

T.C.
KIRIKKALE ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

HIZLANDIRICI GÜDÜMLÜ REAKTÖR SİSTEMLERİNDE KULLANILAN
BAZI ÇEKİRDEKLERİN (p,f) REAKSİYON TESİR KESİTLERİNİN
İNCELENMESİ

MURAT DAĞ

HAZİRAN 2009

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürünün onayı

.../.../...

Doç. Dr. Burak BİRGÖREN

Müdür V.

Bu tezin Yüksek Lisans tezi olarak Fizik Anabilim Dalı standartlarına uygun olduğunu onaylarım.

Prof. Dr. İhsan ULUER

Anabilim Dalı Başkanı

Bu tezi okuduğumuzu ve Yüksek Lisans tezi olarak bütün gerekliliklerini yerine getirdiğini onaylarız.

Doç. Dr. Abdullah AYDIN

Danışman

Jüri Üyeleri

Prof. Dr. Başar ŞARER

Doç. Dr. Abdullah AYDIN

Doç. Dr. Eyyüp TEL

ÖZET

HIZLANDIRICI GÜDÜMLÜ REAKTÖR SİSTEMLERİNDE KULLANILAN BAZI ÇEKİRDEKLERİN (p,f) REAKSİYON TESİR KESİTLERİNİN İNCELENMESİ

DAĞ, Murat

Kırıkkale Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı, Yüksek Lisans Tezi

Danışman: Doç. Dr. Abdullah AYDIN

Haziran 2009, 67 sayfa

Bu tez çalışmasında, hızlandırıcı güdümlü reaktör sistemlerinde hedef çekirdek olarak kullanılabilen bazı çekirdeklerin (^{232}Th , ^{209}Bi , ^{208}Pb , ^{207}Pb , ^{206}Pb , ^{204}Pb , ^{186}W , ^{184}W , ^{183}W , ^{182}W) fisyon tesir kesitleri hesaplandı. Hesaplamalar, 20 – 1000 MeV enerji aralığındaki protonlarla gerçekleştirildi. Fisyon tesir kesitlerini hesaplamak için CEM95 bilgisayar programından yararlanıldı. Hesaplamalarda, seviye yoğunluk parametresi (IFAM), makroskopik fisyon engeli (IB) ve fisyon engelini uyarılma enerjisine bağımlılığını (IBE) gösteren sistematikler kullanıldı. Hesaplanan fisyon tesir kesitleri literatürdeki deneysel verilerle karşılaştırıldı.

Anahtar Kelimeler: Hızlandırıcı güdümlü reaktör sistemleri, nükleer reaksiyonlar, fisyon tesir kesiti.

ABSTRACT

INVESTIGATION OF THE (p,f) REACTION CROSS-SECTIONS OF SOME
NUCLEI USING ON ACCELERATION DRIVEN REACTOR SYSTEMS (ADS)

DAĞ, Murat

Kırıkkale University

Graduate School of Natural and Applied Sciences

Department of Physics, M. Sc. Thesis

Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Abdullah AYDIN

June 2009, 67 pages

In this study, fission cross section of some nuclei (^{232}Th , ^{209}Bi , ^{208}Pb , ^{207}Pb , ^{206}Pb , ^{204}Pb , ^{186}W , ^{184}W , ^{183}W , ^{182}W), as a target, using an acceleration driven systems (ADS) have been calculated. Calculations have been studied by 20 – 1000 MeV incident energy protons. CEM95 computer programs was used for calculations. Fission cross sections compared with experimental values. In CEM95 calculations, all sistematics of level density parameters (IFAM), macroscopic fission barrier (IB) and exciton energy dependence of fission barrier (IBE) was used for each of nuclei to better adapt to experimental values.

Key Words: Acceleration driven systems, nuclear reaction, fission cross section.

TEŞEKKÜR

Bana tez çalıŐma konusunu öneren, gerekli bilgisayar programlarını sağlayan, kendi kütüphanesindeki kaynaklarını kullandıran ve çalıŐmalarım süresince değerli yardımlarını esirgemeyen tez yöneticisi hocam, Sayın Doç. Dr. Abdullah AYDIN' a teŐekkürlerimi bir borç bilirim.

ÇİZELGELER DİZİNİ

ÇİZELGE

2.1. Nötron üreten nükleer reaksiyonlar.....	28
--	----

ŞEKİLLER DİZİNİ

ŞEKİL

2.1. $^{64}\text{Zn}^*$ bileşik çekirdeği için farklı oluşum ve bozunum durumları	6
2.2. Çekirdek yüzeyinde meydana gelen direk reaksiyonların geometrisi.....	7
2.3. Orta enerjili bir nükleer reaksiyonun oluş şekli.....	8
2.4. İnce metal tabaka üzerine gelen parçacıklar demeti	9
2.5. Fisyona uğrayan bir ağır atom çekirdeğinin şematik gösterimi.....	18
2.6. ^{238}U 'un kendiliğinden fisyonu karşı koyan düzgün bir potansiyel engeli.....	21
2.7. ^{235}U ve ^{238}U 'un nötronlarla oluşturulan fisyon kesitleri	22
2.8. Hızlandırıcı güdümlü sistemlerin bölümleri.....	26
2.9. Spallasyon süreci ve nötron üretimi	28
2.10. Farklı hedef çekirdekler için farklı enerjilerde gelen protonların ortaya çıkardığı nötron miktarları	31
3.1. $^{232}\text{Th}(p,f)$ Reaksiyonu.....	44
3.2. $^{232}\text{Th}(p,f)$ Reaksiyonu.....	45
3.3. $^{209}\text{Bi}(p,f)$ Reaksiyonu	46
3.4. $^{209}\text{Bi}(p,f)$ Reaksiyonu	47
3.5. $^{208}\text{Pb}(p,f)$ Reaksiyonu.....	48
3.6. $^{207}\text{Pb}(p,f)$ Reaksiyonu.....	49

3.7. $^{206}\text{Pb}(\text{p},\text{f})$ Reaksiyonu	50
3.8. $^{204}\text{Pb}(\text{p},\text{f})$ Reaksiyonu	51
3.9. $^{204}\text{Pb}(\text{p},\text{f})$ Reaksiyonu	52
3.10. $^{186}\text{W}(\text{p},\text{f})$ Reaksiyonu	53
3.11. $^{186}\text{W}(\text{p},\text{f})$ Reaksiyonu	54
3.12. $^{184}\text{W}(\text{p},\text{f})$ Reaksiyonu	55
3.13. $^{184}\text{W}(\text{p},\text{f})$ Reaksiyonu	56
3.14. $^{183}\text{W}(\text{p},\text{f})$ Reaksiyonu	57
3.15. $^{183}\text{W}(\text{p},\text{f})$ Reaksiyonu	58
3.16. $^{182}\text{W}(\text{p},\text{f})$ Reaksiyonu	59
3.17. $^{182}\text{W}(\text{p},\text{f})$ Reaksiyonu	60

SİMGELER DİZİNİ

A	Çekirdeğin kütle numarası
f	Çekirdeğin etkin alanı
N	Çekirdeğin nötron sayısı
R.R.	Nükleer reaksiyon hızı
σ	Tesir kesiti
\bar{x}	Ortalama serbest yol
Z	Çekirdeğin proton sayısı
n_0	Başlangıç eksiton sayısı
V	Çekirdeğin içindeki bir nükleonun hızı
D_n	Eksiton tükenme çarpanı
E_F	Fermi enerjisi
v_x	x parçacığının hızı
Q_x	x tipindeki çıkan nükleonun ayrılma enerjisi
μ_x	x tipindeki çıkan nükleonun indirgenmiş kütlesi
ε_x	x tipindeki çıkan nükleonun kanal enerjisi
λ_x^+	x tipindeki çıkan nükleonun nükleer geçiş hızı
S_x	x tipindeki çıkan nükleonun spini
g_x	x tipindeki çıkan nükleonun tek parçacık yoğunluğu
σ_x^{ters}	x tipindeki çıkan nükleonun ters reaksiyon tesir kesiti
λ_x^e	x tipindeki çıkan nükleonun yayınlanma hızı
T_l	l 'yinci kısmî dalga için geçiş katsayısı
$\rho(r)$	Nükleer madde yoğunluğu
σ_0	Nükleon-nükleon saçılma tesir kesiti
P_l	Ortalama nükleer madde yoğunluğu
U	Son uyarılma enerjisi
E	Uyarılma enerjisi

KISALTMALAR

CEM	Çığ Eksiton Model
CERN	Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi (European Organization for Nuclear Research)
EXFOR	Experimental Nuclear Reaction Data
HGS	Hızlandırıcı Güdümlü Sistemler
IB	Makroskobik Filyon Engel Sistematiği
IBE	Filyon Engelinin Uyarılma Enerjisine Bağlılık Sistematiği
ICM	İntrankleer Çığ Model
IFAM	Seviye Yoğunluk Parametresi
NHUMP	Filyon Engelinin Biçim Sistematiği
TAEK	Türkiye Atom Enerjisi Kurumu

İÇİNDEKİLER

ÖZET	ii
ABSTRACT	iii
TEŞEKKÜR	iv
ÇİZELGELER DİZİNİ	v
ŞEKİLLER DİZİNİ	vi
İÇİNDEKİLER	x
1.GİRİŞ	1
2.MATERYAL VE YÖNTEM	3
2.1. Nükleer Reaksiyonlar	3
2.2. Nükleer Reaksiyon Türleri	3
2.2.1. Bileşik-Çekirdek Reaksiyonları	5
2.2.2. Direk Reaksiyonlar	6
2.3. Nükleer Reaksiyon Tesir Kesiti	9
2.4. Ortalama Serbest Yol	13
2.5. Reaksiyon Hızı	15
2.6. Fisyon	17
2.7. Hızlandırıcı Güdümlü Reaktör Sistemleri Ve Spallasyon	23
2.7.1. Hızlandırıcı Güdümlü Reaktör Sistemleri	23
2.7.2. Spallasyon Süreci ve Nötron Üretimi	27

2.7.3. Enerji Kazancı	32
2.8. ığ Eksiton Model (CEM).....	35
3.ARAŞTIRMA BULGULARI.....	43
3.1. $^{232}\text{Th}(p,f)$ Reaksiyonu	44
3.2. $^{209}\text{Bi}(p,f)$ Reaksiyonu	46
3.3. $^{208}\text{Pb}(p,f)$ Reaksiyonu	48
3.4. $^{207}\text{Pb}(p,f)$ Reaksiyonu	49
3.5. $^{206}\text{Pb}(p,f)$ Reaksiyonu	50
3.6. $^{204}\text{Pb}(p,f)$ Reaksiyonu	51
3.7. $^{186}\text{W}(p,f)$ Reaksiyonu	53
3.8. $^{184}\text{W}(p,f)$ Reaksiyonu	55
3.9. $^{183}\text{W}(p,f)$ Reaksiyonu	57
3.10. $^{182}\text{W}(p,f)$ Reaksiyonu.....	59
4.TARTIŞMA VE SONUÇ.....	62
KAYNAKLAR.....	64

1.GİRİŞ

Enerji, ekonomik ve sosyal kalkınma için önemli bir unsurdur. Şehirleşme, sanayileşme, teknolojinin yaygınlaşması, nüfus artışı ve refah artışına paralel olarak enerji tüketimi gün geçtikçe artmaktadır. Günümüzde, kişi başına enerji tüketimi yani, bir birim enerji tüketimi ile sağlanan üretim ve refah seviyesi, ülkelerin gelişmişlik seviyesi olarak görülmektedir.

Nükleer enerjiden elektrik üretim kapasitesi Dünya’da 350 GWe civarındadır. Bu üretim kapasitesi Amerika Birleşik Devletleri, Avrupa ve diğer ülkeler olmak üzere üç eşit oranda paylaşılmaktadır. Nükleer enerjinin kullanımına bağlı olarak Dünya’da 130.000 tonu aşkın yüksek seviyeli atık birikmiştir ve bu miktarın gün geçtikçe artacağına kesin gözüyle bakılmaktadır ⁽¹⁾.

Nükleer endüstri, bugüne kadar ortaya çıkan yüksek seviyeli atıkları yakan ya da bugünkü reaktörlerle karşılaştırıldığında çok düşük düzeylerde yüksek seviyeli atık üreten, ayrıca uranyum dışındaki yakıt çevrimlerini kullanarak enerji üretebilecek tasarımlar üzerinde çalışmaktadır. Bu durumda, karşımıza hem uranyum dışındaki yakıt çevrimlerinin esnek olarak kullanılabilmesi hem de yüksek seviyeli atık yakabilen bir tasarım olarak, Hızlandırıcı GÜdümlü Reaktör Sistemleri çıkmaktadır. Hızlandırıcı GÜdümlü Reaktör Sistemi ise konvansiyonel nükleer reaktörlerdeki olası kritiklik kazası ($k_{eff} > 1$) riskinin giderileceği ($k_{eff} = 0.96-0.98$), pasif güvenliğe sahip bir kritik altı reaktör sistemiyle, yüksek proton akımlı ($>10\text{mA}$)

ve enerjili (1–1,5 GeV) bir hızlandırıcı kompleksinin birlikte çalıştırılmasının planlandığı yeni nesil reaktörlerdir ⁽²⁻⁶⁾.

Bir hedef ışınlandığında her parçacık bir çekirdek reaksiyonu oluşturmaz. Gelen parçacık ile hedef çekirdeğin etkileşerek bir çekirdek reaksiyonu yapma olasılığına, o reaksiyon için tesir kesiti (σ) denilir. Tesir kesiti tepkimenin türüne ve gelen parçacığın enerjisine bağlıdır. Bu yüzden, Hızlandırıcı Güdümlü Reaktör Sistemlerinde gerçekleştirilecek olası nükleer reaksiyonların tesir kesitleri hesaplanarak hem mevcut sorunların öneminin anlaşılabilmesi ve ortadan kaldırılabilmesi hem de öncesinde oluşabilecek durumların belirlenebilir. Aynı zamanda bu bilgiler nükleer etkileşmeler teorisi, nükleer yapı ve nükleer maddenin özelliklerinin geliştirilmesi için de gereklidir ⁽¹⁾.

2.MATERYAL VE YÖNTEM

2.1. Nükleer Reaksiyonlar

Hızlandırıcılardan, reaktörlerden veya radyoaktif bir kaynaktan çıkan, belli bir enerjiye sahip parçacıklar, belirli bir hedef üzerine gönderildiği takdirde nükleer bir reaksiyon meydana gelebilmektedir. Rutherford'un radyoaktif bir kaynaktan çıkan α parçacıklarını kullanarak gerçekleştirdiği ilk nükleer reaksiyondan sonra 1930'da Cockcroft ve Walton tarafından nükleer reaksiyon meydana getiren ilk parçacık hızlandırıcısı yapılmıştır. Bu süreç boyunca ve devamında araştırmacılar tarafından birçok çekirdek reaksiyonu gerçekleştirilmiş ve gelişen teknolojiye paralel olarak günümüz parçacık hızlandırıcıları ve parçacık detektörleri GeV ve TeV mertebelerindeki enerjilere ulaşmıştır ⁽⁷⁾.

2.2. Nükleer Reaksiyon Türleri

Nükleer bir reaksiyon genel olarak;



biçimin de ya da kısaca $X(a,b)Y$ şeklinde gösterilebilir. Bu gösterimde, a hızlandırılan parçacığı, X hızlandırılan parçacıkların üzerine gönderildiği hedefi, b

tespit edilebilen ve ölçülebilen hafif bir parçacığı ve Y reaksiyon sonucu oluşan ağır bir ürünü temsil etmektedir. Bu tür nükleer bir reaksiyonun enerji değeri Q ise;

$$Q = (M_a + M_x - M_Y - M_b) \cdot c^2 \quad (2)$$

formülü ile hesaplanır. Eğer Q değeri pozitif ise ($Q > 0$) reaksiyon *ekzotermik* (ısıveren), Q değeri negatif ise ($Q < 0$) reaksiyon *endotermik* (ısıalan) bir reaksiyondur. Endotermik bir reaksiyonu başlatabilmek için gerekli minimum gelme enerjisi, eşik enerjisi olarak adlandırılır ⁽⁷⁾.

Nükleer reaksiyonlar birçok biçimde sınıflandırılabilir. a ve b genelde nükleon veya hafif çekirdek olabileceği gibi b bazen γ (gamma) ışını da olabilir. Bu durumda bu reaksiyona *ışımali yakalama*, eğer a bir γ (gamma) ışını ise bu reaksiyona *nükleer fotoelektrik olay* denir. Ayrıca, X ve Y aynı çekirdek ise, bu reaksiyona *saçılma reaksiyonu*, Y ve b taban durumunda ise *elâstik reaksiyon*, Y ve b hemen bozunabilecek uyarılmış bir durumda ise, *inelâstik reaksiyon*, a ve b aynı parçacık ancak, reaksiyonda başka bir nükleon ya da nükleonlar yayınlanıyorsa *knockout reaksiyonu* denilmektedir ⁽⁷⁾.

Nükleer reaksiyonlar, sürecin yönetildiği mekanizmaya göre de sınıflandırılabilir. Bu reaksiyonlar arasında, yalnız birkaç nükleonun katıldığı, hedefteki diğer nükleonların etkileşmeye girmediği ve kabuk modeli durumuna yalnızca tek bir nükleonun ilave edilmesinden ya da koparılmasından dolayı çekirdeğin yapısını incelemeye yardımcı olan *direk reaksiyonlar*, nükleon ve hedef

çekirdeklerin, nükleon yayınlanmadan önce enerjinin kısa bir süre tam olarak paylaşılabilmesi için birleştiği *bileşik çekirdek reaksiyonları* ve bu iki uç durum arasında, gelen parçacığın, parçacık yayınlanmasından önce, yarı bağlı bir durum oluşturduğu *rezonans reaksiyonları* bulunur ⁽⁷⁾.

2.2.1. Bileşik-Çekirdek Reaksiyonları

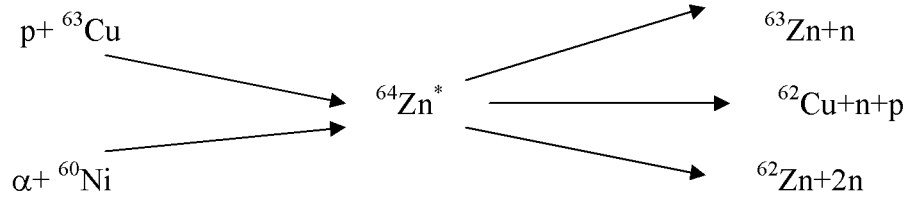
Hedef çekirdeğe gelen bir parçacığın, çekirdeğin yarıçapından küçük bir çarpışma parametresi ile çekirdeğe girdiğini düşünelim. Belirli bir enerjiye sahip bu parçacık, hedef çekirdek tarafından soğurulduktan sonra parçacık ile çekirdek nükleonları arasında belirli bir süre etkileşme meydana gelir. Bu etkileşme süresince gelen parçacığın gelme enerjisi, parçacık ve hedef çekirdek nükleonları arasında paylaşılır.

Gelen parçacığın soğurulmasından sonra belirli bir ara durum oluşur. Bu ara duruma *bileşik-çekirdek* denir. Böyle bir reaksiyon sembolik olarak,



şekilinde gösterilir. C^* ise bileşik çekirdeği göstermektedir. Yani bu tür bir reaksiyonu, bileşik çekirdeğin oluşumu ve bileşik çekirdeğin bozunumu olmak üzere iki basamakta inceleyebiliriz ⁽⁷⁾.

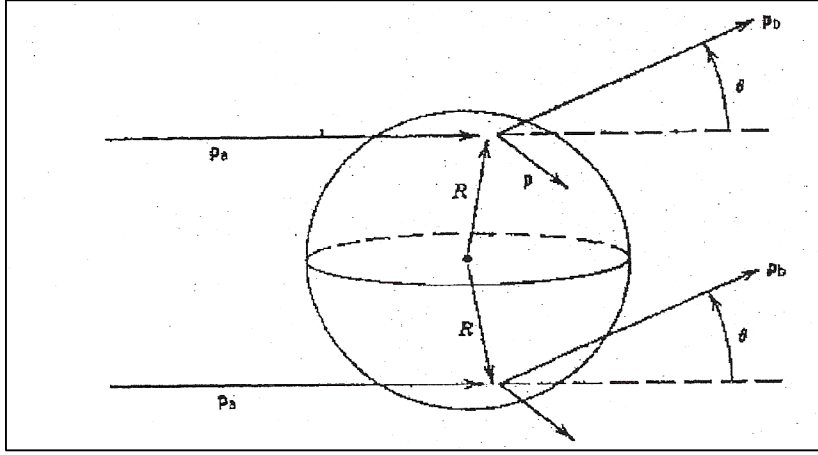
Bileşik çekirdek modelinin temel varsayımı, bileşik çekirdeğin belirli bir son ürünler kümesine bozunma olasılığının, bileşik çekirdeğin oluşma sürecinden bağımsız olduğu, sadece sisteme verilen toplam enerjiye bağlı olduğu şeklindedir. Örneğin; $^{64}\text{Zn}^*$ bileşik çekirdeği, Şekil 2.1. 'de görüldüğü üzere birçok reaksiyon süreci ile oluşabildiği gibi birçok değişik yolla da bozunabilmektedir ⁽⁷⁾.



