

**$^{239}\text{Pu}$ ,  $^{233}\text{U}$  ve  $^{234}\text{U}$  ÇEKİRDEKLERİNİN, 0-20 MeV ARALIĞINDA  
GAMA-FİSYON( $\gamma$ , f) TESİR KESİTLERİNİN HESAPLANMASI**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**Alperen KÖROĞLU**

**DANIŞMAN**

**Yrd. Doç. Dr. Bekir ORUNCAK**

**FİZİK ANABİLİM DALI**

**HAZİRAN, 2013**

Bu tez çalışması 10.REK.01 numaralı AKÜ BAPK Projesi tarafından desteklenmiştir.

**AFYON KOCATEPE ÜNİVERSİTESİ**  
**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**$^{239}\text{Pu}$ ,  $^{233}\text{U}$  ve  $^{234}\text{U}$  ÇEKİRDEKLERİNİN, 0-20 MeV ARALIĞINDA  
GAMA-FİSYON ( $\gamma$ , f) TESİR KESİTLERİNİN HESAPLANMASI**

**ALPEREN KÖROĞLU**

**DANIŞMAN**

**Yrd. Doç. Dr. BEKİR ORUNCAK**

**FİZİK ANABİLİM DALI**

**HAZİRAN, 2013**

## TEZ ONAY SAYFASI

Alperen Koroğlu tarafından hazırlanan “ $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{233}\text{U}$  ve  $^{234}\text{U}$  Çekirdeklerinin, 0-20 MeV Aralığında Gama–Fisyon( $\gamma$ , f) Tesir Kesitlerinin Hesaplanması” adlı tez çalışması lisansüstü eğitim ve öğretim yönetmeliğinin ilgili maddeleri uyarınca ...../...../..... tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oy birliği/oy çokluğu ile Afyon Kocatepe Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü **Fizik Anabilim Dalı’nda YÜKSEK LİSANS TEZİ olarak kabul edilmiştir.**

**Danışman** : Yrd. Doç. Dr. Bekir Oruncak

**Başkan** : İmza

**Üye** : İmza

**Üye** : İmza

**Afyon Kocatepe Üniversitesi**

**Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu’nun**

...../...../..... tarih ve

.....sayılı kararıyla onaylanmıştır.

**Prof. Dr. Mevlüt DOĞAN**

**Enstitü Müdürü**

## BİLİMSEL ETİK BİLDİRİM SAYFASI

**Afyon Kocatepe Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, tez yazım kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmada;**

- Tez içindeki bütün bilgi ve belgeleri akademik kurallar çerçevesinde elde ettiğimi,
- Görsel, işitsel ve yazılı tüm bilgi ve sonuçları bilimsel ahlak kurallarına uygun olarak sunduğumu,
- Başkalarının eserlerinden yararlanılması durumunda ilgili eserlere bilimsel normlara uygun olarak atıfta bulunduğumu,
- Atıfta bulunduğum eserlerin tümünü kaynak olarak gösterdiğimi,
- Kullanılan verilerde herhangi bir tahrifat yapmadığımı,
- Ve bu tezin herhangi bir bölümünü bu üniversite veya başka bir üniversitede başka bir tez çalışması olarak sunmadığımı

**beyan ederim.**

..../..../2013

**Alperen KÖROĞLU**

**ÖZET**  
Yüksek Lisans Tezi

$^{239}\text{Pu}$ ,  $^{233}\text{U}$  ve  $^{234}\text{U}$  ÇEKİRDEKLERİNİN, 0-20 MeV ARALIĞINDA  
GAMA–FİSYON ( $\gamma$ , f) TESİR KESİTLERİNİN HESAPLANMASI

ALPEREN KÖROĞLU

Afyon Kocatepe Üniversitesi  
Fen Bilimleri Enstitüsü  
Fizik Anabilim Dalı

**Danışman:** Yrd. Doç. Dr. Bekir Oruncak

Bu çalışmada  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{233}\text{U}$  ve  $^{234}\text{U}$  çekirdeklerinin fisyon tesir kesitleri hesaplandı. Hesaplamalarda TALYS 1.2 bilgisayar programı kullanıldı. Hesaplamalar 0-20 MeV gelme enerjilerine sahip gamalar ile gerçekleştirildi. Hesaplamalarda kullanılan TALYS 1.2 programında her bir çekirdek için fisyon bariyeri parametresi (Deneysel Fisyon Bariyeri, Teorik Fisyon Bariyeri Mamdouh Tablosu, Teorik Fisyon Bariyeri Dönen Sıvı Damla Modeli, Teorik Fisyon Bariyeri Sierk Model, Fisyon Yol Modeli için WKB Yaklaşımı) ve kabuk modeli parametrelerinin (Myers – Swiatecki Modeli, Goriely Modeli) tüm sistematiği kullanıldı. Elde edilen teorik değerler Deneysel Nükleer Reaksiyon Verisi (EXFOR) [www-nds.iaea.org/exfor/](http://www-nds.iaea.org/exfor/) adresinden alınan deneysel değerlerle grafik üzerinde karşılaştırıldı. Çekirdekler için farklı teorik değerlerin deneysel değerlerle uyumluluğu incelendi.

**2013, xii + 55 sayfa**

**Anahtar Kelimeler:** Nükleer reaksiyon, fisyon tesir kesiti, fisyon bariyeri, TALYS 1.2 programı

**ABSTRACT**  
M. Sc. Thesis

CROSS SECTION CALCULATION of  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{233}\text{U}$  and  $^{234}\text{U}$  NUCLEUS  
GAMMA–FISSION ( $\gamma$ , f) BETWEEN 0-20 MeV

ALPEREN KÖROĞLU

Afyon Kocatepe University  
Graduate School of Natural and Applied Sciences  
Department of Physics

**Supervisor:** Assist. Prof. Dr. Bekir Oruncak

In this study, cross section of  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{233}\text{U}$  and  $^{234}\text{U}$  have been calculated. TALYS 1.2 computer program was used for calculations. Calculations have been studied by 0-20 MeV incident energy gamma. In TALYS 1.2 calculations, all sistematics of fission barrier parameters (Experimental Fission Barriers, Theoretical Fission Bariers Mamdouh Table, Theoretical Fission Bariers Sierk Model, Theoretical Fission Bariers Rotating Liquid Drop, WKB Approximation for Fission Path Model) and shell model parameters (Myers – Swiatecki Model, Goriely Model) was used for each of nuclei. Experimental datas, taken from Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR) [www-nds.iaea.org/exfor/](http://www-nds.iaea.org/exfor/) address is compared on graphic. For nuclei, different theoretical values are compared and investigated with experimental values.

**2013, xii + 55 pages**

**Key Words:** Nuclear reaction, fission cross section, fission barrier, TALYS 1.2 Program

## TEŞEKKÜR

Bu tez alıőması 10.REK.01 numaralı AKÜ BAPK Projesi tarafından desteklenmiştir. Tezime katkısı bulunan AKÜ BAPK Projesine teşekkür ederim. Tezin hazırlanması ve tezin yazımı süresinde beni yönlendiren, deneyimlerini benle paylaşan değerli tez danıőmanım Yrd. Doç. Dr. Bekir Oruncak hocama bana verdiği destekten dolayı çok teşekkür ederim. Tez konumun seçiminde ve tezin hazırlanmasında bilgilerine baővurduęum Yrd. Doç. Dr. İsmail Hakkı Sarpün hocama katkılarından dolayı teşekkür ederim. Tez çalıőmam sırasında İngilizce evirilerinde yardım eden Dr. Yakup Özgüngör 'e teőekkürü bir borç bilirim.

ALPEREN KÖROğLU

AFYONKARAHİSAR, 2013

## İÇİNDEKİLER

ÖZET .....	V
ABSTRACT .....	VI
TEŞEKKÜR .....	VII
İÇİNDEKİLER.....	VIII
SİMGELER VE KISALTMALAR .....	IX
ŞEKİL DİZİNİ.....	XI
TABLolar DİZİNİ.....	XII
1 GİRİŞ.....	1
2 KAYNAK ÖZETLERİ.....	3
2.1 Filyon.....	3
2.1.1 Filyon Tesir Kesitleri .....	5
2.1.2 Filyonda Enerji.....	7
2.2 Kabuk Model.....	12
3 MATERYAL VE YÖNTEM.....	16
3.1 TALYS 1.2 Sistematiği.....	16
3.1.1 Deneysel Filyon Bariyeri Modeli.....	17
3.1.2 Mamdough Tablosu Filyon Bariyeri Modeli .....	19
3.1.3 Dönen Sıvı Damlası Filyon Bariyeri Modeli .....	23
3.1.4 Sierk Filyon Bariyeri Modeli .....	25
3.1.5 WKB Yaklaşımı Filyon Bariyeri Modeli.....	27
3.1.6 Myers-Swiatecki Kabuk Modeli.....	30
3.1.7 Goriely Kabuk Modeli.....	32
3.2 Girdi Veri Dosyası .....	35
3.3 Çıktı Veri Dosyası.....	36
4 ARAŞTIRMA BULGULARI .....	37
4.1 $^{239}\text{Pu}(\gamma, \text{filyon})$ Reaksiyonları.....	38
4.2 $^{233}\text{U}(\gamma, \text{filyon})$ Reaksiyonları.....	41
4.3 $^{234}\text{U}(\gamma, \text{filyon})$ Reaksiyonları.....	44
5 TARTIŞMA VE SONUÇ .....	47
6 KAYNAKLAR.....	49
6.1 İnternet Kaynakları.....	54
ÖZGEÇMİŞ.....	55



## SİMGELER VE KISALTMALAR

Bu çalışmada kullanılmış bazı simgeler ve kısaltmalar, açıklamaları ile birlikte aşağıda sunulmuştur.

<b>Simgeler</b>	<b>Açıklama</b>
<b>A</b>	kütle numarası
<b>B</b>	bariyer
<b>B<sub>f</sub></b>	fisyon bariyeri
<b>E<sub>s</sub></b>	yüzey enerjisi
<b>E<sub>ex</sub></b>	deneysel enerji
<b>E<sub>v</sub></b>	hacim enerjisi
<b>E<sub>c</sub></b>	Coulomb enerjisi
<b>E<sub>th</sub></b>	teorik enerji
<b>E<sub>δ</sub></b>	spin enerjisi
<b>I<sub>0</sub></b>	eylemsizlik momenti
<b>N</b>	nötron numarası
<b>R</b>	çekirdek yarıçapı
<b>Z</b>	atom numarası
<b>σ</b>	tesir kesiti
<b>δ</b>	çiftlenim enerjisi terimi

## **Kısaltmalar**

## **Açıklama**

<b>ETF</b>	Genişletilmiş Thomas-Fermi metot
<b>LDM</b>	Sıvı damla modeli
<b>FRDM</b>	Sonlu aralıklı damla modeli
<b>EI</b>	Element
<b>WKB</b>	Wentzel Kramers Brillouin
<b>DFBM</b>	DeneySEL fişyon bariyeri modeli
<b>MFBM</b>	Mamdouh tablosu fişyon bariyeri modeli
<b>SFBM</b>	Sierk fişyon bariyeri modeli
<b>DSDM</b>	Dönen sıvı damlası fişyon bariyeri modeli
<b>WKBM</b>	WKB yaklaşımı fişyon bariyeri modeli
<b>MSKM</b>	Myers-Swiatecki kabuk modeli
<b>GKM</b>	Goriely kabuk modeli

## ŞEKİL DİZİNİ

Şekil 2.1 Aralarındaki mesafenin bir fonksiyonu olarak $\alpha$ parçacığı ve kız çekirdek sisteminin bağıl potansiyel enerjisi. ....	3
Şekil 2.2 $^{235}\text{U}$ 'e yavaş nötron gelmesi sonucunda meydana gelmesi beklenen oluşumlar. ....	4
Şekil 2.3 $^{235}\text{U}$ ve $^{238}\text{U}$ 'in nötronlarla oluşturulan fisyon tesir kesitleri .....	6
Şekil 2.4 Ağır çekirdeklerin aktivasyon enerjileri.....	8
Şekil 2.5 Çiftlenimin, uyarılma enerjisi üzerindeki etkisi.....	8
Şekil 2.6 Elementlerin atomik yarıçapları ve iyonlaşma enerjileri .....	13
Şekil 2.7 İzoton dizilerinin iki-proton ayrılma enerjileri ve izotop dizilerinin iki-nötron ayrılma enerjileri.....	15
Şekil 3.1 $Z=92$ için iç, dış bariyer değerleri, ETF bariyer değeri ve c parametresinin uzama karşılıkları. ....	22
Şekil 3.2 Sıvı damla modeli ve sonlu aralık modeli için $\beta$ -sabit çekirdeklerin kütle numaralarına göre hesaplanmış fisyon bariyer yükseklikleri .....	27
Şekil 3.3 Nükleer bağlanma enerjileri kabuk düzeltmeleri için farklı yazarlar tarafından tahmin edilmektedir.....	32
Şekil 3.4 Deneysel kütle değerleri ile HFB-17 kütle modeli değerleri arasındaki enerji farkları. ....	35
Şekil 4.1 $^{239}\text{Pu}$ çekirdeği için teorik fisyon tesir kesiti değerlerinin deneysel fisyon tesir kesiti değeriyle karşılaştırılması. ....	38
Şekil 4.2 $^{233}\text{U}$ çekirdeği için teorik fisyon tesir kesiti değerlerinin deneysel fisyon tesir kesiti değeriyle karşılaştırılması.....	41
Şekil 4.3 $^{234}\text{U}$ çekirdeği için teorik fisyon tesir kesiti değerlerinin deneysel fisyon tesir kesiti değeriyle karşılaştırılması. ....	44

## TABLolar DİZİNİ

<b>Tablo 1</b> Deneysel fisyon bariyerleri.....	17
<b>Tablo 2</b> Aktinitler için fisyon bariyer parametreleri .....	17
<b>Tablo 3</b> Birincil bariyer yükseklikleri .....	20

## 1 GİRİŞ

Atomun çekirdeği ile ilgili bilgiler radyoaktivitenin keşfedilmesine dayanmaktadır. Henri Becquerel şans eseri olarak uranyum ve potasyum sülfattan oluşan bir numuneyi karanlık odada fotoğraf levhalarının yanında bırakması sonucunda, fotoğraf levhalarının yanarak beyaz desenler oluşturduğunu görmüştür. Becquerel bu deneyi tekrarladığında uranyum tuzlarının radyasyon yaydığını tespit etmiştir. Becquerel 'den sonra uranyum haricinde başka maddelerinde radyasyon yayımladıkları tespit edilmiştir. Radyasyon yayma olayına radyoaktivite, radyasyon yayan elementlere de radyoaktif element denilmiştir (Becquerel 1986).

1930 yılında Bothe ve Berker berilyum tabakasını alfa parçacıklarıyla bombardıman ettiklerinde bu elementten girciliği yüksek olan bir radyasyon tespit etmişlerdir. Bir süre sonra başka elementler üzerinde de gerçekleştirilen deneylerde girciliği yüksek olan radyasyonun gama ışınları olarak ifade edilmiştir (Bothe and Becker 1930). Curie ve Joliot berilyum ile Hoffman elektrometresine bağlı bulunan iyonizasyon odası arasına parafin maddesinin konulduğu zaman iyonizasyon enerjisinin arttığını görmüşlerdir. Parafin çıkarılıp yerine karbon, bakır, gümüş gibi maddeler konulduğunda iyonizasyon enerjisinde değişim gözlenmemiştir. Yapılan deney sonucunda hidrojen bulunduran cisimlerde protonların fırlatıldığı tespit edilmiştir (Curie and Joliot 1931).

1932 yılında Chadwick ağırlığı protona eşit sayılan fakat yükü bulunmayan parçacık keşfetmiştir. Bu parçacık çekirdeğe yaklaştığında enerjisinde kayıp yaşamadığını fark edilmiştir. Çekirdeği uyarmak için o zamanlar yüksek enerjili protonlar gönderilmekteydi. Bulunan bu parçacık daha düşük enerjide çekirdeği uyatabiliyordu. Bununla birlikte Chadwick parçacığın elektriksel olarak etkilenmediğinin farkına varmıştır. Daha sonraları bu parçacık nötron olarak adlandırılmıştır (Chadwick 1932).

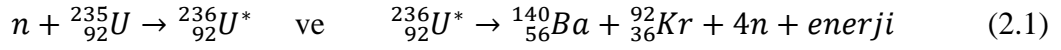
Fermi 1934 yılında uranyum elementini nötronla bombardıman ederek atom sayısı 92 'den büyük elementlerin meydana gelebileceğini deneylerle ortaya koymuştur. Fermi yaptığı deneyler sonucunda radyoaktif elementler elde etmiştir. Deneylerinde uranyum ötesi elementlerin (93, 94, 95, 96) atom sayısına sahip elementlerden meydana geldiğini düşünmüştür. 1939 kadar radyoaktiviteler atom sayısı 92 'den büyük olan elementler uranyum ötesi olarak tanımlanmaktadır. Fakat gerçekte  $^{238}\text{U}$  elementi uyarılmış halde  $\beta$  bozunması yaparak  $^{238}\text{Np}$  elementine, bu elementte radyoaktif ise oda bozunarak  $^{238}\text{Pu}$  elementine dönüşmektedir (Fermi 1934).

Fermi 'nin yapmış olduğu deneyler diğer bilim insanları Hanh ve Meitner ve Strassman tarafından Almanya 'da, Curie ve Savitch tarafından Fransa 'da tekrarlanmıştır. Bu bilim insanları  $\beta$  bozunması yapan elementlerin özelliklerini anlayabilmek için deneyler yapmışlardır. Hanh ve Strassman uranyum bileşiklerini nötronla bombardıman ederek meydana gelen ürün çekirdeklerden birinin barium ( $Z=56$ ) olduğunu ortaya koymuştur. Barium  $\beta$  bozunması yaparak lanthan ( $Z=57$ ) dönüştüğünü gözlemlemiştir. Parçalanma sonucunda oluşan diğer çekirdek krypton ( $Z=36$ ) 'du. Barium ve Krypton çekirdeklerinin atom numaraları toplandığında uranyum çekirdeğinin atom numarasına eşit olmaktadır. Bu sonuca göre uranyum elementi yavaş nötronla bombardıman edilmesi sonucunda biri hafif diğeri ağır iki parçaya ayrılmaktadır. Bu olayda fisyonu oluşturmaktadır (Hahn et al. 1937).

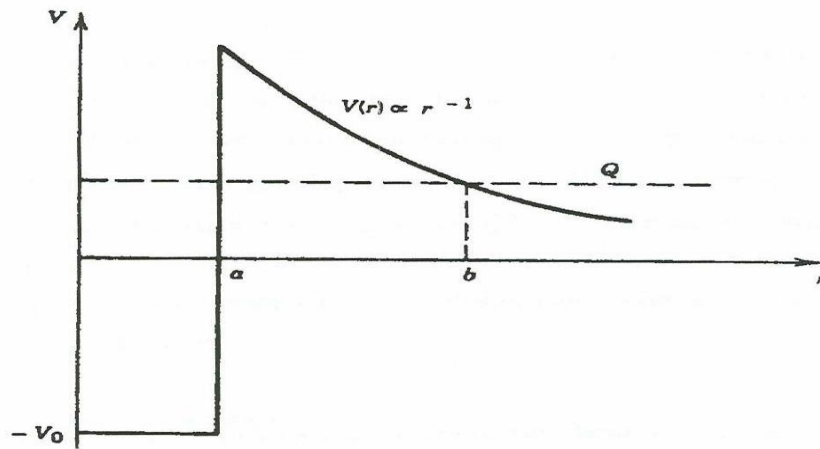
## 2 KAYNAK ÖZETLERİ

### 2.1 Filyon

Nötron keşfinden sonra nötronlar filyon olayında kullanılmaya başlanmıştır. Nötronlar yüksüz parçacıklar olduğundan dolayı çekirdeğe kolayca yaklaşır uyarabiliyorlardı. Bu uyarma sonucunda çekirdek kararsız hale gelip bozulmaya başlıyordu. Filyon reaksiyon ürünleri çok radyoaktif ve kuvvetli radyasyon kaynağı haline dönüşür. Reaksiyon sonucunda yüksek enerji açığa çıkmaktadır.

