



FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜLERİ
ORTAK YÜKSEK LİSANS PROGRAMI



YÜKSEK LİSANS TEZİ

Onur ÖZDEMİR

TEMEL NÜKLEON-NÜKLEON ETKİLEŞMELİ
POTANSİYEL KULLANILARAK FÜZYON
REAKSİYONLARININ İNCELENMESİ

Fizik ANABİLİM DALI

OSMANİYE – 2015



T.C.
OSMANİYE KORKUT ATA
ÜNİVERSİTESİ



T.C.
MUSTAFA KEMAL
ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ ORTAK YÜKSEK LİSANS PROGRAMI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

TEMEL NÜKLEON-NÜKLEON ETKİLEŞMELİ POTANSİYEL KULLANILARAK FÜZYON REAKSİYONLARININ İNCELENMESİ

Onur ÖZDEMİR

FİZİK ANABİLİM DALI

**OSMANİYE
OCAK-2015**

Osmaniye Korkut Ata Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü ‘‘Fizik’’ Ana Bilim Dalı ‘‘12FZK002’’ no’lu öğrencisi ‘‘Onur ÖZDEMİR’’ tarafından ‘‘Prof. Dr. Eyyup TEL’’ danışmanlığında hazırlanan ‘‘Temel Nükleon-Nükleon Etkileşmeli Potansiyel Kullanılarak Füzyon Reaksiyonlarının İncelenmesi’’ başlıklı bu çalışma aşağıda imzaları bulunan jüri üyeleri tarafından oy birliği/çokluğu ile Yüksek Lisans/Doktora Tezi olarak kabul edilmiştir.

İmza

Prof. Dr. Eyyup TEL (Danışman)

.....

Prof. Dr. İ. Hakkı KARAHAN (Üye)

.....

Prof. Dr. Abdullah AYDIN (Üye)

.....

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

Doç. Dr. A. Ali GÜRTEN

Enstitü Müdürü

Bu tezde kullanılan özgün bilgiler, şekil, çizelge ve fotoğraflardan kaynak göstermeden 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 ifade için ilgili kaynağa eksiksiz atıf yapıldığını ve bu tezin Osmaniye Korkut Ata Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlandığını bildiririm.

Onur ÖZDEMİR

Üniversitesi : **Osmaniye Korkut Ata Üniversitesi**
Enstitüsü : **Fen Bilimleri Enstitüsü**
Anabilim Dalı : **Fizik**
Tez Danışmanı : **Prof. Dr. Eyyup TEL**
Tez Türü : **Yüksek Lisans**
Tarihi : **Ocak– 2015**

Onur ÖZDEMİR

**TEMEL NÜKLEON-NÜKLEON ETKİLEŞMELİ POTANSİYEL
KULLANILARAK FÜZYON REAKSİYONLARININ İNCELENMESİ**

ÖZET

Nükleer Füzyon'dan açığa çıkan enerji, gelecekte insanların ihtiyacını karşılamak için kullanılabilir. Bu çalışmada, Füzyon enerji üretiminde kullanılacak, ^2H ve ^3H hafif çekirdeklerin taban durum özellikleri Skyrme - Hartree – Fock yöntemi ile incelenmiştir. Ayrıca, denge öncesi nükleer reaksiyon tesir kesitlerinin hesaplanmasında kullanılan başlangıç eksiton sayıları, literatürden farklı olarak Tel ve arkadaşlarının önerdiği bir yöntemle hesaplandı. Bu yöntemde, ^2H ve ^3H çekirdeklerinin nötron ve proton yoğunlukları iki-cisim nükleon-nükleon etkileşmesini temsil eden SKM* ve S3 parametre grubu kullanılarak elde edildi. Elde edilen sonuçlar literatürdeki diğer çalışmalarla karşılaştırılarak tartışıldı.

Anahtar Kelimeler: Nükleer füzyon, ^2H , ^3H , SKM* , S3

University : **Osmaniye Korkut Ata University**
Institute : **Institute of Natural and Applied Sciences**
Science Programme : **Physics**
Supervisor : **Prof. Dr. Eyyup TEL**
Degree Awarded : **M.Sc.**
Date : **January– 2015**

Onur ÖZDEMİR

**INVESTIGATION OF THE FUSION REACTIONS USING BASIC
NUCLEON - NUCLEON INTERACTION POTENTIAL**

ABSTRACT

In the future, energy coming from nuclear fusion can be used to the needs of people. In this study, ground state features of the ^2H and ^3H nucleus which most widely used in fusion energy research have been investigated by using Skyrme, Hartree–Fock method. The evaluated theoretical results have been compared with and analysed. For the target nucleus of ^2H and ^3H initial exciton numbers for models used to obtain the effect cross section of the neutron emission spectra were calculated through a method offered by Tel et al. In this method, in a different way from the literature, neutron and proton density of the target nucleus was obtained from the Hartree-Fock approach using SKM* ve S3 Skyrme type parameters. The obtained results were analyzed.

Key Words: Nuclear fusion, ^2H , ^3H , SKM*, S3

Çok kıymetli aileme...

TEŞEKKÜR

Yüksek Lisans tez konumun belirlenerek tez çalışmamın yürütölmesini üstlenen, çalışmalarım süresince değerli bilgi ve tecrübeleriyle katkılarını esirgemeyen danışman hocam Prof. Dr. Eyyup TEL'e teşekkürlerimi sunuyorum. Bölüm hocalarımızdan Doç. Dr. Muhittin ŞAHAN ve Yrd. Doç. Dr. Halide ŞAHAN hocalarıma, tez çalışmam süresince bana destek olan mesai arkadaşlarıma, özellikle Harun TEMİZEL'e teşekkürlerimi sunuyorum.

Tez hazırlanması sırasında bana katlanan, maddi ve manevi desteklerini esirgemeyen anneme, babama ve kardeşlerime saygı, sevgi ve teşekkürlerimi sunuyorum.

Son olarak eşim Elif ve Tez çalışması sırasında aramıza katılan kızım Nehir'e sevgisi, desteği ve sabrı nedeniyle minnettarlığımı ve sevgilerimi sunuyorum.

İÇİNDEKİLER

TEZ ONAYI	
TEZ BİLDİRİMİ	
ÖZET	i
ABSTRACT	ii
İTHAF SAYFASI.....	iii
TEŞEKKÜR	iv
İÇİNDEKİLER.....	v
ÇİZELGELER DİZİNİ	vii
ŞEKİLLER DİZİNİ	viii
SİMGELER VE KISALTMALAR	ix
1. GİRİŞ	1
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR.....	2
3. MALZEME VE YÖNTEM.....	4
3.1. Nükleer Füzyon.....	4
3.2. Reaksiyon tesir kesiti.....	7
3.3. Temel nükleer füzyon reaksiyonları.....	9
3.3.1. D-T Reaksiyonu	10
3.3.2. D-D Reaksiyonu	11
3.4. D-D ve D-T füzyon reaksiyonlarının kıyaslanması	12
3.5. Nükleer Reaksiyon Teorileri	12
3.6. Hibrid (Melez) Model Hesaplamaları	14
3.7. Geometri Bağımlı Hibrid Model Hesaplamaları	15
3.8. Skyrme Etkileşmesi ve Hartree-Fock Metodu.....	16
3.9. Hartree-Fock Metodu	17
3.10. Hartree-Fock Denklemleri.....	18
3.11. Denge-Öncesi Reaksiyonlarda Başlangıç Excitation Sayılarının Yeni Bir Yaklaşımla Hesaplanması	21
4. BULGULAR VE TARTIŞMA.....	25

5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER	32
KAYNAKLAR.....	35
ÖZGEÇMİŞ.....	39

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 4.1 Skyrme kuvvet parametreleri	26
Çizelge 4.2 ^2H Çekirdeğinin skyrme kuvveti kullanılarak elde edilen nötron yoğunluğu $\rho_n(R)$, proton yoğunluğu $\rho_p(R)$ başlangıç eksiton sayıları	27
Çizelge 4.3 ^3H Çekirdeğinin skyrme kuvveti kullanılarak elde edilen nötron yoğunluğu $\rho_n(R)$ proton yoğunluğu $\rho_p(R)$	28

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 3.1 Nükleon başına bağlanma enerjisinin kütle numarası ile değişimi	5
Şekil 3.2 Füzyon reaksiyonu	9
Şekil 3.3 Orta enerjili nükleer reaksiyonun yönünün şematik gösterimi	13
Şekil 3.4 Hibrid modeldeki reaksiyonun ilk birkaç durumunun şematik temsili	15
Şekil 3.5 Hafomn kodunun algoritması	20
Şekil 4.1 ^2H İçin SKM* parametresi kullanılarak hesaplanan proton, nötron, yoğunluk dağılımları	29
Şekil 4.2 ^3H İçin SKM* parametresi kullanılarak hesaplanan proton, nötron, yoğunluk dağılımları	29
Şekil 4.3 ^2H İçin SKM* parametresi kullanılarak hesaplanan proton, nötron, başlangıç eksiton sayılarının yarıçapa göre değişimi	30
Şekil 4.4 ^3H İçin SKM* parametresi kullanılarak hesaplanan proton, nötron başlangıç eksiton sayılarının yarıçapa göre değişimi	30
Şekil 4.5 ^3H İçin S3 parametresi kullanılarak hesaplanan proton, nötron, yoğunluk dağılımları	31
Şekil 4.6 ^3H İçin S3 parametresi kullanılarak hesaplanan proton, nötron başlangıç eksiton sayılarının yarıçapa göre değişimi	31

SİMGELER VE KISALTMALAR

α	: Alfa parçacığı
A_{det}	: Dedektör yüzey alanı
Ag	: Gümüş
Am-Be	: Amerisyum-Berilyum
b	: barn
β	: Beta parçacığı
Cr	: Krom
Cu	: Bakır
D_n	: Dedektörün ölçtüğü nötron sayısı
D	: Döteryum
d	: Molekül çapı
<i>e</i>	: Birim yük
E_{km}	: Kütle merkezinde kinetik enerji
E_{lab}	: Laboratuvar sisteminde enerji
eV	: Elektron volt
E_a	: Kütle merkezi sisteminde mermi ve hedefin birbirlerine göre bağlı hareketinin kinetik enerjisi
F	: Füzyon oranı
Fe	: Demir
${}^3\text{He}$: Helyum-3
${}^2\text{H}$: Döteryum
${}^3\text{H}$: Tritiyum
I_{iyon}	: İyon akımı
I_{katot}	: Katot akımı
K	: Katodun ortalama ikincil elektron yakalama katsayısı
K	: Kelvin
keV	: Kilo elektron volt
kWh	: Kilo watt saat
λ	: Ortalama serbest yol
Li	: Lityum

MeV	: Mega elektron volt
Mo	: Molibden
n	: Nötron
n/s	: Nötron/saniye
Ni	: Nikel
p	: Proton
$\rho_n(R)$: Nötron yoğunluğu
$\rho_p(R)$: Proton Yoğunluğu
R_i	: i-inci parçacığın yarıçapı
R_D	: Döteryum yarıçapı
R_T	: Tritiyum yarıçapı
T_K	: Sıcaklık
σ	: Tesir kesiti
T	: Tritiyum
V	: Hacim
V_C	: Coulomb potansiyeli
W	: Watt
Z_i	: i-inci parçacığın atom numarası
IEC	: Eylemsiz Elektrostatik Sıkıştırma
LAB	: Laboratuvar
RPA	: Rastgele Faz Yaklaşımı
SANAEM	: Sarayköy Nükleer Araştırma ve Eğitim Merkezi
SHF	: Skyrme-Harttree-Fock
SHFB	: Skyrme-Harttree-Fock-Bogolyubov
TOKAMAK	: Toroidal Chamber in Magnetic Coils

1. GİRİŞ

Tarihin her döneminde kendini hissettiren enerji ihtiyacı 19. yüzyılın sonlarına kadar fosil yakıtlarıyla karşılanabilmişse de, endüstri devriminden sonraki teknolojik gelişmeler nedeniyle büyük bir hızla artan bu ihtiyacı karşılayabilmek için sırasıyla hidroelektrik, nükleer, güneş, rüzgâr gibi enerji kaynakları da devreye sokulmuştur. Fosil yakıtlarının giderek azalması, diğer enerji kaynakların belirli bir sınırı olması ve teknolojinin ihtiyacının sürekli şekilde artması, günümüzde yaşanan enerji darboğazlarının oluşmasına neden olmuş, kaynaklar stratejik amaçlara da hizmet etmeye başlamış ve sonuç olarak yakın gelecek için oldukça karamsar bir tablo ortaya çıkmıştır. Bu tabloyu daha da karamsar yapan diğer bir etken de, özellikle fosil ve nükleer yakıtların bugünkü tempoda tüketilmeleri sonucu, atmosferdeki karbon monoksit ve karbon dioksit gazlarının yaratacağı sera etkisinin ve radyoaktif atıkların yol açacağı ekolojik felaketlerdir. Bilimsel araştırmaların, yukarıda tanımlanan trajik tablonun 20-25 yıl içinde oluşacağını ortaya koyduğu göz önüne alınırsa, çözümün ne kadar öncelikli olduğu açıkça görülebilir (Demokan, 1989).

