

**KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**FİZİK ANABİLİM DALI**

**$^{230-234}_{91}Pa$  VE  $^{241-244}_{96}Cm$  ÇEKİRDEKLERİNİN FİSYON ENGELLERİNİN  
HESAPLANMASI**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**Burçin ENGİN**

**OCAK 2011**

**TRABZON**

**KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**FİZİK ANABİLİM DALI**

**$^{230-234}_{91}Pa$  VE  $^{241-244}_{96}Cm$  ÇEKİRDEKLERİNİN FİSYON ENGELLERİNİN  
HESAPLANMASI**

**Burçin ENGİN**

**Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde  
“Yüksek Lisans (Fizik)”  
Unvanı Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir.**

**Tezin Enstitüye Verildiği Tarih: 27.12.2010  
Tezin Savunma Tarihi : 14.01.2011**

**Tez Danışmanı : Doç. Dr. A. Hakan YILMAZ  
Jüri Üyesi : Prof. Dr. Belgin KÜÇÜKÖMEROĞLU  
Jüri Üyesi : Yrd. Doç. Dr. Selçuk Han AYDIN**

**Enstitü Müdürü : Prof. Dr. Sadettin KORKMAZ**

**Trabzon 2011**

## ÖNSÖZ

Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında yapılan ve yüksek lisans tezi olarak sunulan bu çalışma,  $^{230-234}\text{Pa}$  ve  $^{241-244}\text{Cm}$  çekirdeklerinin taban durum nükleer yapısını açıklamaya yöneliktir.

Bu çalışmada Cassini ovaloid parametre seti kullanılarak  $^{230-234}\text{Pa}$  ve  $^{241-244}\text{Cm}$  çekirdeklerinin fisyon engel yüksekliği,  $\varepsilon$  ve  $\alpha_4$  deformasyon parametreleri, birinci ve ikinci minimum noktaları, eyer noktaları ve fisilite parametreleri hesaplandı. Elde edilen sonuçların ETFSI değerlerine kıyasla deneysel verilerle çok iyi bir uyum içinde olduğu görüldü.

Danışmanlığımı yürüten, maddi ve manevi desteğini her zaman hissettiğim, tezimin her aşamasında bilgi ve deneyimlerinden yararlandığım Sayın Doç. Dr. A. Hakan YILMAZ'a sonsuz teşekkür eder, saygılarımı sunarım.

Çalışmamın yürütülmesi sırasında bilgi ve tecrübelerinden yararlandığım Yrd. Doç. Dr. Coşkun AYDIN, Arş. Gör. Tuncay BAYRAM ve Arş. Gör. Mehmet DEMİRCİ'e teşekkür ederim. Bu çalışmada bana yardımcı olan herkese teşekkürlerimi sunarım.

Öğrenim hayatım boyunca bana emeği geçen tüm hocalarımı saygı ile anar kendilerine minnettar olduğumu belirtmek isterim. Hayatım süresince beni sabır ve şefkatle destekleyen ailemin tüm fertlerine teşekkürlerimi bir borç bilirim

Burçin ENGİN

Trabzon 2011

## İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa No</u>
ÖNSÖZ.....	II
İÇİNDEKİLER.....	III
ÖZET V	
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	VII
TABLolar DİZİNİ .....	IX
SEMBOLLER DİZİNİ.....	X
1. GENEL BİLGİLER.....	1
1.1. Giriş .....	1
1.2. Nükleer Modeller.....	2
1.2.1. Sıvı Damlası Modeli .....	2
1.2.2. Damla Modeli .....	3
1.2.3. Kabuk Modeli .....	5
1.2.4. Kabuk Düzeltme Modeli.....	6
1.3. Fisyon .....	7
1.3.1. Nükleer Fisyon Engeli .....	9
1.3.2. Düzeltme Fonksiyonu .....	9
1.3.3. BCS Teorisinin Renormalizasyonu .....	12
1.4. Deformasyon Enerjileri .....	14
1.5. Eyer Noktası Özellikleri .....	15
1.5.1. Sıvı Damlası Engelleri .....	15
1.5.2. Businaro-Gallone Noktası.....	21
1.5.3. Normal Durumlar.....	22
2. KULLANILAN BİLGİSAYAR PROGRAMININ SİSTEMATİĞİ.....	25
2.1. Fiziksel Problemin Doğası .....	25
2.1.1. Çözüm Yöntemi.....	25
2.1.2. Problemin Karmaşıklığı Üzerine Sınırlamalar .....	26
2.1.3. Tipik Çalışma Zamanı .....	26
2.2. Programın Yapısı.....	26
2.2.1. Routine Fraqua.....	27
2.2.2. Routine Dens.....	27

2.2.3.	Routine Effnum.....	27
2.2.4.	Fonksiyon P5 .....	28
2.2.5.	Routine Deltau .....	29
2.2.6.	Routine Upot.....	30
2.2.7.	Routine Pairing .....	30
2.2.8.	Routine Sufqup .....	31
2.2.9.	Routine Taranha.....	31
2.2.10.	Routine Tablesh .....	31
2.3.	Input Dosyaları .....	31
2.3.1.	Intdat .....	32
2.3.2.	Dynamic.....	33
2.4.	Input Dosyaları .....	33
3.	BULGULAR VE TARTIŞMA.....	34
3.1.	<sup>230-234</sup> Pa Çekirdeklerinin İncelenmesi .....	34
3.2.	<sup>241-244</sup> Cm Çekirdeklerinin İncelenmesi .....	47
4.	SONUÇLAR VE ÖNERİLER .....	60
5.	KAYNAKLAR.....	61
	ÖZGEÇMİŞ	

## ÖZET

Bu çalışmada, Cassini ovaloid şekil parametre seti kullanılarak yarı-mikroskobik yaklaşım da  $^{230-234}\text{Pa}$  ve  $^{241-244}\text{Cm}$  çekirdeklerinin nükleer yapısı incelendi. Protaktinyum ve kuryum çekirdeklerinin taban durum özellikleri üzerinde duruldu. Çeşitli nükleer özelliklerin ortalama değerleri Sıvı Damlası Modeli (LDM) kullanılarak hesaplandı. Genel olarak, yarı-mikroskobik yaklaşım protaktinyum ve kuryum çekirdeklerinin taban durum özelliklerini iyi bir şekilde açıklamaktadır. Pa ve Cm çekirdeklerinin birinci ve ikinci minimum, eyer noktası, fisilite ve denge deformasyon parametreleri aksenel deforme Wood-Saxon potansiyelinin deformasyon parametrelerinin bir fonksiyonu olarak elde edildi.

İncelenen Pa ve Cm çekirdeklerinin hesaplanan taban durum nükleer özellikleri ve deneysel verileri uyum içindedir.

**Anahtar Kelimeler:** Filyon Engeli, Nükleer Deformasyon, Sıvı Damlası Modeli, Cassini Ovaloids, Wood-Saxon Potansiyeli.

## SUMMARY

### **An Investigation of Fission Barriers of $^{230-234}_{91}\text{Pa}$ and $^{241-244}_{96}\text{Cm}$ Nuclei**

In this work, the nuclear structures of  $^{230-234}\text{Pa}$  and  $^{241-244}\text{Cm}$  nuclei are investigated in semi-microscopic approach by using the Cassini ovaloid shape parametrization. The ground state properties of Pa and Cm nuclei are emphasized. Average values of various nuclear properties of these nuclei are calculated on average by the liquid drop model. In general, semi-microscopic approach can give a good description of the isotopes of Pa and Cm nuclei. First and second minima, saddle point, fissility and equilibrium deformation parameters of these Pa and Cm isotopes are determined as a function of deformation parameters of an axially deformed Wood-Saxon potential.

The nuclear properties calculated for Pa and Cm nuclei are in a good agreement with the experimental values.

**Key Words:** Fission Barrier, Nuclear Deformation, Liquid-drop Model, Cassini Ovaloids, Wood-Saxon Potential.

## ŞEKİLLER DİZİNİ

	<u>Sayfa No</u>
Şekil 1. Sıvı damlası modelinde ilgili bariyer enerjisi (Nix, 1969).....	21
Şekil 2. Çeşitli sıvı damlası eyer noktası şekilleri (Cohen ve Swiatecki, 1963). ....	22
Şekil 3. $^{230}\text{Pa}$ için $(\varepsilon, \alpha_4)$ ' ün fonksiyonu olarak fisyon engel yüksekliği.....	35
Şekil 4. $^{230}\text{Pa}$ için fisyon engelinin yolu.....	35
Şekil 5. $^{230}\text{Pa}$ için fisyon engel yüksekliğinin 3- boyutlu gösterimi.....	36
Şekil 6. $^{231}\text{Pa}$ için $(\varepsilon, \alpha_4)$ ' ün fonksiyonu olarak fisyon engel yüksekliği.....	37
Şekil 7. $^{231}\text{Pa}$ için fisyon engelinin yolu.....	37
Şekil 8. $^{231}\text{Pa}$ için fisyon engel yüksekliğinin 3- boyutlu gösterimi.....	38
Şekil 9. $^{232}\text{Pa}$ için $(\varepsilon, \alpha_4)$ ' ün fonksiyonu olarak fisyon engel yüksekliği.....	39
Şekil 10. $^{232}\text{Pa}$ için fisyon engelinin yolu.....	39
Şekil 11. $^{232}\text{Pa}$ için fisyon engel yüksekliğinin 3- boyutlu gösterimi.....	40
Şekil 12. $^{233}\text{Pa}$ için $(\varepsilon, \alpha_4)$ ' ün fonksiyonu olarak fisyon engel yüksekliği.....	41
Şekil 13. $^{233}\text{Pa}$ için fisyon engelinin yolu.....	41
Şekil 14. $^{233}\text{Pa}$ için fisyon engel yüksekliğinin 3- boyutlu gösterimi.....	42
Şekil 15. $^{234}\text{Pa}$ için $(\varepsilon, \alpha_4)$ ' ün fonksiyonu olarak fisyon engel yüksekliği.....	43
Şekil 16. $^{234}\text{Pa}$ için fisyon engelinin yolu.....	43
Şekil 17. $^{234}\text{Pa}$ için fisyon engel yüksekliğinin 3- boyutlu gösterimi.....	44
Şekil 18. Pa çekirdekleri için, fisyon engel yüksekliğinin nötron sayısına göre grafiği .....	47
Şekil 19. $^{241}\text{Cm}$ için $(\varepsilon, \alpha_4)$ ' ün fonksiyonu olarak fisyon engel yüksekliği.....	49
Şekil 20. $^{241}\text{Cm}$ için fisyon engelinin yolu.....	49
Şekil 21. $^{241}\text{Cm}$ için fisyon engel yüksekliğinin 3- boyutlu gösterimi .....	50
Şekil 22. $^{242}\text{Cm}$ için $(\varepsilon, \alpha_4)$ ' ün fonksiyonu olarak fisyon engel yüksekliği.....	51
Şekil 23. $^{242}\text{Cm}$ için fisyon engelinin yolu.....	51
Şekil 24. $^{242}\text{Cm}$ için fisyon engel yüksekliğinin 3- boyutlu gösterimi .....	52
Şekil 25. $^{243}\text{Cm}$ için $(\varepsilon, \alpha_4)$ ' ün fonksiyonu olarak fisyon engel yüksekliği.....	53
Şekil 26. $^{243}\text{Cm}$ için fisyon engelinin yolu.....	53
Şekil 27. $^{243}\text{Cm}$ için fisyon engel yüksekliğinin 3- boyutlu gösterimi .....	54
Şekil 28. $^{244}\text{Cm}$ için $(\varepsilon, \alpha_4)$ ' ün fonksiyonu olarak fisyon engel yüksekliği.....	55



Şekil 29. $^{244}\text{Cm}$ için fisyon engelinin yolu .....	55
Şekil 30. $^{244}\text{Cm}$ için fisyon engel yüksekliğinin 3- boyutlu gösterimi .....	56
Şekil 31. Cm çekirdekleri için, fisyon engel yüksekliğinin nötron sayısına göre grafiği....	58

## TABLULAR DİZİNİ

	<b><u>Sayfa No</u></b>
Tablo 1. $^{230-234}\text{Pa}$ için fisyon engel yüksekliğinin sonuçları.....	45
Tablo 2. Deformasyon parametreleri.....	46
Tablo 3. Fisilite parametresi .....	46
Tablo 4. $^{241-244}\text{Cm}$ için fisyon engel yüksekliğinin sonuçları .....	57
Tablo 5. Deformasyon parametreleri.....	57
Tablo 6. Fisilite parametresi .....	58

## SEMBOLLER DİZİNİ

BCS	: Bardeen, Cooper ve Schrieffer Teorisi
$e$	: Küresel Acayıklık
$J$	: Eylemsizlik Momenti
$K$	: Sıkışabilirlik Parametresi
$L$	: Nötron Fazlalığının Sıkışabilirlik Parametresi
LDM	: Sıvı Damlası Modeli
$P$	: Çiftlenim Düzeltme Enerjisi
$\Delta$	: Boşluk Parametresi
$\Omega$	: Kesme Enerjisi
$\xi$	: Düzeltme Parametresi
$\chi$	: Fisilite ( Bölünürlük ) Parametresi
$\varepsilon$	: Boyuna Bozunma Parametresi
$\alpha_4$	: Hegzadekupolar Koordinat
$\sigma$	: Tesir Kesiti
$\lambda$	: Lagrange Parametresi

## 1. GENEL BİLGİLER

### 1.1. Giriş

Nükleer fizik çekirdeğin özelliklerini, çekirdeğin yapıtaşlarını ve onların kendi aralarındaki etkileşimlerini inceleyen fizik dalıdır.

İlk kez 1896 yılında Becquerel'in radyoaktifliği keşfetmesi ve 1911 yılında Rutherford'un çekirdeğin varlığını ileri sürmesiyle başlayan nükleer fizik çalışmaları giderek artan bir önemle günümüze kadar devam etmektedir. Çekirdeğin yapısını ve özelliklerini daha iyi anlamamızı sağlayan pek çok çalışma yapılmaktadır (Krane, 2001). Yapılan bu çalışmalarda çekirdeğin temel ve uyarılmış durumları, spini, yarıçapı, tesir kesitleri, fisyon engelleri, yarı ömrü, bozunumları, vb. gibi özellikleri belirlenmeye çalışılmıştır. Çekirdeğin bu özelliklerini hesaplamak karmaşık matematiksel işlemler gerektirir. Nükleer fizikçiler bu karmaşık işlemler yerine çekirdeği tanımlayan, çekirdeğin yapıtaşlarını ve aralarındaki etkileşimlerini inceleyen, çekirdeğin özelliklerini yorumlayan ve karmaşık matematiksel işlemleri ortadan kaldıran nükleer modeller geliştirmişlerdir.

Çekirdeğin bütün özelliklerini bir çekirdek modeli tek başına açıklayamaz. Çünkü bu modeller bir takım kabullere dayanır ve sınırlı şekilde kullanılabilir. Çekirdeğin yapısını ve çekirdeğin özelliklerini açıklayabilmek için geliştirilen çekirdek modellerinin temelinde potansiyeller için belirli varsayımlar kabul edildiğinden modelin başarısı potansiyel seçiminin doğruluğuna dayanır. Bu nükleer modeller çekirdeğin yapısının açıklanmasında ve teorik hesaplamaların ve deneysel bulguların yorumlanmasında önemlidir (Serway, 1995).

Nükleer modellerden bazıları şunlardır;

- 1- Sıvı Damla Modeli
- 2- Damla Modeli
- 3- Tabaka (Kabuk) Modeli
- 4- Kabuk Düzeltme Modeli
- 5- Nükleer Fermi-Gaz Modeli
- 6- Geometrik Kolektif Model
- 7- Cebirsel Kolektif Model

- 8- Optik Model
- 9- Etkileşen Bozon Yaklaşıklığı
- 10- Deformasyon Modeli
- 11- Relativistik Ortalama Alan Teorisi

Bu çalışmada; sıvı damla modeli, damla modeli, kabuk modeli ve kabuk düzeltme modeli dikkate alınarak, bazı ağır çekirdekler ve onların bazı izotopları için fisyon engelleri ve fisilite parametreleri ayrı ayrı hesaplanmıştır. Elde edilen teorik sonuçlar diğer araştırmacıların teorik ve deneysel sonuçları ile karşılaştırılmıştır. Genel olarak alınan sonuçlardan ağır çekirdeklerin fisyon engellerinin hesaplanmasında birçok farklı durumun dikkate alınması gerekliliği ortaya konulmuştur.

## 1.2. Nükleer Modeller

### 1.2.1. Sıvı Damlası Modeli

Sıvı damla modeli; nükleer fisyonun bütün özellikleri yüzey ve elektrostatik enerjilerin şekil bağılılığı anlaşıldıktan sonra uygulamada daha geniş alanlarda kullanılmaya başlandı (Weizsacker, 1935). Nükleer kütle ya da enerji gibi deformasyonun bir fonksiyonu olarak fisyon bariyerinin tanımlanmasında söz konusu olan terimler sıvı damla modelindeki bağıntılar ile verilir. En basit şekilde sıvı damla modeli kütle formülü

$$M_{LD}(N, Z) = M_N N + M_Z Z - a_V A + a_S A^{2/3} B_{yüzey} + a_C \frac{Z^2}{A^{1/3}} B_{Coul} \quad (1)$$

Burada yapılan varsayım şudur: İçteki nükleer madde tektir ve sıkıştırılmaz, yani küresel çekirdeğin yarıçapı  $A^{1/3}$  ile orantılıdır.

Denklem (1) de  $M_N$  ve  $M_Z$  nicelikleri ayrı ayrı nötronların ve protonların kütleleridir ve nükleer kütle  $M_{LD}$ , son üç terimiyle iyi bir yaklaşıklık veren nükleer bağlanma enerjileri ile indirgenen bu ayrı ayrı kütlelerin toplamıdır. Hacim enerjisi olarak adlandırılan bu terimlerden birincisi parçacıkların toplam sayısına oranıdır.  $a_V$  katsayısı genellikle

$$a_V = a_1(1 - \kappa_V I^2) \quad (2)$$

yazılır. Burada  $a_1$  simetrik nükleer cismin ( $N = Z$ ) parçacık başına bağlanma enerjisidir ve  $I^2$  (burada  $I = (N - Z)/A$ ) hacim bağlanma enerjisinin nötron fazlalığına bağımlılığının tanımlanmasını içerir. Bazen bu terimlere ek olarak denklem (2) nükleer ortamın nötron fazlalığına bağlılığını ve sonlu sıkıştırılabilirlik davranışını da içerir (Myers, 1974). En basit şekilde denklem (2)'nin şekil bağıllığı yoktur. Denklem (1) deki üçüncü terim katsayısı denklem (2) ye benzer şekilde yazılabilen yüzey enerji terimidir.

$$a_S = a_2(1 - \kappa_S I^2) \quad (3)$$

$A^{2/3}$  çarpanı küresel çekirdek için yüzey alanı oranıdır.  $B_{yüzey}$  deforme bir çekirdeğin yüzey enerjisi ile aynı hacme sahip küresel bir çekirdeğin yüzey enerjisi arasında bağıntı kurar. Denklem (1) deki son terim Coulomb enerji terimidir. Bir küresel çekirdek için  $\frac{Z^2}{A^{1/3}}$  ifadesi  $\frac{Q^2}{R}$  ile orantılıdır. Denklem (1) deki son çarpan olan  $B_{Coul}$  deforme bir çekirdeğin mevcut Coulomb enerjisini aynı hacimli küresel bir çekirdeğin Coulomb enerjisi ile ilişkilendirir.

Denklem (1) in genişletilmesi sonlu sıkıştırılabilirlik etkisini, Coulomb enerjisinin dağılım düzeltmesini ve  $B_i$  ek niceliklerinin gerekli tanımlamalardaki düzeltmelerini içerir (Myers, 1982).

### 1.2.2. Damla Modeli

Damla modeli LDM genişletilmesine ilişkin özel bir yaklaşımdır (Myers, 1969; Myers, 1974). Gelişmenin bu doğrultusu bütün LDM terimlerini ve buna ek olarak makroskobik yaklaşımın  $A^{-1/3}$  ve  $I^2$  genişleme parametreleri şeklinde daha üst bir mertebeye genişletilmesi sırasında ortaya çıkan tüm terimleri içeren bir ifadeye ilişkin

formülasyondur. Genişletmeler sıkıştırılmazlık varsayımının ve nötron ve proton yoğunluk dağılımlarının ortak bir yüzeye sahip olması gerekliliği varsayımının ortadan kaldırılmasına dayanır. Bu genelleştirmeler LDM'den ve ölçülmüş değerlerle daha iyi bir uyum halinde olan nükleer yarıçaplardaki değişiklikleri de öngören bir modelden daha fazla terime sahip bir kütle formülü şeklinde ortaya çıkar. Coulomb kuvvetlerinin etkisi altındaki yükün hacim içindeki yeniden dağılımı ile bağlantılı enerji ve ilgili yüzey enerjisi terimleri bu modelde yer aldığı için bağlanma enerjisi ifadesi biraz karmaşıktır. Modeldeki bir ifadeyi içeren serbestliğin çeşitli değerleri ile ilgili azaltmanın sonucu

$$E(N, Z; \text{şekil}) = \left[ -a_1 + J\bar{\delta}^2 - \frac{1}{2}K\bar{\epsilon}^2 + \frac{1}{2}M\bar{\delta}^4 \right] A + \left[ a_2 + \frac{9}{4} \frac{J^2}{Q} \bar{\delta}^2 \right] A^{2/3} B_{\text{yüzey}} \\ + a_3 A^{1/3} B_{\text{egim}} + c_1 Z^2 A^{-1/3} B_{\text{Coul}} - c_2 Z^2 A^{1/3} B_{\text{redis}} - c_5 Z^2 B_w - c_3 Z^2 A^{-1} - c_4 Z^{4/3} A^{-1/3} \quad (4)$$

olur. Burada

$$\bar{\delta} = \frac{I + \frac{3}{16} \frac{c_1}{Q} Z A^{-2/3} B_v}{1 + \frac{9}{4} \frac{J}{Q} A^{-1/3} B_{\text{yüzey}}} \\ \bar{\epsilon} = \frac{\left[ -2a_2 A^{-1/3} B_{\text{egim}} + L\bar{\delta}^2 + c_1 Z^2 A^{-4/3} B_{\text{Coul}} \right]}{K} \quad (5)$$

ve  $c_1 \cdots c_5$  katsayıları

$$c_1 = \frac{3 e^2}{5 r_0} \\ c_2 = \frac{c_1^2}{336} \left( \frac{1}{J} + \frac{18}{K} \right) \\ c_3 = \frac{5}{2} c_1 \left( \frac{b}{r_0} \right)^2$$

$$\begin{aligned}
c_4 &= \frac{5}{4} c_2 \left( \frac{3}{2\pi} \right)^{2/3} \\
c_5 &= \frac{1}{64} \frac{c_1^2}{Q}
\end{aligned} \tag{6}$$

bu denklemler ile ilişkilidir. Şekil bağımlılığı olan  $B_{yüzey}$  ve  $B_{Coul}$  fonksiyonları LDM açıklamalarından bilinir. Yeni nicelikler  $B_{egim}$ ,  $B_{redis}$ , ve  $B_w$  aşağıdaki ifadeler ile ilişkilidir.

- 1- Yüzey enerjisi eğim düzeltmesi
- 2- Coulomb kuvvetinin etkisiyle oluşan çekirdeğin içindeki yükün yeniden dağılımı
- 3-  $B_{redis}$  ' e benzer ama yüzeyde Coulomb yeniden dağılım etkileri ile ilişkilendirilmek zorunda olan iki terim.