Şekil 2.1. $^{64}\text{Zn}^*$ bileşik çekirdeği için farklı oluşum ve bozunum durumları

2.2.2. Direk Reaksiyonlar

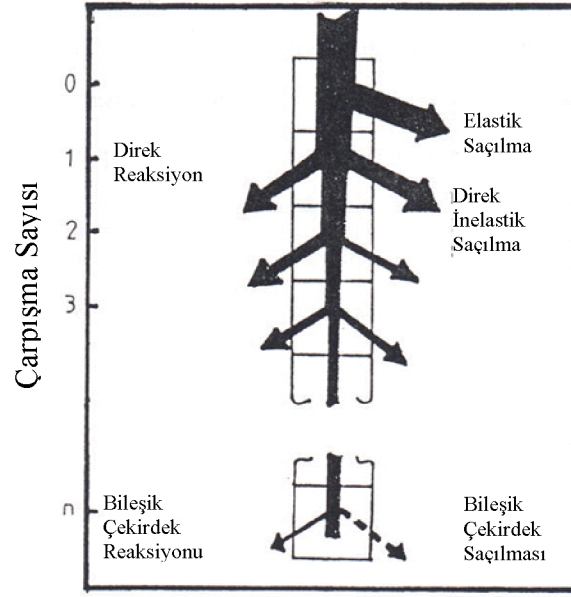
Direk reaksiyonlarda, gelen parçacık önce çekirdek yüzeyindeki nükleonlar ile etkileşir. Gelen parçacığın enerjisi arttıkça parçacığın dalga boyu, çekirdeğin içindeki nükleonlarla da etkileşmeye başlar. Bu etkileşme Şekil 2.2.'de gösterilmektedir ⁽⁷⁾.



Şekil 2.2. Çekirdek yüzeyinde meydana gelen direk reaksiyonların geometrisi

Direk reaksiyonlarda birkaç nükleon reaksiyona katılır, bir kabuk modeli durumuna bir tek nükleon eklendiği veya koparılabildiği için direk reaksiyonlar, çekirdeğin kabuk yapısının incelenmesine ve ürün çekirdeğinin birçok uyarılmış durumuna ulaşılmasına yardımcı olur ⁽⁷⁾.

Direk reaksiyonlar ile bileşik çekirdek reaksiyonları arasındaki farklardan biri, hedef çekirdeğe gelen parçacığın enerjisinin artması ile direk reaksiyonların gerçekleşme ihtimalinin artmasıdır. Diğeri ise, direk reaksiyonların 10^{-22} s süre içerisinde, bileşik çekirdek reaksiyonların ise, 10^{-16} ile 10^{-18} s arasında değişen süre içerisinde meydana gelmesidir. Üçüncü farksa, doğrudan reaksiyonlarda, giden parçacıkların açısal dağılımlarının daha keskin piklere sahip olmasıdır ⁽⁷⁾.



Şekil 2.3. Orta enerjili bir nükleer reaksiyonun oluş şekli

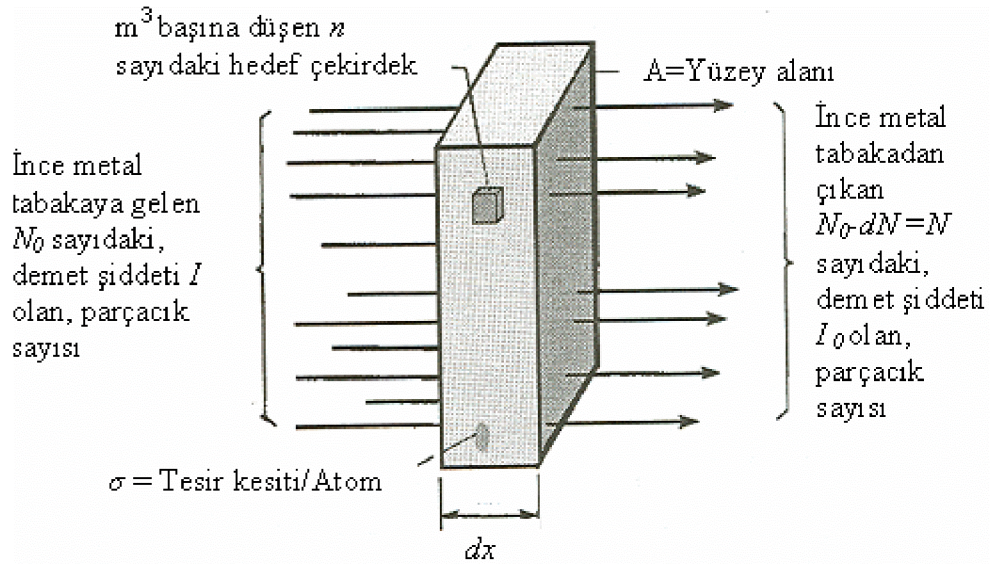
Nükleer bir reaksiyonun şematik gösterimi Şekil 2.3 'de verilmektedir. Şeklin genişliği nükleer reaksiyonun gerçekleşme ihtimalinin bir ölçüsü olan tesir kesitini temsil etmektedir. Dik eksense çekirdeğin içindeki çarpışma sayısını göstermektedir. Çarpışmanın sıfır olduğu durum nükleer potansiyelden kaynaklanan esnek bir saçılmayı temsil eder. Parçacıklar ilk çarpışmadan sonra yayılırsa, bu bildiğimiz *direk reaksiyon*dur.

İkinci çarpışmadan sonraki yayınlanma, *yarı-direk reaksiyon* olarak adlandırılabilir. Çekirdek içerisinde birçok etkileşme meydana geldiğinde, mermi parçacık tarafından sisteme verilen enerji, diğer parçacıklar tarafından paylaşıldığı için bir parçacığın çekirdekten kaçması için yeterli enerjiye sahip olma ihtimali azalır. Yeterli derecede çarpışmadan sonra sistemin enerjisi tamamen gelişigüzel bir

hale gelir ve sistem kararlı bir yapı kazanır. Bu yapı, oldukça düşük parçacık yayınlanma oranına sahip olarak bilinen *bileşik-çekirdek reaksiyonu*'dur.

2.3. Nükleer Reaksiyon Tesir Kesiti

Bir nükleer reaksiyonun tesir kesiti, sözü edilen nükleer reaksiyonun oluşumunun bağıl olasılığının bir ölçüsü olarak nitelendirilebilir. Şekil 2.4 'de gösterildiği gibi, ince metal tabaka üzerine bir hızlandırıcıdan çıkan parçacıklar demeti gönderildiğinde, bazı parçacıklar metal tabaka tarafından soğurulur, bazı parçacıklar da metal tabaka tarafından saçılmaya uğratılır. İnce metal tabakadan saçılarak geçen parçacıklar, açı ile değişen yani farklı saçılma açılarında farklı enerjilere sahip oldukları anizotropik bir dağılım gösterirler⁽⁸⁾.



Şekil 2.4. İnce metal tabaka üzerine gelen parçacıklar demeti

Şekil 2.4 'de gösterildiği gibi, yüzey alanı A , kalınlığı dx olan ince metal tabaka üzerine gelen N_0 sayıdaki parçacık demetinin şiddeti I ve bu ince metal tabakanın birim hacmi başına düşen hedef çekirdeğinin sayısı n olsun. Ayrıca bu metal tabaka o kadar ince olsun ki, hiçbir çekirdek, diğer bir çekirdek üzerine binmeyip, her bir çekirdeğin gelen parçacıklarla nükleer reaksiyona girme durumları aynı ölçüde mümkün olsun. Aşağıdaki tanımlamaları kabul edersek,

$$ndx = \text{Birim yüzey başına düşen çekirdek sayısı} \quad (4)$$

$$Andx = A \text{ Yüzey alanındaki toplam çekirdek sayısı} \quad (5)$$

olur ⁽⁸⁾.

Tesir kesiti σ , atomu çevreleyen etkin alan olarak varsayılır. Şekil 2.1.5.1 'de gösterilen ince metal tabakaya gelen parçacık demetinin σ etkin alanına düşmesi ile oluşan nükleer reaksiyon için toplam etkin alan σ_T ifadesi,

$$\sigma_T = An\sigma dx \quad (6)$$

şeklinde yazılır. Toplam etkin alan σ_T ifadesinin, A yüzey alanına oranı çekirdeğin etkin alan kesri (f) ifadesini,

$$f = n\sigma dx \quad (7)$$

verir. Etkin alan kesri (f) ve tesir kesiti (σ), atomun geometrik büyüklüğüne bağlı olmayıp, gelen demetin I şiddetindeki dI değişimine bağlı olan büyüklüklerdir. Gelen parçacık demeti şiddetindeki dI değişimini;

$$dI = -fI \quad (8)$$

şeklinde etkin alan kesri f ifadesine bağlı olarak yazabiliriz. Eşitlik (7) daki etkin alan kesri f ifadesi, eşitlik (8) de yerine yazılırsa,

$$-\frac{dI}{I} = n\sigma dx \quad (9)$$

şeklinde alır. Eşitlik (9) deki negatif işaret; tabakanın dx kalınlığının ile gelen parçacık demetinin I ters orantıya sahip olduğunu göstergesidir. Eşitlik (9) in integrali alınır,

$$I = I_0 e^{-n\sigma x} \quad (10)$$

bulunur. Gelen parçacık demetinin şiddeti I , metal tabakaya gelen parçacık sayısı N_0 ile ince metal tabakadan geçen parçacık demetinin şiddeti I_0 , metal tabakadan geçen parçacık sayısı N ile orantılı olduğundan, eşitlik (10) denklemi,

$$N = N_0 e^{-n\sigma x} \quad (11)$$

şeklinde yazılır. İnce metal tabakanın birim hacmi başına düşen hedef çekirdeğinin sayısı n ile σ mikroskobik tesir kesitinin çarpım ifadesi makroskobik tesir kesitini verir. Gelen parçacıkların hedef çekirdekleri tarafından yutulmaları durumunda, yutulma katsayısı α , makroskobik tesir kesiti Σ ifadesinin yerine kullanılır.

$$\alpha = \Sigma = n\sigma \quad (12)$$

olur. α ifadesi, eşitlik (11) de yerine yazılırsa, metal tabakayı geçen N parçacık sayısı,

$$N = N_0 e^{-\alpha x} \quad (13)$$

şeklinde ifade edilir. Metal tabaka $\alpha x \ll 1$ olacak kadar ince ise $e^{-\alpha x}$ terimi,

$$e^{-\alpha x} \geq 1 - \alpha x \quad (14)$$

şeklinde kabul edilir. Eşitlik (14) nın her iki tarafının N_0 ile çarpılırsa,

$$N_0 e^{-\alpha x} \geq N_0 (1 - \alpha x) \quad (15)$$

şeklinde alır. Eşitlik (13), eşitlik (15) de yerine yazılırsa parçacık sayısı N ifadesi,

$$N \geq N_0 (1 - \alpha x) \quad (16)$$

olur. İnce metal tabakanın dx kalınlığını geçerken metal tabaka tarafından soğurulan parçacıkların sayısı $dN = N_0 - N$ ifadesinde, eşitlik (16) de yerine yazılırsa,

$$dN = N_0 - N = N_0 - N_0(1 - \alpha x) \quad (17)$$

$$dN = N_0 - N_0 + N_0 \alpha x = N_0 \alpha x \quad (18)$$

şeklinde alır. Eşitlik (18) de $\alpha = n\sigma$ yerine yazılırsa, dN ifadesi,

$$dN = N_0 n \sigma x \quad (19)$$

şeklinde olur. Eşitlik (19) denklemi ile eşitlik (7) denklemindeki etkin alan kesri ifadeleri uyum içindedir ⁽²⁾. Tesir kesitinin birimi barn, daha küçük birimi de milibarndır. Barn b, milibarn ise, mb sembolü ile gösterilir, $1 \text{ b} = 10^3 \text{ mb} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ dir.

2.4. Ortalama Serbest Yol

Ortalama serbest yol, gelen parçacıkların hedef çekirdek tarafından soğurulmaya veya saçılmaya uğratılmadan önce aldıkları mesafedir. \bar{x} ortalama serbest yolunu hesaplamak için şu şekilde bir ifade yazabiliriz. Gelen parçacıkların hedef çekirdek içerisinde aldıkları \bar{x} mesafesi ile hedef çekirdek tarafından \bar{x} 'te bulunan ve dx mesafesinde soğurulan dN parçacık sayısının çarpımından elde edilen

ifadenin, \bar{x} mesafesinde bulunan N_0 parçacık sayısı üzerinden integrali alınır ve N_0 parçacık sayısına oranlanır. Böylece ortalama serbest yol \bar{x} ifadesi,

$$\bar{x} = \frac{\int_0^{N_0} x dN}{\int_0^{N_0} dN} = \int_0^{N_0} \frac{x dN}{N_0} \quad (20)$$

şeklinde yazılır. Eşitlik (20) denkleminin türevi alınır, hedef çekirdek tarafından dx mesafesinde soğurulan parçacıkların sayısı dN ifadesi,

$$dN = -n\sigma N_0 e^{-n\sigma x} dx \quad (21)$$

şeklinde yazılır. Eşitlik (21) deki dN ifadesi, eşitlik (20) de yerine yazılırsa,

$$\bar{x} = \int_0^{\infty} \frac{x n \sigma N_0 e^{-n\sigma x} dx}{N_0} \quad (22)$$

$$\bar{x} = \int_0^{\infty} x n \sigma e^{-n\sigma x} dx \quad (23)$$

$$\bar{x} = \frac{1}{n\sigma} \int_0^{\infty} x n \sigma e^{-n\sigma x} d(n\sigma x) \quad (24)$$

Eşitlik (24) de $y = n\sigma x$ dönüşümü yapılırsa,

$$\bar{x} = \frac{1}{n\sigma} \int_0^x ye^{-y} dy \quad (25)$$

$$\bar{x} = \frac{1}{n\sigma} = \frac{1}{\Sigma} \quad (26)$$

şeklinde yazılır. Eşitlik (26) denkleminde görüldüğü gibi, ortalama serbest yol \bar{x} ile makroskobik tesir kesit Σ_a birbirlerinin tersi ifadelerdir. Soğurma ortalama serbest yol \bar{x} ifadesi, makroskobik soğurma tesir kesiti Σ_a ifadesine bağlı olarak,

$$\bar{x} = \frac{1}{\Sigma_a} = \frac{1}{\alpha} \quad (27)$$

şeklinde yazılır ⁽⁸⁾.

2.5. Reaksiyon Hızı

Birim zamanda meydana gelen nükleer reaksiyonların sayısı, reaksiyonun hızını verir. Bir nükleer reaksiyonun hızını hesaplamak için şu şekilde bir ifade yazabiliriz. cm^3 başına hızı v olan, N sayıda parçacık demeti, A yüzey alanlı, x kalınlıklı, birim hacimi başına n sayıda atomu bulunan ve tesir kesiti σ olan ince metal bir tabaka üzerine gelsin. Eşitlik (7) denklemindeki etkin alan kesri f bağıntısının yardımıyla reaksiyon hızı $R.R.$ ifadesi,

$$R.R. = qv(n\sigma x)A \quad (I/s) \quad (28)$$

olur. Eşitlik (28) denkleminde reaksiyon hızı $R.R.$ ifadesi, ince metal tabakanın, x kalınlığına ve A yüzey alanına bağlı olmasına rağmen, metal tabaka ince kabul edildiği için metal tabakanın biçimine bağlı olmayıp, metal tabakadaki çekirdeklerin N toplam sayısına bağlıdır. İnce metal tabakanın birim alanından birim zamanda geçen parçacık sayısı Φ akı ifadesi,

$$\Phi = qv \quad (29)$$

verir. İnce metal tabakanın V hacim ifadesi ise,

$$V = xA \quad (30)$$

olur. Eşitlik (29) ve eşitlik (30), eşitlik (28) da yerlerine yazılırsa, reaksiyon hızı $R.R.$ ifadesi,

$$R.R. = \Phi n\sigma V \quad (31)$$

şeklini alır. İnce metal tabakadaki çekirdeklerin toplam sayısı N ifadesi,

$$N = nV \quad (32)$$

dir ki bu da Eşitlik (30) da yerine yazılırsa,

$$R.R. = \Phi \sigma N \quad (33)$$

olur. Ayrıca eşitlik (12) ten, σN yerine makroskobik tesir kesiti Σ , eşitlik (30) de yerine yazılırsa, reaksiyon hızı $R.R.$ ifadesi,

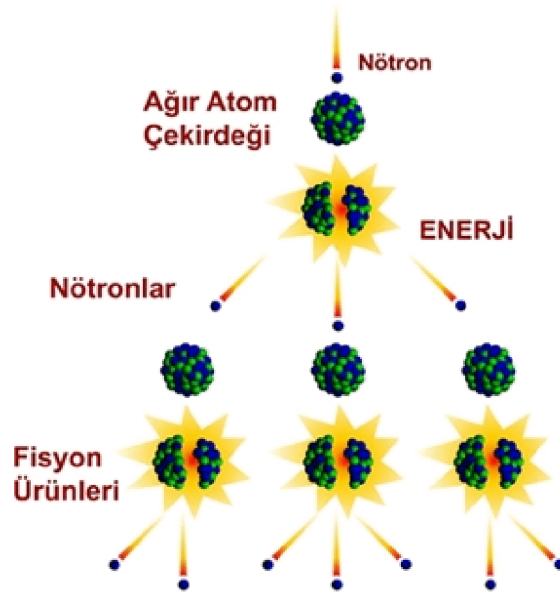
$$R.R. = \Phi \Sigma V \quad (34)$$

şeklinde alır ⁽⁸⁾.

2.6. Fisyon

1930'lu yıllarda nükleer fiziğin gelişimi hız göstermiştir. 1932'de Chadwick'in nötronu keşfetmesi ile ilk çalışmalar birçok elementin nötronla bombardıman edilmesi ve çekirdek üzerinde nötronun etkilerinin araştırılması olmuştur. Örneğin, Fermi ve arkadaşları yapay radyoaktifliği incelemek için birçok elementi nötronlarla bombardıman etmiştir. Nötron yakalayan çekirdeğin nötron fazlalığını dengelemek için β^- yayınlamak bozunuma uğramasını, yani çekirdekteki bir nötronun, protona dönüşümünü incelemişlerdir. Ayrıca bu tekniği kullanarak atom numarası artırımı sonucu, tabiatta doğal olarak bulunan ve en ağır element olan uranyumdan transuranyum elementler elde edilmeye çalışılmıştır. Transuranyum elementler periyodik tabloda atom numarası uranyumunkinden büyük olan elementlerdir. Uranyumu nötronlarla bombardıman etme sonucu uranyum elementi β^- yayınlamak bozunuma uğramıştır. Başlangıçta bu reaksiyon sonucu Radyum elementinin elde edildiği düşünülmüştür. Ancak uranyumdan (n,2 α) reaksiyonu ile

Radyum elde edilmiştir ancak bu reaksiyonun olağandışı olduğu bilinmektedir. Bundan dolayı radyokimyasal teknikler kullanılarak bu elde edilen yeni çekirdeğin Radyum değil, periyodik tabloda Radyum'un tam üstünde bulunan ve aynı grupta (2A) bulunmasından dolayı atomik yapısıyla kimyasal özelliği Radyum elementininkine benzeyen Baryum olduğu anlaşılmıştır. Çalışmaların ilerlemesiyle uranyumun nötronlarla bombardımanından, Baryum'dan başka daha birçok orta-ağırlıklı çekirdeğin ve yaklaşık 100–200 MeV mertebesinde enerjinin ortaya çıktığı görülmüştür. Bu verilerin ışığında 1939'da Meitner ve Frisch, uranyumun nötron yakalamasıyla oldukça kararsız hale geldiğini ve yakın büyüklükte iki çekirdeğe bölündüğünü ileri sürmüşlerdir. Bu olayı ifade edebilmek için biyologların hücre bölünmesini tanımlamak için kullandıkları fisyon kelimesini kullanmışlardır ⁽⁷⁾.



