

¹⁶⁵Ho İZOTOPUNUN 1-100 MeV ENERJİLİ
PARÇACIKLARLA REAKSİYON TESİR KESİTLERİNİN
TEORİK HESAPLANMASI
YÜKSEK LİSANS TEZİ

Eşref ÖZDEMİR

DANIŞMAN

YRD. DOÇ. DR. İSMAİL H. SARPÜN
FİZİK ANABİLİM DALI

HAZİRAN 2009

AFYON KOCATEPE ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**^{165}Ho İZOTOPUNUN 1-100 MeV GELME ENERJİLİ
PARÇACIKLARLA REAKSİYON TESİR KESİTLERİNİN
TEORİK HESAPLANMASI**

Eşref ÖZDEMİR

DANIŞMAN
YRD. DOÇ. DR. İSMAİL H. SARPÜN

FİZİK ANABİLİM DALI

HAZİRAN 2009

ONAY SAYFASI

Yrd. Doç. Dr. İsmail H. SARPÜN' ün danışmanlığında,
Eşref ÖZDEMİR tarafından hazırlanan
“¹⁶⁵Ho İzotopunun 1-100 MeV Enerjili Parçacıklarla Reaksiyon Tesir Kesitlerinin
Teorik Hesaplanması” başlıklı bu çalışma, lisansüstü eğitim ve öğretim
yönetmeliğinin ilgili maddeleri uyarınca
../06/2009
tarihinde aşağıdaki jüri tarafından
FİZİK Anabilim Dalında
Yüksek lisans tezi olarak oybirliği/oy çokluğu ile kabul edilmiştir.

Ünvanı, Adı, SOYADI

İmza

Başkan

Üye

Üye

Afyon Kocatepe Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetin Kurulu'nun
...../...../..... tarih ve
..... sayılı kararıyla onaylanmıştır.

Doç. Dr. Zehra BOZKURT
Enstitü Müdürü

ÖZET.....	vi
ABSTRACT.....	vii
TEŞEKKÜR.....	viii
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ.....	ix
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	x
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	xii
1. GİRİŞ.....	1
2. NÜKLEER REAKSİYONLAR.....	3
2.1 Tesir Kesiti.....	3
2.1.1 Diferansiyel Tesir Kesiti.....	7
2.2 Nükleer Reaksiyonlar.....	10
2.2.1 Alfa reaksiyonları.....	12
2.2.2 Proton reaksiyonları.....	13
2.2.3 Döteron reaksiyonları	17
2.2.4 Foton reaksiyonları.....	17
2.2.5 Nötron reaksiyonları.....	19
2.2.5.1 (n,p) tipi reaksiyonlar.....	20
2.2.5.2 Hızlı nötron reaksiyonları.....	21
2.3 Reaksiyon Modelleri.....	25
2.3.1 Exciton Model.....	26
2.3.2 Cascade Model.....	27
2.3.3 Optik Model.....	28
2.3.4 Geometri Bağımlı Hibrid Model.....	31
3. REAKSİYONLAR.....	32
3.1 (α ,xn) Reaksiyonları.....	32
3.2 (n, α) Reaksiyonları.....	33
3.3 (n,2n) Reaksiyonları.....	34
3.3.1 (n,2n) Reaksiyonlarının tesir kesitinin teorik hesaplanması.....	35
3.4 (d,p) Reaksiyonları.....	38
3.5 (d,2n) Reaksiyonları.....	39
3.6 (p,n) Reaksiyonları.....	39
3.7 (p, α) Reaksiyonları.....	39

4. TEORİK HESAPLAMALAR.....	40
4.1 (α,n) Reaksiyonu.....	40
4.2 ($\alpha,2n$) Reaksiyonu.....	40
4.3 ($\alpha,3n$) Reaksiyonu.....	41
4.4 ($\alpha,4n$) Reaksiyonu.....	42
4.5 (n,α) Reaksiyonu.....	42
4.6 ($n,2n$) Reaksiyonu.....	43
4.7 (d,p) Reaksiyonu.....	44
4.8 ($d,2n$) Reaksiyonu.....	44
4.9 (p,α) Reaksiyonu.....	45
5. SONUÇ.....	46
6. KAYNAKLAR.....	47

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

AFYON KOCATEPE ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

¹⁶⁵Ho İZOTOPUNUN 1-100 MeV ENERJİLİ PARÇACIKLARLA
REAKSİYON TESİR KESİTLERİNİN TEORİK HESAPLANMASI

Afyon Kocatepe Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Reaksiyon tesir kesitlerinin deneysel olarak hesaplanması, deneysel düzenek ve ekonomik açıdan bir güçlük içermektedir. Bu sebepten dolayı tesir kesitlerinin uygun modelleme ve simülasyon programlarının kullanılması ile teorik olarak hesaplanması mümkündür.

Bu çalışmada hedef çekirdek olarak Holmiyum-165 kullanılmış olup elde edilen teorik veriler daha önce çeşitli araştırmacılar tarafından yapılan deneysel verilerle karşılaştırılmıştır. Hedef çekirdek üzerine alfa, proton, nötron ve döteryum parçacıklarının gönderilmesi ALICE/ASH simülasyonu ile gerçekleştirilmiş ve alfa, proton, döteryum ve farklı sayıdaki nötron parçacıklarının çıkarımı ile oluşan nükleer reaksiyonlar incelenmiştir.

Elde edilen teorik tesir kesitleri ile deneysel tesir kesitlerinin uyumlu olduğu gözlemlenmiştir.

2009, 50 sayfa

Anahtar Kelimeler: Tesir Kesiti, Nükleer Reaksiyon, Simülasyon

ABSTRACT
AFYON KOCATEPE UNIVERSITY INSTITUTE FOR THE NATURAL AND
APPLIED SCIENCES
THEORETICAL CALCULATION OF CROSS SECTION OF ^{165}Ho ISOTOPE
AT 1-100 MeV INCIDENT ENERGIES

Afyon Kocatepe University
Institute for the Natural and Applied Sciences

Experimentally evaluation of nuclear reaction cross section in has a lot of difficulties because of experimental setup and economic conditions. Therefore theoretically evaluation of cross section could be possible by using suitable nuclear models and computer simulation programs.

In this thesis, by using 165-Holmium element as target nucleus, theoretical cross sections were compared with experimental values which have been realized by several researchers. Incidence of alpha, proton, neutron and deuteron particles on target nucleus has been simulated by ALICE/ASH program and emission of alpha, proton and neutron particles was realized.

Evaluated theoretical cross sections were in agreement with experimental values.

2009, 50 pages

Key words: Cross Section, Nuclear Reaction, Simulation

TEŞEKKÜR

Bu alıőmayı yapmam için beni cesaretlendirip yol gösteren, kaynaklarını ve tecrbesini benimle paylaőan danıőmanım Sayın Yrd. Doç. Dr İsmail Hakkı SARPÜN'e ve beni hayatımın her anında destekleyen biricik eőime anlayıőından ve yardımlarından dolayı teşekkür ederim.

Ayrıca tezin savunma sonrasında, getirdikleri yapıcı eleőtirilerle tezimin daha başarılı bir formatta olmasına vesile olan jüri üyelerine teşekkür ederim.

Eşref ÖZDEMİR

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

1.Simgeler

akb	: atomik kütle birimi ($1\text{akb}=1\text{u}=1.66\times 10^{-24}\text{g}=931.502\text{MeV}/c^2$)
A	: çekirdeğin kütle numarası (nükleon sayısı)
Z	: çekirdeğin atom numarası (proton sayısı)
N	: çekirdeğin nötron sayısı
ELAB	: laboratuvar koordinat sistemi enerjisi
VN	: nükleer (merkezi) potansiyel
VC	: Coulomb potansiyeli
VI	: merkezci potansiyel
R	: nükleer yarıçap ($R=r_0A^{1/3}$)
σ	: tesir-kesiti
ρ	: yoğunluk
β	: bozulma (deformasyon) parametresi
φ, θ	: açı
$d\Omega$: katı açı
J	: akı yoğunluğu
S	: Matris elemanı

2.Kısaltmalar

OM	: Optik Model (Optical Model)
ÇK	: Çift-Katlı (Double-Folding (DF))
D-D	: Döteron- Döteron Çift-Katlı
KMKS	: Kütle Merkezi Koordinat Sistemi
LAB	: Laboratuvar Koordinat Sistemi

ŞEKİLLER DİZİNİ

	<u>Sayfa No</u>
Şekil 2.1. Reaksiyon geometrisi	4
Şekil 2.2. İki kürenin çarpışması	6
Şekil 2.3. Saçılma geometrisinin tasviri.....	9
Şekil 2.4. Tünel olayı.....	12
Şekil 2.5. ${}^8_4\text{Be}$ enerji seviyeleri diyagramı.....	14
Şekil 2.6. Proton enerjisine göre yayılan foton sayısı.....	15
Şekil 2.7. Seviye genişliğinin enerjiyle ilişkisi.	16
Şekil 2.8. Tesir kesiti ile enerji arasındaki ilişki.....	18
Şekil 2.9. β^- spektrumu.....	22
Şekil 2.10. Bir çekirdek reaksiyonunda, hareketsiz çekirdeğe bir parçacığın çarpması.	24
Şekil 3.1. Nötron gelme enerjisi deneysel değerlerle, Adam and Jeki (1969)'nin teorik formülünden hesaplanan değerlerin kıyaslanması.	35
Şekil 3.2. Nötron gelme enerjisi deneysel değerlerle, Bychkov ve arkadaşlarının teorik formülünden hesaplanan değerlerin kıyaslanması.	36
Şekil 3.3. Uyarılmış durumdan taban enerji seviyesine geçiş.....	38
Şekil 4.1. (α,n) Reaksiyonun deneysel hesaplama ile teorik hesaplamının kıyaslanması	40
Şekil 4.2. ($\alpha,2n$) Reaksiyonun deneysel hesaplama ile teorik hesaplamının kıyaslanması.	41
Şekil 4.3. ($\alpha,3n$) Reaksiyonun deneysel hesaplama ile teorik hesaplamının kıyaslanması.	41
Şekil 4.4. ($\alpha,4n$) Reaksiyonun deneysel hesaplama ile teorik hesaplamının kıyaslanması.	42
Şekil 4.5. (n,α) Reaksiyonun deneysel hesaplama ile teorik hesaplamının kıyaslanması	43
Şekil 4.6. ($n,2n$) Reaksiyonun deneysel hesaplama ile teorik hesaplamının kıyaslanması	43
Şekil 4.7. (d,p) Reaksiyonun deneysel hesaplama ile teorik hesaplamının kıyaslanması	44

Şekil 4.8. (d,2n) Reaksiyonun deneysel hesaplama ile teorik hesaplamının kıyaslanması.	45
Şekil 4.9. (p,α) Reaksiyonun deneysel hesaplama ile teorik hesaplamının kıyaslanması.	45

ÇİZELGELER DİZİNİ

	Sayfa No
Çizelge 2.1. Tesir kesitlerinin sınıflanması.....	5
Çizelge 2.2. Parçacıkların ortalama enerjileri.....	20
Çizelge 3.1. (n,2n) Reaksiyonu için çeşitli tesir kesiti değerleri.....	37

1. GİRİŞ

Tesir kesiti, gelen parçacık akısındaki azalmayı hesaplamak amacıyla ortaya atılmış bir kavramdır. Birimi barn (b) dir ve $1b=10^{-24} \text{ cm}^2$ dir. Yani tesir kesiti alan boyutunda bir büyüklüktür. Gelen parçacık tesir kesiti ile belirtilen büyüklükteki bir alanın içine düşerse hedef ile etkileşmeye girer. Örneğin altın atomlarından oluşmuş çok çok ince (arka arkaya iki atom olmayacak kadar) bir hedefi alfa parçacıklarıyla bombardıman ettiğimizi düşünelim. Burada hedef çok ince olduğundan, bir miktar He çekirdeği hiç etkileşmeye girmeden hedefi geçerken bir kısmı farklı açılarla saçılır. Bir kısmı geldikleri yöne geri döner. Saçılan alfaların saçılmadan geçenlerden farkı, altın çekirdeğinin coulomb kuvvetini hissedecek kadar çekirdeğe yaklaşmış olmalarıdır. Burada alfaların saçılma olasılığı bu etkin alanın (tesir kesitinin) büyüklüğüne bağlıdır. Tesir kesiti ne kadar büyükse saçılan alfaların sayısı da o kadar fazla olacaktır. Etkileşmenin çeşidine ve hedefin türüne göre etkileşmenin oluştuğu alan değişeceğinden her element ve çekirdeğin her etkileşme türü için ayrı bir "tesir kesiti" vardır.

Parçacık hızlandırıcılarının başta temel parçacık fiziği ve nükleer fizik deneyleri olmak üzere; malzeme fiziğinden yüzey fiziğine, x-ışınlarından nötron terapisine, proton terapısından iyon implantasyonuna, petrol ve gaz yataklarının aranmasından çevre atıklarının etkisiz hale getirilmesine, gıda sterilizasyonundan izotop üretimine, nükleer atıkların temizlenmesinden toryuma dayalı nükleer santrallere, polimerizasyondan litografiye, anjiyografiden baca gazlarının temizlenmesine, mikrospektroskopiden güç mühendisliğine, senkrotron ışınımından serbest elektron lazerlerine, ağır iyon füzyonlarından plazma ısıtılmasına kadar çok çeşitli kullanım alanı mevcuttur.

Son zamanlarda, çekirdeklerin reaksiyon mekanizmalarının araştırılmasında ve birçok nükleer uygulama alanlarında önemli bir yer tutan reaksiyon tesir kesitlerini ölçmek için birçok deneysel teknikler ve bazı teorik modeller geliştirilmektedir. Nükleer uygulamalar için orta enerjilerde, içinde fisyon tesir kesitlerinin de bulunduğu, büyük miktarda nükleer reaksiyon tesir kesitlerinin bilinmesine gerek vardır. Özellikle parçacık hızlandırıcılarının, fisyon ve füzyon reaktörlerinin zırhlanmasında, uzay

araştırmalarında kullanılan insan ve gereçlerin maruz kaldığı radyasyonun kestirilmesinde, tıbbi radyoizotop üretimi ve radyasyon tedavisi konularında, nükleer santral ve diğere nükleer tesislerde üretilen uzun yarı ömürlü nükleer atıkların hızlandırıcı kullanılarak daha kısa yarı ömürlü izotoplara dönüştürülmesi işlemlerinde nükleer veri eksiki bulunmaktadırdır.

Bu bilgiler aynı zamanda nükleer etkileşmeler teorisi, nükleer yapı ve nükleer maddenin özelliklerinin geliştirilmesi için de gereklidir.

Nükleer reaksiyon tesir kesitleri başlıca; deneylerle ölçülerek veya teorik olarak hesaplanarak elde edilebilir. Doğada var olan veya laboratuvarlar da üretilen yaklaşık 4000 civarındaki izotopun, nötron, proton, alfa ve diğere nükleer parçacıklar için, birkaç GeV'e kadar uzanan enerji aralığında, nükleer reaksiyon tesir kesitlerinin ölçülmesi fiziksel ve ekonomik olarak zordur. Bu nedenle, teorik model hesaplamaları çok önemli bir rol oynamaktadır. Bunun için güvenilir nükleer modeller ve nükleer bilgisayar programları gereklidir.

Bu çalışmada; 1-100 MeV arası gelme enerji aralığında, ¹⁶⁵Ho elementi hedef çekirdek olarak kullanılmış ve üzerine proton, nötron, döteryum ve alfa parçacıkları gönderilerek (p,x), (n,x), (d,x) ve (α,x) reaksiyonlarının reaksiyon tesir kesitleri bulunmuştur.

2. NÜKLEER REAKSİYONLAR

Nükleer etkileşmelerde, verilen bir reaksiyonun (veya saçılmanın) oluşabilme ihtimalini gösteren niceliksel bir olasılık ölçütüne ihtiyaç duyulmaktadır. Bu nedenle, bir reaksiyonun (veya saçılmanın) oluşma ihtimalini veren tesir kesiti (Satchler 1980, Krane 1988, Aydın 1997, Taşan 2001, Bayrak 2004) kavramı nükleer fizikte önemli bir yere sahiptir ve ölçülen niceliklerin başında gelmektedir.

