



FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜLERİ  
ORTAK YÜKSEK LİSANS PROGRAMI



YÜKSEK LİSANS TEZİ

**Deniz ÇELİK GÜLER**

**HİBRİT REAKTÖRLERİN YAPI  
ALZEMELERİNDE KULLANILAN  
ÇEKİRDEKLERDE YOĞUNLUĞA BAĞLI  
TESİR KESİTİ HESAPLAMALARI**

**FİZİK ANABİLİM DALI**

**OSMANIYE – 2017**

**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ  
ORTAK YÜKSEK LİSANS PROGRAMI**

**HİBRİT REAKTÖRLERİN YAPI MALZEMELERİNDE  
KULLANILAN ÇEKİRDEKLERDE YOĞUNLUĞA BAĞLI  
TESİR KESİTİ HESAPLAMALARI**

**Deniz ÇELİK GÜLER**

**FİZİK  
ANA BİLİM DALI**

**OSMANİYE  
EKİM-2017**

## TEZ ONAYI

### HİBRİT REAKTÖRLERİN YAPI MALZEMELERİNDE KULLANILAN ÇEKİRDEKLERDE YOĞUNLUĞA BAĞLI TESİR KESİTİ HESAPLAMALARI

Deniz ÇELİK GÜLER tarafından Prof. Dr. Eyyup TEL danışmanlığında Osmaniye Korkut Ata Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü **Fizik** Anabilim Dalı'nda hazırlanan bu çalışma aşağıda imzaları bulunan jüri üyeleri tarafından oy birliği/çokluğu ile **Yüksek Lisans Tezi** olarak kabul edilmiştir.

**Danışman:** Prof. Dr. Eyyup TEL  
Fizik Anabilim Dalı, OKÜ

Üye Prof. Dr. İsmail Hakkı KARAHAN  
Katihal Fizik Anabilim Dalı, MKÜ

Üye Doç. Dr. Muhittin ŞAHAN  
Fizik Anabilim Dalı, OKÜ

Yukarıdaki Jüri kararı Osmaniye Korkut Ata Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulunun ...../...../...../ tarih ve ...../..... sayılı kararı ile onaylanmıştır.

Proje No: OKÜBAP-2017-PT3-023

Doç. Dr. Coşkun ÖZALP .....  
Enstitü Müdürü, **Fen Bilimleri Enstitüsü**

*Bu tezde kullanılan özgün bilgiler, şekil ve çizelgeler kaynak gösterilmeden alıntı yapmak 5846 sayılı Fikir ve Sanat Eserleri Kanunu hükümlerine tabidir.*

## TEZ BİLDİRİMİ

Tez içindeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, bu çalışma sonucunda elde edilmeyen her türlü bilgi ve ifadenin ilgili kaynağa eksiksiz atıf yapıldığını ve bu tezin Osmaniye Korkut Ata Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlandığını bildiririm.

.....  
(İMZA)

**DENİZ ÇELİK GÜLER**

## ÖZET

### HİBRİT REAKTÖRLERİN YAPI MALZEMELERİNDE KULLANILAN ÇEKİRDEKLERDE YOĞUNLUĞA BAĞLI TESİR KESİTİ HESAPLAMALARI

Deniz ÇELİK GÜLER  
Yüksek Lisans, Fizik Anabilim Dalı  
Danışman: Prof. Dr. Eyyup TEL

${}^7\text{Li}$  ve  ${}^9\text{Be}$  hedef çekirdeği, hibrit füzyon fizyon reaktörü teknolojisinde reflektör, soğutma sıvısı ve nötron kaynağı için kullanılmıştır. Bu çalışmada,  ${}^7\text{Li}$  ve  ${}^9\text{Be}$  hedef çekirdeği seçilmiş ve 14-15 MeV enerjili kesit incelenmiş (n,p) reaksiyonlar incelenmiştir. Nükleer reaksiyon kesitleri, seçilen  ${}^7\text{Li}$  ve  ${}^9\text{Be}$  hedef çekirdeği için nötronlar tarafından hesaplanarak yoğunluğa bağlı olarak SKM\* parametreleri kullanılarak hesaplanmıştır. Elde edilen sonuçlar literatürdeki deneysel veriler ve teorik hesaplamalar ile karşılaştırılmıştır.

**Anahtar Kelimeler:**  ${}^7\text{Li}$  ,  ${}^9\text{Be}$ , Tesir Kesiti, Tel Formülü

## ABSTRACT

### CALCULATION of CROSS SECTIONS ${}^7\text{Li}$ and ${}^9\text{Be}$ TARGET NUCLEI USED in BUILDING MATERIALS of HYBRID REACTORS

Deniz ÇELİK GÜLER  
M.Sc., Department of Physics  
Supervisor: Prof. Dr. Eyyup TEL

${}^7\text{Li}$  and  ${}^9\text{Be}$  target nuclei have been used for reflector, coolant and neutron source in building materials of hybrid reactors technology. In this study,  ${}^7\text{Li}$  and  ${}^9\text{Be}$  target nuclei used in fusion-fission reactor were selected and investigated (n,p) reactions cross section at 14-15 MeV energy. The nuclear reaction cross-sections were calculated by neutrons for the selected  ${}^7\text{Li}$  and  ${}^9\text{Be}$  target nuclei that depending on density are calculated by using the SKM\* parameters. The obtained results were compared with experimental data and theoretical calculations in the literature.

**Keywords:**  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}$ , cross-section, excitation function, PCROSS, Tel et al formula.



*Çok kıymetli aileme...*

## TEŞEKKÜR

Yüksek Lisans tez konumun belirlenerek tez çalışmamın yürütölmesini üstlenen, çalışmalarım süresince değerli bilgi ve tecrübeleriyle katkılarını esirgemeyen danışman hocam Sayın Prof. Dr. Eyyup TEL'e teşekkürlerimi sunarım.

Ayrıca çalışmalarım süresince beni destekleyen katkılarından ötürü sevgili eşim Metin GÜLER'e ve değerli aileme teşekkür ederim.





## İÇİNDEKİLER

TEZ ONAYI	
TEZ BİLDİRİMİ	
ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iv
İÇİNDEKİLER .....	v
ÇİZELGELER DİZİNİ .....	vii
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	viii
SİMGELER ve KISALTMALAR .....	ix
1.GİRİŞ .....	1
2.ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR.....	2
2.1 Nükleer Reaksiyonlar.....	2
2.2 Füzyon-Fisyon (Hibrid) Reaktörleri .....	4
2.3 Füzyon (çekirdek kaynaması) reaksiyonu:.....	5
2.4 Fisyon (çekirdek bölünmesi) reaksiyonu: .....	9
2.5 Reaktörler Türleri.....	13
2.6 Güç Reaktörleri .....	14
2.7 Basınçlı Su Reaktörleri .....	14
2.8 Gaz Soğutmalı Isıl Reaktörler .....	16
2.9 Hafif Su Reaktörleri .....	17
2.10 Diğer Nesil II. Reaktörler (2. Nesil Reaktörler).....	18
2.11 Nesil III (+) Reaktörler (3.Nesil Reaktörler) .....	19
2.12 Üretken Reaktörler .....	19
2.13 Üretme ve Uranyum Kaynakları .....	20
3.MALZEME VE YÖNTEM.....	21
3.1 Hartree–Fock Yaklaşımı .....	21
3.2 Skyrme Yaklaşımı.....	22
3.3 Skyrme Hartree-Fock Metodu.....	23
3.4 Coulomb Etkileşme Enerjisi .....	25
3.5 Tesir Kesiti .....	25
4. BULGULAR VE TARTIŞMA .....	30

5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER .....	35
KAYNAKLAR .....	37



## ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1. Farklı soğutucu ve nötron duvar yükleri için trityum üretimi.....	8
Çizelge 2.2. Fizyondan elde edilen enerjinin dağılımı.....	12
Çizelge 3.5. 14-15 MeV (n, p) için formüller ve literatürdeki en iyi fit parametrelili sonuçları ile elde edilen $\chi^2$ değerleri.....	27
Çizelge 3.5. SKM* Kuvvet Parametreleri.....	28
Çizelge 4.1. 14-15 MeV enerjili (n,p) reaksiyon tesir kesiti (mb) teorik sonuçlarının karşılaştırılması.....	30
Çizelge 4.2. 14-15 MeV enerjili (n,p) reaksiyon tesir kesiti (mb) deneysel sonuçlarının karşılaştırılması.....	31
Çizelge 4.2. $^7\text{Li}$ için SKM* Deneysel Verileri.....	32
Çizelge 4.3. $^9\text{Be}$ için SKM* Deneysel Verileri.....	33

## ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1 Füzyon reaksiyonu.....	5
Şekil 2.2 D-T füzyon kaynağı ile elektrik üretimi.....	6
Şekil 2.3 Hibrid reaktör mantosunun kesit görünüşleri.....	7
Şekil 2.4 Fizyon reaksiyonu.....	9
Şekil 2.5 Fertil-fisil dönüşüm şeması.....	11
Şekil 2.5 PWR Yakıt Demeti.....	17
Şekil 2.6 PWR reaktör kabı.....	17
Şekil 3.1. Bir atomun çekirdeği etrafındaki elektronların HF teorisinde aynı.....	13
Şekil 3.2 Gelen demet ve kesit alanını gösteren reaksiyon geometrisi.....	14



## SİMGELER ve KISALTMALAR

A	Kütle Numarası
b	Barn
fm	Fermi
$J_n$	Nükleonların toplam açısal momentumu
$l$	Yörünge Kuantum sayısı
mb	Mili Barn
n	Nötron
N	Çekirdekteki nötron sayısı
p	Proton
P	Momentum
Q	Bir çekirdeğin bozunma enerjisi
R	Yarıçap
$R_{\text{mermi}}$	Mermi çekirdeğin yarıçapı
$R_{\text{hedef}}$	Hedef çekirdeğin yarıçapı
S	Asimetri parametresi
Z	Çekirdekteki proton sayısı
$\sigma$ etkileşim	Etkileşme tesir kesiti
$\Pi$	Pi sayısı
(n+k)	Nötron+Kor
(n+n+k)	Nötron+Nötron+Kor

## 1.GİRİŞ

Füzyonun enerji kaynaklarından önemli bir yeri olması güvenliliği ve çevreye olan minimum etkisi açısından sağlanabilir. Asit yağmurları veya küresel ısınma tehlikeli doğa olaylarının olmasına engel olması için karbondioksit ( $CO_2$ ) ve kükürtdioksit ( $SO_2$ ) üretmemesi gerekir [1].

İki hafif nükleer parçacık birleştiklerinde veya kaynaştıklarında enerji salınır, çünkü meydana gelen ürün çekirdeklerin toplam kütlesi, ana parçacıkların toplam kütesinden daha küçüktür. Bu tür füzyon reaksiyonları; hedeflerin hızlandırıcılardan elde edilen yüklü parçacıklarla bombardıman edilmeleriyle ya da bir gazın sıcaklığını nükleer reaksiyonların meydana gelebilecek kadar yüksek sıcaklıklara çıkarmakla gerçekleştirilebilir. Bu bölümde mikroskobik anlamda etkileşimleri tanımlayacağız ve füzyondan büyük ölçekli kullanışlı bir enerji kaynağı elde etmemizi sağlayacaktır. Bir nötronun birçok izotop tarafından soğurulması, bir gama ışını ortaya çıkan uyarım enerjisiyle birlikte ışınal yakalamayı içerir. Bazı ağır elementlerde özellikler uranyum ve plütonyumda, bir başka sonuç gözlenir. Çekirdek iki ağır parçaya ayrılır. Bu sürece fizyon adı verilir.

U-236 bileşik çekirdeği uyarılmış bir durumda oluşmuştur. Bazı durumlarda fazla enerji gama ışını olarak serbest kalabilir. Fakat çoğu kez bu enerji C-aşamasındaki gibi çekirdeğin şeklinin bir halter şeklinde bozulmasına neden olur. Bu çekirdeğin parçaları bir sıvı damlasının hareketine benzer şekilde salınır. Elektrostatik itme, nükleer çekimden daha baskın olduğundan bu iki parça D aşamasındaki gibi ayrılabilir. Böylece bunlar açığa çıkan enerjinin çoğunu taşıyan fizyon parçacıkları olarak adlandırılır. Bu fizyon parçaları, sürecin sonunda serbest kalan yaklaşık 200 MeV toplam enerjinin 166 MeV'lik kinetik enerjisini taşıyarak yüksek süratlerden birbirinden uzaklaşır. Parçalar ayrılınca, atomik yapıdaki elektronları kaybederler ve sonundaki etraftaki atom ve moleküllerle etkileşen bu yüksek süratli iyonlar enerjilerini yitirirler. Sonuçta termal enerji, eğer fizyon bir nükleer reaktörde meydana gelirse, geri alınabilir [1].

