

**KASTAMONU ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**BAZI ÇEKİRDEKLERİN NÖTRON – FİSYON REAKSİYONU İÇİN KOVARYANS
MATRİS VE TESİR KESİTLERİNİN HESAPLANMASI**

Yurdunaz ÇELİK

FİZİK ANABİLİM DALI

KASTAMONU

2011

Her hakkı saklıdır

TEZ ONAYI

Yurdunaz Çelik tarafından hazırlanan “ Bazı Çekirdeklerin Nötron - Fisyon Reaksiyonu İçin Kovaryans Matris ve Tesir Kesitlerinin Hesaplanması ” adlı tez çalışması aşağıdaki jüri tarafından oy birliği / oy çokluğu ile Kastamonu Üniversitesi Fizik Anabilim Dalı’nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Danışman : Yrd. Doç. Dr. Aybaba HANÇERLİOĞULLARI

Jüri Üyeleri :

Prof. Dr. Başar ŞARER

Gazi Üniversitesi

Fen- Edebiyat Fakültesi- Fizik Bölümü



Yrd. Doç. Dr. Aybaba HANÇERLİOĞULLARI

Kastamonu Üniversitesi

Fen- Edebiyat Fakültesi- Fizik Bölümü



Doç. Dr. Sezai YALÇIN

Kastamonu Üniversitesi

Eğitim Fakültesi- İlköğretim Bölümü

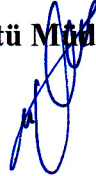
Fen Bilgisi Eğitimi Anabilim Dalı



Yukarıdaki sonucu onaylarım

Doç. Dr. Güran ÜNAL

Enstitü Müdürü



ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

BAZI ÇEKİRDEKLERİN NÖTRON – FİSYON REAKSİYONU İÇİN KOVARYANS MATRİS VE TESİR KESİTLERİNİN HESAPLANMASI

Yurdunaz ÇELİK

Kastamonu Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Yrd. Doç. Dr. Aybaba HANÇERLİOĞULLARI

Bu çalışmada ^{232}Th , ^{238}Pu , ^{239}Pu ve ^{242}Pu çekirdekleri için nötron-fisyon tesir kesitleri hesaplandı ve bu çekirdeklerin değerlendirilmiş tesir kesitleri için veri güncelleme tekniği kullanıldı. Tesir kesiti hesaplamaları ALİCE/ASH nükleer programı kullanılarak yapılmıştır. ALICE-ASH ile yapılan hesaplamalarda dönme sonlu aralık fisyon engeli ve dönme sıvı damlası engeli sistematikleri kullanıldı. Fisyon reaksiyonunun en önemli parametresi a_f/a_n değiştirilerek sonuçlar deneysel değerlere fit edildi. Sonuçlar mevcut deneysel değerler (EXFOR) ve değerlendirilmiş tesir kesiti kütüphaneleri (ENDF, JENDL, MINKS) ile karşılaştırıldı. Veri güncelleme tekniği için GANDR programı kullanıldı. Bu bölümde ise deneysel veriler en küçük kareler çözümü ile bir spline fonksiyonuna fit edildi.

2010, 94 sayfa

Anahtar Kelimeler: Alice/Ash, Gandr, Fisyon, Tesir Kesiti, Kovaryans Matrisi,

ABSTRACT

Master Thesis

CALCULATION OF COVARIANCE MATRIX AND CROSS-SECTIONS OF SOME NUCLEUS FOR NEUTRON- FISSION REACTIONS

Yurdunaz ÇELİK

Kastamonu University
Natural and Applied Sciences Enstitute
Department of Physics

Supervisor: Yard. Doç. Dr. Aybaba HANÇERLİOĞULLARI

In this study, neutron-fission cross sections were calculated for ^{232}Th , ^{238}Pu , ^{239}Pu , ^{242}Pu nucleus and data update technique is used for evaluated cross sections of this nucleus. Cross section calculations is constructed with ALICE/ASH nuclear programme. Rotating finite range barrier sistematics and rotating liquid drop barrier sistematics was used by using the ALICE-ASH. Results obtained by changing the most important parameter of the fission cross sections a_f / a_n were fitted to experimental datas. Conclusions compared with available experimental values (EXFOR) and evaluated cross section librarys (ENDF, JENDL, MINKS). GANDR programme was used for data update technique. In section, a spline function to the experimental data was fitted by using least squares solution.

2010, 94 pages

Key Words : Alice/Ash, Gandr, Fission, Cross Section, Covariance Matrix

TEŞEKKÜR

Yüksek lisans eğitimim boyunca çalışmalarımı yönlendiren, her türlü bilgi ve belgenin temininde yardımcı olan, bir hoca bir arkadaş olarak desteğini esirgemeyen değerli danışman hocam Yrd. Doç. Dr. Aybaba HANÇERLİOĞULLARI'na, bu çalışmanın her aşamasında bana yol gösteren, bilimsel yaklaşımından, bilgi, öneri ve yardımlarından büyük ölçüde yararlandığım Gazi Üniversitesi Fizik Bölümünden değerli hocam Prof. Dr. Başar ŞARER'e sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Çalışmalarım süresince önemli katkılarda bulunan, zaman zaman fikirlerinden yararlandığım hocalarım Yrd. Doç. Dr. Abdülkadir Şenol ve Yrd. Doç. Dr. Ahmet Tolga Taşçı'ya içtenlikle teşekkür ederim.

Bu tezi maddi ve manevi desteğini benden esirgemeyen, gereksinim duyduğum her anda yanımda olan canım aileme ithaf ediyorum.

Yurdunaz Çelik

Kastamonu, 2010

İÇİNDEKİLER

ÖZET	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR	iii
SİMGELER DİZİNİ	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ	viii
ÇİZELGELER DİZİNİ	xi
1. GİRİŞ	1
2. KURAMSAL BİLGİLER	3
2.1 Filyon'un Tarihi.....	3
2.2 Çekirdeğin Bağlanma Enerjisi.....	4
2.2.1 Nükleon başına bağlanma enerjisinin filyon'daki önemi	4
2.2.2 Veizsacker teorisi	5
2.2.3 Çekirdek neden bölünür?.....	6
2.2.4 Filyon mekanizmasının teorisi	9
2.3 Filyon Tesir Kesitleri	12
2.4 Nükleer Reaksiyonlar	12
2.5 Alice/Ash Kodu	15
2.5.1 Alice/Ash kodunun tarihçesi.....	16
2.5.2 Kodda kullanılan modellerin tanımı.....	17
2.5.3 Filyon hesaplamaları.....	20
2.5.4 Girdi veri dosyası	21
2.6 Gandr Kodu	27
2.6.1 Gandr programları.....	28
2.6.2 Gandr kütüphaneleri	29
2.7 Gandr Koduna Ait Yöntem	30
2.7.1 Kovaryans matris ve hesaplamaları	32
2.7.2 En küçük kareler yöntemi.....	33
2.7.3 Mutlak tesir kesitleri için en küçük kareler yöntemi.....	39
2.7.4 Genelleştirilmiş en küçük kareler yöntemi	40
2.7.6 Bağlı tesir kesitleri için en küçük kareler yöntemi	42
2.7.5 Veri güncelleme tekniği	43

3. MATERYAL VE YÖNTEM.....	45
3.1 Tesir Kesiti Hesaplamaları	45
3.2 Güncellenmiş Veri ve Kovaryans Matris Hesaplamaları.....	48
4. HESAPLAMALAR	50
4.1. Alice/Ash Hesaplamaları.....	50
4.1.1 ^{232}Th (n,f) Reaksiyonları	50
4.1.2 ^{238}Pu (n,f) Reaksiyonları.....	64
4.1.3 ^{239}Pu (n,f) Reaksiyonları.....	67
4.1.4 ^{242}Pu (n,f) Reaksiyonları.....	75
4.2 Gandr Hesaplamaları.....	83
5. SONUÇ	88
KAYNAKLAR.....	90
ÖZGEÇMİŞ.....	94

SİMGELER DİZİNİ

A	Kütle numarası
B	Çekirdeğin bağlanma enerjisi
Kov	Kovaryans
Z	Çekirdeğin proton sayısı
N	Çekirdeğin nötron sayısı
a	Elipsin major eksen
b	Elipsin minor eksen
ϵ	Elipsin eksantrisitisi
σ_R	Reaksiyon tesir kesiti
\bar{n}	Denge konumundaki eksiton sayısı
E	Bileşik sistemin uyarılma enerjisi
G	Tek - parçacık düzey yoğunluğu
λ	Gelen parçacığa ait indirgenmiş dalga boyu
T_1	l . kısmi dalga için geçiş katsayısı
n_0	Başlangıç eksiton sayısı
S_x	Yayınlanan parçacığın spini
μ_x	Yayınlanan parçacığın indirgenmiş kütlesi
ϵ_x	Yayınlanan parçacığın enerjisi
λ_x^e	Nükleon yayınlanma hızı
λ_x^+	Nükleer geçiş hızı.
σ_{yx}^{WE}	Evaporation reaksiyon tesir kesiti
$\sigma_{yx}^r(E_{gel})$	Bileşik sistem oluşturma tesir kesiti
W_x	Çıkış kanalındaki seviye genişliği
U	Ürün çekirdeğin uyarılma enerjisi
σ_x^{ters}	Çıkış kanalındaki ters reaksiyon tesir kesiti
a_s	Yüzey enerji faktörü.
a_c	Coulomb enerji faktörü
β_0	Regresyon sabiti

β_1	Regresyon katsayısı
ε_i	Hata terimi
C	Dizayn matrisi
V	Deneysel tesir kesitlerine ait kovaryans matrisi
n	Deneysel verilerin sayısı.
m	Değerlendirilmiş tesir kesitlerin sayısı
r	Deneysel tesir kesitleri
P	Güncelleştirilmiş değerlere ait kovaryans matrisi
GANDR	Nükleer veri gereksinimlerinin küresel değerlendirilmesi
EXFOR	Deneysel verilere ait kütüphane
IAEA	Uluslar Arası Atom Enerji Kurumu
MEL	GANDR kodunda nükleer verilerin bulunduğu kütüphanesi
ENDF	Değerlendirilmiş tesir kesitleri kütüphanesi

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1	Tanecik başına bağ enerjisinin kütle numarası ile değişimi	5
Şekil 2.2	Nükleer potansiyel kuyusu içinde U^{238} iki ^{119}Pd çekirdeği halinde bulunabilir, ancak Coulomb engeli bu bölünmeye izin vermez.....	8
Şekil 2.3	Fisyon aktivasyon enerjisinin kütle numarası ile değişimi.....	9
Şekil 2.4	Fisyon aşamaları.....	10
Şekil 2.5	Küresel çekirdeğin deforme olması.....	10
Şekil 2.6	Nükleer reaksiyonlarda direk, denge öncesi ve bileşik çekirdeklerin oluşum süreçleri ve farkları	12
Şekil 2.7	Denklem 2.23'ün grafikte ifade edilmesi	34
Şekil 4.1	Alice/Ash programı kullanılarak hesaplanan ^{232}Th (n,f) tesir kesitlerinin O. A. Shcherbakov (2001)'a ait deneysel değere fit edilerek karşılaştırılması	54
Şekil 4.2	Alice/Ash programı kullanılarak hesaplanan ^{232}Th (n,f) tesir kesitlerinin B. I. Fursov (1991) 'a ait deneysel değere fit edilerek karşılaştırılması	55
Şekil 4.3	Alice/Ash programı kullanılarak hesaplanan ^{232}Th (n,f) tesir kesitlerinin P. W. Lisowski (1988)'e ait deneysel değere fit edilerek karşılaştırılması	56
Şekil 4.4	Alice/Ash programı kullanılarak hesaplanan ^{232}Th (n,f) tesir kesitlerinin K. Kanda (1986)'ya ait deneysel değere fit edilerek karşılaştırılması.....	57
Şekil 4.5	Alice/Ash programı kullanılarak hesaplanan ^{232}Th (n,f) tesir kesitlerinin A. A. Goverdoskij (1986)' e ait deneysel değere fit edilerek karşılaştırılması	58
Şekil 4.6	Alice/Ash programı kullanılarak hesaplanan ^{232}Th (n,f) tesir kesitlerinin K. Kanda (1985)'ya ait deneysel değere fit edilerek karşılaştırılması.....	59
Şekil 4.7	Alice/Ash programı kullanılarak hesaplanan ^{232}Th (n,f) tesir kesitlerinin J. W. Meadows (1983)'a ait deneysel değere fit edilerek karşılaştırılması	60

Şekil 4.8	Alice/Ash programı kullanılarak hesaplanan ^{232}Th (n,f) tesir kesitlerinin J. W. Behrens (1982)'e ait deneysel değere fit edilerek karşılaştırılması	61
Şekil 4.9	Alice/Ash programı kullanılarak hesaplanan ^{232}Th (n,f) tesir kesitlerinin C. Nordborg (1978)'a ait deneysel değere fit edilerek karşılaştırılması	62
Şekil 4.10	Alice/Ash programı kullanılarak hesaplanan ^{232}Th (n,f) tesir kesitlerinin P. F. Rago (1967)'ya ait deneysel değere fit edilerek karşılaştırılması	63
Şekil 4.11	Alice/Ash programı kullanılarak hesaplanan ^{238}Pu (n,f) tesir kesitlerinin E. F. Fomushkin (1969)'e ait deneysel değere fit edilerek karşılaştırılması	65
Şekil 4.12	Alice/Ash programı kullanılarak hesaplanan ^{238}Pu (n,f) tesir kesitlerinin H. H. Knitter (1981)'e ait deneysel değere fit edilerek karşılaştırılması	66
Şekil 4.13	Alice/Ash programı kullanılarak hesaplanan ^{239}Pu (n,f) tesir kesitlerinin G. W. Carlson (1978)'a ait deneysel değere fit edilerek karşılaştırılması	69
Şekil 4.14	Alice/Ash programı kullanılarak hesaplanan ^{239}Pu (n,f) tesir kesitlerinin K. Kari (1978)'ye ait deneysel değere fit edilerek karşılaştırılması	70
Şekil 4.15	Alice/Ash programı kullanılarak hesaplanan ^{239}Pu (n,f) tesir kesitlerinin O. A. Shcherbakov (2001) 'a ait deneysel değere fit edilerek karşılaştırılması	71
Şekil 4.16	Alice/Ash programı kullanılarak hesaplanan ^{239}Pu (n,f) tesir kesitlerinin P. H. White (1967)'e ait deneysel değere fit edilerek karşılaştırılması	72
Şekil 4.17	Alice/Ash programı kullanılarak hesaplanan ^{239}Pu (n,f) tesir kesitlerinin P. W. Lisowski (1988)'ye ait deneysel değere fit edilerek karşılaştırılması	73
Şekil 4.18	Alice/Ash programı kullanılarak hesaplanan ^{239}Pu (n,f) tesir kesitlerinin S. Cierjacks (1976)'a ait deneysel değere fit	

	edilerek karşılaştırılması	74
Şekil 4.19	Alice/Ash programı kullanılarak hesaplanan ^{242}Pu (n,f) tesir kesitlerinin E. F. Fomushkin (1969)'e ait deneysel değere fit edilerek karşılaştırılması	77
Şekil 4.20	Alice/Ash programı kullanılarak hesaplanan ^{242}Pu (n,f) tesir kesitlerinin J. W. Behrens (1978)'e ait deneysel değere fit edilerek karşılaştırılması	78
Şekil 4.21	Alice/Ash programı kullanılarak hesaplanan ^{242}Pu (n,f) tesir kesitlerinin J. W. Meadows (1978)'e ait deneysel değere fit edilerek karşılaştırılması	79
Şekil 4.22	Alice/Ash programı kullanılarak hesaplanan ^{242}Pu (n,f) tesir kesitlerinin V. M. Kupriyanov (1979)'a ait deneysel değere fit edilerek karşılaştırılması	80
Şekil 4.23	Alice/Ash programı kullanılarak hesaplanan ^{242}Pu (n,f) tesir kesitlerinin T. Iwasaki (1990)'e ait deneysel değere fit edilerek karşılaştırılması.....	81
Şekil 4.24	Alice/Ash programı kullanılarak hesaplanan ^{242}Pu (n,f) tesir kesitlerinin P. Staples (1998)'e ait deneysel değere fit edilerek karşılaştırılması.....	82
Şekil 4.25	^{232}Th (n,f) reaksiyonuna ait değerlendirilmiş tesir kesitlerin güncellenerek deneyle ve ENDF/B-8 kütüphanesi ile karşılaştırılması.....	84
Şekil 4.26	^{238}Pu (n,f) reaksiyonuna ait değerlendirilmiş tesir kesitlerin güncellenerek deneyle ve ENDF/B-8 kütüphanesi ile karşılaştırılması.....	85
Şekil 4.27	^{239}Pu (n,f) reaksiyonuna ait değerlendirilmiş tesir kesitlerin güncellenerek deneyle ve ENDF/B-8 kütüphanesi ile karşılaştırılması.....	86
Şekil 4.28	^{242}Pu (n,f) reaksiyonuna ait değerlendirilmiş tesir kesitlerin güncellenerek deneyle ve ENDF/B-8 kütüphanesi ile karşılaştırılması.....	87

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1	Girdi veri dosyasına ait örnek	21
Çizelge 2.2	Kart 1'e ait girdi parametrelerinin anlamı ve aldığı değerler	21
Çizelge 2.3	Kart 2'ye ait girdi parametrelerinin anlamı ve aldığı değerler.....	22
Çizelge 2.4	Kart 4'e ait girdi parametrelerinin anlamı ve aldığı değerler	25
Çizelge 3.1	²³² Th çekirdeği için EXFOR kütüphanesinden seçilen bağıl tesit deneyleri	45
Çizelge 3.2	²³⁸ Pu çekirdeği için EXFOR kütüphanesinden seçilen bağıl tesit deneyleri	45
Çizelge 3.3	²³⁹ Pu çekirdeği için EXFOR kütüphanesinden seçilen bağıl tesit deneyleri	46
Çizelge 3.4	²⁴² Pu çekirdeği için EXFOR kütüphanesinden seçilen bağıl tesit deneyleri.	46
Çizelge 3.5	Tesir kesiti hesaplamaları kullanılan modeller ve model parametreleri	47
Çizelge 3.6	²³² Th çekirdeği için MEL kütüphanesinden seçilen bağıl tesit deneyleri.....	49
Çizelge 3.7	²³⁸ Pu çekirdeği için MEL kütüphanesinden seçilen bağıl tesit deneyleri.....	49
Çizelge 3.8	²³⁹ Pu çekirdeği için MEL kütüphanesinden seçilen bağıl tesit deneyleri.....	49
Çizelge 3.9	²⁴² Pu çekirdeği için MEL kütüphanesinden seçilen bağıl tesit deneyleri.....	49
Çizelge 4.1	Her izotop için hesaplamalarda kullanılan a_f/a_n parametresinin değer aralığı.....	50

1. GİRİŞ

Fizik yasalarının geçerli olduğu birçok sistem gibi, çekirdeğin de tam olarak anlaşılması zor ve gizemlidir. Bu nedenle, çekirdeğin özelliklerinin belirlenmesi, gözle görülebilen cisimlere göre çok daha zordur. Çekirdek bir dereceye kadar ölçülebilir spin, uyarılmış durumlar, manyetik dipol ve elektrik kuadropol momentleri, v.b. gibi temel özellikleri ile tanımlanabilir.

Nükleer uygulamalar için gelen parçacığın orta enerjilerinde fisyon tesir kesitlerinin bulunduğu nükleer reaksiyonlar için tesir kesitlerinin bilinmesi çok önemlidir. Fisyon tesir kesitleri, fisyon ve füzyon-fisyon (hibrid) reaktörlerinin zırhlanmasında, hızlandırıcı güdümlü atık dönüşüm sistemlerinde (ATW) ve hızlandırıcıya dayalı enerji üretim sistemlerinde (ADEP) çok önemlidir. Ayrıca tesir kesitleri nükleer yapı ve nükleer maddenin özelliklerinin geliştirilmesi için de gereklidir.

Bir nükleer reaksiyonun başlaması ve kontrollü bir şekilde sonuçlanması için gerekli şartları dikkate almak zorundayız ve hatasız kesin ölçümler yapmalıyız. Çekirdekteki nükleonların özelliklerini belirlemek, tesir kesitlerini ve enerji seviyelerini hesaplamak amacıyla, nükleonlar arasındaki saçılmaların incelenmesi karışık bir matematiksel işlem gerektirir. Nükleer bilimciler, bunun yerine çekirdeği tanımlayan ve matematiksel hesaplamaları basitleştiren nükleer modeller geliştirmişlerdir. Çekirdekteki nükleonları bir arada tutan nükleer kuvvetlerin yapısı tam olarak bilinmediğinden, çekirdeklerin yapısını ve değişik özelliklerini tamamen açıklayabilen bir model henüz kurulamamıştır. Ayrıca doğada var olan veya laboratuarlarda üretilen yaklaşık birçok izotopun, nötron, proton, alfa ve diğer nükleer parçacıklar için, birkaç GeV'e kadar uzanan enerji aralığında, nükleer reaksiyon tesir kesitlerinin ölçülmesi fiziksel ve ekonomik olarak zordur. Tesir kesitleri ölçmek için yapılan deneyler oldukça masraflı olup, bu ölçümlerin yapılabilmesi için gerekli olan laboratuvarlar sınırlı sayıdadır. Günümüzde, gelme enerjisi 20 MeV'e kadar olan nötronların oluşturduğu reaksiyonlarda, fisyon tesir kesitlerinin hesaplanabilmesi için birçok güvenilir bilgisayar programı vardır. Bu çalışmada fisyon tesir kesitlerinin hesaplanması için ALICE/ASH nükleer programı

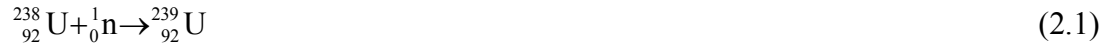
kullanıldı.

Hesaplamalarımızda ^{232}Th , ^{238}Pu , ^{239}Pu ve ^{242}Pu çekirdekleri için nötron- fisyon tesir kesiti hesaplamaları yapılmıştır ve kovaryans matrisleri kullanılarak ENDF/B-VI.8 (USA, 2001) değerleri güncellenmiştir.

2. KURAMSAL BİLGİLER

2.1 Fisyon'un Tarihi

Kararsız bir yapıya sahip ağır çekirdeklerin parçalanarak iki hafif çekirdeğe bölünmesi işlemine “**nükleer fisyon**” denir. Chadwick'in 1932'de nötronu keşfetmesinden sonra birçok çekirdek nötronlarla bombardıman edilmiştir (Yapıcı ve Çürüttü 1997). 1934 yılında İtalya'da Enrico Fermi ve arkadaşları, Ra-Be kaynağından çıkan nötronlarla birçok elementi nötronlarla bombardıman etmişler (Tanyel 1994) ve nötron yakalanmasını izleyen yapay radyoaktiviteyi incelemişlerdir (Yapıcı ve Çürüttü 1997). 1938 yılında Fransa'da I. Curie ve Sawitch, uranyumu nötronlarla bombardıman ederek uranyumda, lantanla ($Z=57$) birlikte çökelen 3,5 saat yarı ömürlü bir ürün elde etmişlerdir (Tanyel 1994). 1938 yılında Almanya'da Alman fizikçiler Hann ve Strassman,



reaksiyonu ile ${}_{92}^{239}\text{U}$ çekirdeği elde etmeye çalışırken, tesadüf olarak



çekirdek bölünmesi reaksiyonunu bulmuşlardır (Aybers ve Bayülken 1990). 1939 yılında ise bu 3,5 saat yarı ömürlü aktifliğin bir baryum izotopundan ileri geldiğini kesin olarak gösterdiler ve ürünler arasında kriptonun bilinen bir izotopunun yarı ömrüne eşit yarı ömür gösteren bir aktiflik tespit ettiler (Tanyel 1994). 1939 yılında Meitner ve Frisch, nötron yakalamasını izleyen uranyum çekirdeğinin çok kararsız olduğunu ve aşağı yukarı eşit büyüklükte iki parçaya bölünebileceğini gözlemlemişlerdir (Yapıcı ve Çürüttü 1997). Bohr ve Wheeler 1939 yılında çekirdek bölünmesinin teorisini yaptılar ve yavaş nötronlarla bölünmeye uğrayan uranyum izotopunun tabiatta % 99,276 oranında bulunan ${}^{238}\text{U}$ 'in değil, % 0,718 oranında bulunan ${}^{235}\text{U}$ olması gerektiğini göstermişlerdir. Daha sonra yapılan deneylerle, ${}^{235}\text{U}$ 'in yavaş nötronlarla bölünmesi sırasında ortalama 2,5 nötronun açığa çıktığı ve bir tek ${}^{235}\text{U}$ atomunun bölünmesinde ortalama 185 MeV değerinde enerji

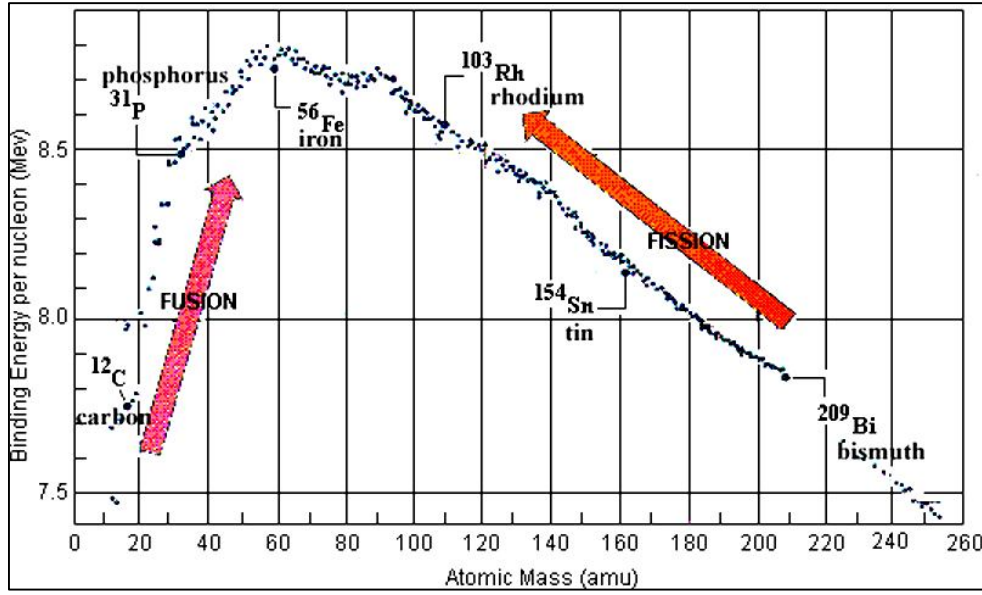
yayınlandığı bulunmuştur. Böylece açığa çıkan bu serbest nötronların ortamda bulunan diğer fisyon yapabilen atom çekirdekleri tarafından yutulurak onları da aynı reaksiyona sokması ve bunun ardışık olarak tekrarlanmasıyla **zincirleme reaksiyon** meydana gelir (Tanyel 1994). Böylece dünyanın ilk nükleer reaktörü 1942 yılında Enrico Fermi'nin yürüttüğü bir proje sonucunda Amerika Birleşik Devletleri'nin Chicago, Illinois kentinde yapıldı. Fisyon kullanılarak üretilen ilk elektrik ise, Aralık 1951'de Arco, Idaho'daki Deneysel Üretken Reaktöründe elde edilmiştir. Elektrik üreten ilk ticari nükleer güç santrali Shippingport, Pennsylvania'da (ABD) kurulmuş ve 1957'de işletmeye girmiştir. İlk atom bombası ise 6 Ağustos 1945 yılında Hiroşima üzerinde patlatıldı.

2.2 Çekirdeğin Bağlanma Enerjisi

Çekirdeğin kütlesi kendisini meydana getiren nükleonların (proton ve nötron) toplamından küçüktür. Bu kütle farkı çekirdeğin oluşması sırasında enerji olarak açığa çıkar. Çekirdeği birleştirmek yani tanecikleri bir araya getirmek için verilmesi gereken (veya çekirdeği parçalamak yani taneciklere ayırmak için verilmesi gereken) enerjiye **bağ (bağlanma) enerjisi** denir. Hidrojen atomu hariç her atom bağ enerjisine sahiptir. Böylece iki veya daha fazla nükleondan oluşan her çekirdeğin bir bağ enerjisi vardır (Yapıcı ve Çürüttü 1997). Çekirdeği, kendisini meydana getiren nükleonlara ayırmak için dışarıdan bu enerjinin verilmesi gerektiği için çekirdeğin bağ enerjisi ne kadar büyükse çekirdek o kadar karardır (Tanyel 1994).

2.2.1 Nükleon başına bağlanma enerjisinin fisyon'daki önemi

Nükleer bağlanma enerjisinin sistematik bir incelemesinden nükleer yapı ve diğer bazı özellikler hakkında değerli ipuçları elde ederiz. Bağlanma enerjisi (B) kütle numarası (A) ile hemen hemen lineer olarak arttığı için B/A nükleon başına ortalama bağlanma enerjisini, A'nın bir fonksiyonu olarak göstermek genel bir uygulamadır (Kenneth 2002). Şekil 2.1'de görüldüğü gibi kütle numarası arttıkça bağ enerjisi orta büyüklükteki (A=30-180) çekirdeklere kadar artar ve hafif çekirdeklerin bağ enerjisi ağır çekirdeklere nazaran daha küçüktür (Yapıcı ve Çürüttü 1997).



Şekil 2.1 Tanecik başına bağ enerjisinin kütle numarası ile değişimi

Şekil 2.1’de eğri $A=60$ yakınlarında bir maksimum değere ulaşır. Burada çekirdekler çok sıkı bağlıdır. Bu, enerjiiyi iki şekilde kazanabileceğimizi gösterir. Yani $A=60$ ’ın altında, hafif çekirdekleri daha ağır çekirdekler meydana getirmek üzere birleştirerek veya $A=60$ ’ın üstünde, ağır çekirdekleri daha hafif çekirdeklere ayırarak enerji kazanabiliriz. Bu iki durumda da nükleer enerji açığa çıkar; ilk yöntem nükleer füzyon, ve ikincisi nükleer fisyon olarak bilinir (Kenneth 2002).

Von Carl Friedrich Weizsäcker sıvı damlası modeline dayanarak çekirdeklerin kararlılığı ve bağlanma enerjilerini açıklamaya yönelik elverişli bir teori öne sürmüştür (Tanyel 1994).

2.2.2 Weizsäcker teorisi

Çekirdeğin özelliklerini açıklamak için kullanılan bu ilk modelde çekirdek bir sıvı damlasına benzetilerek bağlanma enerjisinin aşağıdaki terimlerden meydana geldiği açıklanmıştır. Bu modelde yarı deneysel bağlanma enerjisi aşağıdaki gibi verilir;

$$\begin{aligned}
 B &= E_h + E_y + E_c + E_a + E_\zeta \\
 &= a_h A - a_y A^{2/3} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_s \frac{(A-2Z)^2}{A} \pm a_\zeta \frac{1}{A^{3/4}}
 \end{aligned} \tag{2.3}$$

E_h , E_y , E_c , E_a , E_ϕ : sırasıyla hacim, yüzey, Coulomb, simetri ve çiftlenim terimlerinden gelen katkıyı göstermektedir (Boztosun 2005).

$a_h=14.1$ MeV, $a_y=13.0$ MeV, $a_c=0.59$ MeV, $a_s=19.0$ MeV, $a_\phi=33.5$ MeV'dir.

Hafif çekirdekte nükleonların çoğunun yüzeyde kalması sonucu ikinci terim büyüktür ve buda hafif çekirdeklerin nükleon başına bağlanma enerjilerinin küçük olmasına sebep olur. Hafif çekirdekler için üçüncü terim küçüktür (Z küçük). $N = Z$ olduğunda, dördüncü terim sıfır olur, böylece en kararlı hafif çekirdekler hali elde edilir: ${}^4_2\text{He}$, ${}^{12}_6\text{C}$, ${}^{16}_8\text{O}$, ${}^{20}_{10}\text{Ne}$. Ayrıca bu çekirdekte Z ve N çift olduğu için çiftlenim terimi E_δ 'den gelen katkı artı olacağı için nükleon başına bağlanma enerjileri aşağıda verilen komşu çekirdeklere kıyasla çok büyük değerler alırlar: ${}^2_1\text{H}$, ${}^6_3\text{Li}$, ${}^{10}_5\text{B}$, ${}^{14}_7\text{N}$. Bu çekirdekler tek- tek oldukları halde kararlılırlar, çünkü bu çekirdekte $N=Z$ olduğundan dördüncü terim sıfır olur. Ağır çekirdekte Coulomb'tan gelen katkıyı gösteren, Z^2 li üçüncü terim büyüktür ve nükleon başına bağlanma enerjisinin azalmasına sebep olur. Ayrıca ağır çekirdekte $N > Z$ olduğundan dördüncü terim büyüktür. Bunun sonucu olarak ağır çekirdekler orta ağırlıktakilere kıyasla daha kararsız olurlar. Ağır çekirdekte nötron fazlalığı bulunması, enerji bakımından da uygundur. Çünkü bu suretle, dördüncü terimdeki artış, üçüncü terimin küçülmesiyle kısmen karşılanmış olur. Böylece Şekil 2.1, enerji bakımından füzyon ve fisyon olaylarının mümkün olabileceğini göstermektedir. Fisyon olayında, az kararlı ağır bir çekirdeğin, kütleleri birbirine yakın orta ağırlıkta iki çekirdeğe bölünmesinden meydana gelecek çekirdekler, eğrinin orta kısmına rastlayacağından, ilk çekirdeğe kıyasla daha kararlı olurlar. Füzyon olayında ise, az kararlı hafif iki çekirdeğin kaynaşarak birleşmesi sonunda, meydana gelecek daha ağır çekirdek eğriye göre daha kararlı olacaktır (Tanyel 1994).

2.2.3 Çekirdek neden bölünür?

Bir çekirdeğin bölünmesindeki öncelik, nükleon başına bağlanma enerjisinden hemen anlaşılabilir. Bu grafik incelendiğinde (Şekil 2.1) uranyum bölgesinde ağır bir çekirdeğin bağlanma enerjisi yaklaşık 7.6 MeV/nükleon'dur.

$$B(U^{238}) / A (92) \sim 7.6 \text{ MeV}$$

Eğer U^{238} , $A=119$ olmak üzere iki eşit parçaya bölünseydi, nükleon başına bağ enerjisi 8.5 MeV/nükleon olacaktır.

$$B(Pd^{119}) / A (119) \sim 8.5 \text{ MeV}$$

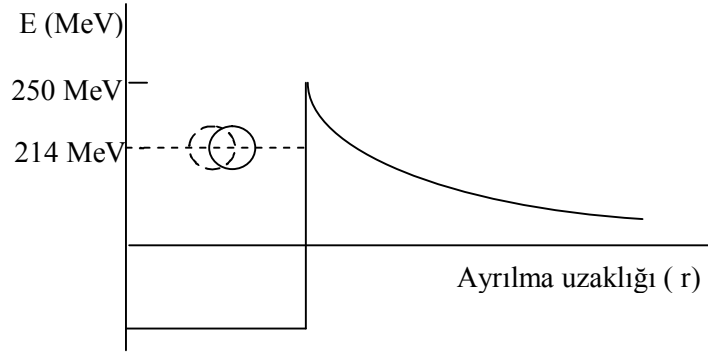
Daha sıkı bir sisteme doğru gidilmesi enerjinin serbest bırakılması anlamına gelir. Böylece eski ve yeni çekirdekler arasında $2 \times 119 \times 8.5 - 238 \times 7.6 = 214 \text{ MeV}$ 'lik bir enerji farkı oluşacaktır. Bu fazla enerji değişik şekillerde kendisini gösterir (nötronlar, fisyon ürünlerinden çıkan β ve γ yayımlanması) fakat, büyük bir kısmı ($\sim \%80$) fisyon ürünlerinin kinetik enerjisi olarak görülür, bu da bölünme esasında iki ürün çekirdek arasındaki Coulomb itmesinden kaynaklanmaktadır. Açığa çıkan enerji ne kadar büyükse, enerjinin parçalanma ürünleri arasında paylaşılmasının yolu da o kadar çoktur. Böyle büyük bir enerji çıkışı ile fisyon, “bağlanma enerjisi eğrisinin ikinci bölgesinde ki çekirdekler için” bozunma olarak düşünülebilir (Kenneth 2002).