2.1 Tesir Kesiti

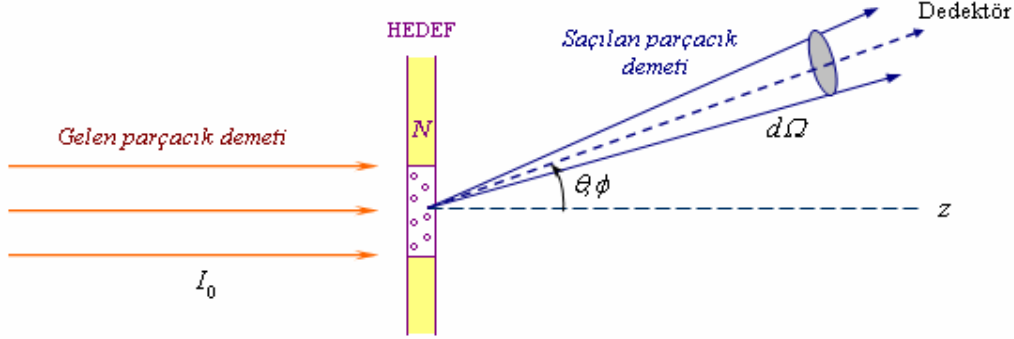
Gelen parçacıklar etkileşme sonucu hedeften saçıldığında (reaksiyonlarda ise yayınlanan parçacıklar), uygun bir uzaklıkta konumlandırılan detektörler tarafından sayılır. $X(x,y)Y$ genel formundaki bir nükleer reaksiyon için tesir kesiti şu şekilde açıklanabilir; N tane X tipi çekirdek içeren bir hedefe birim alan başına I_0 akısına sahip x tipi parçacık demetinin geldiği kabul edilirse, birim zamanda yayınlanan (ya da saçılan) y parçacıklarının sayısının (N_b ' nin) I_0 ve N niceliklerinin her ikisi ile de orantılı olacağı açıktır. Bu orantı sabiti tesir kesiti (σ) olarak bilinir ve alan boyutuna sahiptir. Bu tanımdan hareketle tesir kesiti,

$$\sigma = \frac{\text{Yayınlanan y parçacıklarının sayısı}}{(\text{Birim yüzeyden geçen x parçacıklarının sayısı})(\text{Demet içindeki hedef çekirdek sayısı})} \quad (2.1)$$
$$= \frac{N_y}{I_0 N}$$

şeklinde yazılabilir. Nükleer fizik için uygun alan birimi (dolayısı ile tesir kesitinin birimi) "barn" dır ve $1\text{barn}=10^{-24}\text{cm}^2=100\text{fm}^2$ dır.

Eğer gelen demete göre θ ve ϕ kutupsal açıları doğrultusundaki bir $d\Omega$ katı açı elemanı içerisine birim zamanda yayınlanan y parçacıklarının sayısını kaydetmek için bir detektör kullanıldıysa düşünülürse, bu yayınlanan y parçacıklarının sayısı, I_0 ve N niceliklerinin yanı sıra katı açısına da bağlı olacaktır (Şekil 2.1). Bu durumdaki orantı sabiti ise diferansiyel tesir kesiti, $d\sigma/d\Omega$, olarak adlandırılır ve bu niceliğin ölçülmesi, reaksiyon ürünlerinin açısal dağılımı ile ilgili önemli bilgiler verir. Katı açı steradyan cinsinden ölçüldüğünden, diferansiyel tesir kesiti de alan boyutunda olup birimi barn/steradyan dır.

Genel olarak, y 'nin yayınlanma olasılığı (dolayısıyla diferansiyel tesir kesiti), θ ve ϕ kutupsal açılarına bağlıdır. Açısal dağılımın izotropik (açıya bağımlı) olduğu özel durumlarda diferansiyel tesir kesiti $d\sigma(\theta, \phi)/d\Omega$ şeklinde gösterilmektedir. Bununla birlikte, parçacık spinleri kutuplanmadıkça, saçılma işlemi gelen demet doğrultusunda oldukça simetrik ve diferansiyel tesir kesiti ($d\sigma(\theta)/d\Omega$), azimütal açısı ϕ den bağımsızdır.



Şekil 2.1. Reaksiyon geometrisi (saçılan parçacık demeti ile θ ve ϕ açılar doğrultusundaki bir $d\Omega$ katı açı elemanı içerisine yayınlanan parçacıklar kastedilmektedir).

Yukarıda bahsedilen tesir kesiti ve diferansiyel tesir kesiti arasındaki ilişki,

$$\sigma = \int_0^{4\pi} (d\sigma / d\Omega) d\Omega \quad (2.2)$$

şekindedir. Bu denklemde $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$ olmak üzere, her iki kutupsal açıya bağımlılık söz konusu ise

$$\sigma(\theta, \phi) = \int_0^{\pi} \sin\theta d\theta \int_0^{2\pi} d\phi (d\sigma(\theta, \phi) / d\Omega) \quad (2.3)$$

ve spin polarizasyonu yoksa yani diferansiyel tesir kesiti ϕ den bağımsız ise

$$\sigma(\theta) = 2\pi \int_0^{\pi} (d\sigma(\theta) / d\Omega) \sin\theta d\theta \quad (2.4)$$

biçiminde verilmektedir. Literatürde zaman zaman $\sigma(\theta, \phi)$ ve $\sigma(\theta)$ tanımları arasında dikkatli bir ayırım yapılmaksızın sadece “ σ ” veya “tesir kesiti” şeklinde nitelermelere rastlanabilmektedir. θ açısına göre bir “tesir kesiti” grafiği ile karşılaşıldığında,

diferansiyel tesir kesitinin kastedildiği anlaşılmalıdır. Belirli bir reaksiyon tartışılırken, tesir kesiti teriminin anlamı, ne ölçüldüğüne bağlıdır. Çizelge 2.1 de farklı ölçümlere ait örnekler açıklamalı bir biçimde özetlenmektedir.

Çizelge 2. 1. Tesir kesitlerinin sınıflandırılması (Krane 1988).

Tesir Kesiti Türü	Sembolü	Teknik	Uygulaması
Toplam	σ_t	Demetin Absorbsiyonu	Zırhlanma
Reaksiyon	σ_f	Tüm açılar ve y' nin tüm enerjileri üzerinden integrasyonu	Bir nükleer reaksiyonda Y radyoizotop üretimi
Diferansiyel (Açısal)	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	(θ, ϕ) de y' nin gözlenmesi fakat tüm enerjiler üzerinden integrasyonu	Belirli bir doğrultuda y parçacıklar demetinin oluşumu
Diferansiyel (Enerji)	$\frac{d\sigma}{dE}$	y gözlenmez ama ardışık γ yayınlanması ile Y'nin uyarılması gözlenir	Y' nin uyarılmış durumları için, bozunmanın incelenmesi
Çift Diferansiyel	$\frac{d^2\sigma}{dE_y d\Omega}$	Belirli bir enerjide y, (θ, ϕ)' de gözlenir	y açısal dağılımı ile Y'nin uyarılmış durumları hakkında bilgi edinme

Diferansiyel tesir kesiti, y parçacıklarının demet eksenine göre belirli bir açıda (θ, ϕ) gözlemlenmesi olasılığından elde edilmektedir. Diferansiyel tesir kesiti tüm açılar üzerinden integre edildiğinde, toplam tesir kesitini vermektedir. Toplam tesir kesiti belirli bir kalınlıktaki hedefin içinden geçen demetin şiddetindeki kayıp ölçülerek doğrudan elde edilebilmektedir. Bir nükleer etkileşmeye ait toplam tesir kesiti, σ_t esnek saçılma tesir kesiti, σ_e ile reaksiyon tesir kesiti (esnek olmayan saçılmalar için soğrulma tesir kesiti) σ_r nin toplamından oluşmaktadır:

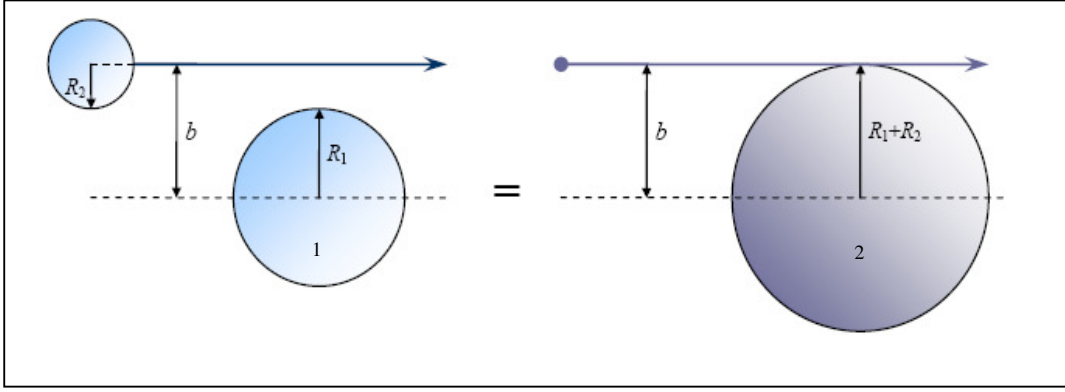
$$\sigma_t = \sigma_e + \sigma_r \quad (2.5)$$

Birden fazla reaksiyonun olduğu durumlarda her bir reaksiyon türüne ait tesir kesitleri farklı olacağından, toplam reaksiyon tesir kesiti

$$\sigma_r = \sigma_{r1} + \sigma_{r2} + \sigma_{r3} + \dots \quad (2.6)$$

şeklinde, kısmi reaksiyon tesir kesitlerinin doğrultu ve yönlerine bakılmaksızın toplanmasıyla bulunur. Eşitlik $\sigma_{r1}, \sigma_{r2}, \sigma_{r3}, \dots$ reaksiyonların kısmi tesir kesitleridir (Aydın 1997).

Tesir kesiti kavramını daha fiziksel bir hale getirebilmek için Şekil 2.2'deki klasik olarak çarpışan iki kürenin durumu ele alınabilir. Burada 2 nolu küre, hareketsiz olan 1 nolu küre üzerine gönderilmektedir. Çarpma mesafesi b iki kürenin yarıçapları toplamından daha küçük veya eşit olmadıkça küreler çarpışmayacaktır ($b \leq R_1 + R_2$). Noktasal bir parçacık ile $R_1 + R_2$ yarıçaplı bir diskin çarpışması için de durum aynıdır. Bu diskin alanı, $\pi(R_1 + R_2)^2$ çarpışmanın tesir kesitidir.



Şekil 2.2. İki kürenin çarpışması; soldaki R_1 ve R_2 yarıçaplı iki kürenin çarpışması, sağdaki noktasal parçacığın $R_1 + R_2$ yarıçaplı küre ile çarpışmasına ait tesir kesiti ile aynı değerdedir (Satchler 1980).

Bu resimden tesir kesitinin yalnızca hedefe ait bir özellik olmadığı, aynı zamanda merminin özelliklerini de yansıttığı gibi çok önemli bir bilgi açıkça görülmektedir.

Klasik örneğimizdeki (R_1 ve R_2 yarıçapları toplamı olan) tesir kesiti, hedefimiz aynı olsa bile farklı yarıçaplı ($R_2' \neq R_2$) bir mermi için elde edilecek tesir kesitinden farklı olacaktır. Bir saçılma ölçümünün sonuçlarından hedef çekirdeğin yarıçapı bulunmak istendiğinde merminin etkisi mutlaka hesaba katılmalıdır (Satchler 1980).

2.1.1 Diferansiyel Tesir Kesiti

Diferansiyel tesir kesiti ayrıca saçılma problemi için kuantum mekaniğinin kuralları uygulanarak hesaplanabilmektedir. Kuantum mekanikte saçılma problemi ele alınırken şu temel kabuller geçerlidir (Taşan 2001).

- i. Saçılma probleminde mermilerin duran bir hedef üzerine gönderildiği kabul edilir. Söz konusu hedef çok ağır ise, etkileşme sonrası hedefin hareketi ihmal edilebilmektedir. Mermi ve hedefin kütleleri birbirine yakın ise, etkileşmeye iki cisim problemi açısından yaklaşılır. İki cisim problemi, sabit bir referans noktasındaki (KMKS'de hedef ve merminin kütle merkezi) indirgenmiş kütlelerin bir potansiyel tarafından saçılması problemine dönüştürülerek incelenmektedir.
- ii. Etkileşme potansiyelinin sonlu bir bölgede etkin olduğu kabul edilir. Diğer bir ifade ile, gelen parçacık yeterince uzakta iken hiç bir potansiyelin etkisi altında olmaksızın bir serbest parçacık gibi davranmalıdır. Böylelikle etkileşme potansiyelinin sonsuzdaki limiti sıfır olacak ve gelen parçacık potansiyelin etkisini sözü geçen sonlu bölgede hissedecektir. Bu kabullenme asimptotik olarak düzlem dalgaların kullanılabilmesine imkân sağlamaktadır. Matematiksel olarak bu durum, bir $V(r)$ potansiyeli için,

$$\lim_{r \rightarrow \infty} rV(r) \rightarrow 0 \quad (2.7)$$

şeklinde ifade edilmektedir, yani potansiyel $1/r$ den daha hızlı sıfıra gitmelidir.

Saçılma problemlerinde, mermi parçacıkların hedefe sürekli olarak gönderildiği varsayıldığında zamana bağlılık ortadan kalkmakta, böylelikle zamana bağlı olmayan Schrödinger denkleminin kullanılması mümkün olmaktadır. Potansiyelin etkin olduğu bölgeden yeterince uzakta, $H\psi = E\psi$ Schrödinger denkleminin çözümü olan dalga fonksiyonu,

$$\psi \rightarrow \psi_{\text{gelen}} + \psi_{\text{saçılan}} \quad (2.8)$$

şeklinde, gelen (ψ_g) ve saçılan (ψ_s) dalga fonksiyonlarının toplamı olarak daima yazılabilmektedir. Gelen demet içindeki parçacıklar sonsuzda serbest olacağından düzlem dalga ile temsil edilebilirler. Bu parçacıkların z-doğrultusunda hareket ettiği

kabul edilir ve hepsinin $p=\hbar k=mv$ büyüklüğündeki momentuma sahip oldukları düşünülürse, genliğin 1 olduğu kabul edilerek, gelen düzlem dalga fonksiyonu şu şekilde verilebilir:

$$\psi_g = e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} = e^{ikz} \quad (2.9)$$

Saçılma sonucu bu düzlem dalgaya, $r = 0$ noktasından dışa doğru yayılan, bir küresel dalga bileşeni eklenmektedir. Dalga sayısının büyüklüğü esnek saçılma durumunda aynı kalmaktadır. Her yönde aynı genlikle yayılan küresel dalga e^{ikr}/r formundadır. Buradaki $1/r$ ifadesi küresel dalganın yayıldıkça genliğinin azalacağını işaret etmektedir. Saçılma merkezinden yeterince uzaktaki bir noktada saçılma için dalga fonksiyonu

$$\psi_s = f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r} \quad (2.10)$$

formunda küresel bir dalga olarak ifade edilebilir. Burada $f(\theta)$, saçılma genliğidir ve saçılan dalganın açısal dağılımını tanımlamaktadır. Eşitlik (2.9) ile verilen gelen düzlem dalga, ψ_g , saçılmaya uğramadan önceki parçacık demetinin özelliklerini içermekte, ψ_s ise saçılan parçacıkların özelliklerini bünyesinde barındırmaktadır. Saçılan parçacıklara ait ψ_s dalga fonksiyonu, r 'nin yeterince büyük olduğu durumlarda serbest parçacık için Schrödinger denkleminin asimptotik çözümü olacağından, bu bölgede

$$\psi \xrightarrow{r \rightarrow \infty} e^{ikz} + f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r} \quad (2.11)$$

asimptotik sınır koşulu şartını sağlamalıdır (Wong 1990, Aydın 1997). Bu ifade de, saçılma potansiyelinin simetrisinden dolayı (düzlem dalgaların ϕ açısından bağımsız olmasından dolayı), ϕ kutupsal açısına bağımlılık bulunmamaktadır. Diferansiyel tesir kesitini elde etmede kuantum mekanikteki akı yoğunluğu kavramından yararlanılabilir.

