

**TORYUM’LA URANYUM’UN NÖTRON YAYINLANMA
SPEKTRUMLARININ HESAPLANMASI**

Burçin TURAN

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**HAZİRAN 2005
ANKARA**

Burçin TURAN tarafından hazırlanan TORYUM’LA URANYUMUN PEYNİRLERİN NÖTRON YAYINLANMA SPEKTRUMLARININ HESAPLANMASI adlı bu tezin Yüksek Lisans tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.

Yrd. Doç. Dr Eyyüp TEL
Tez Yöneticisi

Bu alışma, jürimiz tarafından Fizik Anabilim DalındaYüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan: : Prof.Dr. Güneş TANIR

Üye : Yrd.Doç.Dr. Eyüp TEL

Üye : Yrd.Doç.Dr. Abdullah AYDIN

Bu tez, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kurallarına uygundur.

**TORYUM’LA URANYUM’UN NÖTRON YAYINLANMA
SPEKTRUMLARININ KARŞILAŞTIRILMASI
(Yüksek Lisans Tezi)**

Burçin TURAN

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

Haziran 2005

ÖZET

Bu çalışmada dünyanın ve Türkiye’nin sahip olduğu Uranyum ve Toryum rezervleri incelendi. Nükleer reaktörler sınıflandırıldı ve hibrid (melez) reaktörün çalışma prensipleri verildi. Ayrıca, nükleer reaksiyon modelleri sınıflandırıldı ve ^{232}Th ve ^{238}U çekirdekleri için 4-18 MeV gelme enerjilerinde (n,xn) reaksiyon tesir kesitlerine ait nötron yayınlanma spektrumları hesaplandı. Hesaplamalarda geometri bağımlı hibrid model, exciton model ve cascade exciton model kullanıldı. Denge öncesi direk etkileri incelemek için exciton model kullanıldı. Deneysel tesir kesitleri literatürden ve Uluslararası Atom Enerjisi Kurumu’nun ENDF/B, CENDL, JEF kütüphanelerinden elde edildi. Deneysel veriler ve teorik hesaplamalar karşılaştırıldı. Sonuçların deneysel verilerle uyumlu olduğu görüldü.

Bilim Kodu : 404.03.01
Anahtar Kelimeler : Toryum, uranyum, nükleer reaktörler, denge öncesi nükleer reaksiyonlar, exciton model, hibrid model.
Sayfa Adedi : 53
Tez Yöneticisi : Yrd. Doç. Dr. Eyyup TEL

**CALCULATIONS OF (n, xn) CROSS SECTIONS SPECTRA FOR
 ^{238}U AND ^{232}Th NUCLEI**

(M.Sc. Thesis)

Burçin TURAN

**GAZI UNIVERSITY
INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY**

June 2005

ABSTRACT

In this study, we have discussed the uranium - thorium resources of the world and Turkey. Nuclear reactors have been classified and the working mechanism of the hybrid reactor has been given. Besides, equilibrium and pre-equilibrium nuclear reactions have been classified. The cross sections of the (n,xn) reactions For ^{232}Th and ^{238}U nuclei have been calculated between 4 and 18 MeV incident energy. Weisskopf-Ewing theory has been used for the equilibrium calculations. The pre-equilibrium calculations have been made by exciton model, cascade exciton model, the Kalbach systematic and geometry dependent hybrid model. Full exciton model has been used for direct effects of preequilibrium. Experimental cross sections have been found from literature and ENDF/B, CENDL, JEF libraries. It is seen that the results are in good agreement, with experimental data.

Science Code : 404.03.01

Key Words : Thorium, uranium, nuclear reactor pre-equilibrium, nuclear reactions, exciton model, hybrid model.

Page Number: 53

Adviser : Asst. Prof. Dr. Eyyup TEL

TEŞEKKÜR

Yüksek Lisans programı dahilinde gerek ders aşamasında gerekse tez çalışması sırasında yardımlarından dolayı, danışmanım Yrd. Doç. Dr. Eyyup TEL'e teşekkürlerimi borç bilirim. Ayrıca bana tez konusunu öneren Prof. Dr. Güneş TANIR'a ve programların çalıştırılmasında yardımcı olan Dr. Ali ARASOĞLU'na teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖZET.....	iii
ABSTRACT.....	iv
TEŞEKKÜR.....	v
İÇİNDEKİLER.....	vi
ÇİZELGELERİN LİSTESİ.....	viii
ŞEKİLLERİN LİSTESİ.....	ix
SİMGELER VE KISALTMALAR	x
1. GİRİŞ.....	1
2. TEORİ.....	6
2.1. Nükleer Enerji ve Nükleer Reaktörler.....	6
2.2. Nükleer Fisyon.....	7
2.2.1. Fisyonun karakteristikleri.....	9
2.2.2 Fisyonda enerji.....	12
2.2.3 Fisyon reaktörleri.....	13
2.3. Nükleer Füzyon.....	17
2.3.1. Temel füzyon reaksiyonları.....	19
2.4. Tesir Kesiti.....	21
2.4.1.Diferansiyel tesir kesiti.....	23
2.5. Füzyon-Fisyon Hibrid Reaktör Çalışmalarının Ana Hatları.....	24
2.6 Reaktörde Toryum'un Değerlendirilmesi.....	26
3. NÜKLEER REAKSİYON TEORİLERİ.....	28
3.1. Nükleer Reaksiyon Teorilerine Giriş.....	28
3.2. Denge Öncesi Modeller.....	29

	Sayfa
3.3. Nükleer Reaksiyonlardaki Denge Öncesi Modellerin Ortak Özellikleri.....	31
3.4. İntranükleer Cascade ve Buharlaşma Modeli.....	33
3.5. Fermi-Gaz-Denge Modeli.....	34
3.6. Griffin(Exciton) Modeli.....	35
3.7. Hibrid(Melez) Model.....	37
3.8. Geometri Bağımlı Hibrid Model.....	39
3.9. Cascade Exciton Model.....	40
3.10. Multistep Compound Teori.....	41
3.11. Nükleer Reaksiyonların Karşılaştırılması.....	42
3.11.1. Alice91 bilgisayar programı.....	44
3.11.2. Pcross-03 bilgisayar programı.....	44
3.11.3. Empire bilgisayar programı.....	45
4. SONUÇ VE ÖNERİLER.....	47
KAYNAKLAR.....	55
ÖZGEÇMİŞ.....	59

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 3.1. Mevcut denge öncesi modellerinin temel özellikleri.....	27

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 2.1. Aralarındaki mesafenin bir fonksiyonu olarak α parçacığı ve kız çekirdek sisteminin bağıl potansiyel enerjisi.....	9
Şekil 2.2. ^{235}U 'in termal fisyonadaki fisyon ürünlerinin kütle dağılımı.....	11
Şekil 3.1. Orta enerjili nükleer reaksiyonun yönünün şematik gösterimi.....	30
Şekil 3.2. Denge öncesi modeller tarafından ortaya çıkarılan bulguların şematik gösterimi.....	31
Şekil 3.3. Fermi-gaz-denge modelinin şematik temsili.....	35
Şekil 3.4. Griffin modelinde, bir reaksiyonun ilk evrelerinin şematik temsili.....	36
Şekil 3.5. Hibrid modeldeki reaksiyonun ilk birkaç durumunun şematik temsili.....	39
Şekil 3.6. (a),(b) Değişik denge öncesi modellerinden açı entegreli deneysel nükleon spektrumları ile hesaplanan spektrumların karşılaştırılması.....	43
Şekil 4.1. 6 ve 14 MeV Enerjili nötronlarla oluşturulan $^{232}\text{Th} + n$ ve $^{238}\text{U} + n$ reaksiyonları için deneysel nötron yayınlanma spektrumlarının karşılaştırılması.....	49
Şekil 4.2. 18 MeV Enerjili nötronlarla oluşturulan $^{232}\text{Th} + n$ ve $^{238}\text{U} + n$ reaksiyonları için deneysel nötron yayınlanma spektrumlarının karşılaştırılması.....	50
Şekil 4.3. 6 ve 14 MeV Enerjili nötronlarla oluşturulan $^{238}\text{U}(n,xn)$ reaksiyonları için deneysel ve teorik hesaplana nötron yayınlanma spektrumlarının karşılaştırılması.....	51
Şekil 4.4. 18 MeV Enerjili nötronlarla oluşturulan $^{238}\text{U}(n,xn)$ reaksiyonları için deneysel ve teorik hesaplana nötron yayınlanma spektrumlarının karşılaştırılması.....	52
Şekil 4.5. 6 ve 14,1 MeV Enerjili nötronlarla oluşturulan $^{232}\text{Th}(n,xn)$ reaksiyonları için deneysel ve teorik hesaplana nötron yayınlanma spektrumlarının karşılaştırılması.....	53
Şekil 4.6. 14,1 ve 18 MeV Enerjili nötronlarla oluşturulan $^{232}\text{Th}(n,xn)$ reaksiyonları için deneysel ve teorik hesaplana nötron yayınlanma spektrumlarının karşılaştırılması.....	54

SİMGELER VE KISALTMALAR

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

Simgeler	Açıklama
E_i	Gelen parçacığa ait ilk enerji
E_f	Fermi enerjisi
ϵ, ϵ'	Gelen ve giden parçacıkların kütle merkezi sistemindeki enerjileri
η_0	Başlangıç exciton sayısı
P	Parçacık sayısı
Δn	Exciton sayısındaki değişim
ηX_v	Bir n exciton durumundaki v türündeki parçacıkların sayısı
$\tau(n)$	Sistemin $n(n=p+h)$ excitonlu bir durumda kalma zamanı
W_i	n excitonlu durumun birim zamandaki toplam bozunum ihtimali
A	Çekirdeğin kütle numarası
Z	Çekirdeğin proton sayısı
N	Çekirdeğin nötron sayısı
τ	Etkileşme süresi
E	Bileşik çekirdeğin uyarılma enerjisi
U	Residual çekirdeğin uyarılma enerjisi
$P_v(\epsilon)d\epsilon$	Enerjisini ϵ ile $\epsilon+d\epsilon$ arasında alan ve sürekli bölgeye yayınlanan v tipi parçacıkların sayısı
h	Deşik sayısı

Simgeler**Açıklama** nX_v

Bir n exciton durumundaki v türündeki
parçacıkların sayısı

 $N(\epsilon, U)$

Bir exciton ϵ kanal enerjisiyle yayınlandığında
kalan çekirdeğin U uyarılma enerjisinin diğer
n-1 excitonları arasında paylaşılacak şekilde n
excitonunun uygun biçimde düzenlenme sayısı

 $\lambda_c(\epsilon)$

Bir parçacığın (ϵ) kanal enerjisiyle sürekli
bölgeye yayınlanma hızı

 $\lambda_+(\epsilon)$

ϵ enerjili bir parçacığın sürekli bölgeye
yayınlanmış olduğu zamanki çekirdek içi geçiş
hızı

 D_n

Bir n-exciton zincirinde başlangıç popülasyon
kesiti

 σ_R

Reaksiyon tesir kesiti

 σ_i

İnelastik tesir kesiti

 g

Tek-parçacık düzey yoğunluğu

 π^+

$n \rightarrow n+2$ durumu için geçiş ihtimali

 π^-

$n \rightarrow n-2$ durumu için geçiş ihtimali

Kısaltmalar**Açıklama****ABD**

Amerika Birleşik Devletleri

MTA

Maden Tetkik ve Arama Enstitüsü

ODTÜ

Orta Doğu Teknik Üniversitesi

BDT

Birleşik Devletler Topluluğu

CEM

Cascade Exciton Model

1. GİRİŞ

Bugün için nükleer enerji hammaddeleri kapsamına uranyum ve toryum girmektedir. Ancak toryuma dayalı nükleer santrallerin henüz ekonomik boyutta devreye girmemeleri nedeniyle, toryum hala sırasını bekleyen bir nükleer yakıt hammaddesi durumundadır. Günümüzde görünür rezervlerden kilogramı 80 ABD dolarına mal edilen uranyum üretilmektedir. Dünyada 1991 yılı itibariyle kilogramı 80 ABD dolarına mal edilebilen 1.449.140 ton görünür uranyum rezervi vardır. Bunun bir bölümü işletilebilir rezerv, bir bölümü ise yerinde rezervdir. Yani işletme kayıpları hesaba katılmamıştır. Gerçek işletilebilir miktarların, verilen değerlerin %5 ile %50 altında olduğu tahmin edilmektedir (1).

Nükleer enerji hammaddeleri, esas olarak, nükleer reaktörde elektrik enerjisi elde etmek için yakıt olarak kullanılmaktadır. Dolayısıyla tüketimi, kurulu nükleer enerji kapasiteleri belirlemektedir. Dünyada mevcut reaktörlerin uranyum tüketimi, 1991 yılında toplam 54.378 ton olmuştur. Kısa dönem için yapılan tahminler, uranyum tüketiminin 2000 yılında 66.349 ton, 2010 yılında 75.759 tona yükseleceğini göstermektedir. Dünya uranyum üretiminin, yaklaşık %70'ini üç şirket elinde bulundurmaktadır. Bunlar; COMECO (Canadian Mining Energy Co.) adlı Kanada şirketi, COGEMA (Compagnie Generale des Matieres Nucleaires) adlı Fransız şirketi ve RTZ (Rio Tinto Zinc Co.) adlı İngiliz şirkettir. Uranyum üreticisi ülkeler, 1991 yılında, Birleşik Devletler Topluluğu (BDT) hariç, 27.000 ton civarında uranyum üretmişlerdir. Buna aynı yıl 13.500 ton civarında olan Birleşik Devletler Topluluğu (BDT)'nin üretimi de dahil edildiğinde, dünyada toplam 40.500 ton uranyum üretildiği ortaya çıkmaktadır. Uranyum piyasasındaki fiyat gelişmeleri yıllara göre büyük farklılıklar göstermiştir. 1970 yılında 15\$/Kg olan uranyum fiyatı, 1978 yılında 113\$/Kg'a kadar çıkmış, 1990 yılında ise 70\$/Kg U seviyesine inmiştir. Türkiye'de uranyum aramalarına 1990 yılı sonuna kadar devam edilmiş ve 5 yatakta toplam 9.129 Ton görünür uranyum rezervi ortaya konulmuştur. Bu yatakların ortalama tenör ve rezervleri, aranıp, bulundukları yıllarda dünyaca kabul edilen ekonomik sınırlarda olmalarına rağmen, bugün için, bu değerler söz konusu sınırların

oldukça altında kalmıştır. Bunun nedeni, son yıllarda nükleer santral planlamalarındaki önemli değişimler ve özellikle Kanada ve Avusturalya'da yüksek tenörlü, üretim maliyetleri çok düşük uranyum yataklarının bulunmasıdır (2). Türkiye'de geçmiş dönemlerde sadece laboratuvar'larda olsa da önemli teknolojik çalışmalar yapılmıştır. Uranyum cevherinden sarı pasta (UO_2) üretilmesi ve sarı pastanın nükleer yakıt haline getirilmesindeki bütün aşamalar gerçekleştirilmiştir.

Yakın geçmişte, dünya uranyum üretimi, sürekli olarak tüketimin altında kalmıştır. Öte yandan, ileriye dönük tahminler, sürekli tüketimin devam edeceğini ortaya koymaktadır. Önümüzdeki birkaç yıl içinde aradaki açığın eldeki stoklardan karşılanabileceği düşünülse dahi, 2010 yılına gelindiğinde üretim kapasitesi 24.200 Ton uranyum düşecek, tüketim ise, 75.759 Ton uranyuma yükselecektir. Bu durumda, 1970'li yıllardaki petrol krizinde olduğu gibi, 2000'li yıllarda bir uranyum krizine girilerek, uranyum fiyatlarının yükselmesi büyük bir olasılık olarak görülmektedir (3).

Ülkemizin durumuna bakıldığında, elektrik üretiminde kullanılabilecek yüksek kalorili büyük kömür rezervlerimiz ve de zengin petrol ya da doğal gaz kaynaklarımız yoktur. Ayrıca hidroelektrik kullanımı da doyum noktasına gelmek üzeredir. 2000'li yıllarda karşılaşılabilecek enerji sıkıntısını aşabilmek için nükleer enerji kullanımına geçiş kaçınılmaz olacaktır. Daha önce de değinildiği gibi, 2000'li yıllarda uranyum arzı, kurulu reaktörlere dahi yetmeyecektir. Bu durumda Türkiye'nin öz kaynaklarından yararlanması zorunlu olacaktır. Bu nedenle, Türkiye uranyum aramalarına etkin bir şekilde yeniden başlamalıdır. Bugüne kadar bulunan rezervlerin, Türkiye'nin nihai potansiyelini oluşturmadığı, aramalara devam edilmesi durumunda, daha büyük rezervler bulunabileceğine inanılmaktadır. Bunun için gerekli olan, yeterliliğini kanıtlamış eleman kadrosu ve modern ekipman ülkemizde mevcuttur.

Toryum, sırasını bekleyen bir nükleer yakıt hammaddesi durumundadır. Bunun en büyük nedeni nükleer yakıt çevrimi ile ilgili sorunlardır. Söz konusu sorunlar nedeniyle, halen dünyada toryumla çalışan bir nükleer santral bulunmamaktadır.

Ancak İngiltere, Almanya ve A.B.D.'de toryumla çalışan deneme amaçlı santrallerde araştırma ve geliştirme çalışmaları sürdürülmektedir (1).

Türkiye’de, geçmiş yıllarda MTA Genel Müdürlüğü tarafından yapılan çalışmalar sonucunda, Eskişehir-Sivrihisar-Kızılcaören yöresindeki nadir toprak elementleri ve toryum kompleks cevher yatağında, 380.000 Ton görünür ThO_2 rezervi tespit edilmiştir. Ancak, söz konusu sahadaki toryumun zenginleştirilmesiyle ilgili teknolojik sorunlar henüz tam olarak çözülmemiştir.

Toryum potansiyelimizin hammadde olarak enerji dış bağımlılığımızı ortadan kaldıracak bir potansiyel olduğu gerçeği göz ardı edilmemelidir. Türkiye’de var olan insan potansiyelinin ve kaynakların uygun şekilde organize edilmesi ve bu yöndeki siyasi destek, kararlılık ve sürekliliğinin temin edilmesi ile nükleer teknolojiyi ülke yararına kullanmak olanaklıdır. Olumlu düşünmek ve bunun için gerekli adımları atmak gereklidir.