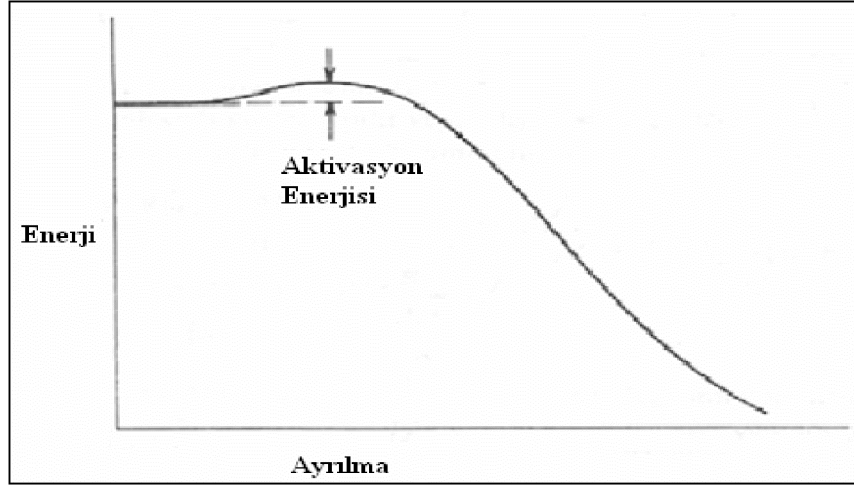
Şekil 2.5. Fisyona uğrayan bir ağır atom çekirdeğinin şematik gösterimi

Uranyum gibi ağır bir çekirdeğin nötron yutması sonucu çekirdek kararsız hale geçer. Kararsız halde bulunan bu çekirdek daha kararlı halde bulunabilmek için bir çekirdek bölünmesine uğrar. Bu çekirdek bölünmesine fisyon reaksiyonu denilmektedir. Kararsız halde bulunan bu çekirdeğin bölünmesi sonucu, yakın büyüklükte iki orta-ağırlıklı çekirdek meydana gelir. Parçalanma sonucunda oluşan bu orta-ağırlıklı çekirdeklere fisyon ürünleri denilmektedir. Bu ürünlerden bazıları radyoaktif olabilmektedir. Bir nötronun, ağır bir çekirdek tarafından yutulması ile başlayan bu süreç sonunda Şekil 2.5 de gösterildiği gibi fisyon ürünleriyle birlikte büyük miktarda enerji ve birden fazla nötronda açığa çıkmaktadır. Fisyon olayın diğer bir karakteristiği ise, nötronlarla oluşan her bölünme sonucunda birkaç nötronun daha açığa çıkması ve oluşan bu yeni nötronların yeni bölünmeler neden olması ve bu olayın kendiliğinden zincirleme olarak devam etmesidir. Ayrıca fisyon reaksiyonu sonucunda açığa çıkan enerji ise, kimyasal tepkimeler sonunda açığa çıkan enerjilere göre daha fazladır ⁽⁷⁾.

Fisyon, ağır çekirdekteki çekirdek kuvvetleriyle, protonlar arasındaki Coulomb kuvvetlerinin etkileşmesi sonucu doğal bir bozunma işlemi gibi kendiliğinden meydana gelebilir ya da düşük enerjili nötron veya foton gibi bir parçacığın soğurulması sonucunda çekirdeğin, fisyon engelini kolaylıkla aşabilecek yüksek enerjili uyarılmış durum (bileşik-çekirdek durumu) oluşturmasıyla da meydana gelebilir. Fisyon engelini geçebilecek yeterli uyarılma enerjisi sağlandığında her çekirdek teorikte bölünebilirse de, pratik olarak bu yalnız ağır çekirdekler (toryum ve ötesi) için önemlidir ⁽⁷⁾.

Kendiliğinden fisyon yapan çekirdeklerde, fisyon diğer radyoaktif bozunma reaksiyonlarıyla yarışmaktadır. Bazı çekirdekler ayrılmış durumda fisyon engelini üstünde bulunur ve anî olarak kendiliğinden fisyon reaksiyonu meydana getirirler. Böyle çekirdekler doğada bulunmamaktadır. Ortalama nükleer özellikleri göz önüne alan sıvı-damla modeline göre yapılan hesaplamalarda fisyon engeli A (kütle numarası) ≈ 300 civarında sıfırdır. Bununla birlikte bazı çekirdekler kendiliğinden fisyon oluşturamayacak kadar fisyon engelini altında bulunabilirler. Bu tür çekirdekler düşük enerjili nötronlar veya fotonlar ile reaksiyona girerek küçük enerjiler soğurduklarında fisyon engelini yüksekliğinde ya da fisyon engel yüksekliğinin üstünde bir ara durum oluşturur. Bu şekilde bileşik çekirdeğin diğer bozunma durumları ile yarışan indüklenmiş fisyon meydana getirmiş olurlar. Bu ara durum engelin altında ise fisyon gerçekleşmemektedir. Bu yüzden farklı bozunma durumları gerçekleşebilir ya da soğurulan parçacık tekrar yayınlanabilir. Engelaltı fisyon, fisyon olasılığını artırabilen rezonansların bulunmasından dolayı nükleer yapı hakkında önemli bilgiler verebilmektedir. Ara durumun enerjisine bağlı olarak bir çekirdeğin indüklenmiş fisyon ugrama olasılığı değişir. Bazı çekirdekler için termal nötronların enerjisi onları engeli aşmaya yeterli olurken bazıları için hızlı nötronlar gerekli olabilir ⁽⁷⁾.

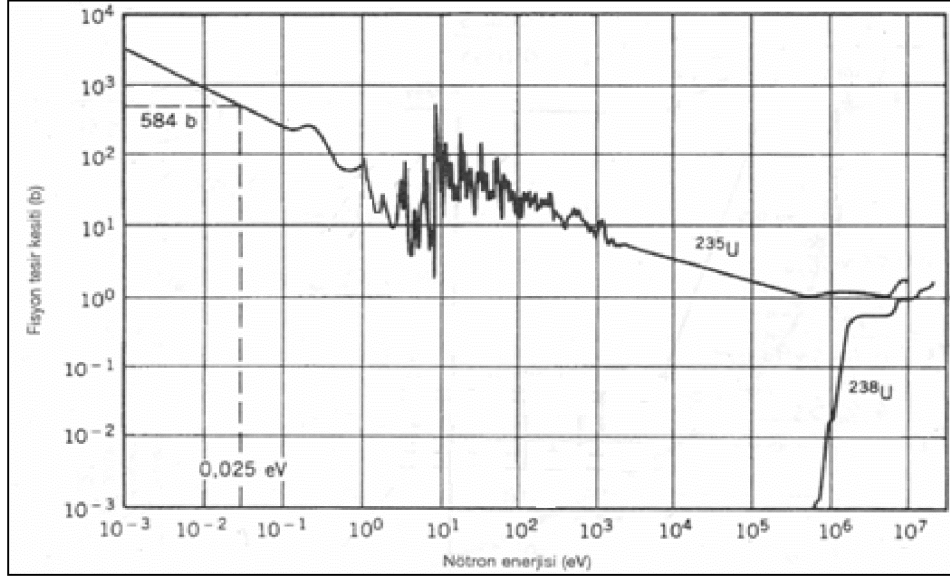
İndüklenmiş fisyon oluşması için gerekli olan enerjinin hesabı Şekil 2.6 de gösterilmiştir. Burada özellikle fisyon engelini taban durum üzerindeki yüksekliği gösterilmiştir. Bu hesaplama sıvı damla modeline göre yapılmıştır. Kabuk modeli daha karmaşık faktörleri içerdiğinden dolayı hesaplamaları biraz değiştirir. Kabuk modeli $A=300$ civarındaki bazı süper-ağır çekirdeklerin fisyon karşı daha kararlı olduklarını gösterir ⁽⁷⁾.



Şekil 2.6. ^{238}U 'un kendiliğinden fisyonu karşı koyan düzgün bir potansiyel engeli

Nükleon başına bağlanma enerjisinden bir çekirdeğin bölünmesinde enerjinin oynadığı rol anlaşılabilir. Uranyum bölgesinde ağır bir çekirdeğin bağlanma enerjisi nükleon başına yaklaşık 7,6 MeV'dur. ^{238}U , $A \approx 119$ olan iki eşit parçaya bölündüğünde bunların nükleon başına bağlanma enerjileri yaklaşık 8,5 MeV olacaktır. Daha sıkı bağlı bir sisteme doğru gidilmesi enerjinin serbest bırakılması anlamına gelmektedir. Dolayısıyla enerji $-238 \times 7,6 = -1809$ MeV'de bağlı ^{238}U durumundan $-2 \times 119 \times 8,5 = -2023$ MeV 'de iki bağlı ^{119}Pd çekirdeğine dönüşür. Enerjinin korunumu için, son durumda 214 MeV 'lik fazla enerji olduğunu söyleriz. Bu fazla enerji değişik biçimlerde kendini göstermektedir ancak büyük bir kısmı ($\approx 80\%$) fisyon ürünlerinin kinetik enerjisi olarak açığa çıkar. Bunun nedeni ise bölünme sırasında ürün çekirdekler arasında ki Coulomb itmesinden kaynaklanmaktadır. Bozunma olasılığının hesaplanmasında serbest bırakılan enerjinin açığa çıkmasına bağlı bir terim vardır. Reaksiyonda açığa çıkan enerji ne

kadar büyükse enerjinin ürünler arasında paylaşılmasının o kadar çok yolu olacaktır. Bozunmadan sonraki son durumların sayısı ve bozunma olasılığı yüksektir. Böyle büyük bir enerji çıkışına sahip olan fisyon, bağlanma enerjisi eğrisinin yükseldiği bölgedeki çekirdekler için bir bozunma olarak değerlendirilebilir⁽⁷⁾.



Şekil 2.7. ^{235}U ve ^{238}U 'un nötronlarla oluşturulan fisyon tesir kesitleri

Şekil 2.7 de ^{235}U ve ^{238}U 'un nötronlarla oluşturulan fisyon tesir kesitlerini göstermektedir. ^{235}U 'un tesir kesiti nötron tesir kesitlerine birçok bakımdan benzemektedir. Tesir kesitinin $1/v$ 'ye bağımlılığını termal bölgede görmektedir. 1–100 eV aralığında birçok rezonans vardır. ^{235}U 'in termal fisyon tesir kesiti (584b), saçılma (9b) ve radyoaktif yakalama (97b) tesir kesitlerinin üzerinde yer almaktadır. Şekil 2.7 de görüldüğü gibi termal nötronla gerçekleşen fisyon reaksiyonunun tesir kesiti, hızlı nötronla gerçekleşen fisyon reaksiyonunun tesir kesitinden 3 kat daha büyüktür. Ayrıca fisyonda açığa çıkan nötronları yeni bir fisyon olayı

gerçekleştirmek için kullanmak istersek tesir kesitlerini artırmak amacıyla nötronları öncelikle termal enerjiye yavaşlatmamız gerekir. Ancak ^{238}U için termal bölgenin tamamında fisyon yoktur. Yalnızca hızlı nötronlar için fisyon gerçekleşir. Bu büyük farklılık bileşik sistemin uyarılma enerjisi ile engeli aşmak için gerekli olan aktivasyon enerjisi arasındaki ilişkiden ileri gelmektedir ⁽⁷⁾.

2.7. Hızlandırıcı Güdümlü Reaktör Sistemleri Ve Spallasyon

2.7.1. Hızlandırıcı Güdümlü Reaktör Sistemleri

Günümüzde elektrik üretmek için işletilen nükleer güç reaktörleri (LWR, PWR, CANDU) genellikle, düşük zenginlikte uranyumdan (%3–3,5 oranında ^{235}U) yapılmış yakıt kullanmaktadır ^[9]. Nükleer yakıtların en önemli avantajları, fosil yakıtlar gibi çevreye kükürt ve azot oksitleri içeren kirletici oksitleri salmaması ve karbondioksit gibi küresel ısınmaya neden olan ürünler vermemesidir ^[10]. Reaktörlerde, nükleer yakıtın bir kez kullanımı sonucunda “yüksek seviyeli atık” adını verdiğimiz uranyum ötesi (Pu, Am, Np, Cm...) elementler ve uzun ömürlü fisyon ürünleri (^{99}Tc , ^{129}I gibi) oluşmaktadır ^[11]. Radyoaktif atıkların çevre ve insan sağlığını etkilememesi, insanların ve çevrenin en etkin şekilde korunması amacıyla bütün dünyada çalışmalar yapılmaktadır ^[12,13]. Nükleer silahların sökülmesinden ortaya çıkan (yüksek oranda zenginleştirilmiş ^{239}Pu ve ^{235}U) stratejik malzemenin yok edilmesi de bir başka sorundur. Askeri alanlardaki plutonyum stoklarının ortadan kaldırılması için özel sistemler tasarlanmaktadır. Depolama alanlarındaki atık miktarını azaltmak, harcanmış yakıtta bulunan uranyum-ötesi elementleri kullanmak

üzere tekrar işleyerek geri kazanmak ve uzun ömürlü fisyon ürünlerini zararsız hale getirmek için bu yeni nesil nükleer reaktörler üzerinde çalışılmaktadır ⁽¹¹⁾.

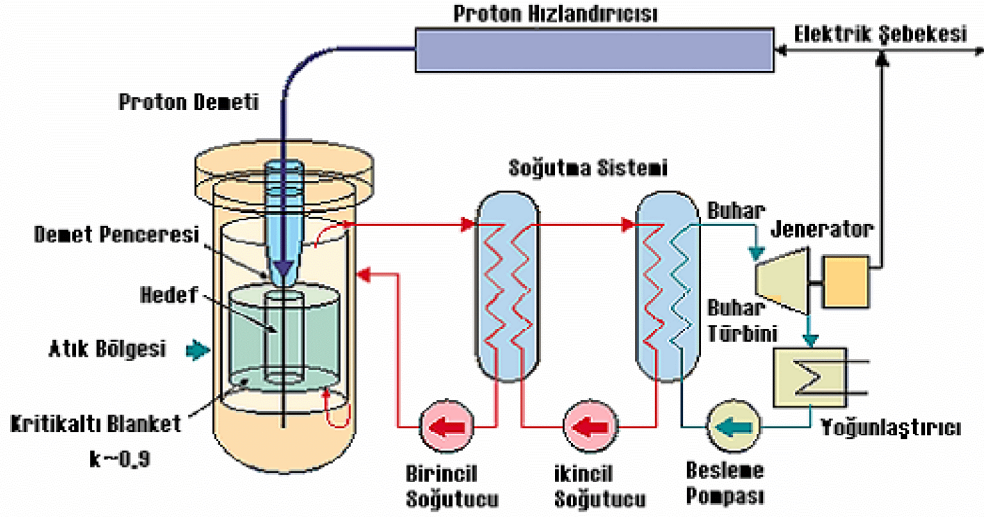
Hızlandırıcı güdümlü reaktör sistemlerinin bir parçası olan hızlandırıcı güdümlü sistemler (Accelerator Driven Systems-ADS) hem uranyum dışındaki yakıt çevrimlerinin esnek olarak kullanılabilceği hem de yüksek seviyeli atık yakabilen bir tasarım olarak bilinmektedir ⁽¹⁾.

İlk olarak Glenn Seaborg 1941 yılında bir hızlandırıcı kullanarak doğada bulunmayan plütonyum elementini üretti. Ardından, ABD, 1950–54 yılları arasında, bir hızlandırıcı kullanarak nötron kaynağı yaratmak ve bunu fisyon zincir reaksiyonunda kullanmak düşüncesiyle Malzeme Test Hızlandırıcı (MTA) programını yürüttü. Ancak, Amerika’da bulunan yüksek miktarda uranyum madeninden dolayı bu projeden daha sonra vazgeçildi. Benzer biçimde, 1975–88 yılları arasında, hızlandırıcı ile üretken (fertil) maddelerden (^{238}U , ^{232}Th) bölünebilir (fisil) maddeler üretme düşüncesi V.I. Goldanski ve R.G. Vasslykov tarafından FERFICON (Fertil-Fisil Çekirdek Dönüşüm) projesi çerçevesinde gerçekleştirildi. 1991 yılında, bugünkü anlamıyla güvenli bir şekilde elektrik üretmeyi ve atıkları yakmayı hedefleyen HGS tasarımı, ABD’nin BNL ve LANL laboratuvarları tarafından ortaya atıldı. 1993 yılında ise CERN’deki Carlo Rubbia önderliğindeki grup, yüksek yoğunluklu proton demeti kullanarak Th-U yakıt çevrimlerinin sağlanması ve çok düşük miktarda minör aktinit (MA) ve uzun ömürlü fisyon ürünü ortaya çıkarması hedeflenen, Enerji Yükseltici (EY) olarak adlandırılan HGS’yi geliştirdiler ^(1,14). Son zamanlarda hızlandırıcı teknolojisindeki ilerlemelerle birlikte

nükleer atık dönüşümü ve enerji üretimi için Hızlandırıcı Güdümlü Sistemlere (HGS) olan ilgi daha da artmıştır ^(15,16).

Hızlandırıcıların genel amacı, istenen enerjide belirli bir tür parçacık demetini, istenilen bir hedef üzerine göndermektir ve genelde bir parçacık hızlandırıcısıyla kritik altı çalışan bir reaktörün birleştirilmesiyle oluşan HGS'i Şekil 2.8 'de görüldüğü gibi 4 bölüme ayırabiliriz. Bunlar;

- Protonları 1 GeV ya da daha fazla enerjilerde hızlandırabilecek süperiletken bir lineer(linak) veya dairesel (siklotron) hızlandırıcı,
- Sisteme spallasyon reaksiyonlarıyla nötron sağlamak için ağır bir çekirdekten oluşan hedef, nötronları kullanarak uzun yarı ömürlü fisyon ürünleri ve uranyum ötesi elementleri dönüştüren kritik altı reaktör,
- Fisyon ve radyoaktif bozunum yoluyla çıkan enerjiyi kontrol altına alarak sistemler,
- Hızlandırıcı için elektrik desteği sağlayan sistemdir ^(17,18).



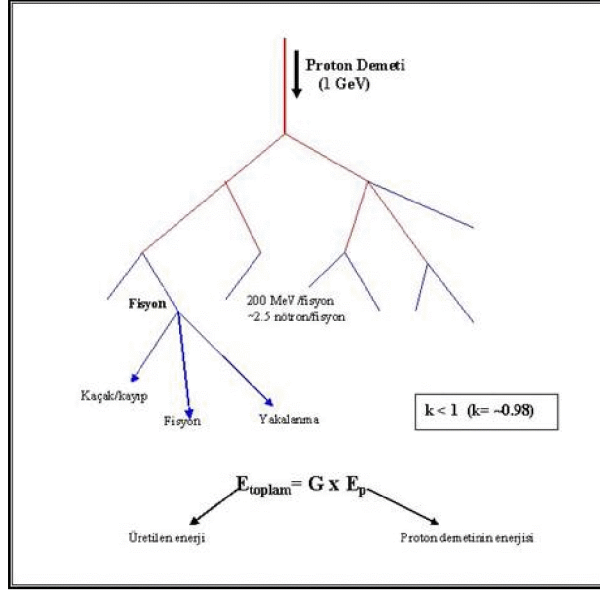
Şekil 2.8. Hızlandırıcı güdümlü sistemlerin bölümleri

Ancak hızlandırıcının tasarımı hangi amaç için kullanılacağına bağlı olarak önemli değişiklikler gösterebilmektedir. Bazı durumlarda yüksek enerji bazı durumlarda ise yüksek yoğunluk gerekebilmektedir. Hızlandırıcıları kabaca düşük, orta ve yüksek enerjili hızlandırıcılar olarak sınıflandırabiliriz. Düşük enerjili hızlandırıcılar 10–100 MeV arasında enerjileri olan demetler üretmek için kullanılır. Çoğunlukla belirli son durumları hatta bazen tek bir uyarılmış durumu incelemeye yarayan reaksiyon ve saçılma çalışmaları bu hızlandırıcılarla gerçekleştirilir. Orta enerjili hızlandırıcılar yaklaşık olarak 100–1000 MeV arasında çalışır. Bu enerjilerde nükleonların çekirdeklerle çarpışmalarında π mezonları yayınlanabilir. Bundan dolayı bu hızlandırıcılar nükleer kuvvette mezon değiş tokuşunun rolünü incelemek için kullanılır. Yüksek enerjili hızlandırıcılar 1GeV ve daha yüksek enerjili demetler

üretir. Amaçları nükleer yapıyı araştırmaktan çok yeni parçacık çeşitleri üretmek ve onların özelliklerini incelemektir ⁽⁷⁾.