## 2.ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Durum özelliklerini açıklamak için Skyrme kuvvetleri önerilmiştir. SI ve SIII olarak adlandırılan iki yeni kuvvet parametresi belirlendiler. M.Brack ve ark. Hartree- Fock ile Skyrme arasında 1985'de hareketli çekirdeklerin yoğunluk hesaplamalarında dengeli bir uyum olabilmesi adına SKM\* denilen bir parametre buldular.

E.Tel ve ark. Skyrme Hartree - Fock metodu ile 2003 'de nükleer yakıt olarak kullanılan ağır radyoaktif çekirdeklerin bazı kütle ve yük yarıçaplarını hesaplanmışlardır. Tel ve ark. 2008'de yarı ampirik bir formülüde düşük enerjili çekirdekler için öneride bulundular. Bu formüller ışığında aynı çalışma grubu tarafından 2009'da <sup>20</sup>F için nükleer reaksiyon tesir kesitlerini incelediler [2].

### 2.1 Nükleer Reaksiyonlar

Kararlı yapıya sahip atomlar dışarıdan müdahale ile istenen herhangi bir atoma dönüştürülemezler. Bazı kararlı olmayan atomlar dışarıdan müdahale ile dışarıdan müdahale periyodik cetveldeki başka bir atoma dönüştürülebilirler. Dönüşüm sonrası ilk kütleyle göre kütle kaybı oluşacaktır. Oluşan kütle farkının ışık hızının karesi katı kadar nükleer enerji oluşur ve şu şekildedir:

$$E= \Delta m \times c^2 \quad (1.1)$$

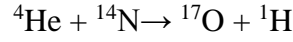
Denklem (1.1)'de  $\Delta m$ = kütle kaybı  $c$ =ışık hızı şeklinde açıklanmıştır.

Çekirdeği oluşturan proton ve nötronların kütleleri toplamı çekirdeğin gerçek külesinden büyüktür. Çekirdeği ayırmak için büyük bir enerji gerekir ve bu enerji çekirdek oluşumunda dışarı atılır. Çekirdeği parçalamak için verilmesi gereken bu enerjiye bağ enerjisi denir [3].

Nükleer reaksiyonlar meydana gelirken gerekli olan 4 temel kanun aşağıdaki gibidir.

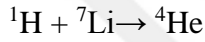
- Nükleonların korunumu
- Yüklerin korunumu
- Momentum korunumu
- Kütle ve enerji korunumu

Dönüşüm olarak isimlendirilen bir elementin diğer, bir element yapılması işlemi, ilk olarak 1919 yılında Rutherford tarafından İngiltere’de gerçekleşmiştir. Bir radyoaktif kaynaktan elde ettiği parçacıkları ile azot atomları bombardıman etmiş ve,



Eşitliğine uygun olarak bir oksijen izotopu ve bir proton elde edilmiştir. Bu denklemin her iki tarafındaki A değeri toplamı 18 ve Z değeri toplamı 9 olduğu dikkat edilmelidir.

Nükleer dönüşüm, elektriksel olarak yüksek süratlere ivmelendirilen yüklü parçacıklarla da gerçekleştirilebilir. Bu reaksiyon türünün keşfedilen ilk örneği;



reaksiyonudur [4].

Nükleer reaksiyonların yorumlanması sık sık *bileşik çekirdek*, \*C kavramını içerir. Bu ara evre, mermi parçacığı ile hedef çekirdeğin birleşmesiyle oluşur. Bileşik çekirdek, *uyarılma enerjisi* adı verilen, nükleonların hareketinden dolayı fazladan bir iç enerjiye sahip olup \* işareti ile belirtilir.

Reaksiyon denklemleri, etkileşimden önceki ve sonraki şartları gösteren, kütle-enerji gibi özelliklerdeki dengeyi hesaplamak için kullanılabilir. Semboller yerine atomik kütleler eklenebilir. Çekirdeklerin kütlesi kesinlikle kullanılmalıdır fakat çoğu reaksiyonlarda aynı sayıda elektron denklemin her iki tarafında gözükür ve denge sağlanmış olur. Bununla birlikte pozitron üreten reaksiyonlarda, bir elektron-pozitron çifti üretmek için gerekli olan enerji 1.02 MeV ya da kütle eşitliğinden nükleer kütle ya da atomik kütleler cinsinden 0.0011 akb olarak kullanılmalıdır [4].



## 2.2 Füzyon-Fizyon (Hibrid) Reaktörleri

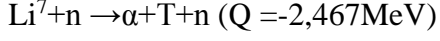
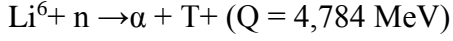
Füzyon ve fizyon(birleşme-parçalanma) reaktör özelliklerini bünyesinde birleştiren reaktörler hibrid reaktör olarak isimlendirilirler. Füzyon reaktörleri yüksek enerji nötronlarının yüksek bir miktarını üretebilmektedir. Füzyon plazması bir fertil blanket tarafından çevrenirse yüksek enerjili füzyon nötronları ( $n$ ,  $2n$ ) veya ( $n$ ,  $3n$ ) reaksiyonları ile fertil malzemelerde hızlı fizyonlara 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 [2].

Hibrid reaktörler hızlı fizyon blanket ve füzyon reaktöründen meydana gelmektedir. Hızlı fizyon blanketinde (D, T) füzyon kaynağının etrafı,  $^{238}\text{U}$  veya  $^{232}\text{Th}$  gibi fertil malzeme blanketi ile çevrenmiştir. Füzyon nötronları fertil malzemede önemli hızlı fizyonları 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.

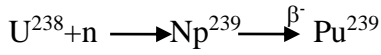
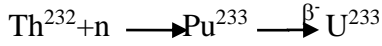
Füzyon kaynağından çıkan partiküller ilk olarak çarparak durdurulmaktadır. Nötronlar ise ilk cidarı geçerek fertil malzeme ile reaksiyona girerek hem yakıt hem de termal enerji üretimi yapmaktadır. Fizyon sonrası ortama çıkan nötronlar ise bir sonraki katman olan Lityum bölgesine girerek trityum elde edilmesini sağlamaktadır. Burada fertil malzeme yerine nötron çoğaltıcı ve trityum üretici blanket (berilyum, kurşun, lityum v.b.) konmuştur. Lityum blanketi yerine de  $^{233}\text{U}$  üretmek üzere sıvı fertil malzeme (genellikle Toryum) yerleştirilmiştir. Nötron çoğaltıcısı Berilyum, nötronların sayısını artırır ve enerjilerini modere eder.  $^{232}\text{Th}$  için eşik enerjisi seviyesine düşerek fertil bölgesine giren nötronlar yakalanarak  $^{233}\text{U}$  üretirler. Yarı Ömrü 27 gün olan  $^{233}\text{Pa}$  yakıt blanketinden çıkarılmadan önce  $^{233}\text{U}$  fisil yakıtına önemli oranda dönüşmüş olur. Diğer yandan, termal nötronlar çoğunlukla  $^6\text{Li}$  ile reaksiyona girmektedir. Bu yolla Lityumdan füzyon için Trityum üretilmektedir. Toryumdan nötron absorpsiyonu yolu ile üretilen  $^{233}\text{U}$  fisil yakıtının, reaktörden çıkarılarak fizyon reaktörlerinde yakıt olarak kullanılması arzu edilmektedir.

Hibrid reaktörlerde nükleer yakıt üreten reaksiyonlar; [5]

Trityum (Füzyon yakıtı):



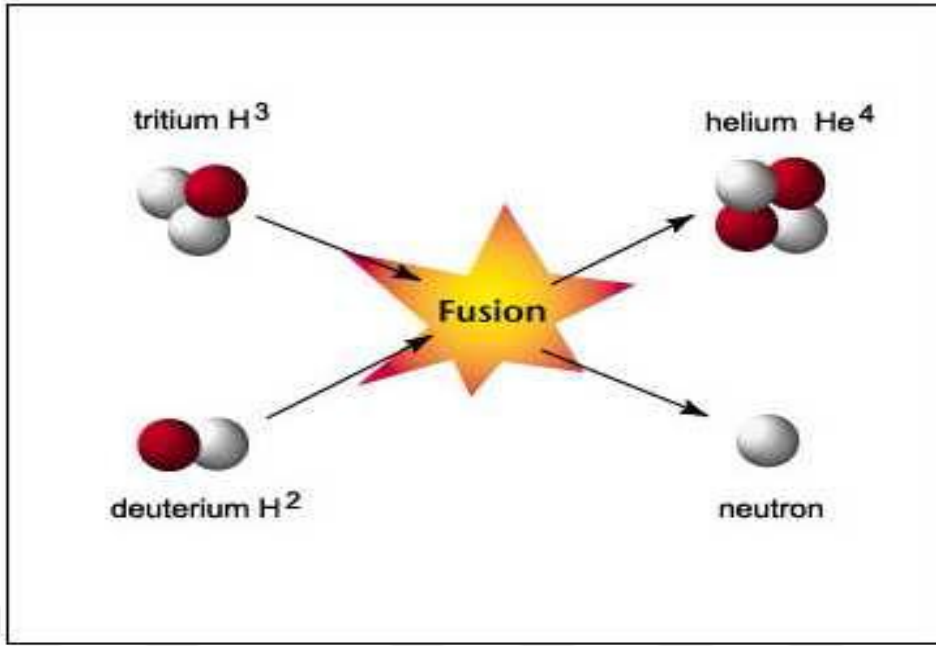
Fizyon yakıtı:



### 2.3 Füzyon (çekirdek kaynaması) reaksiyonu:

Füzyon (nükleer kaynaşma), iki hafif çekirdeğin, nükleer reaksiyon sonucunda dışarıya enerji açığa çıkararak daha ağır bir çekirdek oluşturması olayıdır

Hafif çekirdeklerin doğada fazla miktarda bulunmalarından ve kolayca sahip olunacağından, ürünlerin ağır radyoaktif çekirdeklere göre genellikle hafif çekirdekler daha kararlı olduğundan enerji kaynağı olarak düşünülebilirler füzyon çekirdekleri. Avantajlarının yanı sıra Coulomb engelini aşmak gibi bir zorluğa sahiptirler. Füzyon Coulomb engeli nedeniyle, fizyonda olduğu gibi kendi başına oluşmaz ancak Coulomb engeli aşıldığı zaman füzyon olayının meydana gelebilmesi için çekirdeklerin minimum enerji durumuna sahip olarak birleşmesi gerekir.

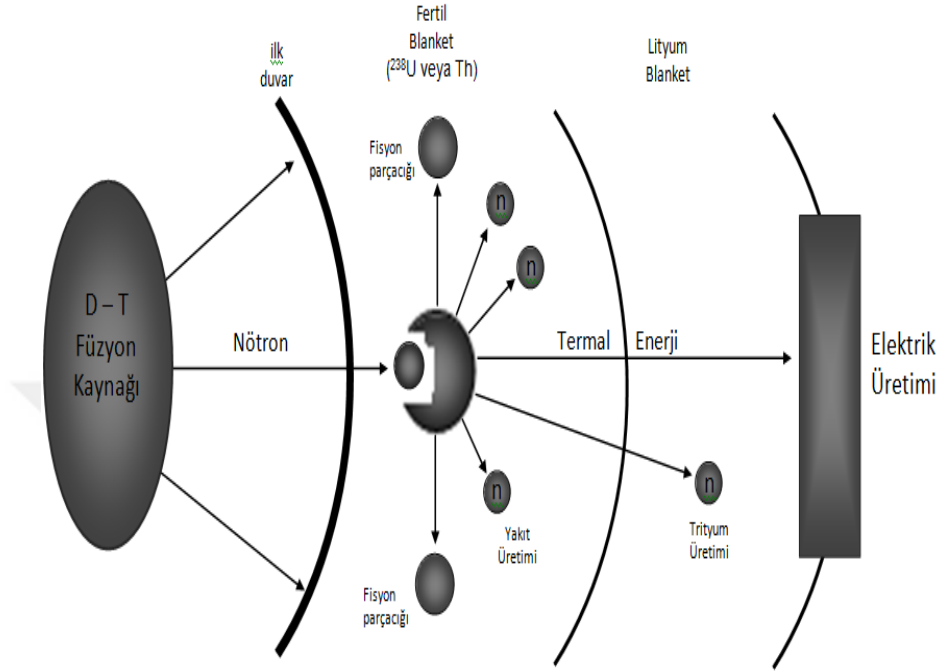


Şekil 2.1 Füzyon reaksiyonu [3]