Nükleer güç, büyük ölçüde politik bir sorun olarak ele alınmış olmasına karşın, aslında politik yargılara varılmadan önce anlaşılması gereken, geniş bilimsel ve teknik içeriği olan bir konudur. Halkın milyonlarca dolarlık parasının söz konusu olduğu hayati ulusal bir sorun olan nükleer güç, ulusumuzun refah içinde mi yoksa yoksulluk içinde mi yaşayacağını belirleyecektir. Fakat halkın nükleer gücü algılamasında bazı önemli sorunlar vardır. Bu sorunlar ve bu sorunların aşılmasında bilinmesi gereken ana hatlar şunlardır:

1. Elektrik üretiminin sürekliliği yönünden, nükleer santraller, termik ve hidrolik santrallere göre daha güvenlidir. Günümüzde elektrik enerjisi üretimi için artan bir hızda kullanılmaya başlanan gaz santrallerinin de toplam enerji üretimindeki yüzdesinin belli bir oranı geçmesi stratejik olarak ülke çıkarıyla bağdaşmayacaktır.
2. 2000 yılından sonra tahmin edilen talebin karşılanabilmesi için ilave güç santrallerine ihtiyaç bulunmaktadır, yerli hidrolik ve termik kaynaklar yetersiz olduğu için, ithal kaynaklı seçenekler içinde nükleerin de olması gereklidir. Rüzgar,

güneş veya jeotermal enerji kullanımının yöresel katkıların dışında, bu enerjiler genel enerji açığını karşılamaktan uzaktır. Dünya elektrik enerjisi üretiminin %80'i yenilenemeyen kaynaklardan, %19'u ise hidrolik kaynaklardan sağlanmakta; rüzgar, güneş, jeotermal, biokütle gibi yenilenebilir kaynakların payı ise %1'in altında kalmaktadır.

3. Nükleer santrallerde kullanılan kullanılmış yakıtların atıkları, 10-20 yıl süre ile santral sahasında saklanacaklardır. Bu dönemde aktivitelerinin %98'inden fazlasını kaybedeceklerdir. Asıl sorunu oluşturan uzun ömürlü radyoaktif maddeler de camlaştırılacak, camlaştırılan bu maddelerde kademeli koruma mantığı çerçevesinde kurşun, beton ve korozyona dayanıklı kaplar içine koyulacak, bu kaplar da jeolojik olarak kararlı bölgelerde yerin yaklaşık 1000m altında hazırlanacak beton zırlı galerilerde saklanacaktır.

4. Dünya geneline bakıldığında yeni kurulacak nükleer santrallerin sayısının çok sınırlı kaldığı doğrudur, ancak her ülkenin enerji planları, kendisine özgü özellikler taşımaktadır. Bu bağlamda herhangi bir teknolojinin kullanım artış hızı değişiklikler arz edebilir. Bu gün Avrupa'da bir çok ülkede yeni nükleer santral yapımından vazgeçildiği tam olarak doğru değildir. Bu ülkelerin enerji stratejilerine bakıldığında enerji açıklarını ağırlıklı olarak Fransa'dan karşıladıkları görülür. Fransa, toplam enerji üretiminin %75'ini nükleerden sağlamakla birlikte, aynı zamanda nükleer enerjiye dayalı bir enerji ihracatçısı konumuna gelmiştir.

5. Akkuyu sahası, sismik olarak, üzerinde nükleer santral yapılabilecek en güvenli yerlerden biridir. Akkuyu ile ilgili yer analizleri 1970'li yıllarda başlatılmıştır. İTÜ, MTA, ve ODTÜ tarafından hazırlanan birbirleri ile uyumlu teknik raporları bulunmaktadır ve bu çalışmalar da uluslar arası yeterliliktedir.

6. Nükleer santrallerin tasarımında esas alınan deprem kriterleri klasik yapılarda kullanılanlara göre son derece tutucu kabuller içermektedir. Nükleer dışı yapılarda kullanılan tek bir deprem şiddeti değeri olmasına karşın, nükleer santraller 1000 yıl ve 100000 yıllık bir zaman diliminde olası iki farklı en büyük deprem şiddetine göre

tasarlanmaktadırlar. İlkini olması durumunda, santral, deprem sonrası normal işletmesine devam edecek, ikincisinin olması durumunda ise birçok sistemin zarar göreceği varsayılarak, santrali güvenli bir şekilde durduracak ve soğutulmasını sağlayacak sistemler ayakta kalacaktır. Nükleer santrallerin işletilmesi ile ilgili olarak Türkiye birçok uluslar arası antlaşma ve sözleşmenin altına imza atmıştır. Yurt dışı ve yurt içi kamuoyunda nükleer enerji üretimiyle ilgili olan ve aslında nükleer santrallerin tasarımında göz önünde bulundurululan olağan dışı her olay kaza olarak tanıtılmaktadır.

7. Fosil yakıtlı, özellikle kömür santrallerinin çevre etkisi nükleer santrallerle kıyaslanamayacak ölçüde olumsuzdur. Tam tersine, nükleer santraller, çevre etkisi bakımından tercih edilmesi gereken bir seçenektir. Normal işletme koşulları altında çalışan nükleer reaktörlerin dışarıya verebilecekleri en fazla radyoaktivite, normal doğa radyasyon seviyesinin %0,1-1'i ile sınırlandırılmıştır, pratikte ise bu durum sınırların altındadır.

Bu çalışmanın, ilk bölümünde dünyanın ve Türkiye'nin sahip olduğu uranyum ve toryum rezervleri ele alınarak, nükleer reaktörlerde uranyum elementi yerine yakıt olarak toryum kullanılması aşamaları incelenmiştir. Ayrıca toryumun yakıt olarak kullanılmasıyla ilişkin gelecekte planlanan füzyon-fisyon'a dayalı hibrid (melez) reaktörün çalışma prensipleri verilmiştir. İkinci bölümünde nükleer reaksiyon modelleri genel olarak incelenerek hesaplamalar kısmında ^{232}Th ve ^{238}U çekirdekleri için 6-18 MeV nötron gelme enerjilerinde (n,xn) reaksiyon tesir kesitlerine ait nötron yayınlanma spektrumları hesaplanmıştır. Hesaplamalarda geometri bağımlı hibrid model, exciton model ve cascade exciton model kullanılmıştır. Denge öncesi direk etkileri incelemek için full exciton model kullanılmıştır. Deneysel tesir kesitleri literatürden ve Uluslararası Atom Enerjisi Kurumu'nun ENDF/B, CENDL, JEF kütüphanelerinden elde edilerek, elde edilen teorik hesaplamalar deneysel verilerle karşılaştırılmıştır.

2. TEORİ

2.1. Nükleer Enerji ve Nükleer Reaktörler

Bütün çekirdekler; nötron, proton olarak adlandırılan iki çeşit parçacıktan oluşurlar. Bu durumun tek istisnası hidrojen çekirdeğidir; tek bir protondan oluşur. Çekirdeklerde nötron ve protonlar sıkı şekilde bir arada bulunmaktadırlar. Aynı cins yükler, özellikle kısa mesafelerde birbirleri üzerine çok büyük itici elektrostatik kuvvetler uygularlar. Bu kuvvetler yüzünden çekirdeğin dağılması beklenir. Buna rağmen çekirdek dağılmaz. Bunun nedeni, çekirdek kuvveti olarak adlandırılan başka bir kuvvetin var oluşudur. Bu kuvvet kısa menzillidir. Çekici bir kuvvettir. Çekirdekteki tüm parçacıklara etki eder. Çekirdek kuvveti vasıtasıyla protonlar birbirlerini çekerler. Aynı zamanda Coulomb Kuvveti nedeniyle de birbirlerini iterler. Çekirdek kuvveti, ayrıca nötronlar arasında ve nötronlarla protonlar arasında da etkilidir. Yaklaşık olarak 400 adet kararlı çekirdek ve yüzlerce de kararsız çekirdek vardır. Kararsız çekirdekler dışarıdan müdahale ile ani şekilde başka bir kütleli forma dönüşebilir. Dönüşüm sonunda kütle azalacaktır. Bu azalan kütle ise ısınım enerjisi ve elde kalan kütlelerin kinetik enerjisi olarak açığa çıkacaktır. Bu enerji “nükleer enerji” olarak isimlendirilir. Kütle kaybına bağlı olarak enerji(E); kütle kaybı(Δm), ve ışık hızı(c) olmak üzere Einstein tarafından $E = \Delta mc^2$ şeklinde açıklanmıştır. 1 kg kütlenin tamamen enerjiye dönüştürülmesiyle 3000000 ton kömürün yanmasına eşdeğer enerji elde edilir. Bununla beraber tipik bir nükleer reaksiyonda kütlenin yalnız küçük bir kesri, yaklaşık olarak %0.1'i enerjiye dönüştürülebilir. Çekirdek reaksiyonlarından enerji kazandıran farklı iki yol bulunmaktadır. Bunlardan birincisi kararsız yapıya sahip ağır çekirdeklerin nötron bombardımanı ile farklı kütlelerde iki yeni çekirdeğe ayrılması esasına dayanan fisyon reaksiyonudur. Bu reaksiyonlar şimdiye kadar çekirdeklerde görülebilmiş ve özellikle uranyumda dikkate değer bir hal almıştır. Bu gün atom enerjisi sözü ile ifade edilen çekirdek enerjisinin pratik amaçlar için kullanılabilmesi bu olaya dayanır. İkinci yol ise fisyonla kullanılan ağır çekirdeklere nazaran daha hafif ağırlığa sahip iki çekirdeğin bir çekirdek meydana getirecek şekilde yüksek sıcaklığa

sahip bir ortamda birleşmesi esasına dayanan füzyon reaksiyonudur. Bilinen hidrojen çekirdeği teorik olarak birleşme yoluyla enerji verebilir. Bu bakımdan füzyon yakıtı olarak ağır hidrojen (^2D) ön planda gelir.

2.2. Nükleer Fisyon

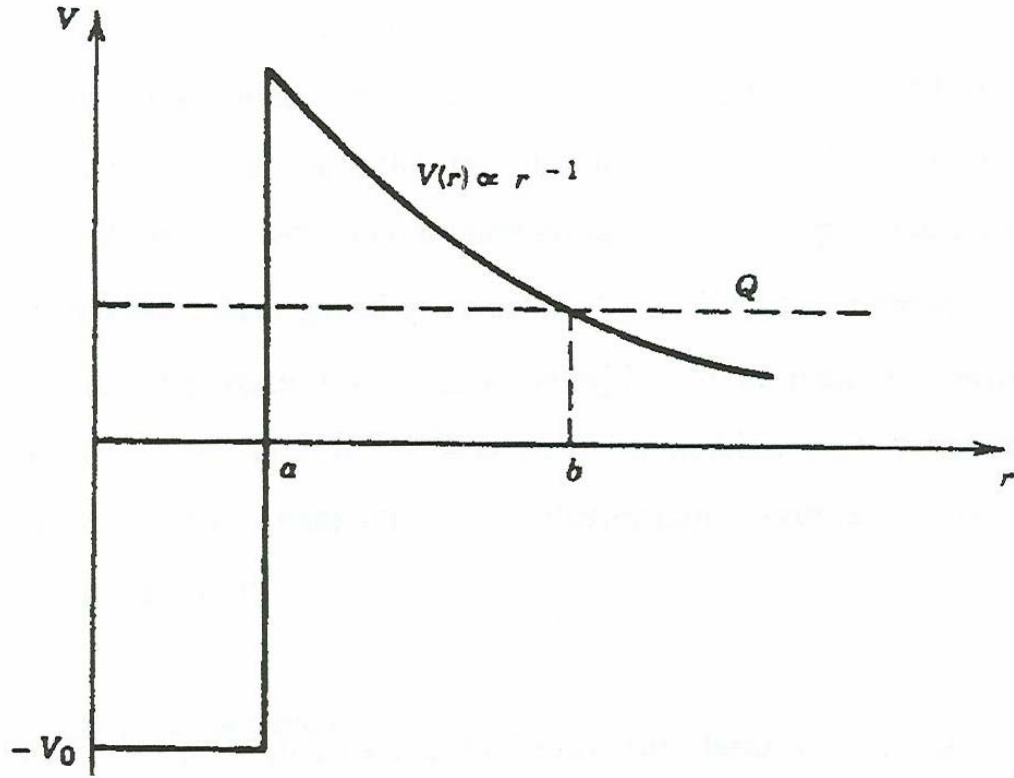
Çekirdek fiziğinin gelişimi 1930'lu yıllarda çok hızlı olmuştur. Chadwick'in 1932'de nötronu keşfetmesinden sonraki diğer adım doğal olarak, nötronlarla bombardıman edilen çeşitli çekirdekler üzerinde nötron etkilerinin araştırılması olmuştur. İtalya'da Enrico Fermi ve çalışma arkadaşları, birçok elementi nötronlarla bombardıman ederek nötron yakalama sonucu ortaya çıkan yapay radyoaktiflik üzerinde çalıştılar. Onlar birçok çekirdeğin nötron yakalaması ile β yayınlayarak bozunuma uğradığını, bu yolla nötronun protona dönüştüğünü ve çekirdeğin nötron fazlalığının dengelendiğini ortaya çıkardılar. Sonuçta elde edilen ürün çekirdeğin atom numarası bir birim fazladır. İkinci doğal adım, transuranyum elementleri elde etmek için bu tekniği kullanarak atom numarasını artırmaktı. Transuranyum elementler tabiatta doğal olarak bulunan ve ağır bir element olan uranyumun ötesindeki elementlerdir. Gerçekten nötronlarla ısınlanan uranyum, β aktifliği gösterdi, bu aktiflik yeni uranyum ötesi elementlerin varlığının ilk göstergesiydi, fakat bu elementleri kimyasal olarak ayırma ve özelliklerini belirleme çalışmaları, şaşırtıcı ve yanıltıcı sonuçlar üretti. Özellikle etkileşme sonucunda ortaya çıkan aktiflik baryuma benzer kimyasal bir davranış gösteriyordu; bu nedenle başlangıçta bunun radyum olabileceği düşünüldü. Radyum periyodik tabloda baryumun tam altında bulunduğu için atomik yapısı ve kimyasal özellikleri baryumunkine çok benzerdir. Bununla beraber radyum, uranyumdan ($n,2\alpha$) reaksiyonu ile üretilmiştir, bu reaksiyonun oluşması ise olağandışıdır. Hahn ve Strassman 1939'da radyokimyasal teknikleri dikkatlice kullanarak, elde edilen aktifliğin baryumun kendisinden kaynaklandığını ve kimyasal bir benzerinden kaynaklanmadığını gösterdiler. Çalışmaların ilerlemesiyle uranyumun nötron bombardımanından, baryumdan başka daha birçok orta-ağırlıklı çekirdeğin üretildiği görüldü. İyonlaşma odaları ile yapılan deneysel çalışmalarla nötron yakalama sonucu ortaya çıkan enerjinin 100MeV mertebesinde olduğu ve bu

enerjinin daha önce gözlenen alfa-bozunma enerjisinden çok büyük olduğu gözlemlendi. Bu delile 1939'da Meitner ve Frisch, uranyumun nötron yakalaması ile oldukça kararsız hale geldiğini ve yakın büyüklükte iki parçaya bölündüğünü veya fisyonu uğradığını (fisyon terimi biyologlardan alınmıştır ve hücre bölünmesini tanımlar) ileri sürdüler.

Fisyon, ağır çekirdekteki çekirdek kuvvetleriyle Coulomb kuvvetlerinin yarışmasının sonucudur. Protonlar arasındaki Coulomb itme enerjisi Z^2 ile orantılı olarak hızla artarken, toplam nükleer bağlanma enerjisi kabaca A ile bağlantılı olarak artar. Bir ağır parçacığın çıkışı alfa-bozunumuna benzer bir bozunum işlemi gibi kabul edilirse, ağır çekirdeğin Şekil 2.1'de gösterilen potansiyel kuyusunun tepesine yakın bir yerde durduğu kabul edilmelidir, bu yerde potansiyel engeli çok ince olup kolayca geçilebilir (4,5).

Fisyon, doğal bir bozunma işleminde olduğu gibi kendiliğinden veya nötron ve foton gibi düşük enerjili bir parçacığın soğurulması sonucunda engeli aşmak veya çok kolay olarak geçmeye yetecek kadar yüksek enerjili uyarılmış durumlar veya bileşik-çekirdek durumları oluşturarak meydana gelebilir.

Her ne kadar uyarılma enerjisi sağlandığında her çekirdek bölünebilirse de pratik olarak yalnız ağır çekirdekler (toryum ve ötesi) için önemlidir. Fisyonunda açığa çıkan yüksek enerjinin kullanılabileceği, fisyonun keşfinden hemen sonra fark edildi. Olayın bir diğer karakteristiği, nötron ile oluşan her bölünmede, 2 ağır fisyon ürününe ek olarak birkaç nötronun açığa çıkması ve bu nötronların yeni bölünmelere neden olması ve olayın kendiliğinden zincirleme olarak devam etmesidir.

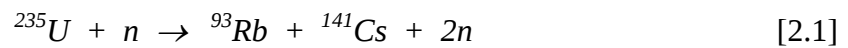


Şekil 2.1 Aralarındaki mesafenin bir fonksiyonu olarak α parçacığı ve kız çekirdek sisteminin bağıl potansiyel enerjisi

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

2.2.1. Fisyonun karakteristikleri

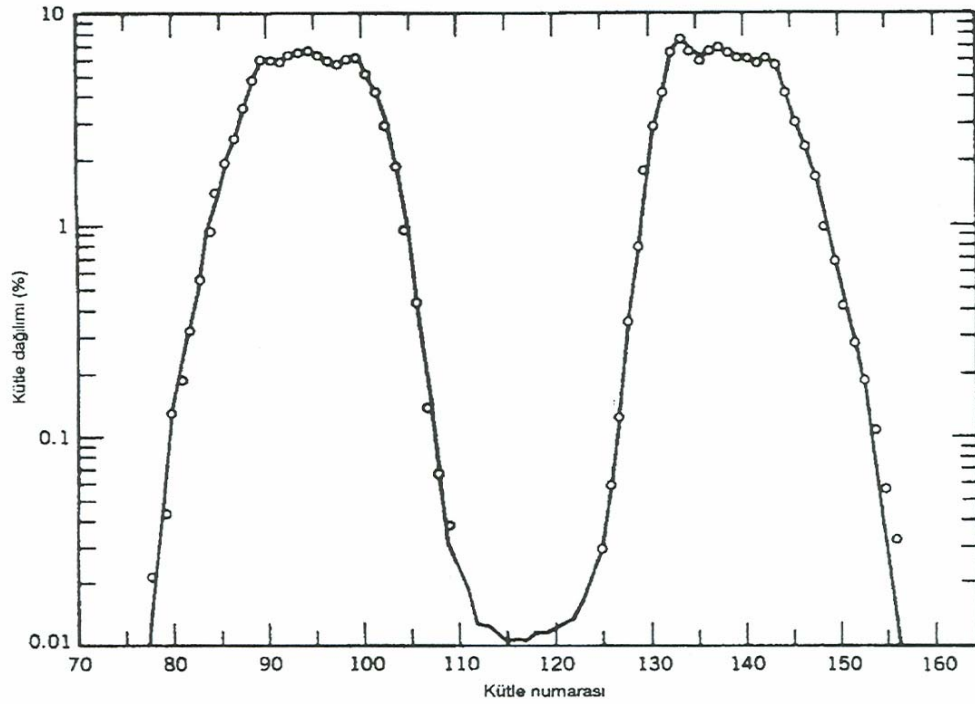
Tipik bir nötron-etkileşmeli fisyon reaksiyonu



şeklindedir. Bu reaksiyon termal enerjili gelen nötronlarla mümkündür. Fisyon ürünleri tek tek belirlenemezler.