U^{238} 'in yarı ömrü 10^{16} yıldır dolayısıyla fisyon olayının kendiliğinden meydana gelme olayı çok olası değildir. Kütle sayısı 250 ve üstünde kütleyle sahip çekirdeklere ulaşılmadıkça önemli bir fisyon meydana gelmez. Coulomb engeli fisyon mekanizmasını tıpkı α bozunmasında olduğu gibi engeller. Örneğin U^{238} 'i yüzeyleri birbirine geçecek şekilde eşit iki parçaya bölersek;

uzaklık : $R = r_1 + r_2$, burada $r_1 = r_2 = 1,25 (119)^{1/3} = 6.1 \text{ fm}$ olur. Coulomb engeli,

$$V = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} = 1,44 \text{ MeV} \cdot \text{fm} \frac{(46)^2}{12,2 \text{ fm}} = 250 \text{ MeV} \quad (2.4)$$

değerinde olur. Parçacıklar arası sonsuz olduğunda enerjilerinin sıfır ve kendilerinin de durgun olduğu kabul edilirse, sistem Şekil 2.2 ile gösterilebilir. Çekirdek potansiyelin içi bölgesinde, U^{238} , 214 MeV enerji değerinde bir enerji açığa çıkaracak iki tane ^{119}Pd 'a bozunabilir. Fakat Coulomb engeli 214 MeV 'den büyük olduğu için bu bölünmeye engel olur.



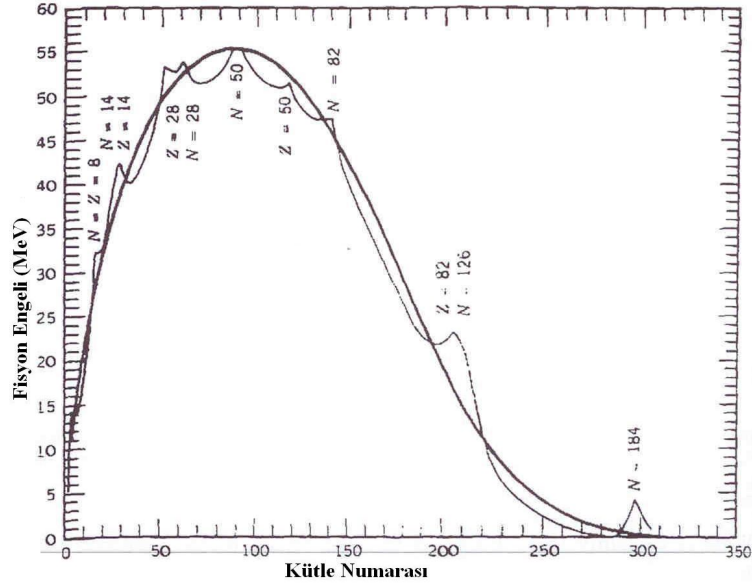
Şekil 2.2 Nükleer potansiyel kuyusu içinde U^{238} iki ^{119}Pd çekirdeği halinde bulunabilir, ancak Coulomb engeli bu bölünmeye izin vermez (Kenneth 2002)

Bu kaba hesaplamalar fisyon oluşmasının niçin engellendiğini gösterebilir. Ancak U^{238} 'in eşit iki parçaya ayrılması çok gerçekçi olmayabilir. Eğer iki eşit parçanın yerine $^{79}_{30}Zn$ ve $^{159}_{62}Sm$ gibi, kütle ve atom numaralarının oranı 2:1 olsaydı, Coulomb engeli 250'den 221'e düşerdi. Birkaç nötronun salınması son parçaların kütle numaralarını değiştirecektir ve daha kararlı ve sıkı bağlı parçalar üretebilecektir (Kenneth 2002).

Bazı çekirdekler kendiliğinden fisyon gözlenemeyecek kadar engelin altında bulunabilirler, fakat bunlar düşük enerjili nötronlar veya fotonlar yardımı ile oldukça küçük bir enerji soğurdıklarında engel yüksekliğinde veya daha üstünde bir ara durum oluşur ve bileşik çekirdeğin diğer bozunma modları ile yarışan bir *indüklenmiş fisyon* meydana gelir (Kenneth 2002). Eğer ara durum engelin altında ise fisyon engellenir ve soğrulan parçacığın yeniden yayınlanmasını içeren diğer bozunma reaksiyonları oluşur (Yapıcı ve Çürüttü 1997). Böylece çekirdeğin fisyon uğraması için gerekli enerjiye **aktivasyon enerjisi** denir (Kenneth 2002).

Bir çekirdeğin fisyon uğrama yeteneği ara sistemin enerjisinin sahip olduğu kritik duruma bağlıdır. Bazı çekirdekler termal nötron absorpsiyonu ile engel üzerine çıkabilirken bazıları için hızlı (MeV) nötronlar gerekli olabilir (Yapıcı ve Çürüttü 1997). Coulomb engelini yüksekliği ağır çekirdeklerin fisyonunda açığa çıkan enerjiye kabaca eşittir. Coulomb engelini hemen altında bir enerji verecek bazı çekirdekler bulunmaktadır ve bunlar kendiliğinden parçalanan çekirdekler olup

kendiliğinden fisyon yapabilirler. Ancak böyle çekirdekler doğada yoktur ve hesaplamalara göre fisyonla karşı engel $A=300$ civarında sıfırdır. Fisyon olayının meydana gelmesi için gerekli olan enerjinin daha detaylı açıklaması ise Şekil 2.3'te verilmiştir



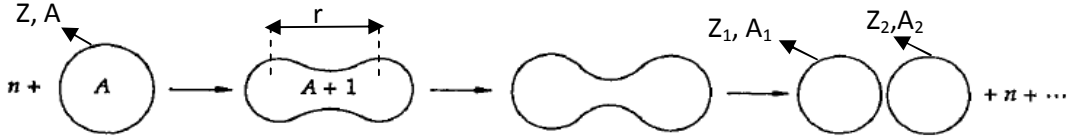
Şekil 2.3 Fisyon aktivasyon enerjisinin kütle numarası ile değişimi (Kenneth 2002)

Şekil 2.3'te 5 MeV'lik enerjilerin uranyumun yakınında olduğuna ve kütle numarası 280 civarında ise enerjilerin sıfır olduğu (buradaki çekirdekler kendiliğinden fisyonla karşı oldukça kararsızdırlar) açıkça görülmektedir (Kenneth 2002).

2.2.4 Fisyon mekanizmasının teorisi

Nükleonların birbirlerine enerji ilavesi çekirdeğin küresel yapısını deforme eder ve çekirdeğin küresel yapısının bozulmasıyla enerji artacağından aralarındaki ortalama r mesafesi artacaktır (Yapıcı ve Çürüttü 1997). Yani gelen nötron çekirdek tarafından soğrulur ve nötronun etkisiyle yüzey dalgaları oluşur. Böylece sıvı damlasının şekli uzayarak değişmeye başlar. Oluşan pertürbasyon yeterince büyükse (yani çekirdek engel üzerine çıkabilecek düzeyde bir enerji kazanmışsa), Şekil 2.4'te görüldüğü gibi, damlanın uzayan iki parçası arasındaki Coulomb itmesi iki parça yapı oluşturur ve bu iki parçayı birbirlerinden daha da uzaklaşarak tamamen ayrılırlar. Eğer oluşan pertürbasyon yeterince büyük değilse (yani çekirdek engel üzerine çıkabilecek düzeyde bir enerji kazanmamışsa), şekli bozulan sıvı damlası bir

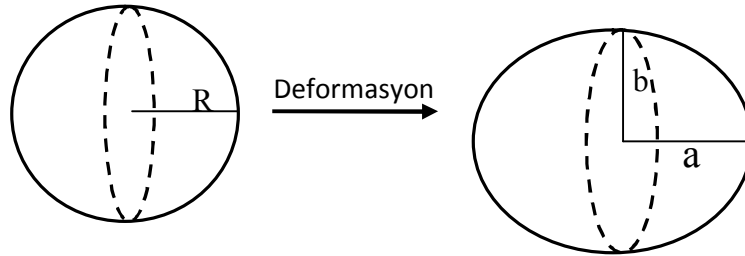
bileşik çekirdeğin uyarılmış durumunu oluşturabilir. Bu durumda daha sonra daha düşük seviyeli bir enerji durumuna bozunur (Bozkurt 2005).



Şekil 2.4 Filyon aşamaları (Bozkurt 2005)

Filyonun iyi anlaşılabilmesi için öğretici bir yaklaşım yarıampirik kütle formülünden (denklem 2.3) elde edilebilir (Kenneth 2002). Yarı-ampirik bağlanma enerjisi bağıntısında hacim, yüzey ve Coulomb terimleri sıvı damlasının şekline bağlıdır.

Çekirdeğe yaklaşan nötronun yarattığı deformasyon sonucunda, R yarıçaplı küresel damlanın aynı hacme sahip elipsoid damlaya dönüştüğünü varsayabiliriz ve bu durum Şekil 2.5 ile gösterilir (Bozkurt 2005).



Şekil 2.5 Küresel çekirdeğin deforme olması (Bozkurt 2005)

Bu durumda elipsoidin hacmi aşağıdaki gibidir.

$$V = \frac{4}{3} \pi R^3 = \frac{4}{3} \pi a b^2 \quad (2.5)$$

a : Elipsin major ekseni ($a = R(1 + \epsilon)$).

b : Elipsin minör ekseni ($b = R/(1 + \epsilon)^{1/2}$).

ϵ : Elipsin eksentrisitesidir ve deformasyon parametresine $\epsilon = \beta(5/4\pi)^{1/2}$

formülüyle bağlıdır (Kenneth 2002).

Küre ve elipsoid aynı hacime sahip olduklarından, yarıampirik kütle formülüne hacim teriminin katkısı küresel ve elipsoid sıvı damlacıkları için aynıdır. Ancak küresel ve elipsoid sıvı damlacıkları için yüzey ve Coulomb terimlerinin katkısı farklı olacaktır (Bozkurt 2005). Küresel sıvı damlası için yüzey terimi $E_y = a_y A^{2/3}$ şeklindeyken küre gerilerek elipsoide döndürülünce yüzey alanı,

$$S = 4\pi R^2 \left(1 + \frac{2}{5}\varepsilon^2 + \dots\right) \quad (2.6)$$

şeklinde büyür ve bu terimden gelen katkı,

$$E_y = a_y A^{2/3} \left(1 + \frac{2}{5}\varepsilon^2\right) \quad (2.7)$$

olur. Küresel sıvı damlası için Coulomb terimi $E_c = a_c Z^2 / A^{1/3}$ şeklindeyken elipsoid için bu terime $\left(1 - 1/5\varepsilon^2 + \dots\right)$ düzeltmesi eklenir. Böylece Coulomb terimi,

$$E_c = a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} \left(1 - \frac{1}{5}\varepsilon^2\right) \quad (2.8)$$

olur. Görüldüğü üzere deformasyon sonucu yüzey teriminden gelen katkı artmakta ve Coulomb teriminden gelen katkı ise azalmaktadır. Deformasyondan ötürü bağlanma enerjisindeki toplam değişim,

$$\begin{aligned} \Delta &= B(\varepsilon) - B(\varepsilon = 0) \\ &= -a_y A^{2/3} \left(1 + \frac{2}{5}\varepsilon^2 + \dots\right) - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} \left(1 - \frac{1}{5}\varepsilon^2 + \dots\right) + a_y A^{2/3} + a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} \\ &\cong \left(-\frac{2}{5}a_y A^{2/3} + \frac{1}{5}a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}}\right)\varepsilon^2 \end{aligned} \quad (2.9)$$

olur. Eğer ikinci terim birinciden büyük ise enerji değişimi pozitiftir. Deformasyonla enerji kazanılmıştır ve çekirdek ne kadar çok deformasyona uğrarsa o kadar çok enerji kazanılır. Böyle bir çekirdek bu deformasyona karşı kararsızdır ve fisyonla uğrar. Dolayısıyla kendiliğinden fisyon şartı aşağıdaki gibidir.

$$\frac{1}{5} a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} > \frac{2}{5} a_y A^{2/3} \quad (2.10)$$

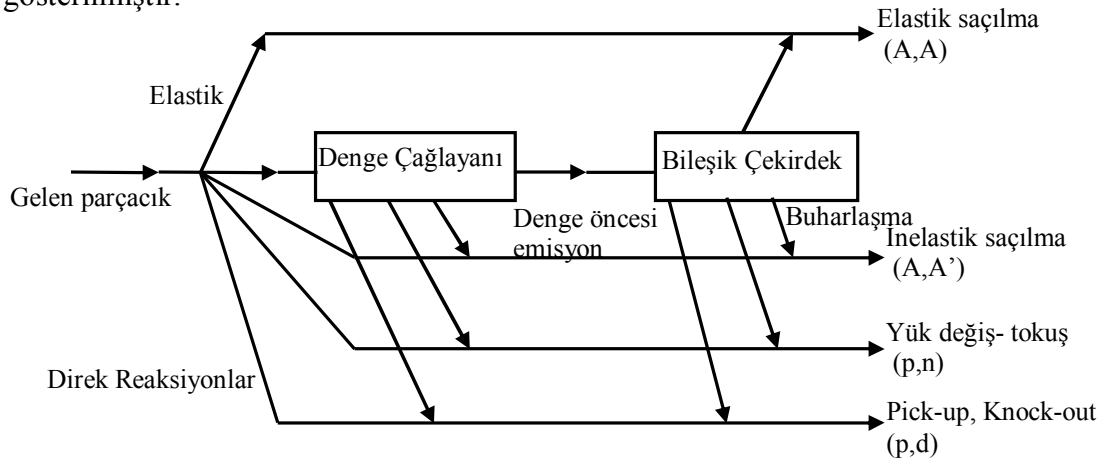
a_c ve a_y değerlerini kullanarak $Z^2 / A > 47$ bulunur (Kenneth 2002). Sonuç olarak, küresel bir çekirdek $Z^2 < 47A$ olduğu sürece kararlıdır ve $Z^2 > 47A$ olan küresel bir çekirdek ise kararsız olur ve kendiliğinden fisyon yapabilir (Bozkurt 2005).

2.3 Fisyon Tesir Kesitleri

Fisyon tesir kesitleri büyük bir rezonans yapı gösterirler. Fisyon tesir kesitlerinde, termal nötronların tesir kesitleri hızlı nötronların tesir kesitlerinden daha büyüktür. Termal nötronlar bu nedenle nükleer reaktör uygulamalarında çok önemlidir (Yapıcı ve Çürüttü 1997). Fisyonda açığa çıkan nötronları yeni bir fisyon olayı gerçekleştirmek için kullanmak istersek tesir kesitlerini artırmak amacıyla nötronları öncelikle termal enerjiye yavaşlatmamız gerekir. ^{238}U için termal bölgenin tamamında fisyon yoktur. Yalnızca hızlı nötronlar için fisyon gerçekleşir. Bu büyük farklılık bileşik sistemin uyarılma enerjisi ile engeli aşmak için gerekli olan aktivasyon enerjisi arasındaki ilişkiden ileri gelmektedir (Kenneth 2002).

2.4 Nükleer Reaksiyonlar

Bir çekirdek üzerine gelen parçacığın oluşturduğu reaksiyonlar Şekil 2.6'da gösterilmiştir.



Şekil 2.6 Nükleer reaksiyonlarda direk, denge öncesi ve bileşik çekirdeklerin oluşum süreçleri ve farkları (Hançerlioğulları 1997)

Elastik Saçılma

Bu saçılma bilardo toplarının çarpışmasına benzemekte olup bileşik çekirdek formasyonunu gerektirmez. Elastik saçılma sadece gelen parçacığa etki eden kuvvetlerin bir fonksiyonu olup çekirdeğin büyüklüğüne ve şekline bağlıdır. Bu yüzden bu reaksiyona elastik seçilme veya şekil elastik saçılma denir (Yapıcı ve Çürüttü 1997).

Denge Öncesi Reaksiyonlar

Son yıllarda yapılan bilimsel çalışmalar direk ve bileşik çekirdek reaksiyonlarının dışında üçüncü bir reaksiyon türü olan “Denge Öncesi ” reaksiyonunun varlığını göstermektedir. Denge Öncesi modeller, 10-60 MeV enerjili proton, nötron ve alfa parçacıkları ile oluşturulan nükleer reaksiyonlar sonucunda yayınlanan parçacık spektrumunun yüksek enerji bölgesini açıklamada çok başarılıdır.

Denge öncesi denilen bu reaksiyonlarda gelen parçacıklar, hedef çekirdek ile çarpışarak bir bileşik çekirdek oluşturma esnasında, bileşik sistemin tam bir termal ve istatistiksel dengeye ulaşması için geçen süre zarfında yayınlanır. Bu reaksiyonlar çok gelişmiş ve geniş istatistiksel modellerle incelenir.

Denge öncesi reaksiyonları inceleyen başlıca modeller şunlardır;

1. Griffin veya Exciton modeli
2. Hibrit model
3. Fermi-Gaz denge modeli
4. Çağlayan ve Buharlaşma modeli

Bu modeller birçok ortak özelliğe sahiptirler. Modellerin hepsinde istatistiksel yöntemler kullanılır. Hesaplamalarda çekirdeğin yapısından kaynaklanan açısız momentumların etkileri hesaba katılmaz (Hançerlioğulları 1997).

Bileşik Çekirdek Reaksiyonları

Gelen bir parçacığın, çekirdek yarıçapına göre küçük bir çarpışa parametresi ile hedef çekirdeğe girdiği varsayalım. Bu parçacığın muhtemelen basit bir saçılma ile çekirdek içindeki hedef nükleonlardan biri ile etkileşme olasılığı yüksektir. Geri tepen nükleon ve gelen parçacık diğer nükleonlarla ardışık çarpışmalar yapabilir ve böylece birkaç etkileşmeden sonra gelme enerjisi, gelen parçacık ve hedef bileşik sistemin nükleonları arasında paylaşılır. Herhangi tek bir nükleonun enerjisindeki ortalama artış, çekirdeği terk etmesine yetecek kadar değildir. Ancak istatistiki olarak tek bir nükleonun çekirdeği terk etmesine yetecek kadar bir enerjiye sahip olması ihtimali vardır.

Bu tür reaksiyonlar, gelen parçacığın soğrulmasından sonra, çıkan parçacığın salınmasından önce bir ara duruma sahiptir. Bu ara duruma bileşik çekirdek denir. Bileşik çekirdek mekanizması iki basamaklı bir işlem olarak düşünülebilir: bileşik çekirdeğin oluşması ve bozunmasıdır. Belirli bir bileşik çekirdek, farklı yollarla bozunabilir ve nükleer reaksiyonların bileşik çekirdek modelinin temel varsayımı, bileşik çekirdeğin belirli bir son ürünler kümesine bozunması için bağlı olasılığı, bileşik çekirdeğin oluşma şeklinden bağımsızdır şeklinde ifade edilebilir. Bozunma olasılığı sadece sisteme verilen toplam enerjiye bağlıdır (Kenneth 2002).

Direk Reaksiyonlar

Bu reaksiyonda gelen parçacık öncelikle çekirdeğin yüzeyinde etkileşir; böyle reaksiyonlara peripherel reaksiyonlar da denir.

Gelen parçacığın enerjisi arttıkça parçacığın dalgaboyu, çekirdek boyutları mertebesindeki bir cisimle etkileşecek büyüklükten nükleon büyüklüğündeki bir cisimle etkileşecek kadar küçülür. 1 MeV enerjili bir gelen nükleon 4 fm mertebesinde bir de Broglie dalgaboyuna sahiptir ve bu nedenle tek nükleonları göremez; bu durumda bileşik çekirdek reaksiyonu daha muhtemeldir. 20 MeV lik bir nükleonun de Broglie dalgaboyu 1 fm civarındadır ve dolayısıyla direk reaksiyon

gerçekleşebilir. Direk reaksiyonlarda etkileşim genelde yüzeyde değerlik nükleonları ile oluşur.

Herhangi bir reaksiyonda bileşik ve direk süreçler katkıda bulunabilir. Bu etki arasında deneyle gözlenebilen iki temel fark vardır: Direk süreçler 10^{-22} s mertebesinde bir süre içinde çok hızlı oluşur, bileşik çekirdek reaksiyonları ise tipik olarak 10-16 ile 10-18 s arasında değişen daha uzun bir sürede meydana gelir. Bu ilave süre, gelen enerjinin dağılımı ve yeniden yoğunlaşması için gereklidir. Bu inanılmaz derecede kısa iki zaman aralığını ayırt edebilecek maharetli deneysel teknikler vardır. Direk reaksiyonlarda giden parçacıkların açısal dağılımı, bileşik çekirdek reaksiyonlarından daha keskin pikler meydana getirme eğilimindedir.

İnelastik saçılma, büyük ölçüde gelen parçacığın enerjisine bağlı olmak üzere ya bir direk reaksiyon veya bir bileşik çekirdek reaksiyonu ile meydana gelebilir. Bir tek protonun, gelen parçacıktan hedefe transfer edildiği bir transfer reaksiyonuna tipik bir örnek olan (d,n) döteron soyma reaksiyonu (stripping), her iki mekanizma ile de gerçekleşebilir. Diğer döteron soyma reaksiyonu (d,p)'nin direk reaksiyon ile oluşması ihtimali daha büyüktür. Çünkü bileşik çekirdekte protonun bileşik çekirdekten "buharlaşması" Coulomb engeli tarafından engellenir (Kenneth 2002). Diğer bir örnek ise A(p,d) reaksiyonunda gelen parçacığın hedeften bir nükleon kopararak döteron oluşturmasıdır (pick-up).

2.5 ALICE/ASH Kodu

ALICE/ASH kodu ALICE kodunun geliştirilmiş ve düzeltilmiş bir versiyonudur. Düzeltmeler denge öncesi bileşik parçacık yayılımı, hızlı γ yayılımı, nükleer seviye yoğunluğu hesaplaması için farklı yaklaşımlar ve fisyon ürün verim hesaplama modeli ile tanımlanan modellerin kodundaki uygulamalar hakkındadır. ALICE/ASH kodu 300 MeV ve daha az enerjiye sahip çekirdek ve nükleonlar tarafından oluşturulan nükleer reaksiyonlardaki ikincil parçacıkların uyarılma fonksiyonları, enerji ve açısal dağılım hesaplanması için uygulanabilir. 300 MeV ve daha az enerjili çekirdek ve parçacıklar tarafından oluşturulan nükleer reaksiyonlar için toplam

elastik olmayan tesir kesitleri, açısız nükleer ürünler ve nükleer reaksiyonlardan salınan parçacıkların enerji ve açısız dağılımlarını hesaplar (Broeders et al. 2006)

2.5.1 ALICE/ASH Kodunun tarihçesi

ALICE kodu ilk olarak Blann tarafından yazılmıştır (Blann and Bisplinghoff 1982, Blann 1988a). Bu düzenlenen koda aşağıda verilen eklemeler ve düzeltmeler eklenmiştir.

1. Kavramsal bir yaklaşım kullanılarak denge durumu ve denge öncesi gama (γ) yayınlanma spektrumlarının hesaplanması için akış şemaları eklenmiştir (Blann et al. 1988b).
2. Nükleer seviye yoğunluğu hesaplamaları için Kataria-Ramamurthy Modeli eklenmiştir.
3. Denge olmayan alfa (α) parçacık yayınlanma spektrumlarının hesaplanması için eksiton, pick-up ve knock-out modelleri birleştirilmiştir (Iwamoto and Harada 1982, Konobeyev and Korovin 1994).
4. Birleşme pick-up modeli kullanılarak denge öncesi triton ve ^3He yayınlanma spektrumlarının hesaplanması için akış şemaları eklenmiştir (Sato et al. 1983, Konobeyev et al. 1995).
5. Çoklu dengede olmayan α parçacık yayınlanması eklenmiştir (Konobeyev et al. 1995).
6. Kodun akış şemalarında çeşitli düzeltmeler ve değişiklikler yapılmıştır (Shubin et al. 1995).
7. Direk süreçleri tahmin etmek için dengede olmayan döteron yayınlanma spektrumlarının hesaplanmasına kavramsal bir model eklenmiştir (Konobeyev and Korovin 1996).
8. Enerjiye bağlı seviye yoğunluğu parametresine sahip Fermi gaz modelinde seviye yoğunluklarının hesaplanması için akış şemaları eklenmiştir (Ignatyuk et al. 1975, Konobeyev et al. 1997a).
9. Geometri bağımlı hibrid modelinde düzeltmeler yapılmıştır (Konobeyev et al. 1997a). Oblozinsky (1988) tarafından verilen tek parçacık ışınal geçişleri ve

Konobeyev ve ark. (1997b) tarafından verilen yarı döteron mekanizması gama üretimi göz önüne alınarak denge öncesi gama yayınlanmasının tanımı için bir model eklenmiştir.

10. 200 MeV'e kadar olan mermi enerjilerindeki deneysel α yayınlanma spektrumu ile dengede olmayan α parçacık yayınlanma model parametrelerinin uyum sağladığı belirtilmiştir (Broeders and Konobeyev 2005a).

11. Dengede olmayan döteron yayınlanması için yeni bir model geliştirilmiştir (Broeders and Konobeyev 2005b).

2.5.2 Kodda kullanılan modellerin tanımı

ALICE/ASH nükleonların denge öncesi durumunu hibrid (Blann 1971) veya geometrik bağımlı hibrid model (Blann 1972- Blann and Vonach 1983) ve denge durumunu Weisskopf-Ewing model (Weisskopf and Ewing 1940) kullanarak tanımlanır. ALICE/ASH kodunda fisyon olasılığının hesaplanması için Bohr-Wheeler yaklaşımı kullanılır.

Hibrid model

Denge öncesi bozunma için Hibrid model (Blann 1971) aşağıdaki gibidir.

$$\frac{d\sigma_v(\delta)}{d\delta} = \sigma_R P_v(\epsilon\epsilon) \quad (2.11)$$

$$P_v(\epsilon)d\epsilon = \sum_{\substack{n=n_0 \\ \Delta t=+2}}^{\bar{n}} \left[\frac{{}_n X_v N_n(\epsilon, U)}{N_n(\epsilon)} \right] g d\epsilon \left[\frac{\lambda_c(\epsilon)}{(\lambda_c(\epsilon) + \lambda_+(\epsilon))} \right] D_n \quad (2.12)$$

σ_R : Reaksiyon tesir kesiti.

${}_n X_v$: n eksiton durumundaki v türündeki (proton veya nötron) parçacıkların sayısı.

$P_v(\epsilon)d\epsilon$: ϵ enerjisi ϵ ile $\epsilon + d\epsilon$ arasında olan ve sürekli bölgeye yayınlanan v tipi parçacıkların (nötron ve proton) sayısı.

\bar{n} : Denge konumundaki (en muhtemel) eksiton sayısı.

- E : Bileşik sistemin uyarılma enerjisi.
- $N(\varepsilon, U)$: Bir eksiton ε kanal enerjisiyle yayınlandığında kalan çekirdeğin $U = E - B_v - \varepsilon$ uyarılma enerjisinin diğer $n - 1$ eksitonları arasında paylaşılacak şekilde n eksitonunun uygun bir biçimde düzenlenme sayısı.
- $N_n(\varepsilon)$: E uyarılma enerjisinde n parçacık artı deşik toplam birleştirim sayısı.
- $\lambda_c(\varepsilon)$: Bir parçacığın (ε) kanal enerjisiyle sürekli bölgeye yayınlanma hızı.
- $\lambda_+(\varepsilon)$: ε enerjili bir parçacığın sürekli bölgeye yayınlanmış olduğu zamanki çekirdek içi geçiş hızı.
- D_n : Bir n eksiton zincirinde başlangıç popülasyon kesiti.
- g : Tek - parçacık düzey yoğunluğudur.
- Eşitlik 2.16'daki ilk köşeli parantez içindeki nicelik sürekli bölgede enerjisi ε ile $\varepsilon + d\varepsilon$ arasında olan parçacık sayısını verir. İkinci parantez içindeki ifade ise sürekli bölgeye geçiş hızının toplam geçiş hızına oranıdır.

Geometri bağımlı hibrid model

Denge öncesi bozunma için Blann ve Vonach (1983) tarafından verilen Geometri Bağımlı Hibrid model aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon_x} = \pi\lambda^2 \sum_{l=1}^{\infty} (2l+1)T_l \sum_{n=n_0}^n X_x \frac{\omega(p-1, h, U)}{\omega(p, h, E)} \frac{\lambda_x^e}{\lambda_x^e + \lambda_x^+} gD_n \quad (2.13)$$

- λ : Gelen parçacığa ait indirgenmiş dalga boyu.
- T_l : l . kısmi dalga için geçiş katsayısı.
- ${}_n X_x$: n eksiton durumundaki x tipli nükleonların sayısı.
- ε_x : Nükleon için kanal enerjisi.
- $\omega(p, h, E)$: E uyarılma enerjisindeki p parçacıklarına ve h deşiklerine (hol) sahip eksiton durumlarının yoğunluğu.
- U : Son uyarılma enerjisi
- D_n : Nükleon yayınlanmasından dolayı n eksiton durumunun bitmesinden

göz önüne alınarak hesaplanan faktör.

n_0 : Başlangıç eksiton sayısı.

λ_x^e, λ_x^+ : Nükleon yayınlanma hızı ve Nükleer geçiş hızı.

Weisskopf-Ewing model

Parçacıkların denge durumunda yayınlanması, Weisskopf-Ewing model kullanılarak tanımlanır (Weisskopf and Ewing 1940). y giriş kanalı ve, x çıkış kanalı göstermek üzere x kanalı için reaksiyon tesir kesiti aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$\sigma_{yx}^{WE} = \sigma_{yx}^r(E_{gel}) \frac{W_x}{\sum_x W_x} \quad (2.14)$$

σ_{yx}^{WE} : Evaporation reaksiyon tesir kesiti.

$\sigma_{yx}^r(E_{gel})$: Bileşik sistem oluşturma tesir kesiti.

$\frac{W_x}{\sum_x W_x}$: x kanalındaki parçacıkların E_x ve $E_x + dE_x$ enerji aralığındaki bozunma ihtimali.

W_x : Çıkış kanalındaki seviye genişliği olup evaporation olasılığı aşağıdaki gibidir.

$$W_x(\epsilon_x) \propto (2S_x + 1) \mu_x \epsilon_x \sigma_x^{ters}(\epsilon_x) \frac{p(Z', A', U')}{p(Z, A, E)} \quad (2.15)$$

U : Ürün çekirdeğin uyarılma enerjisi ($U = E - \epsilon_x - B$).

E : Bileşik çekirdeğin uyarılma enerjisi.

S_x, μ_x, ϵ_x : Sırasıyla yayınlanan parçacığın spini, indirgenmiş kütlesi ve enerjisi.

σ_x^{ters} : Çıkış kanalındaki ters reaksiyon tesir kesiti.

$p(Z', A', U')$: U enerjisine sahip kalan çekirdeğin nükleer seviye yoğunluğu.

$p(Z, A, E)$: Çıkış kanalındaki parçacığın yaymlandığı çekirdeğin seviye yoğunluğu.

B : Gelen çekirdeğin bileşik sisteminden ayrılma enerjisi.

Nükleer seviye yoğunluğu

Denge durumu seviye yoğunluğunu hesaplamak için aşağıdaki yaklaşımlar kullanılır.

1. Enerji bağımlı seviye yoğunluğu parametresine sahip Fermi gaz modeli,
2. Kataria-Ramamurthy Fermi gaz modeli,
3. Ignatyuk, Smirenkin, Tishin'in Fermi gaz modeli,
4. Süper akışkan nükleer modelidir.

2.5.3 Fiyon hesaplamaları

Fiyon tesir kesiti hesaplamalarında Bohr-Wheeler yaklaşımı kullanılmıştır (Bohr and Wheeler 1939). Bohr-Wheeler yaklaşımında amaç, kendiliğinden fiyona karşı (Z^2/A) limitini arttırmaktır.

$$\left(\frac{Z^2}{A}\right)_{\text{lim}} = 2 \left(\frac{a_s}{a_c}\right) \quad (2.16)$$

a_s : Yüzey enerji faktörü.

a_c : Coulomb enerji faktörü.

Fiyon Engelleri

ALICE-ASH kodunda fiyon engel hesaplamaları için iki seçenek vardır. Fiyon engelleri kodda IFIS parametresi ile gösterilir. IFIS=0 durumu RFRM (Rotation-Finite-Range Model) modeline (Sierk 1986) ve IFIS>0 durumu RLDM (Rotation-liquid-Drop Model) modeline (Cohen et al. 1974) karşılık gelir. RLDM, fiyon engelini dönen bir çekirdeğin açılal momentumunun bir fonksiyonu şeklinde tanımlar. Mustafa ve arkadaşları, RLDM'nin doğruluğu hakkındaki sorulardan dolayı bir model geliştirdiler. Mustafa ve arkadaşlarının modeli, sonlu-aralık nükleer kuvvet etkilerini ve dağılık nükleer yüzey etkilerini içerir (Mustafa et al. 1982). Ayrıca bu model yüzey, dönme ve Coulomb enerjilerinin hesaplanması ile de RLDM'den

farklıdır. RFRM modeli Mustafa ve arkadaşlarının modelinin geliştirilmiş bir versiyonudur. RFRM modeli Sierk tarafından daha iyi parametreler ve bilgisayar teknikleri kullanarak oldukça iyi bir şekilde geliştirildi. Yapılan hesaplamalarda bu iki fisyon engel seçeneğini de kullanıldı.

2.5.4 Girdi Veri Dosyası

Girdi veri dosyasına ait bir örnek Çizelge 2.1 ile verilmiştir. Bu örnekte 1 MeV nötron gelme enerjisinde $n+^{232}\text{Th}$ reaksiyonu incelenmiştir. Ayrıca girdi veri dosyası tanımlarken gelen parçacık yerine mermi kelimesi kullanılmıştır.

Çizelge 2.1 Girdi veri dosyasına ait örnek

```

N_Th232 1111
1.0232.0 0.0 90.0 0.0 0.740 0.40 11 0 10 10 00.504 0 9.01L 4
cABS_AL7.DAT Neutron fission reaction for Th-232
1.0 000 0 0.0 0 0 3.0 1.0 0.0 0.0 0.00 0.0 0 0
-1

```

Kart 1. Girdi veri dosyasına ait ilk karttır. İlk girdi NAMRD olup çıktı dosyalarının isimidir. İkinci girdi ise (IWR(i), $i=1,4$)'dir. Kart 1'e ait **format (A8,4I1)** şeklinde olup Çizelge 2. 2 ile gösterilmiştir.