Genel olarak, ψ dalga fonksiyonuna sahip parçacıklar için akı yoğunluğu

$$\vec{J} = -\frac{i\hbar}{2m} \left[\psi^* (\nabla \psi) - (\nabla \psi^*) \psi \right] = \frac{\hbar}{m} \text{Im}(\psi^* \nabla \psi) \quad (2.12)$$

biçiminde tanımlıdır (Powell and Creasman 1961, Aydın 1997). Buna göre, gelen demetteki tüm parçacıkların aynı $v=\hbar k/m$ hızına sahip olduğu düşünülürse, dalga fonksiyonu $\psi_g=e^{ikz}$ formundaki gelen parçacıklar için akı

$$J_g = \frac{\hbar}{m} \text{Im} e^{-ikz} \frac{d}{dz} (e^{ikz}) = v \quad (2.13)$$

olacaktır.

Küresel koordinatlarda gradyent operatörü,

$$\bar{\nabla} = \frac{\partial}{\partial r} \hat{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \hat{\theta} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} \hat{\phi} \quad (2.14)$$

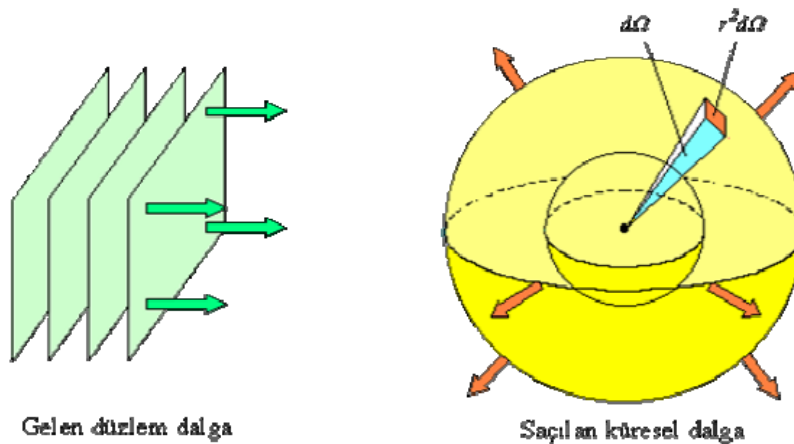
formunda olduğundan, büyük r değerleri için Eşitlik (2.14)'deki ikinci ve üçüncü terimler ihmal edilebilmektedir (Aydın 1997). Bu durumda saçılan parçacıkların akısı için

$$J_s = \frac{\hbar}{m} \text{Im} f^*(\theta) \frac{e^{-ikr}}{r} \frac{d}{dr} \left(f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r} \right) = \frac{v}{r^2} |f(\theta)|^2 \quad (2.15)$$

yazılabilir. Burada, saçılan parçacıkların r yarıçaplı küre üzerine düzgün olarak dağılımı söz konusudur. Saçılma olayını gözleyen dedektör alanı, veya bir başka deyişle küre üzerindeki yüzey elemanı ($dA=r^2d\Omega$), saçılma merkezinde bir $d\Omega$ katı açısını görmektedir. ($d\Omega=\sin\theta d\theta d\phi$) Bu durumu gösteren saçılma geometrisi Şekil 2.3 ile verilmiştir. Gelen parçacık demetinin $d\Omega$ katı açısı içine saçılma olasılığı

$$d_\sigma = \frac{J_s(r^2 d\Omega)}{J_g} \quad (2.16)$$

şeklinde yazılabilir. Eşitlik (2.16) ile ifade edilen bu olasılık diferansiyel tesir kesitinden başka bir şey değildir.



Şekil 2. 3. Saçılma geometrisinin tasviri.

Böylece, eşitlik (2.13) ve (2.15) ile eşitlik (2.16)' da yerine konulduğunda, diferansiyel tesir kesiti, saçılma genliği cinsinden

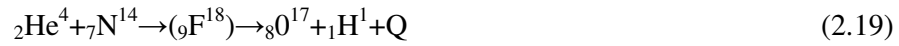
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 \quad (2.17)$$

ile elde edilir. Diferansiyel tesir kesiti, saçılma deneylerinde ölçülebilen J_g ve J_s akıları kullanılarak bulunabilmektedir. Eşitlik (2.17)' ye göre diferansiyel tesir kesitini teorik olarak bulunabilmesi için ise saçılma genliği $f(\theta)$ 'nın hesaplanması gerekmektedir. Ölçülen ve hesaplanan tesir kesiti değerlerinin birbiriyle karşılaştırılmasıyla bir reaksiyon için nükleer model varsayımlarının geçerliliği sınanmaktadır.

2.2 Nükleer Reaksiyon Çeşitleri

İlk çekirdek reaksiyonu, 1919 yılında, Ra' nın yayınladığı alfa parçacıklarıyla azot çekirdeklerini döven Rutherford tarafından gözlemlendi. Bu reaksiyonda ${}^7\text{N}^{14}$ in ${}^8\text{O}^{17}$ haline dönüştüğü ve bir protonun açığa çıktığı bulundu. Reaksiyon denklemi aşağıda verilmiştir:

$$\text{Ra}({}_{84}\text{Po}^{214})T=1.64 \times 10^{-4} \text{ s} \quad , \quad \alpha(7,69) \quad (2.18)$$



Bu reaksiyonda, α parçacıklarının azot çekirdeği ile birleşmesi ile çok kısa ömürlü bir (10^{-14} – 10^{-15} san.) ara çekirdek yahut bileşik çekirdek olarak ${}^9\text{F}^{18}$ in meydana geldiği, sonra bunun bir proton yayınlarak ${}^8\text{O}^{17}$ hâline dönüştüğü kabul edilir. Birinci taraftaki atomik kütleler toplamı ile ikinci taraftaki atomik kütleler toplamı arasındaki fark, reaksiyonda açığa çıkan enerjiyi gösterir. Buna reaksiyon enerjisi denir ve Q ile gösterilir, $Q > 0$ ise reaksiyon ekzoerjiktir, dışarıya, ürün çekirdeklerin kinetik enerjisi (veya bazen bununla birlikte uyarılma enerjisi) şeklinde enerji çıkışı vardır. $Q < 0$ ise, reaksiyon endoenerjiktir, yani dışarıdan sisteme (vuran taneciğin kinetik enerjisi şeklinde) enerji vermekle reaksiyon meydana gelebilir. Vuran taneciğin (α) kütlelerini M_1 , duran atomun (${}^7\text{N}^{14}$) kütlelerini M_0 , reaksiyon sonucu meydana gelen ağır atomun (${}^8\text{O}^{17}$) ve hafif atomun (${}^1\text{H}^1$) kütlelerini M_2 ve M_3 ile gösterirsek, birinci tarafla ikinci taraf arasındaki kütle farkı (Tanyel 1994);

$$\Delta M = (M_0 + M_1) - (M_2 + M_3) \quad (2.20)$$

ve

$$Q=\Delta Mc^2 \quad (2.21)$$

$$M_0=^2_2\text{He}^4=4.00388 \text{ akb}$$

$$M_2=^1_1\text{H}^1=1.00815 \text{ akb}$$

$$M_1=^7_7\text{N}^{14}=14.00755 \text{ akb}$$

$$M_3=^8_8\text{O}^{17}=17.00453 \text{ akb}$$

değerler yerine yazılırsa;

$$\Delta M=18.011143-18.01268=-0.00125 \text{ akb} \quad (2.22)$$

$$Q=0.00125 \times 931.2 = -1.16 \text{ MeV} \quad (2.23)$$

bulunur. O halde bu reaksiyon endoenerjiktir. Vuran taneciğin kinetik enerjisini E_1 , meydana gelen reaksiyon ürünlerinin kinetik enerjilerini sırasıyla E_2 ve E_3 ile gösterirsek, kinetik enerjilerle reaksiyon enerjisi arasındaki bağıntı;

$$Q=E_2+E_3-E_1 \quad (2.24)$$

dir. Yukarıdaki reaksiyonda taneciklerin ölçülen kinetik enerjilerinden hesaplanan değer;

$$E_2+E_3-E_1=-1.26 \text{ MeV} \quad (2.25)$$

bulunmuştur ki, kütle farkından hesaplanan -1.16 MeV değerine (deney hataları içinde) uymaktadır.

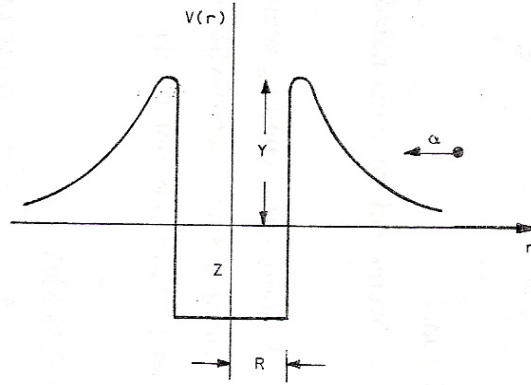
Yukarıdaki reaksiyon, vuran ve çıkan hafif taneciğe göre bir (α , p) tipi reaksiyon olarak adlandırılır ve kısaltılmış şekilde, $\text{N}^{14}(\alpha, p)\text{O}^{17}$ reaksiyonu olarak gösterilir. Rutherford'un deneyinden sonra, farklı atomları α parçacıklarıyla reaksiyonları sonucunda (α, p), (α, n), (α, γ),... tipi reaksiyonlar elde edilmiştir. Bütün bu reaksiyonlarda α -taneciği hedef çekirdeğe yaklaşırken karşılaştığı,

$$V(r) = \frac{2Ze^2}{r} \quad (2.26)$$

potansiyelinin,

$$Y = \frac{2Ze^2}{R} \quad (2.27)$$

yüksekliğini aşacak kadar enerjiye sahip olması beklenir. Ağır çekirdekler için potansiyel duvarı yüksekliği 25-30 MeV kadardır. Ancak doğal radyoaktif maddelerin yayınladığı α parçacıklarının enerjileri bu değerden çok daha küçük olduğundan, α parçacıklarının çekirdeğe girmesi ancak tünel olayı ile olur, fakat Z büyüdükçe reaksiyon ihtimali azalır (Tanyel 1994).



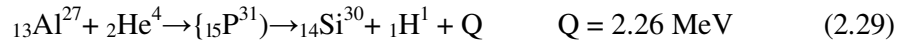
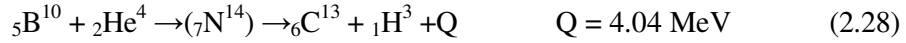
Şekil 2. 4. Tünel olayı

Daha sonra geliştirilen hızlandırıcılarda bugün 500 GeV-TeV basamağında yüklü tanecik enerjilerine erişilmiş ve yapma şekilde hızlandırılmış p, d, t, α , C^{12} , O^{16} gibi (ağır iyonlarla) pek çok yeni tip reaksiyonlar bulunmuştur (Tanyel 1994).

2.2.1 Alfa Reaksiyonları

α parçacıklarıyla elde edilen ilk reaksiyon, yukarda örnek olarak verdiğimiz ${}^7N^{14}$ (α , p) ${}^8O^{17}$ reaksiyonudur.

Başka (α , p) reaksiyonları için bazı örnekler verecek olursak;



Bu son reaksiyonda biri 28 cm yollu, öteki 58 cm yollu, farklı enerjilerde iki grup proton çıktığı gözlenmiştir. 28 cm yollu proton çıktığında, Si^{30} uyarılmış durumda kalır, sonra γ yayınlayarak taban durumuna geçer. Böylece Si^{30} m enerji seviyeleri hakkında bilgi edinilir. Çok önemli bir başka (α ,n) reaksiyonu da yapma radyoaktifliğin keşfedilmesine yol açmıştır.

Alüminyumun α parçacıkları bombardımanında,



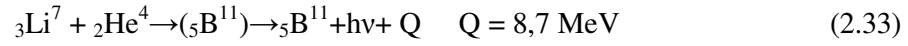
reaksiyonu sonucu meydana gelen ${}^{15}P^{30}$ un radyoaktif olduğunu,





bozunma reaksiyonuna göre, $T = 2.5$ dak. yarı ömürle parçalanarak β^+ (pozitron) yayınladığını buldular. Fosforun bu radyoaktif izotopuna radyo-fosfor adı verildi. Böylece, hem ilk defa yapma olarak radyoaktif madde, hem de ilk defa, pozitron yayınlayan bir izotop elde edilmiş oldu. Daha sonra, bir taraftan, hızlandırılmış çeşitli yüklü taneciklerle ve nötronlarla yapılan çekirdek reaksiyonlarında, öte taraftan fisyon olaylarında, birçok yeni radyoizotoplar bulundu. Bugün binden fazla radyoizotop bilinmektedir.

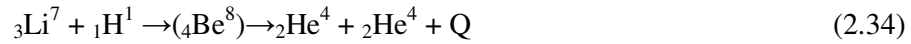
(α, γ) reaksiyonlarında tanecik yayınlanması olmaz. Meydana gelen çekirdek uyarılmıştır, bir γ fotonu yayınlayarak daha aşağı enerji durumuna geçer. Örnek:



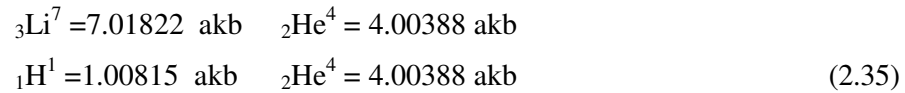
Bu tip reaksiyonlara ışığı yakalama reaksiyonları adı da verilir. Hızlandırılmış α -tanecikleri (${}_{2}\text{He}^4$ iyonları) ile elde edilmiş bazı reaksiyonları, trans-uranyum elementlerden bahsederken ilerde göreceğiz (Tanyel 1994).

2.2.2 Proton Reaksiyonları

Yüklü tanecikleri hızlandırmak suretiyle yapılan ilk reaksiyon, 1932' de Cockcroft ve Walton tarafından, kendi adlarını taşıyan ilk hızlandırıcı ile gerçekleştirildi. 440 KeV protonların bir lityum reaksiyonu ile elde edilen reaksiyon aşağıda verilmiştir:



Reaksiyona giren ve reaksiyon sonucu meydana gelen atomik kütleler;



olduğuna göre,

$$\begin{aligned} \Delta M &= 0.01861 \text{ akb} \\ Q &= 0.01861 \times 931.2 = 17.33 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (2.36)$$

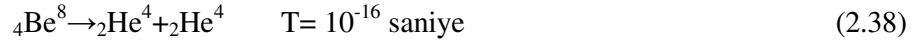
olarak verilir.

Gerçekten beklenildiği gibi, reaksiyonda çıkan alfa parçacıklarından her birinin kinetik enerjisinin 8.8 MeV olduğu ölçülmüştür. Yapma şekilde hızlandırılan yüklü taneciklerle elde edilen bu ilk reaksiyon, ortadan kaybolan maddenin rölativite teorisine göre eşdeğeri olan enerjiye dönüştüğünü açıkça gösteriyor.

Görüldüğü gibi, yukarıdaki reaksiyon (p,α) tipi bir reaksiyondur. Bu tip, başka birçok reaksiyonlar daha gözlenmiştir. Örnek verecek olursak;



arkasından,



olur.

(p, d) tipi reaksiyonlar. Örnek:

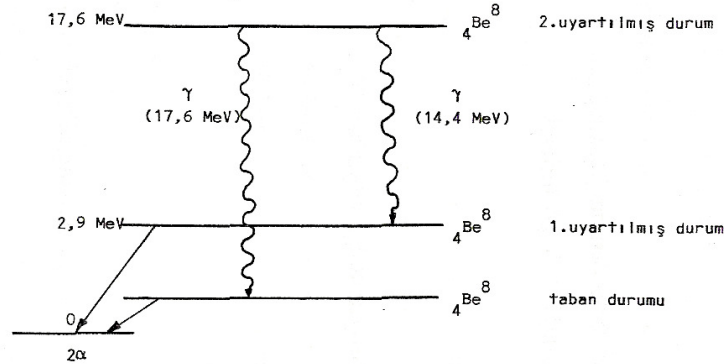


(p, γ) tipi reaksiyonlar. Işıyıcı proton yakalama. Örnek:



Bu reaksiyonda biri 17.6 MeV, öteki 14.4 MeV enerjili iki grup gamma ışını yayınlandığı bulunmuştur.

