarlarla bile çok zor olmakla birlikte nümerik olarak çözülebilmektedir. Buna eşdeğer olan Langevin denkleminin aynı problem için modellenmesi ve bu denklemin

Monte-Carlo örnekleme ile çözümlenmesi daha iyi sonuçlar elde edebilmek için daha iyi bir yöntemdir. Langevin denklemi kullanılarak yapılan ilk hesaplamalar daha sonra gerçekleştirilmiştir. Bu uygulamalar derin ve esnek olmayan süreçler için Barbosa ve diğerleri tarafından (Barbosa vd. 1985), fisyon için Abe ve arkadaşları tarafından (Abe vd. 1986) ve füzyon için Fröbrich tarafından (Fröbrich 1987) yapılmıştır.

Kramers veya Fokker-Planck denklemleri basitleştirilmiş varsayımlar altında analitik olarak çözülebilen kısmi diferensiyel denklemlerdir. Sayısal olarak Langevin denkleminin kullanımı bir takım nedenlerden dolayı daha basittir. Öncelikle, daha fazla serbestlik derecesini karşılamak için bu diferensiyel denklem daha kolaydır. Öte yandan, Fokker-Planck denklemi kısmi bir diferensiyel denklemdir ve daha fazla serbestlik derecesi ekleyerek çok boyutlu kısmi diferensiyel denklemi olarak da elde edilir, çözümü modern süper bilgisayarlar da bile çok uzun zaman alır. İkinci olarak yörüngelerin Monte-Carlo örnekleme ile Langevin denkleminin çözümü sayısal olarak Fokker-Planck denkleminin doğrudan bir çözümü için mevcut yaklaşık yöntemlerden daha karardır. Üstelik Markov olmayan süreçleri içerecek şekilde Langevin denklemi uzatılabilir. Son yıllarda bu genellik ve pratik avantajları sayesinde Langevin yaklaşımının Fokker-Planck denklemine tercih edildiği görülmektedir.

4. ÇEKİRDEKLERİN BOZUNUM MODELLERİ

4.1 Dinamik Model

Langevin denklemleri kullanılarak fisyonun incelenmesine dinamik model denir. Başlangıç koşullarının her seçimi için, bu seçimlerden biri sayısal Langevin denklemi çözülerek dinamik zamanı takip eden ayrı bir yörünge oluşturur. Önceki bölümde ayrıntılı olarak açıklanan Langevin sayısal integrasyonu işlemi burada takip edilecektir. Bu yaklaşım fisyon olasılığı ve çoklu kopma öncesi parçacıklarının analizi için yeterince iyi bir yaklaşımdır. Bir parçacığın (nötron, proton veya α) ya da bir fotonun emisyonu ve emisyonun doğası her bir zaman aralığında kontrol edilir. Yayılan parçacıklar ve bu parçacıkların enerjileri bir yörünge boyunca kayıtlıdır. Her bir Langevin yörüngesi, eğer fisyon bariyerini aşarsa ve zaman evrimi sırasında kesme noktasına ulaşırsa fisyon neden olabilir. Asıl uyarım enerjisi, nötron (B_n), proton (B_p) ve alfa (B_α) parçacıklarının bağlanma enerjilerinden ve fisyon bariyerinden (B_f) daha küçük duruma gelirse dönüşümlü olarak bir buharlaşma rezidüsü olayı olarak kabul edilecektir $E_{int} < \min(B_f, B_n, B_p, B_\alpha)$.

Bileşik çekirdek fisyonla uğrayana kadar veya buharlaşma rezidüsü (kalıntısı) olarak bitene kadar hesaplamalar devam eder. Yukarıdaki düzen, ancak fisyon ihtimali küçük olan bileşik çekirdekler için özellikle bir bilgisayarın son derece uzun zamanını alabilir.

4.2 İstatistiksel Model

Nükleer dinamiklerin birçok açıdan gelişmelerine genel bir bakış sunmak amacıyla bu alana yansıtılacak aydınlatıcı en temel katkılardan biri 1930'ların sonrasında nükleer fizikle ilgili gelişmelere derin bir etkisi olan çalışmalarıyla Niels Bohr'dur. Bu alana öncülük eden katkı nükleer dinamiklerin birçok açıdan büyüleyici bir çekiciliği olan Bohr'un "bileşik çekirdek teorisi"dir. Bileşik çekirdek modelindeki en temel fikir, tüm nükleonların birbirleri ile güçlü ve yakın bir şekilde birleşmesine dayanır. Bu da daha

sonra Bohr ve Kalckar tarafından nükleer sıvı damlası modelinin geliştirilmesine yol açmıştır (Bohr vd. 1937). Bileşik çekirdek yaklaşımında bir çekirdeğin neden fisyon uğradığı Meitner ve Frisch tarafından açıklanmıştır ve bu yaklaşım Bohr ve Wheeler'ın nükleer fisyonun bozunma oranının ilk nicel açıklaması için kendi formülünü geliştirmelerine yol açan bir yaklaşım olmuştur (Meitner vd. 1939), (Bohr vd. 1939). Bu çalışma aynı zamanda nükleer kolektif hareket kavramının temelini atmıştır. Nükleer fisyon kaynaklı standart analizlerin temeli fisyon genişliği Γ_{BW} ile verilen Bohr-Wheeler formülü üzerine dayanmaktadır.

$$\Gamma_{BW} = \frac{\hbar}{2\pi\rho} \frac{1}{E^*} \int_0^{E^*-E_f} d\varepsilon \rho^*(E^* - E_f - \varepsilon)$$

Burada E^* uyarım enerjisi, E_f fisyon bariyer yüksekliğidir, ε kinetik enerji ve ρ^* sadece iç serbestlik dereceleri uyarılmaları sonucu ortaya çıkan eyer noktasında bileşik çekirdeğin seviyelerinin yoğunluğudur. ρ da fisyon yapan çekirdeğin taban durumundaki seviye yoğunluklarını göstermektedir. Basitleştirilmiş bir ifadesi seviyesi yoğunlukları için Fermi gaz modeli ile elde edilen $\rho(E) \sim e^{2 \frac{aE}{\hbar}}$, sabit sıcaklık yaklaşımı $E = aT^2$ ve $E^* \gg E_f$ koşulu ile verilir.

$$\Gamma_{BW} = \frac{\hbar T}{2\pi} e^{-E_f/T}$$

Burada a normal seviye yoğunluğu parametresidir. Fisyon genişliği, fisyon bariyerinin yüksekliği E_f ve nükleer sıcaklık T 'nin bir fonksiyonu olarak verilir. Nükleer fisyonun açıklaması dinamik özellikleri tanımlamaz ve nükleer sürtünmeden bağımsızdır. Kramers nükleer sürtünmeye dayalı Bohr-Wheeler ifadesine bir düzeltme faktörü (K) ile fisyon bozunma oranı için bir formül elde etmiştir (Kramers 1940). Fisyon genişliği için Kramers formülü ($\Gamma_K = K\Gamma_{BW}$), Bohr-Wheeler (Γ_{BW}) ve $K = [\overline{\beta^2 + 1} - \beta]$ faktörü ile ilişkilidir. Burada β nükleer sürtünme katsayısı η ile orantılıdır. Kramers kolektif faz uzayında bir taşıma süreci olarak kolektif hareketi tanımlamıştır ve bir potansiyel bariyer eşliğinde bir ısı banyosunun içinde Brown hareketinin genel problemini ele almıştır. Kramers fikri nükleer fizikte ağır iyon hızlandırıcılarının gelişiyile önem

kazanmıştır. Buna göre nükleer sistemler çok yüksek enerjilere uyarılabilir ve böylece kolektif harekette depolanan enerji içsel serbestlik derecelerine aktarılabilir.

Nükleer fisyon, nükleer olayların ilk ve en ayrıntılı olgularından biridir. Fisyon nükleer fizikteki yavaş ve geniş çaplı kolektif hareketin en önde gelen ve en klasik örneğidir. Bohr ve Wheeler'ın standart istatistiksel modeli yüksek enerjili ağır iyon demetlerinin durumuna kadar nükleer fisyonun gözlenen etkilerini açıklamak için uzun bir süre için yeterli olmuştur (Bohr 1939). Deneysel verilerin çoğunda son iki yılda yürütülen ağır-iyon kaynaklı reaksiyon çalışmalarında nötronlar, fisyon öncesi bileşik sistemden bozulan γ ışınları ve yüklü parçacıkların beklenmedik bir şekilde kopma öncesi ürünleri gözlemlenmiştir (Vaz vd. 1984, Hinde vd. 1984, Thoennesen vd. 1987). Parçacıkların ve γ -ışınlarının kopma öncesi verimleri, 50 MeV'den daha büyük yüksek uyarım enerjileriyle uyumsuzluk içinde olması standart istatistiksel modeli göz ardı etmiştir. İstatistiksel modelde yüksek uyarılma enerjisindeki kopma öncesi parçacıklarına az değer verilmesiyle modeli fisyon öncesine kadar parçacıkların buharlaşması için yeterli sürenin mevcut olmadığını düşünmeye yol açmıştır. Çünkü bu enerji rejiminde, parçacıkların çokluğunun fisyon genişliği üzerine bağımlılığı ihmal edilebilir ve dolayısıyla kullanılan sadeleştirilmiş bağımsız değişkenler istatistiksel modelde çoklu parçacıkları üretmek için yeterlidir. Bununla birlikte, uyarılma enerjilerinin artışıyla, fisyon genişliği artar ve parçacık emisyon genişlikleri ile karşılaştırılabilir hale gelir ve çoklu parçacıkların fisyon genişliği üzerine bağımlılığı önemli hale gelir. Fisyon genişliğinin hesaplamaları yüksek uyarılma enerjilerindeki dinamik etkilerine ve standart istatistiksel modelin ötesine bakmaya yol açmıştır. Deneysel veriler sıcak çekirdeklerin fisyonunun istatistiksel model tarafından tahmin edilenden daha yavaş bir süreç olduğunu ortaya koymuştur. Bir yavaşlama mekanizması için doğal olarak dikkat edilmesi gereken fisyon ömürleri üzerine nükleer sürtünme etkileridir ve bu da kullanımını istatistiksel modelde yer almayan fakat dinamik özellikleri içerdiğinden fisyonun bir taşıma açıklamasına kaynak olmuştur. Kramers, bu konuyla ilgili teorik çalışmalar yaparak termal dalgalanmaların bir sonucu olarak fisyon bariyeri üzerindeki fisyon serbestlik derecesinin bir taşıma süreci olarak nükleer fisyonun kaynaklandığını açıklamıştır. Sıcak çekirdeklerin fisyonu için yitimli dinamik modeller taşıma teorisine dayalı olarak daha sonra geliştirilmiştir.

