

**Ta, W, Pb, Bi, Th, Pa, U ve Pu ELEMENTLERİNİN 0-20 MeV ENERJİ
ARALIĞINDAKİ NÖTRONLARLA OLUŞTURULAN REAKSİYON
TESİR KESİTLERİNİN HESAPLANMASI**

Tarik S.RESHID

**DOKTORA TEZİ
FİZİK**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**MAYIS 2009
ANKARA**

Tarik S.RESHID tarafından hazırlanan Ta, W, Pb, Bi, Th, Pa, U ve Pu ELEMENTLERİNİN 0–20 MeV ENERJİ ARALIĞINDAKİ NÖTRONLARLA OLUŞTURULAN REAKSİYON TESİR KESİTLERİNİN HESAPLANMASI adlı bu tezin Doktora tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.

Prof. Dr. Başar ŞARER

Tez Danışmanı, Fizik Anabilim Dalı



Bu çalışma, jürimiz tarafından oy birliği ile FİZİK Anabilim Dalında Doktora tezi olarak kabul edilmiştir.

Prof. Dr. Başar ŞARER

Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi

Doç. Dr. Eyyüp TEL

Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi

Doç. Dr. Abdullah AYDIN

Fizik Anabilim Dalı, Kırıkkale Üniversitesi

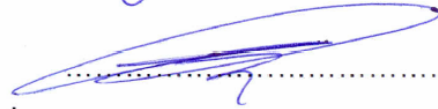
Doç. Dr. Şeref OKUDUCU

Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi

Doç. Dr. Mustafa KARADAĞ

Fizik Eğitimi Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi





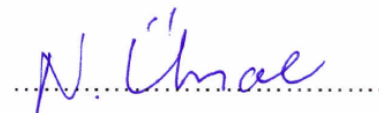


Tarih: 04/05/2009

Bu tez ile G.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu Doktora derecesini onamıştır.

Prof. Dr. Nail ÜNSAL

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü



TEZ BİLDİRİMİ

Tez içindeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, ayrıca tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu çalışmada bana ait olmayan her türlü ifade ve bilginin kaynağına eksiksiz atıf yapıldığını bildiririm.



Tarik S.RESHID

**Ta, Pb, Bi, W, Th, Pa, U ve Pu ELEMENTLERİNİN 0–20 MeV ENERJİ
ARALIĞINDAKİ NÖTRONLA OLUŞTURULAN REAKSİYON TESİR
KESİTLERİNİN HESAPLANMASI**

(Doktora Tezi)

Tarik S.RESHİD

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
Mayıs 2009**

ÖZET

Bu çalışmada ^{181}Ta , ^{182}W , ^{183}W , ^{184}W , ^{186}W , ^{204}Pb , ^{206}Pb , ^{207}Pb , ^{208}Pb , ^{209}Bi , ^{232}Th , ^{231}Pa , ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu izotopları 1–20 MeV gelme enerjili nötronlarla oluşturulan nükleer reaksiyon (n, n') , $(n, 2n)$, (n, p) , (n, α) tesir kesitleri, denge ve denge öncesi reaksiyon modelleri kullanılarak hesaplandı. Elde edilen sonuçlar Literatürdeki deneysel verilerle karşılaştırarak nükleer modellerinin uygunluğu tartışıldı. Hesaplamalar için ALICE/ASH ve CEM03.01 bilgisayar programları kullanıldı. ALICE/ASH programıyla tesir kesiti hesaplamalarında nükleonların denge öncesi durumu için Hibrit veya Geometrik Bağımlı Hibrit Model ve denge durumu için Weisskopf-Ewing Model kullanıldı. CEM03.01 hesaplamalarında ise nükleonların denge öncesi durumu için Çığ Eksiton Model kullanıldı.

Bilim Kodu : 202.1.108
Anahtar Kelimeler : Denge ve denge öncesi reaksiyon modelleri.
Sayfa Adedi : 133
Tez Yöneticisi : Prof. Dr. Başar ŞARER

**CALCULATION of NEUTRON INDUCED CROSS SECTION of Ta, Pb, Bi,
W, Th, Pa, U and Pu ELEMENTS AT ENERGIES FROM 0 to 20 MeV**

(Ph. D Thesis)

Tarik S.RESHID

**GAZİ UNIVERSITY
INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY
May 2009**

ABSTRACT

Neutron-induced cross sections, (n, n') , $(n, 2n)$, (n, p) and (n, α) , for the isotopes of ^{181}Ta , ^{182}W , ^{183}W , ^{184}W , ^{186}W , ^{204}Pb , ^{206}Pb , ^{207}Pb , ^{208}Pb , ^{209}Bi , ^{232}Th , ^{231}Pa , ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu in the energy region up to 20 MeV have been calculated. Calculations were done with the codes ALICE/ASH and CEM03.01 using the Dubna version of the intranuclear cascade nuclear model, the Hybrid Model and Geometry Dependent Hybrid Model (GDH) for the Pre-equilibrium (PEQ) component, Weisskopf-Ewing Statistical Model for the Equilibrium (EQ) component. The calculated results were compared with the experimental data in literature, and the applicability of nuclear reaction models was discussed.

Science Code : 202.1.108
Key Words : Equilibrium and pre-equilibrium reaction.
Page Number : 133
Adviser : Prof. Dr. Başar ŞARER

TEŞEKKÜR

Bu tez çalışmasını hazırlamamda yardım ve önerilerini eksik etmeyen değerli tez danışmanım Prof. Dr. Başar ŞARER sonsuz teşekkür ederim. Tez çalışmam boyunca çeşitli konularda yardımcı olan Mustafa YİĞİT' e ve Ali GÜLTEKİN' e çok teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET	iv
ABSTRACT	v
TEŞEKKÜR.....	vi
İÇİNDEKİLER	vii
ŞEKİLLERİN LİSTESİ.....	ix
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	xi
1.GİRİŞ.....	1
2. NÜKLEER REAKSİYONLAR	5
2.1. Nükleer Reaksiyonlar ve nötron parçacığı.....	5
2.2.Nükleer Reaksiyon Tesir Kesiti.....	10
2.2.3.Çift diferensiyel tesir kesiti.....	12
2.3. Bileşik Çekirdek reaksiyonları.....	14
2.3.1. İntranükleer çığ ve buharlaşma modeli.....	17
2.3.2. Griffin (Eksiton) modeli.....	20
2.3.3. Çığ eksiton model.....	19
2.3.4. Hibrit model.....	21
2.3.5. Geometri bağımlı hibrit model.....	22
2.4. Nükleer Reaksiyonlardaki Dengeöncesi Modellerin Ortak Özellikleri.....	23
3. İNCELEME VE BULGULAR.....	25

Sayfa

3.1. CEM03.01 bilgisayar programı.....	25
3.1.1 CEM03.01 fiziği üzerine kısa bir inceleme.....	25
3.1.2.CEM03.01'deki GEM2'de yapılan değişiklikler.....	41
3.1.3. Fermi ayrışma modeli.....	43
3.1.4. Toplam tepkime tesir kesitleri (normalizasyon).....	44
3.1.5. Simülasyon sonuçlarının depolanması.....	45
3.1.6. Girdi dosyası.....	49
3.1.7.Çıktı dosyası.....	61
3. 2. ALICE-ASH kodunun sistematığı.....	64
3.2.1. Dengeöncesi parçacık yayılması.....	65
3. 2.2. Girdi Veri Dosyası.....	69
3. 2.3. Çıktı Veri Dosyaları.....	78
4. HESAPLAMALAR.....	81
4.1. İzotopların Reaksiyon Tesir Kesiti Hesaplamaları.....	81
5. SONUÇ VE TARTIŞMA.....	121
KAYNAKLAR.....	124
ÖZGEÇMİŞ.....	135

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 2.1. Mevcut denge öncesi modellerin temel özellikleri.....	24
Çizelge 3.1. GEM2 tarafında dikkate alınan buharlaşan parçacıklar	37
Çizelge.4.1.ALICE/ASH programında kullanılan parametreler.....	84

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 2.1. Elastik Saçılma.....	6
Şekil 2.2. Elastik Saçılma.....	7
Şekil 2.3. Soğurulma reaksiyonu.....	8
Şekil 2.4. Fisyon.....	9
Şekil 2.5. Parçalanma.....	18
Şekil 2.6. İnce bir levha üzerine gelen lo şiddetindeki parçacık demeti.....	12
Şekil 2.7. Nötronların madde ile etkileşme reaksiyon türleri.....	13
Şekil 2.8. Bileşik çekirdeğin oluşumu.....	15
Şekil 2.9. Nükleer reaksiyonlarda direk, denge öncesi ve bileşik çekirdeklerin oluşum süreçleri ve farkları.....	16
Şekil 2.10. İntranükleer cascade ve buharlaşma modelinde, uyarılmış parçacıkların izlediği yolların şematik gösterimi, ...	10
Şekil 2.11. Griffin modelinde, bir reaksiyonun ilk evrelerinin şematik Gösterimi.....	20
Şekil 3.1. CEM03.01 'ın Girdi veri dosyası.....	52
Şekil 3.2. ALİCE/ASH'ın girdi veri dosyası.....	68
Şekil 4.1. ^{181}Ta çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE/ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan (n, n') tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.....	80
Şekil 4.2. ^{181}Ta çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE/ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan $(n, 2n)$ tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması	81
Şekil 4.3. ^{181}Ta çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE/ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan (n, p) tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.....	82

Şekil	Sayfa
Şekil 4.4. ^{181}Ta çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE/ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan (n, α) tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.....	83
Şekil 4.5. ^{204}Pb çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE/ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan $(n, 2n)$ tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.....	84
Şekil 4.6. ^{206}Pb çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE/ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan (n, n') tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.....	85
Şekil 4.7. ^{206}Pb çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE/ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan $(n, 2n)$ tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.....	86
Şekil 4.8. ^{206}Pb çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE/ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan (n, p) tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.....	87
Şekil 4.9. ^{206}Pb çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE/ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan (n, α) tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.....	88
Şekil 4.10. ^{207}Pb çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE/ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan $(n, 2n)$ tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.....	89
Şekil 4.11. ^{207}Pb çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE/ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan (n, p) tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.....	90
Şekil 4.12. ^{208}Pb çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE/ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan (n, n') tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.....	91
Şekil 4.13. ^{208}Pb çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE/ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan $(n, 2n)$ tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.....	92
Şekil 4.14. ^{208}Pb çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE/ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan (n, p) tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.....	93

Şekil	Sayfa
Şekil 4.15. ^{208}Pb çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE/ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan (n, α) tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.....	94
Şekil 4.16. ^{209}Bi çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE/ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan (n, n') tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.....	95
Şekil 4.17. ^{209}Bi çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE/ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan $(n, 2n)$ tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.....	96
Şekil 4.18. ^{209}Bi çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE/ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan (n, p) tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.....	97
Şekil 4.19. ^{209}Bi çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE/ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan (n, α) tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.....	98
Şekil 4.20. ^{232}Th çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE/ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan (n, n') tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.....	99
Şekil 4.21. ^{232}Th çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE/ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan $(n, 2n)$ tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.....	100
Şekil 4.22. ^{235}U çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan (n, n') tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.....	101
Şekil 4.23. ^{235}U çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan (n, p) tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.....	102
Şekil 4.24. ^{238}U çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan (n, n') tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.....	103
Şekil 4.25. ^{238}U çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan (n, p) tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.....	104

Şekil	Sayfa
Şekil 4.26. ^{238}U çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan (n, α) tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.....	105
Şekil 4.27. ^{239}Pu çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan (n, n') tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması.....	106

SİMGELER VE KISALTMALAR

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

Simgeler

$$d\sigma/d\varepsilon$$

$$d\sigma/d\Omega$$

$$d^2\sigma/(d\varepsilon.d\Omega)$$

$$E_F$$

$$n_0$$

$$\sigma_R$$

Açıklama

Enerji diferansiyel tesir kesiti

Açısal diferansiyel tesir kesiti

Enerji ve açısal çift diferansiyel tesir

Fermi enerjisi

Başlangıç exciton sayısı

Reaksiyon tesir kesiti

Kısaltmalar

AP

CERN

ENDF

GDH

h

IAEA

ICM

INC

n

NNDC

P

Açıklama

Mermi kütle numarası

Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi
(European Organization for Nuclear
Research)

Değerlendirilmiş Nükleer Data
Dosyaları

Geometrik bağımlı hibrid model

Deşik sayısı

International Atomic Energy Agency

İntranükleer çığ model

İntranuclear çığ

Nötron

National Nuclear Data Center

Proton

1.GİRİŞ

İlk nükleer reaksiyonlar, 1919 yılında Rutherford tarafından ^{214}Po kaynağından yayınlanan 7,5 MeV enerjili alfa parçacıklarının yaptığı saçılma deneyleriydi. Bu deneyde oksijenin kararlı olmayan $A=17$ kütle numaralı izotopu, Rutherford tarafından bulundu. Kararlı olan bir çekirdeğin, yeterli enerjiye sahip parçacıklarla bombardıman edildiğinde, kararsız bir çekirdeğe dönüşebileceğini göstermesi açısından önemliydi.

Nükleer reaksiyonları oluşturabilen ilk parçacık hızlandırıcısı Cockroft ve Walton tarafından 1930 yılında yapıldı. İngiliz fizikçi Chadwick'in, 1932 yılında nötronu keşfetmesiyle birlikte, nötronların çekirdeklerle meydana getirdiği reaksiyon mekanizmaları üzerine araştırmalar başlamış ve bu araştırmalar hızlanarak günümüze kadar gelmiştir [1-3]. Nötronun madde ile etkileşmesi için ya çekirdeğe girmesi ya da çekirdek kuvvetlerinin etkisi altında kalması gerekir. Bir nötronun çekirdek kuvvetlerinin etkisi altında kalması için çekirdeğe yeterince yaklaşması gerekir [4]. Bir reaksiyonun oluşma olasılığına "tesir kesiti" denir. Tesir kesitlerinin bilinmesi reaktör teknolojisinde oldukça önemlidir. Ayrıca reaktörlerde üretilen geçici çekirdekler genellikle kısa, yarı ömürlüdür, bu yüzden bu çekirdeklerin tesir kesitlerini teorik olarak hesaplayabilmemiz gerekir.

Nükleer reaksiyon çalışmalarından elde edilen deneysel sonuçlar çekirdeğin bütün özelliklerini ortaya koymamaktadır. Deneylerden elde edilen sonuçlar yeterli bilgiler içermemektedir. Temel fizik yasalarının bakış açısıyla atomik çekirdek problemleri sonuçlanmış değildir.

Nükleer fizik teorisinin formülasyonunda iki temel zorluk vardır; birincisi, nükleer kuvvetler çok karmaşıktır ve yeteri kadar bilinmemektedir, ayrıca sonlu sayıda parçacıktan oluşmuş bir sistem için teori oluşturmak, özellikle bu parçacıkların etkileşmeleri küçük bir parametreyle belirlenmiyorsa çok zordur. Böylece nükleer teorisinin gelişimi basit modellerin araştırılması

izgisini takip eder. Yani nükleer problem, model formülasyonuna dönüştürülür. Her model tüm problemin bir temel özelliğini vurgular.

Bir reaksiyonda tesir kesitinin belirlenmesi birçok bakımdan önemlidir;

- 1) Temel nükleon-çekirdek etkileşmelerinin anlaşılmasında.
- 2) Nükleer yapının anlaşılmasında.
- 3) Nükleer teorilerin geliştirilmesinde.
- 4) Bağlanma enerjisi sistematiiğinin anlaşılmasında.
- 5) Fisyon ve Füzyon reaktörlerinin tasarımında.

Elde edilen nükleer reaksiyon verileri günümüzde nötron ve gama üretimini belirlemek için kullanılan birçok uygulamada gereklidir. Nükleer veri özellikle parçacık hızlandırıcılarının zırhlanmasında, uzay araştırmalarında kullanılan aletlerin maruz kaldığı radyasyonun kestirilmesinde tıbbi radyoizotop üretiminde, radyasyon tedavisinde füzyon ve fisyon reaktörlerinin zırhlama tasarımı ve radyasyonun reaktör malzemesi üzerindeki etkilerinin incelenmesi gibi konularda çok önemlidir. Ayrıca gezegenlerin ve nötron yıldızlarının araştırılması için yapılan astronomi ve uzay bilimleri çalışmaları günümüzde artık nükleer reaksiyon verileri ve nükleer teorilerle paralel yürütülmek zorundadır. Nükleer reaksiyonların daha detaylı olarak enerji bağımlılığı bilinmediğinden çok sayıdaki enerjiler için tesir kesitlerinin ve spektral yayınlanma şeklinin incelenmesi önemlidir. Tıbbi radyoizotop üretimi için yüklü parçacık tesir kesiti referans veritabanı oluşturulması, demet takip reaksiyonları ve radyonüklid (pozitron ve gama yayıcılar) retim reaksiyonları için hem deneysel, hem modellenmiş tesir kesitlerinin değerlendirilmesini gerektirir. Deneysel lmler uygun olmadığı veya deneysel zorluklar nedeniyle tesir kesiti llememesinden dolayı tesir kesitlerini tahmin etmekte modelleme önemli bir rol oynamaktadır.

Nükleer reaksiyon tesir kesitleri başlıca 3 şekilde elde edilebilir:

- 1) Deneylerle ölçerek
- 2) Teorik model hesaplamaları
- 3) Değerlendirilmiş veri dosyaları

Bugün dünya üzerinde çeşitli laboratuvarlarda ölçülen tesir kesti verilerinin toplanarak değerlendirildiği ve veri tabanlarının oluşturulduğu kütüphaneler mevcuttur. Bu kütüphanelere; Çin Nükleer Veri Değerlendirme Kütüphanesi (CENDL-2), Japon Nükleer Veri Değerlendirme Kütüphanesi: (JENDL-3), Avrupa Ortak Veri Dosyası (JEFF-2), Birleşik Devletler Nükleer Veri Değerlendirme Kütüphanesi (ENDF/B-V1) ve Rusya Kütüphanesi (BROND-2) örnek olarak verilebilir. Ayrıca Milletlerarası Atom Enerjisi Ajansı (IAEA) da nötron tesir kesiti ölçüm ve değerlendirmelerini rapor olarak yayınlamaktadır.

Söz konusu veri tabanları, belirli nötron enerjilerinde ölçülen tesir kesiti değerlerinin özel matematiksel fonksiyonlara uydurulması ve her enerjiden nötronlar için ilgili reaksiyon tesir kesitlerinin hesaplanması ile oluşturulur. Bu yüzden ne kadar çok enerji için tesir kesiti ölçümü yapılırsa sonuçların uygunluğunun karşılaştırılması da o kadar sağlıklı olur [6–12].

Bu çalışmada Ta, Pb, Bi, Pa, Th, U ve Pu elementler için 1–20 MeV gelme enerjilerinde (n, n') , $(n, 2n)$, (n, p) , (n, α) reaksiyon tesir kesitleri hesaplanmıştır. Hesaplamalarda Hibrit Model, geometri bağımlı hibrit model ve çığ eksiton modeli kullanıldı. Deneysel tesir kesitleri literatürden ve Uluslararası Atom Enerjisi Kurumu'nun ENDF/B-VI, JENDL-3, JEFF-2 kütüphanelerinden elde edildi. Deneysel veriler ve teorik hesaplamalar karşılaştırıldı.

Tezin ikinci bölümünde nükleer reaksiyonlar ve nükleer reaksiyon modelleri anlatıldı. Üçüncü bölümünde kullanılan bilgisayar programları anlatıldı. Tezin

dördüncü bölümü yapılan hesaplamaları içermektedir. Bu bölümde; çekirdek reaksiyonlarına ait modeller, hesaplanan nicelikler ve reaksiyon mekanizmaları çizelge olarak verildi. Yapılan hesaplamalar beşinci kısımda tartışıldı.

2. NÜKLEER REAKSİYONLAR

2.1. Nükleer Reaksiyonlar ve Nötron Parçacığı

Nükleer reaksiyonlar kimyasal reaksiyonlara benzer şekilde formüle edilebilir ve kimyasal reaksiyonlarda olduğu gibi



Formülü ile gösterilebilir. Bazen bu reaksiyon daha kısa olarak şöyle



yazılabilir. Nükleer reaksiyonlarda parçacığın birisi mermi parçacık diğeri ise hedeftir ve Y ile y reaksiyon ürünleridir. Burada X hedef, x ise mermi parçacıktır, örnek olması bakımından



Reaksiyonu



şeklinde yazılır.

Nötron çekirdeğin yüksüz elamanı olarak nükleer enerji çalışmalarında temel bir rol oynar. Nötronların madde içindeki davranışı yüklü parçacık veya gamma ışınlarından çok farklıdır. Coulomb engelinden etkilenmeden, çok düşük enerjili (eV ya da düşük mertebede) nötronlar çekirdeğe girebilirler ve nükleer reaksiyonları başlatabilirler. Reaksiyonları birçok biçimde sınıflandırabiliriz, Nükleer reaksiyonlar genel olarak iki grupta incelenebilir:

1. Saçılma reaksiyonları

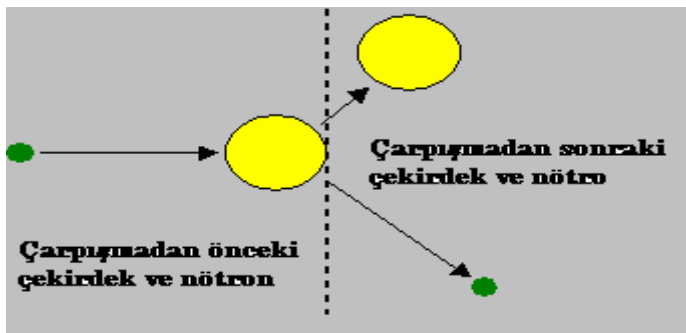
- a- Elastik saçılma
- b- İnelastik saçılma

2. Soğurulma reaksiyonları

- a- Radyoaktif yakalama
- b- Parçacık yayınlanması ile bozunma
- c- Fisyon
- d- Parçalanma

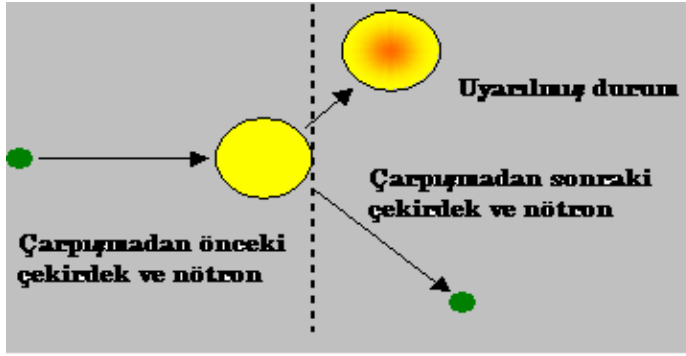
Nötron çekirdek etkileşmesinde reaksiyon aynı tip parçacığın dışarı atılması ile meydana gelirse bu sürece saçılma denir. Yani nötronları hareket ettikleri ortamın atomları ile soğurulmadan çarpışarak enerjilerini kaybederler.

Elastik saçılmada, nötron atom çekirdeğine çarpar ve kinetik enerjisinin bir kısmını atom çekirdeğine verdikten sonra kendi geliş doğrultusundan farklı bir doğrultuya saparak çekirdekten uzaklaşır. Burada çekirdeğin kuantum durumu değişmez. Nötronların atom çekirdekleri ile elastik saçılmaya uğramaları olayında kinetik enerji ve lineer momentumlarının korunması söz konusudur. Çekirdeğin kütlesi ne kadar küçükse çekirdek tarafından alınacak kinetik enerji o kadar büyük olur. Elastik saçılma, çarpan nötronun kinetik enerjisinin her değeri için meydana gelir. Elastik saçılmada çekirdek ile nötron etkileşiminden sonra ayrılan nötron genellikle aynıdır. Etkileşim (n,n) sembolü ile de gösterilebilir.



Şekil 2.1. Elastik Saçılma

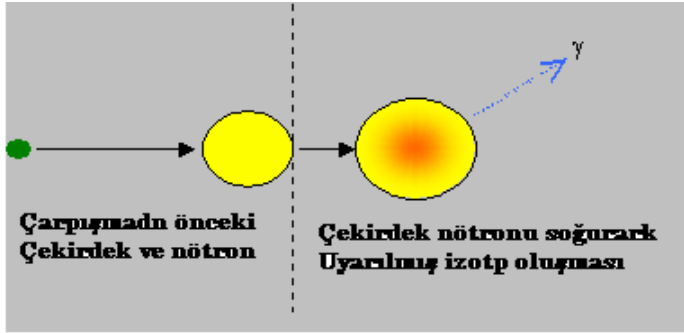
Elastik olmayan (İnlastik) saçılmada, nötron önce çarptığı çekirdeğin içine girer ve böylece çekirdeğin fiziksel yapısını değiştirmiş olur. Nötronun çarpıştığı çekirdek bulunduğu taban enerji seviyesinden daha yüksek bir nükleer enerji seviyesine uyarılır ve tekrar taban enerji seviyesine geri dönmek için gama ışını yayınlar. Esnek olmayan saçılmanın meydana gelebilmesi için nötronların enerjilerinin belli bir eşik değerin üzerinde olması gerekir.



Şekil 2. 2. İnlastik Saçılma

Nötronların çekirdeklerle meydana getirdiği ikinci etkileşim şekli soğurulma reaksiyonlarıdır. Genel olarak bu reaksiyonlarda nötronlar kaybolmaktadırlar. Radyoaktif yakalama (n, γ) çekirdek bir nötronu soğurarak uyarılmış enerji seviyesine yükselir: daha sonra oluşan yeni izotop bir gama yayınlanması ile temel enerji durumuna döner. Bu işlemler bütün nötron enerjilerinde meydana gelebilir. Ancak düşük enerjilerde ve özellikle bileşik çekirdekler bölgesine düşen enerjilerde olma ihtimali çok fazladır.

Parçacık yayınlanması ile bozunma, bir nötron yakalanması ve daha sonra çekirdek içerisinde yüklü parçacığın çıkarılması ile bileşik çekirdek bozunması meydana gelir. Yüklü parçacıklar çekirdekten yayınlanmadan önce Coulomb potansiyel engeli aşmaları gerektiği için bu tip reaksiyonlar en çok hafif çekirdekler ile hızlı nötronlar için mümkündür.



Şekil 2.3. Soğurulma reaksiyonu

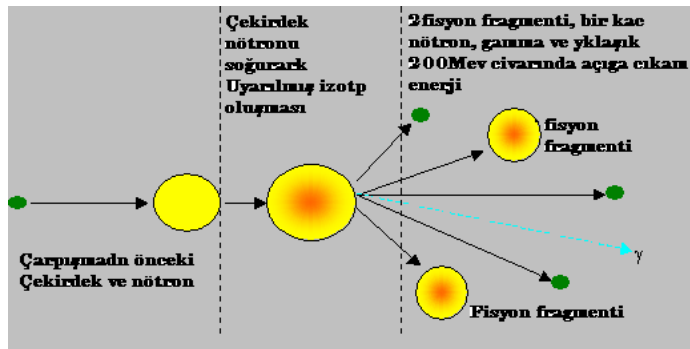
Genel olarak kararsız bir yapıya sahip ağır çekirdeklerin parçalanarak kararlı bir yapıya sahip iki farklı çekirdeğe bölünmesi işlemine nükleer fisyon denir.

Nükleer fisyon, Uranyum (^{233}U , ^{235}U , ^{238}U) ve toryum (^{232}Th) gibi belirli çekirdeklerde ($Z > 90$) nötron yakalandığında, soğurmayı takiben ($< 10^{-16}$ s), bileşik çekirdek iki büyük parçaya bölünür ve bu bölünmeyle birlikte iki veya üç nötron yayınlanır. Ayrıca büyük miktarda enerji (~ 200 MeV) açığa çıkar.

Fisyonda açığa çıkan nötronlar, nükleer reaktörlerde zincirleme reaksiyonların devam ettirilmesinde veya kontrolsüz olarak atom bombadaki büyük bir gücün ortaya çıkarılmasında kullanılabildiği gibi, nötron aktivasyonu için nötron kaynağı olarak da görev yapabilirler. Parçalanma (yoğun nötron çıkışı), fisyonla kıyasla daha fazla nötron üretmek için uygulanan bir reaksiyondur. Parçalanma reaksiyonları iki aşamalı bir süreç olarak ifade edilebilirler. Birinci aşamada birkaç nötron ve protonun anlık olarak çıkması söz konusudur. Böylece çekirdek uyarılmış halde bırakılır. 2. aşamada, 1. aşamadaki çarpışmada üretilen atık çekirdek, düşük enerjili proton ve nötronların buharlaşmasıyla veya fisyonla uğramasıyla tekrar uyarılır ve taban duruma döner. Buharlaştan parçacıkların enerjisi, çarpışmalarda atık çekirdekler tarafından ulaşılan sıcaklıkla belirlenir. Bu her iki safha, yaklaşık 10⁻¹⁶ s içinde tamamlanır. Ağır hedef çekirdeklerde nötron fazlalığı

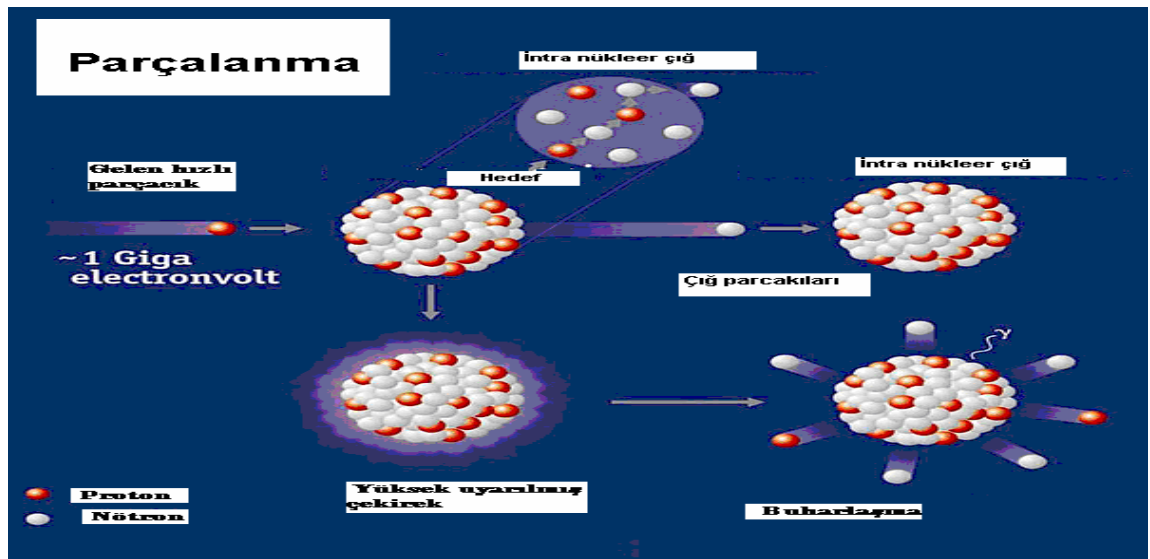
olduğundan, daha fazla nötron verimi elde edilmektedir. Burada çekirdek, düşük kütle sayılı 20 veya 30 çekirdeğe ayrılır [11–14].

Reaksiyonlar, sürecin yönetildiği mekanizmaya göre de sınıflandırılabilir. birincisi direk reaksiyonlar denilen çok hızlı reaksiyonlardır; Bu süre ortalama 10^{-22} saniyedir. Gelen parçacık önce çekirdek yüzeyindeki nükleonlar ile etkileşir, gelen parçacığın enerjisi arttıkça parçacığın dalga boyu, çekirdek içi nükleonla etkileşecek kdar düşer. Bu durumda gelen bombardıman parçacığı öncelikli olarak çekirdeğin yüzeyindeki nükleonlarla etkileşir.



Şekil 2. 4. Fisyon

Bu reaksiyon, direk reaksiyonları oluşturur. Bu reaksiyonla, bir kabuk durumuna bir nükleon eklenip, koparıldığı için çekirdeğin kabuk yapısının incelenmesine katkıda bulunulur. Diğer tür reaksiyonlar ise, gelen ve hedef çekirdeklerin, giden nükleon yayınlanmadan önce enerjinin tam olarak paylaşılması için, kısa süre birleştiği bileşik çekirdek mekanizmasıdır. Bu bileşik çekirdeği oluşturmak için geçen zaman 10^{-16} ile 10^{-18} sn arasında değişmektedir [15].



Şekil 2. 5. Parçalanma

2.2.Nükleer Reaksiyon Tesir Kesiti

Nükleer reaktörlerde en önemli parametrelerden biri nötron – çekirdek etkileşmelerinin miktarının tespit edilmesidir. Nötron – çekirdek etkileşmelerinde nasıl bir reaksiyon meydana gelebileceği bir olasılık hesabı gerektirir. Bu olasılık çekirdek ve nötron özellikleri ile onların enerjilerine bağlıdır. Nötron – çekirdek reaksiyon olasılığı nükleer tesir kesiti adı verilen bir büyüklükle ayırt edilir. Genellikle uyarılma fonksiyonu olarak da adlandırılmaktadır. Bu miktar ilk önce bir nötron demetindeki bütün nötronların aynı hız ve aynı yönde, hedef maddenin yüzeyine normal doğrultuda geldiğini kabul edelim. Eğer hedef madde yeteri kadar ince ise (mesela, bir atom kalınlığında), o zaman hedefteki hiç bir çekirdek diğer çekirdekler vasıtasıyla gelen nötron demetini perdelemeyecektir (şekil 2.6).

Bu durumda nötron – çekirdek reaksiyon hızı, gelen nötron demet akısı (I) ve birim alan başına hedef atomların sayısı N_A ile orantılıdır. Orantı sabitini σ ile gösterirsek, hedefte birim alan başına oluşan reaksiyon hızı R

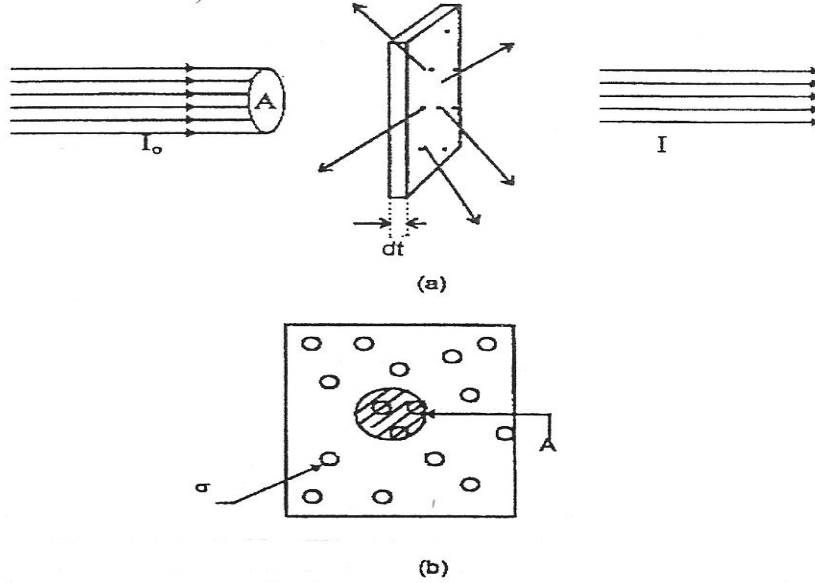
$$R = \sigma I N_A \quad (2.5)$$

şeklinde yazılabilir. σ çekirdek başına alan boyutuna sahiptir. Bir çekirdeğin yarıçapı kabaca 10^{-12} cm olduğundan geometrik kesit alanı kaba olarak, 10^{-24} cm² dir ve tesir kesiti bu büyüklüğe karşılık gelen barn (b) miktarla ölçülür. Daha uygun reaksiyonlar için tesir kesiti milibarn veya mikrobarn olarak ölçülür. Fakat σ 'yi yüzey boyutuna sahip, reaksiyon olasılığı ile orantılı olan bir miktar olarak ifade edebiliriz.

E.ş 2.5 kullanarak tesir kesiti

$$\sigma = \frac{R}{I N_A} \quad (2.6)$$

İfade edilir [2].



Şekil 2.6.a) İnce bir levha üzerine gelen I_0 şiddetindeki parçacık demeti
b) İnce levhanın önünde görünüşü

Nötron – çekirdek etkileşimlerinde meydana gelebilecek her bir reaksiyon için bir tesir kesit değeri vardır. Bütün olasılıkların toplamına toplam tesir kesiti değeri denir ve σ_t ile gösterilir. Nötron – çekirdek reaksiyonları genel olarak soğurulma ve saçılma olarak iki kategoride toplanırsa, toplam tesir kesiti soğurulma tesir kesiti σ_a ve saçılma tesir kesiti σ_s toplamına eşit olacaktır.

$$\sigma_t = \sigma_a + \sigma_s \quad (1-3)$$

Nükleer reaksiyon veya saçılma meydana geldikten sonra yayınlanan parçacıklar çoğu kez anizotropik dağılım gösterirler ve aynı zamanda farklı açılarda farklı enerjilere sahip olurlar. Geliş istikametiyle θ açısı yaparak saniyede $d\Omega$ katı açısı içinde giden parçacıkların sayısının bilinmesi önemlidir.

Bunun hesabının yapılması için, açığa bağımlı başka bir tesir-kesiti tanımlanır ve birim katı açı başına düşen tesir-kesiti olarak tarif edilir. Bunu $\sigma(\theta, \phi)$ ile göstereceğiz:

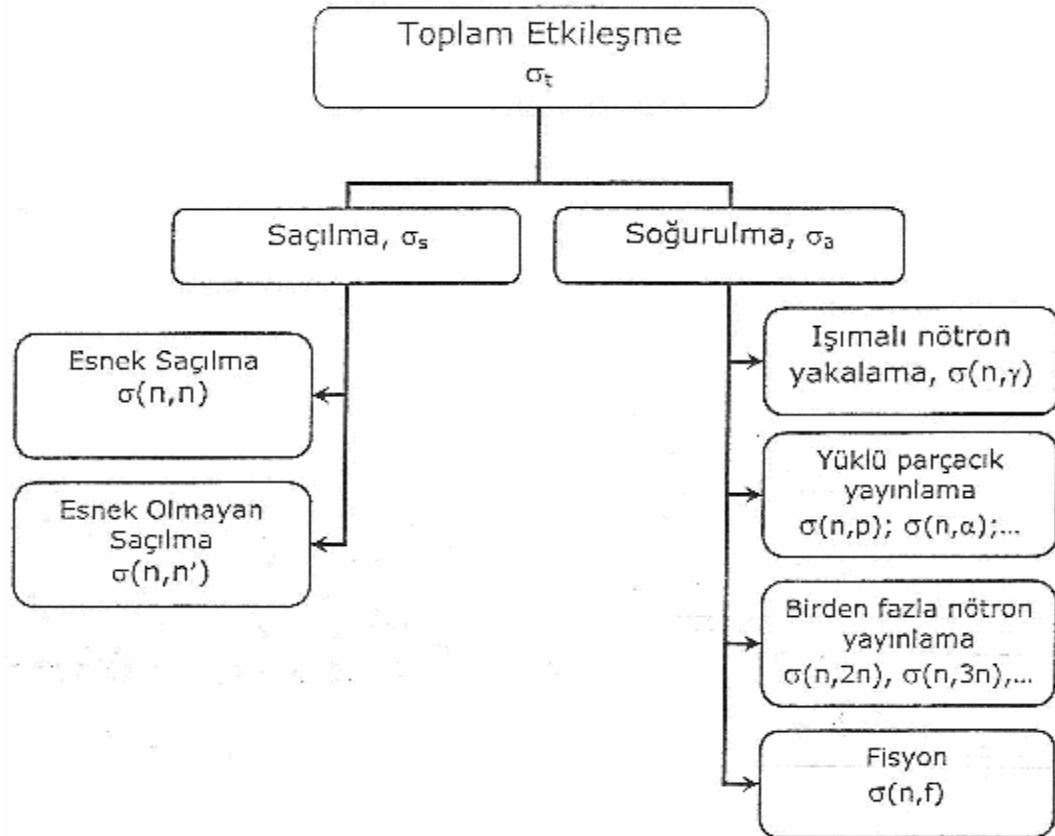
$$\sigma(\theta, \phi) = \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (1.4)$$

$d\sigma/d\Omega$ niceliğine diferansiyel tesir kesiti denir.

2.2.3. Çift diferansiyel tesir kesiti

Birçok nükleer fizik uygulamasında, b parçacığının sadece belirli açıda yayınlanma olasılığı ile değil, ürün çekirdek Y' nin belirli enerjisine karşılık, belirli enerjide yayınlanma olasılığı ile de ilgileniriz. Dolayısıyla, tesir kesiti tanımını, b parçacığını $d\Omega$ katı açısında ve dE_b enerji aralığında gözleme olasılığını verecek şekilde değiştirmeliyiz. Bu bize katlı diferansiyel tesir kesiti denilen $d^2\sigma/dE_b d\Omega$ niceliğini verir. Literatürde bu ilave enerji bağımlılığı, genellikle açıkça ifade edilmez; genellikle tesir kesitleri, özel son enerji durumuna yol açan θ' ya göre $d\sigma/d\Omega$ olarak çizilir. Bu gerçekte, böyle görünmese de, $d^2\sigma/dE_b d\Omega$, dir. Kesikli durumlar için dE_b enerji aralığında sadece tek bir düzey bulunabilir ve fark önemsiz olur. Öte yandan eğer, b parçacığının doğrultusunu (hedefin kesit alanını dedektörlerin 4π katı açısı ile kuşatarak veya b yi hiç gözlemeyerek) gözönüne almazsak, o zaman diğer $d\sigma/dE$ diferansiyel tesir kesitini ölçeriz, burada E, Y'nin uyarılmış bir enerjisini temsil edebilir. İlgilenebileceğimiz diğer bir tesir kesiti σ_t toplam tesir kesitidir. Burada belirli bir gelen parçacık için, doğrultu ve enerjilerinin, tüm mümkün farklı giden parçacıklar için σ reaksiyon tesir kesitlerini, doğrultu veya yönlerini hesaba katmaksızın toplarız. Böyle bir hesaplama gelen parçacığın hedefle herhangi bir reaksiyona girme ve böylece gelen parçacıklar demetinden kaldırılma olasılığını söyleyebilir. Bu belirli kalınlıkta

hedef içinden geçen bir demetin şiddetindeki kayıp ölçülerek doğrudan elde edilebilir.



Şekil. 2.7. Nötronların madde ile etkileşme türleri.

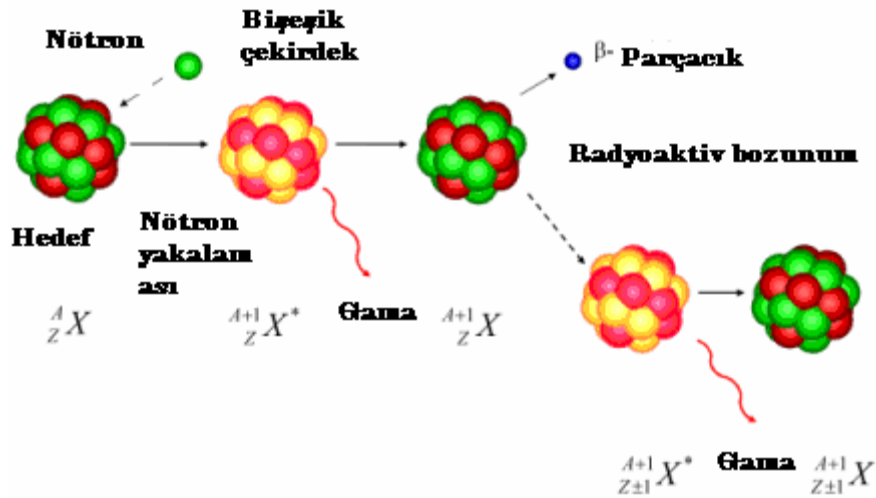
Belirli bir reaksiyonu tartıştığımızda, tesir kesiti teriminin anlamı, ne ölçtüğümüze tam olarak bağlıdır. Bir Y radyoaktif ürün çekirdek elde etmek istersek, b parçacığının yayınlanma doğrultusu ile ve γ yayınlayarak hızla Y nin taban durumuna bozundukları için Y nin uyarılmış durumları ile ilgilenmeyiz. Literatürde genellikle bu tanımlar arasında dikkatli bir ayırım yapılmaz ve çoğunlukla sadece 'tesir kesiti' denir. Hangi tesir kesitinin kastedildiği konunun akışından anlaşılır ve dolayısıyla bunlar arasında dikkatli bir ayırım yapmak gerekmez [1].

2.3. Bileşik Çekirdek reaksiyonları

Bohr 1936'da nükleer reaksiyonları daha iyi anlayabilmek için bileşik çekirdek teorisini ortaya attı, Şekil 2.8. Bu teoriye göre nükleer reaksiyonlar, iki aşamada oluşmaktadır:

- 1) Bileşik çekirdeğin oluşması
- 2) Bileşik çekirdeğin bozunmasıdır

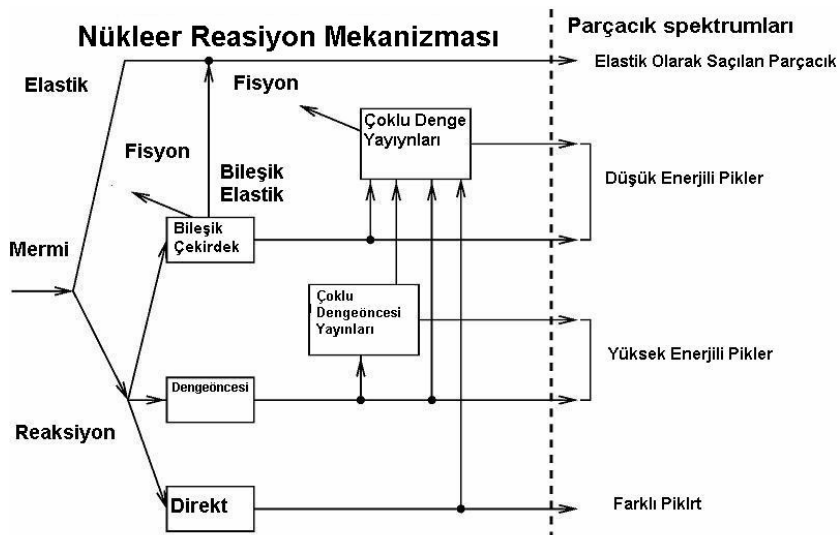
Birinci aşamada gelen parçacık, hedef çekirdek tarafından tutulur ve bileşik oluştururlar, gelen parçacık hedef çekirdeğe ait nükleonlar ile çok sayıda çarpışma yaparak enerjisini nükleonlarla paylaşır.