${}_4\text{Be}^8$ in meydana geldiği yukarıdaki üç reaksiyon yardımı ile elde edilen ${}_4\text{Be}^8$ enerji seviyeleri diyagramı aşağıda verilmiştir: Proton enerjisi 0.44 MeV olduğunda, α parçacıklarının enerjileri 1.38 MeV olarak bulunmaktadır (Tanyel 1994).

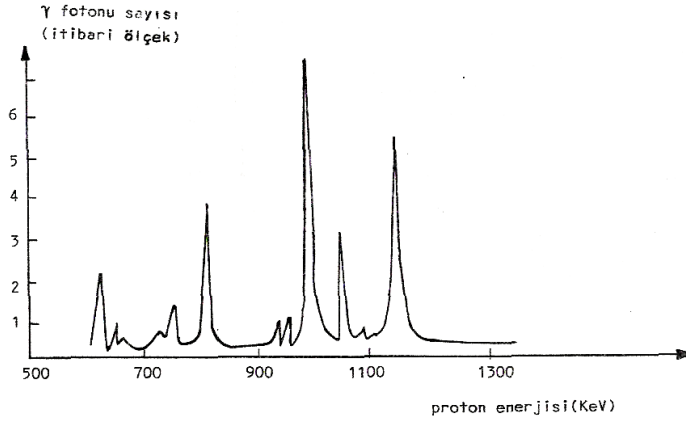


Şekil 2.5 ${}_4\text{Be}^8$ enerji seviyeleri diyagramı.

Çekirdeklerin enerji seviyeleri (Rezonans olayı) vuran taneciğin kinetik enerjisi ile bağlanma enerjisi toplamı (uyartılma enerjisi), meydana gelen bileşik çekirdeğin enerji seviyelerinden birine eşit değer alırsa rezonans olur ve reaksiyonun meydana gelme ihtimali (reaksiyon tesir kesiti σ) keskin bir maksimum gösterir. Böylece, bileşik çekirdeğin enerji seviyeleri hakkında bilgi edinilir. Örnek olarak, vuran protonun enerjisine göre;



reaksiyonun da verim (foton çıkışı) şekilde yaklaşık olarak gösterilmiştir.



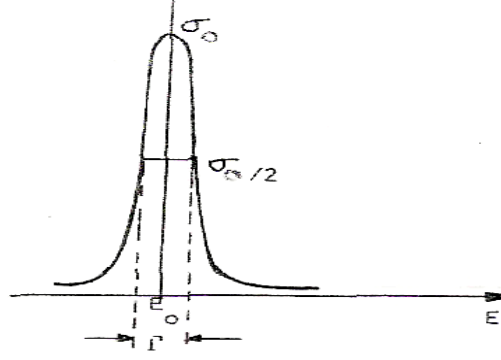
Şekil 2. 6. Proton enerjisine göre yayılan foton sayısı.

Aslında, proton enerjisi 500 KeV dan 1400 KeV değerine kadar arttırıldığında, otuzdan fazla keskin maksimum gözlenmiştir. Bir rezonans maksimumun da, maksimumun yarı yüksekliğindeki Γ enerji aralığına seviye genişliği adı verilir. Rezonans halinde, bileşik çekirdek için uyartılmış halin ortalama ömür süresi τ (yahut zamandaki belirsizlik Δt) seviye genişliği Γ (yahut enerjideki belirsizlik ΔE) ya Heisenberg belirsizlik ilkesi ile bağlıdır:

$$\Delta E. \Delta t \geq h \quad (2.44)$$

veya,

$$\Gamma. \tau \geq h \quad (2.45)$$



Şekil 2. 7. Seviye genişliğinin enerjiyle ilişkisi.

Γ ne kadar büyükse τ ömür süresi o kadar kısadır. Γ , parçalanma ve bozunma ihtimalini gösterir. Örnek olarak, 0.1 eV luk bir seviye genişliği için bileşik çekirdeğin ortalama ömür süresi

$$\tau = \frac{h}{2\pi\Gamma} = \frac{6,62 \times 10^{-27}}{6 \times 0,1 \times 10^{-12}} \cong 10^{-14} \text{ san} \quad (2.46)$$

kadardır. Daha geniş seviyeler için ortalama ömür süresi daha küçük değerler alır, fakat yine de (meselâ $\sim 10^9$ cm/san hızlı bir alfa-taneciği gibi) taneciğin çekirdekten geçme süresi olan

$$t \cong \frac{10^{-13}}{10^9} \cong 10^{-22} \text{ san} \quad (2.47)$$

değerine kıyasla çok uzundur.

Çekirdek reaksiyonları için rezonans teorisi Breit ve Wigner tarafından geliştirilmiştir. X ile gösterilen bir çekirdeğin, x taneciği ile vurulmasında çıkan taneciği y ile meydana gelen çekirdeği Y ile gösterirsek,



reaksiyonunda, tek bir rezonans maksimumunda, E_0 rezonans enerjisi etrafında σ reaksiyon tesir kesitinin değişimi Breit-Wigner formülü ile verilmiştir. Burada, $\lambda = h/p$ gelen taneciğin de Broglie dalga boyudur. $\lambda^2/4\pi$ bir bileşik çekirdek meydana gelmesi ihtimalini gösterir. Γ_x gelen taneciğin yakalanması için kısmî seviye genişliği ($\sim x$ taneciğinin yakalanması ihtimali), Γ_y ise, y taneciğinin çıkarılması olayında kısmî seviye genişliği ($\sim y$ taneciğinin çıkarılması ihtimali) dir.

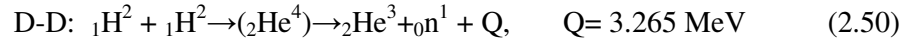
$$\Gamma = \Gamma_x + \Gamma_y \quad (2.49)$$

toplam seviye genişliğini (reaksiyon ihtimalini) gösterir (Tanyel 1994).

2.2.3 Döteron Reaksiyonları

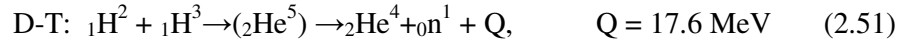
Döteronlar, çeşitli reaksiyonlar veren çok etkili taneciklerdir. İlk sıralarda, döteronların, teorik hesap sonuçlarının gösterdiği değerlerden çok daha büyük verimle reaksiyon meydana getirmeleri fizikçileri şaşırtmıştı. Bunun sebebi, Oppenheimer-Phillips mekanizması ile açıklandı

(d,n) tipi reaksiyonlar: D - D bombardımanında (d,n) reaksiyonu da meydana gelebilir:



Verim (σ) büyüktür. Çok zayıf enerjili döteronlarla da kendini gösterebilir. Nötron elde etmekte kullanılır. (Tanyel 1994)

Önemli başka bir (d, n) reaksiyonu da D - T reaksiyonudur:

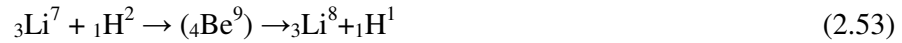


Reaksiyon tesir kesiti, 109 KeV döteron enerjileri için $\sigma = 5.1$ barn değerinde maksimumdan geçer. Bu reaksiyonlar füzyon reaksiyonlarıdır. Bunlar, termonükleer reaksiyonların elde edilmesinde ilk akla gelen reaksiyonlardır.

(d, α) tipi reaksiyonlar:



Döteronların lityumla verdiği başka bir reaksiyon:



2.2.4 Foton Reaksiyonları

Çekirdeklerin gamma ışınları ile parçalanması olayı da denebilir. Foton reaksiyonları, nükleer etkileşmelerden çok daha zayıf olan (1/137) elektromagnetik etkileşmeler sonucu meydana gelir. Reaksiyon tesir kesitleri çok küçüktür.

(γ , n) tipi reaksiyonlar: Çoğu hallerde fotonu soğuran çekirdek uyarılmış halde kalır ve bir nötron yayınlar. Örnek:

$$h\nu + {}_1\text{H}^2 \rightarrow ({}_1\text{H}^2) \rightarrow {}_1\text{H}^1 + {}_0\text{n}^1 \quad (2.54)$$

10^{-27} cm^2 yani 10^{-3} barn'dır. Eşik enerji, 2.226 MeV, nötron-proton bağlanma enerjisini verir. Döteryum ve hidrojenin kütleleri bilindiğine göre, buradan nötronun kütlesi bulunur,

$${}_1\text{H}^2 = 2.014740 \text{ akb}, \quad (2.55)$$

$$h\nu = 2.226 \text{ MeV} = 0.002391 \text{ akb} \quad (2.56)$$

ve

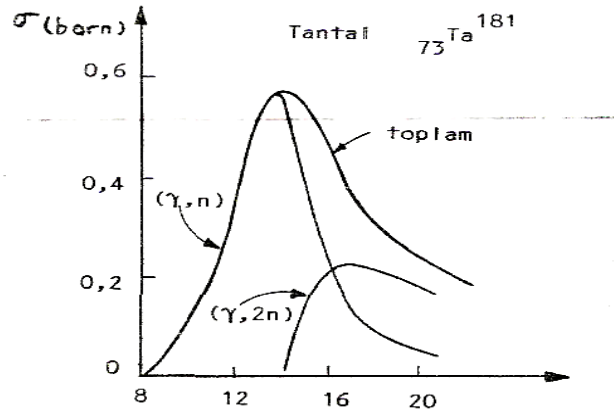
$${}_1\text{H}^1 = 1.008145 \text{ akb} \quad (2.57)$$

alınırsa, nötronun kütlesi olarak,

$${}_0\text{n}^1 = (2.014740 + 0.002391) - 1.008145 = 1.008986 \text{ akb} \quad (2.58)$$

değeri elde edilir. Şekil 2.9 da tesir kesiti ile enerji arasındaki ilişki verilmiştir.

Buna göre n çıkarımındaki tesir kesiti 2n çıkarımına göre daha fazladır.



Şekil 2.8. Tesir kesiti ile enerji arasındaki ilişki.

${}^9\text{Be}$ (γ, n) reaksiyonu: Nötron elde etmekte kullanılır. Foto-nötron kaynaklarının üstünlüğü monoenerjetik γ fotonları kullanıldığında monoenerjetik nötronlar elde edilmesidir.

Ağır çekirdeklerin γ ışınlarıyla reaksiyonlarda, foton enerjisinin, fonksiyonu olarak, σ tesir kesitinde dev rezonanslar adı verilen geniş rezonanslar kendini göstermektedir. 1-20 MeV gamma enerjileri arasında gözlenen rezonansların genişliği 5-8 MeV kadardır. Deney sonuçlarına göre, maksimuma karşılık olan enerji

$$E_M = \frac{80}{A^{1/3}} Mev \quad (2.59)$$

bağıntısı ile verilmiştir (Tanyel 1994). Örnek: ${}_{73}\text{Ta}^{181}$ de

$$E_M = \frac{80}{181^{1/3}} = 14,1 Mev \quad (2.60)$$

Dev rezonansları açıklamak üzere çeşitli modeller ileri sürülmektedir.

Başka tip foton reaksiyonları. Foton enerjisine ve hedef çekirdek çeşidine göre, (γ, p) , (γ, d) , (γ, t) , (γ, α) reaksiyonları gözlenmiştir.

Yüksek foton enerjilerinde (γ, np) , $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, \alpha n)$, $(\gamma, n2p)$, $(\gamma, 2p 3n)$... gibi çok tanecikli reaksiyonlar gözlenir.

2.2.5 Nötron Reaksiyonları

Nötron yüksüz olduğu için, Coulomb alanı etkisine uğramadan çekirdeğe yaklaşır. Nükleer kuvvetlerin ulaşma uzaklığına girince, çekirdek tarafından yakalanır. Bu sebeple, reaksiyon tesir kesitleri büyüktür. Nötronun kinetik enerjisinin büyüklüğüne göre farklı reaksiyonlar gözlenir.

Nötronların enerjilerine göre sınıflandırması. Oda sıcaklığında (20°C) gaz molekülleri ile termik dengede bulunan nötronlara termik nötronlar adı verilir. Bunların ortalama termik kinetik enerjisi:

$$E_{\text{termik}} = kT = \frac{1,38 \times 10^{-16} \times 293}{1,6 \times 10^{-12}} = 0,025 ev \quad (2.61)$$

olarak verilir.

Çekirdek reaksiyonlarının incelenmesinde kullanılan bir sınıflama şekli aşağıdaki çizelge 2.2. de verilmiştir. Buna göre hızlı nötronların ortalama enerjileri oldukça büyüktür.

Çizelge 2. 2. Parçacıkların ortalama enerjileri.

Parçacık	Ortalama Enerjisi
Termik nötronlar	0.025 eV
Yavaş nötronlar	0,025 eV - 100 eV
Orta nötronlar	100 eV - 100 KeV
Hızlı nötronlar	E > 100 KeV

Yavaş nötron reaksiyonları nötronun kinetik enerjisi ihmal edilebilecek kadar küçük olsa bile, bağlanma enerjisi şeklinde getirdiği uyartılma enerjisi (7-8 MeV) çeşitli reaksiyonlara sebep olur.

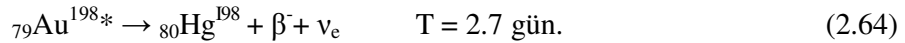
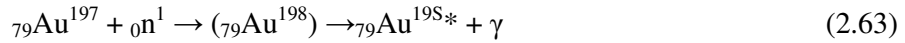
(n, γ) -Tipi reaksiyonlar (ışığı yakalama): bu tip reaksiyonların en basit örneği, yavaş nötronların hidrojen atomu tarafından yakalanması ile döteryumun meydana gelmesi ve bunların bağlanma enerjisinin bir γ fotonu şeklinde yayınlanmasıdır:



1 eV enerjili nötronlar için reaksiyon tesir kesiti $\sigma = 0.05$ barndır. Hız arttıkça, σ , $1/v$ ile orantılı olarak küçülür.

Birçok çekirdekler nötron yakalamakla, 6-10 MeV arasında γ ışınları yayınlar ki, bu değer nötronun bağlanma enerjisine uymaktadır:

Çok kere meydana gelen çekirdek β^- radyoaktiftir. Örnek:

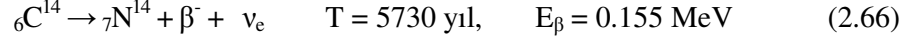


Reaktörlerde çeşitli kararlı izotopları yavaş nötronlarla döverek bol miktarda radyoizotoplar elde edilir (Tanyel 1994).

2.2.5.1 (n,p) tipi reaksiyonlar

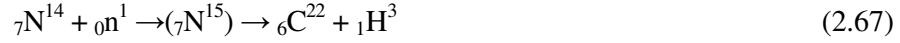
Bu reaksiyonlar genellikle hızlı nötronlarla kendini gösterir. Çünkü açığa çıkan protonun potansiyel engelini aşabilmesi için nötronun yeter büyüklükte enerji getirmesi

gerekir. Bununla beraber, ${}^2\text{He}^3$, ${}^7\text{N}^{14}$ ve ${}^{17}\text{Cl}^{35}$ yavaş nötronlarla da proton yayınlarlar. Örnek:



Atmosferdeki azotun kozmik ışın nötronları ile dövülmesi sonucu, yukarıdaki reaksiyona göre tabiatta C^{14} meydana geldiği sanılmaktadır. Bu reaksiyon, nötronların fizyolojik etkisi bakımından da önemlidir. C^{14} , kimya, biyoloji, tarım ve arkeoloji araştırmalarında çok kullanılan bir radyoizotoptur.

Yüksek enerjili kozmik ışın nötronları ile atmosferde meydana gelen başka bir reaksiyon da;



(n, t) reaksiyonudur.

2.2.5.2 Hızlı nötron reaksiyonları

Nötronun kinetik enerjisini E_n ve çekirdeğe bağlanma enerjisini B_n ile gösterirsek, ara çekirdeğin uyarılma enerjisi $E_u = E_n + B_n$ büyüktür. Tanecik yayınlanması ihtimali, γ -ışını yayınlanması ihtimalinden daha büyük olur.