Günümüzde enerji gereksinimi (aydınlatma, ısıtma, taşımacılık, iletişim, gıda sektörü, endüstri vb.) hızla artmakta ancak bu ihtiyacı karşılayacak doğal kaynaklar hızla tükenmektedir. Ayrıca kullanılmakta olan enerji kaynaklarının bir kısmı çevresel bakımdan dezavantajlara sahiptir. Enerji üretimi için kullanılan kömür, petrol ve doğalgaz kaynaklarının tümü, sera gazı salınımına sebep olmakta ve çevreye zarar vermektedir. Kömür, petrol ve doğal gaz gibi fosil yakıt rezervlerinin dünyada gittikçe azalıyor olmasından dolayı, uzun vadede düşünüldüğünde bu kaynaklar enerji kaynağı olarak yeterli olmayacaktır (Freidberg, 2007).

Füzyon sonucu açığa çıkan enerji, gelecekte enerji ihtiyacını karşılamak için kullanılabilir. Bu amaçla tüm dünyada füzyon çalışmaları yapılmaktadır. Dünyada füzyon çalışmaları ilk olarak 1930'lu yıllarda başlamıştır. Füzyon araştırmalarının başlamasından itibaren, kontrollü füzyon çalışmalarının neredeyse hepsi enerji üretmeyi amaçlamıştır (Cipiti, 2004)

Denge-öncesi oluşan nükleer reaksiyon mekanizmaları için başlangıçtaki eksiton sayılarının (uyarılan parçacık-deşik sayısı) bilinmesi parçacık yayınlanma spektrumlarının ve tesir kesitlerinin hesaplanması bakımından önemlidir. Bu çalışmada Füzyon enerji üretiminde kullanılacak hafif çekirdekler olan, ^2H ve ^3H çekirdekler için, nükleer reaksiyon tesir kesitlerinin elde edilmesinde kullanılan modellerde kullanılan başlangıç eksiton sayıları literatürden farklı Tel ve arkadaşlarının önerdiği bir yöntemle hesaplandı. Bu yöntemde, ^2H ve ^3H çekirdeklerinin nötron ve proton yoğunlukları ortalama alan yaklaşımının dikkate alındığı iki-cisim nükleon-nükleon etkileşmesini temsil eden SKM* ve S3 Skyrme tipli kuvvetlerini kullanan Hartree-Fock yaklaşımından elde edildi. Elde edilen sonuçlar literatürdeki diğer çalışmalarla karşılaştırılarak tartışıldı.

2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Füzyon enerjisi pahalı olmaması, çevre dostu olması ve neredeyse sınırsız güç kaynağına sahip olması nedeniyle caziptir. Ancak, iyonlar arasında kullanışlı ve kontrol edilebilir nükleer reaksiyonlar oluşturmanın en önemli problemi, belli bir zaman aralığında yeteri kadar yüksek sıcaklıkta enerjik iyonların istenilen yoğunlukta sıkıştırılması gerekliliğidir. Bu nedenle son yıllarda ortaya atılan Eylemsiz Elektrostatik Sıkıştırma (Inertial Electrostatic Confinement, IEC), manyetik sıkıştırma (tokamak ve stellarator vb.) ve eylemsiz sıkıştırma (lazer, ağır ve iyonlar) yöntemlerine alternatif bir yöntem olmuştur. Eylemsiz sıkıştırma ve manyetik sıkıştırma yöntemlerini iyonları sıkıştırmak için kullanmanın bazı zorluklardan dolayı dünyada pek çok araştırma grubu IEC düşüncesini gerçekleştirmeye çalışmıştır. Küresel geometride elektrik alan kullanarak iyonları hızlandırmak füzyon yakıtlarına enerji kazandırmanın ve yüksek füzyon verimi elde etmenin en kolay yoludur (Ashley ve ark., 2003).

Füzyon, doğaya sera gazı salınımının olmaması, güvenli olması ve yakıt rezervlerinin bol olması gibi avantajlara sahip olması sebebiyle enerji üretimi için önemli bir kaynak olarak görülmektedir (Bartlett, 2006; Freidberg, 2007).

Dünyada, doğal enerji kaynakların tükenmesinden dolayı bilim adamları farklı enerji kaynaklarının arayışına başlamışlardır. Doğal kaynaklara alternatif olarak 1930' lu yıllardan beri kontrollü nükleer füzyon konusu ele alınmış ve bu konuda yapılan çalışmalar hız kazanmıştır. Füzyon, nükleer reaksiyon sonucu iki hafif çekirdeğin birleşerek daha ağır bir çekirdek oluşturmasıdır. Bu reaksiyon sonucu enerji açığa çıkmaktadır (Chen, 1974; Ongena ve Van Oost, 2008).

Ülkemizde de küçük füzyon cihazlarından birisi olan Eylemsiz Elektrostatik Sıkıştırma (IEC) cihazı tasarlanmış ve Sarayköy Nükleer Araştırma ve Eğitim Merkezi Teknoloji Bölümü Hızlandırıcı Teknolojisi Birimi Plazma Laboratuvarı'nda oluşturulmuş ve "SANAEM-IEC" olarak adlandırılmıştır. SANAEM-IEC cihazında döteryum gazı kullanılmış optimizasyon ve D-D füzyon reaksiyonu çalışmaları yapılmıştır (Bölükdemir, A.S., 2013).

Bazı egzotik çekirdeklerin taban durum özelliklerini iki farklı metod (Skyrme-Hartree-Fock) (SHF) ve Skyrme-Hartree-Fock-Bogolyubov (SHFB) metodu kullanılarak hesaplanmıştır (Baldık, 2010). Literatürde yapılan çalışmalarda SHF metodu için kullanılacak olan Hartree-Fock yaklaşımının genel olarak bir fiziksel probleme nasıl uygulanacağı hakkında gerekli alt yapı oluşturulmaya çalışılmıştır. Daha sonraki çalışmalar ise nükleon-nükleon etkileşmesi temeline dayanan Skyrme etkileşmesinin doğası hakkında bazı bilgiler edinilmiştir. Edinilen bilgiler doğrultusunda SHF yöntemi ve bunun uygulandığı fortran kodunda yazılan HAFOMN programı yapılmıştır (Louisiana State University, 28 Ocak 2007).

20 yıl önce, Skyrme kuvvetlerinin tanımlanmasıyla, nükleer fizikte Hartree-Fock hesapları yapılmaya başlanmıştır. O zamandan beri, bu hesaplamalar, deformasyon özellikleri, süper ağır çekirdekler, titreşimler ve ağır iyon çarpışmaları gibi çeşitli olaylara uygulanmıştır. Bununla birlikte, bu hesaplamaların çoğunun uygulamaları, küresel çekirdeğin taban durumunun tanımlanmasında faydalı bir araç olmuştur. Bu hesaplamalar, nükleer yapı fiziğinde çok daha fazla uygulamanın temeline hizmet etmiştir; örneğin, kuvvet değişkenlerinin ve yararlı ilavelerin çalışılması için,

elektron verilerinin anlaşılması için, çekirdekdeki hyperonların tanımlanması veya taban durumun RPA (rastgele faz yaklaşımı) titreşimleri için hizmet etmiştir.

Tel ve arkadaşları (2000) nükleon giriş reaksiyon tesir kesitleri için $\rho_n(R_l)$ ve $\rho_p(R_l)$ vurma parametreleri yerine, tek parçacık dalga fonksiyonlarından hesaplanan nötron yoğunluğu $\rho_n(R)$ ve proton yoğunluğu $\rho_p(R)$ nin kullanılabilceğini önerdiler. Bu nötron $\rho_n(R)$ ve proton $\rho_p(R)$ yoğunlukları etkin SKYRME kuvveti kullanılarak elde edilebilir. Litaretürde bu yöntemle denge öncesi nükleon giriş reaksiyonlarında başlangıç nötron ve proton eksiton sayıları etkin nükleon-nükleon etkileşmeli SKYRME kuvvetinden başarılı bir şekilde hesaplanabilmektedir. Tel ve arkadaşları (2008a) bu yöntemi kullanarak $^{208}\text{Pb}(p, xn)$ reaksiyonu için hesaplayarak uygun sonuçlar elde etmişlerdir. Tel ve arkadaşları aynı zamanda ^{232}Th ve ^{238}U hedef çekirdekleri için, başlangıç eksiton sayılarını bu yöntemle hesaplayarak incelediler.

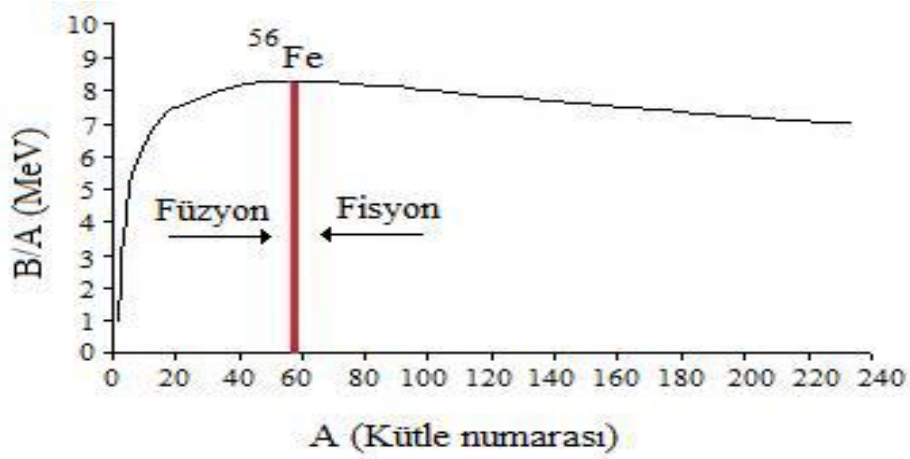
Aynı zamanda, Efil (2010) ve Ersoy (2012) yaptıkları çalışmalarda Tel ve arkadaşları tarafından kullanılan bu değerleri kullanmışlardır. Bölükdemir ve arkadaşları (2011a, 2011b) $^{54,56}\text{Fe}(p, xp)$ denge öncesi reaksiyon için ve Molibdenyum izotopları için bu yöntemi kullanmışlardır.

3. MALZEME VE YÖNTEM

3.1. Nükleer Füzyon

Füzyon (nükleer kaynaşma), iki hafif çekirdeğin, nükleer reaksiyon sonucunda dışarıya enerji açığa çıkararak daha ağır bir çekirdek oluşturması olayıdır. Fisyon ise füzyonun tersi olarak, bir nötronun, uranyum gibi ağır bir element atomunun çekirdeğine çarparak yutulması, bunun sonucunda bu atomun kararsız hale gelerek daha küçük iki ayrı çekirdeğe bölünmesi reaksiyonudur. Bir çekirdeğin bölünmesinde enerji bakımından öncelik, nükleon başına bağlanma enerjisinden anlaşılabilir. Birçok çekirdeğin ortalama bağlanma enerjisi, nükleon başına 8 MeV civarındadır (Krane, 2002).

Kütle numarası ile nükleon başına bağlanma enerjisinin değişimini gösteren grafik, Şekil 3.1. ile verilmektedir. Eğri $A=56$ yakınlarında bir maksimum değere ulaşır; burada çekirdekler çok sıkı bağlıdır. Grafikte de belirtildiği gibi füzyon olayı, $A=56$ ' dan daha küçük çekirdek bölgesinde, fisyon ise $A=56$ 'dan daha büyük çekirdek bölgesinde meydana gelir (Krane, 2002).



Şekil 3.1 Nükleon başına bağlanma enerjisinin kütle numarası ile değişimi

Füzyon, hafif çekirdeklerin bol miktarda bulunmaları ve kolay elde edilebilmeleri, ürünlerin genellikle hafif çekirdekler olması ve ağır radyoaktif çekirdeklere göre daha kararlı olmaları gibi avantajlara sahip olduklarından dolayı enerji kaynağı olarak düşünülebilir. Avantajlarının yanı sıra hafif çekirdeklerin birleşmeden önce Coulomb engelini aşmak zorunda olması gibi önemli bir dezavantaja sahiptir. Füzyon Coulomb engeli nedeniyle, dünyada doğal (fisyonda olduğu gibi) bir işlem değildir. Yani kendiliğinden meydana gelmez ancak Coulomb engeli aşıldığında füzyon gerçekleşir ve çekirdekler minimum enerji durumuna sahip olacak şekilde hızla birleşirler. Etkileşen parçacıkların yarı çapları R_a ve R_x ise parçacıkların yüzeylerinin temas ettiği andaki ($R = R_a + R_x$) Coulomb engeli;

$$V_C = \frac{e^2}{4\pi \epsilon_0} \cdot \frac{Z_a Z_x}{R} = 1.44(\text{MeV} \cdot \text{fm}) \frac{Z_a Z_x}{R} \quad (3.1)$$

$$R = R_D + R_T \quad (3.2)$$

$$R_D = r_0(A)^{1/3} \quad (3.3)$$

$$R_T = r_0(A)^{1/3} \quad (3.4)$$

$$R_D = r_0(2)^{1/3} = 1.2 \times 1.26 = 1.51 \text{ fm} \quad (3.5)$$

$$R_T = r_0(3)^{1/3} = 1.2 \times 1.44 = 1.73 \text{ fm} \quad (3.6)$$

$$R = 3.24 \text{ fm} \quad (3.7)$$

$$V_C = 1.44(\text{MeV} \cdot \text{fm}) \frac{1.1}{3.24 \text{ fm}} = 0.4 \text{ MeV} \quad (3.8)$$

Denklem (3.1)'de V_C potansiyelini hesaplamak için (R) (3.2) yarıçapını hesaplamamız gerekiyor. Döteryumun (R_D) ve trityumun yarı çapları (R_T) (3.3) ve (3.4) denklemlerinde ayrı ayrı hesaplandı. (3.5) ve (3.6) denklemlerindeki sonuçlara ulaşıldı. (3.5) ve (3.6) denklemleri toplanarak (R) (3.7) sonucuna ulaşıldı. V_C potansiyeline (3.8) denklemi hesaplanarak ulaşıldı.