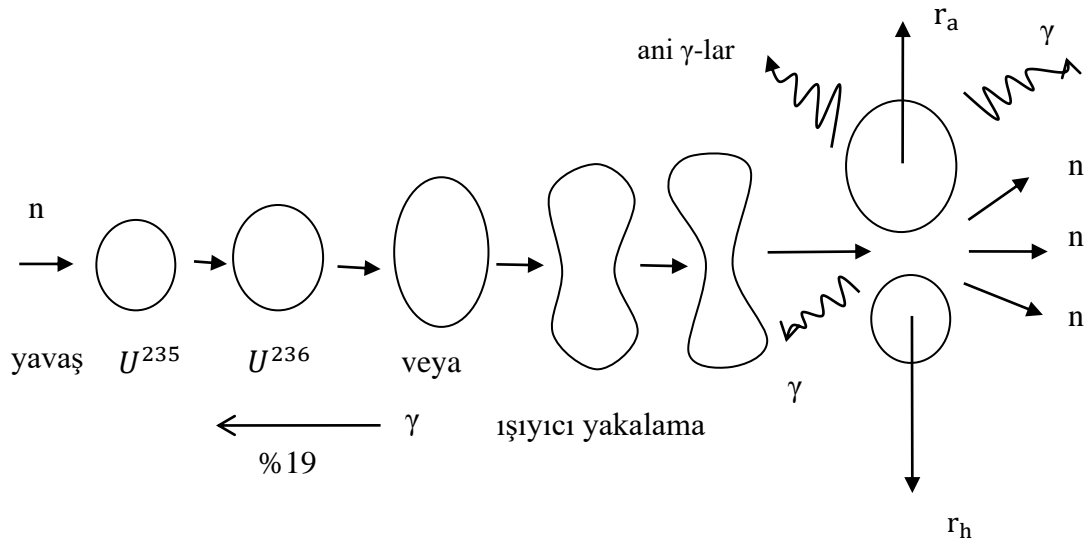


Çekirdeğin filyon olayını gerçekleştirmesi, çekirdek içindeki protonların oluşturduğu Coulomb itme enerjisi ile orantılıdır. Coulomb enerjisi  $Z^2$  ile orantılı artarken, toplam nükleer bağlanma enerjisi  $A$  ile orantılı olarak artar. Şekil 2.1 'de gösterildiği gibi ağır çekirdeklerin potansiyel kuyunun tepesine yakın yerde bulunması gerekir. Ağır çekirdek olduğu için potansiyel enerji engeli çabuk aşması beklenmektedir. Filyon doğal bozulma ile gerçekleşebileceği gibi yapay yolla (nötron, foton vb.) dışarıdan bir etkiyle meydana getirilebilecek bir olaydır.



Şekil 2.1 Aralarındaki mesafenin bir fonksiyonu olarak  $\alpha$  parçacığı ve kız çekirdek sisteminin bağıl potansiyel enerjisi (Krane 2001).

Bohr ve Wheeler fisyon olayını çekirdeğin sıvı damla modeliyle açıklamışlardır. Çekirdeğin içindeki Coulomb kuvveti ile çekirdek yüzey gerilim kuvvetleri bir denge içindedir. Çekirdeğe dışarıdan gelen bir yavaş nötron neticesinde çekirdekte titreşimler meydana gelir ve çekirdeğin damla şekli giderek elipsoit biçimini almaya başlar. Yüzey gerilim kuvvetleri çekirdeğin şeklini damla şeklinde korumaya çalışırken, uyarılma enerjisi ise şekli daha çok bozarak kopmaya zorlar. Uyarılma enerjisi çekirdeği uyardırma yetecek seviyede ise damla ipek kozası şeklini alarak Coulomb itmesinin etkisiyle de kozanın iki yuvarlağını birbirinden ayırır. Biri diğerinden ağır olan iki parçacık meydana gelir. Ağır olan çekirdeğe  $a$ , hafif olan çekirdeğe  $h$  indisleri ile Şekil 2.2 'de  $^{235}\text{U}$  yavaş nötron yakalayarak bölünmesi gösterilmiştir. Eğer uyarılma enerjisi çekirdeği bölebilecek enerjiye sahip değilse elipsoit, yüzey gerilim kuvvetlerinin etkisiyle tekrar küresel biçime dönerken, uyarılma enerjisi gama ışınları şeklinde yayımlanır. Bu durumda ise ışıyıcı yakalama olayı meydana gelmiş olur (Bohr and Wheeler 1939).



**Şekil 2.2**  $^{235}\text{U}$ 'e yavaş nötron gelmesi sonucunda meydana gelmesi beklenen oluşumlar.

Yavaş nötronlarla fisyon asimettiktir. Fisyon sonucu oluşan çekirdeklerin kütleleri birbirinden farklıdır. Sıvı damla modeli fisyonu simetrik olarak ifade etmektedir. Fakat deneylerde fisyon sonucu oluşan çekirdeklerin birinin diğerinden yaklaşık olarak bir



buçuk kat daha büyük olduğunu göstermiştir. Asimetrik fisyon, çekirdeğin tabakalı modeliyle bir derece kadar açıklana bilmektedir. Bu modelde sihirli sayılar adı verilen, proton ve nötron sayıları 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 sayılarından birine sahip çekirdeklerin öteki çekirdeklerden daha kararlı bir yapıya sahip oldukları ve çekirdek tabakalarının olduğu kabul edilmektedir. Ana çekirdek bölünürken, meydana gelen ürün çekirdeklerin bu sayılara yakın nükleonlardan meydana gelmesi beklenir (Mayer 1948).

### 2.1.1 Fisyon Tesir Kesitleri

Hedefe gönderilen her parçacık çekirdek reaksiyonu oluşturmaz. Çekirdek üzerine gelen parçacıkların bir kısmı çekirdek tarafından soğurulduğu gibi, bir kısmı da çekirdeğe gelmeden saçılırlar. Parçacık madde içersinden geçerken soğurulan tanecik sayısı  $\Delta N$ , gelen tanecik sayısı  $N$  ve hedef maddenin kalınlığı  $\Delta x$  ile oranlı;

$$\Delta N = -\mu N \Delta x \quad (2.2)$$

dir. Denklemdeki  $\mu$  parçacığın etki ettiği maddenin  $1 \text{ cm}^3$  soğurma kesrini ifade eder.

$$\mu = \sigma_t n \quad (2.3)$$

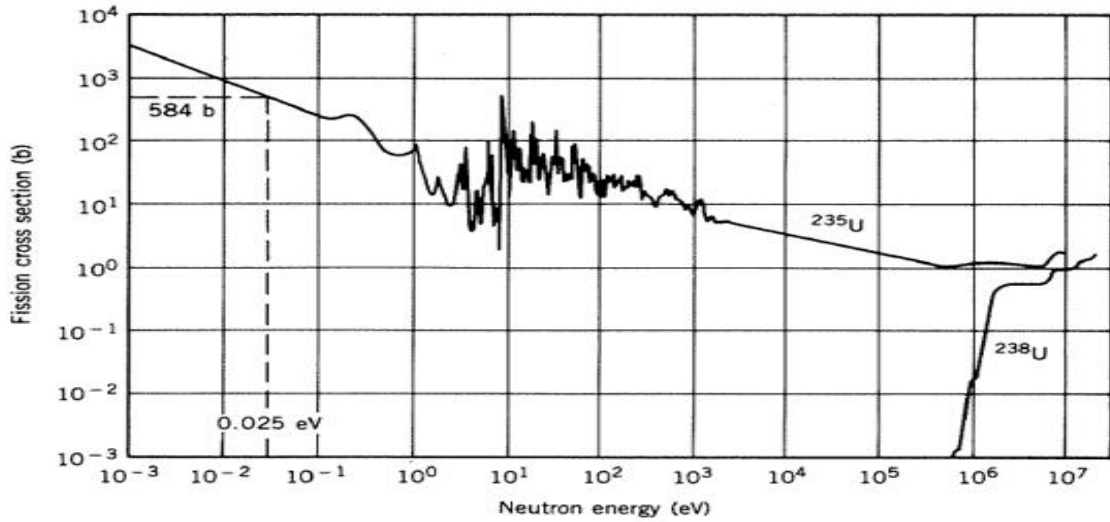
dir.  $\text{cm}^3$  başına atomların sayısı  $n$  ile gösterilir ve  $n$  ne kadar fazla olursa soğurulma ihtimali o kadar fazla olacaktır. Denklemdeki  $\sigma_t$  (tesir kesiti) 'nin boyutları yüzey boyutlarıdır.

$$\frac{\Delta N}{N} = -n \sigma_t \Delta x \quad (2.3)$$

Denklem 2.3 'ün integralini aldığımızda,

$$N = N_0 e^{-\sigma_t n x} \quad (2.4)$$

Gelen bir parçacığın, çekirdekte bir reaksiyon meydana getirebilme olasılığına tesir kesiti ( $\sigma$ ) adı verilir. Tesir kesitinin birimi alan birimi olduğundan dolayı her hedef çekirdek, üzerinde  $\sigma$  gibi belli bir bölge bulunacağı ve gelen parçacığın yalnız o alana gelmesi halinde çekirdekte reaksiyon oluşturacağı anlamına gelmektedir. Tesir kesitinin birimi barn 'dır ve  $1b = 10^{-24} \text{cm}^2$  'ye eşittir. Tesir kesiti tepkimenin türüne ve gelen parçacığın enerjisine de bağlıdır. Tesir kesitinin hesaplanması fisyon olayında önemli bir yer oluşturmaktadır. Tesir kesitlerinin bilinmesi çekirdeğin hangi enerjide reaksiyon oluşturacağını söylemesinden dolayı nükleer reaksiyonla ilgilenen alanlarda tesir kesiti önemli ön bilgi kaynağıdır



**Şekil 2.3**  $^{235}\text{U}$  ve  $^{238}\text{U}$  'in nötronlarla oluşturulan fisyon tesir kesitleri (Krane 2001).

Şekil 2.3 'de  $^{235}\text{U}$  için termal fisyon tesir kesiti (584 b), saçılma (9 b) ve radyoaktif yakalama (97 b) tesir kesitlerinin üstündedir. Fisyonunda ortaya çıkan MeV mertebesindeki nötronlardan yeni fisyon meydana getirmeleri istenirse, tesir kesitini arttırmak amacıyla nötronları termal enerjiyle yavaşlatmamız gerekmektedir. Şekil 2.3 'te görüldüğü gibi  $^{238}\text{U}$  için termal bölgenin tamamında fisyon gerçekleşmemektedir. Bunun nedeni ise uyarılma enerjisinin engeli aşmak için gerekli olan aktivasyon enerjisinden küçük olduğu durumların bulunmasıdır (Krane 2001, Dunning 1935).

### 2.1.2 Fisyonda Enerji

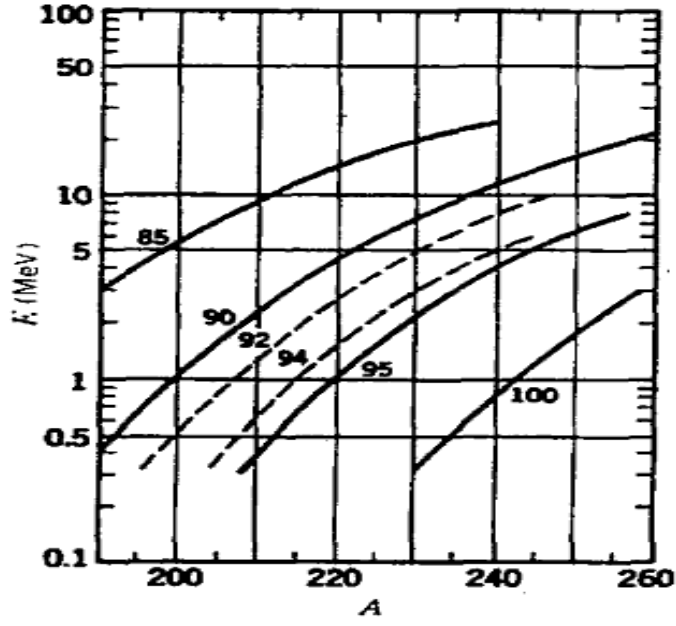
$^{235}\text{U}$ ,  $^{236}\text{U}^*$  bileşik durumunu oluşturmak üzere bir nötron yakalandığında uyarılma enerjisi  $E_{uy} = [m(^{236}\text{U}^*) - m(^{236}\text{U})].c^2$  'dir. Nötronun kinetik enerjisini ihmal edecek kadar küçük olduğunu var sayarsak bileşik durumun enerjisi  $^{235}\text{U}$  ve nötronun kütle enerjisinden doğrudan bulunabilir.

$$m(^{236}\text{U}^*) = m(^{235}\text{U}) + m_n = (235,043924u + 1,008665u) = 236,052589u \quad (2.5)$$

$$E_{uy} = (236,052589u - 236,045563u) \cdot 931,502 \frac{\text{MeV}}{u} = 6,5 \text{ MeV} \quad (2.6)$$

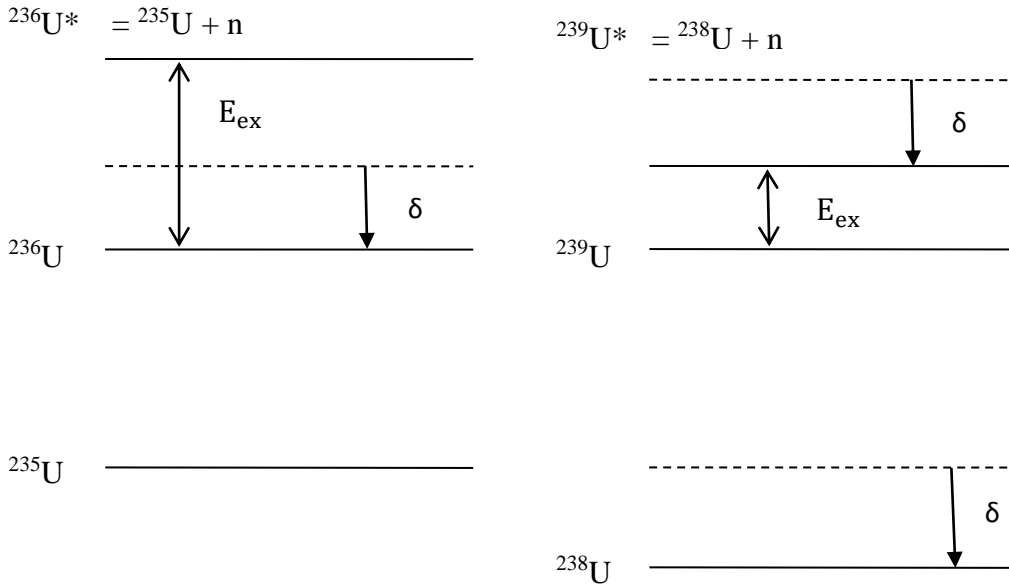
6,2 MeV 'lik aktivasyon enerjisine sahip  $^{236}\text{U}$  'ın fisyon yaptırmak için gerekli enerji  $^{235}\text{U}$  'e bir nötron ekleyerek sağlanan enerji ile aşılr. Bu da termal bölgede gözlenen büyük tesir kesiti ile uyumlu olarak,  $^{235}\text{U}$  'in sıfır enerjili nötronlarla fisyonu uğrayabileceğini gösterir.

$^{238}\text{U} + n \rightarrow ^{239}\text{U}^*$  için  $E_{uy} = 4,8 \text{ MeV}$  'tur.  $^{239}\text{U}$  'un aktivasyon enerjisi 6,6 MeV 'den küçük olduğundan dolayı,  $^{238}\text{U}$  fisyonu için MeV mertebesinde nötronlara ihtiyaç vardır.



Şekil 2.4 Ağır çekirdeklerin aktivasyon enerjileri. Sıvı damlası modeli kullanılarak hesaplanan bu grafik,  $A$  ve  $Z$  bağımlılığını açık olarak gösterir (Krane 2001).

$^{235}\text{U}$  ve  $^{238}\text{U}$  fisyona uğrayabilirlikleri arasındaki farkın sebebi sırası ile 6,5 ve 4,8 MeV 'lik uyarılma enerjisi farkıdır. Bu fark yarıampirik kütle formülündeki değişkenlerden anlaşılabilir.



Şekil 2.5 Çiftlenimin, uyarılma enerjisi üzerindeki etkisi. Kesikli çizgi ile gösterilen düzeyler çiftlenimin olmadığı durumlardaki çekirdek enerjilerini göstermektedir, çiftlenim etkisi katıldığında bu seviyeler  $\delta$  kadar artmakta veya azalmaktadır.

Şekil 2.5 'de görüldüğü gibi  $^{236}\text{U}$  'nın bağlanma enerjisi  $\delta$  kadar attırılmıştır.  $\delta$  yaklaşık  $0,56 \text{ MeV}$  'dir. Uyarılma enerjisi buna uygun olarak, çiftlenimin olmadığı durumdaki değerinin üstüne  $\delta$  kadar çıkarılmıştır.  $^{238}\text{U}$  durumun da yakalamadan önceki taban durum enerjisi  $\delta$  kadar düşürülür ve sonuçta yakalama durumunun enerjisi de buna uygun olarak daha az olacaktır. Uyarılma enerjisi bu nedenle çiftlenim kuvvet teriminin olmadığı durumdaki değerine göre  $\delta$  azaltılmıştır. ( $^{235}\text{U} + n$  ve  $^{238}\text{U} + n$ ) arasındaki uyarılma enerjisi farkı  $2\delta$  veya  $1,1 \text{ MeV}$  'dir. Bu değerde gözlenen farkın büyük bir kısmını açıklamış olur (Krane 2001).

Yarıampirik kütle formülü sıvı damla modeli düşünülerek (bir çekirdeğin nükleonlarının çevresiyle olan etkileşimleri bir sıvıya benzetilmektedir) elde edilmiş bir formüldür ve bir takım değişkenlere sahiptir.