İstatistiksel modelde parçacık emisyonu için Γ_ν genişlikleri hesaplanır. Ancak istatistiksel hesaplamalarda parçacık ile birlikte fisyon genişliği ve γ genişliklerini de gerektirir. Fisyon genişliği, Langevin denklemi tarafından belirlendiği gibi fisyon oranının sabit sınırı olmalıdır. Buna rağmen sabit bir sürtünme varsayılırsa, özel durumlarda fisyon oranları için analitik çözümler elde edilebilir. Güçlü şekilde bağlı olan ve sabit olmayan kaos-ağırlıklı duvar sürtünmesi (Caos-weighted wall friction) durumlarında bu böyle değildir. Bu tür şekilde bağlı olan sürtünmeler için fisyon genişlikleri sadece Langevin denklemi çözülerek hesaplanabilir. Böylece bunları istatistik hesaplamalarda kullanmak amacıyla CWWF kullanılarak sayısal olarak elde edilen sabit fisyon genişliklerinin uygun bir parametrik formunu bulmak gerekmektedir. Fisyon genişlikleri bilindiğinde ağırlıkları Γ_i / Γ_{top} (i =fisyon, n, p, α , γ) ve $\Gamma_{top} = \sum_i \Gamma_i$ ile seçilmiş olan her zaman adımındaki çeşitli bozunmalarda standart bir Monte Carlo zincirleme yöntemi kullanılır. Bu yöntem hafif parçacıkların çok sayıda emisyonuna ve daha yüksek olasılıkla fisyonla olanak sağlar. Zaman adımı τ her bir adımdan sonra yeniden tanımlanır. $\tau_{bozunma} = \hbar / \Gamma_{top}$ 'dır. Bu işlem hesaplama açısından tasarruf sağlar. Monte Carlo işlemi belli aralıklarla bir fisyon yolu seçer ve yörünge o zaman bir fisyon olayı olarak kabul edilir. Eğer Monte Carlo işlemi belli aralıklarla fisyon kanalını seçmez de bir parçacık ya da γ emisyonunu seçerse, o zaman yeniden asıl enerjiyi ve açısal momentumu hesaplamak gerekir ve zincirleme (cascade) asıl enerji $E_{int} < \min(B_n, B_p, B_\alpha, B_f)$ durumunda olana kadar devam eder (Münzenberg vd. 1982).

İstatistiksel modelde Γ bozunum oranları Bateman denklemleri ile hesaplanmaktadır. Zaman fonksiyonunun popülasyonu için çok kanallı bozunma probleminin genelleştirilmiş metodundan önce, ilk olarak tek bir nükleer çekirdeğin bozunma zincirleri Bateman denklemleri ile oluşturulur. Bateman bozunma denklemleri aşağıdaki gibidir.

$$\frac{dP_1}{dt} = -\Gamma_1^t P_1$$

$$\frac{dP_2}{dt} = -\Gamma_1^t P_1 - \Gamma_2^t P_2$$

$$\frac{dP_3}{dt} = -\Gamma_2 P_2 - \Gamma_3^t P_3$$

⋮

$$\frac{dP_n}{dt} = -\Gamma_{n-1} P_{n-1} - \Gamma_n^t P_n$$

Burada parçacık için toplam bozunma oranı Γ_n^t ve nötron bozunma oranı da Γ_n ile gösterilmiştir. Γ_n^f fisyon genişliği olmak üzere $\Gamma_n^t = \Gamma_n^f + \Gamma_n$ dir. $P_n(t)$ de, t zamanında çekirdeğin popülasyonunu temsil eder. Bozunma oranları zamandan bağımsız ise, Bateman'ın yaptığı gibi Laplace dönüşümlerini kullanırsak, analitik olarak bu diferansiyel denklemler birleştirildiğinde bu denklemi çözmek çok daha kolay olmaktadır. Denklemleri açarsak,

$$P_1 s = \frac{1}{\Gamma_1^t + s}$$

$$P_2 s = \frac{1}{\Gamma_2^t + s} \frac{\Gamma_1}{\Gamma_1^t + s}$$

⋮

$$P_n s = \frac{1}{\Gamma_n^t + s} \prod_{i=1}^{n-1} \frac{\Gamma_i}{\Gamma_i^t + s}$$

$P(s)$, $P(t)$ nin Laplace dönüşümüdür. Çözüm Laplace dönüşümünden sonra elde edilir.

$$P_1 t = e^{-\Gamma_1^t t}$$

$$P_2 t = \frac{\Gamma_1}{\Gamma_2^t - \Gamma_1^t} (e^{-\Gamma_1^t t} - e^{-\Gamma_2^t t})$$

⋮

$$P_n t = \prod_{k=1}^{n-1} \Gamma_k \prod_{i=1}^n \frac{e^{-\Gamma_1^t t}}{j \neq i (\Gamma_j^t - \Gamma_i^t)}$$

Γ_n^t 'nin tüm değerlerinin her biri için farklı olduğu beklenmektedir. Son çekirdeğin zincirine özel bir durum çizeriz.

$$P_{n_{max}} = \int_0^{+\infty} \Gamma_{n_{max}-1} dt P_{n_{max}-1} t$$

$$= \prod_{k=1}^{n_{max}} \Gamma_k \prod_{i=1}^{n_{max}} \frac{1 - e^{-\Gamma_i^t t}}{\Gamma_i^t - \Gamma_{j \neq i}^t}$$

Bu popülasyonlarda herhangi bir gözlem hesaplayabiliriz. Bu çözüm Γ^t 'nin zamandan bağımsız durumları için geçerlidir ve daha sonra her bir atom için belirli bir uyarım enerjisi ortaya çıkar. Bu her zaman geçerli değildir ama bizim sayısal düzenimizi test etmek için ilerde çok faydalı olacaktır.

İstatistiksel gözlemler için yalnızca zincir boyunca buharlaştırılmış nötronlar varsayıldığında, n izotop için toplam Γ genişlikleri aynı zamanda fisyon genişlikleri de olabilir. Fisyonda n sayıda nötron yayma olasılığı şudur;

$$P_{n-1} = \int_0^{+\infty} dt \Gamma_n^f P_{n-1}(t)$$

$$= \frac{\Gamma_n^f}{\Gamma_n^t} \prod_{i=1}^{n-1} \frac{\Gamma_i}{\Gamma_i^t}$$

Zincirin sonu için popülasyon değeri şu şekildedir.

$$P_{n_{max}} = \prod_{i=1}^{n_{max}-1} \frac{\Gamma_i}{\Gamma_i^t}$$

Bu sonuçlar istatistiksel bozunma kodlarında yaygın olarak kullanılır. Kopma öncesi nötron çeşitliliğinin ortalaması basitçe şu şekildedir.

$$n = \sum_{n=1}^{n_{max}} (n-1) P_n$$

Fisyona uğrayan toplam çekirdeklerin sayısı eğer $\Gamma_{n_{max}} \neq 0$ ve $N_f = 1 - P_{n_{max}}$ ise $N_f = 1$ 'dir.

Bozunum zincirlerinin zaman gelişimini test edebilmek için fisyon zamanı önemlidir çünkü bazı durumlar için direkt olarak ölçülebilir. Tam olarak tanımlamak gerekirse;

$$\begin{aligned}\tau &= - \int_0^{+\infty} t \frac{dP_{tot}}{dt} dt \\ &= \sum_{n=1}^{n_{max}} \int_0^{+\infty} t \Gamma_n^f P_n(t) dt\end{aligned}$$

Uyarılmış bileşik çekirdekler nötron dışında diğer parçacıkları buharlaştırır. Protonlar ve alfalar da bu hususta dikkate alınmalıdır. $P_{i,j}$ popülasyonunda i buharlaşmış nötronların sayısını, j ise buharlaşmış protonların sayısını belirtir. Matrisin üçgen şeklini korumak amacıyla, popülasyonlar nötronların sayısı ile başlayıp düzenli şekilde buharlaşmış protonların sayısını takip eder. Daha sonra nötronların, protonların ve alfanın buharlaşması ve fisyon dikkate alınarak benzer diferansiyel denklemler yazılabilir.

$$\frac{dP_{0,0}}{dt} = -\Gamma_1^t P_{0,0} \quad , \quad P_{0,0}(0) = 1$$

$$\frac{dP_{1,0}}{dt} = \Gamma_{0,0}^n P_{0,0} - \Gamma_{1,0}^t P_{1,0} \quad , \quad P_{1,0}(0) = 0$$

$$\frac{dP_{0,1}}{dt} = \Gamma_{0,0}^p P_{0,0} - \Gamma_{0,1}^t P_{0,1} \quad , \quad P_{0,1}(0) = 0$$

$$\frac{dP_{2,0}}{dt} = \Gamma_{1,0}^n P_{1,0} - \Gamma_{2,0}^t P_{2,0} \quad , \quad P_{2,0}(0) = 0$$

$$\frac{dP_{1,1}}{dt} = \Gamma_{0,1}^n P_{0,1} - \Gamma_{1,0}^p P_{1,0} - \Gamma_{1,1}^t P_{1,1} \quad , \quad P_{1,1}(0) = 0 \quad (4.1)$$

$$\frac{dP_{0,2}}{dt} = \Gamma_{0,1}^p P_{0,1} - \Gamma_{0,2}^t P_{0,2} \quad , \quad P_{0,2}(0) = 0$$

⋮

$$\frac{dP_{2,2}}{dt} = \Gamma_{2,1}^p P_{2,1} + \Gamma_{1,2}^n P_{1,2} + \Gamma_{0,0}^\alpha P_{0,0} + \Gamma_{2,2}^t P_{2,2} \quad , \quad P_{2,2} \ 0 = 0$$

⋮

Burada Γ_{ij}^t uyarılmış fisyon durumundaki ij çekirdeklerinin toplam bozunma oranıdır. Diğer Γ lar buharlaşma oranını gösterir. Birinci denklemin Laplace dönüşümü basit zincirle birlikte yapıldığında çok benzerlikler görülür. Fakat denklem (4.1)' e kadar bazı farklılıklar görülür.

$$P_{1,1} \ s = \frac{\Gamma_{0,1}^n \Gamma_{0,0}^p}{\Gamma_{1,1}^t + s \ \Gamma_{0,1}^t + s \ (\Gamma_{0,0}^t + s)} + \frac{\Gamma_{1,0}^p \Gamma_{0,0}^n}{\Gamma_{1,1}^t + s \ \Gamma_{1,0}^t + s \ (\Gamma_{0,0}^t + s)}$$

Bu sonuç tek zincirin tüm olası yollarının toplamına karşılık gelir. Sadece nötron ve protonların buharlaşmasını göz önünde bulundurarak, çekirdek (0,0) dan çekirdek (i,j) ye kadar $\frac{i!j!}{(i+j)!}$ olası yolu vardır.