2.7.2. Spallasyon Süreci ve Nötron Üretimi

Fisyon reaksiyonunun devamı için nötronların üretilmesi son derece önemlidir. Çizelge 2.1 'den de görüldüğü üzere nötron üretimi için birçok nükleer reaksiyon mevcuttur. Buna karşın, spallasyon reaksiyonu olarak bilinen, nötron üretiminde protonların kullanımı, nötron üretim ekonomisi açısından en uygun yöntem olarak karşımıza çıkmaktadır. Bu yüzden HGS' de 1 GeV ya da daha fazla enerjili ve istenilen demet akım şiddetine sahip sürekli dalga modunda çalışan yüksek yoğunluklu proton demeti, ağır bir metalden oluşan hedefe gönderilmektedir. Kritikaltı reaktöre gönderilen proton demeti, parçalanma reaksiyonuyla hedef içinde nükleer çığ ve nükleer reaksiyonları meydana getirerek nötronları üretir (Şekil 2.9) ^(1,19).



Şekil 2.9. Spallasyon süreci ve nötron üretimi

Çizelge 2.1. Nötron üreten nükleer reaksiyonlar

Nükleer Reaksiyon	Gelen parçacık ve enerjisi	Parçacık demetinin akımı (parçacık/sn)	Nötron üretimi (nötron/gelen parçacık)	Nötron Atımı (nötron/sn)
(e, γ) ve (γ ,n)	e ⁻ (60 MeV)	5x10 ⁵	0.045	2x10 ¹⁴
H ² (tn) H ⁴	H ³ (0.3 MeV)	6x10 ¹⁹	0.3	10 ¹⁵
Fisyon			1.1 - 2.2	2x10 ¹⁸
Proton(fisil olmayan hedef)	p (800 MeV)	10 ¹⁵	14	2x10 ¹⁶
Proton(fisil hedef)			30	4x10 ¹⁶

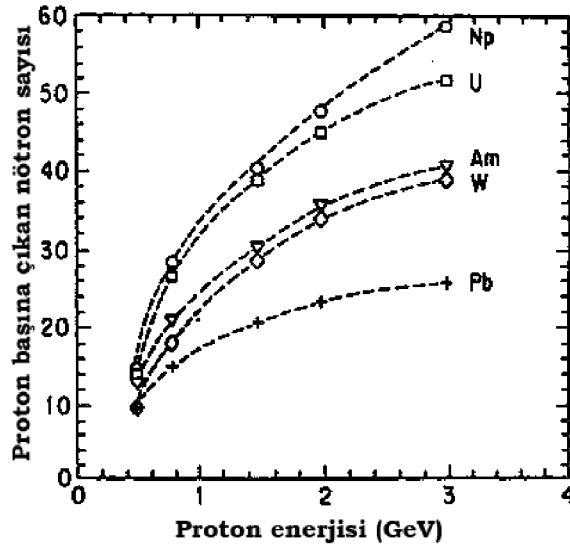
Spallasyon sürecinin tam bir tanımı olmamasına rağmen, yüksek enerjili hadronların (proton, nötron, pion, vb.) ya da hafif çekirdeklerin (döteryum, trityum vb), hedef çekirdeklerle etkileşimi olarak tanımlanmaktadır. Yüksek enerjili parçacık, çekirdekle etkileştikten sonra, hedeften bazı nükleonların ya da hafif çekirdeklerin açığa çıkmasına yol açar. Bu esasa dayanarak 0,5–1,0 GeV mertebesinde yüksek enerjili protonlar hedef çekirdeğe çarptırılır. Bu çarpışma sonucunda hedef çekirdekten yüksek enerjili nükleonlar çıkarak çevresindeki diğer çekirdeklerle etkileşirler. Bundan dolayı, bu reaksiyonlar iki safhalı bir süreç olarak ifade edilebilir. Birinci safhada mermi hedef çekirdeğin nükleonları ile yarı serbest nükleon-nükleon çarpışmalarını oluşturur. Bu çarpışmalar birkaç nötron ve protonların anlık çıkmasına yol açar. Gelen merminin kinetik enerjisinin bir kısmı uyarma enerjisi olarak hedef çekirdeğe aktarılır. Mesela, 1 GeV enerjili proton hedef çekirdekte ortalama 200 MeV enerji depolar ve geri kalan enerji anlık yayılan nükleonlar arasında bölüşülür. Hızlı nükleonların çıkması hedef içinde internükleer çığ sürecinin gelişmesinde önemli bir rol oynarlar ^(20,21).

İkinci adımda çarpışmada üretilen atık çekirdek düşük enerjili proton ve nötronların buharlaşmasıyla veya fisyonu uğramasıyla tekrar uyarılır. Buharlaşan parçacıkların enerjisi çarpışmalarda atık çekirdekler tarafından ulaşılan sıcaklıkla belirlenir ^(22,23). Mermi ve hedef arasındaki nükleer etkileşme toplam reaksiyon tesir kesiti ile belirlenir.

Spallasyon reaksiyonlar modellendiği zaman, hedef çekirdek bir potansiyel kuyusu içinde etkileşmeyen iki Fermi gaz (nötronlar ve protonlar) gibi düşünülür. A ktle numaralı bir çekirdekle spallasyon reaksiyonu oluşturan proton iki safhada meydana gelen bir oluşum gibi modellenir. Birinci safha olan çığ safhasında proton $r_0 A^{1/3}$ ($r_0 = 1,3$ fm), yarıçaplı bir küre çekirdek içine girerek başka nükleonlarla çarpışır ve bu işlem devam ederek sırasıyla diğer nükleonlara çarpar. Bu işlem çekirdek içerisinde bir çığı kurar ve çekirdekten nükleonların çıkması ile son bularak çekirdek uyarılmış halde bırakılır. Bu safha yaklaşık olarak $\sim 10^{-20}$ s devam eder. İkinci safha olan buharlaşma (evaporation) safhasında, çekirdek biraz uyarma enerjisi ile bir potansiyel kuyusunda tutulan proton ve nötronların Fermi gazı gibi modellenir. Uyarma enerjisi kuyu içerisindeki nükleonlar tarafından blşlr ve sistem nükleer sıcaklıkla karakterize edilebilir ⁽²⁴⁾. Spallasyon reaksiyonun bu her iki safhası yaklaşık olarak $\sim 10^{-6}$ s içerisinde tamamlanır.

Bu iki süreç içerisinde hedef çekirdeklerin belirli bir kısmı, ya parçalanma ya da buharlaşma suretiyle dışarı fazladan nükleonlar atarlar ki bu nükleonların içerisinden üretilen nötronlar (20 MeV altı) fisyon yapması için hedefi çevreleyen korda kullanılır. Dolayısıyla bir HGS sisteminde, nötronik açıdan hızlı proton başına çıkan nötronların maksimize edilmesi temel düşüncedir. Spallasyon nükleer tepkimesinde hedef malzeme olarak Bizmut+Kurşun (Bi+Pb) karışımının sıvı metali veya genelde sıvı Pb kullanılır. Ancak sıvı hedefler demet penceresinde malzeme problemine sebep olduklarından dolayı W ve Ta gibi katı hedefler ikinci hedef malzeme olarak düşünülmektedir ^(25,26).

Çeşitli hedef çekirdeklerde proton başına çıkan nötron sayıları Şekil 2.10 ' de gösterilmektedir. Şekilde Kurşun (Pb) hedefte üretilen nötronların sayısının Np, U, Am, W gibi hedeflere göre daha az olmasına karşın, CERN'de geliştirilen HGS'de (Enerji Yükselticisi-EA) birkaç nedenden ötürü hedef kütle kurşun olarak seçilmiştir. Bu nedenler, reaktör korunu soğutmak için seçilen ve ısı avantajları yüksek olan eriyik kurşunla aynı elementer özellikleri taşıması (yüksek kaynama sıcaklığı, hedef üzerinde korozyon etkinin olmaması vb.) ve nötron yutma ve aktivasyon açısından da bu gruptaki diğer elementlerle (cıva, tungsten vb.) mukayese edilebilir düzeyde iyi olması şeklinde sıralanabilir ⁽¹⁾.



Şekil 2.10. Farklı hedef çekirdekler için farklı enerjilerde gelen protonların ortaya çıkardığı nötron miktarları

2.7.3. Enerji Kazancı

Nükleer reaktörlerde fisyon reaksiyonu sürekli olarak tekrarlanmakta ve buna zincir reaksiyonu denilmektedir. Reaktörde ilk fisyon sonucunda oluşan nötronlara birinci nesil nötronlar denilir. Oluşan birincil nötronların oluşturduğu fisyonun ikincil fisyon, ikincil fisyon sonucunda oluşan nötronlara ise ikincil nötronlar denilir ve bu böyle devam eder. Eğer bir nesildeki nötronların sayısını, bir önceki nesildeki nötronların sayısına oranlarsak, etkin çoğaltma katsayısı adı verilen k_{eff} 'i buluruz.

$$k_{eff} = \frac{\text{bir nesildeki nötronların sayısı}}{\text{bir önceki nesildeki nötronların sayısı}} \quad (35)$$

Reaktörde bir fisyon sonucu oluşan nötronlar, fisyon reaksiyonunun kendi kendine devam etmesini sağlıyorsa bu reaktör kritik denir. Eğer k_{eff} değeri 1'den büyükse nötron nüfusu artacak ve reaktör süper kritik olacaktır. Eğer k_{eff} değeri 1'den küçükse her nesilde bir önceki nesilden daha az nötron üretilecek ve reaktör kritik-altı olacaktır. Şayet dışarıdan kritik-altı reaktöre bir nötron kaynağıyla yardım edilmez ise zincir reaksiyon son bulacaktır.

Hızlandırıcı Güdümlü Reaktör Sisteminde yüksek güçlü bir proton hızlandırıcısından çıkan protonlar hedefe gönderilerek sisteme nötron takviyesinde

bulunur. Bundan dolayı Hızlandırıcı Gdümlü Reaktör Sistemleride bir dış nötron kaynağı tarafından yardım alan kritik-altı reaktör sistemidir. Her ne kadar kritik çalışan reaktörde bir dış nötron kaynağına ihtiyaç olmaması ideal bir durum gibi gözüksede Hızlandırıcı Gdümlü Sistemler kritikaltı durumda çalışması kritiklikle ilgili güvenlik problemleri ortadan kaldırmıştır. Ayrıca HGS'ler kritik reaktörlere kıyasla daha fazla nötron üretebilmekte ve bu nötronların fazlalığı fizil yakıt olarak üretimi, nükleer atıkların güvenli ve etkin bir şekilde dönüşümü ve çevriminde kullanılmaktadır⁽²⁷⁻²⁹⁾.

HGS'de hedef çevresi kritik altı durumdaki yüksek seviyeli atıklar ya da yakıt çevrimine bağlı olarak bölünebilir izotoplarla harmanlanmış üretken kritik altı yakıt demetleri ile çevrenmiştir. Kritik altı bir kora sahip olan HGS, geleneksel reaktörlerle karşılaştırıldığı zaman nötronik tasarım açısından tamamıyla farklılık gösterir. Korun kritiklik değerinin ne olacağı ise güvenlikle, net elektrik üretimi arasındaki bir optimizasyona bağlıdır. Sistemin kendinden güvenli olabilmesi için hızlandırıcının akımı kesildiğinde gecikmiş nötron üretimi, koru kritik üstü yapmaya yetecek bir kor çoğaltma katsayısını geçmemelidir. Şu ana kadar yapılan kaba hesaplamalarda güvenlik payları da göz önüne alındığında bu sınır $k_{eff}=0.98$ civarında bir rakam olarak belirlenmiştir. Diğer taraftan hızlandırıcının enerji kazancının hesaplanması için basit bir ifade kullanılabilir.

$$G = \frac{G_0}{(1 - k_{eff})} = \frac{2G_0}{2 - \bar{\eta}(1 - L)} \quad (36)$$

Burada G_0 ; kazanç sabitidir ve spallasyon bölgesinin verimi ile ilgilidir.

$$k = \frac{\bar{\eta}(1-L)}{2} \quad (37)$$

k ; fisyon kaynaklı çoğaltma katsayısıdır ve kaskadın nötron kaynaklı kısmı ile ilgilidir. L ; toplam nötron kaybıdır. Bu kayıp, nötronun çeşitli yollarla soğurulması, soğutucu ve yapılar içerisinde yakalanmaları vb. yollarla olmaktadır. $\bar{\eta}$; fisil izotop içinde soğurulan bir nötron ile oluşan fisyon nötronlarının sayısıdır. G kazancı protonun kinetik enerjisi 1GeV'in üzerine çıkınca sabit kalır ve daha düşük değerlerde bu kazanç azalır. Bundan dolayı pratikte 800 MeV – 1.2GeV enerjili protonlar kullanılmalıdır. Ayrıca keff değeri düştükçe, sistemin net elektrik üretim verimi olumsuz yönde etkilenmektedir. Yapılan analizlerde, çoğaltma katsayısının 0.96 civarındaki değerlerin altına düşmesi durumunda, HGS'nin işletmesinin ekonomik olmayacağını göstermektedir. Bununla birlikte üretilen enerjinin bir kısmında hızlandırıcıyı çalıştırmak için harcanmak zorundadır ^(1,30,31).

2.8. Çığ Eksiton Model (CEM)

Çığ Eksiton Model (CEM), nükleer reaksiyonların denge öncesi anlayışının gelişimi, nükleer yapının anlaşılması ve parçacık yayınlanma mekanizmasının açıklanmasına olanak sağlar. Yüksek enerjilerde nükleer reaksiyonların birçok özellikleri, intranükleer çığ işlemi dikkate alınarak gayet iyi bir şekilde incelenebilir. Çığ Eksiton Model (CEM), reaksiyonların üç safhada meydana geldiğini kabul eder. Birinci basamak, birincil ve ikincil parçacıkların çekirdekten çıkmadan ya da yutulmadan önce birkaç defa tekrar saçılabilirdiği intranükleer çığdır. İkinci basamak, denge öncesi basamağı, çığ parçacıklarının yayınlanmasından sonra kalan uyarılmış çekirdekte parçacık-deşik konfigürasyonuna neden olur. Nükleer uyarılmanın daha sonraki hafifleme durumu olan reaksiyonun üçüncü basamağı, denge (veya bileşik çekirdek) durumuna karşılık gelir ve denge öncesi bozunumu uyarılma modeli açısından ele alınır. Bu üç bileşen deneysel olarak ölçülen niceliklerin hepsinin katkısının olduğu genel bir durum olarak aşağıdaki gibi verilebilir ⁽³²⁾.

$$\sigma(p) dp = \sigma_{in} \left[N^{\text{çığ}}(p) + N^{\text{dengeöncesi}}(p) + N^{\text{denge}}(p) \right] dp \quad (38)$$

burada σ_{in} inelastik tesir kesiti, çığ model içinde hesaplanır. σ_{geom} hedef çekirdeğin geometrik tesir kesiti, N_{in} inelastik ve N_{el} elastik etkileşmelerin toplam sayısıdır.

$\sigma_{in} = \sigma_{geom} N_{in} / (N_{in} + N_{el})$ Bu parametreler çığ modelinin içinde bulunan Monte Carlo yöntemiyle hesaplanır ⁽³²⁾.

ığ modeli hızlı parçacıkların kinematik karakteristikleri hakkında bütün bilgileri içinde bulunduran reaksiyon geometrisini hesaba katar fakat çığ parçacıkları arasındaki etkileşmeleri ihmal eder. Diğer taraftan; eksiton modeli uyarılmış bir çekirdeği artık hh, ph ve pp (yani "parçacık-deşik" serbestlik derecesi dahil edilmiştir) etkileşmeleri hesaba katan quasi-parcacik gazı gibi düşünür. ığ 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 ⁽³²⁾.

Ayrıca, CEM95 bilgisayar programında nükleer seviye yoğunluğu istatistiksel denge-öncesi ve buharlaşma modellerinde en önemli niceliktir. Genellikle, nükleer reaksiyonların hesaplanmasında seviye yoğunluk parametresi (IFAM=1) için $a=a_0A$ kullanılır. Burada a_0 , kalan çekirdeklerin uyarılma enerjisine, proton (Z) ve nötron (N) sayısına bağlı bir sabittir ⁽³²⁾.

Malyshev'in fenomenolojik yaklaşımı için (IFAM=2), Newton tarafından önerilen biçimde $24 \leq A \leq 247$ 'da uygun olan $a=a(Z,N)$ kullanılır. $Z \leq 83$ ve $N \leq 127$ için protonun(j_z), nötronun(j_N) ortalama spin değerleridir ⁽³²⁾.

$$a(Z, N) = \alpha \cdot 2(j_Z + j_N + 1)A^{2/3} \quad (43)$$

burada,

$$\alpha = \alpha_0 - \beta \sin \left\{ \frac{\pi}{20} \frac{A}{1 + \gamma(A + A_0)/2} \right\} \cdot \cos \frac{\pi}{20} \frac{(1 - \gamma A_0/2)(N - Z)}{[1 + \gamma(A - A_0)/2]^2}; \quad (44)$$

$$\alpha_0 = 0,038;$$

$$\beta = 0,0125;$$

$$\gamma = \begin{cases} 6,7 \cdot 10^{-3}, & A \geq A_0 = 80 \\ 0; & A < A_0 \end{cases}$$

Parçacık yayınlanması ve fisyon genişlikleri için temel ilişki; parçacık yayınlanmasının Weisskopf istatistiksel teorisi ve fisyonun Bohr ve Wheeler teorisinde, bir j parçacığının (j=n,p,d,t³, He,α) yayılımı için kısmi genişlikleri Γ_j ve fisyon için kısmi genişlikleri yaklaşık formülle ifade edilir.

$$\Gamma_j = \frac{(2s_j + 1)m_j}{\pi^2 \rho(U_c)} \int_{V_j}^{U_j - B_j} \sigma_{inv}^j(E) \rho_j(U_j - B_j - E) E dE, \quad (45)$$

$$\Gamma_f = \frac{1}{2\pi\rho(U_c)} \int_0^{U_f - B_f} \rho_f (U_f - B_f - E) E dE. \quad (46)$$

Burada, ρ_c , ρ_j ve ρ_f sırasıyla bileşik çekirdeğin, j'inci parçacığın yayınımindan sonra üretilmiş kalan çekirdeğin ve fisyon dönüm noktasında fisyon yapan çekirdeğin seviye yoğunluklarıdır. m_j , s_j ve B_j ise sırasıyla j'inci parçacığın kütlesi, spini ve bağlanma enerjisidir. B_f fisyon bariyerinin yüksekliğidir. CEM95 kodu, Cameron formülünü kullanarak parçacıkların bağlanma enerjilerini hesaplar. σ_{inv}^j ise kalan çekirdek tarafından E kinetik enerjisiyle j'inci soğurulması için ters tesir kesitidir.

$$\sigma_{inv}^j(E) = \sigma_{geom}^j \alpha_j \left(1 + \frac{\beta_j}{E}\right), \quad (47)$$

burada,

$$\begin{aligned} \sigma_{geom}^j &= \pi R_j^2; R_j = \tilde{r}_0 A_{fj}^{1/3}; \tilde{r}_0 = 1.5 \text{ fm}; \\ \alpha_n &= 0.76 + 2.2 A_{fj}^{-1/3}; \\ \beta_n &= \frac{(2.12 A_{fj}^{-2/3} - 0.05)}{\alpha_n} \end{aligned} \quad (48)$$

Yüklü parçacıklar için $\beta_j = -V_j$ 'dir. V_j ise Coulomb bariyer etkisidir. Seviye yoğunluğunun açısai momentuma bağılılığı, $\rho(E^*,L) = \rho(U,0)$ tarafından verilir. Burada $U = E^* - E_R$ ve E_R sırasıyla çekirdeğin termik ve dönei enerjileridir.

$$U_c = E^* - E_R^c - \Delta_c; U_j = E^* - E_R^j - \Delta_j; U_c = E^* - E_R^f - \Delta_f \quad (49)$$

E^* , bileşik çekirdeğin toplam uyarılma enerjisi E_R^c , E_R^j ve E_R^f ise sırasıyla dönüm noktasındaki bileşik, kalan ve fisyon yapan çekirdekler için uyarılma enerjileridir ve onlar Şu ifade ile belirlenir.

$$\Delta_c = \chi \cdot 12 / \sqrt{A_c}, \Delta_j = \chi \cdot 12 / \sqrt{A_{jj}}, \Delta_f = \chi \cdot 14 / \sqrt{A_c} \quad (50)$$

Bu ifadeler sırasıyla bileşik, kalan çekirdekler ve fisyon dönüm noktası için çiftleşme enerjisidir. $A_{jj} = A_c - A_c$ 'dir. Burada A_c , bileşik çekirdeğin kütle numarası, A_j ise j 'inci parçacığın kütle numarasıdır.