Çekirdek, proton ve nötron sıvılarından oluşmuş sabit yoğunluklu bir damla olarak var sayılabilir. Bundan dolayı çekirdeğin hacmi nükleon sayısı  $A$  ile orantılı olmalıdır. Çekirdek yarıçapı,

$$R = r_0 A^{1/3} \quad (2.7)$$

Bağlanma enerjisinde kısa erişme uzaklıklı kuvvetlerden dolayı bir kısım olmalıdır. Bağlanma enerjisinin bu kısmı nükleon sayısına, yani çekirdek hacmine bağlı olmalıdır. Bu kısma hacim enerjisi diyoruz.

$$E_V = a_V A \quad (2.8)$$

Çekirdek yüzeyindeki bir nükleon içindeki bir nükleona göre daha az sayıda komşu nükleonla etkileşeceğinden bağlanma enerjisine daha az katkıda bulunur. Bu nedenle hacim enerjisinden yüzey enerjisini  $E_S$  gibi bir enerjiyi çıkarmamız gerekir. Bu enerji bağlanma enerjisini azaltıcı yönde bir enerjidir. Bu enerji yüzeyle,  $A^{2/3}$  ile orantılıdır.

$$E_s = -a_s A^{2/3} \quad (2.9)$$

Damla  $Q = eZ$  yüküyle yüklüdür. Yüklü nükleonlar arasındaki Coulomb etkileşmesi bağlanma enerjisini azaltır. Bu enerji  $(eZ)^2/R$  ile orantılıdır.

$$E_c = -a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} \quad (2.10)$$

Hafif çekirdeklerde Coulomb enerjisinin bağlanma enerjisine katkısı oldukça küçüktür. Bundan dolayı bağlanma enerjisi çekirdek kuvvetleriyle belirlenir. Hafif çekirdekler bölgesinde en büyük bağlanma enerjisi  $N = Z = A/2$  koşuluyla sağlanır. Öyleyse çekirdek kuvvetleri simetrik nötron ve proton dağılımını tercih ediyordur. Bu nedenle nötron ve proton fazlalığı,  $N - Z \geq 0$ , bağlanma enerjisini azaltır. Bu fazlalık  $|(N - Z)/A| \ll 1$  'dir. Onun için  $N = Z$  noktasında bir Taylor açılımı yazabiliriz.  $N \neq Z$  simetrik olmayan dağılımın bağlanma enerjisini azaltma miktarının parçacık sayısı ile orantılı olduğu varsayılırsa asimetri enerjisi için,

$$E_a = -a_a A \left( \frac{N-Z}{A} \right)^2 = -a_a \frac{(N-Z)^2}{A} \quad (2.11)$$

Bağlanma enerjisinde, çekirdek kuvvetleri spine bağlı olduklarından, spine önemli rol oynar. Bağlanma enerjilerine katkıları üç durumda gösterilir.

a)  $A$  çift –  $N, Z$  çift, b)  $A$  çift –  $N, Z$  tek, c)  $A$  tek –  $N$  tek,  $Z$  çift veya  $N$  çift,  $Z$  tek.

a) durumunda  $E_\delta > 0$ , b) durumunda  $E_\delta < 0$ , c) durumunda  $E_\delta = 0$

Yukarıdaki bağlanma enerjileri toplanırsa toplam bağlanma enerjisi;

$$E_B = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_a \frac{(N-Z)^2}{A} \pm E_\delta(A, Z) \quad (2.12)$$

Denklemdaki orantı katsayıları, deneysel verilerle uyum sağlayarak;

$$a_V = 15,6 \text{ MeV} \quad a_S = 17,3 \text{ MeV} \quad a_C = 0,7 \text{ MeV} \quad a_A = 23,3 \text{ MeV} \quad \delta = 33,5 \text{ MeV}$$

olarak alınabilirler. Yarıampirik kütle formülünden elde edilecek bağlanma enerjileri bazı çekirdekler için gerçek bağlanma enerjilerinden çok farklı olabilir. Ancak çekirdeklerin büyük bir çoğunluğu için sonuçlar uyumlu sayılabilir.

Çekirdeğin kütlesi;

$$m(A, Z) = Zm_p + (A - Z)m_n - E_B/c^2 \quad (2.13)$$

formüldeki bağlanma enerjisi yerine yukarıdaki bağlanma enerjisi formülü yazılırsa,

$$m(A, Z) = Zm_p + (A - Z)m_n - a_V A + a_S A^{2/3} + a_C \frac{Z^2}{A^{1/3}} + a_A \frac{(N-Z)^2}{A} \pm E_\delta(N, Z) \quad (2.14)$$

elde edilir. Buradaki katsayılar, yukarıdaki verilerin ışık hızının karesine bölünmüş şekilleri olarak düşünülmelidir. Verilen bir  $A$  için çekirdeğin daha kararlı olduğunu hesaplamak için yarıampirik kütle formülünden hareket edilebilir. Kütle küçük olan çekirdek en kararlı olmalıdır, çünkü bu durumda bağlanma enerjisi en büyüktür. Sabit bir  $A$  için hangi çekirdeğin bağlanma enerjisinin en büyük olduğu,

$$\left[ \frac{\partial m(A, Z)}{\partial Z} \right]_{A=\text{sabit}} = 0 \quad (2.15)$$

denklemlerle hesaplanır. Kütle denklemi kullanırsa en kararlı izotopun,

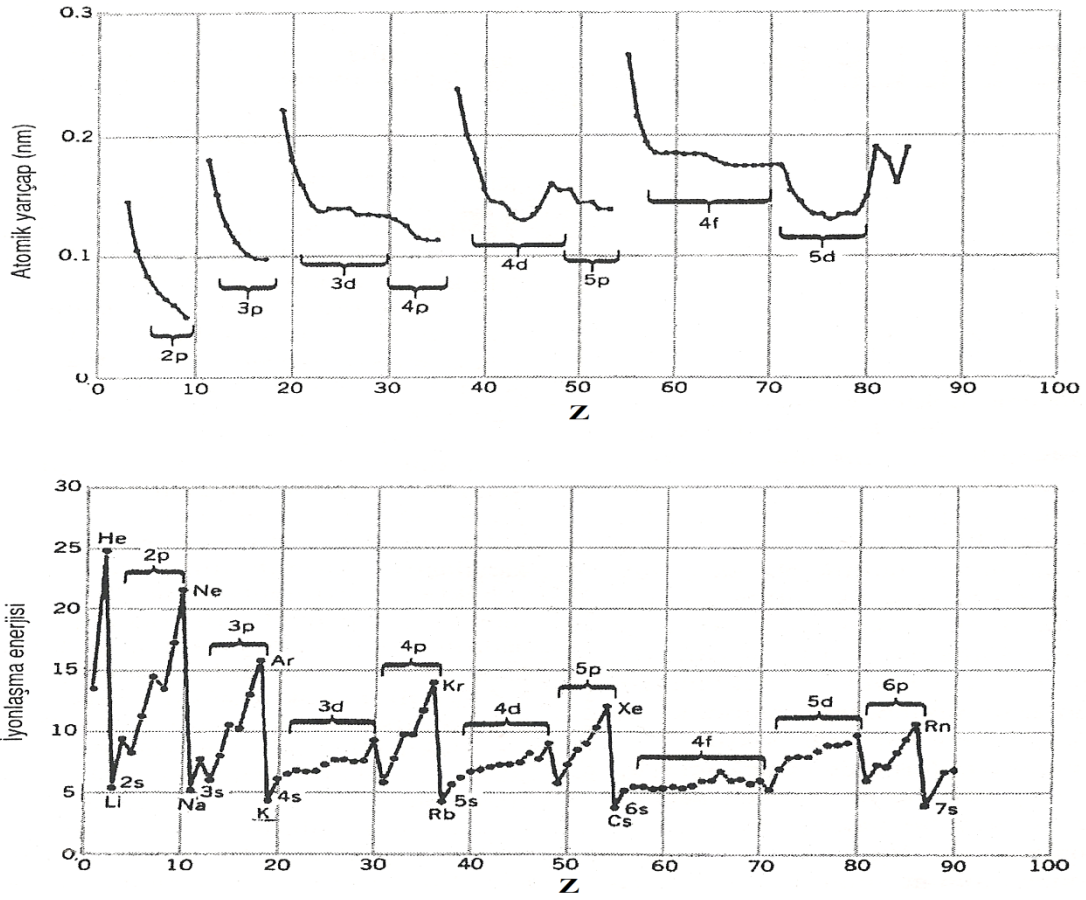
$$Z = \frac{A}{1,98+0,015A^{2/3}} \quad (2.16)$$

olacağı sonucuna varılır (Bohr and Wheeler 1939, Feenberg 1947).

## 2.2 Kabuk Model

Kabuk modeli atomun yapısını açıklamada büyük başarı sağlamıştır. Sıvı damla modelinin aksine yavaş nötronlarla elde edilen fisyonun asimetric olduğunu ortaya koymuştur. Bu modelde elektronlar Pauli prensibine uyacak biçimde atomun kabuklarını sırasıyla doldurmaktadır. Bunun sonucunda dolu kabuklarından dolayı oluşan değerlik elektronları elde edilir. Bu modelde değerlik elektronlarının atomun özelliklerini belirlediğini gösterir. Özellikle bir alt kabuk içinde, atomik özelliklerde benzer ve düzgün değişimler görülmesine rağmen bir üst kabuğa geçildiğinde ani değişimler görülür. Şekil 2.6 'da alt kabukların değişmesinin, elementlerin iyon yarı çapı ve iyonlaşma enerjilerindeki etkisini göstermektedir.





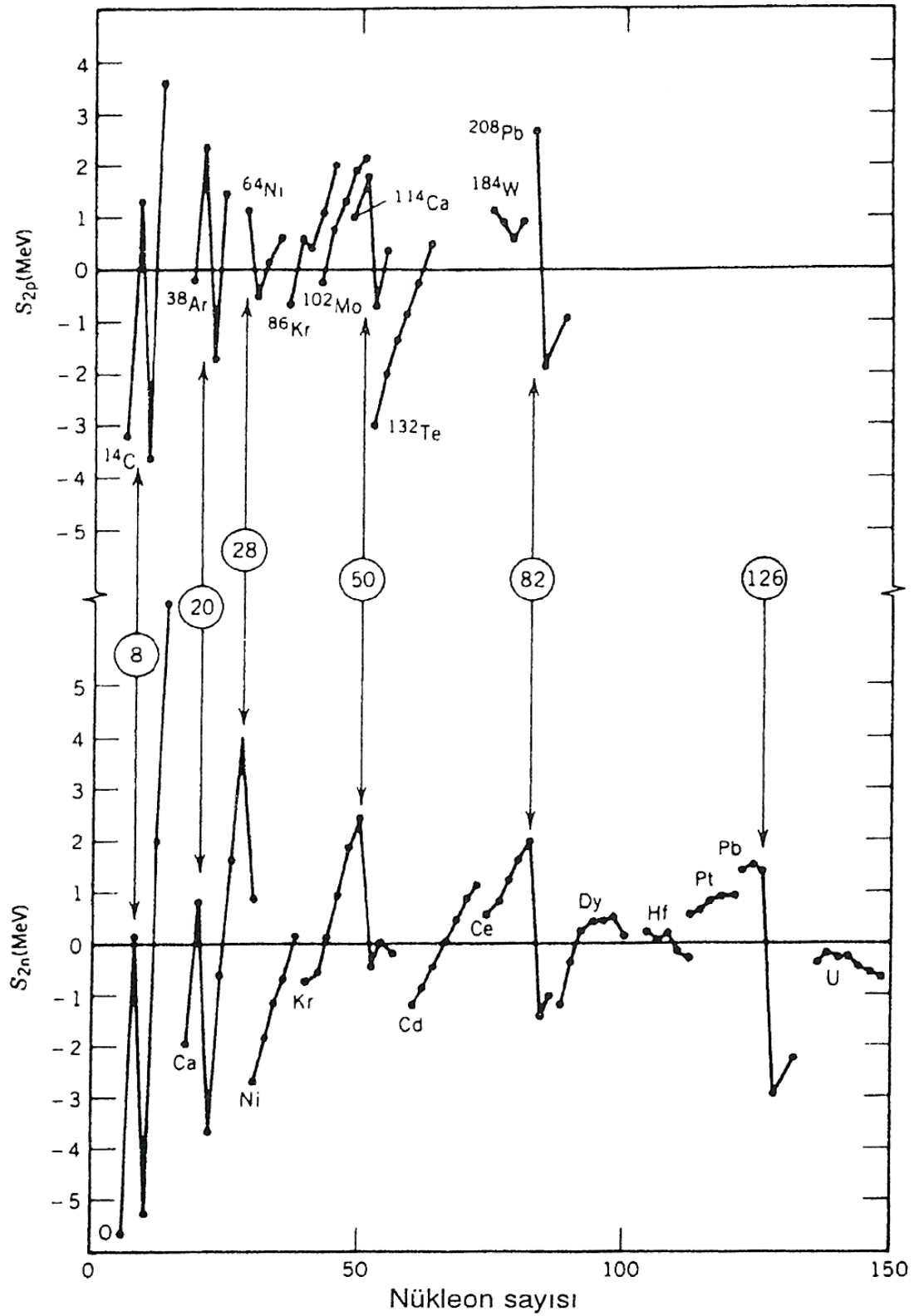
Şekil 2.6 Elementlerin atomik yarıçapları (üst) ve iyonlaşma enerjileri (alt) (Krane 2001).

Atomik boyutta potansiyel, çekirdeğin Coulomb etkisiyle sağlanır. Schrödinger denklemi bu potansiyel için çözülebilir ve elektronların yerleştirildiği kabuk enerjileri hesaplanabilir. Çekirdekte ise böyle bir dış kaynak olmayıp nükleonlar kendilerinin yarattığı bir potansiyel içinde hareket ederler. Nükleonların yarıçapı, çekirdeğin yarıçapının yanında oldukça büyük sayılır.

Şekil 2.7 'de görüldüğü gibi nükleonların ayrılma enerjileri yarı ampirik kütle formülü ile hesaplanan değerlerinde sapmalar görülür. Ayrılma enerjisi, atomik iyonlaşma enerjisi gibi nükleon sayılarındaki birkaç iniş çıkış dışında düzgün artmaktadır. Ani ve kesikli davranış ayrılma enerjilerindeki gibi proton ve nötron sayılarından ortaya çıkmıştır. Nötron veya proton sayıları, sihirli sayılar denilen kararlı durumunu gösteren sayılara eşit olduklarında çekirdek kararlı yapıya sahip olur ve dışarıdan müdahale

edilmedikçe tepkimeye girmezler. Nötron ve proton sayıları sihirli sayılara eşit olduğunda kabuk tabakalarının sırasıyla doldurulmasını öngörür.

Çekirdeğin kabuk modeli, sihirli sayıların varlığını, bazı çekirdek özelliklerini ve nükleonların ortak kuvvet alanındaki davranışlarıyla açıklamaya yarayan modeldir. Nükleer potansiyelde, kabuk modeli ile ifade edilir. Bir nükleonun hareketi, diğer tüm nükleonların oluşturduğu potansiyel tarafından belirlenmektedir. Nükleonu bu şekilde göz önüne alındığında, nükleonların sırasıyla alt kabukları doldurulmasına izin verilir (Krane 2001).



Şekil 2.7 (üst) İzoton dizilerinin iki-proton ayrılma enerjileri. Her dizinin en küçük Z 'li üyesi gösterilmiştir. (alt) İzotop dizilerinin iki-nötron ayrılma enerjileri. Sihirli sayılar görülmektedir (Krane 2001).

### 3 MATERYAL VE YÖNTEM

#### 3.1 TALYS 1.2 Sistematiği

TALYS, NRG Petten(Hollanda) ve CEA Bruyeres-le-Chatel(Fransa) tarafından oluşturulan bir nükleer reaksiyon programıdır. TALYS oluşturma fikri ilk 1998 yılında bilinen nükleer reaksiyonları tek bir programda toplama kararı ile ortaya çıkmıştır. Programın yapılma nedeni 1 *keV* - 200 *MeV* enerji aralığındaki nükleer reaksiyonların tam ve yanlısız olarak simülasyonunu sağlamaktır. Bunu başarmak için, birkaç takım nükleer reaksiyon modeli tek bir kod sistemine uygulanmıştır. Bu bize nükleer reaksiyonları kararsız enerji aralığından orta enerji düzeyine kadar hesaplama imkanı vermektedir.

TALYS 'in iki temel amacı bulunmaktadır. Birincisi, bir nükleer fizik aracı olup nükleer reaksiyon deneylerinin analizinde kullanılmaktır. Deney ile teorinin arasındaki etkileşim bize, çekirdek ile parçacıklar arasındaki temel etkileşimin iç yüzünü anlamamızı sağlar ve ölçümler modelimizi sınırlandırmamıza yani belirlememize olanak verir. Bunlara ek olarak, belirlenen nükleer modeller yeterli bir tahmin edilebilir güce sahiptir ki bu da deneylerin güvenilirliğini göstermektedir. Nükleer fizik evresinden sonra, TALYS 'in ikinci amacı nükleer veri aracı olarak adlandırılmaktır. Talys tüm açık nükleer reaksiyon kanalları için nükleer veri yaratabilir ve kullanıcı enerji aralığını kendisi seçebilir.

TALYS ile hesaplanan ve deneysel sonuçlarla kurulmuş veri kütüphanesi yeni yapılacak olan deneylere öncülük yapma özelliğine sahiptir. TALYS 'in kullanıldığı önemli alanlar; geleneksel ve yenilikçi nükleer güç reaktörlerinde, radyoaktif atığın dönüştürülmesi, fisyon reaktörleri, hızlandırıcı uygulamalar, savunma sanayisi, medikal izotop üretimi, radyoterapi, petrol araştırmaları, jeofizik ve astrofizik. Sonuçta TALYS nükleer reaksiyonlarda meydana gelen ilgili tesir kesiti değerleri, spektrumları ve açısal dağılım hakkında tam bir cevap sağlamaktadır (Koning et al. 2009).

### 3.1.1 Deneysel Fisyon Bariyeri Modeli

Maslov yaptığı deneyler sonucunda elde ettiği deneysel verileri bir tablo üzerinde göstermiştir. Bu tablolara aktinitler için fisyon bariyer yükseklikleri ve eğrilerinin iç ve dış bariyer yükseklikleriyle olan benzerlikleri gösterilmiştir (Capote et al. 2009).

**Tablo 1** Deneysel fisyon bariyerleri  $B_f = B_{exp}$  aktinitleri. Bariyerler ekstenel simetriktir.

Z	A	E1	B <sub>f</sub> (MeV)	Z	A	E1	B <sub>f</sub> (MeV)
80	196	Hg	16.9	84	207	Po	19.3
80	198	Hg	16.6	84	208	Po	19.9
80	199	Hg	18.2	84	209	Po	21.1
80	200	Hg	17.7	84	210	Po	21.2
81	200	Tl	22.8	84	211	Po	20.6
81	201	Tl	23.1	84	212	Po	19.6
82	204	Pb	23.5	85	212	At	18.6
82	205	Pb	24.6	85	213	At	17.3
82	206	Pb	25.3	86	216	Rn	13.5
82	207	Pb	27.0	88	225	Ra	7.6
82	208	Pb	27.4	88	226	Ra	8.5
83	206	Bi	22.4	88	227	Ra	8.2
83	207	Bi	22.8	88	228	Ra	8.0
83	208	Bi	23.8	89	226	Ac	7.8
83	209	Bi	24.3	89	227	Ac	7.4
83	210	Bi	24.3	89	228	Ac	7.1

Çekirdek güçlü bir denge noktasına sahiptir ve bu hesapların temelinde tercih edilebilir nükleer enerjiler için Yukawa-artı-üstel çift katlı yaklaşımı vardır; bu yüzden Sierk 'in kodu tarafından  $Z < 80$  sıvı damla bariyerleri tarif edilmiştir (Sierk 1986). Myers-Swiatecki kütle formülü tarafından bulunmuş, taban-durum kabuk düzeltmeleri kullanılmıştır.

**Tablo 2** Aktinitler için fisyon bariyer parametreleri sırasıyla, BA (BB) ve sym-A (Sym-B) fisyon bariyeri iç yüksekliği ve simetrisidir.  $\Delta_f$  denge noktalarındaki eşleştirme parametresidir.