Coulomb engelinin füzyon reaksiyonu üzerindeki etkisi, Coulomb engelinin α bozunumundaki etkisine çok benzer. $Z_a Z_x$ çarpımı bir üstel engel delme olasılığı ifadesinde bulunduğu için füzyon tesir kesiti Coulomb engeline aşırı derecede bağlıdır. Bu durumda füzyon olasılığı $Z_a Z_x$ çarpımı ile hızla azalır ve engel hidrojen izotopları için en küçük değerini alır. Döteryum-Trityum (D-T) reaksiyonu için $V_C = 0,4 \text{ MeV}$ 'dir, (3.8) hesaplamış olduğumuz bu değer çok küçük olmasına rağmen tipik bir gelme enerjisi olan 1-10 keV değerinden oldukça büyüktür. Parçacıkların enerjilerinin Coulomb engelinden büyük olması gerekmez; α bozunumunda olduğu gibi engel delme ihtimali de önemlidir (Krane, 2002).

Füzyonda, Coulomb engelini aşmak için ısı enerjisi kullanılıyorsa termonükleer füzyon olarak adlandırılır. Bir fisyon reaktörü ile (10^9 W) kıyaslanabilir büyüklükte

enerji elde etmek için, füzyon yapabilen çekirdeklerin 10^8 K mertebesine kadar ısıtılması ve yüksek reaksiyon tesir kesiti elde edebilmek için de yoğunluğunun artırılması gerekmektedir. Bu nedenle sıcaklık, füzyon başlangıcı için önemli bir parametredir. Bu sıcaklıklar yaklaşık olarak D-T reaksiyonu için $4,6 \times 10^7$ K ve Döteryum-Döteryum (D-D) reaksiyonu için $4,6 \times 10^8$ K mertebesindedir. Bu sıcaklıklarda atomlar iyonlaşmış durumdadır. Dolayısıyla yakıt pozitif iyonlar ve negatif elektronlardan oluşan plazma halindedir (Krane, 2002).

Füzyon için önemli problemlerden bir tanesi de plazmanın sıkıştırılması olayıdır. Sıcak yakıtın içerisinde bulunduğu kabın çeperleri ile enerji alışverişi yapması sırasında kabın erimesi, plazma sıkıştırma işlemini en önemli sorun yapmaktadır. Bu nedenle plazma sıkıştırma iki yöntemle yapılmaktadır: Eylemsiz sıkıştırma, Manyetik sıkıştırma. Eylemsiz sıkıştırmada, lazer ve parçacık demetleri kullanılarak yakıt peletleri (topağı) sıkıştırılmaktadır. Bu yöntemde yakıt topağı ani olarak ısıtılır ve yoğun parçacık veya foton ışın demetleri ile her yönden aynı anda bombardıman edilerek sıkıştırılır. Manyetik sıkıştırmada ise plazma manyetik alanlar kullanılarak sıkıştırılır (Kammash, 1975; Krane, 2002). Kontrollü nükleer füzyon araştırmaları çoğunlukla sıcak plazmanın güçlü manyetik alanlarla sınırlandırılmasına odaklanmıştır. Manyetik sıkıştırmalar kapalı uçlu toroidaller ve açık uçlu aynalar ile yapılmaktadır (Miyamoto, 2000).

3.2. Reaksiyon Tesir Kesiti

Reaksiyon tesir kesiti bir reaksiyonun gerçekleşme olasılığının bir ölçüsüdür ve σ ile gösterilir. Eğer demet doğrultusuna göre (θ, θ) 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,

$$\sigma = \frac{R_b}{I_a N} \quad (3.9)$$

şeklinde tanımlanır. Bu şekilde tanımlanan σ , çekirdek başına alan boyutuna sahiptir, birimi “barn” dır ve $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2 = 100 \text{ fm}^2$ 'dir (Krane, 2002).

Dedektörler yalnızca küçük bir $d\Omega$ katı açısı işgal ederler ve bu nedenle çıkan parçacıkların tümünü gözleyemez; aslında, parçacıkların sadece küçük bir dR_b kesri sayılır ve dolayısıyla tesir kesitinin yalnızca küçük bir $d\sigma$ kesri elde edilir. Ayrıca, giden parçacıklar genel olarak tüm doğrultularda eşyönlü yayınlanmazlar; θ 'ya ve muhtemelen ϕ 'ye bağlı olan bir açısal dağılıma sahip olurlar. Açısal dağılım fonksiyonunu keyfi olarak $r(\theta, \phi)$ ile gösterirsek, $dR_b = r(\theta, \phi)d\Omega/4\pi$ olur. O halde,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r(\theta, \phi)}{4\pi I_a N} \quad (3.10)$$

olur. $d\sigma/d\Omega$ niceliğine diferansiyel tesir kesiti denir ve bu niceliğin ölçülmesi, reaksiyon ürünlerinin açısal dağılımı ile ilgili önemli bilgi verir. Katı açılı steradyan cinsinden ölçüldüğünden diferansiyel tesir kesitinin birimi barn/steradyan'dır.

$d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$ olmak üzere,

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \int_0^\pi \sin\theta d\theta \int_0^{2\pi} d\phi \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (3.11)$$

elde ederiz. Eğer $d\sigma/d\Omega$ sabit (açıdan bağımsız) ise, integral $\sigma = 4\pi I_a \sigma/d\Omega$ olur. Bu integral değeri Eş. 3.10'da yerine konursa, Eş. 3.10 ve Eş. 3.9 aynı olur (Krane, 2002).

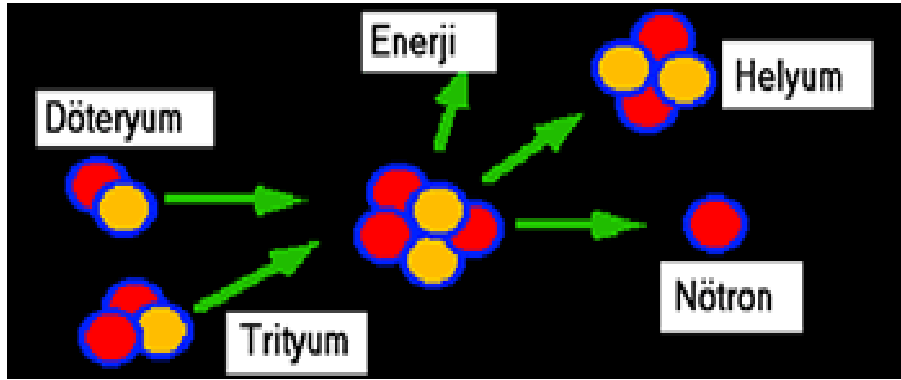
3.3. Temel Nükleer Füzyon Reaksiyonları

Füzyon: hafif radyoaktif atom çekirdeklerinin birleşerek daha ağır atom çekirdeklerini meydana getirmesi olayıdır. Füzyon Reaksiyonu Şekil 3.2’de gösterildiği gibi meydana gelir. Füzyon tepkimesinde ortaya çıkan sıcaklık çok daha büyüktür. Güneşteki tepkimeler bu gruba girer.

Faydalı füzyon reaksiyonları

D-T (döteryum-trityum) füzyon reaksiyonu

D-D (döteryum-döteryum) füzyon reaksiyonu



Şekil 3.2 Füzyon reaksiyonu

Bir füzyon reaksiyonundan öngörülen enerjinin elde edilmesi için

- reaksiyon düşük sıcaklıkta oluşmalı
- yüksek enerji açığa çıkmalı
- büyük bir tesir kesitine sahip olmalıdır
- tepkimeye girecek olan maddeler kolayca bulunabilmelidir

- plazmanın yeniden ısıtılması için yüklü parçacıklar elde edilmeli
- farklı etkileşmeleri önlemek için enerjisi yüksek olan nötronlar açığa çıkmamalıdır

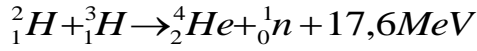
<http://www.taek.gov.tr/ogrenci/fuzyon.html> (22.12.2014)

3.3.1. D-T Reaksiyonu

Döteryum bir proton ve bir nötrondan oluşan hidrojen çekirdeğinin izotopudur. Bilindiği gibi izotop, proton sayısı aynı fakat nötron sayısı farklı olan atom çekirdekleri için kullanılan tanımdır. Simgesel olarak ^2H şeklinde gösterilir.

Trityum bir proton ve iki nötrondan oluşan hidrojen çekirdeğinin bir diğer izotopudur. Simgesel olarak ^3H şeklinde gösterilir.

Döteryum-Trityum füzyon tepkimesi aşağıdaki şekilde meydana gelir.



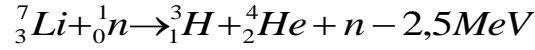
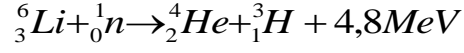
(3,5MeV) (14,1MeV)

Bu tepkimenin özellikleri:

- Büyük tesir kesitine sahiptir.
- Gerekli olan sıcaklık 4,4 keV'dir. 1 eV yaklaşık olarak 11600 K'dir. Yaklaşık olarak bu sıcaklık değeri 51040000 K'lik bir sıcaklık demektir.
- Ortaya çıkan enerji 17,6 MeV gibi yüksek bir enerjidir.
- 3,5 MeV'lik enerjiye sahip olan Helyum çekirdeği başka bir deyişle alfa parçacığı plazmanın yeniden ısıtılması için kullanılır.

D-T reaksiyonunun gerçekleştirilmesinde aşağıdaki problemlerle karşılaşılır.

- Trityum kolayca bulunan bir yakıt değildir. Oldukça ender bulunan Lityum çekirdeği izotoplarından aşağıdaki reaksiyonlar sonucu elde edilir.



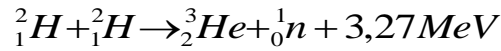
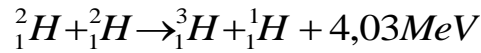
Bu tepkimeler füzyon reaktörünü çevreleyen bir lityum tabakası ile nötronların etkileşmesi sonucu elde edilir ve ürünler direk olarak tepkimeye sokulabilir.

- D-T reaksiyonu sonucu açığa çıkan enerjisi yüksek olan nötronların reaktör ile etkileşmeye girerek reaktöre zarar vermesi maliyetin artmasına neden olur.

<http://www.taek.gov.tr/ogrenci/fuzyon.html> (22.12.2014)

3.3.2. D-D Reaksiyonu

İki döteryum çekirdeğinin direk olarak reaksiyona girmesiyle meydana gelen füzyon reaksiyonudur. Ve aşağıda gösterildiği şekilde meydana gelir.



- D-T reaksiyonundan daha düşük bir tesir kesiti yani reaksiyon oranına sahiptir. Ve dolaylı olarak bu olumsuz bir durumdur.
- 48 keV gibi yüksek bir sıcaklıkta meydana gelir.
- Füzyon reaksiyonu başına açığa çıkan enerji yaklaşık olarak 4 MeV kadardır.
- Yakıt deniz suyundan kolayca elde edilebilir.