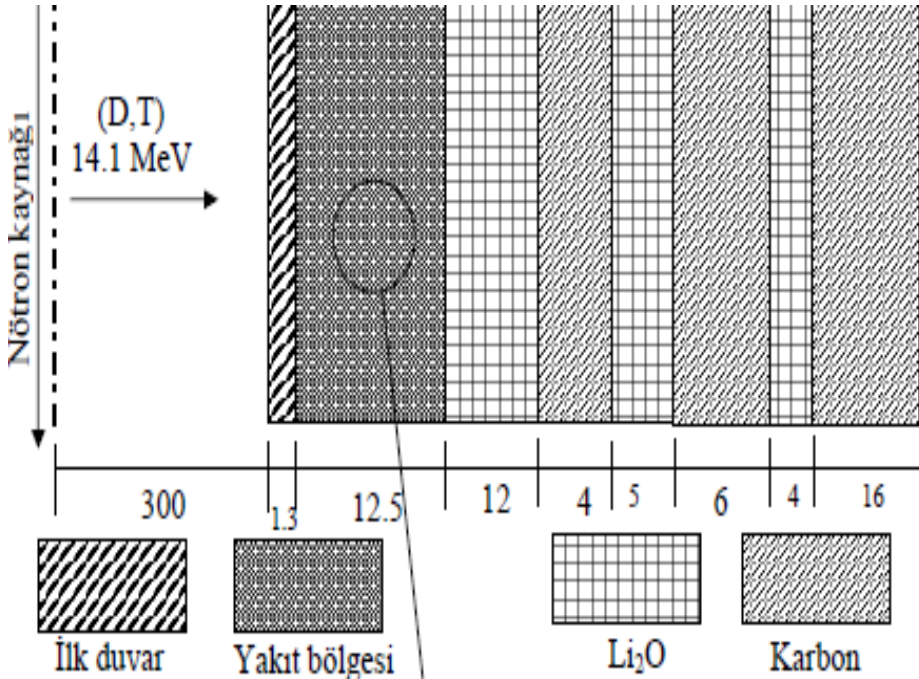
Hafif çekirdeklerin birleşmesi olarak tarif edilebilen füzyon olaylarının çok değişik tipleri mevcuttur. Füzyon olayının gerçekleştiği doğal reaksiyon güneşte meydana gelmektedir. Güneş merkezinde bulunan hafif hidrojen atomları  $10^8$  °K sıcaklıkta birleşerek daha ağır bir çekirdek olan helyum elementini meydana getirir. Güneş merkezinde bu olaylar sürekli olarak meydana gelmektedir.

Füzyon reaksiyonlarının dünyada meydana getirilebilmesinde karşılaşılan en büyük problem uygun reaksiyon tesir kesitini oluşturulmasıdır. Füzyon reaksiyonu, sıcaklığın bir fonksiyonu olarak değişmekte ve her bir reaksiyon tipinde farklılıklar görülmektedir. En uygun reaksiyon ise ( $2 \times 10^8$  °K) Döteryum (D) ile Tritiyum (T) arasında olmaktadır. Bu reaksiyon sonunda enerjinin büyük bir kısmı  ${}^4\text{He}$  (3,5 MeV) ve nötrona (14,1 MeV) gider [6]. Füzyon reaksiyonunun gerçekleşmesi için gerekli olan diğer önemli şart ise birim hacimdeki tanecik yoğunluğunun en az  $10^{20}$  tanecik /  $\text{m}^3$  olmasıdır. Hidrojen izotoplarının füzyon reaksiyonunun başlatabilmesi için D+T karışımı  $T=10^8$  °K sıcaklığa ve  $N=10^{20}$   $\text{m}^{-3}$  tanecik yoğunluğuna sahip olmalı ve reaksiyon en az 1 saniye devam edebilmelidir. D+T karışımı  $10^8$  °K'de iyonize olması sebebiyle bütün atomların elektronları yörüngelerinden uzaklaşırlar. Elektronlar negatif yüklü serbest elektronlar haline geçerler, D ve T iyonları ise

pozitif olarak yüklenirler. Bu olaya maddenin dördüncü hali olan plazma adı verilir. Bilgi birikiminin ve araştırmalarının en iyi dereceye ulaştığı klasik füzyon yakıtı olan (D, T) reaksiyon esnasında yüksek enerjili (14,1 MeV) nötron üretirler.



Şekil 2.2 D-T füzyon kaynağı ile elektrik üretimi [4]



Şekil 2.3 Hibrid reaktör mantosunun kesit görünüşleri [4]

Şekil 2.3’de füzyon fizyon reaktörüne ait modifiye edilen [5,6] silindirik hibrid manto kesit görünümü verilmiştir. TRISO kaplamalı CANDU harcanmış yakıtının reaktördeki nötronik ve radyasyon hasar performanslarını incelemek ve karşılaştırmak için üç farklı nötron yükü (2,6,10 MW/m<sup>2</sup>) ve dört farklı soğutucu doğal lityum, flibe, flinabe ve Li<sub>20</sub>Sn<sub>80</sub> gibi soğutucular kullanılmıştır. Bu tasarımda diğer çalışmalardan farkı ise [5,6, 15-17].

TRISO yakıtı yakıt çubuğu içine yerleştirilmiş olup diğer tüm bileşenler aynı tutulmuştur. SS- 304 yapı malzemesi ilk duvarda (1,3 cm kalınlığında) kullanılmıştır. İlk duvarın hemen arkasındaki 12,5 cm kalınlığındaki yakıt bölgesinde ise, TRISO kaplamalı CANDU harcanmış yakıtı, yakıt zırhlı olarak ilk duvarda kullanılan yapı malzemesinin aynısı ve soğutucu olarak doğal lityum, flibe, flinabe ve Li<sub>20</sub>Sn<sub>80</sub> seçilmiştir.

Çizelge 2 1. Farklı soğutucu ve nötron duvar yükleri için trityum üretimi  
(a:işlem başlangıcı; b: 24 ay sonra)[2]

Nötron Duvar Yükü	2 MW/m <sup>2</sup>			
Soğutucu	Lityum	Flibe	Flinabe	Li <sub>20</sub> Sn <sub>80</sub>
T <sub>6</sub>	0.99937 <sup>a)</sup>	0.95729	0.90866	0.88326
	1.00846 <sup>b)</sup>	0.97982	0.94029	0.89923
T <sub>7</sub>	0.26814	0.14289	0.11349	0.08100
	0.26882	0.14348	0.11407	0.08130
TBR (T <sub>6</sub> + T <sub>7</sub> )	1.26750	1.10343	1.02505	0.96426
	1.27728	1.12655	1.05725	0.98053

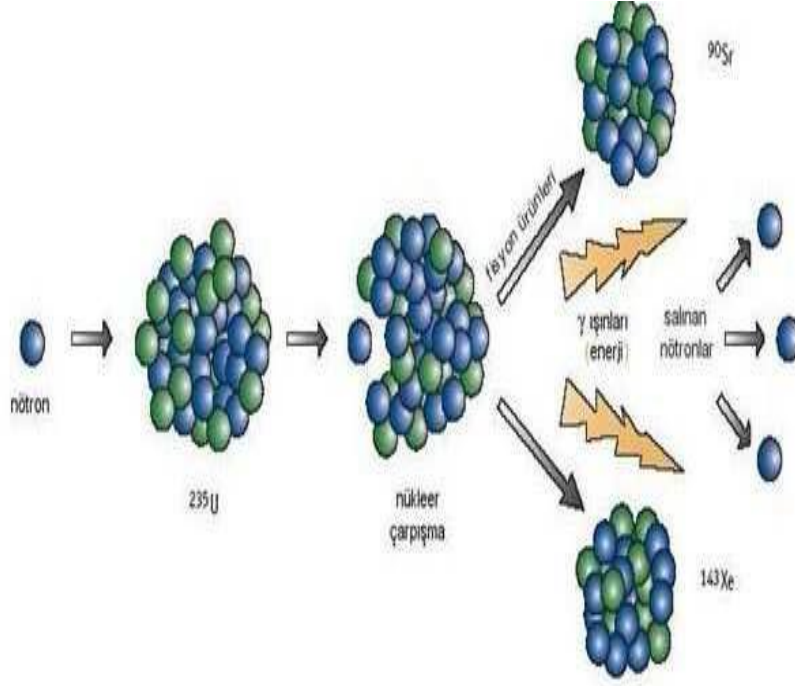
Kendi kendine yeterli bir füzyon reaktörü için toplam trityum üretiminin  $TBR > 1.05$  olması gereklidir [1-5]. Çizelge 2.1’de  ${}^6\text{Li}$ ’den elde edilen trityum değeri ( $T_6$ ) ile  ${}^7\text{Li}$ ’den elde edilen trityum değerinin ( $T_7$ ) ve mantodaki toplam TBR değerleri reaktör çalışma başlangıcı ve 24 aylık bitiş süresi için hesaplanmıştır.

$T_6$  düşük enerjili nötronlarla reaksiyon yaparak trityum üretiminde en büyük katkıya sahip olduğu her bir parametre için Çizelge 2.1’de görülmektedir. Çizelge 2.1’de görüldüğü gibi elde edilen sayısal sonuçlar farklı nötron duvar yükleri ve farklı soğutucular için elde edilmiştir. Bütün bu nötron duvar yükleri ve soğutucular için Çizelge 2.1’ de incelendiğinde TBR değeri başlangıçta doğal lityum ve flibe soğutucu için 1.05’den büyüktür ve çalışma süresince artarak devam etmektedir. Flinabe ve  $\text{Li}_{20}\text{Sn}_{80}$  soğutucuları ancak 5’inci aydan itibaren 1,05 değerini geçmekte ve 24 aylık periyot boyunca 1.05 değerinin üzerinde seyretmektedir [4].

#### **2.4 Fizyon (çekirdek bölünmesi) reaksiyonu:**

Doğada bulunan veya yapay olarak üretilen uranyum ve plütonyum gibi bazı ağır elementler kararsızdırlar. Böyle bir elementin çekirdeğine bir nötron çarptığında çekirdek iki parçaya bölünür (fizyon veya split). Bu esnada iki veya üç nötron ve bir miktar enerji açığa çıkar (Şekil 2.4). Fizyon sonucu ortaya çıkan ve birçok kombinasyonu mümkün olan bu parçalar *fizyon ürünleri* diye isimlendirilirler. Reaksiyon ürünlerinin (fizyon ürünleri ve nötronlar) toplam kütlesi atomun ve çarpan nötronun orijinal kütlesinden biraz daha azdır. Enerjiye dönüşen bu fark Einstein’ın meşhur  $E=mc^2$  formülü ile izah edilir [5].

Fizyon, çekirdek bölünmesi olarak da bilinir, ağır bir atom çekirdeğinin hemen hemen eşit kütleli iki parçaya bölünmesidir. Çekirdek bölünmesinde çok büyük miktarda enerji açığa çıkar. Doğada geçerli temel ilkelere biri, her sistemin, engelleyici bir etki bulunmadığı sürece, enerjisinin en düşük düzeyde olacağı biçimi alacağını öngörür.



Şekil 2.4 Fizyon reaksiyonu [5]

Bir nötron, U-235 gibi, ağır bir çekirdek tarafından soğurulduğunda meydana gelen birleşik çekirdek çok kararsız hale gelip iki- hatta bazen üç- parçaya bölünebilir. Nükleer fizyonda ortaya çıkan iki parça (fizyon ürünleri) belli bir olasılık dağılımına uygun olarak meydana gelirler ve özdeş olmaları pek muhtemel değildir. Fizyon ürünlerine ek olarak, fizyon olayının hemen ardından 2-3 nötron meydana gelir. Bu anı fizyon nötronlarının kinetik enerjileri de belli bir dağılım eğrisine tabidir. Bu fizyon nötronları spektrumu ve fizyon ürünleri olasılık dağılımının kütle numarasına olan ilişkisel bağımlılığı, fizyonu başlatan nötronun kinetik enerjisine (hızlı veya ısı) ve fizyona uğrayan ağır atom çekirdeğine bağlıdır. Bazı ağır çekirdekte nükleer fizyon ancak gelen nötronlar belli bir asgari enerji eşliğinin üstünde enerjili iseler meydana gelebilir [4].