Denklem (4) den ortaya çıkan katsayılar denklem (1) deki LDM  $a_1$ ,  $\kappa_v$ ,  $a_2$ ,  $\kappa_s$  ve  $a_c$  katsayılarına benzer olan  $a_1$ , J,  $a_2$  ve  $\theta$  katsayılarıdır. Burada ek olarak üç yeni katsayı vardır: K sıkıştırılabilirlik; L nötron fazlalığının sıkıştırılabilirliğe bağılılığı ile ilgili; M,  $I = (N - Z)/A$  daki yüksek mertebeden terimlerin katsayısıdır (Hasse ve Myers, 1988).

### 1.2.3. Kabuk Modeli

Bu model ilk defa 1995 yılında M.G. Mayer ve J.H.D. Jensen tarafından öngörülmüştür. Çekirdeğin tabaka modeli karmaşık atomlardaki elektronların yörünge yapılarına benzerdir. Kabuk modeli pek çok nükleer özellikleri açıklar. Bu model, protonların ve nötronların sihirli sayıları ile birlikte çekirdeğin kararlılığını ve tek A' lı çekirdeklerin taban durumunun spin, parite ve dipol momentlerini büyük bir başarı ile açıklamaktadır (Krane, 2001; Gedikoğlu, 1988). Kabuk modelinde, Pauli dışarlama ilkesi nedeni ile sadece iki nötron veya iki proton verilen seviyelerden herhangi birini işgal eder ve proton ve nötron seviyeleri birbirinden bağımsız olarak dolar. Tüm çift-çift çekirdekler sıfır spine sahiptir. Kabuk modeli tek-tek çekirdeklerin taban durumu spinlerini tam olarak öngörmez. Çünkü çiftlenmemiş proton ve nötronların nasıl çiftleneceğini belirleyen



kısıtlayıcı bir öncelik yoktur. Kabuk modelinde, çekirdeğin özelliklerinin belirlenmesi için çiftlenmiş nükleonların oluşturduğu korun etkisi ihmal edilir. Bu modelde, tek  $A$ 'lı bir çekirdeğin taban durum özellikleri,  $A-1$  tane nükleonun toplam spini sıfır olacak şekilde çiftlendikten sonra kalan çiftlenmemiş tek nükleonun kuantum sayıları tarafından belirlenir ve iki temel varsayım üzerine kurulmuştur (Çetinkaya, 2007).

- 1- Enerji seviyelerinin tümü proton ve nötronlar tarafından Pauli dışarlama prensibine göre doldurulur.
- 2- Çekirdekte bulunan nötron ve protonlar bir  $V(r)$  potansiyelinde bağımsız olarak hareket ederler. Bu potansiyel, bir nükleona diğer tüm nükleonlardan gelen ortalama etkiyi gösterir ve sadece radyal uzaklığa bağlı olup tüm çekirdekler için aynıdır.

Aynı zamanda, tabaka modeli birçok çekirdeğin manyetik momentinin hesaplanmasında kullanılır ve deneysel sonuçlarla iyi bir uyum içindedir. Deneysel ölçümler proton ve nötronların kendilerine özgü nükleer magnetona sahip olduklarını göstermiştir. Bundan dolayı herhangi bir çiftlenmemiş nükleonun öznlü manyetik momentini çekirdeğin manyetik momentine katkı yapar.

Tabaka modeli sihirli sayı çekirdeklerinin varlığını açıklayabilir ve hafif çekirdeklerin birçok önemli özelliğini tanımlayabilir. Ancak, ağır çekirdekler için tabaka modeli öngörülleri ile ölçülen nicelikler arasında önemli farklar vardır ( Das ve Ferbel, 2004).

#### **1.2.4. Kabuk Düzeltme Modeli**

Kabuk modeli ağır çekirdeklerin bu modeldeki teorik öngörülleri ile deneysel sonuçları arasındaki uyumu tam olarak açıklayamadığı için bu modelde bazı düzeltmelere ihtiyaç duyulmuştur. Myers ve Swiatecky (1966) ve Strutinsky' nin (1967) öne sürdüğü bu temel düşünce şöyledir. Deformasyon, kütle ve yük sayısının bir fonksiyonu olarak nükleer bağlanma enerjileri veya kütlelerin ortalama hareketi, sıvı damlası kütle formülü ile iyi bir şekilde türetilir. Büyük deformasyonları içeren fisyon teorisinin uygulanması ve büyük kütle numaraları içeren nükleer kütlelerin hesaplanması sıvı damlası modelinin başarısını gösterir. Eğer kabuk etkileri bazı ifadeler yoluyla hesaplanırsa, deformasyon ve kütle sayısının bir fonksiyonu olarak potansiyel enerji yüzeyi bu modelde iyi bir şekilde

hesaplanabilir. Bu düşünce ile tek parçacık ve çiftlenim hesaplarından ortalama eğimi elde edersek ve sıvı damlası formülünde yerine koyarsak, kabuk model hesapları ile verilen bölgesel yapıdaki geliştirilen enerji yüzeyi ve sıvı damlası formülü ile verilen düzeltme eğimleri elde edilir (Brack vd., 1972).

$$V(N, Z, \beta) = E_{LD} + E_{kabuk} + E_{çift} \quad (7)$$

### 1.3. Fisyon

1932'de Chadwick'in nötronu keşfiyle, nötronun bombardımana tabi tutulan çekirdekler üzerinde ne türlü etkiler yarattığı önemli bir araştırma konusu olmuştur. Nötronların yükleri olmadığından atomun elektronlarıyla etkileşmeleri çok zayıftır. Bunun yanında yüklü parçacıklara kıyasla avantajları Coulomb engeli ile karşılaşmamaları nedeniyle çekirdeklere rahatça ulaşabilmeleridir. Nötronların neden olduğu çeşitli reaksiyonlar vardır. Belli bir reaksiyonun başlayabilmesi büyük ölçüde nötron enerjisine ve hedef çekirdeğin kütle numarasına bağlıdır. Nötron enerjisi arttıkça nötron, proton, alfa v.s. gibi parçacıkların çıkma olasılığı da artar. Yüksek nötron enerjilerinde ise fisyon ve parçacık salınma olayları gözlenir. Bir hedef ışınlandığında her parçacık bir çekirdek reaksiyonu oluşturmaz. Gelen parçacık ile hedef çekirdeğin etkileşerek bir çekirdek reaksiyonu yapma olasılığına, o reaksiyonun tesir kesiti ( $\sigma$ ) adı verilir. Tesir kesitinin birimi yüzey birimi olduğundan her hedef çekirdek üzerinde  $\sigma$  gibi belli bir bölge bulunduğu ve reaksiyonun gelen parçacığın 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 taneciklerin etkisi ile ağır bir çekirdeğin orta ağırlıktaki iki çekirdeğe bölünmesi fisyon olayıdır (Meriç, 1998).

Bohr ve Wheeler, çekirdeğin sıvı damlası modeline dayanarak fisyon olayının teorisini yaptılar. Bu teoriye göre küresel sıvı damlası biçimindeki çekirdekte yüzey gerilim kuvvetleri ile Coulomb itmesi dengededir. Çekirdek bir yavaş nötron yakalayınca ortaya çıkan uyarılma enerjisi meydana gelen ara çekirdekte titreşimlere neden olur ve damla küresel şekilden ayrılarak elipsoid biçimini alabilir. Yüzey gerilim kuvvetleri

damlayı eski küresel biçimine getirmeye çalışırken, 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 ayrılarak fisyon ürünlerini meydana getiren küresel iki parça halinde birbirinden uzaklaşırlar. Yavaş nötronlarla fisyon asimetriktir. En çok rastlanan hallerde, fisyon ürünlerinden birinin kütlesi ötekenden yaklaşık 1,5 katı daha büyüktür. Sıvı damlası modeli fisyonu izah edebilir ancak bu modele göre fisyonun simetrik olması beklenirken, asimetric olduğu gözlenir. Asimetric fisyon, kabuk modeliyle bir dereceye kadar açıklanabilir. 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 bilinir ve kabuk modelinde bu sayılardaki nükleonlarla çekirdek tabakalarının dolduğu kabul edilir. O halde, ara çekirdek bölünürken meydana gelen ürünlerin, büyük ihtimalle bu sayılara yakın nükleonlardan meydana gelmeleri beklenir (Yiğit, 2008).

Bazı çekirdekler ayrılmış durumda engelin üzerinde bulunur ve ani olarak kendiliğinden fisyon meydana getirirler. Böyle çekirdekler doğada yoktur. Fisyon engeli  $A=300$  civarında sıfırdır. Bazı çekirdekler kendiliğinden fisyon oluşturamayacak kadar engelin altında bulunabilirler. Bu tür çekirdekler düşük enerjili nötronlar veya fotonlar ile reaksiyona girerek küçük enerjiler soğurduklarında engel yüksekliğinde ya da engel yüksekliğinin üzerinde bir ara durum oluşturur ve bu şekilde bileşik çekirdeğin diğer bozunma durumları ile yarışan indüklenmiş fisyon meydana getirmiş olurlar. Bu ara durum engelin altında ise fisyon gerçekleşmez. Başka bozunma durumları gerçekleşir ya da soğrulan parçacık tekrar yayınlanır.

Engel altı fisyon, fisyon olasılığını artırabilen rezonansların bulunmasından dolayı nükleer yapı hakkında önemli bilgiler verebilir. Ara durumun enerjisine bağlı olarak bir çekirdeğin indüklenmiş fisyon uğrama olasılığı değişir. Bazı çekirdekler için termal nötronların enerjisi onları engeli aşmaya yeterli olurken bazıları için hızlı nötronlar gerekli olabilir (Krane, 2006).

### 1.3.1. Nükleer Fisyon Engeli

Deformasyon parametresinin bir fonksiyonu olarak fisyon engel yüksekliği ağır bir çekirdeğin simetrik ya da asimetrik kütleli orta ağırlıktaki iki çekirdeğe bölünmesi için gerekli olan enerjidir.

Fisyon bariyeri, önemli terimler olan yüzey enerji ve Coulomb enerji terimleri ile ilişkili olduğuna göre, sıvı damla enerjisi küresel sıvı damla enerjisine göre ilgili katkıların toplamı

$$E_{LD}(\text{\textit{şekil}}) - E_{LD}(0) = \{ [f(\text{\textit{şekil}}) - 1] + 2\chi [g(\text{\textit{şekil}}) - 1] \} E_s(0) \quad (8)$$

yazılabilir. Burada küresel sıvı damlasının yüzey enerjisi  $E_s(0)$ ,  $c_2 A^{2/3}$  eşittir ve fisilite (bölünürlük) parametresi  $\chi$ , küresel damlanın Coulomb enerjisinin  $2E_s(0)$ 'a oranı olarak tanımlanır.

$$\chi = \frac{3}{5} \frac{e^2}{r_0} \frac{Z^2/A}{2a_2 \{ 1 - \kappa [(N-Z)/A]^2 \}} \quad (9)$$

Fisilite parametresi ve  $a_2$  ve  $\kappa$  katsayılarının değerleri fisyon bariyerlerinin ve sıvı damla enerjilerinin şekil bağıllığının tanımlanmasında önemlidir (Garcia vd., 1998) (Pashkevich, 1971) (Pauli ve Ledergerber, 1971) (Myers ve Swiatecki, 1967).

### 1.3.2. Düzeltme Fonksiyonu

Tek parçacık spektrumunun ortalama özellikleri hesabı düzeltme fonksiyonu  $\bar{g}(\epsilon, \beta)$  yi tanımlar.  $\bar{g}$  fonksiyonunu tanımlamak için yardımcı fonksiyon tanımlanır.

$$\tilde{G}(\epsilon, \beta) = (\pi^{1/2} \tilde{\gamma}) \sum_v \exp \left( - \left\{ \frac{\epsilon - \epsilon_v(\beta)}{\tilde{\gamma}} \right\}^2 \right) \quad (10)$$

$\tilde{\gamma}$  'nın ortalama aralığı

$$\tilde{\gamma} \approx \hbar w_0 \approx 7-10 \text{ MeV} \quad (11)$$

seçilebilir. Harmonik osilatör spektrumun kabuk uzaklığı,

$$\hbar w_0 \approx \frac{41}{A^{\frac{1}{3}}} \quad (12)$$

iç kabuk mesafesini gösterir.

Böylece,  $\tilde{G}(\epsilon, \beta)$  fonksiyonu  $\hbar w_0$  'nın enerji dizilişindeki tek parçacık enerjilerinin  $\epsilon_\gamma$  yayılmasıyla elde edilir. Bu, enerjinin düzeltme fonksiyonudur ve  $\epsilon_\gamma$  spektrumunda kabukların varlığını yansıtmaz.

Denklem (10) aynı seviye dağılımlarına uygulandığı zaman, seviye yoğunluğunun yerel değeri elde edilir. Bu, denklemle belirlenen toplamın yüksek türevlerini içerdiği eğrilik düzeltmesinin tanımlanmasıyla elde edilir (Strutinsky, 1968). Böylece aynı seviye yoğunluğu

$$\tilde{g}(\epsilon, \beta) = \tilde{G} - \frac{1}{4} \tilde{\gamma}^2 \left( \frac{\partial^2 \tilde{G}}{\partial \epsilon^2} \right) + \dots + a_{2m} \tilde{\gamma}^{2m} \left( \frac{\partial^{2m} \tilde{G}}{\partial \epsilon^{2m}} \right) \quad (13)$$

tanımlanır. Bu denklem,

$$\tilde{g} = \tilde{\gamma}^{-1} \sum_{\nu} \xi \left( \frac{\epsilon - \epsilon_{\nu}}{\tilde{\gamma}} \right) \quad (14)$$

dir. Burada düzeltme fonksiyonu

$$\xi(x) = (\pi)^{-1/2} \exp(-x^2) \sum_{k=0,2}^{2m} a_k H_k(x) \quad (15)$$

$H_k(x)$  ile Hermite polinomları oluşur ve  $a_k$  katsayısı tekrarlama bağıntısı ile verilir.

$$a_k = -\frac{1}{2k} a_{k-2} \quad (16)$$

$k \geq 2$  ve  $a_0 = 1$  için

Denklem (10) ve (11)'e benzer şekilde tanımlanan, tek parçacık spektrumunun yerel seviye yoğunluğunun tanımlanması için diğer bir yoğunluk fonksiyonu olan  $g_{\text{şekil}}(\epsilon, \beta)$ 'nin tanımlanması gerekir.  $g_{\text{şekil}}(\epsilon, \beta)$ 'nin yayma aralığı  $\gamma_{\text{şekil}}$ ,  $\hbar\omega_0$ dan daha küçük seçildiğinde farklı kabuğu yansıtacaktır. Diğer taraftan,  $g_{\text{şekil}}$  enerjinin sürekli fonksiyonu olur ve  $\gamma_{\text{şekil}}$  aralığı hala birçok seviyeyi içerir.

$$\gamma_{\text{şekil}} \approx \lambda A^{2/3} \approx 1-2 \text{ MeV} \quad (17)$$

Bu seçim ile  $g_{\text{şekil}}(\epsilon, \beta)$ , aynı seviye yoğunluğu  $\tilde{g}(\epsilon, \beta)$  etrafında salınan enerji ve deformasyon parametrelerinin hareket denklemindeki bölgesel ortalama seviye yoğunluğunu temsil eder.

Tek parçacık seviye yoğunluğundaki değişikliklerin tanımlanması kabukların aşağıdaki fonksiyon yoluyla tanımlanabilmesine sebep olur.

$$\delta g(\epsilon, \beta) = g_{\text{şekil}}(\epsilon, \beta) - \tilde{g}(\epsilon, \beta) \quad (18)$$

Tek parçacık enerjilerinin toplamı;

$$U = 2 \sum_v \epsilon_v(\beta) \quad (19)$$

olur. Bu eşitlik yeniden

$$U = 2 \int_{-\infty}^{\lambda_{\text{şekil}}(\beta)} \epsilon g_{\text{şekil}}(\epsilon, \beta) d\epsilon \quad (20)$$

yazılabilir.  $\gamma_{\text{şekil}} \rightarrow 0$  limiti durumunda, denklem (20) integrali denklem (19) da ki tek parçacık enerjilerinin  $\epsilon_v(\beta)$  toplamıdır. Fermi enerjileri  $\lambda_{\text{şekil}}(\beta)$  ve  $\tilde{\lambda}(\beta)$  nötron ve proton sayılarının belli olduğu durumda belirlenir ve her iki dağılım içinde aynıdır.

$$N = 2 \int_{-\infty}^{\lambda_{\text{şekil}}(\beta)} g_{\text{şekil}}(\epsilon, \beta) d\epsilon = 2 \int_{-\infty}^{\tilde{\lambda}(\beta)} \tilde{g}_{\text{şekil}}(\epsilon, \beta) d\epsilon \quad (21)$$

Kabuk düzeltme enerjisi,

$$E_{\text{Shell}} = 2 \left[ \int_{-\infty}^{\lambda_{\text{şekil}}(\beta)} \epsilon g_{\text{şekil}}(\epsilon, \beta) d\epsilon - \int_{-\infty}^{\tilde{\lambda}_{\text{şekil}}(\beta)} \epsilon \tilde{g}_{\text{şekil}}(\epsilon, \beta) d\epsilon \right] \quad (22)$$

yazılır.

### 1.3.3. BCS Teorisinin Renormalizasyonu

Çiftlenim korelasyon enerjisi, BCS yaklaşım formülü kullanılarak hesaplandı. Düzeltme parçasının çıkarılması temeline dayanan renormalizasyon düşüncesinin uygulamasını çok kullanışlı bulundu ve aynı zamanda çiftlenim enerjileri hesaplandı (Strutinsky, 1968). Bu şekilde, tek parçacık durumlarının tek model dağılımı için aynı nicelikleri düzeltme dağılım boşluk parametresinin  $\tilde{\Delta}$  ifade edilmesiyle fenomenolojik olarak tanımlanır iken, biz kabuk yapısından dolayı sadece temel enerji değişim boşluğunu  $\Delta$  ve çiftlenim enerjisini hesapladık.  $\tilde{\Delta}$  nın çeşitli değerleri periyodik tabloda nispeten olmadığından ve  $\tilde{\Delta}$  için iyi bir yaklaşım bulunduğundan dolayı, giriş parametresi ve çiftlenim bağıntısının şiddetini belirlemede  $\tilde{\Delta}$  nın kullanımının çok uygun olacağı bulundu. Gerçekte, aşağıdaki bağıntı kullanır:

$$\tilde{\Delta} = \frac{12.0}{\sqrt{A}} \text{ MeV} \quad (23)$$

DeneySEL değerler ile periyodik tablodaki özel çekirdeklere boşluk  $\Delta$  enerji değerlerinin hesapları uyumludur (Nilsson vd., 1969).

BCS denklemi,

$$\frac{2}{G} = \int_{\tilde{\lambda}-\Omega}^{\tilde{\lambda}+\Omega} \frac{\tilde{g}(E) dE}{\left[ (E - \tilde{\lambda}) + \tilde{\Delta}^2 \right]^{1/2}} \approx 2 \tilde{g}(\tilde{\lambda}) \ln \left( \frac{2\Omega}{\tilde{\Delta}} \right) \quad (24)$$

ile verilir. Burada  $\Omega$  kesme enerjisidir.

$$2\Omega = \frac{2n_c}{\tilde{g}(\tilde{\lambda})} \quad (25)$$

Burada  $\tilde{g}(\tilde{\lambda})$  Fermi enerjilerinin ortalama seviye yoğunluğudur. BCS denklemi, korunumlu parçacık sayısının sınırlanması çözülür.

Çiftlenim bağıntısı varken ve yokken hesaplanan tek parçacık enerjilerinin toplamları arasındaki farkı alarak çiftlenim bağıntısındaki P enerjisini tanımlanır.

$$P = \sum (\varepsilon_\nu - \lambda) \text{sign}[\varepsilon_\nu - \lambda_0] - \frac{(\varepsilon_\nu - \lambda)^2 + \frac{1}{2} \Delta^2}{\left[ (\varepsilon_\nu - \lambda)^2 + \Delta^2 \right]^{1/2}} \quad (26)$$

Burada çiftlenim bağıntısından dolayı Fermi enerjisinin değişimi ihmal edilir (Strutinsky, 1967). Denklem (26) da  $\lambda_0$ ,  $\Delta = 0$  için Fermi enerjisidir. Örneğin,  $\lambda_0 = (\varepsilon_n + \varepsilon_{n+1})/2$ .

Denklem(26)'nın toplamı yakınsar ve kesme problemi ortadan kalkar.

Çiftlenim enerjisindeki kabuk düzeltmesi

$$E_{\text{çiftl}} = P - \tilde{P} \quad (27)$$

tanımlanır. Burada  $\tilde{P}$  aynı dağılım için çiftlenim düzeltme enerjisidir.

$$\tilde{P} = -\frac{1}{2} \tilde{g}(\tilde{\lambda}) \tilde{\Delta}^2 \quad (28)$$



#### 1.4. Deformasyon Enerjileri

Yüzey ve Coulomb enerjileri ile ilgili saf LDM (Sıvı damlası modeli) de sadece toplam deformasyon enerjisi (hacim enerjisi deformasyondan bağımsızdır) gerçek toplam enerjinin bir küre için değeri eksi olduğu zaman tanımlanır.

$$E_{def} = E_{yüzey} - E_S^0 + E_{Coul} - E_C^0 \quad (29)$$

Fisilitenin yardımı ile ve kürenin yüzey enerjisi birimlerinde (Bohr ve Wheeler, 1939).

$$x = \frac{E_C^0}{2E_S^0} = \frac{Z^2/A}{2a_S/c_1} = \frac{Z^2/A}{(Z^2/A)_{kritik}} \approx \frac{Z^2/A}{50} \quad (30)$$

Bu denklem

$$B_{def} = (B_{yüzey} - 1) + 2x(B_{Coul} - 1) \quad (31)$$

olur. Fisilite  $x$ ,  $x \ll 1$  iki teğet küreye yakın bir fisyon şekli hafif çekirdeklere ve  $x \approx 1$  küremsiliğe yakın bir fisyon bariyer şekli ile ağır çekirdeklere karşılık gelen böyle bir şekilde tanımlanır. Sıkışabilirlik ya da yeniden dağılım enerjileri gibi eğime benzer diğer enerjiler fisilite parametresine benzer tanımlanan parametreler  $E_k^0/E_S^0$  ile aynı koşullarda hesaplanabilir (Hasse, 1971).

Dönmelere karşı kararlılık çalışmalarında dönme enerjisi

$$E_{dön} = \frac{L^2}{2J} \quad (32)$$

eklenir. Burada  $L$  açısal momentum ve  $J$  bir kararlı eksen etrafındaki eylemsizlik momentidir.

Giriş parametresi

$$z = \frac{E_{dön}^0}{E_S^0} = \frac{L^2}{2J_0 E_S^0} \quad (33)$$

İlgili dönme enerjisi basitçe

$$B_{dön} = \frac{J_0}{J} \quad (34)$$

olur ve toplam ilgili deformasyon enerjisi

$$B_{def} = (B_{yüzey} - 1) + 2x(B_{Coul} - 1) + z(B_{dön} - 1) \quad (35)$$

dir.  $z$  genellikle  $y = 1 - x$  niceliği ile aynı karışıklıklara neden olabilen  $y$  ile gösterilir (Hasse ve Myers, 1988).