<http://www.taek.gov.tr/ogrenci/fuzyon.html> (22.12.2014)

3.4. D-D Ve D-T Füzyon Reaksiyonlarının Kıyaslanması

- D-T reaksiyonunun tesir kesiti D-D reaksiyonuna kıyasla daha büyüktür.
- D-T reaksiyonu daha düşük sıcaklıkta meydana gelir.
- Ticari olarak düşünülen füzyon tepkimesi maliyeti düşük olduğundan D-D reaksiyonudur

<http://www.taek.gov.tr/ogrenci/fuzyon.html> (22.12.2014)

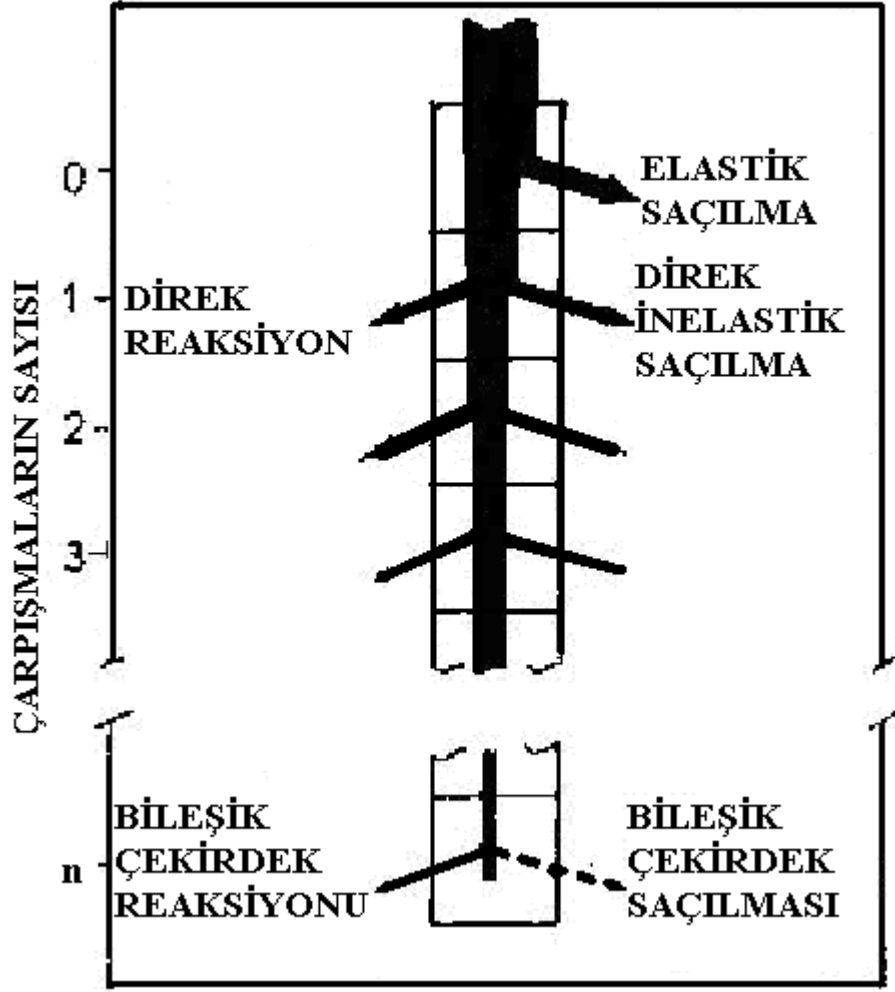
3.5. Nükleer Reaksiyon Teorileri

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 mikroskobik 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.

Şekil 3.3, bir nükleer reaksiyonun şematik resmini göstermektedir (Aydın, 1989). “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 yayılma, 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.



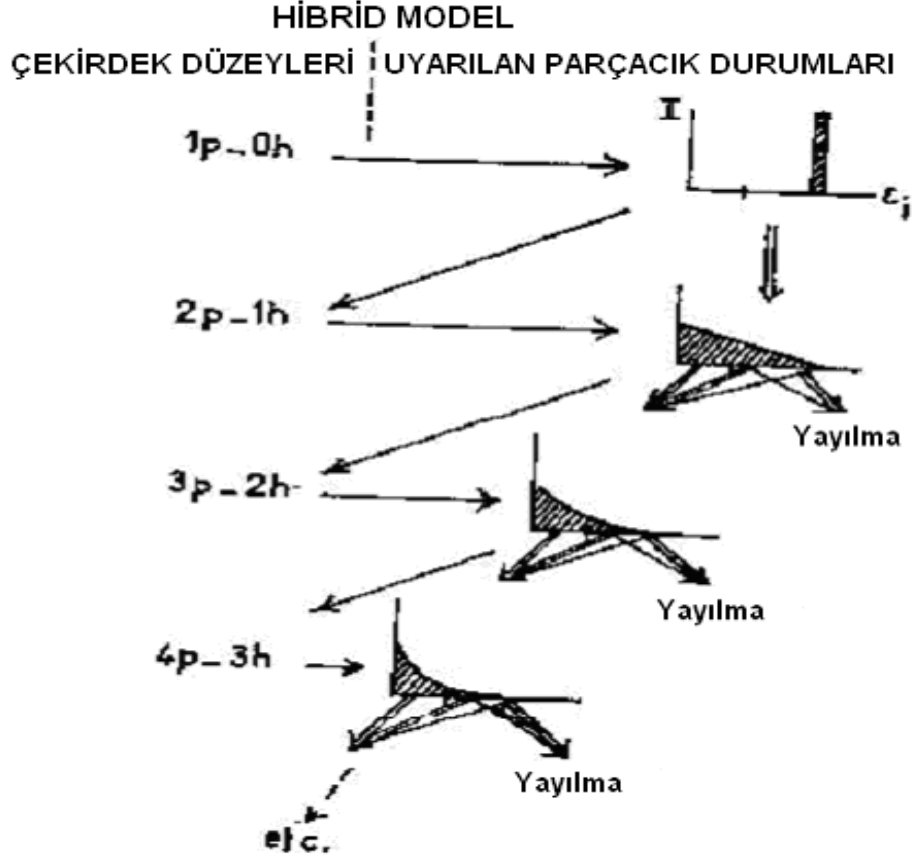
Şekil 3.3 Orta enerjili nükleer reaksiyonun yönünün şematik gösterimi

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.

3.6. Hibrid (Melez) Model Hesaplamaları

Hibrid modeli Fermi-gaz-denge modeli ile Griffin (Exciton) modellerinin temel özelliklerinin birleşiminden meydana gelmektedir. Şematik olarak Şekil 3.4'de gösterilmiştir (Blann ve Vonach, 1983). 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. 3.4'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. 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 3.4 Hibrid modeldeki reaksiyonun ilk birkaç durumunun şematik temsili

Küçük grafikler, uyarılmış parçacıkların enerji dağılımını göstermektedir. Aralarındaki oklar da parçacık yayılma ve parçacık-deşik çifti oluşumu için geçiş ihtimallerini temsil etmektedir. Enerji skalasının sıfır noktası fermi enerjisidir ve eksen üzerindeki işaret ise yayılma eşiğini göstermektedir.

3.7. Geometri Bağımlı Hibrid Model Hesaplamaları

Denge öncesi bozunma için hibrid model formülü (Blann ve Vonach, 1983) tarafından.

$$\frac{d\sigma_v(\varepsilon)}{d\varepsilon} = \sigma_R P_v(\varepsilon) \quad (3.12)$$

ve

$$P_v(\varepsilon)d\varepsilon = \sum_{\substack{n=n_0 \\ \Delta n=+2}}^{\bar{n}} \left[{}_n\chi_v N_n(\varepsilon, U) / N_n(E) \right] g d\varepsilon \left[\lambda_c(\varepsilon) / (\lambda_c(\varepsilon) + \lambda_+(\varepsilon)) \right] D_n \quad (3.13)$$

olarak verilmiştir. Burada σ_R ; reaksiyon tesir kesiti, ${}_n\chi_v$; n eksiton 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 eksiton ε kanal enerjisiyle yayınlandığında kalan çekirdeğin $U = E - B_v - \varepsilon$ uyarılma enerjisinin diğer n-1 eksitonları arasında paylaşılacak şekilde n eksitonunun uygun bir biçimde düzenlenme sayısı, $N_n(E)$ E uyarılma enerjisinde n parçacık artı deşik toplam birleştirim sayısı, D_n bir n- eksiton zincirinde başlangıç popülasyon kesiti, g tek – parçacık düzey yoğunluğudur. Eşit.(3.13)'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.

3.8. Skyrme Etkileşmesi ve Hartree-Fock Metodu

Skyrme 1956'da iki cisim etkileşmesiyle birlikte üç cisim etkileşmesini de içeren bir etkin etkileşme tanımlamıştır (Skyrme 1956, Skyrme 1959). Bu etkin etkileşme formu

$$\vec{V}_{Skyrme} = \sum_{i < j} \vec{V}_{ij} + \sum_{i < j < k} \vec{V}_{ijk} \quad (3.14)$$

ile verilmektedir. Burada ilk terim iki cisim etkileşmesini, ikinci terim ise üç cisim etkileşmesini temsil etmektedir.

İki cisim kısa menzilli etkileşmesi aşağıdaki formdadır,

$$\begin{aligned} \vec{V}_{ij} = & t_0(1 + x_0 P_\sigma) \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) + \frac{1}{2} t_1(1 + x_1 P_\sigma) \{ \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \vec{k}^2 + \vec{k}^2 \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \} \\ & + t_2(1 + x_2 P_\sigma) \vec{k}' \cdot \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \vec{k} + it_4 (\vec{\sigma}_i + \vec{\sigma}_j) \cdot \vec{k}' \times \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \vec{k} \end{aligned} \quad (3.15)$$

burada $\delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j)$, Dirac delta fonksiyonudur, $\vec{k} = \frac{(\vec{\nabla}_i - \vec{\nabla}_j)}{2i}$, sağa doğru hareket eden

dalga fonksiyonlarına etki eden görel momentum operatörü, $\vec{k}' = -\frac{(\vec{\nabla}_i - \vec{\nabla}_j)}{2i}$, sola

doğru hareket eden dalga fonksiyonlarına etki eden görel momentum operatörüdür.

P_σ , spin değiş tokuş operatörü, $\vec{\sigma}_i$ ve $\vec{\sigma}_j$ ise Pauli spin matrisleridir. İki cisim etkileşmesi yedi parametreye ($t_0, t_1, t_2, x_0, x_1, x_2$ ve t_4) bağlıdır. Bu parametrelerden t_0 ve t_1 parametreleri etkileşimin bağlı çift durumlarına (aslında sadece s ve d durumlarına) etkiyen kısmına karşılık gelirken, t_2 parametresi ise bağlı tek durumlardaki etkileşmelere (p durumları) karşılık gelen etkileşimleri temsil eder. t_4 parametresi bir cisim spin yörünge kuvvetini belirlemektedir. x_0 parametre değerinin değişmesi nötron proton asimetrik özelliklerine etki etmenin pratik bir yolunu oluşturmaktadır (Beiner ve ark., 1975).

3.9. Hartree-Fock Metodu

Hartree-Fock metodu çok cisimli bir kuantum sisteminin taban durum enerjisi ve taban durum dalga fonksiyonunun belirlenmesi için bir yaklaşım metodudur. Bu metot aynı zamanda öz uyumlu metot olarak bilinir.

Atomların dalga fonksiyonlarını türetmek için ilk başarılı adım 1928'de Hartree tarafından atılmıştır. Bu yaklaşımda dalga fonksiyonu Φ , N elektronun her biri için tek elektron fonksiyonlarının çarpımı şeklinde aşağıdaki gibi ifade edilmiştir.

$$\Phi(r_1, r_2, \dots) = \phi_1(r_1) \cdot \phi_2(r_2) \cdot \dots \cdot \phi_N(r_N)$$

1930'da Fock ve Slater Hartree metodunda bir değişiklik önermiştir. Onlarda tek elektron dalga fonksiyonlarını kullanmışlardır, fakat sistemin toplam dalga

fonksiyonu orbitallerin basit çarpımı değil bir Slater determinantı şeklinde yazmışlardır.

Hartree-Fock metodu, atomlar, katılar ve moleküllerin Schrödinger denkleminin çözümünde kullanıldığı gibi nükleer fizikte de yaygın bir şekilde kullanılır. Hartree-Fock metoduna göre nükleer dalga fonksiyonu, tek parçacık dalga fonksiyonları kullanarak bir Slater determinantı olarak yazılır;

$$\Phi(r_1, \dots, r_N) = \frac{1}{N!} \begin{vmatrix} \psi_1(r_1)\psi_1(r_2)\dots\psi_1(r_N) \\ \psi_2(r_1)\psi_2(r_2)\dots\psi_2(r_N) \\ \vdots \\ \psi_N(r_1)\psi_N(r_2)\dots\psi_N(r_N) \end{vmatrix} \quad (3.16)$$

Burada ψ_i tek parçacık dalga fonksiyonlarıdır. Bu tek parçacık dalga fonksiyonu için uygun bir seçim yapılmalıdır (dalga fonksiyonu olarak harmonik osilatör veya Wood Saxon dalga fonksiyonu seçilir).

Oluşturulan $\{\psi_i\}$ dalga fonksiyonları seti yardımıyla $\rho_q(\vec{r}) = \sum_i \psi_i(\vec{r})^+ \psi_i(\vec{r})$ kurulur ve buradan yoğunluğa bağlı bir $U(\rho)$ potansiyeli kurulur. Schrödinger denklemini yazılarak özdeğer ve öz fonksiyonların bir seti oluşturulur. Bu potansiyel kullanılarak Schrödinger denklemini çözüldüğünde daha gerçekçi dalga fonksiyonları bulunur.