Çizelge 2.2 Kart 1'e ait girdi parametrelerinin anlamı ve aldığı değerler

IWR(1) = 0	Nötron spektrumuna ait dosya oluşmaz.
IWR(1) = 1	Hesaplanmış nötron yayınlanma spektrumuna ait dosya oluşur.
IWR(2)	IWR(1)'deki gibidir ancak proton spektrumlarına ait dosya oluşmaz.
IWR(3)	IWR(1)'deki gibidir ancak α parçacığı spektrumlarına ait dosya oluşmaz.
IWR(4)	IWR(1)'deki gibidir ancak M3 parametre değerine bağlı olan döteron, triton ya da ^3He spektrumlarına ait dosya oluşmaz.

Kart 2. Girdi veri dosyasına ait ikinci karttır ve aşağıdaki parametre değerleri sırasıyla girilir.

AP, AT, ZP, ZT, QVAL, CLD, IFIS, BARFAC, ISOT, NA, NZ, MC, MP, LDOPT, INVER, ED, IKE, IPCH, PLD, KPLT, CORL, M3

Format (6F5.1, I1, F4.1, I1, I4, 3I5, I1, I4, F4.1, I1, I5, F5.1, I1, A1, I3) şeklinde olup Çizelge 2.3 ile gösterilmiştir.

Çizelge 2.3 Kart 2'ye ait girdi parametrelerinin anlamı ve aldığı değerler

AP	Mermiye ait kütle numarasıdır.
AT	Hedef çekirdeğe ait kütle numarasıdır.
ZP	Mermiye ait atom numarasıdır.
ZT	Hedef çekirdeğe ait atom numarasıdır.
QVAL	Merminin ayrılma enerjisidir (MeV). Eğer QVAL = 0 ise ayrılma enerjisi MC değerine bağlı olarak Myers Swiatecki Lysekil (MSL) kütle formülü veya kütle tablosundan hesaplanır. Önerilen değer: QVAL = 0'dır.
CLD	Bir fisyon kanalı için ($a_f = CLD * A_{bileşik}/y$) seviye yoğunluğu çarpma faktörüdür. Bu değer a_f/an oranına yakındır.
IFIS	Fisyon engeli seçme seçeneğidir.
	IFIS=0 ise dönme sonlu aralığı fisyon engeli (Rotating Finite-Range Model) kullanılır.
	IFIS>0 ise dönme sıvı damlası engeli (Rotating Liquid-Drop Model) kullanılır.
BARFAC	Parametresi sıvı damlası ya da sonlu genişlik fisyon engellerini ölçer.
ISOT	Sıfır değeri girilmelidir. Kodun bu versiyonunda kullanılmaz.
NA	Hesaplama kullanılan her Z'nin nüklit sayısıdır. Maksimum değeri=22 dir.
NZ	Yayınlanma sürecinde hesaplanan Z sayısıdır.
MC	Ayrılma enerjileri ve seviye yoğunluğu taban durum kaymaları (LDGS) için kütle seçeneğidir.
	MC = 0 ise kabuk düzeltmelerini içeren MSL kütleleri anlamındadır.
	MC = 1 ise kabuk düzeltme terimi (bu seçenek sadece MP = 0 olduğu durumda kullanılır) olmaksızın MSL kütleleri anlamındadır.
	MC = 2 ise kullanıcı tarafından en azından kısmen sağlanan ayrılma enerjileri ve/veya LDGS hariç kabuk düzeltmelerini içeren MSL kütleleridir.
	MC = 10 ise mevcut olan ve (eğer MC = 11 ya da MP = 0 olursa) bağlanma enerjisinden kabuk düzeltmesini veya çiftlenim terimini çıkaran MSL kütleleri için tablo kütlelerini oluşturacaktır.

Çizelge 2.3'ün devamı

MP	Çiftlenim seçeneğidir.
	MP = 0 ise kütlelerdeki çiftlenim teriminin olmadığı anlamındadır.
	MP = 1 ise MSL kütle formülünden hesaplanan ve geri kayma uygulanan LDGS kütlelerdeki çiftlenim terimi.
	MP = 2 ise LDGS'de mevcut olan kabuk düzeltmeleri hariç MP = 1 deki gibidir.
	MP = 3 ise tek-çift çekirdekler için sıfır ve tek-tek çekirdekler için uyarılmaya eklenen delta olan normal çiftlenim kaymasıdır. Önerilen değeri MP = 3 veya MP = 1'dir.
LDOPT	Seviye yoğunluğu seçeneğidir.
	LDOPT=0 ise Fermi gaz modeli seçilir.
	LDOPT=1 ise Kataria- Ramamurthy Fermi gaz modeli seçilir.
	LDOPT=2 ise Süper akışkan nükleer modeli seçilir.
	LDOPT=4 ise Ignatyuk-Smirenkin ve Tishin'in Fermi gaz modeli seçilir.
INVER	Ters tesir kesit hesaplama metodudur.
	INVER = 0 ise ters tesir kesiti hesaplaması için optik model kullanılır. Nötron, proton, alfa parçacığı, döteron, triton veya 3He yayımlanmasından sonra oluşan ilk kalan çekirdek için hesaplamalar yapılır. Ters reaksiyon tesir kesitleri hesaplamalarının sonuçları ALICE92.INV isimli bilgisayar dosyasında kaydedilir.
	INVER = 1 ise kullanıcının sağladığı ters reaksiyon tesir kesitini kullanır.
	INVER = 2 ise ters reaksiyon tesir kesitleri parçacık yayımlanması süresinde oluşan her bir kalan çekirdek için cut-off formülleri kullanılarak değerlendirme yapılır Önerilen değeri INVER = 0'dır.
ED	Parçacık spektrumunun integrasyonu için kullanılan mesh boyutu başına enerjidir.
IKE	Yazdırma seçeneğidir.
	IKE = 0 ise parçacık spektrumlarının hiçbiri yazdırılmaz.
	IKE = 1 ise her bir kalan nükleit için denge spektrumları yazdırılmaz.
	IKE = 2 ise sadece denge öncesi spektrumu yazdırılır.
	IKE = 3 ise 1+2 gibidir.
	IKE = 4 ise toplam parçacık spektrumu (denge öncesi ve denge) ile denge öncesi spektrumu yazdırılır. Parçacık üretim tesir kesitleri yazdırılır.
	IKE = 5 ise γ spektrumu yazdırılır. Önerilen değeri IKE = 4 veya 5'dir.

Çizelge 2.3'ün devamı

IPCH	Fisyon engellerini okuma seçeneğidir.
	IPCH = 1 için engeller açısal momentumdan bağımsızdır.
	IPCH = 2 için engel dönme sıvı damlası modeli (RLDM) engelleri olarak ölçeklendirilir. Önerilen değeri IPCH = 0'dır.
PLD	Seviye yoğunluğu parametresini $a = A / PLD$ olarak tanımlar.
	PLD değeri boş ise hesaplamalar için PLD=9 değeri kullanılır. Eğer tüm çekirdekler için LDOPT = 2 seçilirse ya da parçalanmayan çekirdekler için LDOPT = 4 seçilirse PLD değeri önemli değildir.
KPLT	Tesir kesiti yazdırma seçeneğidir.
	KPLT = 1 ve son enerji girdi satırı -1 ile devam ediyorsa uyarılma fonksiyonları standart çıktıda (NAMRD.FUL) çizilecektir.
CORL	Parçacık spektrumu yazımı için kütle merkezi veya laboratuvar sistemini tanımlar.
	CORL değeri boş veya 'c' ya da 'C' harfi girilmişse parçacık spektrumları PLOTSP altprogramı tarafından hazırlanarak kütle merkezi sisteminde yazdırılacaktır.
	CORL değeri L veya l'e eşit olursa laboratuvar sistemi kullanılır.
M3	Her bir nüklitten yayınlanan parçacıkların tipini ve sayısını tanımlar.
	M3 = 1 ise sadece nötronlar için,
	M3 = 2 ise nötronlar ve protonlar için,
	M3 = 3 ise protonlar ve alfa parçacıkları için,
	M3 = 4 ise nötronlar, protonlar, alfa parçacıkları ve döteronlar için,
	M3 = 5 ise nötronlar, protonlar, alfa parçacıkları ve tritonlar için,
	M3 = 6 ise nötronlar, protonlar, alfa parçacıkları ve ³ He içindir. Önerilen değer M3 = 4, 5 veya 6'dır.

Kart 3. Girdi veri dosyasına ait üçüncü karttır. Bu kart bir dış dosyadan gelen parçacık için elastik olmayan tesir kesitini okumayı sağlar. Dış dosyayla ilgili ilk girdi CNFNCS ve başlık hakkındaki ikinci girdi ise **TITLE**'dir. **Format (20A4)** şeklindedir.

Kart 4. Girdi veri dosyasına ait dördüncü kart olup enerji seçenekleri kartıdır. Bu kart verilen hedef + mermi için her bir enerjide tekrar edilir. Kart 4'ün maksimum sayısı

20'yi aşmamalıdır. Bu kart aşağıdaki parametre değerleri ile tanıtılır.

EQ, RCSS, IADST, IRFR, I3D, JCAL, DLT, JFRAC, JUPPER, JANG, TD, EX1, EX2, TMX, AV, GAV, COST, GDO, IJ, IALP91

Format (2F5.1, 3I1, I2, F3.0, I2, 2I5, 8F5.1, I5, I5) şeklinde olup Çizelge 2.4 ile gösterilmiştir.

Çizelge 2.4 Kart 4'e ait girdi parametrelerinin anlamı ve aldığı değerler

EQ	Laboratuvar sistemindeki merminin MeV mertebesinde enerji değeridir.
	EQ = 0 ise yeni bir problem kart 2'de başlayacaktır.
	EQ = -1 ise hesaplanmış uyarılma fonksiyonları çizdirilecektir. EQ = -1 değeri KPLT = 1'i ve farklı EQ değerleriyle çalışan kodu gerektirir.
RCSS	Reaksiyon tesir kesitidir.
	RCSS değeri boş bırakılırsa reaksiyon tesir kesiti gelen nötronlar, protonlar veya döteronlar için optik model altprogramı ile ve diğer tüm mermiler için parabolik model döngüsüyle içsel olarak üretilir.
	Eğer RCSS'ye bir değer verilirse, kod bu değeri kullanacaktır.
IADST	Açısal dağılım yazdırma seçeneğidir.
	IADST= 0 sıfır ise açısal dağılım yazdırılmaz.
	IADST= 1 ise nötronlar için yazdırılır.
	IADST= 2 ise protonlar için yazdırılır.
	IADST= 3 ise Kalbach sistematiğini kullanan nötronlar için yazdırılır.
	IADST= 4 ise Kalbach sistematiğini kullanan protonlar için yazdırılır.
IRFR	Açısal dağılımlara sahip kırılma için bir seçim tanımlar.
	IRFR = 0 ise kırılma yoktur.
	IRFR = 1 veya 2 ise giriş kanal kırılması vardır.
	IRFR = 3 ise Heisenberg giriş ve çıkış kırılması vardır.
	IRFR = 2 ise giriş kırılması ve Heisenberg çıkış kanalı vardır. Pratik uygulamalar için IRFR = 0, IADST = 3, 4 veya 5 ile birlikte önerilir.
I3D	Açısal dağılımın boyutu hakkındadır.
	I3D=0 ise açısal dağılım üç boyutlu aksi takdirde iki boyutludur.

Çizelge 2.4'ün devamı

JCAL	Hesaplama seçeneği tipidir.
	JCAL = 0 kısmî dalga ile kısmî dalganın buharlaşma fisyon rekabetidir. Önerilen değer fisyon gerçekleştiremeyen çekirdekler için JCAL = 1, fisyon yapabilen çekirdekler için JCAL = 0'dır.
	JCAL = 1 ise Weisskopf-Ewing buharlaşma hesaplaması,
	JCAL = 2 ise s-dalga yaklaşımı eylemsizlik sıvı damlası momenti,
	JCAL = 3 ise s-dalga yaklaşımı eylemsizlik katı cisim momenti kullanılır.
DLT	Hesaplanan açısız dağılımlar enerji artışıdır.
JFRAC	Eğer bir fisyon hesaplaması sadece özel bir açısız momentum aralığında olursa, bu düşük bir sınırdır. Önerilen değer JFRAC = 0'dır.
JUPPER	Eğer aralık sınırlandırılırsa açısız momentumun sınırı daha üstte olur. Önerilen değer JUPPER = 0'dır.
JANG	Açısız momentumu azaltan yayınlanan parçacıkların seçimidir. Tavsiye edilen değeri JANG = 0'dır.
TD	Başlangıç eksiton sayısı =p+h'dır.
EX1	Başlangıç uyarılmış nötron sayısıdır.
EX2	Başlangıç uyarılmış proton sayısıdır.
TMX	Denge öncesi model seçimidir.
	TMX =0 hibrid model seçilir.
	Eğer TMX =1 ise GDH seçilmiş olur.
AV	AV = 0 ise optik model geçiş hızları 55 MeV'in üzerinde kullanılmaz.
	AV = 1 ise nükleon-nükleon ortalama serbest yol kullanılır.
	Eğer AV = 0 ve TD = 0 ise nükleon-nükleon serbest yol kullanılacaktır.
GAV	Hibrid model hesaplamaları bu parametre önemli değildir.
	GAV=0 ise standart GDH modeli kullanılacaktır.
	GAV=1 ise (n,p)x veya (p,n)x spektrumları için düzeltmeler yapılacaktır.
COST	nükleon serbest yolu için çarpma faktörüdür. Ortalama serbest yol COST + 1 ile çarpılır.
GDO	GDO=1 ise başlangıç eksiton sayısına sınırlanan GDH hesaplaması, daha yüksek eksiton sayıları için hibrid hesaplaması kullanılır. Eğer GDH hesaplamaları için varsayım parametreleri kullanılmazsa GDH = 0 değeri doğru olmaz.
IJ	IJ= 1 ise izospin denge öncesi seçenek seçilir. Önerilen değeri IJ = 0'dır.

Çizelge 2.4'ün devamı

IALP91	IALP91=0 ise denge öncesi α parçacık spektrumu reaksiyonu meydana getiren nükleonlar için hesaplanır. Diğer kompleks parçacıkların yayınlanması için denge öncesi hesaplamalar M3 seçeneğine göre yapılacaktır.
	IALP91=1 ise hiçbir kompleks parçacık denge öncesi spektrumu hesaplamayacaktır.
	IALP91= 2 veya 3 ise nötron ya da protonların dengede olmayan yayınlanmadan sonra yayınlanan α parçacıkları için ve ilk denge öncesi α parçacığı için dengede olmayan α spektrumları hesaplanacaktır. Diğer kompleks parçacıklar için denge öncesi hesaplamalar, çoklu denge öncesi yayınlanma göz önüne alınmaksızın M3 parametresine göre yapılacaktır. Kalan çekirdeğin verimi hariç dengede olmayan α spektrumlarının hesaplanmasında IALP91 = 2 ya da 3 seçimin uygundur.
	IALP91=4 ise 2 ya da 3'deki gibidir. Çoklu denge öncesi döteron yayınlanması hariç, bu kart 2.'deki M3 = 4'ü içerir. Önerilen değeri 62 MeV'in altında gelen nükleon enerjisi için IALP91 = 0'dır.

Kart 4.'deki tüm ek parametreler denge öncesi seçenek içindir ancak denge öncesi hesaplama seçilmezse kalan sütunları boş bırakılır. Eğer TD pozitif ve EX1 ve EX2 boş ise varsayım parametreleri seçilecektir. Denge öncesi hibrid model için varsayım değeri için TD = 1 kullanılır, kalan diğer değişkenler sıfıra eşittir. Geometri bağımlı hibrid model (GDH) hesaplaması için TD = 1, TMX = 1 girilir ve TD'den sonra diğer tüm değişkenler boş bırakılır.

Kart 5.

Eğer RCSS 0'dan küçük değer alırsa sadece giriş kanal geçiş katsayılarına ihtiyaç duyulur. Kod RCSS'in gösterdiği değer kadar giriş kanal geçiş katsayısı okumaya çalışılacaktır. **Format (10F5.3)** şeklindedir.

2.6 Gandr Kodu

Nükleer veri gereksinimlerinin küresel değerlendirmesi için GANDR (Global Assessment of Nuclear Data Requirements) projesi, yeni ölçümlerin planlanması

konusunda veri sağlayan uzmanlara destek vermek ve başka birçok hedefle IAEA tarafından 2001 yılında başlatılmıştır (Muir et al. 2007). Gandr projesinin amacı, genelleştirilmiş en küçük kareler yöntemini kullanarak nükleer veri ve ona ait belirsizlikler ve korelasyonların küresel bir değerlendirmesini yapmaktır. Bir çok alternetif en küçük kareler metodu programlarında parametre sayısı yüzlerle ifade edilirken, GANDR'da bu sayı 91000'dir (Muir 2005). Böylece sistemin özel tasarım amacı 91000 bağımsız parametrenin belirsizlikleri ve korelasyonları üzerine gerçekleştirilen yeni deneylerin tam detaylı olarak etkilerinin izlenmesidir. Bu sayı, örneğin 130 farklı hedef materyalin birçok tesir kesiti çeşitlerinin, enerjiye-bağımlı özelliklerini büyük lde tanımlamak açısından yeterlidir. GANDR kodunda deneysel veriler EXFOR veritabanından alınmıştır. GANDR sistemi mevcut deneysel belirsizliklerin modifikasyonu ve tamamlanması konusunda birçok seçenek sunmaktadır.

Buradaki problem materyalden materyale büyük oranda değişiklik gösteren mevcut bilginin kesinliği ve eksikliğidir. İkinci bir problem ise, uluslararası veri değerlendirmelerindeki mevcut kovaryanslar yüksek kaliteli integral verilerin uygunluğunu yansıtmamaktadır. Bunun başlıca sebebi, integral veri girişinin çok güçlü tesir-materyal korelasyonlarına neden olacağı ve bu şekilde geniş kapsamlı veri dosyalarının hacmini de oldukça genişleteceğidir. Dolayısıyla, GANDR projesinin önemli orta-vadeli amacı veri kovaryanslarının küresel bir değerlendirmesini yapmaktır. Planlandığı gibi, küresel belirsizlik değerlendirmesi yüksek-kaliteli diferansiyel veri (değerlendirilmiş veri) ve integral veriyi içerecektir. Burada integral veriden kasıt, diferansiyel verilerin test edilmesi için uluslar arası düzeyde tavsiye edilen veri olarak basit-geometrilik integral deneyler kastedilmektedir. Doğru integral veri dikkate alınırsa, az doğruluk düzeyine sahip olan eski diferansiyel veriler son veri belirsizlikleri üzerinde belirgin bir etkisi olmayacak ve bu sayede güvenli bir şekilde ihmal edilebilecektir (Muir et al. 2007).

2.6.1 Gandr programları

GAPREP kodu: GANDR'la ilgili kullanıcı tarafından hazırlanan girdi dosyasını (input) okuyarak, parametre ve kovaryansları güncellemek için gereken tüm girdi

dosyalarını hazırlayan bir ön- işlemcidir (Muir et al. 2007). GAPREP kodu özellikle ZOTTVL için zottvl.in isimli girdi dosyasını hazırlar (Muir 2005). Ayrıca GAPREP programı, doğrusal olmayan en küçük kareler problemlerini çözmede bir iterasyon yaklaşımı sunan özellikler içermektedir. Kullanılan yöntem Gauss-Newton iterasyonudur (Muir et al. 2007).

GANRUN kodu: çalışma-süresi ile ilgilidir. Bu kod GAPREP tarafından otomatik olarak oluşturulur. GANRUN kodu çalıştığında ilk olarak GAPREP'in hazırladığı zottvl.in girdi dosyasını kullanarak çalıştırılan ZOTTVL programı meydana gelir (Muir 2005).

ZOTTVL kodu: GANDR projesinin bir parçası olarak, IAEA değerlendirme programı ZOTT- 99 çok daha büyük kapsamlı problemlerin ele alınabilmesi için geniş ölçüde modifiye edilmiştir. ZOTT programının yeni versiyonu genelleştirilmiş lineer en küçük kareler çözümü olan ZOTTVL (ZOTT-Very Long) kodudur. ZOTTVL kodu 91000 tane parametrenin güncellenmesini sağlamak ve bu parametrelere ait 4×10^9 tane kovaryansı hesaba katmak için veri sayfalama tekniklerini kapsamlı şekilde kullanmaktadır. Veri sayfalama metodolojisi genellikle büyük matrisleri alt-matrislere bölmeye dayalıdır. ZOTTVL'den sonra GAPOST kodu çalıştırılır.

GAPOST kodu: ZOTTVL tarafından üretilen güncellenmiş veri üzerinde iki temel işlem gerçekleştirir. Bu iki işlem, güncellenmiş verinin formatlanmış listesini (listex) ve çizimini oluşturmaktır (Muir et al. 2007).

GACONT kodu: Büyük girdi dosyalarındaki programların çalışmasını kontrol eden koddur (Muir 2005).

2.6.2 GANDR kütüphaneleri

GANDR sistemi ölçülen mikroskopik nükleer verilerin bulunduğu bir ana EXFOR Kütüphanesi (MEL) içermektedir. MEL, 130 GANDR materyali için tamamı uluslararası EXFOR (Mayıs 2005) veritabanından alınan tesir kesit verilerinden oluşturulmuştur. MEL, GANDR programlarının kullanabileceği ASCII formatında oluşturulmuştur. Aynı zamanda, ENDF/B-VI.8 değerlendirmesi işlemi için JOY99.6 kullanılarak ENDF formunda bir ana PENDF Kütüphanesi (MPL) oluşturulmuştur. GANDR sistemi, kullanıcının seçtiği materyal ve reaksiyon tipine göre ilgili veri

kovaryanslarını hesaplamak için ENDF ve EXFOR' dan alınan verileri birleştirir (Muir et al. 2007).

2.7 Gandr Koduna Ait Yöntem

Gandr kodu, güncellenmiş veri ve ona ait kovaryans matrislerin bölümlerini hesaplarken genelleştirilmiş en küçük kareler yöntemini kullanmaktadır. Ancak genelleştirilmiş en küçük kareler yöntemine geçmeden önce aşağıdaki kavramların tanıtılması gerekmektedir.

Nükleerle ilgili çalışmalardaki belirsizlik analizi

Bir çok çalışmada olduğu gibi nükleer hesaplamalarda da ölçülen verilerle ilgili değerler gerçek değerlerinden oldukça farklıdır. Bu farklılığın sebepleri birçok etkene bağlıdır. Özellikle modellemede kullanılan yaklaşımlar, deneysel çalışmalardaki ölçümlerden kaynaklanan hatalar, teorik hatalar ve sayma istatistiğidir (Kodeli 2003).

Deneysel çalışmalarda meydana gelen hatalar istatistiksel ve sistematik hatalar olmak üzere ikiye ayrılır.

Sistematik hatalar: Ölçüm sisteminin kendisinden gelen sabit hatalardır ve sonucu sürekli olarak aynı yönde etkilerler. Genel olarak ölçüm aletinin kalibrasyon ve yapısından kaynaklanır. Bu tip hataların varolması durumunda hatalar tek yönlüdür; ya sürekli daha büyük yada daha küçüktür.

İstatistiksel hatalar: Fizikte ölçüm hassaslığının doğal olarak sınırlı oluşundan, ölçülen nesne yada ölçüm sistemindeki kararsızlıklardan kaynaklanan önemi olmayan, genellikle küçük ve çift yönlü hatalardır. Bu tip hataların varlığı aynı ölçümün çok sayıda tekrarlanmasıyla görülebilir. Ölçülen sonuçlar birbirinden farklı olup belirli bir değer çevresinde dağılım gösterir. Bu hatalar ölçüm sonuçlarından açıklanamaz, ancak hata paylarının ve ölçülen büyüklüğün hangi sınırlar içinde

güvenilir olduğunun yaklaşık olarak saptanması olasıdır. Bu tip hataların ölçüm sonuçlarına etkisi, aynı ölçümün çok sayıda yinelenmesi ve sonuçların istatistik değerlendirilmesiyle azaltılabilir (Anonim).

Korelasyon analizi

İki veya daha fazla değişken arasındaki ilişkinin derecesini ve yönünü belirlemek amacıyla, korelasyon analizine başvurulur. Bir değişkenin değeri değişirken diğer bir değişken bununla doğrusal ilişkili olarak değişiyorsa korelasyon vardır denir. İki değişken arasındaki doğrusal ilişkinin derecesi korelasyon katsayısı ile belirlenir.

Korelasyon katsayısı $-1 \leq r \leq +1$ arasında bulunur. r 'nin işareti iki değişken arasındaki ilişkinin yönünü, mutlak değeri ise gücünü gösterir. Katsayı sifra yakın çıkarsa ilişkinin zayıf, bire yakın çıkarsa ilişkinin kuvvetli olduğu söylenebilmektedir (Günay). Korelasyon katsayısının "0" olması aralarında doğrusal olmayan başka ilişkilerin olmadığı anlamına gelmez. Yada doğrusal olmayan herhangi bir ilişki olabilir (Taşdelen 2009). Kovaryans matrislerinin birimsiz şekli korelasyon matrisidir.

Değişkenler arasındaki ilişkinin derecesi ve fonksiyonel şeklinin bilinmesi önemlidir. Regresyon analizi değişkenler arasındaki ilişkinin fonksiyonel şekliyle ilgilenirken, korelasyon analizi derecesi ile ilgilenir.

Regresyon analizi

İki değişken arasındaki korelasyon büyükse, bu ilişki bir denklemle veya bir grafikte gösterilebilir. Bu amaçla regresyon analizine başvurulur. İki değişkenden birindeki bir birim artışa karşılık, diğerinde sabit bir değişiklik meydana geliyorsa, bu değişkenler arasında doğrusal (linear) ilişki, sabit olmayan bir değişiklik meydana geliyorsa doğrusal olmayan (nonlinear) bir ilişki vardır. Doğrusal ilişki, bir doğru denklemi ile veya bir doğrusal regresyon grafiği ile gösterilebilir. Doğrusal olmayan ilişki, bir eğri denklemi ile veya eğrisel regresyon grafiği ile gösterilebilir. Regresyon

denklemini bir bağımsız değişkene bağlıysa basit regresyon, birden fazla bağımsız değişkene bağlıysa çoklu regresyon modeli olarak adlandırılmaktadır.

İki değişken arasında, önemli bir ilişki varsa ve ilişkinin doğrusal olduğu gösterilmişse doğrusal regresyon analizi yapılabilir. En Küçük Kareler Yöntemi ile deneysel noktalar bir doğrunun üzerinde bulunmasalar bile, deneysel noktaları en iyi temsil eden regresyon doğrusu hesaplanabilir (Günay).

2.7.1 Kovaryans matris ve hesaplamaları

Nükleer veri kovaryanslarına olan ihtiyaç “Gen-IV” olarak bilinen yeni nesil nükleer güç reaktörleri, gelişmiş yakıt çevrimleri, dönüşüm ve zırhlama tasarımları da dahil olmak üzere birçok uygulama için giderek çok daha önemli bir hale gelmektedir (Aliberti et al. 2006). Bu sebeplerle veriler arasındaki ilişkiyi ve belirsizlikleri veren kovaryans matrislerinin hesaplanması, verilerdeki hataların azaltılması için gereklidir (Danforth 2009).

Kovaryans: iki değişkenin ne kadar birlikte değiştiklerinin ölçüsüdür. Yani, iki rastgele değişkenin beraber değişimlerini inceleyen bir istatistiktir. İki değişken birbirine özdeşse kovaryans o tek özdeş değişkenin varyansı olur. **Kovaryans matrisi** ise her rastgele değişkenin diğer bütün değişkenlerle kovaryansını veren bir matristir (<http://tr.wikipedia.org/wiki/Kovaryans>, 2011).

İki rastgele değişken X_i ve X_j ‘ye ait kovaryans aşağıdaki gibi yazılır.

$$\text{Kov}(X_i X_j) = E((X_i - \mu_i)(X_j - \mu_j)) \quad (2.17)$$

E : Beklenen değeri temsil etmektedir.

μ_i : X_i değişkeninin beklenen değeri ($\mu_i = E(X_i)$)

μ_j : X_j değişkeninin beklenen değeri ($\mu_j = E(X_j)$)

Değişken sayısının çok fazla olduğu durumlarda hesaplanan katsayılar için bu ilişki matris rotasyonu kullanılarak aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$\text{Kov}(\hat{\beta}) = [(\beta - \mu)(\beta - \mu)^T] = E(\beta\beta^T) - \mu\mu^T \quad (2.18)$$

$\hat{\beta}$: hesaplanan katsayılarla ait vektör ($\mu = E(\hat{\beta}) = \beta$).

Değişkenler arasındaki ilişki daha açık bir ifade ile aşağıdaki gibi gösterilebilir.

$$\text{Kov}(\hat{\beta}) = \begin{pmatrix} \text{kov}(\hat{\beta}_1, \hat{\beta}_1) & \text{kov}(\hat{\beta}_1, \hat{\beta}_2) & \dots & \text{kov}(\hat{\beta}_1, \hat{\beta}_k) \\ \text{kov}(\hat{\beta}_2, \hat{\beta}_1) & \text{kov}(\hat{\beta}_2, \hat{\beta}_2) & \dots & \text{kov}(\hat{\beta}_2, \hat{\beta}_k) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \text{kov}(\hat{\beta}_k, \hat{\beta}_1) & \text{kov}(\hat{\beta}_k, \hat{\beta}_2) & \dots & \text{kov}(\hat{\beta}_k, \hat{\beta}_k) \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

Bu matrisin köşegen elamanları (denklem 2.19), $\hat{\beta}$ vektörünün k. elamanlarına ait varyansı temsil eder. Dolayısıyla aşağıdaki denklem

$$\text{Kov}(\hat{\beta}) = \begin{pmatrix} \text{var}(\hat{\beta}_1) & \text{kov}(\hat{\beta}_1, \hat{\beta}_2) & \dots & \text{kov}(\hat{\beta}_1, \hat{\beta}_k) \\ \text{kov}(\hat{\beta}_2, \hat{\beta}_1) & \text{var}(\hat{\beta}_2) & \dots & \text{kov}(\hat{\beta}_2, \hat{\beta}_k) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \text{kov}(\hat{\beta}_k, \hat{\beta}_1) & \text{kov}(\hat{\beta}_k, \hat{\beta}_2) & \dots & \text{var}(\hat{\beta}_k) \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

şeklinde yazılır. Bu matris kovaryans veya varyans-kovaryans matrisi olarak adlandırılır (Danforth 2009). Köşegen üzerinde bulunan katsayılar varyans, diğerleri kovaryans değerleridir. Kovaryansın değeri pozitif ise değişkenlerden birinin değeri artarken diğerinin de değeri artar ya da biri azalırken diğeri de azalır anlamına gelir. Kovaryans değeri negatif ise değişkenlerden birinin değeri artarken diğerinin değeri azalır anlamındadır Eğer değişkenler arasında belirgin bir ilişki yoksa, kovaryans değeri sıfırdır (Yazar 2009).

2.7.2 En küçük kareler yöntemi

Doğru ve güvenilir bir regresyon modelinde, gerçek gözlem değeri ile tahmin edilen değer arasında fark olmaması yada farkın minimum olması amaçlanır. Bunun için çeşitli tahmin yöntemleri geliştirilmiştir. Bu yöntemlerden biri “**en küçük kareler**” yöntemidir. Gözlem sayısı $i=1, \dots, n$ olmak üzere basit doğrusal regresyon modeli aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$y_i = \beta_0 + \beta_1 x_i \quad (2.21)$$

x_i : Bağımsız değişkenin i. gözlem değeri.

y_i : Bağımlı değişkenin i. gözlem değeri.

β_0 : Regresyon sabitidir. $x = 0$ olduğunda bağımlı değişkenin alacağı değer (kesim noktası)

β_1 : Regresyon katsayısıdır. Bağımsız değişkendeki bir birimlik değişimin, bağımlı değişkendeki yaratacağı ortalama değişimi göstermektedir,

β_0 ve β_1 regresyon katsayıları olarak adlandırılır ve en küçük kareler metodu kullanılarak tahmin edilir.

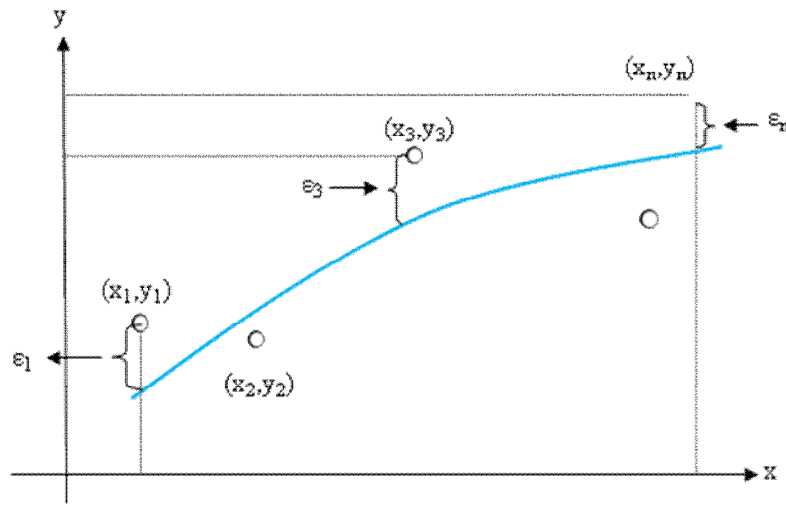
Noktaların hepsi doğru üzerine düşmez, bu durumda modele “ ε ” hata terimi ilave edilir. Denklem 2.21’e hata terimi eklenirse,

$$y_i = \beta_0 + \beta_1 x_i + \varepsilon_i \quad (2.22)$$

olur. Burada,

ε_i : i. hata terimi (Taşdelen 2009) olup şekil 2.7 ile verilir ve aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\varepsilon_i = y_i - (\beta_0 + \beta_1 x) \quad (2.23)$$



Şekil 2.7 Denklem 2.23’ün grafikte ifade edilmesi (Spiegel and Stephens 1999)

ε_i ile gösterilen, gözlem ile teorik (doğru) değerlerin farkı olan hata terimlerinin karelerinin toplamını en küçük yapacak regresyon katsayıları belirlenir..

$$\sum \varepsilon_i^2 = \min \quad (2.24)$$

$$\sum_{i=1}^n \varepsilon_i^2 = \sum_{i=1}^n (y_i - (\beta_0 - \beta_1 x_i))^2 \quad (2.25)$$

$$T = \sum_{i=1}^n \varepsilon_i^2 = \sum_{i=1}^n (y_i - (\beta_0 - \beta_1 x_i))^2 \quad (2.26)$$

Hata terimlerinin karelerinin toplamını en küçük yapmak için denklem 2.26'nın regresyon katsayılarına göre türevi alınıp sıfıra eşitlenirse,

$$\frac{\partial T}{\partial \beta_0} = 0 \Rightarrow -2 \sum_{i=1}^n (y_i - \beta_0 - \beta_1 x_i) = -2 \left(\sum_{i=1}^n x_i \right) \beta_1 - 2 \left(\sum_{i=1}^n 1 \right) \beta_0 + 2 \left(\sum_{i=1}^n y_i \right) = 0 \quad (2.27)$$

$$\frac{\partial T}{\partial \beta_1} = 0 \Rightarrow -2 \sum_{i=1}^n x_i (y_i - \beta_0 - \beta_1 x_i) = -2 \left(\sum_{i=1}^n x_i^2 \right) \beta_1 - 2 \left(\sum_{i=1}^n x_i \right) \beta_0 + 2 \left(\sum_{i=1}^n x_i y_i \right) = 0 \quad (2.28)$$

$$\left(\sum_{i=1}^n x_i \right) \hat{\beta}_1 + n \hat{\beta}_0 = \sum_{i=1}^n y_i \quad (2.29)$$

$$\left(\sum_{i=1}^n x_i^2 \right) \hat{\beta}_1 + \left(\sum_{i=1}^n x_i \right) \hat{\beta}_0 = \sum_{i=1}^n x_i y_i \quad (2.30)$$

olur. Bu denklem sisteminin çözümü,

$$\hat{\beta}_1 = \frac{n \sum xy - (\sum x)(\sum y)}{n \sum x^2 - (\sum x)^2} = \frac{S_{xy}}{S_{xx}} \quad (2.31)$$

$$\hat{\beta}_0 = \frac{\sum y_i - \hat{\beta}_1 \sum x_i}{n} = \bar{y} - \hat{\beta}_1 \bar{x} \quad (2.32)$$

şeklinde bulunur. Hesaplanan $\hat{\beta}_0$ ve $\hat{\beta}_1$ denklem 2.22'de yerine yazılırsa,

$$y_i = \hat{\beta}_0 + \hat{\beta}_1 x_i \quad (2.33)$$

regresyon doğrusu bulunmuş olur (Wolfram MathWorld, 2010). Çoklu regresyon modeli ise aşağıdaki gibi ifade edilir.