İki fisyon ürününün kütleleri arasında Şekil 2.2'deki bir dağılım vardır. Dağılım bir merkez etrafında simetrik olmalıdır, her ağır ürüne karşılık bir hafif ürün olmalıdır. Eşit veya hemen hemen eşit ($A_1 \approx A_2$) parçalara bölünme olasılığı, maksimum olasılığa sahip $A_1 \approx 95$, $A_2 \approx 140$ 'lı bölünmeye göre 600 defa daha azdır. Şaşırtıcıdır ki, düşük enerjili fisyon reaksiyonlarının bir özelliği olan bu kütle dağılımının ikna edici bir açıklaması bulunamamıştır. Aksine, yüksek enerjili parçacıklar ile oluşturulan fisyonlarda eşit kütleli dağılım üstünlük gösterir. $A=95$ ve $A=140$ komşuluğundaki fisyon ürünleri 92 protonu paylaşmak zorundadırlar. Eğer bunu kabaca kütleleri ile orantılı olarak yaparlarsa ^{95}Rb ve ^{140}Cs çekirdekleri oluşur. Bu çekirdekler nötron bakımından son derece zengindir, bu kütle bölgesindeki en kararlı çekirdekler için $Z/A=0,41$ iken bu fisyon ürünleri için $Z/A=0,39$ 'dur. Kararlı $A=95$ izobarı için $Z=42$ ve kararlı $A=140$ izobarı için $Z=58$ 'dir. Fisyon ürünleri bu nötron fazlalığını, fisyon sırasında (10^{-16} s içinde) bir veya daha fazlasını yayınlayarak atarlar. Bu nötronlara ani nötronlar denir. Verilen bir fisyon olayında yayılan ani nötronların sayısı iki fisyon ürününün tabiatına bağlı olarak değişir.

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

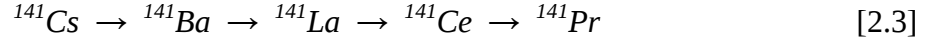
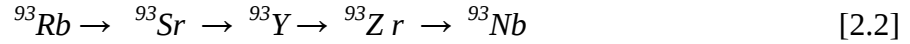


Şekil 2.2 ^{235}U 'in termal fisyonundaki fisyon ürünlerinin kütle dağılımı

Fisyonda ani nötronlara ek olarak genellikle gecikmiş nötronlar da yayınlanır. Gecikme süreleri tipik olarak çok kısa olup genelde saniye mertebesinde dir. ^{93}Rb 'ün, 6 s'lik β bozunumundan sonra ^{93}Sr yüksek bir uyarılmış durumda kalır. Bu enerji nötron ayrılma enerjisinden büyüktür. Dolayısıyla, γ yayınlamasıyla yarışarak nötron yayınlanabilir.

Gecikmiş nötronların toplam şiddeti 100 fisyon da 1 değerine kadar ulaşır; bu nötronlar nükleer reaktörlerin kontrolünde temel bir rol oynarlar. Bir nükleer reaktörün, ani nötronların istatistik değişimleri sonucu kontrolden çıkmasını anında önleyecek duyarlı bir mekanik sistem yoktur, fakat gecikmiş nötronları kullanarak kontrolü gerçekleştirmek gerçekten mümkündür.

Başlangıç fisyon ürünleri çok radyoaktiftir ve bir çok β ve γ radyasyonları yayınlarak kararlı izobarlara doğru bozunurlar (fisyon da serbest kalan enerjiye katkıda bulunurlar). Bazı bozunma zincirlerinin örnekleri şunlardır:



Bu radyoaktif ürünler nükleer reaktörlerin atıklarıdır. Bazıları çok hızlı bozunurlar, bazıları da özellikle serilerin karalı üyeleri yakınında olanlar çok uzun yarı ömre sahiptir.

2.2.2. Fisyonda enerji

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

$$E = [m(^{236}\text{U}^*) - m(^{236}\text{U})]C^2 \quad [2.4]$$

dir. Nötronun kinetik enerjisinin ihmal edilecek kadar küçük olduğu (yani termal bölgede) varsayılırsa bileşik durumun enerjisi, ^{235}U ve n'nin kütle enerjilerinden doğrudan bulunabilir.

$$\begin{aligned} m(^{236}\text{U}^*) &= m(^{235}\text{U}) + m_n \\ &= (235,043924 \text{ u} + 1,008665 \text{ u}) \\ &= 236,052589 \text{ u} \end{aligned} \quad [2.5]$$

$$\begin{aligned} E_{uy} &= (236,052589 \text{ u} - 236,045563 \text{ u})931,502 \text{ MeV/u} \\ &= 6,5 \text{ MeV} \end{aligned} \quad [2.6]$$

^{236}U için fisyon engelini aşmak için gerekli enerji (aktivasyon enerjisi) 6,2 MeV olarak hesaplanır. Buna göre $^{236}\text{U}'$ yı fisyon oluşturabilecek bir duruma yükseltmek için gerekli enerji (aktivasyon enerjisi) $^{235}\text{U}'$ e bir n ekleyerek sağlanan enerji ile

aşılır. Bu, termal bölgede gözlenen büyük tesir kesiti ile uyumlu olarak ^{235}U 'in sıfır enerjili nötronlarla fisyonu uğrayabileceği anlamına gelir. Benzer bir hesaplama $^{238}\text{U} + n \rightarrow ^{239}\text{U}^*$ için $E_{\text{uy}}=4,8$ MeV verir, bu değer ^{239}U 'un hesaplanan aktivasyon enerjisi 6,6 MeV'den çok küçüktür. ^{238}U 'in fisyonu için en azından MeV enerjili nötronlara ihtiyaç vardır.

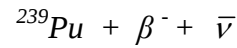
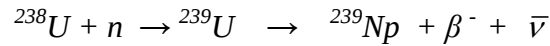
^{235}U ile ^{238}U 'in fisyonu uğrayabilirlikleri arasındaki muazzam farkların başlıca açıklaması, onların sırası ile 6,5 ve 4,8 MeV'lik uyarılma enerjileri arasındaki farktan kaynaklanmaktadır.

2.2.3. Fisyon reaktörleri

Bütün reaktörler benzer temel elemanlardan oluşur; yakıt veya fisyon yapabilen malzeme, nötronları yavaşlatmak için bir yavaşlatıcı (hızlı nötronları kullanan reaktörlerde olmayabilir), nötron kaçağını azaltmak ve dolayısıyla bir reaktörün kritik büyüklüğünü küçültmek için koru (yakıt artı yavaşlatıcı) saran bir yansıtıcı, bazıları gaz olan radyoaktif fisyon ürünlerinin kaçmasını önleyen bir reaktör kabı; çalışan personeli nötron ve γ ışınlarının neden olduğu biyolojik zararlardan korumak için zırhlama, ısıyı çıkartmak için bir soğutucu, güç seviyesini kontrol etmek ve sabit tutmak için bir kontrol sistemi, kontrol ve soğutma sistemlerinin çalışmaması halinde istenmeyen olayları önlemek için planlanan acil önlem sistemleri.

Birinci ve en temel sınıflama, reaktörlerin kullanım amaçlarına göre olanıdır ve kabaca güç üretimi, araştırma ve dönüşüm olmak üzere üç grupta toplanabilir. Güç reaktörleri fisyon ürünlerinin kinetik enerjilerini ısı olarak çıkaran ve bununla suyu kaynatarak buhar üretilen bir türbini çalıştıran sistemlerden oluşur. Maliyetin büyük kısmı zırhlama, reaktör kabı ve elektrik üretim sistemlerine aittir. Bu nedenle ekonomik açıdan büyük güç reaktörleri yapmak yararlıdır. Her biri 100 MW güç üreten 10 reaktör yapmak, bir adet 1000 MW'lık ısı makinesi Termodinamiğin İkinci Yasası uyarınca büyük bir miktar ısıyı kısmen sınırlı bir alana atmaktadır. (Ek olarak bir nükleer güç tesisi, fosil yakıtlı bir tesise göre biraz daha düşük termodinamik verimle çalışır ve daha fazla ısıyı atar.)

Araştırma reaktörleri çekirdek veya katıhal fiziği alanlarındaki araştırmalar için nötron üretme amacı ile planlanmışlardır. Bunlar genelde düşük güç seviyelerinde 1-10 MW mertebesinde çalıştırılır. Araştırma reaktörlerinin planlanmasındaki başlıca özellikler arasında, nötron akısının büyük oluşu, nötronların kolay geçişleri ve kaliteli nötron spektrumu (korun yakınına konulan yeterli kalınlıkta bir grafit blok ile hızlı nötronlar elemine edilerek bir termal nötron kolonu oluşturulur ve bunun içine yerleştirilen küçük numuneler oldukça saf termal nötronlarla ısınlatabilirler) bulunur. Dönüştürücü reaktörler yavaş nötronlarla fisyon yapamayan maddeleri büyük bir kazançla fisyon yapabilen maddelere dönüştürmek için planlanmışlardır. Dönüşümler arasında başlıcaları; ^{238}U 'den ^{239}Pu 'a ve ^{232}Th 'den ^{233}U 'e olan dönüşümlerdir. Her iki haldeki dönüşümde bir nötron soğurulmasının ardından iki β parçacığı bozunumu gelir:



^{238}U ve ^{232}Th gibi yavaş nötronlarla fisyon yapabilen maddelere dönüşebilen izotoplara üreyebilen (fertil) malzeme denir.

Reaktörleri yavaş, orta ve hızlı nötronlarla çalıştırmak üzere planlamak mümkündür. Orta enerjili (eV'dan keV'a) reaktörün bir üstünlüğü, termal reaktöre göre çok daha az hacim gerektirmesidir. Bu reaktörler esas olarak denizaltı gemilerinde olduğu gibi itici güç için geliştirilmişlerdir. Hızlı reaktörlerde hiç yavaşlatıcı kullanılmaz. Hızlı reaktörlerin tesir kesitinin daha az olmasından ötürü aynı gücü sağlamak için hızlı reaktörlerin yakıt gereksinimi, termal reaktörlerinin 10-100 katı kadardır.

Bununla beraber yavaşlatıcı yokluğundan ötürü, hızlı reaktörün koru termal reaktörünküne göre daha az hacim kaplar.

En çok kullanılan yakıtlar doğal uranyum ($0,72\% \text{ }^{235}\text{U}$), zenginleştirilmiş uranyum ($>0,72\% \text{ }^{235}\text{U}$), ^{239}Pu ve ^{233}U 'dür. Son ikisi dönüştürücü veya üretken reaktörlerde fertil malzemeden kimyasal yolla ayrılarak elde edilirler. Genellikle reaktörlerde kullanılan zenginleştirilmiş uranyum, ^{235}U ve ^{238}U arasındaki küçük kütle farkına duyarlı, maliyeti çok olan bir yöntemle elde edilir. Bu yöntemlerden biri gazlı difüzyon yöntemidir. Bu yöntemde gaz halindeki uranyum heksaflorid (UF_6) gözenekli bir engelden geçmeye zorlanır. Bir gazın difüzyon sabiti, gazın kütesinin karekökü ile ters orantılıdır. Daha hafif olan izotop, termal dengede olan ^{235}U ve ^{238}U karışımından hızının büyük olmasından ötürü daha çabuk difüzyona uğrar. (Ortalama kinetik enerjileri eşit olan iki molekülden, kütlesi küçük olan molekülün hızı daha büyük olacaktır.) Engelin bir defa geçilmesi ile elde edilen zenginlik çok küçüktür ve bağıl olarak $0,4\%$ mertebesindedir. Bu nedenle yüksek değerde bir zenginleştirme ile ^{235}U elde etmek için işlemin binlerce kez tekrarlanması gerekir. Yüksek miktarda zenginleştirilmiş ^{235}U ve ^{239}Pu bomba yapımında kullanılırlar, $2-3\%$ oranında zenginleştirilmiş uranyum belirli tipteki reaktörlerde kullanılır, bomba yapımında kullanılmaz.

(a)İdeal bir yavaşlatıcı (moderatör) ucuz ve bol olmalıdır, (b) kimyasal olarak kararlı olmalıdır, (c) kütlesi yaklaşık bir olmalıdır (nötronla yaptığı bir çarpışmada soğuracağı enerjinin maksimum olması için), (d) yoğunluğu büyük bir sıvı veya katı olabilir, (e) nötron yakalama tesir kesiti minimum olmalıdır. Grafit şeklindeki karbon, (a), (b), (d) ve (e) şartlarına uyar. Çarpışma başına nötron enerjisindeki küçük kayıp, yavaşlatıcının miktarı artırılarak telafi edilir. Normal su (a), (b), (c) ve (d) şartlarına uyar, fakat sudaki protonun nötron yakalama ($n + p \rightarrow d + \gamma$) tesir kesiti yüksektir. Ağır suyun (D_2O) nötron yakalama tesir kesiti çok küçüktür, fakat yakalama ile radyoaktif trityum oluşur, bu da özellikle biyolojik sistemler için zararlı bir üründür. Ağır hidrojenin ayrılması oldukça pahalıdır. Bununla beraber ağır hidrojeni normal hidrojenden ayırmak, uranyumun bir izotopunu bir diğerinden ayırmak kadar zor değildir; kütleleri arasındaki oran $2:1$ 'dir ve çarpıcı etkilere yol

açar. Yakalama tesir kesitinin küçük oluşundan ötürü ağır-sulu reaktörler, yakıt olarak doğal uranyum kullanılır; hafif-sulu reaktörlerde ekstra nötron soğurulması nedeniyle zenginleştirilmiş uranyuma ihtiyaç vardır. Berilyum ($Z=4$) ve BeO da yavaşlatıcı olarak kullanılırlar, fakat tehlikeli zehir oldukları için bunlarla çalışmak zordur.

Reaktörler genellikle heterojen ve homojen olarak sınıflandırılırlar. Heterojen reaktörde yakıt ve yavaşlatıcı ayrı kümeler halinde, homojende ise karıştırılmış halde bulunurlar. Homojen reaktörler, heterojen reaktörlere göre matematiksel olarak daha kolay incelenebilirler. Heterojen reaktörlerde f termik faydalanma katsayısı ve p rezonanstaki kurtulma olasılığının hesaplanması zordur. Homojen doğal uranyum grafit karışımı kritikliğe ulaşamaz, fakat heterojen bir düzenek kritik olabilir.

Soğutucu, reaktör korunun erimesine (“meltdown” denir) fırsat vermeden ısı çıkışını sağlayan başlıca elemandır. Güç reaktörlerinin tasarımında başlıca özellik, soğutucunun ısı transferindeki verimlilik yeteneğidir. Soğutucu malzemeler ısı sığası yüksek olan gazlar (hava, CO_2 , helyum), su ve diğer sıvılar ve hatta sıvı metaller olabilir. Buharın ısı sığası küçük olduğundan soğutucu olarak su kullanılan reaktörlerde; suyun sıvı halde kalmasını sağlamak amacıyla su yüksek basınçta (100 atmosfer mertebesinde) tutulur. Bu işlemde suyun kaynama noktasının, normal değerinin üstünde olması sağlanır. Bunlar basınçlı-su reaktörleri olarak adlandırılırlar. Yakıt yoğunluğu yüksek olan hızlı üretken reaktörlerde, oldukça küçük bir hacimde verimli ısı transferinin sudaki yavaşlatma etkisi olmaksızın gerçekleştirilmesi son derece aşındırıcı ve yüksek yakalama tesir kesitinden ötürü radyoaktif hale dönüşebiliyorsa da, kaynama noktasının yüksek oluşundan ötürü, normal basınç altında sıvı halini koruması nedeniyle sistemin yüksek basınç zorunluluğuna gereksinimi yoktur.

Tasarımın dayandığı bu esaslara göre şimdi bazı reaktör sistemleri incelenebilir. Kaynar-sulu reaktör, suyu korun içerisinde devreder (soğutucu olarak) sonra buhar üreten sisteme aktarır. Buharı muhafaza etmek için basınca dayanıklı bir kaba gerek vardır. Saf su radyoaktif olmamasına rağmen (içerisinde çok az miktarda bulunan

^{18}O 'in yakalama tesir kesiti çok küçüktür) içerisinde milyonda bir mertebesinde bulunan safsızlıklar, reaktör korundaki yüksek nötron akısında oldukça yüksek radyoaktif duruma gelirler, bu durum radyoaktif buharın korun içinde bulunduğu kabın dışında bir yerde tasarlanması gerekliliğini ortaya çıkarır. Basınçlı-su reaktörleri bu potansiyel tehlikeyi, reaktör kuru içerisinde dolanan basınçlı su ile elektrik jeneratörünü işleten buhar sistemini ayırmakla önlemektedir. Hafif su ile yavaşlatılan reaktörler zenginleştirilmiş uranyum kullanmak zorundadırlar, bu reaktörlerin zenginleştirme oranı %2-3'tür. Amerika Birleşik Devletleri'nde zenginleştirilmiş uranyum temini oldukça kolay olduğundan burada reaktörlerin çoğu normal sulu olarak tasarlanmıştır.

Yavaşlatıcı olarak grafit kullanan reaktörler, parçalı (heterojen) düzenlenmiştir ve yakıt olarak doğal veya zenginleştirilmiş uranyum kullanabilirler. Yakıt sistemi kolay ısı transferini gerçekleştirecek gaz akışını sağlayacak biçimde yapılmıştır.

2.3. Nükleer Füzyon

Çekirdekten enerji elde etmenin fisyondan başka bir yolu da füzyondur. Fisyonda olduğu gibi çok ağır çekirdekler yerine çok hafif çekirdeklerden başlayarak daha kararlı çekirdeklere doğru gidildikçe bağlanma enerjisinin arttığı görülür. Yani, iki hafif çekirdeği $A=56$ 'dan daha küçük bir çekirdek meydana getirecek şekilde birleştirecek enerji açığa çıkar. Bu işlem, iki hafif çekirdek daha ağır bir çekirdek oluşturacak biçimde birleştirildiği için nükleer füzyon olarak adlandırılır.

Enerji kaynağı olarak füzyonun fisyona göre birkaç avantajı vardır. Bunlardan birincisi, hafif çekirdeklerin bol miktarda bulunmaları ve kolay elde edilebilmeleri, diğeri ise füzyon ürünlerinin genellikle hafif çekirdekler olmaları ve radyoaktif ağır çekirdeklerden daha kararlı olmalarıdır. Füzyonun dikkate değer bir tek dezavantajı, hafif çekirdeklerin birleşmeden önce Coulomb engelini aşmak zorunda olmalarıdır. Nötronlar Coulomb engeliyle karşılaşmadıkları için fisyonda, çok düşük enerjili gelen parçacıklar kullanılabilir. Gerçekten de nötron enerjisi azaldıkça ^{235}U tesir kesiti artar. Diğer taraftan yüklü parçacıklar tarafından başlatılan reaksiyonların tesir kesitleri azalan enerjiyle azalma eğilimindedir.