Hızlı nötronlarla gözlenen reaksiyon çeşitleri:

- Saçılma: Karbon gibi ilk uyarılma durumu yüksek olan elementler üzerinde saçılma esnektir (C da ilk uyarılma durumu 4 MeV). Ağır elementlerde ilk uyarılmış durumun enerjisi düşük (~100 KeV) olduğu için saçılma esnek olmayan saçılmadır; yani nötron, enerjisinin bir kısmını çarptığı çekirdeğe uyarılma enerjisi şeklinde vererek saçılmaya uğrar. Uyarılmış durumda kalan çekirdek γ -ışını yayımlayarak taban durumuna döner.
- Yüklü tanecik yayınlanması: Yavaş nötronlarla sadece birkaç özel hal için mümkün olduğunu gördüğümüz (n,p), (n, α) tipi reaksiyonlara hızlı nötronlarda çok daha sık rastlanır.
- Nötronun radyoaktif parçalanması: Nötronun kütlesi protonun kütlesinden büyük olduğundan, nötronun kararsız olabileceği ve radyoaktif parçalanmaya

uğrayarak proton, elektron ve antinötrinoya dönüşeceği tahmin ediliyordu. İlk önce Snell ve arkadaşları 1948 de, bir reaktörden çıkan termik nötron demetinden yan tarafa doğru proton ve elektronların çıktığını gösterdiler ve nötronun yarı ömrü için 10-30 dakika arasında bir değer tahmin ettiler. Daha sonra, Robson 1951 de çok daha şiddetli termik nötron demetleri ile yaptığı deneyde nötronun yan ömrünü daha büyük sıhhatle ölçtü ve nötronun β^- ışını spektrumunu buldu. Nötronun radyoaktif parçalanma denklemi,

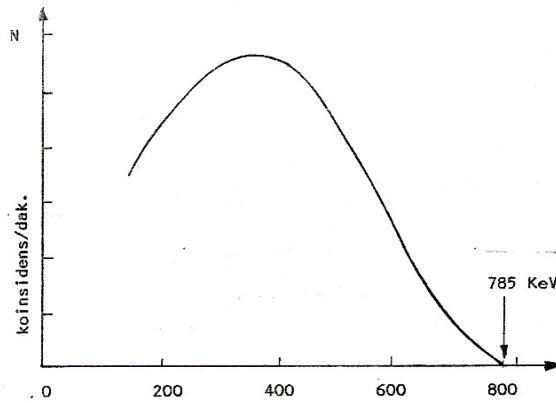


olduğuna göre, bu deneyde, bir koinsidens devresi yardımı ile sadece aynı anda (aynı parçalanmadan) gelen proton ve elektronlar sayılıyordu. Elde edilen β^- spektrumu şekil 2.9 da verilmiştir. Ölçülen maksimum β enerjisi 785 KeV dır ki, bu değer, yukarıdaki denkleme göre nötron ile hidrojenin atomik kütleleri arasındaki farktan hesaplanan

$${}_0n^1 - {}_1H^1 = 1.008987 - 1.008145 = 0.000842 \text{ akb.} = 0.784 \text{ MeV} \quad (2.69)$$

değerine çok iyi uymaktadır.

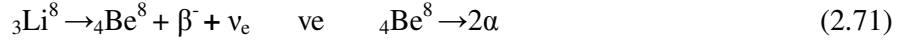
Nötronun ortalama ömür süresi olarak bugün kabul edilen değer $T_0 = 1/\lambda = 1.013 \times 10^3$ saniyedir. Bu değere göre hesaplanan yarı Ömrü 702 san. = 11.7 dakikadır (Tanyel 1994).



Şekil 2. 9. β^- spektrumu

2.2.6 Elektronun Çekirdekle Verdiği Reaksiyonlar

Elektron enerjileri, foto-parçalanma eşik değerini geçtiğinde reaksiyon meydana gelebileceği teorik olarak gösterilmişti. Foto parçalanma eşik enerji değeri, 1.6 MeV olan berilyumun 1.73 MeV lık elektronlarla bombardımanında;



reaksiyonuna göre, nötronların açığa çıktığı gözlemlendi. 1.73 MeV elektron enerjileri için

$$\sigma = 10^{-31} \text{ cm}^2 \quad (2.72)$$

dir.

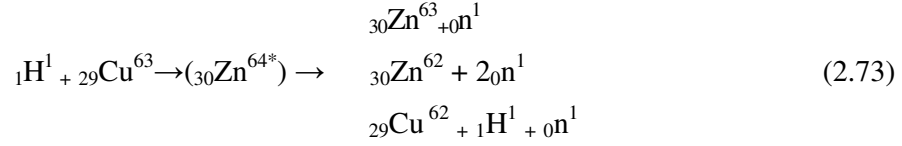
Daha sonra, ağır elementlerin elektronlarla bombardımanında birçok yapma radyoaktiflikler elde edildi.

Elektronun çekirdekle verdiği başka tip bir reaksiyon da daha önce görmüş olduğumuz K-elektronu yakalama olayıdır. Bu olayda, çekirdeği K-yakalaması yapan Z atom numaralı atom, Z-1 atom numaralı başka bir atom haline dönüşür.

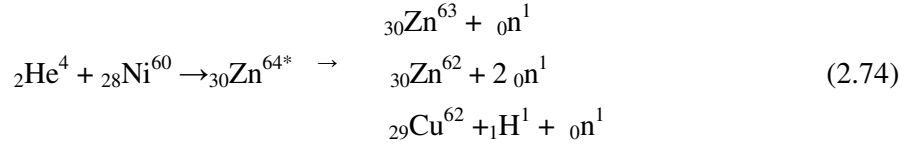
Coulomb uyarılması Bu olay, yüklü bir taneciğin esnek olmayan saçılma sonucu çekirdeğe uyarılma enerjisi verdiği reaksiyondur. Gelen yüklü taneciğin kinetik enerjisi, Coulomb potansiyel engelini aşmaya yetmeyecek kadar zayıf ise, tanecik yolundan sapar ve kazandığı ivme sonucu meydana gelen elektromagnetik ışınım çekirdek tarafından soğurulur. Uyarılmış duruma çıkan çekirdeğin tekrar taban durumuna dönmesi sırasında yayınladığı gamma ışınlarını incelemek suretiyle çekirdeğin enerji seviyeleri hakkında bilgi edinilir (Tanyel 1994).

2.2.7 Çekirdek Reaksiyonlarının Dinamiği

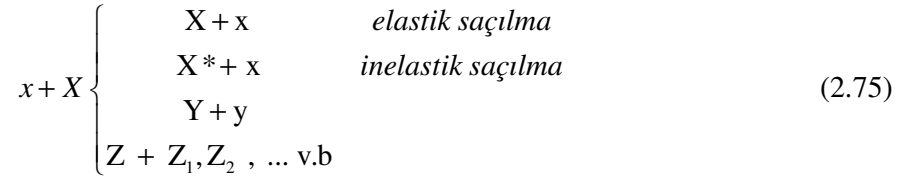
Genel olarak, bir izotopu alfalarla, döteronlarla, protonlarla, fotonlarla veya nötronlarla bombardıman etmekle çeşitli nükleer reaksiyonlar elde etmek mümkündür. Hatta, aynı bir izotopun aynı çeşit bir parçacıkla bombardımanında bile, parçacığın enerjisine göre birbirinden farklı reaksiyonlar elde edilebilir. Örneğin;



Aynı reaksiyonlar Ni^{60} alfalarla dövülmesinden de meydana gelebilir.



Meydana gelen ara çekirdek ${}_{30}\text{Zn}^{64*}$ in bu reaksiyon kanallarından herhangi birine bozunması rölatif ihtimali, bu ara çekirdeği meydana getiren ilk kanala bağlı değildir. X gibi bir izotopu x gibi bir parçacıkla bombardıman ettiğimizde meydana gelebilecek çeşitli reaksiyonları şöylece özetlemek mümkündür:



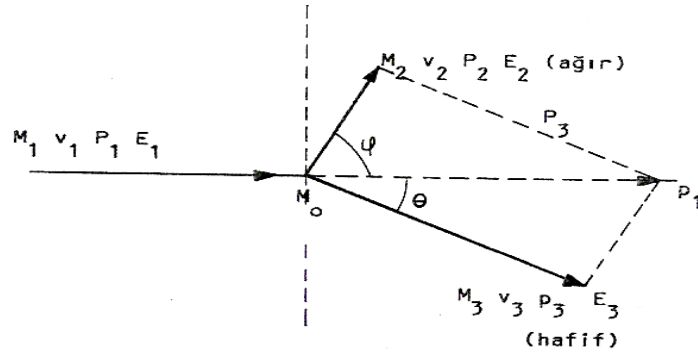
Biz şimdi, en genel hal olan



tipi reaksiyonların dinamiğini inceleyeceğiz.

Nükleer reaksiyonlarda enerji ve momentum bağıntıları. Bir çekirdek reaksiyonunda, hareketsiz çekirdeğe bir parçacığın çarpması ile meydana gelen ağır ve hafif parçacığı, şekil 2.10 deki gibi 2 ve 3 indisleri ile göstereyim.

Momentumun korunumu yasası gereği;



Şekil 2. 10. Bir çekirdek reaksiyonunda, hareketsiz çekirdeğe bir parçacığın çarpması

$$P_1 = P_2 \cos \varphi + P_3 \cos \varphi \quad (2.77)$$

$$0 = P_2 \sin \varphi - P_3 \sin \varphi \quad (2.78)$$

bağıntılarını verilir.

Geri dönen çekirdeğin yolu

$$R(E) = \frac{M}{z^2} F(v) \quad (2.79)$$

olduğundan, ağır çekirdeğin yolu kısa (z büyük) olur; bu sebeple φ açısının tayini güçtür. φ yi aradan çıkarırsak;

$$P_2^2 = (P_1 - P_3 \cos \varphi)^2 + P_3^2 \sin^2 \varphi \quad (2.80)$$

veya

$$P_2^2 = (P_1^2 + P_3^2) - 2 P_1 P_3 \cos \varphi \quad (2.81)$$

elde edilir. Sis odasında, reaksiyonun meydana geldiği noktadan çıkan izlerin damla yoğunluğu Ölçerek v_1 , v_2 ve v_3 tayin edilir. Reaksiyonda enerjinin korunumunu da şöyle ifade edebiliriz.

$$E_1 + (M_0 + M_1) c^2 = (M_2 + M_3) c^2 + E_2 + M_3 \quad (2.82)$$

Buradan, Q reaksiyon enerjisi;

$$Q = [(M_0 + M_1) - (M_2 + M_3)] c^2 = E_2 + E_3 - E_1 \quad (2.83)$$

bulunur.

Çekirdek reaksiyonları sırasında bir taneciğin kinetik enerjisi durgun kütle enerjisinin aşağı yukarı onda biri değerini bulunca rölativistik bağıntıların kullanılması gerekir. Proton ve nötronun durgun kütle enerjileri 938 ve 939 MeV olduğu için, kinetik enerjileri 100 MeV dan daha küçük ise rölativist bağıntıların kullanılması gerekmez. Bu sebeple, burada inceleyeceğimiz, 100 MeV dan daha küçük tanecik enerjileri ile elde edilen çekirdek reaksiyonlarında rölativist bağıntıları kullanmayacağız. Fakat yüksek enerji reaksiyonları söz konusu olduğunda, rölativistik bağıntıların kullanılması gerektiğini de hatırdan çıkarmamalıdır (Tanyel 1994).

2.3 REAKSİYON MODELLERİ

Herhangi bir enerji aralığında gelen enerjili parçacığın, bir tanecikle etkileşimi ile oluşan reaksiyonların tesir kesitleri birçok metotla bulunmaktadır. En yaygın kullanılan dört modeli burada açıklayacağız.

2.3.1 Exciton Model

Exciton model (Griffin 1966), gelen parçacık ile hedef çekirdek arasındaki ilk etkileşmeden sonra uyarılmış sistemin giderek artan karmaşıklıkta bir dizi basamaktan geçtikten sonra dengeye ulaşılabilmesini varsayar, bu basamakların her birinden yayınlanma mümkün olabilir. Farklı karmaşıklıkta uyarılmış parçacık ve deşik sayılarına göre sınıflandırılır. Exciton modelde reaksiyon bir çiftlenimli diferensiyel denklem sistemi ile tanımlanır. Denge öncesi işlemler, 10 MeV in üzerindeki hafif parçacıklar ile oluşturulan nükleer reaksiyonlarda önemli bir yer tutar. Nükleer reaksiyonların denge öncesi exciton modeli gelen parçacık ile hedef çekirdek arasındaki ilk etkileşmeden sonra uyarılmış sistemin giderek artan karmaşıklıkta bir dizi basamaktan geçtikten sonra dengeye ulaşılabilmesini varsayar, bu basamakların her birinden yayınlanma mümkün olabilir. Exciton model, Cline (Blann and Vonach 1983) ve Ribansky (Blann et al 1976) tarafından verilen temel denklemlerinin çözümüne dayanır.

$$-q(n,t=0)=\lambda^+(E, n+2) \tau(n+2)+ \lambda^-(E, n- 2) \tau(n-2)-[\lambda^+(E,n)+ \lambda^-(E,n) +W_1(E,n)] \tau(n) \quad (2.84)$$

Burada;

$q(n, t = 0)$; başlangıç şartıdır,

$\tau(n)$; sistemin $n(n=p+h)$ excitonlu bir durumda kalma zamanı,

W_1 ; n excitonlu durumun birim zamandaki toplam bozunum ihtimali,

E ; bileşik çekirdeğin uyarılma enerjisi,

λ^+ ve λ^- sırasıyla; $n \rightarrow n+2$ ve n durumları için geçiş ihtimalleridir.

Temel denklem sistemi için başlangıç koşulu;

$$P(p,h,0)=\delta(p,p_0) \delta(h,h_0) \quad (2.85)$$

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

2.3.2 Cascade Exciton Model

Orta enerji bölgesindeki nükleon-çekirdek reaksiyonları, denge öncesi parçacık yayınlanmasının incelenmesinde elverişli olduğundan çekiciliğini korumaktadır. Uyarılmış bir nükleer sistem içerisinde istatistiksel dengeye ulaşana kadarki parçacık yayınlanma mekanizması, bir bileşik çekirdeğin bozunumları ve direk etkileşmelere göre incelenir (Mashnik 1980, Demirkol vd. 2004). Nükleer reaksiyonların denge öncesi anlayışının gelişimi, nükleer yapının anlaşılmasına ve parçacık yayınlanma mekanizmasının açıklanmasına olanak verir. Yüksek enerjilerde nükleer reaksiyonların bir çok özellikleri, nükleer seviyelerde ardarda geçiş işlemi (cascade) dikkate alınarak gayet iyi bir şekilde incelenebilir.

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

$$\sigma(p)dp = \sigma_m \left[N^{cas}(p) + N^{prq}(p) + N^{eq}(p) \right] dp \quad (2.86)$$

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

Cascade modelin şartları parçacığın kinetik enerjisi nükleonun bağlanma enerjisini aştığı yüksek enerjilerde daha iyi yerine getirilir. Geniş bir enerji bölgesinde yayılan parçacıkların nükleer reaksiyon özelliklerinin tanımını geliştirmek için bu iki modeli birleştirmek önemlidir.

2.3.3 Optik Model

Çekirdek reaksiyonlarını açıklamak için geliştirilen modellerden birisi olan optik model, soğurma etkilerinin var olması durumunda esnek saçılmayı genel bir biçimde, sadece gelen parçacığın davranışını ele alan temel bir düşünce incelemektedir. Bu modelde hedefe gönderilen parçacık kabuk modelinde kullanılan tipte bir potansiyel kuyusu ile karşı karşıyadır, fakat buna bir sanal bileşen de dahildir. Merminin kompleks bir hedefle etkileşmesi sırasında gelen akının bir kısmı hedefin uyarılmasından dolayı esnek olmayan kanallara gidebilmekte, dolayısıyla, uyarılmanın şiddetine bağlı olarak, etkileşim sonrası giden akı (gelen akıya göre) azalabilmektedir. Bu durumu açıklamak için, etkileşmeyi sadece gerçel kısma sahip bir etkileşim potansiyeliyle tanımlayan modeller gerçek durumla uyuşmamaktadır (Hodgson 1963, Aydın 1997). Böylelikle, uyarılmış kanallarla etkileşimi temsil eden sanal bir potansiyeli de bünyesinde barındıran karmaşık bir etkileşim potansiyelini kullanan optik model geliştirilmiştir. Özellikle nükleer saçılmayı açıklamada oldukça başarılı olan OM, kaybolan akının hangi kanallara ve ne miktarda gittiği ile ilgilenmemekte, yalnızca uyarılmış kanallara giden net akı hakkında bilgi vermektedir. Bu yüzden esnek saçılma için yürütülen OM hesaplamalarında, soğrulan parçacıkların esnek kanallarda kaybolduğu varsayılmaktadır. Optik model, saçılma reaksiyonlarındaki ortalama davranışı tartışmada kullanışlı olduğundan, çekirdeklerin mikroskobik yapısına ait özellikleri de sadece bu ortalama yolla, dolaylı olarak açıklayabilmektedir (Satchler 1980, Krane 1988).