Matris cebiriyle çoklu regresyon modeli

Bir bağımlı değişkeni (y), birden fazla bağımsız değişken (x) etkiliyorsa bu durumda çoklu regresyon analizi uygulanır (Günay) ve matrislerle ifade edilir.

K açıklayıcı değişkenden oluşan regresyon modeli her gözlem i için aşağıdaki gibi yazılır (Tastan 2010).

$$y_i = \beta_0 + \beta_1 x_{i1} + \beta_2 x_{i2} + \dots + \beta_k x_{ik} + \varepsilon_i, \quad i = 1, \dots, n \quad (2.34)$$

y_i : Bağımlı değişkenin i . gözleme ilişkin değeri.

k : bağımsız değişken sayısını,

Bu modelde iki bağımsız değişken olduğunu varsayarsak, en küçük kareler yöntemini uygulayarak aşağıdaki denklemleri elde etmek mümkün olmaktadır.

$$\begin{aligned} \hat{\beta}_0 n + \hat{\beta}_1 \sum x_1 + \hat{\beta}_2 \sum x_2 &= \sum y \\ \hat{\beta}_0 \sum x_1 + \hat{\beta}_1 \sum x_1^2 + \hat{\beta}_2 \sum x_1 x_2 &= \sum x_1 y \\ \hat{\beta}_0 \sum x_2 + \hat{\beta}_1 \sum x_1 x_2 + \hat{\beta}_2 \sum x_2^2 &= \sum x_2 y \end{aligned} \quad (2.35)$$

şeklinde gösterilmektedir. Matris notasyonuna göre bu denklemler;

$$\begin{bmatrix} n & \sum x_1 & \sum x_2 \\ \sum x_1 & \sum x_1^2 & \sum x_1 x_2 \\ \sum x_2 & \sum x_1 x_2 & \sum x_2^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \hat{\beta}_0 \\ \hat{\beta}_1 \\ \hat{\beta}_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sum y \\ \sum x_1 y \\ \sum x_2 y \end{bmatrix} \quad (2.36)$$

şeklinde olmaktadır. Regresyon modeli matris ve vektör gösterimleri ile gösterilirse,

$$\begin{bmatrix} y_1 \\ y_2 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ y_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & x_{12} & \cdot & \cdot & \cdot & x_{1k} \\ 1 & x_{22} & \cdot & \cdot & \cdot & x_{2k} \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ 1 & x_{n2} & \cdot & \cdot & \cdot & x_{nk} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \beta_1 \\ \beta_2 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \beta_k \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \varepsilon_1 \\ \varepsilon_2 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \varepsilon_k \end{bmatrix} \quad (2.37)$$

olur. Böylece model aşağıdaki gibi ifade edilebilir,

$$\underbrace{y}_{n \times 1} = \underbrace{X}_{n \times k} \underbrace{\beta}_{k \times 1} + \underbrace{\varepsilon}_{n \times 1} \quad (2.38)$$

Model, değişkenlerin i gözlemine ilişkin değerlerinin $k \times 1$ vektör içinde toplanmasına dayanan başka bir ifade ile de gösterilebilir.

$$x_i = [1 \quad x_{i2} \quad x_{i3} \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad x_{ik}]^T \quad (2.39)$$

Bu notasyonla regresyon denklemi aşağıdaki gibi gösterilir

$$y_i = x_i^T \beta + \varepsilon_i, \quad i = 1, \dots, n \quad (2.40)$$

Regresyon fonksiyonunu matris notasyonunda aşağıdaki gibi yazılırsa,

$$\hat{y} = X\hat{\beta} + \hat{\varepsilon} \quad (2.41)$$

olur. Hata teriminin karelerinin toplamı

$$T = \sum_{i=1}^n \hat{\varepsilon}_i^2 = \hat{\varepsilon}^T \hat{\varepsilon} \quad (2.42)$$

yada

$$T = \sum_{i=1}^n \hat{\varepsilon}_i^2 = \sum_{i=1}^n (y_i - X\hat{\beta})^2 \quad (2.43)$$

şeklinde yazılabilir. Toplamı açarsak

$$T = \hat{\varepsilon}^T \hat{\varepsilon}$$

$$\begin{aligned}
&= (y_i - X\hat{\beta})^T (y_i - X\hat{\beta}) \\
&= y^T y - 2\hat{\beta}^T X^T y + \hat{\beta}^T X^T X \hat{\beta}
\end{aligned} \tag{2.44}$$

olur. 2.44 eşitliğinin 1. mertebe türevi alınıp sıfıra eşitlenirse

$$X^T X \hat{\beta} = X^T y \tag{2.45}$$

eşitliği elde edilir. Eşitliğin her iki tarafı $(X^T X)^{-1}$ ile çarpılırsa parametre vektörü

$$\hat{\beta} = (X^T X)^{-1} X^T y \tag{2.46}$$

şeklinde bulunur (Tastan 2010).

Hata vektörünün varyans-kovaryans vektörü

Klasik regresyon modelinde hata terimlerinin birbirleriyle ilişkisiz ve eşvaryanslı olduğu varsayılır. Hata vektörüne ait varyans-kovaryans matrisi,

$$V(\varepsilon) = E(\varepsilon\varepsilon^T) \tag{2.47}$$

$$\begin{aligned}
V(\varepsilon) &= E \left(\begin{bmatrix} \varepsilon_1 \\ \varepsilon_2 \\ \vdots \\ \varepsilon_n \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \varepsilon_1 & \varepsilon_2 & \dots & \varepsilon_n \end{bmatrix} \right) = E \left(\begin{bmatrix} \varepsilon_1^2 & \varepsilon_1\varepsilon_2 & \dots & \varepsilon_1\varepsilon_n \\ \varepsilon_2\varepsilon_1 & \varepsilon_2^2 & \dots & \varepsilon_2\varepsilon_n \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \varepsilon_n\varepsilon_1 & \varepsilon_n\varepsilon_2 & \dots & \varepsilon_n^2 \end{bmatrix} \right) \\
&= \sigma^2 \begin{bmatrix} 1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 1 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & 1 \end{bmatrix} = \sigma^2 I_n
\end{aligned} \tag{2.48}$$

şeklindedir.

β parametresine ait varyans-kovaryans matrisi

β parametresine ait varyans-kovaryans matrisi aşağıdaki gibidir.

$$\begin{aligned}\text{Kov}(\hat{\beta}) &= E[(\hat{\beta} - E(\hat{\beta}))(\hat{\beta} - E(\hat{\beta}))^T] \\ &= E[(\hat{\beta} - \beta)(\hat{\beta} - \beta)^T] \\ &= E[(X^T X)^{-1} X^T \varepsilon)((X^T X)^{-1} X^T \varepsilon)^T] \\ &= E[(X^T X)^{-1} X^T \varepsilon \varepsilon^T X (X^T X)^{-1}] \\ &= (X^T X)^{-1} X^T E(\varepsilon \varepsilon^T) X (X^T X)^{-1}, \quad E(\varepsilon \varepsilon^T) = \sigma^2 I_n \\ &= \sigma^2 (X^T X)^{-1} X^T I_n X (X^T X)^{-1}, \quad X^T I_n X = X^T X \\ &= \sigma^2 (X^T X)^{-1} X^T X (X^T X)^{-1}, \quad (X^T X)^{-1} X^T X = I_k \\ &= \sigma^2 (X^T X)^{-1}\end{aligned}\tag{2.49}$$

olur. Hata varyansı σ^2 bilinmediğinden verilerden hareketle tahmin edilmesi gerekir (Tastan 2010).

2.7.3 Mutlak tesir kesitleri için en küçük kareler yöntemi

Deneysel veri tabanında nötron kaynaklı reaksiyon tesir kesitini değerlendirmek için, reaksiyonun uyarılma fonksiyonunu tanımlayan uygun bir fit fonksiyonuna ihtiyaç duyulur. Eğer uygun bir model mevcutsa nükleer model hesaplamaları sıklıkla bu amaçla kullanılır.

Ağır çekirdeğe ait fisyon tesir kesitlerinin hesaplanması halinde, tesir kesitlerinin davranışlarını tanımlayan fisyon modeli olmadığından doğru bir değerlendirme için model hesaplaması yetersiz kalır. Karmaşık bir yapıya sahip tesir kesitlerin değerlendirmesi için model hesaplamalarının yerine bir spline fonksiyonu

kullanılabilir. En küçük kareler fiti genel olarak birbiriyle ilişkisiz veri için uygulanmaktadır. Fit edilecek veri bir birlerinden bağımsız olup bunların belirsizlikleri her bir veri noktasının ağırlığı olarak kullanılır. Bu uygulama verinin ilişkili olduğu ve ağırlığının ise ters kovaryans matrisi olarak ifade edildiği genelleştirilmiş en küçük kareler tekniğine genişletilebilir (Kawano et al. 2000).

2.7.4 Genelleştirilmiş en küçük kareler yöntemi

Çoklu doğrusal regresyon modelinin varsayımları şunlardır,

1. Hata terimleri (ε) arasında ilişki yoktur, $\text{Kov}(\varepsilon_i, \varepsilon_j) = 0$, $i \neq j$) şeklinde ifade edilir,
2. Bütün ε 'lerin varyansı sabittir (varyans-kovaryans matrisi) ve bu varsayım $V(\varepsilon) = \sigma^2 I$ şeklinde ifade edilir.

Ancak hatalar sabit varyanslı olmayabilir veya ilişkili olabilir. Bu durumda hata vektörüne ait varyans-kovaryans matrisi $V(\varepsilon) = \sigma^2 V^{-1}$ şeklinde yazılabilir. Burada σ^2 'nin bilinmediği ve V^{-1} 'in bilindiği farzedilir. V matrisi genellikle,

$$V = \begin{bmatrix} \sigma_1^2 & \text{Kov}(\varepsilon_1 \varepsilon_2) & \cdot & \cdot & \cdot & \text{Kov}(\varepsilon_1 \varepsilon_n) \\ \text{Kov}(\varepsilon_2 \varepsilon_1) & \sigma_2^2 & \cdot & \cdot & \cdot & \text{Kov}(\varepsilon_2 \varepsilon_n) \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \text{Kov}(\varepsilon_n \varepsilon_1) & \text{Kov}(\varepsilon_n \varepsilon_2) & \cdot & \cdot & \cdot & \varepsilon_n^2 \end{bmatrix} \quad (2.50)$$

şeklinde yazılabilir.

Genelleştirilmiş en küçük kareler yönteminde hata teriminin karelerinin toplamı

$$T = \hat{\varepsilon}^T V^{-1} \hat{\varepsilon} = (y - \hat{y})^T V^{-1} (y - \hat{y}) \quad (2.51)$$

olur ve matris rotasyonunda ise

$$\begin{aligned}
T &= \begin{bmatrix} y_1 - \hat{y}_1 & y_2 - \hat{y}_2 & \dots & y_n - \hat{y}_n \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v_{11}^{-1} & v_{12}^{-1} & \dots & v_{1n}^{-1} \\ v_{12}^{-1} & v_{22}^{-1} & \dots & v_{2n}^{-1} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ v_{n1}^{-1} & v_{n2}^{-1} & \dots & v_{nn}^{-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} y_1 - \hat{y}_1 \\ y_2 - \hat{y}_2 \\ \vdots \\ y_n - \hat{y}_n \end{bmatrix} \\
&= \begin{bmatrix} y_1 - \hat{y}_1 & y_2 - \hat{y}_2 & \dots & y_n - \hat{y}_n \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v_{11}^{-1}(y_1 - \hat{y}_1) + v_{12}^{-1}(y_2 - \hat{y}_2) + \dots + v_{1n}^{-1}(y_n - \hat{y}_n) \\ v_{12}^{-1}(y_1 - \hat{y}_1) + v_{22}^{-1}(y_2 - \hat{y}_2) + \dots + v_{2n}^{-1}(y_n - \hat{y}_n) \\ \vdots \\ v_{n1}^{-1}(y_1 - \hat{y}_1) + v_{n2}^{-1}(y_2 - \hat{y}_2) + \dots + v_{nn}^{-1}(y_n - \hat{y}_n) \end{bmatrix} \\
&= \begin{bmatrix} v_{11}^{-1}(y_1 - \hat{y}_1)^2 + v_{12}^{-1}(y_2 - \hat{y}_2)(y_1 - \hat{y}_1) + \dots + v_{1n}^{-1}(y_n - \hat{y}_n)(y_1 - \hat{y}_1) \\ v_{12}^{-1}(y_1 - \hat{y}_1)(y_2 - \hat{y}_2) + v_{22}^{-1}(y_2 - \hat{y}_2)^2 + \dots + v_{2n}^{-1}(y_n - \hat{y}_n)(y_2 - \hat{y}_2) \\ \vdots \\ v_{n1}^{-1}(y_1 - \hat{y}_1)(y_n - \hat{y}_n) + v_{n2}^{-1}(y_2 - \hat{y}_2)(y_n - \hat{y}_n) + \dots + v_{nn}^{-1}(y_n - \hat{y}_n)^2 \end{bmatrix} \\
&= \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n v_{ij}^{-1} (y_i - \hat{y}_i)(y_j - \hat{y}_j) \tag{2.52}
\end{aligned}$$

şeklinde bulunur (Johnson 2005). Lineer bir model için

$$\hat{y} = C\hat{x} \tag{2.53}$$

yazılır. Bu denkleme hata terimi eklenirse,

$$\hat{y} = C\hat{x} + \varepsilon \tag{2.54}$$

Olur. Çalışmamızda bu parametre değerleri aşağıdaki gibidir.

\hat{y} :Deneysel verilere ait vektör ($\hat{y} = (\sigma(\varepsilon_1), \sigma(\varepsilon_2), \dots, \sigma(\varepsilon_n))^T$).

\hat{x} :Değerlendirilmiş tesir kesitleri (ENDF/B-VI.8)'ne ait parametre vektörüdür ($\hat{x} = (\sigma(E_1), \sigma(E_2), \dots, \sigma(E_m))^T$).

C :Değerlendirilmiş tesir kesitlerinin uygun spline- interpolasyonunu veren dizayn matrisi.

Dizayn matrisinin elemanları aşağıdaki gibidir.

$$c_{ij} = \begin{cases} (\varepsilon_i - E_{j-1})/(E_j - E_{j-1}) & E_{j-1} \leq \varepsilon_i < E_j \\ (\varepsilon_i - E_{j+1})/(E_j - E_{j+1}) & E_j \leq \varepsilon_i < E_{j+1} \\ 0 & \text{aksihalde} \end{cases} \quad (2.55)$$

En küçük kareler çözümüyle parametre vektörü aşağıdaki gibidir.

$$\hat{x} = XC^T V^{-1} \quad (2.56)$$

$$X = (C^T V^{-1} C)^{-1} \quad (2.57)$$

V : Deneysel tesir kesitlerine ait kovaryans matrisi.

X : Değerlendirilmiş tesir kesitlerine ait kovaryans matrisi olup aşağıdaki formülle (χ^2 formülü) bulunur (Kawano et al. 2000).

χ^2 formülü aşağıdaki gibidir.

$$\chi^2 = \frac{(y - C\hat{x})^T V^{-1} (y - C\hat{x})}{n - m} \quad (2.58)$$

n : Deneysel verilerin sayısı.

m : Değerlendirilmiş tesir kesitlerin sayısı.

2.7.4 Bağlı tesir kesitleri için en küçük kareler yöntemi

Fit fonksiyonu yukarıda olduğu gibi lineer bir fonksiyonsa (denklem 2.53), denklem 2.56'da olduğu gibi en küçük kareler çözümü analitik olarak hesaplanabilir. Ancak bağlı ölçümler için fit fonksiyonu, örneğin $r = \sigma_2 / \sigma_1$ eşitliğiyle ifade edilen, U^{238} tesir kesitinin (σ_1) U^{235} tesir kesitine (σ_2) oranı durumunda fit fonksiyonu lineer olmaz. Ancak bu oranın logaritması alınarak denklem lineer duruma getirilebilir.

$$\ln r = \ln \sigma_1 - \ln \sigma_2 \quad (2.61)$$

Bu iki tesir kesiti \hat{x}_1 ve \hat{x}_2 vektörleriyle temsil edilirse,

$$x = \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \ln \sigma_1(E_1) \\ \ln \sigma_1(E_2) \\ \vdots \\ \vdots \\ \ln \sigma_1(E_{m_1}) \\ \ln \sigma_2(E'_1) \\ \ln \sigma_2(E'_2) \\ \vdots \\ \vdots \\ \ln \sigma_2(E'_{m_2}) \end{pmatrix} \quad (2.62)$$

olur. Ayrıca lineer hale getirilmiş fit fonksiyonu ise

$$r = \begin{pmatrix} \ln r(\varepsilon_1) \\ \ln r(\varepsilon_2) \\ \vdots \\ \vdots \\ \ln r(\varepsilon_n) \end{pmatrix} \approx (C_1 \quad | \quad -C_2) \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \end{pmatrix} = C\bar{x} \quad (2.63)$$

formülüyle verilir. Burada,

r : Deneysel tesir kesitleri.

C_1 ve C_2 : Denklem 2.55 ile verilen dizayn matrisleridir.

Böylece fit fonksiyonu lineer bir fonksiyon tarafından ifade edilir ve en küçük kareler çözümü aynı yöntemle hesaplanabilir.

2.7.5 Veri güncelleme tekniği

Deneysel veri sayısı çok yüksek olduğunda, tüm deneysel veriyi dikkate alarak en küçük kareler yöntemiyle çözüm yapmak hesaplama kapasitesini aşmaktadır (denklem 2.56). Bu zorluktan kaçınmak için, bir ilk (prior) x_0 parametresi

(ENDF/B-VI.8) kullanılarak denklem 2.56 yeniden formüle edilir. Deneysel veriler (y_1) verildiğinde ilk (prior) parametre aşağıdaki gibi güncellenir.

$$\begin{aligned}x_1 &= x_0 + PC^T V^{-1}(y_1 - Cx_0) \\ &= x_0 + XC^T(CXC^T + V)^{-1}(y_1 - Cx_0)\end{aligned}\tag{2.59}$$

$$\begin{aligned}P &= (X^{-1} + C^T V^{-1} C)^{-1} \\ &= X - XC^T(CXC^T + V)^{-1}CX\end{aligned}\tag{2.60}$$

x_1 : Güncelleştirilmiş değerler.

P : Güncelleştirilmiş değerlere ait kovaryans matristir.

Bu güncelleme tekniği bütün deneysel veriler için adım adım takip edilir (Kawano et al. 2000).

3. MATERYAL VE YÖNTEM

3.1 Tesir Kesiti Hesaplamaları

1. ^{232}Th (n,f), ^{238}Pu (n,f), ^{239}Pu (n,f) ve ^{242}Pu (n,f) reaksiyonları için Deneysel Nükleer Reaksiyon Veri (Experimental Nuclear Reaction Data-EXFOR) kütüphanesinden seçilen ve Çizelge 3.1, Çizelge 3.2, Çizelge 3.3 ve Çizelge 3.4 ile verilen *bağlı tesir kesit* deneyleri indirildi ve B-spline yapıldı.

Çizelge 3.1 ^{232}Th çekirdeği için EXFOR kütüphanesinden indirilen bağlı tesir kesit deneyleri

Bağlı Tesir Kesit Deneyleri	Enerji Aralıkları	Nokta Sayısı
O. A. Shcherbakov (2001)	1,014 - 20,17 MeV	88
B. I. Fursov (1991)	1 - 7,4 MeV	53
P. W. Lisowski (1988)	1,201- 20,64 MeV	64
K. Kanda (1986)	1,5- 6,82 MeV	17
A. A. Goverdoskij (1986)	4,92- 10,4 MeV	33
K. Kanda (1985)	1,5- 15,01 MeV	19
J. W. Meadows (1983)	1,267- 9,904 MeV	70
J. W. Behrens (1982)	1,001 - 20,94 MeV	111
C. Nordborg (1978)	4,58- 8,78 MeV	23
P. F. Rago (1967)	12,5-18 MeV	16

Çizelge 3.2 ^{238}Pu çekirdeği için EXFOR kütüphanesinden indirilen bağlı tesir kesit deneyleri

Bağlı Tesir Kesit Deneyleri	Enerji Aralıkları	Nokta Sayısı
E. F. Fomushkin (1969)	1,02 - 3,62 MeV	11
H. H. Knitter (1981)	1- 9,94 MeV	62

Çizelge 3.3 ^{239}Pu çekirdeği için EXFOR kütüphanesinden indirilen bağıl tesir kesit deneyleri

Bağıl Tesir Kesit Deneyleri	Enerji Aralıkları	Nokta Sayısı
G. W. Carlson (1978)	1,02 - 20,058 MeV	55
K. Kari (1978)	1,01 - 20,89 MeV	166
O. A. Shcherbakov (2001)	1,014 - 20,72 MeV	89
P. H. White (1967)	1- 14,1 MeV	4
P. W. Lisowski (1988)	1,082 - 20,37 MeV	73
S. Cierjacks (1976)	1,007 - 20,019 MeV	164

Çizelge 3.4 ^{242}Pu çekirdeği için EXFOR kütüphanesinden indirilen bağıl tesir kesit deneyleri

Bağıl Tesir Kesit Deneyleri	Enerji Aralıkları	Nokta Sayısı
E. F. Fomushkin (1969)	1,02 - 3,62 MeV	11
J. W. Behrens (1978)	1,012 - 19,99 MeV	71
J. W. Meadows (1978)	1,156 - 9,923 MeV	40
V. M. Kupriyanov (1979)	1,025 - 7,4 MeV	46
T. Iwasaki (1990)	1,01 - 6,759 MeV	13
P. Staples (1998)	1,02 - 20,1 MeV	102

2. Değerlendirilmiş Veri Kütüphanesinde (Evaluated Nuclear Data File - ENDF) bulunan ve bazı ülkelerin geliştirdiği ENDF/B-VII.0 (USA, 2006), JENDL-3.3 (JAPAN, 2002) kütüphaneleriyle, özel bir kütüphane olan MINKS-ACT (Maslov et al.) kütüphanesinden ^{232}Th (n,f), ^{238}Pu (n,f), ^{239}Pu (n,f) ve ^{242}Pu (n,f) reaksiyonları için değerlendirilmiş tesir kesit değerleri indirildi.

3. ALICE/ASH kodunda 1-20 MeV gelme enerjili nötronlarla oluşturulan ^{232}Th (n,f), ^{238}Pu (n,f), ^{239}Pu (n,f) ve ^{242}Pu (n,f) tesir kesitlerinin hesaplanmasında ilk olarak deneysel değere en yakın değeri veren modeller ve model parametreleri (Çizelge 3.5) belirlendi.

Çizelge 3.5 Tesir kesiti hesaplamalarında kullanılan modeller ve model parametreleri

Denge-öncesi	Geometri Bağımlı Hibrid Model
Denge	Weisskopf-Ewing Model
Fisyon	Bohr-Wheeler Yaklaşımı
Seviye Yoğunlu Parametresi	Fermi Gaz Modeli
Fisyon Engeli	Dönme sonlu aralık fisyon engeli (RFRM) ve Dönme sıvı damlası engeli (RLDM)
Kütle	Myers Swiatecki-Lysekil Kütle formülü (MSL)
Kabuk etkisi	Deneysel değerler eğer yoksa MSL bağıntısı kullanılır
Çiftlenim etkisi	MSL kütle formülünden hesaplanan ve geri kayma uygulanan LDGS kütlelerdeki çiftlenim terimi.
Başlangıç Eksiton Sayısı	Pauli ilkesi ve Fermi hareketi düzeltmeli n-p ve n-n tesir kesitleri oranı olarak alınır.

4. Deneysel değere en yakın değeri veren modeller ve model parametreleri girdi veri dosyasında belirtilerek 1-20 MeV gelme enerjili nötronlarla oluşturulan ^{232}Th (n,f), ^{238}Pu (n,f), ^{239}Pu (n,f) ve ^{242}Pu (n,f) tesir kesitleri hesaplandı.

5. Hesaplanan tesir kesitleri indirilen deneylere fit edildi. Fit işlemi yapılırken temel durum deformasyon durumundaki seviye yoğunlu parametresi a_f 'nin saddle-point deformasyon durumundaki seviye yoğunluğu parametresi a_n 'ye oranı olan a_f / a_n parametresine her bir nötron gelme enerjisi için çok hassas ve çok küçük değerler verildi. En iyi değer (deney değerine en yakın tesir kesit değeri) elde edilene kadar bu parametre sürekli değiştirilerek deney değerlerine fit edildi.

6. Fit değerlerimiz değerlendirilmiş tesir kesit değerleri: ENDF/B-VII.0 (USA, 2006), JENDL-3.3 (JAPAN, 2002), MINKS-ACT (Maslov et al.) ve fit edilen deneylerle karşılaştırıldı.

3.2 Güncellenmiş Veri ve Kovaryans Matris Hesaplamaları

GANDR programındaki ZOTTVL kodu, genelleştirilmiş en küçük kareler yöntemini kullanarak veri güncelleme tekniğini uygular. Bu teknikle güncellenmiş veri ve ona ait kovaryans matrisi hesaplamaları aşağıdaki işlem akışına göre yapılır.

Seviye 0. ZOTTVL kodu kullanıcının hazırladığı girdi dosyasını okur ve verilen bütün veri takımı için hata vektörü $\varepsilon = y - Cx$ 'yi hesaplar.

Seviye 1. C X matrisini hesaplar ve kaydeder.

Seviye 2. Hata vektörüne ait $(CXC^T + V)^{-1}$ kovaryans matrisini hesaplar ve kaydeder.

Seviye 3. $(CXC^T + V)^{-1} CX$ matrisini hesaplar ve kaydeder.

Seviye 4. Güncellenmiş (ayarlanmış) veri $x' = x_0 + XC^T (CXC^T + V)^{-1} \varepsilon$ 'yi hesaplar ve kaydeder.

Seviye5. $P = X - XC^T (CXC^T + V)^{-1} CX$ güncellenmiş veriye ait kovaryans matrisinin bölümlerini hesaplar (Muir 2005).

Çalışmamızda Seviye 0'da bulunan y vektörünün yerine (denklem 2.59) Çizelge 3.6-3.9 'da gösterilen ve **mutlak tesir kesit** deneyleri veri girdi dosyasında belirtilir. Bu deneyler Gandr kodunda EXFOR kütüphanesi olan MEL kütüphanesinden seçilmiştir. Ayrıca Seviye 4'te belirtilen x_0 ilk (prior) parametresinin yerine (denklem 2.59) belirtilen çekirdeklerin ENDF/B-VI.8 değerleri seçilir.

Böyle bir çalışma 1989 yılında JENDL-3 için $^{239,240,241}\text{Pu}$ ve $^{238,235}\text{U}$ çekirdeklerine ait fisyon tesir kesitleri kullanılarak yapılmıştır (Shibata et al. 1990) ve sonuçlar 1994 yılında JENDL-3.2 için derlenmiş ve düzeltilmiştir (Nakagawa et al. 1995). Poenitz ve Aumeier ise ENDF/B-VII değerlendirmesi için farklı deneyler kullanmışlardır (Poenitz and Aumeier 1997). JENDL-3.2'nin kullanımı serbest olduktan sonra bu çekirdeklere ait yeni deneyler yapıldı ancak bu deneylerin fisyon tesir kesitleri arasında tutarlılık yoktu ve kovaryansı ise uygun değildi. Bu ve bunun gibi birçok problemin giderilmesi için yeni programların geliştirilmesine ihtiyaç duyulmuştur ve

bu çalışmaların küresel bir değerlendirmesi için GANDR kodu geliştirilmiştir.

Bu bölümde yaptığımız hesaplamada ise Çizelge 3.6- 3.9'da verilen deneyler kullanılarak ENDF/B-VI.8 değerleri ve kovaryans matrisleri güncellenmiştir.

Çizelge 3.6 ^{232}Th çekirdeği için MEL kütüphanesinden seçilen mutlak tesir kesit deneyleri

Mutlak Tesir Kesit Deneyleri	Enerji Aralıkları	Nokta Sayısı
R. V. Bobcock (1961)	1.14 -1.88 MeV	7

Çizelge 3.7 ^{238}Pu çekirdeği için MEL kütüphanesinden seçilen mutlak tesir kesit deneyleri

Mutlak Tesir Kesit Deneyleri	Enerji Aralıkları	Nokta Sayısı
C. Budtz-Joergensen (1982)	1- 9.94 MeV	61

Çizelge 3.8 ^{239}Pu çekirdeği için MEL kütüphanesinden seçilen mutlak tesir kesit deneyleri

Mutlak Tesir Kesit Deneyleri	Enerji Aralıkları	Nokta Sayısı
B. Adams (1961)	13.4 - 19.4 MeV	13

Çizelge 3.9 ^{242}Pu çekirdeği için MEL kütüphanesinden seçilen mutlak tesir kesit deneyleri

Mutlak Tesir Kesit Deneyleri	Enerji Aralıkları	Nokta Sayısı
H. Weigmann (1984)	1.013 - 9.733 MeV	100

4. HESAPLAMALAR

4.1. ALICE/ASH Hesaplamaları

ALICE-ASH kodunda fisyon engel seçimi için iki seçenek vardır. Bunlar, IFIS=0 ise dönme sonlu aralığı fisyon engeli (Rotating Finite-Range Model) ve IFIS>0 ise dönme sıvı damlası engeli (Rotating Liquid-Drop Model) 'dir. ALICE/ASH kodunda en uygun model ve model parametrelerini belirlerken bu iki engelden gelen katkının tesir kesiti hesaplanacak çekirdekler için farklılık gösterdiği tespit edilmiştir. Bundan dolayı tesir kesiti hesaplanacak çekirdekler için enerji aralığı 1-20 MeV olmak üzere deneyin sahip olduğu bu aralıktaki her enerji değeri için bu engellerden hangisinin daha uygun olduğu tespit edilmiştir. Bir sonraki işlem olarak, a_f / a_n parametresine çok hassas ve çok küçük değerler vererek fit edilen deney değerlerine çok yakın fisyon tesir kesiti değerleri elde edilmiş ve sonuçlar Şekil 4.1- 4.24'de gösterilmiştir. Ayrıca Çizelge 4.1 'de ^{232}Th (n,f), ^{238}Pu (n,f), ^{239}Pu (n,f) ve ^{242}Pu (n,f) hesaplamaları için kullanılan a_f / a_n parametresinin değer aralığı verilmiştir.

Çizelge 4.1 Her izotop için hesaplamalarda kullanılan a_f / a_n parametresinin değer aralığı

İzotoplar	a_f / a_n değeri
^{232}Th	0,71 – 2, 666
^{238}Pu	0,477 – 0,908
^{239}Pu	0,322 – 0,923
^{242}Pu	0,574 – 0,961

4.1.1 ^{232}Th (n,f) Reaksiyonlar

1. ALICE/ASH'de hesapladığımız fisyon tesir kesitlerinin **O. A. Shcherbakov (2001)** deneyine fit edilmesi işleminde 1-6 MeV enerji aralığında dönme sonlu aralığı fisyon engeli (IFIS=0) kullanıldığında deneye yakın değerler elde edilirken, 7-20 MeV enerji aralığında ise dönme sıvı damlası engeli (IFIS>0) kullanıldığında deney değerlerine yakın değerler elde edilmiştir. Grafikte deneye ait noktalar ve hata

ubukları gösterilmemiştir. ALICE/ASH kodunda hesapladığımız tesir kesitlerinin fit değerleri artı (+) işaretiyle gösterilerek deneyle ve değerlendirilmiş tesir kesit değerleri ile Şekil 4.1’de karşılaştırıldı.

2. ALICE/ASH’de hesapladığımız fisyon tesir kesitlerinin **B. I. Fursov (1991)** deneyine fit edilmesi işleminde 1-6 MeV enerji aralığında dönme sonlu aralığı fisyon engeli (IFIS=0) kullanıldığında deneye yakın değerler elde edilirken, 7 MeV nötron gelme enerjisinde ise dönme sıvı damlası engeli (IFIS>0) kullanıldığında deney değerine yakın değer elde edilmiştir. Grafikte deneye ait noktalar ve hata çubukları gösterilmemiştir. ALICE/ASH kodunda hesapladığımız tesir kesitlerinin fit değerleri artı (+) işaretiyle gösterilerek deneyle ve değerlendirilmiş tesir kesit değerleri ile Şekil 4.2’de karşılaştırıldı.

3. ALICE/ASH’de hesapladığımız fisyon tesir kesitlerinin **P. W. Lisowski (1988)** deneyine fit edilmesi işleminde 1,2-5 MeV enerji aralığında dönme sonlu aralığı fisyon engeli (IFIS=0) kullanıldığında deneye yakın değerler elde edilirken, 6-20 MeV enerji aralığında ise dönme sıvı damlası engeli (IFIS>0) kullanıldığında deney değerine yakın değer elde edilmiştir. Grafikte deneye ait noktalar ve hata çubukları gösterilmemiştir. ALICE/ASH kodunda hesapladığımız tesir kesitlerinin fit değerleri artı (+) işaretiyle gösterilerek deneyle ve değerlendirilmiş tesir kesit değerleri ile Şekil 4.3’de karşılaştırıldı.

4. ALICE/ASH’de hesapladığımız fisyon tesir kesitlerinin **K. Kanda (1986)** deneyine fit edilmesi işleminde 1,5 MeV nötron gelme enerjisinde dönme sonlu aralığı fisyon engeli (IFIS=0) kullanıldığında deneye yakın değerler elde edilirken, 2-6,8 MeV enerji aralığında ise dönme sıvı damlası engeli (IFIS>0) kullanıldığında deney değerine yakın değer elde edilmiştir. Grafikte deneye ait noktalar ve hata çubukları gösterilmemiştir. ALICE/ASH kodunda hesapladığımız tesir kesitlerinin fit değerleri artı (+) işaretiyle gösterilerek deneyle ve değerlendirilmiş tesir kesit değerleri ile Şekil 4.4’te karşılaştırıldı.

5. ALICE/ASH'de hesapladığımız fisyon tesir kesitlerinin **A. A. Goverdoskij (1986)** deneyine fit edilmesi işleminde 5-10 MeV enerji aralığında dönme sıvı damlası engeli (IFIS>0) kullanıldığında deney değerine yakın değerler elde edilmiştir. Grafikte deneye ait noktalar ve hata çubukları gösterilmemiştir. ALICE/ASH kodunda hesapladığımız tesir kesitlerinin fit değerleri artı (+) işaretiyle gösterilerek deneyle ve değerlendirilmiş tesir kesit değerleri ile Şekil 4.5'te karşılaştırıldı.