4.3 Bileşik Model

İlk Mavlitov tarafından önerilen bu model birleştirilmiş bir dinamik ve istatistiksel modeli açıklar. Bu modelde, ilk olarak fisyon bariyeri boyunca düzgün bir akım oluşturulması sırasında τ_{eq} ile gösterilen yeterince uzun bir periyot için, Langevin denklemlerine göre bileşik çekirdeğin zaman gelişimi izlenir. Bu periyot dışında, bileşik çekirdek bozunması için bir istatistiksel modelin hesaplama açısından daha ekonomik ve aynı derecede geçerli olması beklenmektedir. Bu nedenle bileşik çekirdek τ_{eq} zamanı içinde kesme yapılanmasına ulaşmazsa, fisyon süreci düzgün rejime ulaştıktan sonra bir istatistiksel model tanımlamasına geçiş olacaktır.

5. FİSYONUN LANGEVİN DİNAMIĞI

Eyer ve kesme yapılanmaları ve bu deformasyon sürecinde fotonların eş zamanlı emisyonu için başlangıçta oluşan bileşik çekirdekten gelen fisyon sürecinde dinamik zaman gelişimi karmaşık bir sorunu oluşturmaktadır. Böyle bir dinamik sürecin mikroskobik teori yokluğunda, kolektif (toplu) koordinatların gelişiminin klasik bir tanımı çoğu zaman bu tanımın sonucu olarak yararlı bulunmaktadır. Kolektif parametreler kolektif koordinatlara bağlı olarak görüntülenir. (kolektif kütle, sürtünme ve difüzyon katsayıları)

Ağır derecede uyarılmış çekirdeklerin fisyon dinamiklerinin klasik bir tanımı, genellikle fisyon serbestlik derecesi ile ilişkili De Broglie dalgaboyunun nükleer boyutlardan çok daha küçük olduğu zemin üzerine yapılır. Örneğin kütlesi $A \sim 200$ olan tipik bir bileşik çekirdek için ve fisyon serbestlik derecesi içinde 10 MeV' lik bir kinetik enerji için bu oran, 0.1' dir.

Onlarca MeV' lik tipik uyarma enerjilerindeki bu tür bileşik çekirdeğin seviye yoğunluğu bunun hareketinin klasik bir açıklaması için son derece büyüktür. Bu nedenle teorik bir açıklamanın kolektif koordinatların uygun bir seçimine ve kolektif parametreleri belirlemek için kullanılan teorinin gerçeklik derecesine büyük ölçüde bağlı olduğu takip edilmelidir.

Nükleer fisyon dinamiklerini modellemek için Langevin denkleminin sonraki çalışmalarında ki uygulamaları daha uygun bulunmasına rağmen, başlangıçta Fokker-Planck denklemi daha çok kullanılmıştır. Bu çalışmada Langevin denkleminin dinamik yaklaşımı nümerik olarak ele alınacaktır.

Nükleer fisyon için Langevin açıklamasını uygulamak amacıyla, nükleer potansiyel enerjisi, kolektif kinetik enerjisi ve nükleer şekil açısından enerji kaybı oranını ve onun zamanda değişim oranını belirtmek gerekir. Deformasyona uğramış çekirdeğin nükleer potansiyel enerjisini hesaplamak için büyük çalışmalar yapılmıştır. Mikroskopik-

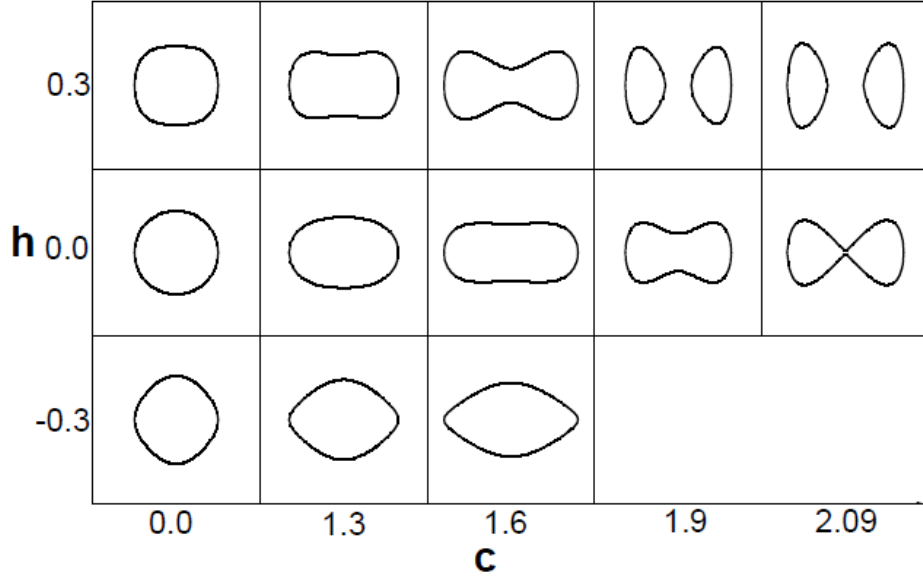
makroskopik arasında tamamen makroskopikten sadece mikroskopiğe değişen yöntemler 1-2 MeV için doğrudur. Bu gelişmenin aksine nükleer yitim anlayışımızda çok da önemli bir ilerleme olmamıştır. Ancak bu tür Langevin dinamik hesaplamaları için en önemli verilerden birisi, fisyon serbestlik derecesi üzerinde etkili olan rastgele kuvvetlerin hem de enerji yitimi kuvvetlerinin oluşturduğu çekirdeğin enerji yitimi özelliğidir.

Potansiyel ve kütle gibi Langevin denkleminin diğer verileri ile standart nükleer modeller çözülebilecek iken, sürtünme kuvvetinin gücü modelden modele değişmektedir ve deneysel verileri açıklamak için ampirik olarak sabitlenmiştir.

Bu bölümde vurgulanmak istenen nükleer fisyonun dinamik bir açıklamasında kullanılabilen ve fiziksel tartışmalara dayalı, yitirici bir kuvvet seçimi olacaktır. Bununla birlikte, ilk olarak bu bölümde potansiyel, kütle ve seviye yoğunluğu parametreleri gibi yitimli dinamik modelin diğer verilerinin yanı sıra çekirdeğin şekil parametrizasyonu tanımlanacaktır.

5.1 Fisyon İçin Langevin Denklemi

Langevin denklemi, bir dış potansiyel içerisine yerleştirilmiş yapışkan (viskoz) bir ortamın içinde bulunan bir Brown parçacığının hareket denklemdir ve Langevin denklemi esas olarak kuvvet dengesi denkleminin içerdiği rastgele bir kuvvet ve bir enerji tüketici kuvvet içeren Euler Lagrange denklemi ile verilir. Nükleer fisyon durumunda fisyon serbestlik derecesi, geri kalan nükleer serbestlik dereceleri ile fisyon serbestlik derecesinin etkileşiminden kaynaklanan sürtünme ve rastgele kuvvetler ortaya çıkarken Brown parçacığı olarak kabul edilir. Brack tarafından fisyon dinamiklerini tanımlamak için "funny hills" parametreleri c, h, α bulunmuştur (Brack vd. 1972). Farklı c ve h değerleri için çekirdek şekilleri şekil 5.1'de gösterilmiştir.



Şekil 5.1 c ve h 'ın farklı değerleri için çekirdek şekilleri ($\alpha = 0$)

α parametresi z yönünde şeklin asimetrisini açıklar. Sıcak çekirdeklerin simetrik bölümü bozunmanın baskın bir bölümünü oluşturduğundan, hesaplamalarımızda sadece simetrik fisyon dikkate alınacaktır. Asimetri parametresi esas olarak kütle ve fisyon parçalarının kinetik enerji dağılımını hesaplamak için gereklidir. Kopma öncesi nötron çokluğunun ve fisyon olasılıklarının verilerinin analizi göz önünde bulundurularak bu çalışmada $\alpha = 0$ alınacaktır. Kolektif koordinat c , çekirdeğin uzama serbestlik derecesine karşılık gelir ve yarıçapı R olan bileşik çekirdeğin bölünmesiyle elde edilen fisyon parçalarının kütlelerinin arasındaki yarı mesafe olarak kabul edilen boyutsuz fisyon koordinatı q ile ilişkilendirilir. “ h ” da boyun serbestlik derecesine karşılık gelir. Buradan yola çıkarak (c, h) koordinatlarında 2 boyutlu Langevin denklemleri aşağıdaki forma sahiptir.

$$\frac{dp_i}{dt} = -\frac{p_j p_k}{2} \frac{\partial}{\partial q_i} \frac{1}{m_{jk}} - \frac{\partial F(q_i)}{\partial q_i} - n_{ij} \frac{1}{m_{jk}} p_k + g_{ij} \Gamma_j(t)$$

$$\frac{dq_i}{dt} = \frac{1}{m_{ij}} p_j$$

q_i ve p_i değerleri $q_1 = c$, $q_2 = h$ ve $p_1 = p_c$, $p_2 = p_h$ olarak tanımlanır. $F(q_i)$, sistemin serbest enerjisidir ve $m_{ij}(q_i)$ ve $n_{ij}(q_i)$ sırasıyla kolektif ęekle bağlı kütle ve dağıtım tensörleridir.

Rastgele kuvvet $R_i(t)$, fisyon serbestlik derecesi ve asıl serbestlik derecesi arasındaki etkileşimin rastgele bölümünü temsil eder ve ağağıdaki denklemlerle verilir,

$$R_i(t) = g_{ij}\Gamma_k(t)$$

$R_i(t)$ 'nin zaman-bağıntı özelliği ağağıdakiyle iliğkili olarak verilir.

$$R_i(t)R_j(t') = 2D_{ij}\delta(t - t')$$

Buradaki rastgele kuvvetin gücünün Einstein'ın dalgalanma-yitim teoremiyle iliğkilendirildiği varsayılır.

