

**FİSYON REAKSİYONLARINDA
TESİR KESİTLERİNİN HESAPLANMASI**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Hülya KOCA

DANIŞMAN

Yrd. Doç. Dr. İsmail Hakkı SARPÜN

FİZİK ANABİLİM DALI

Haziran, 2012

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

AFYON KOCATEPE ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

FİSYON REAKSİYONLARINDA TESİR KESİTLERİNİN
HESAPLANMASI

HÜLYA KOCA

DANIŞMAN

Yrd. Doç. Dr. İSMAİL HAKKI SARPÜN

FİZİK ANABİLİM DALI

Haziran, 2012

TEZ ONAY SAYFASI

Hülya Koca tarafından hazırlanan “**Fisyon Reaksiyonlarında Tesir Kesitlerinin Hesaplanması**” adlı tez çalışması lisansüstü eğitim ve öğretim yönetmeliğinin ilgili maddeleri uyarınca 08/06/2012 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. İsmail Hakkı SARPÜN

Başkan : Doç. Dr. Abdullah KAPLAN İmza

Üye : Doç. Dr. Rıdvan ÜNAL İmza

Üye : Doç. Dr. Hüseyin Ali YALIM İmza

<p style="text-align: center;">Afyon Kocatepe Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu’nun/...../..... tarih vesayılı kararıyla onaylanmıştır.</p> <p style="text-align: center;">Enstitü Müdürü Prof. Dr. Mevlüt DOĞAN</p>
--

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.

08/06/2012

Hülya KOCA

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

FİSYON REAKSİYONLARINDA TESİR KESİTLERİNİN HESAPLANMASI

Hülya KOCA

Afyon Kocatepe Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Yrd. Doç. Dr. İsmail Hakkı SARPÜN

Nükleer fisyon tesir kesitleri nükleer yapının anlaşılmasında oldukça önemlidir. Ayrıca güç reaktörlerinde, nükleer atık dönüşümünün yapıldığı hızlandırıcı güdümlü sistemlerde ve buna benzer birçok alanda nükleer fisyon tesir kesitlerine ihtiyaç duyulmaktadır. Bu tesir kesitlerini ölçmek için yapılan deneyler oldukça masraflıdır ve bu ölçümlerin yapılabilmesi için gerekli laboratuvarlar sınırlı sayıdadır. Tüm bu nedenlerden dolayı nükleer fisyon tesir kesitlerini elde etmek için güvenilir modellere ihtiyaç duyulur. Modellerin uygulanması ise güvenilir birçok bilgisayar programı ile sağlanabilir.

Bu çalışmada $^{209}_{83}Bi$, $^{226}_{88}Ra$, $^{232}_{90}Th$, $^{235}_{92}U$, $^{237}_{93}Np$, $^{238}_{94}Pu$ ve $^{238}_{92}U$ ağır çekirdeklerinin fisyon tesir kesitleri hesaplandı. Hesaplanan fisyon tesir kesitleri deneysel verilerle karşılaştırıldı. Yapılan tüm hesaplamalar için TALYS 1.2 bilgisayar kodu kullanıldı. Hesaplamalar, her bir element için farklı gelme enerjilerine sahip alfa parçacıklarıyla gerçekleştirildi. Hesaplamalarda her bir elementin fisyon modelleri ve seviye yoğunluğu modelleri için uygun parametreler sistematik olarak kullanıldı.

2012, xiii + 74 sayfa

Anahtar Kelimeler: Nükleer reaksiyon, fisyon tesir kesiti, seviye yoğunluğu

ABSTRACT
(M. Sc. Thesis)

THE CALCULATIONS OF CROSS SECTIONS AT
FISSION REACTIONS

Hülya KOCA
Afyon Kocatepe University
Graduate School of Naturel and Applied Sciences
Department of Physics

Supervisor: Asst. Prof. Dr. İsmail Hakkı Sarpün

Nuclear fission cross sections are very important in understanding nuclear structure in addition nuclear fission cross sections are needed in many areas like power reactors, accelerator driven systems where the conversion of nuclear waste are realized. Experiments to measure are very costly and laboratories required to perform these measurements are limited. Because of these reasons reliable models are needed to obtain nuclear fission cross sections. The application of these models can be achieved with reliable computer software.

In this study reaction cross sections of some heavy nuclei, $^{209}_{83}\text{Bi}$, $^{226}_{88}\text{Ra}$, $^{232}_{90}\text{Th}$, $^{235}_{90}\text{U}$, $^{237}_{93}\text{Np}$, $^{238}_{94}\text{Pu}$ and $^{238}_{94}\text{U}$, have been calculated and compared with experimental values. TALYS 1.2 code was used for all calculations. Calculations have been realized by alpha particles for different incident energies. Appropriate parameters were used as a systematic for fission models for each element and level density models.

2012, xiii + 74 pages

Keywords : Nuclear reaction, fission cross section, level density

TEŐEKKÖR

Tez çalıőmam sűresince yardım ve desteklerini esirgemeyen değerli danıőman hocam Yrd. Doç. Dr. İsmail Hakkı SARPÖN'e ve ders aőamasında bilgi ve deneyimlerini benden esirgemeyen değerli hocam Doç. Dr. Rıdvan ÖNAL'a yardımlarından dolayı teőekkör ederim. Her daim yanımda olan ve hiçbir zaman desteğini benden esirgemeyen kıymetli arkadaőım Kadriye SUNAR'a ve hayatım boyunca sonsuz desteği ile hep yanımda olan aileme teőekkörü bir borç bilirim.

Hűlya KOCA
AFYONKARAHİSAR, 2012

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET	v
ABSTRACT	vi
TEŞEKKÜR.....	vii
İÇİNDEKİLER.....	viii
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	x
ŞEKİLLER DİZİNİ	xi
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	xiii
1.GİRİŞ.....	1
1.1. Literatür Bilgileri	2
2. NÜKLEER ENERJİ ve NÜKLEER REAKTÖRLER.....	6
2.1. Nükleer Fisyon.....	7
2.1.1. Fisyon.....	9
2.1.2. Fisyonun Karakteristikleri	10
2.1.3. Fisyonda Enerji	12
2.2. Tesir Kesiti.....	14
2.2.1. Diferansiyel Tesir Kesiti	16
2.2.2. Fisyon Tesir Kesitleri.....	18
2.3. Fisyon Bariyeri	20
2.3.1. Deneysel Fisyon Bariyeri Modeli	21
2.3.2. Mamdouh Tablo Modeli.....	23
2.3.3. Sierk Model.....	27
2.3.4. Dönen Sıvı Damla Modeli	29
2.3.5. WKB Yaklaşımı Modeli	32

2.4. Seviye Yoğunluğu.....	35
2.4.1. Seviye Yoğunluğu Modelleri.....	38
2.4.1.1. Sabit Sıcaklık Modeli.....	38
2.4.1.2. Modifiye Fermi Gas Model	42
2.4.1.3. Genelleştirilmiş Süperakışkan Model	43
2.4.1.4. Mikroskobik Seviye Yoğunluğu	47
2.5. Talys Kodu.....	48
3. TEORİK HESAPLAMALAR.....	50
3.1. ^{209}Bi (α, f) Reaksiyonu.....	50
3.1.1. ^{209}Bi (α, f) Reaksiyonuna Seviye Yoğunluğu Etkisi.....	51
3.2. ^{226}Ra (α, f) Reaksiyonu.....	52
3.2.1. ^{226}Ra (α, f) Reaksiyonuna Seviye Yoğunluğu Etkisi.....	53
3.3. ^{232}Th (α, f) Reaksiyonu.....	54
3.3.1. ^{232}Th (α, f) Reaksiyonuna Seviye Yoğunluğu Etkisi.....	55
3.4. ^{235}U (α, f) Reaksiyonu.....	56
3.4.1. ^{235}U (α, f) Reaksiyonuna Seviye Yoğunluğu Etkisi.....	57
3.5. ^{237}Np (α, f) Reaksiyonu.....	58
3.5.1. ^{237}Np (α, f) Reaksiyonuna Seviye Yoğunluğu Etkisi.....	59
3.6. ^{238}Pu (α, f) Reaksiyonu.....	60
3.6.1. ^{238}Pu (α, f) Reaksiyonuna Seviye Yoğunluğu Etkisi.....	61
3.7. ^{238}U (α, f) Reaksiyonu.....	62
3.7.1. ^{238}U (α, f) Reaksiyonuna Seviye Yoğunluğu Etkisi.....	63
4. TARTIŞMA ve SONUÇ.....	64
KAYNAKLAR.....	66
ÖZGEÇMİŞ.....	74

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler

A	kütle numarası
B	bariyer
B_f	fisyon bariyeri
v	ani nötronların ortalama sayısı
δ	çiftlenim enerjisi terimi
σ	tesir kesiti
dt	birim yüzey
I	akım şiddeti
f	etkin alan kesri
N₀	ince levhaya gelen parçacık sayısı
N	levhanın t kalınlığını geçen parçacıkların sayısı
dΩ	kati açı
σ(θ)	diferansiyel tesir kesiti
S	entropi
U	Fermi gaz ifadesine göre etkili uyarılmış enerji
Z	atom numarası

Kısaltmalar

Açıklama

EFB	DeneySEL fisyon bariyeri modeli
MFB	Mamdouh tablo fisyon bariyeri modeli
SFB	Sierk fisyon bariyeri modeli
RLD	Dönen sıvı damlası fisyon bariyeri modeli
WKB	WKB yaklaşımı fisyon bariyeri modeli
CTM	Sabit sıcaklık Fermi gaz modeli
BFM	Modifiye Fermi gaz modeli
GSM	Genelleştirilmiş süperakışkan model
mGT	Goriely tablosu mikroskobik seviye yoğunluğu modeli
mHT	Hilaire tablosu mikroskobik seviye yoğunluğu modeli

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa

Şekil 2. 1 Aralarındaki mesafenin bir fonksiyonu olarak α parçacığı ve kız çekirdek sisteminin bağıl potansiyel enerjisi.....	8
Şekil 2. 2 Filyon oluşumu.....	9
Şekil 2. 3 ^{238}U 'un kendiliğinden filyona karşı koyan düzgün bir potansiyel engeli	10
Şekil 2. 4 ^{235}U 'in termal filyondaki filyon ürünlerinin kütle dağılımı.....	11
Şekil 2. 5 Çiftlenimin uyarılma enerjisi üzerindeki etkisi.....	14
Şekil 2. 6 Nükleer reaksiyonlarda tesir kesitleri.....	15
Şekil 2. 7 Nükleer reaksiyonlarda diferansiyel tesir kesiti.....	17
Şekil 2. 8 ^{235}U 'un nötronlarla oluşturulan filyon tesir kesitleri.....	19
Şekil 2. 9 Çift tepeli filyon bariyeri ve ortak parametreler.....	20
Şekil 2. 10 $Z=92$ için İç, Dış bariyer değerleri.....	27
Şekil 2. 11 Sıvı damla modeli ve sonlu aralık modeli için β -sabit çekirdeklerin kütle numaralarına göre hesaplanmış filyon bariyer yükseklikleri.....	28
Şekil 2. 12 $Z=20$ ve 90 için filyon bariyer yüksekliklerinin kütle numarasının bir fonksiyonu olarak hesaplanması.....	29
Şekil 2. 13 $Z=86$ 'dan 110 'a kadar filyon bariyer yüksekliklerinin kütle numarasının bir fonksiyonu olarak hesaplanması.....	29
Şekil 2. 14 Üç tepeli filyon bariyeri üzerindeki iletim mekanizmaları.....	32
Şekil 3. 1 ^{209}Bi (α, f) Reaksiyonunun filyon modellerine göre deneysel hesaplama ile teorik hesaplamasının karşılaştırılması.....	50
Şekil 3. 2 ^{209}Bi (α, f) Reaksiyonunun seviye yoğunluğu modellerine göre deneysel hesaplama ile teorik hesaplamasının karşılaştırılması.....	51
Şekil 3. 3 ^{226}Ra (α, f) Reaksiyonunun filyon modellerine göre deneysel hesaplama ile teorik hesaplamasının karşılaştırılması.....	52
Şekil 3. 4 ^{226}Ra (α, f) Reaksiyonunun seviye yoğunluğu modellerine göre deneysel hesaplama ile teorik hesaplamasının karşılaştırılması.....	53
Şekil 3. 5 ^{232}Th (α, f) Reaksiyonunun filyon modellerine göre deneysel hesaplama ile teorik hesaplamasının karşılaştırılması.....	54
Şekil 3. 6 ^{232}Th (α, f) Reaksiyonunun seviye yoğunluğu modellerine göre deneysel hesaplama ile teorik hesaplamasının karşılaştırılması.....	55

Şekil 3. 7 ^{235}U (α, f) Reaksiyonunun fisyon modellerine göre deneysel hesaplama ile teorik hesaplamasının karşılaştırılması.	56
Şekil 3. 8 ^{235}U (α, f) Reaksiyonunun seviye yoğunluğu modellerine göre deneysel hesaplama ile teorik hesaplamasının karşılaştırılması.	57
Şekil 3. 9 ^{237}Np (α, f) Reaksiyonunun fisyon modellerine göre deneysel hesaplama ile teorik hesaplamasının karşılaştırılması.	58
Şekil 3. 10 ^{237}Np (α, f) Reaksiyonunun seviye yoğunluğu modellerine göre deneysel hesaplama ile teorik hesaplamasının karşılaştırılması.	59
Şekil 3. 11 ^{238}Pu (α, f) Reaksiyonunun fisyon modellerine göre deneysel hesaplama ile teorik hesaplamasının karşılaştırılması.	60
Şekil 3. 12 ^{238}Pu (α, f) Reaksiyonunun seviye yoğunluğu modellerine göre deneysel hesaplama ile teorik hesaplamasının karşılaştırılması.	61
Şekil 3. 13 ^{238}U (α, f) Reaksiyonunun fisyon modellerine göre deneysel hesaplama ile teorik hesaplamasının karşılaştırılması.	62
Şekil 3. 14 ^{238}U (α, f) Reaksiyonunun seviye yoğunluğu modellerine göre deneysel hesaplama ile teorik hesaplamasının karşılaştırılması.	63

ÇİZELGELER DİZİNİ

	Sayfa
Çizelge 1. Deneysel fisyon bariyerleri $B_f = B_{exp}$ aktinitleri	21
Çizelge 2. Aktinitler için fisyon bariyer parametreleri.....	22
Çizelge 3. Birincil bariyer yükseklikleri.	24

1.GİRİŞ

1896 yılında Becquerel'in radyoaktifliği keşfetmesi ve Rutherford'un 1911'de çekirdeğin varlığının ileri sürmesi ile nükleer fiziğin temelleri atılmıştır. 1932'de Chadwick'in nötronu keşfiyle çeşitli çekirdeklerin nötron bombardımanı ile bu çekirdekler üzerinde ne türlü etkiler yarattığı önemli bir araştırma konusu olmuştur. Bir hedef ışınlandığında her parçacık bir çekirdek reaksiyonu oluşturmaz. Gelen parçacık ile hedef çekirdeğin etkileşerek bir çekirdek reaksiyonu yapma olasılığına, o reaksiyon için tesir kesiti (σ) adı verilir. Tesir kesitinin birimi yüzey birimi olduğundan her hedef çekirdek üzerinde σ gibi belli bir bölge bulunduğu ve reaksiyonun gelen parçacık yalnızca o bölgeye çarptığı zaman olacağı düşünülebilir. Tesir kesiti tepkimenin türüne ve gelen parçacığın enerjisine bağlıdır. Tesir kesitinin belirlenmesi fisyon olayında da önemlidir. Nötron veya hızlandırılmış tanecikler etkisi ile ağır bir çekirdeğin orta ağırlıkta iki çekirdeğe bölünmesi fisyon olayıdır (Meriç 1998).

Fisyon olayının dayandığı temellerden bir tanesi çekirdeğin sıvı damla modelidir. Bu modelde, çekirdek bir yavaş nötron yakalayınca ortaya çıkan uyarılma enerjisi meydana gelen ara çekirdekte titreşimlere neden olur ve sıvı damla küresel şekilden ayrılarak elipsoid biçimini alabilir. Yüzey gerilim kuvvetleri damlayı eski küresel biçimine getirmeye, uyarılma enerjisi ise şekli daha fazla bozmaya çalışır. Uyarılma enerjisi yeteri derecede büyük değil ise elipsoid, yüzey gerilimleri etkisiyle tekrar küresel biçimine dönerken, uyarılma enerjisi fotonlar şeklinde yayınlanır. Bu halde fisyon yerine ışıyıcı yakalama olayı meydana gelmiş olur. Eğer uyarılma enerjisi yeteri büyüklükte ise damla bir ipek kozası biçimini alır ve sonunda Coulomb itmesi ile kozanın iki yuvarlağı birbirinden uzaklaşırlar. Yavaş nötronlarla fisyon asimetriktir. En çok rastlanan hallerde, fisyon ürünlerinden birinin kütlesi ötekenden yaklaşık 1,5 kere daha büyüktür. Sıvı damlası modeli fisyonu izah edebiliyor ancak bu modele göre fisyonun simetrik olması beklenirken, asimetrik olduğu gözleniyor. Asimetrik fisyon, kabuk modeliyle bir dereceye kadar açıklanabiliyor. Proton ve nötron sayıları, sihirli sayılar adı verilen 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 sayılarından birine eşit olan çekirdeklerin ötekilere kıyasla daha kararlı oldukları biliniyor ve kabuk modelinde bu sayıda nükleonlarla çekirdek tabakalarının olduğu kabul ediliyor. O halde, ara çekirdek bölünürken meydana gelen ürünlerin, büyük ihtimalle bu sayılara yakın nükleonlardan

meydana gelmeleri beklenir. Termik nötronlarla bölünebilir bir çekirdeğin fisyonunda birden fazla nötron açığa çıktığına göre uygun şartlarda yeterli büyüklükte bölünebilir madde kütlesi içinde zincirleme fisyon reaksiyonları meydana getirmek ve açığa çıkan enerjiden faydalanmak mümkündür. Saf bölünebilir madde içinde meydana getirilen kontrol edilmemiş zincir reaksiyon, büyük bir patlama demektir. Bölünebilir madde içerisine nötron soğurucu çubuklar sokarak, zincir reaksiyonunun yavaşlatılıp kontrol edilmesi ile reaktörler elde edilir (Tanyel 1994).

Reaktörlerde yakıt olarak U çekirdeğinin izotopu olan ^{235}U kullanılmaktadır. ^{235}U fisyon olayında enerjinin ana kaynağıdır. U çekirdeğinin içerisinde yüzde birlik bir oranda ^{235}U olması reaktördeki nükleer yakıtın küçük bir kısmının enerjiye dönüştüğünü bunun yanında büyük miktarının nükleer atık olarak tutulduğunu göstermektedir. Dünyadaki tüm nükleer santrallerde ihtiyaç duyulan toplam fisyon için gerekli olan yakıt miktarının yaklaşık 70 bin tona kadar çıkmış olması, dünyadaki uranyum rezervlerinden bu miktarı karşılamanın çok zor olması, uranyum zenginleştirme işleminin çok yüksek maliyetler gerektirmesi ve fisyon olayı sonucu açığa çıkan nükleer atıkların uzun süreli saklanma gerekliliği bilim adamlarını farklı nükleer yakıtlardan yararlanarak fisyon olayını gerçekleştirmeye itmiştir (Yiğit 2008).

Enerji seviye yoğunluğu, belli enerji seviyeleri arasındaki enerji seviyelerinin sayısı olarak tanımlanır. Değişik çekirdek reaksiyonlarının ve fisyon sonucu ortaya çıkan ani nötron spektrumlarının hesaplanmasında, çekirdeklerin enerji seviye yoğunluğunun bilinmesi önemli bir unsurdur. Değişik çekirdeklerde (α, α') , (p, α) , (α, p) , (p, n) , (α, n) , (n, n) ve (n, γ) reaksiyonlarının uygulanması, çekirdek spektroskopisinin önemli bir konusu olan enerji seviyeleri yoğunluğunun belirlenmesinde ve sınıflandırılmasında büyük önem taşımaktadır (Ahmedov *et al.* 2001).

1.1. Literatür Bilgileri

Bir nötronun, uranyum gibi ağır bir element atomunun çekirdeğine çarparak yutulması, bunun sonucunda bu atomun kararsız hale gelerek daha küçük iki ayrı çekirdeğe bölünmesi reaksiyonudur. Dolayısıyla fisyon, bir çekirdek tepkimesidir. Parçalanma sonucunda ortaya çıkan atomlara fisyon ürünleri denir. Bunların bazıları radyoaktiftir.

Bir nötron yutulması ile başlayan fisyon tepkimesi sonucunda, büyük miktarda enerji ile birlikte, birden fazla nötron ortaya çıkar. Çekirdek tepkimeleri sonucunda açığa çıkan enerjiler, kimyasal tepkimelere göre yaklaşık milyon kat düzeyinde daha fazladır (İnt.Kyn.1).

Nötronun keşfedilmesinden sonra, Fermi ve arkadaşları İtalya'da Ra-Ba nötron kaynağından çıkan nötronlarla birçok elementi bombardıman ettiler. Bu elementlerden birisi de uranyumdur. Uranyumun nötronlarla bombardımanı ile meydana gelen ürünler 10 saniye, 40 saniye, 13 dakika ve 40 dakika gibi o zamana kadar bilinmeyen aktiflikler gösteriyordu. Fermi bu aktifliklerin uranyum tarafından nötronun yakalanması ile meydana gelen transuranyum (atom numarası 92'den büyük elementler) elementlerden gelebileceğini öne sürdü. 1938'de Fransa'da I. Cruie ve Sawitch nötronlara tutulmuş uranyumda lantanla birlikte çökelen 3,5 saat yarı ömürlü bir ürün elde ettiler. Almanya'da Hanh ve Strassman bu 3,5 saat yarı ömürlü aktifliğin bir baryum izotopundan meydana geldiğini kesin olarak gösterdiler. Daha sonra ürünler arasında kriptonun bilinen bir izotopunun yarı ömrüne eşit yarı ömür gösteren bir aktiflik tespit ettiler. Uranyum çekirdeğinin bir nötron yakalayarak aşağı yukarı eşit büyüklükte iki parçaya bölünebileceği Meither ve Frisch (1939) tarafından teorik olarak gösterildi. 1939 yılında Bohr ve Wheeler çekirdek bölünmesinin teorisini yaptılar ve yavaş nötronlarla bölünmeye uğrayan uranyum izotopunun, tabiatta ^{238}U 'dan 140 kere daha az bulunan ^{235}U olması gerektiğini gösterdiler. Bohr ve Wheeler, çekirdeğin sıvı damlası modeline dayanarak fisyon olayının teorisini yaptılar. Bu teoriye göre küresel sıvı damlası biçimindeki çekirdekte yüzey gerilimi kuvvetleri ile Coulomb itmesi dengededir. Yapmış oldukları "Nükleer Fisyonun Mekanizması" çalışmasında Atom çekirdeklerinin sıvı damlası modeli temelinde, nükleer fisyon mekanizmasının hesabı verilmiştir. Özellikle, fisyon için olan sonuçlara ciddi enerji gerektiren çekirdekten çekirdeğe olan değişimlere göre ulaşılmıştır ve uyarıcı enerji üzerinde belirli bir çekirdeğin fisyon tesir kesitinin bağımlılığıyla ilgilidir. Gözlemlerin detaylı bir tartışması teorik önem temelinde sunulmuştur. Nükleer fisyon tatminkar bir şekilde teori ve deneyin birbirine uyduğu mantıklı bir yolda resmedilmiştir (Bohr and Wheeler 1939).