6. ALICE/ASH'de hesapladığımız fisyon tesir kesitlerinin **K. Kanda (1985)** deneyine fit edilmesi işleminde 1,5 MeV nötron gelme enerjisinde dönme sonlu aralığı fisyon engeli (IFIS=0) kullanıldığında deneye yakın değerler elde edilirken, 2-15 MeV enerji aralığında ise dönme sıvı damlası engeli (IFIS>0) kullanıldığında deney değerlerine yakın değer elde edilmiştir. Grafikte deneye ait noktalar ve hata çubukları gösterilmemiştir. ALICE/ASH kodunda hesapladığımız tesir kesitlerinin fit değerleri artı (+) işaretiyle gösterilerek deneyle ve değerlendirilmiş tesir kesit değerleri ile Şekil 4.6'da karşılaştırıldı.

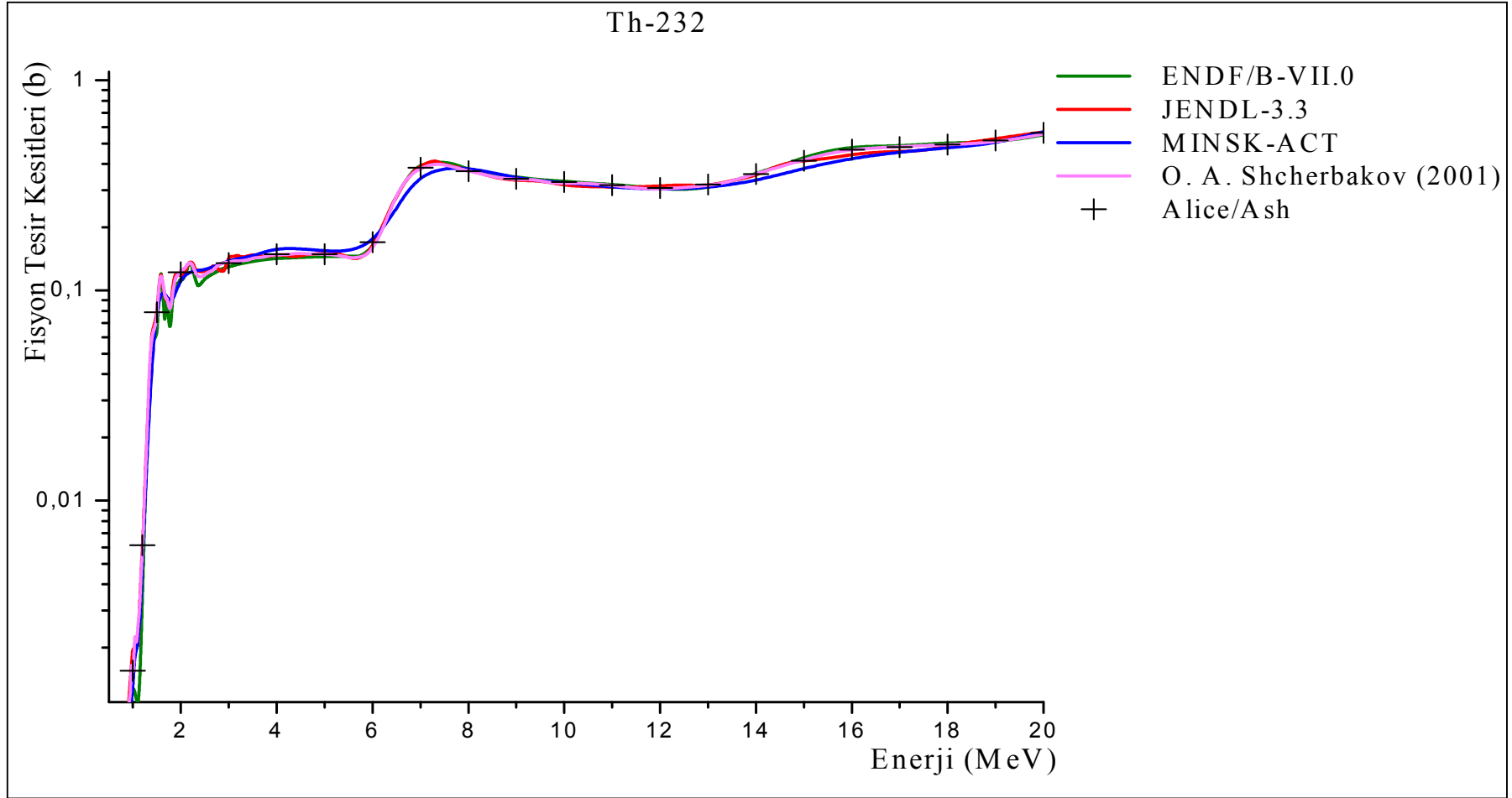
7. ALICE/ASH'de hesapladığımız fisyon tesir kesitlerinin **J. W. Meadows (1983)** deneyine fit edilmesi işleminde 1,3 MeV nötron gelme enerjisinde dönme sonlu aralığı fisyon engeli (IFIS=0) kullanıldığında deneye yakın değerler elde edilirken, 2-9,9 MeV enerji aralığında ise dönme sıvı damlası engeli (IFIS>0) kullanıldığında deney değerine yakın değerler elde edilmiştir. Grafikte deneye ait noktalar ve hata çubukları gösterilmemiştir. ALICE/ASH kodunda hesapladığımız tesir kesitlerinin fit değerleri artı (+) işaretiyle gösterilerek deneyle ve değerlendirilmiş tesir kesit değerleri ile Şekil 4.7'de karşılaştırıldı.

8. ALICE/ASH'de hesapladığımız fisyon tesir kesitlerinin **J. W. Behrens (1982)** deneyine fit edilmesi işleminde 1 ve 1,5 MeV nötron gelme enerjilerinde dönme sonlu aralığı fisyon engeli (IFIS=0) kullanıldığında deneye yakın değerler elde edilirken, 2-20 MeV enerji aralığında ise dönme sıvı damlası engeli (IFIS>0) kullanıldığında deney değerine yakın değer elde edilmiştir. Grafikte deneye ait noktalar ve hata çubukları gösterilmemiştir. ALICE/ASH kodunda hesapladığımız

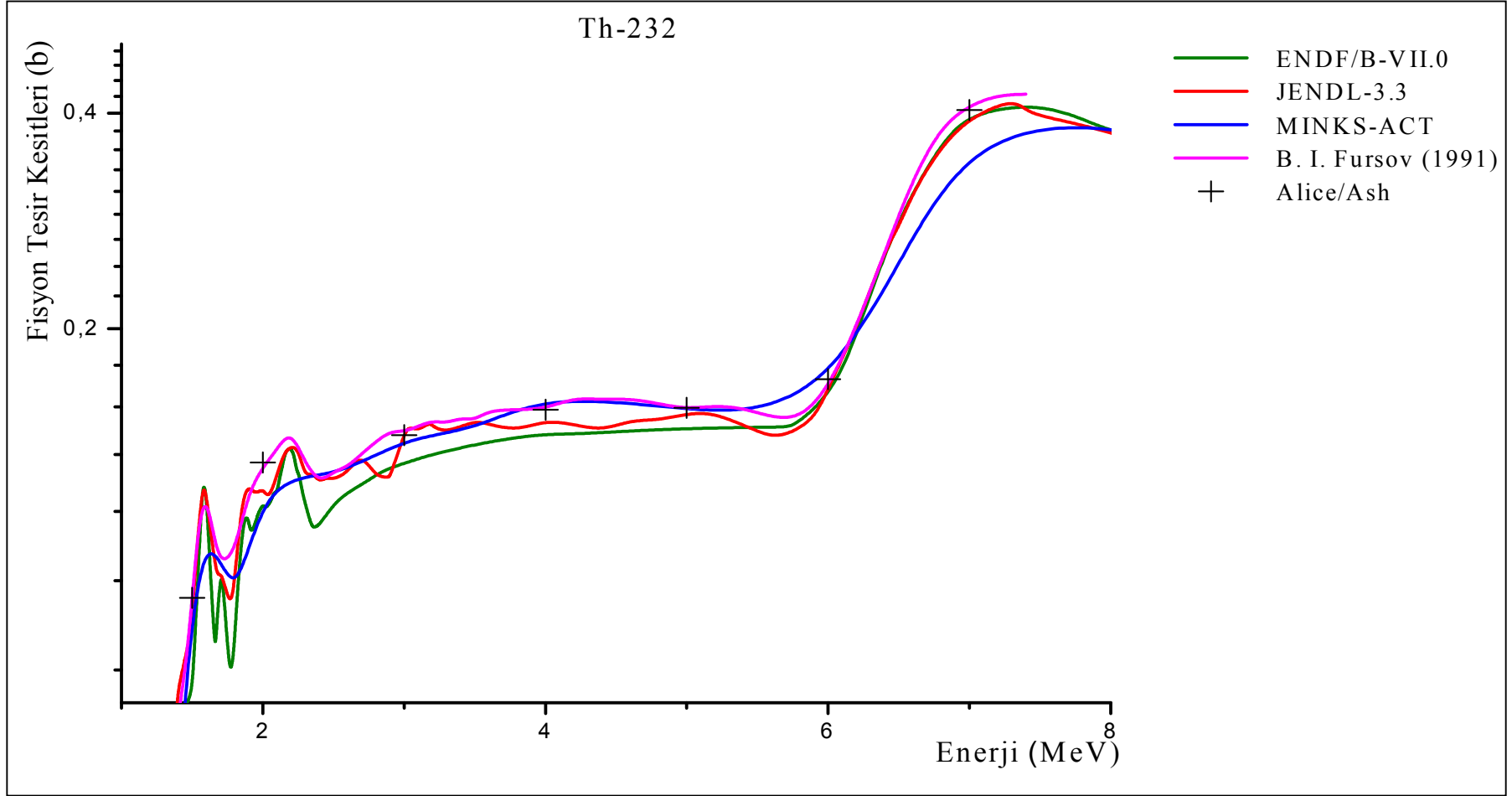
tesir kesitlerinin fit değerleri artı (+) işaretiyle gösterilerek deneyle ve değerlendirilmiş tesir kesit değerleri ile Şekil 4.8’de karşılaştırıldı.

9. ALICE/ASH’de hesapladığımız fisyon tesir kesitlerinin **C. Nordborg (1978)** deneyine fit edilmesi işleminde 4,6-8,7 MeV enerji aralığında dönme sıvı damlası engeli (IFIS>0) kullanıldığında deney değerine yakın değer elde edilmiştir. Grafikte deneye ait noktalar ve hata çubukları gösterilmemiştir. ALICE/ASH kodunda hesapladığımız tesir kesitlerinin fit değerleri artı (+) işaretiyle gösterilerek deneyle ve değerlendirilmiş tesir kesit değerleri ile Şekil 4.9’da karşılaştırıldı.

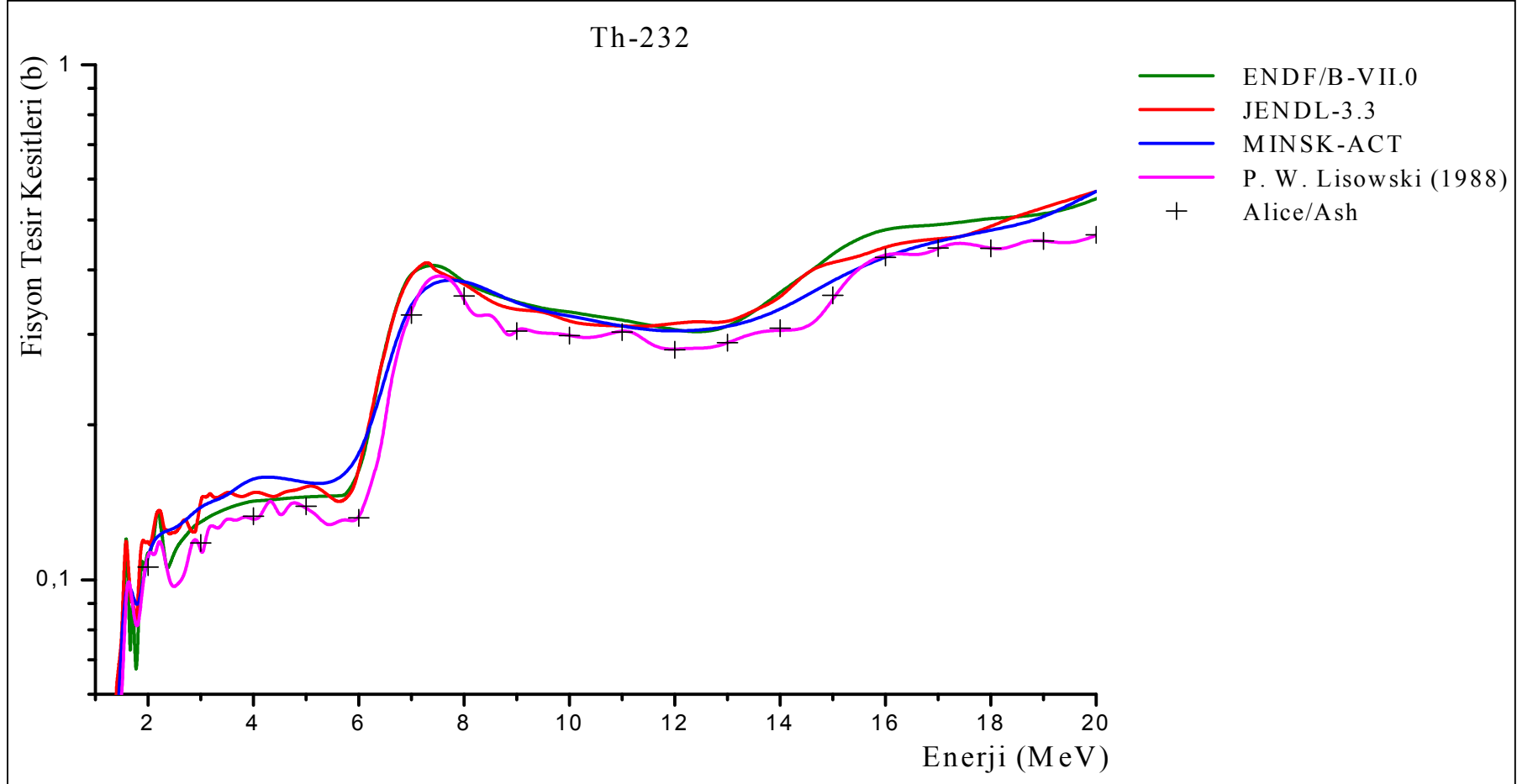
10. ALICE/ASH’de hesapladığımız fisyon tesir kesitlerinin **P. F. Rago (1967)** deneyine fit edilmesi işleminde 12,5-18 MeV enerji aralığında dönme sıvı damlası engeli (IFIS>0) kullanıldığında deney değerine yakın değer elde edilmiştir. Grafikte deneye ait noktalar ve hata çubukları gösterilmemiştir. ALICE/ASH kodunda hesapladığımız tesir kesitlerinin fit değerleri artı (+) işaretiyle gösterilerek deneyle ve değerlendirilmiş tesir kesit değerleri ile Şekil 4.10’da karşılaştırıldı.



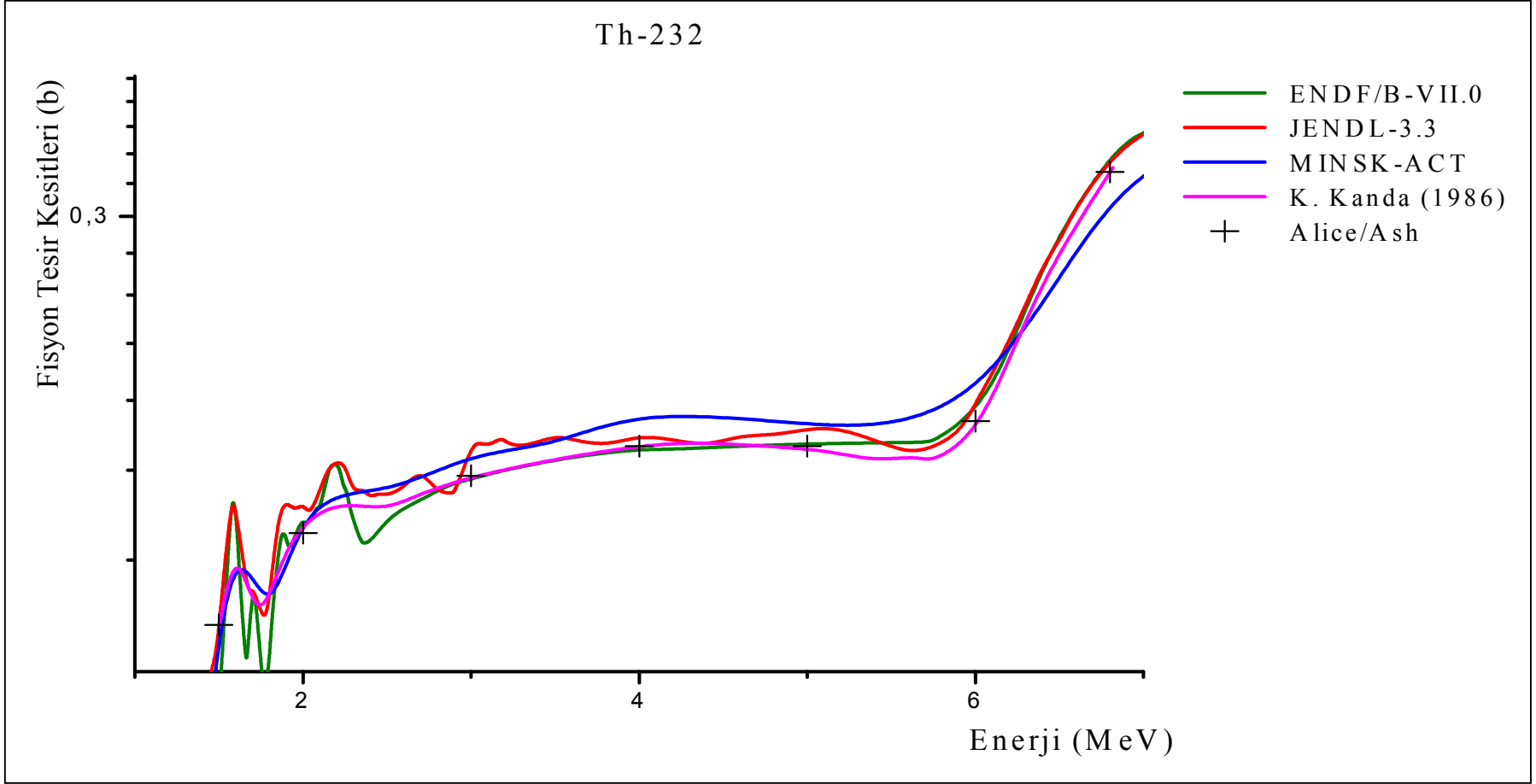
Şekil 4.1 ALICE/ASH programı kullanılarak hesaplanan ^{232}Th (n,f) tesir kesitlerinin O. A. Shcherbakov (2001)'a ait deneysel değere fit edilerek karşılaştırılması



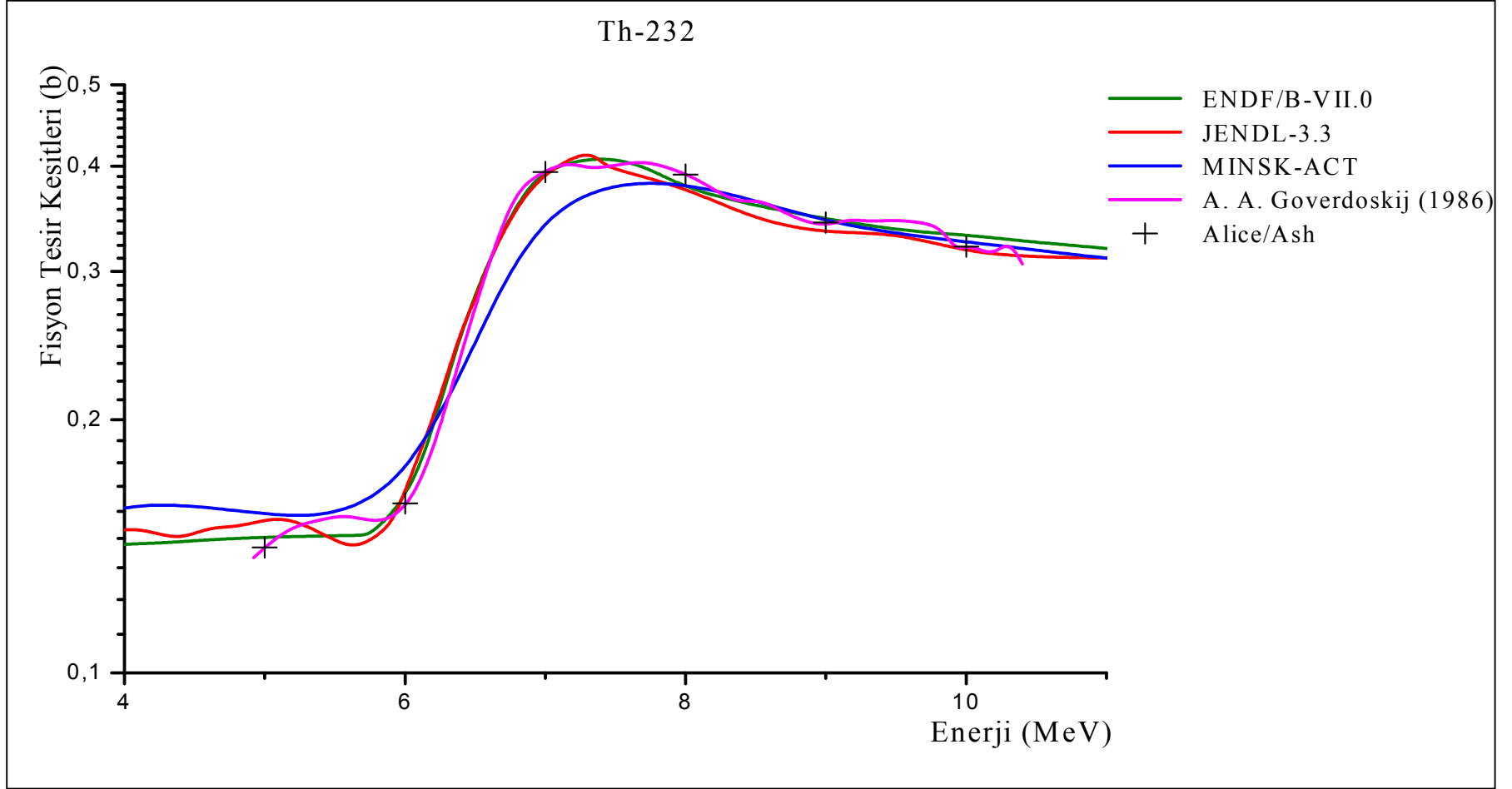
Şekil 4.2 ALICE/ASH programı kullanılarak hesaplanan ^{232}Th (n,f) tesir kesitlerinin B. I. Fursov (1991) 'a ait deneysel değere fit edilerek karşılaştırılması



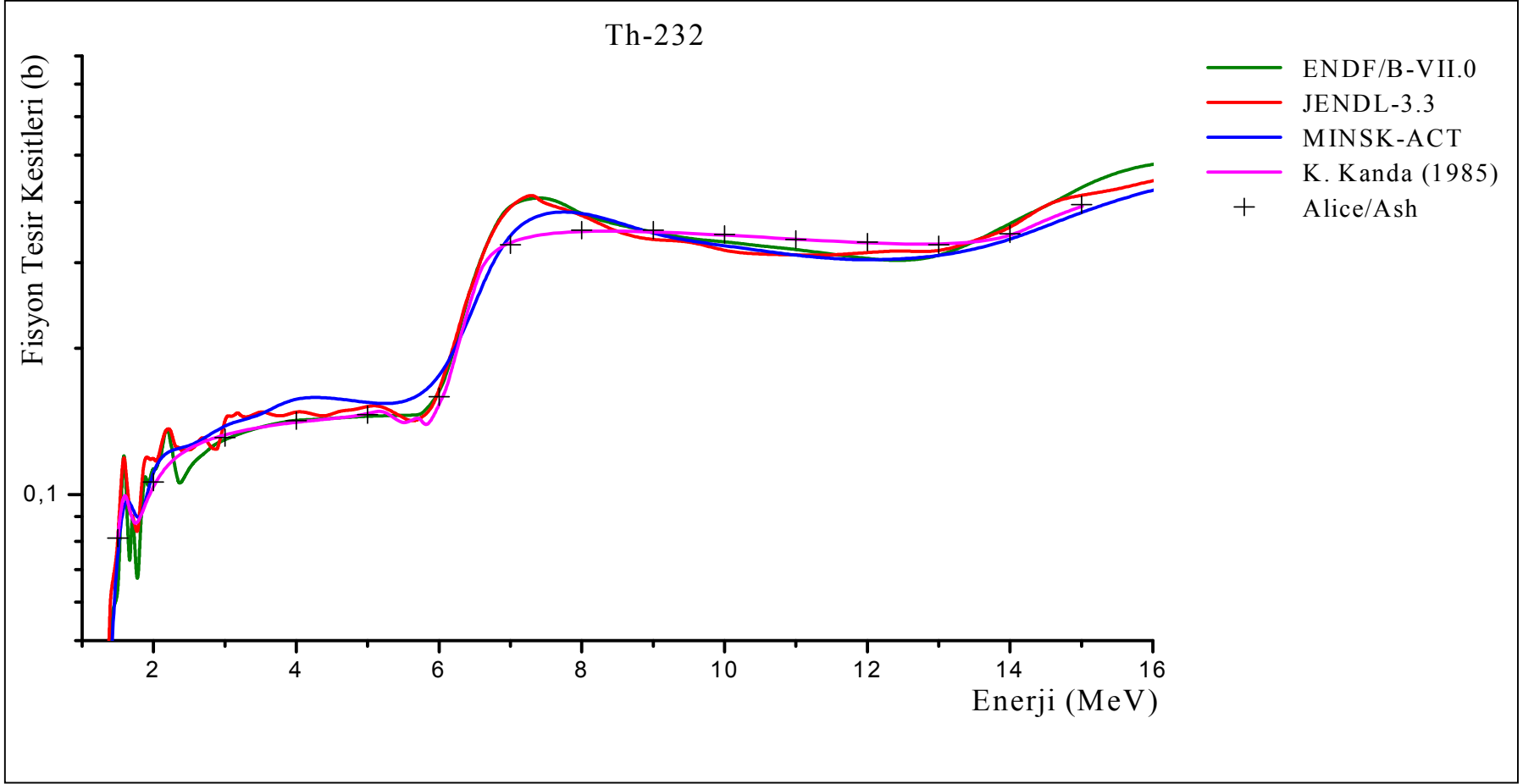
Şekil 4.3 ALICE/ASH programı kullanılarak hesaplanan ^{232}Th (n,f) tesir kesitlerinin P. W. Lisowski (1988)'e ait deneysel değere fit edilerek karşılaştırılması



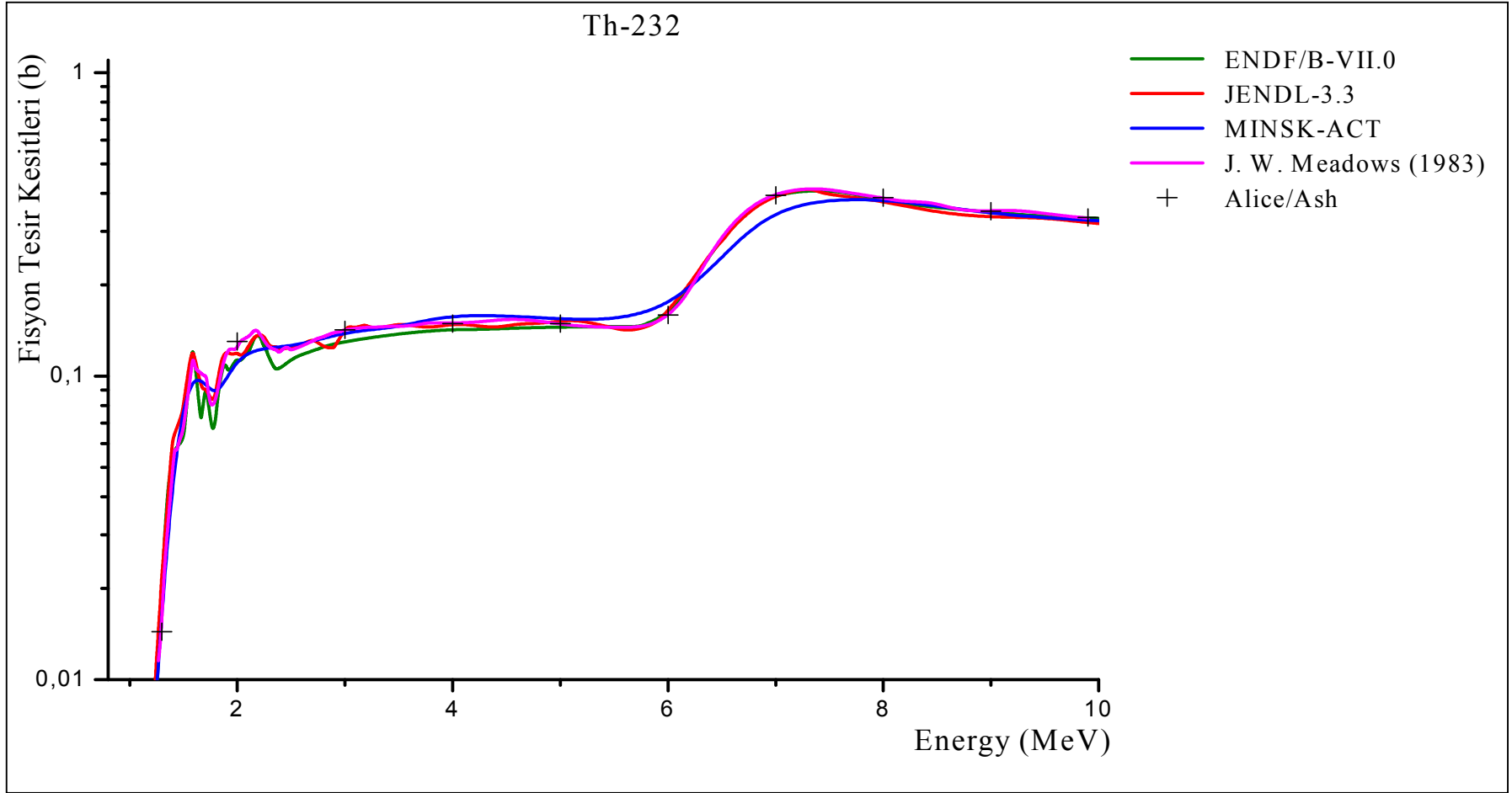
Şekil 4.4 ALICE/ASH programı kullanılarak hesaplanan ^{232}Th (n,f) tesir kesitlerinin K. Kanda (1986)'ya ait deneysel değere fit edilerek karşılaştırılması



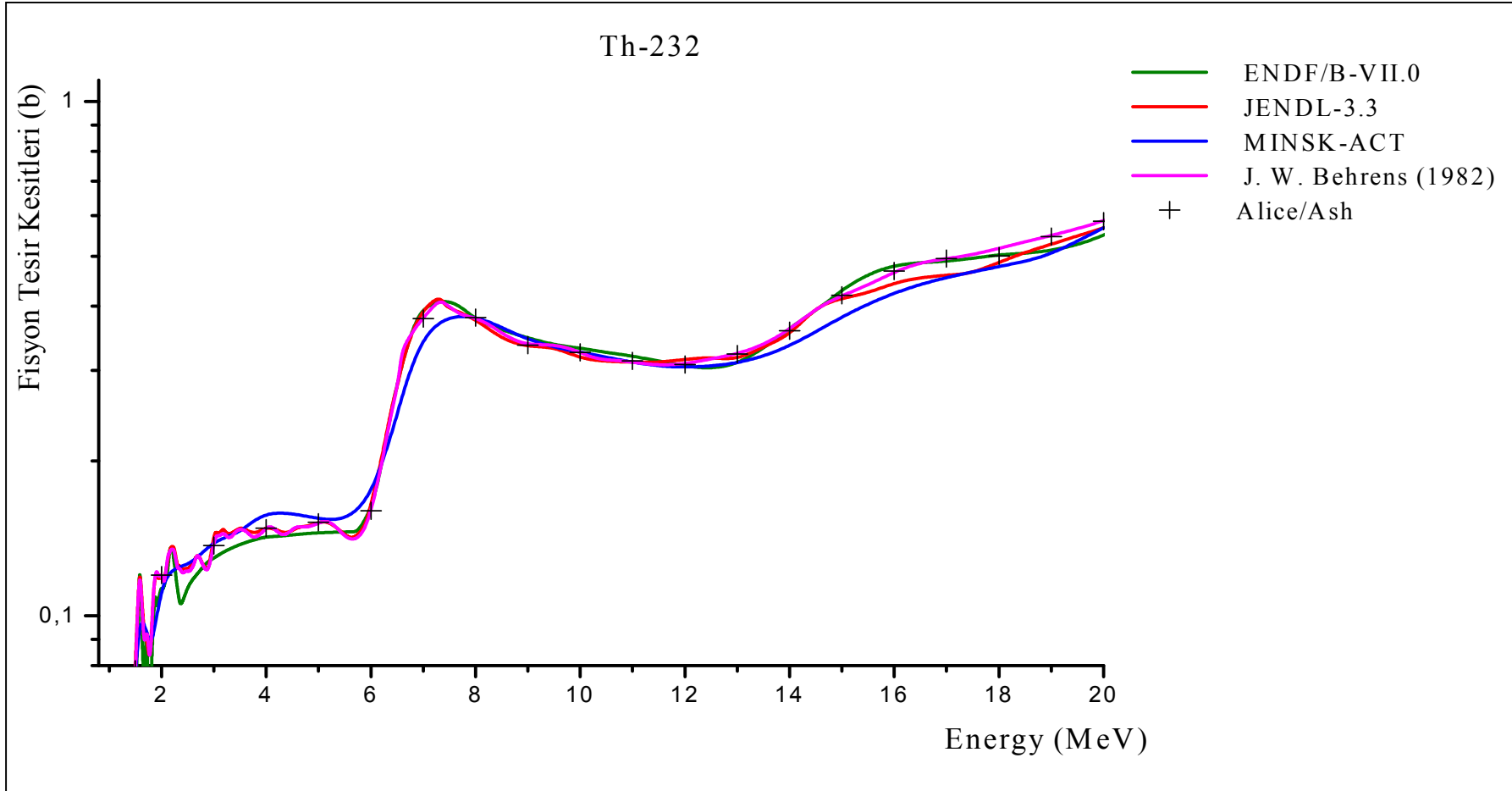
Şekil 4.5 ALICE/ASH programı kullanılarak hesaplanan ^{232}Th (n,f) tesir kesitlerinin A. A. Goverdoskij (1986)' e ait deneysel değere fit edilerek karşılaştırılması