Atom çekirdeği	Th-232	U-233	U-234	U-235	U-238	Pu-239
Gerekli Asgari Nötron Enerjisi (MeV)	>1.3	0	> 0.4	0	>1.2	0

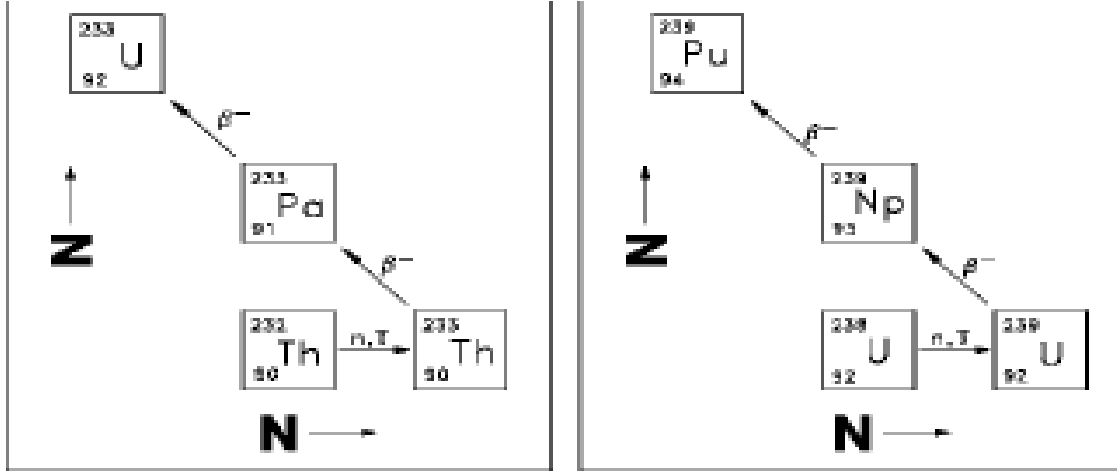
Fizyon ürünleri gaz, kolayca buharlaşan (volatile) sıvı veya katı olabilir. Farklı yakıt izotopları için (örneğin U-235 veya Pu-239 gibi), fizyon ürünlerinin kütlelerindeki farklar fizyon reaktörlerinin güvenlik analizlerinde hesaba katılmalı ve algılama (detection) amaçları için kullanılmalıdır.

Genellikle fizyonun, bir nükleer reaktörde olduğu gibi doğal olmayan yapay koşullarda olduğu düşünülür. Oysa bazı çekirdeklerde fizyon bir radyoaktif bozunma şeklinde kendiliğinden oluşur. Bu olay reaktörlerde nötronla oluşturulan fizyona benzer, ancak fizyonu başlatmak için çekirdeğin nötron yakalmasına gerek yoktur. Kendiliğinden fizyonda bir ağır çekirdek daha hafif iki çekirdeğe bölünür; son çekirdekler alfa veya beta bozunumun aksine, kesin olarak belirlenemez, fakat tüm orta-ağırlıklı çekirdek 19 aralığı boyunca istatistiksel olarak dağılır. İkincisi ise “zorlamalı çekirdek bölünmesi” olayıdır. Bölünme için gereken ek enerjinin çekirdeğe dışarıdan, örneğin çekirdeğin soğuracağı bir nötron aracılığıyla verilmesi yoluyla gerçekleştirilen bu zorlamalı bölünme, nötron soğurulmasıyla sağlanabileceği gibi, başka parçacıkların (örn. Proton, alfa parçacığı, gama ışını) soğurulması yoluyla da gerçekleştirilebilir.

Fizyon yakıtları ikiye ayrılır. [6]

- Termal nötronlarla ( $E_n < 0.025$ ) parçalanabilen fisil yakıtlar ( $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  ve  $^{241}\text{Pu}$ )
- Hızlı nötronlarla parçalanabilen yakıtlardır. “Fertil-Fisil” dönüşümüyle fisil yakıtlara dönüşebilen fertil yakıtlar. Fertil yakıtlar ( $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{242}\text{Pu}$ )





Şekil 2.5 Fertil-fisil dönüşüm şeması [6]

Çizelge 2.2 Fizyondan elde edilen enerjinin dağılımı [7]

Fizyon ürünlerinin kinetik enerjisi	165±5 MeV
Hızlı gama ışınması	7±1 MeV
Nötronun kinetik enerjisi	5±0.5 MeV
Ürün bozulmasından oluşan beta parçacığı	7±1 MeV
Ürün bozulmasından oluşan alfa parçacığı	7±1 MeV
Ürün bozulmasından oluşan nötronlar	10 MeV
TOPLAM	200±6 MeV

## 2.5 Reaktörler Türleri

Bir nötron zincir reaksiyonu için tek şartın yeterli miktarda bölünebilir çekirdek olmasına rağmen, işlevsel bir nükleer reaktör kurmak için malzeme ve düzenlemelerin pek çok kombinasyonları kullanılabilir işlevsel nükleer reaktör kurmak için kullanılır. 1942'de İlk reaktör kullanımına başlandığından bu yana birkaç farklı tipte veya düşüncede tasarlanmış ve test edilmiştir. Özgün reaktör tasarımları ile yapılan deneme, performans gereksinimlerini karşılamak üzere ekonomi, güvenlik ve güç gibi, kriterlerin en uygun şekilde kullanımıyla birkaç farklı seçime yol açmıştır.

Reaktörler için genel sınıflandırma şeması reaktör türlerinin ayırt edici özelliklerine bağlı olarak gelişmiştir. Bu özellikler aşağıda alt kısımlarda listelenmiştir [4].

### Amaç

Çalışır durumda veya inşaatı devam eden çoğu reaktörün amacı, ticari elektrik enerjisinin büyük kısmını üretmektir. Diğerleri ise eğitim ve radyasyon araştırma ihtiyaçlarına etmektedir ve birçoğu gemiler ve denizaltılar için itme gücü sağlamaktadır. Üretici reaktör gibi yeni tasarımların gelişiminin çeşitli aşamalarında, yapılabirlik testlerin yapıldığı ön model reaktör (prototip) reaktör ve ticari olanakların değerlendirildiği tanıtım reaktörünün her ikisi de inşa edilebilir [4].

### Nötron Enerjisi

Hızlı reaktör, nötronların çoğunun 0.1-1 MeV enerji aralığında yer aldığı reaktördür, bu enerjinin altında fakat yakın değerlerde nötronlar fizyon sonucu serbest bırakılır. Nötronların yavaşlamasını sağlayan malzeme göreceli olarak daha az olduğundan nötronlar yüksek enerjide kalır. Bunun aksine, termal reaktör iyi nötron-yavaşlatıcı malzeme içerir ve nötronların çoğunluğu 0.1 eV'dan daha az enerjiye sahiptir [7].

### Yavaşlatıcı ve Soğutucu

Bazı reaktörlerde, nötron yavaşlamasına yardımcı olma ve üretilen ısıyı taşıma fonksiyonlarının her ikisi birden bir madde yerine getirir. Diğerlerinde yavaşlatma ve soğutma için ayrı malzemeler kullanılır. Soğutucunun durumu, daha başka işlevlerde görev yapmaktadır. Basınçlı su reaktörü buhar üreten ısı için yüksek sıcaklıkta su sağlarken, kaynar su reaktörü doğrudan buhar sağlar [7].

## 2.6 Güç Reaktörleri

Reaktörlerin önceki özelliklerden bir ya da daha fazlası üzerinde durarak reaktör kavramları tanımlanır. Daha yaygın olarak kullanılan ve gelecek vaat eden güç reaktörü türlerinden bazıları şunlardır:

- Basınçlı su reaktörü (PWR), yüksek basınçta (2200 psi, 150 bar) ve sıcaklıkta yavaşlatıcı-soğutucu olarak görev yapan hafif sulu termal reaktör ve hafif zenginleştirilmiş uranyum yakıtın heterojen düzenlenimi.
- Kaynar su reaktörü (BWR), soğutucu basıncın ve sıcaklığın düşük olmasının dışında PWR' ye benzerdir.
- Yüksek sıcaklık-gaz soğutuculu reaktörü (HTGR), grafit yavaşlatıcı ve helyum soğutucu kullanılır.
- Kanada döteryum uranyum reaktörü (CANDU), işlem sırasında yüklenebilen ve deşarj edilebilen ağır su düzenleyicisi ve doğal uranyum yakıtı kullanılır.
- Sıvı metal hızlı üretim reaktörü (LMFBR), yavaşlatıcısı olmayan, sıvı sodyum soğutuculu ve doğal ya da fakirleşmiş uranyum ile çevrili plütonyum yakıtlı [7].

## 2.7 Basınçlı Su Reaktörleri

50'li yılların başlarında PVVR'ler ABD'de özel olarak nükleer denizaltılar için güç santraldan olarak geliştirilmişlerdi. (N S Nautilus, 1954) PWR kavramının bu başarılı uygulaması daha sonra askeri olmayan ilk deneysel nükleer güç santralının -1957'de işletmeye alınan Shippingport, 60MW(e)- inşasına neden olmuştur Mevcut PVVR'ler dünyanın çeşitli ülkelerindeki bir kısım imalatçı tarafından temelde aynı teknik prensiplere göre inşa edilirler. Bu bölümde başlıca, FAİmanya'daki KWU firmasının inşa edilen 1300 MW (e)'lık standart PVVR anlatılmaktadır. Başka imalatçıların PVVR tasarımları bu kavrama göre bazı teknik farklılıklar göstermekle beraber bunlar işletmenin temel prensiplerinin anlaşılmasıyla ilgili değildir [7].

Nükleer fizyon yoluyla reaktör kalbinde üretilen ısı birincil sistem içinde yakıt elemanlarından suya aktarılır. Yüksek basınçlı su (158 bar) soğutucu pompalarıyla dolaştırılır ve reaktör kalbinde 292 °C'den (giriş) 326 °C'ye (çıkış) ısıtılır Daha sonra, ısısını ikincil bir buhar sistemine aktardığı 4 buhar üreticisine doğru akar İkincil sistemde, 68 bar ve 285 °C'de buhar üretilir Buhar, türbin ve jenaratörü çalıştırır.

Türbinden çıkan buharın yoğuşturucudan geçirilmesiyle elde edilen su, buhar üreteçlerine gen pompaları yoğuşturucuya aktarılan atık ısı, nehir, gol, deniz suyu veya bir soğutma kulesi yoluyla çevreye bırakılır [7].

### **Reaktör Kalbi**

Kalp, başlangıçta 3 farklı U-235 zenginleştirme düzeyine sahip yakıt elemanları içerir (%1,9, %2,5, %3,2). Daha fazla zenginleştirilmiş yakıt elemanları kalbin dış kısımlarına yerleştirilirken daha az zenginleştirilmiş olanlar kalbin iç kısımlarına dağıtılır. Kalpteki ortalama güç yoğunluğu takriben 95 kW(th)/lt veya 36 kW(th)/kgU dur Halen yakıt, kalp içinde takriben 3 yıllık bir ışınlanma suresi boyunca, en yüksek ortalama tükenme değeri olarak 35000MWd(th)/t'ye ulaşmaktadır Bir yıllık bir yakıt boşaltma ve yeniden yükleme döngüsü, yakıtın en yüksek tükenme değerindeki 1/3'u boşaltılıp yerine %3 4 zenginleştirilmiş taze yakıt yüklenerek ve düşük ve orta tükenme derecesindeki yakıt elemanları yeniden düzenlenerek gerçekleştirilebilir [4].

### **Soğutucu Sistem**

Basınç kabının çıkı memelerini terk eden su reaktör kalbinde üretilen ısıyı dört özde birincil soğutucu devresi yoluyla dört buhar üretecine taşır ve daha sonra basınç kabına gen dondurulur Birincil sistem borularının iç çapı 750 mm dir. Her bir birincil devre soğutucu pompası en yüksek 8 bar basınç farkıyla çalışabilmekte ve 5 4 MW(e) güç tüketmektedir Tüm birincil sistem ostentitik çelikle kaplanmıştır Birincil soğutucu devresinin 158 bar'lık basıncı kısmen su ve kısmen buharla dolu olan bir basınçlandırıcı tarafından sağlanır. Bu, basıncı istenen işletme sınırları içinde tutmak üzere, su kaynatan ısıtıcılara ve yoğuşan buhar için püskürtücülere (sprayer) sahiptir. Buhar üreteçlerinde, ısı çok sayıda tüpler aracılığıyla transfer edilir [4].