$$D_{ij} = n_{ij}T$$

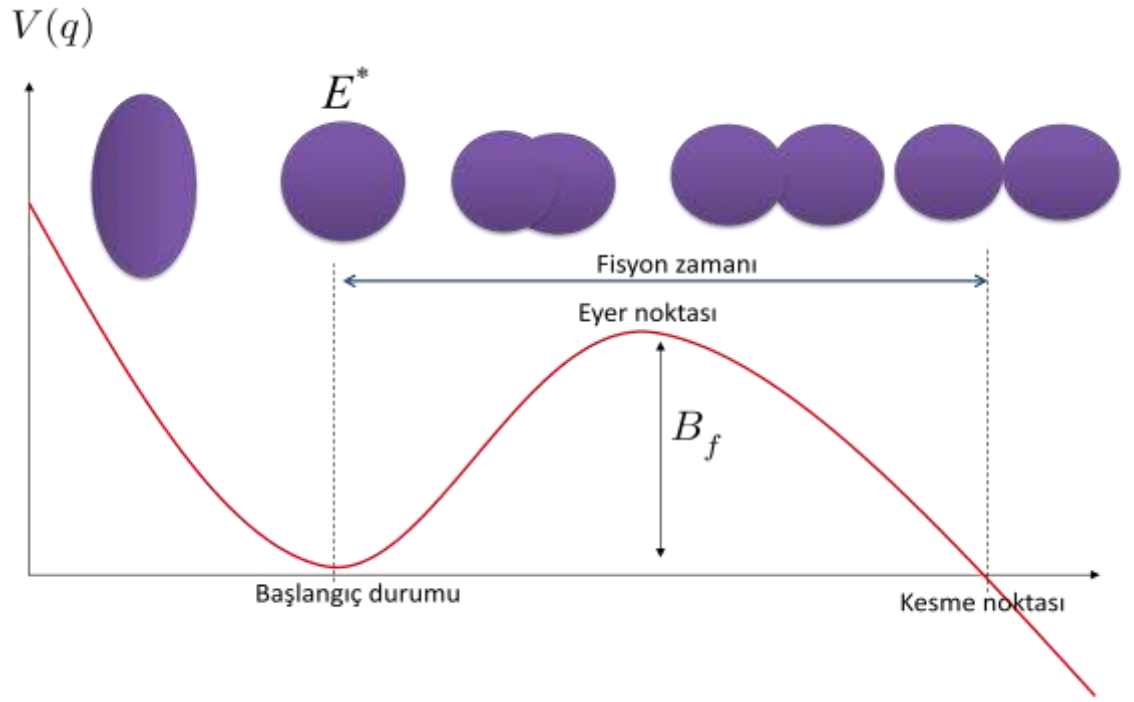
T bileşik çekirdeğin sıcaklığıdır.

$$\Gamma_k(t)\Gamma_l(t') = 2\delta_{kl}\delta(t - t')$$

Olduğu kabul edilmektedir. İlk iki denklem kıyaslanırsa,

$$g_{ik}g_{jk} = n_{ij}T$$

Elde edilir. Sürtünme kuvveti fenomenolojik bir miktar olarak kabul edilirken dığ kuvvet genellikle uygun bir nükleer modelle belirtilmiğtir. Dinamik model olarak seğilen Langevin denkleminin bu farklı durumları diğer bölümlerde anlatılacaktır (Münzenberg vd. 1982). Fisyon süreci ęekil 5.2'de gösterilmiğtir.



Şekil 5.2 Fisyon süreci

6. İZOMERİK YAPININ FİSYON ZAMANI ÜZERİNE ETKİLERİ

Sıvı damlası modeline göre sentezlenebilen en ağır çekirdek 104 civarında bir atom numarasına sahiptir. Bunun ötesinde yüzey gerilimi artık kaybolan fisyon bariyeri ile sonuçlanan Coulomb itmesiyle rekabet edemez. Daha ağır bir çekirdek gözlenerek bu çekirdeğin kabuk yapılarının tahmini görünümü kabuk modeliyle başarılı bir şekilde açıklanmıştır. Kabuk yapıları düşük nükleer sıcaklıklarında muhafaza edilir. Bununla birlikte süper ağır çekirdeklerin sentezlenmiş olan ağır iyonlarının füzyon süreçleri kaçınılmaz olarak kabuk etkilerini yok edecek yüksek derecede uyarılmış bileşik çekirdekleri üretir. Bu nedenle süper ağır çekirdek sentezi için, bileşik çekirdeğin uyarım enerjisi, birkaç nötron yayarak kabuk düzeltme etki alanına ulaşımaya olanak sağlamak için yeterince düşük olmalıdır. Hatta en uygun durumda bile füzyon olaylarının sadece küçük bir bölümü fisyon karşısında hayatta kalır ve SAÇ kalıntısını (rezidüyü) oluşturur. Bu picobarn seviyesinde tesir kesitine sebebiyet verir. Kararlılık vadisi olarak adlandırılan, süper ağır çekirdek bölgesindeki iki kat sihirli kabuk yapılarının öngörülere, uzun ömürlü SAÇ çalışmalarını artırmıştır.

Modellerin çoğu $N=184$ üzerinde kapalı bir kabuk olduğuna katılmaktadır. Fakat proton kabukları için bazı farklı öngörüler vardır. Bazı ilk hesaplamalar sihirli sayının $Z=114$ 'te olduğunu göstermektedir (Sobiczewski 1966, Moller 1994). Oysa bazı yeni hesaplamalarda sihirli sayı $Z=120$ ve $Z=126$ 'dadır (Cwiok vd. 1996, Rutz vd. 1997). Zaten $Z=114$ elementi üretilmiştir ve kapalı kabuk yapısına dair hiçbir gösterge bulunmamıştır. Öte yandan, $Z=120$ sihirli sayısı için teşvik edici bir sonuç son zamanlarda bileşik çekirdeğin fisyon zamanı ölçülerek bildirilmiştir. Ni ve Ge hedefleri üzerinde ^{238}U ışını ile kristal bloklama yöntemi kullanılarak yaklaşık 70 MeV arasında bir uyarım enerjisi bulunan $Z=120$ ve $Z=124$ bileşik çekirdeklerinin üretimine yol açılmıştır. Morjean yakalama olaylarının % 10'unun fisyon zamanının 10^{-18} s'den daha uzun olduğunu gözlemlemiştir. Süper ağır çekirdeklerin kabuk düzeltme enerjileri ve potansiyel enerji yüzeyleri iyi bilinmemektedir ve çoğunlukla modele bağlıdır. Aktinit bölgesindeki izomerik yapının varlığı süper ağır bölgedeki izomerik etkilerin olasılığını göstermektedir. Bu tezde, son verilere bağlantılı olarak ağır çekirdeğin fisyon zamanının dağılımı, fisyon bariyer yükseklerinin ve izomerik yapıların fisyon zamanına olası

etkileri araştırılmaktadır. Verileri açıklamak amacıyla, fisyon süreci esnasında, tüm buharlaşma zinciri boyunca parçacık buharlaşması arasındaki rekabeti korumak için nötronların bağlanma enerjisine yakın fisyon bariyerlerinin olması gereklidir.

6.1 Fisyon Zamanını Hesaplamak İçin Kullanılan Model

Aralarında en yaygın olarak kullanılan ve fisyon olaylarına başarılı bir şekilde uygulanan ilk model istatistiksel modeldir. (cascade modeli). Parçacık emisyon oranlarının yanında Kramers oranı formülü veya Hauser-Feshbach formülü kullanılarak hesaplanan fisyon oranlarının bilindiği varsayılmaktadır. Aşırı sönümlü durum ve düşük nükleer sıcaklıkları için ($T \ll B_f$) geçerli olan fisyon oranları tarafından tanımlanan fisyon süreci ve geçiş süreci cascade kodlarında dikkate alınmaz. Nükleer fizikte genellikle $T > B_f$ durumu, aşırı sönümlü limit de hala geçerlidir. Böylece, bu tür hafif parçacıkların bir Monte-Carlo buharlaşma şemasına birleştirilmiş Langevin denklemi gibi genel bir yaklaşım kullanılması öngörülür. Bu yöntem aşırı sönümlü hareketlerle sınırlandırılmıştır. Geçişleri yani sıçramaları içerir ve herhangi bir sıcaklık için de geçerlidir. En büyük dezavantajı birçok olayın örneklenerek hesaplanmasının uzun süreli olmasının gerekliliğidir. Bilgisayar donanımlarının artan kapasitesi ile bu sorun yavaş yavaş daha az belirgin bir hale gelmiştir. Son zamanlarda birleştirilmiş istatistiksel ve dinamik modelleri denilen hibrid modelleri kullanarak hesaplama yaparak hesaplama süresi probleminin üstesinden gelmek için iyi bir yaklaşım olmaktadır. Ancak bu modellerin yanı sıra cascade modellerinde izomerik yapılar gibi karmaşık potansiyel alanlarına uygulanamaz. Fisyon yapan serbestlik derecesinin dinamik gelişimi Langevin denklemi ile ifade edilir.

$$\dot{p} = -V'(q) - \beta p + R(t)$$

$$\dot{q} = \frac{p}{m}$$

β indirgenmiş sürtünme sabitidir ve Langevin kuvveti

$$R(t) = 0$$

$$R(t) R(t') = 2m\beta T \delta(t - t')$$

bağıntılarını sağlar.

Böyle bir tek boyutlu yaklaşımın sadece simetrik fisyon süreçleri için uygun olduğuna dikkat etmek gerekir. Kabul edilen çekirdeğin uyarma enerjisi fisyon bariyerinin üzerinde olduğundan, sadece simetrik fisyonu hesaba katmak iyi bir yaklaşımdır. Simetrik fisyon durumunda, bir ikinci serbestlik derecesi kütle asimetrisinin dinamik etkisi için hesaba dahil edilmelidir. Süper ağır çekirdeklerin fisyon zamanında izomerik yapının sonuçlarını anlamak için iki kuadratik potansiyel kabul edilir. Tek tümsek potansiyeli

$$V(q) = \begin{cases} \frac{1}{2}mw^2q^2, & q < q_B/2 \\ B_f - \frac{1}{2}mw^2(q - q_B)^2, & q > q_B/2 \end{cases}$$

izomerik yapı olmayan potansiyeli temsil eder ve ikincisi çift tümsek potansiyeli

$$V(q) = \begin{cases} \frac{1}{2}mw^2q^2, & q < q_B/2 \\ B_f - \frac{1}{2}mw^2(q - q_B)^2, & q_B/2 < q < 3q_B/2 \\ \frac{1}{2}mw^2(q - 2q_B)^2, & 3q_B/2 < q < 5q_B/2 \\ B_f - \frac{1}{2}mw^2(q - 3q_B)^2, & 5q_B/2 < q \end{cases}$$

izomerik potansiyeli gösterir.

$$B_f = mw^2q_B^2/4$$

B_f fisyon bariyeridir. Sırasıyla q_B ve $3q_B$ tek tümsek potansiyeli ve çift tümsek potansiyelinin tepe noktalarıdır. Çift tümsek şekli fisyon zamanın belirlemek ve dolayısıyla izomerik yapıların olası maksimum etkilerine olanak sağlamak amacıyla özellikle bu formda seçilmektedir.

İzomerik yapının olduğu durumda fisyon süreci, tek tümsekli şekilde herhangi bir hafif parçacık salımı olmadığına yani izomerik yapının olmadığı durumdaki fisyon sürecine göre üç kat daha uzun sürer.

Bileşik çekirdeklerin yarı ömürleri parçacık buharlaşma sürecine çok fazla bağlıdır. Uyarılmış ağır çekirdek için, en önemli soğuma süreci nötron emisyonudur. Proton emisyonu gibi alfa parçacıklarının oranı nötronlarınkinden daha düşüktür ve bu oran 100 MeV altındaki uyarılma enerjileri ile ağır bileşik çekirdeklerin soğuması sürecinde ihmal edilebilir. Bileşik çekirdek sadece nötron bağlanma enerjisi üzerindeki bir uyarım enerjisine eriştiğinde gama emisyonu (yayılmı) önemlidir.