Farklı uyarılma enerjilerinde çekirdek seviyelerinin yoğunluğunun öğrenilmesi; fisyon-füzyon reaktör fiziğinde, astrofizikte ve ağır iyon çarpışmaları incelemelerinde istatistiksel hesaplamaların yapılmasında önemli bir yere sahiptir (Okuducu and Ahmedov 2003). Enerji seviye yoğunlukları ile ilgili ilk çalışmalar Bethe (1936) teorisine dayanmaktadır. Bethe, birbiriyle etkileşmeyen parçacıkların oluşturduğu Fermi gaz sisteminin ortalama enerjisi ile entropisi arasındaki termodinamik ilişkileri dikkate alarak çekirdek enerji seviyeleri yoğunluğunu hesaplamıştır. Bu teoriye göre çekirdekte protonlar ve nötronlar temel halde tek-tek düşük enerji seviyelerini doldururlar ve herhangi bir uyarılma halinde yukarı seviyelere çıkarlar. Daha sonra Landau (1936) ve Weisskopf (1937) bu termodinamik ilişkileri geliştirerek enerji seviyeleri yoğunluğu ile ilgili hesaplamalar yapmışlardır. Bethe (1936), Landau (1936) ve Weisskopf (1937) tarafından yapılan çalışmalarda atom çekirdeğinin uyarılma enerjisi termodinamik sıcaklığın karesi olarak dikkate alınmış olup, Bohr ve Kalckar (1937) tarafından yapılan nükleer uyarılma enerjilerinin eş aralıklı olduğu fikri temel alınmıştır. Temelde bütün bu hesaplama metotları Fermi-Gaz modeline dayanmakta olup, bu hesaplamalarda dikkate alınmayan ilave etkiler Hurwitz ve Bethe tarafından, kapalı kabuklu çekirdeklere yakın ve temel seviyelerinde bulunan çift parçacıklı sistemler için çiftlenim enerjisine karşılık gelen karakteristik Bethe-Hurwitz parametresi ilave edilerek çözülmeye çalışılmıştır (Hurwitz and Bethe 1951). Daha sonra eksiklikleri hissedilen tek-parçacıklı seviye yoğunluğu parametresinin proton ve nötron ortalama spinlerine bağımlılığı Newton (1956) çekirdeğin uyarılma enerjisine bağımlılığı Ignatyuk vd. (1975), nükleer maddenin uyarılmasında rol oynayan kolektif etkilere ve hatta süperiletkenlik türü korelasyon etkisi modele dahil edilmeye çalışılmış Gilbert ve Cameron (1965), ancak, mevcut modelin daha karmaşık bir hal almasına neden olunmuştur.

Son olarak, Ahmedov vd. (2002) tarafından modifiye edilen basit fiziksel modelin kullanılması ile karışıklığın kısmen ortadan kalkması sağlanmıştır. Deforme çift-çift (kütle ve atom numaraları çift olan elementler) çekirdeklerin aynı modele uygunluğu test edilmiş ve bazı deforme çekirdekler için enerji seviye yoğunluk parametreleri hesaplanmıştır. Okuducu ve Ahmedov (2003)'un çalışmalarında da aynı modelin

deforme tek A'lı ve tek-tek (kütle ve atom numaraları tek olan elementler) çekirdekler için uygunluğu gösterilmiştir.

Çekirdek seviyeleri yoğunluğu ile ilgili enerji seviyeleri yoğunluğu parametreleri, enerji seviyeleri aralığı uyarılma enerjisinin nötron bağlanma enerjisine yakın değerleri için olup s-dalgalı nötron rezonans verileri olarak adlandırılır (Bethe 1936). Bu verilerin değerlendirilmesi Bethe teorisine ve bu teori üzerinde yapılan düzeltmelere dayanır (Newton 1956, Gilbert and Cameron 1965). Nötron bağlanma enerjisine yakın herhangi bir uyarılma enerjisindeki enerji seviyeleri kolektif dönme kolektif titreşim gibi farklı karakterlere sahiptir. Bu özellikler; çift-çift, tek-tek ve tek A'lı nadir toprak ve aktinit çekirdeklerde daha açık bir şekilde görülmektedir. Bu çekirdeklerde düşük enerji seviyeleri kolektif dönme, kolektif kuadropol ve oktopol titreşim yöntemleri ile uyarılmış olabilirler.

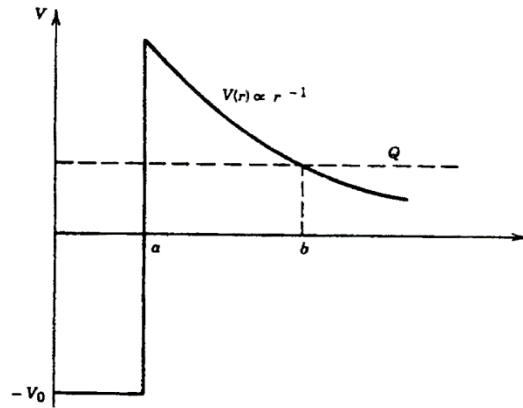
2. NÜKLEER ENERJİ ve NÜKLEER REAKTÖRLER

Bütün çekirdekler; nötron, proton olarak adlandırılan iki çeşit parçacıktan oluşurlar. Bu durumun tek istisnası hidrojen çekirdeğidir; tek bir protondan oluşur. Çekirdeklere nötron ve protonlar sıkı şekilde bir arada bulunmaktadır. Aynı cins yükler, özellikle kısa mesafelerde birbirleri üzerine çok büyük itici elektrostatik kuvvetler uygularlar. Bu kuvvetler yüzünden çekirdeğin dağılması beklenir. Buna rağmen çekirdek dağılmaz. Bunun nedeni, çekirdek kuvveti olarak adlandırılan başka bir kuvvetin var oluşudur. Bu kuvvet kısa menzillidir. Çekici bir kuvvettir. Çekirdekdeki tüm parçacıklara etki eder. Çekirdek kuvveti vasıtasıyla protonlar birbirlerini çekerler. Aynı zamanda Coulomb Kuvveti nedeniyle de birbirlerini iterler. Çekirdek kuvveti, ayrıca nötronlar arasında ve nötronlarla protonlar arasında da etkilidir. Yaklaşık olarak 400 adet kararlı çekirdek ve yüzlerce de kararsız çekirdek vardır. Kararsız çekirdekler dışarıdan müdahale ile ani şekilde başka bir kütleli forma dönüşebilir. Dönüşüm sonunda kütle azalacaktır. Bu azalan kütle ise ışınım enerjisi ve elde kalan kütlelerin kinetik enerjisi olarak açığa çıkacaktır. Bu enerji “nükleer enerji” olarak isimlendirilir. Kütle kaybına bağlı olarak enerji (E); kütle kaybı (Δm), ve ışık hızı (c) olmak üzere Einstein tarafından $E = \Delta m \cdot c^2$ şeklinde açıklanmıştır. 1 kg kütlenin tamamen enerjiye dönüştürülmesiyle 3000000 ton kömürün yanmasına eşdeğer enerji elde edilir. Bununla beraber tipik bir nükleer reaksiyonda kütlenin yalnız küçük bir kesri, yaklaşık olarak % 0,1’i enerjiye dönüştürülebilir. Çekirdek reaksiyonlarından enerji kazandıran farklı iki yol bulunmaktadır. Bunlardan birincisi, kararsız yapıya sahip ağır çekirdeklerin nötron bombardımanı ile farklı kütlelerde iki yeni çekirdeğe ayrılması esasına dayanan fisyon reaksiyonudur. Bu reaksiyonlar şimdiye kadar çekirdeklere görülebilmiş ve özellikle uranyumda dikkate değer bir hal almıştır. Günümüzde atom enerjisi sözü ile ifade edilen çekirdek enerjisinin pratik amaçlar için kullanılabilmesi bu olaya dayanır. İkinci yol ise, fisyonla kullanılan ağır çekirdeklere nazaran daha hafif ağırlığa sahip iki çekirdeğin bir çekirdek meydana getirecek şekilde yüksek sıcaklığa sahip bir ortamda birleşmesi esasına dayanan füzyon reaksiyonudur. Bilinen hidrojen çekirdeği teorik olarak birleşme yoluyla enerji verebilir. Bu bakımdan füzyon yakıtı olarak ağır hidrojen (^2H , döteron) ön planda gelir (Turan 2005).

2.1. Nükleer Filyon

Çekirdek fiziğinin gelişimi 1930'lu yıllarda çok hızlı olmuştur. Chadwick'in 1932'de nötronu keşfetmesinden sonraki diğer adım doğal olarak, nötronlarla bombardıman edilen çeşitli çekirdekler üzerinde nötron etkilerinin araştırılması olmuştur. İtalya'da Fermi ve çalışma arkadaşları, birçok elementi nötronlarla bombardıman ederek nötron yakalama sonucu ortaya çıkan yapay radyoaktiflik üzerinde çalıştılar. Onlar birçok çekirdeğin nötron yakalaması ile β yayınlarak bozunuma uğradığını, bu yolla nötronun protona dönüştüğünü ve çekirdeğin nötron fazlalığının dengelendiğini ortaya çıkardılar. Sonuçta elde edilen ürün çekirdeğin atom numarası bir birim fazladır. İkinci doğal adım, transuranyum elementlerini elde etmek için bu tekniği kullanarak atom numarasını artırmaktı. Gerçekten nötronlarla ışınlanan uranyum, β aktifliği gösterdi, bu aktiflik yeni uranyum-ötesi elementlerin varlığının ilk göstergesiydi, fakat bu elementleri kimyasal olarak ayırma ve özelliklerini belirleme çalışmaları, şaşırtıcı ve yanıltıcı sonuçlar üretti. Özellikle etkileşme sonucunda ortaya çıkan aktiflik baryuma benzer kimyasal bir davranış gösteriyordu; bu nedenle başlangıçta bunun radyum olabileceği düşünöldü. Radyum periyodik tabloda baryumun tam altında bulunduğu için atomik yapısı ve kimyasal özellikleri baryumunkine çok benzerdir. Bununla beraber radyum, uranyumdan ($n,2\alpha$) reaksiyonu ile üretilmiştir, bu reaksiyonun oluşması ise olağandışıdır. Hahn ve Strassman (1939)'da radyokimyasal teknikleri dikkatlice kullanarak, elde edilen aktifliğin baryumun kendisinden kaynaklandığını ve kimyasal bir benzerinden kaynaklanmadığını gösterdiler. Çalışmaların ilerlemesiyle uranyumun nötron bombardımanından, baryumdan başka daha birçok orta-ağırlıklı çekirdeğin üretildiği göröldü. İyonlaşma odaları ile yapılan deneysel çalışmalarda nötron yakalama sonucu ortaya çıkan enerjinin 100 MeV mertebesinde olduğu ve bu enerjinin daha önce gözlenen alfa-bozunma enerjisinden çok büyük olduğu gözlendi. Bu gözlemlerde Meitner ve Frisch (1939), uranyumun nötron yakalaması ile oldukça kararsız hale geldiğini ve yakın büyüklükte iki parçaya bölündüğünü veya fisyona uğradığını (filyon terimi biyologlardan alınmıştır ve hücre bölünmesini tanımlar) ileri sürdüler. Filyon, ağır çekirdeklerdeki çekirdek kuvvetleriyle Coulomb kuvvetlerinin yarışmasının sonucudur. Protonlar arasındaki Coulomb itme enerjisi Z^2 ile orantılı olarak hızla artarken, toplam nükleer bağlanma enerjisi kabaca A ile bağlantılı olarak artar. Bir ağır parçacığın çıkışı

alfa bozunumuna benzer bir bozunum işlemi gibi kabul edilirse, ağır çekirdeğin Şekil 2.1'de gösterilen potansiyel kuyusunun tepesine yakın bir yerde durduğu kabul edilmelidir, bu yerde potansiyel engeli çok ince olup kolayca geçilebilir (Krane 2001). Filyon, doğal bir bozunma işleminde olduğu gibi kendiliğinden veya nötron ve foton gibi düşük enerjili bir parçacığın soğurulması sonucunda engeli aşmak veya çok kolay olarak geçmeye yetecek kadar yüksek enerjili uyarılmış durumlar veya bileşik çekirdek durumları oluşturarak meydana gelebilir. Her ne kadar uyarılma enerjisi sağlandığında her çekirdek bölünebilirse de pratik olarak yalnız ağır çekirdekler (toryum ve ötesi) için önemlidir. Filyonda açığa çıkan yüksek enerjinin kullanılabilceği, filyonun keşfinden hemen sonra fark edildi. Olayın bir diğer karakteristiği, nötron ile oluşan her bölünmede, 2 ağır filyon ürününe ek olarak birkaç nötronun açığa çıkması ve bu nötronların yeni bölünmelere neden olması ve olayın kendiliğinden zincirleme olarak devam etmesidir.

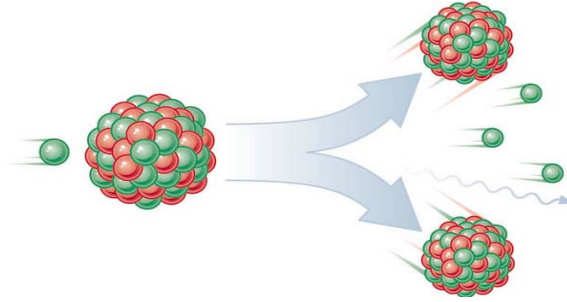


Şekil 2. 1 Aralarındaki mesafenin bir fonksiyonu olarak α parçacığı ve kız çekirdek sisteminin bağıl potansiyel enerjisi (Turan 2005).

Bu filyon zincir fonksiyonu, bir filyon bombasında olduğu gibi, çok hızlı ve kontrolsüz veya bir filyon reaktöründe olduğu gibi yavaş ve kontrollü olarak meydana gelebilir. Bu olağanüstü ve korkutucu uygulamalardan ötürü nükleer filyon birçok teknik işlemde ve politik kararlarda önemli rol oynar.

2.1.1. Filyon

Bir çekirdeğin bölünmesinde nükleon başına bağlanma enerjisi önemli rol oynamaktadır. Uranyum izotoplarında ağır bir çekirdeğin bağlanma enerjisi yaklaşık 7,6 MeV/nükleon'dur. ^{238}U , $A \approx 119$ olan iki eşit parçaya bölündüğünde bunların nükleon başına bağlanma enerjileri yaklaşık 8,5 MeV olacaktır. Daha kararlı bir yapıya dönüşmesi enerjinin serbest bırakılması anlamına gelmektedir. Dolayısıyla enerji $-238 \cdot 7,6 = -1809$ MeV'de bağlı ^{238}U durumundan $-2 \cdot 119 \cdot 8,5 = -2023$ MeV'de iki bağlı ^{119}Pd çekirdeğine dönüşür. Gerçekleşen dönüşüm sonrasında enerjinin korunumundan faydalanarak 214 MeV'lik fazla bir enerji olduğu söylenebilir. Bu fazla enerjinin büyük bir kısmı filyon sonucu oluşan ürünlerinin kinetik enerjisidir. Bunun durumun nedeni ise, bölünme sırasında oluşan ürün çekirdekler arasındaki Coulomb itmesidir. Bozunma olasılığının hesaplanmasında serbest bırakılan enerjiden kaynaklanan açığa çıkan enerjiye bağlı bir terim bulunmaktadır. Reaksiyonda açığa çıkan enerji ne kadar büyükse, ürünler arasında paylaşılan enerji de o kadar fazla olacaktır. Bozunmadan sonraki son durumların sayısı ve bozunma olasılığı yüksektir. Filyon bu tür bir enerji çıkışı ile ifade edilirse, bağlanma enerjisi fazla olan çekirdekler için bir bozunma olarak nitelendirilebilir (Krane 2002).

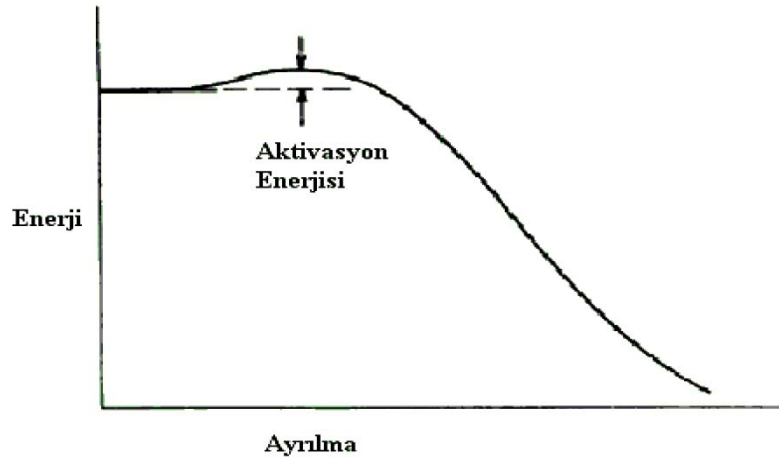


Şekil 2. 2 Filyon oluşumu (İnt. Kyn. 2).

Kendiliğinden filyon yapan çekirdeklerle radyoaktif olarak bozulan çekirdekler arasında fark vardır. Bazı çekirdekler ayrılmış durumda engelin üzerinde bulduklarından ani olarak kendiliğinden filyon olayını gerçekleştirirler. Bu tür çekirdeklere doğada pek rastlanmaz. Filyon engeli $A=300$ civarında sıfırdır. Bazı çekirdekler ise engel altında bulunmalarından kaynaklanan nedenle kendiliğinden filyon oluşturamazlar. Bu tür çekirdekler düşük enerjili nötronlar veya fotonlar ile reaksiyona girerek küçük enerjiler soğurduklarında engel yüksekliğinde ya da yüksekliğinin üzerinde

bir ara durum oluşturur dolayısıyla kendiliğinden fisyon yapan çekirdekler gibi fisyon meydana getirmiş olurlar. Bu ara durum engelin altında ise fisyon gerçekleşmez. Başka bir reaksiyon gerçekleşir ya da soğrulan parçacık tekrar yayınlanır. Engelaltı fisyonunda, fisyon olasılığını artırabilen rezonanslar bulunmaktadır bu durum nükleer yapı hakkında önemli bilgiler verebilir. Bir çekirdeğin indüklenmiş fisyonla uğrama olasılığı ara durum enerjisi ile doğrudan alakalıdır. Çekirdeklerin bazıları için termal nötronların bazıları içinse hızlı nötronların enerjileri gerekli olabilir (Krane 2002).

İndüklenmiş fisyon oluşması için gerekli olan enerjinin hesabı Şekil 2.3'de gösterilmiştir. Burada özellikle fisyon engelinin taban durum üzerindeki yüksekliği gösterilmiştir. Bu hesaplamada çekirdeğin sıvı damlası modeli esas alınmıştır. Kabuk modelinin sıvı damlası modeline göre daha karmaşık faktörleri içermesi hesaplamaları biraz değiştirir. Kabuk modeli A=300 civarındaki bazı süper-ağır çekirdeklerin fisyonla karşı daha kararlı olduklarını gösterir (Krane 2002).



Şekil 2.3 ^{238}U 'un kendiliğinden fisyonla karşı koyan düzgün bir potansiyel engeli (Krane 2002).

2.1.2. Fisyonun Karakteristikleri

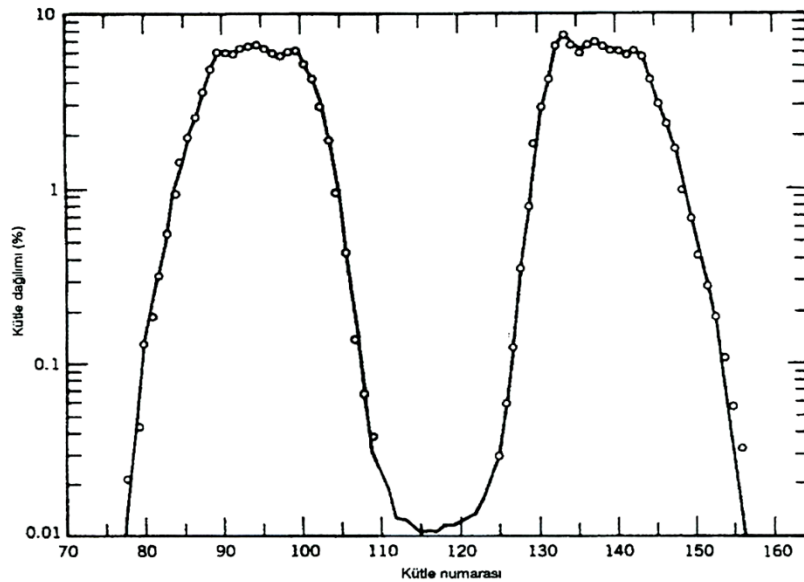
Nötron parçacıklarıyla oluşturulan fisyon reaksiyonu;



Şeklindedir. Bu reaksiyon ancak termal enerjili gelen nötronlarla sağlanır. Fisyon sonucu oluşan ürünlerin hepsi ayrı ayrı belirlenemez. İki fisyon ürününün kütleleri

arasında Şekil 2.4'deki gibi bir dağılım vardır. Bu dağılım kendi içerisindeki bir merkez etrafında simetrik olmalıdır, her ağır ürüne karşılık bir hafif ürün olmalıdır. Eşit veya hemen hemen eşit ($A_1 \approx A_2$) parçalara bölünme olasılığı, maksimum olasılığa sahip $A_1 \approx 95$, $A_2 \approx 140$ 'lı bölünmeye göre 600 defa daha azdır. Düşük enerjili fisyon reaksiyonlarındaki bu kütle dağılımı hakkında detaylı bir açıklama bulunamamıştır. Diğer yandan, yüksek enerjili parçacıklar ile oluşturulan fisyonlarda ise eşit kütleli dağılım üstünlük gösterir. $A=95$ ve $A=140$ komşuluğundaki fisyon ürünleri 92 protonu paylaşmak zorundadırlar. Eğer bunu kabaca kütleleri ile orantılı olarak yaparlarsa ^{95}Rb ve ^{140}Cs çekirdekleri oluşur. Bu çekirdeklerde nötron oldukça fazladır, bu kütle bölgesinde yer alan en kararlı çekirdekler için $Z/A=0,41$ iken bu fisyon ürünleri için $Z/A=0,39$ 'dur. Kararlı $A=95$ izobarı için $Z=42$ ve kararlı $A=140$ izobarı için $Z=58$ 'dir. Fisyon ürünleri bu nötron fazlalığını, fisyon sırasında (10^{-16} s içinde) bir veya daha fazlasını yayınlamaya atarlar. Bu nötronlara ani nötronlar denir. Gerçekleşen bir fisyon reaksiyonunda yayılan ani nötronların sayısı fisyon sonucu oluşan ürünlerin yapısına bağlı olarak değişir.

Ani nötronların ortalama sayısı ν ile gösterilir ve belirli bir fisyon olayının karakteristik bir özelliğidir; termal nötronlarla oluşturulan fisyonda ν 'nün deneysel olarak gözlenen değerleri; ^{235}U için 2,42 ve ^{239}Pu için 2,86'dır (Krane 2001).



Şekil 2. 4 ^{235}U 'in termal fisyonundaki fisyon ürünlerinin kütle dağılımı (Krane 2001).

Fisyonda ani nötronlarla birlikte gecikmiş nötronlar da yayınlanır. Gecikme süreleri saniye kadar çok kısadır. ^{93}Rb 'ün, 6 s süren β bozunumundan sonra ^{93}Sr yüksek seviyede uyarılmış durumda kalır. Bu enerji nötron ayrılma enerjisinden büyüktür. Dolayısıyla, γ yayınlamasıyla yarışarak nötron yayınlanabilir.

Gecikmiş nötronların toplam şiddeti 100 fisyonda 1 kadardır; bu nötronlar nükleer reaktörlerin kontrolü açısından önemli bir yer tutar. Kontrolde çıkan ani nötronları engelleyecek bir sistem yoktur ancak gecikmiş nötronlarla reaktör kontrol altına alınabilir.

Başlangıçtaki fisyon ürünlerinin çok radyoaktifliği oldukça fazladır ve birçok β ile γ ışınları yayınlamaya kararlı çekirdeklere dönüşürler (fisyon serbest kalan enerjiyi katkıda bulunurlar) (Krane 2001).