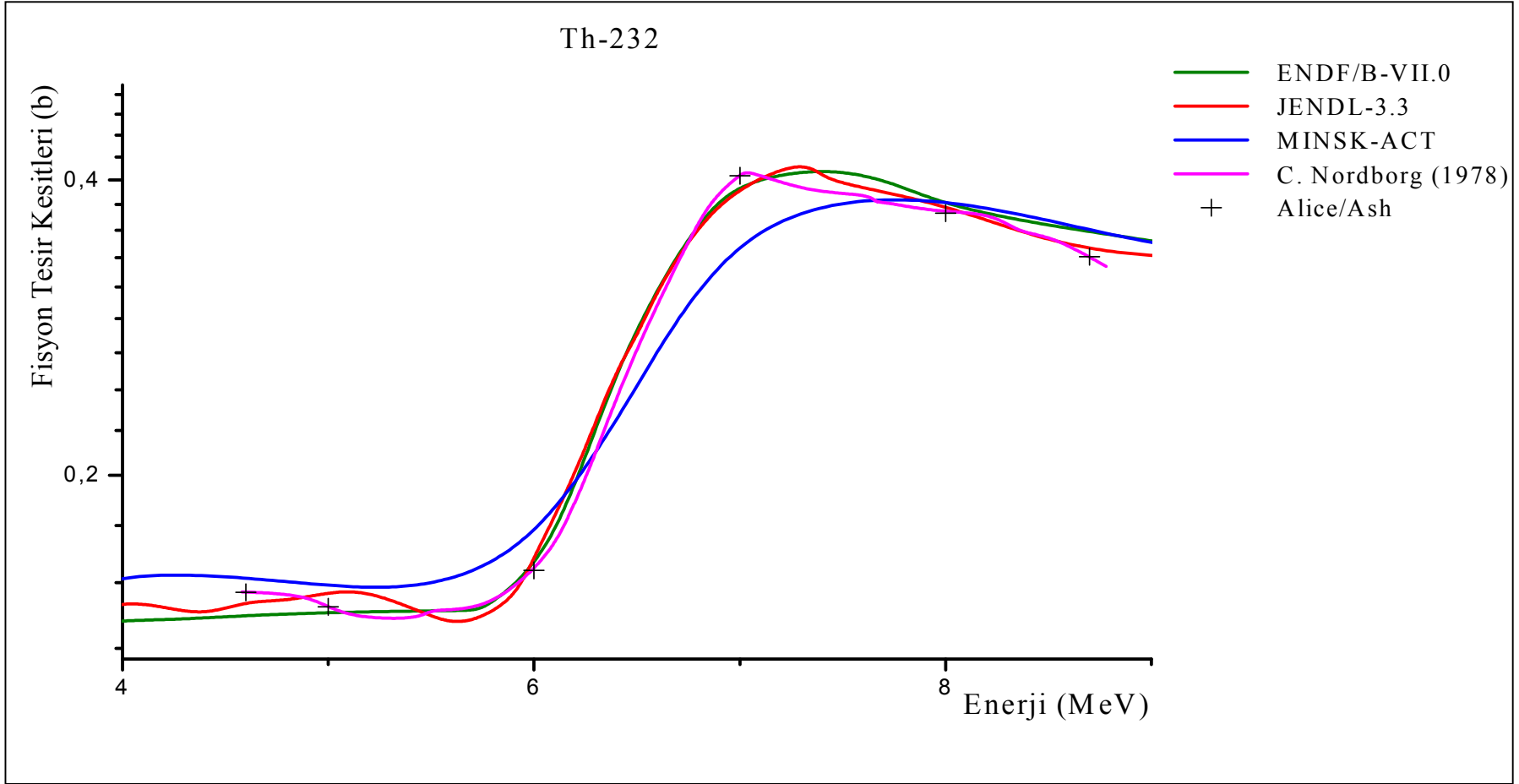
Şekil 4.6 ALICE/ASH programı kullanılarak hesaplanan ^{232}Th (n,f) tesir kesitlerinin K. Kanda (1985)'ya ait deneysel değere fit edilerek karşılaştırılması



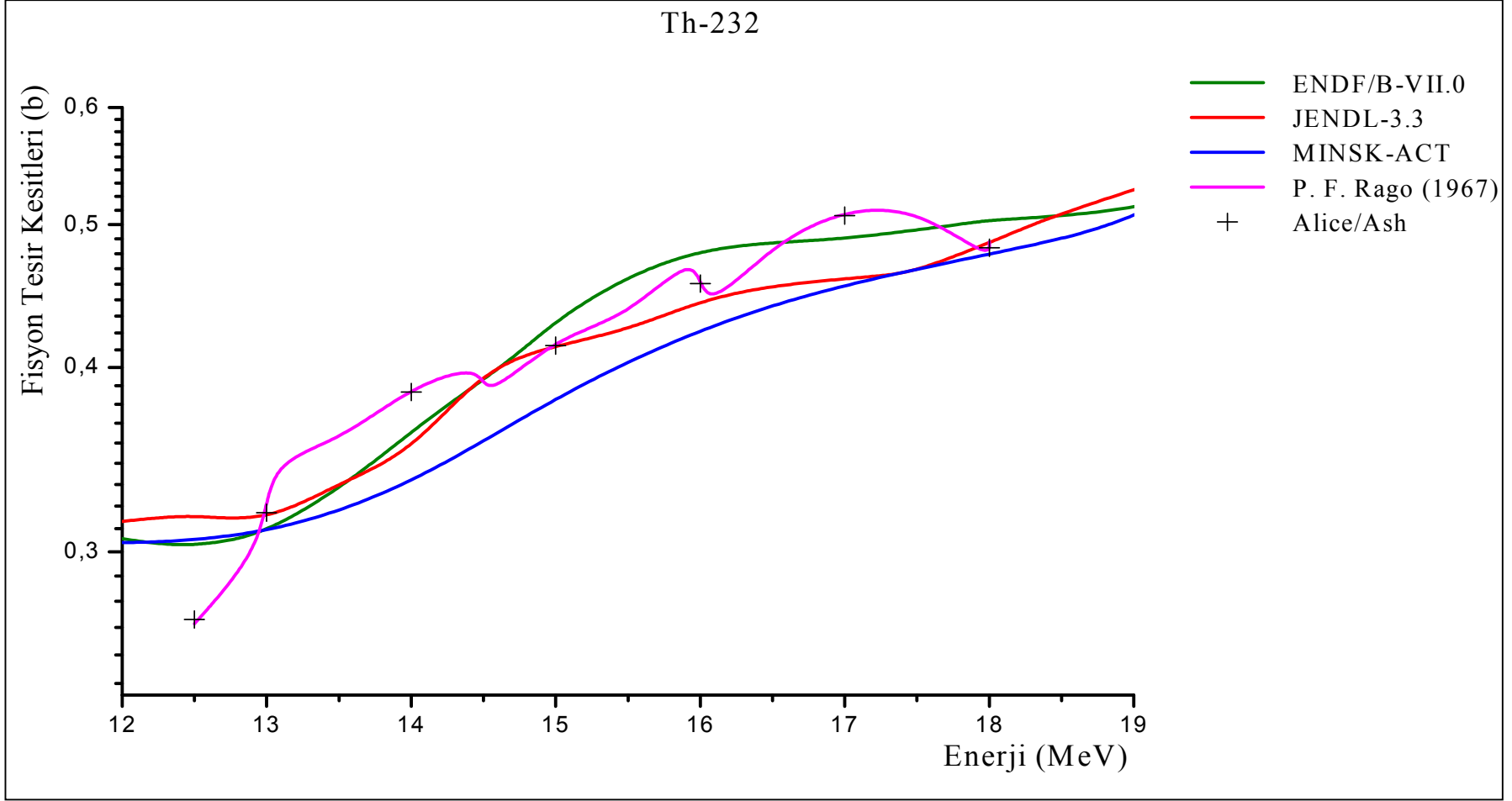
Şekil 4.7 ALICE/ASH programı kullanılarak hesaplanan ^{232}Th (n,f) tesir kesitlerinin J. W. Meadows (1983)'a ait deneysel değere fit edilerek karşılaştırılması



Şekil 4.8 ALICE/ASH programı kullanılarak hesaplanan ^{232}Th (n,f) tesir kesitlerinin J. W. Behrens (1982)'e ait deneysel değere fit edilerek karşılaştırılması



Şekil 4.9 ALICE/ASH programı kullanılarak hesaplanan ^{232}Th (n,f) tesir kesitlerinin C. Nordborg (1978)'a ait deneysel değere fit edilerek karşılaştırılması

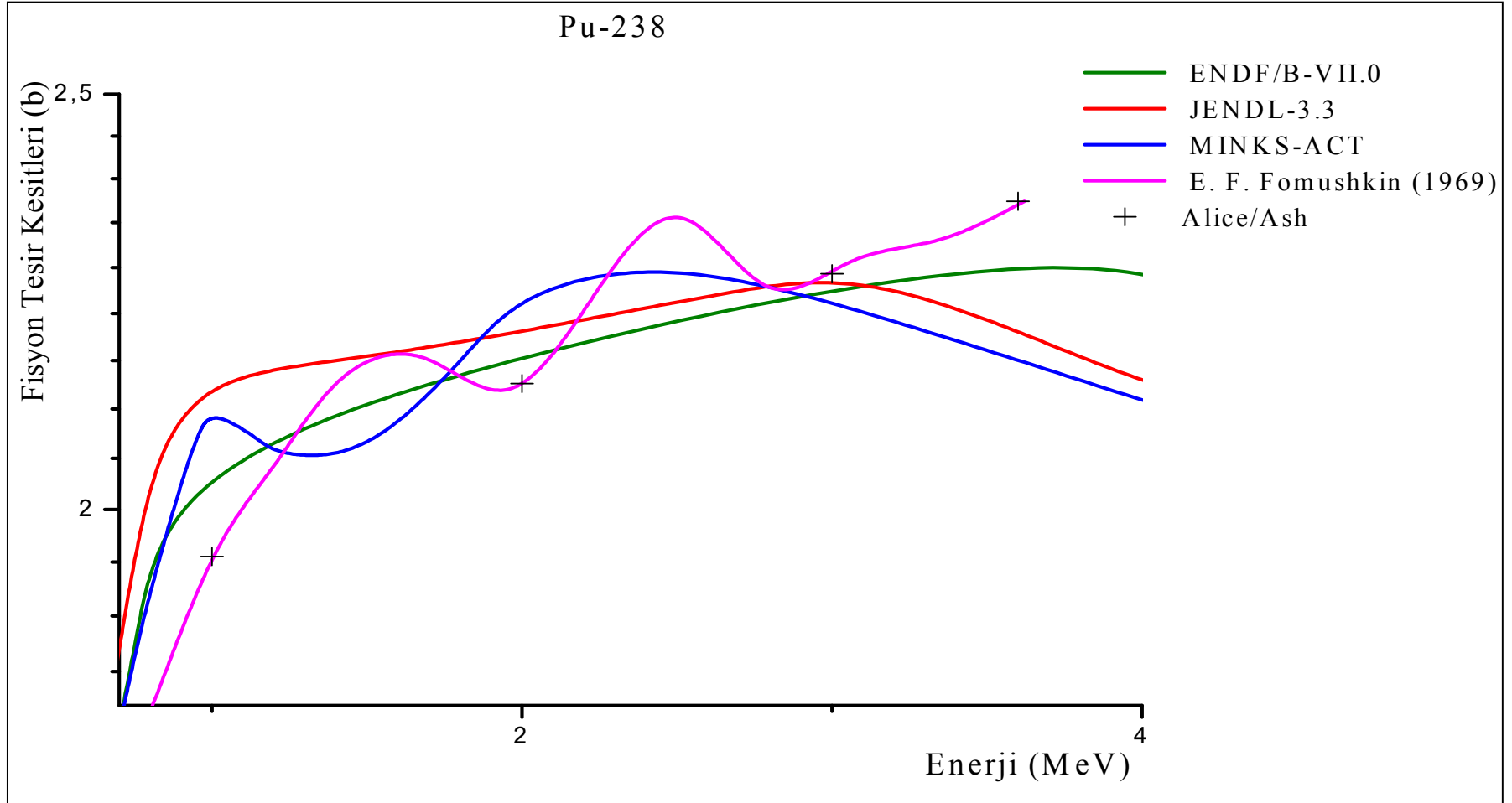


Şekil 4.10 ALICE/ASH programı kullanılarak hesaplanan ^{232}Th (n,f) tesir kesitlerinin P. F. Rago (1967)'ya ait deneysel değere fit edilerek karşılaştırılması

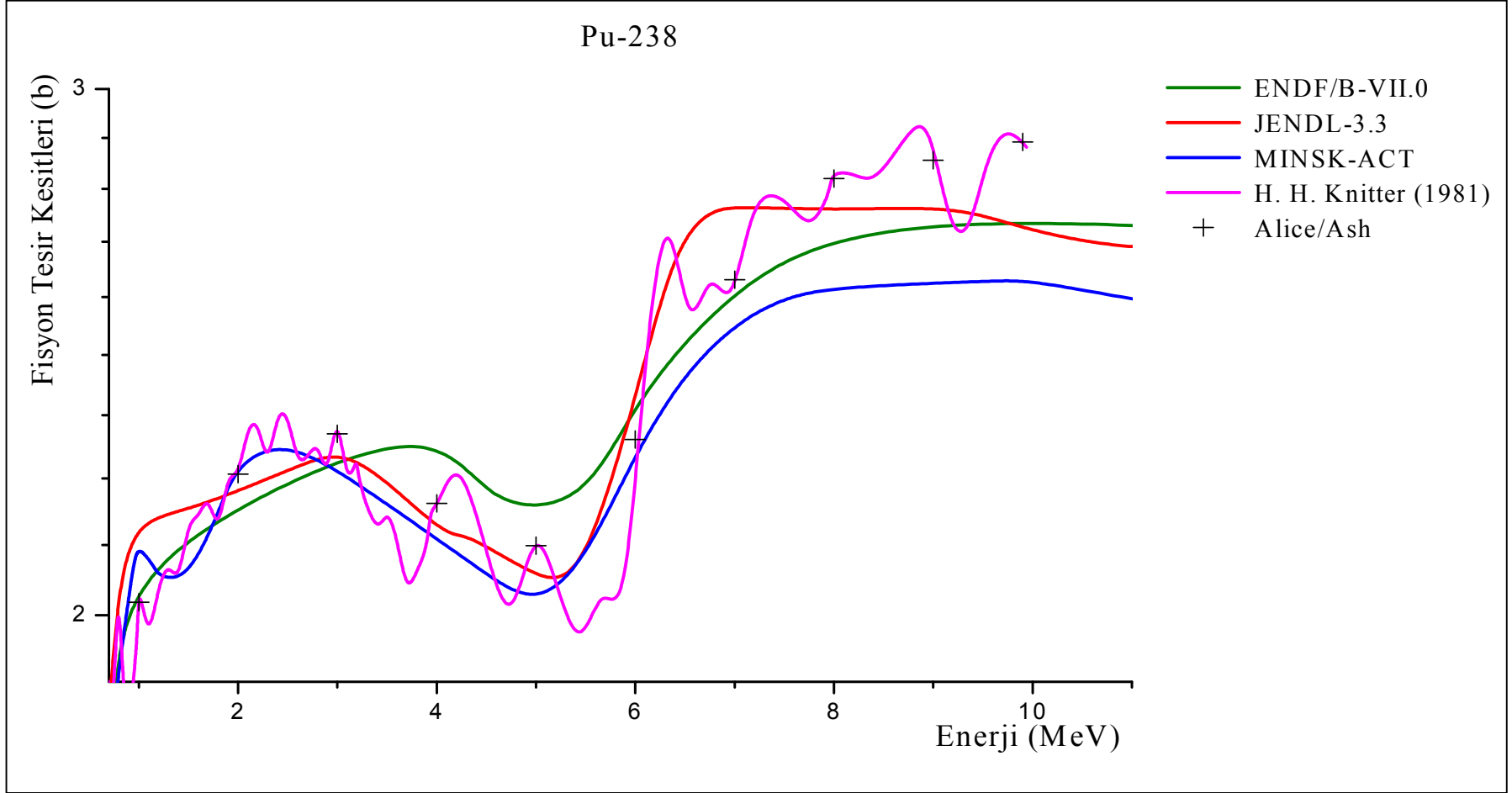
4.1.2 ²³⁸Pu (n,f) Reaksiyonları

1. ALICE/ASH'de hesapladığımız fisyon tesir kesitlerinin **E. F. Fomushkin (1969)** deneyine fit edilmesi işleminde 1-3,6 MeV enerji aralığında dönme sıvı damlası engeli (IFIS>0) kullanıldığında deney değerine yakın değerler elde edilmiştir. Grafikte deneye ait noktalar ve hata çubukları gösterilmemiştir. ALICE/ASH kodunda hesapladığımız tesir kesitlerinin fit değerleri artı (+) işaretiyle gösterilerek deneyle ve değerlendirilmiş tesir kesit değerleri ile Şekil 4.11'de karşılaştırıldı.

2. ALICE/ASH'de hesapladığımız fisyon tesir kesitlerinin **H. H. Knitter (1981)** deneyine fit edilmesi işleminde 1-9,9 MeV enerji aralığında dönme sıvı damlası engeli (IFIS>0) kullanıldığında deney değerine yakın değer elde edilmiştir. Grafikte deneye ait noktalar ve hata çubukları gösterilmemiştir. ALICE/ASH kodunda hesapladığımız tesir kesitlerinin fit değerleri artı (+) işaretiyle gösterilerek deneyle ve değerlendirilmiş tesir kesit değerleri ile Şekil 4.12'de karşılaştırıldı.



Şekil 4.11 ALICE/ASH programı kullanılarak hesaplanan ^{238}Pu (n,f) tesir kesitlerinin E. F. Fomushkin (1969)'e ait deneysel değere fit edilerek karşılaştırılması



Şekil 4.12 ALICE/ASH programı kullanılarak hesaplanan ^{238}Pu (n,f) tesir kesitlerinin H. H. Knitter (1981)'e ait deneysel değere fit edilerek karşılaştırılması

4.1.3 ^{239}Pu (n,f) Reaksiyonları

^{239}Pu çekirdeğinin MINKS-ACT değerleri Uluslar Arası Atom Enerji Kurumu'na ait değerlendirilmiş tesir kesitlerin bulunduğu kütüphanede mevcut olmadığından ^{239}Pu çekirdeğine ait sonuçlar bu değerlerle karşılaştırılmadı.

1. ALICE/ASH'de hesapladığımız fisyon tesir kesitlerinin **G. W. Carlson (1978)** deneyine fit edilmesi işleminde 1-20 MeV enerji aralığında dönme sıvı damlası engeli (IFIS>0) kullanıldığında deney değerlerine yakın değerler elde edilmiştir. Grafikte deneye ait noktalar ve hata çubukları gösterilmemiştir. ALICE/ASH kodunda hesapladığımız tesir kesitlerinin fit değerleri artı (+) işaretiyle gösterilerek deneye ve değerlendirilmiş tesir kesit değerleri ile Şekil 4.13'te karşılaştırıldı.

2. ALICE/ASH'de hesapladığımız fisyon tesir kesitlerinin **K. Kari (1978)** deneyine fit edilmesi işleminde 1-20 MeV enerji aralığında dönme sıvı damlası engeli (IFIS>0) kullanıldığında deney değerine yakın değer elde edilmiştir. Grafikte deneye ait noktalar ve hata çubukları gösterilmemiştir. ALICE/ASH kodunda hesapladığımız tesir kesitlerinin fit değerleri artı (+) işaretiyle gösterilerek deneye ve değerlendirilmiş tesir kesit değerleri ile Şekil 4.14'te karşılaştırıldı.

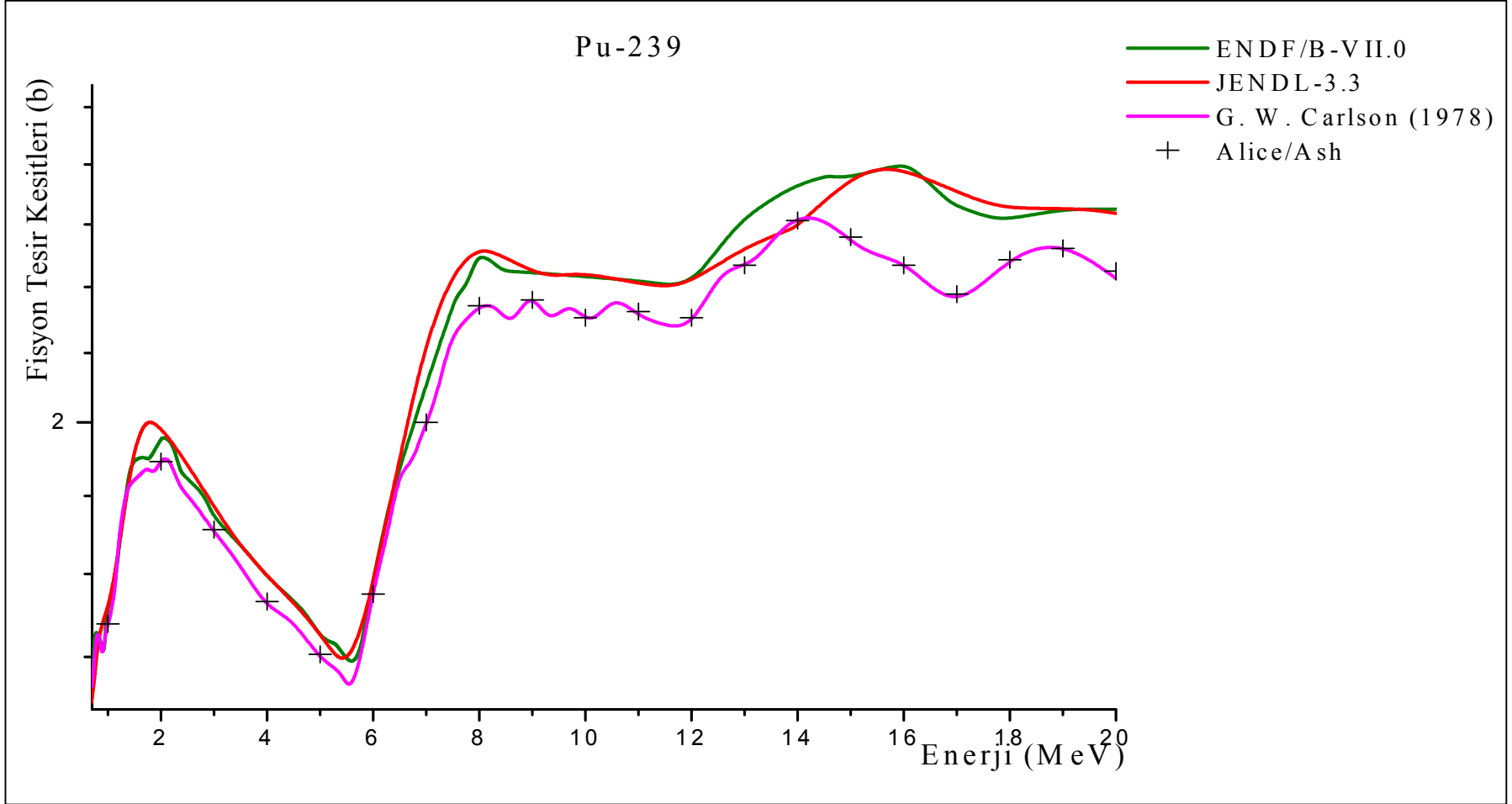
3. ALICE/ASH'de hesapladığımız fisyon tesir kesitlerinin **O. A. Shcherbakov (2001)** deneyine fit edilmesi işleminde 1-20 MeV enerji aralığında dönme sıvı damlası engeli (IFIS>0) kullanıldığında deney değerine yakın değer elde edilmiştir. Grafikte deneye ait noktalar ve hata çubukları gösterilmemiştir. ALICE/ASH kodunda hesapladığımız tesir kesitlerinin fit değerleri artı (+) işaretiyle gösterilerek deneye ve değerlendirilmiş tesir kesit değerleri ile Şekil 4.15'de karşılaştırıldı.

4. ALICE/ASH'de hesapladığımız fisyon tesir kesitlerinin **P. H. White (1967)** deneyine fit edilmesi işleminde 1, 2.2, 3, 4, 5, 7, 10, 14 MeV nötron gelme enerjilerinde dönme sıvı damlası engeli (IFIS>0) kullanıldığında deney değerlerine yakın değerler elde edilmiştir. Grafikte deneye ait noktalar ve hata çubukları gösterilmemiştir. ALICE/ASH kodunda hesapladığımız tesir kesitlerinin fit değerleri

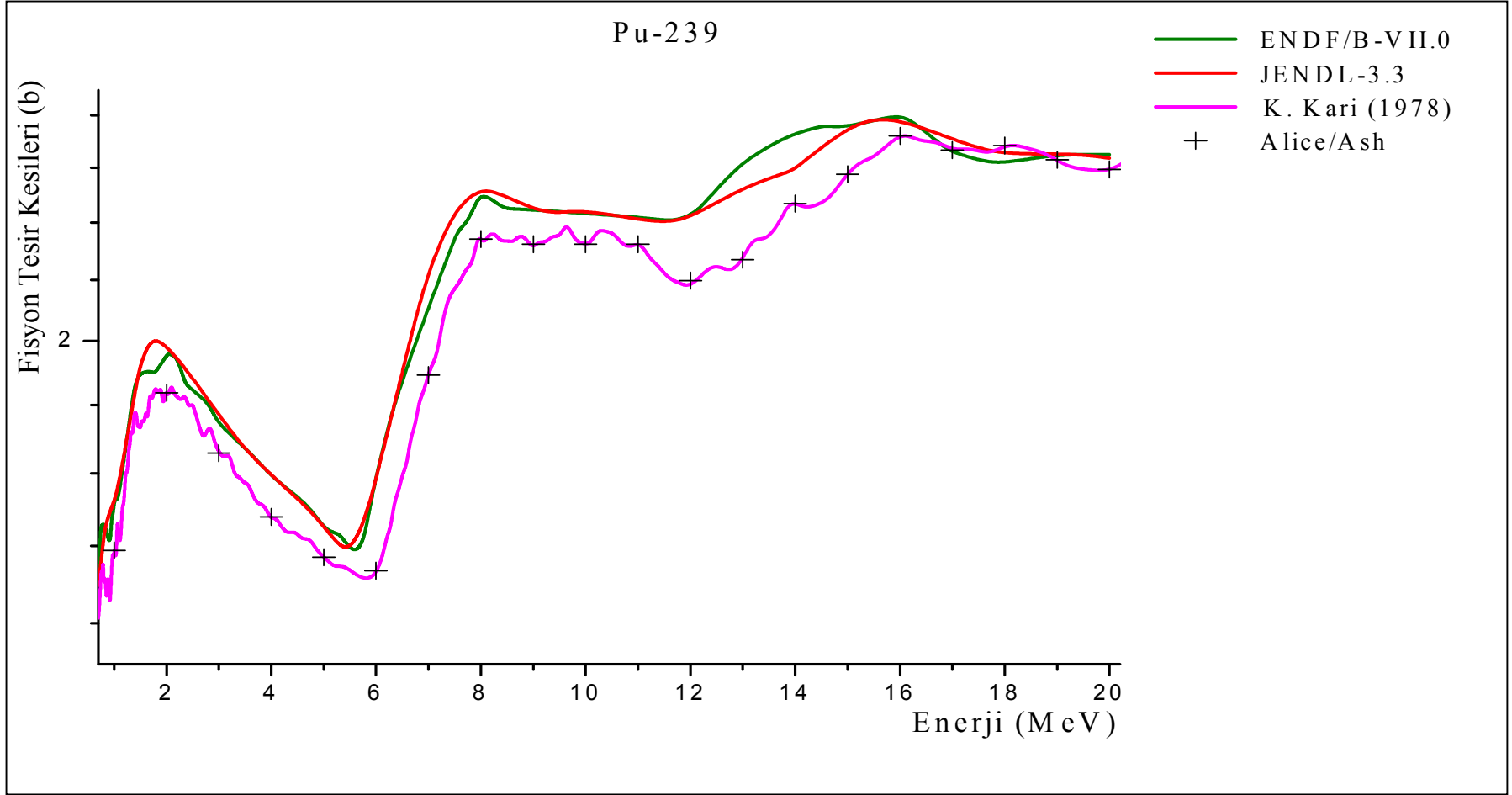
artı (+) işaretiyle gösterilerek deneyle ve değerlendirilmiş tesir kesit değerleri ile Şekil 4.16'da karşılaştırıldı.

5. ALICE/ASH'de hesapladığımız fisyon tesir kesitlerinin **P. W. Lisowski (1988)** deneyine fit edilmesi işleminde 1-20 MeV enerji aralığında dönme sıvı damlası engeli (IFIS>0) kullanıldığında deney değerine yakın değer elde edilmiştir. Grafikte deneye ait noktalar ve hata çubukları gösterilmemiştir. ALICE/ASH kodunda hesapladığımız tesir kesitlerinin fit değerleri artı (+) işaretiyle gösterilerek deneyle ve değerlendirilmiş tesir kesit değerleri ile Şekil 4.17'de karşılaştırıldı.

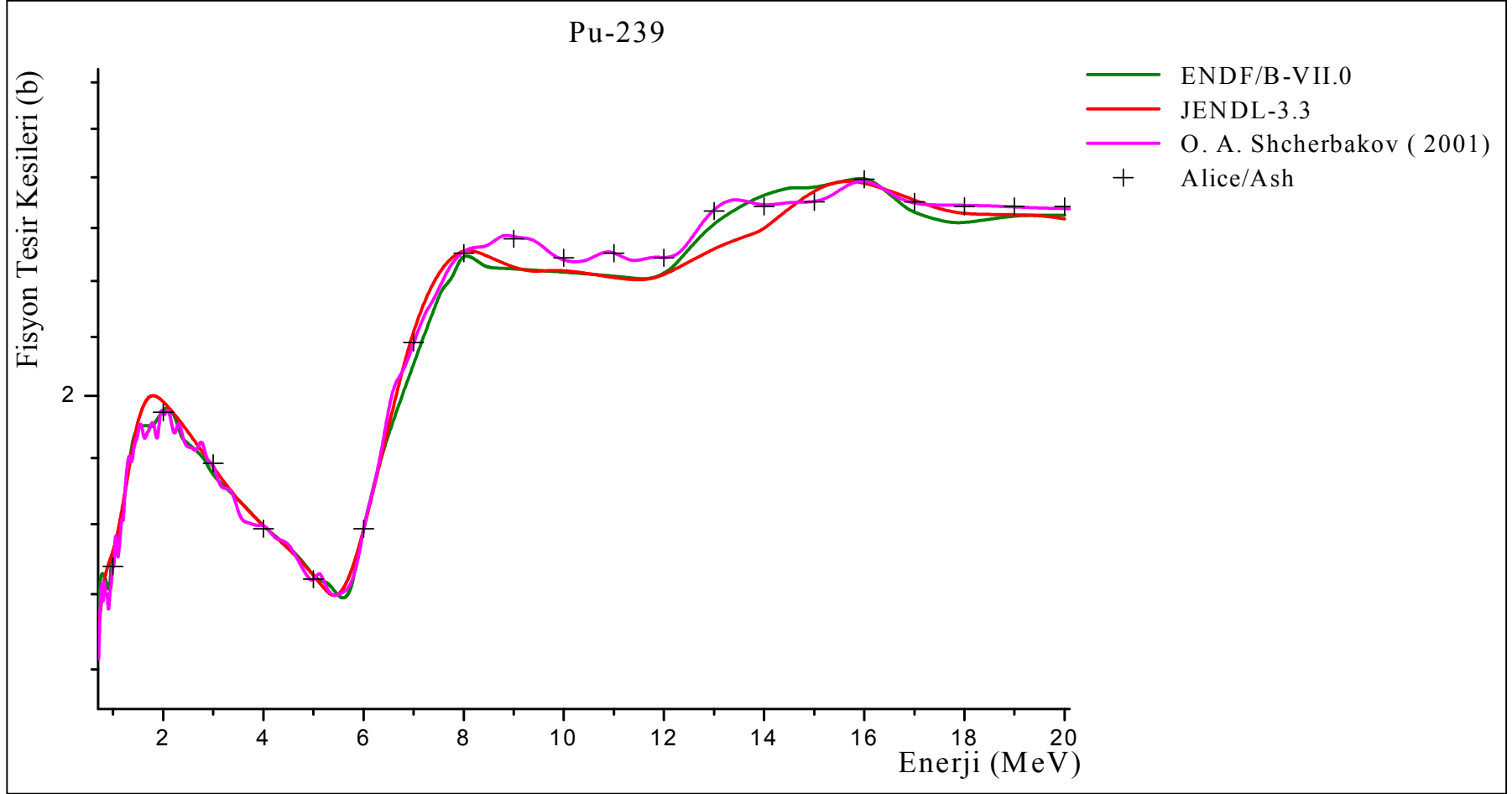
6. ALICE/ASH'de hesapladığımız fisyon tesir kesitlerinin **S. Cierjacks (1976)** deneyine fit edilmesi işleminde 1-20 MeV enerji aralığında dönme sıvı damlası engeli (IFIS>0) kullanıldığında deney değerine yakın değer elde edilmiştir. Grafikte deneye ait noktalar ve hata çubukları gösterilmemiştir. ALICE/ASH kodunda hesapladığımız tesir kesitlerinin fit değerleri artı (+) işaretiyle gösterilerek deneyle ve değerlendirilmiş tesir kesit değerleri ile Şekil 4.18'de karşılaştırıldı.