## 1.5. Eyer Noktası Özellikleri

### 1.5.1. Sıvı Damlası Engelleri

Uygun şekiller için, boyutsuz deformasyon parametrelerinin bir seti olan sıvı damlası deformasyon enerjisi  $B_{def}$ , denklem (31) de olduğu gibi fisilite  $\chi$  parametresinin her bir değeri için bir bariyer (engel) değerini göstermesiyle bir  $\alpha$  değeri tanımlanır. Örneğin  $x=1$  için tek kürenin  $x=0$  için iki teğet kürenin konfigürasyonu vardır. Eyer deformasyonunda  $\{\hat{\alpha}\}$  deformasyon enerjisi  $B_{Bar}(x, \hat{\alpha})$  olarak adlandırılır ve  $E_S^0$  'nin toplanmasıyla LDM fisyon bariyer yüksekliğine karşılık gelir. Aynı zamanda, bazen  $\xi$  sembolü  $B_{Bar}$  için kullanılır (Wilets, 1964).

Sıvı damlası bariyerinin şekilleri ve enerjileri bir deformasyon serbest parametresi ve integral diferansiyel denkleminin

$$\rho\rho'' = 1 + \rho'^2 - \rho[\lambda_0 + \lambda_1 f(\zeta, \rho) + 10x\phi_s(\zeta)][1 + \rho'^2]^{3/2} \quad (36)$$

çözümünün Strutinsky' nin çeşitli metotlarına uygulanması ile bulunabilir. Burada, eyer noktası sabit olduğundan Lagrange parametresi  $\lambda_1$  yok olur ve bu yüzden deformasyon sabit fonksiyonu  $f(\zeta, \rho)$  önemsiz olur.

Büyük  $x$  değerleri bire yakındır. Örneğin;  $y = 1 - x \ll 1$  için eyer noktası özellikleri analitik olarak çalışılabilir. Küresel genişleme kullanılarak eyer noktası (bir boyutta maksimum) acayıpliği çözülür (Hasse, 1971).

$$\hat{e} = 7y (1 - y \dots) \quad (37)$$

Ve ilgili bariyer enerjisi,

$$B_{Bar} = \frac{98}{135} y^3 \left( 1 - \frac{64}{3} y \dots \right) \quad (38)$$

dir (Hill, 1953; Businaro, 1955).  $a_n$  parametrelerindeki en düşük parametreler ve ilgili bariyer,

$$\hat{\alpha}_2 = \frac{7}{3} y - \frac{938}{765} y^2 + 9.499768 y^3 - 8.050944 y^4 \dots$$

$$\hat{\alpha}_4 = \frac{168}{85} y^2 - 1.690526 y^3 + 17,741912 y^4 \dots$$

$$\hat{\alpha}_6 = -0.949967 y^3 \dots \quad (39)$$

$$B_{Bar} = \frac{98}{135} y^3 \left( 1 - \frac{116}{255} y + 2.645997 y^2 - 0.292781 y^3 \dots \right) \quad (40)$$

dir (Swiatecki, 1958). Denklem (38) ile (40) karşılaştırıldığında, kuadropol ve hegzadepol deformasyonları küresel deformasyonlarda tanımlanamadığından dolayı bu denklemler sadece en düşük mertebede örtüştüğünde tanımlanır. Denklemler (37) ve (39)

$$\begin{aligned}\hat{\alpha}_2 &= \frac{1}{3} \hat{e}^2 \left( 1 + \frac{20}{21} \hat{e}^2 + \frac{92}{315} \hat{e}^4 \dots \right) \\ \hat{\alpha}_4 &= \frac{3}{35} \hat{e}^4 \dots\end{aligned}\quad (41)$$

olur. Eyer noktalarındaki diğer nicelikler

$$\begin{aligned}\hat{\rho}_n &= 1 - \frac{7}{6} y \left( 1 - \frac{58}{255} y \dots \right) \\ \hat{\zeta}_0 &= 1 + \frac{7}{3} y \left( 1 - \frac{27}{255} y \dots \right) \\ \hat{Q} &= \frac{56}{15} \pi y \left( 1 + \frac{206}{255} y \dots \right)\end{aligned}\quad (42)$$

$$\begin{aligned}\hat{J}_{II} &= 1 - \frac{7}{3} \left( 1 - \frac{389}{255} y \dots \right) \\ \hat{J}_{\perp} &= 1 + \frac{7}{6} y \left( 1 + \frac{1396}{255} y \dots \right) \\ \hat{J}_{eff}^{-1} &= \frac{7}{2} y \left( 1 + \frac{206}{255} y \dots \right)\end{aligned}\quad (43)$$

$$\begin{aligned}\hat{B}_{Coul} &= 1 - \frac{49}{45} y^2 \left( 1 - \frac{464}{765} y \dots \right) \\ \hat{B}_{yüzey} &= 1 + \frac{98}{45} y^2 \left( 1 - \frac{974}{765} y \dots \right)\end{aligned}\quad (44)$$

$$\hat{B}_{egim} = 1 + \frac{98}{45} y^2 \left( 1 - \frac{124}{765} y \dots \right)$$

$$\hat{B}_{comp} = 1 + \frac{196}{45} y^2 \left( 1 - \frac{974}{765} y \dots \right) \quad (45)$$

$$\hat{B}_{redis} = 1 + \frac{98}{45} y^2 \left( 1 - \frac{124}{765} y \dots \right)$$

$$\hat{B}_{sr1} = 1 - \frac{98}{45} y^2 \left( 1 - \frac{622}{765} y \dots \right)$$

$$\hat{B}_{sr2} = 1 + 0 y^2 \dots \quad (46)$$

Dönme enerjilerini içeren denklem (33) deki dönme parametrelerinin  $z \ll 1$  küçük değerleri için, eyer noktası deformasyonları

$$\hat{\alpha}_2 = \frac{7}{3} \left( y - \frac{15}{36} \frac{z}{y} \dots \right)$$

$$\hat{\gamma} = \frac{5\sqrt{3}}{56} \frac{z}{y^2} \dots \quad (47)$$

dir (Borh, 1975). İlgili bariyer enerjisi aşağıdaki denkleme indirgenir:

$$B_{Bar} = \frac{98}{135} \left( y^3 - \frac{45}{28} yz \dots \right) \quad (48)$$

Açısal momentumun büyük değerleri için denklemler

$$\hat{\alpha}_2 = \frac{7}{6} y \left( 4 - \frac{15}{7} \frac{z}{y^2} \right)^{-1/2}$$

$$\hat{\gamma} = \frac{\pi}{3} - \arccos \left( 4 - \frac{15y}{7y^2} \right)^{-1/2} \quad (49)$$

olur. Eyer noktası denklemi (27) ve  $\alpha_B = \alpha_2$  eşit olduğu

$$\alpha_B^0 = \frac{7}{6} \left( \sqrt{1 + \frac{15z}{7y^2}} - 1 \right)$$

$$\gamma_B^0 = \frac{\pi}{3} \quad (50)$$

bu denklem yardımıyla elde edilen temel durum deformasyonlarının her biri, birbirleri içinde yok olur ve kritik değerde

$$z^{kritik} = \frac{7}{5} y^2 \quad (51)$$

elde edilir. Burada

$$\alpha_2^{kritik} = \frac{7}{6} y$$

$$\gamma^{kritik} = \frac{\pi}{3} \quad (52)$$

kararlı olmayan denge durumları oluşur (Chandrasekhar, 1961) (Beringer ve Knox, 1961) (Brown ve Scriven, 1980).

Denklem (40),  $y \ll 1$  olduğu zamanki genişlemeye dayanmasına rağmen  $x \approx 0.7$  ye düştüğünde doğruluğu %10 civarında olur. Ancak,  $x \ll 1$  için bu denklem iki teğet kürenin konfigürasyonu için elde edilir (Cohen ve Swiatecki, 1963).

$$B_{Bar} = \left( 2^{1/3} - 1 \right) + 2\pi \left( 2^{-2/3} + \frac{5}{24} 2^{1/3} - 1 \right)$$

$$=0.25992- 0.21511 x \quad (53)$$

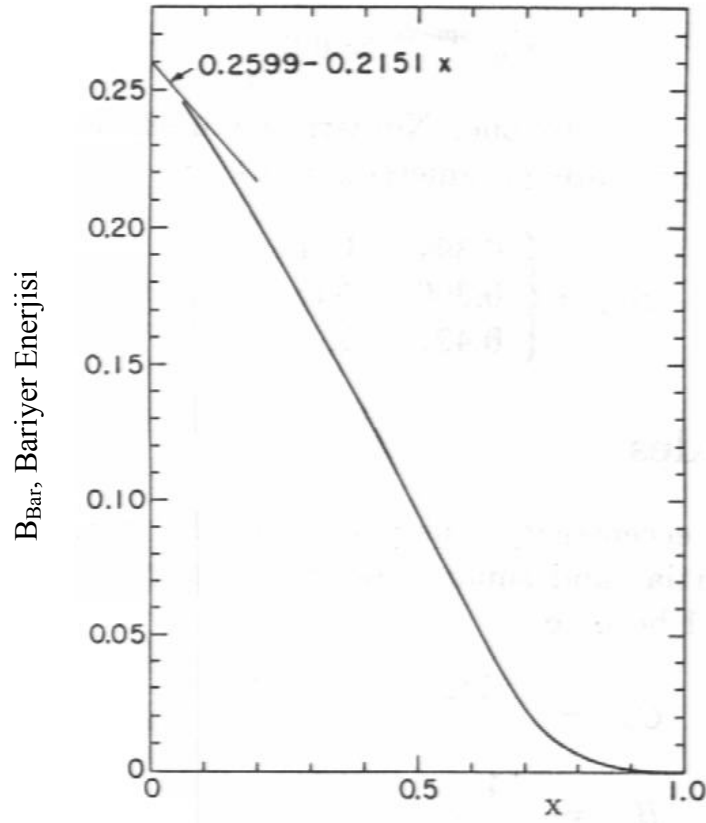
Bütün fisilite parametrelerinin için ara değer kestirimi nümerik çalışmalara dayanır.

$$B_{Bar} \approx \begin{cases} 0.38 \left( \frac{3}{4} - x \right) & \frac{1}{3} \leq x \leq \frac{2}{3} \\ 0.83 (1-x)^3 & \frac{2}{3} \leq x \leq 1 \end{cases} \quad (54)$$

ya da

$$B_{Bar} \approx \begin{cases} 0.2599 - 0.2151x - 0.0673x^3 & 0 \leq x \leq 0.6 \\ 0.7259y^3 - 0.3302y^4 + 0.6387y^5 \\ + 7.8727y^6 - 12.0061y^7 & 0.6 \leq x \leq 1 \end{cases} \quad (55)$$

Şekil 1 de gösterildiği gibi, nümerik hesaplamalardan doğru olarak elde edilen ilgili bariyer enerjisi ikinci dereceden uyumlu yüzey parametrelerine dayanılarak elde edilir.



Şekil 1. Sıvı damlası modelinde ilgili bariyer enerjisi (Nix, 1969).

### 1.5.2. Businaro-Gallone Noktası

Asimetrik deformasyonlara göre eyer noktasının kararlılığı incelenmiştir (Businaro, 1955; Businaro, 1957).  $\alpha_n$  parametreleri kullanılarak ve örneğin  $y \ll 1$  ve  $x \approx 1$  iken fisilite parametresinin küresel şekle yakın olduğu varsayılır.  $\alpha_5$  göre en aza indirgenmiş deformasyon enerjisinin verimi

$$\hat{\alpha}_5 = \frac{1250}{2793} \hat{\alpha}_2 \hat{\alpha}_3 \dots \quad (56)$$

$\hat{\alpha}_3$  terimi ile orantılı olan ilgili deformasyon enerjisi terimi ise

$$x_{BG}^{küre} = 0.7540 \quad (57)$$

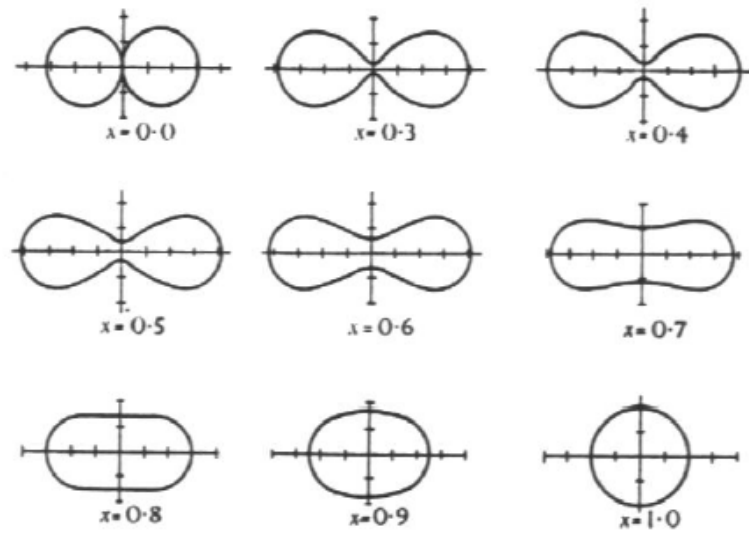


dir. Asimetrik bozunumlara göre kararlı olmayan eyer noktası negatif olur. Ancak, bu değer bire yakın değildir. Buna karşın, az asimetrik teğet kürelerdeki verim

$$\alpha_{BG}^{iki\ küre} = 0.6 \quad (58)$$

tam olarak sifıra yakın değildir. Farklı şekil parametreleri ile yapılan nümerik çalışmalar aşağıdaki sonuçları verir (Cohen ve Swiatecki, 1963) (Nix, 1969; Hasse, 1971).

$$x_{BG} \approx \begin{cases} 0.394 & ,Cohen \\ 0.396 & ,Nix \\ 0.422 & ,Hasse \end{cases} \quad (59)$$



Şekil 2. Çeşitli sıvı damlası eyer noktası şekilleri (Cohen ve Swiatecki, 1963).

### 1.5.3. Normal Durumlar

$y \ll 1$  için eyer noktası kare normal frekans, hidrodinamik kütle parametresi ve sertlik parametresi olarak küresel acayıplik  $e$  kullanılarak

$$\begin{aligned}
\hat{C}_e &= -\frac{112}{45} y^2 \left( 1 + \frac{32}{3} y \dots \right) \\
\hat{B}_e &= \frac{14}{15} y \left( 1 + \frac{46}{3} y \dots \right) \\
\hat{\omega}_e^2 &= -\frac{8}{3} y \left( 1 - \frac{14}{3} y \dots \right)
\end{aligned} \tag{60}$$

Denklem (60) da yüksek mertebeden terimler denklem (37) ve (38) deki gibi aynı zayıf özelliklere sahiptir. Çünkü bir boyutta eyer noktası maksimum sertliğe sahiptir ve kare frekans negatiftir.

Diğer bir deyişle,  $n=2,3,4$  olduğu  $\alpha_n$  parametrelerinde sertlik ve kütle parametreleri aşağıdaki gibi verilir:

$$\begin{aligned}
\hat{C}_{22} &= -\frac{4}{5} y \left( 1 - \frac{848}{255} y \dots \right) \\
\hat{C}_{44} &= \frac{34}{27} \left( 1 + \frac{10}{7} y \dots \right) \\
\hat{C}_{24} &= -\frac{32}{15} y \left( 1 - \frac{1301}{1020} y \dots \right) \\
\hat{C}_{33} &= \frac{30}{49} y \left( 1 - \frac{52}{45} y \dots \right) \\
\hat{B}_{22} &= \frac{3}{10} (1 + 3 y \dots) \\
\hat{B}_{44} &= \frac{1}{12} \left( 1 + \frac{25}{11} y \dots \right)
\end{aligned} \tag{61}$$

$$\begin{aligned}\hat{B}_{24} &= \frac{1}{2} y \cdots \\ \hat{B}_{33} &= \frac{1}{7} \left( 1 + \frac{112}{45} y \cdots \right)\end{aligned}\tag{62}$$

Çift ve tek parametreler arasındaki çiftlemin terimleri yok olur. Normal durumda eğer noktası çiftlenmiş  $\hat{\alpha}_2$  ve  $\hat{\alpha}_4$ , ve çiftlenmemiş asimetrik titreşim modunun  $\omega_3$  olduğu sanal fisyon modu  $\omega_F$  ve titreşim modu  $\omega_V$  den oluşur.

$$\begin{aligned}\hat{\omega}_F^2 &= -\frac{8}{3} y \left( 1 + \frac{304}{255} y \cdots \right) \\ \hat{\omega}_V^2 &= \frac{136}{9} \left( 1 - \frac{515}{187} y \cdots \right) \\ \hat{\omega}_3^2 &= \frac{30}{7} y \left( 1 - \frac{164}{45} y \cdots \right)\end{aligned}\tag{63}$$

## **2. KULLANILAN BİLGİSAYAR PROGRAMININ SİSTEMATİĞİ**

### **2.1. Fiziksel Problemin Doğası**

Çeşitli nükleer özelliklerin ortalama değerleri sadece sıvı damlası modelinin ortalaması ile açıklanır (Burada ortalama parçacık sayıları üzerinden ya da alternatif olarak deformasyon üzerinden alınabilir). Daha sonraları taban durum spinleri ve enerji spektrumu gibi nükleer yapının diğer durumlarını göstermek için farklı bir tanımlamanın gerekli olduğu bulundu. Bu bağlamda, kabuk düzeltme hesaplamaları için giriş parametresi olan bir aksel deforme Wood-Saxon potansiyelinin deformasyon parametresinin fonksiyonu olarak tek parçacık enerjilerini hesaplanır. Toplam nükleer enerjiyi elde etmek için ortalama alan yaklaşımında hesaba katılmayan kısa erimli nükleer etkileşmeleri dikkate almak için bir çiftlenim enerjisini eklemek gereklidir. Potansiyel yüzey enerjisi ile ilgilenen ve Strutinsky metodunu kullanarak kütle hesaplayan bir çok çalışma literatürde bulunmaktadır. Bjornholm ve Lynn, her bir hesaplamada parametrizasyonun uygun bir açıklamasıyla etkinin nedenini gösterdi. Özellikle, açılma dağılım ve fisyon isomerleri gibi nükleer süreçlerin tanımlanmasındaki birçok ayrıntı parametrizasyonun seçiminde önemlidir. Önceki bazı çalışmalar bir çok deforme şekil hesaplamaları için Cassini ovaloid parametrizasyonunun avantajlarını gösterdi (Garcia, 1998). Bu çalışmada önerilen ve kullanılan sayısal kod BARRIER nükleer potansiyel için Cassini ovaloid şekil parametrizasyonunu kullanan Strutinsky yarı- mikroskobik yaklaşımla potansiyel enerji yüzeylerini hesaplar.

#### **2.1.1. Çözüm Yöntemi**

Cassini Ovaloid şekil parametrizasyonu nükleer ortalama alan tanımı için kullanılır. Wood-Saxon seviye şeması deformasyon uzayının her noktasında elde edilir. Tek parçacık seviye şeması Strutinsky yaklaşımında sıvı damla enerjisi için kabuk model ve çiftlenim düzeltmeleri hesaplamalarında kullanılır. BCS metodu Fermi seviyesine yakın, kullanılan

42 seviyenin çiftlenin düzeltme hesaplamalarında kullanılır. Standart sıvı damla modeli ifadeleri toplam potansiyel enerjinin düzeltme kısmını hesaplamak için uygundur.

### **2.1.2. Problemin Karmaşıklığı Üzerine Sınırlamalar**

Standart sıvı damla modeli ifadelerinin kullanımı  $\beta$ - kararlılık doğrusundan uzak çekirdeklerin hesaplamalarında kodun kullanımına izin vermez. Uygulanan parametrisasyon serbestliğin  $\gamma$ -eksen dışı derecelerini içermez. n-p artık etkileşimi ve parçacıkların kısmı sayılarının tam korunumu bu kodun genel BCS metodu uygulamalarında dikkate alınmaz.

### **2.1.3. Tipik Çalışma Zamanı**

Hesaplamalar için seçime bağlıdır. Deformasyonun bir özel seti için çalışma zamanı yaklaşık olarak 10 saniyedir.

## **2.2. Programın Yapısı**

Deformasyonun bir fonksiyonu olarak fisyon bariyerini hesaplamak için geliştirilen kod, Cassini kodu olarak tek parçacık enerjilerinin hesaplamalarında kullanılır (Garrote vd., 1995). Barrier kodda kabuk düzeltme programı aşağıdaki yeni programlar ile oluşturulur.

### 2.2.1. Routine Fraqua

Bu program kabuk düzeltme hesaplamaları için temel programdır. DELTAU ve PAIRING programları için sadece doğru giriş parametreleri (G- kuvvet çiftlenimi ve parçacık sayısı) seçilir.

Önemli Değişkenler

—GN, GZ: nötron ve proton için kuvvet çiftlenimi

—DU: kabuk düzeltmeleri + çiftlenim düzeltmeleri

### 2.2.2. Routine Dens

Düzgün seviye yoğunluğu ,  $\gamma$  ve enerjinin farklı değerleri için onun 1. ve 2. türevleri hesaplanır. Denklem (14) kullanılır. Bu yolla;

$$\tilde{g}(\epsilon) = \frac{1}{\gamma\sqrt{\pi}} \sum_v \exp(-x_v^2) \left[ -\frac{1}{6}x_v^6 + \frac{7}{4}x_v^4 - \frac{35}{8}x_v^2 + \frac{35}{16} \right]$$

$$\frac{\partial \tilde{g}}{\partial \epsilon}(\epsilon) = \frac{1}{\gamma^2\sqrt{\pi}} \sum_v \exp(-x_v^2) \left[ -\frac{1}{3}x_v^7 - \frac{9}{2}x_v^5 + \frac{63}{4}x_v^3 - \frac{105}{8}x_v \right]$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{g}}{\partial \epsilon^2}(\epsilon) = \frac{1}{\gamma^3\sqrt{\pi}} \sum_v \exp(-x_v^2) \left[ -\frac{2}{3}x_v^8 + \frac{34}{3}x_v^6 + 54x_v^4 + \frac{147}{2}x_v^2 - \frac{105}{8} \right]$$

Burada  $x_v = (\epsilon - \epsilon_v) / \gamma$

Önemli Değişkenler

—G, GD1, GD2: düzgün seviye yoğunluğu ve onun 1. ve 2. türevleri

### 2.2.3. Routine Effnum

Verilen bir enerji ve  $\gamma$  için parçacık sayısı hesaplanır. Denklem (21) de elde edilen DELTAU Fermi enerjisinin hesaplanması ve gerçek parçacık sayılarının

karşılaştırılmasında kullanılır. Düzgün seviye yoğunluğu verilen bir  $\lambda$  için parçacık sayılarının hesaplanmasında kullanılır.

$$N = \int_{-\infty}^{\lambda} \tilde{g}(\epsilon) d\epsilon$$

Yukarıdaki (DENS) ifade kullanılarak, bu kolayca elde edilir.

$$N = 1 + erf(x) + \frac{\exp(-x^2)}{\sqrt{\pi}} \left( \frac{1}{6}x^5 - \frac{4}{3}x^3 + \frac{19}{8}x \right)$$

Bu programda,  $x > 0$  ( $\lambda > \epsilon_v$ ) ise,  $erf(x) = 1 - P5(x) \cdot \exp(-x^2)$ , ve

$$N = 2 + erf(x) + \exp(-x^2) \left[ -P5(x) + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left( \frac{1}{6}x^5 - \frac{4}{3}x^3 + \frac{19}{8}x \right) \right]$$

Tam tersi  $x < 0$  ( $\lambda < \epsilon_v$ ) ise,  $erf(x) = -erf(|x|)$ , ve

$$N = \exp(-x^2) \left[ P5(|x|) + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left( \frac{1}{6}x^5 - \frac{4}{3}x^3 + \frac{19}{8}x \right) \right]$$

olur.