^{40}Ca çekirdeğini oluşturmak üzere iki ^{20}Ne çekirdeğinin füzyon yaptığı varsayılınsın. Q değeri yaklaşık olarak 20,7 MeV veya 0,5 MeV/nükleon'dur. Bu değer fisyonunda açığa çıkan enerjiyle kıyaslanabilir büyüklüktedir. Ancak, iki ^{20}Ne çekirdeğinin nükleer kuvvetleri etkileşmeden önce, bu çekirdekleri birbirlerine yeteri kadar yakınlaştırmak gerekir. Böylece bu çekirdeklerin nükleer dağılımları üst üste binmeye başlar. Çekirdek yüzeylerinin birbiriyle ilk temas ettiği yerde Coulomb engeli 21,2 MeV değerindedir. Eğer iki ^{20}Ne çekirdeğinin 21,2 MeV'lik bir toplam kinetik enerji ile bir araya getirilebildiği bir nükleer reaksiyon oluşturulabilirse, sistemin son enerjisi 41,9 MeV olur. Bu değer, başlangıçtaki 21,2 MeV'lik kinetik enerji artı reaksiyonda açığa çıkan 20,7 MeV'lik enerjiyi (Q değeri) temsil eder. Sonuç olarak enerji kazancı iki kattır. Reaksiyonu gerçekleştirmek için gerekli enerji 21 MeV, açığa çıkan enerji ise 42 MeV değerindedir.

Bir ^{20}Ne hedefi üzerine bir ^{20}Ne çekirdeğinin 21,2 MeV'e kadar hızlandırılması güç değildir, ancak ağır iyon hızlandırıcıları nanoamperden mikroampere kadar değişen parçacık demetleri üretebilmektedir (^{20}Ne , hızlandırıcı fizikçileri tarafından "ağır iyon" olarak adlandırılır, onlara göre sadece H veya He "hafif iyon"dur). 10^{-6} A'lık bir akımda, ışın demeti içerisindeki bütün parçacıklar reaksiyon oluştursalar bile (beklenenin aksine; saçılma füzyonun oluşma ihtimalinden birkaç kez daha büyüktür) elde edilecek güç yaklaşık olarak 2W olup, bu değer hızlandırıcının bulunduğu laboratuvarı bile ancak aydınlatacak büyüklüktedir.

Diğer bir yaklaşım, neon gazı ile dolu bir kabı, iki çekirdeğin birbirine yaklaşma olasılığının büyük olduğu ve 21,2 MeV'lik enerjiyle çarpışabilecekleri kadar büyük bir sıcaklığa kadar ısıtmaktır. Füzyonu engelleyen Coulomb engelini üstesinden gelebilmek için ısı enerjisi kullanıldığından bu yöntem termonükleer füzyon adı verilir. Bir gazın ($3/2$ kT) molekül başına ortalama kinetik enerjisinin 21,2 MeV'in $1/2$ 'sine eşit olması için $kT = 7$ MeV olmalıdır. Oda sıcaklığında, $kT = 0,25$ eV değerine eşit olduğundan bu işlem oda sıcaklığının 3×10^8 katı veya 10^{11} K mertebesinde bir sıcaklık gerektirir.

Bu çeşitli güçlülere rağmen, füzyon günümüzde yoğun ve etkin bir araştırma konusu olmaya devam etmektedir. Bir fisyon reaktörü ile (10^9W) kıyaslanabilir büyüklükte bir enerji elde etmek için, füzyon oluşturabilen çekirdeklerin ısıtılması ve yeterli reaksiyon sayısı elde edebilmek için de yoğunluğun artırılması gibi konularda mükemmel tekniklerin geliştirilmesine çalışılmaktadır. Füzyon, Güneş ve diğer yıldızların güç kaynağıdır ve dolayısıyla Dünya üzerindeki hayatın devamından sorumludur. Füzyonu anlamak, termonükleer yakıtın büyük oranda tükendiği ve bir yıldızın nova veya süpernova aşamasından geçerek, bir kozmik kül yığını veya bir nötron yıldızı ya da bir kara delik haline gelerek bittiği yıldızlardaki reaksiyonların son ürünlerini anlamak açısından kritik bir öneme sahiptir. En korkutucu olanı ise termonükleer silahların uygarlığın başına bela olması ve varlığımızı tehdit etmesidir.

2.3.1. Temel füzyon reaksiyonları

Coulomb engeli nedeniyle, füzyon dünyamız için “doğal” bir işlem (fisyonda olduğu gibi) değildir. Yani kendiliğinden meydana gelmez, engel aşıldığında füzyonun gerçekleşmesi mümkün hale gelir, çekirdekler hızla bir minimum enerji durumuna sahip olacak şekilde birleşirler. Bu nedenle, temel füzyon reaksiyonlarının anlaşılması ve açıklanması fisyon reaksiyonlarından önemli ölçüde daha kolaydır. En temel füzyon reaksiyonu, $p + p \rightarrow {}^2\text{He}$ ’nin oluşması ${}^2\text{He}$ ’in kararsız olması nedeniyle mümkün değildir (ancak, β bozumuna benzeyen ve ${}^2\text{He}$ ’in meydana gelmesine neden olan bir seçenek Güneş’teki füzyonun ilk basamağıdır). Bir diğer temel reaksiyon



şeklindedir. Burada γ , ${}^4\text{He}$ ’ün uyarılmış bir durumu olmadığından enerji denkliği için gereklidir. Açığa çıkan enerji (Q değeri) 23,8 MeV olup proton ve nötronun ${}^4\text{He}$ ’den ayrılma enerjilerinden daha büyüktür. Gerçekleşmesi daha büyük olan reaksiyonlar,





şeklinde dir. Bu reaksiyonlara döteryum-döteryum veya D-D reaksiyonları denir.

Beklendiği gibi, daha kararlı son ürünler oluşmasından dolayı reaksiyon sonucunda daha büyük enerji açığa çıkar. ${}^4\text{He}$ 'ün oluştuğu bir reaksiyonda özellikle büyük enerji çıkışı olur.



Bu reaksiyona döteryum-trityum veya D-T reaksiyonu denir. Gelen parçacıkların kinetik enerjileri ihmal edilebilecek ölçüde küçük ise 17,6 MeV'lik enerji ${}^4\text{He}$ ve n arasında paylaşılır ve 14,1 MeV'e sahip tek enerjili bir nötron yayınlanır. Bu reaksiyon sık sık hızlı nötron kaynağı olarak kullanılır. Büyük bir enerji açığa çıktığı için (ve Coulomb engeli D-D reaksiyonlarındakinden daha yüksek olmadığı için) D-T reaksiyonu kontrollü füzyon reaktörlerinde kullanılmak üzere seçilmiştir. Bu reaksiyonda enerjinin büyük bir kısmı nötrona verildiği için bu enerjiyi kullanmak zordur. Fisyonunda, açığa çıkan enerjinin çok küçük bir kısmı nötronlara aktarıldığından, fisyon parçacıklarının kinetik enerjilerini kullanmak kolaydır.

${}^4\text{He}$ 'ü oluşturan dört protonun füzyonu (birkaç basamakta), Güneş'tekine benzer olarak, yıldızlarda açığa çıkan termonükleer enerjinin kaynağıdır. Bir sonraki basamak, hidrojen yakıtının kullanıldığı helyum füzyondur. En basit reaksiyon olan ${}^4\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^8\text{Be}$, ${}^8\text{Be}$ 'in oluşur oluşmaz (10^{-16}s) iki ${}^4\text{He}$ 'e bölünmesinden dolayı gözlenemez. Bunun yerini daha karmaşık bir işlem olan



reaksiyonu alır. Üç parçacığın bir araya gelme olasılığı ihmal edilebilecek kadar küçüktür. Bunun yerine, yıldızlardaki reaksiyonlarda ilk önce küçük bir ${}^8\text{Be}$ denge yoğunluğu meydana gelir ve etkileşme tesir kesitinin, ${}^8\text{Be}$ 'in ayrılıp uzaklaşmasından

önce uygun bir yakalanma ihtimali verecek derecede büyük olduğu durumda üçüncü bir α parçacığının ^8Be tarafından yakalanması işlemi ^{12}C 'deki bir rezonans ile ortaya çıkar. Hidrojen reaksiyonlarına göre helyum reaksiyonlarının daha büyük Coulomb engeline sahip olması sadece daha sıcak (daha yaşlı) yıldızlar içinde helyumun yanarak ortaya çıkması anlamına gelir. Yüksek sıcaklıklara rağmen, diğer reaksiyonlar ^{12}C ve daha ağır ürünlerden (^{56}Fe 'ya kadar) enerji üretebilirler.

2.4. Tesir Kesiti

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

ndt = birim yüzey başına düşen çekirdek sayısı

$$Andt = A \text{ alanındaki toplam çekirdek sayısı} \quad [2.13]$$

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

$$An\sigma dt = \text{toplam etkin alan} \quad [2.14]$$

olacaktır. Etkin alan kesri (f) ise

$$f = \text{toplam etki alan/toplam yüzey alan} = \sigma Andt/A = n\sigma dt \quad [2.15]$$

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

$$dI = -fI \quad [2.16]$$

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

$$-dI/I = n\sigma dt \quad [2.17]$$

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

$$I = I_0 e^{-n\sigma t} \quad [2.18]$$

elde edilir. Şuadaki N parçacık sayısı şuanın şiddetiyle orantılı olduğundan bağıntı parçacık sayısı cinsinden

$$N = N_0 e^{-n\sigma t} \quad [2.19]$$

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

$$1b = 10^{-24} \text{ cm}^2 \quad [2.20]$$

olup daha küçük birimi milibarn dır.

$$1mb = 10^{-3} b \quad [2.21]$$

2.4.1. Diferansiyel tesir kesiti

Gelen parçacıklar hedef çekirdekleriyle etkileştiklerinde, her zaman sadece bir tür nükleer reaksiyon meydana getirmeleri gerekmez. Şayet birden fazla türde reaksiyon meydana gelmişse her bir tür için tesir kesiti genellikle farklı olacaktır. Bu özel tesir kesitlerine kısmi-tesir kesitleri denir ve toplam tesir-kesiti bunların toplamına eşit olacaktır. Nükleer reaksiyon veya saçılma meydana geldikten sonra dışarı gönderilen parçacıklar çoğu kez anizotropik dağılım gösterirler ve aynı zamanda farklı açılarda farklı enerjilere sahip olurlar. Geliş istikametiyle θ açısı yaparak saniyede $d\Omega$ katı açısı içinde giden parçacıkların sayısının bilinmesi önemlidir. Bunun hesabının yapılması için, açıya bağımlı başka bir tesir-kesiti adı verilir ve birim katı açı başına düşen tesir-kesiti olarak tarif edilir. Bunu, (θ, ϕ) ile göstereceğiz:

$$\sigma(\theta, \phi) = \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (\text{tesir-kesiti/steradyan}) \quad [2.22]$$

Böylece toplam tesir-kesiti

$$\sigma_T = \int_{\Omega} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad [2.23]$$

olacaktır. $d\Omega$ katı açısının değeri

$$d\Omega = \frac{\text{alan}}{(\text{mesafe})^2} = \frac{dA}{r^2} = \frac{(rd\theta)(r \sin \theta d\phi)}{r^2} = \sin \theta d\theta d\phi \quad [2.24]$$

ifadesiyle verilir. Toplam katı açı

$$\Omega = \int_{\Omega} d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \sin \theta d\theta d\phi = 4\pi \quad [2.26]$$

olup katı açısı ise

$$\frac{d\Omega}{\Omega} = \frac{A}{r^2} \frac{1}{4\pi} = \frac{A}{4\pi r^2} \quad [2.27]$$

dir. σ_T , toplam tesir kesiti iki bağıntı birleştirilerek bulunabilir.

$$\sigma_T = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin \theta d\theta d\phi \quad [2.28]$$

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

$$\sigma_T = 2\pi \int \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin \theta d\theta \quad [2.29]$$

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

2.5. Füzyon-Fisyon Hibrid Reaktör Çalışmalarının Ana Hatları

Füzyon ve fisyon reaktör özelliklerini bünyesinde birleştiren reaktörler hibrid reaktörler olarak isimlendirilir. Füzyon reaktörleri yüksek enerji nötronlarının yüksek bir miktarını üretebilmektedir. Füzyon plazması bir fertil blanket tarafından

çevrelenirse yüksek enerjili füzyon nötronları ($n,2n$) veya ($n,3n$) reaksiyonları ile fertil malzemelerde hızlı fisyonlara sebep olmaktadır. Bu durum füzyonda, bir veya iki nötron ilavesi ile üretilebilmektedir. Hızlı üreticiler nükleer enerjinin bir biriminde tipik olarak 10-20 kat fazla fisil yakıtı üretebilir (6).

Hibrid reaktörler hızlı fisyon blanket ve füzyon reaktöründen meydana gelmektedir. Hızlı fisyon blanketinde (D,T) füzyon kaynağının etrafı, ^{238}U veya ^{232}Th gibi fertil malzeme blanketi ile çevrelenmiştir. Füzyon nötronları fertil malzemede önemli hızlı fisyonları meydana getirir. Böylece füzyon enerjisi kuvvetlendirilerek ayarlanır ve füzyon nötronları çoğaltılabilir. Yaklaşık olarak nötronların her biri füzyon nötron kaynağı için lityumdan trityum üretilmesi gerekmektedir ve geride kalan fisil yakıtı üretir.

Füzyon kaynağından çıkan partiküller ilk cidara (first şall) çarparak durdurulmaktadır. Nötronlar ise ilk cidarı geçerek fertil malzeme ile reaksiyona girerek hem yakıt hem de termal enerji üretimi yapmaktadır. Fisyon sonrası ortama çıkan nötronlar ise bir sonraki katman olan Lityum bölgesine girerek trityum elde edilmesini sağlamaktadır. Burada fertil malzeme yerine nötron çoğaltıcı ve trityum üretici blanket (berilyum, kurşun, lityum v.b.) konmuştur. Lityum blanketi yerine de ^{233}U üretmek üzere sıvı fertil malzeme (genellikle Toryum) yerleştirilmiştir. Nötron çoğaltıcısı Berilyum, nötronların sayısını artırır ve enerjilerini modere eder. ^{232}Th için eşik enerjisi seviyesine düşerek fertil bölgesine giren nötronlar yakalanarak ^{233}U üretirler. Yarı Ömrü 27 gün olan ^{233}Pa yakıt blanketinden çıkarılmadan önce ^{233}U fisil yakıtına önemli oranda dönüşmüş olur. Diğer yandan, termal nötronlar çoğunlukla ^6Li ile reaksiyona girmektedir. Bu yolla Lityumdan füzyon için Trityum üretilmektedir. toryumdan nötron absorpsiyonu yolu ile üretilen ^{233}U fisil yakıtının, reaktörden çıkarılarak fisyon reaktörlerinde yakıt olarak kullanılması arzu edilmektedir. ^{233}U termal nötronlarla kolayca reaksiyona girdiği için henüz reaktörden çıkarılmadan yanma ihtimali bu şekilde azaltılarak maksimum fisil yakıt üretimi ve minimuma indirilmiş fisyon sağlanmış olmaktadır. Diğer yandan bu blanketlerde fisyon güç yoğunlukları yüksek olmasına rağmen kritik altı çalışabilmesi

emniyet açısından çok önemlidir. İşletme periyodu boyunca blanket enerjisindeki artış fissil yakıt üretiminin kararlı olmasını sağlayacaktır. Tesis dengesi için türbin ve diğer elemanlar, hibrid blanketten çıkacak olan yüksek enerjili nötronlar dikkate alınarak blanket ömrü sonuna kadar dayanabilecek şekilde dizayn edilmelidir.

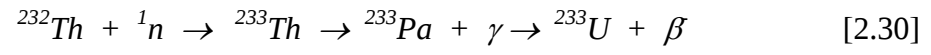
2.6. Reaktörlerde Toryumun Değerlendirilmesi

Füzyon-Fisyon hibrid sistemi füzyon ve fisyon proseslerinin birleştirilmiş bir durumudur. Sistemin ana temeli , füzyon plazmasının etrafına üretken yakıtlardan (^{238}U veya ^{232}Th) oluşan bir mantonun geçirilmesi esasına dayanır. Füzyon plazmasından çıkan yüksek enerjili nötronlar bu mantoda tutulmakta ve üretken yakıtları ^{233}U ve ^{239}Pu gibi yüksek kaliteli fisyon olabilen yakıtlara dönüştürmektedir. Ayrıca bu yüksek enerjili nötronlar üretken yakıtlara da fisyon yaptırabilmektedir. Burada üretilen yeni tip kaliteli fisyon olabilen yakıtlar mevcut LWR'lerde nükleer yakıt olarak kullanılabilir (7).

Hibrid reaktörünün diğer bir avantajı, verilen günümüz nükleer reaktörlerin ürettiği nükleer atık olan aktinitleri yüksek verimle yakabilmeleridir. Yüksek enerjili füzyon nötronları bu aktinitleri yakabilir veya fisyon olabilen bir yakıtı dönüştürebilir ya da uzun yarı ömürlü başka bir malzemeye dönüştürebilir.

Reaktörde çalışma zamanı boyunca fisyon olabilen malzeme miktarı arttıkça fisyon nötronlarında da benzer durumda artış olmakta ve bu durum mantonun nötronik performansını artırarak yakıt bölgesinde daha çok fisyon olayının olmasını sağlamaktadır. Görüleceği üzere ^{232}Th yüksek enerjili nötronlarla fisyon yapabilen bir malzemedir. Füzyon nötron kaynağından saçılan 14.1MeV mertebesindeki nötronların direkt ^{232}Th ile reaksiyona girmesinden dolayı başlangıçta soğutucu tiplerine göre mantoda fisyon miktarının değiştiği gözlenmektedir. Çalışma zamanı ilerledikçe mantoda fisyon olabilen yeni yakıtlar özellikle de ^{233}U birikecek ve bu nedenle fisyon miktarında artış olacaktır (8,9).

Toryum kullanılan hibrid reaktörlerde ana üretim ;



reaksiyonuyla elde edilir.

3. NÜKLEER REAKSİYON TEORİLERİ

3.1. Nükleer Reaksiyon Teorilerine Giriş

Uzun yıllar nükleer reaksiyonlar iki kategoriye ayrılmıştır. Birincisi, direk reaksiyonlar denilen çok hızlı reaksiyonlardır. Bu tür reaksiyonların süresi, bir mermi parçacığın, hedef çekirdeği çap boyunca hiç etkileşmeden geçmesi için gerekli süre civarındadır. Bu süre ortalama olarak 10^{-22} saniyedir. Direk reaksiyonlar mikroskopik anlamda incelenirler. Diğer tür reaksiyonlar ise, bileşik çekirdek (compound nucleus) reaksiyonları olup, direk reaksiyonlara göre oldukça uzun bir süreye sahiptirler. Bu süre de ortalama olarak 10^{-16} saniyedir. Bileşik çekirdek reaksiyonları istatistiksel metotlarla incelenirler.