Parçacık yayınıını ve fisyon genişliği, nükleer seviye yoğunluğu için Fermi-Gaz yaklaşıımıyla hesaplanır.

$$\rho(E^*) = \text{sabit} \cdot \exp\{2\sqrt{aE^*}\} \quad (51)$$

Böylece,

$$\Gamma_j = \frac{(2s_j + 1)m_j \alpha_j \tilde{r}_0^2 A_j^{2/3}}{\pi a_j \exp(2\sqrt{a_c} U_c)} \left\{ (U_j - B'_j) [1 + (k_j - 1) \exp(k_j)] - \frac{[6 + (k_j^3 - 3k_j^2 + 6k_j - 6) \exp(k_j)]}{(4a_j)} \right\} \quad (52)$$

$$\Gamma_f = \frac{1 + (k_f - 1) \exp(k_f)}{4\pi a_f \exp(2\sqrt{a_c} U_c)} \quad (53)$$

burada, $B'_n = B_n - \beta_n$; $B'_{j \neq n} = B_j + V_j$; $k_j = 2\sqrt{a_j (U_j - B'_j)}$; $k_f = 2\sqrt{a_f (U_f - B_f)}$,

ayrıca a_c, a_j ve a_f ise sırasıyla bileşik, kalan çekirdeklerin ve fisyon dönüm noktasının seviye yoğunluk parametresidir.

Transuranyum çekirdekler olması halinde, çift hörgüçlü fisyon bariyerleri kullanıldığında (54) ifadeyle fisyon genişliği tanımlanır.

$$\Gamma_f = \frac{\Gamma_A \Gamma_B}{\Gamma_A + \Gamma_B} \quad (54)$$

Γ_A ve Γ_B benzer dönüm noktaları için kısmi genişliklerdir ve genişliklerin her biri kendi kabuk düzeltmeleriyle, eşitlik (54) ile hesaplanırlar.

Bölünebilirlik, fisyon tesir kesitinin elastik olmayan etkileşim tesir kesitine oranıdır.

$$P_f = \frac{\sigma_f}{\sigma_{in}} \quad (55)$$

Belli bir uyarılmış bileşik çekirdek için bölünebilirlik $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_{tot}}$ kısmi genişliklerin oranı olarak tahmin edilebilir. Burada $\Gamma_{tot} = \Gamma_f + \sum_j \Gamma_j$ 'dir.

Fisyon tesir kesiti σ_f , fisyon olaylarının sayısının (N_f), CEM'deki Monte Carlo simülasyonunun toplam sayısına (N_t) oranıdır.

$$\sigma_f = \sigma_{in} P_f = \sigma_{in} \frac{N_f}{N_{in}} = \sigma_{geom} \frac{N_f}{N_t}, \quad (56)$$

burada, $\sigma_{geom} \frac{N_f}{N_t}$ toplam reaksiyon tesir kesiti, N_{in} simule edilmiş elastik olmayan etkileşmelerin toplam sayısı, σ_{geom} mermi-hedef etkileşmesi için geometrik tesir kesitidir.

CEM95 bilgisayar programında, dönüm noktasındaki bölünebilir bir çekirdek ve bileşik çekirdek için seviye yoğunluk parametresinin oranı WAM parametresi ile belirlenir. Burada, a_f fisyon dönüm noktasındaki çekirdeğin seviye yoğunluk parametresini, a_c ise çekirdeğin denge bozunmasındaki seviye yoğunluk parametresine karşılık gelmektedir

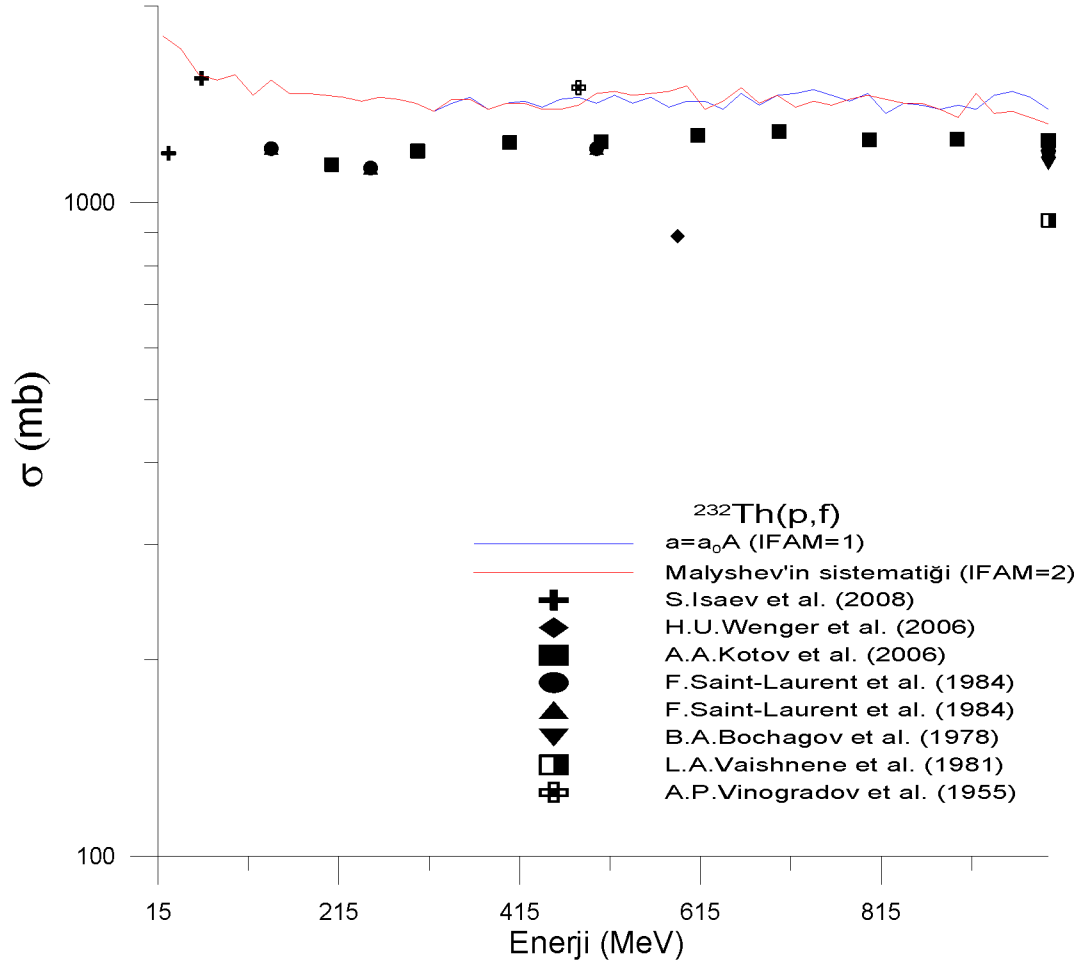
$$WAM = a_f / a_c \quad (56)$$

3.ARAŞTIRMA BULGULARI

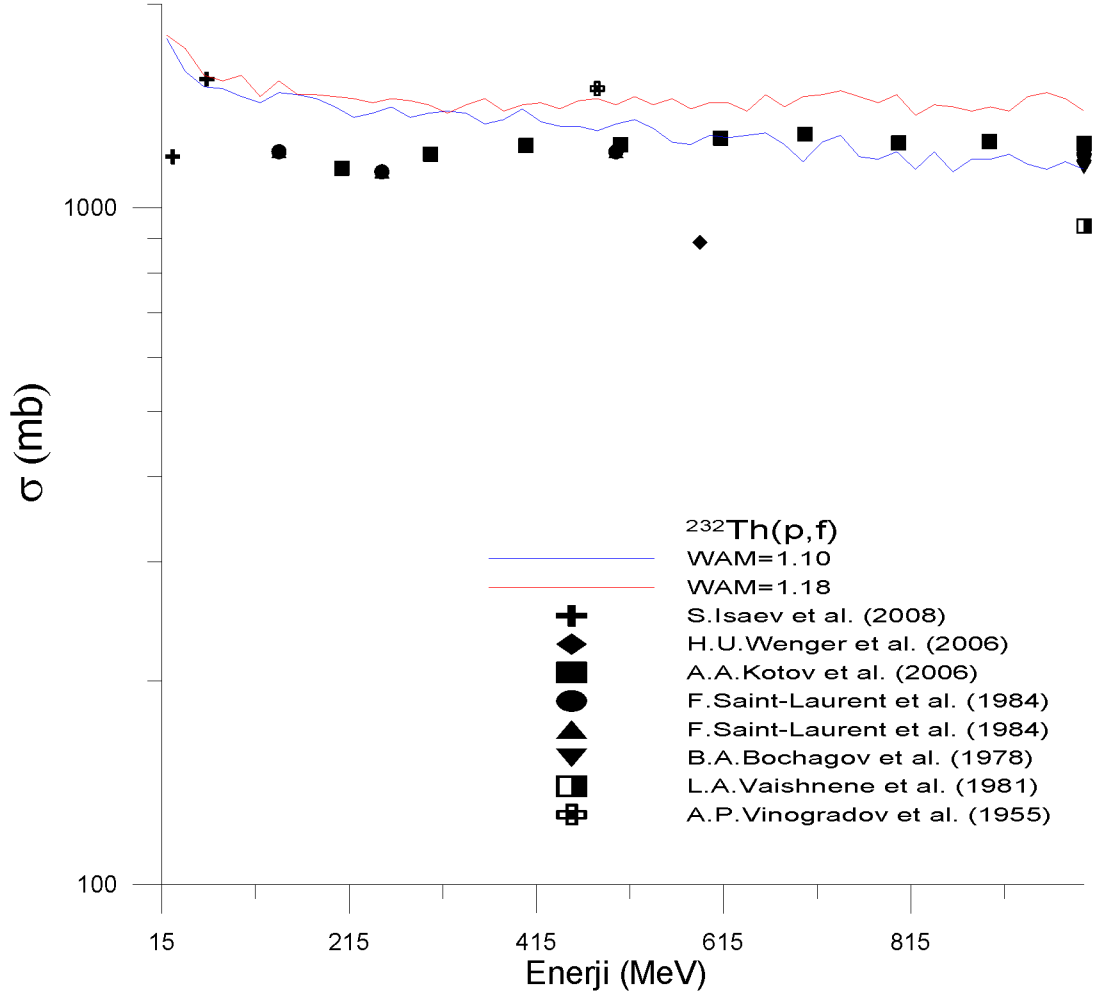
Fisyon tesir kesitleri teorik olarak hesaplanabilir veya deneysel olarak ölçülebilir. Bu çalışmada ^{232}Th , ^{209}Bi , ^{208}Pb , ^{207}Pb , ^{206}Pb , ^{204}Pb , ^{186}W , ^{184}W , ^{183}W ve ^{182}W çekirdeklerinin hesaplanan fisyon tesir kesitleri, deneysel değerlerle karşılaştırıldı. Deneysel değerler Deneysel Nükleer Reaksiyon Veri (*Experimental Nuclear Reaction Data-EXFOR*) kütüphanelerinden elde edildi ⁽³⁵⁾. Hesaplamalar 20–1000 MeV gelme enerjili protonlarla gerçekleştirildi. Çekirdeklerin fisyon tesir kesitlerini hesaplamak için CEM95 bilgisayar programı kullanıldı.

Her bir çekirdek için Cem95 programıyla hesaplanan protonlarla gerçekleştirilen fisyon tesir kesitleri ve deneysel değerleri karşılaştırıldı. Deneysel değerlerle, hesaplanan fisyon tesir kesitlerinin en iyi uyumu için 9 farklı seviye yoğunluk parametre (IFAM) sistematığı, 6 farklı makroskobik fisyon engelini modelinin seçim sistematığı (IB) ve seviye yoğunluk parametrelerinin oranı (WAM) için 1.10 ve 1.18 değerleri kullanıldı. Fisyon engelini uyarılma enerjisine bağlılık sistematığı (IBE) için Barashenkov, Gereghi, Iljinov ve Toneev önerdiği sistematik ve fisyon engelini biçim sistematığı (IBE=1) ve fisyon bariyerinin biçimi için tek hörgüçlü fisyon bariyer biçimi (NHUMP=1) deneysel hesaplamalar boyunca sabit tutuldu.

3.1. $^{232}\text{Th}(p,f)$ Reaksiyonu



Şekil 3.1. $^{232}\text{Th}(p,f)$ Reaksiyonu

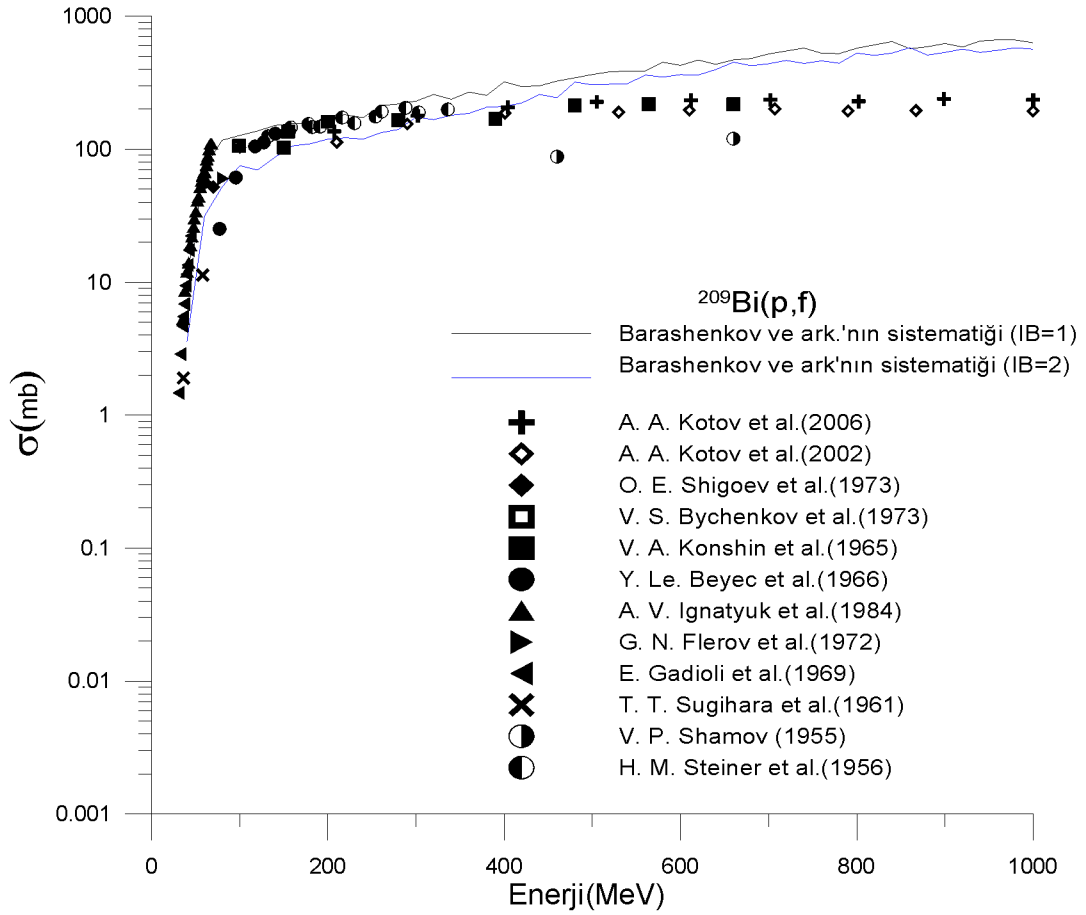


Şekil 3.2. $^{232}\text{Th}(p,f)$ Reaksiyonu

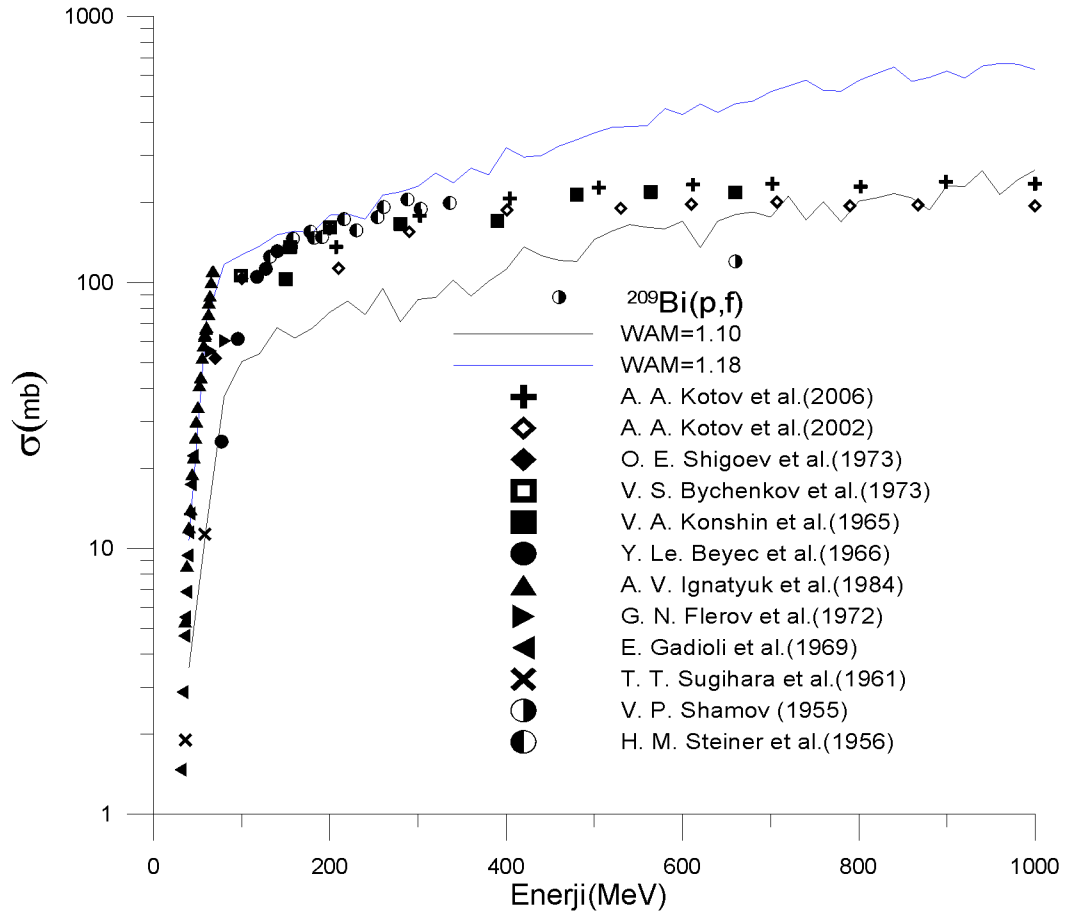
Şekil 3.1 'de makroskobik fisyon engeli modeli seçim sistematığı (IB) için Barashenkov ve ark.'nın sistematığı (IB=1) sabit tutuldu. Şekil 3.1'den de görüldüğü üzere $^{232}\text{Th}(p,f)$ reaksiyonu için yapılan hesaplamalarla, deneysel değerlerin biçimsel olarak ($>200\text{MeV}$) uyumlu olduğu ancak hesaplanan değerlerin, deneysel değerlerin üstünde kaldığı gözlemlendi. Şekil 3.2 'de seviye yoğunluk parametresi için Malyshev sistematığı (IFAM=2) ve makroskobik fisyon engeli modeli seçim sistematığı için Baranshevkov ve ark.'nın sistematığı (IB=1) sabit tutuldu. Şekil

3.2'den görüleceği gibi hesaplamalarda sadece seviye yoğunluk parametrelerinin oranı (WAM) değiştirilerek hesaplanan değerlerin (WAM=1.10 için) deneysel değerlere daha yaklaştığı hatta yüksek enerjilerde (>600MeV) deneysel değerlerle hesaplanan değerlerin uyduğu görülmüştür. Grafiklerde enerji başlangıç değeri olarak 15 MeV alındı.