#### 2.2.4. Fonksiyon P5

Bu fonksiyonda EFFNUM ve UPOT kullanılarak hata fonksiyonu hesaplanır. Böylece;

$$erf(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\pi} \exp(-t^2) dt = 1 - (a_1 t + a_2 t^2 + a_3 t^3 + a_4 t^4 + a_5 t^5) \exp(-t^2)$$

Burada

$$a_1 = 0.254829592, \quad a_2 = 0.284496736, \quad a_3 = 1.421413741, \quad a_4 = -1.453152027 \quad \text{ve} \\ a_5 = 1.061405429$$

Aynı zamanda

$$t = 1/(1 + px) \text{ ve } p = 0.3275911$$

Sadece polinomlu kısım hesaplanır; böylece hata fonksiyonu

$$erf(x) = 1 - P5(x)\exp(-t^2)$$

olur.

### 2.2.5. Routine Deltau

Bu programda Fermi enerjilerinin hesaplanması için

$$N = 2 \sum_v v_v^2$$

denklemini kullanılır. Fermi enerjisi, kabuk düzeltme enerjisini hesaplamak için denklem (22) de kullanılır. Bu amaçla kullanılan programa UPOT denir.

$$E_{shell} = 2 \left[ \sum_v \epsilon_v(\beta) - \int_{-\infty}^{\tilde{\lambda}(\beta)} \tilde{g}(\epsilon, \beta) d\epsilon \right]$$

Önemli değişkenler;

- FEN: Fermi enerjisi
- UC: Tek parçacık enerjilerinin toplamı
- US: Düzgün seviye yoğunluğu ile hesaplanan enerji



### 2.2.6. Routine Upot

Düzgün seviye yoğunluğu dağılımı enerjisi, aşağıdaki denklemin kullanılması ile verilen enerjiler için bu programda hesaplanır.

$$U_s = \int_{-\infty}^{\tilde{\lambda}(\beta)} \epsilon \tilde{g}(\epsilon, \beta) d\epsilon$$

$\tilde{g}(\epsilon)$  polinomlarındaki ifade kullanılır ve  $\epsilon \in \epsilon_\nu$  kolayca elde edilir.

$$U_c = \sum_{\nu} \left\{ 2 \epsilon_\nu + \exp(-x^2) \left[ -\epsilon_\nu P5(x) + \frac{\epsilon_\nu}{\sqrt{\pi}} \left( \frac{1}{6} x^5 - \frac{4}{3} x^3 + \frac{19}{8} x \right) - \frac{\gamma}{\sqrt{\pi}} \left( -\frac{1}{6} x^6 + \frac{5}{4} x^4 - \frac{35}{8} x^2 + \frac{5}{16} \right) \right] \right\}$$

Ve  $\epsilon < \epsilon_\nu$  için

$$U_c = \sum_{\nu} \left\{ \exp(-x^2) \left[ \epsilon_\nu P5(|x|) + \frac{\epsilon_\nu}{\sqrt{\pi}} \left( \frac{1}{6} x^5 - \frac{4}{3} x^3 + \frac{19}{8} x \right) - \frac{\gamma}{\sqrt{\pi}} \left( -\frac{1}{6} x^6 + \frac{5}{4} x^4 - \frac{35}{8} x^2 + \frac{5}{16} \right) \right] \right\}$$

dir. Burada  $x = (\epsilon - \epsilon_\nu) / \gamma$

Önemli Değişkenler:

—UPOT: düzgün seviye yoğunluğu dağılımındaki enerji

### 2.2.7. Routine Pairing

Çiftlenim düzeltmesi denklem (28) kullanılarak hesaplanır. Fermi enerjisini ( $\lambda$ ) ve boşluk parametresini ( $\Delta$ ) elde etmek için BCS denklemlerinin çözümü alt program SUFQUP ile yapılır.

Önemli Değişkenler:

- PAR: çiftlenim enerjisi düzeltmesi
- LAMBDA: Fermi Enerjisi
- GAP: Boşluk parametresi

### **2.2.8. Routine Sufqup**

Fermi enerjisinin ve boşluk parametresinin elde edilmesi için BCS denklemlerini çözer.

### **2.2.9. Routine Taranha**

Seçilmiş deformasyon parametrelerinin (typerun-3) fonksiyonu olarak tek parçacık seviyelerine yakın Fermi enerjilerinin çıkış dosyalarını düzenler. Çıkış dosyasının biçimi standart grafik yazılımı ile işlemi kolayca anlamamızı sağlar.

### **2.2.10. Routine Tablesh**

Seçilmiş potansiyel parametrelerin (typerun=4) fonksiyonu olarak tek parçacık seviyesinin çıkış dosyalarının düzenlenmesini yapar.

## **2.3. Input Dosyaları**

**BARRIER.INP** : Genel giriş

### 2.3.1. Intdat

**IARRAY:** IARRAY=0 ise dalga fonksiyonu kaydedilemez, ve IARRAY=1 ise dalga fonksiyonu kaydedilir.

**ISHAPE:** ISHAPE = true ise nükleer şekil çizilir.

**IPRINT:** tek parçacık spektrumu için çizgi çıktı sayısı

**CASSIN:** CASSIN= false ise, beta bozunumu şekil parametreleri (varsayılan) gibi kullanılır. Aksi halde Cassini ovaloidler kullanılır.

**IQUARD:** IQUARD  $\neq 0$  ise tek parçacık ile ilişkili kuadrupol moment hesaplanır.

**INCREA:** INCREA=1 ise, spin-yörünge parametresi ( $\lambda$ ) ve  $r_0 \rightarrow \infty$  deformasyon ile ölçeklendirilecektir.

**IDECOM:** IDECOM=1 ise, durumun bozunması yazılır.

**MAPAD:** MAPAD= true ise, hesaplamalar herhangi iki bozunma parametresi için yapılır.

**KEYSPE:** KEYSPE  $>0$  ise , SNGLPRT.SPE dosyası tam olarak DENCOM (DEN97) biçiminde yapılacaktır.

**OUTSPE:** OUTSPE= true ise, nötron ve proton spektrumu SNGLPRT.SPE dosyasında ve BARRIER.OUT genel çıktısında yazılacaktır.

**TYPERUN:** TYPERUN=1 ise tek parçacık spektrumunun ve deformasyon enerjilerinin hesabı bir deformasyon seti için yapılacaktır. Olası çıkış dosyaları PASH.DAT, LYNN.DAT, PAULI.DAT, BARRIER.OUT ve BARRIER.SPE dir.

Eğer TYPERUN=2 ise, fisyon bariyeri hesaplanacaktır. Çıkış dosyaları PASH.DAT, LYNN.DAT ve PAULI.DAT dir.

Eğer TYPERUN=3 ise, seçilmiş deformasyon parametrelerinin fonksiyonu olarak Fermi seviyesine yakın tek parçacık seviyeleri standart grafik yazılımı ile kolay bir işlemle izin verilen formatta düzenlenir. Çıkış dosyaları ARANHA.DAT ve ARANTAB.DAT dir.

Eğer TYPERUN=4 ise, tek parçacık seviyesinin çıkış dosyası seçilmiş potansiyel parametrelerin fonksiyonu olarak düzenlenir. Bu dosyalar FERMILEV.DAT ve STABLE.DAT dir.

### 2.3.2. Dynamic

**IZ,IN:** Proton ve nötron sayıları

**ICHOIC:** Nükleer potansiyel parametreleri

**ALPHA1...** : Deformasyon parametreleri (CASSIN true) ( ALPHA1, ALPHA2, ALPHA3, ALPHA4, ALPHA5, ALPHA6 kabul edilir.)

**EPSIL:** Deformasyon parametreleri (CASSIN true ise)

**VAREPS:** MAPAD= true ise,  $\epsilon$ , STEP1V aşaması ile EPSIL den END1V e kadar değişir.

**VARP1, VARP3...**: Sadece MAPAD= doğru olduğu zaman kullanılır. Eğer VARP<sub>i</sub>= doğru ise, ALPHA<sub>i</sub>, STEP2V aşaması ile değişir.

### 2.4. Input Dosyaları

**BARRIER.OUT:** Genel çıkış

**PASH.DAT, LYNN.DAT, PAULI.DAT:** Sıvı damlası modeli enerjileri ve farklı sıvı damlası modelleri için kabuk düzeltmeleri deformasyonun fonksiyonu olarak hesaplanır.

**SNGLPRT.SPE:** Protonlar ve nötronlar için tek parçacık spektrumu

**FERMILEV:DAT:** Fermi seviyelerinin çerçevesinde tek parçacık seviyeleri

**ARANHA.DAT:** Seçilmiş deformasyon parametrelerinin fonksiyonu olarak Fermi seviyelerine yakın tek parçacık seviyeleri

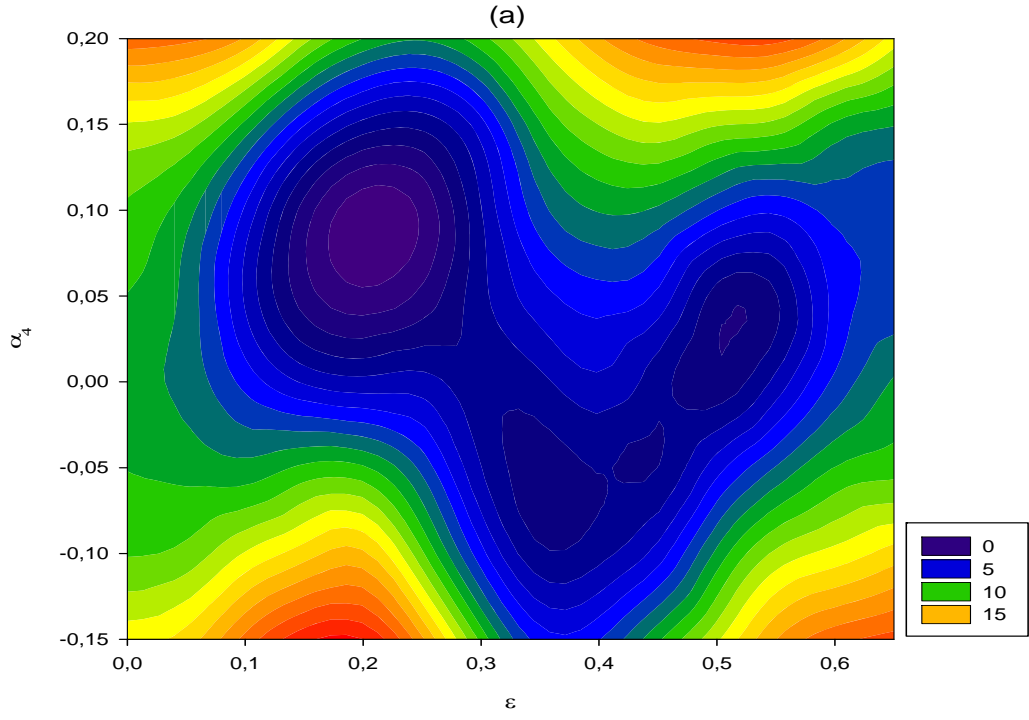
**ARANHAB.DAT, SPTABLE.DAT:** Uygun bir formattaki çıkış. Standart grafik yazılımı ile kolay bir işleme yapılır.

### 3. BULGULAR VE TARTIŞMA

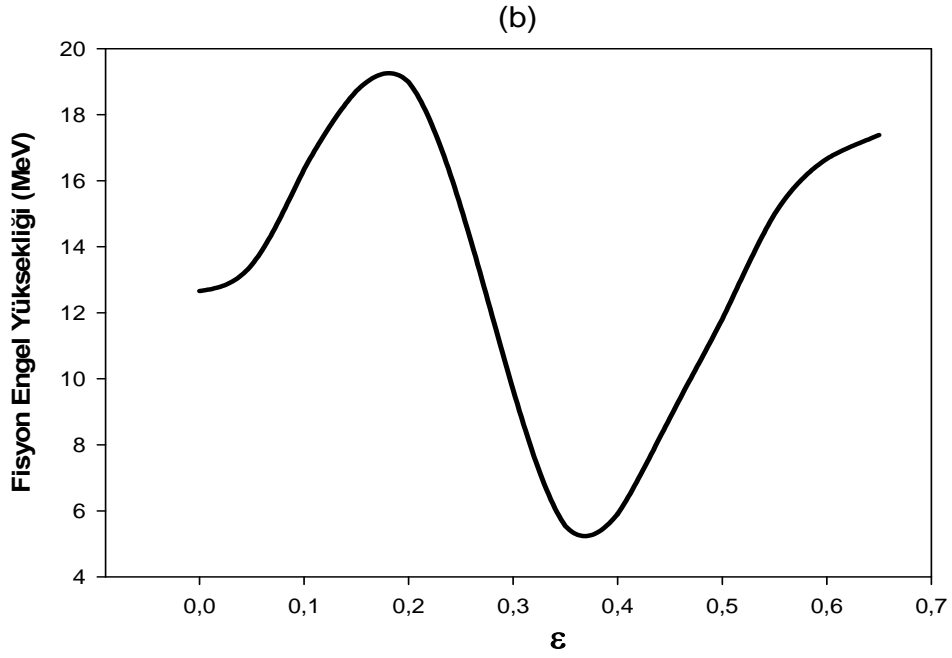
#### 3.1. <sup>230-234</sup>Pa Çekirdeklerinin İncelenmesi

Bu çalışmada aktinitler bölgesindeki çekirdekler ele alınmıştır. Bilindiği gibi bu bölgedeki çekirdekler ve onların izotopları radyoaktiftir ve bu çekirdeklerde kendiliğinden fisyon olayı gerçekleşir. Bu çalışmada araştırılan aktinitler bölgesindeki Protaktinyum çekirdeklerinin proton sayısı 91 kütle numaraları  $A = 230-234$  arasında değişmektedir. Bütün bu izotoplar proton bakımından açık kabuklu ve  $A = 231, 233$  izotopları nötron bakımından kapalı kabuklu ve  $A = 230, 232, 234$  izotopları ise nötron bakımından açık kabuklu çekirdeklerdir. Böylece çiftlenim koşulunu sağlamaktadırlar. Bu çalışmada nükleer potansiyel hesaplamaları için Cassini ovaloid şekil parametreleri kullanılarak Strutinsky yarı-makroskobik yaklaşımda potansiyel enerji yüzeyleri hesaplandı. Bu set aktinitler bölgesindeki pek çok çekirdeğin taban durum özellikleri için başarılı sonuçlar vermektedir. Protaktinyum izotopları için hesaplamada kullanılan  $\varepsilon$  ve  $\alpha_4$  baz parametreleri sırasıyla 0,000–0,700 ve -0,150–0,200 aralığında alındı.

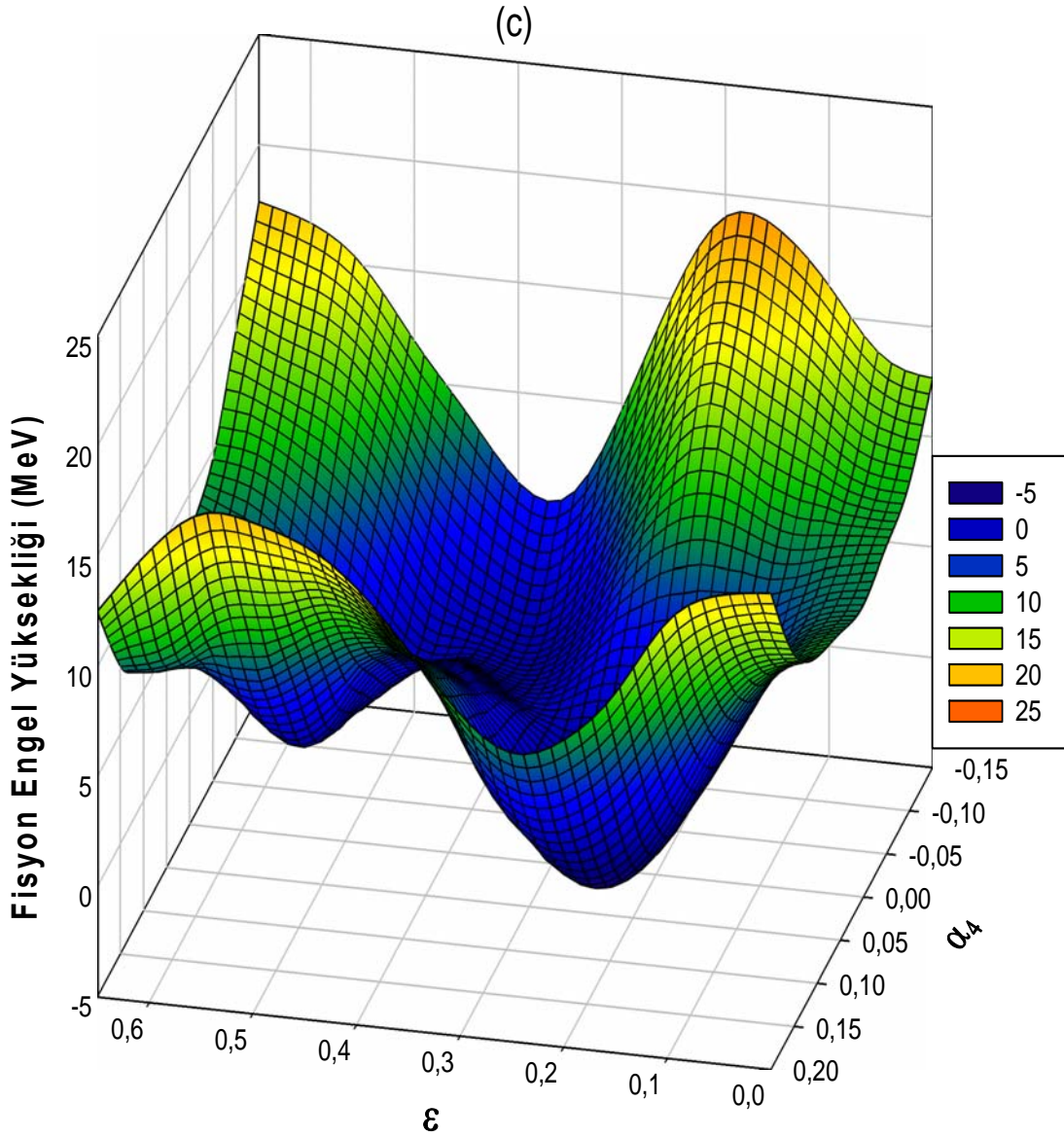
Protaktinyum çekirdeklerinin  $\varepsilon$  ve  $\alpha_4$  parametrelerinin bir fonksiyonu olarak fisyon engel yüksekliği şekil 3–7 gösterilmektedir.  $\alpha_4$  hegzadekopol momentin deformasyon parametresi,  $\varepsilon$  ise Cassini ovaloidler ile tanımlanan uzanım parametresidir. Hesaplanan değerler ETFSI ve deneysel değerlerle karşılaştırıldığında, bu çalışmada hesaplanan değerler, ETFSI teorik değerlerine göre, deneysel değerler ile iyi bir uyum içindedir.



Şekil 3.  $^{230}\text{Pa}$  için  $(\epsilon, \alpha_4)$ ' ün fonksiyonu olarak fisyon engel yüksekliği

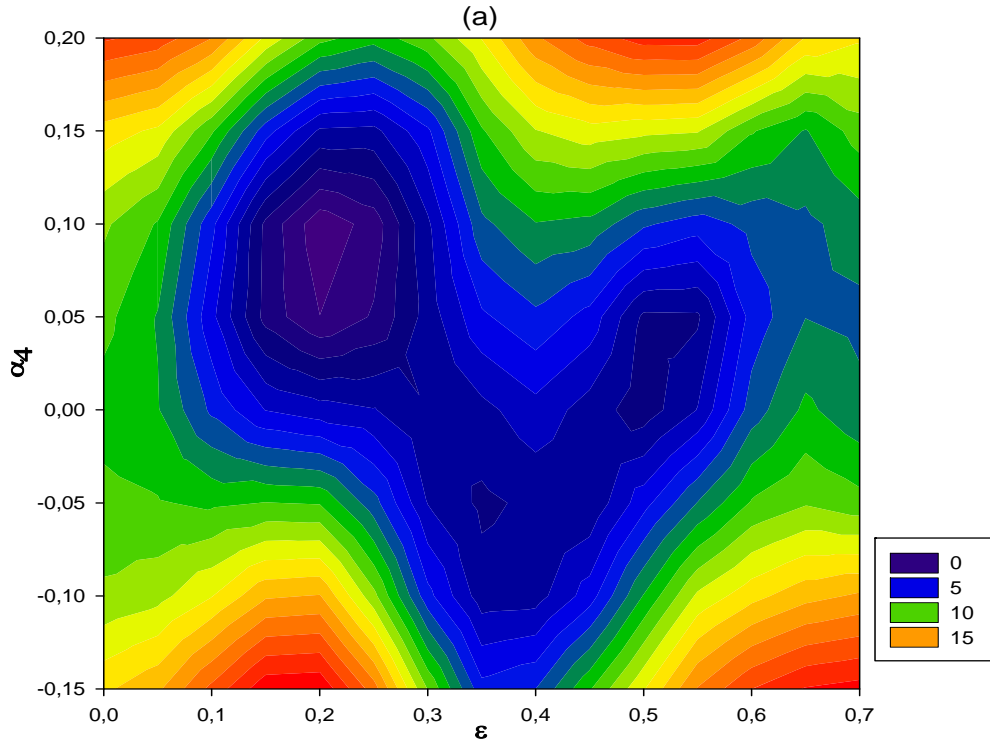


Şekil 4.  $^{230}\text{Pa}$  için fisyon engelinin yolu

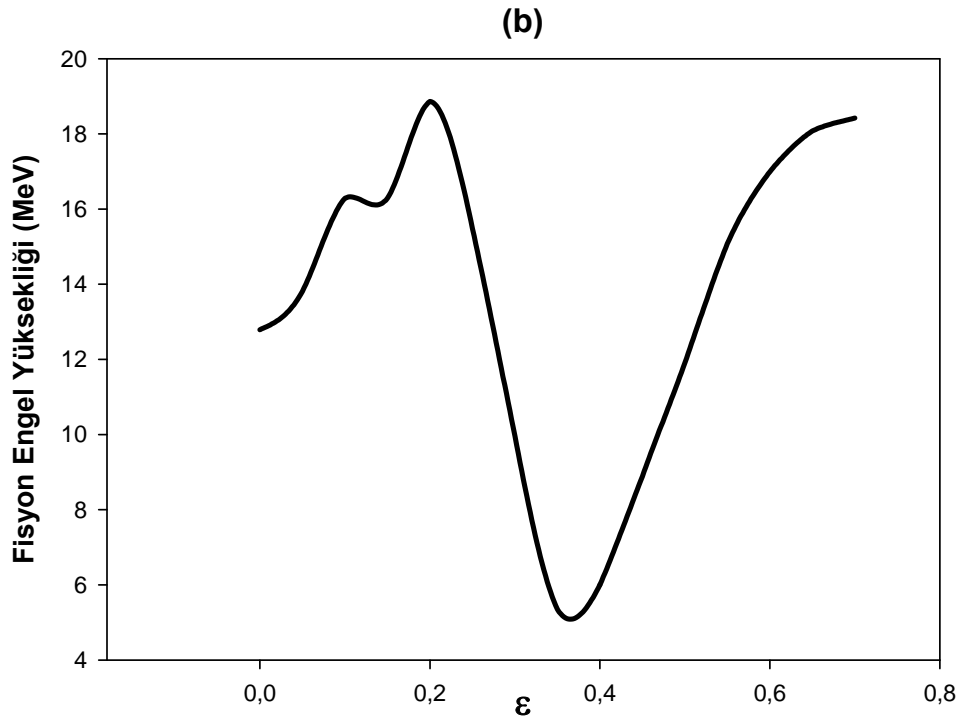


Şekil 5.  $^{230}\text{Pa}$  için fisyon engel yüksekliğinin 3- boyutlu gösterimi

Şekil 3-5 de,  $^{230}\text{Pa}$  çekirdeği  $\epsilon = 0.180$  deformasyon parametresinde fisyon engel yüksekliğinin maksimum değeri elde edilir.  $\epsilon = 0.215$  ve  $\epsilon = 0.488$  deformasyon parametrelerinde ise,  $^{230}\text{Pa}$  çekirdeğinin birinci ve ikinci minimum değerleri görünmektedir.  $\epsilon = 0.00-0.300$  değerleri arasında birinci eyer noktası bölgesi,  $\epsilon = 0.350-0.650$  değerleri arasında ise ikinci eyer noktası bölgesi oluşmaktadır.