Nötronlarla oluşturulan reaksiyon tesir kesitleri fisyon ve füzyon enerji reaktörlerinin tasarımında önemli yer tutar. Bu tür reaksiyonların oluşturulması sırasında materyallerin yapısal dayanıklılığını etkileyecek değişimler oluşabilmektedir. Bu problemlerin öneminin anlaşılabilmesi ve sorunların giderilebilmesi için tesir kesitlerinin ve yayınlanma spektrumlarının deneysel olarak ölçülmesi ve önceden oluşabilecek durumların belirlenebilmesi için de teorik hesaplamaların yapılabilmesi gerekir.

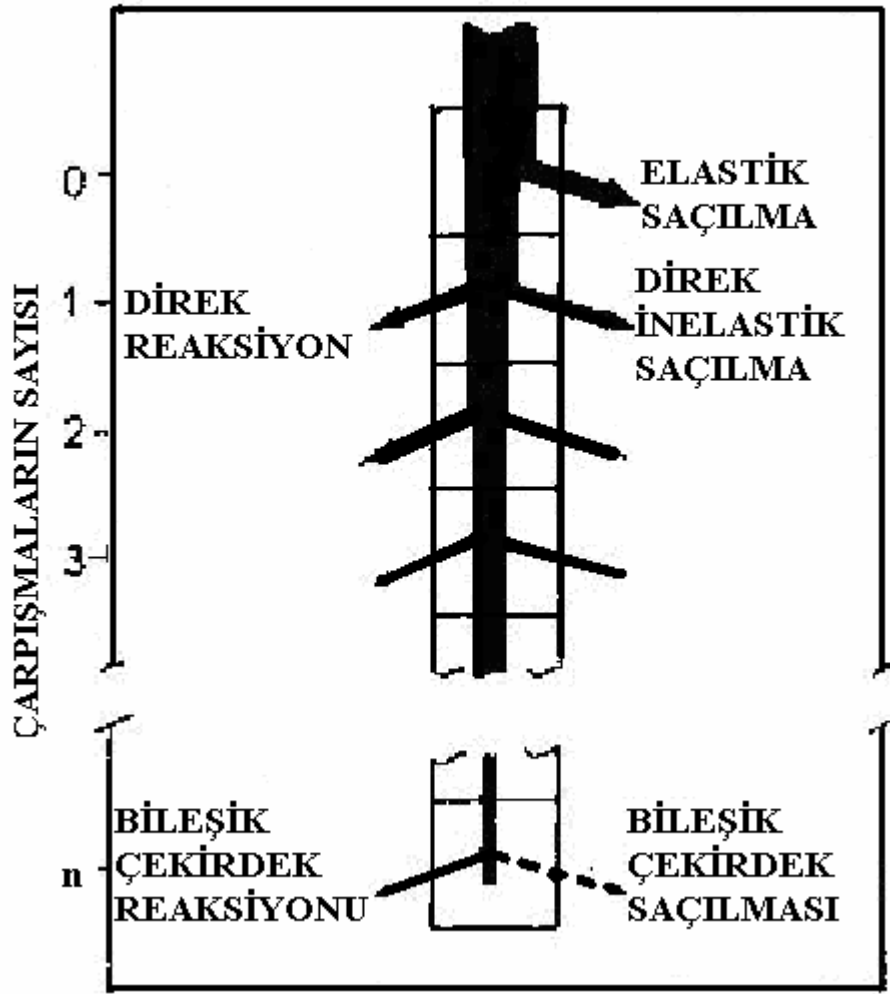
Nükleer reaksiyon çalışmalarından elde edilen deneysel sonuçlar temel çekirdek fiziğinin anlaşılabilmesi bakımından önemlidir. 14 MeV'lik nötron gelme enerjilerindeki sistematik çalışmalardan, hafif elementlerin ($A \leq 70$) çoğunlukla bileşik ve denge öncesi reaksiyonların oluşturduğu bir karışıma yada daha büyük kütle değerleri için direk reaksiyonlara doğru bir yönelim gösterdikleri gözlenmiştir. 10 MeV'lik gelme enerjilerinde denge öncesi bileşenin ihmal edilemeyecek katkısı bulunur, bu bakımdan temel nükleer fiziğin problemlerinin aşılabilmesi için bu bileşenin nükleer reaksiyonlarda oynadığı rolü deneysel olarak gözlemek ve teorik olarak kestirmek gereklidir. Gönderilen nötronların enerjisi değiştikçe sistematiklerin nasıl etkilendiğini ölçmek ve hesaplamak oldukça ilginçtir.

Nükleer reaksiyonların daha detaylı olarak enerji bağımlılığı bilinmediğinden çok sayıdaki enerjiler için tesir kesitlerinin ve spektral yayınlanma şeklinin incelenmesi önemlidir. Reaktörlerde üretilen geçici çekirdekler genellikle kısa yarı ömürlüdür. Dolayısıyla bu çekirdeklerin tesir kesitlerinin ve yayınlanma spektrumlarının doğrudan ölçülmesi pek mümkün olmamaktadır. Zaman kazanılması açısından yapılacakların en önemlisi bu tesir kesitlerinin teorik olarak önceden hesaplanmasıdır.

3.2. Denge Öncesi Modeller

Şek. 3.1, bir nükleer reaksiyonun şematik resmini göstermektedir. “Ağacın” genişliği reaksiyonun tesir kesitini temsil etmektedir. Diğer taraftan dik eksen, çekirdeğin içindeki çarpışma sayısını göstermektedir. Bunların yanında bir zaman eksenini de gereklidir. Çarpışmanın sıfır olduğu durum nükleer potansiyelden kaynaklanan elastik bir saçılmayı temsil eder. Parçacıklar ilk çarpışmadan sonra yayılırsa, bu bildiğimiz direk reaksiyondur (direct reaction).

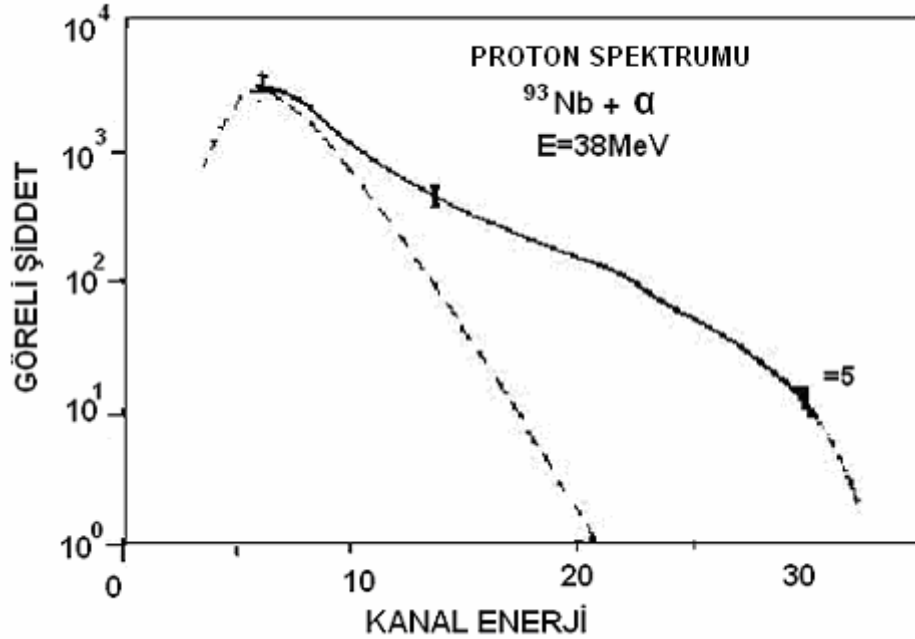
İkinci çarpışmadan sonraki yayınlanma, yarı-direk reaksiyon (semi-direct reaction) olarak adlandırılabilir. Çekirdek içerisinde birçok etkileşme meydana geldiğinde, mermi parçacık tarafından sisteme verilen enerji, diğer parçacıklar tarafından paylaşıldığı için bir parçacığın çekirdekten kaçması için 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 çekirdektir.



Şekil 3.1. Orta enerjili nükleer reaksiyonun yönünün şematik gösterimi

Yapılan deneylerden elde edilen bilgilere göre ilk etkileşmeden sonraki yüksek yayınlanma ihtimalinden ve denge konfigürasyonunun nispeten uzun ömürlü olmasından kaynaklanan bileşik çekirdek süreçleri yüzünden, doğrudan reaksiyonlar görülebilir. Şekil. 3.2, ^{93}Nb hedefine gönderilen 40 MeV'lik α -parçacıklarıyla elde edilmiş proton spektrumunu göstermektedir. Kesikli çizgi ile gösterilen eğri, bileşik çekirdek model hesaplamalarıyla açıklanabilecek geçiş bölgesinin miktarını gösterir. Ok ($\downarrow$) ise taban seviyesine geçiş enerjisini işaret eder. Bir doğrudan reaksiyon modeli, son çekirdekteki geçiş bölgesinden farklı hallere kadar tüm durumları açıklayabilmelidir. Bu sonuçlar, spektrumdaki 5 MeV 'den yukarı durumlar için geçerli olabilir. Fakat ara bölgenin ne kadarı doğrudan geçiş bölgesini gösterebilir ve

ne kadarı ara süreçler sebebiyledir. Denge öncesi modelleri bu tip soruları cevaplamaya çalışır ve bir bütünlük içerisinde Şekil. 3.2 de olduğu gibi enerji spektrumunu açıklar.



Şekil 3.2 Denge öncesi modeller tarafından ortaya çıkarılan bulguların şematik gösterimi. Kalın çizgi deneysel verileri, kesikli çizgi ile gösterilen eğri ise buharlaşma veya bileşik çekirdek katılımını göstermektedir. Ok işareti de taban seviyesine geçiş enerjisini gösterir.

Daha sonraki yıllarda ise nükleer reaksiyonları tek bir çerçevede toplayan çok sayıda reaksiyon modeli görülmüştür. Bu yüzden bu modeller, istatistiksel terimlerle reaksiyonun ara aşamasını tanımlamayı hedeflemiştir. Ortaya konulan bu modeller, ara veya karma çekirdeklerdeki sistemlerle sınırlandırılır.

3.3. Nükleer Reaksiyonlardaki Denge Öncesi Modellerin Ortak Özellikleri

Temel olarak 4 adet denge öncesi (preequilibrium) reaksiyon modeli vardır. İlk model, 14 MeV düşük bombardıman enerji seviyesinde bile yararlı olduğu kanıtlanan intranükleer cascade modelidir (intranuclear cascade model). Diğer üç model daha yenidir ve sadece orta enerjili denge öncesi reaksiyonlarında görülür ve bazı özellikler bakımından benzerdirler.

Bu modellerin ortak yanları vardır. Bunlardan birincisi; mermi parçacığının başlangıç enerjisi, enerjinin korunumuna uygun şekilde iki cisim etkileşimleri ile diğer parçacıklara aktarılır. Ayrıca tüm modeller istatistiksel yöntemleri içerir. Bu modellerin temel faydası, yayınlanan parçacıkları toplam enerji spektrumlarının veya uyarılma fonksiyonlarının hesaplanabilmesidir.

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. Bu parametrik değerler bir sistemden diğerine sistematik bir değişim göstermelidir. Modellerin sınıflandırılmasında denge öncesi hesaplamalar 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. Dört modelin de temel özellikleri karmaşık olandan basite doğru Çizelge 3.1’de özetle gösterilmektedir.

Çizelge 3.1. Mevcut denge öncesi modellerinin temel özellikleri

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

3.4. İntranükleer Cascade ve Buharlaşıma Modeli

Cascade Modeli (10,11) mermi parçacık, örneğin bir proton, b çarpma parametresi ile çekirdeğin içine 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. Her çarpışma bölgesinde üç durum oluşabilir:

1. Çarpan ve çarpılan nükleonlar önemli miktarda enerji açığa çıkarabilir.

2. Biri veya her ikisi belli bir enerji seviyesinin altında enerjiye sahip olabilir.
3. Çarpışma Pauli dışarlama prensibine (Pauli exclusion principle) göre engellenebilir.

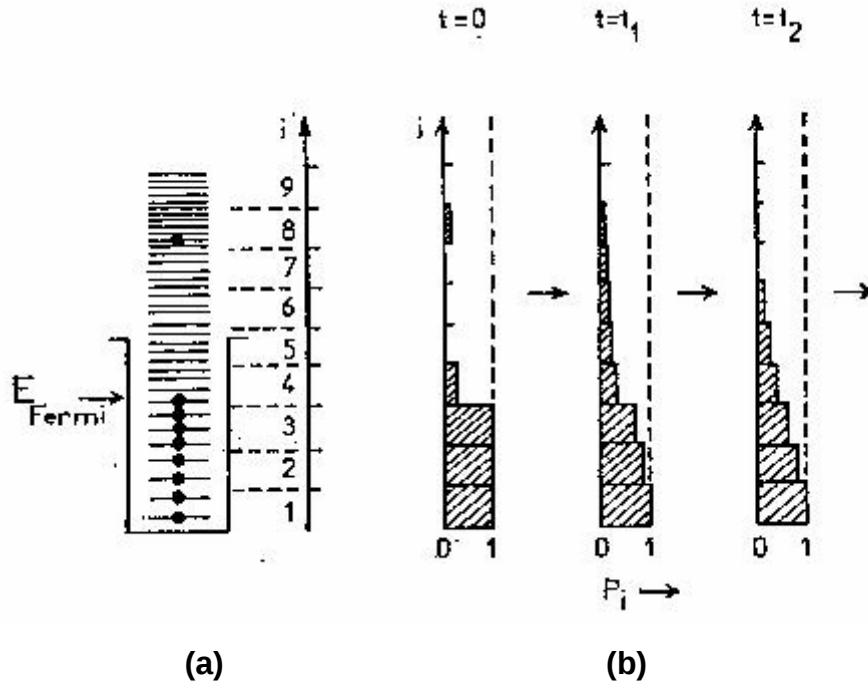
Uyarılmış bir parçacığın izlediği yol, nükleer yüzeyi geçinceye veya enerjisi belirlenen düzeyin altına düşene kadar takip edilir. Tüm parçacıklar takip edildiğinde; çekirdekteki geriye kalan toplam enerji, bu çekirdeğin karakteri ve yayınlanan tüm parçacıkların enerji ve açılarına ait bilgiler belirlenir.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

Bu modelin temel özellikleri Çizelge 3.1'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.

3.5. Fermi-Gaz-Denge Modeli

Fermi-Gaz-Denge Modeli (12,13), Şekil. 3.3.' de şematik olarak gösterilmiştir. Çekirdek durumları, sahip oldukları enerjiye göre sınıflandırılmıştır. Reaksiyon bütün düşük enerji durumlarında başlayabilir. Bu durum, Şekil. 3.3'de gösterilen $t = 0$ zamanında yerleşme ihtimalini verir. Böylelikle iki-cisim etkileşimleri kararlı bir hale gelinceye kadar, kuvvetin yayılmasına sebep olurlar. Denge sürecinin her anında, yayılan çekirdeklerin enerji spektrumu hesaplanabilir ve sürekli spektrum elde edilebilir. Bu modelin temel özellikleri de Çizelge 3.1'in ikinci satırında verilmiştir. Bu model, cascade modeline benzer olarak, girdisini serbest nükleon-nükleon saçılma tesir kesitlerinden alan realistik bir modeldir. Fakat Fermi-gaz-denge modeli sadece uyarılmış parçacıkların enerjisini dikkate alır. Bütün geometrik bilgiler gözardı edilir. Hesaplamalar birçok denklem kullanılarak uygulanır. Açısal momentum ve reaksiyon geometrisi kullanılmadığı için açısal dağılımlar elde

edilemez. Fermi-gaz-denge modeli, denge ve denge öncesi fazlar arasındaki geçişleri içeren reaksiyon süreçlerinin bütünleştirilmiş bir tanımını yapar.



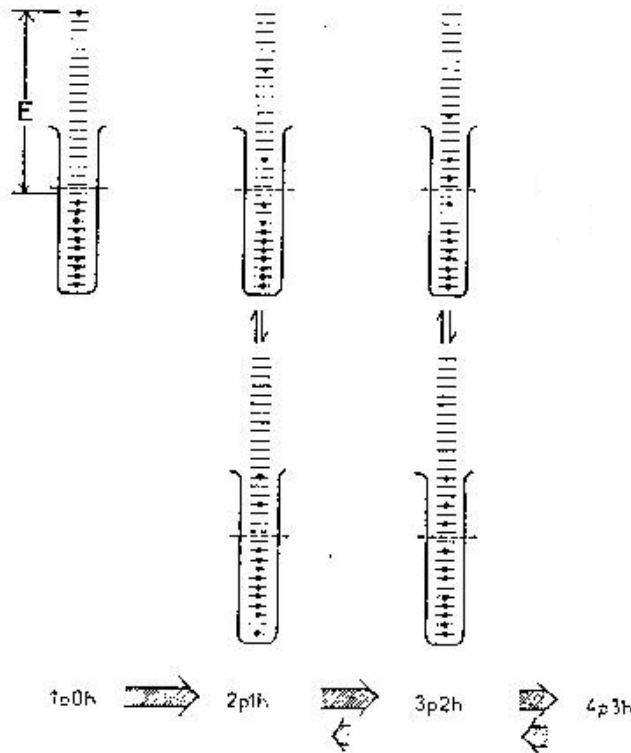
Şekil 3.3 Fermi-gaz-denge modelinin şematik temsili. Tek parçacık durumları şeklin (a) kısmında gösterilmiştir. (b) kısmında ise taralı alanlar, tek parçacık gruplarının bulunma ihtimallerini temsil etmektedir.

3.6. Griffin (Exciton) Modeli

Griffin modeli (12,14-18) Şekil. 3.4. 'de gösterilmiştir ve Çizelge 3.1.'deki en basit modeldir. Nükleer potansiyel, eşit aralıklı tek parçacık durumları olarak gösterilmiştir. 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 etkileşmeler daha fazla parçacık - deşik çiftini oluşturur. Sonuç olarak yeteri kadar parçacık - deşik oluşunca, geriye doğru çift - yok olma süreci başlar ve bu olay, tekrar kararlı duruma gelinceye kadar devam eder. 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 bağlı olmayan durumlar

oluşacaktır. Bu durum Şekil. 3.4.' 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.

Modelin temel özellikleri Çizelge 3.1.'de son satırda gösterilmiştir. Bu model fenomenolojik tiptedir ve ele alınan diğer modellerden daha basittir. Bu yüzden etkili deneysel parametre değerleri kullanır. 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.



Şekil 3.4 Griffin modelinde, bir reaksiyonun ilk evrelerinin şematik temsili. Yatay çizgiler, potansiyel kuyusundaki eşit aralıklı tek parçacık durumlarını göstermektedir. Uyarılmış parçacık ve deşiklerin serbestlik derecesi, her konfigürasyon için listelenmektedir.