Bir nükleer reaksiyonda, mermi ve hedef çekirdek arasındaki iki-cisim etkileşmesini temsil edecek potansiyelin yapısı mermi ve hedef çekirdek arasında oluşan esnek saçılma ve reaksiyonların tümüne uygun olmalıdır. Genel olarak, etkileşme potansiyelinin gerçel kısmı esnek saçılmayı, sanal kısmı ise soğrulmayı (esnek olmayan saçılma ve onları) temsil eder (Satchler 1980, Satchler 1983). Bu karmaşık potansiyel, hedef ve mermi çekirdek arasındaki esnek ve esnek olmayan saçılmaların, ışığın karmaşık kırılma indisli bir ortamda sergilediği yansıma, soğrulma ve kırılma özelliklerine benzerliğinden hareket ederek “optik potansiyel” olarak adlandırılmıştır.

Etkileşme potansiyelinin, (gerçel kısım haricinde) nükleonların soğurulmasını açıklayan bir sanal ısıma da sahip olmasının gerektiği anlaşıldıktan (Bethe 1940, Aydın 1997) sonra, hedef çekirdeğin soğurucu (yutucu) siyah bir küre olarak kabul edildiği, literatürdeki ilk optik potansiyel;

$$V(r) = \begin{cases} -(V_0 + iW) & r \geq r_0 A^{1/3} \\ 0 & r < r_0 A^{1/3} \end{cases} \quad (2.87)$$

biçimine sahip bir kare kuyu potansiyeli ile Feshbach ve arkadaşları tarafından önerilmiştir (Feshbach et al. 1954). Eşitlik (2.87)'de, V_0 bu optik potansiyelin gerçel kısmının derinliğini ve W ise sanal kısmın derinliğini göstermektedir. Optik model, daha sonra gerçekleştirilen nötron saçılma deneylerinden elde edilen bulgularla desteklenmiştir (Hodgson 1963, Aydın 1997). Gelen parçacığın bir hedef çekirdekten saçılmasının yarı klasik bir yorumla ele alındığı, etkileşen bu iki parçacığın indirgenmiş kütlelerinin, bir merkezi potansiyelden saçılma problemine indirgenebilir. Bu modelin tek farkı ise karmaşık yapıya sahip bir merkezi potansiyeli kabul etmesidir. Bu durum için Radyal Schrödinger denklemi,

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} \left(E - V_{op}(r) - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} \right) \right] u_1 = 0 \quad (2.88)$$

şeklinde verilebilir.

Burada $\ell(\ell+1)$ terimi genellikle potansiyele bir ek olarak yazılan ve $\ell > 0$ için parçacığı merkezden uzak tutma eğilimindeki merkezci potansiyeli temsil etmektedir, μ ise indirgenmiş kütedir. Eşitlik (2.88)'deki potansiyel artık,

$$V_{op}(r) = V(r) + iW(r) \quad (2.89)$$

biçiminde gerçel ve sanal kısımlardan oluşan karmaşık bir potansiyeldir. Eşitlik (2.88) ile verilen denklemin çözülmesiyle, diferansiyel tesir kesiti elde edilebilmektedir. Bu denklemin çözümü için nümerik yöntemler kullanılmaktadır. Hesaplamalarda Eşitlik (2.89) ile verilen potansiyel için kullanılacak parametreler; saçılma merkezi civarında önem kazanırken, etkileşen parçacıkların yükleri henüz hesaba katılmadığından (Coulomb'lanmanın olmadığı) saçılma merkezinden uzakta ihmal edilebilmektedir. Eşitlik (2.88) ile verilen denklemi genel çözümü, $F_1(r) = krj_1(kr)$, küresel Bessel fonksiyonları ve Neumann fonksiyonları cinsinden,

$$G_1(r) = -kr\eta(kr) \quad (2.90)$$

$$U_1(r) = F_1(r) + iG_1(r) + S_1 [F_1(r) - iG_1(r)] \quad (2.91)$$

şeklinde verilmektedir (Hodgson 1971).

Burada, $F_1(r) + iG_1(r)$ gelen, $F_1(r) - iG_1(r)$ ise giden dalgaları göstermektedir. Bu çözümleme için sınır koşulları uygulandığında saçılma matris elemanı bulunabilir. Böylelikle saçılma genliği $f(\theta)$ ve diferansiyel tesir kesiti elde edilebilir. Potansiyel karmaşık olduğundan, S-matris elemanı ve dolayısıyla dalga fonksiyonu da karmaşık yapıdadır. Matris elemanının $1 = 0$ 'dan uygun bir maksimum değere kadar hesaplanması gerekmektedir. Sonuç olarak, bulunması istenen saçılma genliği ve diferansiyel tesir kesiti daha önce elde edilen formulla aynıdır. Optik modelde kullanılan merkezi potansiyel, kaybolan akıyı karşılamak üzere, sanal bir potansiyel terimi içermelidir. Soğrulmanın olmadığı durumda $S=1$ olacağı için, S-matris daima $S \leq 1$ olmalıdır. Tek kanal durumunda kullanılan bir yerel sanal potansiyelin ($W(r)$) her yerde negatif olması gerekmemektedir. Bununla birlikte, yalnız saçılma dalgasıyla birlikteki integrali negatiftir (Satchler 1983).

$$\int |\chi^j(r)|^2 W(r) dr \leq 0 \quad (2.92)$$

Burada $\chi^j(r)$ uygun saçılma dalga fonksiyonunun radyal kısmıdır. Birçok durumda absorpsiyon potansiyeli yüzey yakınında pik yapar. Dolayısıyla etkileşmenin yüzeyde olduğunu düşünmek yanlış olmaz. İçerideki nükleonlar etkileşime katılmaz sadece değerlik nükleonları etkileşime katılır. Fakat gelen parçacığın enerjisi çok yüksekse sanal potansiyel reel potansiyel formuna yakın davranır. Optik potansiyel prensipte lokal olmamakla birlikte genelde lokal formda kabul edilir.

Gelen çekirdek ve hedef arasındaki antisimetrisasyon, lokal olmamanın önemli bir kaynağıdır. Nükleon-çekirdek sistemleri için Hartree-Fock potansiyeli buna açık bir örnektir. Lokal olmama kavramını, etkileşimin sadece r 'ye bağlı olmaması bir r' parametresine de bağlı olması gibi düşünebiliriz. Dolayısıyla taban durumla uyarılmış durumlar arasında bir etkileşim varsa veya uyarılmış durumlar arasında bir etkileşim varsa bunları temsil eden potansiyelin yerelleşmemiş olduğunu düşünebiliriz.

Gelen mermi veya hedef çekirdek spine sahipse, bunlar arasında bir spin-yörünge etkileşim kuvveti olduğunu dolayısıyla bunu temsil eden bir potansiyel olduğunu

düşünebiliriz. Eğer hem mermi hem de hedef çekirdek spine sahipse bir spin-spin etkileşim potansiyeli de olacaktır. Bir çekirdeğin spinini değerlik nükleonları belirlediği için etkileşimin bu değerlik nükleonları arasında olacağını düşünmek yanlış olmaz. Dolayısıyla spin yörünge etkileşimini temsil eden V_{so} potansiyeli sanal potansiyele benzer olarak yüzey bölgesinde pik yapar. Ayrıca etkin potansiyel, l açısai momentum kuantum sayısına, pariteye ve model uzayına bağımlıdır.

2.3.4 Geometri Bağımlı Hibrid Model

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

$$\frac{d\sigma_v(\epsilon)}{d\epsilon} = \sigma_R P_v(\epsilon) \quad (2.93)$$

ve

$$P_v(\epsilon)d\epsilon = \sum_{n=n_0}^n [\chi_n N_n(\epsilon, U) / N_n(E)] g d\epsilon [\lambda_c(\epsilon) / (\lambda_c(\epsilon) + \lambda_+(\epsilon))] D_n \quad (2.94)$$

olarak verilmiştir. Burada σ_R ; reaksiyon tesir kesiti, χ_n ; n exciton durumundaki v tipli parçacıkların (proton veya nötron) sayısı, $P_v(\epsilon)d\epsilon$; enerjisi ϵ ile $\epsilon + d\epsilon$ arasında sürekli bölgeye yayınlanan v tipli parçacıkların (proton veya nötron) sayısını gösterir. Ayrıca, $\lambda_c(\epsilon)$ bir parçacığın ϵ kanal enerjisi ile sürekli bölgeye yayınlanma hızı, $\lambda_+(\epsilon)$; ϵ enerjili bir parçacığın çekirdek içi geçiş hızı, E bileşik sisteminin uyarılma enerjisi, $N(\epsilon, U)$ bir exciton ϵ kanal enerjisiyle yayınlandığında kalan çekirdeğin;

$$U = E - B_v - \epsilon \quad (2.95)$$

uyarılma enerjisinin diğer n-1 excitonları arasında paylaşılacak şekilde n excitonunun uygun bir biçimde düzenlenme sayısı, $N_n(E)$. E uyarılma enerjisinde n parçacık deşik toplam birleştirim sayısı, D_n bir n- exciton zincirinde başlangıç popülasyon kesiti, g tek parçacık düzey yoğunluğudur. Eşitlik 2.94'deki köşeli parantez içindeki nicelik sürekli bölgede enerjisi ϵ ile $\epsilon + d\epsilon$ arasında olan parçacık sayısını verir. İkinci parantez içindeki ifade ise sürekli bölgeye geçiş hızının toplam geçiş hızına oranıdır.

3. REAKSİYONLAR

Bu bölümde dört çeşit reaksiyon inceleyeceğiz.

3.1 (α , xn) Reaksiyonları

Bothe ve Becker (1930)'da berilyum üzerine α parçacıkları gönderdiklerinde çok girici bir ışınımın çıktığını gözlediler. Bu reaksiyonu, çıkan ışınımın γ -ışını olduğunu düşünerek reaksiyonun;



şeklinde olduğunu kabul ettiler. Daha sonra Joliot-Curie çıkan ışınımın parafinden 5.7 MeV enerji değerine kadar proton fırlattığını buldular. Eğer bu ışınlar γ ışınları ise ve Compton olayı ile protonları fırlatıyorsa, bu olayda geri dönen taneciğin (protonun) maksimum enerjisi;

$$E_{maks} = \frac{2}{2 + \frac{Mc^2}{h\nu}} h\nu \quad (3.2)$$

bağıntısı ile verildiğine göre, böyle 5.7 MeV maksimum enerjili proton fırlatılması için gelen foton enerjisinin 55 MeV olması gerekiyordu.

Öte yandan, eğer bu ışın γ - ışını ise



denkleminde göre enerjisi ancak 15.6 MeV olabilirdi. Deneyde kullanılan α parçacıklarının enerjisi

$$\begin{aligned} 5\text{MeV} &= 0.00537 \text{ akb}, \\ {}_4\text{Be}^9 &= 9.01503 \\ {}_2\text{He}^4 &= 4.00388, \\ {}_6\text{C}^{13} &= 13.00751 \text{ akb olduğuna göre,} \\ \Delta M &= 0.01677 \text{ akb} \\ h\nu &= 0.01677 \times 931 = 15.6 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (3.4)$$

Chadwick 1932 de, bu ışınlarla azotun geri tepme enerjisini ölçtü ve 1.2 MeV buldu. Bu sonuca göre de foton enerjisinin 90 MeV olması gerekiyordu. Proton ve azotla yapılan geri tepme deneyleri sonuçları arasındaki bu aykırılığı açıklayabilmek üzere, Chadwick,

incelenen ışınım foton olmayıp, yaklaşıkça proton kütleinde nötral bir tanecik olduğunu kabul etti ve bu taneciğe nötron adını verdi. Buna göre reaksiyon denklemini,

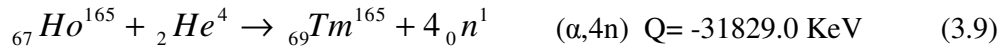
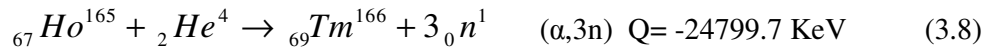
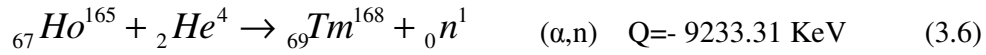


şeklinde olup hem nötron, hem de ilk (α , n) reaksiyonu bulunmuş oluyordu.

Nötronun keşfinden sonra, hafif elementlerin α parçacıklarıyla reaksiyona girmesi sonucunda birçok (α ,n) reaksiyonları bulundu. Bu reaksiyonların çoğunda, geri kalan çekirdekler uyarılmış durumda bulunurlar ve γ -ışınları çıkarırlar. Mesela Be reaksiyonunda 2.7 ; 4.47 ve 6.7 MeV enerjili üç farklı γ -fotonu gözlenmektedir.

(α ,n) reaksiyonlarında çıkan nötronların da çok yüksek enerjili oldukları ve çoğu hallerde çeşitli enerji grupları gösterdikleri bilinmektedir. Bu reaksiyonlardan ve özellikle α -Be reaksiyonundan faydalanarak nötron kaynakları yapılmaktadır.

Ho-165 izotopu α parçacıklarıyla reaksiyona girdiğinde aşağıdaki reaksiyonlar meydana gelir.



3.2 (n, α) Reaksiyonları

Bu tip reaksiyonlar, genellikle, hızlı nötronlar etkisi ile meydana gelir. ${}_{5}\text{B}^{10}$ ve ${}_{3}\text{Li}^6$ yavaş nötronlarla da reaksiyon verirler:



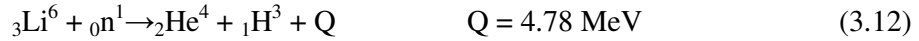
Termik nötronlar için bu reaksiyonun tesir kesiti,

$$\alpha t = 3838 \text{ barn} \quad (3.11)$$

Bu reaksiyon tesir kesitinin çok büyük olması nedeni ile bor, yavaş nötron soğurucusu olarak (reaktörlerde) veya yavaş nötronlara karşı korunmada kullanılır.

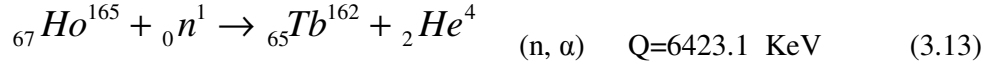
Nötron sayacılarında bu reaksiyondan faydalanılır. Bunun için, meselâ Geiger sayısı içine B^{10} ile yapılmış BF^3 gazı konulur veya sayacın iç yüzüne B^{10} sürülür. Yüksüz olan nötron, sayacıta doğrudan doğruya sayılamadığı halde, bu reaksiyondan çıkan α parçacıklarının sayılması ile varlığı anlaşılır. B^{10} , tabiatta B^{11} izotopu ile birlikte yaklaşık %19 oranında bulunur.

Yavaş nötronların Li^6 ile verdikleri reaksiyon;



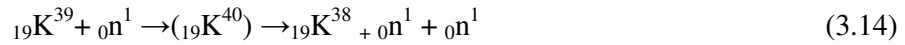
termik nötronlar için tesir kesiti $\sigma_t = 870$ barn dır. Bu reaksiyondan, trityum yapımında faydalanılır. Reaktörlerde bol miktarda elde edilebilir. Li^6 tabiatta Li^7 izotopu ile birlikte %7.4 oranında bulunur.

Ho-165 izotopu n tanecikleriyle reaksiyona girdiğinde aşağıdaki reaksiyon meydana gelir.



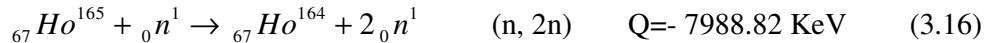
3.3 (n, 2n) Tipi Reaksiyonlar

Kinetik enerjileri 9 MeV üstünde olan nötronların verdiği bu reaksiyonlarda, nötronun kinetik enerjisine yaklaşık 8 MeV lık bağlanma enerjisi de eklenince, çekirdekten iki nötron çıkabilir. Meydana gelen çekirdekte proton fazlalığı olacağı için, çoğu hallerde çekirdek β^+ aktiftir.