3.2. $^{209}\text{Bi}(p,f)$ Reaksiyonu



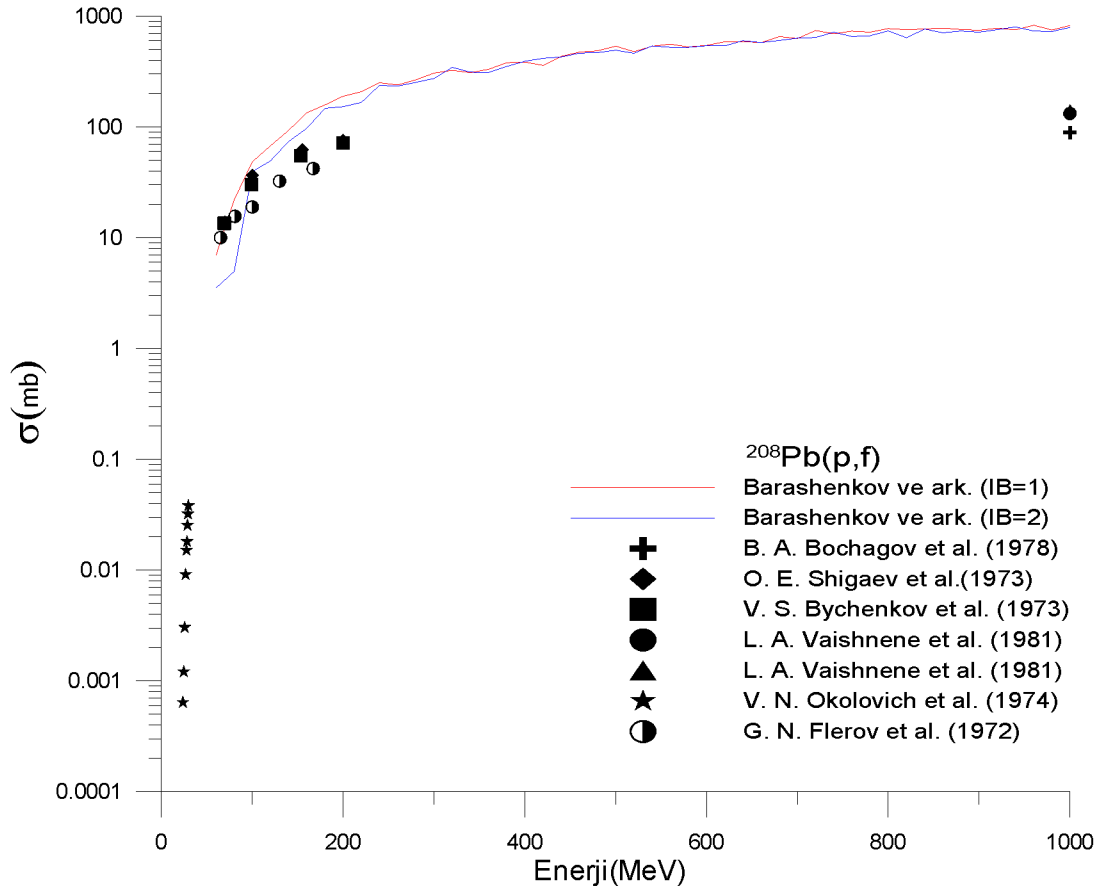
Şekil 3.3. $^{209}\text{Bi}(p,f)$ Reaksiyonu



Şekil 3.4. $^{209}\text{Bi}(p,f)$ Reaksiyonu

Şekil 3.3’de seviye yoğunluk parametresi için Malyshev sistematığı (IFAM=2) sabit tutuldu. $^{209}\text{Bi}(p,f)$ reaksiyonu için yapılan hesaplamalarla (IB=1 için), deneysel değerlerin 100–400 MeV aralığında uyumlu olduğu ancak daha yüksek enerji değerlerinde (>400 MeV) hesaplanan değerlerle deneysel değerlerin birbiriyle uyum içinde olmadığı görüldü. Şekil 3.4’de Barashevkov ve ark.’nın sistematığı (IB=1) sabit tutuldu ve hesaplamalarda sadece seviye yoğunluk parametrelerinin oranı (WAM) değiştirilerek hesaplanan değerlerin(WAM=1.10) daha yüksek enerjilerde de (>700 MeV) deneysel değerlerle uyumlu olduğu fark edildi.

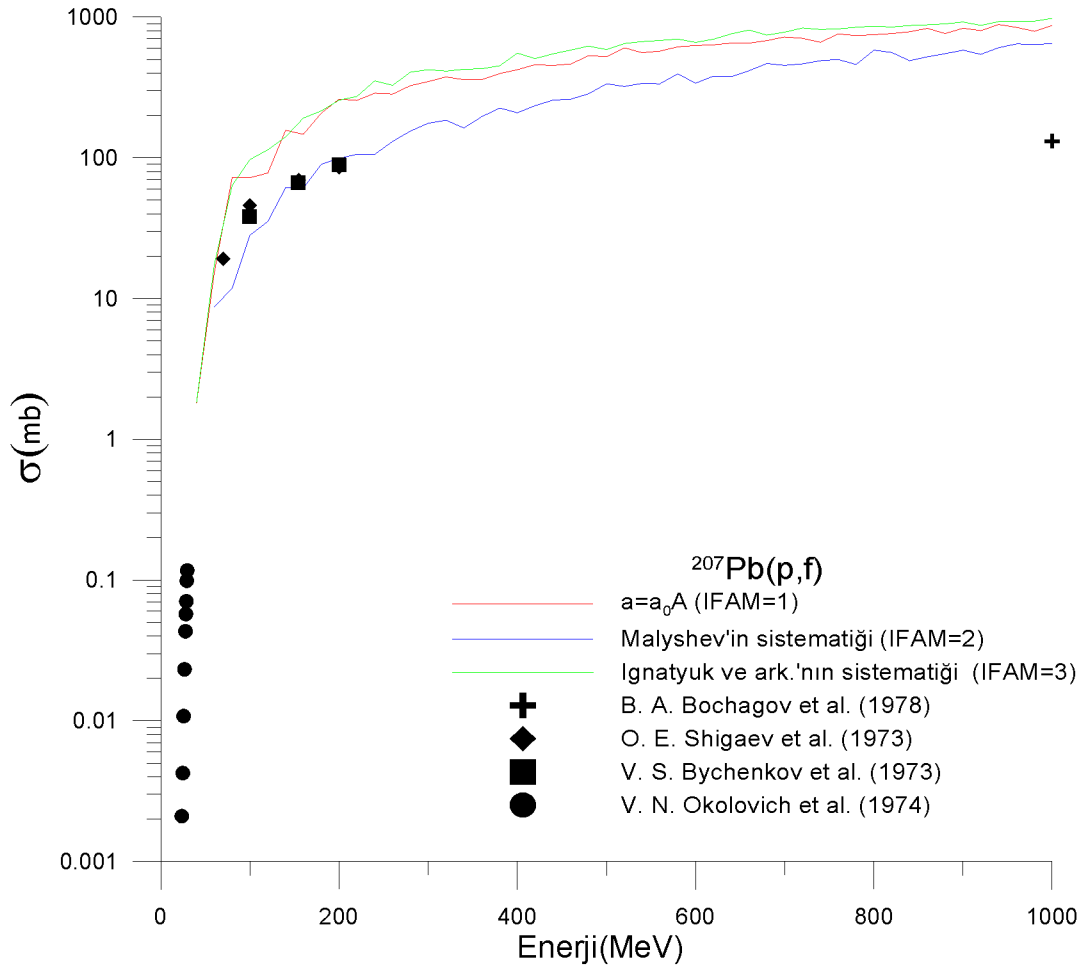
3.3. $^{208}\text{Pb}(p,f)$ Reaksiyonu



Şekil 3.5. $^{208}\text{Pb}(p,f)$ Reaksiyonu

$^{208}\text{Pb}(p,f)$ reaksiyonu için yapılan hesaplamalarla deneysel verilerin 80–100 MeV enerji aralığında uyumlu olduğu ancak daha yüksek enerjilerde ise birbirinden uzaklaştığı görülmüştür. Ayrıca 250–1000 MeV enerji aralığında deneysel veri bulunamamıştır. $^{208}\text{Pb}(p,f)$ deneysel hesaplamalarında seviye yoğunluk parametresi için $a=a_0A$ (IFAM=1) sabit tutuldu.

3.4. $^{207}\text{Pb}(p,f)$ Reaksiyonu

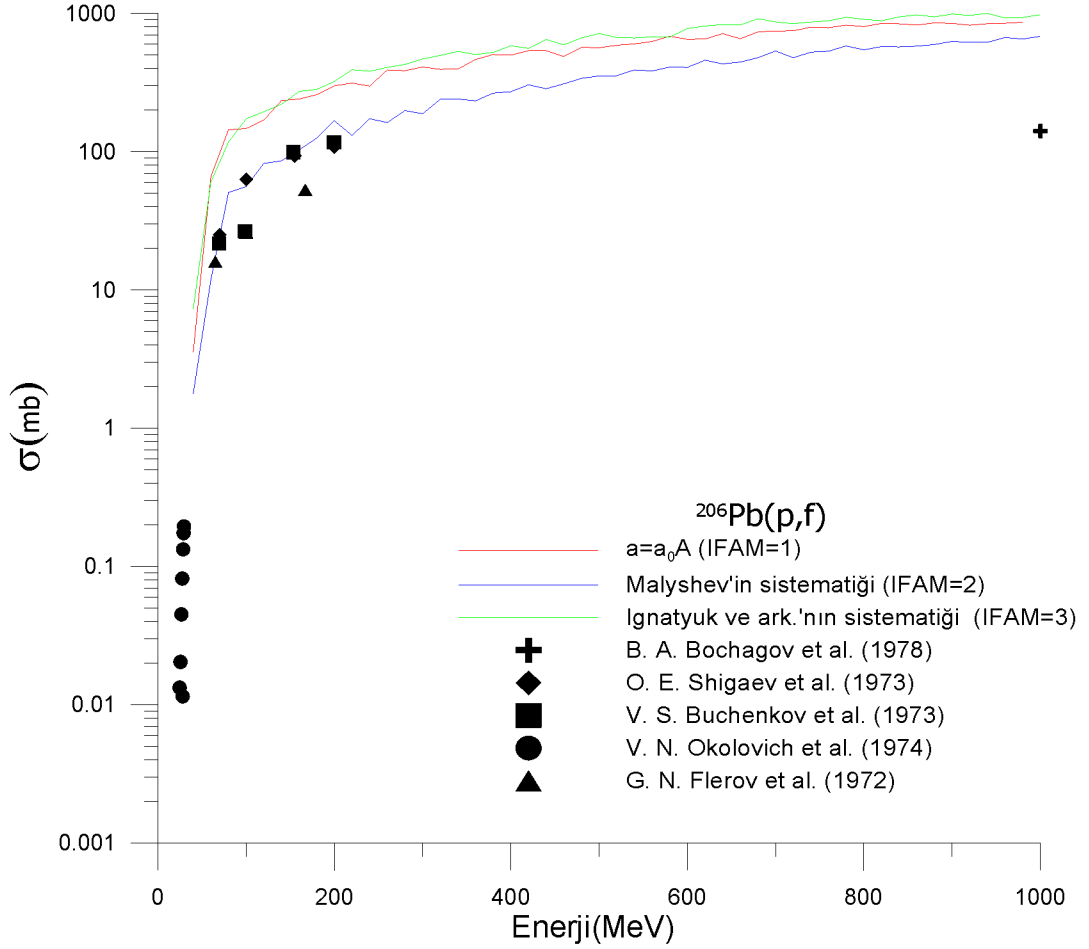


Şekil 3.6. $^{207}\text{Pb}(p,f)$ Reaksiyonu

$^{207}\text{Pb}(p,f)$ reaksiyonu için yapılan hesaplamalarla deneysel verilerin 80–100 MeV enerji aralığında Malyshev sistematiği (IFAM 2) haricinde diğer sistematiklerle uyumlu olduğu görülmüştür. Ancak Malyshev için seviye yoğunluk sistematiği (IFAM=2) temel alınarak yapılan hesaplamalarla deneysel değerin 150–250 MeV enerji aralığında iyi uyum sağladığı görülmüştür. $^{207}\text{Pb}(p,f)$ 'nin deneysel

hesaplamalarında makroskobik fisyon engelinin biçimi için Barashenkov'un sistematiği (IB=1) sabit tutuldu.

3.5. $^{206}\text{Pb}(p,f)$ Reaksiyonu

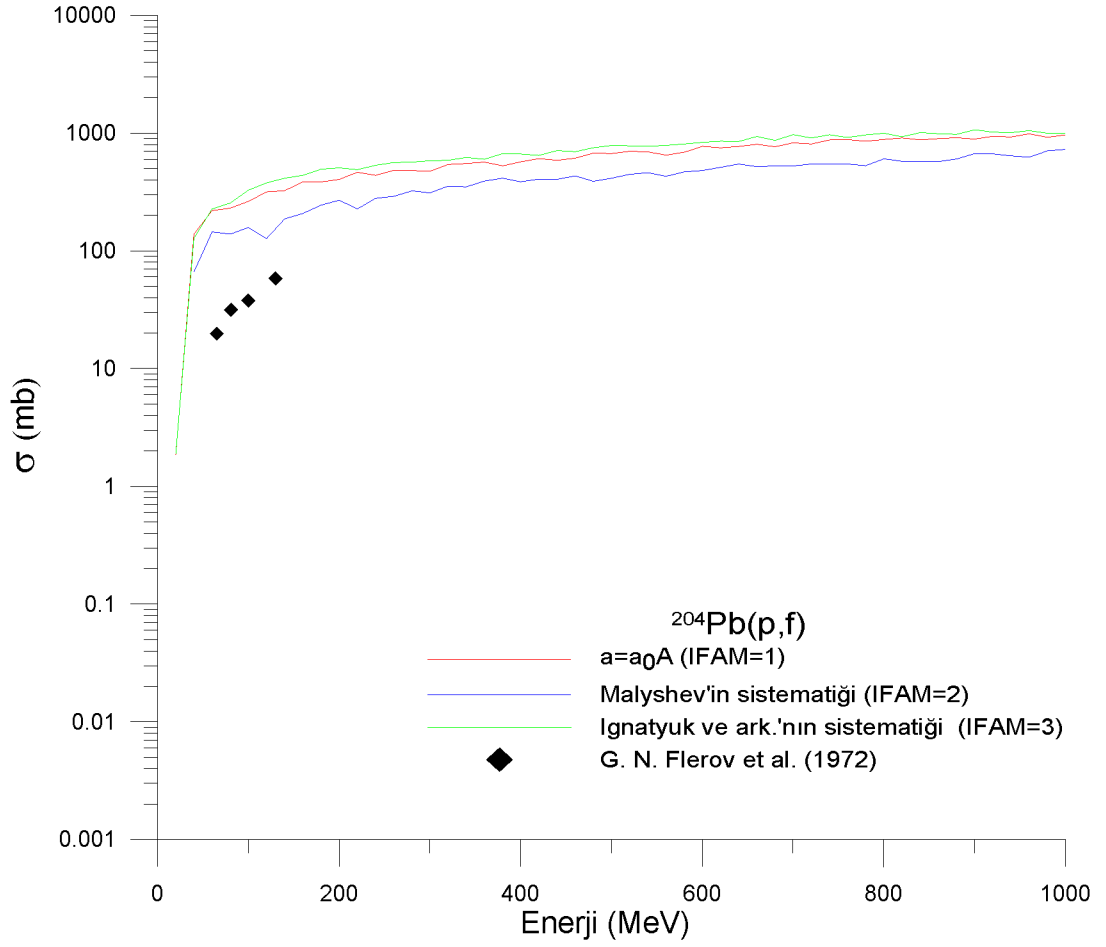


Şekil 3.7. $^{206}\text{Pb}(p,f)$ Reaksiyonu

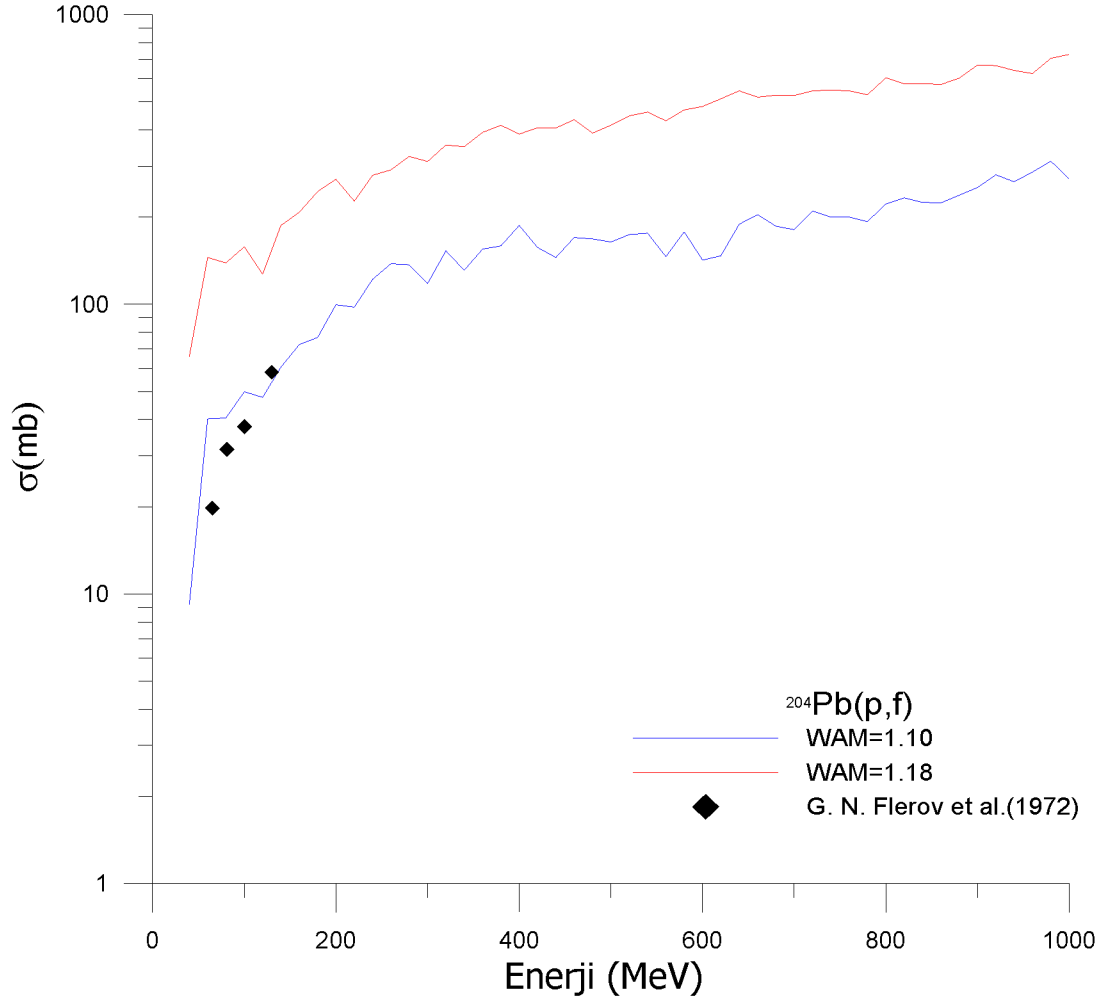
$^{206}\text{Pb}(p,f)$ reaksiyonu için yapılan hesaplamalarla deneysel verilerin Malyshev sistematiği (IFAM 2) için 100–200 MeV enerji aralığında uyum sağladığı, ancak diğer seviye yoğunluk parametreleri temel alınarak yapılan hesaplamalarla deneysel

verilerin sadece karakteristik olarak uyumlu olduğu görülmüştür. $^{206}\text{Pb}(p,f)$ 'nin deneysel hesaplamalarında makroskobik fisyon engelinin biçimi için Barashenkov'un sistematığı (IB=1) sabit tutuldu.