2.1.3. Fisyonda Enerji

^{235}U , $^{236}\text{U}^*$ bileşik durumunu oluşturmak üzere bir nötron yakaladığında uyarılma enerjisi,

$$E = [m(^{236}\text{U}^*) - m(^{236}\text{U})]c^2 \quad (2.2)$$

dir. Nötronun termal bölgede olduğu düşünülürse bileşik durumun enerjisi, ^{235}U ve n 'nin kütle enerjilerinden doğrudan bulunabilir.

$$m(^{236}\text{U}^*) = m(^{235}\text{U}) + m_n = (235,043924 \text{ u} + 1,008665 \text{ u}) = 236,052589 \text{ u} \quad (2.3)$$

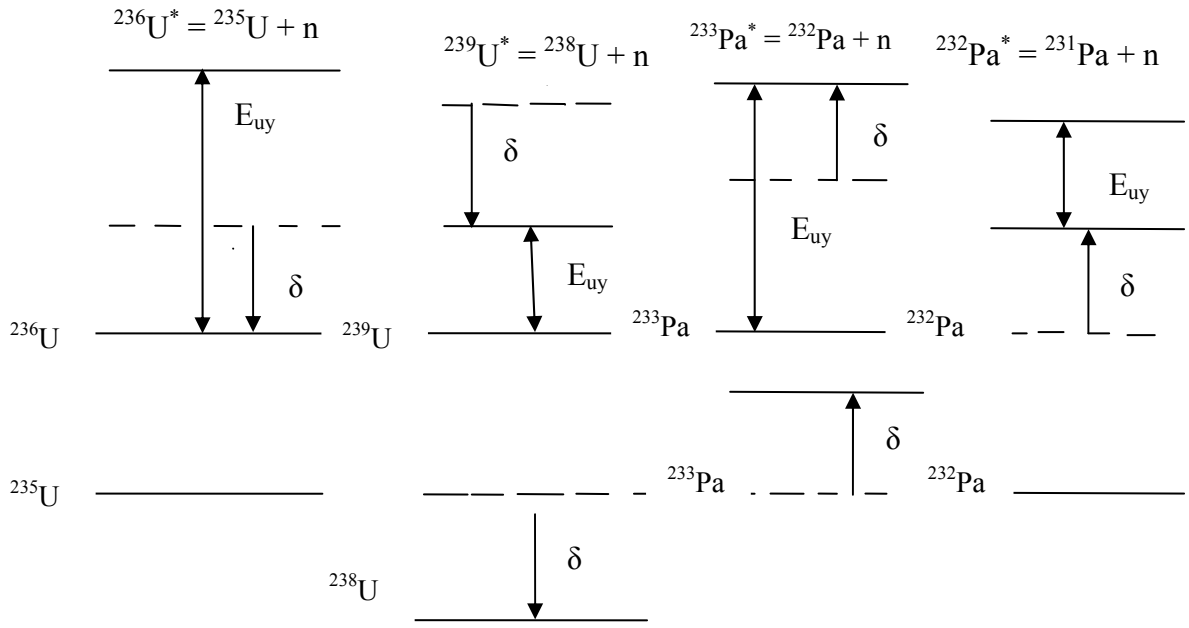
$$E_{uy} = (236,052589 \text{ u} - 236,045563 \text{ u}) \cdot 931,502 \text{ MeV/u} = 6,5 \text{ MeV} \quad (2.4)$$

^{236}U için gerekli olan aktivasyon enerjisi 6,2 MeV olarak hesaplanır. Buna göre ^{236}U 'nın fisyon meydana getirebilmesi için gerekli enerji (aktivasyon enerjisi) ^{235}U 'e bir n ekleyerek sağlanan enerji ile aşılar. Bu durum, nötronun kinetik enerjisinin ihmal edilecek kadar küçük olduğu termal bölgede büyük tesir kesiti ile uyumlu olarak ^{235}U 'ün

sıfır enerjili nötronlarla fisyonu uğrayabileceği anlamını taşır. Benzer bir hesaplama $^{238}\text{U} + n \rightarrow ^{239}\text{U}^*$ için $E_{uy} = 4,8 \text{ MeV}$ verir, bu değer ^{239}U 'in hesaplanan aktivasyon enerjisi $6,6 \text{ MeV}$ 'den çok küçüktür. ^{239}U 'in fisyon olayı ancak MeV mertebesindeki enerjili nötronlarla gerçekleştirilebilir (Krane 2001).

^{235}U ile ^{238}U 'in fisyonu uğrayabilirlikleri arasındaki büyük fark, uyarılma enerjileri arasındaki farktan kaynaklanmaktadır. δ çiftlenim enerjisi terimi, bu farkın anlaşılmasında önemli bir yer tutar.

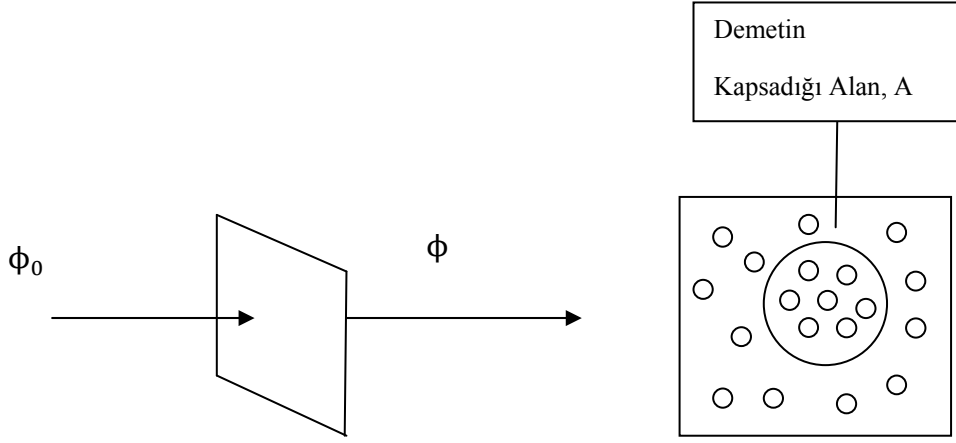
Şekil 2.5 çiftlenim teriminin etkisini göstermektedir. Bu şekle göre ^{236}U 'un bağlanma enerjisi δ kadar artırılmıştır. Uyarılma enerjisi ise çiftlenimin olmadığı durumdaki değerinin üstüne δ kadar çıkarılmıştır. ^{238}U durumunda yakalamadan önceki taban durumun enerjisi ^{238}U düşürülür. Sonuç olarak yakalama durumunun enerjisi de bu duruma uygun olarak daha az olacaktır. Uyarılma enerjisi bu nedenle çiftlenim kuvvet teriminin olmadığı durumdaki değerine göre δ kadar uzatılmıştır. Bunun için $^{235}\text{U} + n$ ve $^{238}\text{U} + n$ arasındaki uyarılma enerjisi farkı 2δ veya $1,1 \text{ MeV}$ ' dir. Bu değer gözlenen farkın büyük bir kısmını açıklar. Nötronlarla oluşturulan fisyon için uyarılma enerjisi ^{232}Pa 'da artar ve ^{231}Pa 'da azalır. Bu nedenle ^{232}Pa 'un termal nötronlarla fisyonun ^{231}Pa 'dan daha kolay olacağı düşünülür (Krane 2001).



Şekil 2. 5 Çiftlenimin uyarılma enerjisi üzerindeki etkisi (Krane 2001).

2.2. Tesir Kesiti

Tesir kesiti (σ) kavramı, gelen şudaki azalmayı hesaplamak gayesiyle takdim edilmiştir. A alanlı yüzey üzerine ve dt kalınlığına sahip ince bir materyal üzerine I şiddetiyle gelmekte olan bir parçacıklar şuası düşünelim. Bir parçacık ince levhadan geçerken şayet bir çekirdeğe çok yaklaşırsa bu çekirdek tarafından bu parçacığın bir miktar yutulma (soğurulma) veya saçılma şansı vardır. Farz edelim ki, σ bir atomu kuşatan etkin alandır; öyle ki şayet gelen parçacık bu alana düşerse bir nükleer reaksiyon meydana gelecektir. Diyelim ki, levhanın birim hacmi başına n tane hedef çekirdeği olsun (Şekil 2.6). Gene farz edelim ki, levha o kadar ince olsun ki hiçbir çekirdek diğer bir çekirdek üzerine binmesin ve böylece her birinin gelen parçacıklarla nükleer reaksiyona aynı ölçüde sebep olmaları mümkün olsun.



Şekil 2. 6 Nükleer reaksiyonlarda tesir kesitleri.

Bu kabullenişlerden sonra

$$\begin{aligned} ndt &= \text{birim yüzey başına düşen çekirdek sayısı} \\ Andt &= A \text{ alanındaki toplam çekirdek sayısı} \end{aligned} \quad (2.5)$$

olacaktır. Her bir çekirdek σ etkin alanıyla iştirak ettiğinden, bir nükleer reaksiyon için mümkün olan toplam hassas veya etkin alan

$$An\sigma dt = \text{toplam etkin alan} \quad (2.6)$$

olacaktır. Etkin alan kesri (f) ise

$$f = \text{toplam etki alan/toplam yüzey alan} = \sigma Andt/A = n\sigma dt \quad (2.7)$$

ifadesiyle verilir. Bu etkin alan kesri, şuanın ince levhadan geçerken I şiddetinde meydana gelen değişiklik kesrini temsil eder. Böylece şiddetteki dI değişimi

$$dI = -fI \quad (2.8)$$

ile verilir. İhtimaliyetten bahsettiğimize göre f 'nin ve σ 'nın atomun geometrik büyüklüğüyle pek ilgisi yoktur. Gerçekten de σ , bir nükleer reaksiyonun meydana gelme ihtimaliyetle orantılıdır. Bağlantılar birleştirilirse

$$-dI/I = n \sigma dt \quad (2.9)$$

elde edilir. Buradaki negatif işaret t kalınlığı arttıkça I şiddetinin azalacağı anlamına gelir. $t=0$ anında $I=I_0$ olduğunu kabul ederek yukarıdaki bağıntının integrali alınırsa

$$I = I_0 e^{-n\sigma t} \quad (2.10)$$

elde edilir. Işınmadaki N parçacık sayısı ışının şiddetiyle orantılı olduğundan bağıntı parçacık

$$N = N_0 e^{-n\sigma t} \quad (2.11)$$

olarak yazılabilir. Burada N_0 ince levhaya gelen parçacıkların sayısı ve N 'de levhanın t kalınlığını geçen parçacıkların sayısıdır. Tesir kesiti genellikle σ ile gösterilir. Tesir kesitinin birimi barn'dır ve b ile gösterilir (Turan 2005).

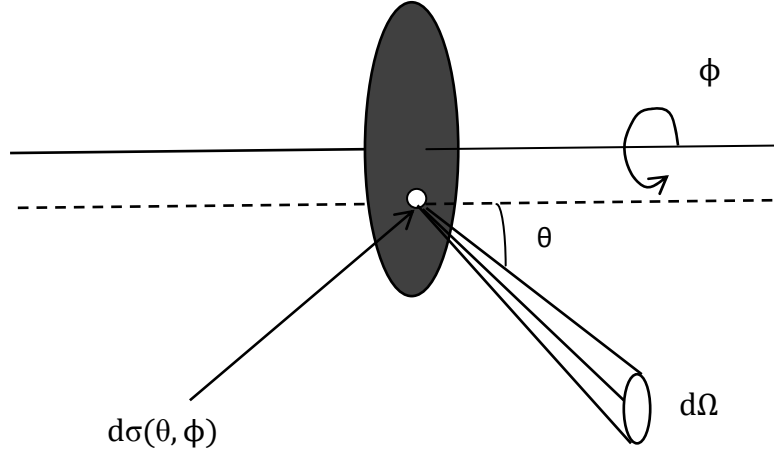
$$1b = 10^{-24} \text{ cm}^2 \quad (2.12)$$

olup daha küçük birimi milibarn kullanılmaktadır.

2.2.1. Diferansiyel Tesir Kesiti

Gelen parçacıklar hedef çekirdekleriyle etkileştiklerinde, her zaman sadece bir tür nükleer reaksiyon meydana getirmeleri gerekmez. Şayet birden fazla türde reaksiyon meydana gelmişse her bir tür için tesir kesiti genellikle farklı olacaktır. Bu özel tesir kesitlerine kısmi-tesir kesitleri denir ve toplam tesir-kesiti bunların toplamına eşit olacaktır. Nükleer reaksiyon veya saçılma meydana geldikten sonra dışarı gönderilen parçacıklar çoğu kez anizotropik dağılım gösterirler ve aynı zamanda farklı açılarda

farklı enerjilere sahip olurlar. Geliş istikametiyle θ açısı yaparak saniyede $d\Omega$ katı açısı içinde giden parçacıkların sayısının bilinmesi önemlidir.



Şekil 2. 7 Nükleer reaksiyonlarda diferansiyel tesir kesiti.

Bunun hesabının yapılması için, açıya bağımlı başka bir tesir-kesiti adı verilir ve birim katı açı başına düşen tesir-kesiti olarak tarif edilir ve (θ, φ) ile gösterilir:

$$\sigma(\theta, \varphi) = \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (\text{tesir kesiti/steradyan}) \quad (2.13)$$

Böylece toplam tesir kesiti

$$\sigma_T = \int_{\Omega} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (2.14)$$

olacaktır. $d\Omega$ katı açısının değeri

$$d\Omega = \frac{\text{alan}}{(\text{mesafe})^2} = \frac{dA}{r^2} = \frac{(rd\theta)(r\sin\theta d\varphi)}{r^2} = \sin\theta d\theta d\varphi \quad (2.15)$$

ifadesiyle verilir. Toplam katı açı

$$\Omega = \int_{\Omega} d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \sin\theta d\theta d\phi = 4\pi \quad (2.16)$$

olup katı açı kesri ise

$$\frac{d\Omega}{\Omega} = \frac{A}{r^2} \frac{1}{4\pi} = \frac{A}{4\pi r^2} \quad (2.17)$$

dir . σ_T toplam tesir kesiti iki bağıntı birleştirilerek bulunabilir.

$$\sigma_T = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin\theta d\theta d\phi \quad (2.18)$$

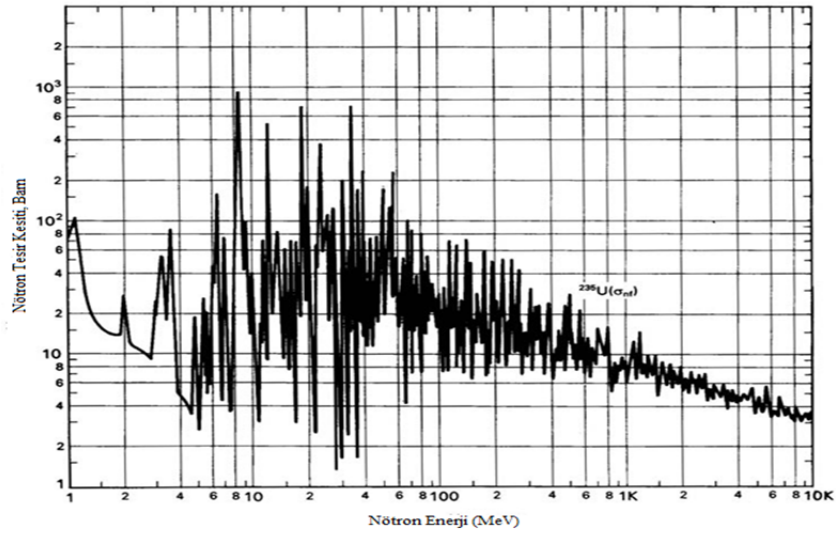
Şayet diferansiyel tesir kesiti ϕ den bağımsız ise tesir kesiti (ϕ üzerinden integral alındıktan sonra)

$$\sigma_T = 2\pi \int \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin\theta d\theta \quad (2.19)$$

olacaktır. Burada $d\sigma/d\Omega = \sigma(\theta)$ diferansiyel tesir kesitidir. Diferansiyel tesir kesiti ölçümünün faydası, sadece enerjiye bağımlı olmayıp, aynı zamanda tesir kesitinin yöne bağımlılığının nükleer reaksiyonun cinsine göre olduğu gerçeğinin bulunmasında da vardır. Bir nükleer kuvvet tipi kabullenerek, farklı nükleer reaksiyonların açısal dağılımını ifade etmek mümkündür. Teoriyle deney arasındaki uygunluk, farz edilen nükleer kuvvet şeklinin doğruluk derecesini verecektir (Turan 2005).

2.2.2. Filyon Tesir Kesitleri

^{235}U 'un nötron parçacıklarıyla oluşturulan filyon tesir kesitleri Şekil 2.8'de gösterilmektedir. ^{235}U 'un tesir kesiti ile nötron tesir kesitleri birbirleri içerisinde birçok benzerlik taşımaktadır. Termal bölgedeki filyon tesir kesitlerinin $1/v$ 'ye bağımlılığı fark ediliyor. 1-100 eV aralığında birden fazla rezonans bulunmaktadır. ^{235}U 'in termal filyon tesir kesiti saçılma ve radyoaktif yakalama tesir kesitlerinin üzerinde yer almaktadır. Şekil 2.8'den anlaşılacağı gibi termal nötron tesir kesiti hızlı nötron tesir kesitine göre 3 kat daha fazladır (Krone 2001).



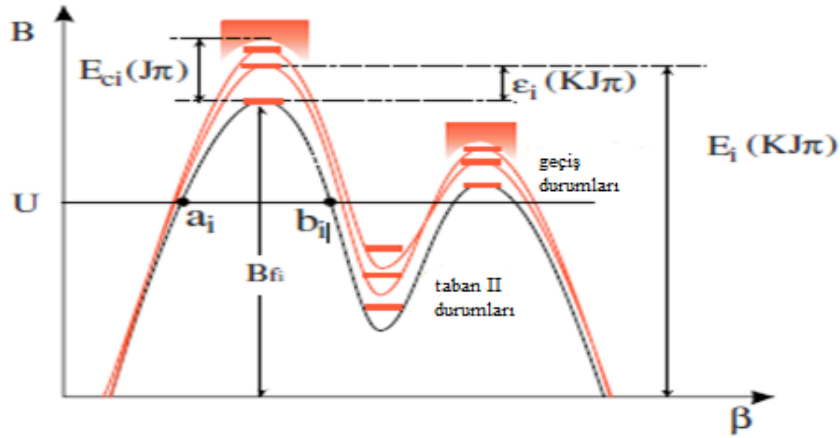
Şekil 2. 8 ^{235}U 'un nötronlarla oluşturulan fisyon tesir kesitleri (İnt.Kyn.3).

Fisyon sonucu açığa çıkan nötronlarla yeni bir fisyon meydana getirmek için tesir kesitlerini artırmak açısından öncelikle nötronlar termal nötronlar haline getirilmelidir. Hızlı nötronların olması halinde ancak fisyon olayı gerçekleşir. Bu büyük farkın başlıca nedeni, bileşik sistemin uyarılma enerjisi ile engeli aşmak için gerekli olan aktivasyon enerjisi arasındaki ilişkiden kaynaklanmaktadır (Krane 2001).

2.3. Filyon Bariyeri

Filyon bariyerlerinin mikroskobik hesaplamaları $Z > 102$ ile uzun ömürlü süper ağır elementlerin yıldız çekirdek sentezi ve nötron yakalama işlemleri astrofizik için filyonda geniş kapsamlı veri sağlamaktadır.

Fenomenolojik filyon bariyerleri, parabolik parametrezyon tarafından genellikle kuadropol deformasyonu bir fonksiyonu olarak belirlenir. Parabol yükseklikleri ve genişlikleri serbest parametreleri olarak alınan ve mevcut deneysel filyon kesitleri sığacak şekilde ayarlanır. Fenomenolojik filyon parametreleri tahmin gücü olmayabilir, ancak çok iyi bir açıklayıcı güce sahip olduğu kanıtlanmıştır. Bu yüzden fenomenolojik parametreleri mikroskobik parametrelere kadar önemli ölçüde geliştirmek değerlendirmeler açısından önemli bir rol oynayacaktır (Şekil 2.9).



Şekil 2. 9 Çift tepeli filyon bariyeri ve ortak parametreleri: B_{fi} temel filyon bariyeri yüksekliği, $\epsilon_i(KJ\pi)$ enerji geçiş durumu ve $E_{ci}(KJ\pi)$ indirim enerjisidir. Ayrıca a_i ve b_i her geçiş durumu ile ilgili temel bariyeri vardır (Capote *et al.* 2009).

TALYS 1.2 bilgisayar kodunda filyon bariyeri konusu filyon tesir kesitlerini hesaplamak için 5 model altında incelendi. Bu modellerler,

- ✓ Deneysel filyon bariyeri modeli (EFB)
- ✓ Mamdouh tablo filyon bariyeri modeli (MFB)
- ✓ Sierk filyon bariyeri modeli (SFB)
- ✓ Dönen sıvı damlası filyon bariyeri modeli (RLD)

- ✓ WKB yaklaşımı fisyon bariyeri modeli (WKB)

2.3.1. Deneysel Fisyon Bariyeri Modeli

Maslov tarafından derlenen deneysel veriler, hem aktinit fisyon bariyeri yükseklikleri ve eğrilikleri hem de iç ve dış bariyerler arasındaki bir uyuma dayalıdır. Ayrıca bu derleme sadece ana band geçiş durumları içerir (RIPL 2009).

Çizelge 1’de deneysel fisyon bariyerleri Smirenkin (1993), derlenmiş güçlü kabuk etkileri ile sihirli çekirdekler sunulmuştur.

Nötron kaynaklı U, Np, Pu, Am ve Cm izotopları, fisyon tesir kesitleri en düşük durumuna tekabül eden fisyon bariyer parametreleri mevcut deneysel veri modelleme analizlerinden elde edilmiştir (Tablo 2) (Maslov 1996, Maslov *et al.* 1977).

Çizelge 1. Deneysel fisyon bariyerleri $B_f = B_{exp}$ aktinitleri. Tüm bariyerler eksenel simetriktr.

Z	A	E1	B _f (MeV)	Z	A	E1	B _f (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

Sonlu Bölge Damlacık Modeli hesaplamalarından Howard ve Möller (1980) tarafından nükleer şekil simetrisi kabul edilmiştir ayrıca Oblozinsky vd. (1998) da önerilir. Δ_f denge noktalarındaki eşleştirme parametreleridir.

Çizelge 2 Aktinitler için fisyon bariyer parametreleri sırasıyla, BA (BB) ve sym-A (Sym-B) fisyon bariyeri iç yüksekliği ve simetrisidir.