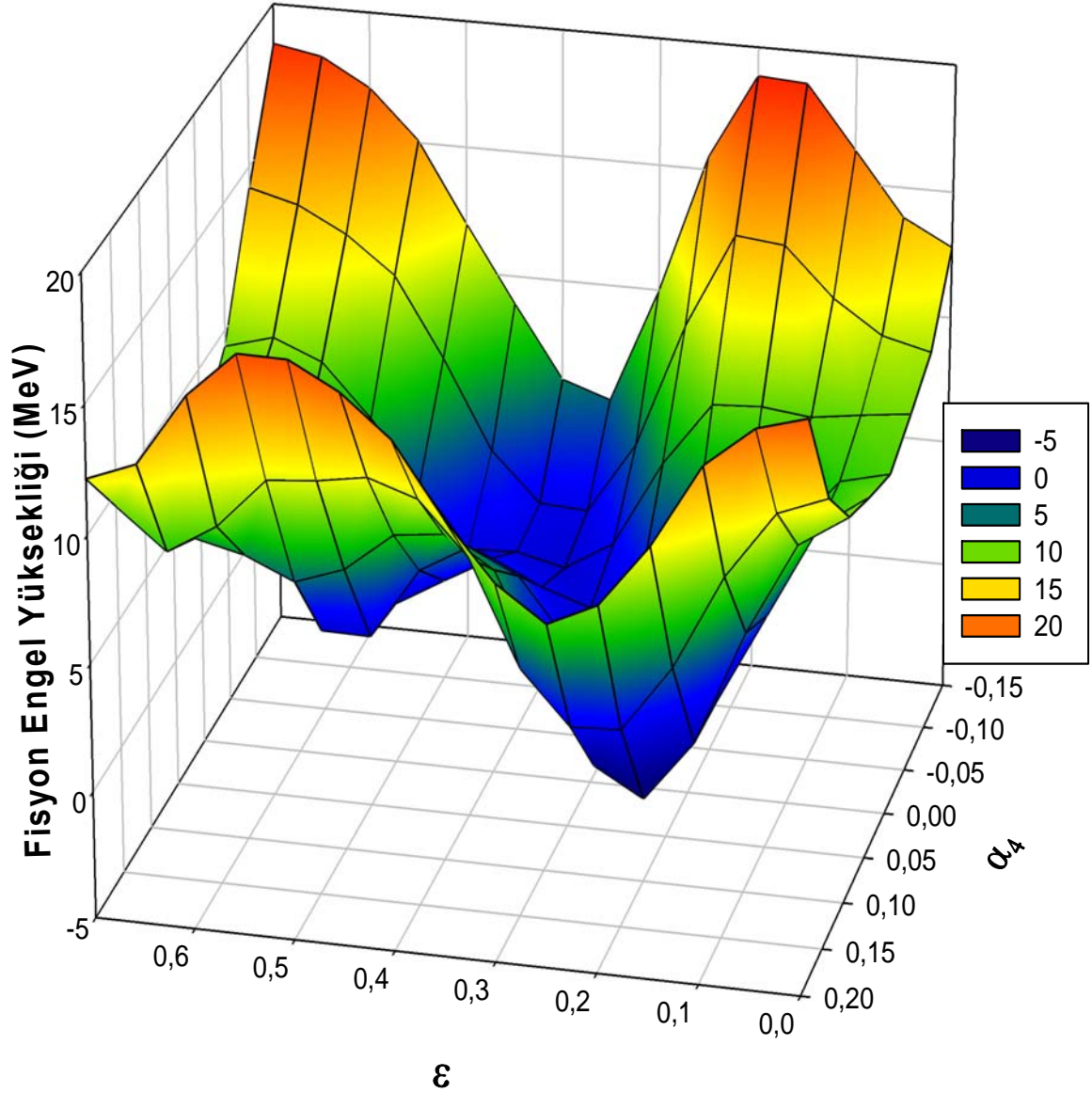
Şekil 6.  $^{231}\text{Pa}$  için  $(\epsilon, \alpha_4)$ ' ün fonksiyonu olarak fisyon engel yüksekliği



Şekil 7.  $^{231}\text{Pa}$  için fisyon engelinin yolu

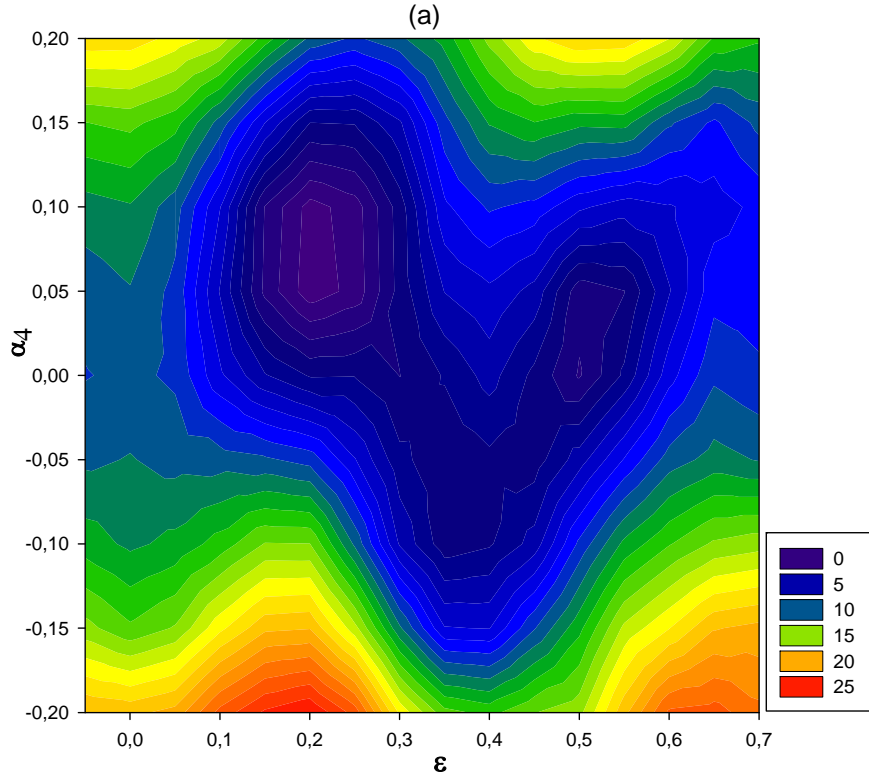


(c)

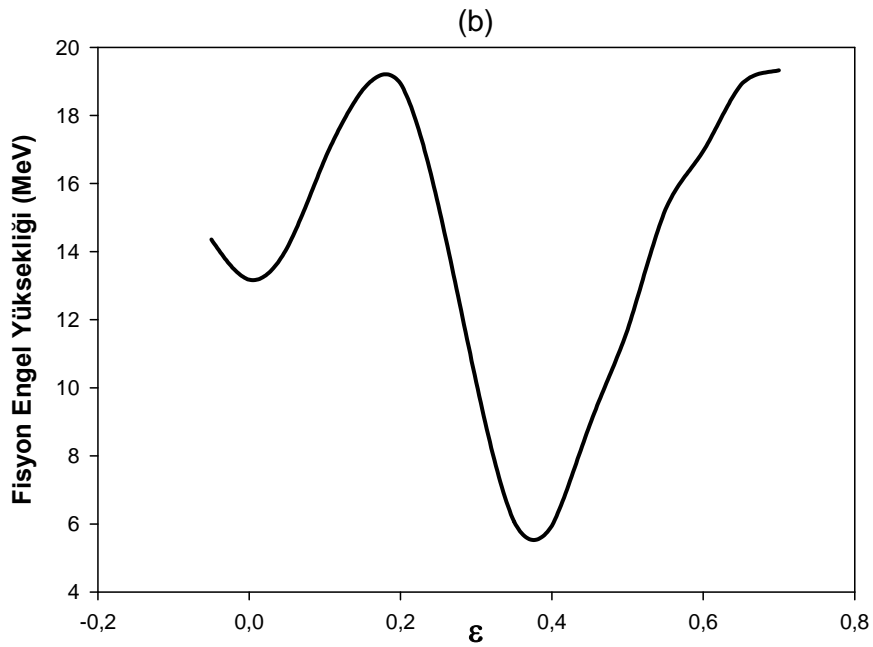


Şekil 8.  $^{231}\text{Pa}$  için fisyon engel yüksekliğinin 3- boyutlu gösterimi

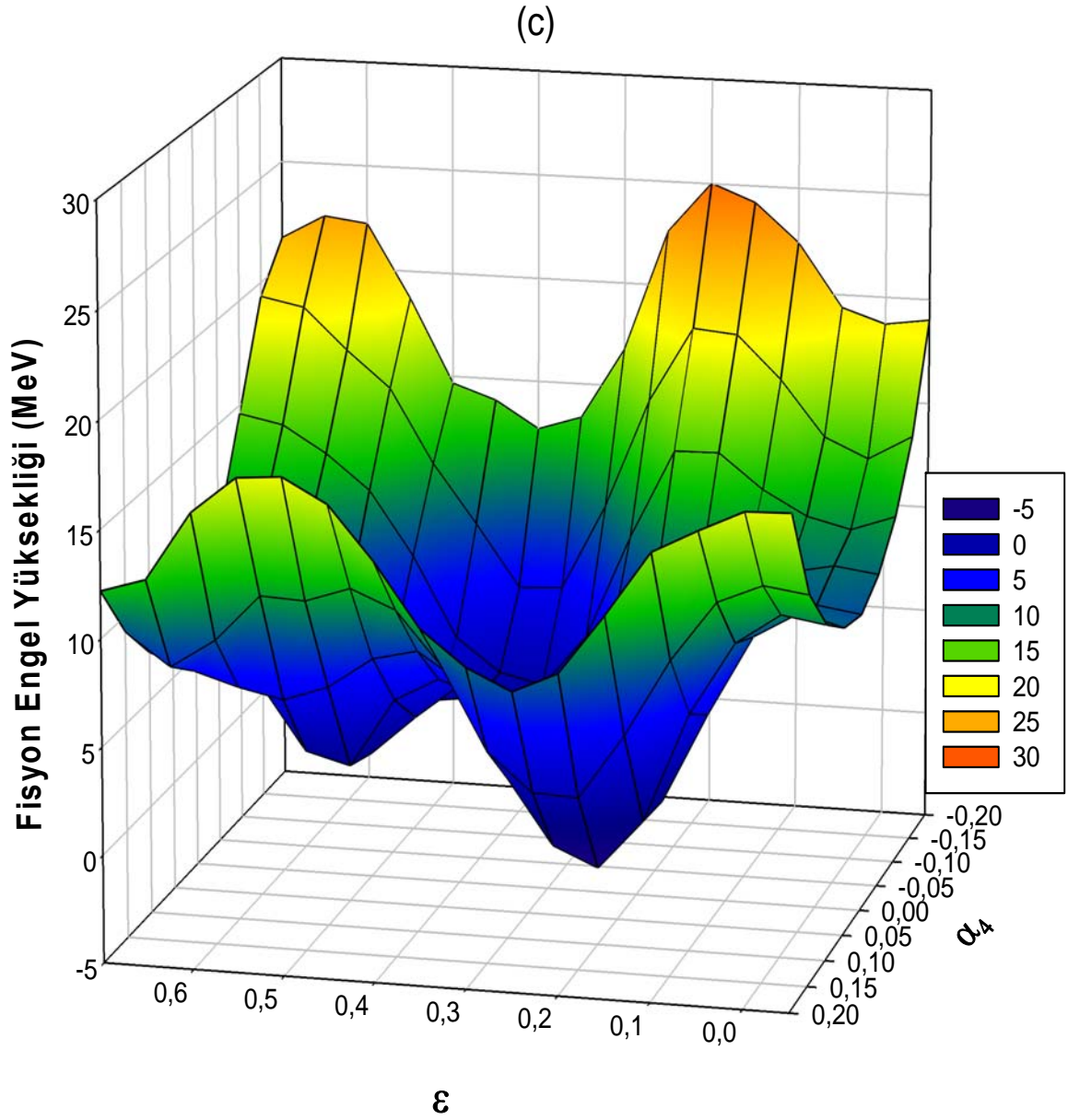
Şekil 6-8 de,  $^{231}\text{Pa}$  çekirdeği  $\epsilon = 0.137$  değerinde fisyon engel yüksekliği bir azalma gösterirken  $\epsilon = 0.200$  deformasyon parametresinde fisyon engel yüksekliğinin maksimum değeri elde edildi.  $\epsilon = 0.367$  değerinde ise fisyon meydana geldi.  $\epsilon = 0.209$  ve  $\epsilon = 0.495$  deformasyon parametreleri ise birinci ve ikinci minimum değerlerini göstermektedir.  $\epsilon = 0.00-0.300$  değerleri arasında birinci eyer noktası bölgesi,  $\epsilon = 0.350-0.650$  değerleri arasında ise ikinci eyer noktası bölgesi oluşmaktadır.



Şekil 9.  $^{232}\text{Pa}$  için  $(\epsilon, \alpha_4)$ ' ün fonksiyonu olarak fisyon engel yüksekliği

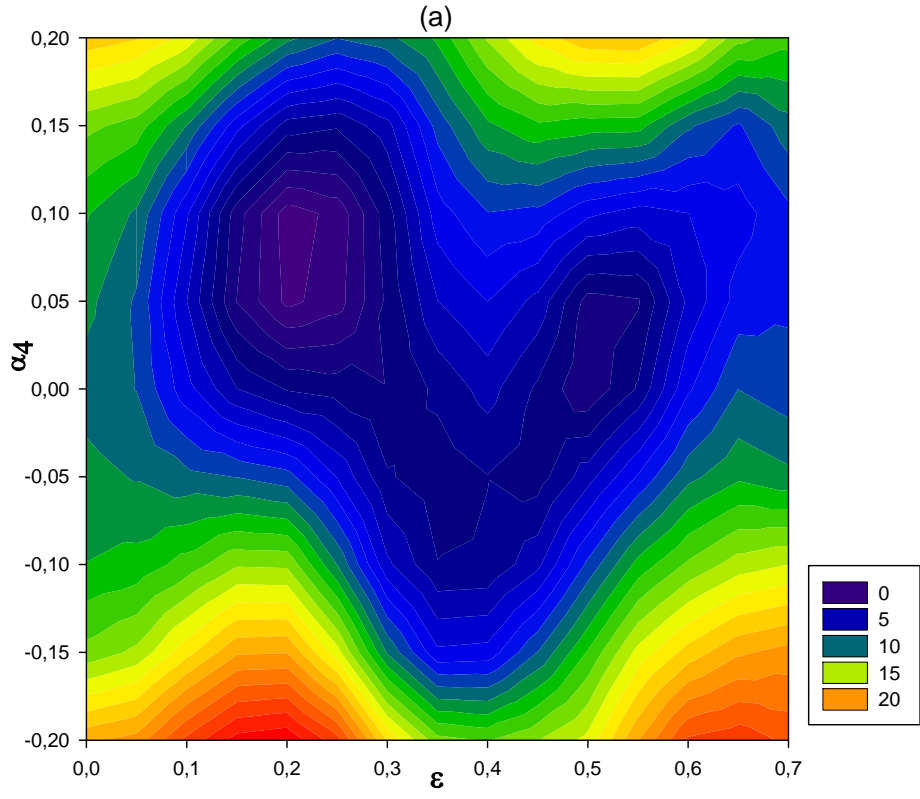


Şekil 10.  $^{232}\text{Pa}$  için fisyon engelinin yolu

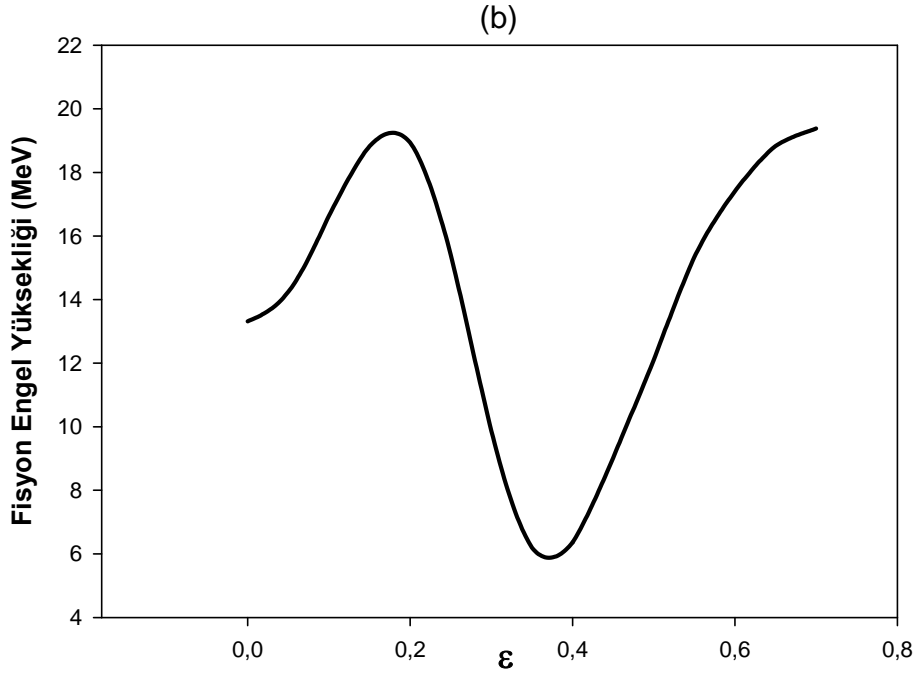


Şekil 11.  $^{232}\text{Pa}$  için fisyon engel yüksekliğinin 3- boyutlu gösterimi

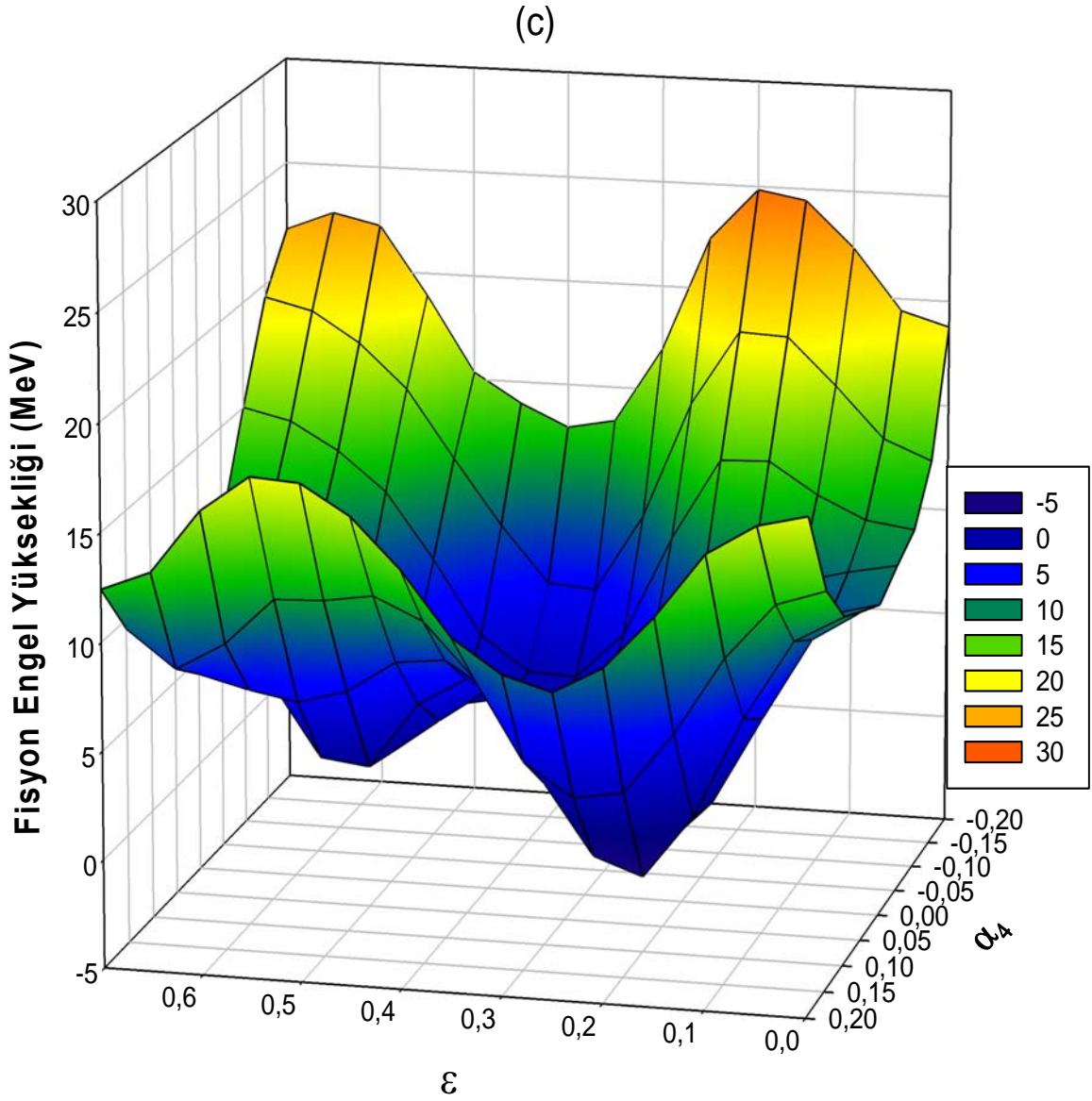
Şekil 9-11 de,  $^{232}\text{Pa}$  çekirdeği  $\epsilon = 0.180$  deformasyon parametresinde fisyon engel yüksekliğinin maksimum değerini,  $\epsilon = 0.210$  ve  $\epsilon = 0.496$  deformasyon parametreleri ise birinci ve ikinci minimum değerlerini göstermektedir.  $\epsilon = 0.00-0.300$  değerleri arasında birinci eyer noktası bölgesi,  $\epsilon = 0.350-0.650$  değerleri arasında ise ikinci eyer noktası bölgesi oluşmaktadır.