3.6. $^{204}\text{Pb}(p,f)$ Reaksiyonu



Şekil 3.8. $^{204}\text{Pb}(p,f)$ Reaksiyonu

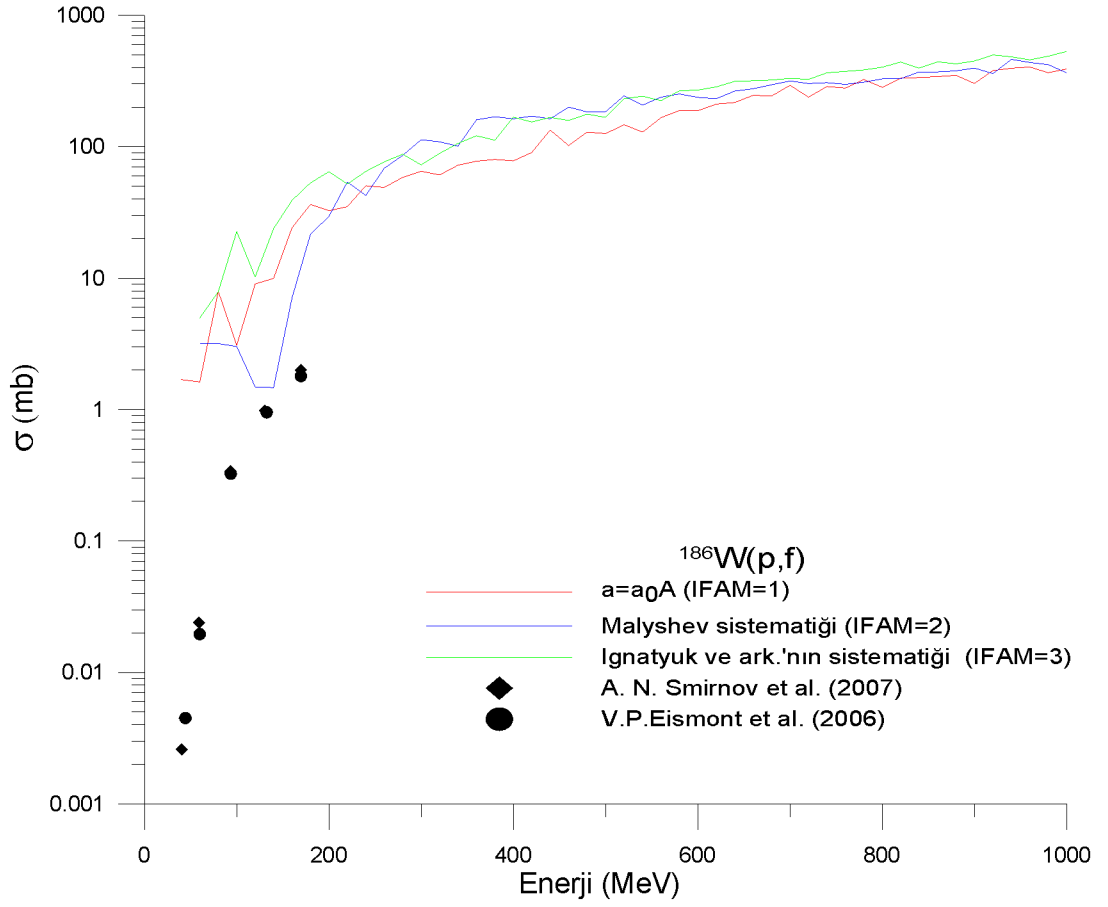


Şekil 3.9. $^{204}\text{Pb}(p,f)$ Reaksiyonu

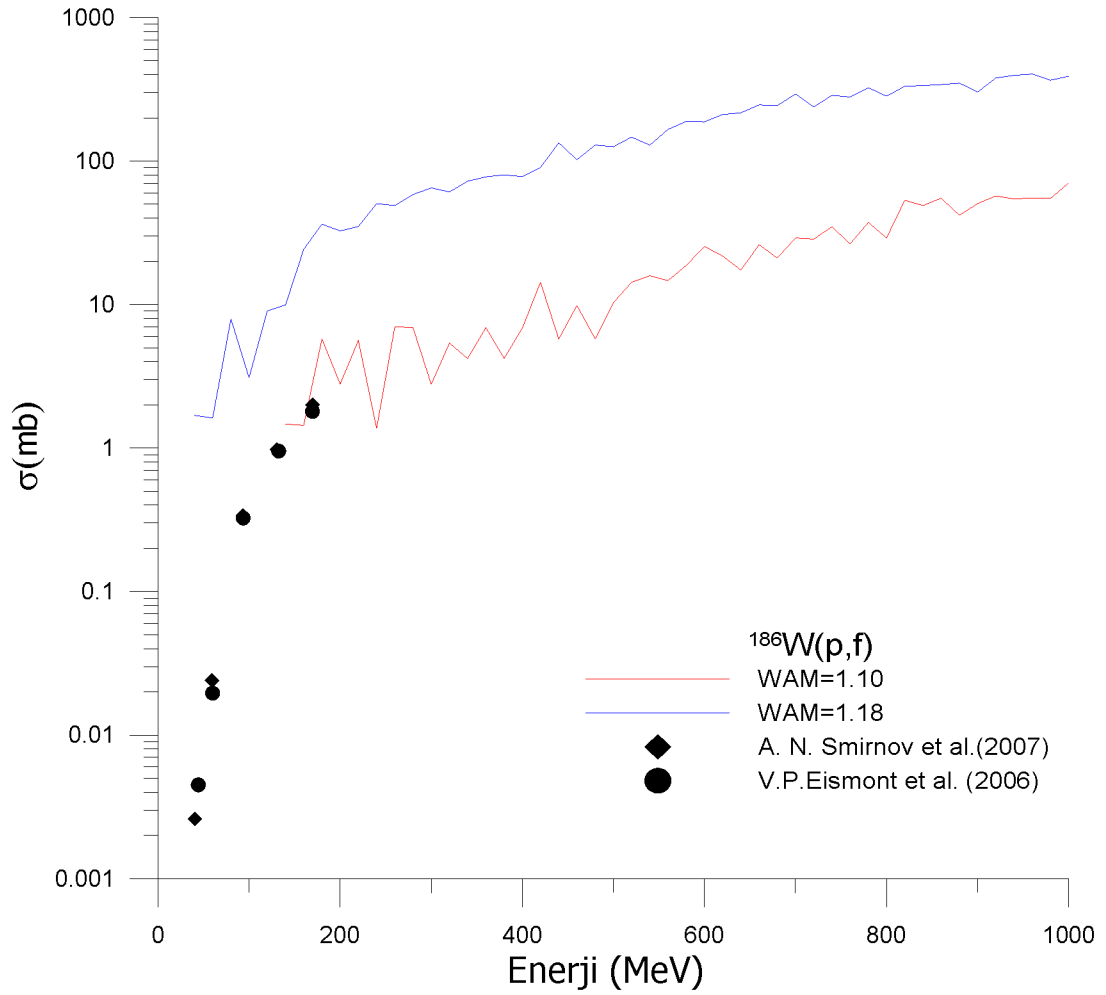
Şekil 3.8’de, makroskobik fisyon engelinin biçimi için Barashenkov’un sistematiği (IB=1) sabit tutuldu ve şekilden de görüleceği üzere, yapılan hesaplamaların, deneysel verilerin üstünde kalmıştır. Şekil 3.9’da seviye yoğunluk parametresi için Malyshev sistematiği sabit tutulup sadece seviye yoğunluk parametrelerinin oranı (WAM) değiştirilmiştir. Bunun sonucunda Yapılan hesaplamalarla (WAM=1.10 için) deneysel değerlerin 100–200 MeV enerji

aralığında uyum sağladığı görülmüştür. Ayrıca diğer enerji aralıklarında deneysel veriler bulunamamıştır.

3.7. $^{186}\text{W}(p,f)$ Reaksiyonu



Şekil 3.10. $^{186}\text{W}(p,f)$ Reaksiyonu

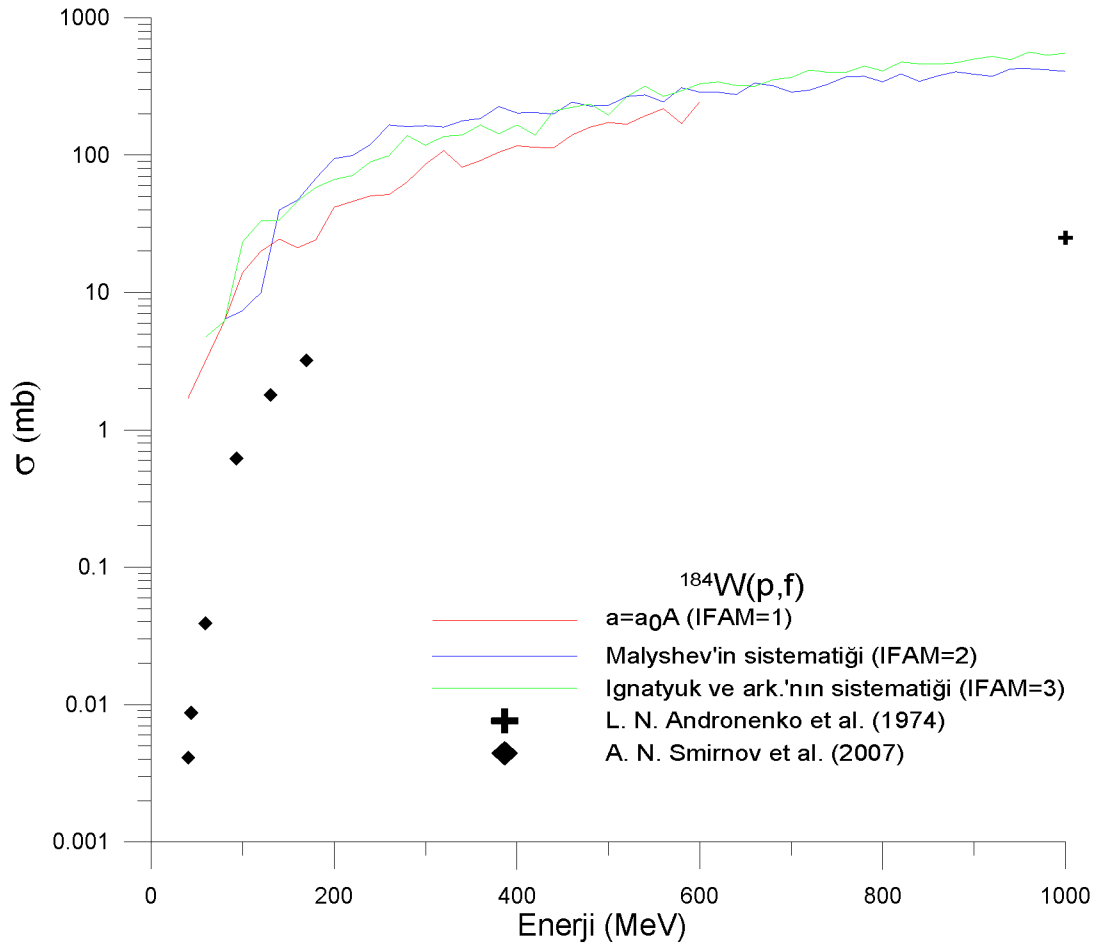


Şekil 3.11. $^{186}\text{W}(p,f)$ Reaksiyonu

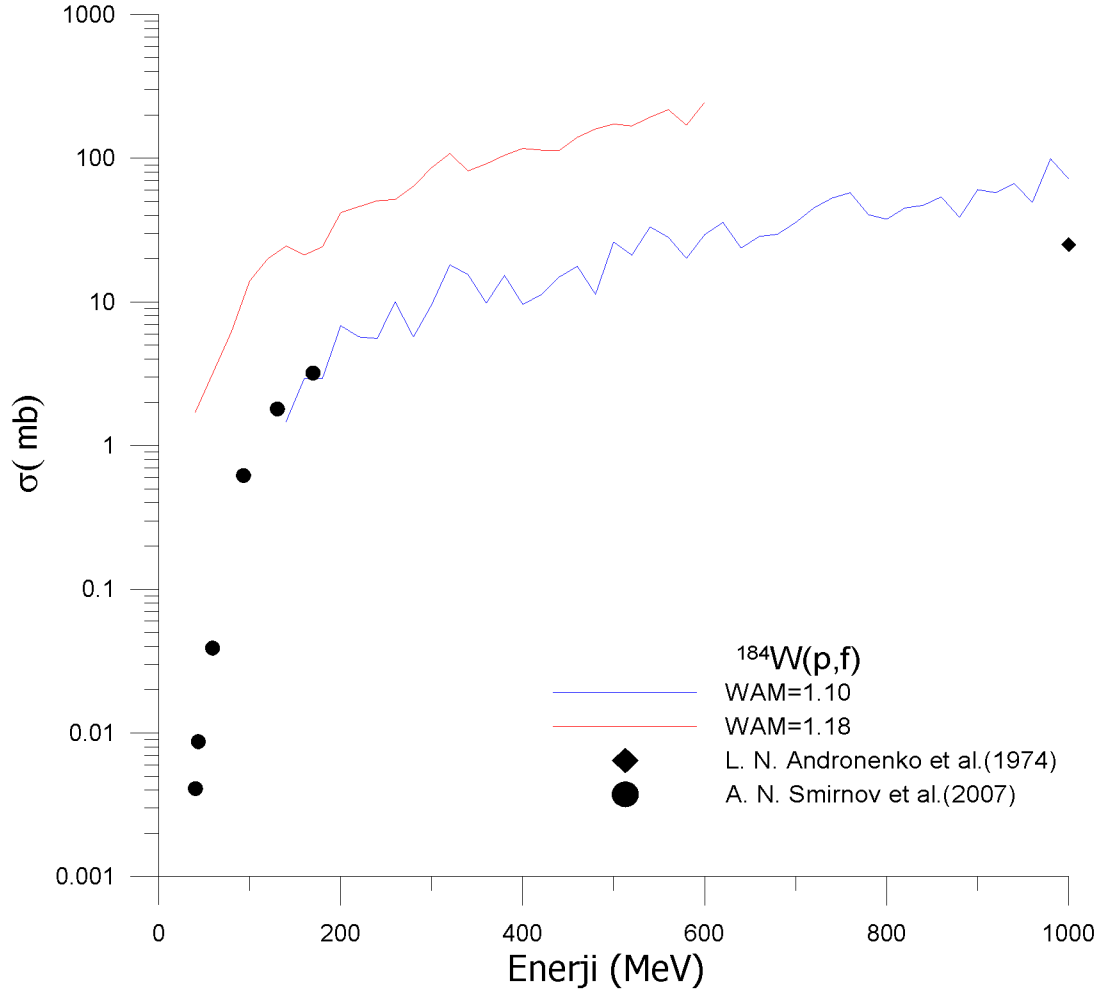
Şekil 3.10'da, makroskobik fisyon engelinin biçimi için Barashenkov'un sistematiği (IB=1) sabit tutuldu ve şekilden de görüleceği üzere, yapılan hesaplamaların, deneysel verilerin üstünde kalmıştır. Şekil 3.11'de ise Ignatyuk ve ark.'nın sistematiği sabit tutulup sadece farklı seviye yoğunluk parametreleri oranı (WAM) kullanılarak yapılan hesaplamaların (WAM=1.10 için) deneysel değerlerle daha uyumlu olduğu fark edilmiştir. Ancak Cem95 programının WAM=1.10 için daha düşük enerjilerde (<200 MeV) hesaplama yapamamıştır. Ayrıca $^{186}\text{W}(p,f)$

reaksiyonu için nükleer reaksiyon veri kütüphanesinde farklı enerji aralıklarında yeterli deney bulunamamıştır.

3.8. $^{184}\text{W}(p,f)$ Reaksiyonu



Şekil 3.12. $^{184}\text{W}(p,f)$ Reaksiyonu

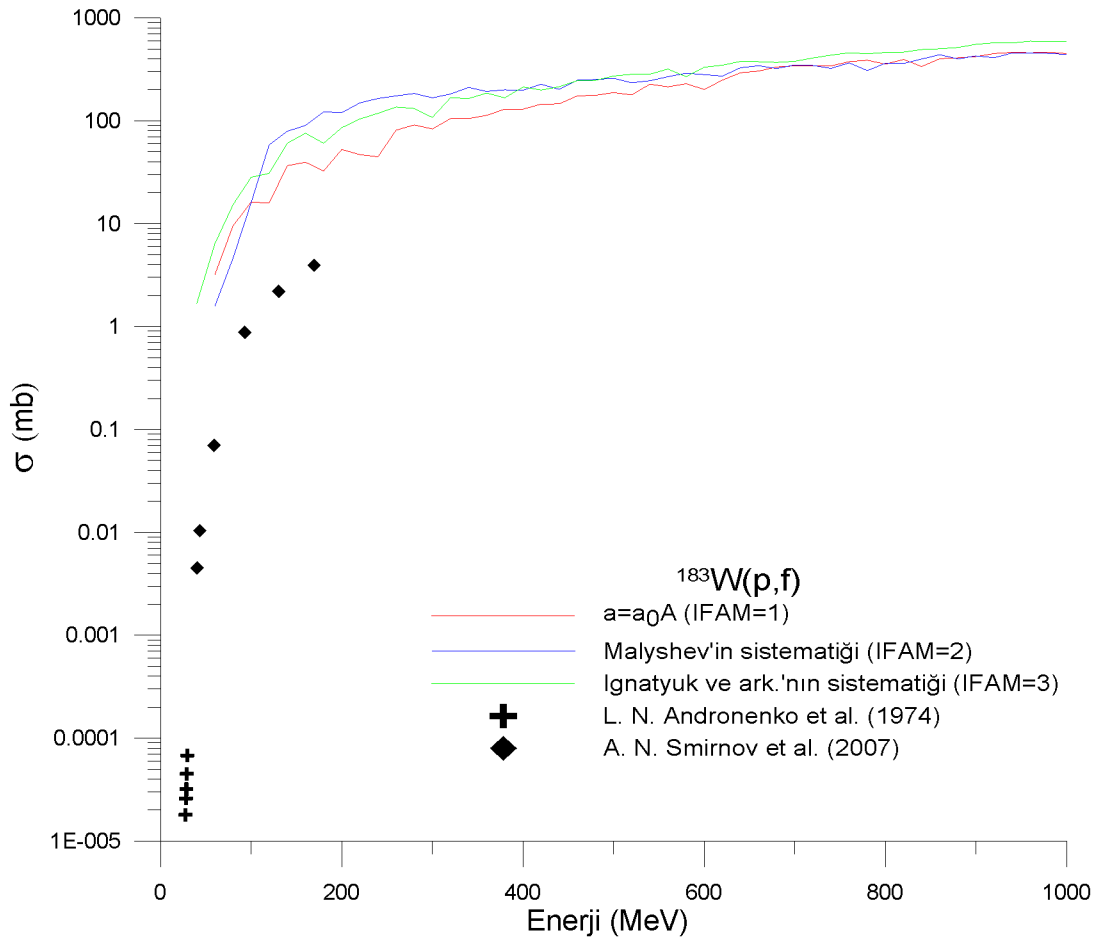


Şekil 3.13. $^{184}\text{W}(p,f)$ Reaksiyonu

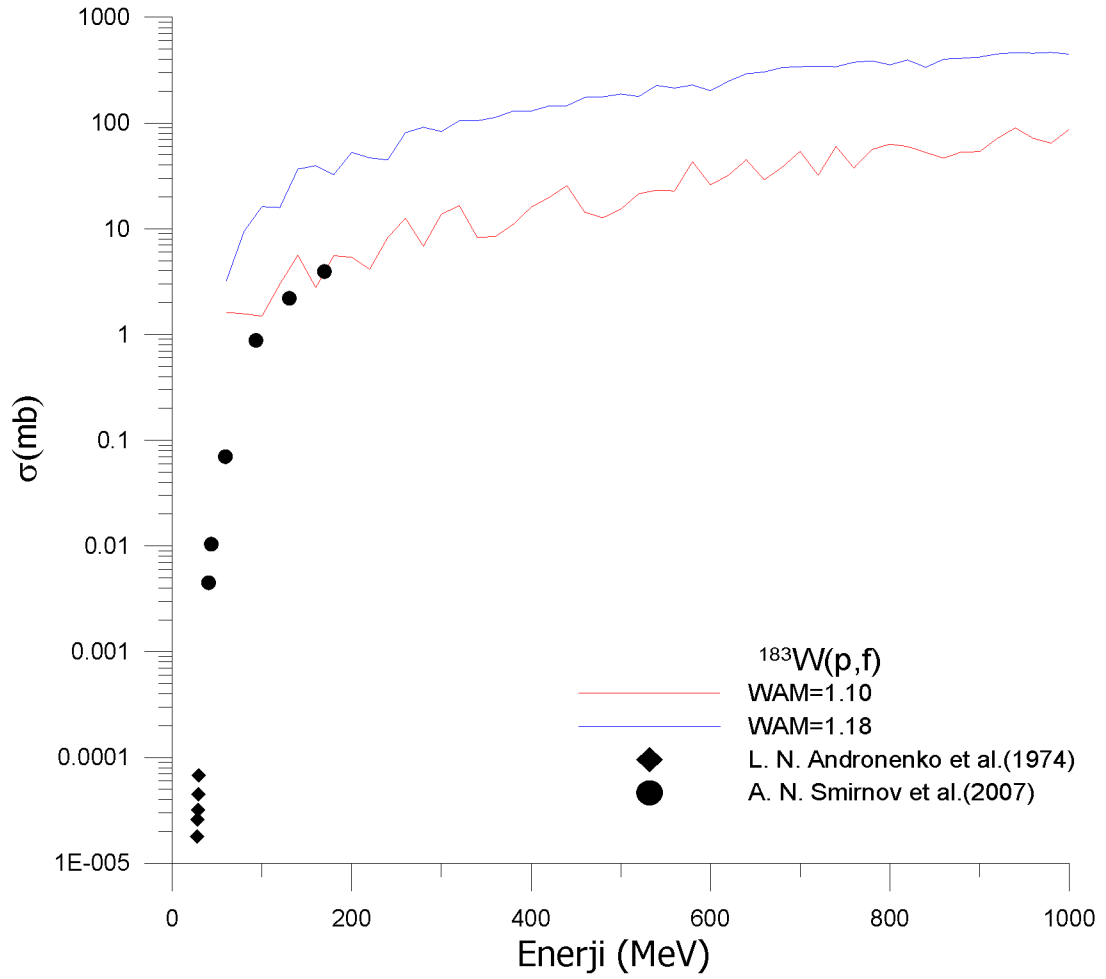
$^{184}\text{W}(p,f)$ reaksiyonu için Şekil 3.12’de makroskobik fisyon engelinin biçimi için Barashenkov’un sistematığı (IB=1) sabit tutuldu ve görüldüğü gibi hesaplanan reaksiyon tesir kesitleriyle, EXFOR kütüphanesinden alınan deneysel verilerin biçimsel olarak uyumlu olduğu ancak hesaplamaların, deneysel değerlerin üstünde kaldığı fark edilmiştir. Şekil 3.13’den ise seviye yoğunluk parametresi olarak $a=a_0A$ (IFAM=1) sistematığı sabit tutulup sadece seviye yoğunluk parametrelerinin oranı değiştirilmiştir. Bunun üzerine yapılan hesaplamalarla (WAM=1.10 için) deneysel

değerlerin uyumlu olduğu görülmüştür. Ayrıca $^{184}\text{W}(p,f)$ reaksiyonu için nükleer reaksiyon veri kütüphanesinde farklı enerji aralıklarında yeterli deney bulunamamıştır.