Çekirdek	BA (MeV)	Sembol-A	BB (MeV)	Sembol-B	Δ_f (MeV)
²³⁰ Th	6.10	S	6.80	AD	0.832
²³¹ Th	6.00	S	6.70	AD	0.830
²³² Th	5.80	S	6.70	AD	0.828
²³³ Th	5.10	S	6.65	AD	0.806
²³⁰ Pa	5.60	S	5.80	AD	0.802
²³¹ Pa	5.50	S	5.50	AD	0.800
²³² Pa	5.00	S	6.40	AD	0.828
²³³ Pa	5.70	S	5.80	AD	0.808
²³⁴ Pa	6.30	S	6.15	AD	0.806
²³¹ U	4.40	S	5.50	AD	0.869
²³² U	4.90	S	5.40	AD	0.848
²³³ U	4.35	S	5.55	AD	0.946
²³⁴ U	4.80	S	5.50	AD	0.889
²³⁵ U	5.25	S	6.00	AD	0.803
²³⁶ U	5.00	S	5.67	AD	0.833
²³⁷ U	6.40	SA	6.15	AD	0.809
²³⁸ U	6.30	SA	5.50	AD	0.818
²³⁹ U	6.45	SA	6.00	AD	0.816
²³⁶ Np	5.90	SA	5.40	AD	0.821
²³⁷ Np	6.00	SA	5.40	AD	0.819
²³⁸ Np	6.50	SA	5.75	AD	0.820
²³⁷ Pu	5.10	S	5.15	AD	0.799
²³⁸ Pu	5.60	S	5.10	AD	0.818
²³⁹ Pu	6.20	SA	5.70	AD	0.816
²⁴⁰ Pu	6.05	SA	5.15	AD	0.875
²⁴¹ Pu	6.15	SA	5.50	AD	0.855
²⁴² Pu	5.85	SA	5.05	AD	0.846
²⁴³ Pu	6.05	SA	5.45	AD	0.910
²⁴⁴ Pu	5.70	SA	4.85	AD	0.848
²⁴⁵ Pu	5.85	SA	5.25	AD	0.855
²³⁹ Am	6.00	SA	5.40	AD	0.776

²⁴⁰ Am	6.10	SA	6.00	AD	0.775
²⁴¹ Am	6.00	SA	5.35	AD	0.773
²⁴² Am	6.32	SA	5.78	AD	0.884
²⁴³ Am	6.40	SA	5.05	AD	0.770
²⁴⁴ Am	6.25	SA	5.90	AD	0.808
²⁴¹ Cm	7.15	SA	5.50	AD	0.793
²⁴² Cm	6.65	SA	5.00	AD	0.811
²⁴³ Cm	6.33	SA	5.40	AD	0.810
²⁴⁴ Cm	6.18	SA	5.10	AD	0.868
²⁴⁵ Cm	6.35	SA	5.45	AD	0.867
²⁴⁶ Cm	6.00	SA	4.80	AD	0.865
²⁴⁷ Cm	6.12	SA	5.10	AD	0.883
²⁴⁸ Cm	5.80	SA	4.80	AD	0.842
²⁴⁹ Cm	5.63	SA	4.95	AD	0.900

Çizelge 2’de gösterilen (S) sembolü aksel simetrik denge noktasını, (SA) sembolü aksel asimetrik denge noktasını ve (AD) sembolü ise kütle asimetrik denge noktasını ifade etmektedir

2.3.2. Mamdouh Tablo Modeli

Geniştirilmiş Thomas-Fermi ile Struntinsky integrali (ETFSI) metodu Oganessian (1999a) Oganessian (1999b) kullanılarak 2000 tane egzotik çekirdeğin, r-işlemcisi Meyer (1999) ile alakası olması beklenen $A=318$ kadar nötron fazlası olan çekirdekler dahi, $N=184$, $Z \leq 200$ civarındaki süper ağır çekirdeklerin fisyon bariyer değerleri hesaplanmıştır (Tablo 3).

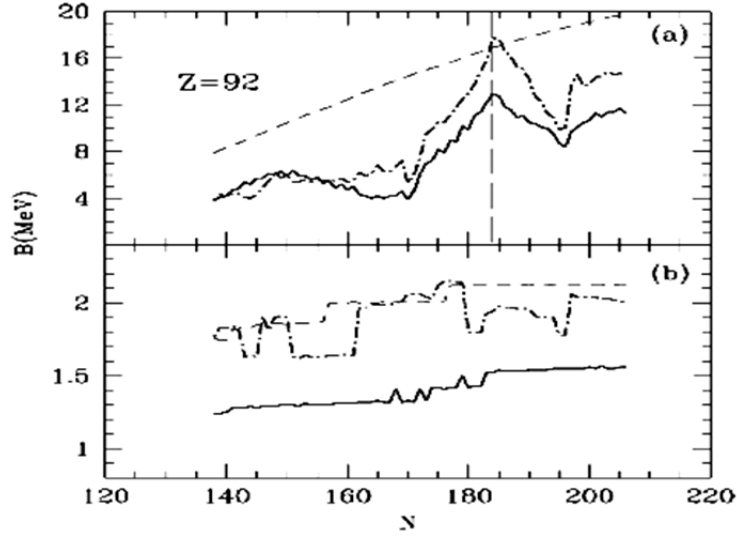
Çizelge 3 Birincil bariyer yükseklikleri (iç gösterir,⁰dış gösterir).

Z	N	B	Z	N	B	Z	N	B	Z	N	B	Z	N	B	Z	N	B
89	140	8 ⁰	89	173	16.4 ⁰	90	158	8.8 ⁰	91	143	5.4 ⁱ	91	176	13 ⁰	92	160	5.4 ⁰
	141	8.1 ⁰		174	17.3 ⁰		159	8.5 ⁰		144	5.7 ⁰		177	14 ⁰		161	5.5 ⁰
	142	8.3 ⁰		175	18 ⁰		160	9.7 ⁰		145	5.7 ⁰		178	13.3 ⁰		162	6.2 ⁰
	143	8.6 ⁰		176	19.4 ⁰		161	8.2 ⁰		146	6.7 ⁰		179	15.5 ⁰		163	5.9 ⁰
	144	8.5 ⁰		177	19 ⁰		162	8.3 ⁰		147	5.8 ⁱ		180	14.8 ⁰		164	6.1 ⁰
	145	8.8 ⁰		178	18.7 ⁰		163	10.1 ⁰		148	7.9 ⁰		181	15.5 ⁰		165	6.8 ⁰
	146	8.7 ⁰		179	18.4 ⁰		164	10.3 ⁰		149	6.1 ⁰		182	16.9 ⁰		166	6.3 ⁰
	147	9.2 ⁰		180	20.1 ⁰		165	8.7 ⁰		150	7.9 ⁰		183	19.1 ⁰		167	6.3 ⁰
	148	9.3 ⁰		181	21.5 ⁰		166	10.5 ⁰		151	7.7 ⁰		184	20.5 ⁰		168	6.7 ⁰
	149	9.7 ⁰		182	22.6 ⁰		167	9.4 ⁰		152	7.6 ⁰		185	19.8 ⁰		169	7.2 ⁰
	150	9.7 ⁰		183	24.6 ⁰		168	10 ⁰		153	7.5 ⁰		186	18.7 ⁰		170	5.3 ⁰
	151	9.7 ⁰	90	136	8.2 ⁰		169	11.7 ⁰		154	7.2 ⁰	92	138	3.9 ⁰		171	6 ⁰
	152	9.9 ⁰		137	6.4 ⁰		170	11.5 ⁰		155	7 ⁰		139	4.3 ⁰		172	7.6 ⁰
	153	10.8 ⁰		138	6.4 ⁰		171	12.1 ⁰		156	6.9 ⁰		140	4.2 ⁰		173	9.5 ⁰
	154	9.9 ⁰		139	6.9 ⁰		172	13.7 ⁰		157	6.4 ⁰		141	4.7 ⁱ		174	9.9 ⁰
	155	10.8 ⁰		140	6.8 ⁰		173	14 ⁰		158	6.5 ⁰		142	4.8 ⁱ		175	10.6 ⁰
	156	9.8 ⁰		141	7.2 ⁰		174	15 ⁰		159	6.5 ⁰		143	5.4 ⁱ		176	10.5 ⁰
	157	11 ⁰		142	7.1 ⁰		175	15.3 ⁰		160	6.2 ⁰		144	5.2 ⁱ		177	11.2 ⁰
	158	9.7 ⁰		143	6.8 ⁰		176	16.1 ⁰		161	7.5 ⁰		145	5.7 ⁱ		178	11.8 ⁰
	159	9.6 ⁰		144	7.5 ⁰		177	16.8 ⁰		162	7.5 ⁰		146	5.7 ⁱ		179	12.5 ⁰
	160	9.5 ⁰		145	7.6 ⁰		178	16.1 ⁰		163	7.4 ⁰		147	6.1 ⁱ		180	13 ⁰
	161	9.9 ⁰		146	7.9 ⁰		179	18.1 ⁰		164	6.3 ⁰		148	6.3 ⁰		181	13.8 ⁰
	162	12 ⁰		147	8.2 ⁰		180	17.4 ⁰		165	8.5 ⁰		149	6.3 ⁱ		182	14.9 ⁰
	163	10 ⁰		148	8 ⁰		181	18.3 ⁰		166	8.2 ⁰		150	6 ⁰		183	15.8 ⁰
	164	10.5 ⁰		149	8.6 ⁰		182	20.5 ⁰		167	8.4 ⁰		151	6.4 ⁱ		184	17.7 ⁰
	165	10.7 ⁰		150	9.6 ⁰		183	22 ⁰		168	8.8 ⁰		152	5.9 ⁱ		185	17.7 ⁰
	166	11.3 ⁰		151	9.3 ⁰		184	23.5 ⁰		169	9.2 ⁰		153	5.9 ⁱ		186	16.6 ⁰
	167	11.7 ⁰		152	9.2 ⁰	91	137	4.6 ⁰		170	7.9 ⁰		154	5.6 ⁱ		187	16.2 ⁰
	168	12.4 ⁰		153	9 ⁰		138	5.3 ⁰		171	8.8 ⁰		155	5.8 ⁱ		188	15.2 ⁰
	169	13 ⁰		154	8.9 ⁰		139	6 ⁰		172	10.3 ⁰		156	5.4 ⁰	93	139	4.4 ⁱ
	170	14 ⁰		155	8.9 ⁰		140	5.8 ⁰		173	11 ⁰		157	5.6 ⁰		140	4.3 ⁱ
	171	14.5 ⁰		156	8.3 ⁰		141	5.9 ⁰		174	12.1 ⁰		158	5.4 ⁰		141	5 ⁱ
	172	15.4 ⁰		157	8.3 ⁰		142	6 ⁰		175	12.3 ⁰		159	5.7 ⁰		142	4.9 ⁱ

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

Z	N	B	Z	N	B	Z	N	B	Z	N	B	Z	N	B	Z	N	B
97	153	7.1 ⁱ	97	162	4.5 ⁱ	97	171	2.9 ⁱ	97	180	5.6 ⁱ	97	189	4.7 ⁱ	98	198	6 ⁱ
	154	6.6 ⁱ		163	4.5 ⁱ		172	2.8 ⁱ		181	6.6 ⁱ		190	3.8 ⁱ		199	7.8 ⁰
	155	6.4 ⁱ		164	4.2 ⁱ		173	3.2 ⁱ		182	6.6 ⁱ		191	5.5 ⁱ		200	6 ⁰
	156	5.9 ⁱ		165	4.2 ⁱ		174	3.1 ⁱ		183	7.3 ⁱ		192	4.4 ⁱ		201	7.9 ⁰
	157	5.8 ⁱ		166	3.8 ⁱ		175	5 ⁱ		184	7.5 ⁱ		193	4.7 ⁱ		202	7.5 ⁰
	158	5.2 ⁱ		167	3.8 ⁱ		176	4.6 ⁱ		185	7.1 ⁱ		194	3.8 ⁱ		203	7.9 ⁰
	159	5.3 ⁱ		168	3.3 ⁱ		177	5.4 ⁱ		186	5.8 ⁱ		195	4.8 ⁱ		204	7.7 ⁰
	160	4.9 ⁱ		169	3.2 ⁱ		178	5.3 ⁱ		187	5.3 ⁱ		196	4.8 ⁱ		205	7.8 ⁰
	161	5 ⁱ		170	3 ⁱ		179	5.6 ⁱ		188	4.5 ⁱ		197	5.1 ⁱ			

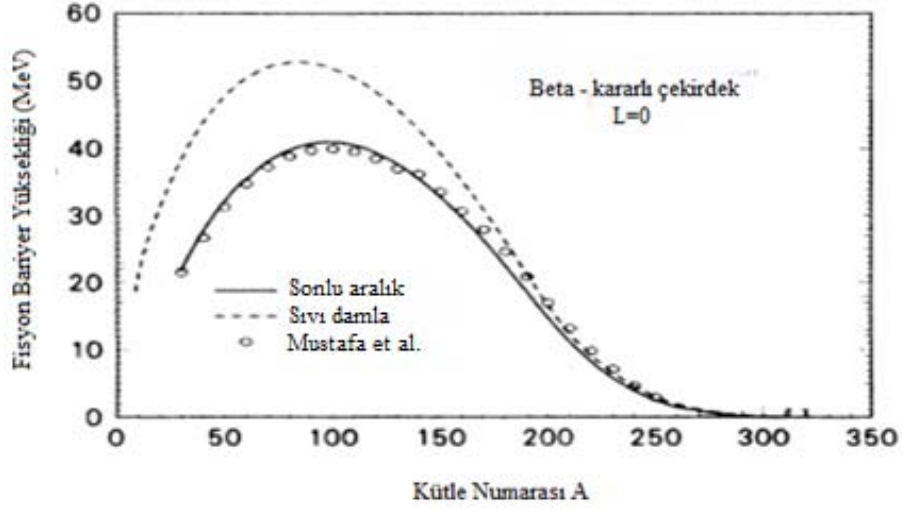
Çizelge 3’de her bir çekirdek için birincil bariyerler gösterilmiştir ve “i” olarak gösterilen birincil enerji bariyeri iç enerji bariyerini, “0” olarak gösterilen birincil enerji bariyeri dış enerji bariyerini göstermektedir (Mamdouh *et al.* 2001). Tabloyu kabul edilebilir sınırlarda tutmak için bariyerin üç deformasyon parametresi olan c, h ve α gösterilmemiştir. Yine de bu parametreler (İnt.Kyn.4) bulunabilir. Bu web sitesinde ikincil en yüksek bariyerlerde bulunabilir ve bahsedildiği gibi Mamdouh vd. (1998) farklı kategorilere dahil olan c değerlerinin, iç ve dış bariyer yükseklikleri ile belirsizlik olmadan ayırmak mümkündür. Kütle numarasının küçük değerleri için birincil ve ikincil bariyerler arasındaki ayrılık (c ile ifade edildi), artma eğiliminde ve dış bariyer tüm izotoplar için birincil bariyer haline gelmektedir, bu durum şekil 2.10’da nötron fazlası olan çekirdekler için gösterilmiştir (Bu durum 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 eğiliminde, böylece $Z > 100$ için geriye sadece bir bariyer kalacaktır.



Şekil 2. 10 (a) $Z=92$ için İç (devamlı çizgi), Dış (noktalı çizgi) bariyer değerleri, ETF bariyer değeri(kesikli çizgili). (b) c parametresinin uzama karşılıkları.

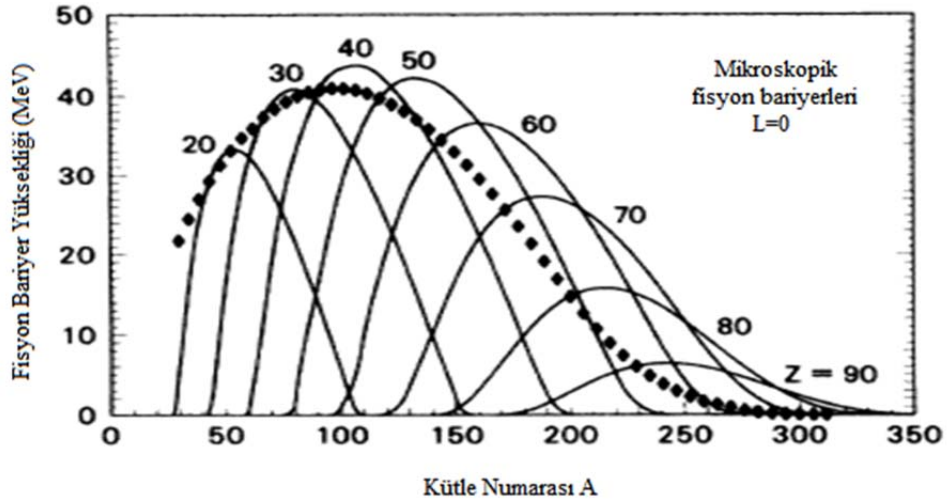
2.3.3. Sierk Model

Sıvı damla modelinin yüzey enerjisi gerçek çekirdeği tanımlamaya çalışıldığında birçok eksiklik gösterir. Sıvı damla modelinin en önemli eksikliği, yakınlık etkisini göz ardı etmesidir. Tamamen bozulmuş şekiller için gerçek dışı yüzey enerjisi olması ve ayrılmış çekirdekler arasındaki çekim yokluğu bunun sonucudur (Krappe *et al.* 1979). Mikroskobik nükleer enerji için geliştirilmiş modellerden biride Yukawa-artı-üstel çift katmanlı potansiyelidir. Genelleştirilmiş nükleer enerji ampirik Yukawa-artı-üstel çift katmanlı integralidir. Bu teknikle; sıvı damla modeline eklenen bir parametre sayesinde (potansiyel aralığı) ağır iyon saçılma potansiyeli, hafif ve orta kütleli çekirdekler için fisyon bariyeri atom ağırlığı $A \leq 200$ altındaki çekirdekler için gözlenmiş fisyon bariyerleri ve nükleer doyumluğu kabul edilebilir durumu tanımlanmıştır (Krappe *et al.* 1979, Möller and Nix 1981).



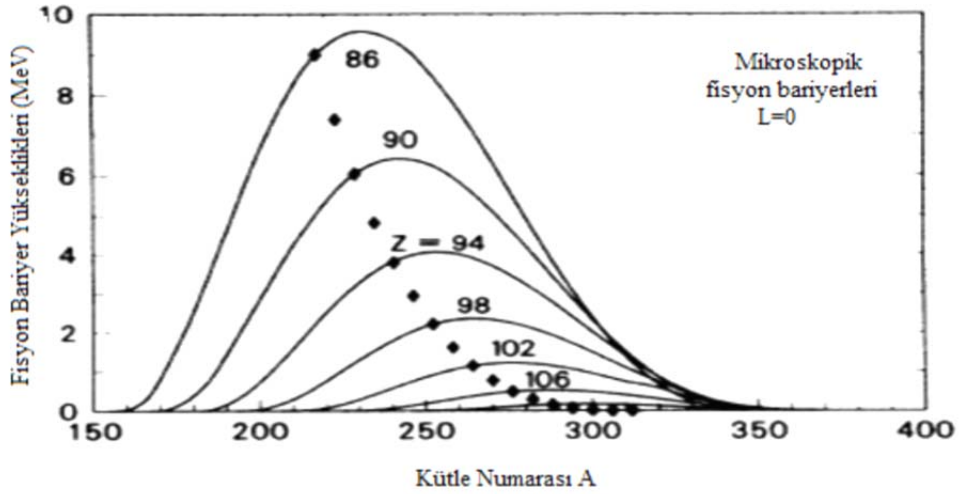
Şekil 2. 11 Sıvı damla modeli ve sonlu aralık modeli için β -sabit çekirdeklerin kütle numaralarına göre hesaplanmış fisyon bariyer yükseklikleri. Oklarla işaretli bölge fisyon bariyerlerinin tamamen kaybolması gereken noktaları gösterir. İçi boş daireler ise daha dar şekil parametresi kullanılan fakat aynı sonlu aralık enerji fonksiyonları alınan referans Mustafa vd. (1982) sonuçlardır (Sierk 1985).

Şekil 2.11'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. Aynı fiziksel içerikler, nükleer şeklin farklı matematiksel tanımları kullanılan ve Mustafa vd. (1982) tarafından yapılan önceki çalışmalarla uygun sonuçlar elde edilmiştir. Şekil 2.12 ve Şekil 2.13'te bariyer yüksekliklerinin Z ve A değerlerine göre değişimi gösterilmiştir.



Şekil 2. 12 $Z=20$ ve 90 için fisyon bariyer yüksekliklerinin kütle numarasının bir fonksiyonu olarak hesaplanması (Sierk 1985).

İki adımda noktalar $Z=14$ ve $Z=117,9$ için β -sabit çekirdekler için bariyerlerdir (son adım hariç). Noktalar Şekil 2.11'deki eğriyle aynıdır.



Şekil 2. 13 $Z=86$ 'dan 110 'a kadar fisyon bariyer yüksekliklerinin kütle numarasının bir fonksiyonu olarak hesaplanması (Sierk 1985).

2.3.4. Dönen Sıvı Damla Modeli

Öncelikle sıvı damlası modelinin özelliklerini gözden geçirmek gerekirse potansiyel enerji deformasyonunun üç önemli katkısı vardır. Bunlar, çekirdek alanını minimumda tutmaya çalışan yüzey gerilim enerjisi, Coulomb enerjisi ve açısal momentumdur.

Çekirdek sabit bir yük yoğunluğuna ve keskin bir yüzeye sahip, katı cisim olup sıkıştırılamaz bir dönen sıvı olarak düşünülmektedir. Enerjiler genellikle dönmeyen küresel bir cismin yüzey enerjisi olarak ifade edilir.

$$E_s^{(0)} = a_s^{LD} A^{\frac{2}{3}} (1 - K_s^{LD} I^2) \quad (2.20)$$

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

$$R_0 = r_0^{LD} A^{1/3} \quad (2.21)$$

iken kütle birimi

$$M_0 = m_0^{LD} A \quad (2.22)$$

olup r_0^{LD} ve m_0^{LD} sırasıyla sıvı damla çapı ve çekirdek kütle sabitleridir. Var olan en iyi sıvı damla modeli verilen fisyon bariyerlerine ve çekirdek kuvvetlerine uygulandığında (Myers and Swiatecki 1966).

$$a_s^{LD} = 17.9439 \text{ MeV} \quad (2.23)$$

$$K_s^{LD} = 1.7826 \quad (2.24)$$

$$r_0^{LD} = 1.2249 \text{ fm} \quad (2.25)$$

ve

$$m_0^{LD} c^2 = 939.15 \text{ MeV} \quad (2.26)$$

burada c boşluktaki ışığın hızıdır. L açısal momentum olduğuna göre, kürenin dönme enerjisi

$$E_R^{(0)} = \hbar^2 L^2 / 2I_0 \quad (2.27)$$

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

$$E_C^{(0)} = \frac{3 Z^2 e^2}{5 R_0} \quad (2.28)$$

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

$$x \equiv \frac{E_C^{(0)}}{2E_S^{(0)}} = \frac{1.9249}{(1-K_S^{LD} I^2)} \quad (2.29)$$

ve dönen enerji parametresi

$$y \equiv \frac{E_R^{(0)}}{E_S^{(0)}} = \frac{1.9249}{(1-K_S^{LD} I^2)} \frac{L^2}{A^{7/3}} \quad (2.30)$$

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 aşağıdaki gibidir.

$$E^{LD} = B_S^{LD} E_S^{(0)} + B_C^{LD} E_C^{(0)} + B_R^{LD} E_R^{(0)} \quad (2.31)$$

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

$$\frac{V^{LD}}{E_S^{(0)}} = B_S^{LD} - 1 + 2x(B_C^{LD} - 1) + yB_R^{LD} \quad (2.32)$$

Enerji fonksiyonları şu denklemlere sahiptir.

$$B_S^{LD} = \frac{1}{4\pi R_0^2} \oint dS \quad (2.33)$$

$$\frac{32\pi^2 B_C^{LD}}{15} = \int d^3 r \int d^3 r' \frac{1}{\sigma} = -\frac{1}{6} \oint dS \oint dS' \frac{dS \cdot \sigma \cdot dS' \cdot \sigma}{\sigma} \quad (2.34)$$

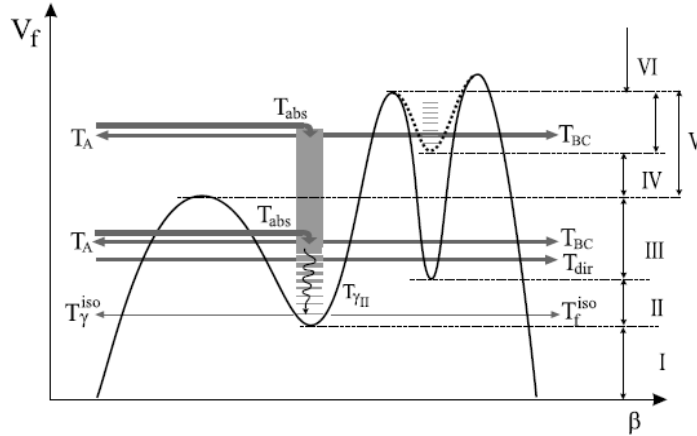
ve

$$B_R = I_0 \left(\frac{3}{4\pi} \int d^3r r r_{\perp}^2 \right)^2 \quad (2.35)$$

Tüm integraller çekirdeğin tüm yüzeyi veya hacmine göre alınmıştır. dS ve dS^1 nükleer yüzeyin vektörleridir. $\sigma = r - r'$, $\sigma = |\sigma|$, r_{\perp} çekirdeğin dönme eksenine r vektörüyle çizilen dik uzaklıklardır. Eşitliğin ikinci formu Gauss'un diverjans teoremi iki defa uygulanarak türetilmiştir (Davies and Sierk 1975, Sierk 1986).