3.10. Hartree-Fock Denklemleri

R_β radyal dalga fonksiyonu için Hartree-Fock denklemleri, R_β 'nin ortonormal olma kısıtlaması altında R_β 'ya göre enerji fonksiyonunun değişimiyle elde edilir. Bu ortalama alan Hamiltoniyenli tek parçacık Schrödinger benzeri denklemini verir,

$$h_q R_\beta = \varepsilon_\beta R_\beta \quad (3.17)$$

ortalama alan Hamiltoniyeni,

$$h_q = \partial_r \mathbf{B}_q \partial_r + U_q + U_{1s,q} \bar{\mathbf{1}} \cdot \vec{\sigma}, \quad (3.18)$$

Burada

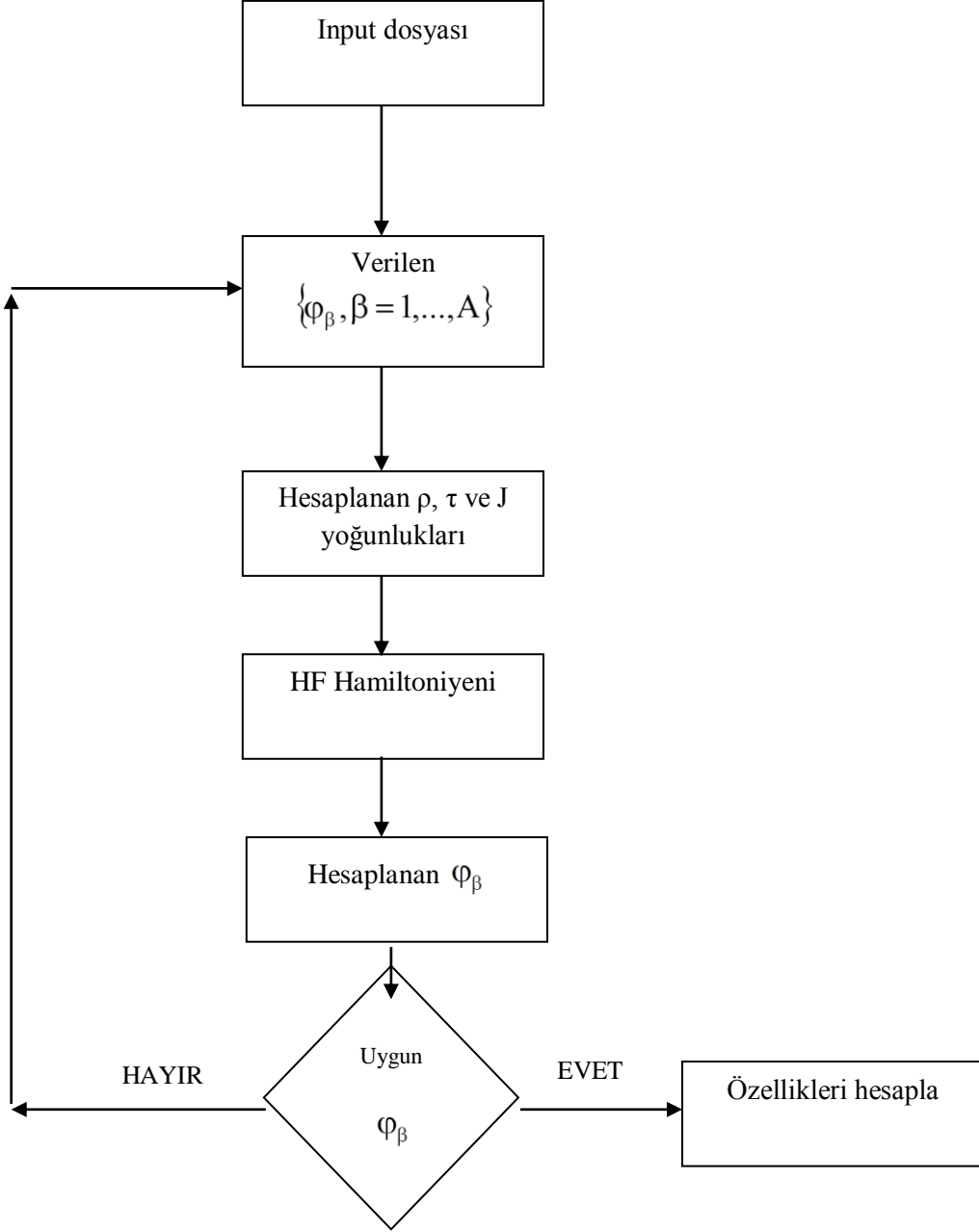
$$B_q = \frac{\hbar^2}{2m_q} + \frac{1}{8}[t_1(1 + \frac{1}{2}x_1) + t_2(1 + \frac{1}{2}x_2)]\rho - \frac{1}{8}[t_1(\frac{1}{2} + x_1) + t_2(\frac{1}{2} + x_2)]\rho_q \quad (3.19)$$

$$\begin{aligned} U_q &= t_0(1 + \frac{1}{2}x_0)\rho - t_0(1 + \frac{1}{2}x_0)\rho_q \\ &+ \frac{1}{12}t_3\rho^\alpha[(2 + \alpha)(1 + \frac{1}{2}x_3)\rho - 2(\frac{1}{2} + x_3)\rho_q \\ &- \alpha(\frac{1}{2} + x_3)\frac{\rho_{pr}^2 + \rho_{nr}^2}{\rho}] \\ &+ \frac{1}{4}[t_1(1 + \frac{1}{2}x_1) + t_2(1 + \frac{1}{2}x_2)]\tau \\ &- \frac{1}{4}[t_1(\frac{1}{2} + x_1) - t_2(\frac{1}{2} + x_2)]\tau_q \\ &- \frac{1}{8}[3t_1(1 + \frac{1}{2}x_1) - t_2(1 + \frac{1}{2}x_2)]\Delta\rho \\ &+ \frac{1}{8}[3t_1(\frac{1}{2} + x_1) + t_2(\frac{1}{2} + x_2)]\Delta\rho_q \\ &- \frac{1}{2}t_4(\nabla\bar{J} + \nabla\bar{J}_q) + U_{coul} \end{aligned} \quad (3.20)$$

$$U_{ls,q} = \frac{1}{4}t_4(\rho + \rho_q) + \frac{1}{8}(t_1 - t_2)J_q - \frac{1}{8}(x_1t_1 + x_2t_2)J, \quad (3.21)$$

ifade eder, ve Coulomb katkısı olan U_{coul} potansiyeli ileriki kısımlarda verilecektir. ρ, τ ve $\nabla\bar{J}$ denklem (3.16) da verildiği gibidir. Dikkat edilecek olursa denklem (3.17) yoğunluk bağımlı ortalama alan hamiltoniyeni aracılığıyla R_β dalga fonksiyonlarında lineer değildir.

HAFOMN Kodu



Şekil 3.5 Hafomn kodunun algoritması

Hafomn kodunda (Louisiana State University, 28 Ocak 2007) , input dosyasından Skyrme parametreleri, işgal olasılıkları gibi girdiler ve hazır bulunan dalga fonksiyonları alınarak ρ , τ ve J yoğunlukları hesaplanır. Hesaplanan yoğunluklar kullanılarak Hartree-Fock hamiltiyeni oluşturulur ve Schrödinger denkleminin çözülmesiyle yeni dalga fonksiyonları hesaplanır. Bulunan bu yeni dalga

fonksiyonları $1 - \delta(\hat{h} - \epsilon_i)$ işlencisine etki ettirilir (koşul adımı). Eğer dalga fonksiyonları değişmiyorsa çekirdeğin taban durum özellikleri hesaplanır, değişiyorsa program içinde verilen dalga fonksiyonu değiştirilerek tekrardan aynı işlemler yapılır.

3.11. Denge-Öncesi Reaksiyonlarda Başlangıç Eksiton Sayılarının Yeni Bir Yaklaşımla Hesaplanması

Nükleonlarla oluşturulan reaksiyonlarda başlangıç eksiton sayısı (n_0) genellikle 2p1h alınır (Griffin, 1966). Burada p parçacık sayısını (uyarılan nötron veya proton) h ise nötron veya protonun uyarılmasıyla oluşan deşik (hole) sayısıdır. 2p1h durumu (2 parçacık + 1 hole) toplam 3 eksiton'a karşılık gelir. Ancak bu 2p1h durumu içindeki n (nötron) ve p (proton) parçacık sayılarının ne olduğu hibrid veya geometri bağımlı hibrid model hesaplamalarında önemlidir. ALICE bilgisayar programında ${}_3X_n$ ve ${}_3X_p$ ile gösterilen başlangıç nötron ve proton sayıları hedef çekirdeğin nötron ile proton sayısına bağlı olarak hesaplanır (Blann ve Bisplinghoff , 1982). Denge öncesi bozunma hesaplarının yapıldığı enerji aralığında σ_{np} ve n-p serbest saçılma tesir kesiti σ_{nn} veya σ_{pp} üç katı büyüklüğündedir, yani $\sigma_{np} \approx 3\sigma_{nn}$, $3\sigma_{pp}$ dir (Kikuchi ve Kawai, 1968). Nükleon ile oluşturulan bir reaksiyonda söz konusu ki başlangıç parçacıklarının nötron veya proton oluşturma olasılıkları bağıl serbest saçılma tesir kesitlerine ve hedef çekirdeğin (N) nötron ve (Z) proton sayısına bağlı olur.

Gelen parçacığın nötron olması durumunda N=Z olduğu özel bir durum için her n-n çiftine karşılık üç n-p veya her üç proton çiftine karşılık beş nötron eksitonu olacaktır. İki parçacık eksitonu oluşturmak için $\frac{5}{8} \times 2$ nötron eksitonu ve $\frac{3}{8} \times 2$ proton eksitonu olacaktır. Nükleonlarla oluşturulan bir reaksiyonda başlangıç eksiton sayısı $n_0 = 3$ ve ${}_nX_n + {}_nX_p = 2$ dir. Hibrid ve geometri bağımlı hibrid

modelde (Blann ve Vonach, 1983), $Z = N$ hedef çekirdekteki n_0 eksiton durumundaki uyarılmış nötronların sayısı merminin nötron olması durumunda

$${}_3X_n = \frac{3Z + 2N}{3Z + N} \quad (3.22)$$

merminin proton olması durumunda

$${}_3X_p = \frac{3N}{3N + Z} \quad (3.23)$$

Bu sonuç N nötron ve Z proton sayılı hedef çekirdeklerin nötronlarla oluşturulan reaksiyonlar için

$${}_3X_n = \frac{2(3Z + 2N)}{(3Z + 2N + 3Z)} \quad (3.24)$$

$${}_3X_p = 2 - {}_3X_n \quad (3.25)$$

protonlarla oluşturulan reaksiyonlar için

$${}_3X_p = \frac{2(3N + 2Z)}{(3N + 2Z + 3N)} \quad (3.26)$$

$${}_3X_n = 2 - {}_3X_p \quad (3.27)$$

şeklinde ifade edilir. Denk (3.22 ve 3.23) deki değer X_n ve X_p sayıları n nin ardışık değerleri için 0.5 artırılarak bulunur, n nin ardışık değerleri $n_0 = 3$ sınırında 1.0 artırılarak hesaplanır. Nötron skin etkisi Z ve N sayıları yerine sırasıyla $\rho_p(r_l)$ ve $\rho_n(r_l)$ konularak hesaplanabilir. (Castaneda, Ullmann, Brady, Romero, King , ve Blann, 1983). $Z = N$ durumunda nötronlarla oluşturulan reaksiyonlar için

$${}^3X_n = \frac{3\rho_p(r_l) + 2\rho_n(r_l)}{3\rho_p(r_l) + \rho_n(r_l)} \quad (3.28)$$

protonlarla oluşturulan reaksiyonlar için

$${}^3X_n = \frac{3\rho_n(r_l)}{3\rho_n(r_l) + \rho_p(r_l)} \quad (3.29)$$

elde edilir.

$Z \neq N$ durumunda nötron ve protonlarla oluşturulan reaksiyonlar için sırasıyla

$$X_n = \frac{2[3\rho_p(r_l) + 2\rho_n(r_l)]}{3\rho_p(r_l) + 2\rho_n(r_l) + 3\rho_p(r_l)} \quad (3.30)$$

$$X_n + X_p = 2$$

ile verilir.

Sıvı damlası modelinde proton ve nötron yoğunluklar, keskin bir sınır içinde sabit, dışında ise sıfır kabul edilir. Sıvı damlası modelinin daha gelişmiş bir şekli olan damla modelinde çekirdek içindeki bölgede proton ve nötron yoğunlukları için yarıçapa bağlı yoğunluk değerlerine yakın ortalama yoğunluklar tanımlanır.