Çekirdek	BA (MeV)	Sembol-A	BB (MeV)	Sembol-B	$\Delta_f$ (MeV)
<sup>230</sup> Th	6.10	S	6.80	MA	0.832
<sup>231</sup> Th	6.00	S	6.70	MA	0.830
<sup>232</sup> Th	5.80	S	6.70	MA	0.828
<sup>233</sup> Th	5.10	S	6.65	MA	0.806
<sup>230</sup> Pa	5.60	S	5.80	MA	0.802
<sup>231</sup> Pa	5.50	S	5.50	MA	0.800
<sup>232</sup> Pa	5.00	S	6.40	MA	0.828
<sup>233</sup> Pa	5.70	S	5.80	MA	0.808
<sup>234</sup> Pa	6.30	S	6.15	MA	0.806
<sup>231</sup> U	4.40	S	5.50	MA	0.869
<sup>232</sup> U	4.90	S	5.40	MA	0.848
<sup>233</sup> U	4.35	S	5.55	MA	0.946
<sup>234</sup> U	4.80	S	5.50	MA	0.889
<sup>235</sup> U	5.25	S	6.00	MA	0.803
<sup>236</sup> U	5.00	S	5.67	MA	0.833
<sup>237</sup> U	6.40	GA	6.15	MA	0.809
<sup>238</sup> U	6.30	GA	5.50	MA	0.818
<sup>239</sup> U	6.45	GA	6.00	MA	0.816
<sup>236</sup> Np	5.90	GA	5.40	MA	0.821
<sup>237</sup> Np	6.00	GA	5.40	MA	0.819
<sup>238</sup> Np	6.50	GA	5.75	MA	0.820
<sup>237</sup> Pu	5.10	S	5.15	MA	0.799
<sup>238</sup> Pu	5.60	S	5.10	MA	0.818
<sup>239</sup> Pu	6.20	GA	5.70	MA	0.816
<sup>240</sup> Pu	6.05	GA	5.15	MA	0.875
<sup>241</sup> Pu	6.15	GA	5.50	MA	0.855
<sup>242</sup> Pu	5.85	GA	5.05	MA	0.846
<sup>243</sup> Pu	6.05	GA	5.45	MA	0.910
<sup>244</sup> Pu	5.70	GA	4.85	MA	0.848
<sup>245</sup> Pu	5.85	GA	5.25	MA	0.855
<sup>239</sup> Am	6.00	GA	5.40	MA	0.776
<sup>240</sup> Am	6.10	GA	6.00	MA	0.775
<sup>241</sup> Am	6.00	GA	5.35	MA	0.773
<sup>242</sup> Am	6.32	GA	5.78	MA	0.884
<sup>243</sup> Am	6.40	GA	5.05	MA	0.770
<sup>244</sup> Am	6.25	GA	5.90	MA	0.808
<sup>241</sup> Cm	7.15	GA	5.50	MA	0.793
<sup>242</sup> Cm	6.65	GA	5.00	MA	0.811
<sup>243</sup> Cm	6.33	GA	5.40	MA	0.810
<sup>244</sup> Cm	6.18	GA	5.10	MA	0.868
<sup>245</sup> Cm	6.35	GA	5.45	MA	0.867
<sup>246</sup> Cm	6.00	GA	4.80	MA	0.865
<sup>247</sup> Cm	6.12	GA	5.10	MA	0.883
<sup>248</sup> Cm	5.80	GA	4.80	MA	0.842
<sup>249</sup> Cm	5.63	GA	4.95	MA	0.900

(S) sembolü aksenel simetrik denge noktasını, (GA) sembolü aksenel asimetric denge noktasını ve (MA) sembolü ise kütle asimetric denge noktasını ifade etmektedir.

Tablo 2 'de toryum, protaktinyum, uranyum, neptünyum, plütönyum, americium ve curium izotopları, fisyon tesir kesitleri en düşük durumuna karşılık gelen fisyon bariyer parametreleri, deneysel veri modelleme analizlerinden elde edilmiştir (Maslov and Kikuchi 1996, Maslov et al. 1977). Eşleştirme etkileri fisyon parçalarının açılma dağılımlarını belirleyen (Halpern and Strutinsky 1958) durgun bir momentin enerjiye bağlı olması ile ilişkilendirilmiştir. Deneysel verilerin analizinde taban durumundan yaklaşık olarak %15 fazla gösterilen  $\Delta_f$  için ilişkili parametreler gösterilmiştir.  $\Delta_f = \frac{14}{\sqrt{A}}$  ilişkisi denge noktasında eşleştirilmiş parametreler için makul bir yaklaşım olarak kullanılabilir (Capote et al 2009).

### 3.1.2 Mamdouh Tablosu Fisyon Bariyeri Modeli

ETFSI(Genişletilmiş Thomas-Fermi ve Strutinsky integrali) metot (Oganessian 1999a, Oganessian 1999b) kullanılarak, r-işlemcisi (Meyer 1994) ile  $A=318$  kadar nötron fazlası olan çekirdekler de dahil olmak üzere,  $N=184$   $Z \leq 200$  civarındaki süper ağır çekirdeklerin fisyon bariyer değerleri hesaplanmıştır. Hesaplanan değerler Mamdouh tablosu olarak gösterilmiştir (Mamdouh et al. 2001). ETFSI metodu bir  $\delta$ -güç fonksiyonu tarafından oluşturulan eşleştirilmiş düzenlemeler ile yüksek hızda bir Skyrme-Hartree-Fock(SHF) metodudur. ETFSI bölümünde eksik olan kabuk düzeltmelerinin matematiksel yaklaşım kullanılarak, Strutinsky teoremindeki Strutinsky integral formu ile ETFSI metodu geliştirilmiştir. Genişletilen ETFSI metodunda fisyon bariyerlerinin büyük ölçekli hesabında, taban durum enerjilerinin hesaplanması için özel olarak genişletilmiştir (Mamdouh et al. 1998).

Aşağıdaki Tablo 3 'te  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{233}\text{U}$  ve  $^{234}\text{U}$  çekirdeklerinin fisyon bariyerini de kapsadığından dolayı bu tabloya yer verilmiştir. Mamdouh tablosunda birçok çekirdeğin fisyon bariyeri verilmiş olsa da tezle ilgili olan çekirdeklerin bulunduğu yerler aşağıdaki tabloda gösterilmiştir.  $^{239}\text{Pu} \rightarrow N(\text{nötron sayısı})=145$ ,  $^{233}\text{U} \rightarrow N=141$  ve  $^{234}\text{U} \rightarrow N=142$  'dir. TALYS 1.2 programı hesaplama yaparken bu üç çekirdek için aşağıdaki fisyon bariyeri değerlerini kullanmaktadır.

**Tablo 3** Birincil bariyer yükseklikleri (<sup>i</sup> iç, <sup>o</sup> dış)

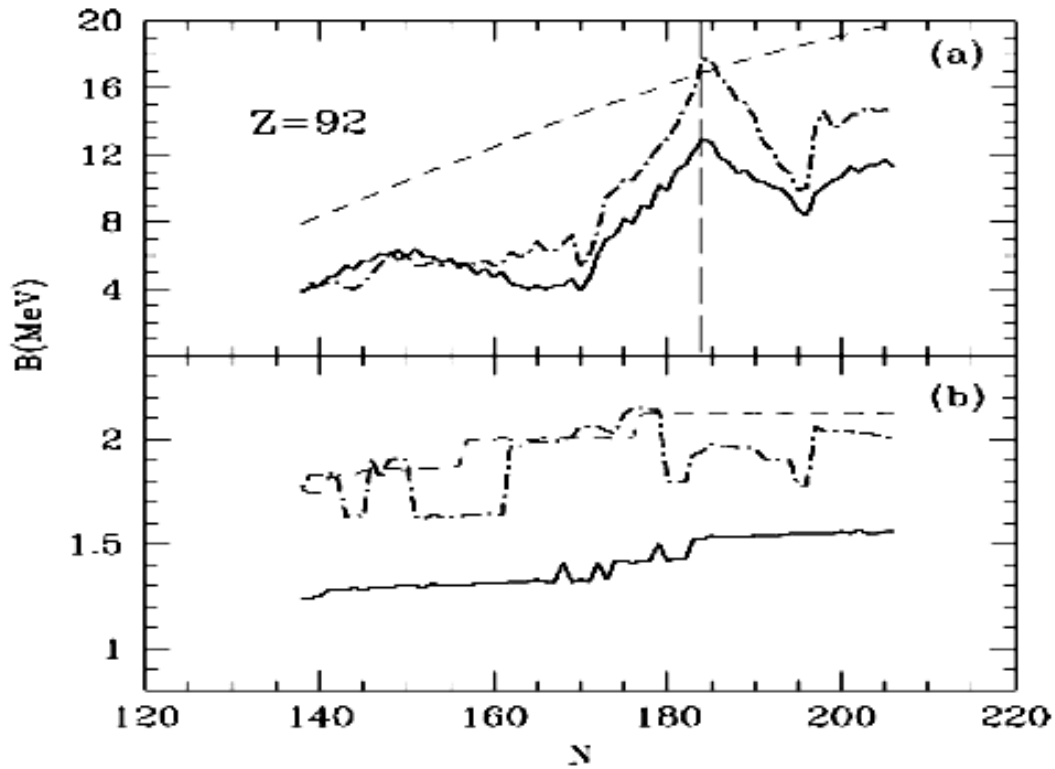
Z	N	B	Z	N	B	Z	N	B	Z	N	B	Z	N	B	Z	N	B
89	140	8 <sup>o</sup>	89	173	16.4 <sup>o</sup>	90	158	8.8 <sup>o</sup>	91	143	5.4 <sup>i</sup>	91	176	13 <sup>o</sup>	92	160	5.4 <sup>o</sup>
	141	8.1 <sup>o</sup>		174	17.3 <sup>o</sup>		159	8.5 <sup>o</sup>		144	5.7 <sup>o</sup>		177	14 <sup>o</sup>		161	5.5 <sup>o</sup>
	142	8.3 <sup>o</sup>		175	18 <sup>o</sup>		160	9.7 <sup>o</sup>		145	5.7 <sup>o</sup>		178	13.3 <sup>o</sup>		162	6.2 <sup>o</sup>
	143	8.6 <sup>o</sup>		176	19.4 <sup>o</sup>		161	8.2 <sup>o</sup>		146	6.7 <sup>o</sup>		179	15.5 <sup>o</sup>		163	5.9 <sup>o</sup>
	144	8.5 <sup>o</sup>		177	19 <sup>o</sup>		162	8.3 <sup>o</sup>		147	5.8 <sup>i</sup>		180	14.8 <sup>o</sup>		164	6.1 <sup>o</sup>
	145	8.8 <sup>o</sup>		178	18.7 <sup>o</sup>		163	10.1 <sup>o</sup>		148	7.9 <sup>o</sup>		181	15.5 <sup>o</sup>		165	6.8 <sup>o</sup>
	146	8.7 <sup>o</sup>		179	18.4 <sup>o</sup>		164	10.3 <sup>o</sup>		149	6.1 <sup>o</sup>		182	16.9 <sup>o</sup>		166	6.3 <sup>o</sup>
	147	9.2 <sup>o</sup>		180	20.1 <sup>o</sup>		165	8.7 <sup>o</sup>		150	7.9 <sup>o</sup>		183	19.1 <sup>o</sup>		167	6.3 <sup>o</sup>
	148	9.3 <sup>o</sup>		181	21.5 <sup>o</sup>		166	10.5 <sup>o</sup>		151	7.7 <sup>o</sup>		184	20.5 <sup>o</sup>		168	6.7 <sup>o</sup>
	149	9.7 <sup>o</sup>		182	22.6 <sup>o</sup>		167	9.4 <sup>o</sup>		152	7.6 <sup>o</sup>		185	19.8 <sup>o</sup>		169	7.2 <sup>o</sup>
	150	9.7 <sup>o</sup>		183	24.6 <sup>o</sup>		168	10 <sup>o</sup>		153	7.5 <sup>o</sup>		186	18.7 <sup>o</sup>		170	5.3 <sup>o</sup>
	151	9.7 <sup>o</sup>	90	136	8.2 <sup>o</sup>		169	11.7 <sup>o</sup>		154	7.2 <sup>o</sup>	92	138	3.9 <sup>o</sup>		171	6 <sup>o</sup>
	152	9.9 <sup>o</sup>		137	6.4 <sup>o</sup>		170	11.5 <sup>o</sup>		155	7 <sup>o</sup>		139	4.3 <sup>o</sup>		172	7.6 <sup>o</sup>
	153	10.8 <sup>o</sup>		138	6.4 <sup>o</sup>		171	12.1 <sup>o</sup>		156	6.9 <sup>o</sup>		140	4.2 <sup>o</sup>		173	9.5 <sup>o</sup>
	154	9.9 <sup>o</sup>		139	6.9 <sup>o</sup>		172	13.7 <sup>o</sup>		157	6.4 <sup>o</sup>	<b>U233</b>	141	4.7 <sup>i</sup>		174	9.9 <sup>o</sup>
	155	10.8 <sup>o</sup>		140	6.8 <sup>o</sup>		173	14 <sup>o</sup>		158	6.5 <sup>o</sup>	<b>U234</b>	142	4.8 <sup>i</sup>		175	10.6 <sup>o</sup>
	156	9.8 <sup>o</sup>		141	7.2 <sup>o</sup>		174	15 <sup>o</sup>		159	6.5 <sup>o</sup>		143	5.4 <sup>i</sup>		176	10.5 <sup>o</sup>
	157	11 <sup>o</sup>		142	7.1 <sup>o</sup>		175	15.3 <sup>o</sup>		160	6.2 <sup>o</sup>		144	5.2 <sup>i</sup>		177	11.2 <sup>o</sup>
	158	9.7 <sup>o</sup>		143	6.8 <sup>o</sup>		176	16.1 <sup>o</sup>		161	7.5 <sup>o</sup>		145	5.7 <sup>i</sup>		178	11.8 <sup>o</sup>
	159	9.6 <sup>o</sup>		144	7.5 <sup>o</sup>		177	16.8 <sup>o</sup>		162	7.5 <sup>o</sup>		146	5.7 <sup>i</sup>		179	12.5 <sup>o</sup>
	160	9.5 <sup>o</sup>		145	7.6 <sup>o</sup>		178	16.1 <sup>o</sup>		163	7.4 <sup>o</sup>		147	6.1 <sup>i</sup>		180	13 <sup>o</sup>
	161	9.9 <sup>o</sup>		146	7.9 <sup>o</sup>		179	18.1 <sup>o</sup>		164	6.3 <sup>o</sup>		148	6.3 <sup>o</sup>		181	13.8 <sup>o</sup>
	162	12 <sup>o</sup>		147	8.2 <sup>o</sup>		180	17.4 <sup>o</sup>		165	8.5 <sup>o</sup>		149	6.3 <sup>i</sup>		182	14.9 <sup>o</sup>
	163	10 <sup>o</sup>		148	8 <sup>o</sup>		181	18.3 <sup>o</sup>		166	8.2 <sup>o</sup>		150	6 <sup>o</sup>		183	15.8 <sup>o</sup>
	164	10.5 <sup>o</sup>		149	8.6 <sup>o</sup>		182	20.5 <sup>o</sup>		167	8.4 <sup>o</sup>		151	6.4 <sup>i</sup>		184	17.7 <sup>o</sup>
	165	10.7 <sup>o</sup>		150	9.6 <sup>o</sup>		183	22 <sup>o</sup>		168	8.8 <sup>o</sup>		152	5.9 <sup>i</sup>		185	17.7 <sup>o</sup>
	166	11.3 <sup>o</sup>		151	9.3 <sup>o</sup>		184	23.5 <sup>o</sup>		169	9.2 <sup>o</sup>		153	5.9 <sup>i</sup>		186	16.6 <sup>o</sup>
	167	11.7 <sup>o</sup>		152	9.2 <sup>o</sup>	91	137	4.6 <sup>o</sup>		170	7.9 <sup>o</sup>		154	5.6 <sup>i</sup>		187	16.2 <sup>o</sup>
	168	12.4 <sup>o</sup>		153	9 <sup>o</sup>		138	5.3 <sup>o</sup>		171	8.8 <sup>o</sup>		155	5.8 <sup>i</sup>		188	15.2 <sup>o</sup>
	169	13 <sup>o</sup>		154	8.9 <sup>o</sup>		139	6 <sup>o</sup>		172	10.3 <sup>o</sup>		156	5.4 <sup>o</sup>	93	139	4.4 <sup>i</sup>
	170	14 <sup>o</sup>		155	8.9 <sup>o</sup>		140	5.8 <sup>o</sup>		173	11 <sup>o</sup>		157	5.6 <sup>o</sup>		140	4.3 <sup>i</sup>
	171	14.5 <sup>o</sup>		156	8.3 <sup>o</sup>		141	5.9 <sup>o</sup>		174	12.1 <sup>o</sup>		158	5.4 <sup>o</sup>		141	5 <sup>i</sup>
	172	15.4 <sup>o</sup>		157	8.3 <sup>o</sup>		142	6 <sup>o</sup>		175	12.3 <sup>o</sup>		159	5.7 <sup>o</sup>		142	4.9 <sup>i</sup>