Daha yüksek enerjilerde (n, 3n) , (n, 2np), ... gibi reaksiyonlar da gözlenir.

Ho-165 izotopu n tanecikleriyle reaksiyona girdiğinde aşağıdaki reaksiyon meydana gelir.



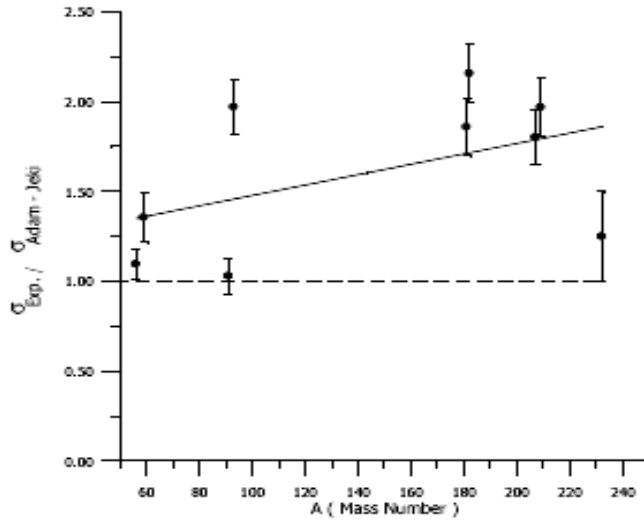
3.3.1 (n,2n) Reaksiyonunun Tesir Kesitinin Teorik Hesaplanması

(n, 2n) tesir kesiti hesaplamalarında reaksiyondan açığa çıkan Q değerinin büyüklüğü önemli bir parametredir. Bunun yanında reaksiyon da nötron gelme enerjisi (E_n) ve hedef çekirdeğe ait asimetri parametresi $s=(N-Z)/A$ tesir kesitinin büyüklüğünü belirleyen parametrelerdir. Residual çekirdeğin maksimum uyarılma enerjisi $U_R= E_n+ Q_{n, 2n}= 6\pm 1$ MeV. Literatürde (n,p) (n,2n) ve (n, α) reaksiyon tesir kesitine ait pek çok geliştirilmiş deneysel ve yarı-deneysel formüller vardır ve son yıllarda araştırmalar hâlâ devam etmektedir (Tel vd. 2004, 2003)

(n,2n) reaksiyonu için tesir kesiti formülü (mb cinsinden),

$$\sigma_{n,2n} = 2050 \left[1 - 0.061(A^{\frac{1}{3}} + 1)^2 \exp(-8.6s) \right] \quad (3.17)$$

ile verilir (Adam and Jeki 1969).



Şekil 3.1. Nötron gelme enerjisi deneysel değerlerle, Adam and Jeki (1969)'nin teorik formülünden hesaplanan değerlerin kıyaslanması.

Şekil 3.1 da, nötron gelme enerjisi $E_n = 14-15$ MeV için deneysel değerlerle, Adam and Jeki'nin teorik formülünden hesaplanan değerler kıyaslanmıştır. Deneysel değerler ($A < 100$) deformasyonsuz ve ($A > 220$) deformasyonlu hedef çekirdekler için teorik

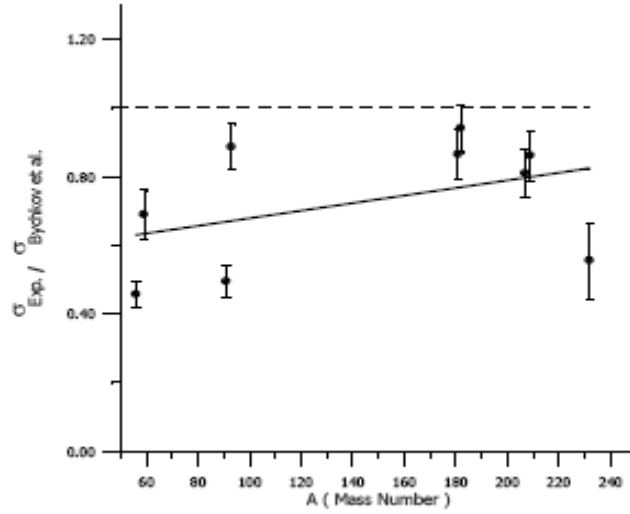
formülden %10-15 daha büyüktür. Ayrıca Adam-Jeki formülü ($150 < A < 190$) deformasyon özellikli çekirdeklerde %50-60 daha büyüktür.

Bychkov et al. (Bychkov et al. 1982), $(n,2n)$ reaksiyon tesir kesiti için türetmiş olduğu deneysel formül (mb birimi ile)

$$\sigma_{n,2n} = 1000 + 7.5A(7.8s - 0.234); \quad s \leq 0.13 \quad (3.18)$$

$$\sigma_{n,2n} = 1000 + 7.5A(0.65 + s); \quad s > 0.13 \quad (3.19)$$

şeklindedir.



Şekil 3.2. Nötron gelme enerjisi deneysel değerlerle, Bychkov vd. (1982) teorik formülünden hesaplanan değerlerin kıyaslanması.

Şekil 3.2'de Nötron gelme enerjisi $E=14-15$ MeV için deneysel değerlerle Bychkov et al. (1982) teorik formülünden hesaplanan değerler kıyaslanmıştır. Deneysel değerler teorik formülden %5-10 daha küçüktür. Deneysel değerler ($A < 100$) deformasyonsuz ve ($A > 220$) deformasyonlu hedef çekirdekler için teorik formülden %30-40 daha küçüktür. Ayrıca Bychkov formülü ($150 < A < 190$) deformasyon özellikli çekirdeklerde %10-15 daha büyüktür.

Konno et al. (1993) 14.9 MeV lik gelme enerjili nötronlar için bir phenomenological formül türettirler.

$$\ln(\sigma_{n,2n}) = 7.434[1 - 1.484 \exp(-27.37s)] \quad (3.20)$$

Çizelge 3. 1. (n,2n) reaksiyonu için teorik tesir kesiti değerleri.

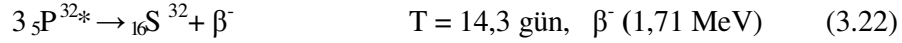
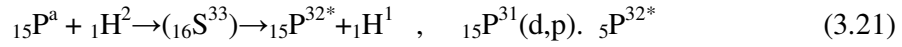
1) $\sigma_{n,2n} = 31.39(A^{1/2} + 1)^2 \exp(1.706s)$	45 ≤ A ≤ 238 Chatterjee et al., 1969
2) $\sigma_{n,2n} = 2050 \left[1 - 0.061(A^{1/2} + 1)^2 \exp(-0.86s) \right]$	Adam and Jeki, 1969
3) $\sigma_{n,2n} = 45.76(A^{1/2} + 1)^2 \left[1 - 7.372 \exp(-32.21s) \right]$	28 ≤ Z ≤ 82 Fink, 1971
4) $\sigma_{n,2n} = 8.7(A + 100) \left[1 - 0.88 \exp(-7.95s) \right]$	45 ≤ A ≤ 238 Bychkov et al., 1980
5) $\sigma_{n,2n} = 1000 + 7.5A(0.65 + s)$	s > 0.13 Bychkov et al., 1982
6) $In\sigma_{n,2n} = 7.434 \left[1 - 1.484 \exp(-27.37s) \right]$	Konno et al., 1993
7) $\sigma_{n,2n} = 53.066(A^{1/2} + 1)^2 \left\{ 1 - \frac{43.5Q_n^2 - 2Q_n^2}{A^{1/2} + D} \right\}$ $Q_n = \begin{cases} 13.848 - 31.457 \left(\frac{N-Z-0.5}{A} \right) & \text{even} - N \\ 9.846 - 19.558 \left(\frac{N-Z-0.5}{A} \right) & \text{old} - N \end{cases}$ $D = -11.068 + 270.15 \left(\frac{N-Z-2.35}{A} \right) - 753.93 \left(\frac{N-Z-2.35}{A} \right)^2 + \alpha_s \frac{1}{A^{3/4}}$ $\begin{cases} \alpha_s = 65.7 & \text{even} - N \\ \alpha_s = 0 & \text{old} - N \end{cases}$	40 ≤ A ≤ 209 Konobeyev and Korovin, 1999
8) $\sigma_{n,2n} = 23.53(A^{1/2} + 1)^2 \exp(3.50s) \text{ odd} - A$ $\sigma_{n,2n} = 20.82(A^{1/2} + 1)^2 \exp\left(3.76 \left(\frac{N-Z+1}{A} \right)\right) \text{ even} - A$	45 ≤ A ≤ 209 48 ≤ A ≤ 238 Habbani and Osman, 2001
9) $\sigma_{n,2n} = 0.0226(A^{1/2} + 1)^2 \exp(133.86s - 779.47s^2 + 1500.51s^2)$	23 ≤ A ≤ 209 Luo et al., 2008

Şekil 3.2 de nötron gelme enerjisi E=14-15 MeV için koşulunu sağlayan bölgede deneysel değerlerle bu formülden hesaplanan teorik değerler kıyaslanmıştır. Burada U_R residual çekirdeğin uyarılma enerjisidir. Deneysel değerler (A<100) deformasyonu %30-40 ve (150<A<190) deformasyonlu hedef çekirdekler için teorik formülden %10-

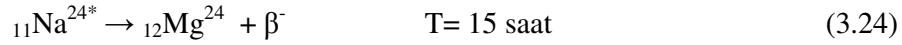
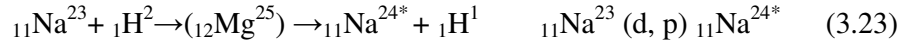
15 daha yukarıdadır. Ayrıca Konno ve ark. formülü Ho^{165} için deneysel değerlerin %10-15 aşağısında kalmaktadır.

3.4 (d,p) Tipi Reaksiyonlar

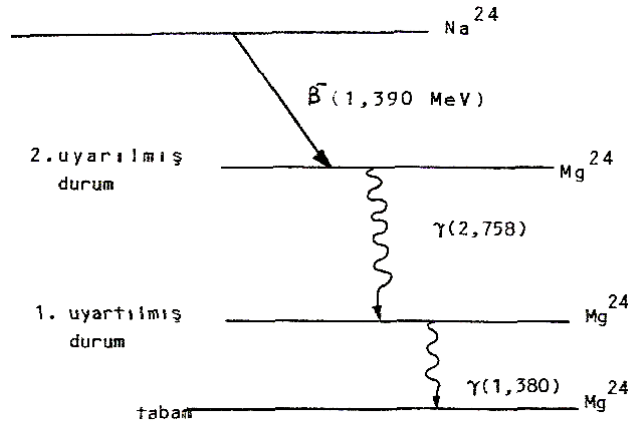
Döteronun çekirdeğe yaklaşırken, polarize olduğu, nötronun protondan ayrılarak çekirdeğe girdiği ve protonun da dışarı çıktığı kabul edilir. Meydana gelen aktiflikler, daha sonra göreceğimiz, nötron yakalamada kendini gösteren aktifliklerin aynıdır. Yüzden fazla (d,p) reaksiyonu biliniyor ve bunların çoğunda yüksek verimler gözleniyor. Siklotronda hızlandırılan döteronlarla faydalı pek çok radyoizotoplar elde edilir.



Başka bir örnek, döteronun sodyumla verdiği reaksiyondur:

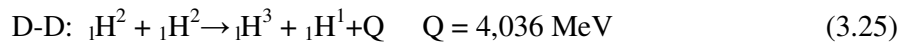


Meydana gelen ${}_{12}Mg^{24}$ uyarılmış durumdadır. Taban durumuna düşerken arada iki gama fotonu yayınlar: Na^{24} fizyoloji deneylerinde ve sodyumun araya girdiği çeşitli başka deneylerde traser (izleyici) olarak kullanılır.



Şekil 3.3. Uyarılmış durumdan taban enerji seviyesine geçiş

Faydalı başka bir (d,p) reaksiyonu da ağır suyun döteronlarla dövülmesinde meydana gelir:



Bu reaksiyondan, tritium elde etmekte faydalanılır. Tritiyum (${}_1\text{H}^3$) radyoaktiftir

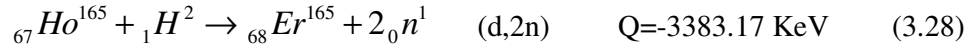


Ho-165 izotopu d tanecikleriyle reaksiyona girdiğinde aşağıdaki reaksiyon meydana gelir.



3.5 (d,2n) tipi reaksiyonlar

Yüksek enerjili döteronlarla (d,2n) reaksiyonları da meydana gelir. ${}_{27}\text{Co}^{57}$, ${}_{30}\text{Zn}^{65}$, ${}_{53}\text{I}^{130}$ gibi bazı önemli radyoizotoplar bu reaksiyonlar yardımı ile elde edilir. Ho-165 izotopu d tanecikleriyle reaksiyona girdiğinde aşağıdaki reaksiyon meydana gelir.

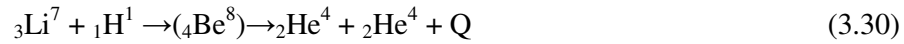


3.6 (p,n) tipi reaksiyonlar

Ho-165 izotopu p tanecikleriyle reaksiyona girdiğinde aşağıdaki reaksiyon meydana gelir.



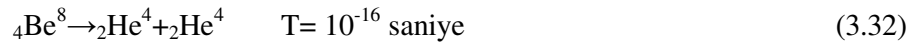
3.7 (p, α) tipi reaksiyonlar



Yukarıdaki reaksiyon (p, α) tipi bir reaksiyondur. Bu tip, başka birçok reaksiyonlar daha gözlenmiştir. Örnek verecek olursak;



arkasından,



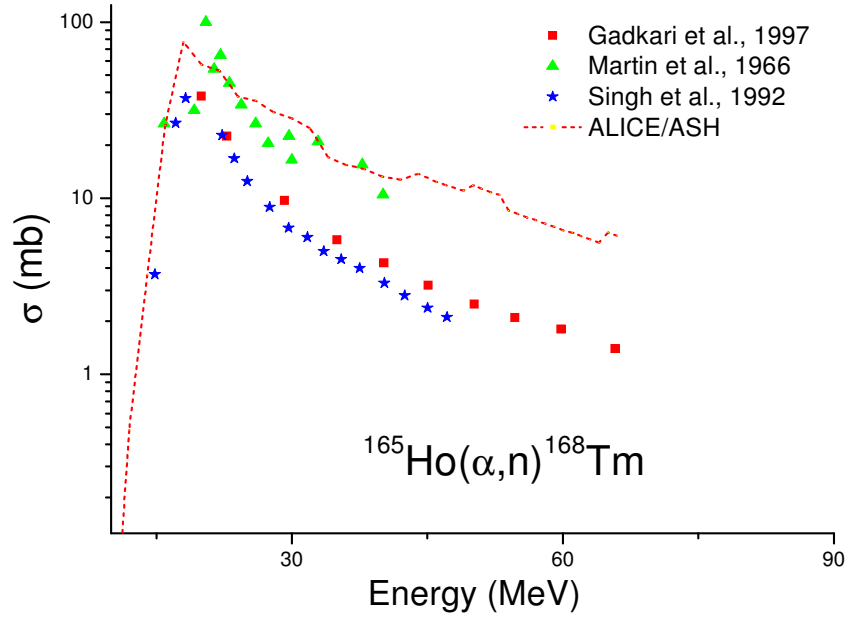
olur. Ho-165 izotopu p tanecikleriyle reaksiyona girdiğinde aşağıdaki reaksiyon meydana gelir.



4. TEORİK HESAPLAMALAR

Aşağıda verilen grafikler çeşitli reaksiyonlar için ALICE/ASH programı kullanılarak deneysel verilerle kıyaslanmıştır. Deneysel ve teorik hesaplamaların yer aldığı grafikler aşağıda verilmiştir.