ALICE / ASH kodu PEQ hesaplamalar için ALICE kodlarının gelişmiş ve modifiye edilmiş bir versiyonudur (Broeders, Konobeyev, Korovin, Lunev, Blann, 2006). ALICE/ASH kod hesaplamalarında proton girişli reaksiyonlar için başlangıç eksiton sayısı;

$$X_p = 2 \frac{(\sigma_{pn} / \sigma_{pp})N + 2Z}{2(\sigma_{pn} / \sigma_{pp})N + 2Z}, \quad X_n = 2 - X_p \quad (3.31)$$

Burada σ_{xy} , çekirdek içerisinde nükleon-nükleon etkileşim tesir kesitidir. Nükleon-nükleon tesir kesiti oranı Pauli prensibi gözönüne alınarak aşağıdaki şekilde parametrize edilir;

$$\sigma_{pn} / \sigma_{pp} = \sigma_{np} / \sigma_{nn} = 1.375 \times 10^{-5} T^2 - 8.734 \times 10^{-3} T + 2.776 \quad (3.32)$$

Burada T çekirdek dışında merminin kinetik enerjisidir. Detaylar ve modele ait parametreler referans de bulunabilir. Castaneda ve arkadaşları nötron skin (deri) etkiside göz önüne alarak hedef çekirdek için proton giriş reaksiyonlarında başlangıç nötron ve proton eksiton sayılarını kısmi dalga yaklaşımı ile hesapladılar. (Tel ve ark., 2008b) Başlangıç nötron ve proton eksiton sayılarını kısmi dalga yaklaşımı ile proton girişli reaksiyonlar için

$$X_p \equiv \frac{2 [3 \rho_n(R_l) + 2 \rho_p(R_l)]}{3 \rho_n(R_l) + 2 \rho_p(R_l) + 3 \rho_n(R_l)}, \quad X_n = 2 - X_p \quad (3.33)$$

Burada l yörüngesel açısız momentumdur. l yinci giriş kanalın kısmi yarıçapı $R_l = \lambda (l + 1/2)$ ile verilir.

GDH modelde Fermi enerjiler ve nükleer yoğunluklar vurma parametresi R_l ile tanımlanır. Denklem (3.31) da n_p/n_n saçılma tesir kesiti oranı 3 olarak eşitlik (3.23) daki algoritmanın yerine kullanılır. Ancak nucleon yoğunluklarındaki çarpışma olasılık ağırlıkları yerine hedef çekirdeğin nötron proton sayılarından ziyade radial bağımlılığa sahiptir. Tel ve arkadaşları (2000) nükleon giriş reaksiyon tesir kesitleri için eşitlik (3.33) daki $\rho_n(R_l)$ ve $\rho_p(R_l)$ vurma parametreleri yerine denklem tek parçacık dalga fonksiyonlarından hesaplanan nötron yoğunluğu $\rho_n(R)$ ve proton yoğunluğu $\rho_p(R)$ nin kullanılabilmesini önerdiler. Bu nötron $\rho_n(R)$ ve proton $\rho_p(R)$ yoğunlukları etkin SKYRME kuvveti kullanılarak elde edilebilir. Böylece denge öncesi nucleon giriş reaksiyonlarında başlangıç nötron ve proton eksiton sayıları etkin nükleon-nükleon etkileşmeli SKYRME kuvvetinden hesaplanabilir.

4. BULGULAR VE TARTIŞMA

Bu çalışmada Füzyon enerji üretiminde kullanılabilir hafif, ^2H ve ^3H çekirdeklerin taban durum özellikleri Skyrme - Hartree – Fock yöntemi ile incelenmiştir. Aşağıda bu yöntemle, ^2H ve ^3H çekirdeklerinin nötron ve proton yoğunlukları SKM* ve S3 parametre grubu kullanılarak elde edildi.

Çizelge 4.1 Skyrme kuvvet parametreleri

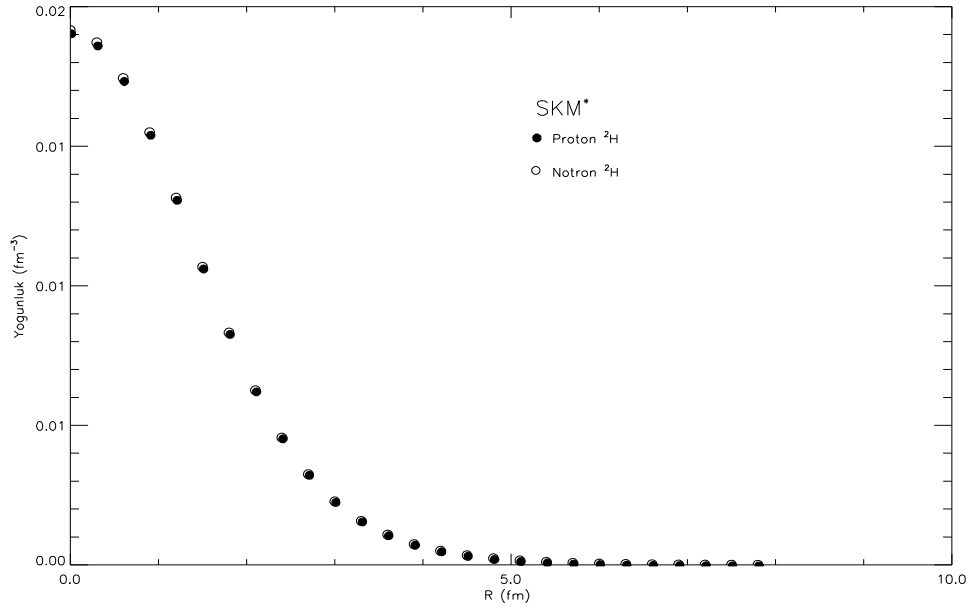
	$t_0 (MeV. fm^3)$	$t_1 (MeV. fm^5)$	$t_2 (MeV. fm^5)$	$t_3 (MeV. fm^{3\alpha})$	$t_4 (MeV. fm^5)$	x_0	x_1	x_2	x_3	α
S1	-1057.3	235.9	-100.0	14463.5	120	0.56	0	0	1	1
S2	-1169.9	585.6	-27.1	9331.1	105	0.34	0	0	0	1
S3	-1128.75	395.0	-95.0	14000	120	0.45	0	0	1	1
SKa	-1602.78	570.88	-67.70	8000	125	-0.02	0	0	-0.286	1/3
SKb	-1602.78	570.88	-67.70	8000	125	-0.165	0	0	-0.286	1/3
GS1	-1268	887	-77.3	14485	105	0.15	0	0	1	1
GS2	-1177	670	-49.7	11054	105	0.124	0	0	1	1
GS3	-1037	336	-76.3	5774	105	0.074	0	0	1	1
GS4	-1242	760	-146.2	19362	105	0.026	0	0	1	1
GS5	-1152	543	-118.6	15989	105	0.182	0	0	1	1
GS6	-1012	209	-76.3	10619	105	0.139	0	0	1	1
SKM	-2645	385	-120.0	15595.0	130	0.09	0	0	0	1/6
SKM*	-2645	410	-135.0	15595.0	130	0.09	0	0	0	1/6
SG1	-1603	515.9	-84.5	8000	115	-0.02	-0.5	-1.731	0.1381	1/3
SG2	-2645	340	-41.9	15595	105	0.09	-0.0588	1.423	0.06044	1/6
SLy4	-2488.91	486.82	-546.39	13777	123	0.834	-0.344	-1	1.354	1/6
SLy5	-2484.88	483.13	--549.40	13763	126	0.778	-0.328	-1	1.267	1/6
SLy6	-2479.50	462.18	-448.61	13673	122	0.825	-0.465	-1	1.355	1/6
SLy7	2482.41	457.97	-419.85	13677	126	0.846	-0.511	-1	1.391	1/6

Çizelge 4.2 ^2H Çekirdeğinin skyrme kuvveti kullanılarak elde edilen nötron yoğunluğu $\rho_n(R)$, proton yoğunluğu $\rho_p(R)$ başlangıç eksiton sayıları

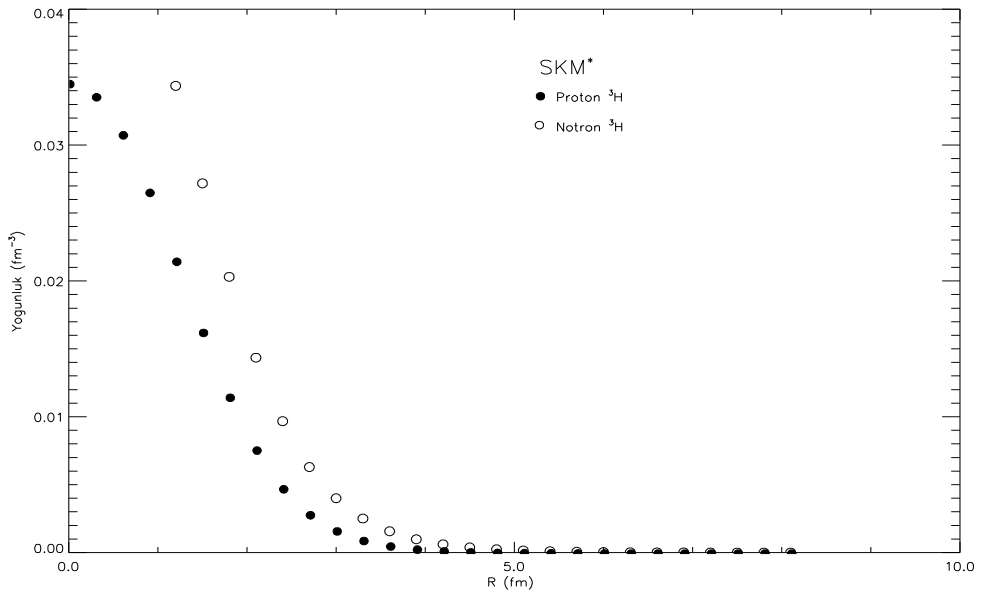
R (fm)	Proton Yoğunluğu (fm⁻³) (SKM*)	Nötron Yoğunluğu (fm⁻³) (SKM*)	Nötron Başlangıç Eksiton Sayısı (X_n)	Proton Başlangıç Eksiton Sayısı (X_p)
0	1,9x10 ⁻²	1,9x10 ⁻²	1,2509	0,7491
0,3	1,9x10 ⁻²	1,9x10 ⁻²	1,2509	0,74911
0,6	1,7 x10 ⁻²	1,7 x10 ⁻²	1,2509	0,74913
0,9	1,5 x10 ⁻²	1,5 x10 ⁻²	1,2508	0,74918
1,2	1,3 x10 ⁻²	1,3 x10 ⁻²	1,2508	0,74924
1,5	1,1 x10 ⁻²	1,1 x10 ⁻²	1,2507	0,74931
1,8	8,3 x10 ⁻³	8,3 x10 ⁻³	1,2506	0,74942
2,1	6,2 x10 ⁻³	6,3 x10 ⁻³	1,2505	0,74954
2,4	4,6 x10 ⁻³	4,6 x10 ⁻³	1,2503	0,74969
2,7	3,2 x10 ⁻³	3,2 x10 ⁻³	1,2501	0,74986
3	2,3 x10 ⁻³	2,3 x10 ⁻³	1,2499	0,75007
3,3	1,6 x10 ⁻³	1,6 x10 ⁻³	1,2497	0,75029
3,6	1,1 x10 ⁻³	1,1 x10 ⁻³	1,2495	0,75054
3,9	7,4 x10 ⁻⁴	7,4 x10 ⁻⁴	1,2492	0,75082
4,2	5,1 x10 ⁻⁴	5 x10 ⁻⁴	1,2489	0,75111
4,5	3,4 x10 ⁻⁴	3,4 x10 ⁻⁴	1,2486	0,75142
4,8	2,3 x10 ⁻⁴	2,3 x10 ⁻⁴	1,2483	0,75174
5,1	1,6 x10 ⁻⁴	1,5 x10 ⁻⁴	1,248	0,75205
5,4	1 x10 ⁻⁴	1 x10 ⁻⁴	1,2476	0,75237
5,7	6,9 x10 ⁻⁵	6,8 x10 ⁻⁵	1,2473	0,75268
6	4,5 x10 ⁻⁵	4,4 x10 ⁻⁵	1,247	0,75296
6,3	2,8 x10 ⁻⁵	2,8 x10 ⁻⁵	1,2468	0,75323
6,6	1,7 x10 ⁻⁵	1,7 x10 ⁻⁵	1,2465	0,75346
6,9	9,5 x10 ⁻⁶	9,3 x10 ⁻⁶	1,2463	0,75367
7,2	4,7 x10 ⁻⁶	4,6 x10 ⁻⁶	1,2462	0,75383
7,5	1,9 x10 ⁻⁶	1,9 x10 ⁻⁶	1,2461	0,75395
7,8	4,3 x10 ⁻⁷	4,2 x10 ⁻⁷	1,246	0,75402

Çizelge 4.3 ^3H Çekirdeğinin skyrme kuvveti kullanılarak elde edilen nötron yoğunluğu $\rho_n(R)$ proton yoğunluğu $\rho_p(R)$