2.3.5. WKB Yaklaşımı Modeli

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



Şekil 2. 14 Üç tepeli fisyon bariyeri üzerindeki iletim mekanizmaları Capote vd. (2009) $T_{ind}(EKJ\pi)$, direkt olmayan geçişlerde absorpsiyon ürünü katsayını $T_{abs}(EKJ\pi)$ tarafından ifade edilen ve izomerik durumlardaki fisyon için dallanma oranıdır (Back *et al.* 1974, Bhandari 1979).

$$\begin{aligned} T_f(EKJ\pi) &= T_{dir}(EKJ\pi) + T_{ind}(EKJ\pi) \\ &= T_{dir}(EKJ\pi) + T_{abs}(EKJ\pi) \times \frac{T_{BC}(EKJ\pi) + RT_{\gamma II}(EJ\pi)}{T_A(EKJ\pi) + T_{BC}(EKJ\pi) + T_{\gamma II}(EJ\pi)} \quad (2.36) \end{aligned}$$

Burada 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 γ açıklar ve R ise izomerik durumun fisyon için dallanma oranıdır. Hafif aktinidlerin söz konusu olduğu durumda R çok küçüktür ve ihmal edilebilir. Fisyon katsayıları için WKB ilişkileri şu şekilde ifade edilir: Denklem

(2.37)'deki geçiş katsayıları birinci mertebeden WKB yaklaşımında bariyerler için momentum integralleri terimleri ile ifade edilebilir. Yani,

$$K_j = \pm \left| \int_{a_j}^{b_j} [2\mu(E - V_j(\beta))/\hbar^2]^{1/2} d\beta \right|, \quad j = A, B, C, \quad (2.37)$$

Burada + işareti, uyarılma enerjisi ele alınan bariyerden düşük olduğunda ve - işareti ise yüksek olduğunda kullanılır. Son durumda integral sınırları kompleks konjuge ($b_j = a_j^*$) ve WKB yaklaşımının bunların sanal kısımları küçük olduğunda geçerlidir. Yani, bariyerden oldukça az yüksek olan enerjiler için geçerlidir. Tek bariyer geçiş katsayısı T_j şu halde verilebilir.

$$T_j = \frac{1}{1 + \exp(2K_j)}, \quad j = A, B, C \quad (2.38)$$

Bilindiği gibi tek parabolik bariyer durumunda, bir $V(\beta) = V_0 - 1/2\mu\omega^2\beta^2$, (2.38) denklemi iyi bilinen Hill-Wheeler geçiş katsayısı haline gelir.

$$T_{HW} = \frac{1}{1 + \exp(2\pi \frac{V_0 - E}{\hbar\omega})}, \quad (2.39)$$

Ara kuyulardan integral sınırları a_j ve b_j reel olduğunda potansiyelin gerçek kısmına bağlı momentum integralleri şu halde yazılır.

$$V_j = \int_{a_i}^{b_i} [2\mu(E - V_i(\beta))/\hbar^2]^{1/2} d\beta, \quad (2.40)$$

Burada $j = 1$ için $i = II$ ve $j = 2$ için $i = III$ olup izomerik kuyudaki sanal potansiyeller için,

$$\delta = - \left(\frac{\mu}{2\hbar^2} \right)^{1/2} \int_{a_{II}}^{b_{II}} \frac{W(\beta)}{(E - V_{II}(\beta))^{1/2}} d\beta. \quad (2.41)$$

elde edilir (Bhandari 1979).

İzomerik kuyudaki sanal bileşenli üç tepeli bir bariyerin direkt geçiş katsayıları için genel ifade Martinelli vd. (1977) tarafından yapılan çalışmadaki gerçek bir üç tepeli bariyer için elde edilenin basit genelleştirilmiştir.

$$T_{dir} = \frac{T_A T_B T_C}{A_T + B_T \cos(2(v_1 - v_2)) + C_T \cos(2(v_1 + v_2)) + D_T \cos(2v_1) + E_T \cos(2v_2)} \quad (2.42)$$

Burada;

$$\begin{aligned} A_T &= e^{-2\delta}(1 - T_A)(1 - T_B) + e^{2\delta}(1 - T_B)(1 - T_C) + e^{-2\delta}(1 - T_A)(1 - T_C) + e^{2\delta}, \\ B_T &= 2(1 - T_A)^{1/2}(1 - T_B)(1 - T_C)^{1/2}, \\ C_T &= 2(1 - T_A)^{1/2}(1 - T_C)^{1/2}, \\ D_T &= 2(1 - T_A)^{1/2}(1 - T_B)^{1/2}(2 - T_C), \\ E_T &= 2(1 - T_B)^{1/2}(1 - T_C)^{1/2}[e^{-2\delta}(1 - T_A) + e^{2\delta}], \end{aligned}$$

Bunlar referans Martinelli vd. (1977)'deki $\delta \rightarrow 0$ limitinde indirgenebilir. Yansıma katsayısı T_{refl} , geçiş T_{dir} cinsinden uygun bir biçimde ifade edilebilir.

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

Burada;

$$\begin{aligned} A_R &= e^{-2\delta}(2 - T_B - T_C) + e^{2\delta}(1 - T_A)[(1 - T_B)(1 - T_C) + 1], \\ B_R &= 2(1 - T_A)^{\frac{1}{2}}(1 - T_B)(1 - T_C)^{\frac{1}{2}} = B_T, \\ C_R &= 2(1 - T_A)^{\frac{1}{2}}(1 - T_C)^{\frac{1}{2}} = C_T, \\ D_R &= 2(1 - T_A)^{\frac{1}{2}}(1 - T_B)^{\frac{1}{2}}(2 - T_C) = D_T, \\ E_R &= 2(1 - T_B)^{\frac{1}{2}}(1 - T_C)^{\frac{1}{2}}[e^{-2\delta} + e^{2\delta}(1 - T_A)]. \end{aligned} \quad (2.43)$$

Fisyon bariyeri kompleks olduğundan dolayı absorpsiyon katsayısı 0 değildir.

$$T_{abs} = 1 - T_{dir} - T_{refl}$$

$$= \frac{T_{dir}}{T_B T_C} \left[(2 - T_B - T_C + T_B T_C) e^{2\delta} + (-2 + T_B + T_C) e^{-2\delta} - T_B T_C + 2(1 - T_B)^{\frac{1}{2}} (1 - T_C)^{\frac{1}{2}} (e^{2\delta} - e^{-2\delta}) \right] \quad (2.44)$$

İzomerik kuyudaki sanal bileşenli bir üç tepeli bariyer içinden geçiş katsayıları için yukarıdaki genel bağıntılar Şekil 2.14'de gösterilen uyarılma enerjisi bölgelerinde özel durumlar olacaktır.

2.4. Seviye Yoğunluğu

Seviye yoğunluğu, istatistiksel modellerde nükleer reaksiyonları tahmin etmek için, tamamlanmış veya uygun olmayan farklı seviyedeki bilgilerin yer aldığı uyarılan enerjilerde temin edilir. Optik model potansiyeli ile birlikte doğru seviye yoğunluğuna ulaşmada en önemli adım tesri kesitlerinin teorik analizinin, spektrumun, açılmal dağılımın ve diğer izlenebilir nükleer reaksiyonların güvenilir olmasıdır (Koning *et al.* 2008). Bu nedenle, fenomenolojik analitik ifadeler için Hartree-Fock yaklaşımı ve birleştirici metotlardan direkt elde edilen mikroskobik seviye yoğunluklarından değişen modellerin kullanımıyla seviye yoğunluğu üzerine yoğun çalışmalar yapılmıştır (Demetriou 2001, Hilaire 2006). En olası sonuçlarla ortaya çıkan en olası fiziğin optimizasyonu için ya da gözlemlenebilir temel ampirik yapı ifadeleri tarafından ölçülür veya ayarlanabilir analitik ifadelerin gelişimi için mikroskobik seviye yoğunluğu sürdürülmelidir.

Kapsamı sınırlı olan seviye yoğunluğu çalışmaları yalnızca farklı seviyelerin düşük enerji bölgesi gibi ya da altında nötron ayrılma enerjisinin çevresinde ise uygun rezonans bilgilerin bulunduğu enerji bölgesinde modern nükleer reaksiyon hesaplamalarının değeri sınırlıdır. Uygulamaya bağlı olarak şimdiki güvenilir formül olan 0-10 MeV, 0-50 MeV hatta 0-200 MeV olan geniş enerji aralığında sağlanır. Buna karşın seviye yoğunluğu modellerinin güvenilirliği yüksek enerjilerdeki kolektif etkiler için düzgün sönmleme gibi bazı sönmlememeyen konular tarafından hiç kuşkusuz etkilenir. Dahası formalizm ve parametrelerin tamlığı araştırmacıların nükleer reaksiyon yazılımındaki aktüel uygulama için sık sık karşı karşıya kaldığı çok önemli bir başka konudur. Farklı enerji düzeylerindeki bütün formüllerle ilişkili olan problem fenomenolojik seviye yoğunluğu girişi tarafından ortaya çıkan yeniden üretim

sonuçlarının başarısızlığıdır. Parametreler her farklı seviyeden ve ona rezonans aralık adledilen deneysel bilgi tarafından oluşturulan geniş enerji aralığını örtmektedir.

Bu çalışmada beş seviye yoğunluğu modelleri için uygun parametreler verilmiştir. Şöyle ki;

- ✓ Modifiye Fermi gaz modeli (BFM)
- ✓ Sabit sıcaklık modeli (CTM)
- ✓ Genelleştirilmiş süperakışkan modeli (GSM)
- ✓ Mikroskobik seviye yoğunluğu modelleri (mGT, mHT)

Geçmişte bütün fenomenolojik seviye yoğunluğu modelleri kendi kurulumu olan belirgin problemlerle birlikte gelmiştir. Örneğin, CTM Gilbert vd. (1965) yüksek enerjideki Fermi gaz ifadesi ve düşük enerjideki sabit sıcaklık parçalarını eşleştirme problemini çözmeyi sağlamıştır. Bu eşleştirme deneysel ifadeler (farklı seviyeler, ana rezonans aralığı, kabuk düzeltmeleri, ayrılma enerjileri vb..) bağlı olduğundan beri inanılması zor olan verimli eşleştirme modellerinin çözümü ve bazen fiziksel olmayan eşleştirme parametrelerinin değerleri ortaya çıkarılabilir. Şimdi, nükleer reaksiyon hesaplamaları detaylandırılmış bir deneyime tabii olmayan her bireysel olay detaylandırılmış deneyimlere çok sık tabi olmadığından beri kısa zamana bağlı birçok nükleid için ve gerekli olan güçlü bir seviye yoğunluğu için yapılabilir. Burada ne sadece seviye yoğunluğu sonuçlarının dikkatli tecrübeleri ne de doğrudan nükleer reaksiyon kodundaki değerlendirmeleri anormal olmayan oluşan parametreler her model için doğrulanmıştır. Diğer bir fenomenolojik yaklaşım ise, ayarlanabilir bir parametre gibi BFM Dilg vd. (1973) ün uyarlandığı enerji eşleştirme teorisidir.

Bu eşleştirme problemi hareketleri sadece iki parametreyle birlikte fakat düşük uyarılmış enerjinin kullanıldığı farklı numaralandırılmış Fermi gaz ifadesinin standart versiyonu bütün gözlemlerden itibaren oturtulmuştur. Bu problem yaklaşık 20 yıl öncesinde çözülmesine rağmen BFM'nin kullanımı CTM'nin kullanımı kadar yaygın değildir. BFM' den daha iyi sonuçlar ürettiği görülüyorken daha fazla parametrelerin giderinde en düşük enerjiler için CTM sıklıkla kullanılmaktadır. Sonuç olarak, GSM Ignatyuk vd. (1979) teorisini için diğer iki yaklaşımla karşılaştırıldığı zaman problem

görünüşe göre ulaşılmazlık ve belirsizlik oluşturmaktadır. Geçmişte bireysel olaylar için gösterilmiş olan bu modelin parametresindeki çözilemeyen aynı zamanda temel olmayan problemler olmasına karşın periyodik tabloda gösterilmektedir.

Çeşitli modellerin tanımı anlatılmadan önce onların terminolojideki bir konusuna değinilecektir. CTM ve BFM'nin ilk versiyonları 30 yıldan daha fazla bir süre önce inşa edilmiştir. Enerji bağımlı kabuk efektleri ve toplu etkilerin bilinen uygulamaları olarak ayrıntılandırmalar bu ilk çalışmalara henüz dahil edilmemiştir. Bununla birlikte, bu çalışmada CTM, BFM ya da GSM söz konusu olduğunda bu etkilerin her zaman, enerji bağımlı kabuk etkileri için, ya da isteğe bağlı olarak, toplu etkilerin dahil olduğu anlaşılmalıdır. Çeşitli modeller arasındaki temel ayırım, sadece temel metodoloji farklılıkları (örneğin, sabit sıcaklık vs. modifiye eşleştirme düzeltmeleri) ile ilgilidir. Diğer tüm yönleriyle tutarlı karşılaştırmaları gerçekleştirmek için, tüm modeller arasında eşit muamele edilecektir.

Modellerden her biri için belgesel seviye yoğunluk parametreleri oluşturulmaktadır örneğin; üzerinde düşünülen çekirdek için tüm izlenebilirlerin (kesikli seviyeler, rezonans, aralık, vs.) en iyi ortalama açıklamasını veren parametreler. Aynı anda, özellikle deneysel hiçbir bilgi yoksa herhangi bir çekirdek için kullanılabilen küresel düzeyde yoğunluk parametrelendirmesi üretilmiştir. Özetle, çeşitli yenilikler burada sunulmuştur:

- Modern bir deneysel veritabanı: RIPL kütüphane D0 ortalama rezonans aralıkları, geniş derleme ve RIPL kütüphanede Belgya vd. (2005) ayrık seviye dosyası olarak işlenmiş halde bulunan değerlendirilen nükleer yapı veri dosyasının (ENSDF) en son sürümü kullanımı.
- Bütün seviye yoğunluğu modelleri aynı tutarlılıkta karşılaştırılmıştır. Aynı anda yerel ve küresel bir yaklaşım benimseyerek, aynı temellerle bulunan deneysel bilgilerle veya onlar olmadan nüklidler için seviye yoğunluk değerlendirmelerinden emin olunabilir. Gerekli tüm malzeme tamamen belirtilmiştir, böylece modeller başkaları tarafından yeniden üretilebilir.

- Kendilerinden isteğe bağlı olarak temel gözlenebilirleri yeniden üretmek için ayarlanabilen Skyrme-Hartree-Fock-Bogolyubov hesaplamalara göre mikroskobik seviye yoğunlukları ile doğrudan karşılaştırma.
- Nükleer reaksiyon hesaplamaları ile doğrudan seviye yoğunluğu doğrulama. Parçalanamaz nükleitlerin (en azından), seviye yoğunluğu parameterzationunu kalan ana belirsizlik olarak bırakarak, iki önemli içeriği, yani optik model potansiyeli Koning ve Delaroche (2003) ve Denge-öncesi modeli Koning ve Duijvestijn (2004) bağlı olarak kontrol altında.

Nükleer reaksiyon hesaplamaları üzerindeki çeşitli seviye yoğunluğu etkileri tutarlı bir çalışması sunulmaktadır. Tek bir model yokken tüm nükleitler için en iyi yaklaşımlar nükleer reaksiyon hesaplamalarının kesin ve duyarlı olmayan olası daha güvenilir olmayan veya az güvenilir kabul edilen çeşitli yaklaşımlar bu seviye yoğunluğu modelinden daha iyisinin temini için iyi bir neden olmaktadır.

Bu çalışmada nükleer reaksiyon hesaplamalarında direkt olarak kullanabilecek çeşitli seviye yoğunluğu tanımlamaları ve parametrelerini sonlandırmada yaklaşımları takip edilmiştir.

2.4.1. Seviye Yoğunluğu Modelleri

Nükleer fizikteki önemlerinden dolayı enerji seviye yoğunluğunu açıklamak için günümüze kadar pek çok teorik çalışmalar yapılmış ve modeller geliştirilmiştir. Bu modellerden bazılarını kısaca şöyle açıklanabilir:

2.4.1.1. Sabit Sıcaklık Modeli

Gilbert ve Cameron (1965) tarafından tanıtılan Sabit Sıcaklık Modelinde (CTM) uyarılmış enerji aralığı geçerli olan Fermi Gaz modellerinin bulunduğu aşağıda belirtilen yüksek enerji parçası olan E_M ve geçerli sabit sıcaklık kanunun adlandırıldığı eşleştirilmiş E_M enerjisine ulaşmada 0 MeV'den düşük enerji bölümlerinin içerisinde bölünmüştür. Burada, toplam seviye yoğunluğu için;

$$\rho^{tot}(E_x) = \begin{cases} \rho_T^{tot}(E_x) & \text{if } E_x \leq E_M \\ \rho_F^{tot}(E_x) & \text{if } E_x \geq E_M \end{cases} \quad (2.45)$$

seviye yoğunluğu modeline benzer olarak

$$\rho(E_x, J, \Pi) = \begin{cases} \frac{1}{2} R_F(E_x, J) \rho_T^{tot}(E_x) & \text{if } E_x \leq E_M \\ \rho_F(E_x, J, \Pi) & \text{if } E_x \geq E_M \end{cases} \quad (2.46)$$

Fermi gaz ifadesine göre enerji değişiminin bulunduğu $U = E_x - \Delta^{CTM}$ etkili uyarılmış enerji kullanılmıştır.

$$\Delta^{CTM} = \chi \frac{12}{\sqrt{A}} \quad (2.47)$$

ile

$$\chi = \begin{cases} 0, & \text{tek - tek için} \\ 1, & \text{tek - çift için} \\ 2, & \text{çift - çift için} \end{cases} \quad (2.48)$$

Sabit sıcaklık modelinde ayarlanmamış eşleştirme parametresi kullanılmıştır. Düşük uyarılmış enerji için CTM sabit sıcaklık kanunu olarak adlandırılan eksponansiyel ilkesi tarafından ilk farklı seviyelerin yeniden üretiminin biriken histogramı $N(E_x)$ olan deneysel kanıtı ayarlanmıştır.

$$N(E_x) = \exp\left(\frac{E_x - E_0}{T}\right) \quad (2.49)$$

T ve E_0 nükleer sıcaklık parametreleri farklı deneysel seviyelerin formülünü ayarlama yardımcı olmaktadır.

$$\rho^{tot}(E_x) = \frac{dN(E_x)}{d(E_x)} = \frac{1}{T} \exp\left(\frac{E_x - E_0}{T}\right) \quad (2.50)$$

Buna göre toplam seviye yoğunluğunun ve daha uygun olan Fermi gaz modeli sabit sıcaklık bölümü okunmaktadır.

ρ_T^{tot} ve ρ_F^{tot} gibi iki türev ifade E_M enerji eşleştirilmesinde eşleştirilmek zorundadır.

$$\rho_T^{tot}(E_M) = \rho_F^{tot}(E_M) \quad (2.51)$$

Bu denklemin direkt olarak yönlendirildiği durumda,

$$E_0 = E_M - T \ln[T \rho_F^{tot}(E_M)] \quad (2.52)$$

İkinci,

$$\frac{d\rho_F^{tot}}{dE_x}(E_M) = \frac{d\rho_T^{tot}}{dE_x}(E_M) \quad (2.53)$$

Farklılıkların sürekliliğinden bahseder;

$$\frac{\rho_T^{tot}(E_M)}{T} = \frac{d\rho_F^{tot}}{dE_x}(E_M) \quad (2.54)$$

ya da

$$\frac{1}{T} = \frac{d \ln \rho_F^{tot}}{dE_x}(E_M) \quad (2.55)$$

Bu ilkede tüm Fermi gaz tipi ifadeler a , σ^2 , K_{rot} vb. denklemlerin analitik olarak üzerinde durulabilir fakat pratikte, eşleştirme probleminde kullanılmış olan her seviye yoğunluğu modeline izin vermek için numaralandırılmış bir yaklaşım kullanılmıştır. Bunun için yeterli seviye sistemi üzerinde hesaplanmış ρ_T^{tot} sıralı tersi bir sıcaklığa karar verilmiştir.

Eşleştirme problemi bize (2.53) ve (2.56) de ki denklem tarafından verilen üç bilinmeyenli: T , E_0 ve E_M iki durumu verir. Bundan dolayı diğer sınırlamaya ihtiyaç duyulmaktadır. Bu durum farklı seviye bölgelerinde sabit sıcaklık kanunu deneysel

farklı seviyelerinin yeniden üretilmesini sağlar. Örneğin; ρ_T^{tot} ispat edilmeye ihtiyacı vardır.

$$N_U = N_L + \int_{E_L}^{E_U} dE_x \rho_T^{tot}(E_x) \quad (2.56)$$

ya da, sonrasında

$$N_U = N_L + \left(\exp \left[\frac{E_U}{T} \right] - \exp \left[\frac{E_L}{T} \right] \right) \exp \left[\frac{-E_0}{T} \right] \quad (2.57)$$

Denklem (2.53), (2.56) ve (2.58) de T , E_0 ve E_M belirlenmesi;

$$T \rho_F^{tot}(E_M) \exp \left[\frac{-E_M}{T} \right] \left(\exp \left[\frac{E_U}{T} \right] - \exp \left[\frac{E_L}{T} \right] \right) + N_L - N_U = 0 \quad (2.58)$$

Denklem (2.57) tarafından verilen tablolaştırılmış değerlerin eş zamanlı kullanımı ile tekrarlayan prosedür tarafından (E_M) çözülebilir. N_L ve N_u seviyeleri nükleer veritabanı yapısında depo edilen ve farklı şartların gözlemlendiği $\rho_T(E_x)$ gibi verilen en iyi tanım seçilmiştir. Yeterli olmayan nüklidler için farklı seviyelerde verilen sıcaklık için ampirik formül gösterilmiştir. Efektif model için;

$$T = -0.22 + \frac{9.4}{\sqrt{A(1+\gamma\delta W)}} \quad (2.59)$$

ve kollektif model için;

$$T = -0.25 + \frac{10.2}{\sqrt{A(1+\gamma\delta W)}} \quad (2.60)$$

Direkt olarak E_M 'yi (2.56)'da ki denklemden elde edilir. (2.60)'da ki denklem tekrar var olan farklı seviye bilgilerinin olduğu nüklitlerin tüm bireysel değerler tarafından elde edilmiştir. Bazı durumlarda açık kapalı büyüklük olan E_M için T'ye verilen değerdeki küresel ifadedir. Bu durumda efektif model için eşleştirme enerjisinde ampirik ifadelere başvurulur (Koning *et al.* 2009). Efektif model için;

$$E_M = 2.33 + \frac{253}{A} + \Delta^{CTM} \quad (2.61)$$

ve kollektif model için;

$$E_M = 2.67 + \frac{253}{A} + \Delta^{CTM} \quad (2.62)$$

2.4.1.2. Modifiye Fermi Gas Model

Bu modelde eşleştirilmiş enerji ayarlanabilir bir parametre gibi düzeltilir ve Fermi gaz model (BFM) ifadesi 0 MeV'deki tüm yollar için kullanılır. Bundan dolayı toplam seviye yoğunluğu için,

$$\rho_F^{tot}(E_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \frac{\sqrt{\pi} \exp[2\sqrt{aU}]}{12 a^{1/4} U^{5/4}} \quad (2.63)$$

ve seviye yoğunluğu için,

$$\rho_F(E_x, J, \Pi) = \frac{1}{2} \frac{2J+1}{2\sqrt{2\pi\sigma^3}} \exp\left[-\frac{\left(J+\frac{1}{2}\right)^2}{2\sigma^2}\right] \frac{\sqrt{\pi} \exp[2\sqrt{aU}]}{12 a^{1/4} U^{5/4}} \quad (2.64)$$

denklemleri bulunmaktadır.

a ve σ^2 gibi enerjiye bağlı bu ifadeler ve efektif uyarılma enerjileri $U = E_x - \Delta^{BFM}$ ile birlikte;

$$\Delta^{BFM} = \chi \frac{12}{\sqrt{A}} + \delta \quad (2.65)$$

ve δ parametresi çekirdek öncesi deneysel verilerde

$$\chi = \begin{cases} -1, & \text{tek - tek için} \\ 0, & \text{tek - çift için} \\ 1, & \text{çift - çift için} \end{cases} \quad (2.66)$$

verilir.