Gama yayılımının olduğu durum çok küçük bir ihtimal olduğu için bu işlemin oluşması sürecinin geçmesi oldukça zaman almaktadır ve hesaplama süresini uzatmaktadır.

Bu tezde bariyer yükseklikleri değişken alınarak tek tepeli potansiyel ve çift tepeli potansiyel (izomerik yapı) için gama salımları da hesaba katılarak işlemler yapılacaktır. Bizim yaklaşımımızda Langevin dinamiği nötronların Monte-Carlo buharlaşması ile birleştirilmiştir. Weisskopf emisyon oranlarını uyarın (simüle eden) bir yöntem kabul edilmiştir. Fisyon dinamikleri arasındaki birleşme ve parçacık buharlaşması enerjiye bağlı sıcaklık üzerinden verilen bağıntıyla elde edilir. Sistemin sıcaklık bağıntısı aşağıdaki gibidir.

$$T(E_{top}, q, p) = \frac{1}{(E_{top} - p^2/2M - V(q))/a}$$

Nötron oranı da Weisskopf formülü ile hesaplanmaktadır.

$$\Gamma_n = \frac{2J + 1}{\pi^2 \hbar^2 \rho} \frac{\mu}{E_{top}} \int_0^{E_{top} - B_n} \sigma_{inv} \epsilon \rho(E_{top} - B_n - \epsilon) d\epsilon$$

Burada

$$\rho(E) = \frac{\pi}{12 a^4 E^4} \exp(2 \sqrt{aE})$$

$$\sigma_{inv}(\epsilon) = \alpha_n \left(1 + \frac{\beta_n}{\epsilon}\right) \pi R_n^2$$

dir.

$a = A/10$ seviye yoğunluğu, μ ve J indirgenmiş kütle ve nötron spini, E_{top} ana çekirdeğin toplam uyarım enerjisidir. Her bir zaman adımı Δt olmak üzere bir nötron yayma olasılığı $1 - \exp(-\Gamma_n \Delta t)$ ile hesaplanmaktadır. Daha sonra $[0,1]$ aralığında tekdüze bir rastgele sayı seçilir. Bunun olasılığı daha az ise bir nötron yayılır. Zaman adımları yeterince küçük alındığından, bir zaman adımı süresi boyunca çoklu parçacık buharlaşması hariç tutulmuştur.

Yayılan bir nötron tarafından taşınan enerji, sabit değeri nötronun $B_n = 6$ MeV olan bağlanma enerjisi artı nötronun Weisskopf oranını yeniden üretmek için stokastik olarak örneklendirilmiş kinetik enerjidir.

Bir nötronun ϵ_k 'dan daha az kinetik enerjiyle yayılma olasılığı aşağıdaki gibidir.

$$P(\epsilon_k) = \frac{\int_0^{\epsilon_k} \sigma_{inv} \epsilon \rho(\epsilon_k - \epsilon) d\epsilon}{\int_0^{E_{tot} - B_n} \sigma_{inv}(\epsilon) \epsilon \rho(E_{top} - B_n - \epsilon) d\epsilon}$$

Yukarıdaki denklemde $\epsilon_k = k\Delta\epsilon$ olarak küçük adımlar halinde kinetik enerjiyi ayrıştırdıktan sonra $0,1$ aralığında tekdüze rastgele bir sayı oluşturulur ve $\epsilon_N = N\Delta\epsilon = E_{top} - B_n$ için başlangıcı $k=1$ 'den sonu $k=N$ 'ye kadar devam eden $P(\epsilon_k)$ olasılıkları ile karşılaştırılır. Oluşturulan rastgele sayı $P(\epsilon_k)$ 'dan daha büyük ve $P(\epsilon_{k+1})$ 'den daha küçük olursa, kinetik enerji $(\epsilon_k + \epsilon_{k+1})/2$ olarak alınır. Nötron bir kez uyarıldığında buna göre E_{top} ve T gibi miktarlar yeniden hesaplanır ve Langevin denkleminin bir sonraki zaman adımı ve oran formülünde kullanılır. Cepteki uyarım enerjisi fisyon bariyerinin altına düştüğünde ya da kesme noktasına ulaşan fisyon durumları olduğunda olaylar buharlaşma kalıntıları olarak sonlanana kadar Langevin yörüngelerinin evrimi devam etmektedir. Kullanılan potansiyeller parabolik olduğundan, kesme noktasındaki potansiyel değer yarı kararlı taban durumunu gösteren

minimum değerin altında olduğunda, kesme noktası çeşitlilik gösterdiği zaman fisyon zamanı sadece çok az değişir. Bu durum potansiyelin, ilk geçiş sürecinde ortalama bir yakınsama ile büyük uzamalar için eksi sonsuza kadar uzamasından kaynaklanmaktadır. Fisyon olayları sadece eyer noktasına ulaştığında durdurulabilirdi fakat sonra geri akım ya da eyer noktası etrafındaki yörüngelerin dalgalanmaları ihmal edilmiş olurdu.

Tez alışmamızda nötron salımlarının yanı sıra bir de gama salımları hesaba katılarak işlemler yapılmıştır. Gama emisyon oranları aşağıdaki gibidir.

$$\Gamma_{\gamma} E1 = 1.02 \times 10^{14} \cdot A^{2/3} \cdot E_{\gamma}^3$$

$$\Gamma_{\gamma} M1 = 3.15 \times 10^{13} \cdot E_{\gamma}^3$$

$$\Gamma_{\gamma} E2 = 7.28 \times 10^7 \cdot A^{4/3} \cdot E_{\gamma}^5$$

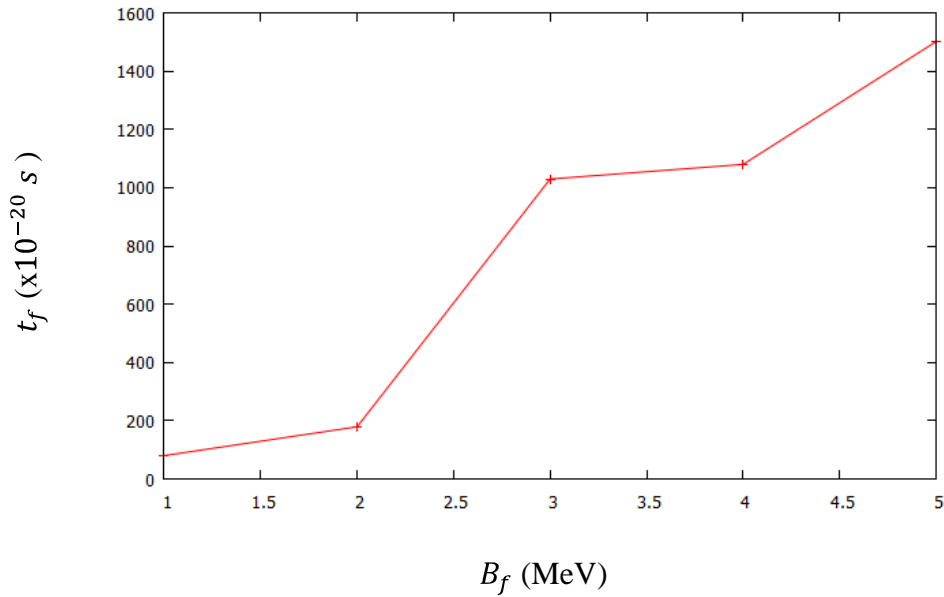
$$\Gamma_{\gamma} M2 = 2.24 \times 10^7 \cdot A^{2/3} \cdot E_{\gamma}^5$$

$\Gamma_{\gamma} E1$ elektrik dipol, $\Gamma_{\gamma} M1$ manyetik dipol, $\Gamma_{\gamma} E2$ elektrik kuadrupol, $\Gamma_{\gamma} M2$ manyetik kuadrupol için gama emisyon oranı değerleridir (Ring and Shuck 1980). Burada E_{γ} , yayımlanan gamanın enerjisidir. İşlemlerimizde bu enerji değerini 1 MeV olarak aldık. Gama salımı olasılığı çok düşük olduğu için değeri en yüksek olan emisyon oranını seçmemiz gerekir. Bu yüzden hesaplamalarımızda en yüksek olduğu için $\Gamma_{\gamma} E1$ gama oranı kullanılmıştır. Γ_{γ} 'nin birimi s^{-1} 'dir.

7. HESAPLAMALAR

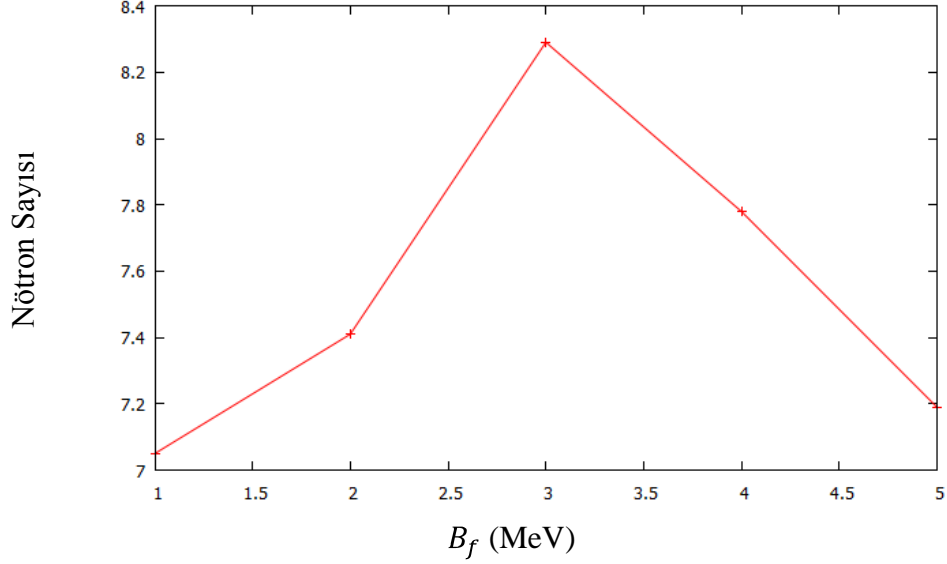
Hesaplamalar $Z=124$ çekirdeği için yapılmıştır. Potansiyelin tepe ve çukuru arasındaki uzaklık $q_B = 10$ fm olarak sabit tutulmuştur. Sürtünme katsayısı $\beta = 5 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$ olarak alınmıştır. m_0 nükleon kütlesi olmak üzere simetrik fisyon parçalarının indirgenmiş kütlesi $M = (A/4)m_0$ olarak alınır. Süper ağır çekirdeğin fisyon ve füzyon sürecinde açılma momentum hesaba katılmamıştır. Toplam uyarılma enerjisi $E_{top} = 70$ MeV olarak alınmıştır.