**Tablo 3 (Devam)**

Z	N	B	Z	N	B	Z	N	B	Z	N	B	Z	N	B	Z	N	B
93	143	5.7 <sup>i</sup>	93	188	12.8 <sup>0</sup>	94	174	5.9 <sup>i</sup>	95	153	6.5 <sup>i</sup>	95	198	7.6 <sup>i</sup>	96	176	5.5 <sup>i</sup>
	144	5.4 <sup>i</sup>		189	10.9 <sup>0</sup>		175	6.8 <sup>0</sup>		154	6.2 <sup>i</sup>		199	7.9 <sup>i</sup>		177	6.1 <sup>i</sup>
	145	6 <sup>i</sup>		190	11.8 <sup>0</sup>		176	6.9 <sup>0</sup>		155	6.1 <sup>i</sup>		200	8.3 <sup>i</sup>		178	5.8 <sup>i</sup>
	146	5.9 <sup>i</sup>		191	9.8 <sup>0</sup>		177	7.9 <sup>0</sup>		156	5.8 <sup>i</sup>		201	9.1 <sup>i</sup>		179	6.6 <sup>i</sup>
	147	6.3 <sup>i</sup>		192	8.9 <sup>0</sup>		178	7.9 <sup>0</sup>		157	5.8 <sup>i</sup>		202	8.9 <sup>i</sup>		180	6.6 <sup>i</sup>
	148	6.1 <sup>i</sup>		193	8.9 <sup>i</sup>		179	9 <sup>0</sup>		158	5.4 <sup>i</sup>		203	9.4 <sup>0</sup>		181	7.6 <sup>i</sup>
	149	6.4 <sup>i</sup>		194	9.1 <sup>0</sup>		180	9.6 <sup>0</sup>		159	5.3 <sup>i</sup>		204	9.5 <sup>0</sup>		182	7.8 <sup>i</sup>
	150	6.1 <sup>i</sup>		195	9.4 <sup>0</sup>		181	10.1 <sup>0</sup>		160	4.7 <sup>i</sup>		205	9.9 <sup>i</sup>		183	8.6 <sup>i</sup>
	151	6.5 <sup>i</sup>		196	9.4 <sup>0</sup>		182	10.2 <sup>0</sup>		161	4.8 <sup>i</sup>		206	9.9 <sup>0</sup>		184	8.3 <sup>i</sup>
	152	6.1 <sup>i</sup>		197	9.9 <sup>0</sup>		183	11.2 <sup>0</sup>		162	4.6 <sup>i</sup>		207	10.2 <sup>0</sup>		185	8.3 <sup>i</sup>
	153	6.2 <sup>i</sup>		198	11 <sup>0</sup>		184	11.4 <sup>0</sup>		163	4.5 <sup>i</sup>		208	10.1 <sup>0</sup>		186	6.6 <sup>0</sup>
	154	5.8 <sup>i</sup>	94	140	4.2 <sup>i</sup>		185	11.1 <sup>0</sup>		164	4.1 <sup>i</sup>	96	142	4.9 <sup>i</sup>		187	7.4 <sup>i</sup>
	155	5.4 <sup>i</sup>		141	4.7 <sup>i</sup>		186	9.6 <sup>0</sup>		165	4.3 <sup>i</sup>		143	5.5 <sup>i</sup>		188	6.4 <sup>i</sup>
	156	5.2 <sup>i</sup>		142	4.8 <sup>i</sup>		187	9.4 <sup>0</sup>		166	3.9 <sup>i</sup>		144	5.5 <sup>i</sup>		189	6.7 <sup>i</sup>
	157	5.3 <sup>i</sup>		143	5.5 <sup>i</sup>		188	8.9 <sup>0</sup>		167	4 <sup>i</sup>		145	6.2 <sup>i</sup>		190	6 <sup>i</sup>
	158	4.8 <sup>i</sup>		144	5.4 <sup>i</sup>		189	8.7 <sup>0</sup>		168	3.6 <sup>i</sup>		146	6.1 <sup>i</sup>		191	6.4 <sup>i</sup>
	159	5.2 <sup>i</sup>	<b>Pu239</b>	145	5.8 <sup>i</sup>		190	8 <sup>0</sup>		169	3.8 <sup>i</sup>		147	6.6 <sup>i</sup>		192	5.6 <sup>i</sup>
	160	4.5 <sup>i</sup>		146	5.8 <sup>i</sup>		191	8.5 <sup>i</sup>		170	3.5 <sup>i</sup>		148	6.4 <sup>i</sup>		193	5.6 <sup>i</sup>
	161	4.8 <sup>i</sup>		147	6.4 <sup>i</sup>		192	7.7 <sup>i</sup>		171	3.9 <sup>i</sup>		149	6.7 <sup>i</sup>		194	4.9 <sup>i</sup>
	162	4.3 <sup>i</sup>		148	6.2 <sup>i</sup>		193	7.7 <sup>i</sup>		172	3.4 <sup>i</sup>		150	6.5 <sup>i</sup>		195	5.3 <sup>i</sup>
	163	4.4 <sup>i</sup>		149	6.7 <sup>i</sup>		194	7.1 <sup>0</sup>		173	5 <sup>i</sup>		151	6.7 <sup>i</sup>		196	5.7 <sup>i</sup>
	164	4.4 <sup>0</sup>		150	6.4 <sup>i</sup>		195	8 <sup>i</sup>		174	5.3 <sup>i</sup>		152	6.5 <sup>i</sup>		197	6.3 <sup>i</sup>
	165	4.4 <sup>0</sup>		151	6.7 <sup>i</sup>		196	8 <sup>0</sup>		175	6.1 <sup>i</sup>		153	6.7 <sup>i</sup>		198	6.7 <sup>i</sup>
	166	4.6 <sup>0</sup>		152	6.2 <sup>i</sup>		197	8.6 <sup>0</sup>		176	6 <sup>i</sup>		154	6.1 <sup>i</sup>		199	7.3 <sup>i</sup>
	167	4.6 <sup>0</sup>		153	6.3 <sup>i</sup>		198	9.1 <sup>0</sup>		177	6.7 <sup>i</sup>		155	6.4 <sup>i</sup>		200	7.4 <sup>i</sup>
	168	3.8 <sup>i</sup>		154	5.9 <sup>i</sup>		199	9.3 <sup>0</sup>		178	6.3 <sup>0</sup>		156	5.9 <sup>i</sup>		201	8 <sup>i</sup>
	169	3.9 <sup>i</sup>		155	6.2 <sup>i</sup>		200	9.8 <sup>0</sup>		179	7.2 <sup>i</sup>		157	5.5 <sup>i</sup>		202	8 <sup>i</sup>
	170	3.9 <sup>i</sup>		156	5.5 <sup>i</sup>		201	12.1 <sup>0</sup>		180	7.4 <sup>i</sup>		158	5 <sup>i</sup>		203	8.6 <sup>i</sup>
	171	4.2 <sup>i</sup>		157	5.6 <sup>i</sup>		202	10.5 <sup>0</sup>		181	8.4 <sup>i</sup>		159	5.2 <sup>i</sup>		204	8.3 <sup>i</sup>
	172	4.2 <sup>i</sup>		158	5.2 <sup>i</sup>		203	10.9 <sup>0</sup>		182	8.5 <sup>i</sup>		160	4.7 <sup>i</sup>		205	8.5 <sup>i</sup>
	173	6 <sup>i</sup>		159	5.5 <sup>i</sup>		204	11.1 <sup>0</sup>		183	9.5 <sup>i</sup>		161	4.9 <sup>i</sup>		206	8.4 <sup>i</sup>
	174	7.2 <sup>0</sup>		160	5 <sup>i</sup>		205	11.6 <sup>0</sup>		184	9.4 <sup>0</sup>		162	4.5 <sup>i</sup>		207	9 <sup>i</sup>
	175	7.7 <sup>0</sup>		161	4.8 <sup>i</sup>		206	11.5 <sup>0</sup>		185	9 <sup>0</sup>		163	4.5 <sup>i</sup>		208	8.5 <sup>i</sup>
	176	7.9 <sup>0</sup>		162	4.5 <sup>i</sup>	95	141	4.9 <sup>i</sup>		186	7.8 <sup>i</sup>		164	4.2 <sup>i</sup>		209	8.9 <sup>i</sup>
	177	8.9 <sup>0</sup>		163	4.6 <sup>i</sup>		142	5.1 <sup>i</sup>		187	7.9 <sup>i</sup>		165	4.2 <sup>i</sup>		210	8.6 <sup>i</sup>
	178	9 <sup>0</sup>		164	4.2 <sup>i</sup>		143	5.7 <sup>i</sup>		188	7 <sup>i</sup>		166	3.7 <sup>i</sup>	97	143	6 <sup>i</sup>
	179	10.3 <sup>0</sup>		165	4.3 <sup>i</sup>		144	5.7 <sup>i</sup>		189	7.6 <sup>i</sup>		167	3.6 <sup>i</sup>		144	5.9 <sup>i</sup>
	180	10.9 <sup>0</sup>		166	3.8 <sup>i</sup>		145	6.3 <sup>i</sup>		190	6.9 <sup>i</sup>		168	3.2 <sup>i</sup>		145	6.3 <sup>i</sup>
	181	12 <sup>0</sup>		167	3.6 <sup>i</sup>		146	6.3 <sup>i</sup>		191	7.3 <sup>i</sup>		169	3.6 <sup>i</sup>		146	6.4 <sup>i</sup>
	182	12.4 <sup>0</sup>		168	3.8 <sup>i</sup>		147	6.8 <sup>i</sup>		192	6.4 <sup>i</sup>		170	3.1 <sup>i</sup>		147	6.8 <sup>i</sup>
	183	12.7 <sup>0</sup>		169	4.2 <sup>i</sup>		148	6.5 <sup>i</sup>		193	6.5 <sup>i</sup>		171	3.3 <sup>i</sup>		148	6.7 <sup>i</sup>
	184	13.8 <sup>0</sup>		170	3.8 <sup>i</sup>		149	6.9 <sup>i</sup>		194	5.8 <sup>i</sup>		172	3.1 <sup>i</sup>		149	7.2 <sup>i</sup>
	185	14.8 <sup>0</sup>		171	3.7 <sup>i</sup>		150	6.6 <sup>i</sup>		195	6.7 <sup>i</sup>		173	4.7 <sup>i</sup>		150	6.9 <sup>i</sup>
	186	14 <sup>0</sup>		172	4.1 <sup>i</sup>		151	6.9 <sup>i</sup>		196	6.9 <sup>i</sup>		174	4 <sup>i</sup>		151	7.1 <sup>i</sup>
	187	12.7 <sup>0</sup>		173	6 <sup>i</sup>		152	6.5 <sup>i</sup>		197	7.5 <sup>i</sup>		175	5.7 <sup>i</sup>		152	6.9 <sup>i</sup>

Tabloyu kabul edilebilir sınırlarda tutmak için bariyerin üç deformasyon parametresi olan  $c$ ,  $h$  ve  $\alpha$  gösterilmemiştir.  $c$ ,  $h$  ve  $\alpha$  parametreleri (İnt.Kyn.1) bulunabilir. Referansta (Mamdouh et al. 1998), farklı kategorilere dahil olan  $c$  değerlerinin iç ve dış bariyer yüksekliklerini ayırmak mümkündür. Kütle numarasının küçük değerleri için birincil ve ikincil bariyerler arasındaki ayrılık “ $c$ ” ile tanımlanmaktadır. Artma eğiliminde dış bariyer tüm izotoplar için birincil bariyer haline gelmektedir. Bu durum Şekil 3.1 ‘de nötron fazlası olan çekirdekler için gösterilmiştir. Küçük çekirdeklerin fisyon için daha çok enerjiye ihtiyaçları vardır. “ $Z$ ” nin büyük değerleri için bu fark azalmakta ve iç bariyer daima en yüksek olarak kalırken dış bariyer azalarak yok olma eğilimindedir, böylece  $Z > 100$  için geriye sadece bir bariyer kalacaktır (Mamdouh et al. 2001).



Şekil 3.1 (a)  $Z=92$  için iç (devamlı çizgi), dış (noktalı çizgi) bariyer değerleri, ETF bariyer değeri (kesikli çizgili). (b)  $c$  parametresinin uzama karşılıkları (Mamdouh et al. 2001).

### 3.1.3 Dönen Sıvı Damlası Filyon Bariyeri Modeli

Sıvı damlası modelinin özelliklerinden biriside potansiyel enerji deformasyonunun üç önemli katkısı vardır. Bunlar yüzey gerilim enerjisi, Coulomb enerjisi ve dönenme enerjisidir. Çekirdek sabit bir yük yoğunluğuna ve keskin bir yüzeye sahip, katı cisim olup sıkıştırılmaz bir dönen sıvı olarak düşünölmektedir. Enerjiler genellikle dönmeyen küresel bir cismin yüzey enerjisi olarak ifade edilir.

$$E_s^{(0)} = a_s^{LD} A^{\frac{2}{3}} (1 - K_s^{LD} I^2), \quad (3.1)$$

ki burada  $a_s^{LD}$  ve  $K_s^{LD}$ , sıvı damla modelinde sırası ile yüzey enerjisi ve yüzey asimetri sabitleridir.  $I \equiv (N - Z)/A$  'dır.

$$R_0 = r_0^{LD} A^{1/3}, \quad (3.2)$$

iken kütle birimi

$$M_0 = m_0^{LD} A, \quad (3.3)$$

ve  $r_0^{LD}$  ve  $m_0^{LD}$  sırasıyla sıvı damla çapı ve çekirdek kütle sabitleridir. Sıvı damla modeli verilen filyon bariyerlerine ve çekirdek kuvvetlerine uygulandığında (Myers and Swiatecki 1966).

$$a_s^{LD} = 17,9439 \text{ MeV}, \quad (3.4)$$

$$K_s^{LD} = 1,7826, \quad (3.5)$$

$$r_0^{LD} = 1,2249 \text{ fm}, \quad (3.6)$$

ve

$$m_0^{LD} c^2 = 939,15 \text{ MeV} , \quad (3.7)$$

burada  $c$  boşluktaki ışığın hızıdır. Eğer  $L$  'nin  $\hbar$  birimindeki açısal momentum olduğunu gösterirsek, kürenin dönme enerjisi;

$$E_R^{(0)} = \hbar^2 L^2 / 2I_0 , \quad (3.8)$$

Katı kürenin eylemsizlik momenti  $I_0 = \frac{2}{5} M_0 R_0^2$  'dir. Bir elektronla yüklü kürenin elektrostatik enerjisi

$$E_C^{(0)} = \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{R_0} , \quad (3.9)$$

Tüm sonuçları iki parametrenin fonksiyonu olarak kabul etmek mümkündür. Parçalanma parametresi

$$x \equiv \frac{E_C^{(0)}}{2E_S^{(0)}} = \frac{1.9249}{(1-K_S^{LD} I^2)} , \quad (3.10)$$

ve dönen enerji parametresi

$$y \equiv \frac{E_R^{(0)}}{E_S^{(0)}} = \frac{1.9249}{(1-K_S^{LD} I^2)} \frac{L^2}{A^{7/3}} , \quad (3.11)$$

Yük sayısı 0 'dan 120 'ye kadar değişen beta-sabit çekirdekler için parçalanma parametresi 0 'dan 1 'e kadar değişir.  $Z=80$ ,  $A=200$ ,  $L=80\hbar$  için yaklaşık olarak 0.057 'dir. Deformasyon enerjisi,

$$E^{LD} = B_S^{LD} E_S^{(0)} + B_C^{LD} E_C^{(0)} + B_R^{LD} E_R^{(0)} , \quad (3.12)$$

$B_S^{LD}$ ,  $B_C^{LD}$  ve  $B_R^{LD}$  sırasıyla boyutsuz yüzey, coulomb ve dönme enerjisi fonksiyonlarıdır.

$$\frac{V^{LD}}{E_S^{(0)}} = B_S^{LD} - 1 + 2x(B_C^{LD} - 1) + yB_R^{LD} . \quad (3.13)$$

Enerji fonksiyonları,

$$B_S^{LD} = \frac{1}{4\pi R_0^2} \oint dS , \quad (3.14)$$

$$\frac{32\pi^2 B_C^{LD}}{15} = \int d^3r \int d^3r' \frac{1}{\sigma} = -\frac{1}{6} \oint dS \oint dS' \frac{dS \cdot \sigma \cdot dS' \cdot \sigma}{\sigma} , \quad (3.15)$$

ve

$$B_R = I_0 \left( \frac{3}{4\pi} \int d^3r r r_{\perp}^2 \right)^{-1} . \quad (3.16)$$

$dS$  ve  $dS^l$  nükleer yüzeyin vektörleri ve  $\sigma = r - r'$  ,  $\sigma = |\sigma|$  ,  $r_{\perp}$  çekirdeğin dönme eksenine  $r$  vektörüyle çizilen dik uzaklıklardır (Davies and Sierk 1975, Sierk 1986).

### 3.1.4 Sierk Filyon Bariyeri Modeli

Sıvı damla modelinin yüzey enerjisi gerçek çekirdeği tanımlamaya çalıştığında birçok eksiklik gösterir. Sıvı damla modelinin en önemli eksikliği yakınlık etkisini göz ardı etmesidir. Makroskobik nükleer enerji için geliştirilmiş modellerden biride Yukawa çift katmanlı potansiyelidir. Bu teknikle sıvı damla modeline eklenen bir parametre sayesinde ağır iyon saçılma potansiyeli, hafif ve orta kütleli çekirdekler için filyon bariyeri, atom ağırlığı  $A \leq 200$  altındaki çekirdeklerde gözlenmiş, filyon bariyerleri ve nükleer doymunluğu kabul edilebilir durumu tanımlanmıştır (Krappe et al. 1979, Möller and Nix 1981). Yukawa modelin tüm periyodik tablo için hatası  $0.1 \text{ MeV}$  'den fazla değil iken sıvı damla modeli için aynı hata oranı  $0.7 \text{ MeV}$  civarındadır (Sierk 1986).

Eğer  $r_0$ ,  $a_s$  ve  $K_s$  sabitleri benzer tanımdaysa sıvı damla modeline ilaveten,

$$c_s \equiv a_s(1 - K_s I^2) \quad (3.17)$$

Nükleer enerji Yukawa gibi yazılabilir.

$$E_n = -\frac{c_s}{8\pi^2 r_0^2 a^3} \int d^3 r \int d^3 r' \left(\frac{\sigma}{a} - 2\right) \frac{e^{-\sigma/a}}{\sigma} \quad (3.18)$$

Tıpkı denklem (3.14) ve (3.16) 'da ki gibi keskin yüzeyli çekirdeğin hacim integralidir. Denklem (3.18) 'deki "a" sıvı damla modelinin düzeltilmesine bir ek parametredir.  $r_0$  'ın değeri çekirdeğin yük yarıçapı olarak belirlenmektedir (Möller and Nix 1981, Krappe et al. 1979). Düşük açılarda kütle numaraları 109 'dan 252 'ye kadar olan çekirdeklerin makroskobik fisyon bariyerlerini  $a_s$  ve  $K_s$  belirler. Burada kullanılan sabit değerler aşağıdaki gibidir.

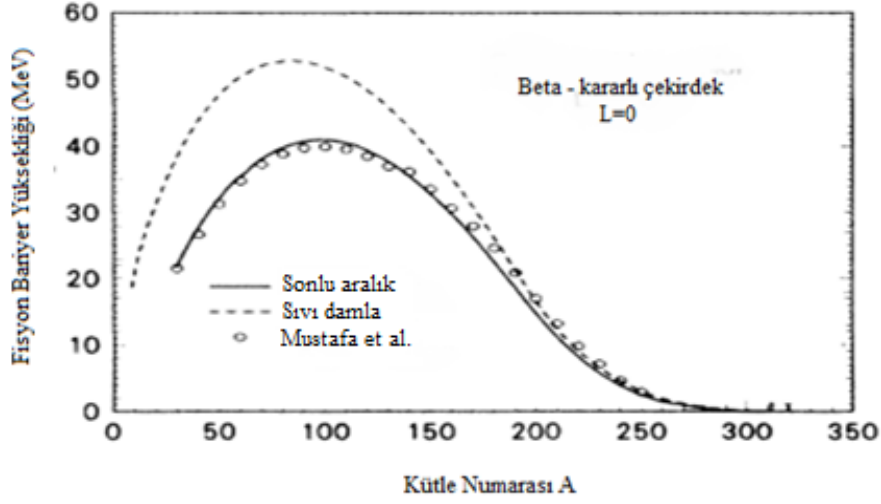
$$r_0 = 1,16 \text{ fm}, \quad a = 10,68 \text{ fm}, \quad a_s = 21,13 \text{ MeV}, \quad K_s = 2,3$$

ve

$$M_0 c^2 = 931.5016 A - 0.511004 Z \text{ MeV} \quad (3.19)$$

Büyüklik ve enerji birimleri denklem (3.1) ve (3.2) 'dekine benzer tanımdadır. Buradan nükleer enerjinin sıvı damla modelindeki yüzey enerjisiyle bağıntısı ortaya çıkmaktadır.

$$E_n^{(0)} = \left\{ 1 - 3 \left(\frac{a}{R_0}\right)^2 + \left(\frac{R_0}{a} + 1\right) \left[ 2 + 3 \frac{a}{R_0} + 3 \left(\frac{a}{R_0}\right)^2 \right] \times e^{-2R_0/a} \right\} E_s^{(0)} \quad (3.20)$$



**Şekil 3.2** Sıvı damla modeli ve sonlu aralık modeli için  $\beta$ -sabit çekirdeklerin kütle numaralarına göre hesaplanmış fisyon bariyer yükseklikleri (Sierk 1986, Mustafa et al. 1982)

Şekil 3.2 'de sonlu aralık sonuçları sıvı damla modeli sonuçlarından,  $A \leq 200$  iken fisyon bariyer yükseklikleri bariz şekilde küçüktür.  $A > 200$  iken birbirine yaklaşırlar. Ayrıca maksimum bariyer yüksekliği sıvı damla modeline göre sonlu aralık modelinde daha yüksek bir atom ağırlığında gerçekleşir (Sierk 1986).