Şekil 2.8. Bileşik çekirdeğin oluşumu.

İkinci aşamadaysa, bileşik çekirdeğin bozunmasıdır. Gelen parçacık çarpışmalar sonucu özelliğini kaybeder, kendisi ya da bir başka nükleon veya nükleon grupları, çekirdekten kopabilecek enerjiye sahip olduğu zaman bileşik çekirdek bozunur. Bohr'un teorisine göre bileşik çekirdeğin bozunması, çekirdeğin oluşma şekline bağlı olmayıp sadece enerjisine, açısal momentum ve paritesine bağlıdır[4,14–28]. Bileşik çekirdek reaksiyonlarında, gelen parçacığın hedef çekirdek tarafından

soğurulmasından sonra, hedef çekirdeğin nükleonlarıyla ardışık olarak etkileşim yapma ihtimali vardır. Bombardıman parçacığının soğurulması ve çıkan parçacığın yayınlanmasından önceki bu süreç, bir ara durumu oluşturur ve bu duruma Bileşik Çekirdek denir. Ardışık olarak yaptığı bu etkileşimlerden sonra parçacığın gelme enerjisi, gelen parçacık ve hedef çekirdekten oluşan bileşik sistemin nükleonları arasında paylaşılır, tek bir nükleon çekirdeği terk etmeye yetecek kadar enerjiye sahip olabilir; bu olay biraz, sıcak bir sıvıdan bir molekülün buharlamasına benzer. Bileşik çekirdeğe ne kadar fazla enerji verilirse, o kadar parçacık buharlaşır.



Şekil 2.9. Nükleer reaksiyonlarda direk, denge öncesi ve bileşik çekirdeklerin oluşum Süreçleri ve farkları.

Bileşik çekirdek modelinin temel varsayımı, bileşik çekirdeğin belirli bir son ürünler kümesine bozunma olasılığının, bileşik çekirdeğin oluşma sürecinden bağımsız olduğu, sadece sisteme verilen toplam enerjiye bağlı olduğu şeklindedir[29]. Reaksiyonun her bir aşamasında, sıfırdan farklı parçacık yayınlanması olasılığı mümkündür. Bu erken bir aşamada gerçekleşirse, denge öncesi yayılmadan bahsedebiliriz. Eğer yayınlanma erken bir aşamada gerçekleşmezse, sistem sonunda denge veya buharlaşma aşamasına ulaşır[30]. Nükleer reaksiyonlarda direk, denge öncesi ve bileşik çekirdeklerin

oluşum süreçleri ve farkları şekil 2.9 da verilmiştir.

Genellikle kullanılan denge öncesi modeller, "eksiton" modeli ve hibrit modelidir [29,31]. Nükleer durum bileşik çekirdeğin uyarılma enerjisi ve Fermi yüzeyinin üstündeki parçacıkların ve altındaki hollerin toplam miktarı olan eksiton numarası ile tanımlanmıştır. Aynı eksiton numaralı farklı parçacık-hol konfigürasyonları arasındaki uyarılma enerjisinin paylaşılma olasılığının eşit olduğu varsayılmıştır.

Denge öncesi modeller 200 MeV'ın altındaki nükleer tesir kesitlerinin modellenmesinde yaygın olarak kullanılmaktadır. Bu modeller çıkan parçacık spektrumunun yüksek enerji bölgesindeki (kesikli durumlar ile buharlaşma tepe noktası arasındaki bölge) durumunu yeterince açıklamayı sağlamıştır [32–33].

Denge aşaması Weisskopf-Ewing tarafından (açısal momentum ve pariteyi ihmal eder) veya daha ayrıntılı bir şekilde bileşik ve artık çekirdekler ve saçılanlar arasındaki spinlerin ve paritelerin vektör çiftlenimini ele alan Hauser-Feshbach tarafından tanımlanmıştır[23, 26]. Buharlaşmada temel parametreler, bağlanma enerjisi, ters tesir kesiti, çiftlenim ve düzey-yoğunluk parametreleridir. Denge öncesi reaksiyonları inceleyen başlıca modeller şunlardır:

- 1) İntranükleer Çığ(Cascade) ve Buharlaşma Modeli.
- 2) Griffin (Exciton) Modeli.
- 3) Çığ Eksiton Model.
- 4) Hibrit model.
- 5) Geometri bağımlı hibrit model.

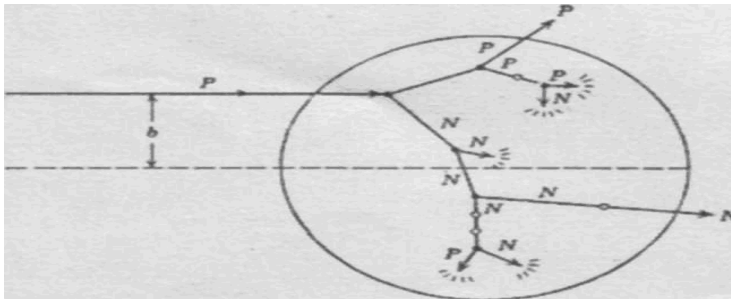
Modellerin hepsinde istatistiksel yöntemler kullanılır ve hesaplamalarda çekirdeğin yapısı hesaba katılmaz.

2.3.1. İntranükleer çığ ve buharlaşma modeli

Çığ Modeli şematik olarak Şekil 2.10' de gösterilmiştir. Şekilde gösterildiği gibi mermi parçacık, örneğin bir proton, b çarpma parametresi ile çekirdeğin içerisine girer. Mermi parçacık çekirdek içerisinde belli bir mesafe yol alır, hedef parçacıklardan birine çarpar ve onu dışarı çıkarır. Saçılan nükleonlar diğer nükleonlara çarparak ve dağılarak çekirdekte hareket ederler.

Uyarılmış bir parçacığın izlediği yol, nükleer yüzeyi geçinceye veya enerjisi belirlenen düzeyin altına düşene kadar takip edilir. Tüm parçacıklar takip edildiğinde; çekirdekteki geriye kalan toplam enerji, bu çekirdeğin karakteri ve yayınlanan tüm parçacıkların enerji ve açılarına ait bilgiler belirlenir. Yeni bir çarpma parametresi seçilir ve yeni bir çığ hesaplanır. Bu süreç istatistikî olaylar hesaplanana kadar tekrarlanır.

Bu modelin temel özellikleri Çizelge 2.1'in ilk satırında gösterilmiştir. Bu, gerçekçi bir modeldir. Nükleer denge ve parçacık yayınlanmasını hesaplarken, parçacığın durumu, enerjisi ve uyarılmış parçacıkların momentumu dikkate alınır. Bu yüzden bu model, en detaylı olanıdır. Bu modelin, saçılan parçacıkların toplam enerji spektrumlarını hesaplamasının yanında açısal dağılımlarını da hesaplamak gibi birtakım avantajları vardır.



Şekil 2.10. İntranükleer çığ ve buharlaşma modelinde, uyarılmış parçacıkların izlediği yolların şematik gösterimi. İçi boş daireler, Pauli dışarlama rensibince yasaklanmış çarpışmaları temsil etmektedir. Ucu ışıltılı kısa klar, Fermi enerji seviyesinin altındaki bir enerjiye sahip olan parçacıkları göstermektedir [31, 33–41]

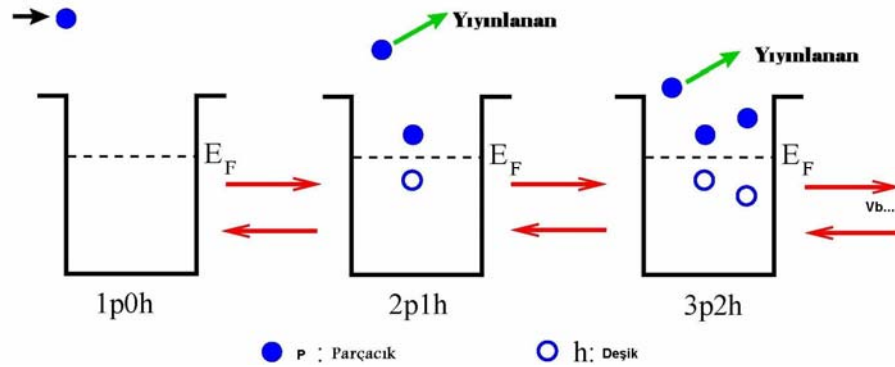
2.3.2. Griffin (Eksiton) Modeli

Griffin model, nükleer potansiyeli, eşit aralıklı tek parçacık durumları olarak kabul eder. Mermi, hedef çekirdeğe girdikten sonra $1p - 0h$ (1 parçacık - 0 deşik) durumu oluşturur. Daha sonra hedef nükleonlardan biriyle etkileşerek $2p - 1h$ (2 parçacık - 1 deşik) durumunu meydana getirir. Bunu takip eden etkileşimler daha fazla parçacık - deşik çiftini oluşturur. Sonuç olarak yeteri kadar parçacık - deşik oluşunca, geriye doğru çift - yokolma süreci başlar ve bu olay, tekrar kararlı duruma gelinceye kadar devam eder. Eksiton model, gelen parçacık ile hedef çekirdek arasındaki ilk etkileşmeden sonra uyarılmış sistemin giderek artan karmaşıklıkta bir dizi basamaktan geçtikten sonra dengeye ulaşılabilirdiğini varsayar, bu basamakların her birinden de yayınlanma mümkün olabilir. Farklı karmaşıklıkta uyarılmış parçacık ve deşik sayılarına göre sınıflandırılır. Sistemin durumu, parçacık ve deşik derecelerine göre sınıflandırılır. Denge süreci, çeşitli tek parçacık durumlarından ziyade, farklı nükleer durum gruplarının yerleşme ihtimallerinin hesaplanması ile takip edilir. Nükleer durumların her biri için parçacık yayınlanması yapabilen bağılı olmayan durumlar oluşacaktır. Bu durum Şekil 2.11' de görülmektedir. Bu modele göre, her bir duruma ait parçacık yayınlanma hızı hesaplanabilir ve bu bilgiler, denge öncesi yayınlanma spektrumunu elde etmek için bulunma ihtimalleri ile birleştirilebilir.

Açıklandığı gibi bu model, denge süreci izlenirken ve parçacık yayınlanması hesaplanırken, sadece uyarılmış parçacık sayısı ve deşikleri dikkate alır.

Ayrıca, Fermi-gaz-denge modelinde olduğu gibi, denge sürecinin takibi için birtakım denklemler kullanır, fakat bu denklemler daha basittir ve çözümü daha kolay ve hızlıdır. Çekirdek hakkındaki detaylı bilgilerden vazgeçildiğinde model, çok farklı reaksiyon çeşitlerini ele almaya uygun olur. Özellikle, mermi olarak kompleks parçacıkları (d, t, α) içeren reaksiyon hesaplarının yapılabilmesi gibi bir avantajı vardır.

Karmaşıklığın farklı basamakları uyarılmış parçacık ve deşiklerin sayısına göre sınıflandırılır ve eksiton model hesaplamaları, ana denklemin bir dizi çözümünü içerir. Denge öncesi işlemler, 10 MeV in üzerindeki hafif parçacıklar ile oluşturulan nükleer reaksiyonlarda önemli bir yer tutar [30,33, 44].



Şekil 2.11. Griffin modelinde, bir reaksiyonun ilk evrelerinin şematik gösterimi.

2.3.3. Çığ eksiton model

Orta enerji bölgesindeki nükleon-çekirdek reaksiyonları, denge öncesi parçacık yayınlanmasının incelenmesine elveriş sağlamaktadır. Uyarılmış bir nükleer sistem içerisinde istatistiksel dengeye ulaşana kadarki parçacık yayınlanma mekanizması, bir bileşik çekirdeğin bozunumları ve direk etkileşmelere göre incelenir. Nükleer reaksiyonların denge öncesi kavramının (anlayışının) gelişimi, nükleer yapının anlaşılmasına ve parçacık yayınlanma mekanizmasının açıklanmasına olanak verir. Eksiton modellerin büyük kısmı sadece, nükleonlar başta olmak üzere ikincil açılı-integrallli enerji spektrumun şeklini tanımlamayı amaçlar. Yüksek enerjilerde nükleer reaksiyonların bir çok özellikleri, nükleer seviyelerde ardarda geçiş işlemi (çığ) dikkate alınarak gayet iyi bir şekilde incelenebilir. Çığ Eksiton Model(CEM), reaksiyonların üç aşamada meydana geldiğini kabul eder, İlk aşama nükleer seviyelerdeki geçiştir, İkinci aşama denge öncesine, üçüncü aşama ise denge (veya bileşik

çekirdek) durumuna karşılık gelir. Genel olarak bu üç bileşen deneysel olarak ölçülen değerlere katkıda bulunur.

Sonuçta CEM hesaplanmış karakteristikler için mutlak değerleri tahmin eder ve başka ek veriye veya sonuçlarının özel normalizasyonuna ihtiyaç duymaz. Dengede olmayan süreçleri tanımlayan hem eksiton hem de χ modelleri genel tahminlere sahiptir. Ana tahminler zayıf birleşme sınırları ve sadece iki parçacık etkileşmesinin hesabıdır. Ancak bazı noktalarda bu modeller birbirlerini tamamlarlar. χ modeli hızlı parçacıkların kinematik karakteristikleri hakkında bütün bilgileri içinde bulunduran reaksiyon geometrisini hesaba katar fakat χ parçacıkları arasındaki etkileşmeleri ihmal eder. Diğer taraftan; eksiton modeli uyarılmış bir çekirdeği atık hh, ph ve pp (yani “parçacık-hol” serbestlik derecesi dahil edilmiştir) etkileşmeleri hesaba katan quasi-parçacık gazı gibi düşünür. χ modelin şartları parçacığın kinetik enerjisi nükleonun bağlanma enerjisini aştığı yüksek enerjilerde daha iyi yerine getirilir. Geniş bir enerji bölgesinde yayılan parçacıkların nükleer reaksiyon özelliklerinin tanımını geliştirmek için bu iki modeli birleştirmek önemlidir [45-49].

2.3.3. Hibrit model

Hibrit modeli, Fermi-gaz-denge modeli ile Griffin (Eksiton) modellerinin temel özelliklerinin birleşiminden meydana gelmektedir. Hibrit model; Griffin modelinde olduğu gibi tek parçacık durumlarını eşit aralıklı bir yerleşim olarak kabul eder. Çekirdek durumlarını, uyarılmış parçacık ve deşikleri içerecek şekilde sınıflandırır. Daha önce söylendiği gibi gelen nükleon, hedef çekirdekle $1p - 0h$ durumu oluşturur. Sonra $2p - 1h$ durumu oluşturmak için hedef nükleonla etkileşme yapar. Böylece iki-cisim etkileşmeleri, daha fazla parçacık-deşik çifti oluşumuna sebebiyet verirler. Bu model her bir nükleer durum için uyarılmış parçacıkların uyarılma enerjilerinin dağılımını hesaplar. İlk olarak $2p - 1h$ konfigürasyonu ile başlanırken, sıra ile bütün durumlar düşünülür. Parçacık yayınlanmasını tüm süreçler denge öncesi spektrumuna

katkıda bulunur. Bu süreç, denge sistemindeki en muhtemel eksiton sayısına ulaşılan kadar devam eder. Daha sonra reaksiyonun denge kısmı için standart bir bileşik çekirdek modeli hesabına devam edilir.

Modelin temel özellikleri Çizelge 2,1'de 2. satırda gösterilmiştir. Bunu takiben nükleer denge de, sadece uyarılmış parçacıklar ve değişikler önemlidir. Parçacık yayınlanma oranlarını incelerken tek tek parçacıkların uyarılma enerjileri önem kazanır. Bu sadece kapalı tip hesaplamalar için geçerlidir.

Griffin modelinde olduğu gibi Hibrit modelinde de mermi olarak kompleks parçacıklar kullanılabilir. Ancak parçacık yayınlanması, Fermi-gaz-denge modelindeki gibi ele alındığında; nükleonların yayınlanma hesabı mümkün olur. [50, 51].

2.3.4. Geometri bağımlı hibrit model

DeneySEL sonuçlar arasındaki erken karşılaştırmalar denge öncesi eksiton model hesaplamaları ve intranükleer ı hesaplamaları eksiton modelin çok az dengeöncesi parçacık verdiğini gösterir ve bunlar beklenen başlangıç eksiton konfigürasyonları için spektral dağılımda çok yumuşaktır. Intranükleer ı hesap sonuçları eksiton modelin eksikliğinin nükleer yüzeyden arttırılmış yayınının düzgün bir şekilde tekrar üretilmesinde başarısızlığa sebep olduğunu gösterir. Bu eksikliğe birinci dereceden düzeltmeyi sağlamak için hibrit model Blann ve Vonach tarafından tekrar formüle edilmiştir. Bu yolla Geometri Bağımlı Hibrit Modelde (GDH) daha yüksek etki parametrelerince örneklenen dağınık yüzey özellikleri denge öncesi bozunum oluşumu içine ham olarak dahil edilmiştir.

Çekirdek, denge öncesi bozunumunu iki yolla etkileyen yoğunluk dağılımına sahiptir. İlk olarak, dağınık nükleer yüzeyde çekirdeğın ortalama serbest yolunun daha uzun olması (ortalama olarak iki katı) beklenir. İkinci olarak, yerel bir yoğunluk yaklaşımında, deşık derinliğinde, yoğunluk bağımlı bir limit

vardır; tek ortalama potansiyel derinlik kullanımına göre, Ericson durum yoğunluklarının ayrıca değiştirilmesi beklenir. Bu iki değişiklik, “geometri bağımlı hibrit model” de birleştirilmiştir [31,52].

2.4. Nükleer Reaksiyonlardaki Dengeöncesi Modellerin Ortak Özellikleri

Dengeöncesi modellerin ortak yanları vardır, bunlardan:

- 1) Mermi parçacığın başlangıç enerjisi, enerjinin korunumuna uygun şekilde iki cisim etkileşimleri ile diğer parçacıklara aktarılır.
- 2) Tüm modeller istatistiksel yöntemleri içerir.
- 3) Hesaplamalarda çekirdeğin yapısını hesaba katmazlar.

Bu modeller, gerçekçi (realistic) veya fenomenolojik (phenomenological) özellikte oluşlarına göre sınıflandırılırlar. Gerçek modellerde yapılan tahminlerin geçerli olduğu beklenebilir. Girdilerin çoğu diğer tiplerden elde edilebilir. Fenomenolojik modellerde tahminlerin geçerli olmadığı kabul edilebilir. Fakat model parametreler için uygulanan etkili deneysel değerler, bu durumu telafi edebilir. parametrik değerler bir sistemden diğerine sistematik bir değişim göstermelidir. Modellerin sınıflandırılmasında denge öncesi hesaplamaları için iki kısım olduğunu bilmek yararlı olacaktır. Bunların birincisi, sisteme denge getiren ve çekirdek konfigürasyonunu tamamlayan iki-cisim etkileşimlerinin (two-body interaction) ifadesidir. İkincisi ise denge sürecindeki parçacık yayınlanması (particle emission) hesaplanmasıdır.

Bu modellerin temel özellikleri karmaşık olandan basite doğru Çizelge 2.1’de özetle gösterilmektedir.

Çizelge 2.1. Mevcut denge öncesi modellerinin temel özellikleri

Model	Tip	Hesaplama		Metod	Özel Hesaplama
		Denge	Eşitlik		
Çığ ve Buharlaştırma -1945	Realistik Geometrik	Durum Enerji Momentum	Durum Enerji Momentum	Monte-Carlo	Açısal dağılım
Hibrit (ve GDH) -1971	Fenomenolistik Faz uzayı	Uyarılmış parçacıkların sayısı	Enerji	Kapalı form	Karmaşık (Complex) parçacıkların giriş reaksiyonları
Griffin (Eksiton) -1968	Fenomenolojik Faz uzayı	Uyarılmış parçacıkların sayısı	Sayı	Master eşitliği	Karmaşık parçacıkların giriş ve çıkış reaksiyonları

3. İNCELEME VE BULGULAR

Hesaplamalarda iki farklı bilgisayar programı kullanılmıştır: ALICE/ASH ve CEM03.01. Bu programların ikisi de denge (*eq*) ve dengeöncesi (*peq*) reaksiyon tesir kesitlerini hesaplamak için kullanılır. Ancak bu reaksiyon tesir kesitlerini hesaplamak her biri farklı model ve farklı yaklaşımlar kullanır. Aşağıda bu programların kullandıkları model ve yaklaşımlar kısaca özetlendi.

3.1. CEM03.01 Kodu Bilgisayar Programı

Bir Fortran 77 kodu olan CEM03.01; nükleer reaksiyonlar için Çığ-Uyarılmış Nükleon Modeli versiyonlarını bünyelerinde bulunduran sırasıyla daha evvelki *CEM2k*, *CEM97*, *CEM95*, *CEM92M*, *CEM92* ve *MARIAG* öncül kodlara dayanan *CEM2k+GEM2* kodunun genişletilmiş ve geliştirilmiş halidir. CEM03.01 toplam reaksiyon ve fisyon tesir kesitlerini, nükleer yarılabirlikleri, uyarılma fonksiyonlarını, oluşan tüm izotopların ayrı ayrı çekirdek dağılımlarını (ürün miktarları) ile birlikte A ve Z dağılımlarını, enerji ve açısal spektrumlarını, çifte diferensiyel tesir kesitlerini, ortalama çeşitliliklerini (atılan parçacıkların hedef ile olan inelastik etkileşimleri başına düşen fırlatılan parçacık sayısı), fırlatılan parçacık ürün miktarlarını ve n, p, d, t, ^3He , ^4He , π^- , π^0 ve π^+ için bunların ortalama enerjilerini hesaplamaktadır. Buna ek olarak, CEM03.01 çıktısında ayrı ayrı İleri (*F*) ve Geri (*B*) yöndeki oluşan izotopların ürün miktarlarını, onların ortalama kinetik enerjilerini, ortalama yayılma açılarının A ve Z dağılımlarını, paralel hızlarını ve laboratuvar sistemindeki tüm ürünlerin F/B oranlarını; fisyon öncesi ve sonrası, fisyon yapan çekirdekler için olduğu kadar reaksiyonun INC ve denge öncesi aşamaları sonrası ortaya çıkan atık çekirdekler için de, iki fisyon fragmanı arasındaki ortalama açının, nötron çeşitliliğinin, uyarılma enerjilerinin, momentumu, açısal momentumunun, kütle ve yük numaralarının dağılımı verilmektedir.

CEM03.01, ~10 MeV'den ($\gamma + A$ durumu için ~30 MeV) birkaç GeV'ye kadar çıkabilen bir aralıktaki geliş enerjilerine sahip nükleon, pion, bremsstrahlung

ve monokromatik fotonları tarafından çok hafif olmayan bir hedefte tetiklenen reaksiyonları hesaplamaktadır.

Nükleer reaksiyonlar için Çığ-Uyarılmış Nükleon Modeli ilk kez 25 yıl önce SSCB, Dubna'daki Nükleer Araştırma Merkezi Teorik Fizik Laboratuvarında Gudima, Mashnik, ve Toneev tarafından önerilmiştir. Dubna İntraNükleer Çığ (Dubna IntraNuclear Cascade - INC) ve Modifiye Edilmiş Uyarılmış Nükleon Modeli'nden uyarlanmıştır. Fotonükleer reaksiyonları göz önünde bulundurmak için, ve çekirdek kütleleri, fisyon bariyerleri ve düzey yoğunlukları için değişik seçenekler kullanarak fisyon tesir kesitini tanımlamak için genişletilmiştir. 1995 versiyonu olan CEM95, NEA/OECD, Paris aracılığıyla kod IAEA1247 olarak, the Radiation Safety Information Computational Center (RSICC) at Oak Ridge, USA aracılığıyla RSICC kod paketi PSR-357 olarak yayınlanmıştır. 1993-1994 yıllarında Paris'te NEA/OECD'de düzenlenen 20'den 1600 MeV'ye kadar olan nükleer reaksiyonların hesaplandığı kod ve modelleri konu alan Uluslararası Orta Düzey Enerjili Nükleer Veriler için Kod Karşılaştırması. O zamanda var olan diğer kod ve modellerle karşılaştırıldığında CEM95'in 150 MeV üzerindeki enerjilerdeki nükleonla uyarılmış reaksiyonları tanımlamak için öngörü gücünün en iyilerden biri olduğunu göstermiştir.

CEM95 ve/veya öncülü ve ardılı kodlar CEM97, CEM2k, CEM2k+GEM2, CEM03, ve son versiyonu, CEM03.01, uygulamalar için değişik nükleer reaksiyonları ve temel nükleer fizik çalışmak için bağımsız kodlar olarak kullanılmaktadır [53–59]. CEM kodunun değişik versiyonlardaki çeşitli parçaları PICA95, PIC A3, CAS-CADO, CAMO, MCFX, ECM, ve NUCLEUS gibi bir çok bağımsız kodun içinde kullanılmıştır. CEM95 ve bazı öncül ya da ardıl sürümleri, CASCADE, MARS, MCNPX GEANT4, SHIELD, RTS&T, SONET, CALOR, HETC-3STEP, ÇIĞ/INPE, HADRON ve diğerleri gibi birçok uygulamanın taşıma kodları içinde tamamen ya da kısmen kullanılmıştır. Tüm CEM kodlarının, benzerlerinde olduğu gibi çözülmesi gereken çeşitli sorunlar vardır.

Nükleer Atıkların Hızlandırıcı Dönüşümü, Tritiumun Hızlandırıcı üretimi Yayınlama Nötron Kaynağı, Nadir İzotop Hızlandırıcısı (Rare Isotope Accelerator-RIA), Gelişmiş Hidro-test Tesisleri için radyografik sondaj olarak Proton Radyografisi (Proton Radiography-PRAD) ve bunun gibi diğer projelerle birlikte orta düzey enerjilerde nükleer reaksiyonlara ilginin artmasının ardından ABD Enerji Departmanı birkaç yıldır CEM kodunun geliştirilip bu çalışmadaki CEM03.01 koduna yükseltilmesi için bu çalışmaya destek olmuştur.

3.1.1. CEM03.01 fiziği üzerine kısa bir inceleme

CEM03.01 kodu nükleonlar, pionlar ve fotonlar tarafından tetiklenen nükleer reaksiyonları hesaplamaktadır. Reaksiyonların genelde üç aşamada meydana geldiklerini varsayar. İlk aşama olan İntraNükleer Çığ'da (INC) birincil parçacıklar geri saçılabilir ve çekirdek tarafından soğurulmadan ya da çekirdekten ayrılmadan önce bir kaç kere ikincil parçacıklar üretir. Bir reaksiyonun çığ aşaması tamamlandığında CEM03.01 birleşme modelini kullanarak hedefin dışındaki yayılmış çığ nükleonlarının son hal etkileşimlerinden yüksek enerjili d, t, ^3He , and ^4He "üretir". Çığ parçacıklarının yayımı parçacık-deşik düzenini, Z'yi, A'yı ve ikinci aşama olan denge öncesi reaksiyon için başlangıç noktası olan uyarılma enerjisini belirler. Nükleer uyarılmada daha sonraki rahatlama, denge öncesi bozulmanın ve onu takip eden denge buharlaşma/fisyon reaksiyon aşamasında değiştirilmiş uyarılmış nükleon modelinin geliştirilmiş hali kullanılarak incelenir. Genel olarak tüm dört bileşen birden deneysel olarak ölçülen parçacık spektrumuna ve diğer dağılımlara katkı sağlayabilir. Ancak eğer INC sonrası arda kalan çekirdeklerin atom numarası $A \leq 12$ ise, CEM03.01 bu çekirdeklerin devam eden bozunmalarını hesaplamak için denge öncesi ve buharlaşma modelleri yerine Fermi ayrışma modelini kullanır. Fermi ayrışmasının hesaplaması daha çabuk olmakla birlikte daha detaylı modellerin daha hafif çekirdeklere kadar devam ettiği durumlara da yakın sonuçlar vermektedir.

Intranükleer çığ (INC)

CEM03.01'deki çekirdek-içi "kaskat modeli" Dubna kaskat modelinin standart (zamandan bağımsız) versiyonunu baz alır. Genelde, tek bir adım istenen sonucu üretmek için çok yetersiz olduğundan, çok sayıda adım gerektiren süreçlere kaskat süreçler denir. Örneğin, çeşitli uranyum-zenginleştirme süreçlerinde istenen izotopun ayrışması tek bir adımda verimli bir şekilde sağlanamaz; daha iyi ayırım yapmak için süreç seri halinde tekrarlanmak zorundadır. Bütün kaskat hesaplamaları üç-boyutlu geometride yapılır.

Çekirdek-içi nükleonların gelen mermi üzerine etkisi, hem onun kinetik enerjisine efektif bir V potansiyeli ilave edilerek hem de Pauli prensibi göz önünde bulundurularak ele alınır. Pauli prensibi çekirdek-içi çarpışmaların sayısını sınırlar ve hedef içindeki kaskat parçacıkların ortalama serbest yolunu arttırır. Gelen nükleonlar için $V \equiv V_N(r) = T_F(r) + \epsilon$, burada $T_F(r)$ Fermi enerjisine karşılık gelir ve ϵ nükleonların bağlanma enerjisidir. Pionlar için, CEM03.01, ilk defa Dubna INC'de yapıldığı gibi, çekirdek ve pion enerjisinden bağımsız olarak, $V_N \cong 25 \text{ MeV}$ derinlikli bir kare kuyu çekirdek potansiyeli kullanır.

Gelen parçacığın çekirdekle etkileşimi, hızlı kaskat parçacıklarının (N, π veya γ) çekirdek-içi nükleonlarla birbirini izleyen bir seri hemen hemen serbest çarpışma yapmaları şeklinde yaklaştırılır.

$$NN \rightarrow NN, NN \rightarrow \pi NN, NN \rightarrow \pi_1, \dots, \pi_i NN, \quad (3.1)$$

$$\pi N \rightarrow \pi N, \pi N \rightarrow \pi_1, \dots, \pi_i N \quad i \geq 2 \quad (3.2)$$

Pionlar durumunda, (3)'te verilen temel süreçlerin ötesinde, CEM03.01 nükleon çiftleri üzerindeki pion soğurmayı da dikkate alır.

$$\pi NN \rightarrow NN \quad (3.3)$$

Soğurmaya katılan iki çekirdeğin momentumları Fermi dağılımından keyfi bir şekilde seçilir ve pion enerjisi, soğurmaya katılan üç parçacığın kütle merkezi sisteminde, bu nükleonlar arasında eşit olarak dağıtılır.

Bu sistemdeki ürün çekirdeklerin hareket doğrultusu uzayda eşyönlü (izotropik) olarak dağılmışlar gibi kabul edilir. Soğurma için efektif tesir kesiti, döteronun pion soğurma deneysel tesir kesitleriyle ilişkilidir, ancak onlara eşit değildir. Fotonükleer reaksiyonlar durumunda, CEM03.01, Giant Dipol Rezonans (GDR) bölgesinin yukarısındaki enerjilerde fotonükleer reaksiyonları tanımlamak için, ilk olarak 35 yıl önce Iljinov ve Toneev ile yapılan ortak çalışmayla sunulan Dubna INC'nin fotonükleer versiyonundaki fikirleri kullanır.

Pion-üretimi eşik değerinin altında, Dubna INC, Levinger modeline göre sadece “döteron gibi” davranan çiftler üzerindeki foton soğurma etkisini dikkate alır:

$$\sigma_{\gamma A} = L \frac{Z(A-Z)}{A} \sigma_{\gamma d} \quad (3.4)$$

Burada A ve Z sırasıyla çekirdeğin kütle numarası ve yüküdür, $L \approx 10$ ve $\sigma_{\gamma d}$ döteronlar üzerindeki toplam foto-soğurma tesir kesitidir, deneysel veriler kullanılarak tanımlanır.

Pion-üretimi, eşik değerinin yukarısındaki foton enerjilerinde, Dubna INC bir veya iki piyonun üretimini dikkate alır; reaksiyonun belirli bir modu, uygun deneysel veriler kullanılarak tanımlanan diferensiyel tesir kesitlerine göre Monte-Carlo metoduyla seçilir:



$$\rightarrow n + \pi^+ \quad (3.6)$$

$$\rightarrow p + \pi^+ + \pi^- \quad (3.7)$$

$$\rightarrow p + \pi^0 + \pi^0 \quad (3.8)$$

$$\rightarrow n + \pi^+ + \pi^0 \quad (3.9)$$

Çekirdek-içi nükleonlar üzerindeki Compton etkisi, ona ait tesir kesiti diğer reaksiyon modlarının yaklaşık %2'sinden daha küçük olduğu için ihmal edilir [60]. Dubna INC, üç veya daha fazla pionun üretildiği süreçleri göz önüne almaz; bu durum, modelin $T_\gamma \leq 1.5 \text{ GeV}$ foton enerjilerine uygulanmasını kısıtlar. Serbest $NN, \pi N$ ve γN Eş. 3.1-3.9 etkileşmelerinin toplam tesir kesitleri, CEM95 ve onun atalarında kullanılan Dubna INC modeliyle, hem pik noktalarından geçen özel bir interpolasyon/ekstrapolasyon şeması hem de mümkün deneysel veriler kullanılarak yaklaştırılır. Bu, yaklaşık 35 yıl önce bütün deneysel veriler kullanılarak Prof.Barashenkov'un grubu tarafından çok hassas bir şekilde yapıldı. Günümüzde tesir kesitleriyle ilgili deneysel veriler öncekilerden çok daha iyidir; Bu nedenden dolayı, CEM95 ve ondan önceki versiyonlarda kullanılan bütün toplam tesir kesitlerine ait yaklaşımlar yenilendi.

Bütün izinli kaynaklardan bütün yayınlanmış deneysel veriler toplandı. Standart Dubna INC ile karşılaştırıldığında, tesir kesitlerinin yaklaştırılması için ileri bir algoritma geliştirildi. Bunlar uygun deneysel verilerle çok iyi uyum içindedirler, uyum sadece 5 GeV'e kadar değildir, CEM'in şimdiki versiyonu için, verilerin uygunluğuna bağlı olarak önerilen enerji 50-100 GeV ve daha yüksektir [61,62].

Şimdiye kadar, CEM03.01'de nükleonlar, pionlar ve gamalar tarafından indüklenen 34 farklı tipte tesir kesiti için yeni yaklaşımlara sahipti.

İki-cisim temel etkileşimlerinin, nükleon çiftleri tarafından fotonların ve pionların soğurulmasının kinematikleri, ikincil parçacıklardan birinin yayınlanma doğrultusunun verilmesiyle tam olarak tanımlanabilir. İkincil parçacıkların φ açısına göre dağılımının eşyönlü (izotropik) olduğu varsayılır. Son durumda ikiden fazla parçacığa sahip temel etkileşmeler için, Dubna INC ürünlerin açılarını ve enerjilerini benzetim yapmak için istatistiksel model kullanır [63].

CEM03.01'deki INC'nin gelişmiş versiyonu için, günümüzde izinli olan deneysel verileri ve diğer yazarlar tarafından sunulan yayınlanmış sistematikleri kullanıldı, nükleon-nükleon ve proton-proton etkileşmelerinde üretilen parçacıkların açısal ve enerji dağılımları için yeni yaklaşımlar geliştirildi. Liege INC için Cugnon ve arkadaşları tarafından geliştirilen güvenilir sistematikler sayesinde, Duarte BRIC kodunu geliştirdi; Duarte tarafından sunulan sistematikler CEM03.01 kodunun içine alındı.

CEM03.01'de, Moscow INC için geliştirilmiş, günümüzdeki izinli deneysel veriler yardımıyla düz yaklaşımlara sahip bir veri dosyası kullanıldı. $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ 'yı tam olarak benzetim yapmak ve [0,1] aralığında düzgün olarak dağılmış keyfi bir ξ sayısı kullanarak herhangi bir E_γ 'ya karşılık gelen Θ değerini seçmek için basit ve hızlı bir algoritma geliştirildi [62].

Deneysel verilerin analizi, iki-pion fotoüretim kanalının "Particle Data Group" tarafından yayınlanan "Review of Particle Physics"ın son sayısında listelenmiş olan $M=1232$ MeV kütleli Δ^{++} izobarının bozunması sayesinde ilerlediğini gösterdi.

$$\gamma + p \rightarrow \Delta^{++} + \pi^-$$

$$\Delta^{++} \rightarrow p + \pi^+$$

(3.10)

bununla birlikte, diğer izobar bileşenlerin $(\frac{3}{2}, \frac{3}{2})$ üretim tesir kesiti küçüktür ve ihmal edilebilir. Dubna INC, (3.10) reaksiyonunu benzetim yapmak için Lindenbaum-Stermheimer rezonans modelini kullanır.

Birleşme modeli

Reaksiyonların çığ aşaması tamamlandığında, CEM03.01'de belirtildiği gibi birleşme modelini kullanarak hedefin dışındaki yayılmış çığ nükleonlarının son hal etkileşimlerinden yüksek enerjili d, t, ^3He , ve ^4He “üretir”. Kompleks parçacık spektrumların, nükleonların ölçülmüş ya da hesaplanmış kapsamlı spektrumlarının ilgili uygun katsayıları ile **evriştirilmesi** ile hesaplandığı ağır-iyon ile tetiklenen reaksiyonlar için kullanılan diğer çoğu birleşme modeline karşın; CEM03.01 kendi parçacık birleşme simülasyonunda bütün yayılan çığ nükleonlar için gerçek bilgileri kullanmakta ve bütünleştirilmiş spektrum kullanmamaktadır. CEM03.01 bütün çığ nükleonlarının momentumlarındaki farkın p_c ' den küçük olduğunu ve doğru bir izotopik içeriğin uygun bir bileşik parçacık oluşturduğunu kabul etmektedir. 1.04 GeV/nükleon'daki Ne+U reaksiyonu ile ilgili elde edilen verileri tanımlamak için Ref. [64]'daki her bileşik parçacığa birleşme yarıçapları p_c uydurulmuştur, ancak uyan değerlerin oldukça evrensel olduğu ortaya çıkmış ve bunun akabinde nükleer reaksiyonları Kuark-Gluon Sicim Modeli'nin Los Alamos versiyonu (LAQGSM) ye de öncülü olan Kuark-Gluon Sicim Modeli (QGSM) ile tanımlandığında, 200 GeV/nükleon'a kadar enerjiye sahip olan çekirdek ve parçacıklar tarafından tetiklenen çeşitli reaksiyonlar için de yüksek enerjili kompleks parçacıkların üretimini başarıyla tanımladığı görülmüştür. Bu parametreler aşağıdaki gibidir:

$$p_c(d) = 90 \text{ MeV/c}; p_c(t) = p_c(^3\text{He}) = 108 \text{ MeV/c}; p_c(^4\text{He}) = 115 \text{ MeV/c} \quad (3.11)$$

CEM03.01'deki INC, LAQGSM ya da QGSM'dekinden farklı olduğu için en iyi uyan p_c değerlerinin farklı olmasını beklemek olağandır. Son yapılan çalışmalara göre eşitlik (3.11) tarafından tanımlanan p_c parametre değerleri, CEM03.01 bünyesinde 300 MeV'den az, 1 GeV'ye eşit ya da daha fazla kinetik enerjiye (T_0) sahip atılan parçacıklar için de uygun olduğunu göstermiştir. 300 MeV $< T_0 < 1$ GeV aralığındaki enerjiler için d, t(^3He), ve ^4He için sırasıyla p_c değerleri 150, 175 ve 175 MeV/c olarak alındığında eldeki genel deneysel verilerle daha uyumlu bir sonuç alınmaktadır. Bu p_c değerleri CEM03.01 içinde varsayılan değerler olarak sabitlenmiştir. Eğer kompleks bir parçacığa birleşmeleri için birkaç çığ nükleonu seçilirse, genel nükleon dağılımından çıkarılır ve spektrum, çokluk vs. gibi nükleon özelliklerine daha fazla katkıda bulunmazlar.

Denge öncesi reaksiyonlar

Çığ Eksiton Model (CEM), Nükleer reaksiyonların denge öncesi aşamasını Değiştirilmiş Eksiton Modeli (MEM) 'in bir uzantısının çatısı altında ele alır. Nükleer reaksiyonların denge öncesi aşamasında tüm olası geçişler ve aynı zamanda n, p, d, t, ^3He , ve ^4He 'un tüm olası çoklu yayınlanmaları hesaba katılır. Denge öncesi aşamasında bir çekirdeğin davranışını tanımlayan master denklemleri Monte Carlo tekniği ile çözülür.

CEM, nükleonların yayınlanmasına ek olarak, aynı zamanda bir reaksiyonun denge öncesi aşamasında d, t, ^3He , ve ^4He yayınlanma hız olasılıklarını da dikkate alır. CEM03.01, E^* uyarılma enerjisine sahip bir nükleer durumun yalnızca n eksiton sayısı ile değil aynı zamanda Ω momentum yönü ile de belirtilmesi gerektiğini varsayar. Denge öncesi kompleks parçacıkların açısal dağılımlarının herhangi bir nükleer durumundaki nükleonlar için benzer olduğu kabul edilir. Bu hesaplama sistemi Monte-Carlo tekniği ile kolaylıkla gerçekleştirilir. Bu durum denge öncesi nükleonların çift diferansiyel spektrumlarının kusursuz olmamakla beraber iyi bir tanımlamasını sağlar. Gelme enerjisi 10 MeV 'den birkaç GeV'lık enerjiye kadar olan bir durumda

nükleer reaksiyonların farklı çeşitleri için kompleks parçacık spektrumlarının tanımlanmasında tatmin edicidir. Yaklaşık 200 MeV'ın altındaki gelme enerjileri için nükleonlar ve kompleks parçacıkların mevcut ölçülmüş spektrumlarını fit ederek denge öncesi parçacıkların açısal dağılımları için kavramsal bir sistematik geliştirildi. Kalbach sistematigi denge öncesi parçacıkların çift diferansiyel spektrumların iyi bir şekilde tanımlar. Bundan dolayı 210 MeV'e kadar olan gelme enerjilerinde hem denge öncesi nükleonlar hem de kompleks parçacıkların açısal dağılımlarını tanıtmak için Kalbach sistematikleri CEM03.01'e dahil edildi. Denge öncesi parçacık, bir reaksiyonun çığ aşamasından sonra ancak bir t_{eq} zamanında istatistiksel dengeye ulaşmadan önce yayınlanan parçacık anlamına gelir. Buradan t_{eq} zamanı, $\lambda_{+(n_{eq}, E)} = \lambda_{-(n_{eq}, E)}$ durumu tarafından saptanır ve $n_{eq} = \sqrt{2gE}$ olarak gösterilir.

$t \geq t_{eq}$ (ya da $n \geq n_{eq}$) durumunda, kalan uyarılmış bileşik çekirdeğin davranışı dengedeki parçacığın Weiskopf-Ewing istatistiksel teorisi ve de Bohr-Wheeler teorisi ile tanımlanır. Bir reaksiyonun denge öncesi aşamasını kısaltmak için yukarıda önerilen bir başka kolay yol ise $\Delta n = +2$ eksiton sayısını artıran geçişlere yalnızca keyfi olarak doğru çekirdeğin evrimine izin vermektir. Bu durumda, dengeye ulaşma zamanı daha kısa olacak ve denge öncesi daha az parçacık yayınlanacak ve daha fazla yayılma enerjisi bırakarak yayınlanacak. Böyle bir "asla geri dönme" yaklaşımı diğer bazı eksiton modelleri tarafından kullanılır. Örneğin, çok aşamalı denge öncesi model(MPM), LAHET içinde ve FLUKA tarafından kullanılır. Bu yaklaşım CEM'in CEM2K versiyonu içinde kullanıldı ve 16 eV/nükleon civarındaki enerjilerde ters kinematikler içindeki GSI'de ölçülen p+A reaksiyonlarının çok daha iyi tanımlanmasını sağlar. Buna rağmen "asla geri dönme" yaklaşımı fiziksel değilmiş gibi görünmektedir. Bundan dolayı bu yaklaşım artık kullanılmamaktadır, CEM içinde Veselsky tarafından, daha az denge öncesi parçacıkların yayınlanması problemleri ile ilgilenilir. Her bir denge öncesi

reaksiyon basamağında n quasi parçacıkların sayısının denge öncesi yayınlanma olasılığı P_{pre} 'yi belirlemek için gerekli bir parametre olan aynı uyarılma enerjisine karşılık gelen denge konfigürasyonu n_{eq} içinde düzenlendiğini varsayıyoruz.

Buharlaşma modeli

CEM03.01; çekirdeklerin, kompleks parçacıkların ve ^4He 'den ağır olan (^{28}Mg 'ye kadar) hafif fragmanların uyarılmış bileşik çekirdeklerinden buharlaşmalarını ve eğer bileşik çekirdek fisyonu yetecek kadar ağır ise ($Z \geq 65$) fisyonunu tanımlamak için denge öncesi reaksiyon süreci sonrasında Genel Buharlaşma

Modeli (GEM) kodunun Furihata tarafından genişletilmiş hali olan GEM2'yi kullanmaktadır. GEM, Furihata tarafından LAHET bünyesindeki Dostrovski buharlaşma modeline uyarılmış bileşik çekirdeklerinden buharlaşabilen 66 çeşite kadar parçacık ve fragmanların eklenmesiyle ve LAHET'te kullanılan Atchinson fisyon modeli versiyonun modifiye edilmesi ile genişletilmiştir. Çoğu parameter

Furihata tarafından, genişletilmiş buharlaşma modeli ile beraber kullanıldığında fisyon reaksiyonlarının daha iyi tanımlanabilmesi açısından ayarlanmıştır.