Takriben 70 bar'lık basınca sahip besleme suyu burada buharlaştırılır, buhar, içindeki su damlacıklarını bıraktığı ayrıştırıcılardan geçirilerek %0,25'den daha düşük bir nem içeriğine sahip olur. Buhar üretecinde radyoaktif birincil soğutucu ikincil soğutucudan tüplerle ayrılır. Buhar, türbin vanaları yoluyla türbinin yüksek basınç bölümüne ve tekrar ısıtıldıktan sonra da düşük basınç bölümüne akar. Genleşmiş buhar yoğuşturucu da çökeltir ve ana yoğuşturucu pompaları ile su halinde besleme suyu tankına basılır. Ana besleme suyu pompaları basınçlı suyu besleme suyu

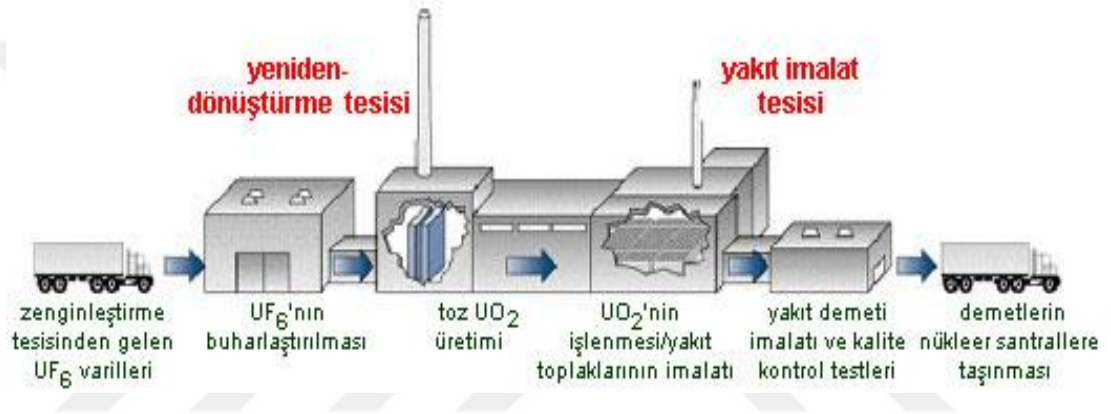
tankından ana besleme suyu boruları yoluyla 4 buhar üreticine gönderir. Türbinin bazı istenmeyen şartlar gereği şebekeden anı olarak ayrılmasının zorunlu olduğu hallerde buhar, türbin atlama (by-pass) vanaları kullanılarak doğrudan yoğuşturucuya aktarılabilir. Eğer yoğuşturucu istenmeyen bir durum yüzünden devre dışı kalırsa buhar, rahatlatma (blowdown) vanaları ve güvenlik vanaları yoluyla reaktör binası atmosferine bırakılabilir. Soğutucu devre sistemlerinin işletiminde belli sayıda yardımcı sistemlere gerek vardır. Hacim kontrol sistemi, reaktör soğutma sisteminin hacmindeki sıcaklık değişimlerini ve işletimsel etkilerden kaynaklanan değişimleri dengeler. Bu durum basınçlandırıcıdaki su seviyesi ile kontrol edilir. Soğutma suyunun bir kısmı düzenli bir şekilde dışarı alınarak iyon değiştiricilerde saflaştırılır. Aynı süreçte korozyon ürünleri ve radyasyon ürünleri de çıkartılır [4].

## **2.8 Gaz Soğutmalı Isıl Reaktörler**

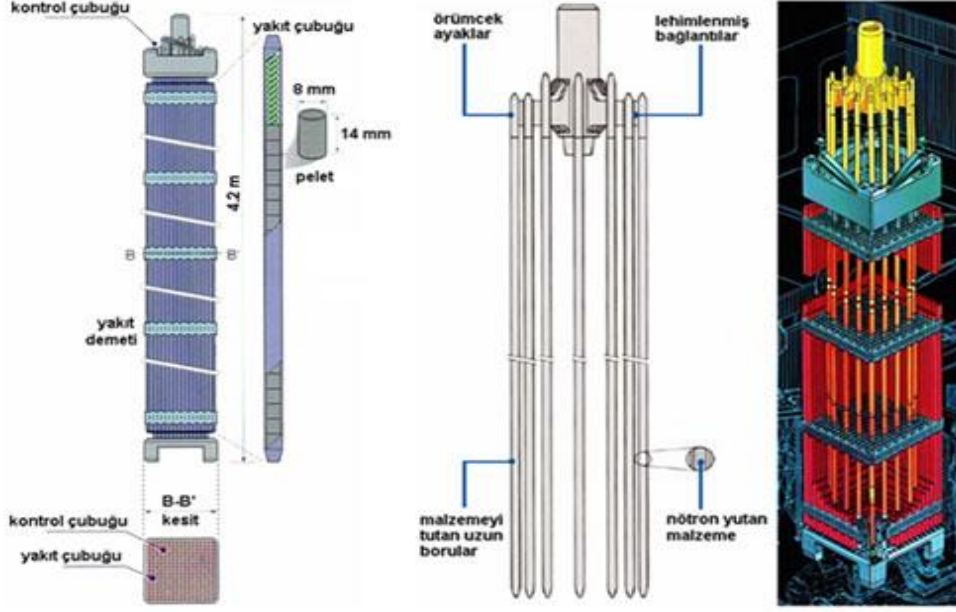
Grafit, göreceli olarak düşük nötron soğurma özelliğiyle iyi bir nötron yavaşlatıcıdır. Grafit yavaşlatıcı ve gaz (karbondioksit veya helyum) soğutuculu ısıl reaktörler, bu nedenle, doğal uranyumla çalıştırılabilir Isıl fizyon yapabilen malzemenin konsantrasyonu düşük olduğundan yakıtın ulaşılabilir tükenme değeri düşüktür Bu nedendir ki gelişkin gaz soğutmalı reaktörler U-235'ce zenginleştirilmiş yakıt kullanırlar Grafit yavaşlatıcı olarak kullanılırsa, fizyon nötronlarının ısıl nötron enerjilerine kadar yavaşlatılmaları bakımından daha düşük kapasiteli olması yüzünden, daha büyük bir reaktör kalbi ve çok düşük güç yoğunluğu söz konusudur. Gaz soğutmalı ve grafit yavaşlatıcı doğal uranyum reaktörleri İngiltere ve Fransa'da geliştirilmiş ve 50 ve 60'lı yıllarda inşa edilmiştir. (MAGNOX reaktörleri) Dünyanın ilk nükleer güç santrali olan Calder Hail (4 x 40 MW(e), 1956'da devreye girdi) bu türden reaktörlere bir örnektir Magnox reaktörleri artık inşa edilmediğinden bu bölümde daha ayrıntılı olarak incelenmemiştir. Britanya'da daha ilen teknik çalışmalar gelişkin gaz soğutmalı reaktörleri (AGR) doğurmuştur. Daha yeni olarak Almanya ve ABD'de yüksek sıcaklıklı gaz soğutmalı reaktörler (HTGR) geliştirilmiştir. Bu gelişkin reaktörler her şeyden önce yüksek gaz çıkış sıcaklıkları ve bunun neticesi olan daha yüksek ısıl verimleri yönünden caziptir. Yüksek gaz çıkış sıcaklıkları, bu santrallara, ilave bir özellik olarak endüstriyel yüksek sıcaklıklı proses ısısı için kaynak olarak kullanılma olanağı vermektedir [7].

## 2.9 Hafif Su Reaktörleri

Elektrik enerjisine dönüştürülecek olan termal enerji üretimi için kullanılan büyük ölçekli reaktörler. Tipik bir PWR’ de kurulmuş olan yeni yakıt, hafifçe zenginleştirilmiş olan, yaklaşık 3/8 inç (yaklaşık 1cm) çaplı ve 0,6 inç (yaklaşık 1,5 cm) uzunluklu uranyum oksit (UO<sub>2</sub>) silindirik topaklardan oluşur. Yüksek sıcaklık ve yüksek basınç sürecinde topaklaştırmada, topaklarda teorik olarak %95 yoğunluğu elde etmek için UO<sub>2</sub> tozu sıkıştırılır.



Şekil 2.5 PWR Yakıt Demeti [8]



Şekil 2.6 PWR reaktör kabı [8]

Şekil 2.6 'da reaktör zırhı diyagramında gösterildiği gibi, güç reaktörü pek çok yakıt çubuklarını tutan ayırıcılar gibi donanımları içerir, bunlar yapıları destekleyen çekirdek; etkili soğutucu akışımı yönlendiren saptırıcı plaklar, kontrol çubuğu motorları; kılavuz tüpler ve nötron tespit cihazları için elektrik kabloları, basınçlı kabın tabanından yakıt tertibatı içeri doğru getirilen ve yüksek çalışma basıncını korumak ve tank başını sabit tutan civatalar [8].

## 2.10 Diğer Nesil II. Reaktörler (2. Nesil Reaktörler)

Nükleer enerji gelişiminin başlangıç yılları boyunca zenginleştirme tesisleri nadirdi. Tek bir zenginleştirme tesisinin kapasitesi, bir nükleer ünitenin ihtiyaçlarını aşmıştı. Bu durum, özellikle yerli uranyum kaynaklarına sahip ama zenginleştirme teknolojisine sahip olmayan ülkelerin doğal uranyum kullanan reaktörler kurmasına sebep olur. Bununla birlikte doğal uranyuma ulaşmak ağır su ve grafit yavaşlatıcılarına ihtiyaç vardır. Özellikle Kanadalılar dünya pazarının bu ihtiyacını karşılamışlardır.

Kanada, ağır su sanayi kurmuştur ve ülke içinde çıkarılan uranyumu kullanmaktadır. Devlet şirketi olan Kanada Atom Enerjisi Ltd. Yurtiçi dağıtımı için ağır su reaktörü sağlar ve ihracat yapar. Kanada'nın ağır su reaktörleri işletmenliği yıllardır çok başarılı bir şekilde yürütüldüğü bilinmektedir [4].

## 2.11 Nesil III (+) Reaktörler (3.Nesil Reaktörler)

Yeni Nükleer Sanayi Binası için Stratejik Plan, 1998 tarihli son sürümü ile yayınlanmıştır. Belge bu yeni tesisin yapımında endüstrinin kararlılığını vurgulamıştır. Plan hedefleri gerçekleştirmek için bir dizi yapı taşlarını tamamlamaktadır. Bunlar arasında bazıları; santral güvenliği ve güvenilirlik, NRC tasarım sertifikasını içeren ruhsat, iyi tanımlanmış ihale şartları, başarılı bir ilk tür mühendislik, yüksek seviye ve alt seviye atıkları bertaraf edilmesi, uygun yakıt kaynağı, gelişmiş devlet desteği ve yüksek halk kabulüdür.

Planın yürütülmesinde ilk büyük adım, gelişmiş hafif su reaktörü ihale koşulları belgesinin geliştirilmesidir.

İki ayrı düşünce belirlenmiştir:

1. Geçerli tasarımdan yaralanan çıktısı büyük olan (1300- MWe) evrimsel bir tasarım
2. Mekanik-elektrik aletlerden ziyade daha çok doğal güvenli orta boy çıktı (600- MWe ) pasif tasarımı [4].

## 2.12 Üretken Reaktörler

Fizyon sürecinin en önemli özelliği, şüphesiz ki her bir reaksiyondan oldukça fazla enerjinin açığa çıkmasıdır. Diğer bir önemli gerçek ise, U-235 gibi bir yakıt tarafından soğurulan her bir nötron için ikiden fazla nötronun yeniden açığa çıkmasıdır. Böylece diğer mevcut fazla nötronlar, üreyebilen (fertil) malzemeler olan U-238 ve Th-232 'den sırasıyla Pu-239 ve U-233 gibi bölenebilir malzemeler elde etmek için kullanılır [7].

### • Hızlı Üretken Reaktör

Sıvı metal hızlı üretken reaktörler dünyanın her yerinde başarı ile işletilmektedir. Amerika Birleşik Devletleri'nde Idaho falls' da bulunan deneysel üretken reaktör (EBR-I) 1951 de elektrik üreten ilk güç reaktörüdür. EBR-I'nın takipçisi olarak EBR-II 1963 ten 1994'e kadar cihaz ve malzemeleri test etmek için kullanılmıştır. EBR-II' nin önemli bir özelliği bu reaktörün içinde kullanılan yakıtın alınarak kimyasal olarak işlenip yeniden üretildiği kapalı yakıt çevriminin olmasıdır [9].



- **Reaktörlerin ömrü**

İngiltere'deki MAGNOX'lar gibi birçok ilk jenerasyon reaktör hala işletilmektedir. Bugünkü reaktörlerin çoğu 1970 ve 1980'lerde inşa edilmişlerdir. Bu reaktörler ortalama 40 yıllık ömürlerinin sonuna 2015'ler civarında ulaşacaklardır. Bununla beraber, reaktörün çalışması ve malzemelerle ilgili deneyimler özellikle PWR ve BWR tasarımlarında uzun çalışma ömürlerini kısaltacak teknolojik sorunların olmadığını göstermiştir. Tesis performansının dikkatle izlenmesi, çalışma tecrübelerinin analizi, programların modernizasyonu ve yeniden düzenlenmesi birçok tesiste çalışma ömrünün uzatılması için bir imkân sağlamaktadır. Örnek olarak, Ocak 2003'te ABD'deki Nükleer Düzenleme Kurumu lisanslanmış işletme ömürleri dolan 10 reaktöre, orijinal reaktör ömrünü 20 yıl uzatarak 60 yıllık işletme süresi izni vermiştir. Rusya Federasyonu gibi diğer ülkeler de mevcut reaktörlerinin işletme ömürlerini uzatmak için planlar yapmaktadırlar. Birçok ülkede santral ömürlerinin uzatılması hakkındaki kararlar, en güncel metotları, bilgileri ve güvenlik kurallarını içeren kapsamlı güvenlik analizlerine dayalı olarak alınmıştır [9].