3.9. $^{183}\text{W}(p,f)$ Reaksiyonu



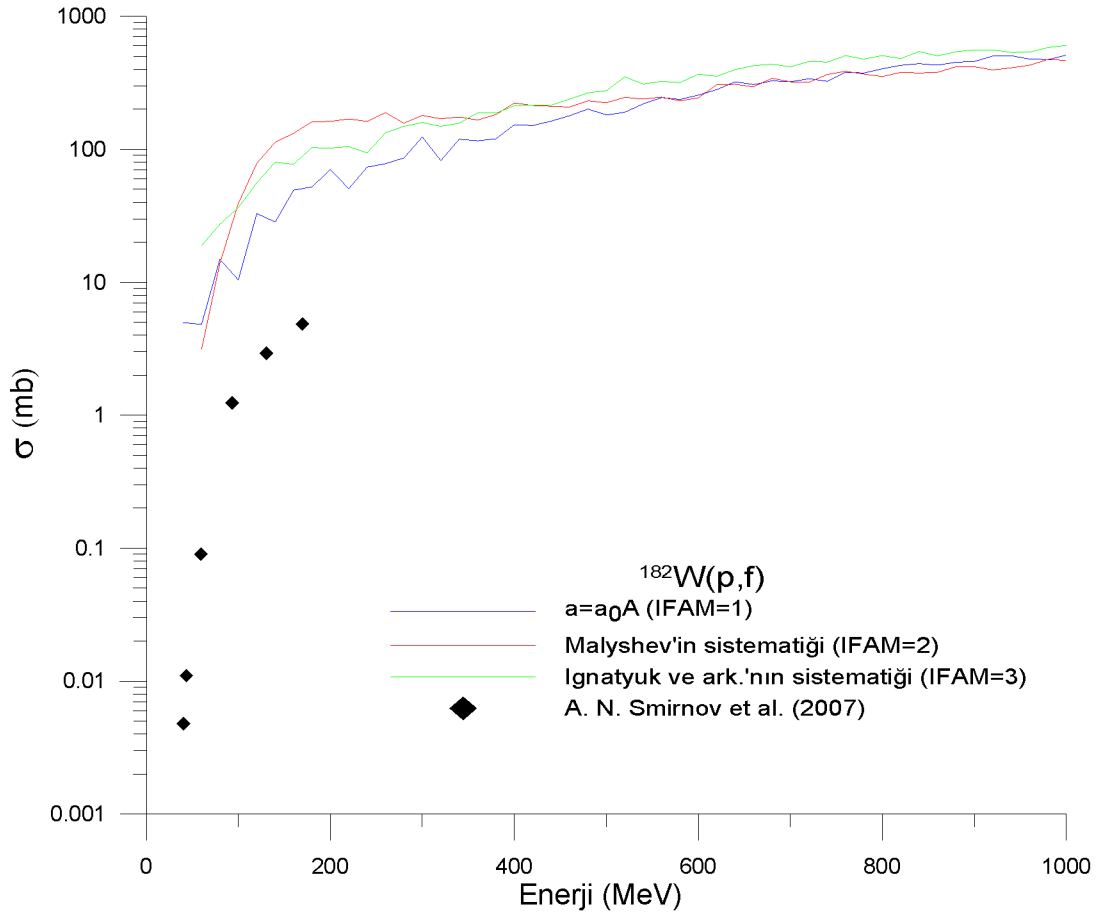
Şekil 3.14. $^{183}\text{W}(p,f)$ Reaksiyonu



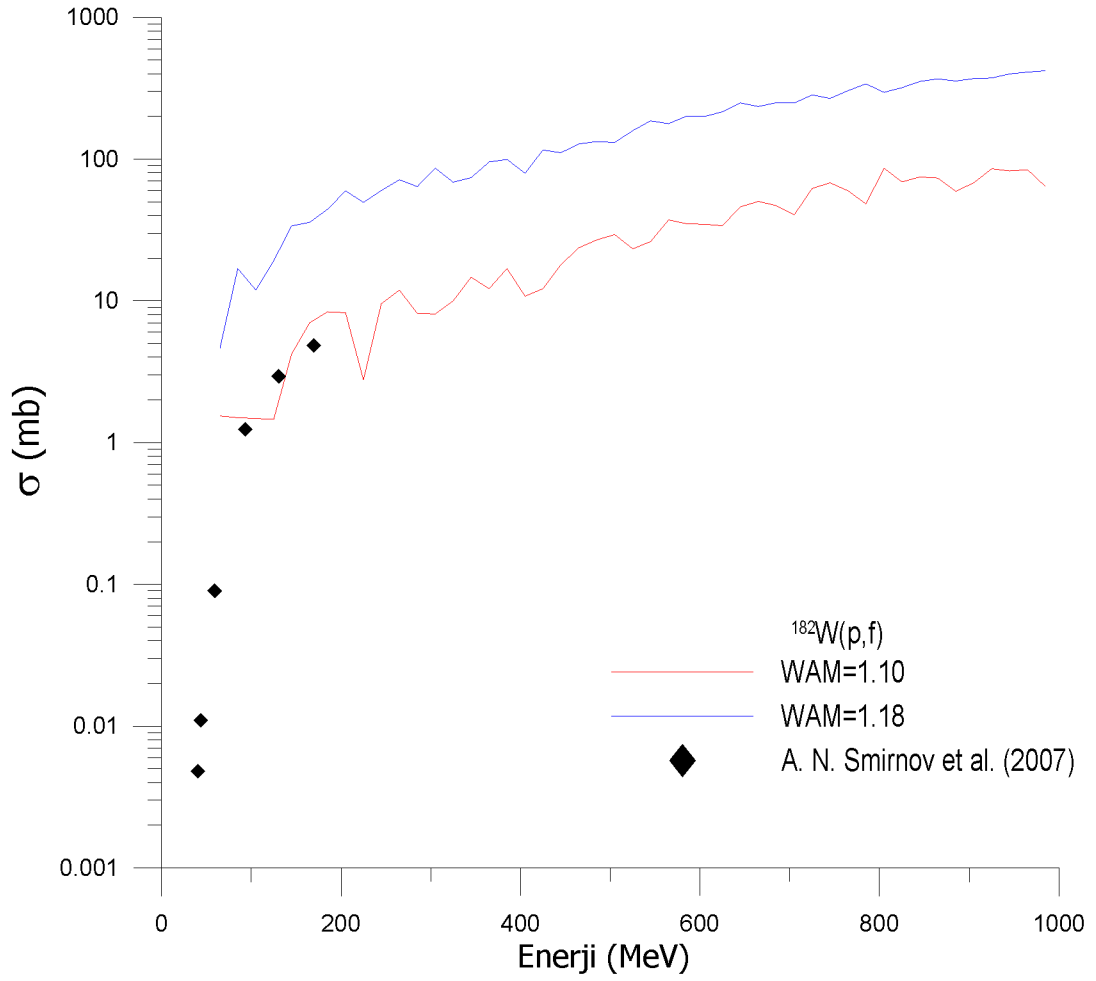
Şekil 3.15. $^{183}\text{W}(p,f)$ Reaksiyonu

Şekil 3.14’da, makroskobik fisyon engelinin biçimi için Barashenkov’un sistematiği (IB=1) sabit tutuldu ve şekilden de görüleceği üzere, yapılan hesaplamaların, deneysel verilerin üstünde kalmıştır. Şekil 3.15’de ise seviye yoğunluk parametresi olarak $a=a_0A$ (IFAM=1) sistematiği sabit tutulup sadece seviye yoğunluk parametrelerinin oranı değiştirilerek tekrar hesaplama yapılmıştır. Yapılan hesaplamalarla (WAM=1.10 için) deneysel değerlerin uyumlu olduğu görülmüştür. Fakat $^{183}\text{W}(p,f)$ için veri kütüphanesinde 50–1000 MeV enerji aralığında deney bulunamamıştır.

3.10. $^{182}\text{W}(p,f)$ Reaksiyonu



Şekil 3.16. $^{182}\text{W}(p,f)$ Reaksiyonu



Şekil 3.17. $^{182}\text{W}(p,f)$ Reaksiyonu

$^{182}\text{W}(p,f)$ reaksiyonu için, makroskobik fisyon engelinin biçimi için Barashenkov'un sistematığı (IB=1) sabit tutularak yapılan hesaplamalarla, deneysel verilerin, Şekil 3.16'da olduğu gibi, sadece karakteristik bir uyum göstermiştir. Fakat deneysel değerler, hesaplamaların altında kalmıştır. Şekil 3.17'de ise eviye yoğunluk parametresi olarak $a=a_0A$ (IFAM=1) sistematığı sabit tutulup sadece seviye yoğunluk parametreleri oranı (WAM) değiştirilerek tekrar hesaplama yapılmıştır. Bunun üzerine, yapılan hesaplamalarla (WAM=1.10 için) deneysel değerlerin uyumlu

olduğu görülmüştür. Ancak Nükleer Reaksiyon Veri kütüphanesinde $^{182}\text{W}(p,f)$ reaksiyonu 200–1000 MeV enerji aralığında deneysel veri bulunamamıştır.

4.TARTIŞMA VE SONUÇ

Hızlandırıcı Güdümlü Sistemler (HGS) gerek uranyum, toryum gibi yakıt çevrimlerini esnek olarak kullanabileceğimiz gerekse yüksek seviyeli atık dönüşümü yapabileceğimiz tasarımlardır. HGS'lerde, spallasyon nötronlarının üretimi için hedef malzeme üzerine yönlendirilen protonların kullanımı, birçok reaksiyon olmasına rağmen ekonomik bakımdan en verimli yöntem olarak bilinmektedir. Spallasyon nükleer reaksiyonlarda, hedef malzeme olarak Bizmut+Kurşun (Bi+Pb) karışımının sıvı metali veya genelde sıvı Pb kullanılır. Ancak sıvı hedefler demet penceresinde malzeme problemine sebep olduklarından dolayı W ve Ta gibi katı hedefler ikinci hedef malzeme olarak düşünülmektedir ^(24,25). Bu alışmada Hızlandırıcı Güdümlü Reaktör Sistemlerinde hedef malzeme olarak kullanılabilir olan ²³²Th, ²⁰⁹Bi, ²⁰⁸Pb, ²⁰⁷Pb, ²⁰⁶Pb, ²⁰⁴Pb, ¹⁸⁶W, ¹⁸⁴W, ¹⁸³W, ¹⁸²W çekirdeklerin (p,f) tesir kesitleri CEM95 bilgisayar programı ile hesaplanmıştır. Hesaplanan bu sonularsa, Deneysel Nükleer Reaksiyon Veri (Experimental Nuclear Reaction Data-EXFOR) kütüphanelerinden elde edilen verilerle karşılaştırıldı.

Cem95 bilgisayar programı ile hesaplanan verilerle, Deneysel Nükleer Reaksiyon Veri (Experimental Nuclear Reaction Data-EXFOR) kütüphanelerinden elde edilen verilerin karşılaştırılması sonucunda, hesaplamalarla, deneysel verilerin çoğunlukla uyumlu olduğu grlmştir. Ancak Cem95 bilgisayar programının ²⁰⁸Pb, ²⁰⁷Pb, ²⁰⁶Pb, ¹⁸⁶W, ¹⁸⁴W, ¹⁸³W ve ¹⁸²W çekirdekleri için düşük enerjilerde fisyon tesir kesiti hesaplayamamasından dolayı düşük enerjilerde deneyle uyum içinde olup

olmadığı belirlenemedi. Ayrıca ^{208}Pb , ^{207}Pb , ^{206}Pb , ^{204}Pb , ^{186}W , ^{184}W , ^{183}W ve ^{182}W çekirdekleri için belli enerji aralıklarında EXFOR'da araştırma süresince deneysel veri olmadığından dolayı hesaplanan bu enerji değerleriyle, deneysel verilerin uyum gösterip göstermediği belirlenemedi.

Sonuç olarak, hızlandırıcı güdümlü reaktör sistemlerinde gerçekleştirilen reaksiyonların tesir kesitleri önemli bir yer tutmaktadır. Bu tür reaksiyonların oluşturulması sırasında materyallerin yapısal dayanıklılığı etkileyecek değişimler oluşabilmektedir. Hem bu tür problemlerin öneminin anlaşılabilmesi ve mevcut sorunların ortadan kaldırılabilmesi hem de öncesinde oluşabilecek durumların belirlenebilmesi için olası nükleer reaksiyonların tesir kesitlerinin hesaplanmalıdır. Ayrıca oluşabilecek durumların önceden öngörülebilmesi ve sorunların giderilebilmesi için, teorik olarak hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel olarak ölçülmesi gereklidir.

KAYNAKLAR

1. <http://www.taek.gov.tr/bilgi/nukleer/hizlandirici/hizlandirici.html> , Türkiye Atom Enerjisi Kurumu (Erişim Tarihi:15.03.2009)
2. Jameson, R.A. ,Accelerator driven Transmutation technology for energy production and nuclear waste treatment, Proc. Of the 3rd EPAC,Berlin,1992.
3. Carminati, F., Geles, C., Klapish, R., Revol, J.P., Rubio, J.A., Rubbia, C. ,An Energy Amplifier for Cleaner and Inexhaustible Nuclear Energy Production Driven by a Particle Beam Accelerator,CERN Internal Report, Geneva,1993.
4. Rubbia, C., Rubio, J.A. ,A Tentative Program-me towards a Full Scale Energy Amplifier,CERN Internal Report,Geneva1996.
5. Rubbia, C., Rubio, J.A. ,CERN/LHC/96-11. Rubbia, C.,A realistic plutonium Elimina-tion scheme with fast energy amplifiers and thorium-plutonium fuel, CERN Report,1996.
6. Gudowski, W. ,Accelerator-driven TransmutationProjects. The Importance of Nuclear PhysicsResearch for Waste Transmutation. Nuclear PhysicsA,**654**,436-457(1999)
7. Krane K. S.,“Nükleer Fizik I-II“, Başar Şarer, Ankara, 2002.
8. Atam P. Arya, Fundamentals of Nuclear Physics, Allyn and Bacon Inc.,Boston,1966.
9. Trelue HR, Reduction of the Radiotoxicity of Spent Nuclear Fuel Using a Two-Tiered System Comprised of Light Water Reactors and Accelerator-Driven Systems, New Mexico,2003.

10. Garwin RL. Charpak G. ,Megawatts and megatons a turning point in the nuclear ages?,New York,2001.
11. Tucek K, Burnable Poisons in Sub-Critical Cores Dedicated to Radiotoxic Waste Transmutation, Royal Institute of Technology, Stockholm,2000.
12. Toshinobu S. , Oigawa H., Tsujimoto K., Nishihara K., Kikuchi K., Kurata Y. , Saito S. , Futakawa M., Umeno M., Ouchi N., Arai Y., Minato K. ve Takano H. , Research and development on accelerator-driven transmutation at JAERI, Japan Atomic Energy Research Institute, 2-4, Ibaraki Japan,2003.
13. Salvatores M., Nuclear fuel cycle strategies including partitioning and transmutation. Nuclear Engineering and Design, 2005.
14. Rubbia C, Rubio JA, Buono S, Carminati F, Fiétier N, Galvez J, Gelés C, Kadi Y, Klapisch R, Mandrillon P, Reval JP and Roche CH, Conceptual Design of a Fast Neutron Operated High Power Energy Amplifier, CERN,1995.
15. Artisyuk V., Broeders C., Gonzalez-Romero E., Gudowski W., Ignatyuk A., Konobeyev A., Korovin Y., Pilnov G., Stankovskiy and Titarenko Y., Challenge of nuclear data for innovative nuclear energy, Progress in Nuclear Energy , Russia,2007.
16. Gokhale PA., Deokattey S. and Kumar V., Accelerator driven systems (ADS) for energy production and waste transmutation: International trends in R&D, Progress in Nuclear Energy, **91–102**(2006).
17. Gudowski W. Accelerator-Driven Transmutation Projects. The Importance of Nuclear Physics Research for Waste Transmutation,**436-457**(1999)
18. Yapıcı H., Genç G., Demir N., A comprehensive study on neutronics of a lead–bismuth eutectic cooled accelerator-driven sub-critical system for long-

- lived fission product transmutation. *Annals of Nuclear Energy*, **35**, 1264–1273(2008).
19. Baetsle LH, Application of Partitioning / Transmutation of Radioactive Materials in Radioactive Waste Management, Belgium, 2001.
 20. Enqvist, P., et al., Primary residue production cross sections and kinetic energies in 1 A GeV ^{208}Pb on deuteron reactions, *Nuclear Physics A* , **703**, 435-465(2002).
 21. Wlazlo, W., et al., Cross Sections of Spallation Residues Produced in 1 A GeV ^{208}Pb on Proton Reactions”, *Physical Review Letters*, **84**, 5736-3739(2000).
 22. Mashnik, S.G., Cascade-eksiton model analysis of proton of induced reactions from 10 MeV to 5 GeV, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **414**, 68-72(1998).
 23. Filges, D., et al., Spallation neutron production and the current intra-nuclear cascade and transport codes, *European Physical Journal A*, **11 (4)**, 476-490(2001).
 24. Enke, M., et al., Evolution of a spallation reaction: experiment and Monte Carlo Simulation, *Nuclear Physics A*, **657**, 317-339(1999).
 25. H. Karadeniz, M. A. Çetiner, H. Yücel, P. Arıkan, S. Sultansoy, Hızlandırıcı Güdümlü Reaktörler/Enerji Yükseltici, Ankara, (2001).
 26. Song, T.Y. et al., The Characteristics of Lead and Tungsten Targets Used in The Accelerator-Driven Subcritical Reactor , *KEK Proc* , **98-10**, 95-97(1998).
 27. Takizuka T, Report IAEA-TECDOC, **985**, 87(1997).

28. Mukaiyama T, Omega Program in Japan And ADS Development at JAERI, Centerfor Neutron Science, Japan Atomic Energy Research Institute Tokaimura, Ibaraki-ken Japan,1999.
29. TR-04-15 Technical Report, Partitioning and Transmutation Current Developments,2004.
30. Andriamonje, S., Angelopoulos, A., Apostolakis, A., Attale, F., Brillard, L., Buono, S., Calero, J., Carminati, F., Casagrande, F. ,Experimental determination of the energy generated in nuclear cascades by a high energy beam. Physics Letters B, **348**, 697–709(1995).
31. Carminati, F., Geles, C., Klapish, R., Revol, J.P., Rubio, J.A., Rubbia, C. ,An Energy Amplifier for Cleaner and Inexhaustible Nuclear Energy Production Driven by a Particle Beam Accelerator, Geneva,1993.
32. Stepan G. Mashnik,User Manual for the code CEM95, Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, Russia
33. Bohr, N. And Wheeler, J.A., The mechanism of nuclear fission, Phys. Rev., **56**, 426-448(1939)
34. Weisskopf, V. F. And Ewing, D. H., On the yield of nuclear reactions with heavy elements, Phys. Rev., **57**,472-485(1940)
35. <http://www.nndc.bnl.gov/exfor/exfor00.htm> ,Experimental Nuclear Reaction Data “Deneysel Tesir Kesitleri”, (Erişim Tarihi: 12.12.2008)