Kullanımı engellenen orijinal BFM problemi nükleer model analizinde seviye yoğunluğu opsiyonu engellenebilir. Grossjean ve Feldmeier (1985) tarafından bu problemin çözümü sağlandı. TALYS'de kabul edilen Demetriou ve Goriely (2001) tarafından pratik forma konmuştur. Toplam BFM seviye yoğunluğu için ifade,

$$\rho_{BFM}^{tot}(E_x) = \left[\frac{1}{\rho_F^{tot}(E_x)} + \frac{1}{\rho_0(E_x)} \right]^{-1} \quad (2.67)$$

ρ_0 tarafından verildiğinde;

$$\rho_0(t) = \frac{\exp(1) (a_n + a_p)^2}{24\sigma} \frac{1}{\sqrt{a_n a_p}} \exp(4a_n a_p t^2) \quad (2.68)$$

$a_n = a_p = a/2$ tarafından verildiğinde; her zamanki spin dağılımına sahip seviye yoğunluğu okunur.

$$\rho_F(E_x, J, \Pi) = \frac{1}{2} \frac{2J+1}{2\sigma^2\sigma^3} \exp\left[-\frac{(J+\frac{1}{2})^2}{2\sigma^2}\right] \rho_{BFM}^{tot}(E_x) \quad (2.69)$$

Toplamda BFM'de α ve δ için ayarlanabilir iki parametre vardır.

2.4.1.3. Genelleştirilmiş Süperakışkan Model

Genelleştirilmiş Süperakışkan Modeli (GSM), Barden-Cooper-Schrieffer teorisine göre süperiletken eşleştirme korelasyonu alır. Modelinin fenomenolojik versiyonu Ignatyuk vd. (1979), Ignatyuk vd. (1993), eşleştirme korelasyonların seviye yoğunluğuna güçlü baskısındaki düşük enerjiden, FGM tarafından tayin edilen yüksek enerji bölgesine geçişteki süperakışkan davranışından gelen faz geçişi ile karakterize edilir. GSM böylece CTM'i düşük ve yüksek enerji bölgeleri arasında seçilebilir genişliğe benzetmesine rağmen, GSM için bu ayırım teoriden takip edilir ve eşleşme enerjisini belirleyen belirli kesikli seviyelerde değişmez. Bunun yerine, modeli otomatik olarak

düşük enerjilerde sabit bir sıcaklıkta benzeri bir davranış sağlar. Seviye yoğunluğu ifadeleri için genelleştirilmiş süperakışkan model

$$\rho^{tot}(E_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \frac{e^S}{\sqrt{D}} \quad (2.70)$$

entropide S ve D'nin bulunduğu saddle - point yaklaşımıyla ilişkide bulunduğu toplam seviye yoğunluğunda genel formülü hatırlatmak faydalıdır. GSM için bu ifade iki forma sahiptir. Birinci form aşağıdaki bir diğeri de yukarıdaki U_c kritiği ile adlandırılır.

Aşağıda U_c enerjisi için verilen seviye yoğunluğu U_c 'de tanımlanan termodinamiksel fonksiyonların adı altında tanımlanmıştır.

$$U_c = a_c T_c^2 + E_{cond} \quad (2.71)$$

Burada kritik sıcaklık T_c olarak belirtilmektedir:

$$T_c = 0.567\Delta_0 \quad (2.72)$$

Bu formülle eşleştirilmiş korelasyon fonksiyonu verilmiştir.

$$\Delta_0 = \frac{12}{\sqrt{A}} \quad (2.73)$$

Bu korelasyon formülü aynı zamanda Fermi gaz aşamasına bağlı süperakışkan aşamanın azalımını karakterize eden yoğunlaştırılmış enerji E_{cond} belirler.

$$E_{cond} = \frac{3}{2\pi^2} a_c \Delta_0^2 \quad (2.74)$$

Kritik seviye yoğunluğu parametresinin

$$a_c = \tilde{a} \left[1 + \delta W \frac{1 - \exp(-\gamma a_c T_c^2)}{a_c T_c^2} \right] \quad (2.75)$$

\tilde{a} , δW ve γ olarak bilinen bir defada kolayca elde edilen denklem tarafından verilmiştir. Denklem (2.76) kabuk etkilerinin yeniden uygun olarak hesabın içerisine alındığını gösterir. Seviye yoğunluğunu belirlemek için aynı zamanda kritik entropi S_c olarak adlandırılır.

$$S_c = 2a_c T_c \quad (2.76)$$

D_c kritiğinin belirlenmesi,

$$D_c = \frac{144}{\pi} a_c^3 T_c^5 \quad (2.77)$$

ve kritik spin cut-off parametresi σ_c^2

$$\sigma_c^2 = 0.01389 A^{5/3} \frac{a_c}{\tilde{a}} T_c \quad (2.78)$$

Artık her şeyi belirtilen U_c , etkili uyarılma enerjisini tanımlamak için U_c seviye yoğunluğunun aşağısındaki süperakışkan hal denklemini kullanılabilir. Burada etkili bir uyarılma enerjisini;

$$U' = E_x + \chi \Delta_0 + \delta \quad (2.79)$$

$$\chi = \begin{cases} 2, & \text{tek - tek için} \\ 1, & \text{tek - çift için} \\ 0, & \text{çift - çift için} \end{cases} \quad (2.80)$$

ve δ çekirdek başına deneysel veriler elde etmek için en iyi tanımın ayarlanabilir kayma parametresi olduğunu tanımlanabilir. CFM ve BFM'nin birbirlerinden farklı olduğu unutulmamalıdır.

$$\varphi^2 = 1 - \frac{U'}{U_c} \quad (2.81)$$

$U' \leq U_c$ tanımlayan miktarda φ ve T süperakışkan hal denklemi (Ignatyuk *et al.* 1979).

$$\varphi = \tanh\left(\frac{T_c}{T}\varphi\right) \quad (2.82)$$

Eşdeğer

$$T = 2T_c\varphi \left[\ln \frac{1+\varphi}{1-\varphi}\right]^{-1} \quad (2.83)$$

$U' \leq U_c$ için diğer gerekli fonksiyonlar entropi S ,

$$S = S_c \frac{T_c}{T} (1 - \varphi^2) = S_c \frac{T_c}{T} \frac{U'}{U_c} \quad (2.84)$$

D belirlenmesi,

$$D = D_c (1 - \varphi^2)(1 + \varphi^2)^2 = D_c \frac{U'}{U_c} \left(2 - \frac{U'}{U_c}\right)^2 \quad (2.85)$$

ve spin cut-off parametresi

$$\sigma^2 = \sigma_c^2 (1 - \varphi^2) = \sigma_c^2 \frac{U'}{U_c} \quad (2.86)$$

özetle seviye yoğunluğu enerji aralığını girebilmek için belirtilmiştir. $U' \leq U_c$ için toplam seviye yoğunluğu;

$$\rho_{GSM}^{tot}(E_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \frac{e^2}{\sqrt{D}} \quad (2.87)$$

tarafından verilir. Benzer olarak seviye yoğunluğu,

$$\rho_{GSM}(E_x, J, \Pi) = \frac{1}{2} R_F(E_x, J) \rho_{GSM}^{tot}(E_x) \quad (2.88)$$

$U' \geq U_c$ için, FGM; CTM ve BFM'nin eşleştirilme düzenlenmesinden farklı olan bir enerji değişimi ile geçerlidir. Toplam seviye yoğunluğu;

$$\rho_{GSM}^{tot}(E_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \frac{\sqrt{\pi} \exp[2\sqrt{aU}]}{12 a^{1/4} U^{5/4}} \quad (2.89)$$

$U = E_x - \Delta^{GSM}$ ile etkili uyarılma enerjisi belirlenir:

$$\Delta^{GSM} = E_{cond} - \chi\Delta_0 - \delta \quad (2.90)$$

yüksek enerji bölgesindeki spin cut-off parametresi okunur:

$$\sigma^2 = I_0 \frac{a}{\bar{a}} \sqrt{\frac{U}{a}} \quad (2.91)$$

ve toplam seviye yoğunluğu;

$$\rho_{GSM}(E_x, J, \Pi) = \frac{1}{2} R_F(E_x, J) \rho_{GSM}^{tot}(E_x) \quad (2.92)$$

tarafından verilir. Enerji eşleştirilmesinde, $E_x = U_c - \chi\Delta_0 - \delta$ için (2.88) ve (2.90) eşitliklerinin eşleştirilmesiyle gerçekleştirilir. Böylece toplam seviye yoğunluğu muhtemelen süreklidir. Özetle a ve δ olmak üzere GSM için iki tane ayarlanabilir parametre vardır (Koning *et al.* 2009).

2.4.1.4. Mikroskobik Seviye Yoğunluğu

TALYS'te kullanılan fenomenolojik maddelerin yanı sıra daha fazla mikroskobik yaklaşım uygulamak için bir yöntem daha vardır. RIPL veritabanına göre $I=30$ spin için ve 150 MeV'e kadar uyarılmış enerjiler için Hartree-Fock hesaplamaları Goriely vd. (2001) üzerindeki drip çizgisinden (parçacık kararlılık sınırı) seviye yoğunluğu Goriely tarafından hesaplanmıştır. Goriely tablosu mikroskobik seviye yoğunluğu modelinde mikroskobik seviye yoğunluğuyla beraber bu tablolar okunabilir. Enerjide, Hilaire ve Goriely tarafından mikroskobik birleştirici modele uyarlanmış pariteye bağlı nükleer

seviye yoğunluğu önerilmiştir (Goriely *et al.* 2008). Birleştirici model kolektif geliştirme ve detaylandırılmış asıl durum yoğunluğunun mikroskobik hesaplanmasını içerir. Bu model fenomenolojik olarak rotasyonel etkiler için basit bir sönümlenme fonksiyonu oluşturmaktadır. Hesaplamalar Skyrme-Hartree-Fock-Bogolyubov sisteminin deformasyonu ile kesinleştirilmiş nükleer yapı özelliğinin kullanımını uyumlu hale getirir. 8500 nükleiden daha fazla seviye yoğunlukları $J=49$ spin değeri ve 200 MeV'in üstünde uyarılmış enerjiler için tablosal format içerisinde uygun hale getirilmiştir. Bu seviye yoğunlukları Hilaire tablosu mikroskobik seviye yoğunluğu modeli tarafından kullanılır.

HFM olarak adlandırılan mikroskobik seviye yoğunluklarında deneysel hata dikkate alınmamış belirtilen $c=0$ ve $\delta=0$ tarafından varsayılan skala fonksiyonu esnekliği dahil edilmiştir. Örneğin;

$$\rho_{GSM}(E_x, J, \Pi) = \exp(c\sqrt{E_x - \delta})\rho_{HFM}(E_x - \delta, J, \Pi) \quad (2.93)$$

c sabiti fenomenolojik modelin α seviye yoğunluğu parametresine benzer bir rol oynar. Hem düşük hemde daha yüksek enerjilerin esnek ayarlamaları ise c ve δ birlikte verilmektedir. Veritabanı yapısı uygun olduğu zaman hem mikroskobik seviye yoğunluğu modelleri hemde Goriely tablosu mikroskobik seviye yoğunluğu modeli ve Hilaire tablosu mikroskobik seviye yoğunluğu modeli olarak adlandırılan fisyon modellerinin en üstündeki seviye yoğunluğu için otomatik olarak algılanmaktadır. Tablolaştırılmış mikroskobik veritabanı dışında nükleitler için varsayılan Fermi gaz modeli kullanılmıştır (Koning *et al.* 2009).

2.5. Talys Kodu

TALYS, Linux işletim sisteminde çalışan ve fortran programlama diline sahip, nükleer reaksiyonların analizi ve tahmini için oluşturulmuş bir bilgisayar kod programıdır. Simülasyon reaksiyonlarda, nötron, proton, döteryum, trityum, ^3He , α parçacıkları ve γ ışınımları 1 keV – 250 MeV enerji bölgesinde çalışılabilir. Hedef çekirdek kütleleri için 12 ve daha ağır kütleli olma şartı bulunmaktayken Koning ve Duijvestijn (2007)

çalışmada kullanılan TALYS 1.2 sürümü ile $5 < A \leq 339$ durumuna geliştirilmiştir. Nükleer model ve süreçlerin veri tabanı ile kombinasyonlarda, optik model, birleşik çekirdek istatistiksel teori, doğrudan reaksiyonlar (elastik ve elastik olmayan saçılmalar) ve denge öncesi süreçler teorik analiz tabanında yapılabilmektedir (Koning and Duijvestijn 2006). TALYS çıktı dosyalarında,

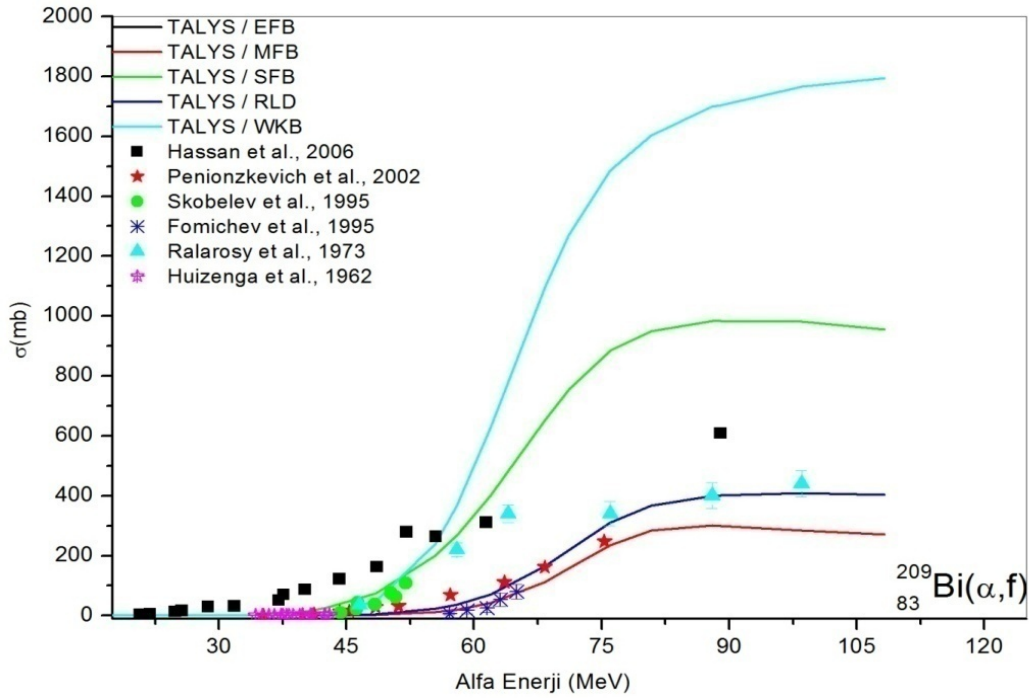
- Esnek, esnek olmayan ve toplam tesir kesiti,
- Elastik saçılma açısal dağılımlar,
- Kesikli seviyelerde açısal dağılımlar,
- İzomerik ve taban durum tesir kesiti,
- Toplam parçacık (n,xn), (n,xp) vb enerji ve çift katlı diferansiyel tesir kesitleri,
- Tekli ya da Çoklu emisyon tesir kesitleri,
- Ürün çekirdeklerin oluşum tesir kesiti sonuçları, elde edilebilir.

3. TEORİK HESAPLAMALAR

Aşağıda verilen grafikler $^{209}_{83}\text{Bi}$, $^{226}_{88}\text{Ra}$, $^{232}_{90}\text{Th}$, $^{235}_{92}\text{U}$, $^{237}_{93}\text{Np}$, $^{238}_{94}\text{Pu}$, ve $^{238}_{92}\text{U}$ için TALYS 1.2 programı kullanılarak deneysel verilerle kıyaslanmıştır.

3.1. $^{209}\text{Bi}(\alpha, f)$ Reaksiyonu

$^{209}\text{Bi}(\alpha, f)$ Reaksiyonunun fisyon modellerine göre tesir kesiti hesaplamaları Şekil 3.1’de verilmiştir.



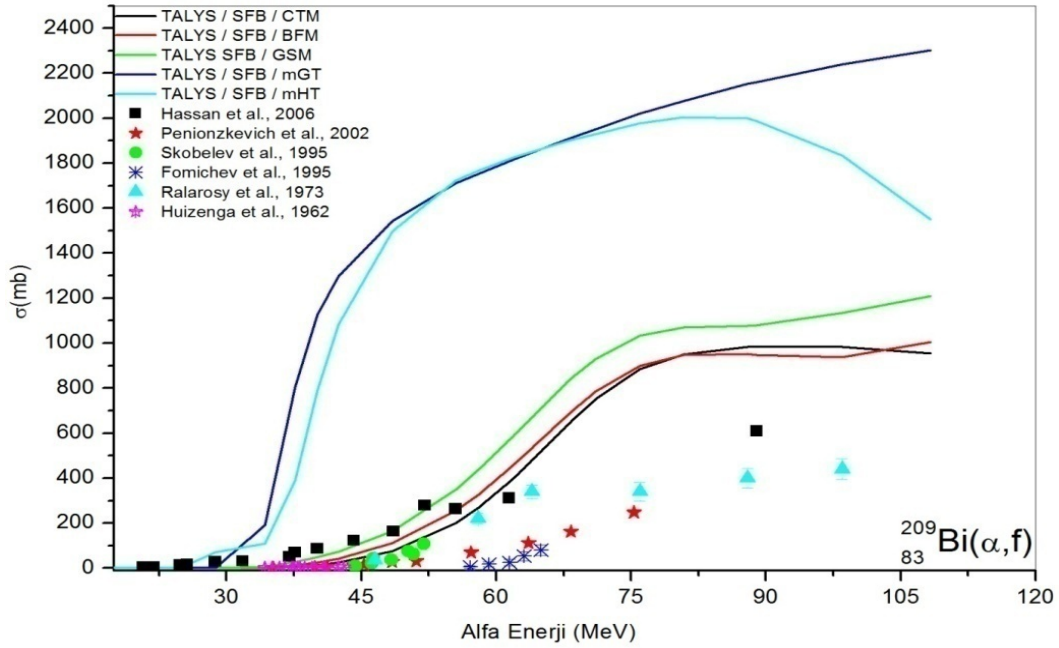
Şekil 3. 1 $^{209}\text{Bi}(\alpha, f)$ Reaksiyonunun fisyon modellerine göre deneysel hesaplamaya ile teorik hesaplamasının karşılaştırılması.

$^{209}_{83}\text{Bi}$ 'un α ile gerçekleştirilen fisyon reaksiyonunda farklı fisyon modelleri incelenmiştir. EFB ile gösterilen ve deneysel fisyon bariyerlerini ele alan model RLD ile gösterilen dönen sıvı damlası fisyon bariyeri modeli ile çakışmaktadır. WKB ile gösterilen WKB yaklaşımı diğer modellere göre çok yüksek tesir kesiti değerlerine sahip olduğu görülmüştür. Bütün modeller şekil bakımından deneysel sonuçlarla uyumlu olduğu görülse de MFB ile gösterilen Mamdouh tablo fisyon bariyeri modeli

Fomichev vd. (1995) ve Penionzkevich vd. (2002) ile oldukça uyumlu, RLD ile gösterilen model 75 MeV'den sonra Ralarosy vd. (1973) ile uyumlu sonuçlar, SFB ile gösterilen Sierkfisyon bariyer modeli ise 65 MeV'e kadar hem Ralarosy vd. (1973) hem de Hassan vd. (2006) ile uyumlu sonuçlar vermektedir.

3.1.1. $^{209}\text{Bi}(\alpha, f)$ Reaksiyonuna Seviye Yoğunluğu Etkisi

$^{209}\text{Bi}(\alpha, f)$ Reaksiyonunun en uyumlu görülen üçüncü modeli olan Sierk fisyon bariyer modeli ile tüm seviye yoğunluğu modellerinin teorik hesaplamaları Şekil 3.2'de verilmiştir.

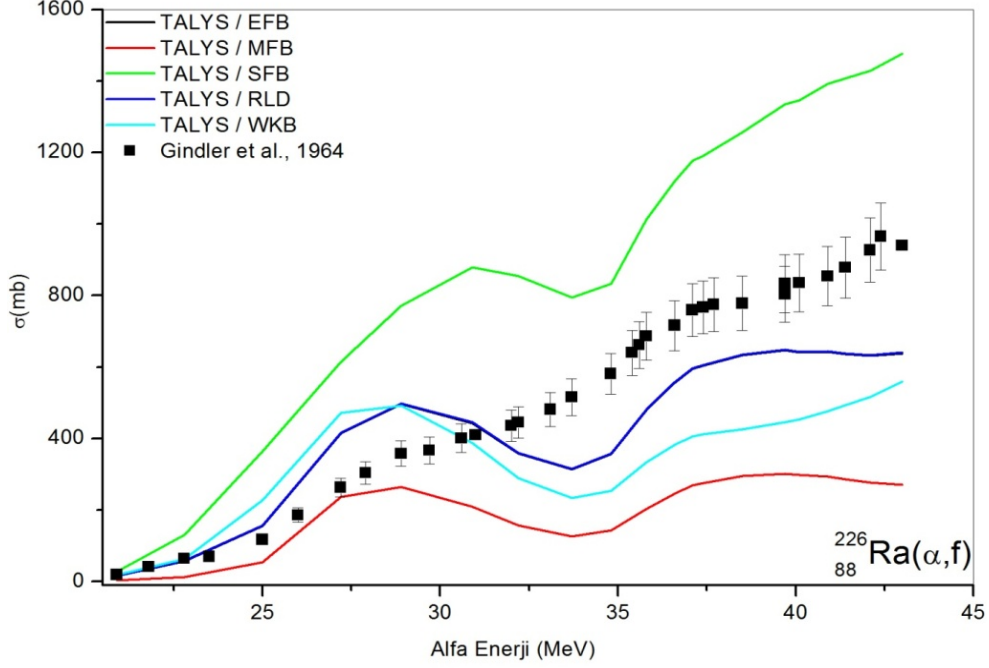


Şekil 3. 2 $^{209}\text{Bi}(\alpha, f)$ Reaksiyonunun seviye yoğunluğu modellerine göre deneysel hesaplama ile teorik hesaplamasının karşılaştırılması.

Sierk'in teorik fisyon bariyer modeli ile seviye yoğunluğu modelleri incelendiğinde CTM ile gösterilen sabit sıcaklık Fermi gaz modeli ile BFM ile gösterilen Back shifted Fermi gaz modelinin yakın sonuçlar verdiği, mGT ve mHT ile gösterilen mikroskobik seviye yoğunluklarının ise, uyumsuz olduğu görülmektedir.

3.2. $^{226}\text{Ra}(\alpha, f)$ Reaksiyonu

$^{226}\text{Ra}(\alpha, f)$ Reaksiyonunun fisyon modellerine göre tesir kesiti hesaplamaları Şekil 3.3'de verilmiştir.