Denge öncesi işlemler, 10 MeV in üzerindeki hafif parçacıklar ile oluşturulan nükleer reaksiyonlarda önemli bir yer tutar. Exciton model, Cline (16) ve Ribansky (18) tarafından verilen master denklemlerinin çözümüne dayanır.

$$-q(n, t = 0) = \lambda^+(E, n+2) \tau(n+2) + \lambda^-(E, n-2) \tau(n-2) - [\lambda^+(E, n) + \lambda^-(E, n) + W_l(E, n)] \tau(n) \quad [3.1]$$

burada $q(n, t = 0)$; başlangıç şartıdır, $\tau(n)$; sistemin $n(n=p+h)$ excitonlu bir durumda kalma zamanı, W_l ; n excitonlu durumun birim zamandaki toplam bozunum ihtimali, E ; bileşik çekirdeğin uyarılma enerjisi, λ^+ ve λ^- sırasıyla; $n \rightarrow n+2$ ve $n \rightarrow n-2$ durumları için geçiş ihtimalleridir.

Master denklem sistemi için başlangıç koşulu

$$P(p, h, 0) = \delta(p, p_0) \delta(h, h_0) \quad [3.2]$$

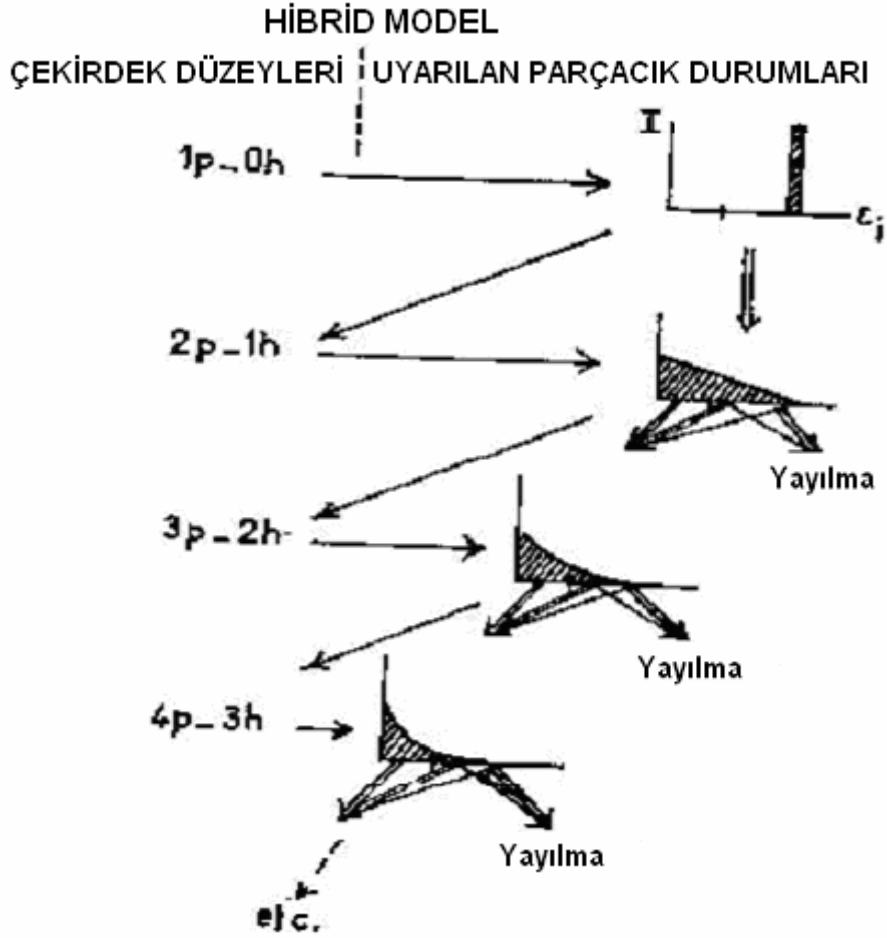
nükleonlarla oluşturulan reaksiyonlar için başlangıç parçacık sayısı $p_0 = 2$, başlangıç deşik sayısı $h_0 = 1$ dir.

3.7. Hibrid (Melez) Model

Hibrid modeli (19,20), Fermi-gaz-denge modeli ile Griffin (Exciton) modellerinin temel özelliklerinin birleşiminden meydana gelmektedir. Şematik olarak Şekil 3.5.'de gösterilmiştir. Hibrid 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.

Şekil. 3.5.'deki küçük grafikler, Fermi enerjisinin üzerinde bulunan, ϵ_i enerjili tek parçacık durumundaki uyarılmış parçacığın bulunma ihtimalini gösterir. Her parçacık uyarılma enerjisi için, yeni parçacık-deşik oluşumuna bağlı olarak kısmi parçacık yayınlanma oranları hesaplanır. 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 3.1.'de 3. satırda gösterilmiştir. Bunu takiben nükleer denge de, sadece uyarılmış parçacıklar ve deşikler önemlidir. Parçacık yayınlanma oranlarını incelerken tek tek parçacıkların uyarılma enerjileri önem kazanır. Bu sadece kapalı tip hesaplamalar için geçerlidir. Griffin modelinde olduğu gibi Hibrid modelinde de mermi olarak kompleks parçacıklar kullanılabilir. Ancak parçacık yayınlanması, Fermi-gaz-denge modelindeki gibi ele alındığında; nükleonların yayınlanma hesabı mümkün olur.



Şekil 3.5 Hibrid modeldeki reaksiyonun ilk birkaç durumunun şematik temsili. Küçük grafikler, uyarılmış parçacıkların enerji dağılımını göstermektedir. Aralarındaki oklar da parçacık yayınlanma ve parçacık-deşik çifti oluşumu için geçiş ihtimallerini temsil etmektedir. Enerji skalasının sıfır noktası fermi enerjisidir ve eksen üzerindeki işaret ise yayınlanma eşiğini göstermektedir.

3.8. Geometri Bağımlı Hibrid Model

Dengeöncesi bozunma için hibrid model formülü Blann ve Vonach(24,25) tarafından

$$\frac{d\sigma_v(\varepsilon)}{d\varepsilon} = \sigma_R P_v(\varepsilon) \quad [3.3]$$

ve

$$P_v(\varepsilon)d\varepsilon = \sum_{\substack{n=n_0 \\ \Delta n=+2}}^{\bar{n}} \left[{}_n\chi_v N_n(\varepsilon, U) / N_n(E) \right] g d\varepsilon \left[\lambda_c(\varepsilon) / (\lambda_c(\varepsilon) + \lambda_+(\varepsilon)) \right] D_n \quad [3.4]$$

olarak verilmiştir. Burada σ_R ; reaksiyon tesir kesiti, ${}_n\chi_v$; n exciton durumundaki v tipli parçacıkların (proton veya nötron) sayısı, $P_v(\varepsilon)d\varepsilon$; enerjisi ε ile $\varepsilon + d\varepsilon$ arasında sürekli bölgeye yayınlanan v tipli parçacıkların (proton veya nötron) sayısını gösterir. Ayrıca, $\lambda_c(\varepsilon)$; bir parçacığın ε . kanal enerjisi ile sürekli bölgeye yayınlanma hızı, $\lambda_+(\varepsilon)$; ε enerjili bir parçacığın çekirdek içi geçiş hızı, E bileşik sisteminin uyarılma enerjisi, $N(\varepsilon, U)$ bir exciton ε kanal enerjisiyle yayınlandığında kalan çekirdeğin $U = E - B_v - \varepsilon$ uyarılma enerjisinin diğer n-1 excitonları arasında paylaşılacak şekilde n excitonunun uygun bir biçimde düzenlenme sayısı, $N_n(E)$ E uyarılma enerjisinde n parçacık artı deşik toplam birleştirim sayısı, D_n bir n- exciton zincirinde başlangıç popülosyon kesiti, g tek – parçacık düzey yoğunluğudur. Eşit.[3.4]'deki köşeli parantez içindeki nicelik sürekli bölgede enerjisi ε ile $\varepsilon + d\varepsilon$ arasında olan parçacık sayısını verir. İkinci parantez içindeki ifade ise sürekli bölgeye geçiş hızının toplam geçiş hızına oranıdır.

3.9. Cascade Exciton Model

Orta enerji bölgesindeki nükleon-çekirdek reaksiyonları, denge öncesi parçacık yayınlanmasının incelenmesinde elverişli olduğundan çekiciliğini korumaktadır. Uyarılmış bir nükleer sistem içerisinde istatistiksel dengeye ulaşana kadarki parçacık yayınlanma mekanizması, bir bileşik çekirdeğin bozunumları ve direk etkileşmeler arasındaki bir yerdedir (26,27).

Nükleer reaksiyonların denge öncesi anlayışının gelişimi nükleer yapının anlaşılmasına ve parçacık yayınlanma mekanizmasının açıklanmasına olanak verir. Yüksek enerjilerde nükleer reaksiyonların bir çok özellikleri, intranükleer cascade işlemi dikkate alınarak gayet iyi bir şekilde incelenebilir.

Cascade Exciton Model (CEM), reaksiyonların üç safhada meydana geldiğini kabul eder. İlk safha bir intranükleer cascaddır. İkinci safha denge öncesine, üçüncü safha ise denge (veya bileşik çekirdek) durumuna karşılık gelir. Genel olarak bu üç bileşen deneysel olarak ölçülen değerlere katkıda bulunur. Buna göre parçacık spektrumu için:

$$\sigma(p)dp = \sigma_{in} [N^{cas}(p) + N^{prq}(p) + N^{eq}(p)]dp \quad [3.5]$$

yazılır. Buradaki σ_{in} inelastik tesir kesiti, cascade model içinde hesaplanır.

Cascade modeli hızlı parçacıkların kinematik karakteristikleri hakkında bütün bilgileri içinde bulunduran reaksiyon geometrisini hesaba katar fakat cascade parçacıkları arasındaki etkileşimleri ihmal eder. Diğer taraftan; exciton modeli uyarılmış bir çekirdeği artık hh, ph ve pp (yani “parçacık-hol” serbestlik derecesi dahil edilmiştir) etkileşimleri hesaba katan quasi-parçacık gazı gibi düşünür. Cascade 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.

3.10. Multistep Compound Teori

Simetrik olarak ve tamamen dengeye ulaşmış bileşik çekirdekten ve beklenenden daha yüksek enerjiyle yayılan parçacıkların gözlenmesi yeni bir reaksiyon türünün varlığını göstermektedir. Simetri bunun tüm bileşik çekirdek fonksiyonunun olduğunu gösterir. Daha yüksek enerjili parçacıkların varlığını reaksiyonun etken basamakları ile ilgili olduğunu gösterir. Bu reaksiyona multistep- compound reaksiyonu denir (41).

Exciton modelde olduğu gibi multistep- compound yayınlanma için tesir kesiti üç faktörün çarpımı olarak verilir. Bileşik sisteminin oluşması için tesir kesiti; N yinci

basamaktan precompound yayınlanma olasılığının tüm basamaklar üzerinde toplamı ve N yinci basamağa ulaşma olasılığı, hedef çekirdeğin ve nükleonların özgün spinlerini ihmal ederek bileşik sisteminin oluşması için tesir kesiti,

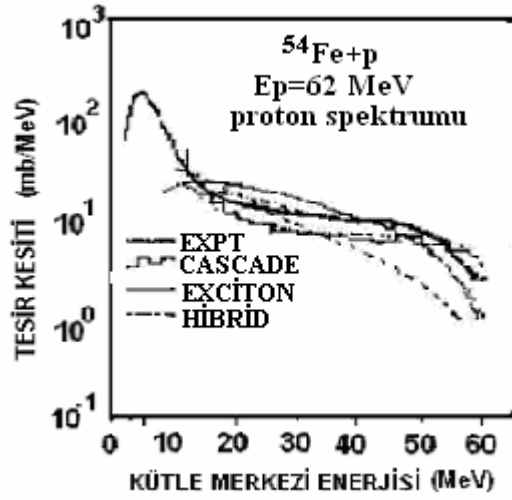
$$\pi \lambda^2 \sum_J (2J+1) \frac{2\pi <\Gamma_J^{in}>}{<D_J>} \quad [3.6]$$

şeklindeki, burada $2\pi <\Gamma_J^{in}> / <D_J>$ şiddet fonksiyonudur. Bir parçacığın N'inci basamaktan ($m=2N+1$) yayınlanma olasılığı mümkün yayınlanma olasılıklarının tüm olasılıkların toplamına çarpımının toplamı ile verilir. Birincisi $<\Gamma_{nJ}^{\uparrow sv}(U)\rho_{s,v}(U)>$ kaçma genişliği, ikincisi ise toplam $<\Gamma_{nJ}>$ genişliktir.

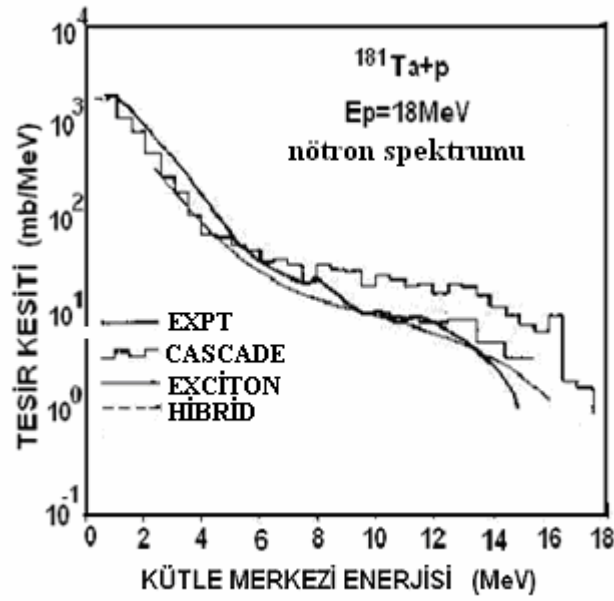
3.11. Nükleer Reaksiyonların Karşılaştırılması

Şekil. 3.6. deneysel verilere dayanarak, modellerin birbirleriyle olan kıyaslanmalarını göstermektedir. Böyle bir faaliyette fikir birliği mantıksal geldiği için modeller arasında bu temellere dayanan bir modeli seçmenin zor olduğu düşünülmektedir. Buna ilaveten $^{181}\text{Ta} + p$ için yapılan iki cascade modeli hesaplaması arasındaki farkı açıklamak da ilginçtir. Bunlar Oak-Ridge (yüksek) ve Columbia- Brookhaven (alçak) bilgisayar kodlarıyla elde edilmiştir (10).

Öyleyse en iyi, en ilginç, en yararlı model hangisidir? Cevap kısmen şahsi tercih ve çoğunlukla veri çeşidine bağlıdır. Fenomenolojik model, yaygın olarak estetik modellerden biridir. Gerçekçi modellerin daha fazla fizik içerdiği söylenebilir. Realistik modeller, nükleer bir reaksiyonda meydana gelen süreçleri hesaplamaya başlamak açısından elverişlidir. Fakat fenomenolojik hesaplar çoğu zaman daha basittir ve geniş bir uygulanabilirlik alanı vardır. Ayrıca etkili parametre değerlerden ortaya çıkabilecek ilginç fiziki sonuçlar vardır. Şayet açılal dağılımlar incelenmek isteniyorsa cascade modeli, döteron veya alfa parçacık spektrumları incelenmek isteniyorsa Griffin modeli kullanılmalıdır.



(a)



(b)

Şekil 3.6 (a),(b) Değişik denge öncesi modellerinden açılı entegreli deneysel nükleon spektrumları ile hesaplanan spektrumların karşılaştırılması. Buharlaştırma parçaları, bazı hesaplanmış sonuçlar içinde gösterilmektedir (13,20,21,23,24).

3.11.1. Alice91 bilgisayar programı

Bu programda reaksiyonun denge bileşeni, geleneksel bileşik çekirdek modellerinden biri olan Weisskopf-Ewing (33) metoduyla hesaplanır. Denge öncesi bileşeni ise hibrid (19,34) veya geometri bağımlı hibrid modeli (21) ile hesaplanır.

3.11.2. Pcross-03 bilgisayar programı

Denge ve denge öncesi bileşenlerinin hesaplanmasında birleştirilmiş exciton (veya tam exciton) modeli kullanılır. Bu modelde $\tau(n)$ ortalama ömür çiftlenimli diferansiyel (Pauli) master denklemler sistemi $t=0$ ile ∞ arasında integre edilerek elde edilen çiftlenimli lineer cebirsel denklemler sistemi çözülerek hesaplanır. Cebirsel denklemler sisteminin çözümünde Akkermans ve ark.'nın önerdiği algoritma kullanılır (35).

Parçacık-deşik durum yoğunluklarının hesaplanmasında Pauli düzeltmeli Williams bağıntısı kullanılır (36) Pauli düzeltme faktörü Kalbach tarafından geliştirilmiştir (37). Ayrıca F_u veya Kalbach'ın çiftlenim düzeltme faktörleri eklenebilir.

Bileşik çekirdek oluşturma ve ters reaksiyon tesir kesitleri Chatterjee parametrizasyonu kullanılarak hesaplanır. Exciton modelin en önemli parametrelerinden biri n_0 başlangıç exciton sayısıdır. Nükleonlarla oluşturulan reaksiyonlar için genellikle $n_0 = 3$ alınır, bu sayı 2p1h konfigürasyonuna karşılık gelir. Diğer önemli parametre g tek parçacık durum yoğunluğudur ve $A/13 \text{ MeV}^{-1}$ alınır, A bileşik sistemin kütle numarasıdır.

Geçiş hızları Fermi'nin

$$\lambda_{n,n}(p, h, E) = \frac{2\pi}{\hbar} \overline{|M|^2} \omega_s \quad [3.7]$$

altın kuralı yardımıyla hesaplanır. $\overline{|M|^2}$ iki -cisim etkileşmesinin karesinin ortalaması, ω_s son durum yoğunluğudur. Blann (22), Gadioli ve ark. $\overline{|M|^2} = \text{sabit}$ yaklaşımının yalnız çok alçak enerjiler ($E \leq 14$ MeV) için geçerli olabileceğini göstermişlerdir. Daha yüksek enerjilerde bu yaklaşım PEQ katkısını tam olarak kestiremez. Bu problemin aşılması için hibrid modeldeki nükleon-nükleon saçılması yaklaşımı kullanılır (20). Blann'ın bu formülasyonunda k_{mfp} ortalama serbest yol parametresi bulunur. Bu parametre nükleonun nükleer madde içindeki ortalama serbest yolunu temsil eder. Bu çalışmada $k_{\text{mfp}} = 1.3$ alınmıştır. Programda kollektif modların uyarılması da göz önüne alınır. Çekirdeğin sürekli bölgeye bir fonon kuadropol ve oktipol multipolariteli geçişleri için tesir kesitleri Kalka ve ark. (38) tarafından geliştirilen bir yöntemle hesaplanır.