Gama salımı olasılığı çok düşük olduğu için hesaplamalarımızda gama emisyon oranı en yüksek olan elektrik dipol için $\Gamma_\gamma E1 = 1.02 \times 10^{14} \cdot A^{2/3} \cdot E_\gamma^3$ oranı alınmıştır. E_γ , gamanın yayınlandığı enerji değeridir ve 1 MeV olarak alınmıştır. Gama salımı olasılığı çok düşük olduğundan salımları görebilmek için her 100 zaman adımında bir gama salımının gerçekleşip gerçekleşmediğine bakılmıştır ve salımlar gözlemlenmiştir. 1 MeV'den 5 MeV'e kadar olan bariyer yüksekliklerine karşılık tek bariyerli potansiyel ve çift bariyerli potansiyel için ortalama fisyon süresi, kopma öncesi salınan ortalama nötron sayısı, fisyon süresi 10^{-18} s'den uzun olan olayların oranı P aşağıdaki grafiklerde gösterilmiştir (Şekil 7.1-7.9)



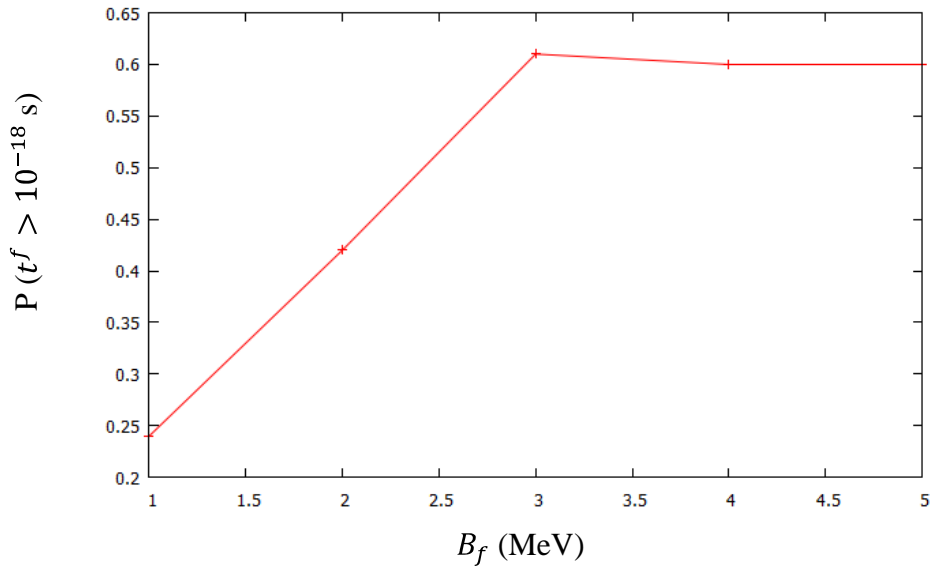
Şekil 7.1 Tek bariyerli potansiyelin fisyon süresi

Şekil 7.1’de gösterilen tek bariyerli potansiyel için fisyon süresi bariyer yüksekliği arttıkça artış göstermiştir.



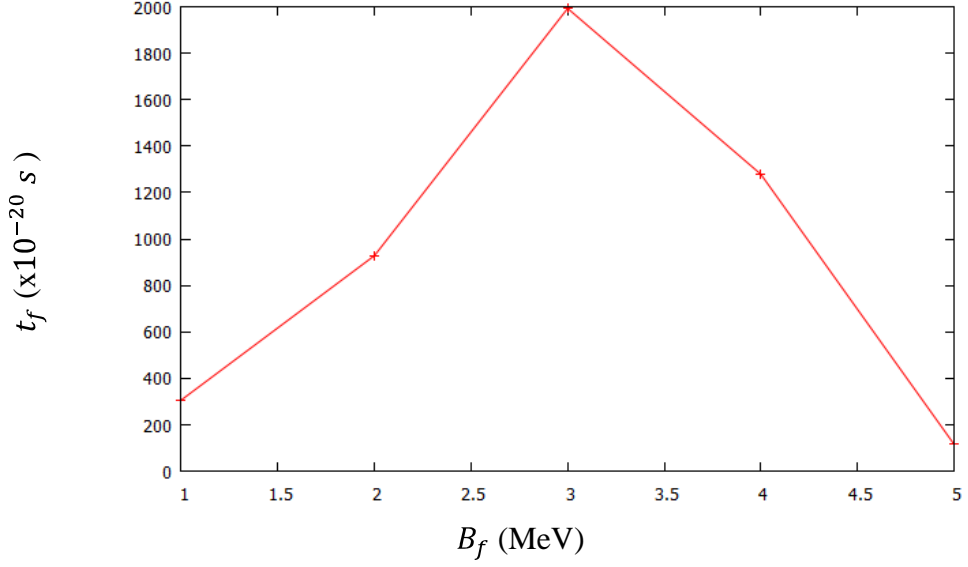
Şekil 7.2 Tek bariyerli potansiyelin kopma öncesi salınan ortalama nötron sayısı

Şekil 7.2’de gösterilen tek bariyerli potansiyelde kopma öncesi salınan ortalama nötron sayısı bariyer yüksekliği 3 MeV’e ulaşıncaya kadar artmıştır. Fakat 3 MeV’den sonra 5 MeV’e kadar azalış göstermiştir.



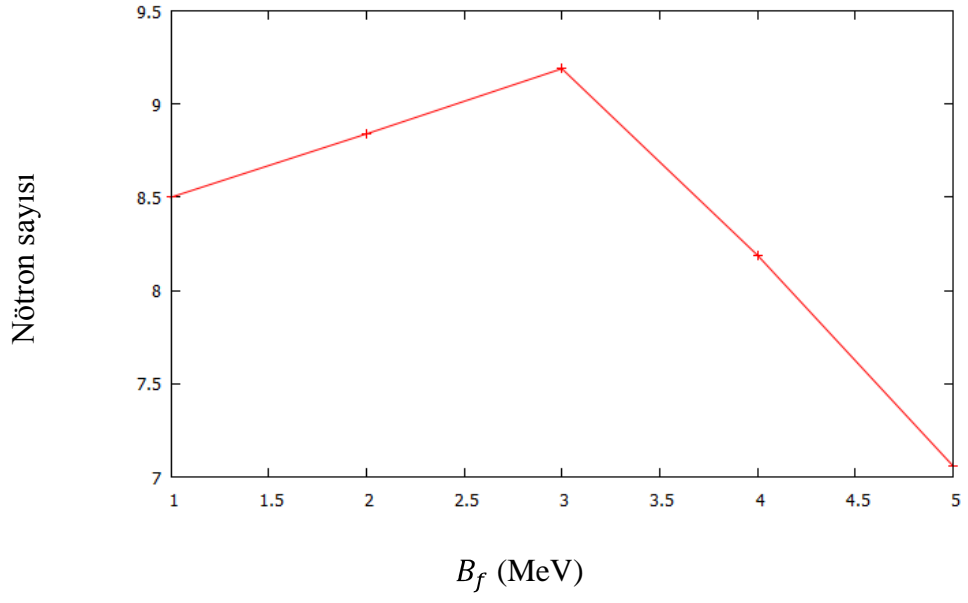
Şekil 7.3 Tek bariyerli potansiyelde P olasılığı

Şekil 7.3 ve 7.6'de fisyon süresi $t^f > 10^{-18}$ s olan olayların olasılığı verilmiştir. Bu olasılık tek bariyerli potansiyelde 3 MeV'e kadar artmış ve daha sabit değere ulaşmıştır. Çift bariyerli potansiyelde yine 3 MeV'e kadar P olasılığı artmıştır ve 3 MeV'den sonra azalmıştır.

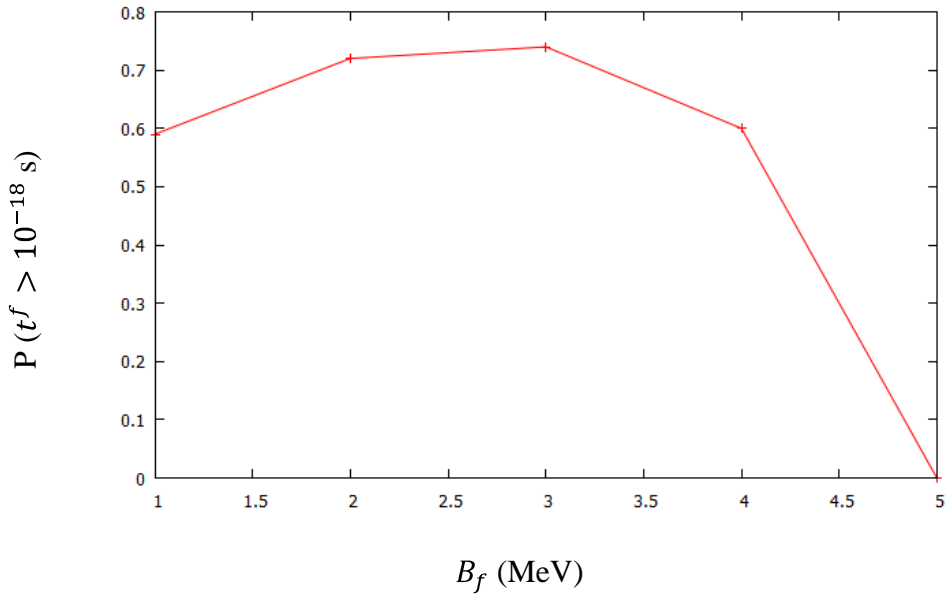


Şekil 7.4 Çift bariyerli potansiyelin fisyon süresi

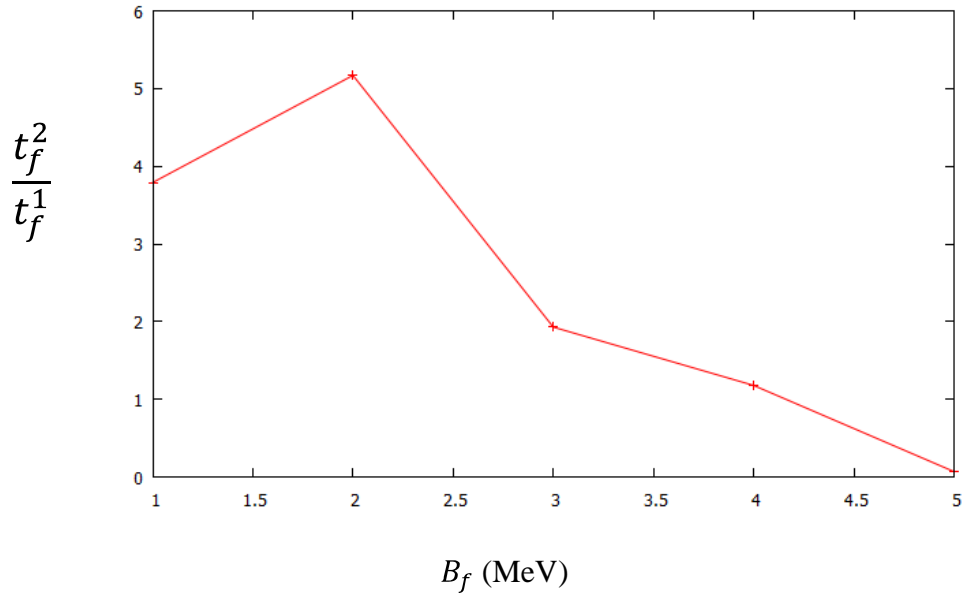
Şekil 7.4'te çift bariyerli potansiyelin fisyon süresi gösterilmiştir. Bariyer yüksekliği 3 MeV'e ulaşıncaya kadar fisyon süresi artmış ve 3 MeV'den sonra 5 MeV'e kadar azalış göstermiştir. Şekil 7.5'te gösterilen çift bariyerli potansiyelde kopma öncesi nötron salımı 3 MeV'e kadar artış göstermiştir ve daha sonra 5 MeV'e kadar azalmıştır. Bu yüzden salınan nötron sayısı arttıkça fisyon süresi uzamış azaldıkça da fisyon süresi azalmıştır.