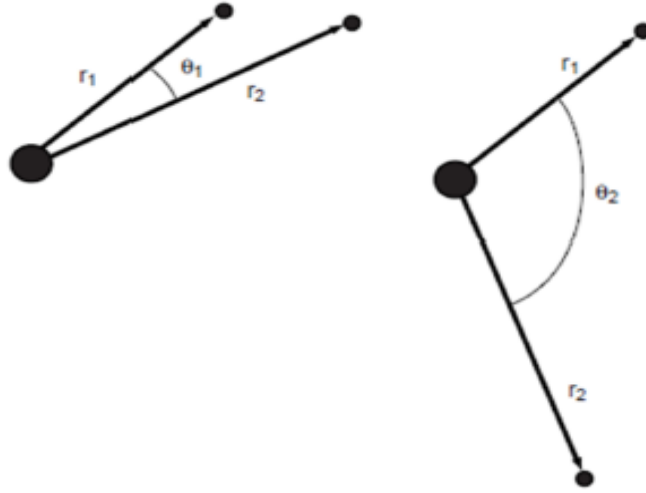
### **2.13 Üretim ve Uranyum Kaynakları**

Güç üretmek için uranyumun etkili kullanımı açısından şüphesiz bir dönüştürücü reaktör yerine bir üretken reaktör kullanmak tercih edilir. Üretken reaktör yüzde birkaçtan ziyade uranyumun neredeyse hepsini kullanma yeteneğine sahiptir. Bunun etkisi iki farklı yolla görülebilir. Birincisi doğal uranyum talebi yaklaşık 30 kat indirgenecek uranyum madenciliğinin çevresel etkileri azalırken aynı zamanda yakıt maliyetleri azalacak. İkincisi yakıt sağlama 30 kat daha uzun sürecek örneğin, masrafsız yakıt kullanımı için sadece 80 yıl yerine 2400 yıla sahip olacağız. İyi test edilmiş üretken versiyonunun gerçekten ne zaman gerekeceği net değildir. Buna basit bir cevap "Uranyum pahalı elde edildiğinde" dir. Böyle bir durum yakında mutlaka olacak değildir, çünkü birkaç yıl için uranyum fazlalığı vardır ve bütün analizler, üretken reaktörlere inşa etmenin ve işletmenin dönüştürücü reaktörlerden daha pahalı olduğunu göstermektedir. 21. Yüzyıl içinde belli bir zamanına kadar bu eğilimin tersine döneceği beklenmektedir. Kaynakların tükenmesi oranının daha küçük olmasıyla birlikte nükleer gücün beklenilenden daha yavaş benimsenmesinin bir sonucu olarak ticari üretken reaktör geliştirme önceliği azalmıştır [10].

### 3.MALZEME VE YÖNTEM

#### 3.1 Hartree–Fock Yaklaşımı

Hartree-Fock (HF) yaklaşımı, ab-initio yöntemlerin en geniş türüdür. Merkezi alan yaklaşımına göre atomdaki ya da moleküldeki bir elektron,çekirdek ve diğer elektronların oluşturduğu bir ortalama küresel potansiyel içinde hareket eder. Bu metodun en önemli avantajlarından birisi, çözümü zor olan çok elektronlu Schrödinger denklemini, çözümlenmesi çok daha basit olan tek elektronlu eşitliklere dönüştürmesidir. HF hesaplamalarında Coulomb elektron-elektron itme potansiyeli ihmal edilir ve elektron itmelerinin ortalama etkisi göz önüne alınır. HF teorisinde bir elektronun atom etrafındaki herhangi bir yerde bulunma olasılığı çekirdeğe olan uzaklığı ile belirlenir ve Şekil 3.1’de görüldüğü gibi diğer elektronlara olan uzaklığa bağlı değildir. HF metodunu tanımlayan merkezi alan yaklaşımının sonucu olan bu durum, fiziksel olarak doğru değildir [2].



Şekil 3.1. Bir atomun çekirdeği etrafındaki elektronların HF teorisinde aynı [2]

Kuantum mekaniksel olarak schrödinger denklemi çok fazla parçacıkları sistemlerde iyi sonuç vermiyordu Schrödinger denklemlerinin çözümünde biraz ilerleme oldu. Ancak dalga fonksiyonu bu denklemleri elektronların ile hesaba almadı. Hartree–Fock teorisinin temelleri bu metoda anti simetrik dalga fonksiyonlarını (kuantum durumlarını) ekleyerek attı.

Bu metot çok elektronlu kuantum sisteminin taban durum enerjisi ve taban durum dalga fonksiyonunun belirlenmesi için bir yaklaşım metodudur. Bu metot aynı zamanda öz uyumlu alan metodu olarak da bilinmektedir.

He için Hartree – Fock teorisini daha iyi anlaşılabilmesi açısından sonra da çok elektronlu sistemlerde nasıl uygulandığını inceleyelim.

Taban enerjisi ve iyonlaşma enerjisinin kuantum mekaniğinde He atomunun hesaplanması için perturbasyon ve varyasyon yöntemlerini uygulayabiliriz.

Perturbasyonu elektronlar arasındaki itme terimini alabiliriz. Bu şekilde;

$$\hat{H}^{(0)} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_1^2 - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r_1} - \frac{\hbar^2}{2m} \nabla_2^2 - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r_2} \quad (3.1)$$

### 3.2 Skyrme Yaklaşımı

Nükleer fiziğin ilk başlarından itibaren deneysel verilere benzetilmiş parametreleri barındıran fenomenolojik kuvvetler kullanılmış bunlarda büyük ölçüde başarıyı getirmiştir. Nükleer fizikte fenomenolojik etkileşimlerin sayısı oldukça fazladır. Bunlar genellikle problemlere uygulanan etkileşimlerdir. Bu kuvvetler yaygın olarak özel bir amaç için kullanılmaktadır. Çekirdeğin taban durum özelliklerini açıklamak için kullanılan en uygun fenomenolojik kuvvet ise Skyrme kuvvetidir. 1956'da Skyrme iki cisim etkileşmesiyle birlikte üç cisim etkileşmesini de içeren bir etkin etkileşme tanımlamıştır [5].

Skyrme kuvvet parametreleri, deneysel verilerle teorik sonuçların karşılaştırılması veya sadece teorik yaklaşımlarla ayarlanmaktadır. Skyrme kuvvet parametrelerinin belirlenmesindeki tarihsel gelişme aşağıdaki gibi özetlenebilir: Vauthering ve Brink çekirdeğin deneysel bağlanma enerjileri, nükleon yoğunlukları ve yarıçaplarının kare ortalamalarının karekökünü fit ederek SI ve SIII sıradan Skyrme kuvvet parametreleri olarak bilinen parametreleri belirlemişlerdir [5]. Düzeltilmiş Skyrme kuvveti ilk kez Kohler, 40Ca, 48Ca ve 208Pb çekirdeklerinin specturumdan yoğunluk parametresi t3 ayarlayarak SKa ve SKb olarak adlandırılan Skyrme kuvvet parametrelerini elde etmiştir. Krewald ve arkadaşları m\* nükleer etkin kütesini ve K

sıkıştırılmazlık katsayılarını ayarlayarak, genelleştirilmiş Skyrme kuvveti olarak bilinen ve GS1-GS6 ile gösterilen altı grup Skyrme kuvvet parametresini hesaplamışlardır. İzovektör dipol rezonanslarının çok büyük kütle merkezi problemini çözmek için Krivine ve arkadaşları diğer bir düzeltilmiş Skyrme kuvveti SKM parametre setini tanımlamışlardır. Brack ve arkadaşları bu kuvveti esas alarak ağır deforme çekirdeklerin fisyon engellerine uydurularak SKM parametre setinin yeni bir şekli olan SKM\* parametre setini önermişlerdir [5].

Çekirdeklerin yük yarıçapı hem nükleer yapı hesaplamaları hem de reaksiyon hesaplamaları için gerekli temel özelliklerden biridir. Aynı zamanda, çekirdeklerin taban özelliklerinin belirlenmesi yanında çekirdeklerin nötron, proton ayrılma enerjilerinin ve deformasyon durumlarının belirlenmesinde de oldukça önemlidir.

### 3.3 Skyrme Hartree-Fock Metodu

Çekirdeğin taban durum özelliklerini belirlemek için etkin etkileşmeli Hartree-Fock kullanılmakta ve bu araştırmalar etkin etkileşmenin belirlenmesinde önemli sonuçlar sağlamaktadır. Yalnız bu etkileşimler içerisinde Skyrme etkileşimli Hartree-Fock metodu, hafif çekirdeklerden ağır çekirdeklere kadar olan bütün çekirdeklerin taban durumlarını hesaplamak için en ideal olanıdır [10].

Skyrme etkileşmesinin basit matematiksel yapısı, Hartree-Fock denklemlerinin türetilmesi için kolaylık sağlamaktadır. Skyrme Hartree-Fock metodu temel olarak, bir nükleonun diğer nükleonların oluşturduğu ortalama merkezi bir potansiyel içerisinde bağımsız olarak hareket ettiğini varsayan, kabuk modelini esas almaktadır. Kabuk modeli çerçevesinde, çekirdeğin taban durumu  $\varphi_i$  tek parçacık durumlarının bir  $\varphi$  Slater determinantı ile temsil edildiği düşünüldüğünde, bu nicelikler  $\varphi$  Slater determinantını tanımlayan  $\varphi_i$  tek parçacık durumlarına bağlıdır:

$$\varphi(x_1, x_2, \dots, x_A) = \frac{1}{\sqrt{A!}} \det|\varphi_i(x_j)|. \quad (3.2)$$

Burada  $x$ ,  $r$  uzay,  $\sigma$  spin ve  $q$  izospin ( $q=+1/2$  proton için,  $q=-1/2$  nötron için) koordinatlarını,  $A$  ise çekirdekteki toplam nükleon sayısını temsil etmektedir [10].

Skyrme etkileşmesinin en önemli avantajı Hartree-Fock enerjisinin sadece üç lokal yoğunluğun fonksiyonu olarak yazılmasına olanak sağlamaktadır.  $\varphi_i$  tek parçacık durumlarına bağlı bu yoğunluklar:

$$\begin{aligned}\rho_q(\vec{r}) &= \sum_{i,\sigma} w_i |\varphi_i(\vec{r}, \sigma, q)|^2 \\ \tau_q(\vec{r}) &= \sum_{i,\sigma} w_i |\vec{\nabla} \varphi_i(\vec{r}, \sigma, q)|^2 \\ \vec{J}_q(\vec{r}) &= (-i) \sum_{i,\sigma,\sigma'} w_i \varphi_i^*(\vec{r}, \sigma, q) [\vec{\nabla} \varphi_i(\vec{r}, \sigma', q) \times \langle \sigma | \vec{\sigma} | \sigma' \rangle].\end{aligned}\quad (3.3)$$

Burada  $\rho_q$  nükleon yoğunlukları,  $\tau_q$  kinetik enerji ve  $\vec{J}_q$  spin-yörünge yoğunluklarıdır (burada  $q = n$  ve  $p$ , nötron ve protonu temsil etmektedir). Ayrıca,  $i$  durumunun işgal olasılığı  $w_i$  ile gösterilmekte ve tam dolu kabuklarda  $w_i = 1$  dir. Fakat sihirli olmayan çekirdekler için kısmi işgaller meydana gelmektedir. Kısmi işgallere örnek olarak  $^{17}\text{O}$  çekirdeği ele alınırsa protonlar kapalı kabuk yapısına ( $1s_{1/2}$ ,  $1p_{3/2}$ ,  $1p_{1/2}$  kabukları tam dolu) sahiptir. Bu durumda protonlar için işgal olasılığı  $w_i=1$ 'dir.  $^{17}\text{O}$  çekirdeği için nötronların son kabuğu olan  $1d_{5/2}$  kabuğunda en fazla  $2(5/2) + 1 = 6$  nötron bulunabilir, fakat bu kabukta 1 nötron bulunmaktadır. Bu sebeple bir nötronun  $1d_{5/2}$  kabuğunda işgal olasılığı  $w_i=1/6=0.1666667$  değerine sahip olmaktadır.