### 3.1.5 WKB Yaklaşımı Fisyon Bariyeri Modeli

WKB yaklaşımı, tek boyutlu zamandan bağımsız Schrödinger denklemi çözümü için Wentzel Kramers Brillouin tarafından geliştirilmiş klasik bir yöntem metodudur.

$$T_f(EKJ\pi) = T_{dir}(EKJ\pi) + T_{ind}(EKJ\pi)$$

$$= T_{dir}(EKJ\pi) + T_{abs}(EKJ\pi) \times \frac{T_{BC}(EKJ\pi) + RT_{\gamma II}(EJ\pi)}{T_A(EKJ\pi) + T_{BC}(EKJ\pi) + T_{\gamma II}(EJ\pi)}, \quad (3.21)$$

$T_{ind}(EKJ\pi)$ , fisyon dallanma oranı(direk olmayan geçiş) ve  $T_{abs}(EKJ\pi)$  absorpsiyon ürünü katsayısı, E uyarılma enerjisi,  $T_A(EKJ\pi)$  geçiş katsayılı ilk pik  $T_{BC}(EKJ\pi)$  direkt geçiş katsayılı diğer pik,  $T_{\gamma II}(EJ\pi)$  izomerik  $\gamma$  açıklardır. R izomerik durumun fisyon

dallanma oranıdır ve hafif aktinitlerde ihmal edilebilir. Geçiş katsayıları WKB yaklaşımında bariyerler için momentum integralleri terimleriyle ifade edilirse (Back et al. 1974, Bhandari 1979),

$$K_j = \pm \left| \int_{a_j}^{b_j} [2\mu(E - V_j(\beta))/\hbar^2]^{1/2} d\beta \right|, \quad j = A, B, C, \quad (3.22)$$

Uyarılma enerjisi bariyeri aşacak durumda değilse (+), uyarılma enerjisi bariyeri aşacak durumda ise (-) kullanılır.

$T_j$ , tek bariyer geçiş katsayısı

$$T_j = \frac{1}{1 + \exp(2K_j)}, \quad j = A, B, C \quad (3.23)$$

Tek parabolik bariyer durumunda  $V(\beta) = V_0 - 1/2\mu\omega^2\beta^2$ , denklem (3.23) Hill-Wheeler geçiş katsayısı şeklini alır.

$$T_{HW} = \frac{1}{1 + \exp\left(2\pi \frac{V_0 - E}{\hbar\omega}\right)} \quad (3.24)$$

Potansiyelin gerçek kısmına bağlı momentum integrali,

$$V_j = \int_{a_i}^{b_i} [2\mu(E - V_i(\beta))/\hbar^2]^{1/2} d\beta, \quad (3.25)$$

$j = 1$  için  $i = \text{II}$  ve  $j = 2$  için  $i = \text{III}$  olup izomerik kuyudaki sanal potansiyeller için (Bhandari 1979),



$$\delta = - \left( \frac{\mu}{2\hbar^2} \right)^{1/2} \int_{a_{II}}^{b_{II}} \frac{W(\beta)}{(E-V_{II}(\beta))^{1/2}} d\beta. \quad (3.26)$$

Üç tepeli bir bariyerin direkt geçiş katsayıları için genel ifade referans (Martinelli et al. 1977) 'de ki gerçek bir üç tepeli bariyer için elde edilenin basit genelleştirilmiştir.

$$T_{dir} = \frac{T_A T_B T_C}{A_T + B_T \cos(2(v_1 - v_2)) + C_T \cos(2(v_1 + v_2)) + D_T \cos(2v_1) + E_T \cos(2v_2)} \quad (3.27)$$

Burada ki değerler,

$$A_T = e^{-2\delta} (1 - T_A)(1 - T_B) + e^{2\delta} (1 - T_B)(1 - T_C) + e^{-2\delta} (1 - T_A)(1 - T_C) + e^{2\delta},$$

$$B_T = 2(1 - T_A)^{1/2} (1 - T_B)(1 - T_C)^{1/2},$$

$$C_T = 2(1 - T_A)^{1/2} (1 - T_C)^{1/2},$$

$$D_T = 2(1 - T_A)^{1/2} (1 - T_B)^{1/2} (2 - T_C),$$

$$E_T = 2(1 - T_B)^{1/2} (1 - T_C)^{1/2} [e^{-2\delta} (1 - T_A) + e^{2\delta}], \quad (3.28)$$

Bunlar referans (Martinelli et al. 1977) 'deki  $\delta \rightarrow 0$  limitinde indirgenebilir.

$T_{refl}$ , yansıma katsayısı,

$$T_{refl} = \frac{T_{dir}}{T_A T_B T_C} [A_R + B_R \cos(2(v_1 - v_2)) + C_R \cos(2(v_1 + v_2)) + D_R \cos(2v_1) + E_R \cos(2v_2)], \quad (3.29)$$

Burada ki değerler,

$$\begin{aligned}
A_R &= e^{-2\delta}(2 - T_B - T_C) + e^{2\delta}(1 - T_A)[(1 - T_B)(1 - T_C) + 1], \\
B_R &= 2(1 - T_A)^{\frac{1}{2}}(1 - T_B)(1 - T_C)^{\frac{1}{2}} = B_T, \\
C_R &= 2(1 - T_A)^{\frac{1}{2}}(1 - T_C)^{\frac{1}{2}} = C_T, \\
D_R &= 2(1 - T_A)^{\frac{1}{2}}(1 - T_B)^{\frac{1}{2}}(2 - T_C) = D_T, \\
E_R &= 2(1 - T_B)^{\frac{1}{2}}(1 - T_C)^{\frac{1}{2}}[e^{-2\delta} + e^{2\delta}(1 - T_A)]. \tag{3.30}
\end{aligned}$$

Fisyon bariyeri karmaşık yapıya sahip olduğundan dolayı absorpsiyon katsayısı 0 değildir.

$$\begin{aligned}
T_{abs} &= 1 - T_{dir} - T_{refl} \\
&= \frac{T_{dir}}{T_B T_C} \left[ (2 - T_B - T_C + T_B T_C) e^{2\delta} + (-2 + T_B + T_C) e^{-2\delta} - T_B T_C + 2(1 - T_B)^{\frac{1}{2}}(1 - T_C)^{\frac{1}{2}}(e^{2\delta} - e^{-2\delta}) \right] \tag{3.31}
\end{aligned}$$

Üç tepeli fisyon bariyeri geçiş katsayıları için yukarıdaki denklemler uyarılma enerjisi bölgelerinde özel durum olacaktır (Sin et al. 2006).

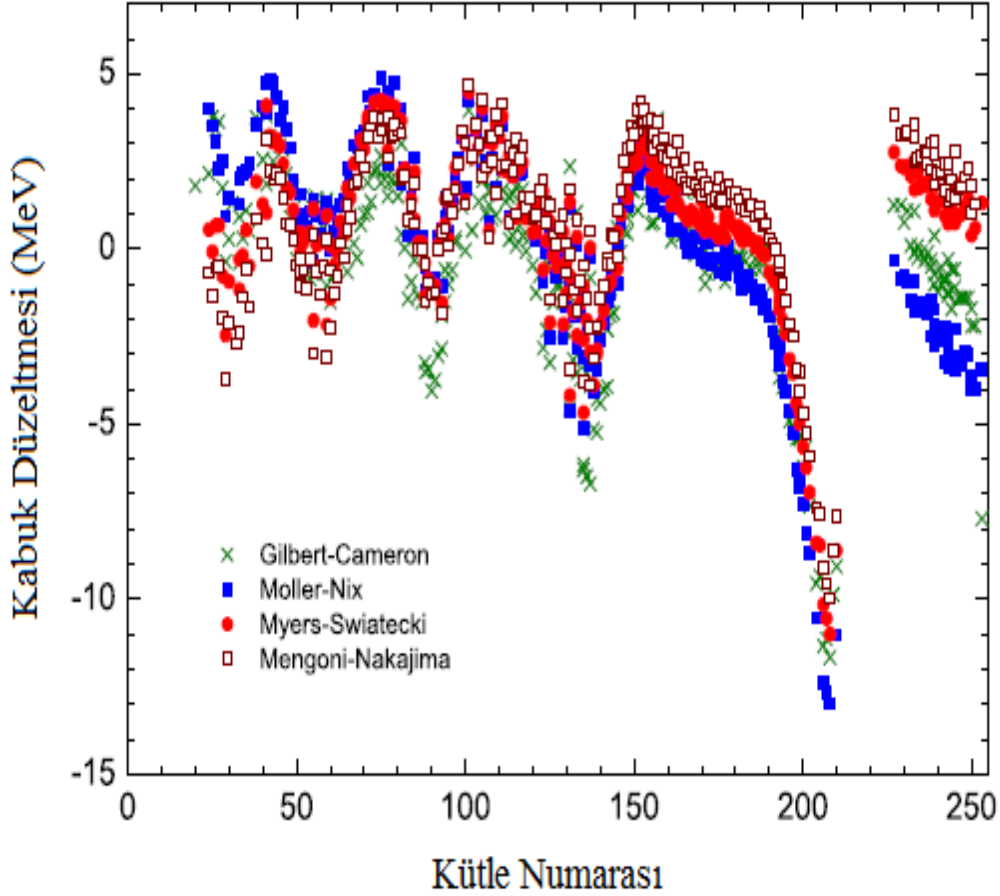
### 3.1.6 Myers-Swiatecki Kabuk Modeli

Kabuk düzeltmeleri genellikle fark olarak belirlenir. Myers-Swiatecki kabuk düzeltmesi de bu farktan yola çıkılarak bulunur.

$$\delta W(Z, A) = M_{exp}(Z, A) - M_{LDM}(Z, A, \beta) \tag{3.32}$$



Myers-Swiatecki formülü ile az değiştirilmiş katsayıları için diğer yönergeler geçerlidir. Fakat kabuk düzeltmelerindeki bu sonuç gerçek Myers-Swiatecki parametrelendirmesinden farklı olamaz. Şekil 3.3 'te kabuk düzeltmeleriyle ilgili en yaygın kullanılan kütle formülleri gösterilmektedir (Capote et al. 2009).



Şekil 3.3 Nükleer bağlanma enerjileri kabuk düzeltmeleri için farklı yazarlar tarafından tahmin edilmektedir (Capote et al. 2009).

### 3.1.7 Goriely Kabuk Modeli

Goriely kabuk modelinde de kabuk düzeltmesi fark olarak belirlenmektedir. Goriely kabuk modeli Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) metoduna dayanmaktadır. Nötron zengini ortamlara astrofizik uygulamak amacıyla, Skyrme ve bağlantı eşleştirme kuvvetleri ile Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) metodu kullanılarak nükleer kütle serisi

modelleri geliştirilmiştir. Bu model parametreleriyle deneysel kütle verileri birbiriyle uyuşmaktadır (Goriely et al. 2009a). Bu tezdeki Goriely metodun da HFB modelin geliştirilmiş hali olan HFB-17 metodu kullanılmaktadır. HFB-17 metodu kullanılarak kütle düzeltmeleri yapılmıştır. HFB kütle modeli geleneksel Skyrme kuvvetine dayalıdır.

$$\begin{aligned}
v^{\text{sky}}(r_i, r_j) = & t_0(1 + \chi_0 P_\sigma) \delta(r_{ij}) + \frac{1}{2} t_1(1 + \chi_1 P_\sigma) \frac{1}{\hbar^2} [P_{ij}^2 \delta(r_{ij}) + \delta(r_{ij}) P_{ij}^2] \\
& + t_2(1 + \chi_2 P_\sigma) \frac{1}{\hbar^2} p_{ij} \delta(r_{ij}) p_{ij} + \frac{1}{6} t_3(1 + \chi_3 P_\sigma) \rho(r)^\nu \delta(r_{ij}) \\
& + \frac{i}{\hbar^2} W_0(\sigma_i + \sigma_j) \cdot p_{ij} \times \delta(r_{ij}) p_{ij}
\end{aligned} \tag{3.37}$$

$r_{ij} = r_i - r_j$ ,  $r = (r_i + r_j)/2$  ve  $P_{ij} = -i\hbar(\nabla_i - \nabla_j)/2$  göreceli momentumdur.  $P_\sigma$  spin değiştirme operatörüdür. Bağlantı eşleştirme kuvveti sadece aynı yük durumlarındaki  $q$  ( $q$ =nötron veya proton) nükleonlar arasındadır.

$$v_q^{\text{cift}}(r_i, r_j) = v^{\pi q}[\rho_n(r), \rho_p(r)] \delta(r_{ij}) \tag{3.38}$$

$v^{\pi q}[\rho_n, \rho_p]$ , nükleon yoğunluğu fonksiyonudur (Goriely et al. 2009b).

$$v^{\pi q}[\rho_n, \rho_p] = -8\pi^2 \left( \frac{\hbar^2}{2M_q^*(\rho_n, \rho_p)} \right)^{3/2} \cdot \left( \int_0^{\mu_q + \epsilon_\Lambda} d\xi \frac{\sqrt{\xi}}{\sqrt{(\xi - \mu_q)^2 + \Delta_q(\rho_n, \rho_p)^2}} \right)^{-1} \tag{3.39}$$

$\Delta_q(\rho_n, \rho_p)$ , asimetrik nükleer kütle eşleştirmelerine karşılık eşleştirme boşluğudur.  $M_q^*$  etkin nükleon kütlesi,  $\varepsilon_\Lambda$  kesim eşleştirmesidir. Kimyasal potansiyel  $\mu_q$  yaklaşık olarak  $\mu_q = \hbar^2 k_{Fq}^2 / (2M_q^*)$  'dir.  $k_{Fq} = (3\pi^2 \rho_q)^{1/3}$  Fermi dalga sayısını,  $\xi$  verimi ifade eder.

Simetrik nükleer madde için hesaplanan eşleştirme boşlukları  $\Delta_{SM}(\rho = \rho_n + \rho_p)$  ve saf nötron maddesi  $\Delta_{NM}(\rho_n)$  'dir. HFB-17 modelinde HFB modeli üzerine düzeltmeler yapılmıştır. HFB-17 metodunda geliştirilen eşleştirme boşluğu denklemi aşağıdaki gibidir.

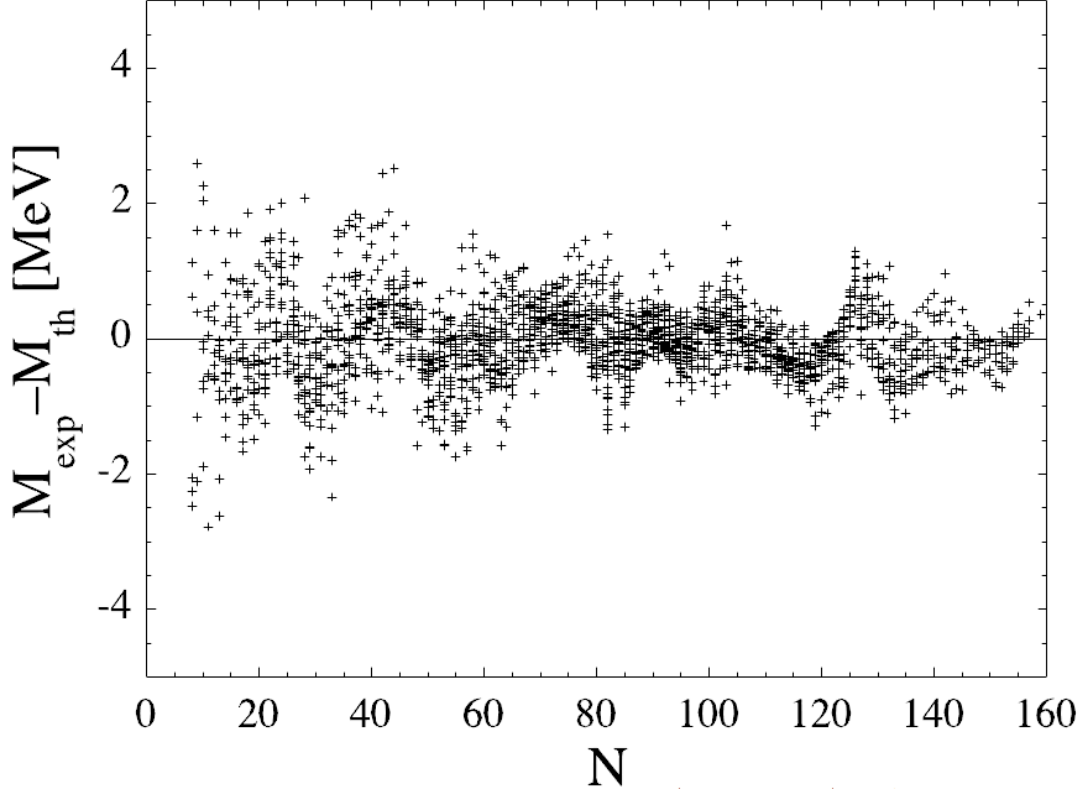
$$\Delta_q(\rho_n, \rho_p) = \Delta_{SM}(\rho)(1 - |\eta|) \pm \Delta_{NM}(\rho_q)\eta \frac{\rho_q}{\rho} \quad (3.40)$$

$\eta = (\rho_n - \rho_p)/\rho$ ;  $\rho = n(p)$  'den alınan üst (alt) işaretidir.  $\Delta_n(\rho_n, \rho_p) = \Delta_p(\rho_p, \rho_n)$  yük simetri varsayımıdır. Bu ifade,  $\Delta_q(\rho/2, \rho/2) = \Delta_{SM}(\rho)$  simetrik nükleer maddesi,  $\Delta_n(\rho, 0) = \Delta_{NM}$  nötron maddesi ve  $\Delta_p(\rho, 0) = 0$  sağlar (Goriely et al. 2009a).

HFB-17 modelinin bazı parametreleri için değerler aşağıda verilmiştir.

$t_0$	-1837,33	$MeV fm^3$	$\chi_0$	0,411377
$t_1$	389,101	$MeV fm^5$	$\chi_1$	-0,832102
$t_2$	-3,1742	$MeV fm^5$	$\chi_2$	49,4875
$t_3$	11523,8	$MeV fm^{3+3\gamma}$	$\chi_3$	0,654962
$W_0$	145,885	$MeV fm^5$	$\gamma$	0,3
$\varepsilon_\Lambda$	16	$MeV$		

Şekil 3.4 'de HFB-17 metodu ile elde edilen kütle değerleri deneysel değerlerle birlikte nötron sayısına göre gösterilmiştir.



Şekil 3.4 Deneysel kütle (Audi et al. 2003) değerleri ile HFB-17 kütle modeli değerleri arasındaki fark (Goriely et al. 2009a).

### 3.2 Girdi Veri Dosyası

TALYS 1.2 programı LINUX ve benzeri tabanlı işletim sistemlerinde çalıştırılabilen bir programdır. TALYS 1.2 programından istenilen bir reaksiyonu gerçekleştirmek için input (parametrelerin bulunduğu dosya) ve enerji dosyası olmak üzere iki dosya oluşturulur. Bu dosyalar aynı dizin içerisinde bulunması gerekmektedir. Input dosyaları ve enerji dosyaları oluşturulduktan sonra TALYS 1.2 programında çalıştırılır. Bir enerji dosyası ve bir input dosyası o parametre için teorik fisyon tesir kesiti değeri verir. Tek bir çekirdek için enerji dosyaları aynıdır. Bu tezde 5 fisyon bariyeri modeli ve 2 kabuk modeli parametrelerinin bütün sistematığı kullanıldığı için tek bir çekirdek için 10 farklı teorik fisyon tesir kesiti değerleri elde edilmiştir.