Furihata GEM içindeki LAHET tarafından buharlaşma ve fisyonu benzetim yapmak için kullanılan genel algoritmaları değiştirmemiştir. Buharlaşan parçacıkların ve fragmanların bozunma genişlikleri klasik Weisskopf-Ewing istatistiksel modeli kullanılarak hesaplanmıştır. GEM2'de Q-değerlerini hesaplamak için şu öncelik sırasına göre dört kütle tablosu kullanılır:

(1) Audi-Wapstra kütle tablosu

- (2) Möller vd. tarafından hesaplanmış teorik kütleler
- (3) Comay vd. tarafından hesaplanmış teorik kütleler
- (4) Cameron formülü ile hesaplanmış artık kütle.

Burada daha düşük öncelikli bir tablo ancak daha yüksek öncelikli olanın geçerlilik aralığı dışında olduğu zaman kullanılabilir.

GEM2 tarafından buharlaşma için dikkate alınan dışarı atılan 66 parçacık şu seçim kriterlerine uymaktadır:

- (1) $Z_j \leq 12$ olan izotoplar
- (2) doğal olarak bulunan ya da kararlılık çizgisindeki izotoplar
- (3) yarılanma-ömürleri 1ms'den büyük olan izotoplar. GEM2 tarafından dikkate alınan parçacıklar çizelge 3.1'de gösterilmektedir.

Yayınlanan parçacıkların açısal dağılımı kütle merkezi sisteminde izotropik olarak simule edilir.

Friedman ve Lynch'e göre buharlaşma işlemi ile yayılan parçacığın parçacıklardaki uyarılmış seviyeler ile birlikte temel seviyedeki buharlaşmalarını dahil etmek önemlidir çünkü bu daha ağır parçacıkların ortaya çıkmasını arttırmaktadır. Bu konu dikkate alınarak GEM2 de kompleks parçacıkların ve hafif fragmanların buharlaşması hem temel seviye için hem de uyarılmış seviyeler için dahil edilmiştir. Uyarılmış parçacıkların toplam kinetik enerji dağılımı temel seviyedeki parçacıklarının dağılımıyla aynı kabul edilmektedir.

Çizelge 3.1. GEM2 tarafında dikkate alınan buharlaşan parçacıklar (Z_j Atılan parçacıklar)

Z_j^1	parçacık						
0	N						
1	P	d	t				
2	^3He	^4He	^6He	^8He			
3	^6Li	^7Li	^8Li	^9Li			
4	^7Be	^9Be	^{10}Be	^{11}Be	^{12}Be		
5	^8B	^{10}B	^{11}B	^{12}B	^{13}B		
6	^{10}C	^{11}C	^{12}C	^{13}C	^{14}C	^{15}C	^{16}C
7	^{12}N	^{13}N	^{14}N	^{15}N	^{16}N	^{17}N	
8	^{14}O	^{15}O	^{16}O	^{17}O	^{18}O	^{19}O	^{20}O
9	^{17}F	^{18}F	^{19}F	^{20}F	^{21}F		
10	^{18}Ne	^{19}Ne	^{20}Ne	^{21}Ne	^{22}Ne	^{23}Ne	^{24}Ne
11	^{21}Na	^{22}Na	^{23}Na	^{24}Na	^{25}Na		
12	^{22}Mg	^{22}Mg	^{22}Mg	^{22}Mg	^{22}Mg	^{22}Mg	^{22}Mg

GEM2’de buharlaşma için 66 kadar parçacık kullanıldığında, ^4He ’ye kadarki 6 parçacık kullanıldığı duruma göre çalışma zamanı belirgin bir şekilde arttığı dikkate alınmalıdır. Uyarılmış bir çekirdekten yayılan parçacıkların çoğu n, p, d, t, ^3He ve ^4He ’dir. Birçok durumda α ’dan ağır parçacıkların toplam yayılma olasılığı hafif parçacıklara göre ihmal edilebilir düzeydedir. Değişik reaksiyonların detaylı incelenmesi sonucunda varılan sonuca göre, sadece nükleon ve kompleks parçacık tayfı ya da sadece yarıma ve fisyon ürünleri incelenilip hafif fragmanlar önem arzetmiyorsa, GEM2’de sadece 6 parçacık türünün buharlaşmasının kullanıldığı seçenek düşünülebilir; ve bu şekilde “66” parçacığın kullanıldığı seçeneğe yakın sonuçlar bulunup çok daha az zaman harcanmış olur[69]. CEM03.01’de buharlaşma aşamasında dikkate alınacak parçacık sayısını belirleyen *nevtype* adlı bir girdi parametresi ortaya konulmuştur. Buharlaşabilen her parçacık türü için ilgili gösterge, Çizelge 3.1’deki parçacık düzenlemesine takabül etmektedir. Örneğin n, p, d, t, ^3He

ve ^4He için sırasıyla 1, 2, 3, 4, 5 ve 6 değerleri ve 66'ya kadar takip eden diğer sayılar da sırasıyla ^{28}Mg 'ye kadarki parçacıklar için kullanılır. "6" seçeneği "66" seçeneğinden birkaç kat daha hızlı olmakla birlikte hemen hemen aynı sonuçları vermektedir. Bu yüzden CEM03.01 kullanıcılarının girdi parametresi *nevtype* için 66 değerini ancak ^4He 'den daha ağır fragmanlar ile ilgilenildiği zaman kullanmaları; bunun dışında hesaplama zamanından tasarruf etmek için *nevtype* değerini varsayılanda bırakmaları tavsiye edilmektedir. Buna alternatif olarak kullanıcılar *nevtype* için ara değerler kullanabilirler. Örneğin ^6Li oluşumu hesaplanması için 9, ya da ^9Be ve hafif fragmanlar ve nükleonların oluşumunun modellenmesi için 14 gibi değerler kullanılıp aynı zamanda kodun maksimum değeri olan 66 kullanıldığı duruma göre zamandan tasarruf edilebilir.

Fisyon

GEM2'de kullanılan fisyon modeli LAHET içine yerleştirilmiş olan Atchinson modelinden uyarlanmıştır. Bu model genelde Atchinson'un geliştirdiği yerden dolayı literatürde Rutherford Appleton Laboratuvarı (RAL) fisyon modeli olarak bilinir. GEM2'de fisyon modeli için iki türlü parametre seçeneği bulunmaktadır. Bunlardan biri LAHET içinde Atchinson tarafından seçilmiş orijinal parametre seti, diğeri ise Furihata tarafından geliştirilmiş olan parametre setidir.

Fisyon olasılığı

Atchinson fisyon modeli sadece $Z \geq 70$ olan çekirdeklerin fisyonunu tanımlamak için dizayn edilmiştir. Model, fisyonun sadece nötron yayımıyla rekabet edebileceğini varsayar; yani n , p , d , t , ^3He ve ^4He 'nin genişlikleri Γ_j 'den RAL kodu herhangi bir parçacığın buharlaşma olasılığını hesaplamaktadır. Yüklü bir parçacık buharlaşma için seçildiğinde, fisyon rekabeti dikkate alınmaz. Bir nötron buharlaşma için seçildiğinde kod, esasen buharlaşmanın simülasyonunu yapmak yerine fisyonun da olabileceğini

dikkate alır ve fisyon olasılığı P_f 'ye göre nötronun buharlaşmasını ya da fisyonunu seçer. Bu büyüklük RAL kodu tarafından $Z = 89$ durumunun üstündeki ya da altındaki elementler için farklı ele alınır. Atchinson'un fisyon olasılığı P_f 'in hesabının böyle ayırmasının nedenleri şunlardır: (1) $Z = 85$ ve 88 aralığında fisyon için çok az deneysel veri bulunmaktadır. (2) Z^2/A 'sı 34'ün altında olan çekirdeklerdeki fisyon bariyerinde belirlenen artışla birlikte asimetric kütle ayrışmasının ortdan kaybolması, fisyon işleminin özelliklerinde bir değişimin meydana geldiğini göstermektedir [70].

Bu yaklaşıma göre fisyon olasılığı, P_f fisyon yapan çekirdeğin uyarılma enerjisinden de açıl momentumundan da bağımsızdır.

Kütle dağılımı

Fisyon fragmanlarının kütlelerinin seçimi fisyonun simetrik ya da asimetric olmasına bağlıdır. $Z_i^2/A_i > 35$ için, hem simetrik hem de asimetric fisyon yapan çekirdeğin uyarılma enerjisine göre hesaba katılabilmektedir. GEM2'de asimetric fisyon için yeni parametreler belirlenmemiştir.

$Z_i^2/A_i > 35$ olan çekirdekler için fisyonun simetrik olup olmadığı asimetric fisyon olasılığı P_{asy} tarafından belirlenir:

$$P_{asy} = \frac{4870e^{-0.36E}}{1 + 4870e^{-0.36E}}$$

(3.12)

Asimetrik fisyon

Asimetrik fisyon için fisyon sonrası fragmanlardan birinin kütlesi olan A_1 , ortalaması $A_f = 140$ ve genişliği $\sigma_M = 6,5$ olan Gauss dağılımından seçilmektedir. İkinci fragmanın kütlesi $A_2 = A_i - A_1$ olarak belirlenir.

Simetrik fisyon

Simetrik fisyon için A_1 , ortalaması $A_f = A_i/2$ ve genişliği σ_M 'nin aşağıdaki gibi belirtilmiş iki seçenekli değeri alan Gauss dağılımından seçilmektedir.

σ_M 'i belirlemek için ilk seçenek orijinal Atchinson yaklaşımı sırasıyla $(E - B_f)$ 100 MeV'den küçük ve büyük durumları için şöyledir:

$$\sigma_m = \begin{cases} 3.97 + 0.425(E - B_f) - 0.00212(E - B_f)^2 \\ 25.27 \end{cases} \quad (3.13)$$

Bu ifadede bütün büyüklükler MeV cinsinden olup fisyon bariyerleri B_f , $Z_i \leq 80$ olan çekirdekler için hesaplanmıştır. $Z_i \geq 80$ olan çekirdekler için Neuzill ve Fairhall'ın aşağıdaki ifadesi kullanılmaktadır[101]:

$$B_f = C - 0,36(Z_i^2 / A_i) \quad (3.14)$$

Burada çift-çift, tek-çift, çift-tek ve tek-tek çekirdekler için sırasıyla $C = 18,8$, $18,1$, $18,1$ ve $18,5$ MeV değerleri kullanılmaktadır.

σ_M için GEM2'deki ikinci seçenek (burada kullanılan) Furihata tarafından aşağıdaki gibi bulunmuştur.

$$\sigma_M = C_3(Z_i^2 / A_i)^2 + C_4(Z_i^2 / A_i) + C_5(E - B_f) + C_6 \quad (3.15)$$

$C_3 = 0,122$, $C_4 = -7,77$, $C_5 = 3,32 \times 10^{-2}$ ve $C_6 = 134,0$ sabitleri, GEM2'nin Rusların güncel bir takım deneysel fisyon fragmanlarının kütle dağılımının uyumlanmasıyla elde edilmiştir. Bu ifadede Myers ve Swiatecki'ye ait fisyon bariyerleri B_f kullanılmıştır [67].

Yük dağılımı

Fisyon fragmanlarının yük dağılımı ortalaması Z_f ve genişliği σ_z olan bir Gauss dağılımı

$$Z_f = \frac{Z_i + Z_1' + Z_2'}{2} \quad (3.16)$$

olarak ifade edilmektedir. Burada Z_l' ise

$$Z_l' = \frac{65.5A_l}{131 + A_l^{2/3}}, \quad (l = 1 \text{ ya da } 2) \quad (3.17)$$

olarak ifade edilir.

Orijinal Atchinson modeli $\sigma_z = 2,0$ olarak kullanılmaktadır. Furihata'nın bir incelemesine göre $\sigma_z = 0,75$ verilerle daha uyumlu olduğundan GEM'de ve bu çalışmadaki kodda $\sigma_z = 0,75$ kullanılmıştır.

Kinetik enerji dağılımı

Fisyon fragmanlarının kinetik enerjisi MeV ortalaması ϵ_f ve genişliği $\sigma_{\epsilon f}$ olan bir Gauss dağılımı ile belirlenir.

Atchinson modelindeki orijinal parametreler aşağıdaki gibidir:

$$\epsilon_f = 0,133Z_i^2/A_i^{1/3} - 11,4,$$

$$\sigma_{ef} = 0,084\epsilon_f .$$

Bu çalışmada da kullanılan, Furihata'nın GEM'deki parametreleri, Rusanov vd.'e göre $Z_i^2/A_i^{1/3} \leq 900$ ve $900 < Z_i^2/A_i^{1/3}$ için sırasıyla aşağıdaki gibidir.

$$\epsilon_f \begin{cases} 0,131Z_i^2 / A_i^{1/3} \\ 0,104Z_i^2 / A_i^{1/3} + 24.3 \end{cases} \quad (3.18)$$

Itkis vd.'nin deneysel verilerini düzenleyerek üzerinden Furihata $Z_i^2/A_i^{1/3}$ sırasıyla 1000'in üstünde ve altında olduğu durumlar için σ_{ef} 'i şöyle ifade etmiştir :

$$\sigma_{\epsilon_f} = \begin{cases} C_1(Z_i^2 / A_i^{1/3} - 1000) + C_2 \\ C_2 \end{cases} \quad (3.19)$$

Buradaki sabitler $C_1 = 5,70 \times 10^{-4}$ ve $C_2 = 86,5$ 'dir. Furihata tarafından kullanılan deneysel veriler Itkins vd. tarafından nükleer sıcaklık olan 1,5 MeV'ye ekstrapole edilen değerlerdir [67].

Atchinson'un kendi orijinal versiyonunun güncel verileri kullanarak yenilediği ve modelindeki birçok büyüklük ve dağılımların parametrelerinin geliştirilmiş (ve daha karmaşıklaşmış) halini yayınladığı ancak bu değişikliklerin LAHET ya da GEM2'de kullanılmadığına dikkat edilmelidir.

3.1.2. CEM03.01'deki GEM2'de yapılan değişiklikler

Öncelikle GEM2'nin 2002 versiyonunda Dr. Furihata tarafından nazikçe gönderilen gözlenmiş kararsızlıklar ve küçük hatalar düzeltilmiştir. Daha sonra $Z \geq 65$ 'e kadarki hafif çekirdeklerin fisyonunu tanımlayabilecek kadar GEM2 genişletilmiş ve bu çalışmadaki INC ve denge-öncesi modellerinden

sonra kullanıldığında fisyon tesir kesitlerini iyi bir şekilde tanımlayacak şekilde değiştirilmiştir.

Eğer GEM2 INC ve denge öncesi bozulma modülleriyle beraber bir değişiklik olmadan birleştirilirse, yeni kodun fisyon tesir kesitlerini (ve fisyon fragmanlarının ürünlerini) doğru bir şekilde tanımlayamayacağı görülmüştür. Bunun sebebi Atchinson'un kendi RAL fisyon modelinin parametrelerini bu çalışmadakinden farklı olarak Bertini INC'yi takip ettikten sonra uyarlamasıdır. Ayrıca Atchinson denge öncesi yaymayı modellememiştir. Bu yüzden, fisyon çekirdeklerinin A , Z ve uyarılma enerjisi E^* 'de Atchinson tarafından benzetim yapılan dağılımları bu çalışmadakilerden belirgin bir farklılık göstermektedir. Bunun sonucu olarak bütün fisyon özellikleri de farklılık göstermektedir. Furihata da bu çalışmadaki INC kodundan farklı olarak GEM2'yi Bertini INC yi da ISABEL INC koduyla birlikte kullanmış ve denge öncesi parçacık yayılımını dahil etmemiştir. Bu yüzden fisyon yapan çekirdeklerin Furihata tarafından benzetim edilen dağılımları bu çalışmadakine göre farklılık göstermektedir. Bu nedenle Furihata tarafından kendi INC kodu ile daha iyi çalışması için ayarlanan parametreler bu çalışmada geçerli olmayacaktır. Fisyon tesir kesitlerini (ve fisyon-fragman ürünlerini) daha iyi tanımlayabilmek için CEM03.01'de kullanılan CEM2'de en az iki parametre değiştirilmiştir [71,72].

Koddaki veri bloklarında uygun C_a ve C_c değerleri sabitlenmiş ve Prokofiev'in sistematikleri kapsamı dışındaki çekirdeklere interpolate etmek için *fitafpa* ve *fitafac* rutinleri kullanılmıştır. Böyle bir prosedürün, en azından sistematikler kapsamındakilerden çok da uzak olmayan proton enerjileri ve hedef çekirdekleri için kabul edilebilir kesinlikte fisyon tesir kesiti hesabı sağladığına inanılmaktadır.

3.1.3. Fermi parçalanmak modeli(fermi break-up model)

Reaksiyonun birleşme aşamasını hesapladıktan sonra CEM03.01 kısaca olası bir fisyon rekabeti ile denge öncesi bozulma ve buharlaşmadan ibaret olan etkileşimin son yavaş aşamasını tanımlanmasına geçilmektedir. Ancak daha önce belirtildiği gibi, eğer arta kalan çekirdeklerin atom numaraları $A < 13$ şeklindeyse onların bozunmalarının devamını hesaplamak için CEM03.01 denge öncesi ve buharlaşma modelleri yerine Fermi ayrışma modelini kullanır[73]. Uyarılmış bir çekirdeğin ayrışmasını hesaplamak için gerekli olan bütün bilgi, uyarılma enerjisi U , kütle, yük numaraları A ve Z 'dir. Durağan çerçevede çekirdeğin toplam enerjisi, M çekirdeğin kütlesi ise $E = U + M(A, Z)$ olarak verilmektedir.

n tane atılmış fragmanın açısal dağılımı bozunan çekirdeğin ağırlık merkezi sistemine göre izotropik olarak kabul edilir ve kinetik enerjileri momentum-enerji korunumundan hesaplanır. Genelde CEM03.01 fragmanların oluşumunu ancak temel seviyede ve nükleon yayımı için kararlı olabilecek düşük seviyelerde olduğu için durumlar için göz önünde bulundurur. Ancak çeşitli uzun ömürlü kararsız fragmanlar da (örneğin ^5He , ^5Li , ^8Be , ^9B vs.) dikkate alınmaktadır. Rasgele seçilen kanalın ancak ayrışma anında bütün fragmanların toplam kinetik enerjileri E_{kin} 'in pozitif olması durumunda bozulmasına izin verilmektedir. Aksi takdirde yeni bir simülasyon yapıp başka bir kanal seçilmektedir.

MNCP'deki $n \leq 3$ ya da LAHET'deki $n \leq 7$ gibi diğer kodlardaki kısıtlamaların aksine ayrışma modelinin buradaki versiyonunda çekirdeğin ayrışabileceği fragman miktarı n için bir sınırlama yoktur.

3.1.4. Toplam reaksiyon tesir kesitleri (normalizasyon)

CEM03.01 (tıpkı çoğu diğer INC tabanlı modeller gibi) toplam reaksiyon tesir kesiti (σ_{in}), Monte-Carlo yöntemiyle geometrik tesir kesitini σ_{geom} 'i, inelastik (N_{in}) ve elastik (N_{el}) benzetim edilmiş olay sayısını kullanarak kısaca $\sigma_{in} =$

$\sigma_{geom}N_{in}/(N_{in} + N_{el})$ olarak hesaplamaktadır. Bu şekilde hesaplanan toplam reaksiyon tesir kesitinin değeri *Monte Carlo inelastic cross section* olarak adlandırılan CEM03.01 çıktısının başında yazmaktadır. Bu yaklaşım, 100 MeV'den yüksek başlangıç enerjisi olan nükleon, pion ve fotonların tetiklediği reaksiyonların mevcut verileriyle uyum sağlasa da 100 MeV'nin altındaki enerjiler için güvenilir değildir [72,62].

Bu sorunun giderilmesi için CEM03.01'in içine bütün gelen fotonlar ve NASA tesir kesitindeki maksimum değerden daha yüksek nötronlar için Tripathi vd.'nin NASA sistematikleri, daha düşük enerjili nötronlar için de Kalbach sistematikleri yerleştirilmiştir. Monokromatik ve bremsstrahlung fotonları tarafından tetiklenen reaksiyonları için CEM03.01'in içine Kossov'un güncel sistematikleri yerleştirilmiştir[72, 62]. Çeşitli farklı reaksiyonların analizleri 100 MeV'nin altındaki başlangıç enerjilerinde bu sistematiklerin toplam inelastik tesir kesitlerini Monte Carlo yönteminden daha iyi tanımladığını ve yüksek enerjilerde de Monte Carlo yönteminden daha kötü olmadığını göstermiştir. Bu nedenle bütün CEM03.01 sonuçlarının normalizasyonları için bu sistematikler varsayılan olarak seçilmiştir. Bu sistematiklerle hesaplanan toplam reaksiyon tesir kesitleri (*Inelastic cross section used here*) olarak adlandırılan CEM03.01 çıktısına yazılmaktadır (Doğal olarak, kullanıcılar kodun içindeki bir alt-rutin olan *typeout* için küçük bir değişiklik yaparak bütün CEM03.01 sonuçlarını Monte Carlo toplam reaksiyon kesit alanına normalize edebilirler).

3.1.5. Simülasyon sonuçlarının depolanması

CEM3.01 çıktısındaki özelliklerin çeşitliliğinin öncüllerine oranla büyük ölçüde artırılmasına rağmen, önceden belirlenmiş çıktıların bütün kullanıcıları memnun etmeyeceği aşikârdır. Bu yüzden aşağıda kullanıcıların çıktıyı isteğe göre şekillendirebilmesine yardımcı olması için gerekli bilgi verilmektedir.

Bütün inelastik benzetim edilmiş olaylardaki parçacıklar, hafif fragmanlar ve artık çekirdekler (fisyon durumunda iki artık çekirdek olabilir) hemen hemen

tüm bilgiler $spt(5,150)$ ve $parz(6,150)$ adlı iki dizide saklanmaktadır. Bu iki dizideki ikinci gösterge ilgili parçacık ya da çekirdeğin seri numarası k 'yi göstermektedir. Bu diziler sadece $1 < k \leq k_{max}$ için fiziksel bilgi içermektedir (burada k_{max} ilgili inelastik olaydan ortaya çıkan bütün ürünlerin sayısıdır); $k > k_{max}$ için bütün dizi elemanları sıfır değerini alır. Tarihsel nedenlerden dolayı dizilerde bazı fazladan tekrarlar bulunmaktadır; örneğin Θ , T_k ve Z birden fazla dizi elemanı içinde bulunmaktadır. $spt(i,k)$ ve $parz(j,k)$ dizilerinin içeriği aşağıdaki gibidir (bütün değerler laboratuvar sistemi içinde olup, bütün enerji ve kütleler MeV cinsinden, bütün açılar derece cinsindendir) :

- 1) $spt(1,k) = k$ parçacığının $\sin\Theta$ 'sı
- 2) $spt(2,k) = k$ parçacığının $\cos\Theta$ 'sı
- 3) $spt(3,k) = T_k$, k parçacığının kinetik enerjisi
- 4) $spt(4,k) = k$ parçacığının elektrik yükü (Z)
- 5) $spt(5,k) = k$ parçacığının durgun kütlesi

1) $parz(1,k) =$ parçacık türü (gösterge), aşağıdaki gibidir:

- 1 = n
- 2 = p
- 3 = d
- 4 = t
- 5 = ^3He
- 6 = ^4He
- 7 = π^-
- 8 = π^0
- 9 = π^+

$1000Z + N = A + 999Z$, ^4He 'de ağır parçacıklar için

- 2) $parz(2,k) = T_k$, k parçacığının kinetik enerjisi
- 3) $parz(3,k) = k$ parçacığının Θ 'sı

4) $parz(4,k) = k$ parçacığının φ 'si

5) $parz(5,k) =$ reaksiyon mekanizması türü (gösterge), aşağıdaki gibidir:

eğer < 100 ise, “k” parçacığı reaksiyonun INC aşamasında yayılmıştır; burada saklanan değer, k parçacığının yayılmasından önceki ardışık etkileşim eylemleri sayısı n_c ile aynı değerdedir.

= 100, reaksiyon öncesi yayma için

= 200, birleşimler üretilen parçacıklar için

= 1000, yarıma artıklarının buharlaşması için (ve artığın kendisi için)

= 1500, Fermi ayrışması için

=2000, fisyon ürününden buharlaşma için (ve fragmanların kendisi için)

6) $parz(6,k) = k$ parçacığının elektrik yükü

Kod, benzetim edilen her olay için k_{max} değerini saklamamaktadır. Bir inelastik olaydan çıkan ürünler hakkında bilgi almak için kullanıcılar iki diziden birini ($vlobd$ içinde) $k = (k_{max} + 1)$ değerini sıfır bulana kadar k üzerinden 1'den 150'ye kadar bir döngü içinde örneğin $spt(5,k)$ 'de saklanan ürün kütlelerine bakması gerekmektedir. $k = (k_{max} + 1)$ değerinin sıfır olması bu olay için daha fazla ürün olmadığını göstermekte, böylelikle k_{max} belirlenebilmektedir.

CEM03.01 uyarılma enerjisi parçacık buharlaşma eşiğinden daha az olan (birkaç MeV) artık çekirdeklerin γ ışımalarını tanımlamamaktadır (Ayrıca daha yüksek enerjili γ ışımalarını da buharlaşma ve denge öncesi parçacık yayımına rekabeti açısından ihmal etmektedir. Bunun nedeni bu tip işlemlerin tesir kesitlerinin parçacık yayımına oranla daha önemsiz olmasıdır).

CEM03.01 taşıyıcı bir kodda olay üretici olarak kullanıldığında, ilgili uyarılmış çekirdeğin γ ışınmasıyla soğumasını tanımlayan LAHET'teki PHT ile aynı fonksiyona sahip bir modül ile desteklenmesi gerekmektedir. Bunun için

CEM03.01 tarafından verilen bütün artık çekirdeklerin uyarılma enerjileri bilinmelidir.

Fermi ayrışması için uyarılmış artık çekirdek olmadığını belirtmek gerekir; bütün fragmanların temel seviyede olduğu kabul edilmektedir (kararsız fragmanların spt ve parz dizilerini doldurmadan önce bozulmalarına izin verilmektedir.). Bu tip olaylarda uyarılma enerjisini γ ışıması ile boşaltan artık çekirdek aramaya gerek yoktur. Durumun bu olduğunu kontrol etmek için common /dele/ sfu, wf, fusion sigfw ortak bloğunda saklanan fusion parametresinin değerine bakılması gerekmektedir. Eğer fusion = 0 ise, bu olayın Fermi ayrışmasıyla sonlandığını ve uyarılmış artık çekirdeğin olmadığını göstermektedir.

Eğer fisyon = -1 ise, bu olayda Fermi ayrışması ve fisyonun olmadığını ve sadece tek bir artık çekirdek olduğunu göstermektedir. Çekirdeğin uyarılma enerjisi ut (MeV cinsinden); common /bl1003/ ut, at, zt adlı ortak blokta saklanmaktadır.

Eğer fisyon = +1 ise, bu, olayın fisyon ile sonlandığını ve uyarılmış iki artık çekirdeğin olduğunu göstermektedir. Çekirdeklerin uyarılma enerjileri (MeV cinsinden) ex12(1) ve ex12(2), kütle numaraları af12(1) ve af12(2), yük numaraları zf12(1) ve zf12(2) ve kinetik enerjileri (MeV cinsinden) tf12(1) ve tf12(2)'ye eşittir. Tüm bu bilgiler common /ifiss/ af12(2), zf12(2), tf12(2), ex12(2), bf12(2,3), ifiss ortak bloğunda saklanmaktadır. Fisyonun olduğu durumda ifiss 1 değerlerini almaktadır (fisyonun olmadığı olaylarda ifiss = 0).

Böylelikle ilgili bir olayda fisyonun olup olmadığını anlamak için fusion parametresinin kontrol edilmesine ek olarak bu değere de bakılabilir.

Maalesef CEM03.01'de kullanıldığı haliyle CEM2 buharlaşan parçacıkları, artık çekirdeklerin ve fisyon fragmanlarının açısal momentumlarını hiç bir şekilde dikkate almamaktadır. Bu yüzden de kod, reaksiyon sonunda ortaya

çıkan ürünlerin açısal momentum değerlerini vermemektedir. Bu CEM'in bir sonraki sürümünde dikkate alınacak olan bir sorundur. Reaksiyonların çığ ve denge öncesi aşamasından sonraki uyarılmış çekirdeklerin açısal momentumları hesaplanmaktadır. Çığ aşamasından sonra bu değerler ($\hbar$ cinsinden), $L_x = amnucl(1)$, $L_y = amnucl(2)$, $L_z = amnucl(3)$ olarak subroutine *cascad* (*enext*, *atwght*, *charge*, *pnucl*, *amnucl*, *kstart*, *obr*, *nel*) çıktısında verilmektedir. Denge öncesi aşamadan sonra bu değerler $L_x = angmom(1)$, $L_y = angmom(2)$, $L_z = angmom(3)$ olarak common */resid/* *angmom(3)*, *v(3)*, *remn* ortak bloğunda saklanmaktadır. Bu değerler CEM03.01 çıktısına yazılan çeşitli dağılımların oluşturulmasında kullanılmaktadır. Bunlar şimdilik sadece nükleer reaksiyonları çalışmak için "akademik" önem taşımaktadır ancak CEM2 açısal momentumları dikkate almadığından ve CEM03.01 reaksiyon sonunda oluşan ürünlerin açısal momentumunu içermediğinden uygulamalar için uygun değildir.

Bu bilgiyle birlikte, istenen özelliklerin histogramının hazırlanmasına örnek teşkil eden *vlobd*, *resdist*, *opandist* ve *disnmul* rutinleri ve bunların bir çıktı dosyasına yazılmasını sağlayan *prinp* ve *typeout* rutinleri, kullanıcılar kendilerine özel çıktı tablolarını yazabilmelerini sağlamaktadır.

3.1.6. Girdi dosyası

CEM03.01'de kullanıcılar tarafından değiştirilmemesi gereken dört veri dosyası bulunmaktadır: *mass.tbl*, *level.tbl*, *gamman.tbl* ve *level.tbl*. Hesaplamayı tanımlamak için hazırlanması gereken *cem03.inp* adlı bir kullanıcı tanımlı girdi dosyası kullanılmaktadır. Bu dosyada hesaplanacak reaksiyonu ve çıktının istenen formatını tanımlayan 24 satır bulunmaktadır. Ayrıca çıktı dosyasının başında yazılması için 10 satıra kadar açıklama ile birlikte metin de barındırabilmektedir.

Birinci girdi satırı

Bu satır, çeşitli diyagnostik bilgilerin yazılacağı bir yardımcı çıktı dosyasının adını tanımlamaktadır (bu dosyada hesaplama sonuçları saklanmamaktadır; içindeki bilgi özel bir reaksiyonun hesaplanmasında (“bug” gibi) beklenmeyen bir sorunla karşılaşıldığında çok yararlı olmaktadır). Bu satır, en fazla 30 karakter barındırabilmektedir.

```
W-182.inf /File name for diagnostic output. (30 char.)
W-182.res /File name for results of calculation. (30 char.)
neut /pname/ projectile particle name:
      prot - proton, neut - neutron, pipl - pi+, pimi - pi-, pize - pi0,
      gamm - gamma with fixed energy, gamb - brems. gamma, stop - no more calc.
2.0 /t0mev/ minimum (initial) projectile kinetic energy in MeV; [tgmin for gamb]
182. /anucl/ target mass number
74. /znuc1/ target atomic number
100000 /limc/ total number of inelastic events, normally 2000-500000
1.0 /dt0/ projectile kinetic energy step-size in MeV [Only 1 energy if <0.]
21.0 /t0max/ maximum (final) projectile kinetic energy in MeV, [tgmax for gamb]
10. /dteta/ step-size (degrees) in ejectile angular distributions [mang > 0]
0 /mspec/ (0/1,2) if ejectile energy spectra (are not/are) needed
0 /mpyld/ (0/1,2) if particle yield tables (are not/are) needed
1 /mchy/ (0/1) if particle channel yields (are not/are) needed
1 /misy/ (0/1,2,3) if isotope yields (are not/are) needed
0 /mdubl/ (0/1,2) if double differential spectra (are not/are) needed
0 /mang/ (0/1,2) if angular distributions (are not/are) needed
2 6 /ipar1,ipar2/ range of ejectile types for spectrum calcs. [Below, ang. bins for mdubl > 0]
15.0 25.0 35.0 45.0 55.0 65.0 85.0 95.0 125.0 135.0 -57.0 63.0 87.0 93.0 115.0 125.0 145.0 155.0 -70.0 18.0
0. 3325. 2. 25. 100. 3. 100. 350. 10. 350. 1650. 20. /tmin, tmax, dt, j=1-4/
66 /nevtype/ number of evaporated particle types (see table in bldatgem.f).
2 /nh/ Lines of text (<11) to be read in; printed on results file (line 2).
Cross section of W-182 bombarded with
neutrons from 1 to 21 MeV with a step of 1 MeV; 10,000 events
stop
```

Şekil 3.1. CEM03.01 'ın Girdi veri dosyası

İkinci girdi satırı

satır yine 30 karaktere kadar CEM03.01 çıktı dosyasının adını tanımlamaktadır.

Üçten beşinci arasındaki girdi satırları

satır atılan parçacıkları tanımlamaktadır. Protonlar için *prot*, π^+ için *pipl*, π^- için *pimi*, π^0 için *pize*, monokromatik γ 'lar için *gamm* ve bremsstrahlung γ 'ları için *gamb* kullanılmaktadır. 4. ve 5. satırlar 3. satıra sığmayacak kadar uzun olan satır 3 girdi tanımlarını devam ettirmek içindir.

Altıncı girdi satırı

Bu satır, sadece tek bir enerjinin hesaplandığı ve reaksiyonun bremsstrahlung γ 'ları tarafından tetiklenmediği durumlar için yayınlanan parçacığın MeV cinsinden kinetik enerjisi $t0mev$ 'ı tanımlar. Bir reaksiyonun bir kaç enerji için (10. satırla tanımlanan bir basamak enerjisi ile ve 11. satırda tanımlanan nihai enerji ile) hesaplanması gerektiğinde $t0mev$ başlangıç enerjisi olmaktadır. Sadece Bremsstrahlung tarafından tetiklenen reaksiyonlar için bu satırdaki 30.0 değerinin kullanılması önerilmektedir.

Yedinci girdi satırı

Bu satır hedef çekirdeğin kütle numarasını tanımlamaktadır.

Sekizinci girdi satırı

satır hedef çekirdeğin atom numarasını tanımlamaktadır.

Dokuzuncu girdi satırı

Bu satır ilgili reaksiyon için benzetim edilecek olan inelastik olay sayısını tanımlamaktadır. Bu sayının uygun değeri, ilgilenilen reaksiyonun özellikleri kadar hedefin ve yayınlanan parçacığın da özelliklerine bağlıdır: Sadece aktinitlerin fisyon tesir kesitleri ya da herhangi bir reaksiyondaki nükleonların ortalama çeşitliliğini hesaplamak için 5000 inelastik olay oldukça yeterlidir.

Küçük enerji ve açı basamaklı parçacıkların çifte türevsel spektrumunu elde edebilmek için 1.000.000 ya da daha fazla olay benzetim yapmak gerekebilir.

Yarılma ve fisyon arasındaki bölge ve fisyon ve (çok az ürün veren) fragmentasyon arasındaki bölgede izotopların oluşması için gereken tesir

kesitleri, ortalama enerjileri ve yayma açıları için tatmin edici istatistik elde edebilmek için 10.000.000 ya da daha fazla olayın benzetim yapılması gerekebilir.

Onuncu girdi satırı

satır, tek seferde çeşitli geliş enerjilerini hesaplamak için gereken fırlatılan parçacık kinetik enerjisi basamağını MeV cinsinden tanımlamaktadır. Tek bir geliş enerjisi için bu parametre için negatif bir sayı, örneğin -5.0, kullanılmalıdır.

Onbirinci girdi satırı

Bu satır, satır 10'da tanımlanan basamak ile satır 6'da tanımlanan başlangıç enerjisini kullanarak bir reaksiyon çeşitli enerjilerde hesaplandığında yayınlanan parçacığın maksimum (nihai) kinetik enerjisini tanımlamaktadır. Bunun dışında sadece bremsstrahlung fotonları tarafından tetiklenen reaksiyonlar için bu parametre, bremsstrahlung γ spektrumunun genelde literatürde E_0 ile ifade edilen uç nokta (maksimum) enerjisini de tanımlamaktadır [62].

Önemli İpucu

Kod bu sayıdan daha yüksek enerjilere geldiğinde durmaktadır, bu yüzden kullanıcıların bu sayının satır 6'da tanımlanan başlangıç atılan parçacık enerjisinden büyük olmadığını kontrol etmelidirler, aksi takdirde CEM03.01 çalışmayacaktır.

Yararlı İpuçları

Yalnızca tek bir geliş enerjisi hesaplanacağı zaman (örneğin 100 MeV), 6. satırdaki $t0mev$ parametresinin değeri için 100.0, 10. satırdaki $dt0$ parametresi için -5.0 gibi herhangi bir negatif sayı ve bu satırdaki $t0max$ parametresi için de 100,0'den büyük herhangi bir sayı (örneğin 5000,0) kullanılmalıdır.

Eğer üç geliş enerjisinde (örneğin 100, 200 ve 300 MeV) reaksiyon hesaplanacaksa, 6. satırdaki $t0mev$ parametresinin değeri için 100.0, satırdaki $dt0$ parametresi için 100.0 ve bu satırdaki $t0max$ parametresi için de 300.5 değerleri kullanılmalıdır: Kod 100, 200 ve 200 MeV'de bir döngü içerisinde çalışacak ve 300 MeV'den sonra duracaktır. Geliş enerji basamağı 100 MeV olduğundan bir sonraki geliş enerjisi bu satırdaki $t0max$ tarafından verilen 300.5'ten fazla olan 400 MeV olacak ve kod duracaktır.

Onikinci girdi satırı

Bu satır fırlatılan parçacık açısal spektrumu $d\sigma/d\Omega$ [mb/sr] 'daki basamak büyüklüğü $\Delta\Theta$ 'yı derece cinsinden tanımlamaktadır. Bu sadece 18. satırda tanımlanan 1 ya da 2 değerini alan *mang* girdi parametresi tarafından seçilen $d\sigma/d\Omega$ hesaplanırken kullanılmaktadır.

Onüçüncü girdi satırı

Bu satır atılan parçacıkların mb/MeV cinsinden açısal-bütünleşik enerji spektrumu $d\sigma/dT$ 'nin hesaplanıp hesaplanmayacağını tanımlamaktadır. Spektrumu hesaplamak için bu satırdaki *mspec* parametresine 1, hesaplamamak için ise 0 değeri verilmelidir. *mspec* = 1 olarak kullanıldığında kod, CEM03.01 tarafından dikkate alınan bütün nükleer reaksiyon mekanizmaları tarafından üretilen bütün parçacıklar için Total olarak adlandırılan $d\sigma/dT$ sağlamakla birlikte bu reaksiyonların sırasıyla Çiğ (Çiğ),

denge öncesi ve Toplam Buharlaşıma olarak adlandırılan intranükleer çıkış (ya da kompleks parçacıklar için birleşme), denge öncesi ve buharlaşma aşamalarından yayılan parçacıkların bileşenlerini de sağlamaktadır. Fermi ayrışmasından oluşan parçacıklar Toplam Buharlaşıma bileşenine dahil edilmektedir; fisyon yapan ağır çekirdeklerden buharlaşma olması durumunda, bu bileşen hem buharlaşmadan önce oluşan parçacıkları (genelde literatürde “fisyon öncesi” olarak geçmektedir), hem de fisyon sonrası fisyon fragmanlarından buharlaşan parçacıkları (genelde literatürde “fisyon sonrası” olarak geçmektedir) içermektedir. Her bir spektrumun sonunda spektrumun bütün enerji aralığı üzerinden integrali (mb cinsinden parçacık “ürünü”) Integrated olarak adlandırılmış şekilde verilmektedir.

Bu parametre için fisyon reaksiyonlarını daha detaylı inceleyebilmek için kısaca değerini 1 yerine 2 seçmek gibi ek bir seçenek daha vardır: Eğer mspec için 2 değeri seçilirse, kod sadece fisyon yapan olaylarda fırlatılan parçacıkların enerji spektrumunu (mspec = 2 seçeneği ile hesaplanan $d\sigma/dT$ için fisyon yapmayan olaylardaki parçacıklar dahil edilmeyecektir) ve spektrumların normalizasyonu mspec = 1 için olduğu gibi toplam benzetim edilmiş olay sayısına değil, sadece fisyon yapan olaylara yapılmaktadır. Bu spektrumlar bütün yayılan parçacıkların spektrumunu temsil etmemekle birlikte fisyonlu ve fisyonsuz tüm olaylardan açığa çıkan parçacıkları kapsayan ölçülmüş spektrumlarla doğrudan karşılaştırılamamaktadır. Bu seçenek parçacıkların fisyon fragmanlarıyla aynı anda ölçüldüğü çakışmalı deneylerle karşılaştırmak için kullanışlıdır.

mb/MeV cinsinden $d\sigma/dT$ ye ek olarak mspec = 2 seçeneği literatürde genelde düşük enerjili parçacıklar tarafından tetiklenen fisyonun incelenmesinde kullanılan bire normalize edilmiş parçacık spektrumlarını (olasılık spektrumları) vermektedir. mspec = 2 seçeneği ayrıca, spektrumların

Toplam, Çığ, Denge öncesi ve Toplam Buharlaşıma bileşenlerine ek olarak Prefission ve Fission Fragments olarak adlandırılan “fisyon öncesi” ve “fisyon sonrası” bileşenlerini de sağlamaktadır.

Ondörüncü girdi satırı

Bu satır, ikinci parçacıkların çeşitliliği, ürün miktarını (mb cinsinden) ve ortalama kinetik enerjilerinin (MeV cinsinden) hesaplanıp hesaplanmayacağını tanımlamaktadır. Bu satırdaki mpyld parametresi için 0 değeri kullanılırsa bu özellikler hesaplanmamaktadır. mpyld = 1 olduğunda bu özellikler hesaplanmakta ve çıktının başına yakın bir tablo içine yazılmaktadır. Bu tablo n, p, d, t, ^3He , ^4He , π^- , π^0 ve π^+ için eğer sıfır değil ise toplam (T olarak adlandırılmıştır) ortalama çeşitlilik, ürün miktarı ve kinetik enerjileri ile birlikte bunların sırasıyla C, P, Sp, Pf, F, E ve Co olarak adlandırılan çığ, denge öncesi, fisyonlu olaylardan buharlaşma (yarılma), fisyonun hemen önce fisyon yapan buharlaşma olayları, fisyon ürünlerinden buharlaşma, tüm buharlaşan parçacıkların toplamı ve birleşme bileşenlerini de içermektedir. Fermi ayrışmasından ortaya çıkan parçacıklar “buharlaşma” (E) içine dahil edilmiştir. 13. Satırda tanımlanan mspec için olduğu gibi, fisyonu daha detaylı inceleyebilmek için bu parametreye de ek bir seçenek, mpyld = 2 vardır. Bu durumda sadece fisyonlu olaylar dikkate alınmakta ve sadece fisyon olaylarından üretilen parçacıkların ortalama çeşitliliği, ürün miktarı ve kinetik enerjileri tabloya dahil olmaktadır; normalizasyonlar da sadece fisyon olaylarına yapılmaktadır.

Parçacık spektrumları hakkında yukarıda bahsedildiği gibi, mpyld = 2 seçeneği ile elde edilen özellikler sadece fisyon reaksiyonlarını seçen çakışma deneylerinden elde edilen veriler ya da modellerle doğrudan karşılaştırılabilmektedir.

Onbeşinci girdi satırı

Bu satır, nihai izotopların oluşumuna katkı sağlayan 192 olası özgün reaksiyon “kanal”larının tesir kesitlerinin hesaplanıp hesaplanmayacağını tanımlamaktadır. Bu “kanallar” için uyarılma fonksiyonlarının bilinmesi, ilgili nihai izotopun oluşmasına olan katkıları farklı reaksiyon kanallarına böldüğü için uygulamadan ziyade “akademik” ilgi içindir. Örneğin bir hedefteki $[Z,A]$ fotonükleer reaksiyondan çekirdek oluşum tesir kesitini hesaplamak için sıkça kullanılan γ -spektrometrisi yöntemi, sadece nihai bir izotopun (örneğin $[(Z-y), (A-x)]$) tesir kesitini (ürün miktarı), bir $(\gamma, xnyp)$ reaksiyonuyla oluştuğu düşünülürse, yayılan x nötronları ya da y protonları hakkında bilgi içermeden sağlamaktadır. Bu durumda bunlar bağımsız nükleonlar olarak mı yayılmıştır yoksa yayılan kompleks parçacıkların içine mi dahildir? CEM03.01’de bu satırda tanımlanan $mchy = 1$ seçeneği, aynı nihai ürün çekirdeğine yol açan farklı olası reaksiyon “kanalları” için tesir kesiti sağlayarak bu soruya cevap verilmesine yardımcı olmaktadır. $mchy = 1$ seçeneği ek hesaplama süresi gerektirmektedir, bu yüzden bunun sadece farklı işlemlerin nihai izotopun oluşumuna katkısı detaylı olarak incelenmek istenildiğinde kullanılması önerilmektedir. Geremediği zaman, bu gibi “kanal” tesir kesitlerini ihmal etmek için daha hızlı olan $mchy = 0$ seçeneği kullanılmalıdır.