Şekil 12.  $^{233}\text{Pa}$  için  $(\varepsilon, \alpha_4)$ ' ün fonksiyonu olarak fisyon engel yüksekliği

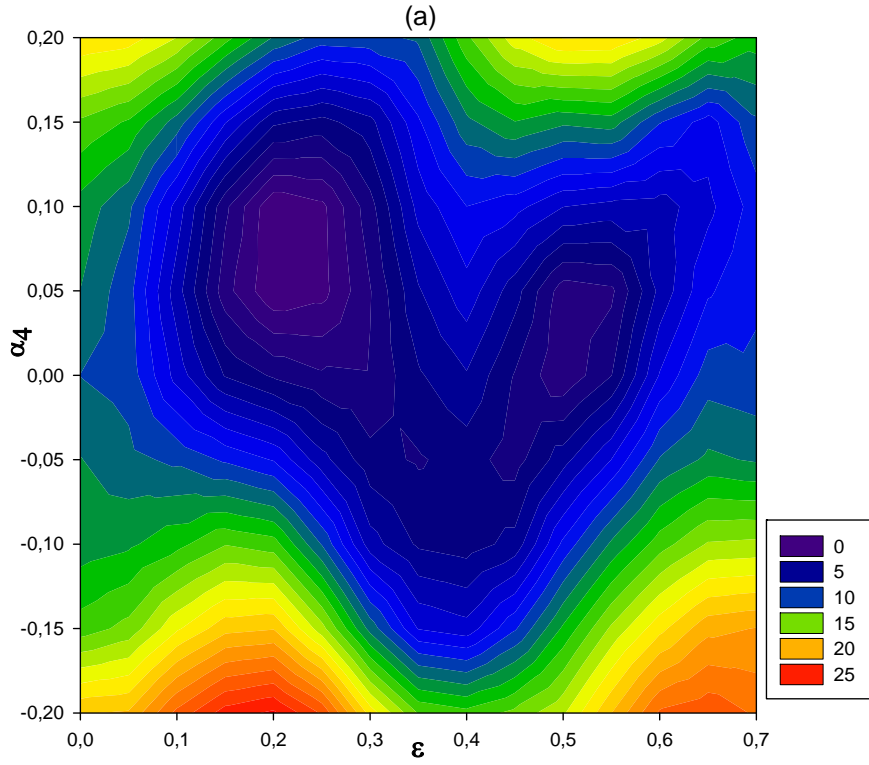


Şekil 13.  $^{233}\text{Pa}$  için fisyon engelinin yolu

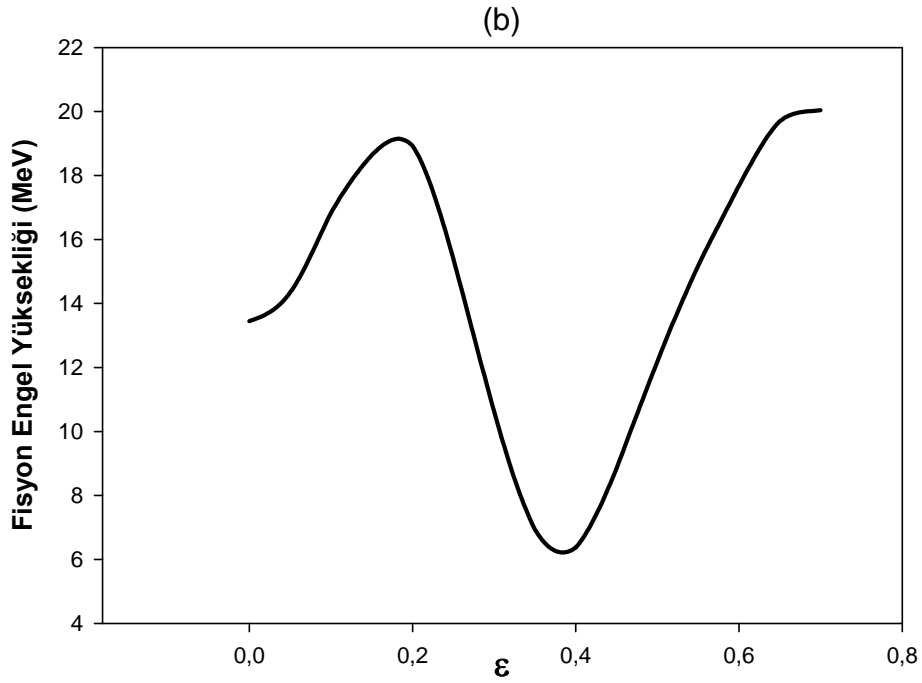


Şekil 14.  $^{233}\text{Pa}$  için fisyon engel yüksekliğinin 3- boyutlu gösterimi

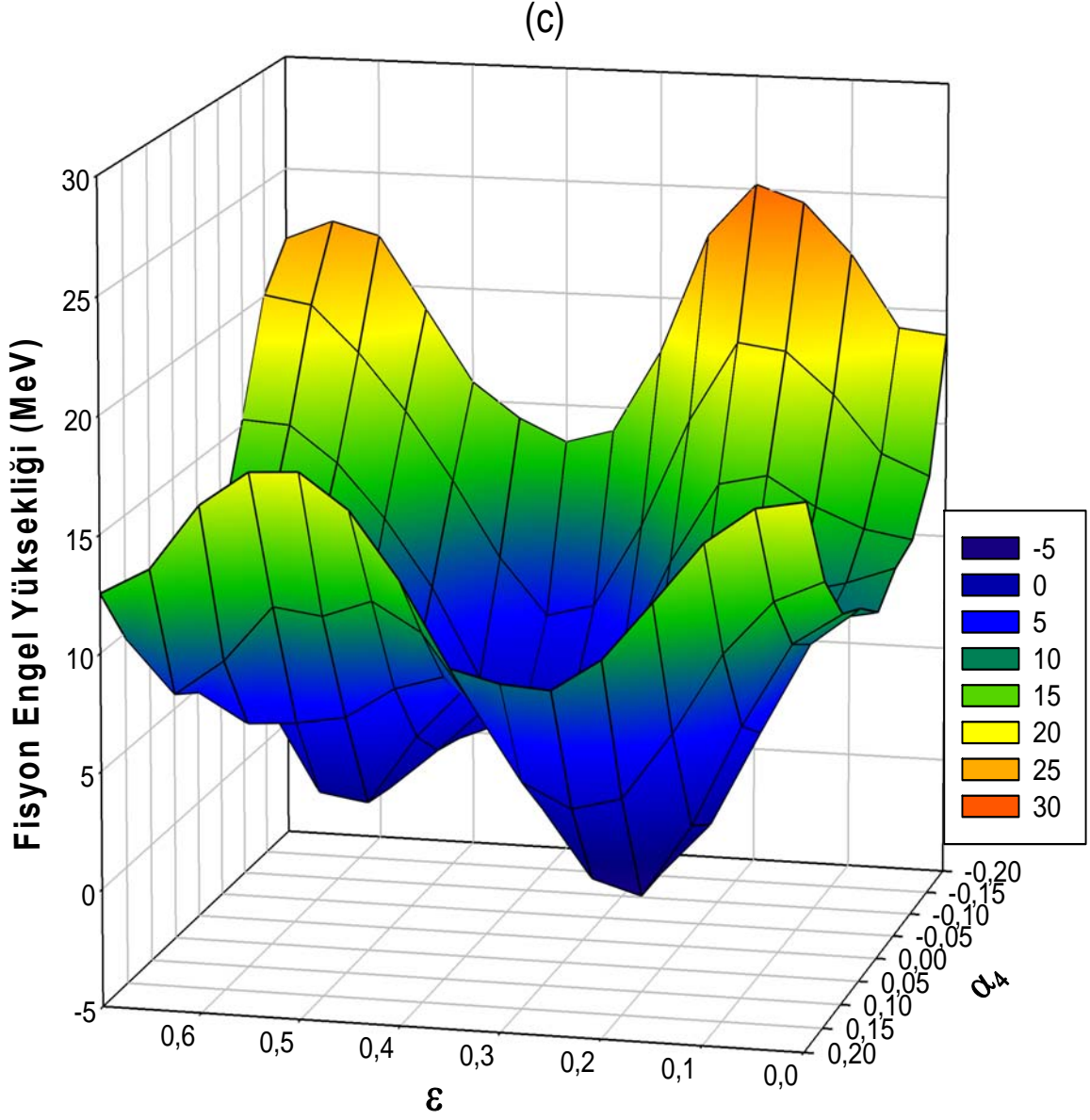
Şekil 12-14 de,  $^{233}\text{Pa}$  çekirdeği  $\epsilon = 0.185$  deformasyon parametresinde fisyon engel yüksekliğinin maksimum değerini gösterirken,  $\epsilon = 0.375$  değerinde fisyon meydana gelmiştir.  $\epsilon = 0.212$  ve  $\epsilon = 0.497$  deformasyon parametreleri ise birinci ve ikinci minimum değerlerini göstermektedir.  $\epsilon = 0.00-0.300$  değerleri arasında birinci eyer noktası bölgesi,  $\epsilon = 0.350-0.650$  değerleri arasında ise ikinci eyer noktası bölgesi oluşmaktadır.



Şekil 15.  $^{234}\text{Pa}$  için  $(\epsilon, \alpha_4)$ ' ün fonksiyonu olarak fisyon engel yüksekliği



Şekil 16.  $^{234}\text{Pa}$  için fisyon engelinin yolu



Şekil 17.  $^{234}\text{Pa}$  için fisyon engel yüksekliğinin 3- boyutlu gösterimi

Şekil 15-17 de,  $^{234}\text{Pa}$  çekirdeği  $\epsilon = 0.185$  deformasyon parametresinde fisyon engel yüksekliğinin maksimum değeri gözlenmektedir. Fisyon meydana geldikten sonra ise  $\epsilon = 0.700$  değerinde fisyon engel yüksekliğinin maksimum değeri gözlenmektedir.  $\epsilon = 0.211$  ve  $\epsilon = 0.493$  deformasyon parametreleri ise birinci ve ikinci minimum değerlerini göstermektedir.  $\epsilon = 0.00-0.300$  değerleri arasında birinci eyer noktası bölgesi,  $\epsilon = 0.350-0.650$  değerleri arasında ise ikinci eyer noktası bölgesi oluşmaktadır.

Şekil 3-17 de  $^{230-234}\text{Pa}$  çekirdeklerinin potansiyel yüzey enerjileri  $\varepsilon$  (boyuna) ve  $\alpha_4$  (hegzadekupolar koordinat) deformasyon uzayında gösterilir. Fisyon yolunun uç noktalarını görmek mümkündür. Bu durumda, kullanılan programın sonuçları dış eyer konfigürasyonunun kütle asimetriğinin var olduğunu ve yüzeysel ikinci minimumu gösterir.

Şekil 3-17 ve tablo 1 den de görüldüğü gibi  $^{230-234}\text{Pa}$  çekirdeklerinde deformasyon koordinatları uyumludur. Sadece fisyon engel yüksekliğinde küçük değişiklikler vardır. Fisyon engel yüksekliği sıvı damlası enerjisi ve kabuk enerjisinin toplamından oluşur.  $^{230-234}\text{Pa}$  izotoplarında asimetrik kütle bozunumu meydana gelmiştir.

Tablo 1.  $^{230-234}\text{Pa}$  için fisyon engel yüksekliğinin sonuçları

Çekirdekler	Fisyon Engel Yüksekliği		ETFSI
	Hesap	Deney	
$^{230}\text{Pa}$	5.90	5.80	6.00
$^{231}\text{Pa}$	5.61	5.50	5.80
$^{232}\text{Pa}$	6.06	6.40/ 6.18*	5.90
$^{233}\text{Pa}$	5.92	5.80	6.00
$^{234}\text{Pa}$	6.18	6.15	5.30

Tablo 1' de BARRIER kod programı yardımıyla hesaplanan fisyon engel yüksekliği görülmektedir. Hesaplanan bu değerler *Nuclear Data Services*' inden alınan deneysel sonuçlarla uyum içindedir. Yalnızca büyük fark  $^{232}\text{Pa}$  çekirdeğinde gözükmemektedir. Bu çekirdekteki 6.18\* deneysel değeri Myers ve Swiatecki (1966) makalesindeki deneysel sonuçlardan alınmıştır.  $^{232}\text{Pa}$  çekirdeği için hesaplanan fisyon engel yüksekliği bu makaledeki deneysel sonuç ile uyum içindedir. Kullanılan programıyla hesaplanan teorik değerler ETFSI teorik değerlerinden daha iyi sonuçlar vermiştir (Yılmaz vd., 2010).



Tablo 2. Deformasyon parametreleri

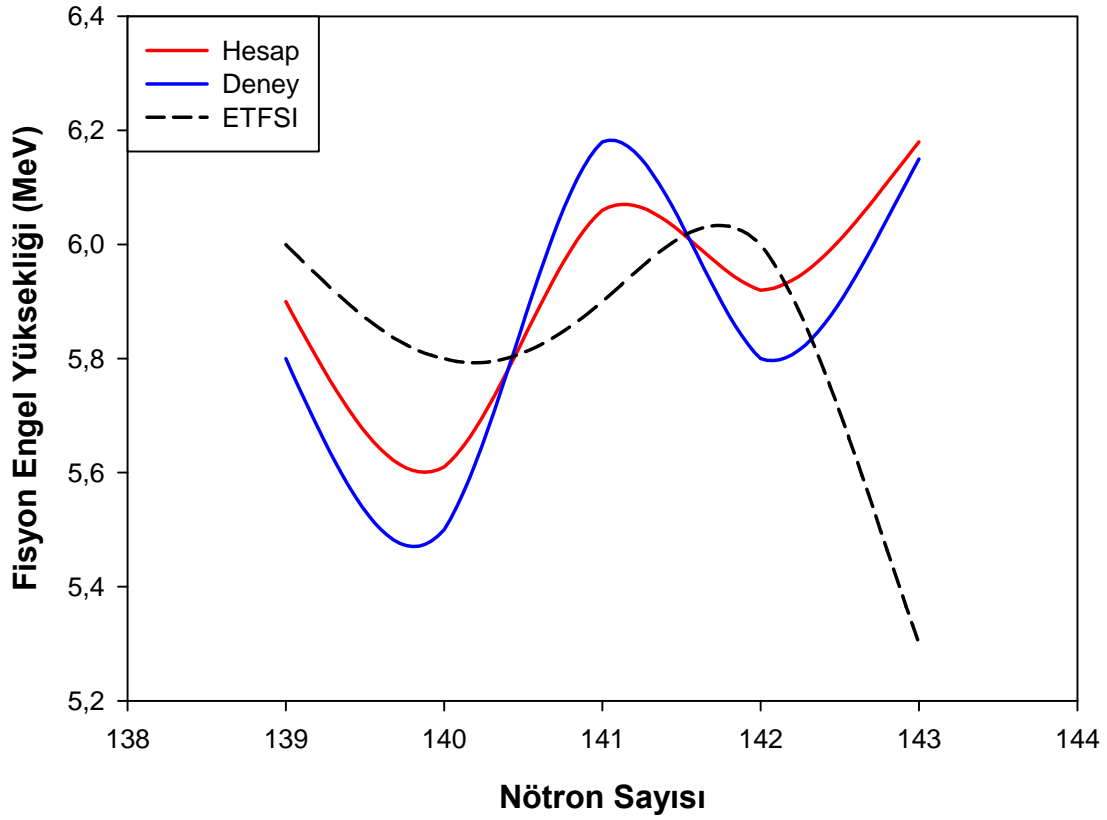
Çekirdekler	Birinci minimum		İkinci minimum	
	$\varepsilon$	$\alpha_4$	$\varepsilon$	$\alpha_4$
$^{230}\text{Pa}$	0.215	0.100	0.488	0.000
$^{231}\text{Pa}$	0.209	0.100	0.495	0.000
$^{232}\text{Pa}$	0.210	0.100	0.496	0.000
$^{233}\text{Pa}$	0.212	0.100	0.497	0.000
$^{234}\text{Pa}$	0.211	0.100	0.493	0.000

Tablo 2 de,  $^{230-234}\text{Pa}$  izotopları için birinci minimum ve ikinci minimum deformasyon parametreleri hesaplanmıştır. Başlangıç değeri olarak kullanılan bu parametreler Garcia (1999) dan alınmıştır. Pa izotoplarındaki hem  $\varepsilon$  hem de  $\alpha_4$  deformasyon parametresi birinci ve ikinci minimum civarında iyi bir uyum göstermektedir.

Tablo 3. Fisilite parametresi

Çekirdekler	$\chi$
$^{230}\text{Pa}$	0.767
$^{231}\text{Pa}$	0.766
$^{232}\text{Pa}$	0.765
$^{233}\text{Pa}$	0.764
$^{234}\text{Pa}$	0.763

Deneysel olarak aktinitler bölgesindeki bir çekirdek olan Pa izotopları kendiliğinden fisyon yapabilmesine rağmen fisilite parametresi  $\chi < 1$  tür.  $\chi \rightarrow 1$  yaklaştıkça kabuk etkisi, fisyon engellerin önemli değişikliklerine neden olur (Nilsson ve Ragnarsson, 1995).  $^{230-234}\text{Pa}$  izotoplarında denge parametresi, fisilite parametresi ve deformasyon parametreleri iyi bir uyum içindedir.



Şekil 18. Pa çekirdekleri için, fisyon engel yüksekliğinin nötron sayısına göre grafiği

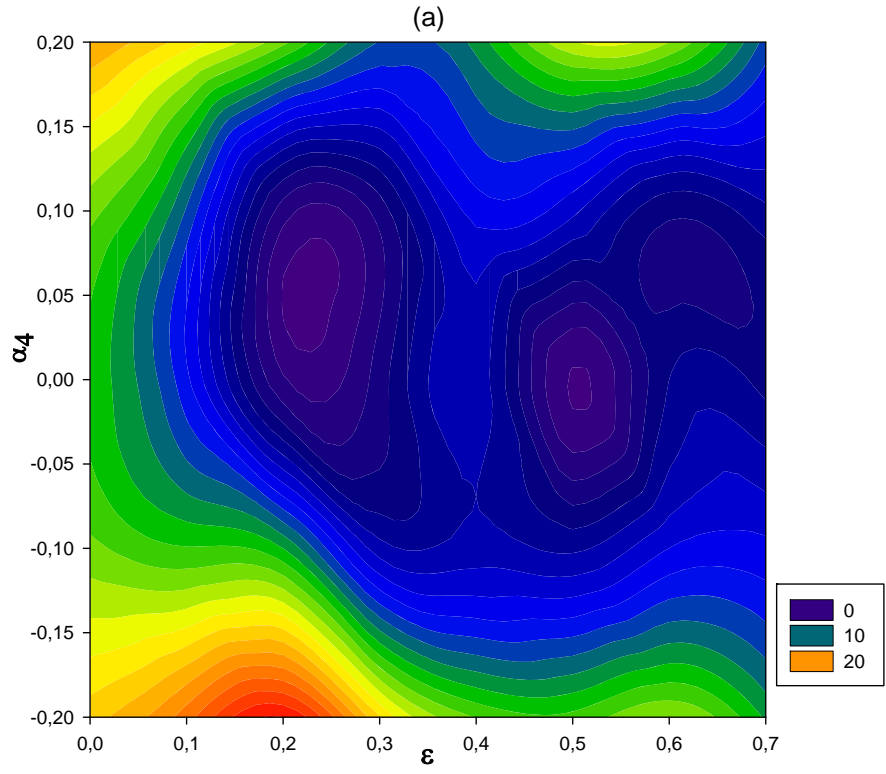
Pa çekirdekleri için, kullanılan program ile hesaplanan fisyon engel yükseklikleri deneysel verilerle uyum içinde olduğu gözükmektedir. Nötron bakımından kapalı kabuklu olan  $A=231, 233$  izotoplarının fisyon engel yüksekliği, nötron bakımından açık kabuklu olan  $A= 230, 232, 234$  izotoplarının fisyon engel yüksekliğine göre daha düşüktür. Hesaplanan değerler deneysel değerler göz önüne alındığında literatürde yer alan ETFSI değerlerine göre daha iyi sonuçlar vermiştir.

### 3.2. $^{241-244}\text{Cm}$ Çekirdeklerinin İncelenmesi

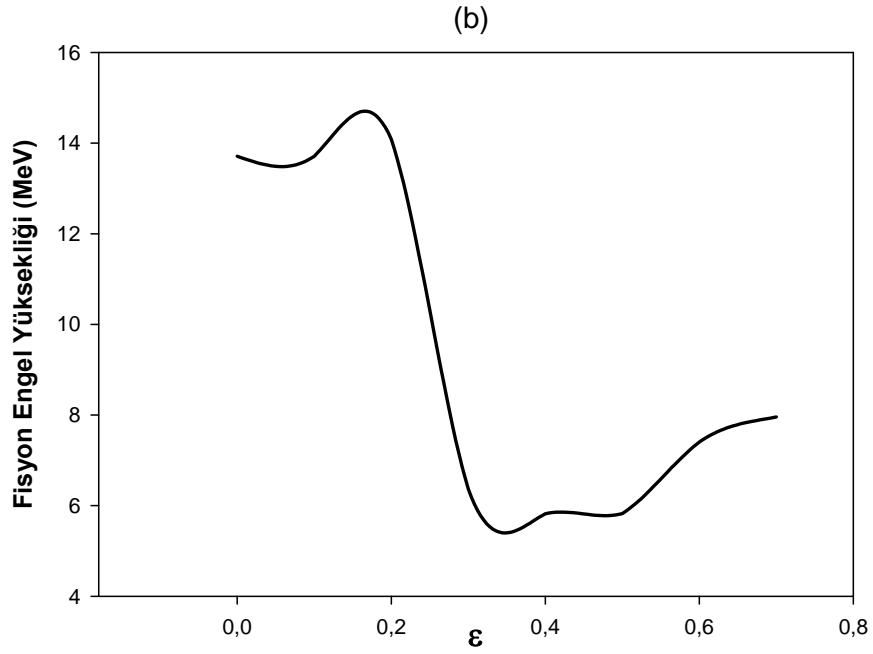
Bu çalışmada araştırılan aktinitler bölgesindeki Kuriyum çekirdeklerinin proton sayısı 96 kütle numaraları  $A= 241-244$  arasında değişmektedir. Bütün bu izotoplar proton bakımından kabalı kabuklu ve  $A = 242, 244$  izotopları nötron bakımından kapalı kabuklu

ve  $A=241, 233$  izotopları ise nötron bakımından açık kabuklu çekirdeklerdir. Böylece çiftlenim koşulunu sağlamaktadırlar. Bu çalışmada nükleer potansiyel hesaplamaları için Cassini ovaloid şekil parametreleri kullanılarak Strutinsky yarı-makroskobik yaklaşımda potansiyel enerji yüzeyleri hesaplandı. Bu set aktinitler bölgesindeki pek çok çekirdeğin taban durum özellikleri için başarılı sonuçlar vermektedir. Kuriyum izotopları için hesaplamada kullanılan  $\varepsilon = 0,000- 0.700$  ve  $\alpha_4 = -0.200-0.200$  aralığındaki baz parametreleri alındı.