Şekil 7.5 Çift bariyerli potansiyelin kopma öncesi salınan ortalama nötron sayısı

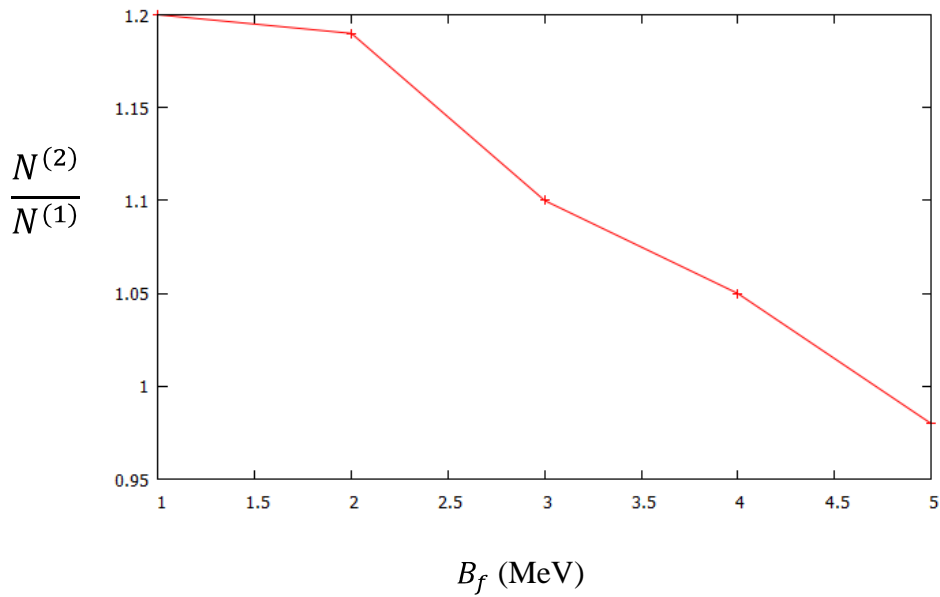


Şekil 7.6 Çift bariyerli potansiyelde P olasılığı



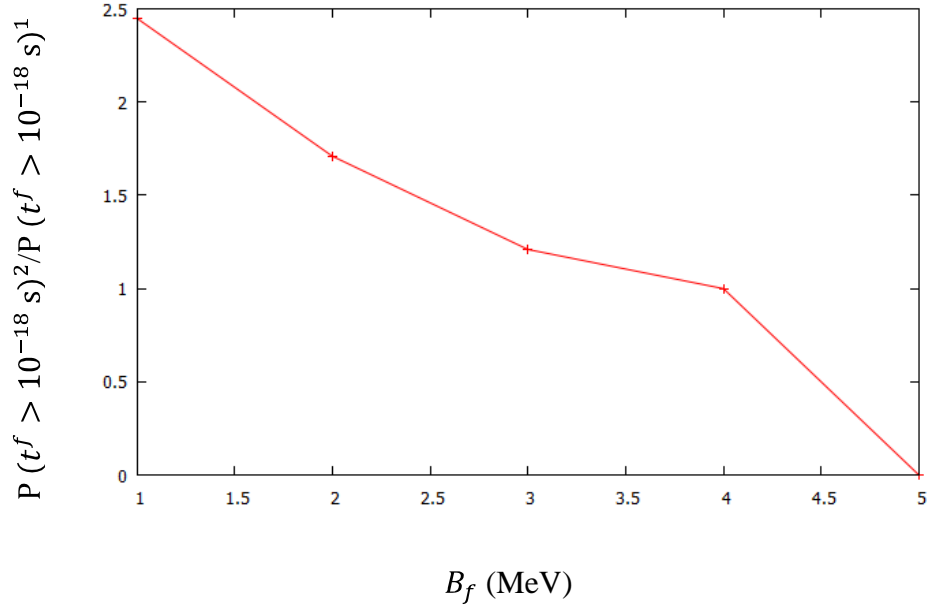
Şekil 7.7 Filyon bariyer yüksekliğine karşılık çift bariyerli potansiyelin filyon süresinin tek bariyerli potansiyelin filyon süresine oranı

Şekil 7.7’te gösterilen çift bariyerli potansiyelin filyon süresinin tek bariyerli potansiyelin filyon süresine oranı 2 MeV’e kadar artmıştır. 3 MeV’e yaklaşırken tek bariyerli potansiyelin filyon süresinin sürekli artışına bağılı olarak oran azalış göstermiştir.



Şekil 7.8 Filyon bariyer yüksekliğine karşılık çift bariyerli potansiyelde kopma öncesi salınan nötron sayısının tek bariyerli potansiyelde salınan nötron sayısına oranı

Şekil 7.8’de kopma öncesi nötron sayılarının oranları gösterilmiştir. Nötron sayısı hem tek bariyerli potansiyelde hem çift bariyerli potansiyelde 3 MeV’e kadar arttığı ve bu değerden sonra da iki potansiyelde de azaldığı için nötron sayısı oranları azalış göstermiştir.



Şekil 7.9 Filyon bariyer yüksekliğine karşılık çift bariyerli potansiyelin P olasılığının tek bariyerli potansiyelin P olasılığına oranı

Şekil 7.9’da P olasılığı oranları verilmiştir. Bu oran, çift bariyerli potansiyelde P oranının giderek azalmasından ve tek bariyerli potansiyelde P olasılığının bir süre sonra sabitlenmesinden dolayı 5 MeV’e ulaşınca kadar azalmıştır.

Filyon süresine asıl katkı uyarılma enerjilerinin filyon bariyer yüksekliklerine azalana kadar oluşan nötron buharlaşması olaylarından gelir. Şekillerde genelde $B_f = 3$ MeV değerinde izomerik potansiyelin ortalama filyon süresinin tek bariyerli potansiyelin filyon süresine göre oldukça fazla olduğu görülmüştür. Bu durum nötron buharlaşması ile filyon arasındaki rekabetten kaynaklanmaktadır. Morjean deneylerinde filyon süresi $t_f > 10^{-18}$ s olan filyon olaylarının %10’unu yakalamak için tek bariyerli potansiyelde 2 MeV’lik bir enerjiyle sağlanırken yaklaşık olarak 1 MeV olan düşük bariyer yüksekliği ile izomerik potansiyelin kullanılabildiği görülmüştür. Nötron bağlanma

enerjisine yakın bariyer yüksekliklerinde çekirdeğin nötron salımı ve fisyon uğraması arasında kararsız kalması, yani bu iki olay arasındaki rekabet olması fisyon süresini uzatmaktadır. Bizim çalışmamızda bu iki olaya bir de gama salımı eklenmiştir.

Daha önce yapılmış deneylerde sadece nötron salımları dikkate alınmıştır. Bu deneylerde nötron bağlanma enerjisine yakın değerlerde 6 MeV civarındaki bariyer yüksekliklerinde nötron salımı ve fisyon arasındaki rekabetten dolayı fisyon süresi artış göstermiştir. Bu bariyer yüksekliğini aştıktan sonra kopma öncesi salınan nötron sayısı azalmıştır. Bizim çalışmamızda gama salımı da dikkate alındığı için gamanın yayımlandığı enerji değeri 1 MeV, nötronun bağlanma enerjisi de 6 MeV olduğundan grafiklerde maksimum değer ortalama olarak 3 MeV civarında gözlenmiştir. Dolayısıyla kopma öncesi nötron sayısı hem çift bariyerli potansiyelde hem de tek bariyerli potansiyelde 3 MeV'e kadar artış gösterip 3 MeV'den sonra azalmıştır. Nötron salımı ile fisyon olayı rekabetine bir de gama salımı eklenmiştir. Bu da fisyon süresini uzatmaktadır.

8. TARTIŞMA VE SONUÇ

Nükleer fizikteki kararlılık vadisi henüz keşfedilmemiş çok ağır çekirdeklerin varlığını öngörmektedir. Bu bölgedeki süper ağır çekirdeklerin komşu çekirdeklere kıyasla daha kararlı bir yapıya sahip olduğu düşünülmektedir. Buradan yola çıkarak çekirdeklerin radyoaktif yarı ömürlerinin komşu çekirdeklerin yarı ömürlerine göre daha fazla olduğunu söyleyebiliriz.

Ağır çekirdeklerde Coulomb potansiyeli artar ve sonuç olarak çekirdekte oluşan cep şeklindeki engel ortadan kalkar. Çekirdeğin yapısını açıklamak için önerilen modellerden sıvı damla modeli fisyonu öngördüğünden buna karşılık bir düzeltme kabuk modeliyle karşılanır. Ağır çekirdeklerin kararlılıkları kabuk etkilerine bağlıdır ve bazı süper ağır çekirdeklerde kapalı kabuk bulunduğu teorik olarak hesaplanmıştır.

Süper ağır çekirdeklerin üretilmesi çok zordur, sadece belirli enerji değerlerinde iki ağır çekirdeğin çarpıştırılması ile soğuk ve sıcak füzyon olmak üzere iki çeşit reaksiyonla elde edilir. Fisyon süresini hesapladığımız çekirdek henüz elde edilmiş değildir ve elde etme olasılığı çok düşük olduğu için sadece yakalama olaylarının fisyon süreleri incelenebilmiştir.