Onaltıncı girdi satırı

satır, bütün çekirdek ürünleri için mb cinsinden tesir kesitinin hesaplanıp hesaplanmayacağını tanımlamaktadır. $mis_y = 0$ seçeneği bu değerini hesaplanmamasını sağlamaktadır.

$mis_y = 1$ seçeneğiyle, CEM03.01 reaksiyonda oluşan tüm izotopların ürün miktarı ile birlikte mb cinsinden toplam yük ve kütle tesir kesitini ve bunların MeV cinsinden kinetik enerjilerini ve varyanslarının kütle ve yük dağılımlarını hesaplamaktadır. Bütün durumlarda, değerlerin hepsinin sıfır olduğu satırlar çıktı dosyasına yazılmamaktadır.

$misy = 2$ seçeneği $misy = 1$ seçeneğiyle aynı şeyleri sağlayıp bunlara ek olarak; Laboratuvar sisteminde ayrı ayrı ileri ve geri yönde yayılan ürünlerin ortalama kinetik enerji ve tesir kesitlerinin çekirdek, kütle ve yük dağılımlarının ürün tesir kesitini; bütün ürünlerin MeV cinsinden ortalama kinetik enerjilerini; kütle ürün miktarı ve ürünün kütle numarasının fonksiyonu olarak derece cinsinden laboratuvar yayım açısının ortalaması ve varyansını; bütün ürünlerin v/c cinsinden z -hızlarının (gönderilen ışına paralel) ortalama ve varyansını ve laboratuvar sisteminde ileri yönde yayılan ürünlerin kütle tesir kesitinin geri yöndekine oranını (F/B oranı) ve bunun ürünlerin kütle numarasının fonksiyonları cinsinden varyansını; bunlara benzer dağılımları kütle numarasının fonksiyonları cinsinden sağlamaktadır.

Son olarak, en detaylı seçenek olan $misy = 3$ seçeneği $misy = 2$ seçeneği ile aynı şeyleri sağlayıp buna ek olarak: uyarılmış çekirdeklerin bir reaksiyonun çığ ve reaksiyon öncesi aşamalarından sonraki kütle dağılımını ve olası bir fisyon öncesi buharlaşma sonunda fisyon yapacak ve yapmayacak olan çekirdeklerin buharlaşma aşamasının başındaki dağılımlarını; çekirdeklerin ürünlerin atom numarasının fonksiyonları cinsinden bunlara benzer dağılımlarını; çığ ve denge öncesi aşamaları sonrası çekirdeklerin 1/MeV cinsinden uyarılma enerjisi dağılımlarını ve fisyon yapmayacak olan ve fisyon yapacak olan çekirdeklerin buharlaşma aşaması başlangıcındaki dağılımlarını ve hemen fisyon öncesi durumdaki tüm çekirdeklerin dağılımlarını; çekirdeklerin doğrusal momentumlarının 1/MeV/c cinsinden benzer dağılımlarını; çekirdeklerin açısal momentumlarının $1/\hbar$ cinsinden benzer dağılımlarını; laboratuvar sistemindeki fisyon fragmanlarının açılma açılarının 1/derece cinsinden nötron çeşitliliği $\langle n \rangle$ 'in değişik basamak aralıkları kullanarak, (kısaca sırasıyla $\langle n \rangle = 0 - 5$, $\langle n \rangle = 6 - 8$, $\langle n \rangle = 9 - 12$, $\langle n \rangle = 13 - 15$, $\langle n \rangle = 16 - 19$ ve $\langle n \rangle \geq 20$ aralıkları) dağılımlarını; bütün olaylar için nötron çeşitliliği olasılığının yanı sıra, sadece çığ ve denge öncesi aşaması esnasındaki nötron yayımını, ve fisyon olmayan olaylardan buharlaşması (çıktıda *Evap .res.* olarak adlandırılmaktadır), fisyon yapacak olayların fisyon öncesi buharlaşması (çıktıda *Pre-fiss* olarak

adlandırılmaktadır) ve fisyon sonrası fisyon fragmanlarından buharlaşma (çıkıtıda *Post-fiss* olarak adlandırılmaktadır) için de sağlamaktadır.

Bu dağılımların bulunduğu tabloların sonunda sırasıyla ortalama değerleri ($\langle \dots \rangle$ olarak adlandırılmakta), standart sapmaları ($St \ dv$ olarak adlandırılmakta) ve ilgili normalizasyon faktörü (*norm* olarak adlandırılmakta) da çıktıya yazılmaktadır.

Onyedinci. girdi satırı

satırdaki *mbul* parametresi mb/(MeV sr) cinsinden çift-türevsel fırlatılan parçacık spektrumları $d^2\sigma/(dT/d\Omega)$ 'nin hesaplanıp hesaplanmayacağını tanımlamaktadır. Yukarıda 13. satırdaki *mspec* parametresi için anlatıldığına benzer bir şekilde, burada da fırlatılan parçacıkların $d^2\sigma/(dT/d\Omega)$ değerinin hesaplanması, hesaplanmaması ya da sadece fisyon olayları için hesaplanması istendiğinde *mbul* parametresi için sırasıyla 0, 1, ya da 2 değeri verilmelidir.

Onsekizinci girdi satırı

satırdaki *mang* parametresi fırlatılan parçacıkların mb/sr cinsinden enerji üzerinden toplanmış açısallık spektrumları $d\sigma/d\Omega$ 'nin hesaplanıp hesaplanmayacağını tanımlamaktadır. Yukarıda 13. satırdaki *mspec* parametresi için anlatıldığına benzer bir şekilde, burada da fırlatılan parçacıkların $d\sigma/d\Omega$ değerinin hesaplanması, hesaplanmaması ya da sadece fisyon olayları için hesaplanması istendiğinde *mang* parametresi için sırasıyla 0, 1, ya da 2 değeri verilmelidir.

Ondokuzuncu girdi satırı

satırdaki *ipar1* ve *ipar2* parametreleri, parçacık “türü” için notasyon olarak (*ID*) yukarıda tanımlandığı gibi n, p, d, t, ^3He , ^4He , π^- , π^0 ve π^+ için sırasıyla 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, ve 9 kullanarak $d\sigma/d\Omega$, $d\sigma/dT$ ve $d^2\sigma/(dT/d\Omega)$ spektrumlarının hesaplanması için kullanılacak fırlatılan parçacık türü aralıklarını tanımlamaktadır. *ID*’lerinin sıraya konmadığı zaman kodun seçici olarak sadece belli birkaç parçacığın spektrumunun hesaplanmasına izin vermediğinin belirtilmesi gerekir: Örneğin sadece n, d ve π^+ için spektrumları isteniyorsa, *ipar1* = 1 ve *ipar2* = 9 kullanarak bir döngü içinde tüm 9 parçacığın spektrumlarının hesaplanması gerekmektedir. ^4He ’den ağır fragmanların spektrumlarını (ve çeşitliliklerini) hesaplamak için kullanıcıların çıktı dosyasına yazılanları kendilerine göre değiştirmesi gerekmektedir.

Yirminci girdi satırı

satır, *mdubl* = 1 olduğunda çift-türevsel spektrum hesaplamaları için derece cinsinden $\Theta_1(j)$ ile $\Theta_2(j)$ aralığında 10 ya da daha az sayıda açı basamağı $\Theta(j)$ tanımlamaktadır. Kod bir döngü içinde ya $j = 1$ ’den başlayarak $j = 10$ ’a kadar 10 tane spektrum ya da bu satırdan okunan $\Theta_1(j)$ değeri negatif olana kadar spektrum hesaplamaktadır. Örneğin, $d^2\sigma/(dT/d\Omega)$ sadece iki açı için ($\Theta(1) < \Theta(2)$) hesaplanmak isteniyorsa, bu satırda önce ilgili $\Theta_1(1)$, $\Theta_2(1)$ ve $\Theta_1(2)$, $\Theta_2(2)$ değerleri verilmeli ve $\Theta_1(3)$ için -5.0 gibi herhangi bir negatif sayı kullanılmalı, daha sonra da kod bütün 20 değerle de karşılaşmayı beklediğinden $j = 10$ ’a kadar kalan diğer $\Theta_1(j)$ ve $\Theta_2(j)$ için değerlerin de dahil edilmesi gerekmektedir.

Yirmi birinci girdi satırı

satır, açı üzerinden toplanmış enerji spektrumlarının $d\sigma/dT$ ve çift türevsel spektrumların $d^2\sigma/(dT/d\Omega)$ hesaplamaları için (*mspec* ≥ 1 ve/veya *mdubl* ≥ 1

durumlarında) $T_1(j)$ ile $T_2(j)$ arasında ($j = 1,4$) dört enerji aralığı için MeV cinsinden enerji basamağı $\Delta T(j)$ tanımlamaktadır.

Yirmi ikinci girdi satırı

Bu satırdaki *nevtype* parametresi, yukarıda *Buharlaştırma modeli* Bölümünde açıklandığı gibi buharlaştırılması olası olan 66'ya kadar çıkabilen farklı parçacık türü sayısını tanımlamaktadır. Hesaplama zamanından oldukça tasarruf etmek için, bu satırda *nevtype* için 7-66 aralığındaki değerlerin sadece ^4He 'den daha ağır olan fragmanlar dikkate alındığında kullanılması; aksi durumlar için varsayılan değer olan 6 kullanılması tavsiye edilmektedir.

Yirmi üçüncü girdi satırı

Bu satırdaki *nh* parametresi, çıktının başında verilen hesaplamanın tanımlandığı üst bilgi olarak yazılacak açıklama metninin 10'a kadar çıkabilen satır sayısını tanımlamaktadır. Eğer kullanıcılar çıktılarında herhangi bir açıklama istemiyorsa, bu değer sıfır olabilir.

Yirmi dördüncü- otuz üçüncü arasındaki girdi satırları

ada, yukarıda açıklandığı gibi kullanıcılar, çıktının başında üst bilgi olarak yazılması için her satırda en fazla 72 karakter olacak şekilde 10 satıra kadar açıklama metni koyabilmektedir.

Yirmi üçüncü + *nh* + 1 ve sonraki girdi satırları

ile Yirmi üçüncü + *nh* aralığındaki tüm satırlar değişik enerji aralıkları, hedef izotopları, yayınlanan parçacıkları vs. incelemek için istenildiği kadar (ilgili girdi değerlerinin uygun olarak değiştirilmesi koşuluyla) tekrar girilebilmektedir.

Son girdi satırı

Son satırın girdisi *stop* olmalıdır.

3.1.7. Çıktı dosyası

CEM03.01çıktısı yazılan bütün büyüklükler için oldukça çok başlık ve açıklama bulundurmaktadır; bu yüzden önceki bölümde verilen bilgiler doğrultusunda kullanıcıların çıktı dosyalarını anlamasında çok az problemle karşılaşacağı umulmaktadır. Burada çıktı ile ilgili sadece bir kaç noktadan bahsedilecektir.

Çıktının başlangıç kısmında, bütün CEM03.01 girdi parametreleri ve reaksiyonun denge öncesi aşamasında kullanılan seviye-yoğunlukları için yaklaşık tahminleri listelenmektedir.

Toplam benzetim edilmiş inlastik ve elastik olay sayısı çıktıya yazılmaktadır. Bundan sonra yazılan elastik tesir kesitinin sadece kullanıcılara büyüklüğünün derecesi hakkında bir fikir vermesi için olduğunu belirtmek gerekmektedir: CEM03.01çoğu diğer INC temelli modellerde olduğu gibi elastik tesir kesitlerini güvenilir olarak tanımlayamamaktadır.

Bunları takiben, çığ ve denge öncesi aşamalarından sonraki çekirdeklerin uyarılma enerjileri, kütleleri, yükleri ve açısal momentumlarının ortalama değerleri hakkında istatistiksel bilgiler içeren birkaç tablo ile birlikte, fisyon yapan çekirdekler için de benzer dağılımlar (ve biraz fazlası) yer almaktadır.

INC sonrasında E^*_{min} olarak adlandırılan çekirdeklerin minimum uyarılma enerjileri için olası negatif değerler, bazı reaksiyonlar için görülebilmektedir.

Bu durum CEM03.01'in ilgili reaksiyonu hesaplarken bir sorunla karşılaştığı ya da herhangi bir şeyin yanlış gittiği anlamına gelmemektedir. Negatif bir

“uyarılma enerjisi” bazı durumlar için, INC sonrası bir çekirdeğin gerçek uyarılma enerjisinin pozitif ama çok küçük olduğu zaman, reaksiyonun denge öncesi aşamasının başlangıcında görülebilmektedir. Bu değerden denge öncesi aşamasında (klasik INC tarafından ihmal edilen) eşlenme enerjisi ve dönme enerjisi çıkartılmaktadır.

Bu oldukça nadir durumların, *çığdan* (parçacık dizileri *spt* ve *parz* içinde sadece *çığ* parçacıklara sahip artık çekirdek olarak listelenmekte olan) parçacık bağlanma enerjisinden daha düşük uyarılma enerjisine sahip olarak çıktıkları durumdaki ile aynı şekilde sayılarak üstesinden gelinmektedir.

Bu tablolardan sonra fisyon olasılığı (*Fissility* olarak adlandırılmıştır), ve eğer hedef fisyon yapmak için yeterince ağır ise mb cinsinden fisyon tesir kesiti sunulmaktadır. CEM03.01 fisyon olasılığını ve tesir kesitini iki farklı şekilde hesaplamaktadır: Doğrudan Monte Carlo yöntemi kullanılarak ve istatistiksel ağırlık fonksiyonu yöntemini kullanarak ve her iki yöntemden de elde edilen sonuçlar çıktıda yazılmaktadır[45]. Tüm ürünlerden çıkan ürün miktarları CEM03.01 tarafından, doğrudan Monte Carlo yöntemiyle, bu yöntem tarafından hesaplanan fisyon tesir kesiti kullanılarak hesaplanmaktadır. Bu yüzden, eğer hesaplanan istatistikleri Monte Carlo yöntemiyle hesaplanan fisyon tesir kesitinin çok küçük olmamasını ve çıktıda yazılan istatistiksel hatasından daha büyük olmasını sağlayacak kadar yüksekse, kullanıcıların doğrudan Monte Carlo yöntemi ile hesaplanan fisyon olasılığını ve tesir kesitini kullanması tavsiye edilmektedir. Düşük geliş enerjilerinde, hafif preaktinit çekirdeklerdeki reaksiyonlar için, Monte Carlo yöntemiyle hesaplanan fisyon tesir kesitleri çok küçük (hatta sıfır değerinde) ve istatistiksel hataları çok büyük olabilmektedir. Bunun gibi durumlarda, kullanıcılar daha ziyade istatistiksel ağırlık fonksiyonu yöntemi ile hesaplanmış olan fisyon olasılığı ve tesir kesiti değerlerini kullanmalıdırlar.

CEM03.01 tarafından bremsstrahlung γ ’ları tarafından tetiklenen reaksiyonlarla ilgili sağlanan tüm sonuçlar, genelde literatürde yapıldığı gibi “eşdeğer γ nicemleri” olarak adlandırılan değere normalize edilmektedir [62].

Son olarak, *mspec*, *mpyld*, *mdubl* ve *mang* parametrelerinin 1 yerine 2 değeri aldığı durumlar için, çıktıya yazılan spektrumlar, parçacık çeşitlilikleri ve ortalama kinetik enerjiler bütün benzetim edilmiş olaylara değil sadece fisyon olan olaylara ait değerlerdir [74].

3.2.ALICE/ASH kodu bilgisayar programı

ALICE kodu Blann tarafından oluşturulmuştur. ALICE-ASH kodu ALICE kodunun geliştirilmiş ve düzeltilmiş versiyonudur. ALICE-ASH kodu 300 MeV ve daha az enerjiye sahip nükleonlar ve çekirdekler tarafından oluşturulan nükleer reaksiyonlardaki ikincil parçacıkların uyarılma fonksiyonları, enerjileri ve açısal dağılımlarının hesaplanması için uygulanabilir. ALICE-ASH kodu kavramsal bir yaklaşım kullanarak denge durumu gama (γ) yayınlanma ve denge öncesi gama (γ) yayınlanma spektrumlarının hesaplanması için akış şemaları içerir [75]. Kod nükleer seviye yoğunluğu hesaplamaları için Kataria-Ramamurthy modelini kullanır. Kodda denge öncesi alfa (α) parçacık yayınlanma spektrumlarının hesaplanması için eksiton, pick-up ve knock-out modelleri birleştirilmiştir [76, 77]. Kod denge öncesi triton ve ^3He yayınlanma spektrumlarının hesaplanması için birleşme pick-up modeli ve knock-out modeli kullanır [78, 79]. Kodda çoklu dengede olmayan α parçacık yayınlanması verilmiştir [79]. Kodun akış şemalarında bazı değişiklikler ve düzeltmeler Shubin ve ark. (1985) tarafından yapılmıştır [80]. Konobeyev ve Korovin (1996) tarafından direk süreçleri hesaplamak için dengede olmayan döteron yayınlanma spektrumlarının hesaplanmasına kavramsal bir model sunulmuştur [81]. Kod enerji bağımlı seviye yoğunluğu parametresine sahip olan Fermi gaz modelinde seviye yoğunluklarının hesaplanması için akış şemaları sunar [82, 83]. Kodda tek parçacık ışınsal geçişleri Oblozinsky (1988) tarafından verilmiştir [84]. Konobeyev ve ark. (1997) kodda yarı döteron mekanizması gama üretimini göz önüne alarak denge öncesi gama yayınlanmasının tanımı için bir model vermiştir [85]. Broeders ve Konobeyev (2005) tarafından 200 MeV'e kadar olan mermi enerjilerindeki deneysel α parçacık yayınlanma spektrumlarının dengede olmayan α parçacık yayınlanma model parametreleri ile uyum sağladığı belirtilmiş ve dengede olmayan döteron yayınlanması için yeni bir model geliştirilmiştir [86, 87].

Kodun özel versiyonları, hafif ve ağır kümeciklerin dengede olmayan yayınlanma spektrumlarının hesaplanması ve fisyon ürün verim hesaplamalarının düzeltilmesi için geliştirilmiştir [88, 89].

3.2.1. Denge öncesi nükleon yayınlanması

Hibrit model ve geometrik bağımlı hibrit model (GDH) parçacık spektrumlarının hesaplanması için kullanılabilir.

Çoklu denge öncesi yayınlanma sadece iki denge öncesi parçacığa kadar yayınlanabilen bir yaklaşımla tanımlanır. Uyarılmaların MeV'in birkaç 10 katını aştığı durumlarda bu yaklaşım geçerliliğini yitirir. Sıkıntı ALICE kodundaki Monte Carlo denge öncesi bozunma modeliyle düzeltilir.

Düzeltilme, GDH modeli ile hesaplanan (p, xn) ve (n, xp) reaksiyon spektrumlarının yüksek enerji bölgeleri için yapılmıştır [28, 30, 50, 90-93].

Denge öncesi α parçacık yayınlanması

Reaksiyonda nötron ve protonların denge öncesi çıkışlarından sonraki denge öncesi α yayınlanması da (çoklu denge öncesi yayınlanma) dikkate alınır [79]. Pick-up mekanizmasının katkısı, birleştirilmiş birleşik pick-up modeli [76] ve hibrit eksiton model [77] yardımıyla hesaplanır.

Denge öncesi döteron yayınlanması

Reaksiyonu meydana getiren nükleonlar için dengede olmayan döteron yayınlanmasının;

- $(2p,1h)$ başlangıç eksiton durumunun oluşmasından sonra Fermi enerjisinin altındaki enerjiye sahip nükleonların pick-up mekanizmasından,
- E_F 'nin üzerindeki enerjilere sahip iki uyarılmış nükleonun birleşmesinden,
- Önceden oluşmuş bir döteronunun knock-out mekanizmasından,
- Döteron oluşumu ve kaçıışı ile sonuçlanan bir direk süreçten

meydana gelmesi beklenmektedir.

Model parametreleri deneysel verilerle hesaplamaların karşılaştırılmasından elde edilir [100-106]. Farklı parametrelerin değerlerindeki değişim hesaplanmış döteron spektrumunun farklı enerji bağımlılıklarına neden olur.

Pek çok durumda, böyle bir değişim, diğer model parametrelerinin yeniden basit bir tanımlanmasıyla gösterilemez.

Şuna dikkat edilmelidir ki nükleer yüzey etkisi denge öncesi parçacık spektrumlarının hesaplanması için kullanılan E_F Fermi enerjisinin etkin değerini etkiler [97, 98].

Denge öncesi triton ve ^3He yayınlanması

Triton ve ^3He çekirdeklerinin yayınlanması için denge öncesi spektrumlar, denge pick-up eksiton model kullanılarak hesaplanmıştır [78].

Denge öncesi γ ışını yayınlanması

Tek parçacık ışıma geçişleri ve $n + p \rightarrow d + \gamma$ nükleer reaksiyonları denge öncesi γ ışınlarının ana kaynağı olduğu düşünülür [107]. 300 MeV'e kadar ki enerji bölgesindeki serbest nükleonlar için düşünülen reaksiyonun tesir kesiti sabittir ve $7,5 \mu\text{b}$ 'a eşit olarak alınır [107]. Yörüngesel momentum üzerindeki

sınırlama, gerçek potansiyelde olmayan ve kare kuyuda görünen hatalı potansiyel rezonanslarını kabul etmemeyi sağlar. Gelen nükleonun momentum kırılmasının kuyunun sınırında olduğu düşünülür. Hareket göreceli kinematik kullanılarak tanımlanır. Hesaplama Monte Carlo metodu ile yapılmıştır. Dengeye olmayan γ spektrumu için reaksiyon karakteristiklerinin çoğu analitik olarak ve parçacıklar arası nükleer χ model kullanılarak hesaplanmıştır [107].

Denge öncesi parçacıkların açısal dağılım

Nükleon açısal dağılımı, Kalbach sistematğinde farklı yaklaşımlar kullanılarak hesaplanabilir [109, 110]. α parçacığı açısal dağılımları Kalbach sistematği sayesinde hesaplanabilir.

Denge parçacık yayınlanması

Nükleonlar ve hafif kümecikler

Parçacıkların denge yayınlanması, Weisskopf-Ewing model kullanılarak tanımlanır [23].

Fotonlar

Foton yayınlanma olasılığı aşağıdaki gibi verilir.

$$W_{\gamma}(\epsilon_{\gamma}) \propto \epsilon_{\gamma}^2 \sigma_{\gamma}^{tot}(U) \frac{p(Z,A,U)}{p(Z,A,E)} \quad (3.20)$$

Fisyon hesaplamaları

Fisyon olasılığının hesaplanması için Bohr-Wheeler yaklaşımı kullanılır [115]. Açısal momentum Blann ve Bishlinghoff (1982) tarafından tanımlanan şekliyle dikkate alınır [116]. Özel ALICE-ASH kodu, nötronun düşük uyarılma enerjisindeki $\frac{I_n}{I_f}$ fisyon genişliğine deneysel enerji bağımlı oranlarını kullanarak hesaplamalar yapmayı sağlar. $\frac{I_n}{I_f}$ 'nin gerçek enerji bağımlılığının yüksek uyarılma enerjisinde olduğu varsayılır [117].

Ters reaksiyon tesir kesitleri ve reaksiyon tesir kesitlerinin hesaplanması

Reaksiyon tesir kesitleri, nükleon ve döteron mermileri için optik model kullanılarak hesaplanır [80, 31]. Diğer gelen parçacıklar için parabolik optik model kullanılır.

Kodun kullanımı için uygun enerji bölgesi

Kodun kullanımını sınırlayan faktörlerin bazıları, nükleer süreçlerin göreceli olmayan tanımı, inelastik nükleon-nükleon etkileşmelerinin ihmal (delta oluşumu) ve çoklu denge öncesi yayınlanmasını tanımlayan yaklaşımlardır.

Bu faktörleri göz önüne alarak, kod uygulamasının en iyi aralığının 150 MeV'e kadar olması (gelen nükleonların enerjisi) beklenir. Çoklu denge öncesi yayınlanmasının ihmal, yayınlanan denge öncesi nükleonların sayısının sınırlanmadığı Monte Carlo HMS denge öncesi modelde düzeltilir [92]. HMS ALICE kodu denge öncesi pion yakalanma bozunumunu başarılı bir şekilde ele alır. Böylece bu 250 MeV civarındaki pion fiziği, limiti ötesindeki enerji aralığını genişletecek delta rezonansının oluşumunun ve bozunumunun ilavesini gerektirecektir. ALICE-ASH kodu 300 MeV'e kadar olan enerjilerdeki hesaplamalar için kullanılır. Daha yeni versiyonları daha

yüksek enerjilerde çalışır. Fakat 250 MeV'in üzerinde delta rezonansları hata içerdiği için kullanımı tavsiye edilmez.

Bilgisayar uyumu

ALICE-ASH kodu FORTRAN'da yazılır. Atılan adımlar derlenmiş versiyonlardan bağımsız kod yapmak içindir. Bilgisayar uyum seçenekleri şaşırtıcı sonuçlar verir. Bundan dolayı uyumu sağlanan derlenmiş seçenekler kullanılmadan önce kullanıcı uyumu sağlanmayan sonuçlara karşı uyumu sağlanan derlemeleri kontrol etmelidir.

3.2.2. Girdi veri dosyası

Card 1. NAMRD, (IWR(i), i=1,4).

Format (A8,4I1)

NAMRD, çıktı dosyalarının adıdır: "NAMRD.XXX".

NAMRD.FULL parametresi detaylı bilgilerle tam listelemedir. NAMRD.CRS parametresi kalanların verimleri hakkındaki bilgilere sahip olan kısa listelemedir. NAMRD.GAS parametresi gaz üretimi hakkındaki bilgilere sahip olan listelemedir ve eğer $IKE = 4$ ise bu oluşur.

$IWR(1) = 1$ hesaplanmış nötron yayınlanma spektrumlarına sahip olan dosyayı oluşturur. $IKE = 4$ olması tavsiye edilir. $IWR(1) = 0$ iken nötron spektrumlarına sahip olan dosya yoktur. $IWR(2)$, proton spektrumları hariç $IWR(1)$ ile aynıdır. $IWR(3)$, α parçacığı spektrumları hariç $IWR(1)$ ile aynıdır. $IWR(4)$, M3 parametre değerlerine bağlı olan döteron, triton ya da ^3He spektrumları hariç $IWR(1)$ ile aynıdır.

parametresi sıvı damlası ya da sonlu genişlik fisyon engellerini ölçer. Eğer $\text{BARFAC} = 0$ ise 1'e eşit olan varsayım değeri kullanılır (tavsiye edilen değerdir). Tipik olarak aktinit çekirdeklerin altındaki 0,7 değerleri daha iyi sonuç verir. ISOT (I1) parametresi kodun şimdiki versiyonunda kullanılmaz. Sıfır değeri tanıtılmalıdır.

NA (I4) parametresi hesaplamada ele alınan her Z 'nin nükleon sayısının maksimum olduğu değerdir. Eğer $\text{NA} = 0$ ise varsayım değeri 11'e eşittir. NZ (I5) parametresi yayınlanma sürecinde hesaplanacak Z sayısıdır. Maksimum değeri 9'dur. Eğer $\text{NZ} = 0$ ise varsayım değeri 9'a eşittir. MC (I5) parametresi ayrılma enerjileri ve seviye yoğunluğu taban durum kaymaları için kütle seçeneğidir. $\text{MC} = 0$ kütle düzeltmelerini içeren MSL kütleleri anlamına gelir. $\text{MC} = 1$ kütle düzeltme terimi (sadece $\text{MP} = 0$ ile kullanılan) olmaksızın MP kütleleridir. $\text{MC} = 2$ kullanıcı tarafından en azından kısmen sağlanan ayrılma enerjileri ve/veya LDGS hariç kütle düzeltmelerini içeren MSL kütleleridir.

Eğer MC 10 ile artırılıyorsa kod mevcut olan ve (eğer $\text{MC} = 11$ ya da $\text{MP} = 0$ seçilirse) bağlanma enerjisinden (BE) çiftlenim ya da kütle düzeltmesini çıkaran MSL kütleleri için tablo kütlelerini oluşturacaktır. Tavsiye edilen değeri $\text{MC} = 0$ 'dır.

MP (I5) parametresi çiftlenim seçeneğidir. $\text{MP} = 0$ kütlelerdeki çiftlenim terimi planlaması anlamına gelir. $\text{MP} = 1$ MSL kütle formülünden hesaplanan ve geri kayma uygulanan LDGS ve kütlelerdeki çiftlenim terimidir. $\text{MP} = 2$, $\text{MP} = 1$ deki gibidir. Fakat kütle düzeltmeleri LDGS'de de vardır. $\text{MP} = 3$ tek-tek çekirdekler için uyarılmaya eklenen delta, tek-çift çekirdekler için sıfır olan normal çiftlenim kaymasıdır. Tavsiye edilen değeri $\text{MP} = 3$ ya da $\text{MP} = 1$ 'dir.

LDOPT (I5) eğer sıfır ise $a = A/y$ 'ye sahip olan Fermi gaz seviye yoğunluğudur. Eğer $\text{LDOPT} = 1$ ise deneysel kütle ve sıvı damlası düzeltmesindeki farktır. Eğer $\text{LDOPT} = 2$ ise hesaplamaların içerdiği tüm kalan çekirdekler için süper akışkan nükleer modele göre seviye yoğunluğu

hesaplanır. Elde edilen değerler özel bir dosyada depolanır. Eğer LDOPT = 3 ise önceki kodda hesaplanan seviye yoğunluğu *Card 2.* ile aynı girdi değişkenleri ile çalıştırılır. LDOPT = 2 bilgisayar dosyasından alınır. Eğer LDOPT = 4 ise seviye yoğunluğu, uyarılma enerjisine bağlı olan Fermi gaz modeline göre hesaplanır. Eğer LDOPT = 1 ya da 4 seçilirse koddaki fisyon genişlik hesaplaması parçacık kanalları için seviye yoğunluğu hesaplaması ile tutarlı değildir. Hata yapmaktan kaçınmak için parçalanmış çekirdek için bu seçenek kullanılmaz. Tavsiye edilen parçalanmayan çekirdekler için LDOPT = 0, 2, 4 parçalanmış çekirdekler için LDOPT 0 ya da 2'dir.

INVER (I4) parametresi ters tesir kesiti hesaplama metodunu tanımlar. INVER = 0 optik model ters tesir kesiti hesaplaması için kullanılır.

Hesaplamalar nötron, proton, α parçacığı, döteron, triton ya da ^3He yayınlanmasından sonra oluşan ilk kalan çekirdek için yapılır. Diğer kalan çekirdekler için aynı sonuçlar kullanılır. INVER = 1 desteklenmiş ters reaksiyon tesir kesitini kullanır. INVER = 2 ters reaksiyon tesir kesitleri parçacık yayınlanması sırasında oluşan her bir kalan çekirdek için keskin cut-off formülleri kullanılarak değerlendirilir. Eğer INVER = 0 ise ters reaksiyon tesir kesitleri hesaplamalarının sonuçları ALICE92.INN bilgisayar dosyasında kaydedilir. Eğer INVER = 1 olursa ters tesir kesitleri aynı dosyadan alınır. Tavsiye edilen değeri INVER = 0'dır.

ED (F4.1) parametresi MeV mertebesindeki parçacık spektrumlarının integrasyonu için kullanılan şebeke boyutu başına enerjidir. ED değerine bölünen MeV mertebesindeki parçacık enerjisi ve ayrılma enerjisinin toplamı 300'ü aşmamalıdır. IKE (I1) parametresi eğer sıfır ise hiçbir parçacık spektrumunun çıktısı alınmayacaktır. Eğer IKE = 1 ise her bir kalan nükleon için denge spektrumlarının çıktısı alınacaktır. Eğer IKE = 2 ise sadece denge öncesi spektrumların çıktısı alınacaktır. Eğer IKE = 3 ise 1+2 gibidir. IKE = 4 ise denge öncesi spektrumları ile toplam parçacık spektrumlarının (denge

öncesi ve denge) çıktısı birlikte alınacaktır. Eğer $IKE = 5$ ise γ spektrumlarının çıktısı alınacaktır. Tavsiye edilen değer $IKE = 4$ veya 5 'dir.

IPCH (I5) parametresi fisyon engelleri okuma seçeneğidir. Eğer $IPCH = 1$ veya 2 ise fisyon engeli her bir Z için bir kart, (IA, IZ) karışımı olarak *Card.2*'den sonra okunabilir. Format (11F5.1)'dir. $IPCH = 1$ için engel açısıl momentumdan bağımsızdır. $IPCH = 2$ için engel dönme sıvı damlası modeli (RLDM) engelleri olarak ölçeklendirilir [118]. Tavsiye edilen $IPCH = 0$ 'dır. PLD (F5.1) parametresi seviye yoğunluğu parametresi 'a' yı $a = A / PLD$ olarak tanımlar. Eğer PLD boş ise 9'a eşit olan varsayım değeri kullanılır. Eğer $LDOPT = 2$ ise tüm çekirdekler için seçilirse ya da $LDOPT = 4$ parçalanmayan çekirdekler için seçilirse PLD değeri önemli değildir.

KPLT (I1) parametresi tesir kesiti yazdırma seçeneğidir. Eğer $KPLT = 1$ ve son enerji girdi satırı 1-5 sütunlarında -1 ile devam ediyorsa uyarılma fonksiyonu standart çıktıda (NAMRD.FUL) çizilir. CORL (A1) parametresi parçacık spektrumları yazdırmaları için laboratuvar ya da kütle merkezi (CMS) sistemini tanımlar. Eğer CORL boş veya 'C' ya da 'c' ye eşitse PLOTSP altprogramı tarafından hazırlanan parçacık spektrumları CMS sisteminde yazdırılacaktır. Yazdırma IWR() karışımı ile kontrol edilir. Eğer CORL = 'L' veya 'l' ise laboratuvar sistemi kullanılır.

M3 (I3) parametresi her bir nüklidden yayınlanan parçacıkların sayısını ve tipini tanımlar. Sadece nötronlar için $M3 = 1$, nötronlar ve protonlar için $M3 = 2$; nötronlar, protonlar ve α parçacıkları için $M3 = 3$; nötronlar, protonlar, α parçacıkları ve döteronlar için $M3 = 4$; nötronlar, protonlar, α parçacıkları, döteronlar ve tritonlar için $M3 = 5$; nötronlar, protonlar, α parçacıkları ve ^3He için $M3 = 6$; Tavsiye edilen duruma bağlı olarak $M3 = 4, 5$ veya 6 'dır.

Card 3. CNFNCS, TITLE.

Format (20A4)

Bu kart bir dış dosyadan gelen parçacık için elastik olmayan tesir kesitini okumayı sağlar. Card 3'deki ilk sembol 'C', 'c', '*', '+' ya da '-' ile başlıyorsa bu satır başlık satırı olarak düşünülür. Bu durumda 80 adımlık başlık ana çıktı dosyası NARD.FUL'de yazdırılır. Bu durumda elastik olmayan tesir kesiti içsel parametrelili optik model kullanılarak kod ile hesaplanır. Card 3'deki ilk sembol 'C', 'c', '*', '+' ya da '-' ile başlamıyorsa bu karttaki ilk 12 sembolün iki sütun formatında (enerji, tesir kesiti) yazılan esnek olmayan tesir kesitine sahip dış dosyanın adının CNFNCS olduğu düşünülür. Enerji MeV ve tesir kesiti mb'dır. Tesir kesiti dosyasındaki ilk satır ZP, AP, ZT ve AT'i gösterir.

CNFNCS dosyasındaki tüm formatlar serbesttir. CNFNCS'deki veriler hesaplamaların sonuçlarının toplam normalizasyon öncesi için kullanılır.

Farklı Card 2 ve Card 3'e ve kompozit girdiye sahip devam eden hesaplamalarda esnek olmayan tesir kesitleri her bir Card 3'de gösterilen dosyalardan alınacaktır. Art arda gelen hesaplamalarda CNFNCS adının olmaması son Card 2'den alınan esnek olmayan tesir kesitlerinin kullanımını varsayar. 150 MeV üzerindeki gelme enerjilerinde esnek olmayan tesir kesiti için verileri sağlamaktadır.

Card 4. 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)

Card 4. enerji seçenekleri kartıdır. Bu kart verilen + mermi için her bir enerjide tekrar edilir. Sıfır ya da 1'e eşit olan EQ enerjili Card 4.'ün maksimum sayısı 20'yi aşmamalıdır.

EQ (F5.1) parametresi laboratuvar sistemindeki mermi enerjisidir. EQ = 0 ise yeni problem Card 2'de başlayacaktır. EQ = -1 ise öncelikle hesaplanmış uyarılma fonksiyonu çizdirilecektir. EQ = -1 kullanımı KPLT = 1'i ve aşağı doğru sıralanan farklı EQ değerleriyle çalışan kodu gerektirir. Art arda gelen

kodda $EQ = 0$ ise hesaplamaların normal sonu olacaktır. Card 3'deki ilk sembol 'C', 'c', '*', '+' ya da '-' ile başlar. RCSS (F5.1) parametresi reaksiyon tesir kesitidir. Eğer boş bırakılırsa reaksiyon tesir kesiti gelen nötronlar, protonlar ya da döteronlar için optik model altprogramı ile ve diğer tüm mermiler için parabolik model döngüsüyle içsel olarak üretilir. Eğer RCSS okunursa RCSS için girilen bu değer kullanılacaktır. Eğer geometrik bağımlı hibrit model ve/veya fisyon hesaplaması seçilirse ve giriş kanalları için geçiş katsayılarının girilmesi istenirse daha sonra yazılacak T(1)'in numarasının negatifi RCSS için girilmelidir. Daha sonra T(1) Card 5.'de okunacaktır. Eğer gerekli ise esnek olmayan tesir kesitli dış dosyanın sağlanması ve RCSS = 0 olması tavsiye edilir.

IADST (I1) parametresi eğer sıfır ise yazdırılan açısal dağılım yoktur. Eğer 1 ise nötronlar için vardır. Eğer 2 ise protonlar için vardır. Eğer 3 ise Kalbach sistematüğini kullanan nötronlar için vardır. Eğer 3 ise Kalbach sistematüğini kullanan protonlar için vardır. Eğer 5 ise Kalbach sistematüğini kullanan α parçacıkları için vardır. Tavsiye edilen değeri pratik uygulamalar için IADST = 3, 4 veya 5'dir. IRFR (I1) parametresi açısal dağılımlarla kırılma için bir seçim tanımlar (Kalbach sistematüğü hariç). Eğer IRFR = 0 ise kırılma yok. IRFR = 1 ya da 2 ise giriş kanal kırılması. IRFR = 3 ise Heisenberg giriş ve çıkış kırılması. IRFR = 2 ise giriş kırılması ve Heisenberg çıkış kanalı. Pratik uygulamalar için IRFR = 0, IADST = 3, 4 veya 5 ile birlikte tavsiye edilir.

I3D (I1) parametresi eğer sıfırsa açısal dağılım için üç boyutlu aksi taktirde iki boyutludur. JCAL (I2) parametresi hesaplama seçeneğinin tipidir. JCAL = 1 ise Weisskopf-Ewing buharlaşma hesaplaması kullanılır. JCAL = 2 ise s-dalga yaklaşımı eylemsizlik sıvı damlası momenti kullanılır. JCAL = 3 ise s-dalga yaklaşımı eylemsizlik katı cisim momenti (eğer sadece PARAP altprogram ile yani $ZP \geq 1$ ve RCSS = 0 ile hesaplanan giriş kanalı tesir kesiti ise) JCAL = 0 kısmî dalga ile kısmî dalganın buharlaşma fisyon rekabetidir. Eğer fisyon her $J \geq JCRIT$ için sıfır engel kullanarak hesaplanırsa, JCAL 10'a

eşit olur. Tavsiye edilen değer fisyon gerçekleştiremeyen çekirdekler için JCAL = 1, fisyon yapabilen çekirdekler için JCAL = 0'dır.

DLT (F3.0) parametresi hesaplanan açısal dağılımlar için enerji artışıdır. Hatalardan kaçınmak için;

- Sadece ED = DLT'li DLT ≤ 1 değerini seçmek,
- DLT'nin parçalı kısmî sayısını kullanmak,
- DLT / ED değeri örneğin ED = 0, 5 ve DLT = 1 gibi tam bir sayı değerine sahip olan DLT ve ED kombinasyonunu kullanmak gerekir.

JFRAC (I2) parametresi eğer bir fisyon hesaplaması sadece özel bir açısal momentum aralığında olursa, bu daha düşük sınırdır. Tavsiye edilen değeri JFRAC = 0'dır. JUPPER (I5) parametresi eğer aralık sınırlandırılırsa açısal momentum daha üst sınırdır olur. Tavsiye edilen değer JUPPER = 0'dır. JANG (I5) parametresi açısal momentumu azaltan yayınlanan parçacıkların seçimidir. Eğer 1 ise evet, sıfır ise hayırdır. Eğer $100 \leq JANG \leq 200$ ise açısal momentumlar üzerinden çevrim açısal momentumun yerinden ayrılmasındaki 'hayır' seçeneği ve JANG-100'ün artışı için olacaktır. Eğer $JANG > 200$ ise delta L 'evet' seçeneği alınır ve çevrim JANG-200'e kadar artırılır. Sadece JCAL = 0 ve TD = 0 ile $JANG > 100$ kullanılır. Tavsiye edilen değeri JANG = 0'dır.

Card 4.'deki tüm ek parametreler denge öncesi seçenek içindir. Eğer seçilen hiçbir denge öncesi hesaplama yoksa kullanıcı kalan sütunları boş bırakır.

Eğer TD pozitif ve EX1 ve EX2 boş ise varsayım parametreleri seçilecektir. GDO seçeneği hâlâ seçilebilir. Denge öncesi hibrit model için varsayım değeri TD = 1 kullanılır. Bu karttaki kalan diğer değişkenler sıfıra eşittir. Bu durumda ortalama serbest yol 2 ile çarpılacaktır ve COST değişkeninin ek değişimi etkilenmeyecektir. GDH () hesaplaması için, TD = 1, TMX = 1 girilir

ve TD'den sonra diğer tüm değişkenler boş bırakılır. Bu durumda COST değeri, GDH ortalama serbest yol hesaplaması için katsayıyı hesaplar.

Varsayım değerleri $GDO = 1$ anlamına gelir. Eğer çoklu denge öncesi yayınlanma kompleks parçacıklar için göz önüne alınırsa, IALP91 parametreside tanımlanır.

TD (F5.1) parametresi başlangıç eksiton sayısı olup değeri $p + h$ 'dir. EX1 (F5.1), başlangıç uyarılmış nötron sayısıdır. EX2 (F5.1) başlangıç uyarılmış proton sayısıdır. Eğer EX1 ve EX2 boş bırakılırsa Pauli ilkesi ve Fermi için düzeltilen başlangıç $n-p$ ($p-n$) ve $n-n$ ($p-p$) tesir kesitlerinin oranı dikkate alınarak başlangıç nötron ve proton sayıları hesaplanır. Eğer EX1 = -1 ve/veya EX2 = -1 ise eski akış şemaları kullanılır [99]. TMX (F5.1) sıfır ise hibrit model seçilmiş olur. Eğer bir ise GDH seçilmiş olur. AV (F5.1) parametresi eğer sıfır ise optik model geçiş hızları 55 MeV'in üzerinde kullanılmaz. Eğer AV = 1 ise nükleon-nükleon ortalama serbest yol kullanılır. Eğer AV = 0 ve TD = 0 ise nükleon-nükleon serbest yol kullanılacaktır.

GAV (F5.1) parametresi hibrit model hesaplamaları için önemli değildir. Eğer sıfır ise standart GDH modeli kullanılacaktır. Eğer bir ise $(n,p)x$ ya da $(p,n)x$ spektrumları için düzeltme yapılacaktır. COST (F5.1) parametresi nükleonun serbest yolu için çarpma faktörüdür. Ortalama serbest yol $COST + 1$ ile çarpılır. GDO (F5.1) eğer 1 ise başlangıç eksiton sayısına sınırlanan GDH hesaplaması kullanır. Daha yüksek eksiton sayıları için hibrit hesaplamasını kullanır. Eğer GDH hesaplamaları için varsayım parametreleri kullanılmazsa $GDH = 0$ doğru değildir. Tavsiye edilen TD = 1 ve TMX = 1 kullanmak ve 62 MeV altındaki reaksiyonları meydana getiren nükleonlar için TD'den sonraki diğer tüm değişkenleri boş bırakmak ve diğer enerjiler için COST değerini yükseltmektir.

IJ (I5) parametresi eğer 1 ise izospin denge öncesi seçenek seçilir. Tavsiye edilen IJ = 0'dır. IALP91 (I5) eğer sıfır ise denge öncesi α parçacık spektrumları reaksiyonu meydana getiren nükleonlar için hesaplanır. Diğer kompleks parçacıkların yayınlanması için denge öncesi hesaplamalar M3 seçeneğine göre gerçekleştirilecektir. Eğer 1 ise hiçbir kompleks parçacık denge öncesi spektrumu hesaplamayacaktır. Eğer 2 ya da 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 gerçekleştirilecektir. Kalan çekirdeğin verimi hariç dengede olmayan α spektrumlarının hesaplanmasında IALP91 = 2 ya da 3 seçimin uygundur. Eğer 4 ise 2 ya da 3'deki gibidir. Çoklu denge öncesi döteron yayınlanması hariç, bu Card 2.'deki M3 = 4'ü içerir. Tavsiye edilen değeri 62 MeV'in altında gelen nükleon enerjisi için IALP91 = 0'dır.

Card 5. Eğer RCSS ≤ 0 ise sadece ihtiyaç duyulan şey giriş kanal geçiş katsayılarıdır. Kod RCSS'nin mutlak değerinin gösterdiği kadar çok giriş kanal geçiş katsayısı okumaya çalışılacaktır.