3.11.3. Empire bilgisayar programı

EMPIRE bilgisayar programı nükleer reaksiyon tesir kesitlerini ve yayınlanma spektrumlarını denge (EQ), preequilibrium (PEQ) ve multistep compound (MSC) olmak üzere üç ayrı teori için de hesaplayabilir (41). Uyarılmış çekirdeklerin denge yayınlanması için açısal momentum ve parite korunumunu içerecek şekilde Hauser-Feshbach bileşik çekirdek modelini kullanır. Yakalanma (capture) reaksiyonlarını ve γ yayınlanması için residual çekirdeğin kesikli seviye popülasyonunu hesaplayabilir. Açısal momentum bağımlı geçiş katsayılarının hesaplamasını programda küresel optik modeli kullanan SCAT alt programı yapar. Program PEQ nötron , proton ve γ yayınlanma spektrumunu enerji, açısal momentum ve parite korunumunu sağlayacak şekilde ve ayrıca residual çekirdeğin kesikli durumları ile sürekli durumlarını da göz önüne alarak hesaplar. Program denge ve denge öncesi hesaplamalarına ilk olarak bileşik çekirdekteki izinli bozunma kanallarının spin bağımlı durum yoğunluklarını ve kısmi dalga geçiş katsayılarını hesaplayarak başlar. Daha sonraki adımı bu bileşik çekirdeğin bozunması izler ve bunları belirli bir dosyada denge öncesi popülasyonunda ekleyerek her bir residual çekirdek için yazar. Çok parçacık yayınlanmasına sistemin denge sürecini oluşturduktan sonra

başladığı varsayılır. Programdaki var sayılan parçacıklar nötron, proton ve alfalardır. Ek olarak giriş kanalında döteronları çıkış kanallarında gamaları da içerir. Denge öncesi yayınlanma alfa parçacıklarını içermez.

Program maksimum 30 kısmi dalgaya kadar hesap yapabilir ve gama yayınlanması sadece E_1 , M_1 ve E_2 elektromanyetik geçişleri için izinlidir. Kesikli enerji durum sayısı için taban durumu da içerecek şekilde 2 den 50 ye kadar girilebilir. İntegrasyondaki enerji aralığını 120 eşit aralığa kadar bölerek hesaplama yapabilir.

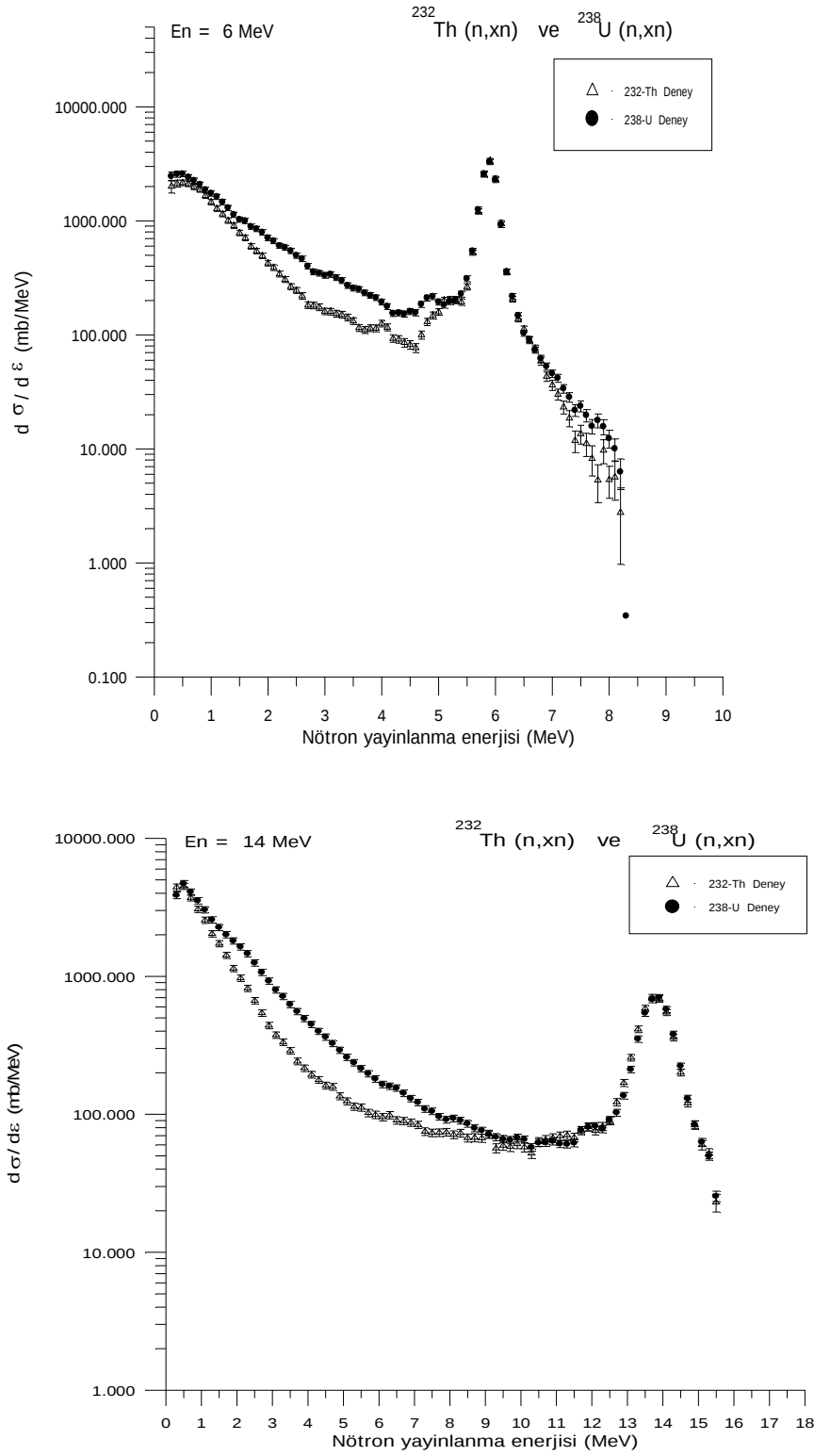
4. SONUÇ VE ÖNERİLER

Bu çalışmada, 4-18 MeV gelme enerjilerinde ^{232}Th ve ^{238}U çekirdekleri için (n,xn) reaksiyon tesir kesitlerine ait nötron yayınlanma spektrumları hesaplandı.

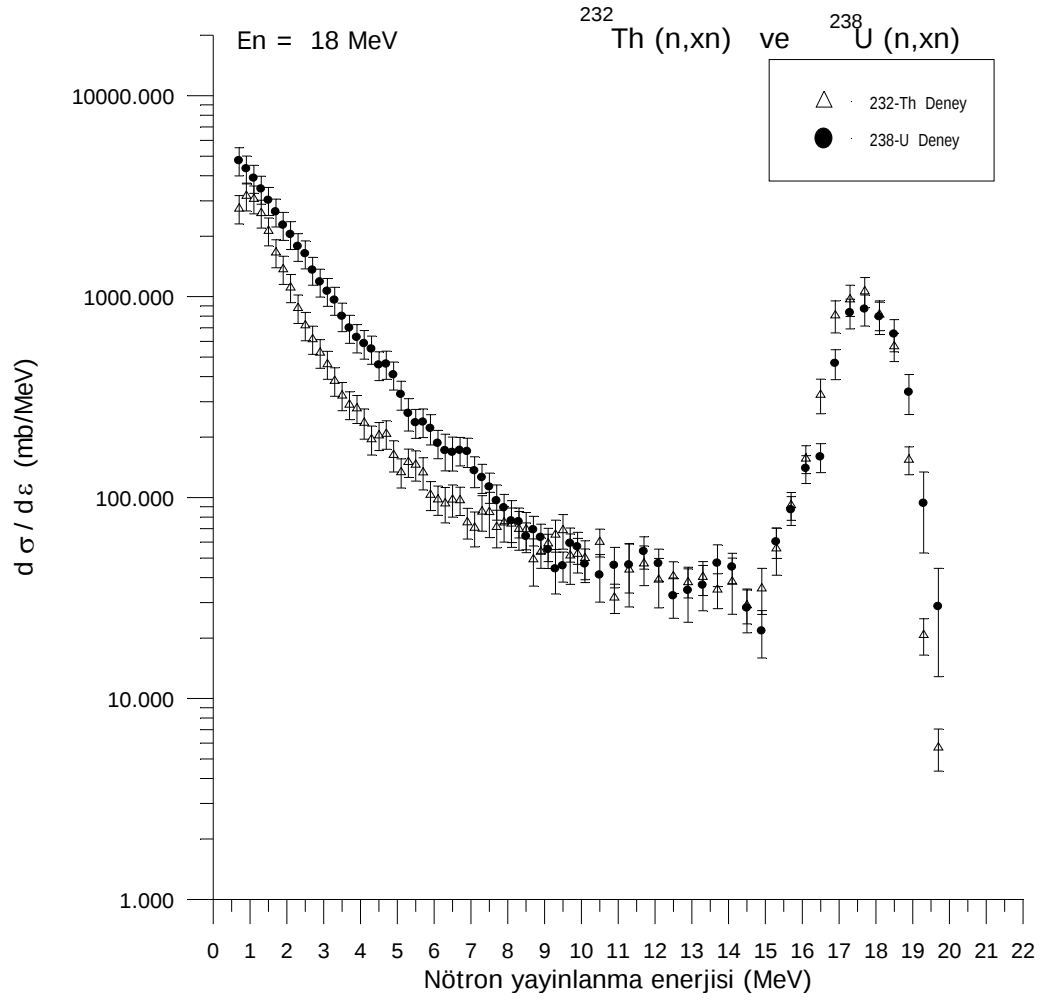
Şekil(4.1-4.2)'de 6, 14 ve 18 MeV enerjili nötronlarla oluşturulan $^{232}\text{Th}(n,xn)$ ve $^{238}\text{U}(n,xn)$ reaksiyonları için deneysel nötron yayınlanma spektrumları karşılaştırıldı. Hesaplanan $^{238}\text{U}(n,xn)$ açı integralli reaksiyon tesir kesitleri Şekil(4.3 ve 4.4)'de ve $^{232}\text{Th}(n,xn)$ açı integralli reaksiyon tesir kesitleri Şekil(4.5 ve 4.6)'da literatürden ve Uluslararası Nükleer Enerji Ajansı'ndan (INEA) (30,40) alınan deneysel değerler ile kıyaslandı. Hesaplamaların denge durumundaki kısmı Weiskopf-Ewing ve Hauser-Feshbach modelleri kullanılarak yapıldı. Denge öncesi kısmı ise, Full Exciton Model , Geometri Bağımlı Hibrid Model (GBHM), Kaskad Eksiton Modeli ve FKK Multistep Compound Modellerle yapıldı. Hesaplamalar CEM95 (Kaskad Eksiton Modeli için), ALICE/LIVERMORE-82 (Geometri Bağımlı Hibrid Model için), PCROSS (Full-Exciton Model için) ve EMPIRE (FKK Multistep Compound Model için) paket programları kullanıldı. Programlar NEA DATA BANK'tan temin edildi. PCROSS programında başlangıç exciton sayısı $n_0 = 1$ olarak alındı. Denge durumuna ait exciton sayısı ise $\sqrt{1.4} gE$ dir. A, kütle numarası olmak üzere, tek parçacık durum yoğunluğu $g = A/13$ alındı. Denge durum yoğunluğu Dilg (39) ve denge öncesi için parçacık-deşik durum yoğunluğunda Williams (36) ifadesi kullanıldı. ALICE/LIVERMORE-82 programında başlangıç exciton sayısı $n_0 = 3$ olarak alındı. Standart pairing hesaplama yöntemi (sıfır tek-çift, δ çift-çift) ve ayrıca Fermi-gaz durum yoğunluğu ifadesi hesaplamalarda kullanıldı. CEM'de Mashnik'in sistematik ve durum yoğunluğu parametresi kullanıldı (26). Ayrıca hesaplamada tek humped fisyon engeli kullanıldı. Son olarak Şek 4.6 da EMPIRE programıyla Feshbach-Kerman-Koonin (FKK) tam kuantum-mekaniksel teorisi kullanılarak, hesaplanan nötron yayınlanma spektrumu hesaplandı. Bu teori özellikle 14-15 MeV yukarısında yayınlanan nötron spektrumundaki dalgalanmaları hesaplamada oldukça başarılı olduğu gözlemlendi.

Sonuç olarak, dünyanın ve Türkiye'nin sahip olduğu uranyum ve toryum rezervleri ele alındığında Türkiye'nin uranyum rezervlerinin aranmasına devam edilmesi ve zengin toryum rezervlerinin değerlendirilmesi gerekmektedir. Gelecek yeni nesil nükleer reaktörlerde uranyum elementi yerine yakıt olarak toryum kullanılmasına ilişkin deneme aşamaları son safhalara gelmiştir. Türkiye'nin, enerji sorununun çözümlenebilmesinde, ülkemizin sahip olduğu rezervler öncelikli olarak iyi belirlenmeli ve gelecekte kurulması planlanan reaktörler için toryumun yakıt olarak kullanılabileceği reaktör tiplerine yönelmelidir.

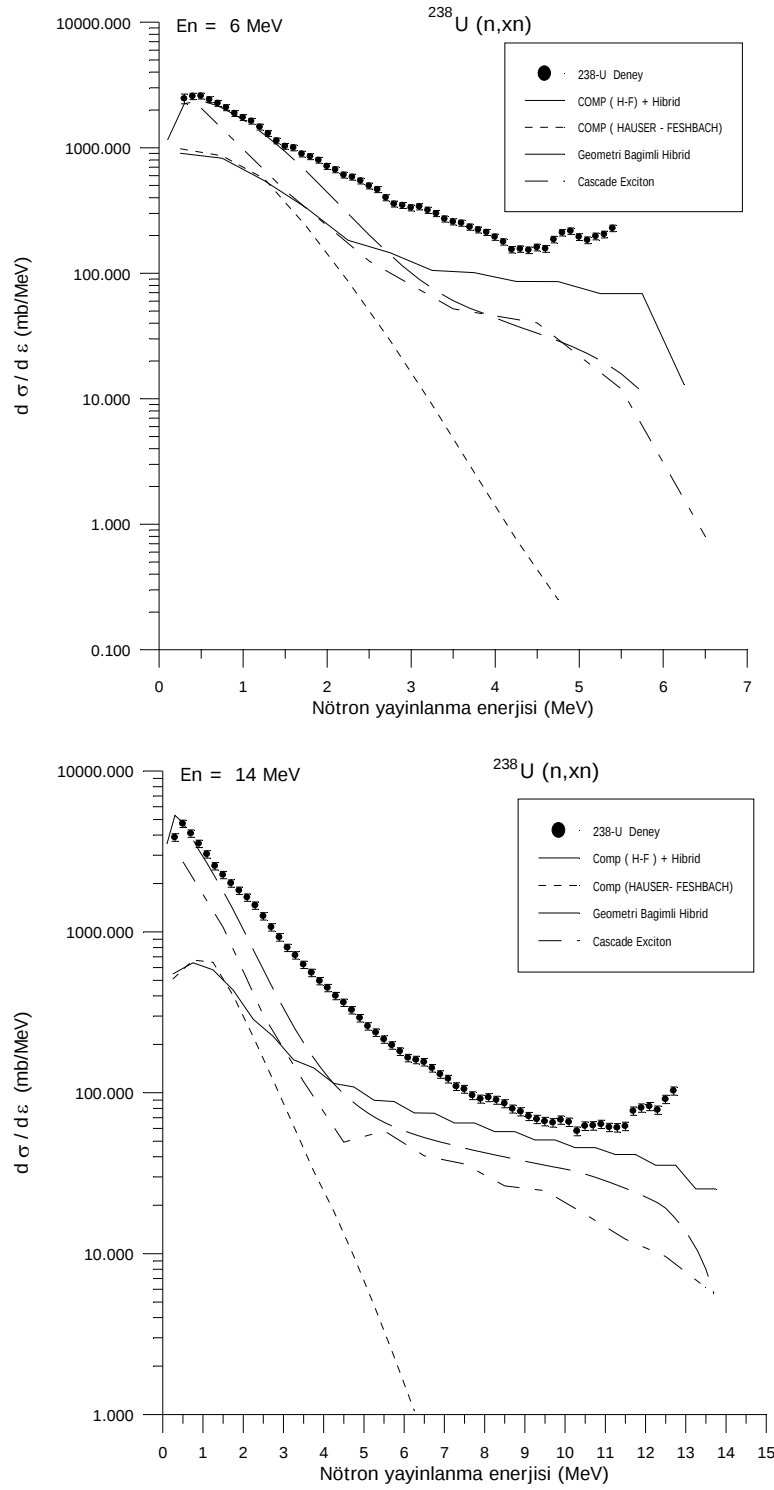
Nükleer reaksiyon modelleri genel olarak incelenip ^{232}Th ve ^{238}U çekirdeklerinin 4-18 MeV gelme enerjileri için (n,xn) reaksiyon tesir kesitlerine ait nötron yayınlanma spektrumları karşılaştırıldığında ^{238}U için hesaplanan teorik hesaplamaların ^{232}Th çekirdeği içinde tam olarak yeterli olmamasına rağmen kullanılabileceği görülmektedir (42,43). Hesaplamalarda çekirdek modellerine ait parametreler geliştirilerek daha da iyi sonuçlar elde edilebilir.



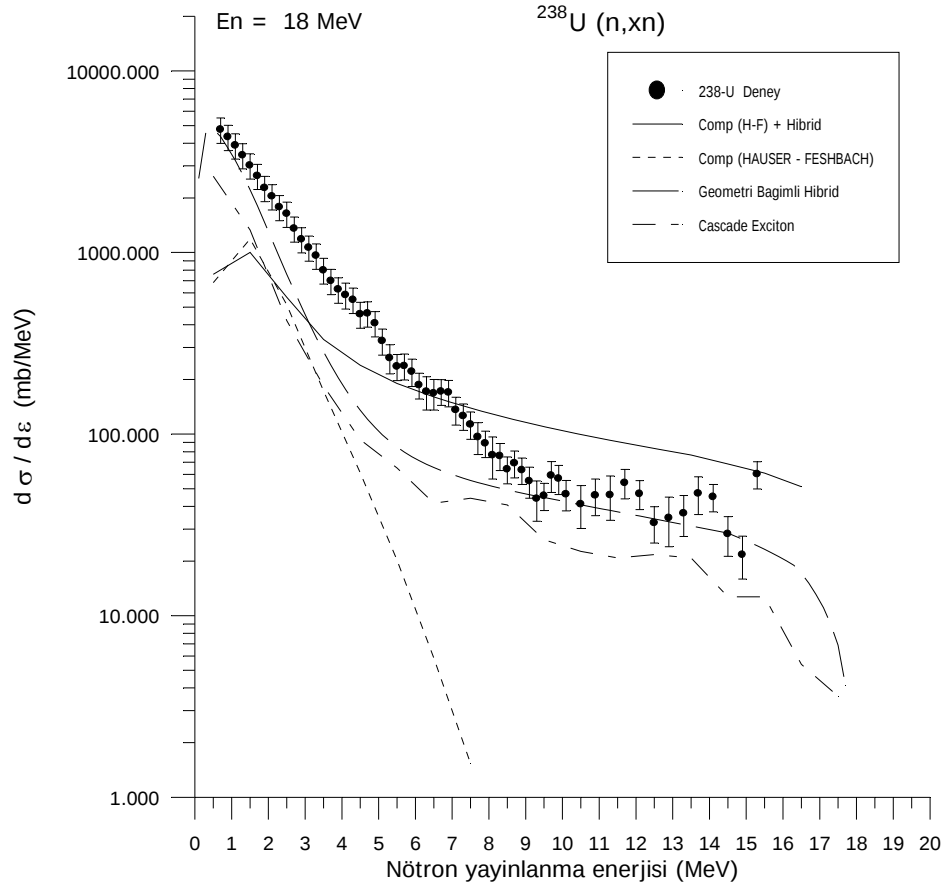
Şekil 4.1. 6 ve 14 MeV Enerjili nötronlarla oluşturulan $^{232}\text{Th} + n$ ve $^{238}\text{U} + n$ reaksiyonları için deneysel nötron yayınlanma spektrumlarının karşılaştırılması. Deneysel değerler (40)'den alınmıştır.