Bu tezde daha önce yapılmış olan fisyon zamanı incelemelerinden yola çıkarak, bileşik süper ağır çekirdeğin ortalama fisyon zamanının, fisyon bariyer yüksekliklerinin ve izomerik yapıların fisyon zamanına olası etkileri araştırılmıştır. Hesaplamalarda daha doğru sonuçlar elde etmek ve potansiyeli dilediğimiz gibi izomerik yapıda seçebilmek için istatistiksel model yerine dinamik model kullanılmıştır. İstatistiksel modelde hesaplamalar bozunum denklemleriyle elde edilmektedir. Dinamik modelde ise hesaplamalar bir Monte-Carlo buharlaşma şemasına birleştirilmiş Langevin denklemi kullanılarak yapılmıştır. Potansiyellerin tepe ve çukur noktaları arasındaki uzaklık sabit tutularak bariyer yükseklikleri değişirken izomerik yapının ve gama salımının fisyon süresine etkileri araştırılmıştır. Verileri açıklamak için fisyon süreci sırasında tüm buharlaşma zinciri parçacık buharlaşması ve fisyon arasındaki rekabeti korumak için nötronların bağlanma enerjisine yakın fisyon bariyer yükseklikleri seçilmiştir.

Hesaplamalardan yola çıkarak izomerik yapı olduğunda fisyon süresinin belirli bir değere kadar arttığı ve daha sonra azaldığı görülmüştür. Geçmiş hesaplamalarda sadece fisyon olayları ve nötron salımı incelenirken bu iki olay arasındaki rekabet sonucunda kopma öncesi nötron salımlarının ve fisyon sürelerinin nötron bağlanma enerjisine yakın bariyer yüksekliklerinde maksimum değer aldığı görülmüştür. Bizim tez çalışmamızda ise gama salımları da eklenerek, kopma öncesi nötron sayısının ve fisyon süresinin gamanın yayımlandığı enerji ile nötron bağlanma enerjisi arasında ortalama bir değerde maksimuma ulaştığı gözlenmiştir.

Sonuç olarak doğada bulunmayan yalnızca laboratuvar koşullarında üretilebilen bu elementlerin olağandışı kimyasal özelliklere sahip olması mümkündür ve elementlerin uzun yarı ömürlere sahip izotopları varsa araştırılarak çeşitli uygulamalarda kullanılabileceğinin mümkün olması son derece önemlidir.

KAYNAKLAR

- Anonymous. 2012. Web Sitesi: http://www.en.m.wikipedia.org/wiki/Island_of_stability,
Erişim Tarihi: 24.07.2012
- Anonymous. 2010. WebSitesi: http://www.scitopics.com/The_Superheavy_Elements.html.
ErişimTarihi:13.09.2012
- Bemis, C. E. Silva, R., Hensley, D., Keller, O., Tarrant, J., Hunt, L., Dittner, P., Hahn, R. and Goodman, C. 1973. "X-Ray Identification of Element 104". *Physical Review Letters* 31 (10); 647–650.
- Brack, M. J., Damgard, A.S., Jensen, H.C., Pauli, V.M., Strutinsky, C. and Wong, Y., 1972 Rev. Mod. Phys. 44, 320.
- Bohr, N. and Wheeler, J. A., 1939. Phys. Rev. 56, 426.
- Bohr, N.F. Kalckar, Kgl. Danske Videnskab. Selskab, 1937. Mat. Fys. Medd. 14 (10).
- Brown, R. 1827. Phil. Mag. 4, 161-173.
- Clinton, N.S. 2005. "Atomic and Molecular Properties of Elements 112, 114, and 118". *Journal of Physical Chemistry A* 109 (15); 3493–3500.
- Cwiok, S. 1996. Nucl. Phys. A 611, 211.
- Dvorak, J., Bröchle, W., Chelnokov, M., Dressler, R., Düllmann, Ch., Eberhardt, K., Gorshkov, V., Jäger, E.2006. "Doubly Magic Nucleus Hs162-108-270". *Physical Review Letters* 97 (24); 242501.
- Einstein, A. 1956. "Investigations on the Theory of Brownian Movement", New York
- Emsley, John 2011. *Nature's Building Blocks: An A-Z Guide to the Elements* (New ed.). New York, NY: Oxford University Press. p. 215–7.
- Fröbrich, P. and Feldmeier, H. 1987. *Proc. Gross properties of nuclei and nuclear excitations XV*, Hirschegg, Austria, 230.
- Grang'e, P. and Weidenmüller, H.A., 1980. Phys. Lett. B 96, 26.

- Ghiorso, A., Nitschke, J. M., Alonso, J. R., Alonso, C. T., Nurmi, M., Seaborg, G. T., Hulet, E. K., Loughheed, R. W. 1974. "Element 106". *Phys. Rev. Lett.* 33(25); 1490–1493.
- Ghiorso, A., Nurmi, M., Harris, J., Eskola, K., Eskola, P. 1969. "Positive Identification of Two Alpha-Particle-Emitting Isotopes of Element 104". *Physical Review Letters* 22 (24); 1317–1320.
- Greiner, W. 2010. *Recommendations: 31st meeting, PAC for nuclear physics*. PAC for Nuclear Physics. p. 6.
- Hinde, D.J., Charity, R.J., Foote, G.S., Leigh, J.R., Newton, J.O., Ogaza S., and Chatterjee, 1984. *A. Phys. Rev. Lett.* 52, 986
- Hinde, D.J., Hilscher D. and Rossner, H., 1989. *Nucl. Phys. A*, 497-502.
- Hofmann, S., Ninov, V., Heßberger, F. P., Armbruster, P., Folger, H., Münzenberg, G., Schött, H. J., Popeko, A. G., Yeremin, A. V., Andreyev, A. N., Saro, S. and Janik, R., Leino, M. 1995. "The new element 111". *Zeitschrift für Physik A* 350 (4): 281
- Hofmann, S., Ninov, V., Heßberger, F. P., Armbruster, P., Folger, H., Münzenberg, G., Schött, H. J. and Popeko, A. G. 1995. "Production and decay of $^{269}110$ ". *Zeitschrift für Physik A* 350 (4); 277
- Hofmann, S. vd. 1996. "The new element 112". *Zeitschrift für Physik A* 354 (1); 229–230.
- Karol, P. J., Nakahara, H., Petley, B. W. and Vogt, E., 2001. "On the Discovery of the Elements 110–112". *Pure and Applied Chemistry* 73 (6): 959–967
- Kramers, H. A. 1940. *Physica*, Amsterdam, 7, 284.
- Krane, K.S. 1987. *Nuclear Physics*, 65
- Hagino, K, 2012. Yıldız Teknik Üniversitesi Fizik Semineri.
- Meitner, L. and Frisch, O.R., 1939. *Nature* 143, 239.
- Moller, P. and Nix, J. R. 1994. *J. Phys. G* 20, 1681.

- Münzenberg, G., Armbruster, P., Heßberger, F. P., Hofmann, S., Poppensieker, K., Reisdorf, W., Schneider, J. H. R., Schneider, W. F. W., Schmidt, K.-H., Sahn, C.-C. and Vermeulen, D. 1982. "Observation of one correlated α -decay in the reaction ^{58}Fe on $^{209}\text{Bi} \rightarrow ^{267}109$ ". *Zeitschrift für Physik A* 309 (1); 89
- Münzenberg, G., Hofmann, S., Heßberger, F.P., Reisdorf, W., Schmidt, K.H., Schneider, J.H.R., Armbruster, P., Sahn, C.C. and Thuma, B. (1981). "Identification of element 107 by α correlation chains". *Zeitschrift für Physik a Atoms and Nuclei* **300** (1): 107–8. Bibcode:1981ZPhyA.300..107M
- Oganessian, Y. T., Abdullin, F. S. and Bailey, P. D. 2010. "Synthesis of a New Element with Atomic Number $Z=117$ ". *Physical Review Letters* 104 (14); 142502
- Oganessian. 2003. "Experiments on the synthesis of element 115 in the reaction $^{243}\text{Am}(^{48}\text{Ca},xn)^{291-x}115$ ", *JINR Preprints*.
- Oganessian, Yu. T. 2006. "Synthesis and decay properties of superheavy elements". *Pure Appl. Chem.* 78; 889–904
- Oganessian, Yu. Ts., Utyonkoy, V. K. and Lobanov, Yu. V. Vd. 2004. "Experiments on the synthesis of element 115 in the reaction $^{243}\text{Am}(^{48}\text{Ca},xn)^{291-x}115$ ". *Physical Review C* 69 (2); 021601
- Oganessian, Yu. Ts. 2000. "Synthesis of superheavy nuclei in the $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$ reaction: ^{288}Fl ". *Physical Review C* 62 (4); 041604.
- Oganessian, Yu. Ts., Utyonkoy, V., Lobanov, Yu., Abdullin, F., Polyakov, A., Shirokovsky, I., Tsyganov, Yu., Gulbekian, G., Bogomolov, S. and Mezentssev, A.N. 2004. "Experiments on the synthesis of element 115 in the reaction $^{243}\text{Am}(^{48}\text{Ca},xn)^{291-x}115$ ". *Physical Review C* 69 (2); 021601
- Ring, Peter and Shuck, P. 1980. *The Nuclear Many Body Problem*, 590
- Rutz, K. 1997. *Phys. Rev. C* 56, 238.
- Sobiczewski, A., Gareev, F. A. and Kalinkin, B., 1966. *N. Phys. Lett.* 22, 500
- Thoennessen, M., Chakrabarty, D.R., Hermann, M.G., Butsch, R. and Paul, P., 1987. *Phys. Rev. Lett.* 59, 2860.

- Vaz, L.C., Logan, D., Duck, E., Alexander, J.M., Rivet, M.F., Zisman, M.S., Kaplan, M. and Ball, J.W., Z. 1984. Phys. A 315, 169
- Weidenmüller, H.A. 1980. Progress Particle Nucl. Phys. 3, 49.
- Wieser, M.E. 2006. "Atomic weights of the elements 2005 (IUPAC Technical Report)".
Pure and Applied Chemistry 78: 2051–2066.
- Barbosa, V.C., Soares, P.C., Oliveira, E.C., Gomes, L.C., 1985. Rev. Bras. Fiz. 15,211.
- Abe, Y., Gregoire, C. and Delagrange, H., 1986. J. Phys. C4 (47), 329.
- Oganesyan, Yu. Ts. Yu., Tret'yakov, P., Il'inov, S. A., Demin, A. G., Pleve, A. A., Tret'yakova, S. P. V., Plofko, M., Ivanov, M. P., Danilov, N. A., Korotkin, Yu. S. and Flerov, G. N. 1974. Journal of Experimental and Theoretical Physics (JETP), 20, 580-585

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Şerife Açelya USTA

Doğum Yeri : Mersin

Doğum Tarihi : 31.07.1988

Medeni Hali : Bekar

Yabancı Dili : İngilizce

Eğitim Durumu (Kurum ve Yıl)

Lise : Mersin Yusuf Kalkavan Anadolu Lisesi (2006)

Lisans : Ankara Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü (2010)

Yüksek Lisans : Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı
(Eylül 2010-Eylül2014)