### 3.3 Çıktı Veri Dosyası

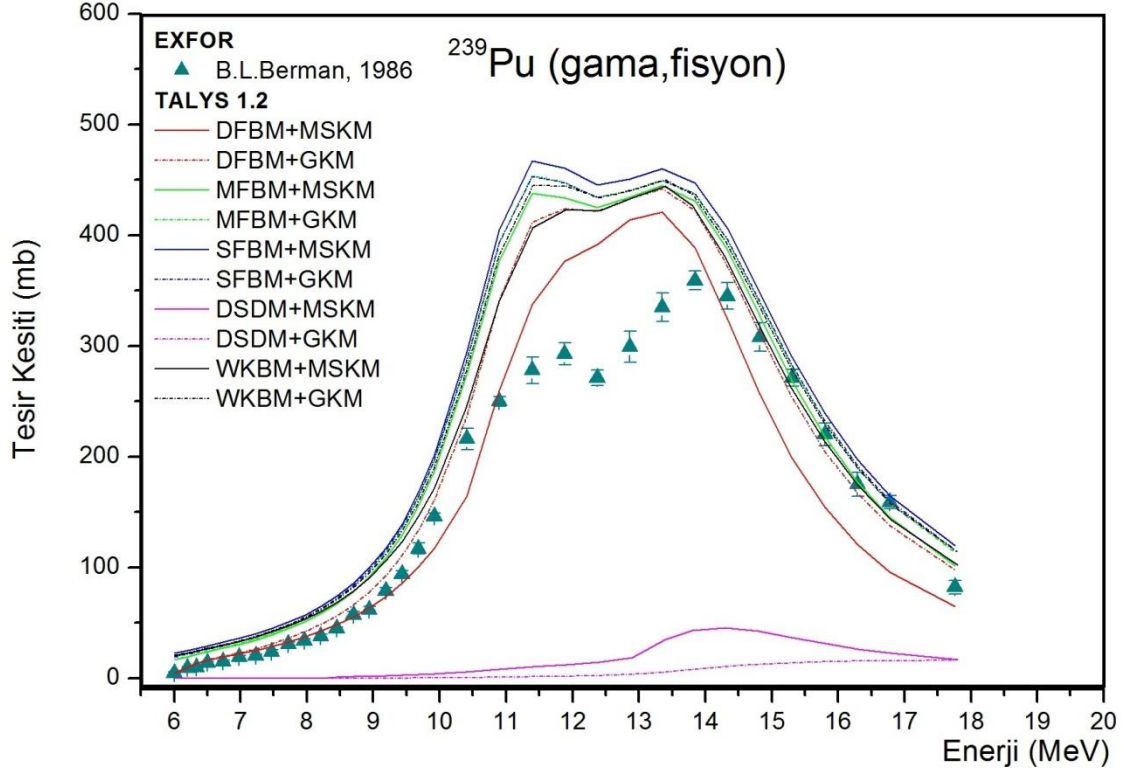
TALYS 1.2 programında çalıştırılan dosyaların, her input dosyası için hesaplamaların sonuçları birkaç çıktı dosyasına yazılır. Bu dosyalar içinden “fission.tot” dosyasının içindeki enerji değerleri ve tesir kesiti değerleri kullanılan parametrenin teorik fisyon tesir kesiti değerleridir. Alınan bu değerler deneysel değerlerle karşılaştırılmak üzere grafik programında yerlerine yazılır.



#### 4 ARAŞTIRMA BULGULARI

TALYS 1.2 programı kullanılarak elde edilen  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{233}\text{U}$  ve  $^{234}\text{U}$  çekirdeklerinin teorik fisyon tesir kesiti değerleri ile deneysel fisyon tesir kesiti değerleri her üç çekirdek için ayrı ayrı bir grafikte aşağıda gösterilmiştir.

#### 4.1 $^{239}\text{Pu}(\gamma, \text{fisyon})$ Reaksiyonları



Şekil 4.1  $^{239}\text{Pu}$  çekirdeğinin TALYS 1.2 programı kullanılarak elde edilmiş olan teorik fisyon tesir kesiti değerlerinin EXFOR 'dan alınan deneysel fisyon tesir kesiti değerleriyle karşılaştırılması

Şekil 4.1 'de görüldüğü gibi TALYS 1.2 programından elde edilen 10 tane teorik fisyon tesir kesiti değeri ve EXFOR 'dan alınan (Berman et al. 1986) deneysel fisyon tesir kesiti değerleri grafik üzerinde gösterilmiştir. Teorik değerler 6-18 MeV enerjili gama ışınlarının  $^{239}\text{Pu}$  çekirdeğine gönderilmesiyle elde edilmiştir. Enerji aralığının seçimi de deneysel değere göre alınmıştır. Şekildeki teorik fisyon tesir kesiti değerlerinin birbiriyle olan yakınlıkları ve uzaklıkları gözlenmiş olup deneysel değere uygunluklarına bakılmıştır.

$^{239}\text{Pu}$  için (Deneysel fisyon modeli, Myers-Swiatecki kabuk modeli) ve (Deneysel fisyon modeli, Goriely kabuk modeli) parametreleri kullanılarak yapılan hesaplamalar şekil yönünden birbirine benzemektedir. Yaklaşık 7 MeV enerji seviyesine kadar

deneysel fisyon tesir kesiti değerleriyle uyum içersindedir.  $7 \text{ MeV}$  enerji seviyesinden sonra (Deneysel fisyon modeli, Myers-Swiatecki kabuk modeli) parametresi  $9 \text{ MeV}$  kadar deneysel değerle uyum içersinde devam etmiştir.  $9 \text{ MeV}$  enerji seviyesinden sonra deneysel değerin altında tesir kesiti değerleri almaya başlamış ve  $11-14 \text{ MeV}$  arasında deneysel değerin üzerine çıktıktan sonra tekrar deneysel değerin altında tesir kesiti değerleri vermeye başlamıştır. (Deneysel fisyon modeli, Goriely kabuk modeli) parametresi ise  $7-15 \text{ MeV}$  enerji arası deneysel değerden yukarıda bir tesir kesiti değerleri almaya başlamış ve  $15 \text{ MeV}$  'den sonra deneysel verilerle uyum içersinde ilerlemiştir. Özellikle (Deneysel fisyon modeli, Goriely kabuk modeli) kullanılarak yapılan hesaplamalar deneysel değerlerle en çok uyumu sağlayan parametre olduğu görülmektedir.

(Mamdouh fisyon modeli, Myers-Swiatecki kabuk modeli) ve (Mamdouh fisyon modeli, Goriely kabuk modeli) parametreleri ile elde edilmiş teorik fisyon tesir kesiti değerleri deneysel değerlerin üzerinde yer almaktadır. Her iki hesaplamada deneysel değere şekil bakımından benzer görülmektedir.

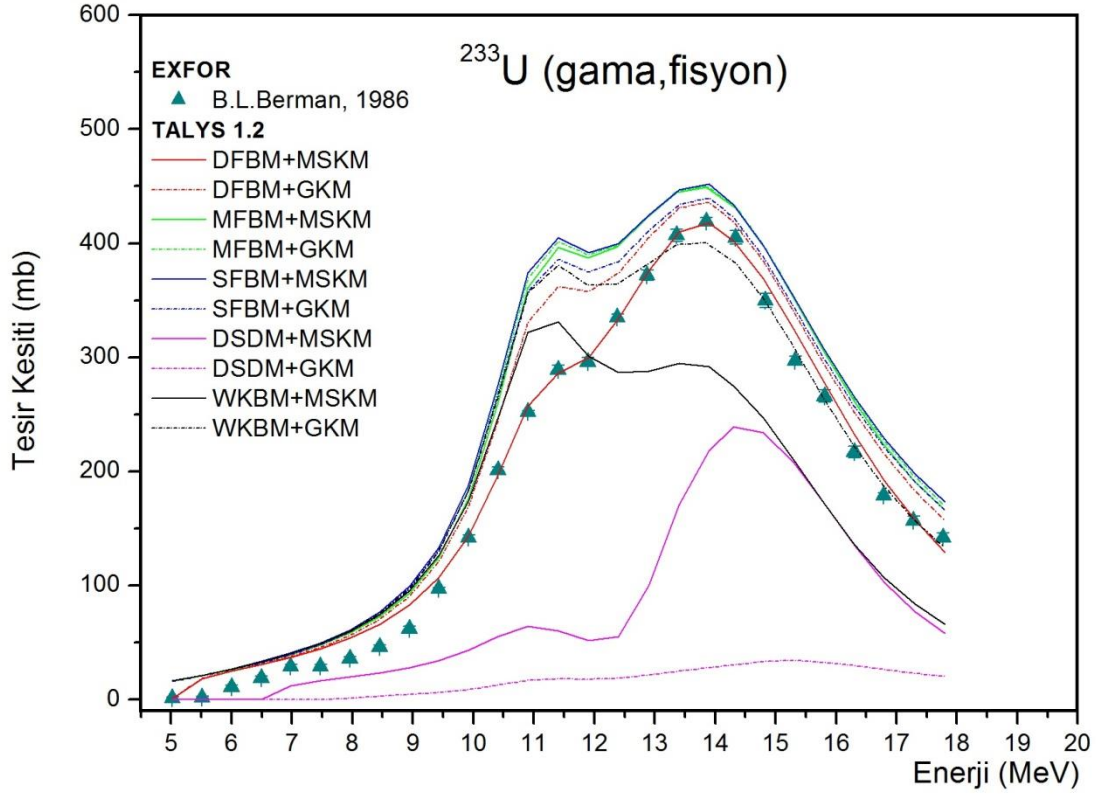
(Sierk fisyon modeli, Myers-Swiatecki kabuk modeli) ve (Sierk fisyon modeli, Goriely kabuk modeli) parametreleri ile elde edilmiş teorik fisyon tesir kesiti değerleri deneysel değerlerin üzerinde yer almaktadır. Her iki hesaplamada deneysel değere şekil bakımından benzer görülmektedir. (Sierk fisyon modeli, Myers-Swiatecki kabuk modeli) ve (Sierk fisyon modeli, Goriely kabuk modeli) parametreleri  $10 \text{ MeV}$  civarından sonra kabuk modelinin etkisiyle birbirinden ayrılmışlardır fakat bu ayrılma çok büyük değildir. İki parametrede birbirlerine benzer şekilde oluşmuşlardır. Bu parametrelerden elde edilen değerler deneysel değerin en yukarisında fisyon tesir kesiti değerleri vermişlerdir.

(Dönen sıvı damlası fisyon modeli, Myers-Swiatecki kabuk modeli) ve (Dönen sıvı damlası fisyon modeli, Goriely kabuk modeli) parametreleriyle elde edilmiş tesir kesiti değerleri hem şekil hem de bölge olarak deneysel tesir kesiti değerleriyle uyum göstermemektedir. Belli enerji değerlerine kadar tesir kesiti vermeyen bu parametreler

bir süre sonra tesir kesiti değeri verir fakat bu değerler deneysel değerlerin çok altında kalmıştır. Kullanılan bu parametreler  $^{239}\text{Pu}$  çekirdeği için uygun sonuçlar vermemektedir. Buradaki uyumsuzluğun sebebi kullanılan fisyon modelidir.

(WKB fisyon modeli, Myers-Swiatecki kabuk modeli) ve (WKB fisyon modeli, Goriely kabuk modeli) parametreleri ile elde edilmiş teorik fisyon tesir kesiti değerleri deneysel değerlerin üzerinde yer almaktadır. Parametrelerin her biri deneysel değere şekil bakımından benzer görülmektedir. (WKB fisyon modeli, Myers-Swiatecki kabuk modeli) ve (WKB fisyon modeli, Goriely kabuk modeli) parametreleri  $8 \text{ MeV}$  civarından sonra kabuk modelinin etkisiyle tesir kesiti değerlerinde değişimler olmuştur. (WKB fisyon modeli, Myers-Swiatecki kabuk modeli) parametresi kullanılarak yapılan hesaplamalardaki tesir kesiti değerleri  $15 \text{ MeV}$  civarından sonra deneysel değerlerle uyum sağlamıştır.

#### 4.2 $^{233}\text{U}(\gamma, \text{fisyon})$ Reaksiyonları



Şekil 4. 2  $^{233}\text{U}$  çekirdeğinin TALYS 1.2 programı kullanılarak elde edilmiş olan teorik fisyon tesisir kesiti değerlerinin EXFOR 'dan alınan deneysel fisyon tesisir kesiti değeriyle karşılaştırılması.

Şekil 4.2 'de TALYS 1.2 programından elde edilen 10 tane teorik fisyon tesisir kesiti değeri ve EXFOR 'dan alınan (Berman et al. 1986) deneysel fisyon tesisir kesiti değerleri grafik üzerinde gösterilmiştir. Teorik değerler 5-18 MeV enerjili gama ışınlarının  $^{233}\text{U}$  çekirdeğine gönderilmesiyle elde edilmiş. Enerji aralığının seçimi de deneysel değere göre alınmıştır. Şekildeki teorik fisyon tesisir kesiti değerlerinin birbiriyle olan yakınlıkları ve uzaklıkları gözlenmiş olup deneysel değere uygunluklarına bakılmıştır.

$^{233}\text{U}$  için (Deneysel fisyon modeli, Myers-Swiatecki kabuk modeli) ve (Deneysel fisyon modeli, Goriely kabuk modeli) parametreleri kullanılarak elde edilen teorik tesisir kesiti değerleri şekil olarak birbirine benzerdir. İki parametrede 5,5 MeV 'den 7 MeV civarına kadar uyum içersinde olsa da 7 MeV 'den sonra kabuk modelinin etkisiyle tesisir kesiti değerlerindeki değişmeye bağlı olarak, deneysel değer üzerinde yer almışlardır.

(Deneysel fisyon modeli, Goriely kabuk modeli) parametresi  $7 \text{ MeV}$  'den sonra deneysel değerlerin üzerinde yer almaya devam ederken (Deneysel fisyon modeli, Myers-Swiatecki kabuk modeli) parametresi deneysel değerle birçok enerji bölgesinde çok uyumlu bir şekilde üst üste gelmektedir.

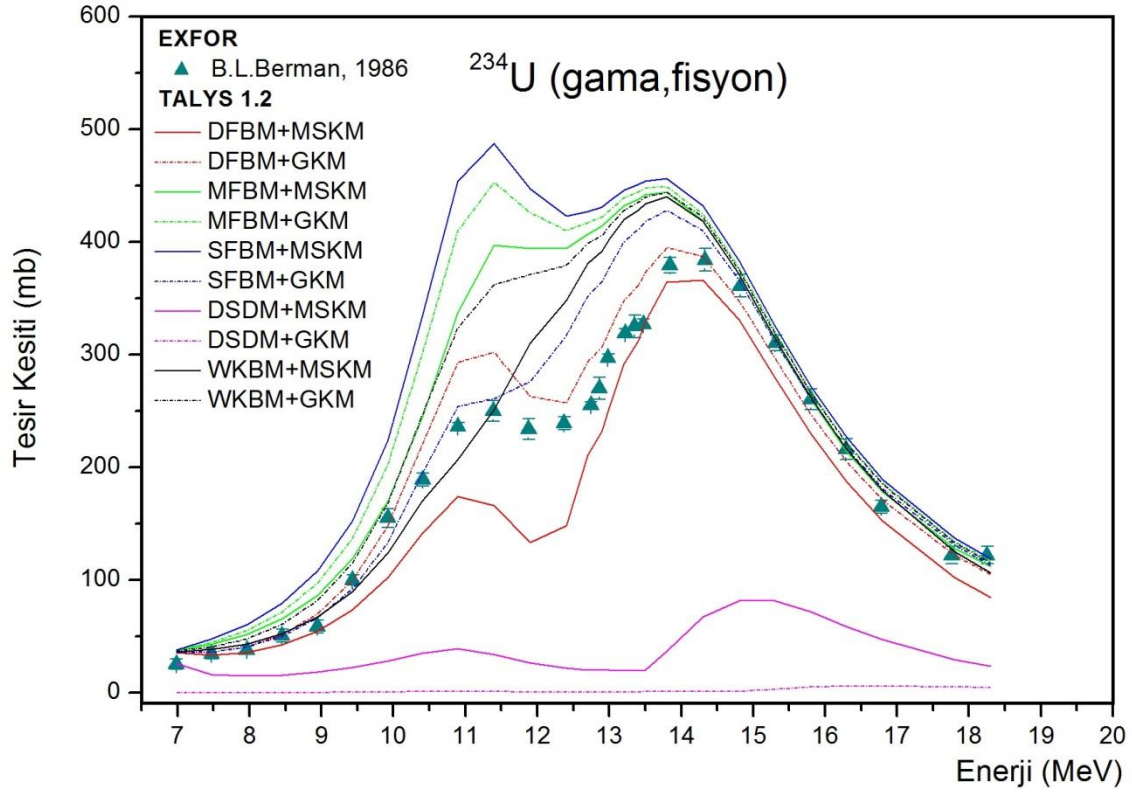
(Mamdouh fisyon modeli, Myers-Swiatecki kabuk modeli) ve (Mamdouh fisyon modeli, Goriely kabuk modeli) parametreleri ile elde edilmiş teorik fisyon tesir kesiti değerleri deneysel değerlerin üzerinde yer almaktadır. Bu parametreler için deneysel değerlerle bölgesel olarak çok büyük farklılıklar gözlenmemektedir. Bu iki parametrede şekil olarak birbirine çok benzerlik görülmektedir. Bu gösteriyor ki kabuk modelinin etkisi bu parametreler için gözlenmemektedir.

(Sierk fisyon modeli, Myers-Swiatecki kabuk modeli) ve (Sierk fisyon modeli, Goriely kabuk modeli) parametreleri ile elde edilmiş teorik fisyon tesir kesiti değerleri deneysel değerlerin üzerinde yer almaktadır. İki parametre  $10 \text{ MeV}$  'e kadar üst üste binerek aynı tesir kesiti değeri vermektedir.  $10 \text{ MeV}$  'den sonra farklı tesir kesiti değerleri vermekle beraber kabuk modelinin etkisi gözlenmektedir. İki parametre şekil olarak birbirine ve deneysel değere benzemektedir. (Sierk fisyon modeli, Myers-Swiatecki kabuk modeli) parametresi deneysel değerlerin en yukarisında yer alarak en yüksek tesir kesiti değerlerini vermektedir.

(Dönen sıvı damlası fisyon modeli, Myers-Swiatecki kabuk modeli) ve (Dönen sıvı damlası fisyon modeli, Goriely kabuk modeli) parametreleri birbirine şekil olarak benzememekle beraber birçok enerji değerinde de farklı bölgelerde bulunmaktadır. Her iki parametrede deneysel değerlerin altında kalmıştır fakat (Dönen sıvı damlası fisyon modeli, Myers-Swiatecki kabuk modeli) parametresi deneysel değere şekil yönünden benzemekle beraber (Dönen sıvı damlası fisyon modeli, Goriely kabuk modeli) parametresi kadar deneysel değere uzak değildir. Bu parametrelerde  $^{233}\text{U}$  çekirdeği için kabuk modelinin etkisinin çok net bir şekilde görebilmekteyiz.

(WKB fisyon modeli, Myers-Swiatecki kabuk modeli) ve (WKB fisyon modeli, Goriely kabuk modeli) parametreleri ile elde edilmiş teorik fisyon tesir kesiti değerleri deneysel değerlerin hem üzerinde hem de altında yer almıştır. (WKB fisyon modeli, Goriely kabuk modeli) parametresi şekil olarak deneysel değere benzer iken (WKB fisyon modeli, Myers-Swiatecki kabuk modeli) parametresi deneysel değere şekil olarak benzememektedir. İki parametre arasında 8 *MeV* 'den sonra kabuk modeli farkından dolayı tesir kesitlerinde değişimler olmuştur.