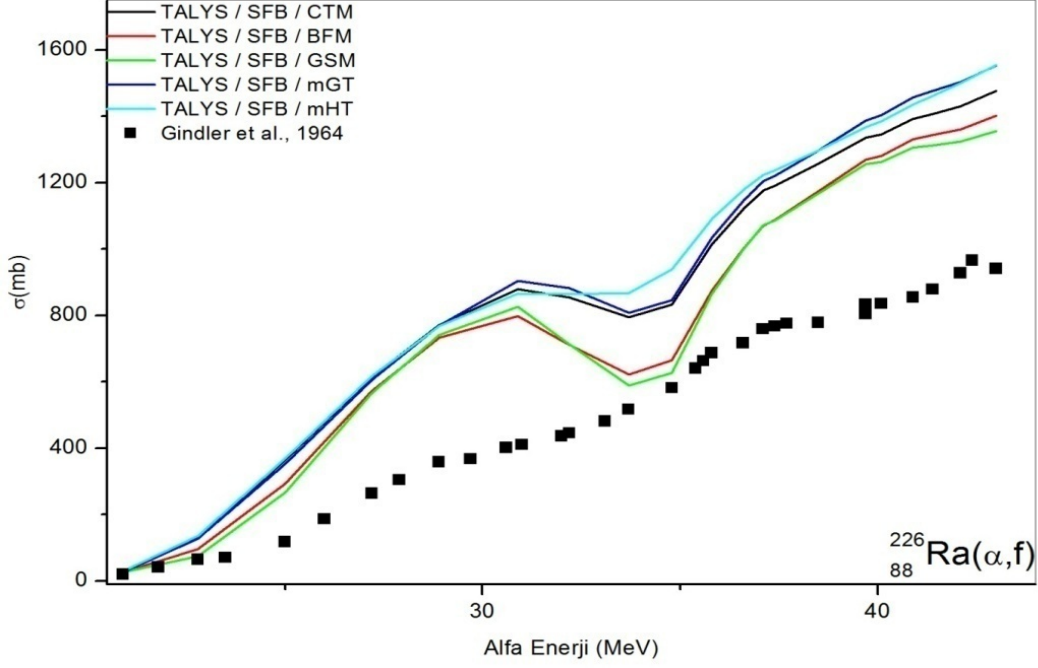


Şekil 3.3 $^{226}\text{Ra}(\alpha, f)$ Reaksiyonunun fisyon modellerine göre deneysel hesaplama ile teorik hesaplamasının karşılaştırılması.

^{226}Ra çekirdeğinin (α, f) reaksiyonunda tüm teorik modeller benzer biçimler göstermesine rağmen deneysel sonuçlarda bu değişiklikler çok hafif görülmektedir. Dönen sıvı damla modeli ile deneysel fisyon bariyeri modeli çakışık sonuçlar vermekte ve deneysel sonuçlarda yer alan 25 MeV'de ki ve 35 MeV'de ki azalmayı göstermektedir. Deneysel sonuçlarla en iyi uyumlu sonuçlar yine bu iki modeldedir.

3.2.1. $^{226}\text{Ra}(\alpha, f)$ Reaksiyonuna Seviye Yoğunluğu Etkisi

$^{226}\text{Ra}(\alpha, f)$ Reaksiyonunun en uyumlu görülen üçüncü modeli olan Sierk fisyon bariyer modeli ile tüm seviye yoğunluğu modellerinin teorik hesaplamaları Şekil 3.4'de verilmiştir.

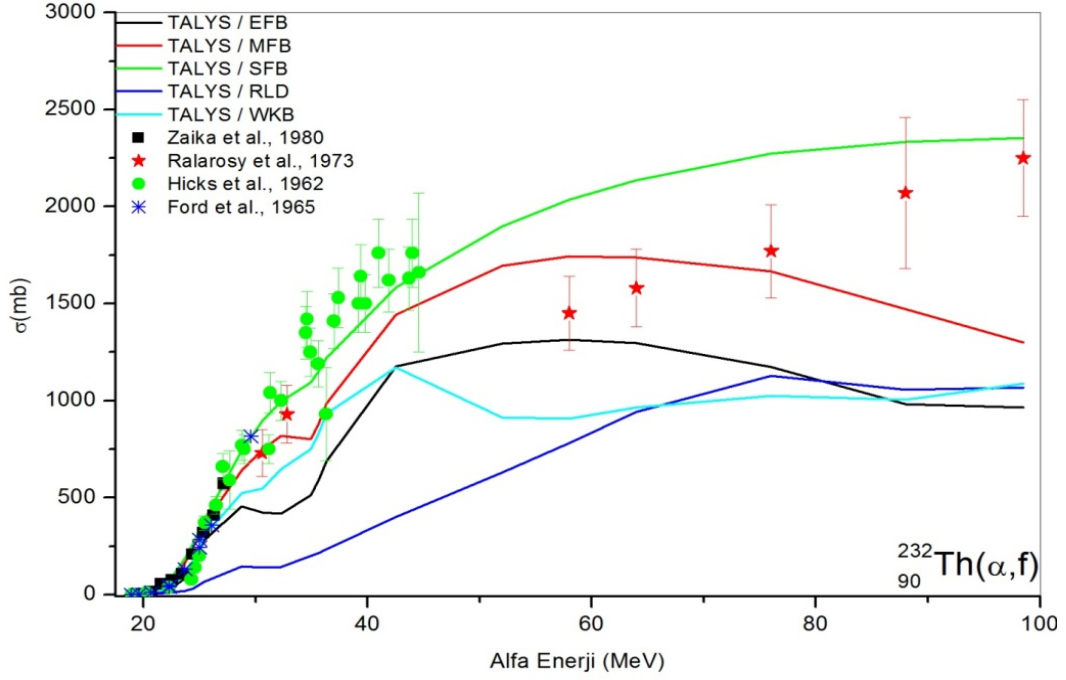


Şekil 3. 4 $^{226}\text{Ra}(\alpha, f)$ Reaksiyonunun seviye yoğunluğu modellerine göre deneysel hesaplama ile teorik hesaplamasının karşılaştırılması.

Sierk'in teorik fisyon bariyer modeli ile seviye yoğunluğu modelleri incelendiğinde Back shifted Fermi gaz modeli ve genelleştirilmiş süperakışkan modelin yakın sonuçlar verdiğini gözlemliyoruz. Bu grafikte de bütün seviye yoğunluğu modelleri şekil olarak benzerdir

3.3. $^{232}\text{Th}(\alpha, f)$ Reaksiyonu

$^{232}\text{Th}(\alpha, f)$ Reaksiyonunun fisyon modellerine göre tesir kesiti hesaplamaları Şekil 3.5’de verilmiştir.

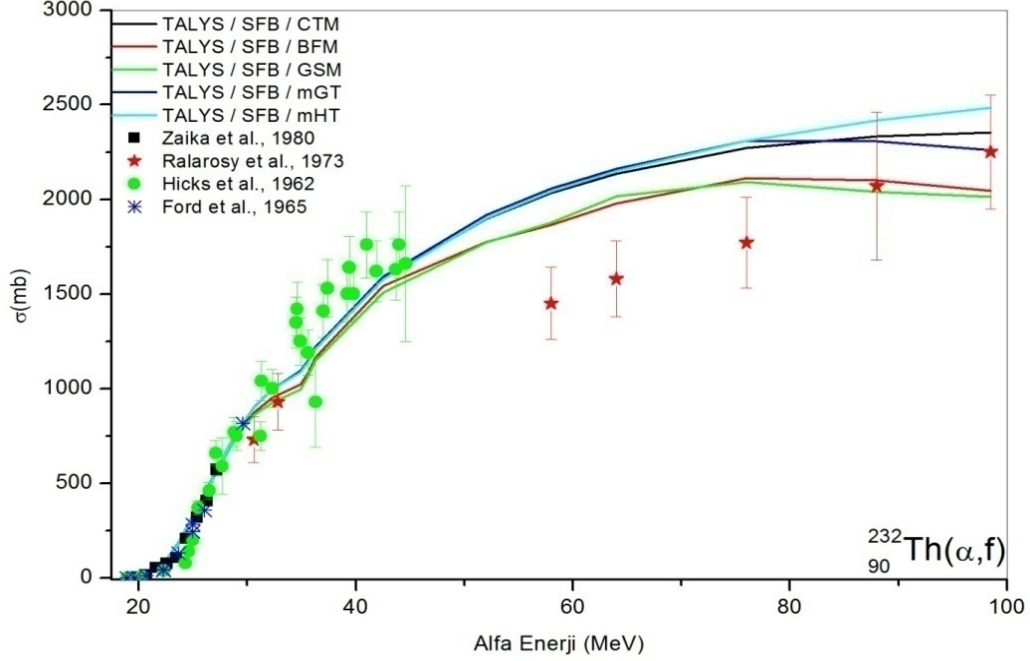


Şekil 3.5 $^{232}\text{Th}(\alpha, f)$ Reaksiyonunun fisyon modellerine göre deneysel hesaplama ile teorik hesaplamasının karşılaştırılması.

^{232}Th Çekirdeğinin α parçacıkları ile oluşturulan fisyon reaksiyonunda, Sierk’in fisyon bariyer modeli Hicks vd. (1962) ile oldukça uyumlu sonuçlar vermektedir. Diğer deneysel çalışmalarda 20 MeV ile 30 MeV aralığında dönen sıvı damlası modeli dışında tüm teorik hesaplamalarıyla uyumlu sonuçlar vermektedir. 40 MeV’den sonraki teorik hesaplamalarda bulunan ani kırılmalar Sierk fisyon bariyeri modeli hariç diğer modellerde görülmektedir.

3.3.1. $^{232}\text{Th}(\alpha, f)$ Reaksiyonuna Seviye Yoğunluğu Etkisi

$^{232}\text{Th}(\alpha, f)$ Reaksiyonunun en uyumlu görülen üçüncü modeli olan Sierk fisyon bariyer modeli ile tüm seviye yoğunluğu modellerinin teorik hesaplamaları Şekil 3.6'da verilmiştir.

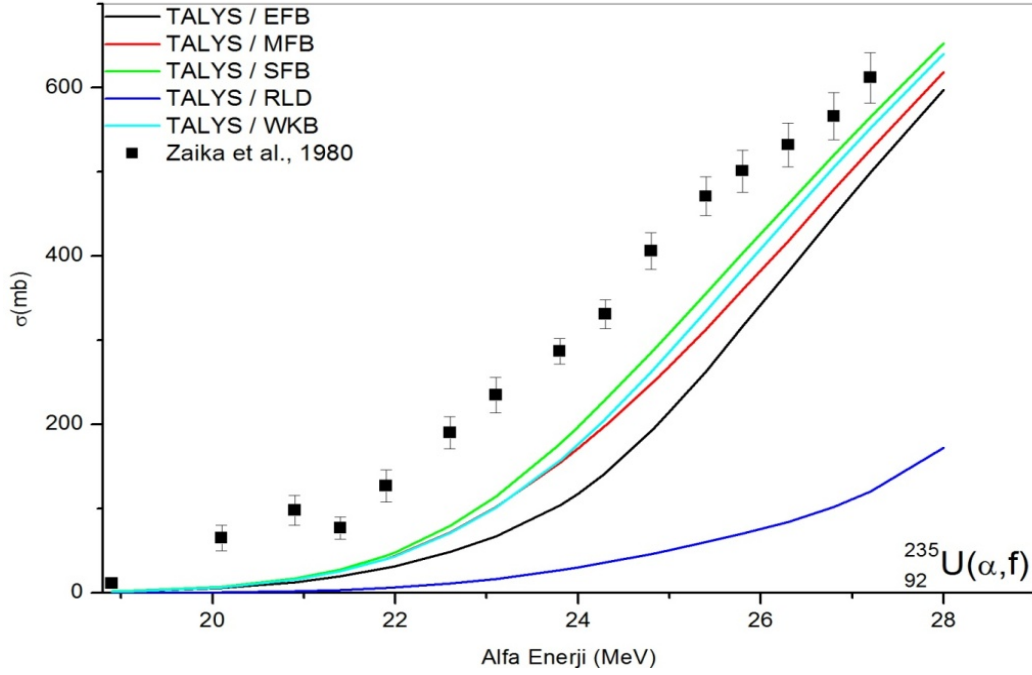


Şekil 3. 6 $^{232}\text{Th}(\alpha, f)$ Reaksiyonunun seviye yoğunluğu modellerine göre deneysel hesaplamalar ile teorik hesaplamasının karşılaştırılması.

Seviye yoğunluğu modelleri hemen hemen birbirine yaklaşık sonuçlar vermektedir. Özellikle 35 MeV civarında Hicks vd. (1962)'nin çalışmasında bulunan değişimler Modifiye Fermi gaz modeli ve genelleştirilmiş süperakışkan seviye yoğunluğu modellerinde fark edilebilir biçimde görülmektedir. Ayrıca 40 MeV civarındaki ani kırılma yine bu iki modelde görülmektedir.

3.4. $^{235}\text{U}(\alpha, f)$ Reaksiyonu

$^{235}\text{U}(\alpha, f)$ Reaksiyonunun fisyon modellerine göre tesir kesiti hesaplamaları Şekil 3.7’de verilmiştir.

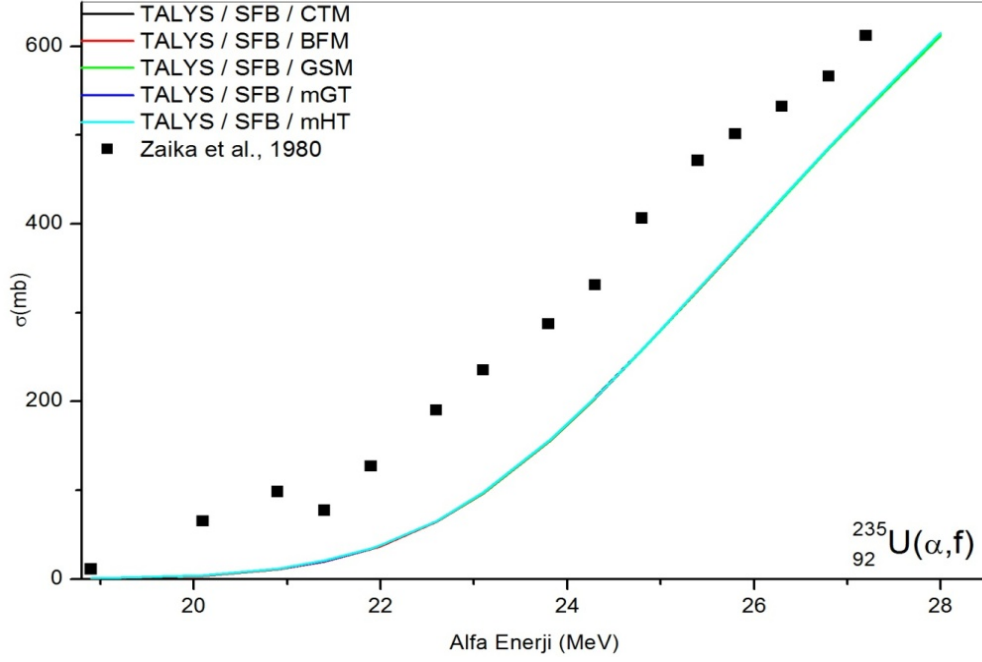


Şekil 3. 7 $^{235}\text{U}(\alpha, f)$ Reaksiyonunun fisyon modellerine göre deneysel hesaplama ile teorik hesaplamasının karşılaştırılması.

α parçacıkları ile gerçekleştirilen ^{235}U elementinin fisyon reaksiyonlarında dönen sıvı damlası modeli dışında diğer dört model yakın sonuçlar vermekte ve Sierk'in deneysel fisyon bariyeri modeli Zaika vd. (1980)'in yaptığı deneysel çalışmaya en yakın sonuçları vermiştir.

3.4.1. $^{235}\text{U}(\alpha, f)$ Reaksiyonuna Seviye Yoğunluğu Etkisi

$^{235}\text{U}(\alpha, f)$ Reaksiyonunun en uyumlu görülen üçüncü modeli olan Sierk fisyon bariyer modeli ile tüm seviye yoğunluğu modellerinin teorik hesaplamaları Şekil 3.8’de verilmiştir.

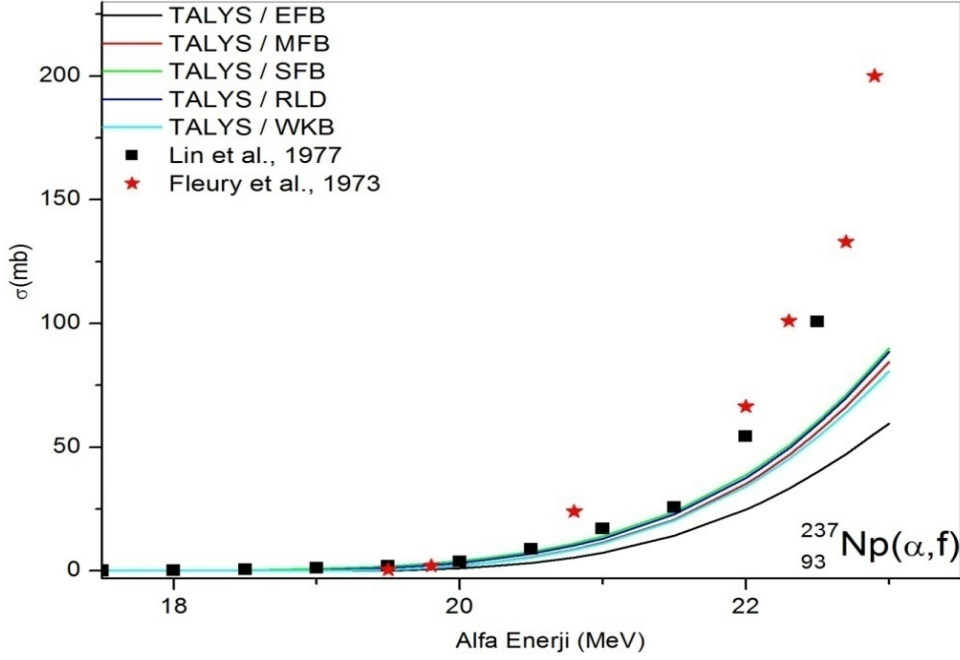


Şekil 3. 8 $^{235}\text{U}(\alpha, f)$ Reaksiyonunun seviye yoğunluğu modellerine göre deneysel hesaplama ile teorik hesaplamasının karşılaştırılması.

^{235}U çekirdeğinin α ile oluşturulmuş fisyon tesir kesiti hesaplamaları reaksiyonunda tüm seviye yoğunluğu modelleri incelendiğinde grafik üzerinde fark gözlemlenmemiştir.

3.5. $^{237}\text{Np}(\alpha, f)$ Reaksiyonu

$^{237}\text{Np}(\alpha, f)$ Reaksiyonunun fisyon modellerine göre tesir kesiti hesaplamaları Şekil 3.9'da verilmiştir.

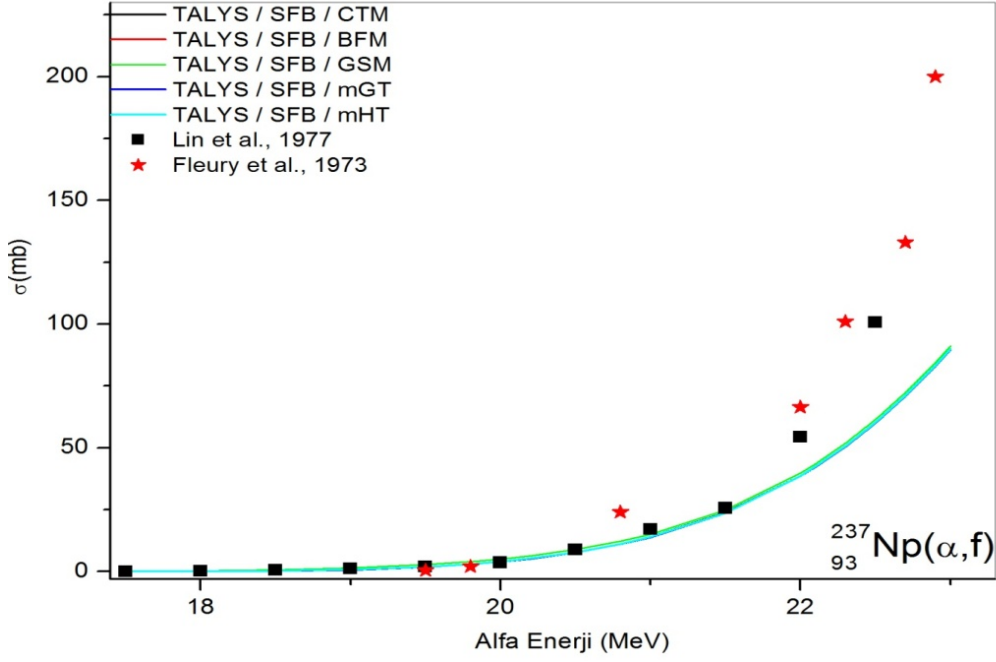


Şekil 3.9 $^{237}\text{Np}(\alpha, f)$ Reaksiyonunun fisyon modellerine göre deneysel hesaplamalar ile teorik hesaplamasının karşılaştırılması.

^{237}Np elementinin α ile gerçekleştirilen fisyon reaksiyonunda bütün fisyon modelleri yaklaşık sonuçlar vermektedir. Lin vd. (1977)'nin yaptığı çalışmayla 21.5 MeV'e kadar Sierk teorik fisyon bariyer modeli ve dönen sıvı damla fisyon bariyeri modeli deneysel sonuçlarla en yakın değerleri vermektedir. Bu enerji değerinden sonra deneysel çalışmalar teorik çalışmalara göre çok yüksek değerler vermektedir.

3.5.1. $^{237}\text{Np}(\alpha, f)$ Reaksiyonuna Seviye Yoğunluğu Etkisi

$^{237}\text{Np}(\alpha, f)$ Reaksiyonunun en uyumlu görülen üçüncü modeli olan Sierk fisyon bariyer modeli ile tüm seviye yoğunluğu modellerinin teorik hesaplamaları Şekil 3.10'da verilmiştir.

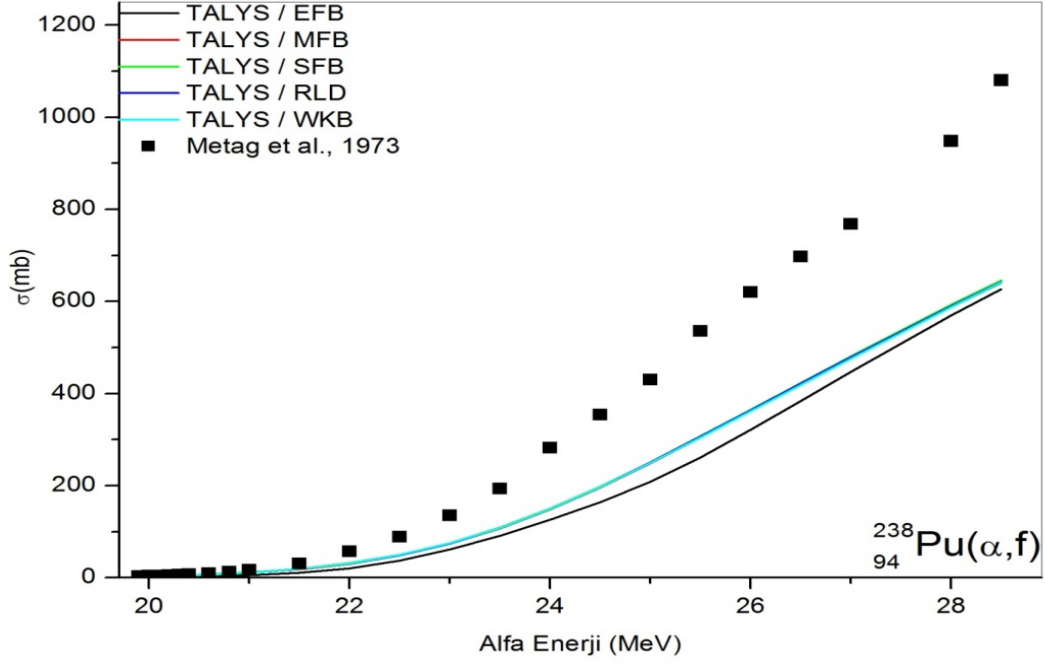


Şekil 3.10 $^{237}\text{Np}(\alpha, f)$ Reaksiyonunun seviye yoğunluğu modellerine göre deneysel hesaplamalar ile teorik hesaplamasının karşılaştırılması.