Çekirdeğin toplam taban durum enerjisi denklemdeki yoğunluklar kullanılarak

$$E_{HF} = \int H(\rho_q, \tau_q, \vec{J}_q) d^3r$$

$H(\rho_q, \tau_q, \vec{J}_q)$  Enerji yoğunluğu cinsinden yazılmaktadır.  $E_{HF}$ , Skyrme etkileşmesi ile yazılan  $A$  nükleonlu çekirdeğin toplam Hartree-Fock enerjisi aşağıdaki gibi verilmektedir.

$$E_{HF} = E_{\text{Skyrme}} + E_{\text{Coulomb}} + E_{\text{çift}} - E_{\text{km}}.$$

Burada  $E_{\text{Skyrme}}$ , Skyrme kuvvetinin enerji fonksiyonu,  $E_{\text{Coulomb}}$ , Coulomb etkileşme enerjisi,  $E_{\text{çift}}$ , iki nükleonun çiftlenme etkileşme enerjisi ve  $E_{\text{km}}$ , ortalama alanın

kütle merkezi için düzeltme terimidir [2]. Bundan sonraki alt bölümlerde çekirdeğin toplam enerjisindeki her bir terim ayrıntılı bir şekilde tartışılacaktır.

### 3.4 Coulomb Etkileşme Enerjisi

Çekirdeğin tam olarak tanımlanabilmesi için sistemin toplam enerjisine Coulomb etkileşme teriminin eklenmesi gerekmektedir. Coulomb enerjisi nükleer etkileşmenin en iyi bilinen kısmıdır. Coulomb enerjisi direkt ve değiş tokuş (exchange) terimi olmak üzere iki kısımdan ibarettir:

$$E_{\text{Coul}} = E_{\text{Coul,dir}} + E_{\text{Coul,değ-tok}}$$

$\rho_{\text{yük}}$  nükleer yük dağılımı yerine, hesaplamada kolaylık sağlaması açısından bir yaklaşım olarak  $\rho_p$  proton yoğunluğu alınabilmektedir [8]. Coulomb etkileşmesinin uzun menzilli olması, değiş tokuş teriminden gelen katkının toplam Coulomb enerjisinin küçük bir kesrini oluşturmasına neden olmaktadır ( $A > 40$  olan çekirdekler için %10 dan daha küçük) [8]. Bu nedenle Hartree-Fock hesaplamalarında değiş tokuş teriminin hesaba katılıp katılmaması keyfidir. Bu tez çalışmasında değiş tokuş terimi hesaba katılmış ve  $\rho_{\text{yük}} \rightarrow \rho_p$  yaklaşımı dikkate alınmıştır [11].

### 3.5 Tesir Kesiti

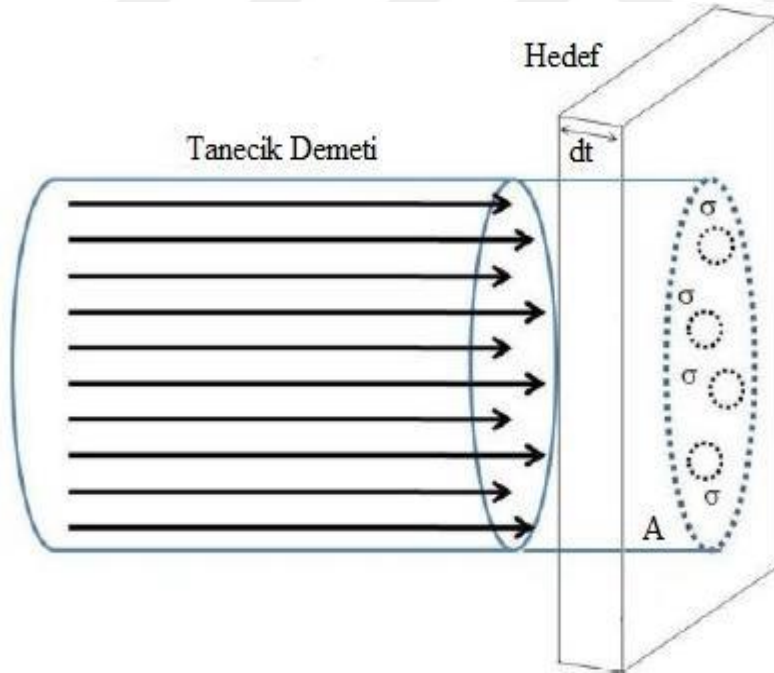
Tesir kesiti, bağıl olasılığının bir ölçüsüdür. Tesir kesitini bir başka deyişle uyarılma fonksiyonunda diyebiliriz. Nükleer reaksiyona göre karşılıklı birbirlerine doğru gelen iki küre eğer birbirlerine değerse reaksiyon olayı meydana gelir. Reaksiyon olasılığı bu durumda her iki kürenin yüzey alanları ile orantılıdır.

Tesir kesiti ( $\sigma$ ), gelen hüzmeye azalmayı ifade etmek için kullanılır. Bu fonksiyon hedef malzemedeki diğer radyoizotopların kontaminasyon seviyesini de belirler. Bu canlandırmada reaksiyon olasılığı her iki kürenin yüzey alanları ile orantılıdır. Tesir kesiti deneysel ölçülebilen niceliktir, alan boyutundadır. Ancak bu alan soyut değildir. Reaksiyon ihtimalini gösteren bir büyüklüktür. Fizikte önemli bir yeri vardır. Reaksiyonun oluşması için tesir kesit alanının büyük olması gerekir. Tesir kesitinin birimi barn'dır. b ile gösterilir [12].

**1barn=10<sup>-12</sup>cm<sup>2</sup>×10<sup>-12</sup>cm<sup>2</sup>=10<sup>-24</sup>cm<sup>2</sup>** olup daha küçük birimi milibarn'dır.

Bir nötronun hedef ile etkileşme olasılığı çekirdek yüzeyinin alanı ile orantılıdır ve hedef ile etkileşen nötronun büyüklüğü yaklaşık 1 barn kadardır. Nükleer bir reaksiyonun enerjisi, coulomb engeli ile  $Q$  değerini aşmak için gereken enerjiden düşük ise (tünelleme olayı hariç) nükleer reaksiyon oluşmaz. Engelin altındaki enerjilerde reaksiyon olasılığı düşüktür. Nükleer reaksiyon için ihtiyaç duyulan enerji hedef malzemenin atom numarası arttıkça artar. Küçük atom numaralı hedef malzemeler için düşük enerjili hızlandırıcılar kullanılabilir, ancak yüksek atom numaralı malzemeler için parçacık enerjisi yüksek olmalıdır [12].

$A$  yüzeyine ve  $dt$  kalınlığına sahip ince bir levha üzerine  $I$  şiddetiyle gelmekte olan bir parçacık hüzmesi düşünelim. Bir parçacık ince levhadan geçerken, eğer bir çekirdeğe çok yaklaşırsa bu çekirdek tarafından bu parçacığın bir miktar yutulma (soğurulma) veya saçılma şansı vardır.  $\sigma$ 'nın bir atomu kuşatan etkin alan olduğunu varsayalım; öyleki eğer gelen parçacık bu alana düşerse bir nükleer reaksiyon meydana gelecektir.



Şekil 3.2 Gelen demet ve kesit alanını gösteren reaksiyon geometrisi [8]

$ndt =$  birim yüzey başına düşen çekirdek sayısı  
 $Andt = A$  alanındaki toplam çekirdek sayısı

Eğer demet doğrultusuna göre  $(\theta, \phi)$  doğrultusunda yayınlanan  $b$  parçacığını kaydetmek için bir dedektör yerleştirirsek, dedektör hedef çekirdekte küçük bir  $d\Omega$  katı açısı ile tanımlanır. Birim zamanda gelen parçacıkların akımı  $I_a$  olsun ve birim alandaki hedef çekirdek sayısını  $N$  ile gösterelim. Çıkan parçacıkların sayısı  $R_b$  ise reaksiyon tesir kesiti,

$$\sigma = \frac{R_b}{I_a N} \quad (3.4)$$

şeklinde tanımlanır. Bu şekilde tanımlanan  $\sigma$ , çekirdek başına alan boyutuna sahiptir [13].

14- 15 MeV'lik nötronlar için tesir kesiti formülü

$$\sigma(n, x) = C \sigma_{ne} \exp[as] \quad (3.5)$$

Buradaki  $\sigma_{ne}$  nötronun elastik olmayan tesir kesiti ve  $C$  ile  $a$  katsayıları farklı reaksiyonlar için fit parametreleridir. Denklem'deki  $C$  ve  $a$  katsayıları aşağıdaki gibi en küçük kareler fiti ile belirlenir.

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_i^N \left( \frac{\sigma_{deney}^i - \sigma_{hesap}^i}{\Delta \sigma_{deney}^i} \right)^2 \quad (3.6)$$

Burada  $\sigma_{Deney}^i$  ve  $\sigma_{Hesap}^i$  sırasıyla deneysel ve hesaplanmış tesir kesitleri ve  $\sigma_{Deney}^i$ ,  $\sigma_{Hesap}^i$  ile ilişkili hatadır. Literatürdeki (n, p) için formüller ve bu çalışmadaki en iyi fit parametrelili sonuçları ile elde edilen  $\chi^2$  değerleri Çizelge 3.5.1'de verildi [13].



Çizelge 3.5.1 14-15 MeV (n,p) için formüller ve literatürdeki en iyi fit parametrelili sonuçları ile elde edilen  $\chi^2$  değerleri

Yazar	Enerji (MeV)	Kütle No	$\sigma$ (n,p) Formülü	$\chi^2$
Tel ve ark. I (2003)	14 -15	$17 \leq A \leq 239$	$14.56 (A^{1/3} + 1)^2 \exp[-26.58s]$	0.807
	14 -15	Çift-Z, Çift-N	$16.33 (A^{1/3} + 1)^2 \exp[-26.17s]$	0.863
Tel ve ark. II (2008)	14 -15	Çift-Z, Tek-N	$9.71 (A^{1/3} + 1)^2 \exp[-21.87s]$	0.835
	14 -15	Tek-Z, Çift-N	$7.31 (A^{1/3} + 1)^2 \exp[-20.21s]$	0.788

Çizelge 3.5.2. SKM\* Kuvvet Parametreleri [11].

Kuvvet	SI	SIII	SVI	T3	SKM	SKM*	Sly4
$t_0$ (MeV.fm <sup>3</sup> )	-1057.3	-1128.75	-1101.81	-1791.80	-2645.0	-2645.0	-2488.91
$t_1$ (MeV.fm <sup>5</sup> )	235.9	395.0	271.67	298.50	385.0	410.0	486.82
$t_2$ (MeV.fm <sup>5</sup> )	-100.0	-95.0	-138.33	-99.50	-120.0	-135.0	-546.39
$t_3$ (MeV.fm <sup>3<math>\alpha</math></sup> )	14463.5	14000.0	17000.0	12794.0	15595.0	15595.0	13777.0
$t_4$ (MeV.fm <sup>5</sup> )	0	120	115	126	130	130	0.0
$x_0$	0.56	0.45	0.583	0.138	0.09	0.09	0.834
$x_1$	0.0	0.0	0.0	-1.0	0.0	0.0	-0.344
$x_2$	0.0	0.0	0.0	1.0	0.0	0.0	-1.0
$x_3$	1.0	1.0	1.0	0.075	0.0	0.0	1.354
$\alpha$	1.0	1.0	1.0	1/3	1/6	1/6	1/6

#### 4. BULGULAR VE TARTIŞMA

${}^7\text{Li}$  için halo çekirdeği için 14-15 MeV enerjili nötronlarla oluşturulan (n,p) reaksiyon tesir kesiti Çizelge 3.4.1'deki Tel ve ark. II (2008) formülünü kullanarak hesaplırsak;  $s = \frac{N-Z}{A}$  asimetri parametresinin değeri  $(3-4)/7 = -0.1428$  olacaktır. Bu değer Tel ve ark. II formülünde kullanılırsa;

$$\sigma_{(n,p)} = 7.31 (A^{1/3} + 1)^2 \exp[-20.21s]$$

olacaktır. Lityum hedef çekirdeğin kütle numarası 7 ve nötron mermi çekirdeğin kütle numarası 1 olduğundan;

$$\sigma_{(n,p)} = 7.31(7^{1/3}+1)^2 \exp [-20.21(-0.1428)]$$

şeklinde olacaktır. Buradan hesaplamaları yaptığımızda

$$\sigma_{(n,p)} = 7.31 (8.485) (17.92) = 1111.494 \text{ mb}$$

olarak elde ederiz.