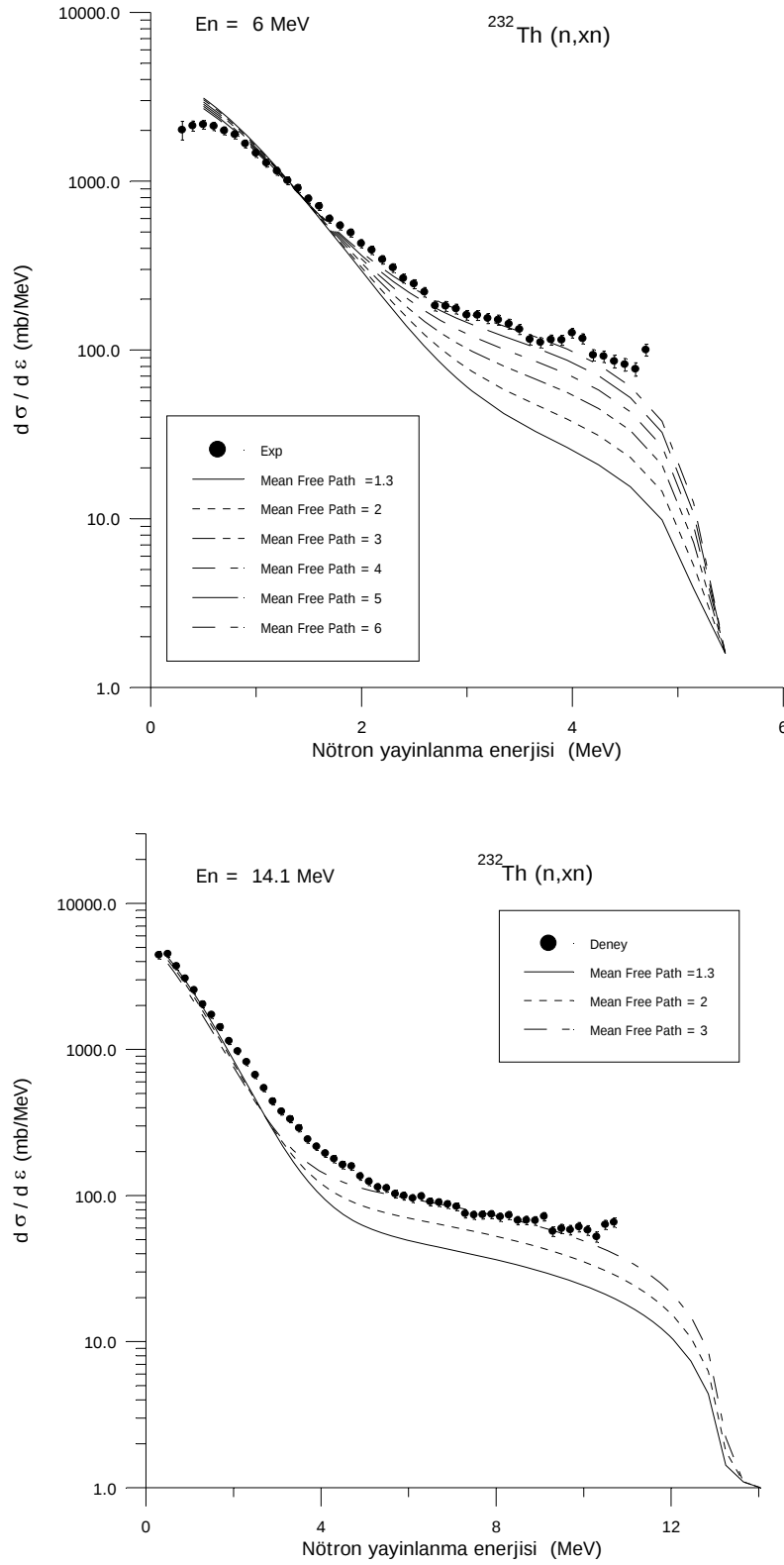
Şekil 4.2. 18 MeV Enerjili nötronlarla oluşturulan $^{232}\text{Th} + n$ ve $^{238}\text{U} + n$ reaksiyonları için deneysel nötron yayınlanma spektrumlarının karşılaştırılması. Deneysel değerler (40)'den alınmıştır



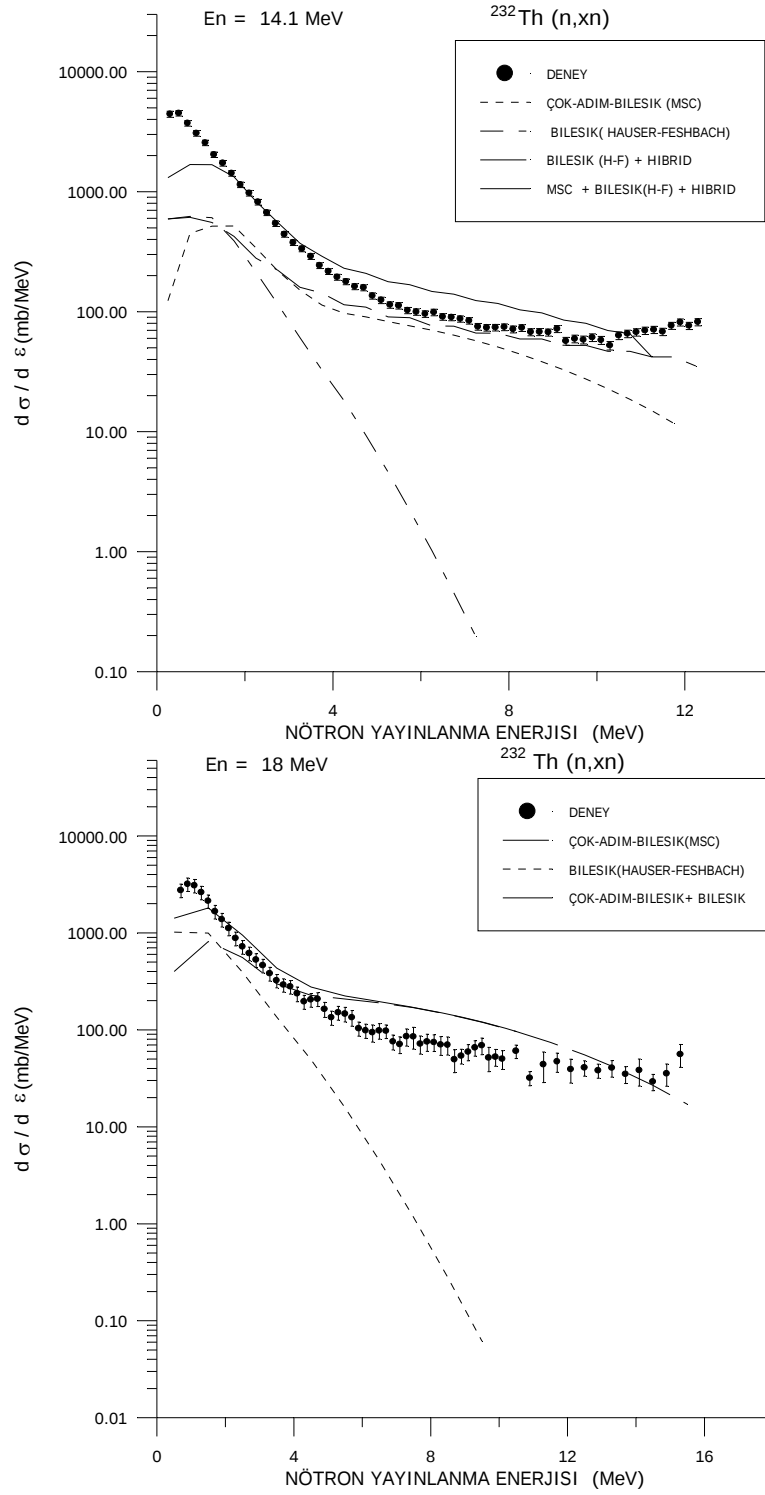
Şekil 4.3. 6 ve 14 MeV Enerjili nötronlarla oluşturulan $^{238}\text{U}(n,xn)$ reaksiyonları için deneysel ve hesaplanan nötron yayınlanma spektrumlarının karşılaştırılması. Deneysel değerler (40)'den alınmıştır



Şekil 4.4. 18 MeV Enerjili nötronlarla oluşturulan $^{238}\text{U}(n, xn)$ reaksiyonları için deneysel ve hesaplanan nötron yayınlanma spektrumlarının karşılaştırılması. Deneysel değerler (40)'den alınmıştır



Şekil 4.5. 6 ve 14.1 MeV Enerjili nötronlarla oluşturulan $^{232}\text{Th}(n,xn)$ reaksiyonları için deneysel ve hesaplanan nötron yayınlanma spektrumlarının karşılaştırılması. Deneysel değerler (40)'den alınmıştır



Şekil 4.6. 14.1 ve 18 MeV Enerjili nötronlarla oluşturulan $^{232}\text{Th}(n,xn)$ reaksiyonları için deneysel ve hesaplanan nötron yayınlanma spektrumlarının karşılaştırılması. Deneysel değerler (40)'den alınmıştır

KAYNAKLAR

1. Birsen, Nevzat, “Dünya Uranyum Kaynakları,Yeterliliği ve Türkiye’nin Uranyum potansiyeli”, *TAEK Başkanlığı Teknik Rapor*, Ankara,1-36, (1988)
2. Uçakçioğlu, Savaş, “*Dünyada ve Türkiye’de Uranyum Kaynakları, Aramaları, Üretimi ve Tüketimi*”, MTA Teknik Rapor, Ankara,1-30, (1990)
3. “Nükleer Enerji Hammaddeleri Uranyum-Toryum” *T.C. Başbakanlık Devlet Planlama Teşkilatı Müsteşarlığı* Yayın No:DPT:2429-ÖİK:487, Madencilik Özel İhtisas Komisyonu Enerji Hammaddeleri Alt Komisyonu Jeotermal Enerji Çalışma Gurubu Raporu, , Ankara, 1-20, (1996)
4. Şarer, B., “Nükleer Fizik I”, *Palme Yayıncılık*, 65-85, Ankara, (2001)
5. Şarer, B., “Nükleer Fizik II”, *Palme Yayıncılık*, 485-496, Ankara,(2001)
6. Çürüttü, İ., Candu ,“*Kullanılmış Yakıt Çubuklarının Bir Füzyon-Fisyon Hibrid Reaktörde Gençleştirilmesinin Analitik Çözümü*”, Doktora Tezi, G.Ü Fen Bil. Enstitüsü, Ankara, (2000)
7. Alkan, M.. “*Reutilization of Nuclear Fuel Wastes* ”, Gazi University, Institute of Science and Technology, Ankara, Turkey, (2003)
8. Şahin, S., H. Yapıcı, “*Neutronic Analysis of a Thorium Fusion Breeder with Enhanced Protection Against Nuclear Weapon Proliferation*”, Annals of Nuclear Energy, 26(1):13, (1998)
9. Şahin, S, H. Yapıcı and N. Şahin, “*Neutronic Performance of Proliferation Hardened Thorium Fusion Breeders*”, Fusion Engineering and Design, 54(1):63-67, (2000).
10. Baraskenhov V. S and Toneev V.D. “*Interaction of High Energy Particles and Nuclei with Atomic Nuclei*”, Nucl. Phys.A, 187: 531, (1972)
11. Friedlander G., Kennedy J. W., Miller J. M., “*Nuclear and Radiochemistr*”, 2nd edition John Wiley, New York, (1964)
12. J. J. Griffin, “*Statistical Model of Intermediate Structure*” Phys. Lett., 17: 478 (1966)
13. Harp G. D., Miller J. M., “*Precompound Decay from a Time-Dependent Point of View*” Phys. Rev.C, 3: 1847, (1971)
14. Blann M. , “*Extensions of Griffin's Statistical Model for Medium-Energy Nuclear Reactions*” Phys. Rev. Lett., 21: 1357, (1968)

15. Cline C. K., Blann M., ***"The pre-equilibrium statistical model: Description of the nuclear equilibration process and parameterization of the model"*** Nucl. Phys. A, 172: 225, (1971)
16. Cline C.K., ***Pre-equilibrium decay and the exciton model*** Nucl. Phys.A, 193: 417, (1972)
17. Cline C.K., ***"The Pauli exclusion principle in pre-equilibrium decay"*** Nucl. Phys. A, 195: 353, (1972)
18. Ribansky I, Oblozinsky P., Betak E., ***Pre-equilibrium decay and the exciton model*** Nucl. Phys. A, 205: 545, (1973)
19. Blann M., ***"Hybrid Model for Pre-Equilibrium Decay in Nuclear Reactions"*** Physical Review Letters., 27(6):337, (1971)
20. Blann, M., Mignerey .A., ***"Pre-equilibrium decay at moderate excitations and the hybrid model"*** Nucl. Phys. A, 186, 245, (1972)
21. Blann M. , ***"Importance of the Nuclear Density Distribution on Pre-equilibrium Decay"*** Physical Review Letters., 28(12):757, (1972)
22. Blann, M., ***"A priori pre-equilibrium decay models"*** Nucl.Phys. A, 213: 570, (1973)
23. Bertrand, F.E., 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 the Intranuclear Cascade Model"*** Jour. Phys. Rev.C, 8: 1045, (1973)
24. Blann, M., ***"Proceedings of The Europhysics Study Conference on Intermediate Processes in Nuclear Reactions."*** Ed. Cindro N., Kulisic P., Mayer-Kuckuk T., Springer-Verlag, Berlin, (1973)
25. M. Blann and H.K Vonach, Phys. Rev. Lett. ***"Global test of modified precompound decay models"*** 17: 478, (1983)
26. S. G., Mashnik, CODE CEM95 .***"Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, Joint Institute for nuclear research"***. Dubna, Moskow ,141980, Russia, (1980)
27. İ. Demirkol, E. Tel, A. Arasoglu, A. Özmen, B. Sarer, A. Acir, M. Aklan ***"The Neutron Production Cross Sections for Pb,Bi and Au Targets and Neutron Multiplicity for Nuclear Spallation Reaction Induced by 20- to 1600 MeV Protons"*** Nucl. Sci. and Eng. 147(1):83-91, (2004)

28. E.Tel, Ş.Okuducu, A.Aydın, B.Şarer, G.Tanır, ,**“The Study of The (n,2n) Reaction Cross-Sections for Neighbor Deformed Nuclei in the Region of Rare-Earth Elements”** Acta Phys. Slov., 54(2):191, (2004)
29. E. Tel, B. Şarer, Ş. Okuducu, A. Aydın and G. Tanır, **“A new empirical formula for 14-15 MeV neutron-induced (n,p) reaction cross sections ”** J. Phys.G: Nucl. Part. Phys., 29: 2169, (2003)
30. V. MCLANE, “CSISRS experimental nuclear data file”, **National Nuclear Data Center Brookhaven National Laboratory**, <http://www.nndc.bnl.gov/> , (1997)
31. Blann, M., Bisplinghoff, “Code ALICE /LIVERMORE 82” **Lawrance Livermore National Laboratory**, UCID-19614, (1982)
32. Capote, R., Osorio ,V. Lopez, Herrera, E., and Piris, **“Analysis of Experimental Data on Neutron Induced Reactions and development of code Pcross for the Calculation of Differential Pre-equilibrium Emission Spectra with Modelling of Level Density Function”**, Final Report on Research Contract 5472/RB M., INDC (CUB)-004,Distr,L., (1991)
33. Weisskopf, W.F., and Ewing, D.H., Phys.Rev. **“The Inelastic Scattering of Neutrons”** 87: 366, (1952)
34. Blann M., **“Comments on alternate formulations for preequilibrium decay”** Physical Review C., 17(5):1871, (1978)
35. Akkerman J.M ., Gruppelaar. H, Reffo,G., **“Angular distributions in a unified model of preequilibrium and equilibrium neutron emission”** Phys. Rev.C. 22: 73 , (1980)
36. Williams , F.C , **“Particle-hole state density in the uniform spacing model”** Nucl. PhysA ., 166: 231, (1971)
37. Kalbach. C, In Proc.**“IAEA Advisory Group Meeting on Basic and Applied Problems of Nuclear Level densities”**. Ed. Blatt, M.R. , Report BNL-Ncs-51694: 113, (1983)
38. Kalka ,H.,Torjman ,M., and Seeliger, D., **“Statistical multistep reactions: Application”** Phys. Rev.C, 40: 1619, (1989)
39. W. Dilg, W.Schantl, Vonach and H. M. Uhl, **“Level density parameters for the back-shifted fermi gas model in the mass range 40 < A < 250”** Nucl.Phys. A 217: 269, (1973)
40. M. Baba, H. Wakabayashi, N. Itoh, K. Maeda and N.Hirakawa **“Measurements of Prompt Fission Neutron Spectra and Double-Differential Neutron Inelastic**

Scattering Cross Sections For ^{238}U and ^{232}Th R,INDC(JPN)-129, R,NEANDC(J)-142,, R,JAERI-M-89-143, (1989)

41. Herman, M., Marcinkowski and Stankiewicz, K., Computer Physics Communications ***A program for calculation of spectra and cross-section calculations within the combined preequilibrium/ compound nucleus model of nuclear*** 33 : 373- 398, (Amsterdam), (1984)
42. E.Tel, İ.Demirkol, A. Arasoğlu and B. Şarer, “***Pre-Equilibrium Emission in Differential Cross-Section Calculations And Analysis Of Experimental Data For ^{232}Th*** ”, Modern Physics Letters A, 19(21):1597–1614, (2004)
43. E.Tel, B.Turan, M.Übeyli, A. Arasoğlu, A. Aydın, H.Aytemkin. “ ***^{232}Th and ^{238}U neutron emission cross section calculations and analysis of experimental data***”, TFD 22. Fizik Kongresi, 541: 14-17,Bodrum, Türkiye Eylül, (2004)

ÖZGEÇMİŞ

Burçin TURAN 1974 yılında Bolu’da doğdu. İlköğretimini burada, lise eğitimini Bolu Atatürk Lisesi’nde tamamladıktan sonra 2001 yılında Gazi Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü’nden mezun oldu. Aynı yıl Özel Birkent Dershanesi’nde fizik öğretmeni olarak çalışmaya başladı. 2001 yılında Gazi Üniversitesi Fizik Bölümü’nde master eğitimine başladı.