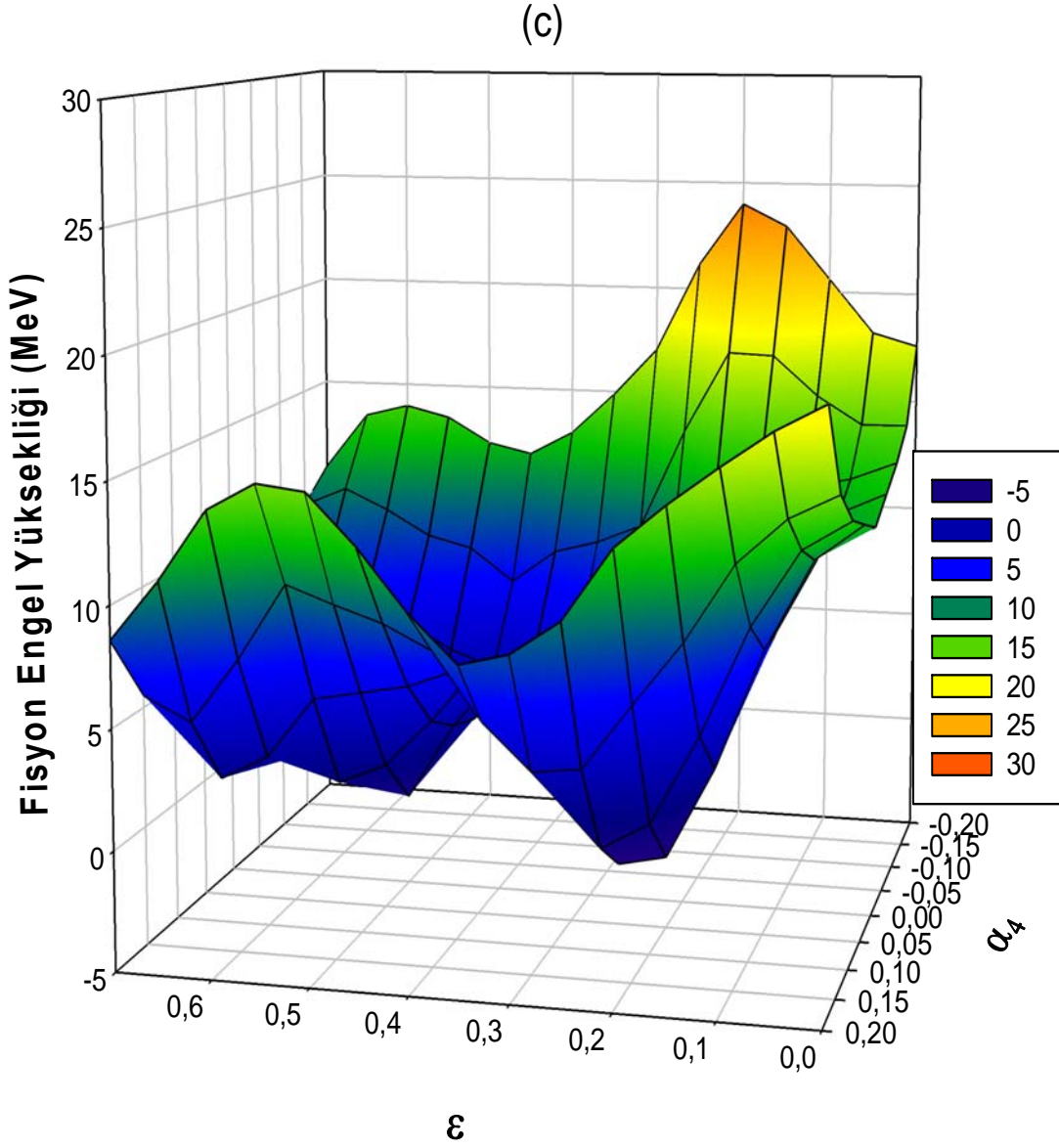
Kuriyum çekirdeklerinin  $\varepsilon$  ve  $\alpha_4$  parametrelerinin bir fonksiyonu olarak fisyon engel yüksekliği şekil 8-11 gösterilmektedir.  $\alpha_4$  hegzadekupol momentin deformasyon parametresi,  $\varepsilon$  ise Cassini ovaloidler ile tanımlanan uzanım parametresidir. Hesaplanan değerler ETFSI ve deneysel değerlerle karşılaştırıldığında, bu çalışmada hesaplanan değerler ETFSI teorik değerlerine göre deneysel değerler ile iyi bir uyum içindedir.



Şekil 19.  $^{241}\text{Cm}$  için  $(\epsilon, \alpha_4)$ ' ün fonksiyonu olarak fisyon engel yüksekliği

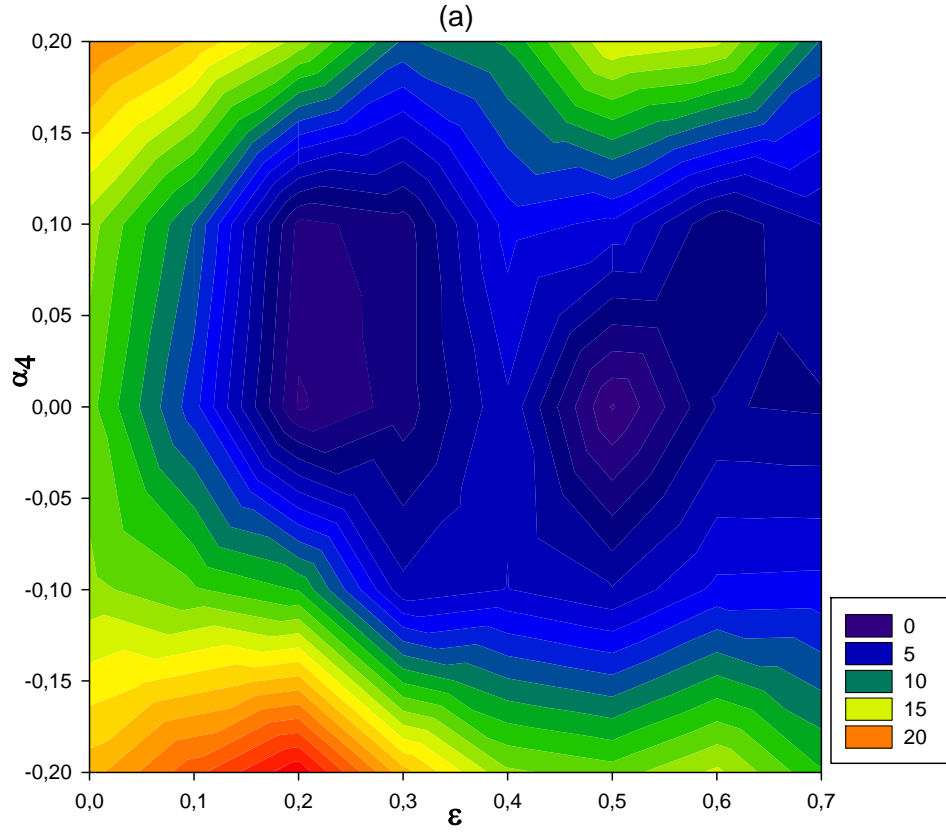


Şekil 20.  $^{241}\text{Cm}$  için fisyon engelinin yolu

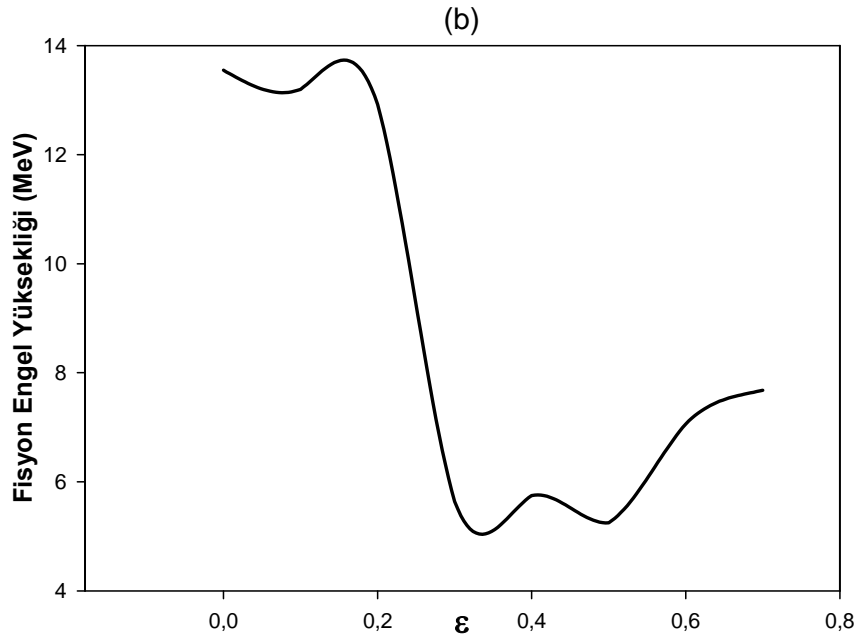


Şekil 21.  $^{241}\text{Cm}$  için fisyon engel yüksekliğinin 3- boyutlu gösterimi

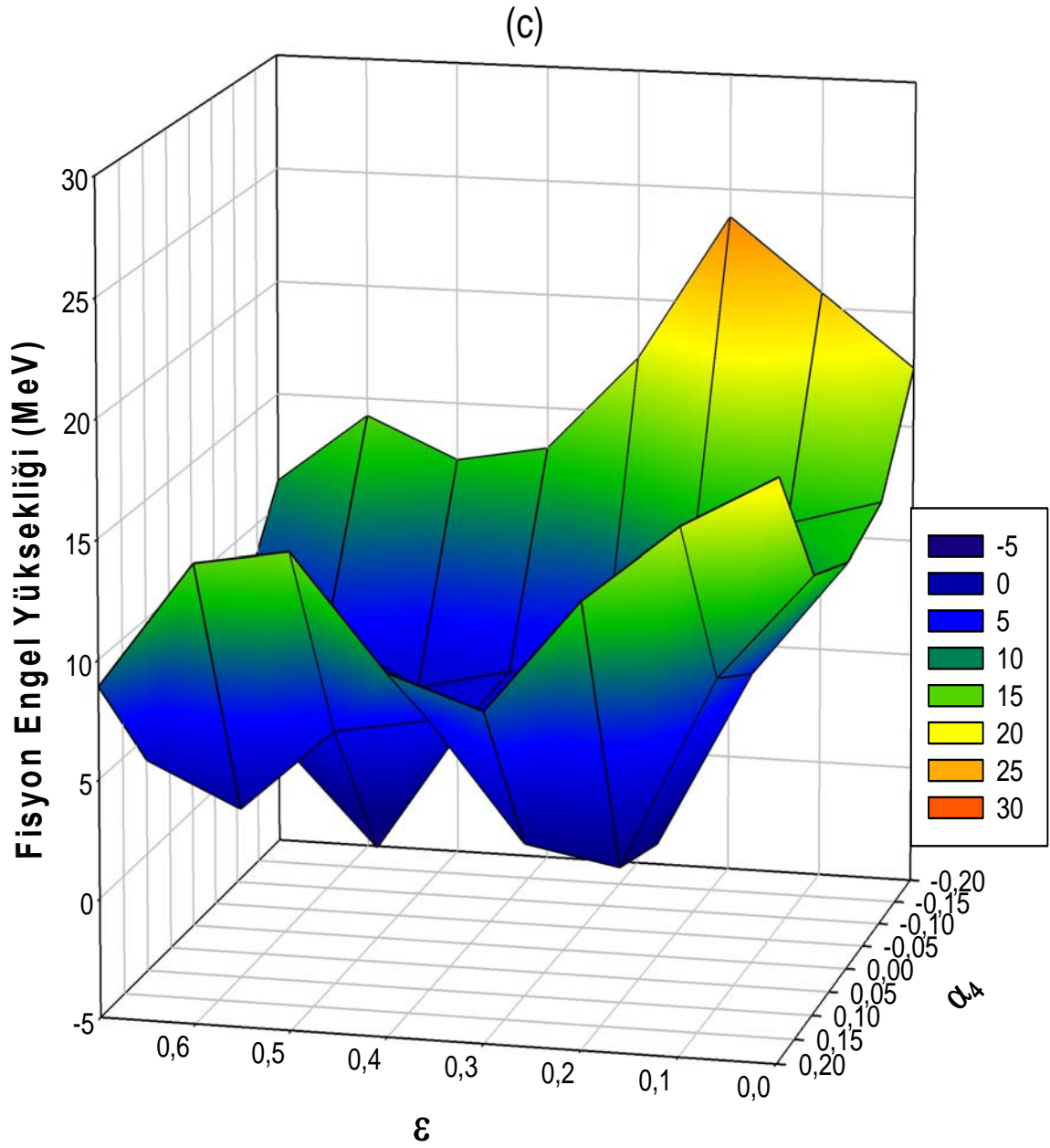
Şekil 19-21 de,  $^{241}\text{Cm}$  çekirdeği  $\varepsilon = 0.170$  deformasyon parametrelerinde fisyon engel yüksekliğinin maksimum değerini,  $\varepsilon = 0.231$  ve  $\varepsilon = 0.507$  deformasyon parametrelerinde ise birinci ve ikinci minimum değerlerini göstermektedir.  $\varepsilon = 0.050-0.300$  değerleri arasında birinci eyer noktası bölgesi,  $\varepsilon = 0.400-0.650$  değerleri arasında ise ikinci eyer noktası bölgesi oluşmaktadır.



Şekil 22.  $^{242}\text{Cm}$  için  $(\epsilon, \alpha_4)$ ' ün fonksiyonu olarak fisyon engel yüksekliği

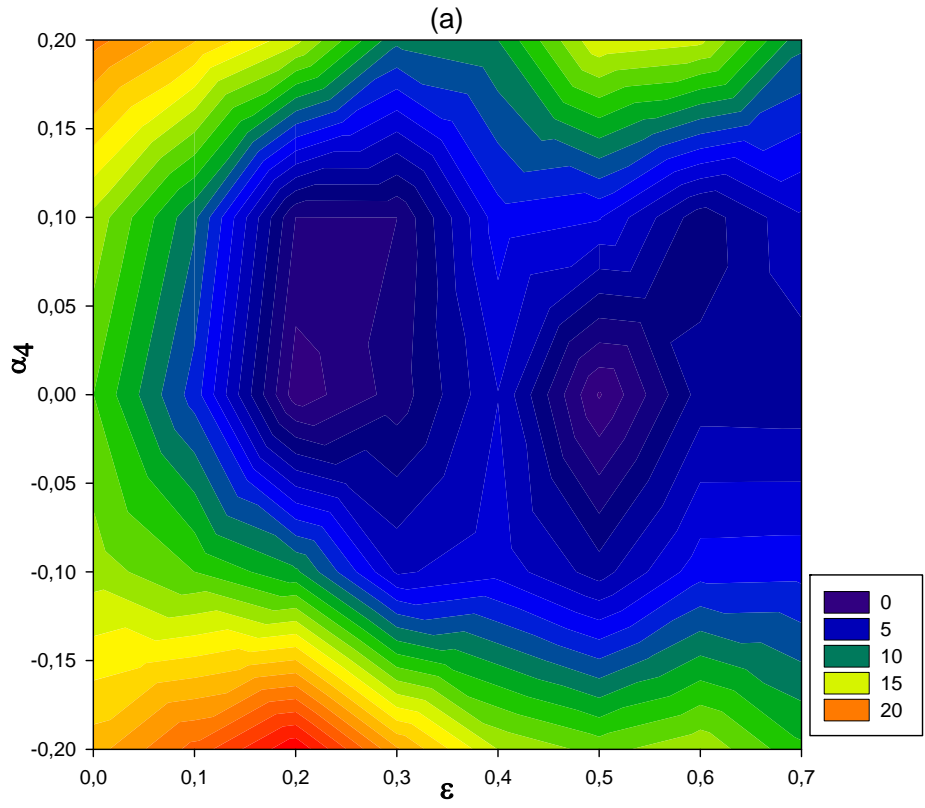


Şekil 23.  $^{242}\text{Cm}$  için fisyon engelinin yolu

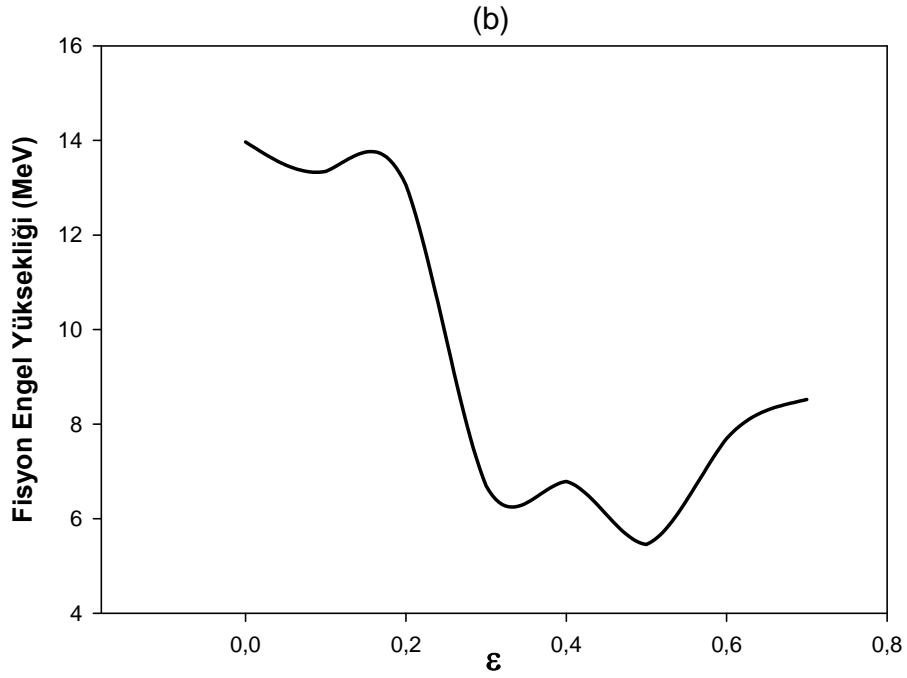


Şekil 24.  $^{242}\text{Cm}$  için fisyon engel yüksekliğinin 3- boyutlu gösterimi

Şekil 22-24 de,  $^{242}\text{Cm}$  çekirdeği  $\epsilon = 0.000$  ve  $\epsilon = 0.160$  deformasyon parametrelerinde fisyon engel yüksekliğinin maksimum değerleri,  $\epsilon = 0.228$  ve  $\epsilon = 0.510$  deformasyon parametrelerinde ise birinci ve ikinci minimum değerlerini göstermektedir.  $\epsilon = 0.050-0.300$  değerleri arasında birinci eyer noktası bölgesi,  $\epsilon = 0.400-0.650$  değerleri arasında ise ikinci eyer noktası bölgesi oluşmaktadır.

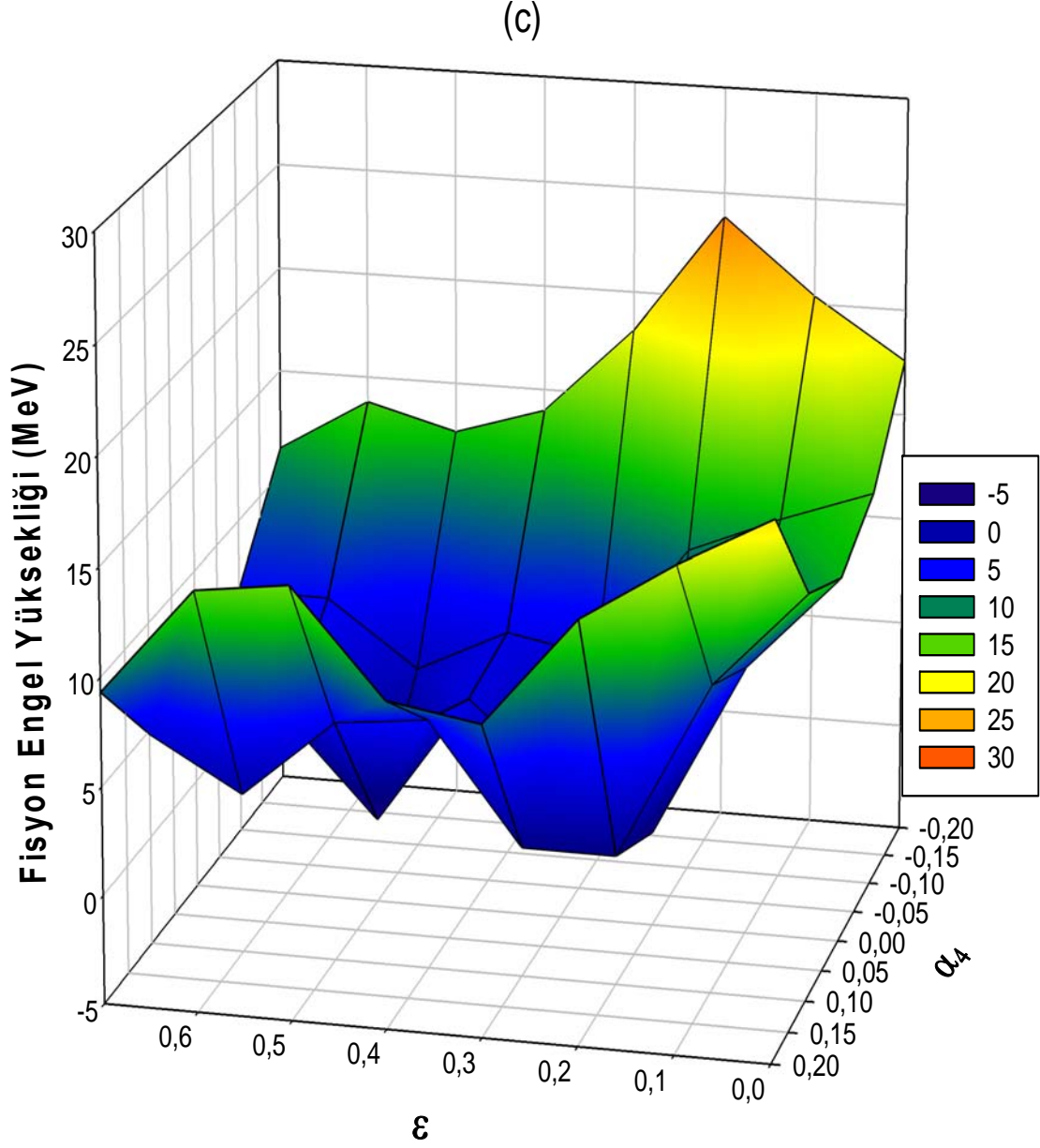


Şekil 25.  $^{243}\text{Cm}$  için  $(\epsilon, \alpha_4)$ ' ün fonksiyonu olarak fisyon engel yüksekliği



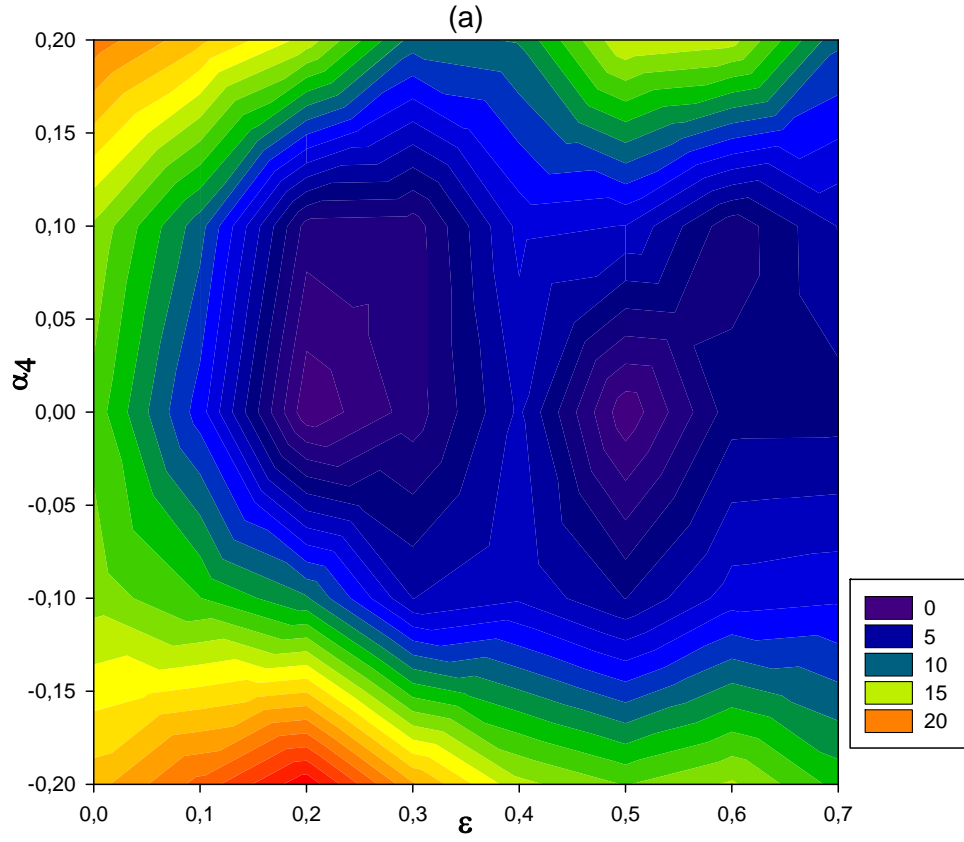
Şekil 26.  $^{243}\text{Cm}$  için fisyon engelinin yolu