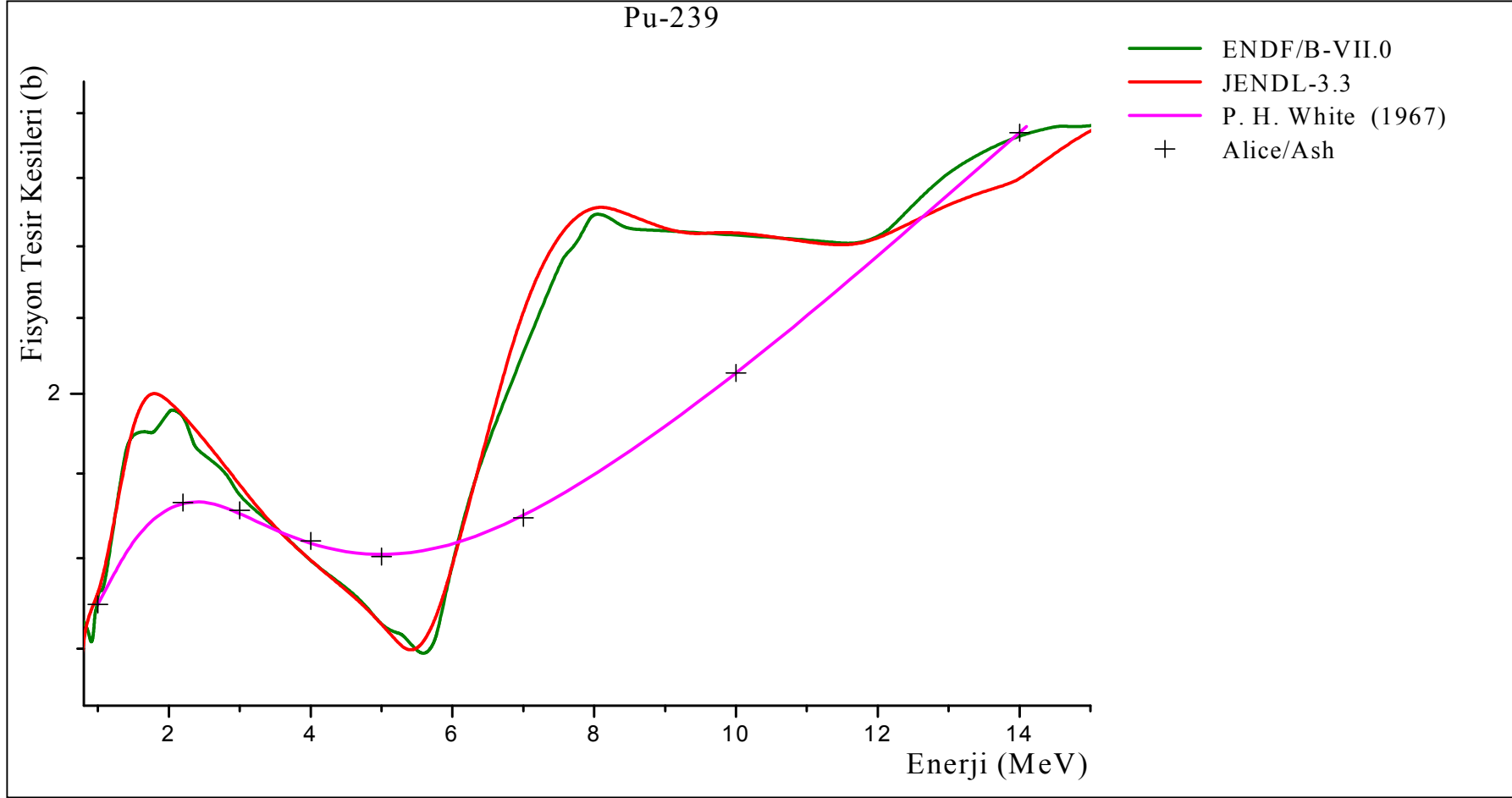
Şekil 4.13 ALICE/ASH programı kullanılarak hesaplanan ^{239}Pu (n,f) tesir kesitlerinin G. W. Carlson (1978)'a ait deneysel değere fit edilerek karşılaştırılması



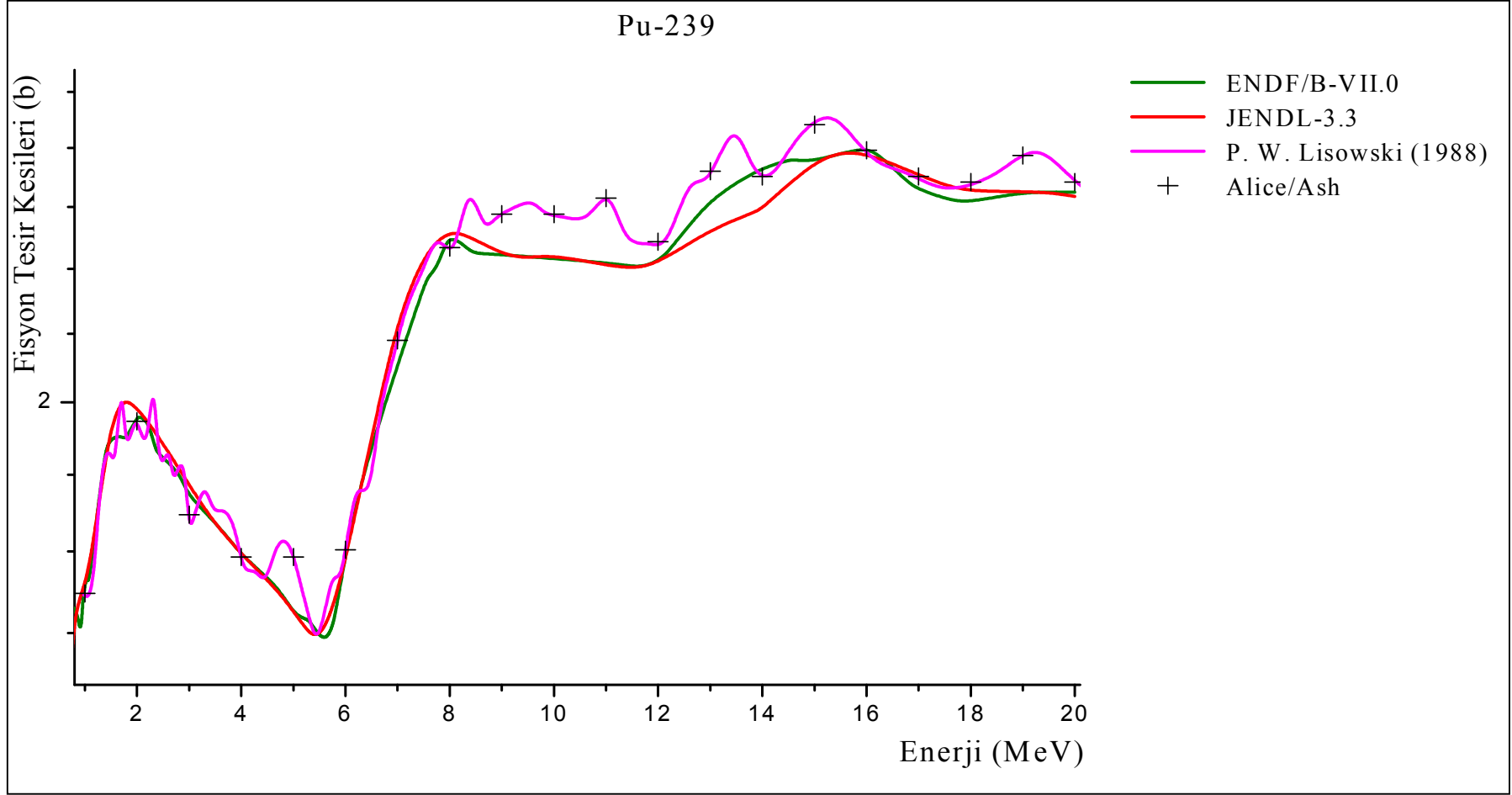
Şekil 4.14 ALICE/ASH programı kullanılarak hesaplanan ^{239}Pu (n,f) tesir kesitlerinin K. Kari (1978)'ye ait deneysel değere fit edilerek karşılaştırılması



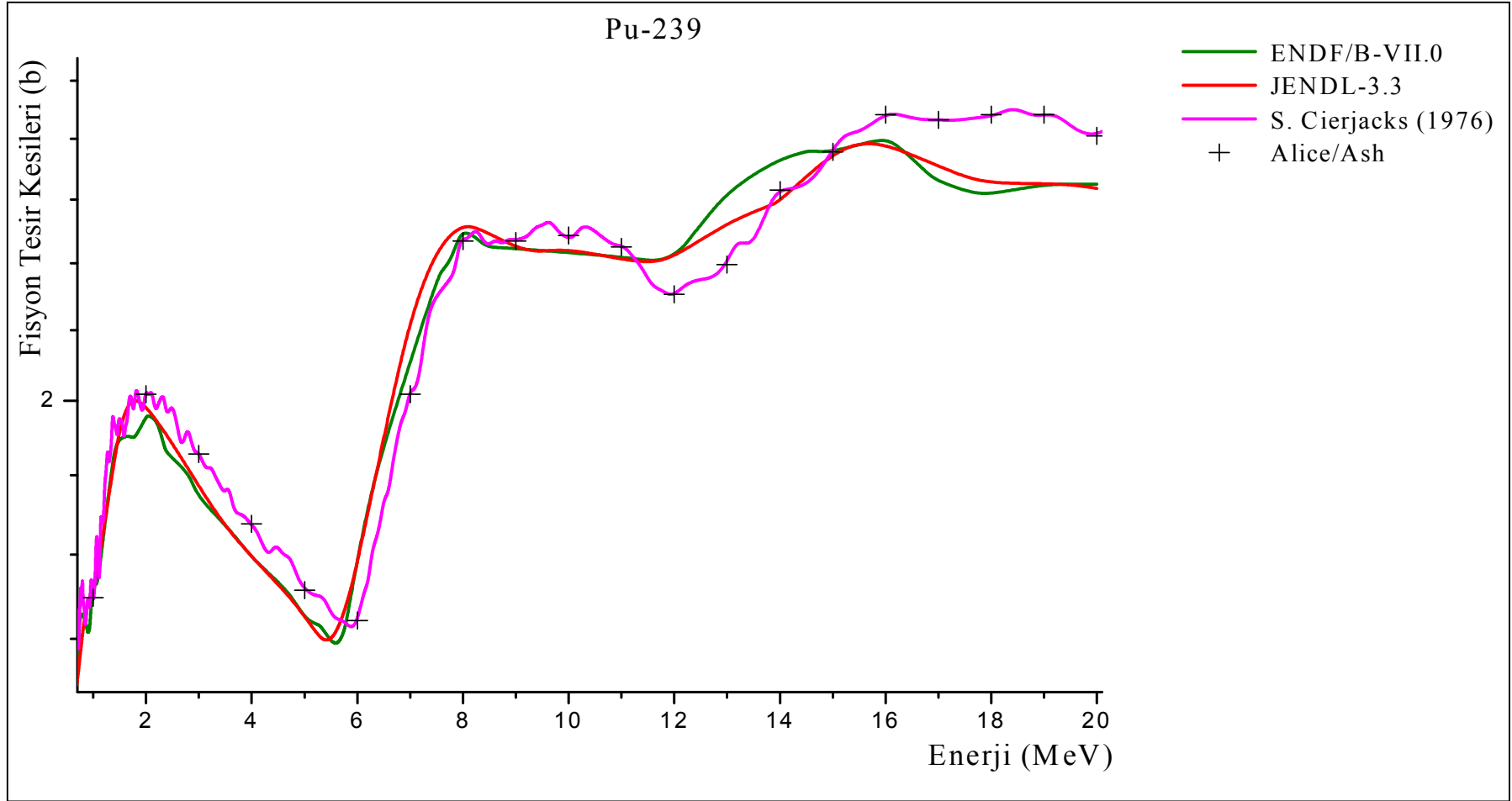
Şekil 4.15 ALICE/ASH programı kullanılarak hesaplanan ^{239}Pu (n,f) tesir kesitlerinin O. A. Shcherbakov (2001) 'a ait deneysel değere fit edilerek karşılaştırılması



Şekil 4.16 ALICE/ASH programı kullanılarak hesaplanan ^{239}Pu (n,f) tesir kesitlerinin P. H. White (1967)'e ait deneysel değere fit edilerek karşılaştırılması



Şekil 4.17 ALICE/ASH programı kullanılarak hesaplanan ^{239}Pu (n,f) tesir kesitlerinin P. W. Lisowski (1988)'ye ait deneysel değere fit edilerek karşılaştırılması



Şekil 4.18 ALICE/ASH programı kullanılarak hesaplanan ^{239}Pu (n,f) tesir kesitlerinin S. Cierjacks (1976)'a ait deneysel değere fit edilerek karşılaştırılması

4.1.4 ²⁴²Pu (n,f) Reaksiyonları

1. ALICE/ASH'de hesapladığımız fisyon tesir kesitlerinin **E. F. Fomushkin (1969)** deneyine fit edilmesi işleminde 1, 2, 3 ve 3,6 MeV nötron gelme enerjilerinde dönme sıvı damlası engeli (IFIS>0) kullanıldığında deney değerine yakın değerler elde edilmiştir. Grafikte deneye ait noktalar ve hata çubukları gösterilmemiştir. ALICE/ASH kodunda hesapladığımız tesir kesitlerinin fit değerleri artı (+) işaretiyle gösterilerek deneye ve değerlendirilmiş tesir kesit değerleri ile Şekil 4.19'da karşılaştırıldı.

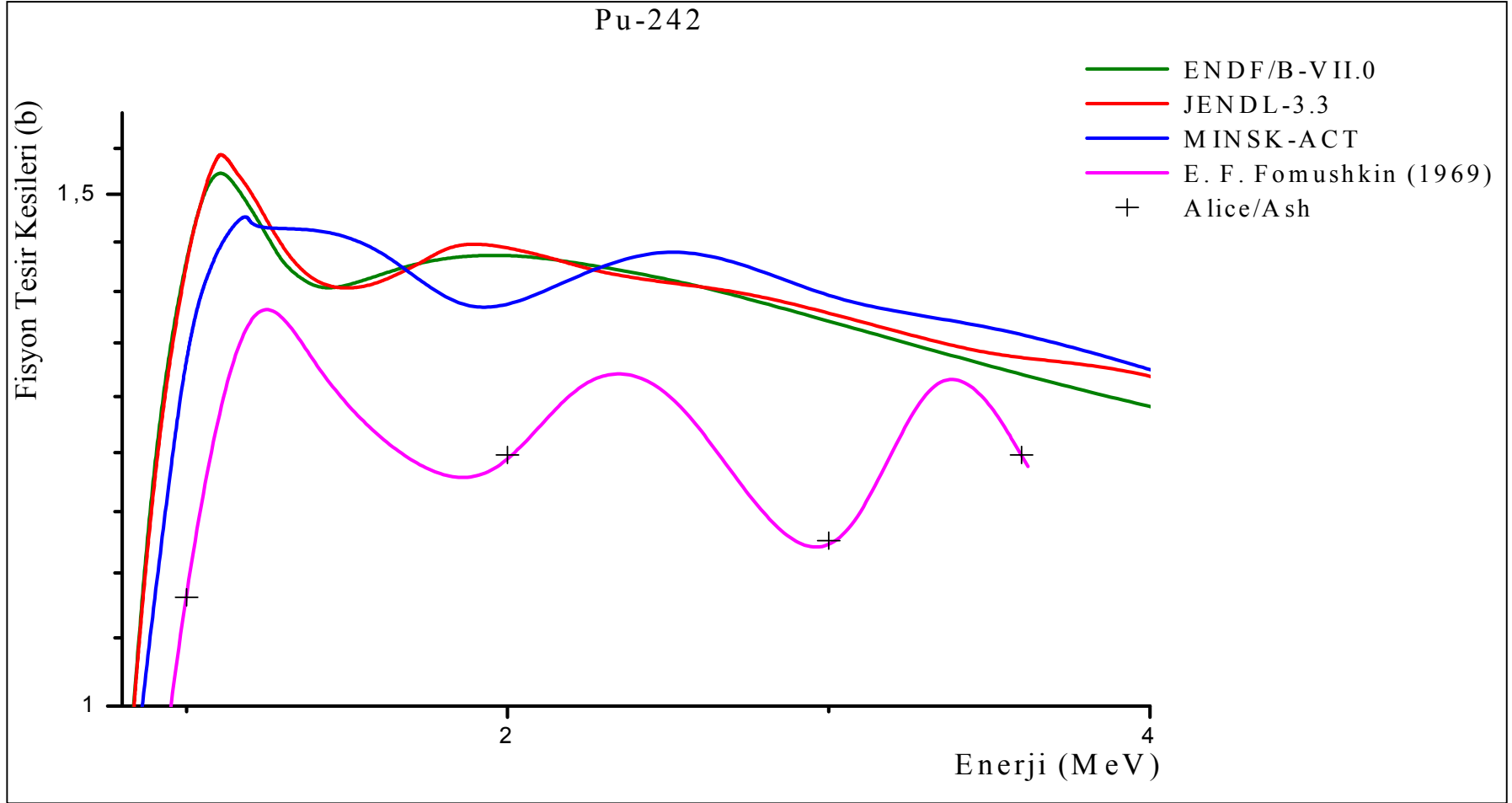
2. ALICE/ASH'de hesapladığımız fisyon tesir kesitlerinin **J.W.Behrens (1978)** deneyine fit edilmesi işleminde 1-20 MeV enerji aralığında dönme sıvı damlası engeli (IFIS>0) kullanıldığında deney değerine yakın değerler elde edilmiştir. Grafikte deneye ait noktalar ve hata çubukları gösterilmemiştir. ALICE/ASH kodunda hesapladığımız tesir kesitlerinin fit değerleri artı (+) işaretiyle gösterilerek deneye ve değerlendirilmiş tesir kesit değerleri ile Şekil 4.20'de karşılaştırıldı.

3. ALICE/ASH'de hesapladığımız fisyon tesir kesitlerinin **J. W. Meadows (1978)** deneyine fit edilmesi işleminde 1-9,9 MeV enerji aralığında dönme sıvı damlası engeli (IFIS>0) kullanıldığında deney değerine yakın değerler elde edilmiştir. Grafikte deneye ait noktalar ve hata çubukları gösterilmemiştir. ALICE/ASH kodunda hesapladığımız tesir kesitlerinin fit değerleri artı (+) işaretiyle gösterilerek deneye ve değerlendirilmiş tesir kesit değerleri ile Şekil 4.21'de karşılaştırıldı.

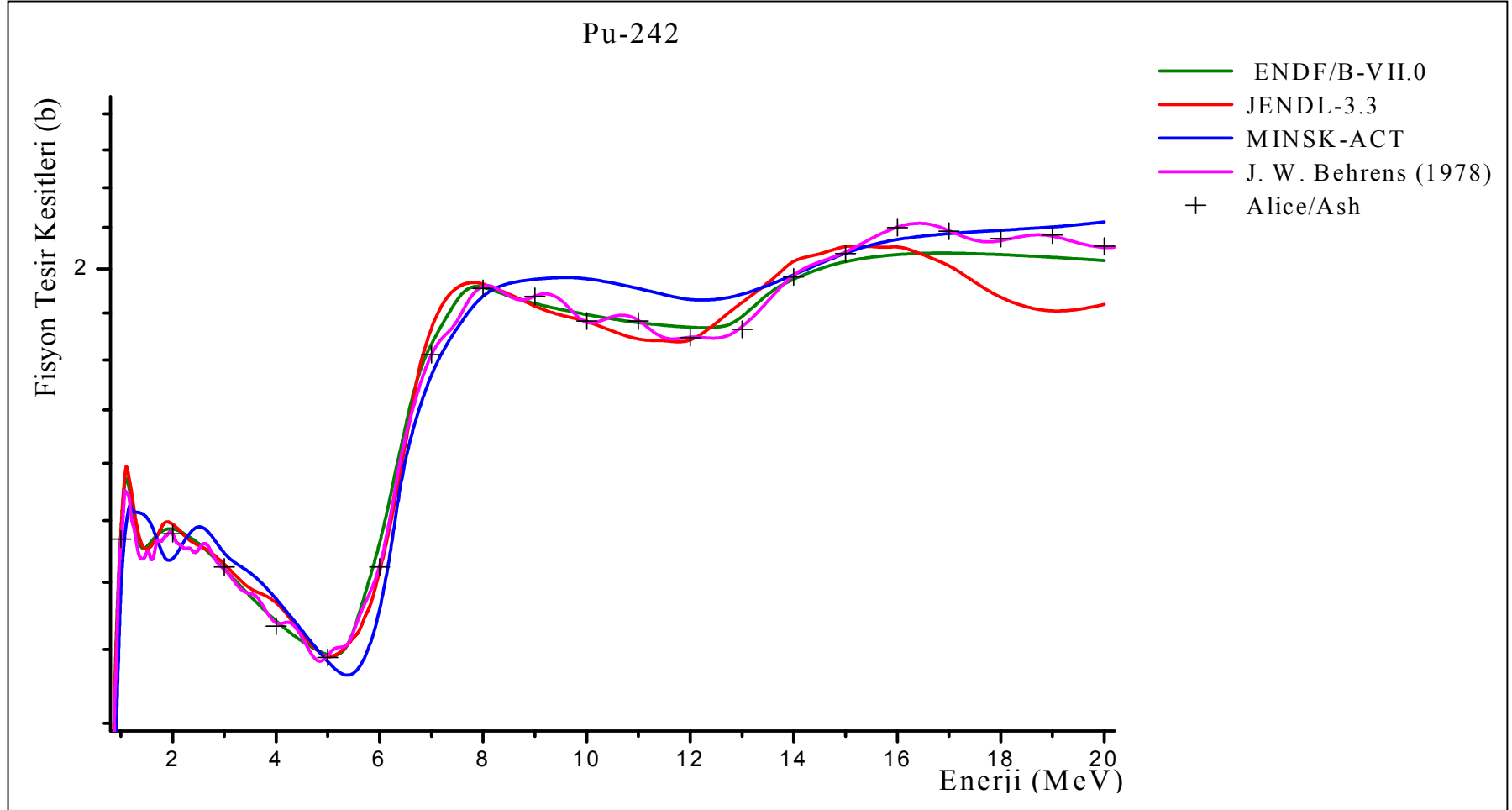
4. ALICE/ASH'de hesapladığımız fisyon tesir kesitlerinin **V. M. Kupriyanov (1979)** deneyine fit edilmesi işleminde 1-7,4 MeV enerji aralığında dönme sıvı damlası engeli (IFIS>0) kullanıldığında deney değerine yakın değerler elde edilmiştir. Grafikte deneye ait noktalar ve hata çubukları gösterilmemiştir. ALICE/ASH kodunda hesapladığımız tesir kesitlerinin fit değerleri artı (+) işaretiyle gösterilerek deneye ve değerlendirilmiş tesir kesit değerleri ile Şekil 4.22'de karşılaştırıldı.

5. ALICE/ASH'de hesapladığımız fisyon tesir kesitlerinin **T. Iwasaki (1990)** deneyine fit edilmesi işleminde 1-6,7 MeV enerji aralığında dönme sıvı damlası engeli (IFIS>0) kullanıldığında deney değerine yakın değerler elde edilmiştir. Grafikte deneye ait noktalar ve hata çubukları gösterilmemiştir. ALICE/ASH kodunda hesapladığımız tesir kesitlerinin fit değerleri artı (+) işaretiyle gösterilerek deneye ve değerlendirilmiş tesir kesit değerleri ile Şekil 4.23'de karşılaştırıldı.

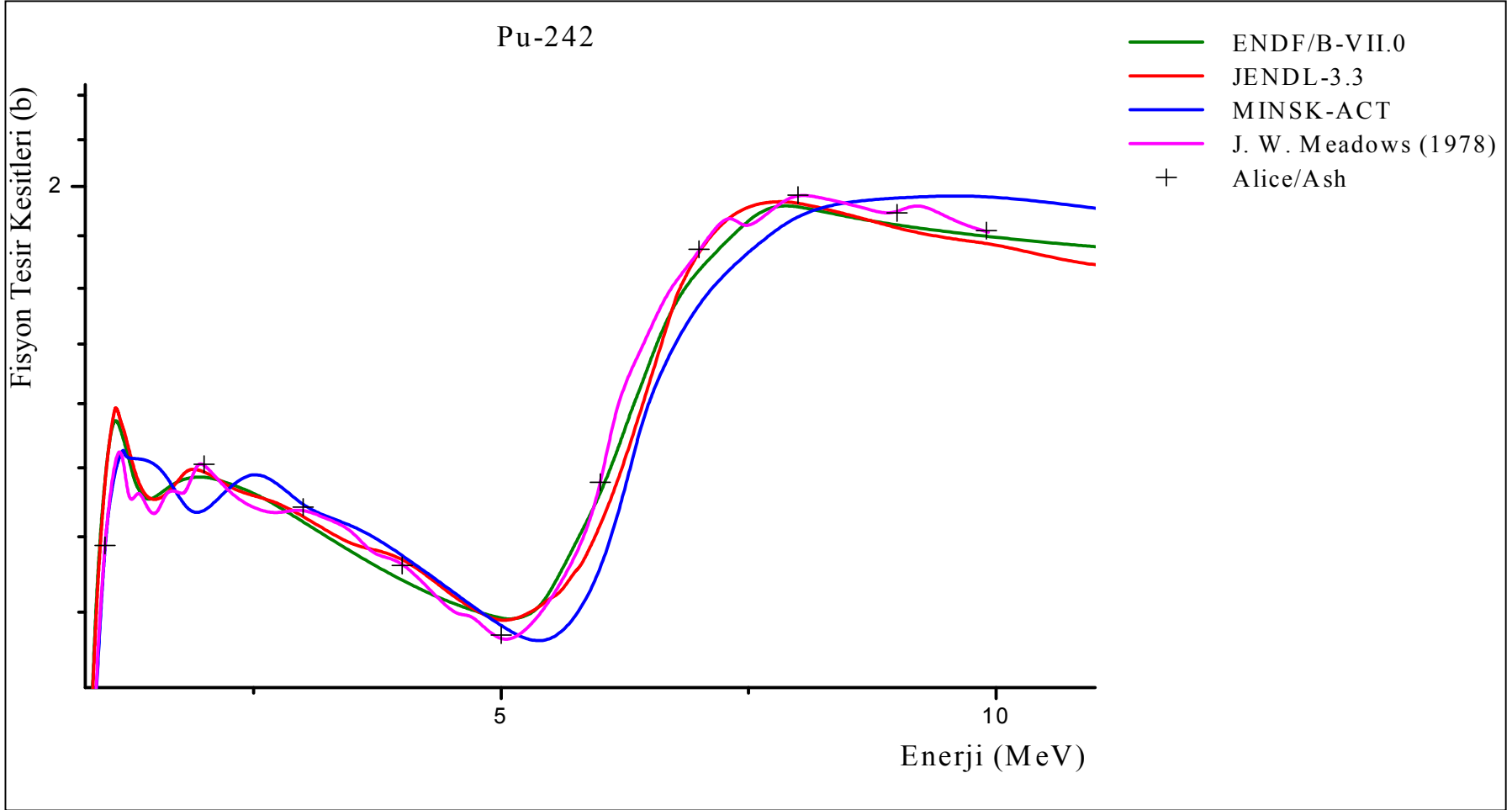
6. ALICE/ASH'de hesapladığımız fisyon tesir kesitlerinin **P. Staples (1998)** deneyine fit edilmesi işleminde 1-20 MeV enerji aralığında dönme sıvı damlası engeli (IFIS>0) kullanıldığında deney değerine yakın değerler elde edilmiştir. Grafikte deneye ait noktalar ve hata çubukları gösterilmemiştir. ALICE/ASH kodunda hesapladığımız tesir kesitlerinin fit değerleri artı (+) işaretiyle gösterilerek deneye ve değerlendirilmiş tesir kesit değerleri ile Şekil 4.24'de karşılaştırıldı.



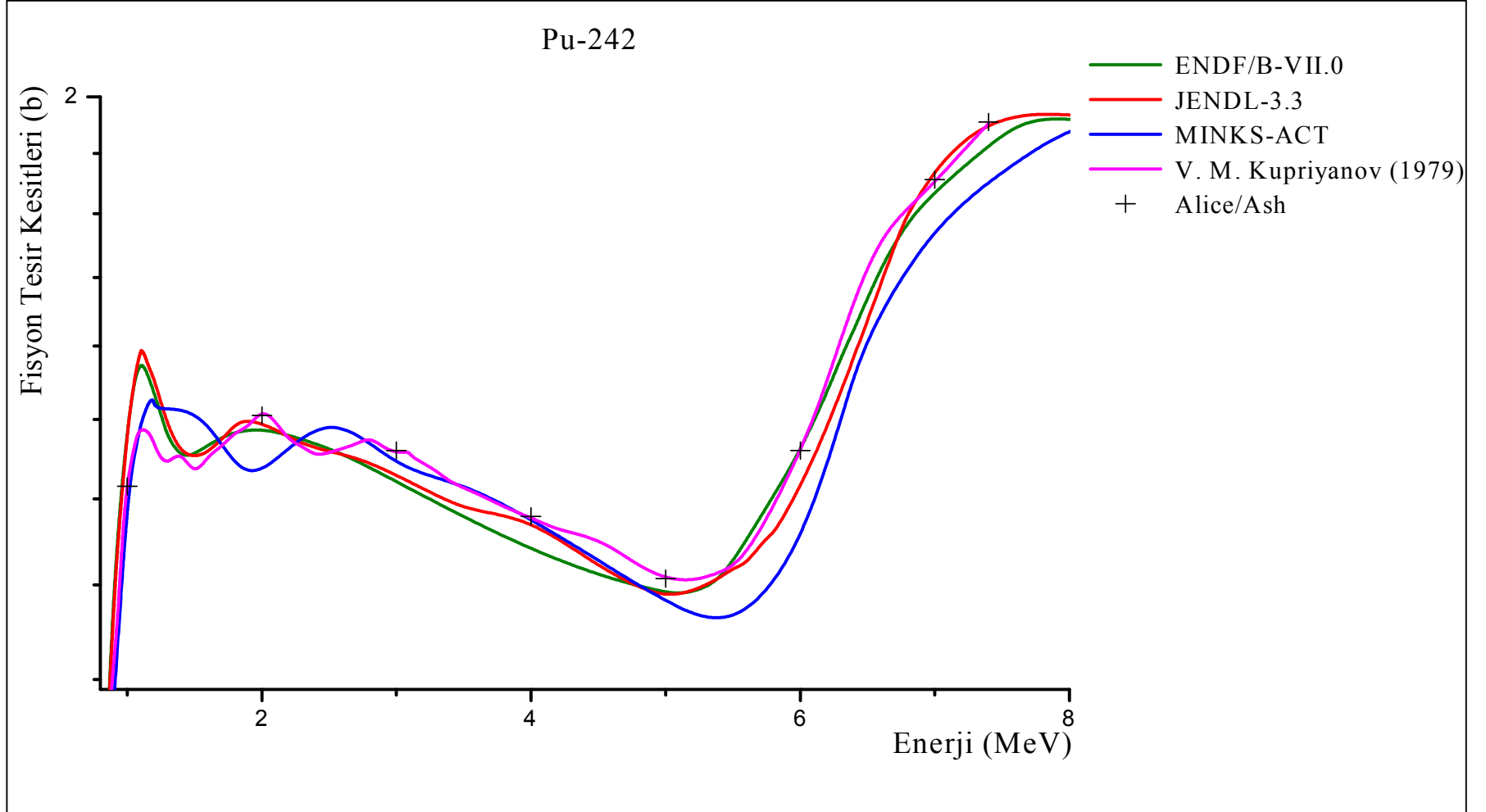
Şekil 4.19 ALICE/ASH programı kullanılarak hesaplanan ^{242}Pu (n,f) tesir kesitlerinin E. F. Fomushkin (1969)'e ait deneysel değere fit edilerek karşılaştırılması



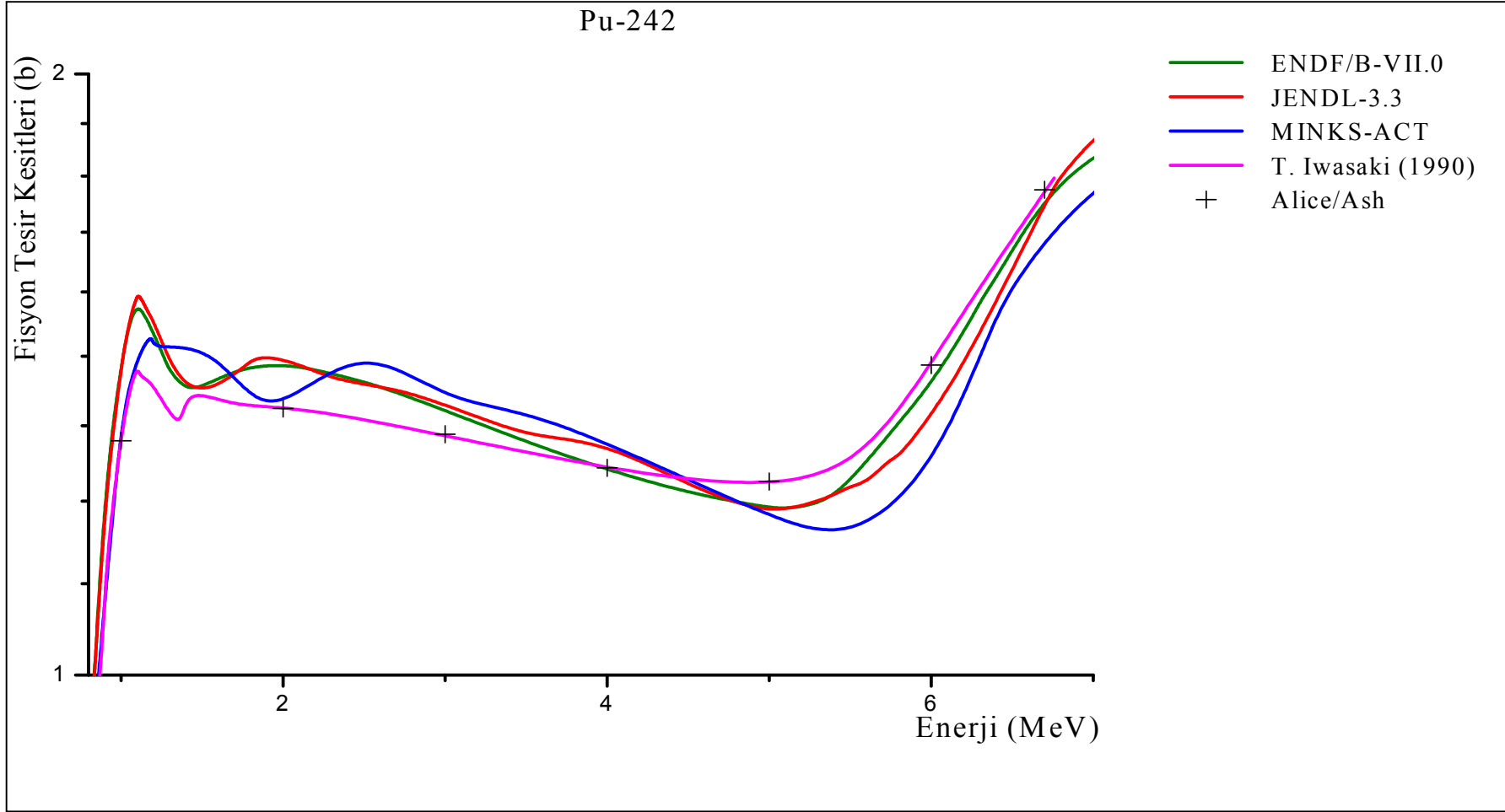
Şekil 4.20 ALICE/ASH programı kullanılarak hesaplanan ^{242}Pu (n,f) tesir kesitlerinin J. W. Behrens (1978)'e ait deneysel değere fit edilerek karşılaştırılması



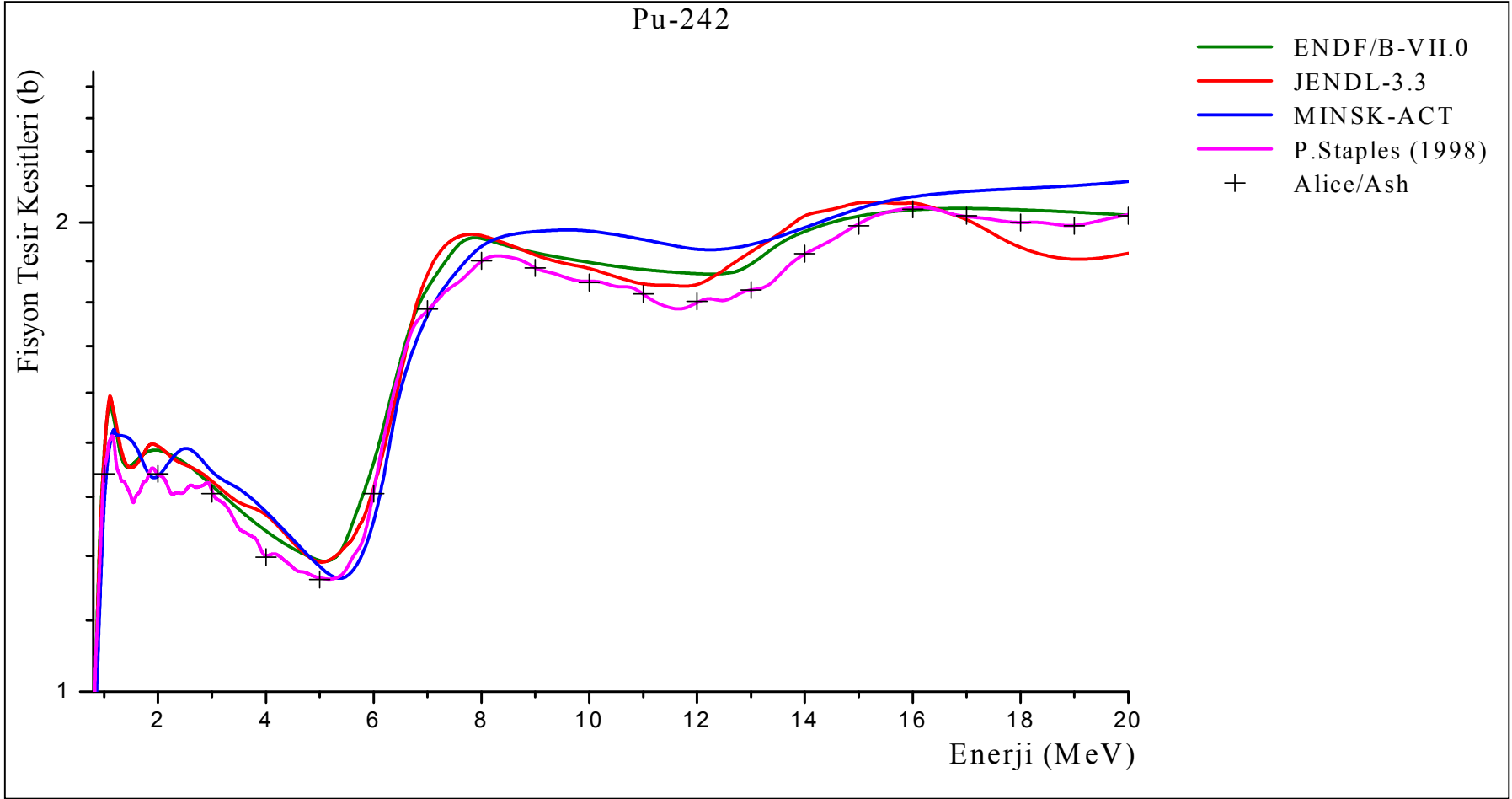
Şekil 4.21 ALICE/ASH programı kullanılarak hesaplanan ^{242}Pu (n,f) tesir kesitlerinin J. W. Meadows (1978)'e ait deneysel değere fit edilerek karşılaştırılması