Format (10F5.3)

3.2.3. Çıktı veri dosyaları

Hesaplamaların sonuçları birkaç çıktı dosyasında yazılır. Dosyaların adı karakter girdi değişkeni NAMRD ile tanımlanır. Çıktı dosyalarının kısa tanımı aşağıda verilmiştir.

NAMRD.FUL yapılan hesaplamalar hakkındaki detaylı bilgiyi içeren kodun ana çıktı dosyasıdır.

Yazdırılan:

- Hesaplama seçenekleri.
- Bağlanma enerjileri.
- Ters reaksiyon tesir kesitleri (mb).
- Reaksiyon tesir kesiti (mb) ve kısmî reaksiyon tesir kesitleri.
- GDH model (mb/MeV) ile hesaplanan başlangıç eksiton durumunda denge öncesi parçacık spektrumları ve toplam denge öncesi parçacık spektrumları.
- Kalan çekirdekler için üretim tesir kesitleri (mb). Değerler 'E' sembolünden başlayan satırda yazdırılır.

Eğer $IKE = 4$ seçilirse toplam parçacık yayınlanma spektrumları (mb/MeV) ve parçacık üretim tesir kesitleri (mb). Eğer $IKE = 5$ ise γ spektrumları yazdırılır (mb/MeV). İlk sütun γ ışın enerjisi, ikinci ve üçüncü sütun denge spektrumu, 4. sütun toplam spektrum, 5. sütun denge öncesi spektrumdaki tek parçacık ışımsal geçişlerinin katsayısı, 6.sütun denge öncesi spektrumdaki yarı-döteron modeli, 7. sütun 4π 'e ayrılan toplam spektrum, 8. sütun yaklaşık yaklaşım ile değerlendirilen denge öncesi spektrum ve denge öncesi spektrumun toplamı [81], 9. sütun yaklaşık yaklaşım ile değerlendirilen denge öncesi spektrum ve denge spektrumunun toplamıdır.

NAMRD.CRS parametresi kalanlar için üretim tesir kesitleri hakkındaki bilgiyi içerir. "ER XSECT S(J) = " den başlayan satırda yazılır. NAMRD.G parametresi hesaplanmış parçacık üretim tesir kesitlerini içerir. İlk sütun gelen parçacığın kinetik enerjisi (MeV), 2. sütun toplam α parçacık üretim tesir kesiti, 3. sütun α parçacık üretim tesir kesitinin denge öncesi bileşeni, 4. sütun girdi M3 parametresine bağlı olan döteron, triton ve ^3He için toplam üretim tesir kesiti, 5. sütun son tesir kesitinin denge öncesine katkısı, 6.sütun toplam proton üretim tesir kesiti, 7. sütun toplam esnek olmayan tesir kesitidir. Toplam tesir kesitleri mb cinsinden yazdırılır.

NAMRD.NNN, NAMRD.PPP ve NAMRD.TTT parametreleri nötron, proton ve triton yayınlanma spektrumlarını içerir. İlk sütun CORL parametresine bağlı olan LC ya da CM sistemindeki çıkan parçacığın enerjisi, 2.sütun denge spektrumu, 3.sütun denge öncesi spektrum, 4. sütun toplam spektrum, 5.sütun (Eğer CORL = 'L' ise vardır) laboratuvar koordinat sistemindeki parçacık enerjisinin kanal enerjisine oranı. Spektrumlar mb/MeV mertebesindedir. NAMRD.DDD ve NAMRD.AAA parametreleri döteron ve α parçacık yayınlanma spektrumlarını içerir. Eğer çoklu denge öncesi yayınlanma göz önüne alınmazsa (girdi dosyasındaki IALP91 = 0) verilerin formatı NAMRD.NNN, *.PPP, *.TTT dosyaları ile aynıdır. Bu durumda çoklu denge öncesi seçenek alınırsa, dosya denge öncesi nötron ve proton yayınlanmasından sonra yayınlanan α parçacıkları ve döteronlar hakkında detaylı bilgi içerir. İlk sütun c ya da CM sistemindeki parçacık enerjisi, 2.sütun denge spektrumu, 3.sütun ilk denge öncesi parçacık (döteron ya da alfa parçacığı) spektrumu, 4.sütun denge öncesi nötron yayınlanmasından sonra yayınlanan parçacık için denge öncesi spektrum, 5. sütun proton yayınlanmasından sonra 4. sütun ile aynı, 6. sütun henüz kullanılmamıştır ve döteron-döteron veya α - α çoklu yayınlanma için ayrılmıştır, 7. sütun toplam denge öncesi spektrum ve 8. sütun toplam parçacık yayınlanma spektrumudur. Spektrumlar mb/MeV mertebesindedir.

4. HESAPLAMALAR

4.1. İzotopların Reaksiyon Tesir Kesiti Hesaplamaları

Bu çalışmada $^{181}\text{Ta}(n, n'), (n, 2n), (n, p), (n, \alpha), ^{182}\text{W}(n, 2n), (n, p), ^{183}\text{W}(n, 2n), ^{184}\text{W}(n, 2n), (n, p), (n, \alpha), ^{186}\text{W}(n, 2n), (n, p), (n, \alpha), ^{204}\text{Pb}(n, 2n), ^{206}\text{Pb}(n, n'), (n, 2n), (n, p), (n, \alpha), ^{207}\text{Pb}(n, 2n), ^{208}\text{Pb}(n, n'), (n, 2n), (n, p), (n, \alpha), ^{209}\text{Bi}(n, n'), (n, 2n), (n, p), (n, \alpha), ^{232}\text{Th}(n, n'), (n, 2n), ^{231}\text{Pa}(n, 2n)\text{Pa}^{230}, ^{235}\text{U}(n, n'), ^{238}\text{U}(n, n'), ^{239}\text{Pu}(n, n')$, reaksiyonlarının tesir kesitleri 1-20 MeV Nötron enerji aralığında hesaplandı. Denge öncesi hesaplamalar, hibrit model, geometri bağımlı hibrit model, çığ eksiton modellerle yapılmıştır. Denge reaksiyonları Weisskopf–Ewing modeline göre hesaplanmıştır. Hibrit ve geometri bağımlı hibrit modeller ALICE/ASH ve çığ eksiton model için CEM03.01 programları ile yapılmıştır [48,119].

Alice/ASH Programı, standart Alice kodunun Livermore laboratuvarında düzenlenmiş bir versiyonudur [119]. Hibrit ve geometri bağımlı hibrit bileşik öncesi modelleri ve reaksiyon sürecinin denge kısmı için Weisskopf-Ewing buharlaşmasını kullanır. Alice' in daha erken sürümleri (versiyonları) nükleon, detoron, alfa ve gama-ışınını içermiyordu. 1990'dan itibaren gama içeriği dahil edilmiştir. Alice kodu Fermi gaz düzey yoğunluğunu kullanır ve kabuk-bağımlı düzey yoğunluklarını kullanma seçeneğine sahiptir [116]. Kod, çoklu denge öncesi nükleon yayılımı içerir.

Bu çalışmadaki, dengeöncesi model hesaplamalarında, hibrit ve geometri bağımlı hibrit modeller için başlangıç eksiton sayısı $n_0=3$ (1 nötron, 1 proton ve 1 deşik) alınmıştır. Bu model başlangıç nötron (n) proton (p) ve eksiton sayılarına ihtiyaç duyar. Hibrit ve geometri bağımlı hibrit modellerin farklılığı, nükleer yoğunluk dağılımının etkilerinin hesabının gelen törünge açıl momentumu ℓ' ye göre yapılmasıdır. Bu, çekirdeğin yüzeyinden yayınlanmanın artışı sağlar ve böylece yüksek enerjili parçacıkların

yayınlanmasında artış olur. Blann ve Bisplinghoff tarafından öngörülen standart çiftlenim kayması (tek-çift çekirdekler için sıfır, tek- tek çekirdekler için δ) GDH model için çiftlenim düzeltmesi olarak kullanılmıştır. Hibrit ve geometri bağımlı hibrit hesaplamalarında, tüm çekirdekler için Fermi-gaz yüzey yoğunluğu ifadesi ve deneysel kütleler kullanılır. Kütlelerin hesabındaki çiftlenim terimi, Shell düzeltmesi yapılarak hesaplanmıştır.

Genel olarak, ALICE/ASH programı ile hibrit ve geometri bağımlı hibrit modellerle yapılan hesaplamaların deneysel verilerle uyumlu olduğu gözlenmiştir [119]. Bu çalışmada ALICE/ASH programının parametreleri Çizelge 4.1’de gösterilmiştir.

CEM03.01 programı, Çığ Eksiton Model çerçevesinde nükleer reaksiyonların Monte Carlo hesaplamaları için tasarlanmıştır. CEM03.01 programı, reaksiyon, elastik, fisyon ve toplam tesir kesitlerini, uyarılma fonksiyonlarını, nüklid dağılımını, enerji ve açısal spektrumu, çift (double) diferansiyel tesir kesitini, ortalama enerji ve çıkan ürünler için üretim tesir kesitlerini hesaplamamıza olanak tanır. CEM03.01’ e düzey yoğunluk parametresini hesaplamak için farklı modeller dahil edilmiştir. Bu program hesaplamalarda çığ eksiton modelini kullanır. Çığ Eksiton Model reaksiyonun üç aşamada olduğunu düşünür. Birinci aşama intranükleer çığ, bu aşamada birincil parçacıklar absorpsiyon öncesi birkaç kez saçılabilir veya çekirdekten kaçabilir. Çığ parçacıkların yayınlanması sonrasında geri kalan uyarılmış atık çekirdek reaksiyonun ikinci aşaması olan denge öncesinin başlangıç noktası olan parçacık-deşik konfigürasyonunu belirler. Üçüncü aşama ise denge (buharlaşıma) aşamasıdır.

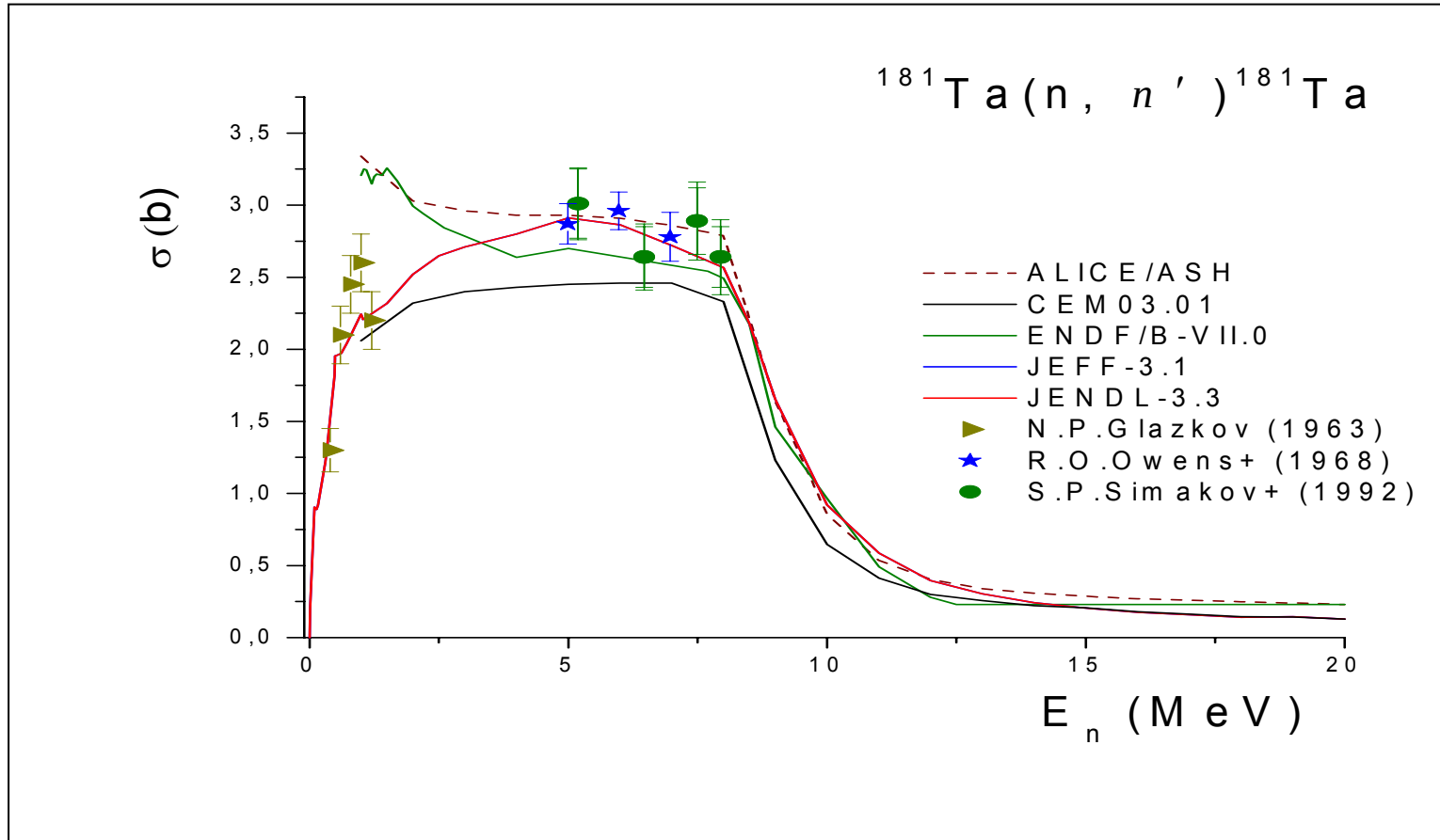
CEM’in önemli bir noktası intranükleer çığ aşamasından denge öncesi sürece dönüşme şartıdır. Konvensiyonel çığ-buharlaşıma modellerinde hızlı parçacıklar minimum enerjiye düşürülür. CEM başka bir kriter kullanır. CEM’e göre birincil parçacık çığın parçası olarak düşünülür. Çığ etkileşme aşaması intranükleer çığ modelin Dubna versiyonu ile ifade edilmiştir. Tüm çığ

hesaplamalar üç boyutlu bir geometride yapılmaktadır. Nükleer madde yoğunluğu $\rho(r)$ elektron-çekirdek saçılma analizinden alınan iki parametrelili Fermi dağılımı ile ifade edilmiştir [48].

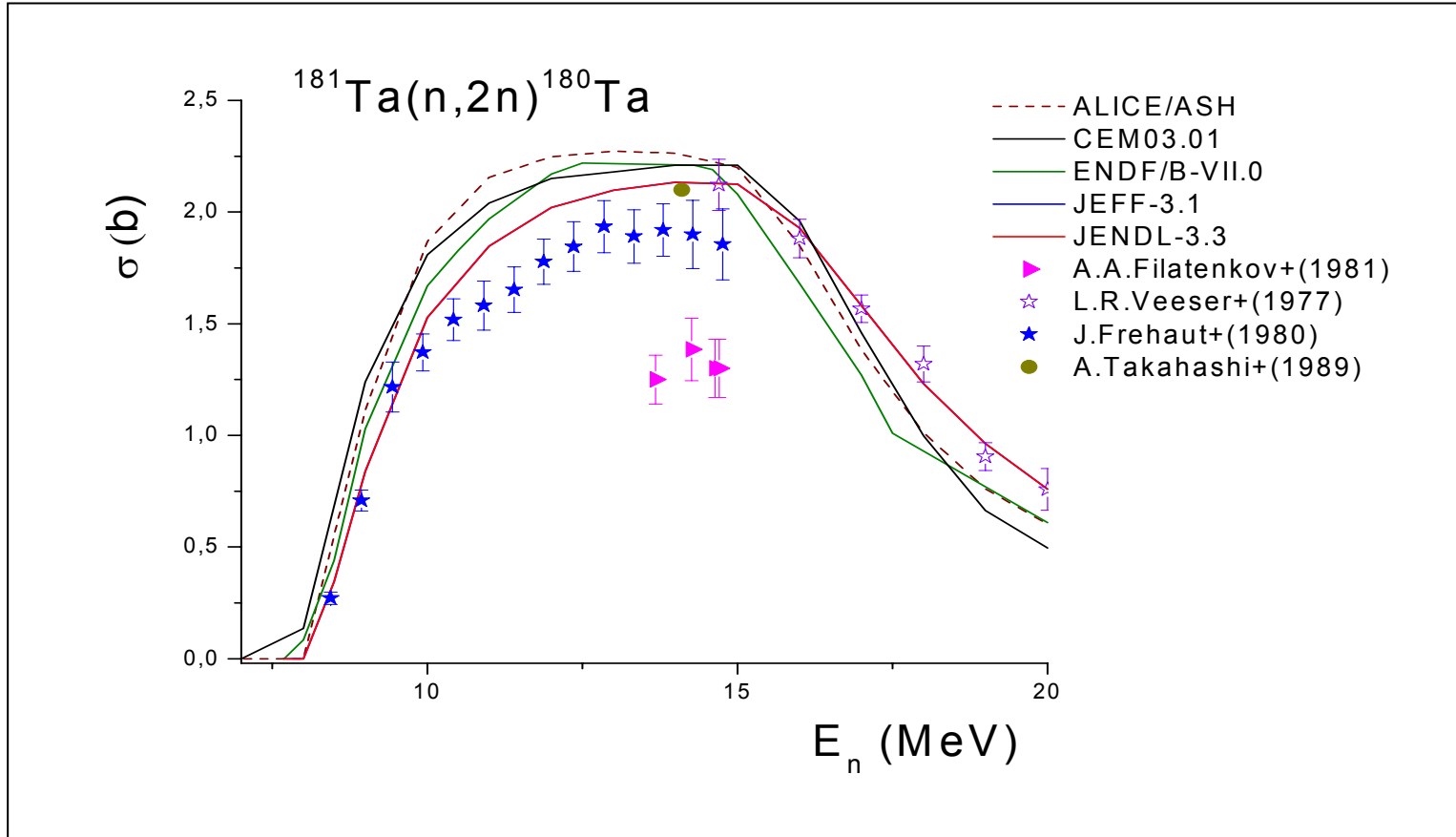
1-MeV gelme enerjili nötron için deneysel tesir kesitleri literatürden ve NNDC EXFOR/CSISRS [118] kütüphanelerinden elde edilmiştir. Deneysel veriler ile teorik hesaplamalar karşılaştırıldı. Hesaplanan sonuçlar deneysel değerlerle karşılaştırılarak tartışılmıştır.

Çizelge 4.1. ALICE/ASH programında kullanılan parametreler

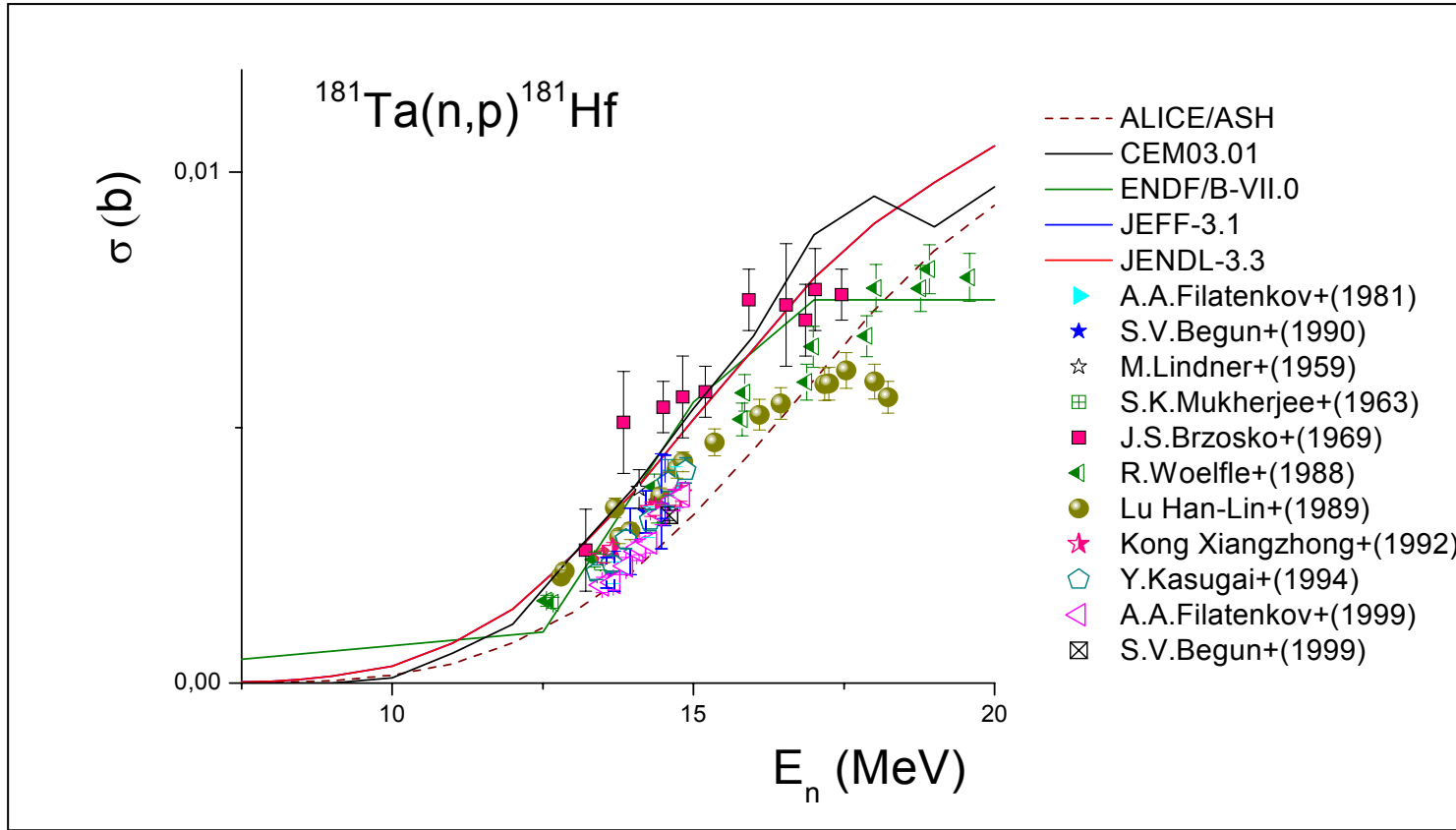
Paremetre	Fortran alan tanımlayıcısı	Kullanılan değer
QVAL	F5.1	0
CLD	F5.1	1
IFIS	I1	0
BARFAC	F4.1	1
I3D	I1	0
JCAL	I2	1
DLT	F3.0	0
JFRAC	I2	0
JUPPER	I5	0
AV	F5.1	0
GAV	F5.1	1
COST	F5.1	0
LDOPT	I1	0
PLD	F5.1	0



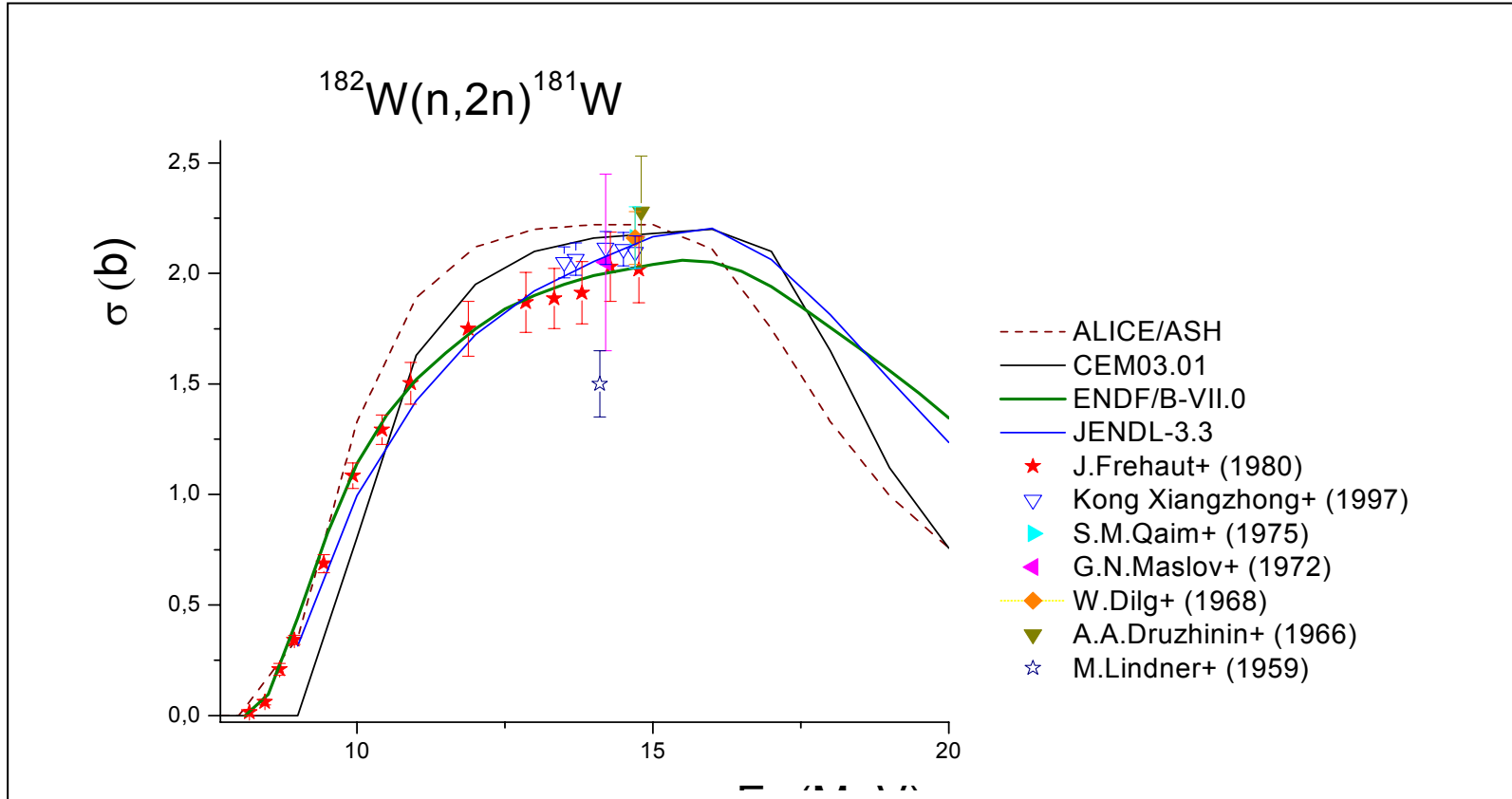
Şekil 4.1. ^{181}Ta çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE/ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan (n, n') tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması



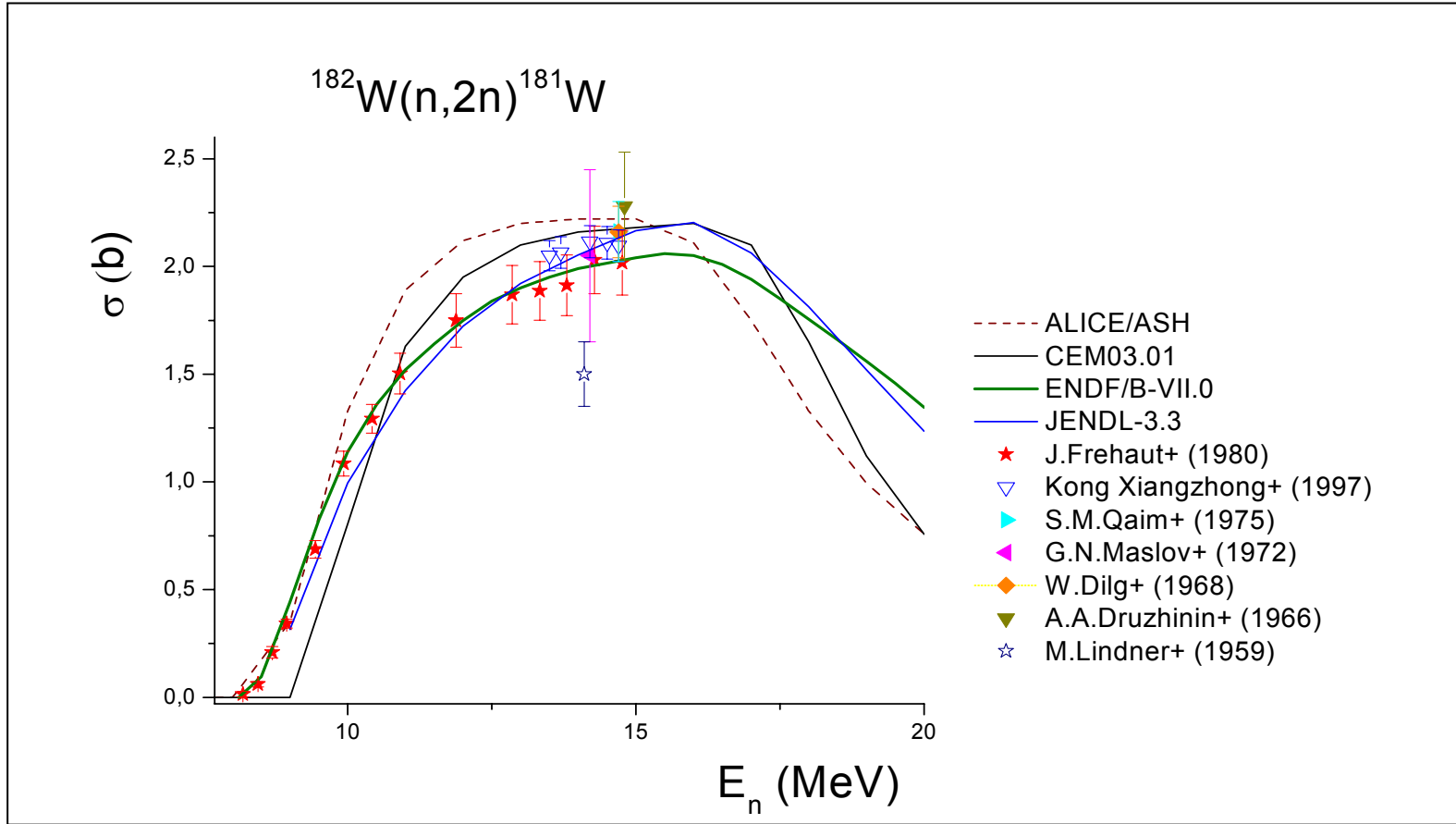
Şekil 4.2. ^{181}Ta çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE/ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan (n,2n) tesir kesitlerinin deneysel değerlerle ve değişik kütüphanelerle karşılaştırılması



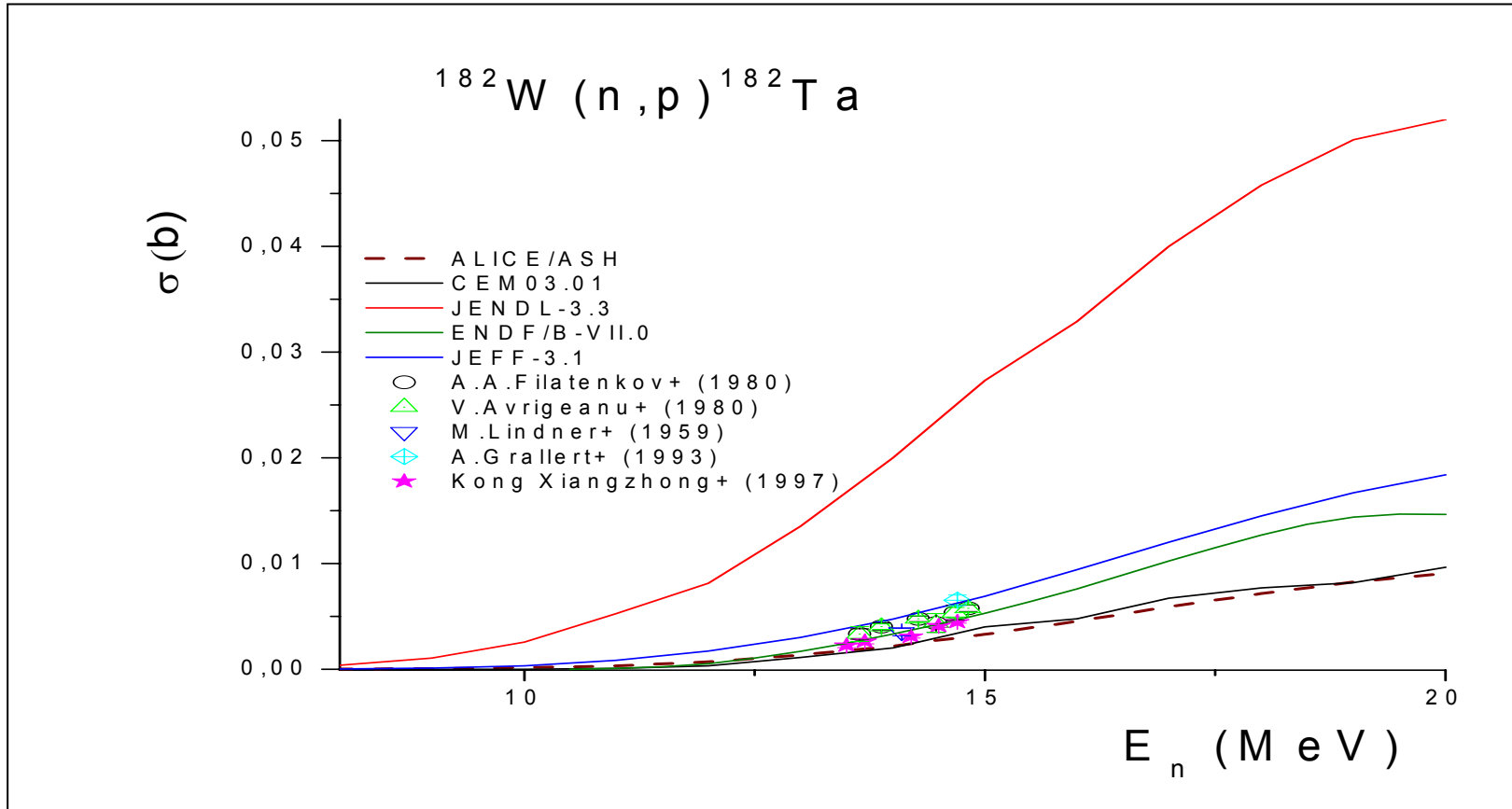
Şekil 4.3. ^{181}Ta çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE/ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan (n,p) tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması



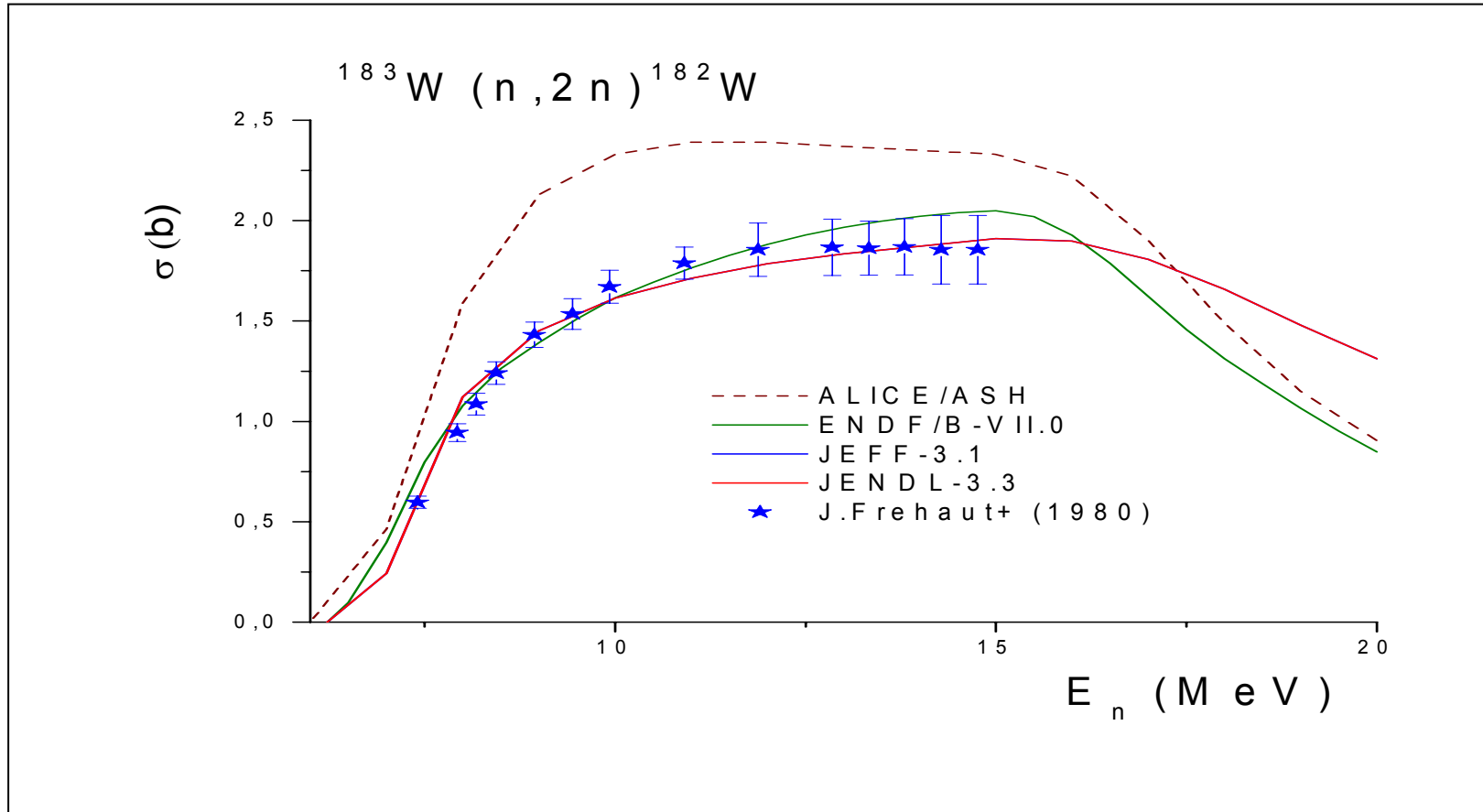
Şekil 4.4. ^{181}Ta çekirdeğinin ALICE/ASH bilgisayar programı kullanılarak hesaplanan (n, α) tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması



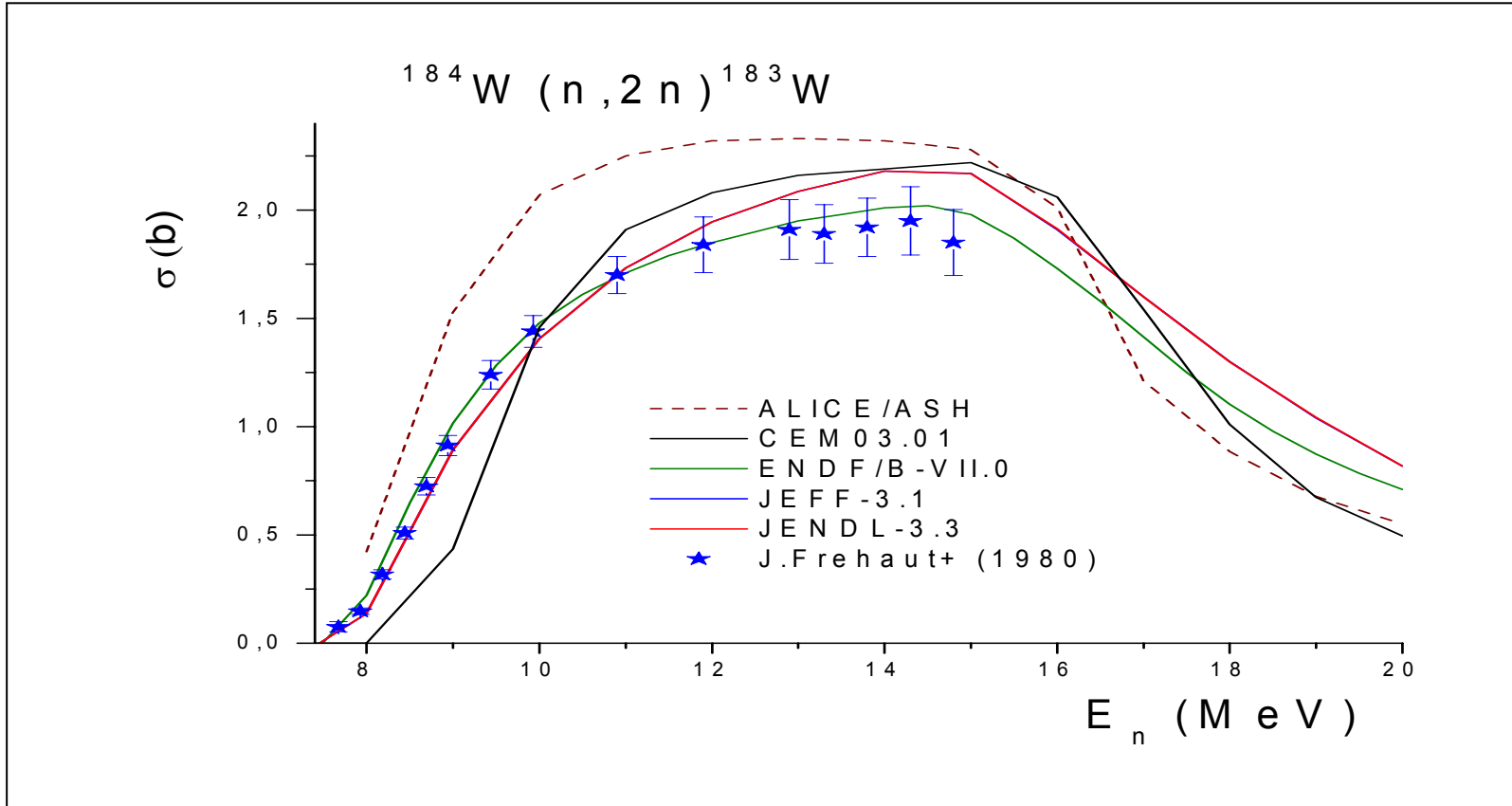
Şekil 4.8. ^{182}W çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE/ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan $(n, 2n)$ tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması



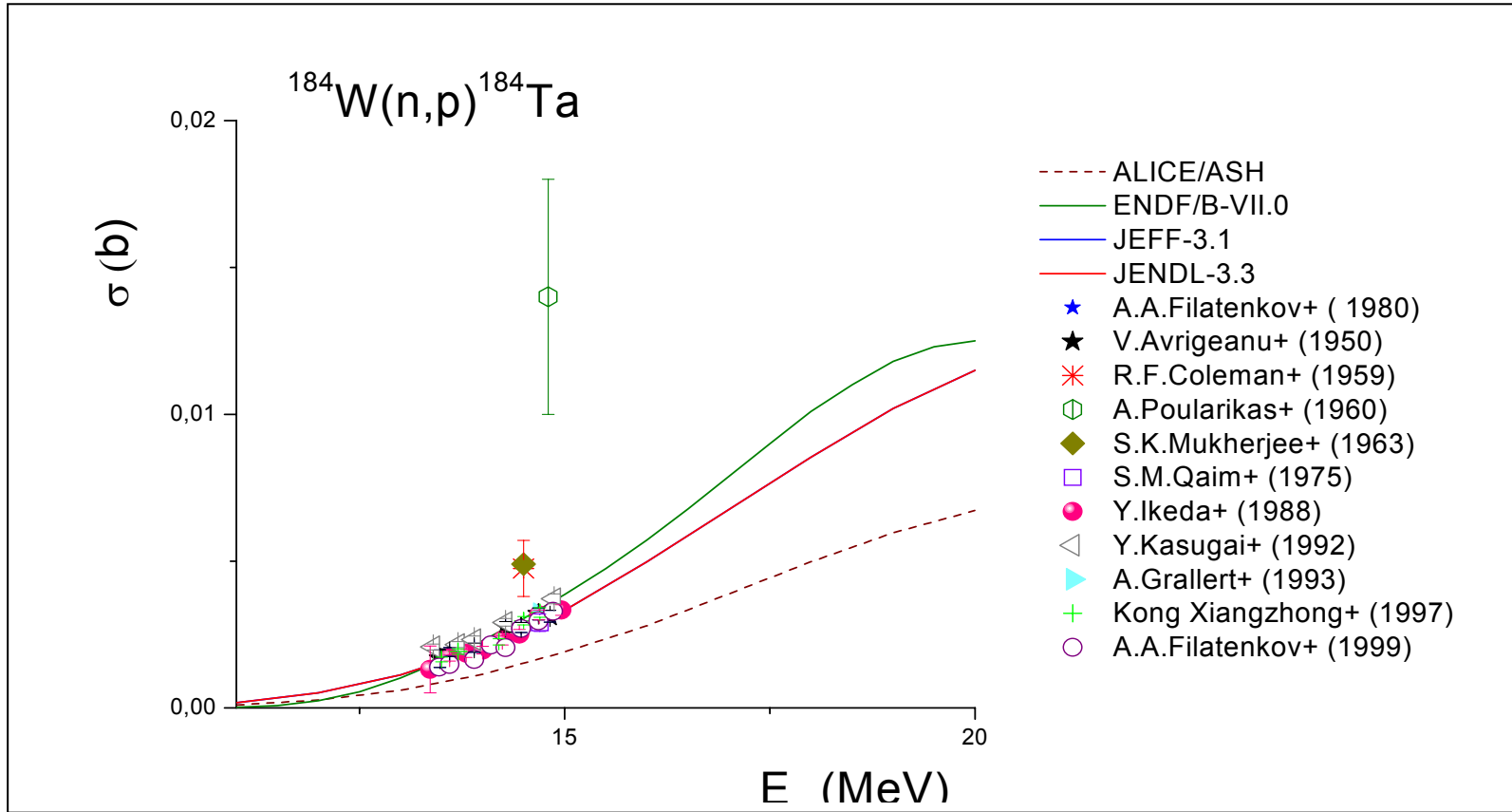
Şekil 4.9. ^{182}W çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE/ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan (n, p) tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması



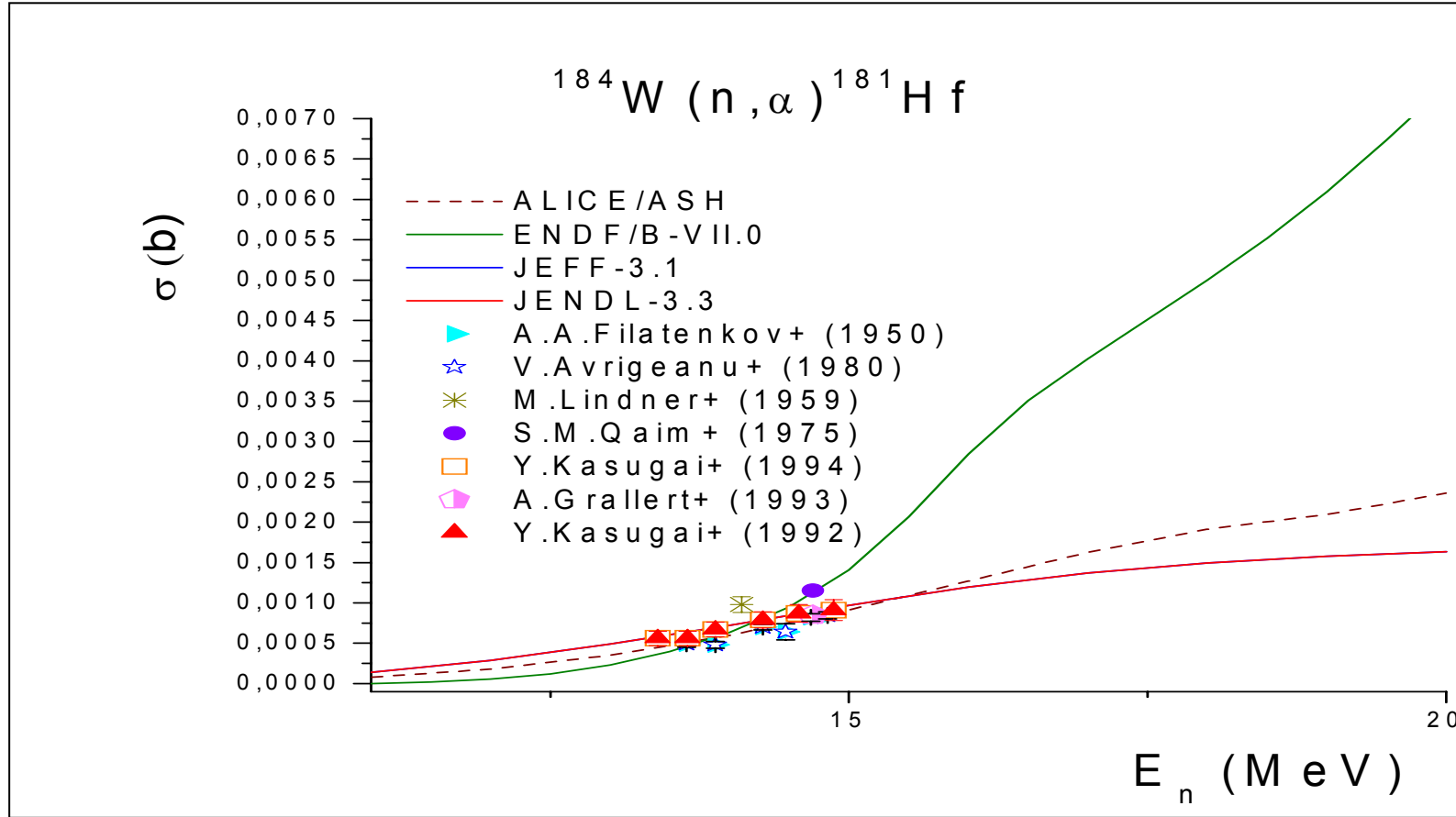
Şekil 4.10. ^{183}W çekirdeğinin ALICE/ASH bilgisayar programrı kullanılarak hesaplanan (n, 2n) tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması



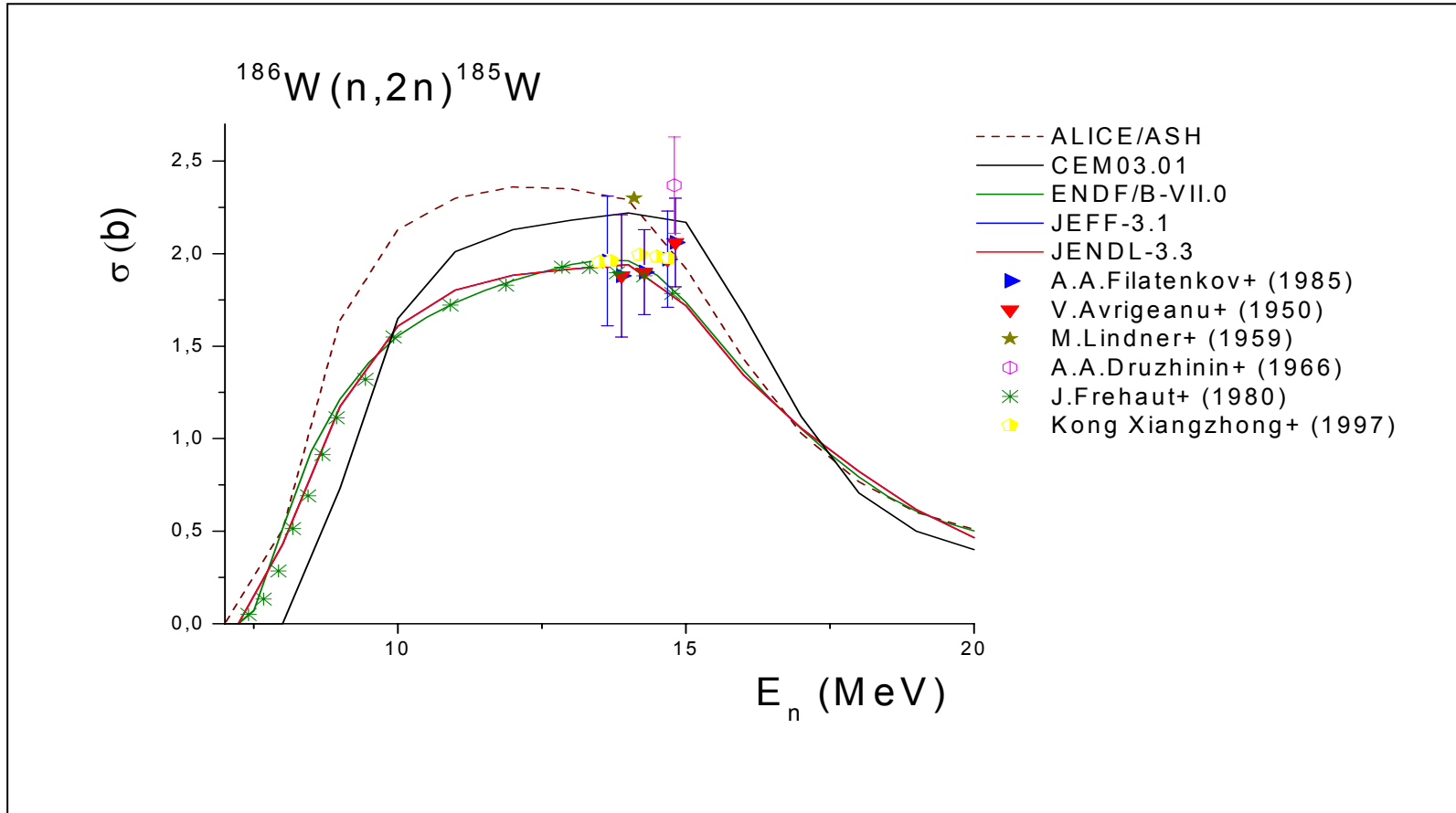
Şekil 4.5. ^{184}W çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE/ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan (n,2n) tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması



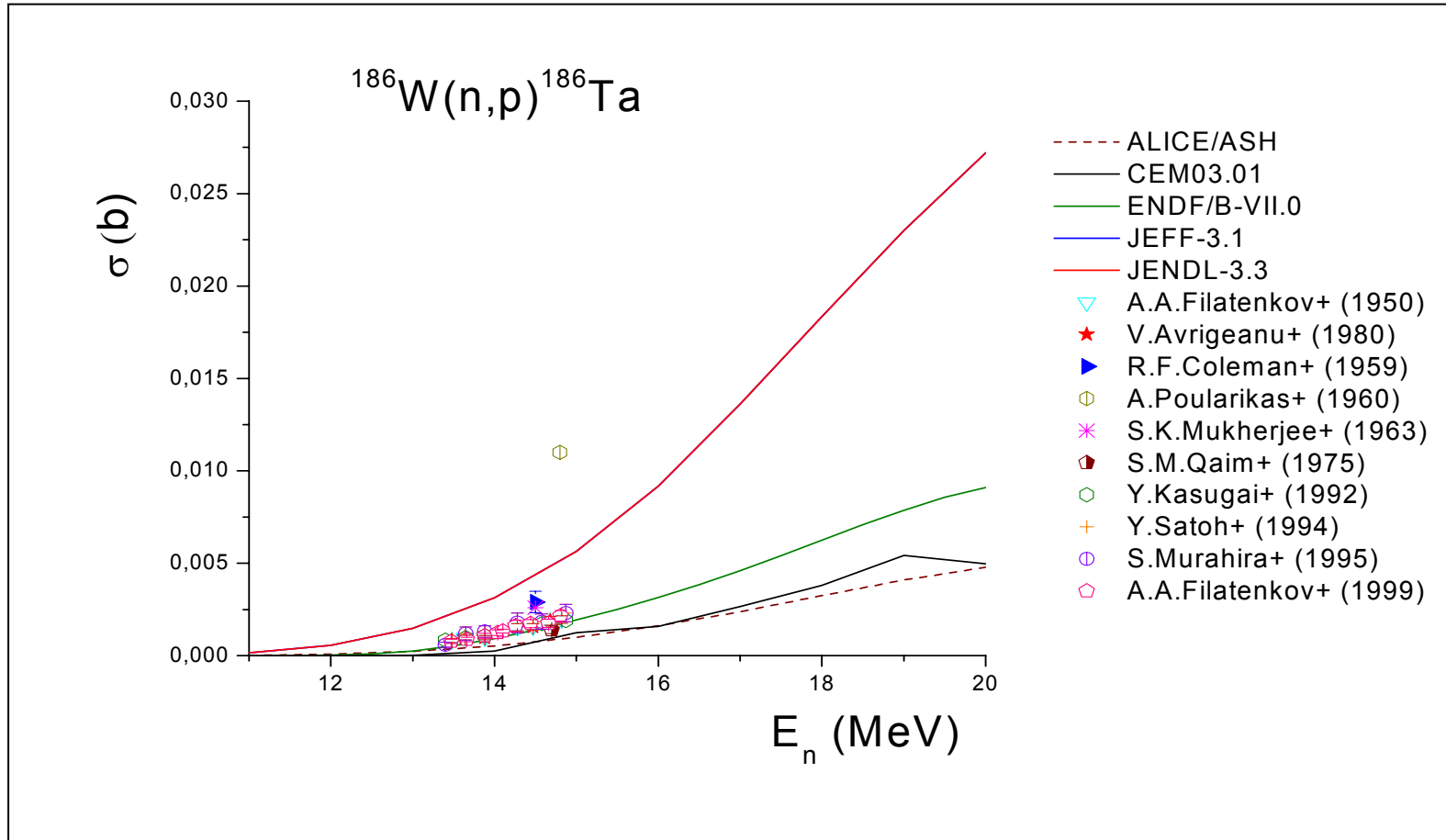
Şekil 4.6. ^{184}W çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE/ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan (n,p) tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması



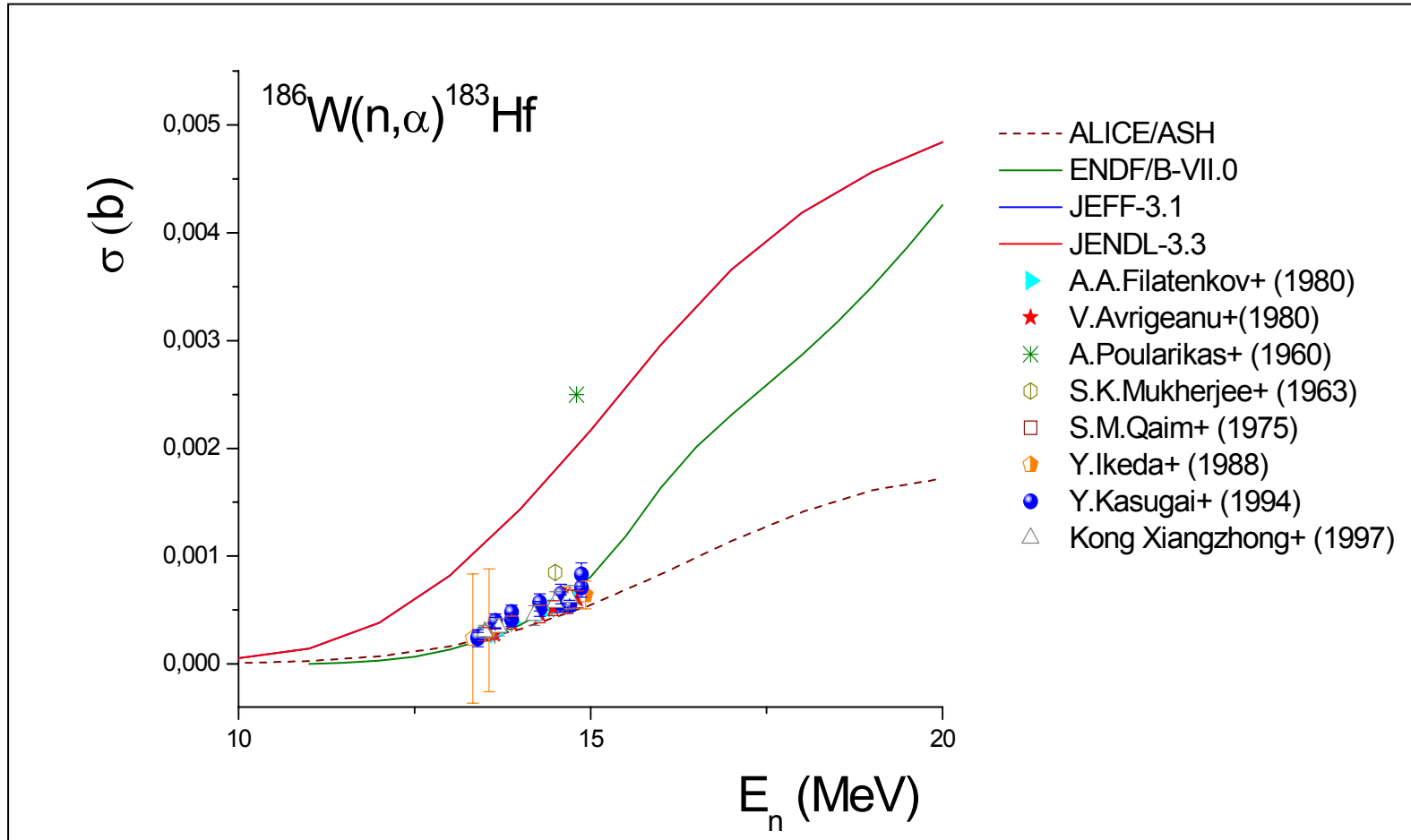
Şekil 4.7. ^{184}W çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE/ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan (n, α) tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması



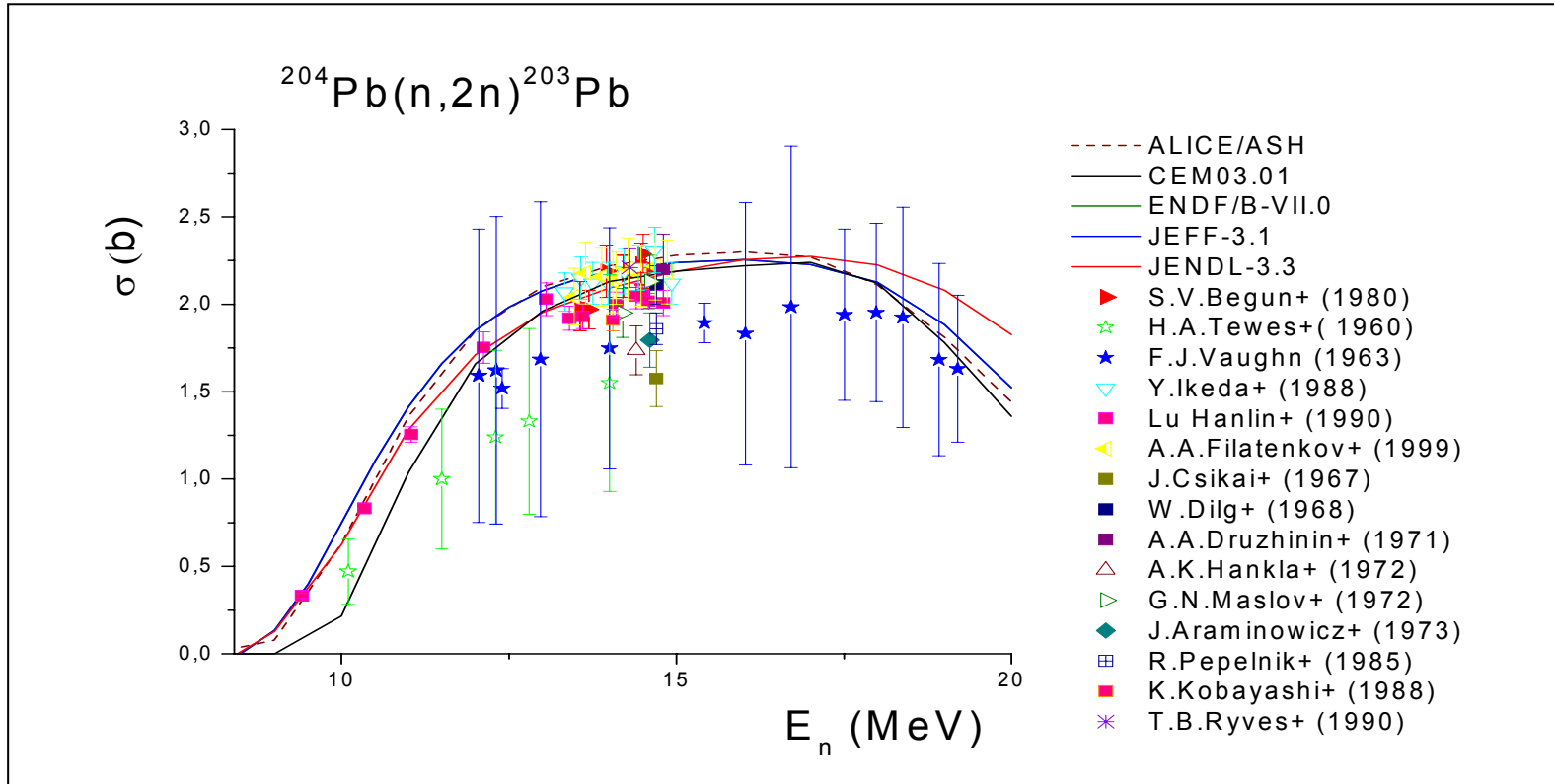
Şekil 4.11. ^{186}W çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE/ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan $(n, 2n)$ tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması



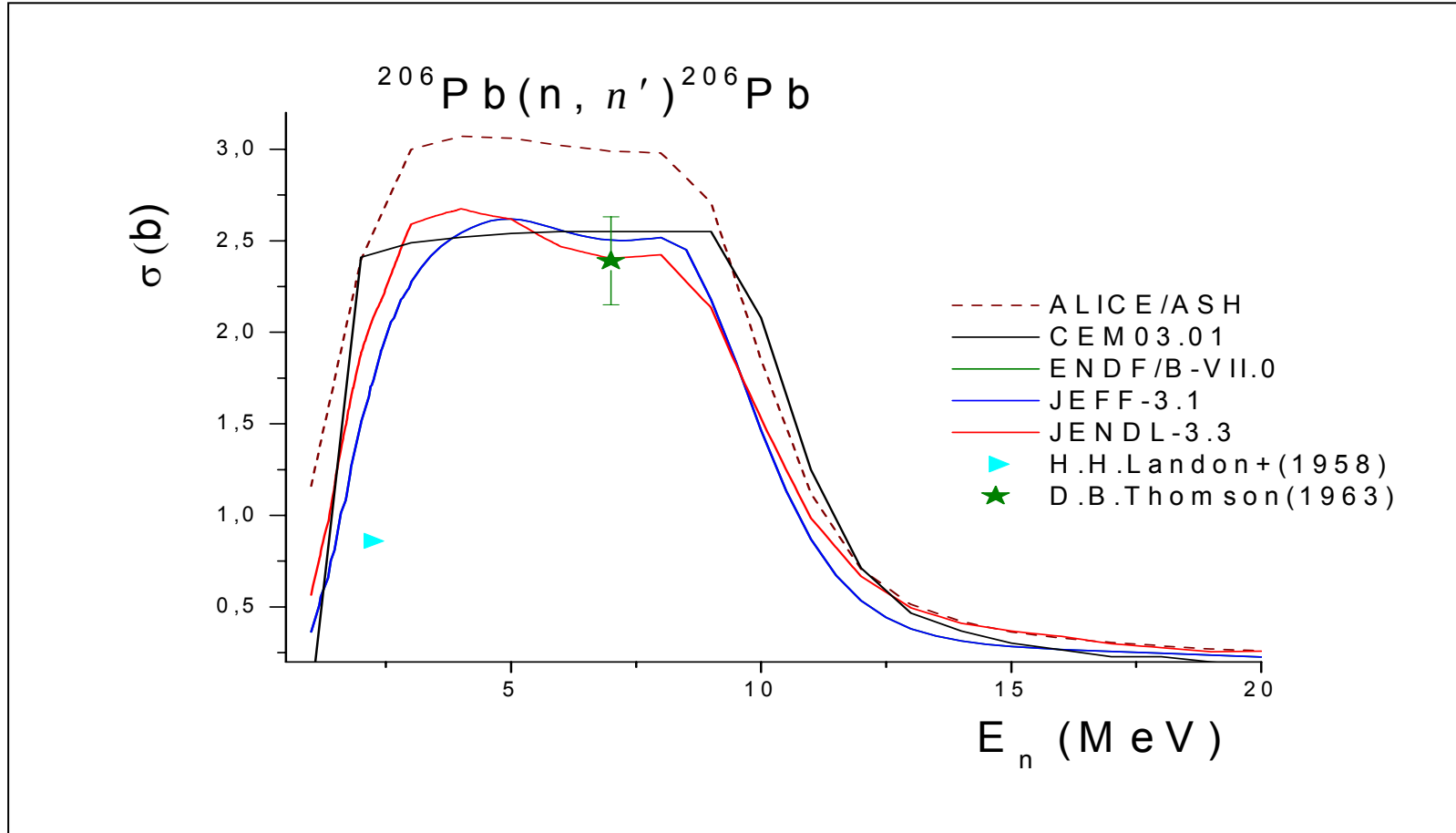
Şekil 4.12. ^{186}W çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE/ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan (n, p) tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması



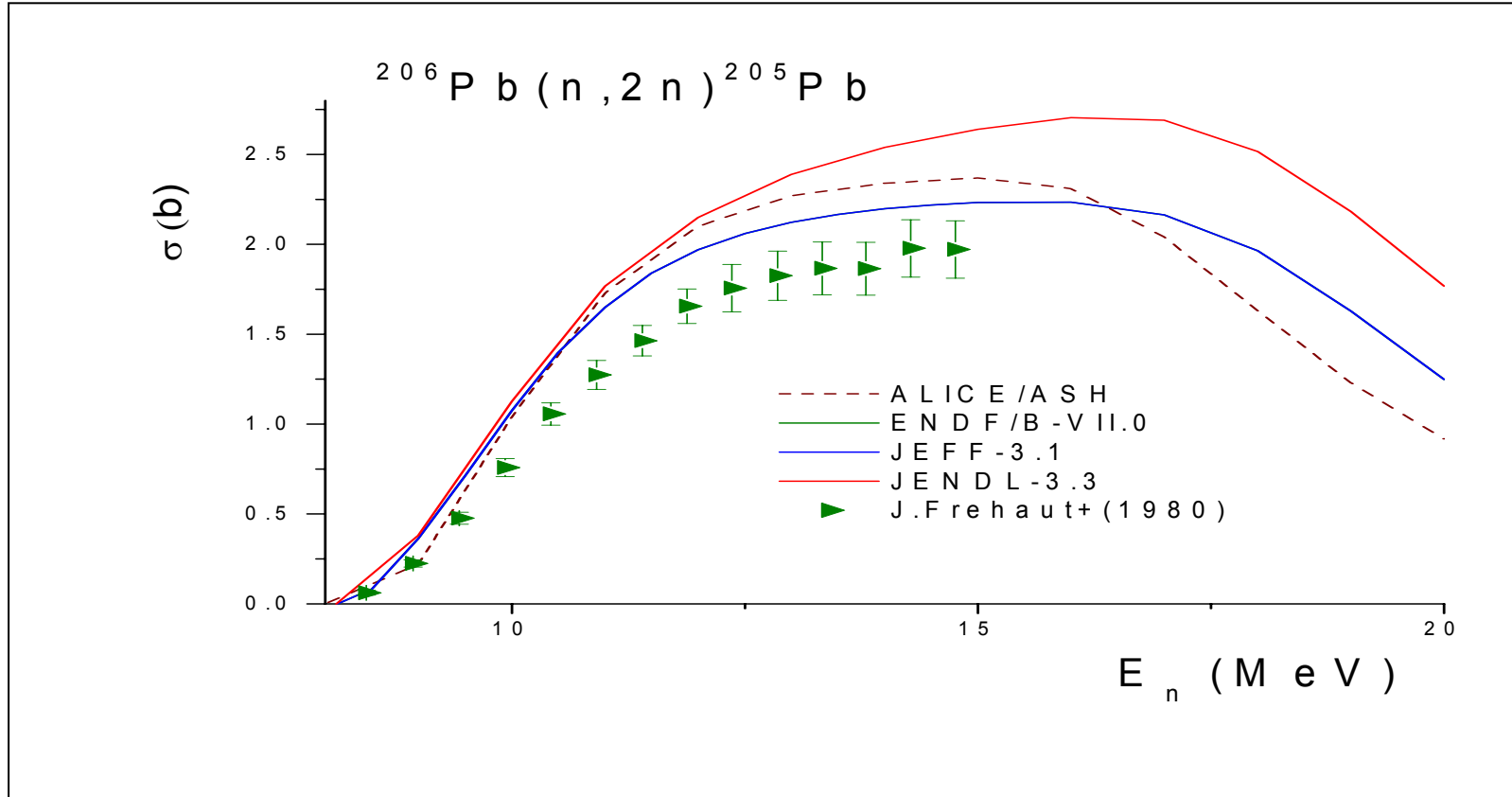
Şekil 4.12. ^{186}W çekirdeğinin ALICE/ASH bilgisayar programı kullanılarak hesaplanan (n, α) tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması



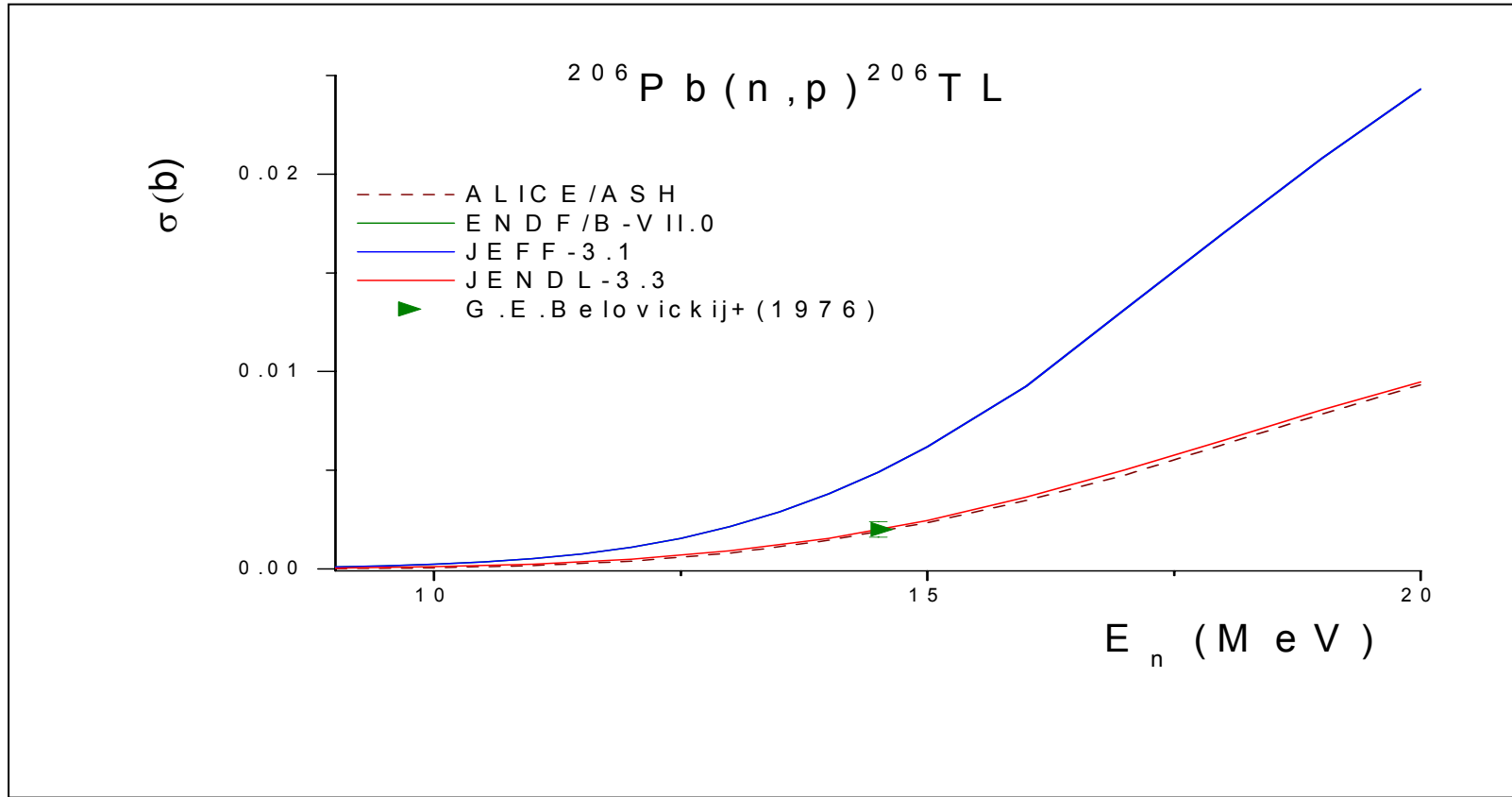
Şekil 4.13 ^{204}Pb çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE/ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan (n,2n) kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması



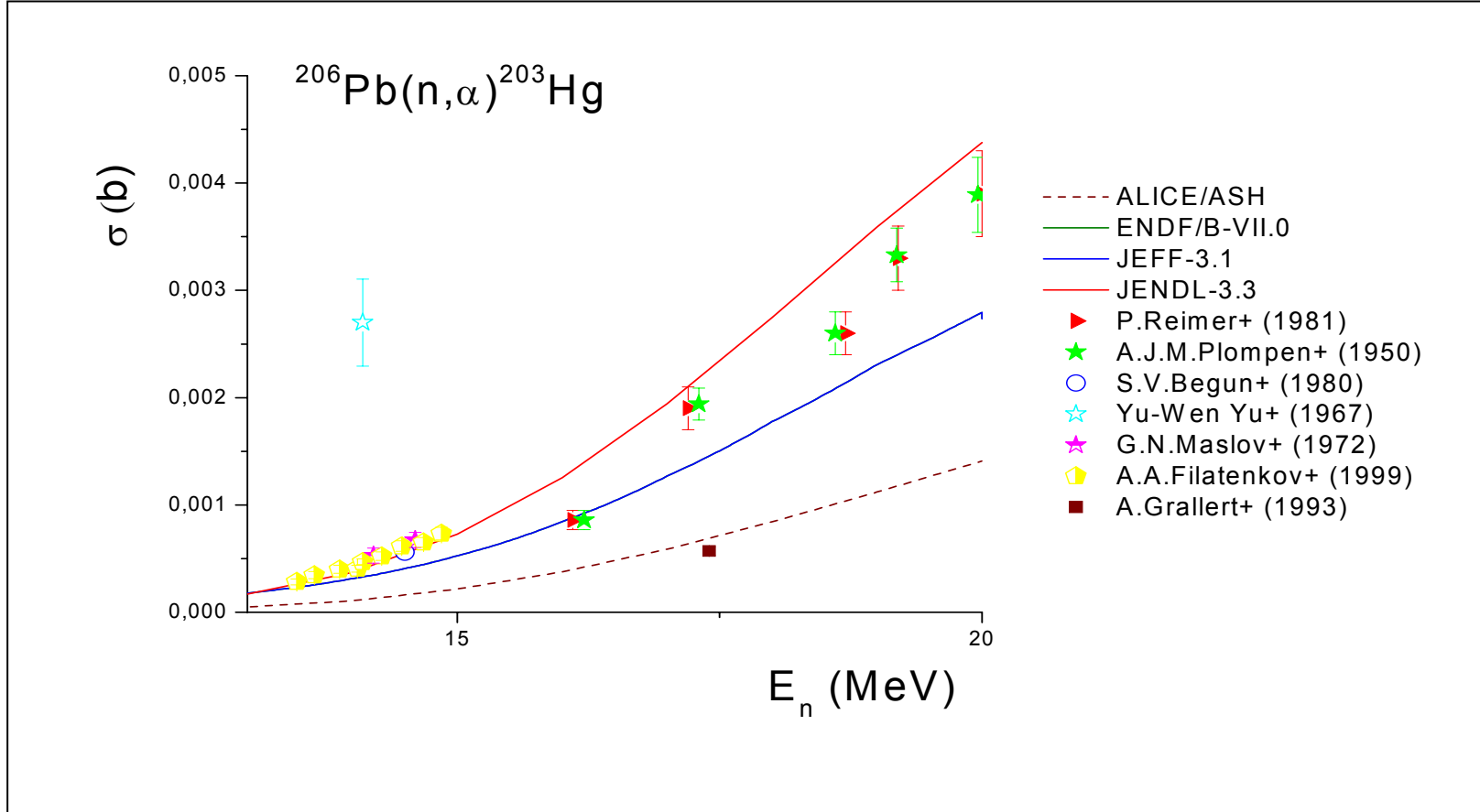
Şekil 4.14. ^{206}Pb çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE/ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan (n, n') tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması



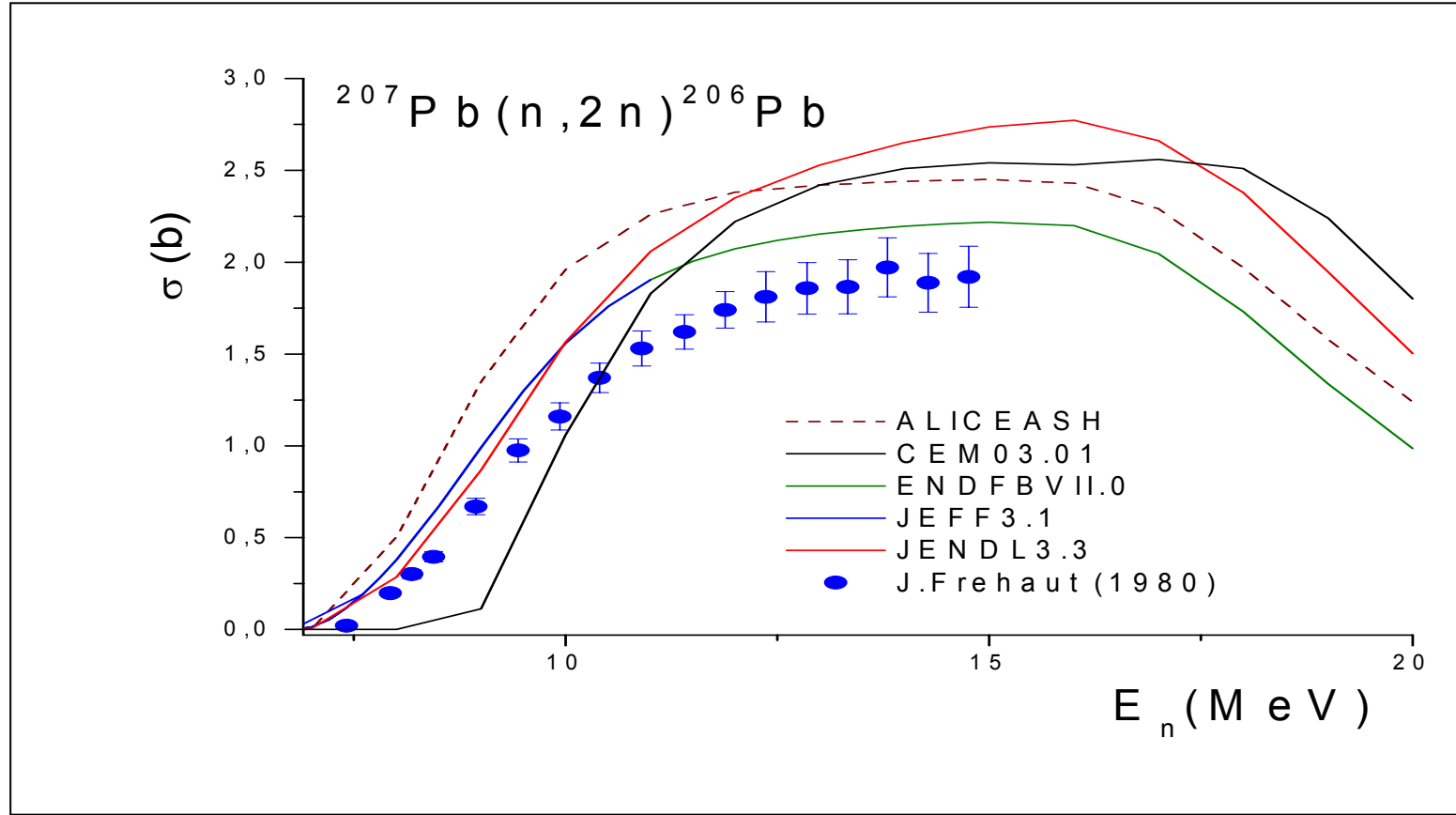
Şekil 4.15. ^{206}Pb çekirdeğinin ALICE/ASH bilgisayar programı kullanılarak hesaplanan (n,2n) tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması



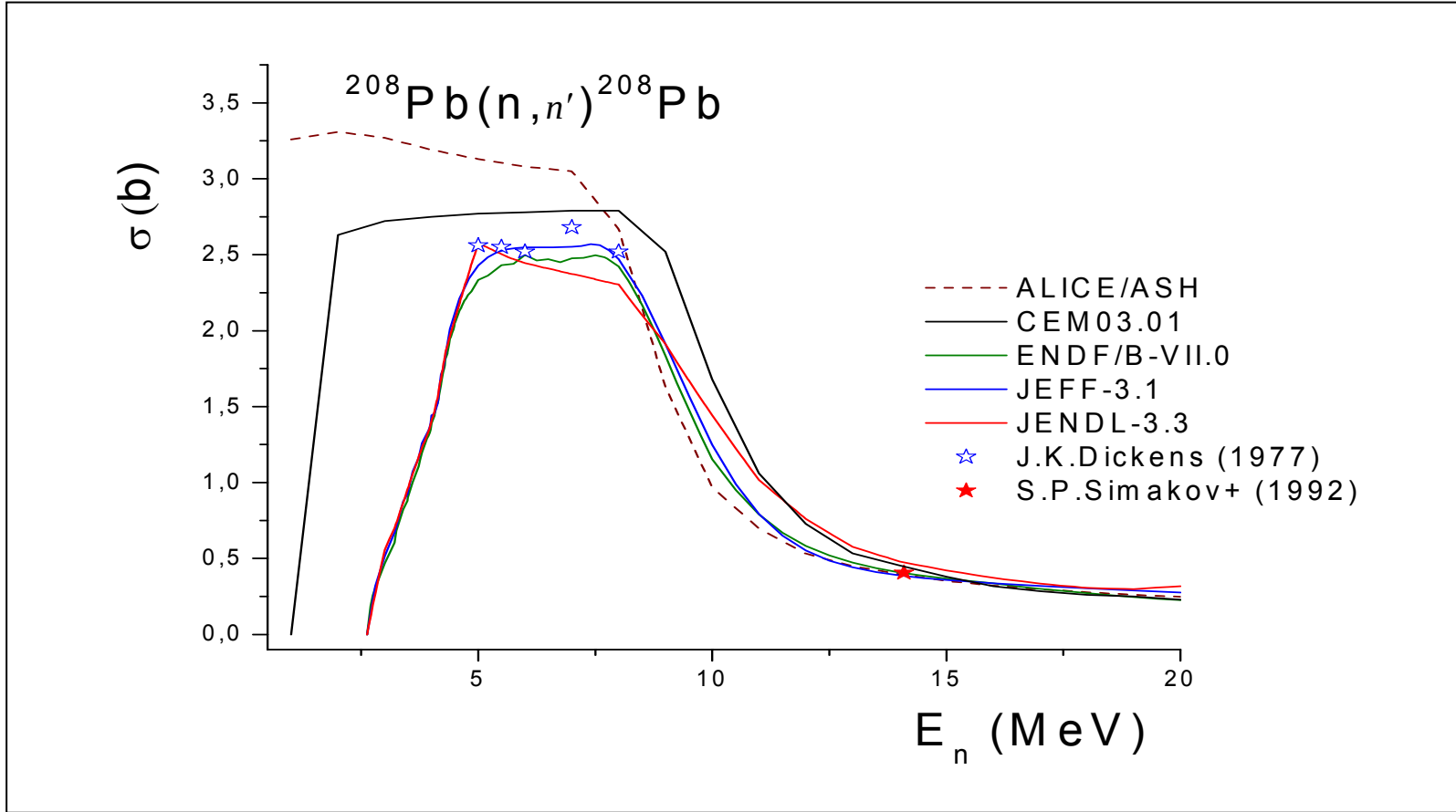
Şekil 4.16. ^{206}Pb çekirdeğinin ALICE/ASH bilgisayar programı kullanılarak hesaplanan (n,p) tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması



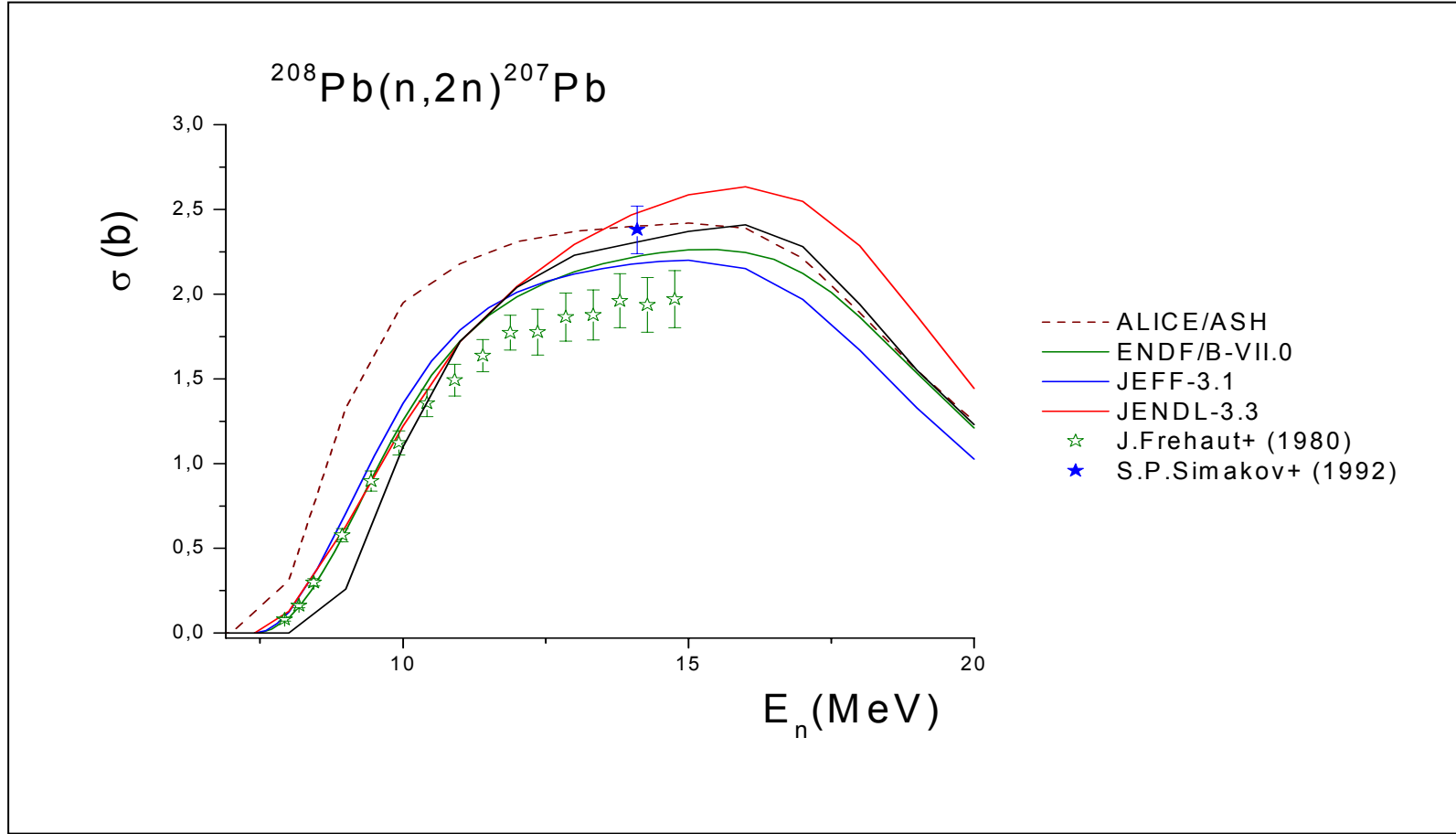
Şekil 4.16. ^{206}Pb çekirdeğinin ALICE/ASH bilgisayar programı kullanılarak hesaplanan (n, α) tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması



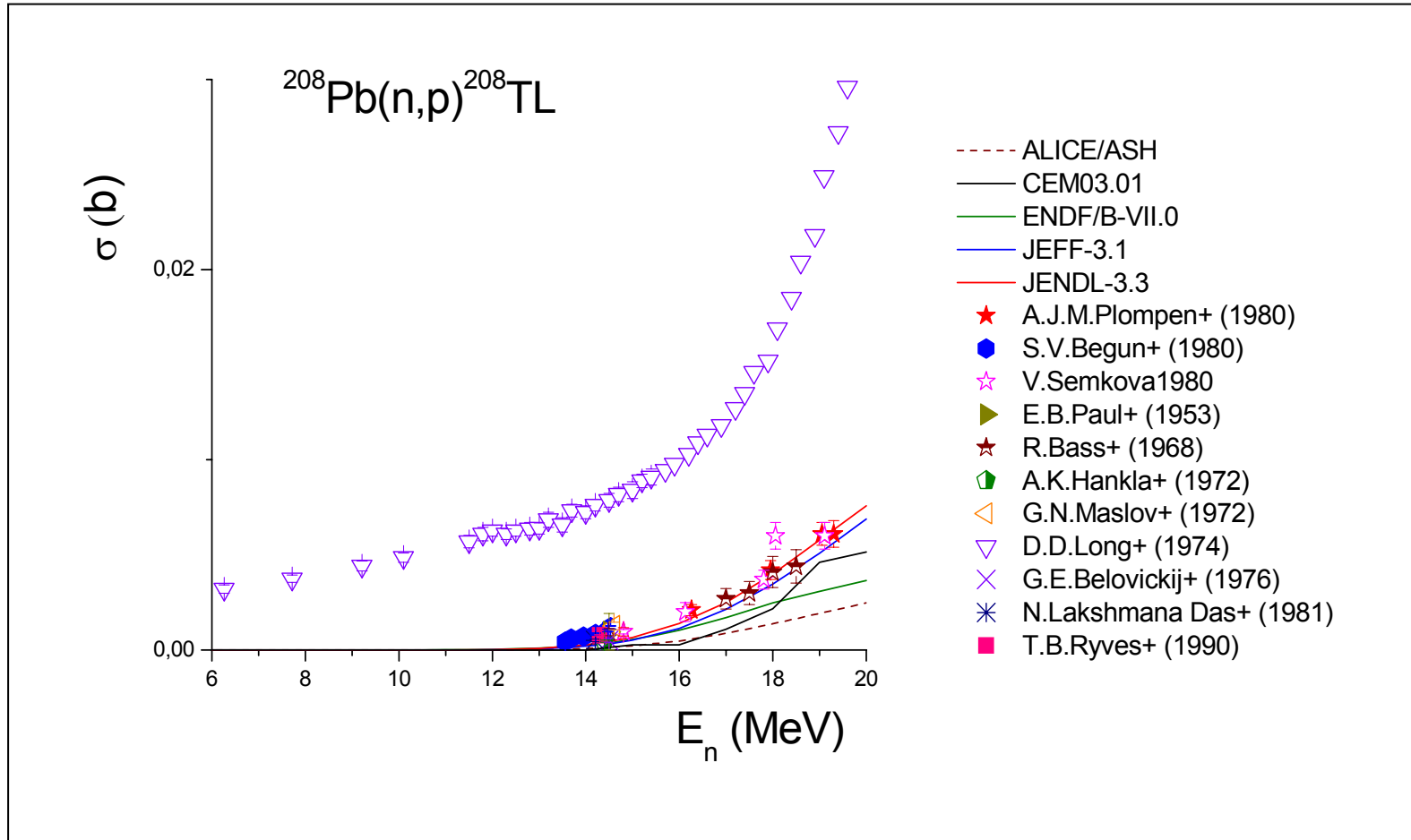
Şekil 4.18. ^{207}Pb çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE/ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan (n,2n) tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması



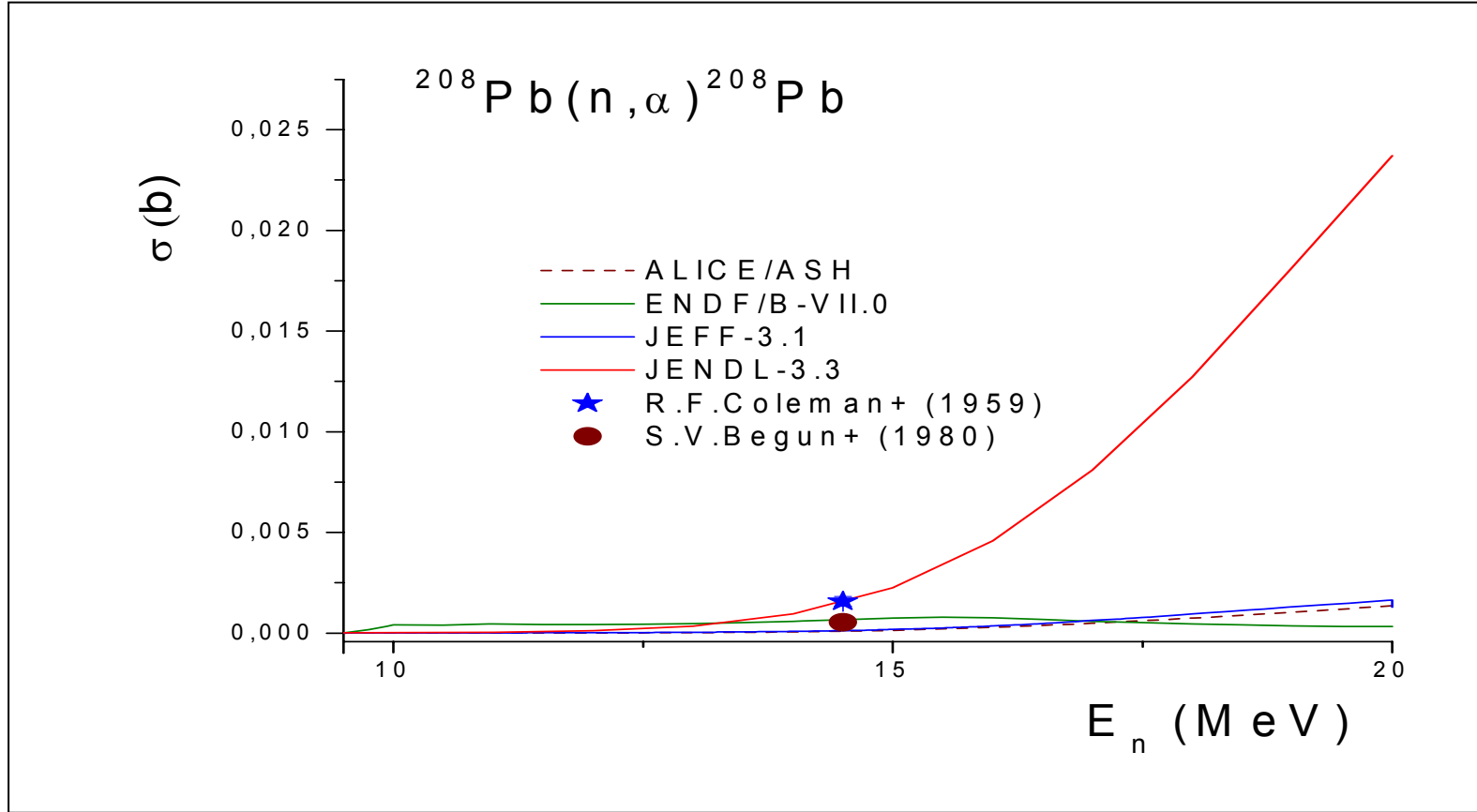
Şekil 4.21. ^{208}Pb çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE/ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan (n, n') tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması



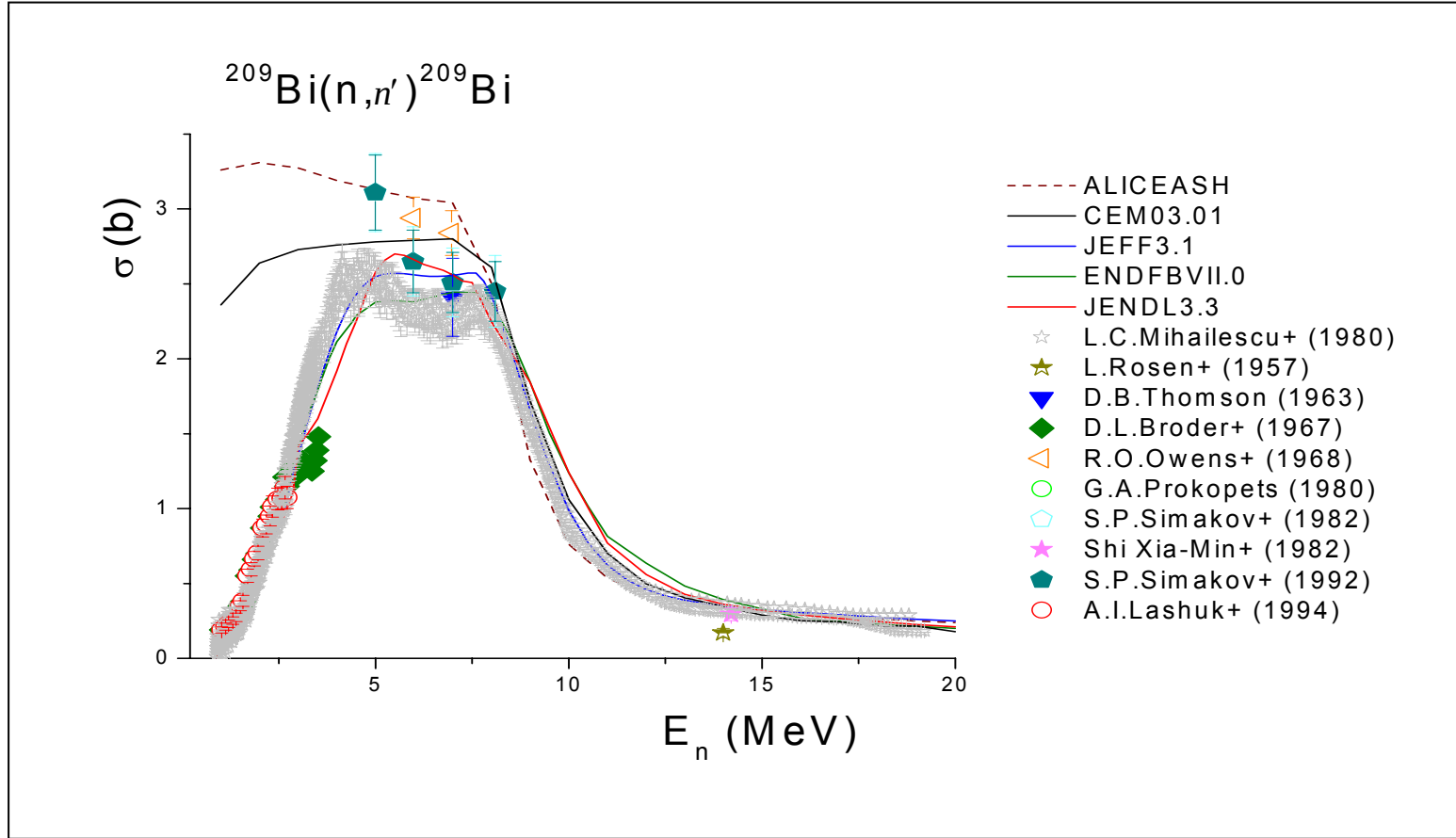
Şekil 4.21. ^{208}Pb çekirdeğinin ALICE/ASH bilgisayar programı kullanılarak hesaplanan (n,2n) tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması



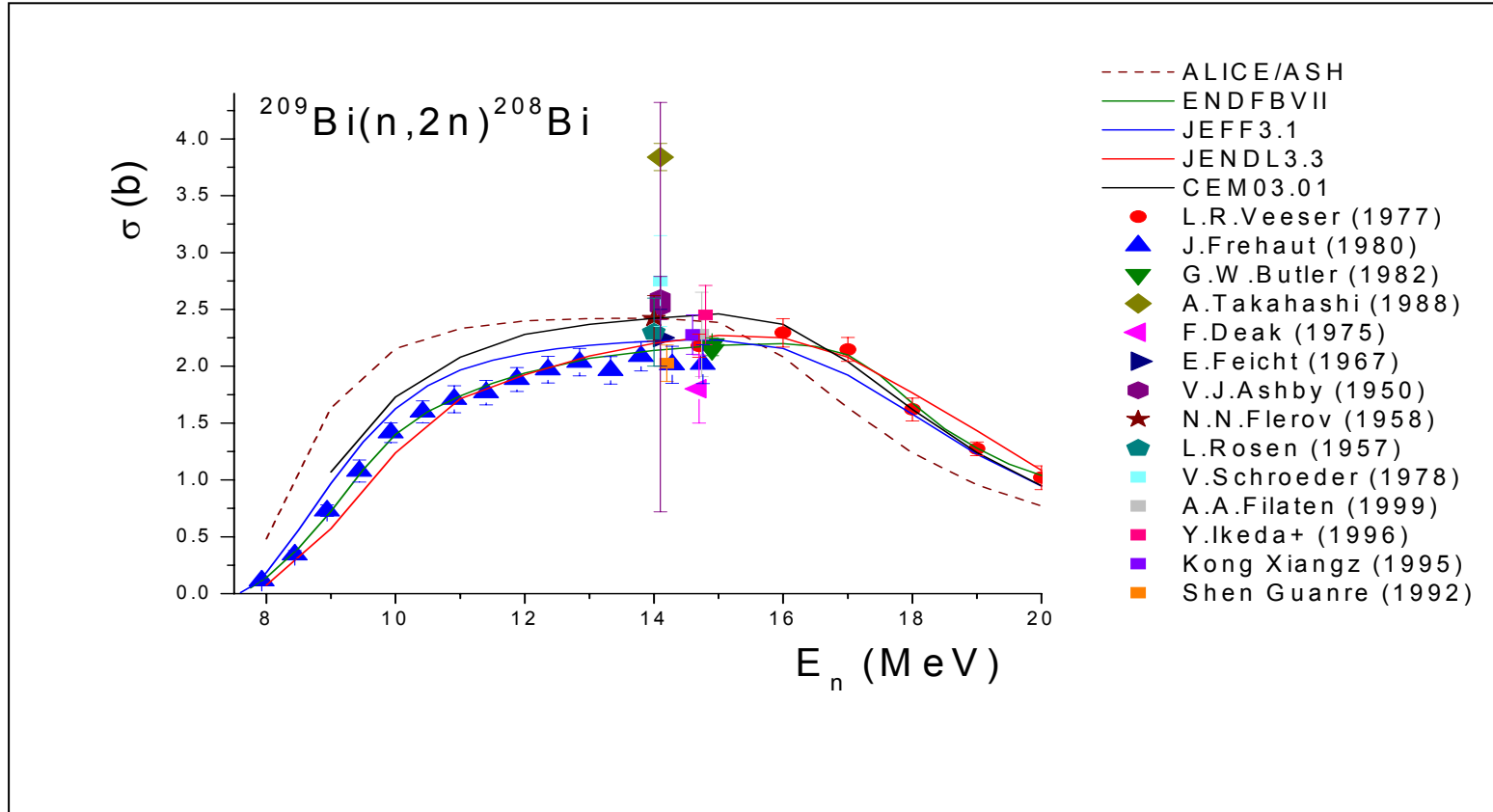
Şekil 4.22. ^{208}Pb çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE/ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan (n,p) tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması



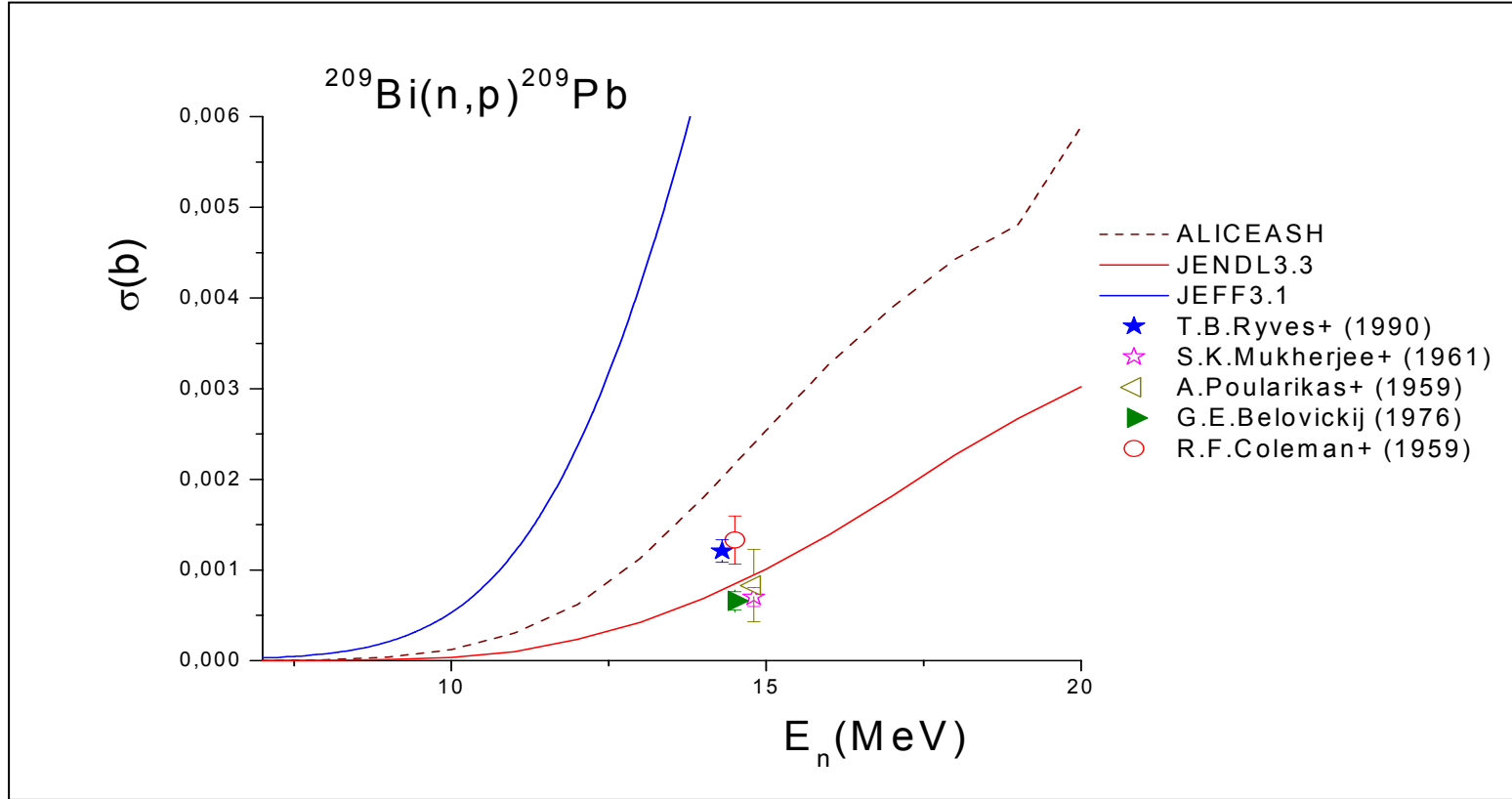
Şekil 4.23. ^{208}Pb çekirdeğinin ALICE/ASH bilgisayar programı kullanılarak hesaplanan (n, α) tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması



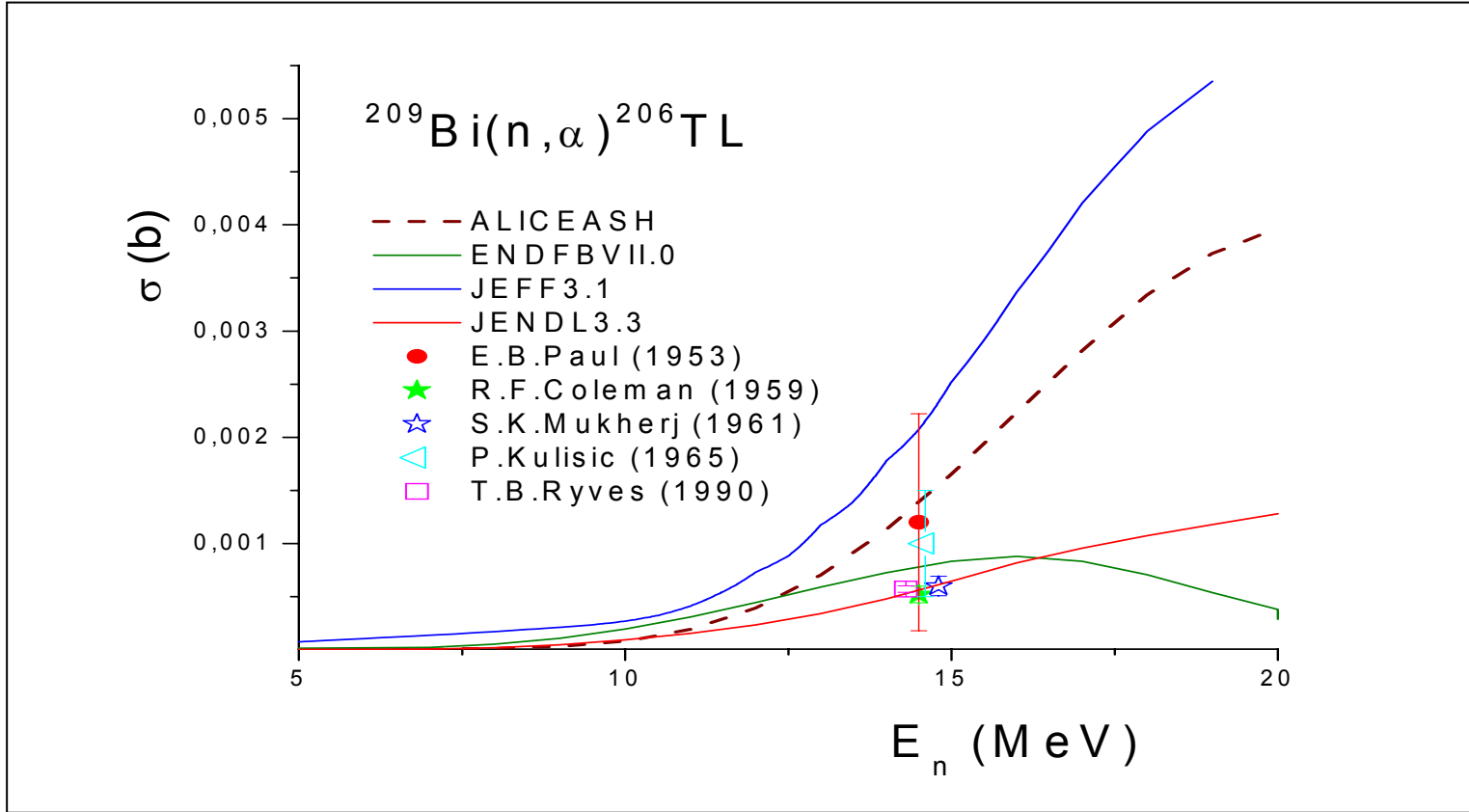
Şekil 4.24. ^{209}Bi çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE/ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan (n,n') tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması



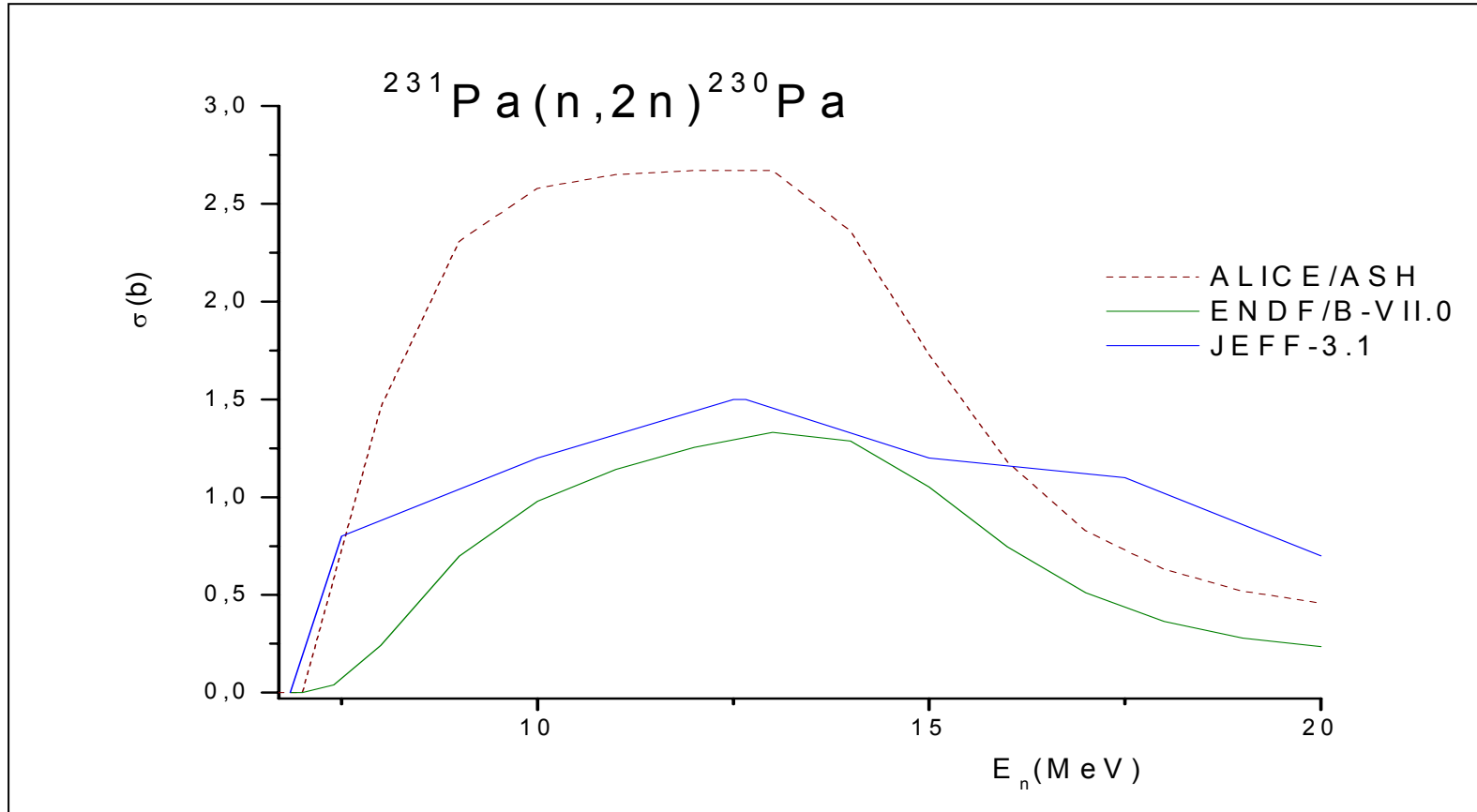
Şekil 4.25. ^{209}Bi çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE/ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan (n,2n) tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması



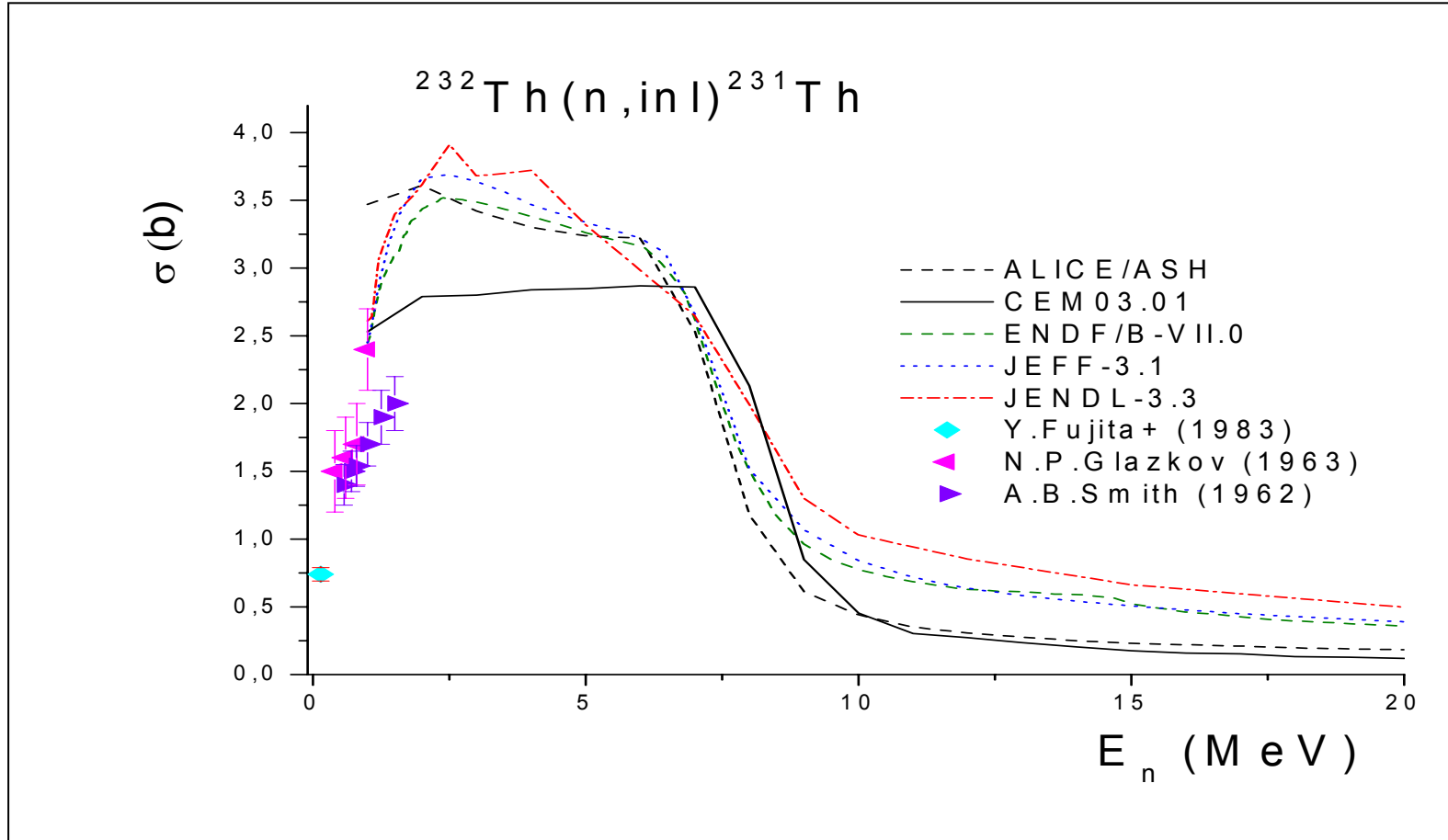
Şekil 4.26. ^{209}Bi çekirdeğinin ALICE/ASH bilgisayar programı kullanılarak hesaplanan (n,p) tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması



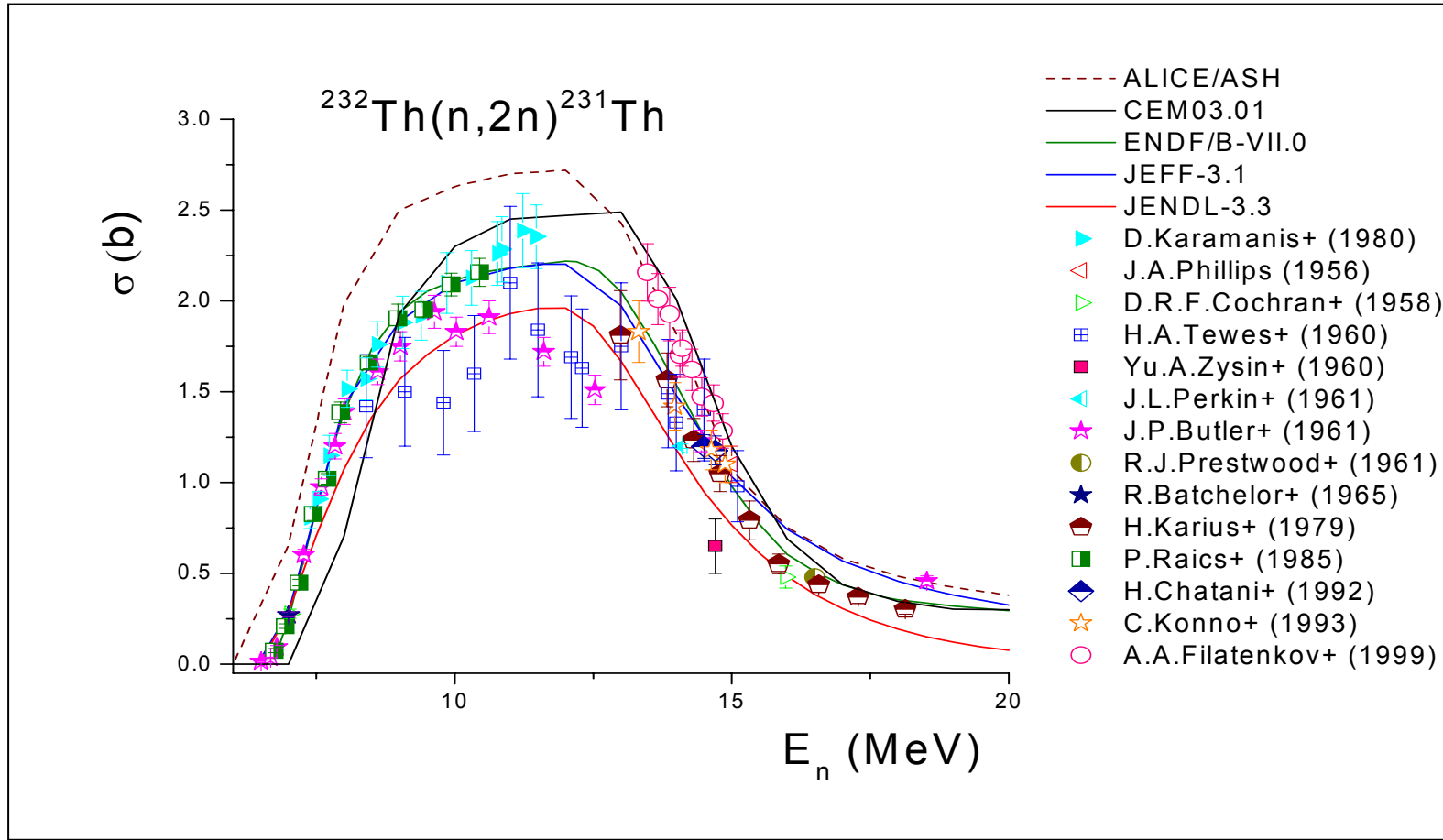
Şekil 4.27. ^{209}Bi çekirdeğinin ALICE/ASH bilgisayar programı kullanılarak hesaplanan (n, α) tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması



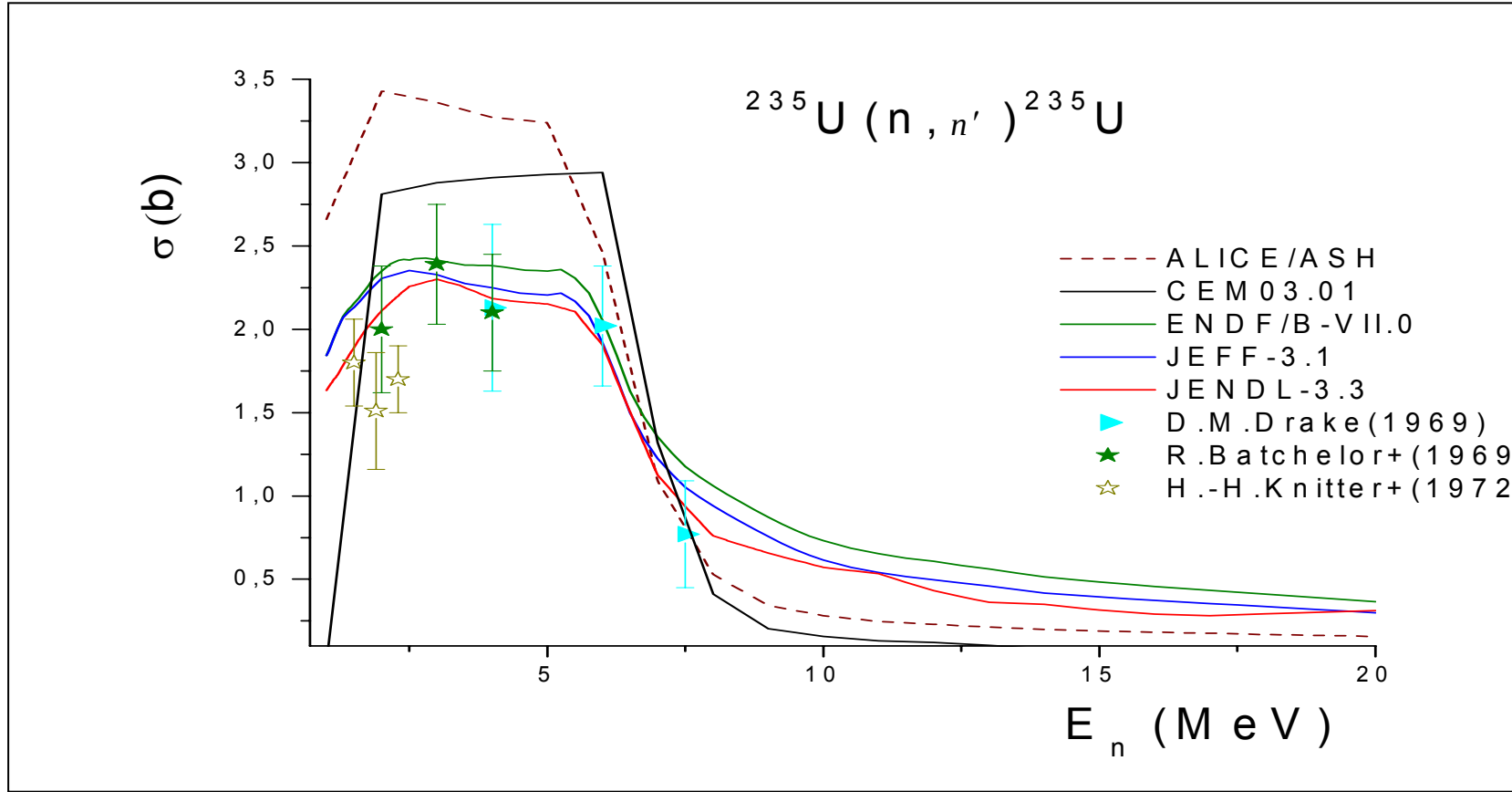
Şekil 4.29. ^{231}Pa çekirdeğinin ALICE/ASH bilgisayar programı kullanılarak hesaplanan $(n,2n)$ tsir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması



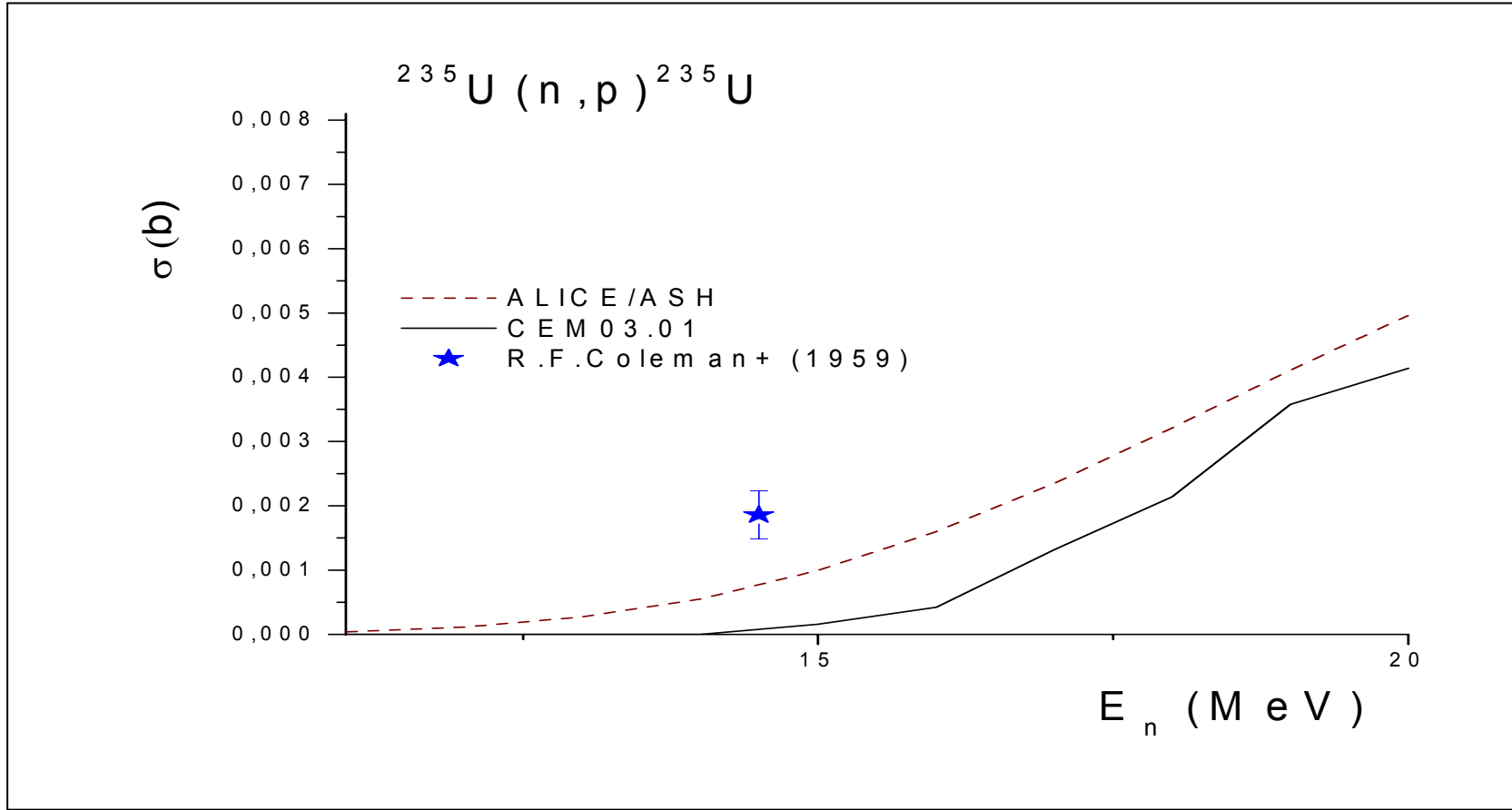
Şekil 4.28. ^{232}Th çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE/ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan (n, n') tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması



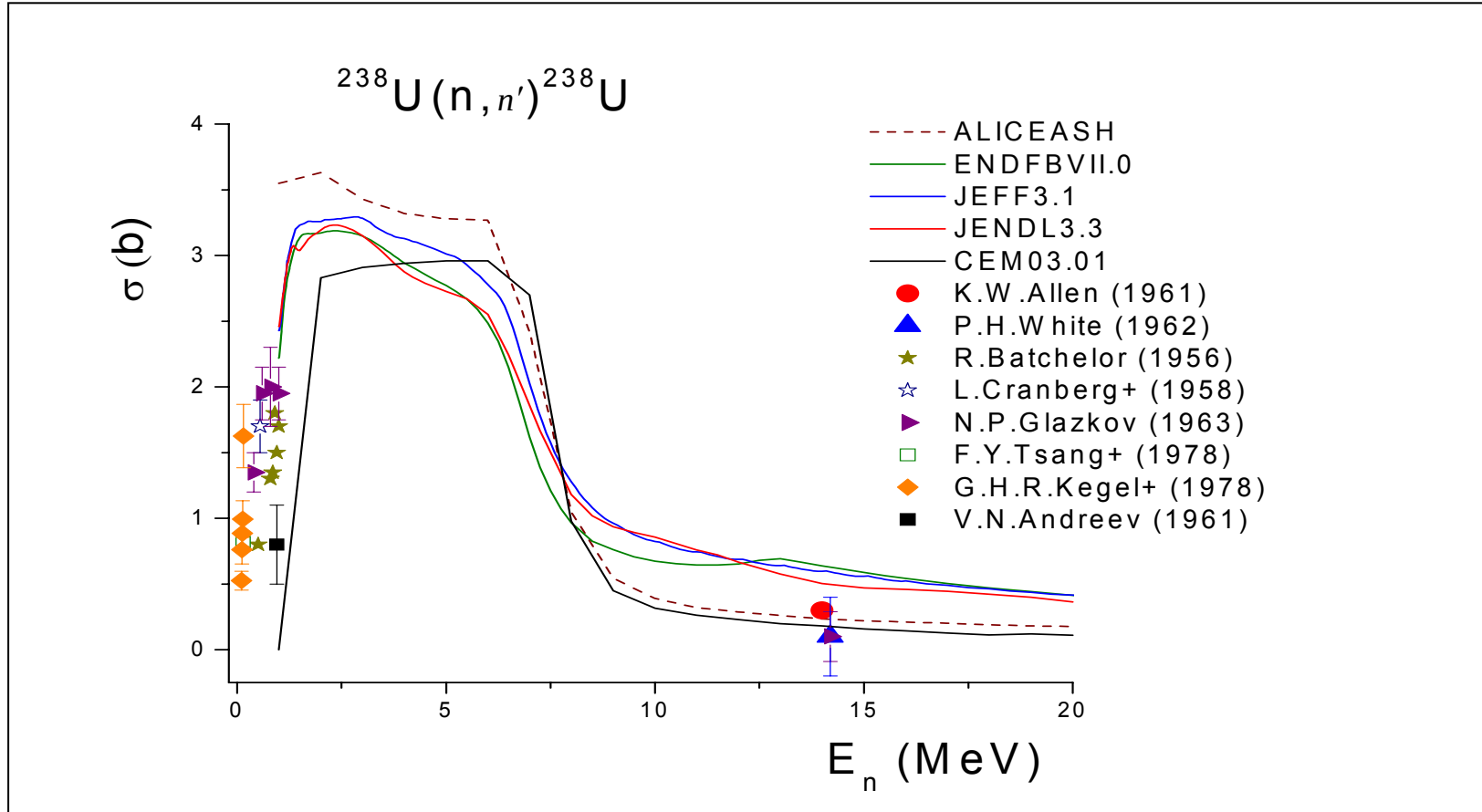
Şekil 4.29. ^{232}Th çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE/ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan (n,2n) tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması



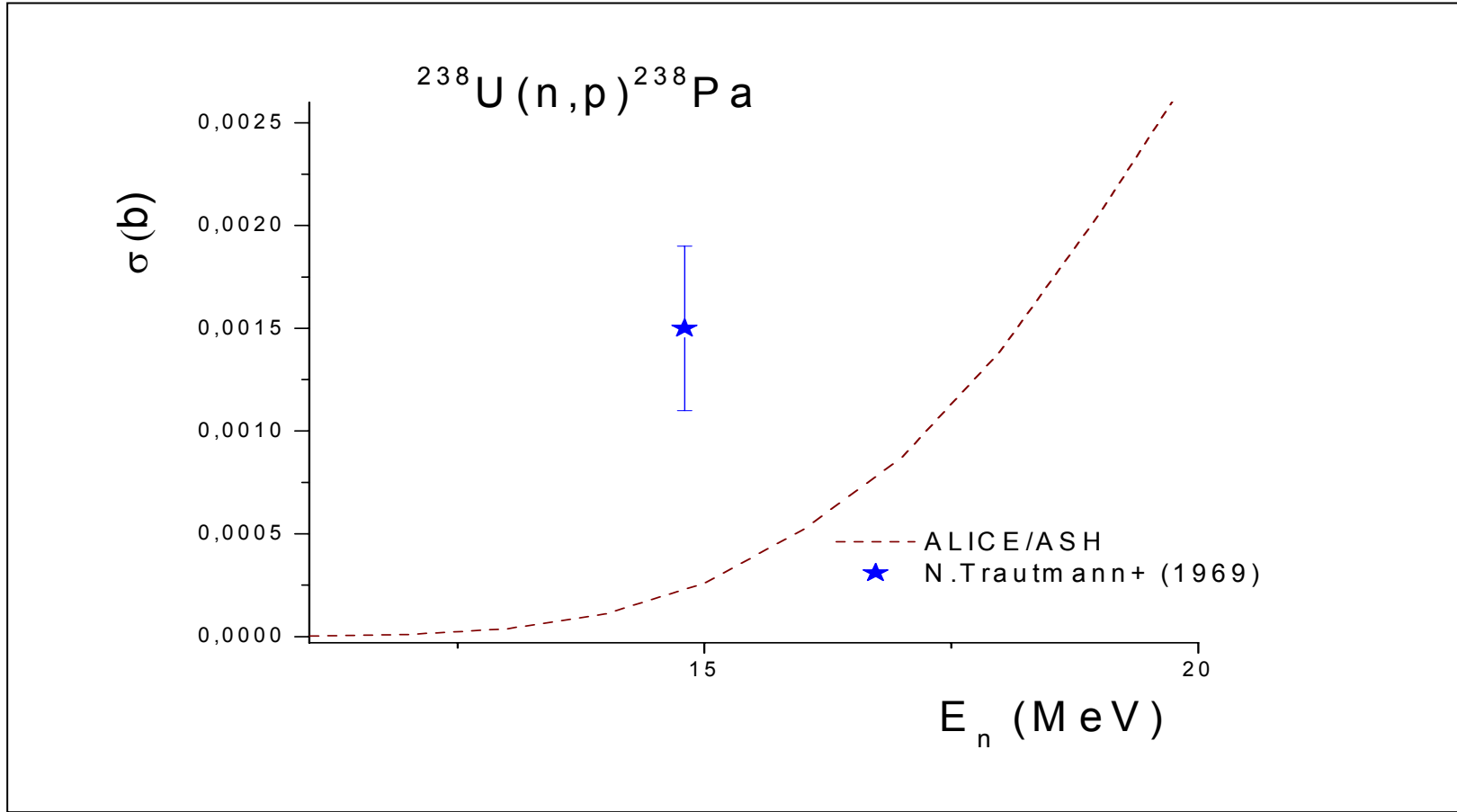
Şekil 4.31. ^{235}U çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan (n, n') tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması



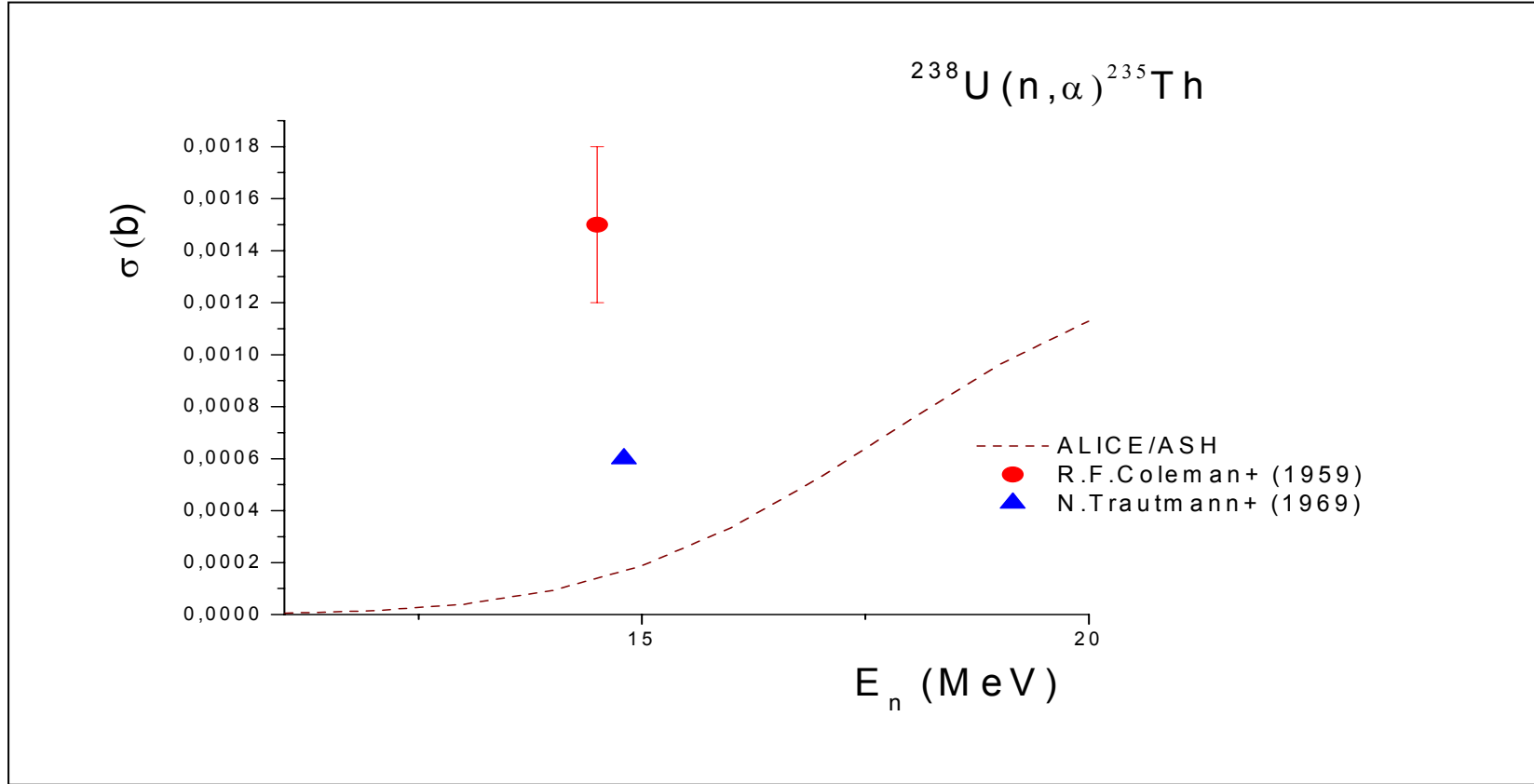
Şekil 4.32. ^{235}U çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan (n,p) tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması



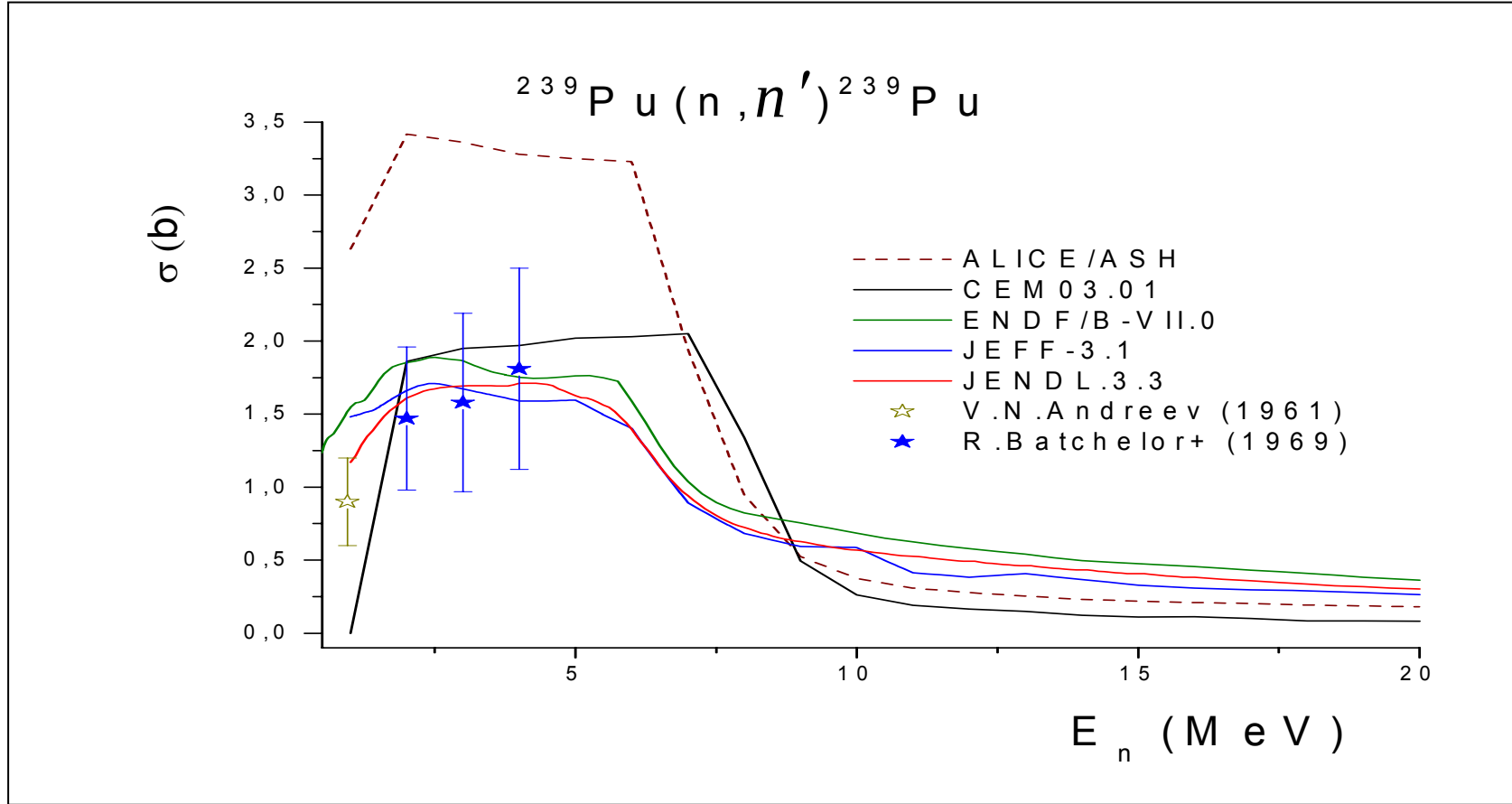
Şekil 4.33. ^{238}U çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan (n, n') tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması



Şekil 4.34. ^{238}U çekirdeğinin ALICE/ASH bilgisayar programı kullanılarak hesaplanan (n,p) tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması



Şekil 4.35 ^{238}U çekirdeğinin ALICE-ASH bilgisayar programı kullanılarak hesaplanan (n, α) tesir Kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması



Şekil 4.36 ^{239}Pu çekirdeğinin CEM03.01 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan (n,n') tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması

5. SONUÇ VE TARTIŞMA

Bu çalışmada $^{181}\text{Ta}(n, n')$, $(n, 2n)$, (n, p) , (n, α) , $^{182}\text{W}(n, 2n)$, (n, p) , $^{183}\text{W}(n, 2n)$, $^{184}\text{W}(n, 2n)$, (n, p) , (n, α) , $^{186}\text{W}(n, 2n)$, (n, p) , (n, α) , $^{204}\text{Pb}(n, 2n)$, $^{206}\text{Pb}(n, n')$, $(n, 2n)$, (n, p) , (n, α) , $^{207}\text{Pb}(n, 2n)$, (n, p) , $^{208}\text{Pb}(n, n')$, $(n, 2n)$, (n, p) , (n, α) , $^{209}\text{Bi}(n, n')$, $(n, 2n)$, (n, p) , (n, α) , $^{232}\text{Th}(n, n')$, $(n, 2n)$, $^{231}\text{Pa}(n, n')$, $^{235}\text{U}(n, n')$, $^{235}\text{U}(n, p)$, $^{238}\text{U}(n, n')$, $^{238}\text{U}(n, p)$, $^{238}\text{U}(n, \alpha)$, $^{239}\text{Pu}(n, n')$, reaksiyonlarının tesir kesitleri ALICE-ASH ve CEM03.01 bilgisayar programları kullanılarak hesaplandı. Hesaplanan (n, n') , $(n, 2n)$, (n, p) , (n, α) tesir kesitleri deneyle karşılaştırıldı.

Eksiton modelde bileşik çekirdek durumu uyarılmış parçacık ve hollerin sayısı ile karakterize edilir. Reaksiyona katılan uyarılmış durumdaki parçacık ve hollerin sayısı gelme enerjisine ve hedef çekirdeğin büyüklüğüne bağlıdır.

Düşük enerjilerde parçacık hol çiftlerinin sayısı küçüktür ve artan gelme enerjisine bağlı olarak artar. Enerji daha fazla artıkça düzey sayısı bir maksimuma ulaşır ve sonra düşer. Bu durum çok yüksek gelme enerjilerinde direk reaksiyonları daha baskın kılar.

Bu çalışmada çığ eksiton model hesaplamalarının tümü CEM03.01 bilgisayar programı ile yapılmıştır. Çalışmamızda kullanılan tüm hedef çekirdekler için CEM03.01 ile yapılan çığ eksiton model hesaplamaları 15-20 MeV gelme enerjisinin üzerinde deneysel verilerle uyumludur.

Geometri bağımlı hibrit ve hibrit model hesaplamaları 14-20 MeV gelme enerjisinin üzerinde deneysel değerlerle uyumludur. Çığ eksiton model hesaplamaları 8-10 MeV ' in üzerinde ölçümlerle iyi uyum göstermektedir.

Hibrit ve geometri bağımlı hibrit model hesaplamaları ALICE/ASH-2006 programı kullanılarak yapılmıştır. Nükleonlarla oluşturulan nükleer reaksiyonlardaki ikincil parçacıkların enerji ve açısal dağılımları ve uyarılma fonksiyonlarını 300 MeV' e kadar hesaplamak için ALICE/ASH-2006 programı uygundur. Bu program hesaplamalarda başlangıç eksiton sayısını $n_0=3$ alır.

Genel olarak, ALICE/ASH-2006 programı ile yapılan geometri bağımlı hibrit model hesaplamaları deneysel değerlerle en uyumlu sonucu vermiştir. Hesaplamalar tüm çekirdekler için 1-20 MeV gelme enerjili nötronlarla gerçekleştirildi.

$^{181}\text{Ta}(n, n')$, $(n, 2n)$, (n, p) , (n, α) $^{204}\text{Pb}(n, 2n)$, $^{206}\text{Pb}(n, p)$, $^{207}\text{Pb}(n, p)$, $^{209}\text{Bi}(n, n')$, $^{209}\text{Bi}(n, \alpha)$, $^{182}\text{W}(n, 2n)$, $^{184}\text{W}(n, \alpha)$, $^{186}\text{W}(n, \alpha)$ için ALICE/ASH ile yapılan hesaplamalar deneyle uyumlu olduğu gözlemlendi.

$^{182}\text{W}(n, \alpha)$, $^{183}\text{W}(n, 2n)$, $^{184}\text{W}(n, 2n)$, (n, p) , (n, α) , $^{186}\text{W}(n, 2n)$, (n, p) , (n, α) $^{206}\text{Pb}(n, 2n)$, $^{206}\text{Pb}(n, n')$, $^{206}\text{Pb}(n, \alpha)$, $^{207}\text{Pb}(n, 2n)$, $^{208}\text{Pb}(n, n')$, $^{208}\text{Pb}(n, 2n)$, $^{208}\text{Pb}(n, p)$, $^{209}\text{Bi}(n, 2n)$, $^{209}\text{Bi}(n, p)$, $^{232}\text{Th}(n, n')$, $^{235}\text{U}(n, n')$, $^{235}\text{U}(n, p)$, $^{236}\text{U}(n, n')$, $^{239}\text{Pu}(n, n')$ için ALICE/ASH ile yapılan hesaplamalar deneyle biçim olarak benzer olduğu gözlemlendi.

$^{182}\text{W}(n, p)$, $^{183}\text{W}(n, 2n)$, $^{184}\text{W}(n, p)$, $^{181}\text{Ta}(n, n')$, $(n, 2n)$, (n, p) , $^{204}\text{Pb}(n, 2n)$, $^{206}\text{Pb}(n, n')$, $^{208}\text{Pb}(n, 2n)$, $^{209}\text{Bi}(n, n')$, $^{209}\text{Bi}(n, 2n)$, $^{232}\text{Th}(n, n')$, $^{232}\text{Th}(n, 2n)$, $^{239}\text{Pu}(n, n')$ için CEM03.01 ile yapılan hesaplamalar deneyle uyumlu olduğu gözlemlendi.

$^{184}\text{W}(n, 2n)$, $^{184}\text{W}(n, \alpha)$, $^{186}\text{W}(n, 2n)$, (n, p) $^{207}\text{Pb}(n, 2n)$, $^{208}\text{Pb}(n, n')$, $^{208}\text{Pb}(n, p)$, $^{235}\text{U}(n, p)$, $^{236}\text{U}(n, n')$, için CEM03.01 ile yapılan hesaplamalar deneyle biçim olarak benzer olduğu gözlemlendi. ^{231}Pa için deneysel değerler bulunmamaktadır.

hesaplamaların ise ALICE/ASH hesaplamalarına göre deneyle daha az uyum sağladığı gözlemlendi. Nükleer reaksiyonları daha fazla anlaşılabilmesi için deneysel olarak daha fazla reaksiyon tesir kesitinin ölçülmesi gereklidir.

Sonuç olarak, nötronlarla oluşturulan farklı reaksiyonlar için sistematiklerin daha iyi bilinmesi nükleer kabuk modelinin bağlanma enerjisi sistematiklerini anlamamızda oldukça önemlidir. Bu tarz çalışmalar, nükleer kabuk modelinin bağlanma enerjisi sistematiklerini açıklamak ve geliştirmek için yol gösterir.

Genel olarak ALICE/ASH ile yapılan hesaplamaların özellikle biçim olarak deneysel değerlere çok yakın olduğunu gözlemlendi. CEM03.01 ile yapılan.

KAYNAKLAR

1. Krane K. S., "Nükleer Fizik-II", Şarer B., **Palme Yayıncılık**, Ankara, 392-394, 416-420 (2001).
2. Satchler G., R., "Introduction to nuclear reactions" **John Wiley & Sons Inc.**, New York, 1-6 (1980).
3. Hevesy, G., Levi, H. "The action of neutrons on the rare earth elements" Det.Kgl. Danske Videnskabernes selskab, **Mathematisk Fysiske Meddeleser**, 5:1-34 (1936).
4. Yaramış, B., "Neytron fiziği" **İstanbul Üniversitesi Yayınları**, İstanbul, 1-1, 70-80, 128-132 (1974).
5. "Handbook on nuclear activation cross section" technical reports series **AEA, no.156**, Vienna, 20-30 (1974).
6. Ing, H. Marka, "Compendium of neutron spectra in criticality accident osimetry" technical reports series, **IAEA, no. 180** Vienna, 27-66 (1978).
7. "Nuclear data standart for nuclear measurements" technical reaports series **IAEA, no.227**, Vienna, 50-55 (1983).
8. Gibson, J., A., B., Piesch, E., "neutron monitoring for radiological protection" technical reports series, **IAEA, no.252**, Vienna, 5-15 (1985).
9. "Handbook on nuclear activation data" tecnical reports series **IAEA, no.273**, Vienna , 1-6 (1987).
10. "Handbook on nuclear data for borehole logging and mineral analysis " technical reports series **IAEA, no.357**, Vienna, 1-60 (1993).
11. Engle , W.W., ANISN, One Dimensional Discrete Ordinates Transport Code with Anisotropic Scattering, K 1693, **Oak Ridge National Laboratory** , 1-40 (1970).
12. Douglas F.Brewer, " Introduction to nuclear reactions" **Allen and Unwin**, London, 6-40 (2004).
13. Arnikar, H. J. , " Essentials of nuclear chemistry " **Wiley Eastern Ltd.**, New Delhi, 20-30 (1988).

14. Kaplan, I., "Nuclear Physics" **Addison-wesly Puplishing Company**, USA, 447-508 (1964).
15. Krane K. S., Başar Şarer, "Nükleer Fizik-II", **Palme Yayıncılık**, Ankara, 392-394, 416-420 (2001).
16. Weinberg, A.M., Winger, E.P., "The Physical Theory of Neutron Chain Reactors" **The University of Chicago Press**, Chicago, 53 (1958).
17. Duderstadt, J.J., Hamiltton, L.J. Nuclear Reactor Analysis, **John Wiley and Sons**, New york , 44-67 (1976).
18. Broeders C. H. M. and Konobeyev A. Yu." Semi-empirical systematics of (n,p) reaction cross-section at 14.5, 20, and 30 MeV ", **Nucl. Phys. A**, 780 (2006).
19. Broeders C. H. M. and Konobeyev A. Yu., " Improved systematics of (n, α) reaction cross-section at 14.5 MeV " **Appl. Radiat. and Isot.** 65: 454 (2007).
20. Martin B.R. " Nuclear and particle physics" **John Wiley**, 22-96 (2006).
21. Arya A.P., Yusuf ŞAHİN "Çekirdek fiziğinin esasları", **Bakanlar Media**, Erzurum, 117-131(1999).
22. Meyerhof W., "Elements of Nuclear Physics " **Mcgraw-Hill Book Company** , 180-21(1967).
23. Weisskopf VF, Ewing DH, "On the yield of nuclear reactions with heavy elements", **Phys. Rev.**, 472 -479 (1940).
24. Blann, M. "Preequilibrium decay", **Annu. Rev. Nucl. Sci.** ,123-166 (1975).
25. Hauser, W. and Feshbach, H. , "The inelastic scattering of neutrons", **Phys. Rev.** 87: 366-373 (1952).
26. Blann, M., Gruppelaar, H., Nagel, P. and Rodens, "J. International code and model intercomparison for intermediate energy nuclear data", **OECD**, Paris, 30-40 (1994).
27. Michel, R. and Nagel, P. "International Codes and Model Intercomparison for Intermediate Energy Activation Yields", **OECD**, Paris, 10-80 (1997).

28. Ericson, T. "The statistical model and nuclear level densities". **Adv.Phys.** 423-511 (1960).
29. Blann M., "Extensions of Griffin's statistical model for medium-energy nuclear Reactions", **Phys. Rev. Lett.**, 21: 1357-1360 (1968).
30. Gadioli, E. and Hodgson, P. E. "Pre-equilibrium nuclear reactions", **Clarendon Press**, Oxford, (1992).
31. Blann M and Vonach HK, "Global test of modified pre-compound decay models ", **Phys.Rev. C**, 28: 1475-1492 (1983).
32. Williams, Jr., F. C., "Particle-hole state density in the uniform spacing model" **Nucl.Phys.A**, 166: 231-240 (1971).
33. Griffin JJ, "Statistical model of intermediate structure", **Phys. Rev. Lett.**, 478-482 (1966).
34. West R. W., " Proton Emission in 42-MeV Alpha-Particle Bombardments of Several Elements" **Phys. Rev.**, 1030-1033 (1966).
35. Baraskenhov V. S., Bertini H. W. , Chen K., Friedlander G., Harp G. D., Iljinov A.S., Miller J. M., Toneev V. D., **Nucl. Phys., A**, 531-538(1972).
36. Cugnon J. , Volant C. and S. Vuillier " Improved intranuclear cascade model for nucleon-nucleus interactions" **Nucl.Phys. A**, 620-670 (1997).
37. Stankovskiy A.Yu. and Konobeyev A.Yu. " CASCADEX—A combination of intranuclear cascade model from CASCADE/INPE with the Hauser Feshbach evaporation/fission calculations from TALYS" **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A** , 420–424 (2008).
38. Fu C. Y, Guimaraes F. B., Leal L. C. " Combining Intranuclear-Cascade and Preequilibrium Hauser-Feshbach Models for Nuclear Cross-Section Calculations Between 1 MeV and 5 Ge" **Nuclear Science and Engineering**, 164-176 (2003).
39. CUGNON J., HENROTTE P "The low-energy limit of validity of the intranuclear cascade model " **The European physical journal. A**, 393-407(2003).
40. Bertrand F.E. and Peelle R.W. "Complete Hydrogen and Helium Particle Spectra from 30 to 60 MeV Proton Bombardment of Nuclei with A=12 to

209 and Comparison with Intranuclear Cascade Model" **Phys. Rev.C**, 78-89 (1973).

41. Linlor W.I., Ragent B., "Neutron Total Cross Sections for Bismuth and Uranium between 45 and 160 MeV " **Phys. Rev**, 835 (1953).
42. Qaim SM, "Nuclear data for production of new medical radionuclides", **J. Nucl. Sci. and Tech., Supp.**, 1272 (2002).
43. Oblozinsky, P., Ribansky, I. and Betak, E., "Intermediate-state transition rates in the eksiton model", **Nucl. Phys. A**, 347-364 (1974).
44. Cline C.K., "Extensions to the pre-equilibrium statistical model and a study of complex particle emission ", **Nucl. Phys. A**, 417-437 (1972).
45. Mashnik, S. G. "User Manual for the Code CEM95," Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, Joint Institute for Nuclear Reserach, **OECD**, Dubna, Russia, 1-35 (1995).
46. Ait-Tahar S., "The systematics of (n, p) cross sections for 14 MeV neutrons", **Nucl. Phys.**, 121-125 (1987).
47. Belgaid M.,Asghar M., "Semi-empirical systematics of (n,p) cross sections for 14.5 MeV neutrons", **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B** , 463-472(1998).
48. Mashnik S. G., "CODE CEM03,01 User Manual", **Los Alamos University of California**, 1-35 (2006).
49. Blann M, Cline CK "The pre-equilibrium statistical model: Description of the Nuclear equilibration process and parameterization of the model ", **Nucl. Phys. A**, 27(6), 337-340 (1971).
50. Blann M., "Hybrid model for pre-equilibrium decay in nuclear reactions" , **Physical Review Letters.**, Vol.27, No. 6, 337 (1971).
51. Michel R., Brinkmann G., Weigel H. and Herr W."Measurement and hybrid- model analysis of proton-induced reactions with V, Fe and Co" **Nucl.Phys.A**,322, 40-60 (1979).
52. Abhishek Yadav, Pushpendra P. Singh,* Manoj K. Sharma, Devendra P. Singh, Unnati, B. P. Singh,† and R. Prasad "Large pre-equilibrium contribution in α + natNi interactions at $\approx 8-40$ MeV" **Physical Review C**,606 (2008).

53. Gornov M. G., Yu. B. Gurov, A. L. Iljin, S. G. Mashnik, P. V. Morokhov, V. A. Pechkurov, M. A. Polikarpov, V. I. Saveliev, F. M. Sergeev, S. A. Smirnov, A. A. Kho-mutov, B. A. Chernyshev, R. R. Shafigullin, and A. V. Shishkov, "Emission of Protons on Absorption of stopped Negative Pions by Be, C, Si, Cu, and Ge Nuclei," **Sov. J. Nucl. Phys.**, 959-967 (1988).
54. Mashnik S. G., "Neutron-Induced Particle Production in the Cumulative and Noncumulative Regions at Intermediate Energies," **Nucl. Phys. A**, 703-726 (1994).
55. Mashnik S. G., Peterson R. J., Sierk A. J., and Braunstein M. R. "Pion-Induced Transport of π Mesons in Nuclei," **Phys. Rev. C**, 4601(2000).
56. Peterson R. J., de Barros S., Schechter H., DaSilva A. G., Suita J. C., and Mashnik S. G., "Fission Probabilities Across the 7 π -Nucleon Delta Resonance," **Euro. Phys. J. A**, 221-229 (2001).
57. Yu. E. Titarenko, O. V. Shvedov, V. F. Batyaev, E. I. Karpikhin, V. M. Zhivun, A. B. Koldobsky, R. D. Mulambetov, S. V. Kvasova, A. N. Sosnin, S. G. Mashnik, R. E. Prael, A. J. Sierk, T. A. Gabriel, M. Saito, and H. Yasuda, "Cross Sections for Nuclide Production in 1 GeV Proton-Irradiated 208Pb," **Phys. Rev. C**, 600-610 (2002).
58. Van Riper K. A., Mashnik S. G., and Wilson W. B., "A Computer Study of Radionuclide Production in High Power Accelerators for Medical and Industrial Applications," **Nucl. Instr. Meth. A**, 576-585 (2001).
59. S. Mashnik G., Gudima K. K., Moskalenko I. V., Prael R. E., and Sierk A. J., "CEM2k and LAQGSM as Event Generators for Space- Radiation-Shielding and Cosmic-Ray-Propagation Applications," **Advances in Space Research**, 1288-1296 (2004).
60. W. O. Lock and D. F. Measday "Intermediate Energy Nuclear Physics", **Cambridge University Press**, London, 58-99 (1970).
61. Mashnik S. G. and Sierk A. J., "Improved Cascade-Exciton Model of Nuclear Reactions," **LANL Report LA-UR-98-5999**, Los Alamos, 30- 100 (1998).
62. Mashnik S. G., Baznat M. I., Gudima K. K., Sierk A. J., and Prael R. E., "Extension of the CEM2k and LAQGSM Codes to Describe Photo-

- Nuclear Reactions," **LANL Report LA-UR-05-2013**, Los Alamo", 5-90 (2005).
63. Barashenkov V. S. and Töneev V. D., "Interaction of High Energy Particle and Nuclei "**Atomizdat**, Moscow" 40-65 (1972).
 64. Töneev V. D. and Gudima K. K., "Particle Emission in Light and Heavy-Ion Reactions," **Nucl. Phys. A**, 173-190 (1983).
 65. Mashnik S. G. and Sierk A. J., "CEM2k—Recent Developments in GEM." **Proc.Ac.App.**, Washington, DC, 12-16 (2000).
 66. Furihata S., "Statistical Analysis of Light Fragment Production from Medium Energy Proton-Induced Reactions" **Nucl. Instr. Meth. B** , 17-180 (2000).
 67. Furihata S., Niita K., Meigo S., Ikeda Y., and Maekawa F., "The Gem Code—a Simulation Program for the Evaporation and Fission Process of an Excited Nucleus," **Ibaraki-ken**, Japan , 21-88 (2001).
 68. Dostrovsky I., Frankel Z., and Friedlander G. "Monte Carlo Calculations of Nuclear Evaporation Processes. III. Application to Low-Energy Reactions," **Phys. Rev.**,683-702 (1959).
 69. Mashnik S. G., Gudima K. K., Prael R. E., and Sierk A. J., "Analysis of the GSI A+p and A+A Spallation, Fission, and Fragmentation Measurements with the LANL CEM2k and LAQGSM Codes," **In Proc. TRAMUQGS**, Darmstadt, Germany, 77-100 (2003).
 70. Atchison F., "A Treatment of Fission for HETC," in Intermediate Energy Nuclear Data: Models and Codes, **Proc. of a Specialists'**, 199-218 (1994).
 71. Mashnik S. G., Gudima K. K., and Sierk A. J., "Merging the CEM2k and LAQGSM Codes with GEM2 to Describe Fission and Light-Fragment Production," **LANL Report LA-UR-03-2261**, Los Alamos, 1-50 (2003).
 72. Stepan G. Mashnik, Arnold J. Sierk, and Konstantin K. Gudima, "Complex Particle and Light Fragment Emission in the Cascade-Exciton Model of Nuclear Reactions," **LANL Report LA-UR-02-5185**, Los Alamos , 2-30 (2002).
 73. Nikolai Amelin, "Physics and Algorithms of the Hadronic Monte-Carlo Event Generators. Notes for a Developer", CERN/IT/ASD Report **CERN/IT/99/6**, , Dubna, Russia, 33-88 (1998)

74. J. S. Levinger, "The High Energy Nuclear Photoeffect," *Phys. Rev.*, 43-51 (1951).
75. Blann, M., Reffo, G. And Fabbri, F., "Calculation of γ -ray Cascades in code ALICE", *Nucl. Instr. Meth.*, **A265**: 490-520 (1988).
76. Iwamoto, A. And Harada, K., "Mechanism of cluster emission in nucleon-induced preequilibrium reactions", *Phys. Rev.*, **C26**: 1821-1834 (1982).
77. Konobeyev, A. Yu. And Korovin, A. Yu., "Calculation of Pre-Compound Alpha-Particle Spectra for Nucleon Induced Reactions on the Basis of the Hybrid Exciton Model", *Kerntechnik*, 72-93 (1994).
78. Sato, K., Iwamoto, A. And Harada, K., "Pre-equilibrium emission of light composite particles in the framework of the exciton model", *Phys. Rev. C*, **28**: 1527-1537 (1983).
79. Konobeyev, A. Yu., Lunev, V. P. And Shubin, Yu. N., "Pre-Equilibrium emission of clusters", *Acta Physica Slovaca*, 705-810 (1995).
80. Shubin, Yu. N., Lunev, V. P., Konobeyev, A. Yu. And Dityuk, A. I., Cross-section library mendl-2 to study activation and transmutation of materials irradiated by nucleons of intermediate energies", *Report INDC, no.45*, Austria, 385-402 (1995).
81. Konobeyev, A. Yu. And Korovin, Yu. A., "Calculation of deuteron spectra for nucleon induced reactions on the basis of the hybrid exciton model taking into account direct processes", *Kerntechnik*, 45-58 (1996).
82. Ignatyuk, A. V., Smirenkin, G. N. And Tishin, A. S., "Phenomenological description of the energy dependence of the level density parameter", *Sov. J. Nucl. Phys.*, 255-268 (1975).
83. Konobeyev, A. Yu., Korovin, Yu. A. And Pereslavitsev, P. E., "Code ALICE-ASH for calculation of excitation functions, energy and angular distributions of emitted particles in nuclear reactions", *Obninsk Institute of Nuclear Power Engineering*, 233-248 (1997).
84. Oblozinsky, P., "Pre-equilibrium γ rays from single-particle radiative transitions in the hybrid model", *Phys. Lett., B* **215**: 597-611 (1988).
85. Konobeyev, A. Yu., Korovin, Yu. A. And Pereslavitsev, P. E., "Calculation of fast gamma-emission spectra for reactions induced by intermediate energy particles", *Yadernaja Energetika*, 21-42 (1997).

86. Broeders, C. H. M. And Konobeyev, A. Yu., "Evaluation of 4He production cross-section for tantalum, tungsten and gold irradiated with neutrons and protons at the energies up to 1 GeV", **Nucl. Instr. and Meth.**, **B234**: 387-400 (2005).
87. Broeders, C. H. M. And Konobeyev, A. Yu., "Phenomenological model for nonequilibrium deuteron emission in nucleon induced reaction", **Kerntechnik**, 155-168 (2005).
88. Konobeyev, A. Yu. And Korovin, Yu. A., "Emission of 7Be from nuclei with atomic numbers $Z \geq 13$ induced by intermediate energy protons", **Kerntechnik**, 60-74 (1995).
89. Konobeyev, A. Yu., Fukahori, T. And Iwamoto, O., "Neutron and proton nuclear data evaluation for ^{235}U and ^{238}U at energies up to 250 MeV", **JAERI-Research**, 12-28 (2002).
90. Blann, M., "Importance of the nuclear density distribution on pre-equilibrium decay", **Phys. Rev. Lett.**, **28**: 757-777 (1972).
91. Strutinsky, V. M., "Model calculation and evaluation of nuclear data for medical radioisotope production", **Proc. Int. Congr. Phys. Nucl. Appl.**, Paris, 617-625 (1958).
92. Blann, M., "New precompound decay model", **Phys. Rev.**, **C54**: 1341-1355 (1996).
93. Korovin, Yu. A., Konobeyev, A. Yu., Pereslavytsev, P. E., Stankovsky, A. Yu., Broeders, C., Broeders, I., Fischer, U. And Möllendorff U., "Evaluated nuclear data files for accelerator driven systems and other intermediate and high-energy applications", **Nucl. Instr. and Meth.**, **463**: 544-565 (2001).
94. Konobeyev, A. Yu., Lunev, V. P. And Shubin, Yu. N., "Pre-Equilibrium emission of clusters", **Acta Physica Slovaca**, **45**: 705-810 (1995).
95. Iwamoto, A. And Harada, K., "Mechanism of cluster emission in nucleon-induced pre-equilibrium reactions", **Phys. Rev. C**, **26**: 1821-1834 (1982).
96. Konobeyev, A. Yu. And Korovin, A. Yu., "Calculation of Pre-Compound Alpha-Particle Spectra for Nucleon Induced Reactions on the Basis of the Hybrid Exciton Model", **Kerntechnik**, **59**: 72-93 (1994).

97. Blideanu, V., Lecolley, F. R., Lecolley, J. F., Lefort, T., Marie, N., Ataç A., Ban, G., Bergenwall, B., Blomgren, J., Dangtip, S., Elmgren, K., Eudes, Ph., Foucher, Y., Guertin, A., Haddad, F., Hildebrand, A., Johansson, C., Jonsson, O., Kerveno, M., Kirchner, T., Klug, J., Brun, Ch., Lebrun, C., Louvel, M., Nadel-Turonski, P., Nilsson, L., Olsson, N., Pomp, S., Prokofiev, A. V., Renberg, P., Slypen, I., Stuttgé, L., Tippawan, U. And Osterlund, M., Nucleon-induced reactions at intermediate energies: New data at 96 MeV and theoretical status", **Phys. Rev. C**, 70: 607- 629 (2004).
98. Bateman, F. B., Haight, R. C., Chadwick, M. B., Sterbenz, S. M., Grimes, S.M. And Vonach, H., "Light charged-particle production from neutron bombardment of silicon up to 60 MeV: Role of level densities and isospin", **Phys. Rev. C**, 60: 609-621 (1999).
99. Duisebayev, A., Ismailov, K. M. And Boztosun, I., "Inclusive spectra of (p,xp) and (p,xd) reactions on 90,92Zr and 92Mo nuclei at $E_p=30.3$ MeV", **Phys. Rev. C**, 67: 608-619 (2003).
100. Guertin, A., Marie, N., Auduc, S., Blideanu, V., Delbar, Th., Eudes, P., Foucher, Y., Haddaa, F., Kirchner, T., Koning, A.J., Lebrun, Ch., Lebrun, C., Lecolley, F. R., Lecolley, J. F., Ledoux, X., Lefebvres, F., Louvel, M., Ninane, A., Patin, Y., Pras, Ph., Riviere, G., Varignon, C., "Proton induced reactions on natural U at 62.9 MeV", **Journal-ref.**, 15: 23-45 (2001).
101. Grimes, S. M., Haight, R. C. And Anderson, J.D., "Justification of a simple model for neutron total cross section", **Nucl. Sci. Eng.**, 62: 187-199 (1977).
102. Kalbach, C., "Surface and collective effects in preequilibrium reactions" **Phys. Rev. C**, 62: 608-621 (2000).
103. Kalbach, C., "Surface effects in preequilibrium reactions of incident neutrons" **Phys. Rev.**, C69: 605-622 (2004).
104. Sato, K., Iwamoto, A. And Harada, K., "Pre-equilibrium emission of light composite particles in the framework of the exciton model", **Phys. Rev. C**, 28: 1527-1537 (1983).
105. Ilinov, A. S., Kazarnovsky, M. V., Krippa, B. V. And Matushko, G. K., "The emission of the fast γ -rays in nonelastic proton interactions with nuclei at medium energies", **Zvenigorod**, Moscow, 62: 262-285(1984).

106. Grimes, S. M., Haight, R. C., Alvar, K. R., Barschall, H. H. And Borchers, R. R., "Charged-particle emission in reactions of 15-MeV neutrons with isotopes of chromium, iron, nickel, and copper", **Phys. Rev. C**, 19: 127-138 (1979).
107. Ilinov, A. S., Kazarnovsky, M. V., Krippa, B. V. And Matushko, G. K., "The emission of the fast γ -rays in nonelastic proton interactions with nuclei at medium energies", **Zvenigorod**, Moscow, 62: 262- 285(1984).
108. Bunakov, V. E., Nesterov, M. M. And Tarasov, N. A., "Dynamics and asymmetries in reactions with polarized neutrons", **Bulletin of the Academy of Sciences of the USSR**, 41: 168-189 (1977).
109. Blann, M., Scobel, W. And Plechaty, E., "Precompound nucleon angular distributions in the continuum", **Phys. Rev.**, 30: 1493-1507 (1984).
110. Kalbach, C., "Systematics of continuum angular distributions: Extensions to higher energies", **Phys. Rev. C**, 37: 2350-2362 (1988).
111. Kataria, S. K., Ramamurthy, V. S., Blann, M. And Komoto, T. T., "Shell-dependent level densities in nuclear reaction codes", Nucl. Instr. Meth. **Phys. Res., A** 288: 585-611 (1990).
112. Ignatyuk, A. V., Level Densities, "Handbook for calculations of nuclear reaction data", **Report IAEA-TECDOC**, Moscow, 132-146 (1998).
113. Hansen, G. And Jensen, A., "Energy dependence of the rotational enhancement factor in the level density", **Nucl. Phys. A**, 406: 236-257 (1983).
114. Myers, W. D. And Swiatecki, W. J. "Dynamical analysis on heavy-ion fusion reactions near coulomb barrier" **Ark. Fysik**, 36: 343-360 (1967).
115. Bohr, N. And Wheeler, J.A., "The mechanism of nuclear fission", **Phys.Rev.**, 56: 426-448 (1939).
116. 116. Blann, M. And Bisplinghoff, J., "Code ALICE-LIVERMORE 82", **Livermore Lawrence Laboratory**, California, 196-144 (1982).
117. Ignatyuk, A. V., Kudyaev, G. A. And Junghans, A. R., "Analysis of dissipative effects in nuclear fission observed in the fragmentation of ^{238}U projectiles", **Nucl. Phys.**, A593: 519-541 (1995).

118. İnternet : Experimental Nuclear Reaction Data “Deneysel Tesir Kesitleri”
<http://www.nndc.bnl.gov/exfor/exfor00.htm> (2008).
119. Broeders C.H., Konobeyev A.Yu., Korovin Yu.A., Lunev V.P., Blann M.,
“CODE ALICE/ASH” **Forschungszentrum Karlsruhe GmbH**, Karlsruhe
1-55 (2006) .

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Soyadı, adı : S.RESHID, Tarik
 Uyuğu : Iraq
 Doğum tarihi ve yeri : 20.11.1973 Erbil
 Medeni hali : Bekar
 Telefon : 0 (535) 528 85 74
 E-posta : taqa@hotmail.com

Eğitim

Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet tarihi
Y.Lisans	Gazi Üniversitesi/Fizik Bölümü	2003
Lisans	Salahaddin Üniversitesi/ Fizik Bölümü	1995

İş Deneyimi

Yıl	Yer	Görev
2003-2004	Koya Üniversitesi/ Erbil	Araştırma Görevlisi

Yayınlar ve bildiriler :

- 1.The Fifth Eurasian Conference on Nuclear Science and application (Calculations of Neutron-Induced Cross Sections for the Stable Isotopes of Pb). (Ankara17-14 ctober 2008)
- 2.Nuclear Physics and Astrophysics: From Stable Beams to Exotic Nuclei.(Calculations of Neutron-Induced Cross Sections for the Stable Isotopes of Wolfram). (Cappadocia, Turkey, June 25-30, 2008)
- 3.Vibrational spectroscopic study of the hofmann-diam-type clathrates m (1,7-diaminoheptane) Ni(CN)₄.G (M=Ni or Cu; G= benzene, 1,2-; 1,3-; 1,4-dichlorobenzene, p-xylene, o-xylene, toluene) Bulletin of Appl.Scienc. Vol.27C(No.2)P.103-110,(2008) .