^{237}Np çekirdeğinin α ile oluşturulmuş fisyon tesir kesiti hesaplamaları reaksiyonunda tüm seviye yoğunluğu modelleri incelendiğinde ise grafik üzerinde bütün seviye yoğunluğu modellerinin yaklaşık olarak aynı sonuçları verdiği gözlemlenmiştir.

3.6. ^{238}Pu (α, f) Reaksiyonu

^{238}Pu (α, f) Reaksiyonunun fisyon modellerine göre tesir kesiti hesaplamaları Şekil 3.11'de verilmiştir.

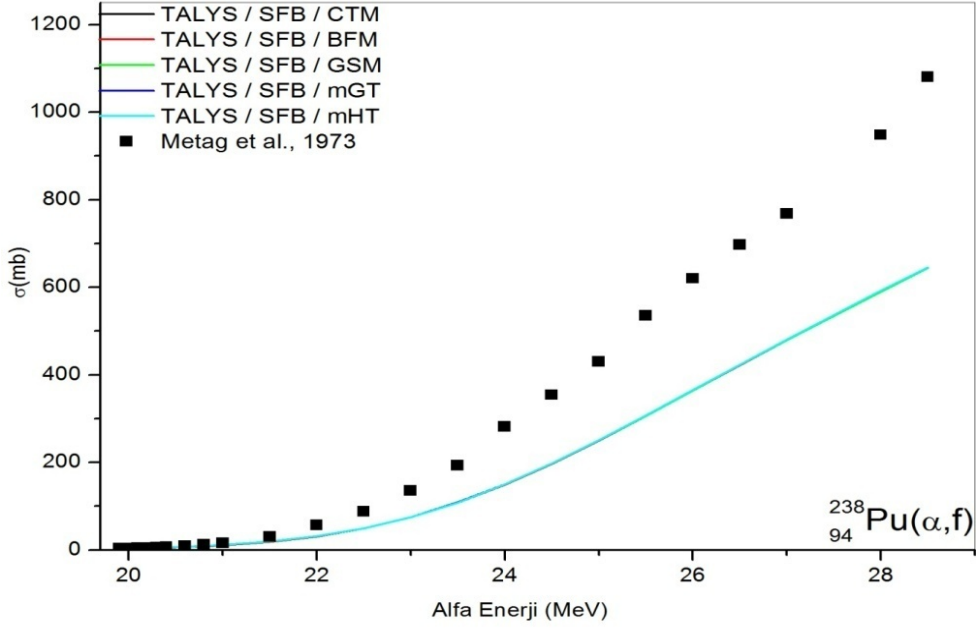


Şekil 3. 11 ^{238}Pu (α, f) Reaksiyonunun fisyon modellerine göre deneysel hesaplama ile teorik hesaplamasının karşılaştırılması.

^{238}Pu çekirdeğinin fisyon modelleri incelemesi yapıldığında deneysel fisyon bariyeri modeli hariç bütün fisyon modelleri yaklaşık olarak aynı sonuçları vermekte ve Metag vd. (1973) yaptığı deneysel sonuçlarla aynı biçimi göstermektedir.

3.6.1. $^{238}\text{Pu}(\alpha, f)$ Reaksiyonuna Seviye Yoğunluğu Etkisi

$^{238}\text{Pu}(\alpha, f)$ Reaksiyonunun en uyumlu görülen üçüncü modeli olan Sierk fisyon bariyer modeli ile tüm seviye yoğunluğu modellerinin teorik hesaplamaları Şekil 3.12’de verilmiştir.

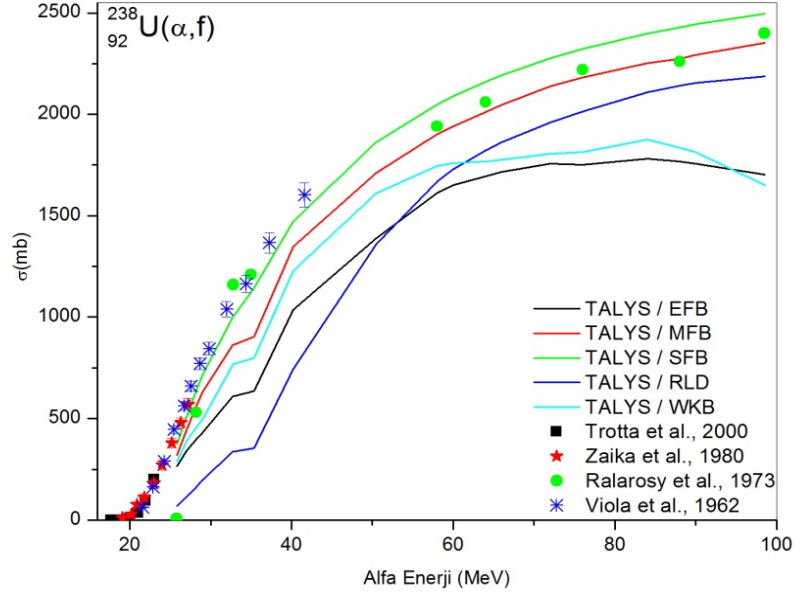


Şekil 3.12 $^{238}\text{Pu}(\alpha, f)$ Reaksiyonunun seviye yoğunluğu modellerine göre deneysel hesaplama ile teorik hesaplamasının karşılaştırılması.

^{238}Pu çekirdeğinin fisyon tesir kesiti hesaplamalarında fisyon modelleri incelemesi yapıldığında ise, deneysel veriler ile teorik hesaplamalar arasında bariz bir fark gözlenmemiştir ancak 28 MeV’den sonra deneysel verilerle teorik hesaplamalar arasındaki uyumluluk azalma göstermektedir.

3.7. $^{238}\text{U}(\alpha, f)$ Reaksiyonu

$^{238}\text{U}(\alpha, f)$ Reaksiyonunun fisyon modellerine göre tesir kesiti hesaplamaları Şekil 3.13’de verilmiştir.

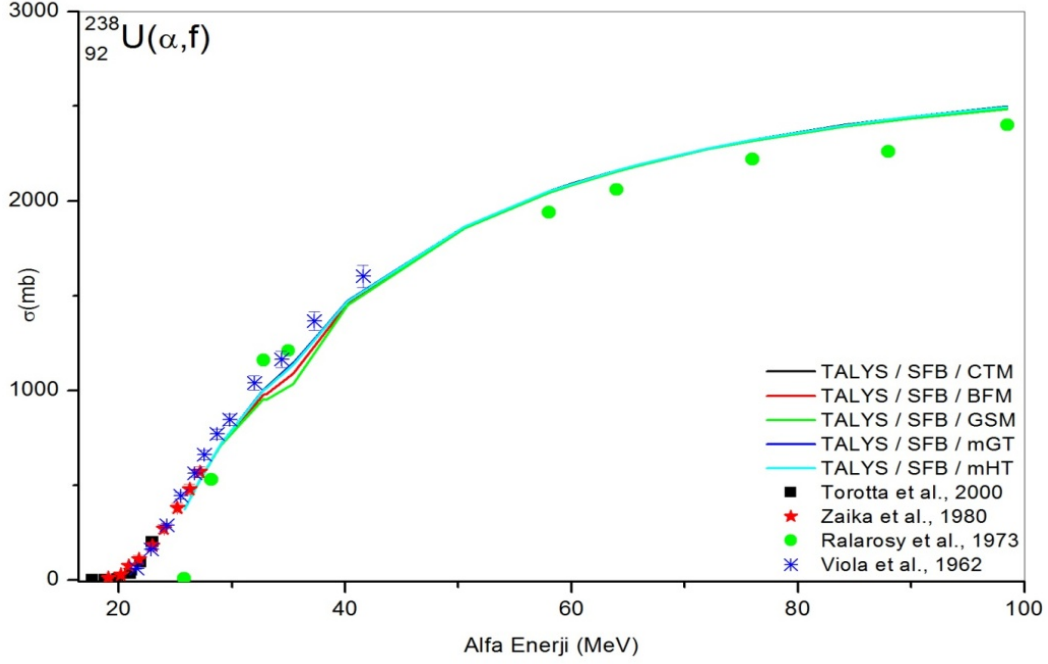


Şekil 3.13 $^{238}\text{U}(\alpha, f)$ Reaksiyonunun fisyon modellerine göre deneysel hesaplamalar ile teorik hesaplamasının karşılaştırılması.

^{238}U çekirdeğinin (α, f) reaksiyonunda bütün fisyon modelleri teorik hesaplamalarda yaklaşık sonuçlar vermektedir. Bütün enerji bölgeleri ele alındığında, en uyumlu sonuçları Sierk’in teorik fisyon bariyeri modeli vermektedir.

3.7.1. $^{238}\text{U}(\alpha, f)$ Reaksiyonuna Seviye Yoğunluğu Etkisi

$^{238}\text{U}(\alpha, f)$ Reaksiyonunun en uyumlu görülen üçüncü modeli olan Sierk fisyon bariyer modeli ile tüm seviye yoğunluğu modellerinin teorik hesaplamaları Şekil 3.14'de verilmiştir.



Şekil 3.14 $^{238}\text{U}(\alpha, f)$ Reaksiyonunun seviye yoğunluğu modellerine göre deneysel hesaplamalar ile teorik hesaplamasının karşılaştırılması.

$^{238}\text{U}(\alpha, f)$ Reaksiyonunun fisyon tesir kesiti hesaplamalarına göre bütün seviye yoğunluğu modelleri birbirlerine çok yakın sonuçlar vermektedir. Sadece 30 MeV ile 40 MeV arasında kalan bölgede tam bir uyum görülmektedir.

4. TARTIŞMA ve SONUÇ

Fisyon, nükleon başına bağlanma enerjisinden kaynaklanan bir bölünmedir. Bütün nükleer yapılar diğer fiziksel sistemlerde olduğu gibi en kararlı durumda olmak ister, dolayısıyla fisyon ağır bir çekirdeğin kararlı hale geçebilmek için iki hafif parçaya böler ve deforme olan şekle gider bir süreçtir. Herhangi bir reaksiyonun bağlı gerçekleşme olasılığını tesir kesiti olarak tanımlıyoruz. Nükleer fisyon tesir kesitleri nükleer yapının anlaşılmasında oldukça önemlidir. Ayrıca güç reaktörlerinde, nükleer atık dönüşümünün yapıldığı hızlandırıcı güdümlü sistemlerde ve buna benzer birçok alanda nükleer fisyon tesir kesitlerine ihtiyaç duyulmaktadır. Bu tesir kesitlerini ölçmek için yapılan deneyler oldukça masraflıdır ve bu ölçümlerin yapılabilmesi için gerekli laboratuvarlar sınırlı sayıdadır. Tüm bu nedenlerden dolayı nükleer fisyon tesir kesitlerini elde etmek için güvenilir modellere ihtiyaç duyulur. Modellerin uygulanması ise güvenilir birçok bilgisayar programı ile sağlanabilir.

Yapılan bu tez çalışmasında, TALYS 1.2 adlı bilgisayar programı kullanılmıştır. TALYS kodu'nun teorik hesaplamalarında fisyon modellerini ve bu modellerden en uyumlu olanının seviye yoğunluğu modellerine göre incelenmesi gerçekleştirilmiştir. Kullanılan ağır çekirdeklerin her bir model için uyumluluğunu deneysel verilerle kıyaslanarak gözlemlendi. Maslov tarafından derlenen deneysel verilere dayanan birinci model, genişletilmiş Thomas-Fermi ve Strutinsky integral hesaplamaları, türetilen çok sayıda izotoplar için çift tepeli fisyon bariyer yüksekliklerinin ayarlanması için kullanılan Mamdouh tablo modeli olarak adlandırılan ikinci model, tek tepeli fisyon bariyer yüksekliklerinin nükleer yüzey enerjisi ve Coulomb enerjisinde sonlu yüzey dağılımına etkileri sonlu menzilli etkileri ile genişletilmiş Sierk model olarak tanımlanan üçüncü model, dönen sıvı damla modeli olarak adlandırılan dördüncü model ve tek boyutlu zamandan bağımsız Schrödinger denklemini çözümü için genişletilmiş klasik bir yöntem metodu olan WKB yaklaşımı modeli tüm hesaplamalar için ayrı ayrı incelenmiştir ve deneysel verilerle olan uyumlulukları sıralamasında üçüncü model olan Sierk fisyon bariyer modelinin tüm ağır çekirdekler için en uyumlu sonuç verdiği gözlemlenmiştir.

Sonrasında bu uyum dikkate alınarak seviye yoğunluğu modellerinin etkisinin çekirdekler üzerindeki uyumluluğu incelenmiştir. Çekirdeklere teker teker baktığımızda; ²⁰⁹Bi'un CTM ve BFM seviye yoğunluğu modellerinde yakın sonuçlar verdiğini ancak mGT ve mHT modellerinde ise uyumsuz sonuçlar verdiğini, ²²⁶Ra'nın BFM ve GSM seviye yoğunluğu modellerinde daha yakın sonuçlar verdiğini, ²³²Th'nin tüm seviye yoğunluğu modelleri incelendiğinde ise, bariz bir farkın gözlenmediğini anlıyoruz. ²³⁵U ve ²³⁸U çekirdeklerine baktığımızda; fark gözlenemeyen birbirlerine çok yakın sonuçlar verdiğini, ²³⁷Np ve ²³⁹Pu çekirdeklerinde yine aynı şekilde yaklaşık sonuçlar verdiğini gözlemliyoruz. Tüm bu sonuçları dikkate aldığımızda, teorik olarak hesapladığımız fisyon tesir kesitlerinin her bir modelde ne denli uyum içerisinde olduğunu belirledik. Bu çalışmada yapılan tüm karşılaştırmalar Deneysel Nükleer Reaksiyon Veri Kütüphanesinden (EXFOR) alınan deneysel değerlerle sağlanmıştır. Sonuç, olarak uyguladığımız tüm teorik fisyon reaksiyonlarında, fisyon olayının daha fazla anlaşılabilmesi için deneysel olarak fisyon tesir kesitleri ölçümlerinin artması ve teorik hesaplamalar için yeni formüllerin geliştirilmesi gerekir.

KAYNAKLAR

Ahmedov, H., Zorba, İ., Yılmaz, M., Gönül, B. (2001). Atom çekirdeklerinin enerji seviyelerinin yoğunluğu. I. Ulusal Parçacık Hızlandırıcıları ve Uygulamaları Kongresi, TAEK, Ankara, 25-26 Ekim.

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

Belgys, T., Bersillon, O., Capote, R., Fukahori, T., Zhigang, G., Goriely, S., Herman, M., Ignatyuk, A.V., Kailas, S., Koning, A., Oblozinsky, P., Plujko, V. and Young, P. (2005). Handbook for calculations of nuclear reaction data: Reference Input Parameter Library-2, IAEA, IAEA-TECDOC-1506: Vienna.

Bethe, H. (1936). An attempt to calculate the number of energy levels of a heavy nucleus. *Physics Review*, **50**: 332.

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

Bohr, N. and Kalckar, F. (1937) On the transmutation of atomic nuclei by impact of material particles. Matematisk Fysiske Meddelelser, Danish Academy of Sciences, 14, 10.

Bohr, N. and Wheeler, J.A. (1939). The mechanism of nuclear fission. Princeton University, Princeton, *Physical Review*, **56**:

Capote, R., Herman, M., Oblozinsky, P., Young, P.G., Goriely, S., Belgys, T., Ignatyuk, A.V., Koning, A.J., Hilaire, S., Plujko, V., Avrigeanu, M., Bersillon, O., Chadwick, M.B., Fukahori, T., Kailas, S., Kopecky, J., Maslov, V.M., Reffo, G., Sin, M., Soukhovitskii, E., Talou, P., Yinlu, H. and Zhigang, G. (2009). RIPL – reference input parameter library for calculation of nuclear reactions and nuclear data evaluations. *Nuclear Data Sheets* **110**: 3107–3214.

Davies, K.T.R. and Sierk, A.J. (1975). Calculation of coulomb energies for uniform charge distributions of arbitrary shape. *Journal of Computational Physics*, **18**: 311-325.

Demetriou, P. and Goriely, S. (2001), Microscopic nuclear level densities for practical applications. *Nucl. Phys. A*, **95**: 695.

Dilg, W., Schantl, W., Vonach, H. and Uhl, M. (1973). Level density parameters for the back-shifted fermi gas model in the mass range $40 < A < 250$. *Nucl. Phys. A*, **217**:269.

Gilbert, A. and Cameron, A.G.W. (1965). A composite nuclear-level density formula with shell Corrections. *Canada Journal Physics*, **43**: 1446.

Grossjean, M.K. and Feldmeier, H. (1985). Level density of a Fermi gas with pairing interactions. *Nucl. Phys. A*, **444**: 113.

Goriely, S., Tondeur, F. and Pearson, J.M. (2001). A hartree–fock nuclear mass table. *Atom. Data Nucl. Data Tables*, **77**: 311.

Goriely, S., Hilaire, S. and Koning, A.J. (2008). Improved microscopic nuclear level densities within the HFB plus combinatorial method. *Phys. Rev. C*, **78**: 064307.

Hahn, O. and Strassmann, F. (1939). Detection and characteristics of the alkaline earth metals formed by irradiation of uranium with neutrons. *Naturwissenschaften*, 27, 11-15
CODEN: NATWAY; ISSN: 0028-1042.

Hilaire, S. and Goriely, S. (2006). Global microscopic nuclear level densities within the HFB plus combinatorial method for practical applications. *Nucl. Phys. A*, **779**: 63.

Howard, W.M. and Möller, P. (1980). Calculated fission barriers, ground-state masses, and particle separation energies for nuclei with $76 \leq Z \leq 100$ and $140 \leq N \leq 184$. *At. Data Nucl. Data Tables*, **25**: 219-285.

Hurwitz, H. and Bethe, H. (1951). Neutron capture cross sections and level density. *Physics Review*, **81**: 898.

Ignatyuk, A.V., Simerinkin, G.N. and Tishin, A.S. (1975). Phenomenological description of the energy dependence of the level density parameter. *Soviet Journal Nuclear Physics*, **21**: 255.

Ignatyuk, A.V., Istekov, K.K. and Smirenkin, G.N. (1979). Role of collective effects in the systematics of nuclear level densities. *Soviet Journal Nuclear Physics*, **29**: 450.

Ignatyuk, A.V., Weil, J.L., Raman, S. and Kahane, S. (1993). Density of discrete levels in ^{116}Sn . *Phys. Rev. C*, **47**: 1504.

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

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.

Krappe, H.J., Nix, J.R. and Sierk, A.J. (1979). Unified nuclear potential for heavy-ion elastic scattering, fusion, fission, and ground-state masses and deformations. *Phys. Rev. C*, **20**: 992.

Koning, A.J. and Delaroche, J.P. (2003). Local and global nucleon optical models from 1 keV to 200 MeV. *Nucl. Phys. A*, 713 -231.

Koning, A.J. and Duijvestijn, M.C. (2004). A global pre-equilibrium analysis from 7 to 200 MeV based on the optical model potential. *Nucl. Phys. A*, 744 -15.

Koning, A. J. and Duijvestijn, M. C. (2006). New nuclear data evaluations for Ge isotopes, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Research Sec. B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, **248**: 197 – 224.

Koning, A. And Duijvestijn, M. (2007). New nuclear data evaluations for Ca and Sc isotopes, *Journal of Nucl. Sci. and Tech.*, **44**: 823 – 837.

Koning, A.J., Hilaire, S. and Goriely, S. (2008). Global and local level density models. *Nuclear Physics A*, **810**: 13–76.

Konning, A. J. , Hilaire, S. and Duijvestijn, M. (2009). TALYS 1.2 A Nuclear Reaction Program, NRG-Nuclear Research and Consultancy Group, Netherlands

Landau, L.D. (1936). *Soviet Journal Nuclear Physics*, **9**: 533.

Meitner, L. and Frisch, O.R. (1939). Disintegration of uranium by neutrons: a new type of nuclear reaction. *Nature (London, United Kingdom)* **143**: 239-40

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

Mamdouh, A., Pearson, J.M., Rayet, M. and Tondeur, F. (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., Sukhovitskij, E.Sh., Porodzinskij, Yu.V. and Morogovskij, G.B. (1997). Evaluation of neutron data for $^{242\text{m}}\text{Am}$, Rep. INDC(BLR)-7, Evaluation of Neutron data for ^{238}Pu , Rep. INDC(BLR)-9, Evaluation of neutron data for ^{242}Pu , Rep. INDC(BLR)-10, *International Atomic Energy Agency*, Vienna, Austria.

Maslov, V.M. and Kikuchi, Y. (1996). Statistical model calculations of the ^{232}U fission cross section. *Nucl. Sci. Eng.*, **124**: 492-497.

Meriç, N. (1998). Nötronlar. Sağlık Fiziği, Ankara Üniversitesi, Ankara, 25-27.

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, Atomic masses and nuclear ground-state deformations calculated with a new macroscopic-microscopic model. *Nucl. Data Tables* **26**: 165.

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

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.

Newton, T. (1956). Shell effects on the spacing of nuclear levels. *Canada Journal Physics*, **34**: 804.

Oblozinsky, P., Chadwick, M.B., Fukahori, T., Ignatyuk, A.V., Kailas, S., Kopecky, J., Molnar, G., Reffo, G., Su, Z., Uhl, M., Young, P.G., Bersillon, O., Betak, E., Capote, R.

and Maslov, V.M. (1998). Handbook for Calculations of Nuclear Reaction Data: Reference Input Parameter Library. Tech. Rep. IAEA-TECDOC-1034, International Atomic Energy Agency, Vienna, Austria.

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}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**:

Okuducu, Ş. and Ahmedov, H. (2003). On the estimation of nuclear level density parameters in the region of some large deformed nuclei. *Physics Letters B*, **565**: 102.

Sierk, A.J. (1985). Mass-Asymmetric fission of light nuclei. *Phys. Rev. Lett. C*, **55**: 582–583.

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

Smirenkin, G.N. (1993). Preparation of evaluated data for a fission barrier parameter library for isotopes with $Z=82-98$, with consideration of the level density models used. Rep. INDC (CCP)-359, International Atomic Energy Agency, Vienna, Austria.

Tanyel, B. (1994). Fisyon ve füzyon”, Nükleer Fizik, Ege Üniversitesi, İzmir, 217-222.

Turan, B. (2008). Toryumla uranyumun nötron yayınlanma spektrumlarının hesaplanması. Yüksek Lisans Tezi, Gazi Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara.

Yiğit, M. (2008). Bazı ağır çekirdeklerin (n,f) tesir kesitlerinin hesaplanması. Yüksek Lisans Tezi, Nükleer Fizik, Gazi Üniversitesi, Ankara.

Weisskopf, V.(1937). Statistics and Nuclear Reactions. *Physics Review*, **52**: 295.

İnternet Kaynakları

1. <http://www.genbilim.com/content/view/3276/75/>
01.03.2012
2. <http://ipezone.blogspot.com/2012/04/got-fission-revisiting-nukes-4.html>
3. 04.03.2012
4. http://www.kayelaby.npl.co.uk/atomic_and_nuclear_physics/4_7/4_7_2.html
17.04.2012
5. <http://www-astro.ulb.ac.be/>
20.04.2012

ÖZGEÇMİŞ

Doğum Tarihi : 12.06.1987
Doğum Yeri : ZİLE / TOKAT
Uyruğu : T.C.
Medeni Hali : Bekâr

Eğitim Durumu:

2010 – 2012 Afyon Kocatepe Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı (3.29/4.00)

2006 – 2010 Afyon Kocatepe Üniversitesi
Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü (2.58/4.00)