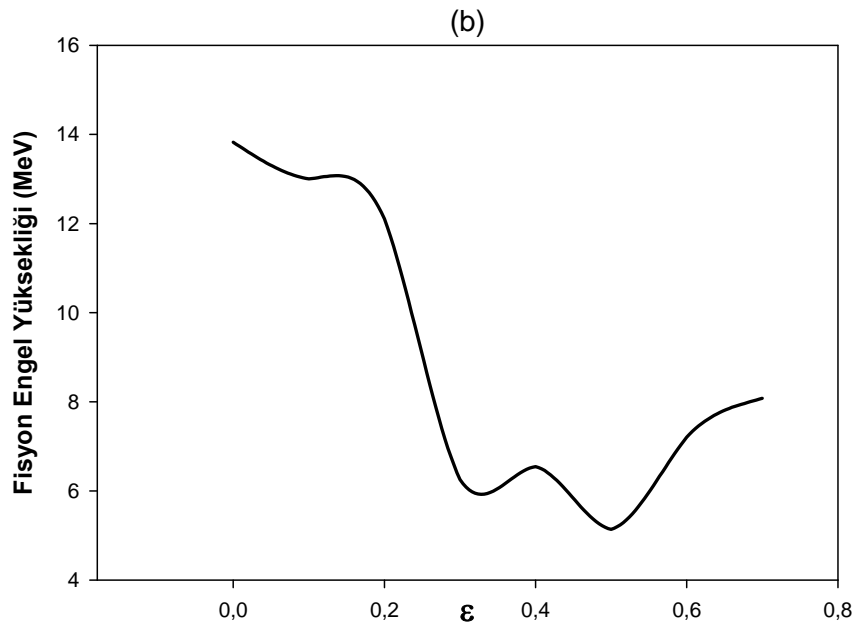


Şekil 27.  $^{243}\text{Cm}$  için fisyon engel yüksekliğinin 3- boyutlu gösterimi

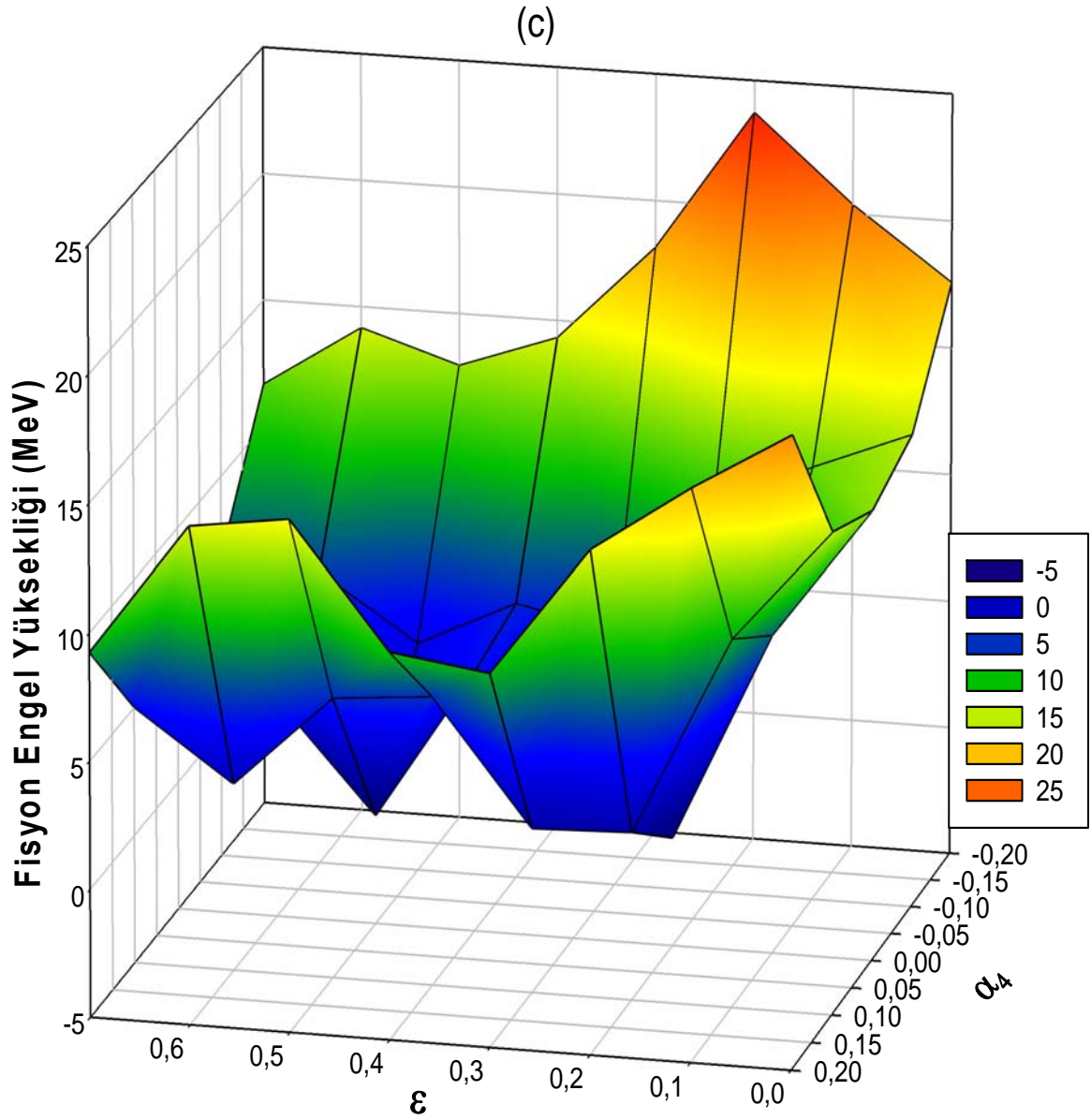
Şekil 25-27 de,  $^{243}\text{Cm}$  çekirdeği  $\varepsilon = 0.160$  ve  $\varepsilon = 0.160$  deformasyon parametrelerinde fisyon engel yüksekliğinin maksimum değerler gözlenmektedir. Fisyon meydana geldikten sonra ise  $\varepsilon = 0.650$  değerinde fisyon engel yüksekliğinin maksimum değeri elde edilmiştir.  $\varepsilon = 0.226$  ve  $\varepsilon = 0.500$  deformasyon parametrelerinde ise birinci ve ikinci minimum değerlerini göstermektedir.  $\varepsilon = 0.050-0.300$  değerleri arasında birinci eyer noktası bölgesi,  $\varepsilon = 0.400-0.650$  değerleri arasında ise ikinci eyer noktası bölgesi oluşmaktadır.



Şekil 28.  $^{244}\text{Cm}$  için  $(\epsilon, \alpha_4)$ ' ün fonksiyonu olarak fisyon engel yüksekliği



Şekil 29.  $^{244}\text{Cm}$  için fisyon engelinin yolu



Şekil 30.  $^{244}\text{Cm}$  için fisyon engel yüksekliğinin 3- boyutlu gösterimi

Şekil 28-30 de,  $^{244}\text{Cm}$  çekirdeği  $\epsilon = 0.000$  ve  $\epsilon = 0.140$  deformasyon parametrelerinde fisyon engel yüksekliğinin maksimum değerleri,  $\epsilon = 0.222$  ve  $\epsilon = 0.500$  deformasyon parametrelerinde ise birinci ve ikinci minimum değerlerini göstermektedir.  $\epsilon = 0.050-0.300$  değerleri arasında birinci eyer noktası bölgesi,  $\epsilon = 0.400-0.650$  değerleri arasında ise ikinci eyer noktası bölgesi oluşmaktadır.

Şekil 19-30 da  $^{241-244}\text{Cm}$  çekirdeklerinin potansiyel yüzey enerjileri  $\varepsilon$  (boyuna) ve  $\alpha_4$  (hegzadekupolar koordinat) deformasyon uzayında gösterilir. Fisyon yolunun uç noktalarını görmek mümkündür. Bu durumda, kullanılan programın sonuçları dış eyer konfigürasyonunun kütle asimetriğinin var olduğunu ve yüzeysel ikinci minimumu gösterir.

Şekil 18–29 ve tablo 4 den de görüldüğü gibi  $^{241-244}\text{Cm}$  çekirdeklerinde deformasyon koordinatları uyumludur. Sadece fisyon engel yüksekliğinde küçük değişiklikler vardır.

Tablo 4.  $^{241-244}\text{Cm}$  için fisyon engel yüksekliğinin sonuçları

Çekirdekler	Fisyon Engel Yüksekliği		ETFSI
	Hesap	Deney	
$^{241}\text{Cm}$	5.45	5.50	6.20
$^{242}\text{Cm}$	5.03	5.00	6.10
$^{243}\text{Cm}$	5.45	5.40	6.60
$^{244}\text{Cm}$	5.13	5.10	6.40

Tablo 4’ de kullanılan program yardımıyla hesaplanan fisyon engel yüksekliği görülmektedir. Hesaplanan bu değerler *Nuclear Data Services*’ inden alınan deneysel sonuçlarla uyum içindedir. Kullanılan programla hesaplanan teorik değerler ETFSI teorik değerlerinden daha iyi sonuçlar vermiştir. A = 242, 244 izotopları nötron bakımından kapalı kabukludur. Kuriyum’un nötron bakımından kapalı kabuklu olan izotoplarında fisyon engel yüksekliğini daha düşüktür. Cm izotoplarında da kullanılan program ile hesaplanan teorik değerler ETFSI teorik değerlerinden daha iyi sonuçlar vermiştir.

Tablo 5. Deformasyon parametreleri

Çekirdekler	Birinci minimum		İkinci minimum	
	$\varepsilon$	$\alpha_4$	$\varepsilon$	$\alpha_4$
$^{241}\text{Cm}$	0,231	0,100	0,507	0,000
$^{242}\text{Cm}$	0,228	0,050	0,510	0,000
$^{243}\text{Cm}$	0,226	0,050	0,500	0,000
$^{244}\text{Cm}$	0,222	0,050	0,500	0,000

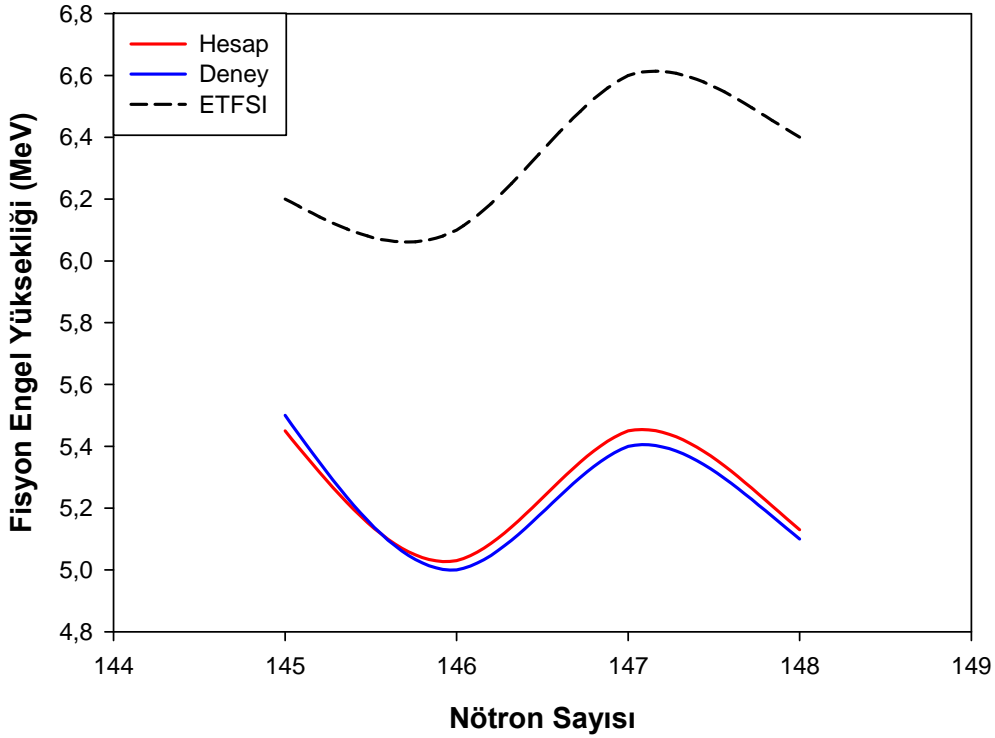
Tablo 5 de,  $^{241-244}\text{Cm}$  izotopları için birinci minimum ve ikinci minimum deformasyon parametreleri hesaplanmıştır. Başlangıç değeri olarak kullanılan bu

parametreler Garcia (1999) dan alınmıştır. Cm izotoplarındaki hem  $\varepsilon$  hem de  $\alpha_4$  deformasyon parametresi birinci ve ikinci minimum civarında iyi bir uyum göstermektedir (Yılmaz vd., 2010).

Tablo 6. Fisilite parametresi

Çekirdekler	$\chi$
$^{241}\text{Cm}$	0.811
$^{242}\text{Cm}$	0.810
$^{243}\text{Cm}$	0.809
$^{244}\text{Cm}$	0.808

Deneyel olarak, aktinitler bölgesindeki bir çekirdek olan Cm izotopları kendiliğinden fisyon yapabilmesine rağmen fisilite parametresi  $\chi < 1$  tür.  $\chi \rightarrow 1$  yaklaştıkça kabuk etkisi fisyon engellerin önemli değişikliklerine neden olur.  $^{241-244}\text{Cm}$  izotoplarında denge parametresi, fisilite parametresi ve deformasyon parametreleri iyi bir uyum içindedir.



Şekil 31. Cm çekirdekleri için, fisyon engel yüksekliğinin nötron sayısına göre grafiği

Cm çekirdekleri için kullanılan program vasıtasıyla hesaplanan fisyon engel yükseklikleri deneysel verilerle çok iyi bir uyum göstermektedir. Proton bakımından kapalı kabuk olan Cm izotoplarından nötron bakımından kapalı kabuklu olan  $A=242, 244$  izotoplarının fisyon engel yüksekliği, nötron bakımından açık kabuklu olan  $A= 241, 243$  izotoplarının fisyon engel yüksekliğine göre daha düşüktür. Hesaplanan değerler deneysel değerler göz önüne alındığında literatürde yer alan ETFSI değerlerine göre çok daha iyi sonuçlar vermiştir.

#### 4. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Aktinitler bölgesindeki çekirdeklerin nükleer yapısı uzun yıllardan beri değişik modeller (Sıvı damlası modeli, kabuk modeli, deformasyon modeli,.....) altında incelenmektedir.

Bu çalışmada, Sıvı damlası modeli ve kabuk modelinin ağır çekirdeklerin bazı öngörülerini açıklayabilmesi için yeniden düzenlenmiş kabuk düzeltme modeli kullanılarak fisyon engel yüksekliği daha hassas bir şekilde hesaplanmıştır. Aktinitler bölgesindeki  $^{230-234}\text{Pa}$  ve  $^{241-244}\text{Cm}$  çekirdeklerinin sistematik incelenmesi yarı-deneysel kütle formülü çerçevesinde yapılmıştır. Bu çekirdeklerin fisyon engel yükseklikleri  $\varepsilon$  ve  $\alpha_4$  deformasyon parametreleri Pashkevich tarafından öngörülen Cassini ovaloid parametre seti kullanılarak hesaplandı. Elde edilen sonuçlar deneysel verilerle uyumludur.

İncelenen  $^{230-234}\text{Pa}$  ve  $^{241-244}\text{Cm}$  çekirdeklerinin taban durum özelliklerinin deneysel verilerle uyum içinde olması hesaplamada kullanılan modellerin tutarlı olduğunu ve Pashkevich tarafından öngörülen Cassini ovaloid parametre setinin bu tür hesaplamalarda doğru değerler verdiğini göstermektedir.

Fisyon olayının daha iyi anlaşılabilmesi ve bu hesapların tam doğruluğu için fisyon olayına katkıda bulunan tüm etkiler dikkate alınmalıdır.

Bu çalışmanın devamı olarak, periyodik tablodaki diğer ağır çekirdeklerin bu program ve parametre seti kullanılarak ilgili özelliklerdeki hesaplamaların yapılması ve sonuçlarının karşılaştırılması yapılabilir.

## 5. KAYNAKLAR

- Beringer, R. ve Knox, W. J., 1961. Liquid-Drop Nuclear Model With High Angular Momentum, Phys. Rev., 121, 1195-1200.
- Brack, M., Damgaard, J., Jensen, A. S., Pauli, H. C., Strutinsky, V. M. ve Wong, C. Y., 1972. Funny Hills: The Shell-Correction Approach to Nuclear Shell Effects and Its Applications to The Fission Barriers, Denmark, Rev. Mod. Phys., 44, 320-404.
- Brown, R. A. ve Scriven, L. E., 1980. New class of asymmetric shapes of rotating liquid drops, Phys. Rev. Lett., 44, 180-183.
- Businaro, U. L. ve Gallone, S., 1955. On The Interpretation of Fission Asymmetry According to The Liquid Drop Nuclear Model, Nuovo Cimento, 1, 629-643.
- Businaro, U. L. ve Gallone, S., 1957. Asymmetric Equilibrium Shapes in The Liquid Drop Model, Nuovo Cimento, 5, 315-317
- Chandrasekhar, S., 1961. The Oscillations of a Viscous Liquid Globe, Clarendon, Oxford.
- Cohen, S. ve Swiatecki, W. J., 1963. The deformation energy of a charged drop: Part V: Results of electronic computer studies, California, USA, Annals of Physics, 22, 406-437.
- Çetinkaya, E., 2007. Nükleer Kabuk Modeli Kullanılarak Bazı Hafif Çekirdeklerin Enerji Seviyelerinin Hesaplanması, Yüksek Lisans Tezi, Gaziosmanpaşa Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Tokat.
- Das, A. ve Ferbel, T., 2004. Introduction to Nuclear and Particle Physics, Second Edition, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., Singapore.
- Garcia, F., Rodriguez, O., Mesa, J., Arruda-Neto, J. D. T., Likhachev, V. P., Garrote, E., Capote, R. ve Guzman, F., 1998. Barrier Code: Calculation Of Fission Barriers, Comp. Phys. Com. , 120, 57-70.
- Garcia, F., Garrote, E., Yoneama, M. L., Arruda-Neto, J. D. T., Mesa, J., Dias, J. F., Likhachev, V. P., Rodriguez, O. ve Guzman, F., 1999. Woods-Saxon potential parametrization at large deformations for plutonium odd isotopes, The European Journal A, 6, 49-58.
- Garrote, E., Capote, R. ve Pedrosa, R., 1995. Single-particle calculations in an axially deformed Woods-Saxon potential with Cassini ovals parametrization of the shape deformation, Comp. Phys. Com. , 92, 267-276.
- Hasse, R. W., 1971. Studies in the shape dependence of the droplet model of nuclei (Curvature and compressibility effects), Annals of Physics, 68, 377-461.



- Hasse, R. W. ve Myers, W. D., 1988. Geometrical Relationships of Macroscopic Nuclear Physics, Springer-Verlag, Heidelberg.
- Hill, D. L. ve Wheeler, J. A., 1953. Nuclear Constitution And The Interpretation of Fission Phenomena, Phys. Rev., 89, 1102-1145.
- Krane, S. K. (Edit: Şarer, B.), 2001. Nükleer Fizik 1. Cilt Ders Kitabı, Birinci Baskı, Palme Yayın Dağıtım Ltd. Şti., Ankara.
- Krane, S. K. (Edit: Şarer, B.), 2006. Nükleer Fizik 1. Cilt Ders Kitabı, İkinci Baskı, Palme Yayın Dağıtım Ltd. Şti., Ankara.
- Meriç, N., 1998. Nötronlar, Sağlık Fiziği, Ankara Üniversitesi, Ankara, 25-27.
- Myers, W. D. ve Swiatecki, W. J., 1969. Average Nuclear Properties. Ann. Phys. (N.Y.), 55, 395-505
- Myers, W. D. ve Swiatecki, W. J., 1966. Nuclear masses and deformation, California. Nuclear Physics A, 81, 1-60.
- Myers, W. D. ve Swiatecki, W. J., 1974. The Macroscopic Approach To Nuclear Masses And Deformations, Ann. Phys. (N.Y.), 84, 186-210
- Nilsson, S. G., Tsang, C. F., Sobiczewski, A., Szymansky, Z., Wycech, S., Gustafson, C., Lamm, I., Moeller, P. ve Nilsson, B., 1969. On the Nuclear Structure and Stability of Heavy and Superheavy Elements, Amsterdam, Nucl. Phys. A, 131, 1-66.
- Nilsson, S. G. ve Ragnarsson, I., 1995. Shapes and Shells in Nuclear Structure, Birinci Baskı, Cambridge University Press, New York.
- Nix, J. R., 1969. Further Studies in The Liquid- Drop Theory on Nuclear Fission, Nucl. Phys. A, 130, 241-292.
- Serway, R. A. (Edit: Çolakoğlu, K.), 1996. Fen ve Mühendislik için Fizik Modern Fizik ilaveli 3. Cilt Ders Kitabı, Üçüncü Baskı, Palme Yayın Dağıtım Ltd. Şti., Ankara.
- Strutinsky, W. M., 1967. Shell effects in nuclear masses and deformation energies, Moscow, Nuclear Physics A, 95, 420-442.
- Strutinsky, W. M., 1968. Shells in deformed nuclei, Amsterdam, Nuclear Physics A, 122, 1-33.
- URL-1, <http://www-nds.iaea.org/RIPL-2/fission/fis-barrier-exp.dat>, 24 Mart 2010.
- URL-2, <http://www-nds.iaea.org/RIPL-2/fission/fis-barrier-etfsi.dat>, 24 Mart 2010.
- Wilets, L., 1964. Theories of Nuclear Fission, Oxford (England), Clarendon Press.
- Weizsacker, C.F., 1935. Zur Theorie der Kernmassen. Z. Physik, 96, 431-458.

- Yılmaz, A. H., Engin, B., Bayram, T. ve Demirci, M., 2010. Calculation of Fission Barrier of 230-234Pa Isotopes, Physics 2010 International Conference, Bakü, Azerbaycan, Azerbaijan Journal of Physics, 16, 2, 520-523.
- Yılmaz, A. H., Engin, B., Bayram, T. ve Demirci, M., 2010. Calculation of Fission Barrier of 241-244Cm Isotopes, 27. International Physics Congress of Turkish Physical Society, İstanbul, Türkiye.
- Yiğit, M., 2008. Bazı Ağır Çekirdeklerin (n,f) Tesir Kesitlerinin Hesaplanması, Yüksek Lisans Tezi, Gazi Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara.

## ÖZGEÇMİŞ

1985 yılında Edirne’de doğdu. İlköğrenimini Edirne Sülođlu İlköğretim Okulu’nda tamamladı. Ortaöğrenimini devlet parasız yatılı sınavını kazanarak İstanbul Üsküdar Kız Lisesi’nde tamamladı.

Üniversite Lisans öğrenimini Karadeniz Teknik Üniversitesi Fatih Eğitim Fakültesi Fizik Öğretmenliği bölümünde 2002-2007 yılları arasında tamamladı.

2007 yılında Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında yüksek lisans yapmaya hak kazandı ve bir yıl hazırlık okudu.

2009 yılından beri Karadeniz Teknik Üniversitesi Fizik Anabilim Dalı Nükleer Fizik Bilim Dalında Arş. Gör. Olarak çalışmakta olan ENGİN, iyi derecede İngilizce bilmektedir.