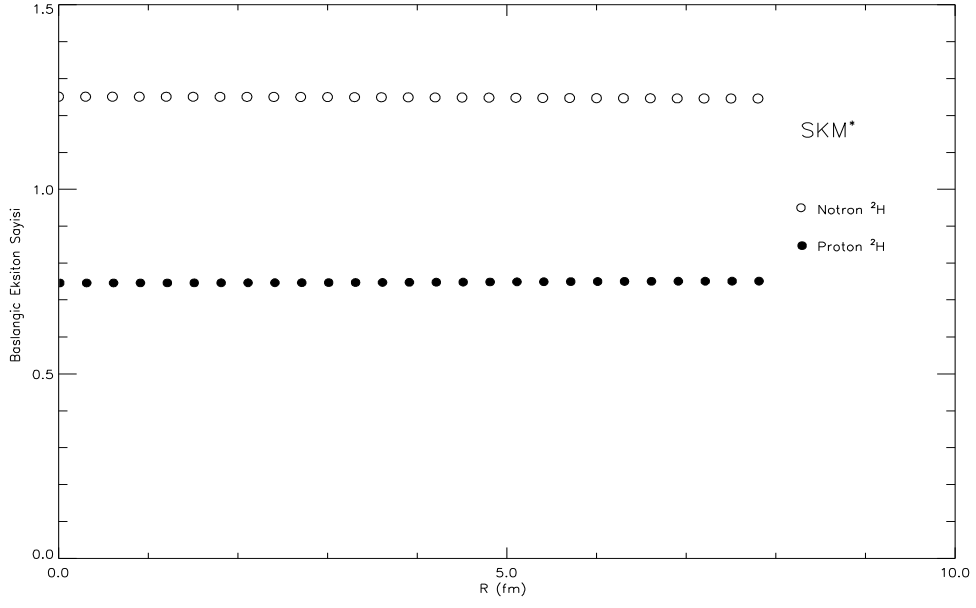
R(fm)	Proton Yoğunluğu (fm^{-3}) (S3)	Nötron Yoğunluğu (fm^{-3}) (S3)	Proton Yoğunluğu (fm^{-3}) (SKM*)	Nötron Yoğunluğu (fm^{-3}) (SKM*)
0	$4,3 \times 10^{-2}$	$6,2 \times 10^{-2}$	$3,5 \times 10^{-2}$	$5,1 \times 10^{-2}$
0,3	$4,1 \times 10^{-2}$	$6,0 \times 10^{-2}$	$3,4 \times 10^{-2}$	5×10^{-2}
0,6	$3,8 \times 10^{-2}$	$5,6 \times 10^{-2}$	$3,1 \times 10^{-2}$	$4,6 \times 10^{-2}$
0,9	$3,2 \times 10^{-2}$	$4,8 \times 10^{-2}$	$2,7 \times 10^{-2}$	$4,1 \times 10^{-2}$
1,2	$2,5 \times 10^{-2}$	$3,9 \times 10^{-2}$	$2,1 \times 10^{-2}$	$3,4 \times 10^{-2}$
1,5	$1,8 \times 10^{-2}$	$3, \times 10^{-2}$	$1,6 \times 10^{-2}$	$2,7 \times 10^{-2}$
1,8	$1,2 \times 10^{-2}$	$2,1 \times 10^{-2}$	$1,1 \times 10^{-2}$	2×10^{-2}
2,1	$7,4 \times 10^{-3}$	$1,4 \times 10^{-2}$	$7,6 \times 10^{-3}$	$1,4 \times 10^{-2}$
2,4	$4,3 \times 10^{-3}$	$9,2 \times 10^{-3}$	$4,7 \times 10^{-3}$	$9,7 \times 10^{-3}$
2,7	$2,4 \times 10^{-3}$	$5,7 \times 10^{-3}$	$2,8 \times 10^{-3}$	$6,3 \times 10^{-3}$
3	$1,3 \times 10^{-3}$	$3,5 \times 10^{-3}$	$1,6 \times 10^{-3}$	4×10^{-3}
3,3	$7,1 \times 10^{-4}$	$2,2 \times 10^{-3}$	$9,2 \times 10^{-4}$	$2,5 \times 10^{-3}$
3,6	$3,8 \times 10^{-4}$	$1,3 \times 10^{-3}$	$5,2 \times 10^{-4}$	$1,6 \times 10^{-3}$
3,9	2×10^{-4}	$8,4 \times 10^{-4}$	$2,9 \times 10^{-4}$	$9,8 \times 10^{-4}$
4,2	$1,1 \times 10^{-4}$	$5,2 \times 10^{-4}$	$1,6 \times 10^{-4}$	$6,1 \times 10^{-4}$
4,5	6×10^{-5}	$3,3 \times 10^{-4}$	$9,1 \times 10^{-5}$	$3,8 \times 10^{-4}$
4,8	$3,3 \times 10^{-5}$	$2,1 \times 10^{-4}$	$5,1 \times 10^{-5}$	$2,4 \times 10^{-4}$
5,1	$1,8 \times 10^{-5}$	$1,3 \times 10^{-4}$	$2,9 \times 10^{-5}$	$1,5 \times 10^{-4}$
5,4	1×10^{-5}	$8,2 \times 10^{-5}$	$1,6 \times 10^{-5}$	$9,5 \times 10^{-5}$
5,7	$5,5 \times 10^{-6}$	$5,2 \times 10^{-5}$	$9,2 \times 10^{-6}$	6×10^{-5}
6	$3,1 \times 10^{-6}$	$3,2 \times 10^{-5}$	$5,2 \times 10^{-6}$	$3,7 \times 10^{-5}$
6,3	$1,7 \times 10^{-6}$	2×10^{-5}	$2,9 \times 10^{-6}$	$2,3 \times 10^{-5}$
6,6	9×10^{-7}	$1,2 \times 10^{-5}$	$1,6 \times 10^{-6}$	$1,4 \times 10^{-5}$
6,9	$4,7 \times 10^{-7}$	7×10^{-6}	$8,6 \times 10^{-7}$	$7,9 \times 10^{-6}$
7,2	$2,3 \times 10^{-7}$	$3,7 \times 10^{-6}$	$4,4 \times 10^{-7}$	$4,3 \times 10^{-6}$
7,5	1×10^{-7}	$1,8 \times 10^{-6}$	2×10^{-7}	$2,1 \times 10^{-6}$
7,8	$3,7 \times 10^{-8}$	7×10^{-7}	$7,7 \times 10^{-8}$	$8,2 \times 10^{-7}$
8,1	$6,7 \times 10^{-9}$	$1,5 \times 10^{-7}$	$1,7 \times 10^{-8}$	$1,9 \times 10^{-7}$



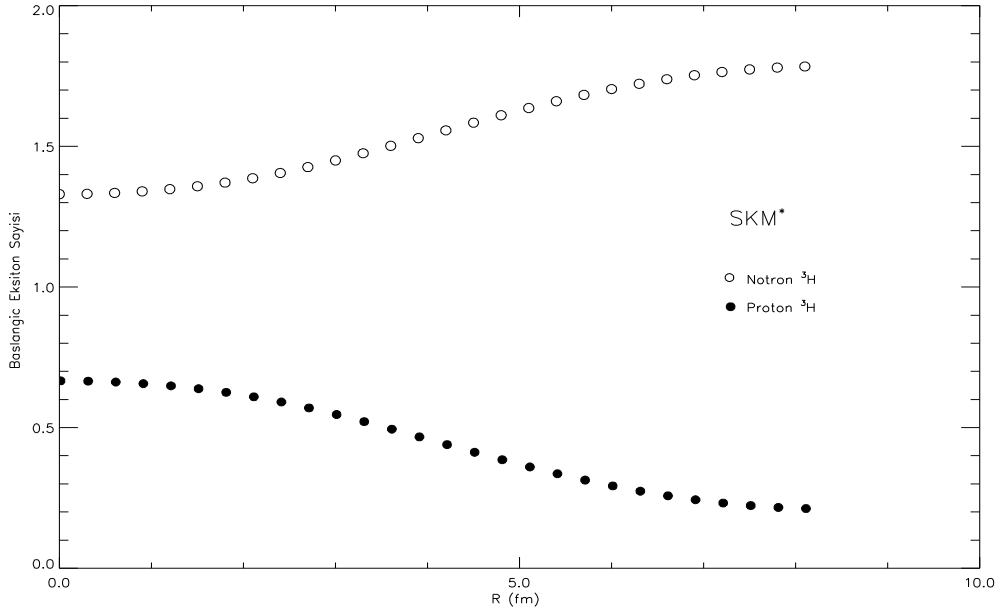
Şekil 4.1 ${}^2\text{H}$ İçin SKM* parametresi kullanılarak hesaplanan proton, nötron, yoğunluk dağılımları



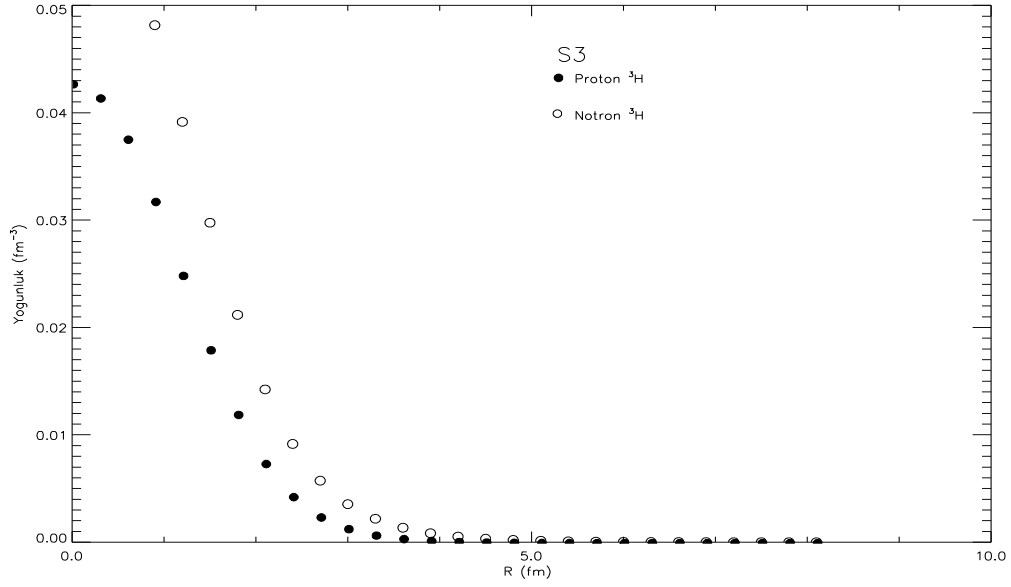
Şekil 4.2 ${}^3\text{H}$ İçin SKM* parametresi kullanılarak hesaplanan proton, nötron, yoğunluk dağılımları



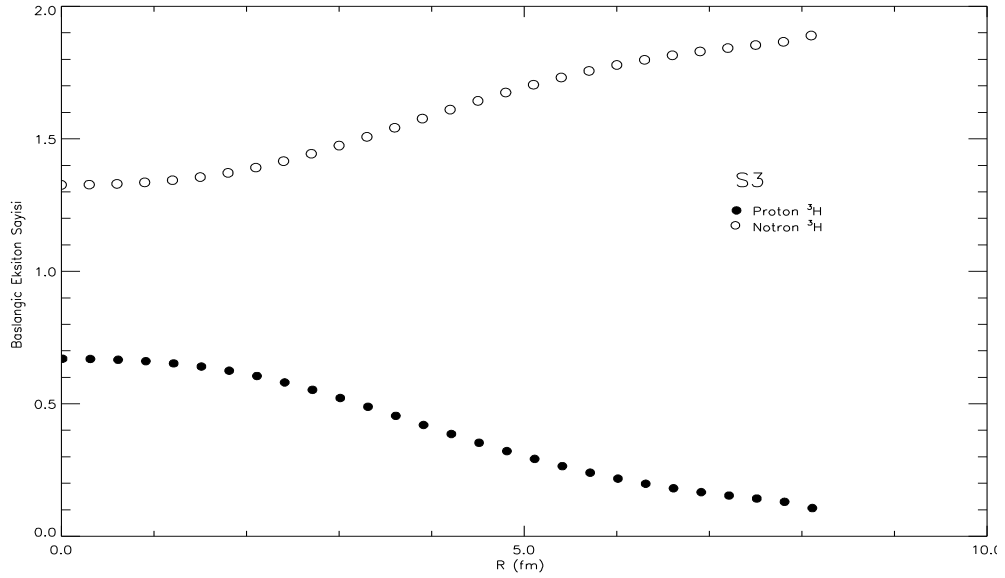
Şekil 4.3 ^2H için SKM* parametresi kullanılarak hesaplanan proton, nötron, başlangıç eksiton sayılarının yarıçapa göre değişimi



Şekil 4.4 ^3H için SKM* parametresi kullanılarak hesaplanan proton, nötron başlangıç eksiton sayılarının yarıçapa göre değişimi



Şekil 4.5 ^3H için S3 parametresi kullanılarak hesaplanan proton, nötron, yoğunluk dağılımları



Şekil 4.6 ^3H için S3 parametresi kullanılarak hesaplanan proton, nötron başlangıç eksiton sayılarının yarıçapa göre değişimi

5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Tel ve arkadaşları ^{208}Pb , ^{232}Th ve Mo hedef çekirdekleriyle oluşturulan nükleon girişli nükleer reaksiyonlar için yeni bir yaklaşım modeli kullanarak teorik hesaplamalar yapmıştır. Bu çalışmada Füzyon enerji üretiminde kullanabilecek hafif çekirdekler olan, ^2H ve ^3H çekirdekler için, denge-öncesi spektrumunu hesaplamak için, ${}_nX_\nu$ başlangıç nötron ve proton sayıları iki şekilde hesaplandı. Literatürdekilerden farklı olarak Tel ve arkadaşlarının önerdiği ortalama yoğunlukların hesaplanmasında hedef çekirdeklerin nötron ve proton yoğunlukları Skyrme-Hartree-Fock yöntemi ile hesaplandı. Bu hesaplamalarda SKM* ve S3 parametreleri seti HARTREE-FOCK kodu (Louisiana State University, 28 Ocak 2007) kullanılarak çekirdeklerin nötron ve proton yoğunlukları hesaplanmıştır.