Şekil 4.22 ALICE/ASH programı kullanılarak hesaplanan ^{242}Pu (n,f) tesir kesitlerinin V. M. Kupriyanov (1979)'a ait deneysel değere fit edilerek karşılaştırılması



Şekil 4.23 ALICE/ASH programı kullanılarak hesaplanan ^{242}Pu (n,f) tesir kesitlerinin T. Iwasaki (1990)'e ait deneysel değere fit edilerek karşılaştırılması



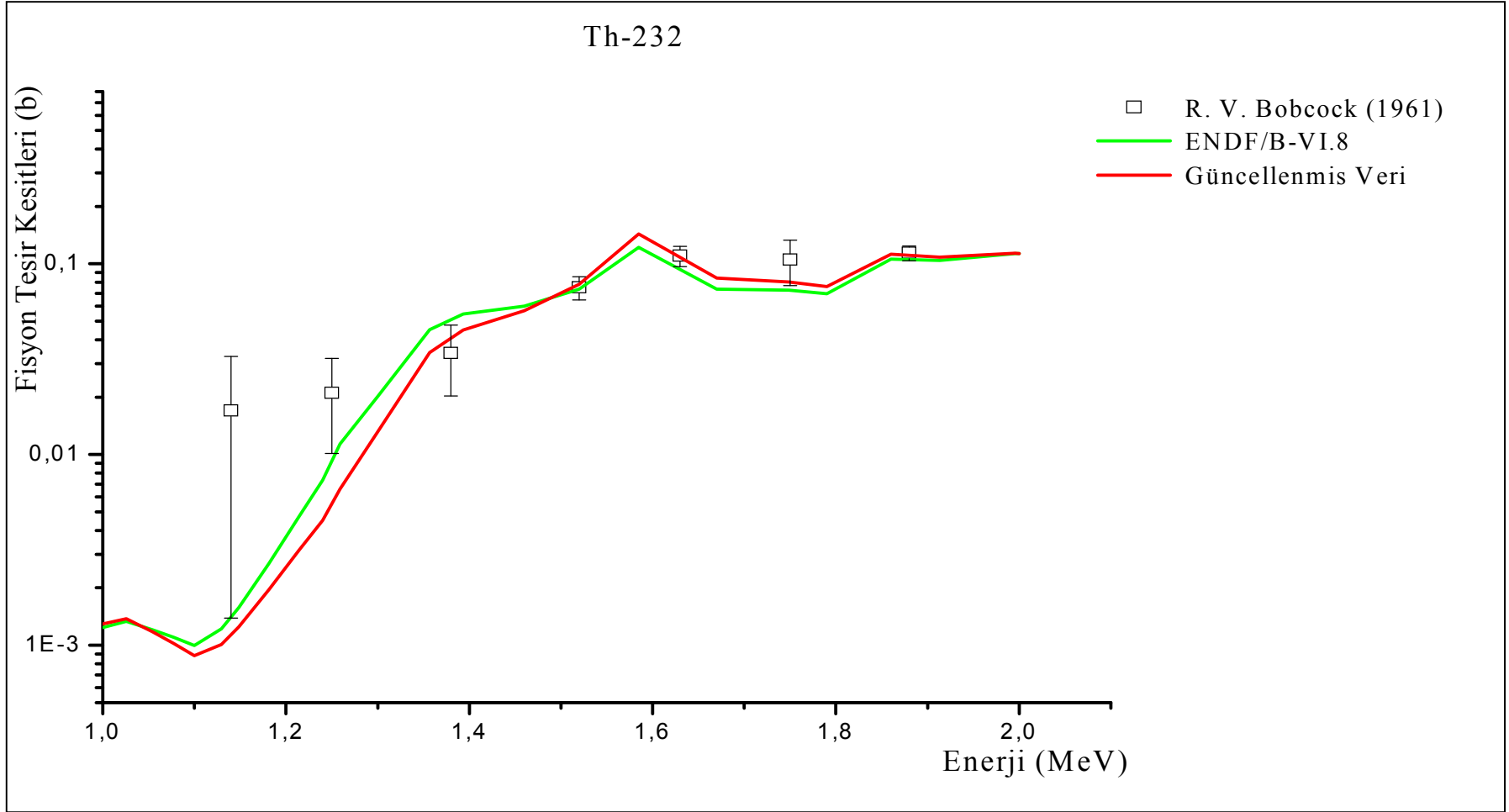
Şekil 4.24 ALICE/ASH programı kullanılarak hesaplanan ^{242}Pu (n,f) tesir kesitlerinin P. Staples (1998)'e ait deneysel değere fit edilerek karşılaştırılması

4.2 Gandr Hesaplamaları

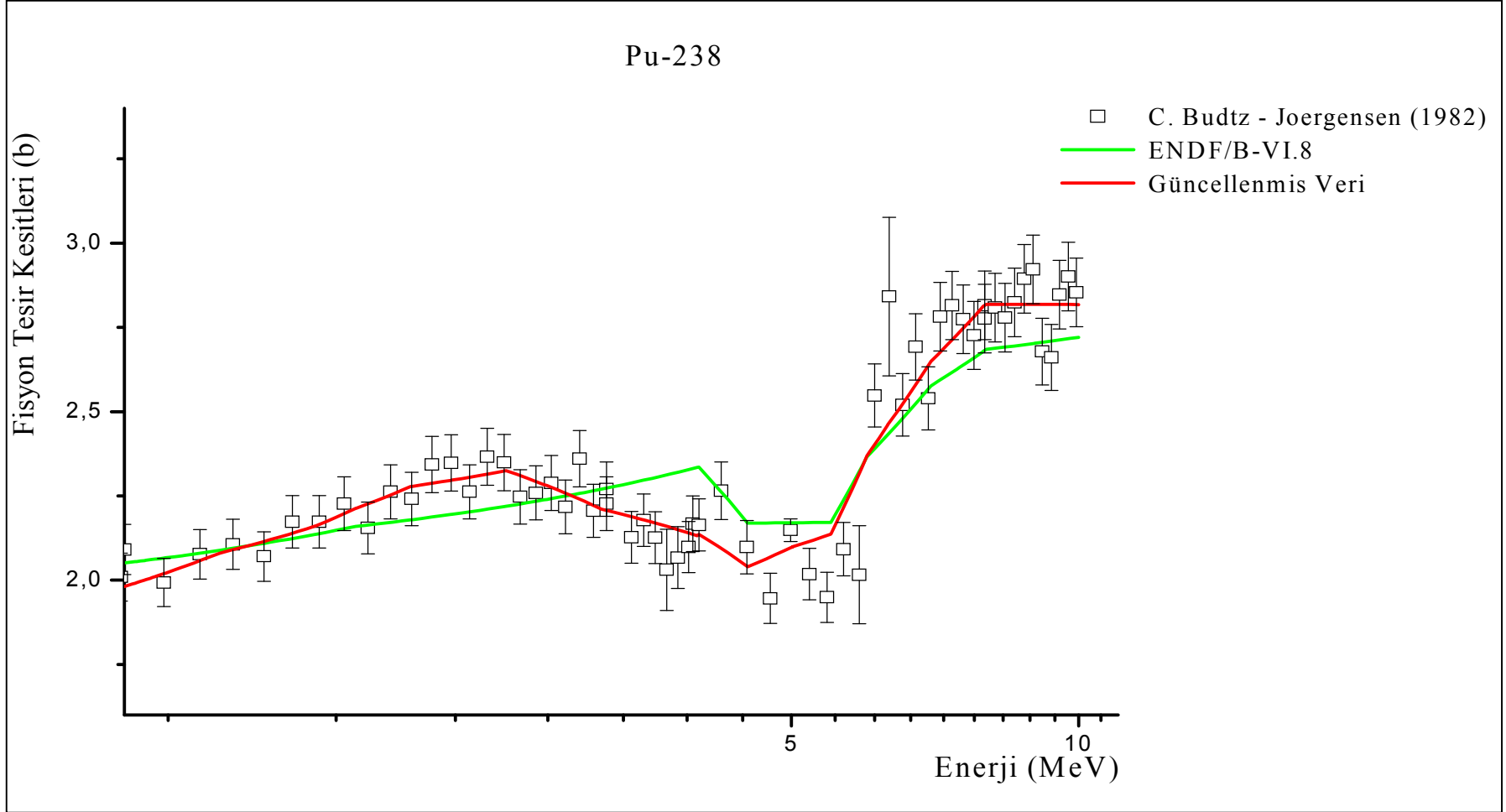
Ağır çekirdeklerin fisyon tesir kesitlerinin değerlendirmesindeki zorluklar deneysel verilerin farklılığı ve tesir kesitlerinin karmaşık yapısından kaynaklanır. Bu çalışmada deneysel veriler en küçük kareler çözümü ile bir spline fonksiyonuna fit edilmeye çalışılmıştır ve ^{232}Th (n,f), ^{238}Pu (n,f), ^{239}Pu (n,f) ve ^{242}Pu (n,f) deneyleri kullanılarak yapılan değerlendirmede ENDF/B-VI.8 değerleri kullanıldı. Bu değerlendirme yapılırken ilk (prior) x_0 parametresi yerine ENDF/B-VI.8 değerleri kullanılarak değerlendirilmiş tesir kesit değerleri (ENDF/B-VI.8) ve kovaryans matrisleri güncellendi. Sonuçlar Şekil 4.25 – 4.28’de verilmiştir.

Grafiklerin bazılarında iki özellik açıktır. Birincisi, ölçümlerin bazıları ENDF değerlendirmesinden (yeşil renkteki çizgi) yüksek ve bazıları da düşük olarak iki gruba ayrılır. ENDF ve deneysel veri arasındaki tutarlılığı arttırmak için deneysel verinin köşegen elamanları (varyanslar)’nı değiştirmek için farklı algoritmalar mevcuttur. Bu çalışmada kullanılan algoritma inca parametresinin negatif değeri alınarak seçilmiştir. İnce parametresi negatif bir değer seçildiğinde seçilen referans eğrisi (ENDF) bölgesinde bir “tutarlılık bantı”nın varlığı düşünülür. Bu bant referans eğrisinin $\pm k$ bölgesindedir ve k değeri inca değerinin mutlak değeridir. Bu çalışmada “inca = -7” seçilmiştir. Verilen bir veri noktasının hata çubuğu bu kararlılık bandı ile kesişmiyorsa, o zaman veri noktası “dış çizgi” olarak değerlendirilir ve hata çubuğunun büyüklüğü bant sınırına değene kadar artırılır. Bu şekilde hata çubukları, boyutlarının artırılmasıyla iki katına çıkmakta ve belirsizlik biraz da olsa artmaktadır. Grafiklerde görüldüğü gibi güncellenmiş veri referans eğrinin biçimine benzemektedir.

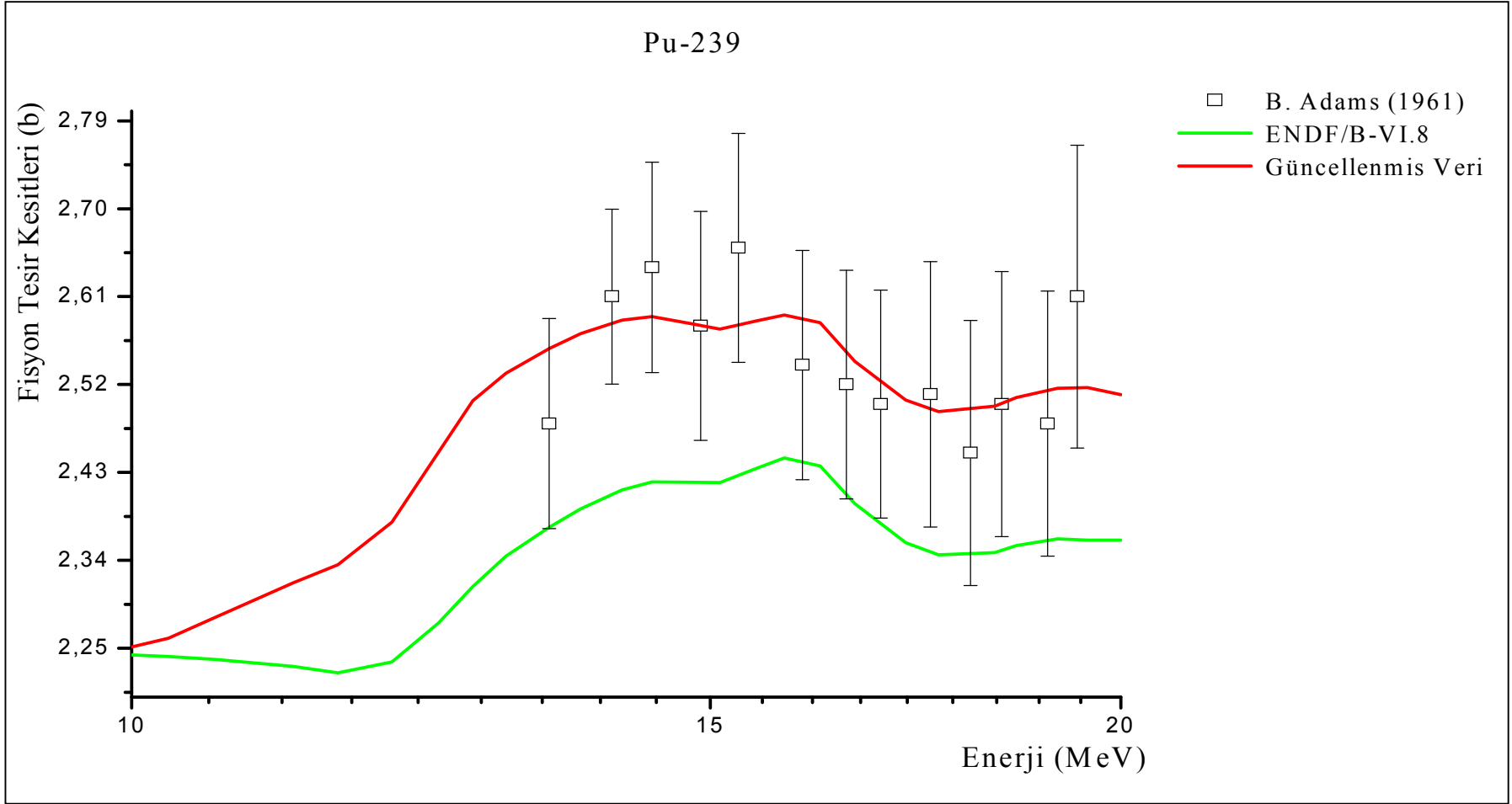
^{232}Th çekirdeğine ait grafiğin χ^2 değeri $\chi^2 = 0,645$, ^{238}Pu çekirdeğine ait grafiğin χ^2 değeri $\chi^2 = 0,898$, ^{239}Pu çekirdeğine ait grafiğin χ^2 değeri $\chi^2 = 0,186$ ve ^{242}Pu çekirdeğine ait grafiğin χ^2 değeri ise $\chi^2 = 3,939$ ’dır.



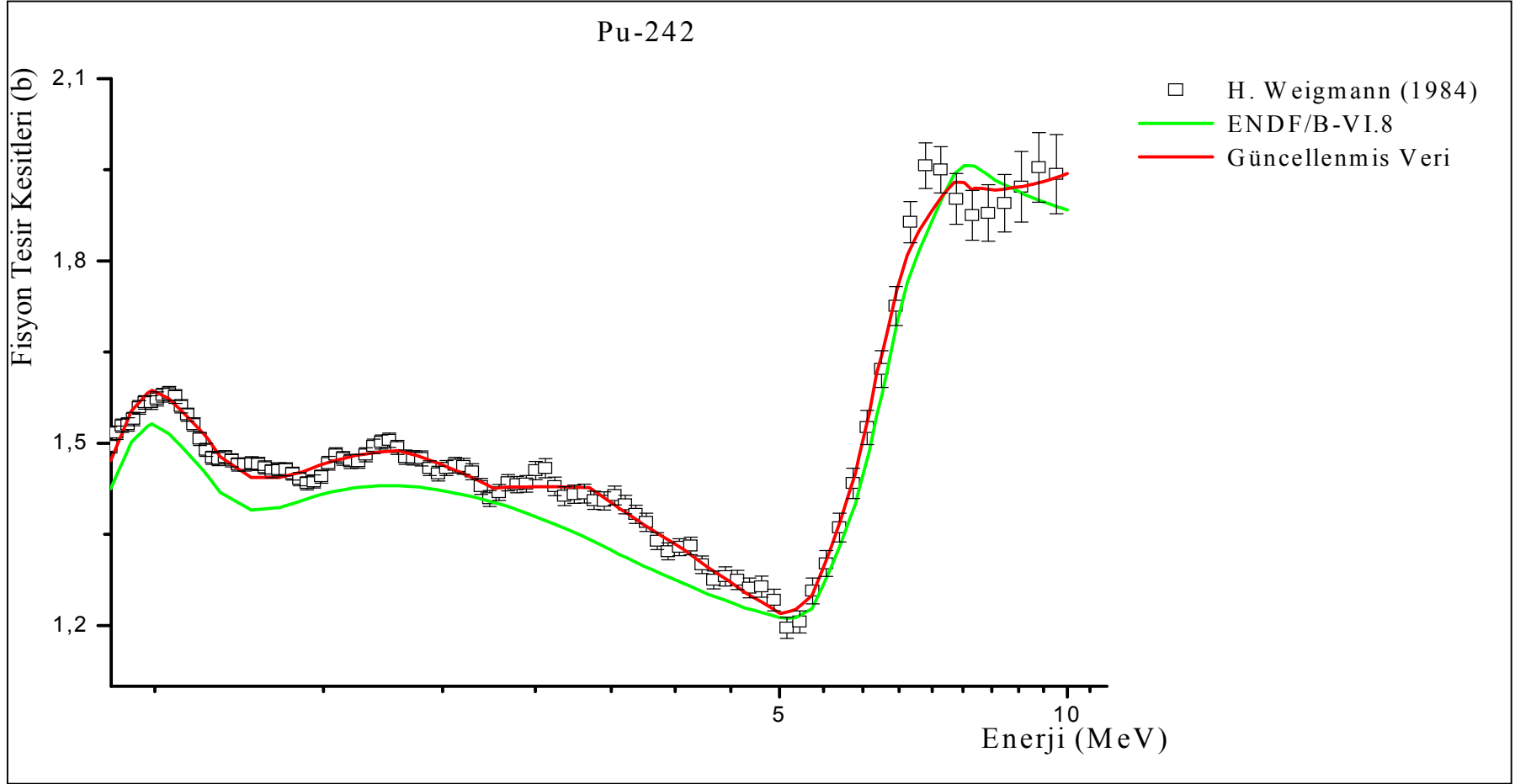
Şekil 4.25 ^{232}Th (n,f) reaksiyonuna ait değerlendirilmiş tesir kesitlerin güncellenerek deneyle ve ENDF/B-8 değerleri ile karşılaştırılması



Şekil 4.26 ^{238}Pu (n,f) reaksiyonuna ait değerlendirilmiş tesir kesitlerin güncellenerek deneyle ve ENDF/B-8 değerleri ile karşılaştırılması



Şekil 4.27 ^{239}Pu (n,f) reaksiyonuna ait değerlendirilmiş tesir kesitlerin güncellenerek deney ve ENDF/B-8 değerleri ile karşılaştırılması



Şekil 4.28 ^{242}Pu (n,f) reaksiyonuna ait değerlendirilmiş tesir kesitlerin güncellenerek deneyle ve ENDF/B-8 değerleri ile karşılaştırılması

5. SONUÇ

Nükleer uygulamalar için gelen parçacığın orta enerjilerinde fisyon tesir kesitlerinin bulunduğu nükleer reaksiyonlar için tesir kesitlerinin bilinmesi çok önemlidir. Doğada var olan veya laboratuarlarda üretilen birçok izotopun, nötron, proton, alfa ve diğer nükleer parçacıklar için, birkaç GeV'e kadar uzanan enerji aralığında, nükleer reaksiyon tesir kesitlerinin ölçülmesi hem fiziksel hem de ekonomik olarak zordur. Tesir kesitleri ölçmek için yapılan deneyler oldukça masraflı olup, bu ölçümlerin yapılabilmesi için gerekli olan laboratuvarlar sınırlı sayıdadır. Günümüzde, gelme enerjisi 20 MeV'e kadar olan nötronların oluşturduğu reaksiyonlarda, fisyon tesir kesitlerinin hesaplanabilmesi için birçok güvenilir bilgisayar programı vardır. Bu çalışmada fisyon tesir kesitlerinin hesaplanması için ALICE/ASH nükleer programı kullanıldı.

ALICE/ASH kodunda ^{232}Th (n,f) reaksiyonunun bazı enerji aralıklarında dönme sonlu aralığı fisyon engeli (Rotating Finite-Range Model), ^{238}Pu (n,f) - ^{239}Pu (n,f) - ^{242}Pu (n,f) reaksiyonları için dönme sıvı damlası engeli (Rotating Liquid-Drop Model)'nin uygun olduğu tespit edilmiştir. Bu iki engelden gelen katkı belirlendikten sonra fisyon reaksiyonunun en önemli parametresi a_f / a_n 'ye çok küçük ve hassas değerler vererek sonuçlar Uluslararası Atom Enerjisi Kurumu' nun EXFOR kütüphanesinden elde edilen deneysel verilere fit edildi. Böylece a_f / a_n parametresine çok küçük ve hassas değerler vererek deneysel verilerle hemen hemen aynı fisyon tesir kesitlerinin elde edilebileceği görülmüştür.

Önceden oluşabilecek durumların belirlenebilmesi için tesir kesitlerinin ve yayınlanma spektrumlarının teorik olarak hesaplanması gerekir. Ancak hem deneylerle hem de teorik olarak hesaplanan verinin kesinliği kullanılış amacına göre hayati önem taşımaktadır. Bu yüzden yeni ölçümler ve teorik hesaplamalar yapıldıkça eski verilerin sürekli güncellenmesi (iyileştirilmesi) gerekmektedir ve veriler arasındaki ilişkiyi ve belirsizlikleri veren kovaryans matrislerinin hem güncelleme tekniği için hem de daha sonra yapılacak hesaplamalar için hesaplanması gerekmektedir. Burada ikinci bir çalışma olarak ^{232}Th , ^{238}Pu , ^{239}Pu , ve ^{242}Pu

çekirdeklerine ait fisyon tesir kesitleri ve kovaryans matrisleri ENDF/B-VI.8 değerlerinin güncellenmesi için kullanıldı. Değerlendirme için ^{232}Th çekirdeği için 1.14 -1.88 MeV, ^{238}Pu çekirdeği için 1- 9.94 MeV, ^{239}Pu çekirdeği için 13.4 - 19.4 MeV, ^{242}Pu çekirdeği için 1.013 - 9.733 MeV enerji aralığı kullanıldı. Güncellenmiş fisyon tesir kesitleri deneyle ve ENDF/B-VI.8 değerleriyle karşılaştırıldı ve sonuçların ENDF/B-VI.8 değerlerine hem şekil olarak hem de değer aralığı olarak yakın olduğu görüldü.

Bu çalışmada ENDF/B-VI.8 değerleri yerine ALICE/ASH kodunda hesapladığımız tesir kesit değerleri kullanılabilirdi ancak GANDR koduna dışarıdan veri eklenmesi için başka programların kullanımı gerekmektedir. Bu programların yurtdışından getirilmesi uzun bir süre alacağı için bu çalışmada, deneyler kullanılarak mevcut ENDF/B-VI.8 değerlendirilmiş tesir kesitleri güncellendi. Ayrıca GANDR programı çıktı dosyasında güncellenmiş kovaryans matrisinin bölümlerini verir. Çünkü bu program 130 materyalin her biri için 700 bağımsız parametre ve toplamda $130 \times 700 = 91000$ parametreye sahiptir. Bundan dolayı parametrelerin belirsizliklerini ve ilişkilerini tanımlayan kovaryans matrisleri inanılmaz büyük sayılara ulaşmakta olup sayfalarca sürmektedir.

KAYNAKLAR

- Aliberti, G., Palmiotti, G., Salvatores, M., Kim, T. K., Taiwo, T. A., Animescu, M., Kodeli, I., Sartori, E., Bosc J. C. and Tommasi, J. 2006. Annals of Nuclear Energy. Annals of Nuclear Energy, 33; 700 p.
- Anonim. Kastamonu Üniversitesi Fizik Bölümü Mekanik Laboratuvarı Deney Föyü, Kastamonu.
- Aybers, N. ve Bayülken, A. 1990. Nükleer Reaktör Mühendisliği-1 Temel Bilgiler. İstanbul Teknik Üniversitesi, 51 s, İstanbul.
- Blann, M. 1971. Hybrid Model For Pre-Equilibrium Decay In Nuclear Reactions. Phys. Rev. Lett., 27: 337-340.
- Blann, M. 1972. Importance of The Nuclear Density Distribution on Pre-equilibrium Decay. Phys. Rev. Lett., 28; 757-777.
- Blann, M. and Bisplinghoff, J. 1982. Code Alice/Livermore 82. Livermore Lawrence Laboratory, 196-144.
- Blann, M. and Vonach, H. K. 1983. Global Test of Modified Precompound Decay Models. Phys. Rev., C28; 1475-1493.
- Blann, M. 1988a. ALICE 87 (Livermore) Precompound Nuclear Model Code, Report IAEA-NDS-93 REV. O.
- Blann, M., Reffo, G. and Fabbri, F. 1988b. Nucl. Instr. Meth, **A265**; 490 p.
- Bohr, N. and Wheeler, J.A. 1939. The Mechanism of Nuclear Fission. Phys. Rev., 56; 426-448.
- Boztosun, İ. 2005. Nükleer Fizik Ders Notları. Erciyes Üniversitesi, 74 s Kayseri.
- Broeders, C. H. M. and Konobeyev, A. Yu. 2005a. Evaluation of ^4He Production Cross-Section for Tantalum, Tungsten and Gold Irradiated with Neutrons and Protons at The Energies p to 1 GeV. Nucl. Instr. and Meth., B234; 387-400.
- Broeders, C. H. M. and Konobeyev, A. Yu. 2005b. Phenomenological Model for Nonequilibrium Deuteron Emission in Nucleon Induced Reaction. Kerntechnik, 11; 155-168.
- Broeders, C. H. M., Konobeyev, A. Yu., Korovin, Yu. A., Lunev, V. P. and Blann, M. 2006. ALICE/ASH-Pre-compound and Evaporation Model Code System for Calculation of Excitation Functions, Energy and Angular Distributions of Emitted Particles in Nuclear Reactions at Intermediate Energies, ii – 1, Almanya.

- Bozkurt, A. 2009. Nükleer Fizik II- Nükleer Fisyon. Harran Üniversitesi, 2-4, Şanlıurfa.
- Cohen, S., Plasil, F., Swiatecki, W.J. 1974. Equilibrium Configurations of Rotating Charged or Graviting Liquid Masses with Surface Tension. *Annals of Physics*, 82: 557-596.
- Danforth, B. 2009. Variance-Covariance Matrix.
- Günay, O. Korelasyon ve Regresyon Analizi.
- Hançerlioğulları, A. 1997. 14.1 MeV’lik Nötronlarla Oluşturulan Nb(n,xp) Reaksiyonunun Tesir Kesitinin Hesaplanması. Gazi Üniversitesi Yüksek Lisans Tezi, 5 s, Ankara.
- Ignatyuk, A. V., Smirenkin, G. N. and Tishin, A. S. 1975. Phenomenological Description of The Energy Dependence of The Level Density Parameter. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 21; 255-268.
- İnternet : 2008. Experimental Nuclear Reaction Data “Deneysel Tesir Kesitleri” <http://www.nndc.bnl.gov/exfor/exfor00.htm>.
- İnternet : 2011. <http://tr.wikipedia.org/wiki/Kovaryans>
- Iwamoto, A., Harada, K. 1982. Mechanism of Cluster Emission in Nucleon-Induced Preequilibrium Reactions. *Phys. Rev.*, C26; 1821- 1834.
- Johnson, P. 2005. Generalized Least Squares.
- Kawano, T., Matsunobu, H., Murata, T., and friends. 2000. Simultaneous Evaluation of Fission Cross Sections of Uranium and Plutonium Isotopes for JENDL-3.3. *Nucl. Sci. Technol.*, Vol. 37, No. 4; 327-334.
- Kenneth, S. K., Çeviri Edt: Şarer, B. 2002. Nükleer fizik 2. Cilt. 478-488, Ankara
- Konobeyev, A. Yu. and Korovin, A. Yu. 1994. Calculation of Pre-Compound Alpha-Particle Spectra for Nucleon Induced Reactions on The Basis of the Hybrid Exciton Model. *Kerntechnik*, 59; 72-93.
- Konobeyev, A. Yu., Lunev, V. P. and Shubin, Yu. N. 1995. Pre-Equilibrium Section Emission of Clusters. *Acta Physica Slovaca*, 45; 705-810.
- Konobeyev, A. Yu. and Korovin, Yu. A. 1996. Calculation of Deuteron Spectra for Nucleon Induced Reactions on The Basis of The Hybrid Exciton Model Taking into Account Direct Processes. *Kerntechnik*, 61; 45-58.
- Konobeyev, A. Yu., Korovin, Yu. A. and Pereslavytsev, P. E. 1997a. Code ALICE-in ASH for Calculation of Excitation Functions, Energy and Angular

- Distributions of Emitted Particles in Nuclear Reactions. Obninsk Institute of Nuclear Power Engineering, 23; 233-248.
- Konobeyev, A. Yu., Korovin, Yu. A. and Pereslavytsev, P. E. 1997b. Calculation of Fast Gama-Emission Spectra for Reactions Induced by Intermediate Energy Particles. *Yadernaja Energetika*, 1; 21-42.
- Kodeli, I. 2003. Nuclear Data Sensitivity and Uncertainty Analysis. IAEA representative at OECD/NEA Data Bank, 4 p, Italy.
- Muir, D. W. 2005. Global Assessment of Nuclear Data Requirements - Gandr Project. Revision 7, Volume 2-3.
- Muir, D. W., Trkov, A., Kodeli, I., Capote, R. and Zerkin, V. 2007. The Global Assessment of Nuclear Data, GANDR, International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, DOI: 10.1051/ndata: 07635.
- Mustafa, M.G., Baisden, P.A., Chandra, H. 1982. Equilibrium Shapes and Fission Barriers of Rotating Nuclei with A Macroscopic Two Center Model. *Physical Review*, C 25; 2524-2533.
- Nakagawa, T., Shibata, K., Chiba, S., Fukahori, T., Nakajima, Y., Kikuchi, Y., and Kawano, T., Kanda, Y., Ohsawa, T., Matsunobu, H., Kawai, M., Zukeran, A., Watanabe, T., Igarasi, S., Kosako, K. and Asami, T. 1995. Japanese Evaluated Nuclear Data Library - Version-3 Revision-2 - JENDL-3.2, *Nucl. Sci. Technol.*, 32; 1259 p
- Oblozinsky, P. 1988. Pre-Equilibrium Γ Rays from Single-Particle Radiative Transitions in The Hybrid Model. *Phys. Lett.*, B215; 597-611.
- Poenitz, W. P., Aumeier, S. E. 1997. The Simultaneous Evaluation of The Standarts and Other Cross Sections of Importance for Technology. ANL-NDM-139.
- Sato, K., Iwamoto, A. and Harada, K. 1983. Pre-Equilibrium Emission of Light Composite Particles in The Framework of The Exciton Model. *Phys. Rev.*, C 28; 1527-1537.
- Shibata, K., Nakagawa, T., Asami, T., Fukahori, T., Narita, T., Chiba, S., Mizumoto, M., Hasegawa, A., Kikuchi, Y., Nakajima, Y. and Igarasi, S. 1990. Japanese Evaluated Nuclear Data Library, Version-3, JAERI 1319.
- Shubin, Yu. N., Lunev, V. P., Konobeyev, A. Yu. and Dityuk, A. I. 1995. Cross-section Library MENDL-2 to Study Activation and Transmutation of Materials Irradiated by Nucleons of Intermediate Energies. Report INDC, 385-402.
- Sierk, A. J. 1986. Macroscopic Model of Rotating Nuclei. *Physical Review*, C 33; 2039-2053.

- Spiegel, M. R. and Stephens, L. J. 1999. Schahum's Outline Series. McGRAW-HILL, 284 p, ABD.
- Tanyel, B. 1994. Nükleer Fizik. Ege Üniversitesi, 107-219, İzmir.
- Taşdelen, B. 2009. Korelasyon ve Regresyon.
- Tastan, H. 2010. Matris Cebiriyle Çoklu Regresyon Modeli.
- Yapıcı, H. ve Çürüttü, İ. 1997. Nükleer Enerji. Erciyes Üniversitesi, 103-111, Kayseri.
- Yazar, I., Yavuz, H. S. ve Çay, M. A. 2009. Temel Bileşen Analizi Yönteminin Ve Bazı Klasik ve Robust Uyarlamalarının Yüz Tanıma Uygulamaları. Osmangazi Üniv. Mühendislik Mimarlık Fakültesi Dergisi, Cilt:XXII, Sayı:1.
- Weisskopf, V. F. and Ewing, D. H. 1940. On The Yield Of Nuclear Reactions with 426- Heavy Elements. Phys. Rev., 57; 472-485.
- Wolfram MathWorld, <http://mathworld.wolfram.com/LeastSquaresFitting.html>.
Erişim Tarihi: 05.11.2009

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Yurdunaz Çelik
Doğum Yeri : Hanak
Doğum Tarihi : 10.11.1986
Medeni Hali : Bekar
Yabancı Dili : İngilizce

Eğitim Durumu (Kurum ve Yıl)

Lise : Tınaztepe Lisesi 2000 - 2003
Lisans : Gazi Üniversitesi 2003 - 2007
Yüksek Lisans : Kastamonu Üniversitesi 2008 -

Çalıştığı Kurum/Kurumlar ve Yıl :

Yayımları (SCI ve diğer) :