${}^9\text{Be}$  için halo çekirdeği için 14-15 MeV enerjili nötronlarla oluşturulan (n,p)reaksiyon tesir kesiti çizelge 3.4.1'deki Tel ve ark. II formülünü kullanarak hesaplırsak  $S = \frac{N-Z}{A}$  asimetri parametresinin değeri  $(5-4)/9 = -0.111$  olacaktır. Bu değer Tel ve ark. II formülünde kullanılırsa;

$$\sigma_{(n,p)} = 9.71 (A^{1/3}+1)^2 \exp [-21.87s]$$

olacaktır. Berilyum hedef çekirdeğin kütle numarası 9 ve nötron mermi çekirdeğin kütle numarası 1 olduğundan;

$$\sigma_{(n,p)} = 9.71 (9^{1/3}+1)^2 \exp [-21.87s (-0.111)]$$

şeklinde olacaktır. Buradan hesaplamaları yaptığımızda

$$\sigma_{(n,p)} = 9.71 (9.486) (2.427) = 223.548 \text{ mb}$$

olarak elde ederiz. Yukarıda yaptığımız hesaplamaları aşağıdaki çizelgeye yerleştirebiliriz.

Çizelge 4.1 14-15 MeV enerjili (n,p) reaksiyon tesir kesiti (mb) teorik sonuçlarının karşılaştırılması

Hedef çekirdek	$s = \frac{N-Z}{A}$	$\sigma_{\text{Tel ve ark. (mb) (2008)}$
${}^7\text{Li}$	-0.1428	$\sigma_{(n,p)} = 1111.494$
${}^9\text{Be}$	-0.111	$\sigma_{(n,p)} = 223.548$

Çizelge 4.2 14-15 MeV enerjili (n,p) reaksiyon tesir kesiti (mb) deneysel sonuçlarının karşılaştırılması

$\sigma_{\text{deneysel}}$ (mb)	
${}^7\text{Li}$	<p>10,4mB <math>\pm</math> 1,5 (K.C. Garg,C.S.Khurona,1979)</p> <p>0.64mB<math>\pm</math>0.,17 (W.Schantl,1970)</p> <p>4.11 mB<math>\pm</math> (Gy,Bornemisza,1977)</p>
${}^9\text{Be}$	<p>0,045mB<math>\pm</math> (Gy,Bornemisza,1977)</p> <p>14,5 MeV ; 0,053MB<math>\pm</math>0,005(R.H.Auguston)</p> <p>14,9 MeV ; 0,210MB<math>\pm</math>0,013(H.Ormenlove)</p>

Çizelge 4.1’de asimetri parametresi  $s = \frac{N-Z}{A}$  geleneksel şekilde hesaplandığında;  ${}^7\text{Li}$  için  $s=-0,1428$   ${}^9\text{Be}$  için  $s=-0.111$  tek bir değer olarak hesaplanmıştır. Ancak bu asimetri parametresi proton ve nötron yoğunluklarına göre  $S = \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_n + \rho_p}$  formülü ile hesaplanırsa Çizelge 4.1’deki gibi tek bir değer çıkmamaktadır.

Çizelge 4.3  ${}^7\text{Li}$  için SKM\* teorik hesaplamalar

R(fm)	Proton Yoğunluğu ( $\text{fm}^{-3}$ )	Nötron Yoğunluğu ( $\text{fm}^{-3}$ )	$S = \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_n + \rho_p}$	(n,p) Tel ve ark. ( mb) (2008)
0	0.76952	0.83046	0.03808	28.726040
0.3	0.75656	0.82036	0.04045	27.382207
0.6	0.71661	0.78696	0.04678	24.094017
0.9	0.65158	0.72954	0.05644	19.821542
1.2	0.56454	0.64781	0.06868	15.478354
1.5	0.46134	0.54503	0.08316	11.552397
1.8	0.35146	0.42967	0.10012	8.1993294
2.1	0.24716	0.31473	0.12025	5.4587042
2.4	0.15994	0.21389	0.14431	3.3565604
2.7	0.95998	0.13610	-0.75166	245453967
3	0.54475	0.82638	0.20539	0.9767051
3.3	0.29925	0.48950	0.24120	0.4737007
3.6	0.16249	0.28815	0.27960	0.2213626
3.9	0.88478	0.17057	-0.67670	54011939
4.2	0.48703	0.10213	-0.65330	33626191
4.5	0.27200	0.61967	0.38990	0.0234591
4.8	0.15423	0.38079	0.42346	0.0119076
5.1	0.88702	0.23653	-0.65049	74844230
5.4	0.51632	0.14810	-0.55419	45375440
5.7	0.30327	0.93160	0.50882	0.0021213
6	0.17905	0.58623	0.53206	0.0013261

Çizelge 4.4 <sup>9</sup>Be için SKM\* teorik hesaplamalar

R(fm)	Proton Yoğunluğu (fm <sup>-3</sup> )	Nötron Yoğunluğu (fm <sup>-3</sup> )	$S = \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_n + \rho_p}$	(n,p) Tel ve ark. ( mb) (2008)
0	0.78071	0.80013	0.01228	70.408143
0.3	0.77136	0.79159	0.01294	69.400882
0.6	0.74336	0.76250	0.01271	69.755625
0.9	0.69628	0.71326	0.01204	70.775771
1.2	0.62936	0.64337	0.01100	72.401860
1.5	0.54341	0.55377	0.00944	74.923551
1.8	0.44255	0.44885	0.00706	78.917763
2.1	0.33498	0.33775	0.00411	84.177063
2.4	0.23283	0.23330	0.00100	90.100142
2.7	0.14838	0.14750	-0.00297	98.299466
3	0.87911	0.86218	-0.00972	113.93274
3.3	0.49510	0.47596	-0.01971	141.74649
3.6	0.26995	0.25435	-0.02975	176.56558
3.9	0.14442	0.13428	-0.03638	204.11306
4.2	0.76853	0.70942	-0.03999	220.88781
4.5	0.40907	0.37774	-0.03981	220.04129
4.8	0.21803	0.20329	-0.03498	197.96722
5.1	0.11772	0.11065	-0.03095	181.27884
5.4	0.64044	0.60875	-0.02536	160.41770
5.7	0.34690	0.33796	-0.01305	122.54265
6	0.19296	0.18896	-0.01047	115.81876

## 5. SONUÇLAR ve ÖNERİLER

Bu tez çalışmasında Füzyon-Fizyon Hibrid reaktöründe yavaşlatıcı, yansıtıcı ve nötron çoğaltıcı olarak malzeme kullanılan Li (Lityum) ve Be (Berilyum) hedef çekirdeklere ait nükleer reaksiyon tesir kesitleri yoğunluğa bağlı yeni geliştirilen formüller kullanılarak hesaplanmıştır.

Tel ve arkadaşlarının formülü kütle numarası  $17 \leq A \leq 239$  olan çekirdekler için türetilmiştir. Ancak bu çalışmada hafif çekirdekler için bu formülün uygun olup olmadığını araştırmak için Li ve Be hedef çekirdeklerine uygulanmıştır. Tel ve arkadaşlarının formülü kullanılarak Li için  $(n,p)$  1111.494mb Be için,  $(n,p)$  223.548 mb değerleri elde edildi.

Literatürde Li  $(n,p)$  reaksiyonları için deneysel değer bulunamadığından bu tez çalışmasında sadece teorik olarak yapılarak literatüre kazandırılması amaçlandı. Li için  $s = \frac{N-Z}{A}$  asimetri parametresi negatif değerleri için formül çok yüksek değerlere ulaştığı ve formülün 0'dan küçük negatif değerlerde uygulanamayacağı sonucuna varılmıştır. Li için yoğunluğa bağlı hesaplamalarda ise  $R=0$  ile  $R=2,4$  arasında yaklaşık 3mb ile 30mb değerlerine ulaşan anlamlı rakamlar gözlenmiştir. Asimetri negatif değerlerde ise anlamsız rakamlar gözlemlenmiştir.

Be  $(n,p)$  deneylerine bakıldığında 10mb 'dan daha düşük deneyler gözlemlenmiştir. Elde edilen sonuçlar ise Be için,  $(n,p)$  223.548 mb hesaplandı. Elde edilen sonuçlar tabloda görüldüğü gibi,  $17 \leq A \leq 239$  Tel ve arkadaşlarının formülü literatürden elde edilen sadece Be deneylerine göre daha yüksek çıkmaktadır.

Çizelge 4.3'de görüldüğü gibi yoğunluğa bağlı revize edilen formül deneysel değerlere daha yakın olduğu gözlemlenmektedir. Be için 0'dan küçük değerlerdeki hesaplamalarda ise anlamsız ve çok yüksek değerler çıkmayarak aksine Tel formülüne daha yakın sonuçlar gözlenmektedir.

Ayrıca yoğunluğa bağlı bu formülün  $R=0$  ve merkeze yakın bölgelerde 60-70mb gibi değerler elde edilip deneysel değerlere çok daha yakın olduğu sonucu elde edilmiştir.

Hafif çekirdekler üzerinde yoğunluğa bağlı asimetri parametresi kullanılarak elde edilecek teorik sonuçların deneysel değerlere daha yakın olduğu gözlemlenmiştir.



Yaptığımız çalışmalar sonuçları hafif çekirdeklerle oluşturulan nükleer reaksiyon tesir kesitleri hesaplamalarında kullanılabilir ve elde ettiğimiz sonuçlara gelecekte yapılacak deneylere yol göstermede yardımcı olacaktır.



## KAYNAKLAR

- [1] Tel,E. Durgu,C. Ayın, A. Bölükdemir M.H, Kaplan A.Okuducu.S,J.Fusion Energ New Eyaluated Semi-Empirical Formula Using Optical Model for 14–15 MeV (n, t) Reaction Cross Sections. 28, 377-384, 2009
- [2] Yıldız, K, Acır, A., J. Fac. Eng. Arch. Gazi Univ. Vol 20, No 4, 463-471, 2005.
- [3] Weisskopf, V., “Statistics and Nuclear Reactions” , *Phys. Rev.*, 52, 295-303 ,1937.
- [4] L. Muray Raymond, H. Keith Nuclear Energy (Nükleer Enerji), Çeviri Editörü: Yılmaz Hakan, Aydın Abdullah, Nobel, Ankara, 2015.
- [5] ENSDF (Evaluated Nuclear Structure Data File), National 330 Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory; Handbook for Calculations of Nuclear Reaction Data, Reference Input Parameter Library; IAEA-TECDOC-1034, Nuclear Data Section, International Atomic Energy Agency 1998.
- [6] Mclane V, CSISRS Experimental Nuclear Data File, National Nuclear Data Center Brookhaven National Laboratory, <http://www.nndc.bnl.gov/> 1997, EXFOR is accessed online at <http://www.nndc.bnl.gov/exfor>
- [7] Kessler G, Nükleer Fisyon Reaktörleri, Çeviri Editörü: Öztekin S.Süleyman Springer-Verlag Wien New York, 2003.
- [8] Belgaid M, et al., Nucl. Instrum. Meth. B 201, 545,2003.
- [9] Brookhaven National Laboratory, National Nuclear Data Center, EXFOR/CSISRS (Experimental Nuclear Reaction Data File). Database version of October 12, 2009.(<http://www.nndc.bnl.gov/exfor/>)
- [10] Krane, K., S., Nuclear Physics (Nükleer Fizik), Çeviri Editörü: Başar Şarer Palme Yayıncılık, Ankara, 2002.
- [11] Tel, E., Study on some structural fusion materials for (n,p) reactions up to 30 Mev, J. Fussion Energy, 29(4), 332-336, 2008.
- [12] Yapıcı, H., Özceyhan, V., (D, D) ve (D, T) Füzyon nötronlarına maruz kalan Toryum ve Flibe Karışımlarının sonsuz Ortam Değerlerinin Hesaplanması, Erciyes Üni. Fen Bilimleri dergisi,14, (1-2),99-112,1998.
- [13] H. M.M. Mansour, Z. Metawei, Asymmetric nuclear matter and skyrme potential,science echoes, 6, 33-43, 2006.

## ÖZGEÇMİŞ

- 1. Adı Soyadı** : Deniz ÇELİK GÜLER  
**2. Doğum Tarihi** : 22/10/1990  
**3. Unvanı** : Fizik Öğretmeni  
**4. Öğrenim Durumu** : Lisans

Derece	Bölüm/Program	Üniversite	Bitirme Yılı
Lisans	Fizik	Mustafa Kemal Üniv.	2013

### 5.İş Tecrübesi:

Görev Unvanı	Görev Yeri	Yıl
Öğretmen/İdareci	Deneyim VIP	2016-

### 6.Yayımlar:

- Poster Sunumu- TESNAT 2017 International Workshop on Theoretical and Experimental Studies in Nuclear Applications and Technology.

### 7. Projeler: OKÜBAP-2017 PT3-023