Çizelge 4.2 - 4.3'de ve Şekil 4.1 - 4.2'de ^2H ve ^3H hedef çekirdeğine nötron giriş reaksiyonları için TEL ve arkadaşlarının önerdiği başlangıç nötron ve proton eksiton sayılarının S3 ve SKM* parametreleri kullanılarak elde edilen hesaplamalarının yarıçap (R) ile değişimi verilmiştir. S3 ve SKM* parametre grubu ile elde edilen nötron ve proton yoğunlukları hesaplamalarında Harmonik Osilatör Dalga Fonksiyonu (HODF) kullanılmıştır.

Şekil 4.1'deki grafikte ^2H çekirdeğinin nötron yoğunluğu merkezde ($R = 0$), SKM* parametresi için elde edilen değerleri yaklaşık olarak sırasıyla ; SKM* için 0,019 olarak hesaplanmıştır. Şekil 4.1'deki grafikde ^2H çekirdeğinin proton yoğunluğu merkezde ($R = 0$), SKM* için 0,019 olarak hesaplanmıştır. Nötron ve proton yoğunluğunun üst üste çakışarak birbirine yakın çıkmasının sebebinin, hesaplamalarda ^2H çekirdeğindeki nötron ve proton sayılarının birbirine eşit ($N=1$ ve $Z=1$) olmasından kaynaklandığı düşünülmektedir. Bu durum da ^2H çekirdeğinin Nötron Deri Kalınlığının sıfıra yakın olduğu sonucu söylenebilir.

Şekil 4.2'deki grafikte ^3H çekirdeğinin nötron yoğunluğu merkezde ($R = 0$), SKM* parametresi için elde edilen değerleri yaklaşık olarak sırasıyla ; SKM* için 0,051 olarak hesaplanmıştır. Şekil 4.2'deki grafikde ^3H çekirdeğinin proton

yoğunluğu merkezde ($R = 0$), SKM* için 0,035 olarak hesaplanmıştır. Şekil 4.2’de ^3H çekirdeği için nötron ve proton yoğunluklarının yarıçapa göre değişimi incelendiğinde nötron yoğunluğu proton yoğunluğunun üstünde olduğu gözlenmektedir. ^3H çekirdeğindeki nötron sayısı proton sayısından fazla ($N=2$ ve $Z=1$) olmasından kaynaklandığı düşünülmektedir. Bu durum da ^3H çekirdeğinin nötron deri kalınlığı yaklaşık olarak $t_n = 0,50-0,30=0,20$ fm olarak hesaplanmıştır.

Şekil 4.1 incelendiğinde ^2H çekirdeği için hesaplanan nötron ve proton yoğunluklar merkezden itibaren yaklaşık 0,5- 1 fm yarıçapına kadar maksimum değer alırken, 0,5-1 fm’den sonra belirgin bir şekilde azalarak 4-5 fm değerlerinden itibaren sıfıra yaklaşmaktadır.

Şekil 4.2 incelendiğinde ^3H çekirdeği için hesaplanan nötron ve proton yoğunlukları merkezden itibaren yaklaşık 1-1,5 fm yarıçapına kadar maksimum değer alırken, 1-1,5 fm’den sonra belirgin bir şekilde azalarak 4-5 fm değerlerinden itibaren sıfıra yaklaşmaktadır.

Şekil 4.3’de ^2H çekirdeğinin Nötron ve proton yoğunluğunun birbirlerine eşit olmasından dolayı teorik olarak hesaplanan başlangıç eksiton sayıları her iki yoğunluk içinde yarıçapa göre değişiminin sabit kaldığı gözlenmektedir. Ancak ^3H için nötron proton yoğunluklarının birbirinden farklı çıkmasından dolayı Şekil 4.4’de hesaplanan başlangıç eksiton sayılarının yaklaşık 4-5 fm’den sonra yarıçapa göre değişimi gözlemlenmektedir. Bu değişimin sebebinin ^3H çekirdeğinin çekirdek çapının dışında olan nükleer etkileşmelerden kaynaklandığı düşünülmektedir.

Şekil 4.5’de S3 parametre gurubuyla hesaplanan yoğunluk değerlerinin grafiği, Şekil 4.2’de verilen SKM* parametre grubuyla elde edilen yoğunluk grafiğine benzer sonuçlar vermiştir. Aynı zamanda Şekil 4.6’daki ^3H için S3 parametre gurubuyla hesaplanan başlangıç eksiton sayıları grafiği, Şekil 4.4’de SKM* parametre gurubuyla hesaplanan sonuçlara benzer olduğu söylenebilir.

Elde edilen sonuçların temel Nükleer Füzyon Reaksiyonlarının araştırılması konularında yararlı olabileceği ve katkı sağlayabileceği düşünülmektedir.

KAYNAKLAR

- Ashley R.P. , Kulcinski, G. L., Santarius, J.F., Murali, S.K. And Piefer, G., Cipiti, B. B., Radel, R. F., Weidner, J., "Recent progress in steady state fusion using D-3He", *Fusion Science and Technology*, 44, 564-566, 2003.
- Aydın A. , Exciton model'de pauli ilkesi ve sonlu potansiyel kuyusu etkilerinin hesaplanması, Gazi üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, 72, 1989.
- Bartlett D. , The European fusion programme. *Transactions of Fusion Science and Technology*, 49, 27-35, 2006.
- Blann M., Bisplinghoff J. "CODE ALICE/LIVERMORE 82" UCID-19614, 1982
- Blann M., Vonach HK., "Global test of modified pre-compound decay models ", *Phys. Rev. C*, 28: 1475-1492, 1983.
- Broeders C. H. M., Konobeyev A. Yu., Korovin Yu. A., Lunev V. P., Blann M., ALICE/ASH-Pre-compound and Evaporation Model Code System for Calculation of Excitation Functions Energy and Angular Distributions of Emitted Particles in Nuclear Reactions at Intermediate Energies, 2006.
- Beiner M. , Flocard H, Van Giai N and Quentin P Nuclear ground-state properties and self-consistent calculations with the Skyrme interaction. *Nucl. Phys. A*, 238: 29-69, 1975.
- Baldık R. , Skyrme Etkileşmesi Kullanılarak Bazı Egzotik Çekirdeklerin Taban Durum Özelliklerinin İncelenmesi, Zonguldak Karaelmas Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi, Zonguldak, 93, 2010.
- Bölükdemir A. S. , Düşük Basınçlı Eylemsiz Elektrostatik Sıkıştırılmalı Füzyon Cihazı Yapımı Ve Deneysel Çalışmalar, Gazi Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi, Ankara, 88, 2013.

- Bölükdemir M.H. , ve ark “The Effect of the Initial Exciton Numbers on $^{54,56}\text{Fe}(p, xp)$ Pre-Equilibrium Reactions” *Physics of Atomic Nuclei*, 74 (2), 209-215, 2011a.
- Bölükdemir M.H., Tel E., Okuducu Ş., Aktı N.N, “Neutron skin effect of some Mo isotopes in pre-equilibrium Reactions” *Pramana-J. Phys.*, 76 (3), 1-13, 2011b.
- Castaneda C. M. , Ullmann J. L., Brady F. P., Romero J. L., King N. S. P., and Blann M., *Phys. Rev. C* 28, 1493, 1983.
- Chen F.F. , *Introduction to Plasma Physics*. Plenum Press, 329, New York, 1974.
- Cipiti B.B., "The fusion of advanced fuels to produce medical isotopes using inertial electrostatic confinement", PhD Dissertation, *University of Wisconsin Fusion Technology Institute*, Madison, 1-10, 16-19, 21-27, 31-32, 75-76, 2004.
- Demokan O., *TÜBİTAK Bilim ve Teknik Dergisi*, 9-10, 1989.
- Efil A. , *Hızlandırıcı Güdümlü Sistemlerde (ADS) Nükleer Enerji Üretimi İçin Kullanılan Reaksiyonların Araştırılması*, Kırıkkale Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi, Kırıkkale, 72, 2010.
- Ersoy E., *Bazı Deforme Çekirdeklerde Denge Öncesi Nötron Yayınlanma Spektrumlarının Yeni Bir Yaklaşım Kullanılarak Hesaplanması*, Nevşehir Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi, Nevşehir, 79, 2012.
- Freidberg J. P., "Plasma Physics and Fusion Energy", *Cambridge University Press*, United Kingdom, 671, 2007.
- Griffin JJ, “Statistical model of intermediate structure”, *Phys. Rev. Lett.*, 17, 478, 1966.

“HAFOMN KODU” Louisiana State University” Erişim Adresi:

<http://phys.lsu.edu/graceland/faculty/cjohnson/skhafo.f>,

Erişim Tarihi : 28 Ocak 2007

Kammash T., "Fusion Reactor Physics", *Ann Arbor Science*, United States of America, 6-7 1975.

Krane K. S., Nükleer Fizik 2. Palme Yayıncılık, 378-839, Ankara, 2002.

Kikuchi K., Kawai M., Nuclear matter and nuclear interactions (North-Holland, Amsterdam,1968.

Miyamoto K., "Fundamentals of Plasma Physics and Controlled Fusion 2nd ed.", *National Institute of Fusion Science NIFS-PROC-4*, Toki, 1-5, 2000.

"Nükleer Enerji" Erişim adresi: <http://www.taek.gov.tr/ogrenci/fuzyon.html> ,
Erişim Tarihi: 22.12.2014

Ongena J. and Van Oost, G., Prospects for fusion power as a future energy source. *Transact. of Fusion Sci. Techn.*, 53, 3-15, 2008.

Skyrme THR The Nuclear Surface. *Phil. Mag.* 1: 1043-1054, 1956.

Skyrme THR The effective nuclear potential. *Nucl. Phys.* 9(2): 615-634, 1959.

Tel E. , Denge ve denge öncesi reaksiyon modelleri kullanılarak uyarılma fonksiyonlarının ve diferansiyel tesir kesitlerinin incelenmesi, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi, Ankara, 126, 2000.

Tel E., Demirkol İ., Arasoğlu A. and Şarer B., “Pre-Equilibrium Emission in Differential Cross-Section Calculations and Analysis of Experimental Data for ^{232}Th ”, *Modern Physics Letters A*, Vol. 19, No. 21, 1597–1614, 2004.

Tel E., Şahin H.M., Arasoğlu A., Aytekin H. “The investigation of the neutron emission spectra of ^{232}Th and ^{238}U for neutron incident energy from 2 to 18 MeV”. *Annals of Nuclear Energy* 33, 310 – 324, 2006.

Tel E., Şahin H.M., Kaplan A., Aydın A. and Altınok T. “Investigation of the properties of the nuclei used on the new generation reactor technology systems”. *Ann. Nucl. Ener* 35(2): 220-227, 2008a.

Tel E., Aydın, A., Kaplan, A., Şarer, B., “New calculation method for initial exciton numbers on nucleon induced pre-equilibrium reactions”, *Phys. Rev. C* 77(5), 054605, 2008b.

Van Oost G. and Rebhan, E., Thermonuclear burn criteria. *Transact. of Fusion Sci. Techn.*, 53, 16-26, 2008.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Onur ÖZDEMİR
Doğum Tarihi : 01/11/1981
E-Posta Adresi : onuro@osmaniye.edu.tr

Öğrenim Durumu:

Derece	Bölüm	Üniversite	Bitirme Yılı
Lise	Fen		1998
Lisans	Fizik	Yüzüncü Yıl Üniversitesi	2003

İş Tecrübesi:

Görev Unvanı	Görev Yeri	Yıl
Memur	Eskişehir Osmangazi Üniversitesi	2005-2009
Bilgisayar İşletmeni	Osmaniye Korkut Ata Üniversitesi	2009-halen