### 4.3 $^{234}\text{U}(\gamma, \text{fisyon})$ Reaksiyonları



**Şekil 4.3**  $^{234}\text{U}$  çekirdeğinin TALYS 1.2 programı kullanılarak elde edilmiş olan teorik fisyon tesisir kesiti değerlerinin EXFOR ‘dan alınan deneysel fisyon tesisir kesiti değeriyle karşılaştırılması.

Şekil 4.3 ‘de TALYS 1.2 programından elde edilen 10 tane teorik fisyon tesisir kesiti değeri ve EXFOR ‘dan alınan (Berman et al. 1986) deneysel fisyon tesisir kesiti değerleri grafik üzerinde gösterilmiştir. Teorik değerler 6,5-19 MeV enerjili gama ışınlarının  $^{234}\text{U}$  çekirdeğine gönderilmesiyle elde edilmiş. Enerji aralığının seçimi de deneysel değere göre alınmıştır. Şekildeki teorik fisyon tesisir kesiti değerlerinin birbiriyle olan yakınlıkları ve uzaklıkları gözlenmiş olup deneysel değere uygunluklarına bakılmıştır.

$^{234}\text{U}$  için (Deneysel fisyon modeli, Myers-Swiatecki kabuk modeli) ve (Deneysel fisyon modeli, Goriely kabuk modeli) parametreleri şekil olarak birbirine benzemektedir. 11 MeV enerji civarlarında kabuk modelinden dolayı tesisir kesiti farkları en fazla olmuştur. Her iki parametrede deneysel değere şekil olarak benzemekte ve bölgesel olarak da



yakın sonuçlar vermektedir. (Deneysel fisyon modeli, Goriely kabuk modeli) parametresi (Deneysel fisyon modeli, Myers-Swiatecki kabuk modeli) parametresine göre deneysel değerle birçok enerji bölgesinde iyi uyum sağlamıştır.

(Mamdouh fisyon modeli, Myers-Swiatecki kabuk modeli) ve (Mamdouh fisyon modeli, Goriely kabuk modeli) parametreleri deneysel değer üzerinde tesir kesiti değeri almışlardır. Her iki parametre şekil olarak hem birbirine hem de deneysel değere benzemektedir. 14 *MeV* civarından sonra her iki parametrenin tesir kesiti değerleri arasındaki fark en aza inmiştir. Burada kabuk modelinin etkisi azalma göstermiştir. Kabuk modelinin etkisinin en fazla görüldüğü yer 11,5 *MeV* civarıdır. Buralar da tesir kesitinin pik verdiği noktalarlardır.

(Sierk fisyon modeli, Myers-Swiatecki kabuk modeli) ve (Sierk fisyon modeli + Goriely kabuk modeli) parametreleri şekil olarak birbirine ve deneysel değere benzemektedir. Her iki parametrenin verdiği tesir kesiti değeri arasındaki fark fazladır. Burada kabuk modelinin etkisini görebilmek mümkündür. (Sierk fisyon modeli, Myers-Swiatecki kabuk modeli) parametre diğer parametrelere göre deneysel değer en yukarısında bulunmaktadır.  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{233}\text{U}$  çekirdeklerinde (Sierk fisyon modeli, Goriely kabuk modeli) parametresi deneysel değer yukarısında kalmasına rağmen  $^{234}\text{U}$  çekirdeği için birçok enerji değerinde deneysel değerle üst üste gelerek çok iyi bir uyum sağlamıştır.

(Dönen sıvı damlası fisyon modeli, Myers-Swiatecki kabuk modeli) ve (Dönen sıvı damlası fisyon modeli, Goriely kabuk modeli) parametreleri deneysel değer çok altında kalmışlardır. Her iki parametrede  $^{234}\text{U}$  çekirdeği için de uygun sonuçlar vermemiştir.

(WKB fisyon modeli, Myers-Swiatecki kabuk modeli) ve (WKB fisyon modeli, Goriely kabuk modeli) parametreleri arasındaki tesir kesiti farkları 14 *MeV* civarına kadar görülmektedir. 14 *MeV* 'den sonra tesir kesiti değerleri arasındaki fark azalmakta(kabuk modelinin etkisi azalmaktadır) ve birbirine yakın değerlerde tesir kesiti değerleri

vermektedirler. Bu iki parametreden (WKB fisyon modeli, Myers-Swiatecki kabuk modeli) parametresi deneysel değere daha yakın tesir kesiti değerleri vermektedir. TALYS 1.2 programı kullanılarak elde edilmiş teorik fisyon tesir kesiti değerleri  $^{234}\text{U}$  çekirdeği için, parametrelerde kabuk modelinin etkileri görülmüştür. Dönen sıvı damlası fisyon modeli parametreleri hariç bütün parametreler başlangıç enerjisinden  $15 \text{ MeV}$  civarına kadar tesir kesiti değerlerinde büyük farklılıklar gözlenmiş olup  $15 \text{ MeV}$  civarından sonra deneysel değere yakın sonuçlar vermişlerdir.  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{233}\text{U}$  çekirdeklerindeki gibi  $^{234}\text{U}$  çekirdeği içinde Dönen sıvı damlası fisyon modeli parametreleri uygun değildir. Deneysel fisyon modeli parametreleri diğer çekirdeklerde olduğu gibi  $^{234}\text{U}$  çekirdeğinde de deneysel değerle uyum içersindedir.

## 5 TARTIŞMA VE SONUÇ

Fisyon reaksiyonları, uyarılma enerjisinin üzerinde gelen bir parçacığın çekirdeğin kararsız bir duruma düşmesine sebep olur. Çekirdek kararlı hale gelebilmek için parçalanmaya başlar. Bu parçalanma sonunda ürün çekirdekler, parçacıklar ve enerji meydana gelmektedir. Reaksiyon sonucunda bağlanma enerjisinden dolayı açığa çıkan enerjinin fazla olması nükleer güç reaktörleri gibi enerji alanlarında kullanılmasını sağlar. Bunun yanında radyoaktif atık dönüştürülmesi, hızlandırıcı uygulamalar, savunma sanayi gibi birçok alanda kullanılır.

Reaksiyonun gerçekleşme olasılığını veren tesir kesitleri fisyon reaksiyonlarının oluşumu için önem teşkil etmektedir. Bu nedenden dolayı fisyon tesir kesitlerini elde etmek için güvenilir modellere ihtiyaç duyulur. Bu tezde de kullanılmakta olan TALYS 1.2 bilgisayar programı teorik tesir kesitleri hesaplamamıza olanak vermiştir.

Bu çalışmada nükleer reaksiyonların deneysel olarak gerçekleştirilmeden önce hangi enerji değerlerinde nasıl bir fisyon tesir kesiti elde edileceğini önceden tahmin etmemize yaramaktadır. Böylece deneysel aşamaya geçmeden önce karşılaşılabilecek olan hataları görmemize yardımcı olup deney hakkında ön bilgi elde etmemizi sağlar. Aynı zamanda simülasyon ile elde edilen verilerle nükleer veri kütüphanesi oluşturularak ileride deneysel aşamaya geçebilecek nükleer teknolojilere temel oluşturabilir.

Hazırlanan bu tezde kullanılan ağır çekirdeklerin fisyon modelleri ve kabuk modellerinin uyumlarına bakılmıştır. Tezde kullanılan fisyon modelleri; Maslov 'un yaptığı deneyler sonucunda elde ettiği verileri tablo üzerinde toplaması sonucunda kullanılan fisyon modeli, genişletilmiş Thomas-Fermi ve Strutinsky integral metot kullanılarak yapılan hesaplamalar sonucu elde edilen Mamdouh tablosu, çekirdeğin yüzey gerilim, enerjisi Coulomb enerjisi ve açısal momentum enerjisi hesaplanarak elde

edilen dönen sıvı damla modeli, Yukawa modeli kullanılarak sıvı damla modeline getirilen düzeltmeler sonucu elde edilen Sierk model ve son olarak tek boyutlu, zamandan bağımsız Schrödinger denklemi çözümü için geliştirilen Wentzel Kramers Brillouin modelleridir. Bu modellerle birlikte kullanılan; deneysel nükleer kütle değeri ile sıvı damla modelinden elde edilen kütle değerleri arasındaki fark olarak hesaplanan Myers-Swiatecki kabuk modeli ve deneysel kütle değerleri ile Hartree-Fock-Bogoliubov metot kullanılarak elde edilen kütle değerleri farkı sonucu ortaya çıkan Goriely kabuk modeli kullanılmıştır.

Fisyon modelleri ve kabuk modellerinin bütün sistematiği kullanılarak her çekirdek için 10 tane teorik fisyon tesir kesiti değeri elde edilmiştir. Fisyon tesir kesiti değerleri 0-20 *MeV* gelme enerjilerine sahip gama ışınlarıyla gerçekleştirilmiştir. Karşılaştırılmalar, Deneysel Nükleer Reaksiyon Veri (EXFOR) 'dan alınan Berman 'ın 1986 yılında yayımlanmış olduğu makaledeki deneysel fisyon tesir kesitleriyle yapılmıştır.

$^{239}\text{Pu}$ ,  $^{233}\text{U}$  ve  $^{234}\text{U}$  çekirdeklerinde kullanılan fisyon modellerinden en uyumlu olan model deneysel fisyon modelidir.  $^{239}\text{Pu}$  ve  $^{233}\text{U}$  çekirdeklerinde kabuk modelinin etkisindeki farklılıklar çok azdır.  $^{234}\text{U}$  çekirdeğinde 10-13 *MeV* arasında kabuk modelinin etkisi kolayca görülmektedir.  $^{234}\text{U}$  çekirdeği için en uygun kabuk modeli Goriely kabuk modelidir. Dönen sıvı damla modeli her üç çekirdek için uygun sonuç vermemiştir. Diğer fisyon modelleri arasında bariz farklılık gözlemlenmemiştir.

Sonuç olarak maliyet değeri yüksek olan nükleer fisyon reaksiyonlarının gerçekleştirilmeden önce reaksiyon hakkında ön bilgi teşkil etmesi açısından yardımcı olabilecek bir simülasyon çalışmasıdır. Fisyon olaylarında daha net bilgilerle reaksiyon hakkında bilgi sahibi olabilmek için daha fazla deneysel ölçümlerle elde edilmiş tesir kesiti değerleri ve yeni teorik hesaplamalar oluşturulması gerekmektedir.

## 6 KAYNAKLAR

Audi G., A.H. Wapstra and C. Thibault (2003). “The AME2003 atomic mass evaluation (II). Tables, graphs and references”, *Nucl. Phys.* **A729**, 337-676.

Back B. B., O. Hansen, H. C. Britt, and J. D. Garrett (1974). “Fission of doubly even actinide nuclei induced by direct reactions”, *Phys. Rev.* **C 9**, 1924.

Becquerel A. H. (1896). “Sur les radiations invisibles emises par les corps phosphorescents” , C. R. Acad. Sci. Paris 122, 501.

Berman B. L., J. T. Caldwell, E. J. Dowdy, S. S. Dietrich, P. Meyer, R. A. Alvarez (1986). “Photofission and photoneutron cross sections and photofission neutron multiplicities for  $^{233}\text{U}$ ,  $^{234}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ , and  $^{239}\text{Pu}$ ”, *Phys. Rev.* **C 34**, 2201–2214.

Bhandari B. S. (1979). ” Three-hump fission barrier in  $^{232}\text{Th}$ ”, *Phys. Rev.* **C 19**, 1820.

Bohr N. and Wheeler J. A. (1939). “The mechanism of nuclear fission” *Phys. Rev.* **56**, 426.

Bothe W. and Becker H. (1930). “Künstliche Erregung von Kern- $\gamma$ -Strahlen” *Zeit. f. Phys.* **66**, 289.

Capote R., M. Herman, P. Oblozinsky, P.G. Young, S. Goriely, T. Belgya, A.V. Ignatyuk, A.J. Koning, S. Hilaire, V.A. Plujko, M. Avrigeanu, O. Bersillon, M.B. Chadwick, T. Fukahori, Zhigang Ge, Yinlu Han, S. Kailas, J. Kopecky, V.M. Maslov, G. Reffo, M. Sin, E.Sh. Soukhovitskii, P. Talou (2009). “RIPL – Reference Input

Parameter Library for Calculation of Nuclear Reactions and Nuclear Data Evaluations”, Nuclear Data Sheets 110, 3107–3214.

Chadwick J. (1932). “Possible existence of a neutron” *Nature* **129**, 312.

Curie I. and Joliot F. (1931). “Etude du rayonnement absorbable accompagnant les rayons  $\alpha$  du polonium” *C. R.* **193**, 1412.

Davies K.T.R. and A.J. Sierk (1975). “Calculation of coulomb energies for uniform charge distributions of arbitrary shape”, *J. Comp. Phys.* **18**, 311.

Dunning J. R., Pegram G. B., Fink G. A. and D. P. Mitchell (1935). "Interaction of neutrons with matter." *Physical Review* **48**, 265.

Feenberg E. (1947). "Semi-empirical theory of the nuclear energy surface." *Reviews of Modern Physics* **19**, 239.

Fermi E. (1934). “Possible Production of Elements of Atomic Number Higher than 92” *Nature* **133**, 893.

Goriely S., N. Chamel and J.M. Pearson (2009a). “Skyrme-Hartree-Fock-Bogoliubov nuclear mass formulas: Crossing the 0.6 MeV threshold with microscopically deduced pairing”, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 152503.

Goriely S., N. Chamel and J. M. Pearson (2009b). “Recent breakthroughs in Skyrme-Hartree-Fock-Bogoliubov mass formulas”, *The European Physical Journal*, **A 42**, 547-552.

Hahn O., Meitner L. and Strassman F. (1937). “Über die Umwandlungsreihen des Urans, die durch Neutronenbestrahlung erzeugt werden” *Zeit. f. Phys.* **106**, 2149.

Halpern I. and V.M. Strutinsky (1958). “in: Proc. 2nd Conf. Peaceful Uses of Atomic Energy”, United Nations, Geneva, Volume 15, p.408.

Koning A.J., S. Hilaire and M. Duijvestijn (2009). “TALYS 1.2 User Manuel”, NRG - Nuclear Research and Consultancy Group, 1755 ZG Petten, The Netherlands , CEA, DAM, DIF, F-91297 Arpaçon, France.

Ignatyuk A.V. (1985). “Statistical Properties of Excited Atomic Nuclei”, Energoatomizdat, Moscow (1983) (in Russian); Rep. INDC(CCP)-233, International Atomic Energy Agency, Vienna, Austria.

Krane S. K. (2001). “Introductory Nuclear Physics”, Çeviri Editörü: Başar Şarer, Nükleer Fizik I.Cilt, Palme Yayıncılık, Ankara, 65-85.

Krane S. K. (2002). “Introductory Nuclear Physics”, Çeviri Editörü: Başar Şarer, Nükleer Fizik II.Cilt, Palme Yayıncılık, Ankara, 479-592.

Krappe H. J., Nix J. R., and Sierk A. J. (1979). “From Heavy-Ion Elastic Scattering to Fission: A Unified Potential for the Description of Large-Scale Nuclear Collective Motion”, *Phys. Rev. Lett.* **42**,215 (1979); “Unified nuclear potential for heavy-ion elastic scattering, fusion, fission, and ground-state masses and deformations”, *Phys. Rev. C* **20**, 992.

Mamdouh A., J.M. Pearson, M. Rayet, F. Tondeur (1998). “Large-scale fission-barrier calculations with the ETFSI method”, *Nucl. Phys. A* **644** -389.

Mamdouh A., J.M. Pearson, M. Rayet, F. Tondeur (2001). “Fission barriers of neutron-rich and superheavy nuclei calculated with the ETFSI method”, *Nuclear Physics A* **679** 337-358.

Martinelli T., Menapace E., and Ventura A. (1977). “An Improved JWKB Approximation for Multiple – Humped Fission Barriers”, *Lett. Nuovo Cimento* **20**, 267.

Maslov V.M. and Y. Kikuchi (1996). “Statistical model Calculations of the  $^{232}\text{U}$  fission cross section”, *Nucl. Sci. Eng.* **124**, 492-497.

Maslov V.M., E.Sh. Sukhovitskij, Yu.V. Porodzinskij and G.B. Morogovskij (1997). “Evaluation of neutron data for  $^{242}\text{mAm}$ ”, Rep. INDC(BLR)-7, “Evaluation of Neutron data for  $^{238}\text{Pu}$ ”, Rep. INDC(BLR)-9, “Evaluation of neutron data for  $^{242}\text{Pu}$ ”, Rep. INDC(BLR)-10, International Atomic Energy Agency, Vienna, Austria.

Mayer M . G. (1948). “On closed shells in nuclei” (No. AECD-1818). Argonne National Laboratory (ANL), Argonne, IL.

Meyer B.S. (1994). “The r-, s-, and p-processes in nucleosynthesis”, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **32**, 153.

Möller P. and Nix J. R. (1981). “Nuclear mass formula with a Yukawa-plus-exponential macroscopic model and a folded-Yukawa single-particle potential”, *Nucl. Phys. A* **361**, 117 (1981); *At. Data and Nuclear Data Tables* **26**, 165.

Mustafa M. G., Baisden P. A., and Chandra H. (1982). “Equilibrium shapes and fission barriers of rotating nuclei with a macroscopic two-center model”, *Phys. Rev. C* **25**, 2524.



Myers W.D. and Swiatecki W.J. ( 1966). “Nuclear masses and deformations”, *Nuclear Physics* **81**, 1, 1-60.

Oganessian Yu. Ts., Yeremin A.V., Popeko A.G., Bogomolov S.L., Buklanov G.V., Chelnokov M.L., Chepigin V.I., Gikal B.N., Gorshkov V.A., Gulbekian G.G., Itkis M.G., Kabachenko A.P., Lavrentev A.Yu., Malyshev O.N., Rohac J., Sagaidak R.N., Hofmann S., Saro S., Giardina G., Morita K. (1999a). “Synthesis of nuclei of the super heavy element 114 in reactions induced by  $^{48}\text{Ca}$ ”, *Nature* **400**.

Oganessian Yu. Ts., Utyonkov V.K., Lobanov Yu.V., Abdullin F.Sh., Polyakov A.N., Shirokovsky I.V., Tsyganov Yu.S., Gulbekian G.G., Bogomolov S.L., Gikal B.N., Mezentsev A.N., Iliev S., Subbotin V.G., Sukhov A.M., Buklanov G.V., Subotic K., Itkis M.G., Moody K.J., Wild J.F., Stoyer N.J., Stoyer M.A., Loughheed R.W. (1999b). ”Synthesis of Superheavy Nuclei in the  $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$  Reaction”, *Phys. Rev. Lett.* **83**.

Sierk Arnold J. (1986). “Macroscopic model of rotating nuclei” The American Physical Society, *Phys. Rev. C* **33**, 2039.

Sin M., R. Capote, A. Ventura, M. Herman and P. Oblozinsky (2006). “Fission of light actinides:  $^{232}\text{Th}(n,f)$  and  $^{231}\text{Pa}(n,f)$  reactions”, The American Physical Society, *Phys. Rev. C* **74**, 014608.

## 6.1 İnternet Kaynakları

1. <http://www-astro.ulb.ac.be/>
2. [www-nds.iaea.org/exfor/](http://www-nds.iaea.org/exfor/)

## ÖZGEÇMİŞ

### Kişisel Bilgiler

Adı Soyadı :

Tarihi :

Cinsiyet :

Doğum Yeri :

Uyruğu :

Yabancı Dil :

### Eğitim Bilgileri

	Eğitim Birimi	Alan	Mezuniyet
Lise :			
Üniversite :			
Yüksek Lisans :			

### İletişim Bilgileri

Adres :

Gsm :

E-mail :