4.1 (α,n) Reaksiyonu



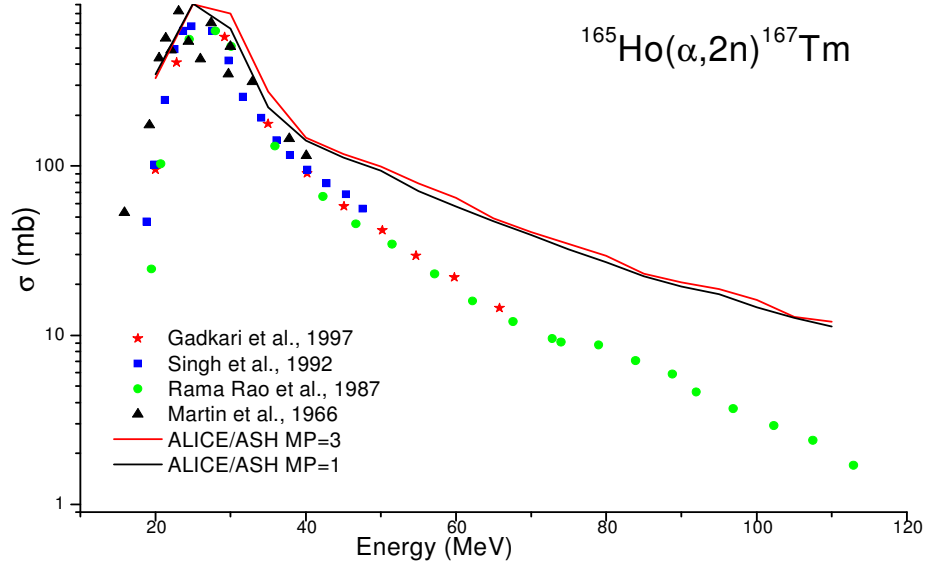
Şekil 4.1. (α,n) reaksiyonunun deneysel hesaplama ile teorik hesaplamasının kıyaslanması

Şekil 4.1’de (α,n) reaksiyonunun deneysel hesaplama ile teorik hesaplama sonuçları aynı enerji bölgesinde pik vermektedir. Sonuçlar genel olarak uyum halinde olup, teorik hesaplamaların Martin et al. (1966) verileriyle benzerlik gösterdiği görülmüştür. Diğer verilerde holmium çekirdeğinin temel halindeki deneyler olduğu için tesir kesiti sonuçlarında farklılıklar görülmüştür.

4.2 ($\alpha,2n$) Reaksiyonu

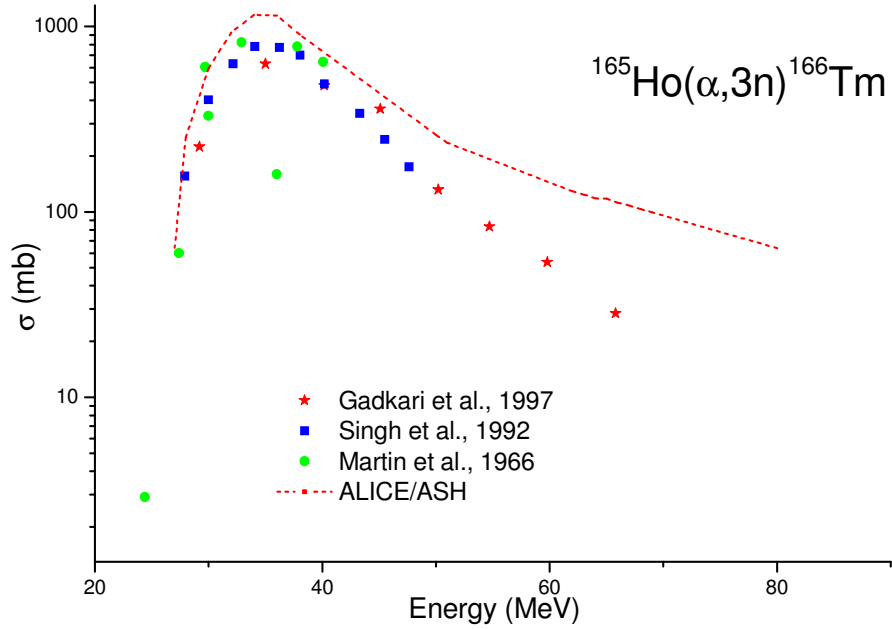
Şekil 4.2’de ($\alpha,2n$) reaksiyonunun deneysel hesaplamaların ile teorik hesaplama sonuçlarının uyumlu olduğu gözlenmiş olup, aynı enerji aralığında pik vermişlerdir. 40

MeV den daha büyük enerjilerde ise elastik saçılmaların etkisi sebebi ile deneysel çalışmalar ile teorik hesaplama arasında fark olduğu görülmektedir.



Şekil 4.2. $(\alpha,2n)$ reaksiyonun deneysel hesaplama ile teorik hesaplamının kıyaslanması.

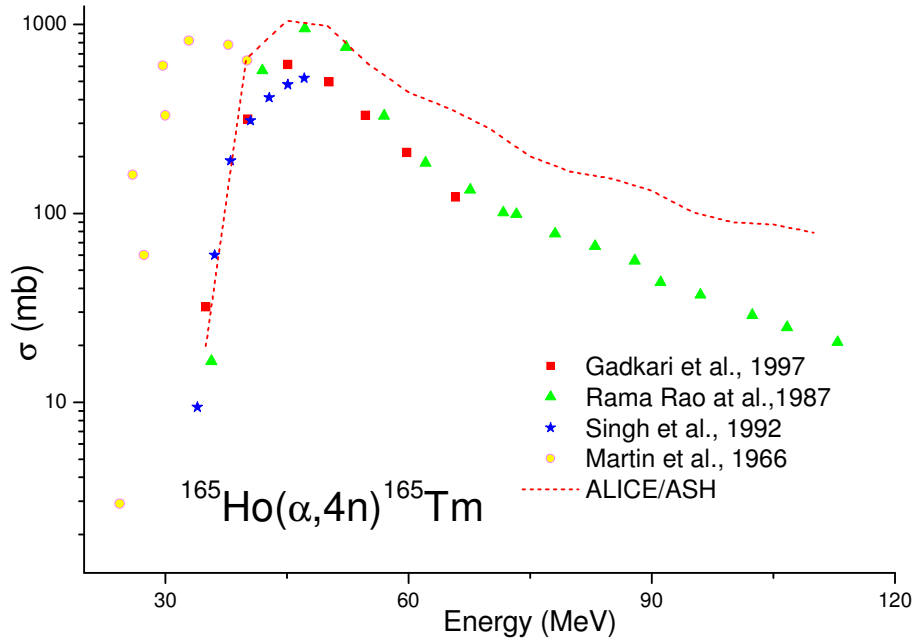
4.3 $(\alpha,3n)$ Reaksiyonu



Şekil 4.3. $(\alpha,3n)$ reaksiyonun deneysel hesaplama ile teorik hesaplamının kıyaslanması.

Şekil 4.3’de $(\alpha,3n)$ reaksiyonunun deneysel hesaplamaların ile teorik hesaplama sonuçlarının oldukça uyumlu olduğu görülmektedir. Aynı enerji bölgesinde pik vermiş ve $(\alpha,2n)$ reaksiyonunda olduğu gibi 40 MeV den daha büyük enerjilerde ise elastik saçılmaların etkisi sebebi ile deneysel çalışmalar ile teorik hesaplama arasında fark olduğu görülmektedir.

4.4 $(\alpha,4n)$ Reaksiyonu

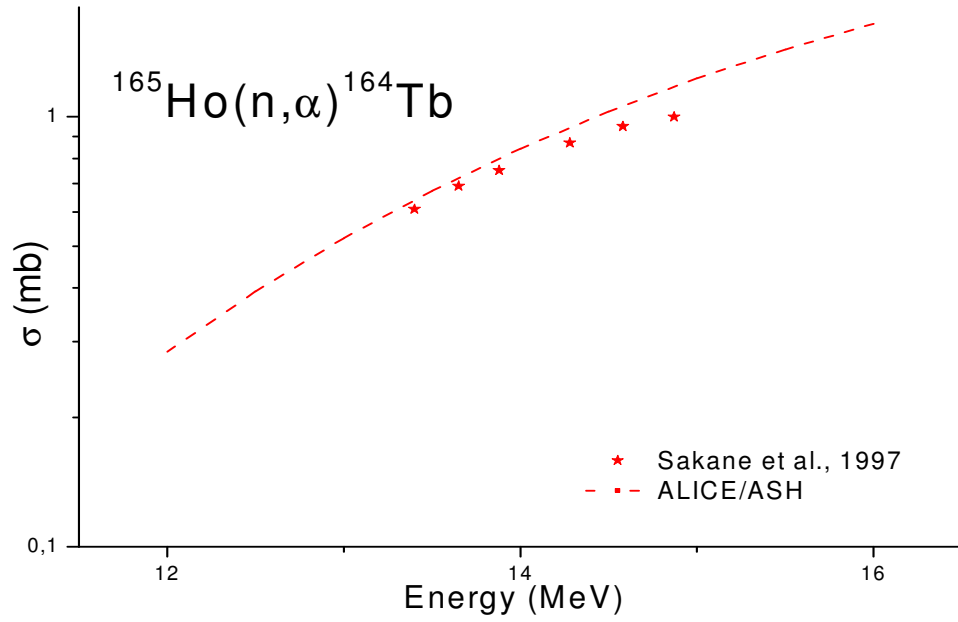


Şekil 4.4. $(\alpha,4n)$ reaksiyonunun deneysel hesaplama ile teorik hesaplamasının kıyaslanması.

Şekil 4.4’de $(\alpha,4n)$ reaksiyonunun deneysel hesaplamaların ile teorik hesaplama sonuçlarının oldukça uyumlu olduğu görülmektedir. Aynı enerji bölgesinde pik vermiş ve 50 MeV den daha büyük enerjilerde ise elastik saçılmaların etkisi sebebi ile deneysel çalışmalar ile teorik hesaplama arasında fark olduğu görülmektedir.

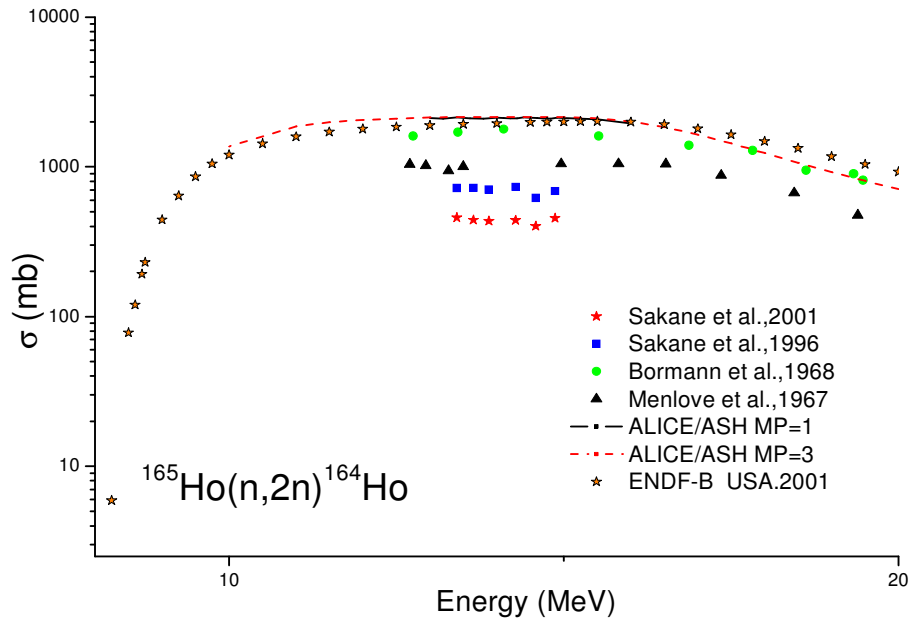
4.5 (n,α) Reaksiyonu

Şekil 4.5’de (n,α) reaksiyonunun deneysel hesaplamaların ile teorik hesaplama sonuçlarının oldukça uyumlu olduğu görülmektedir.



Şekil 4.5. (n, α) reaksiyonunun deneysel hesaplama ile teorik hesaplamasının kıyaslanması

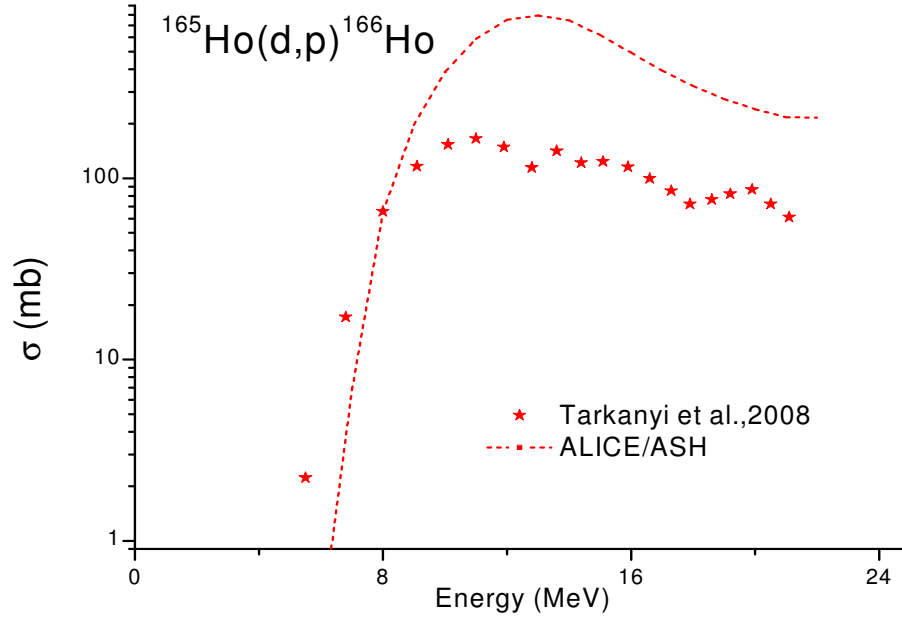
4.6 (n,2n) Reaksiyonu



Şekil 4.6. (n,2n) reaksiyonunun deneysel hesaplama ile teorik hesaplamasının kıyaslanması

Şekil 4.6'da (n,2n) reaksiyonun deneysel hesaplamaların ile teorik hesaplama sonuçlarının oldukça uyumlu olduğu görülmektedir. Ayrıca ENDF-B USA (2001) verileri ile çok iyi uyum sağladığı görülmektedir.

4.7 (d,p) Reaksiyonu

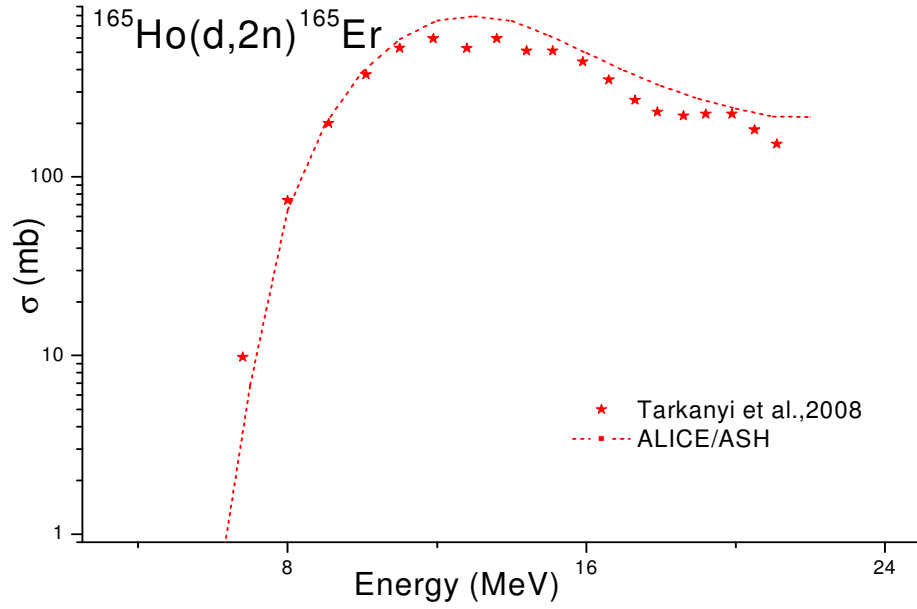


Şekil 4.7. (d,p) reaksiyonun deneysel hesaplama ile teorik hesaplamının kıyaslanması

Şekil 4.7'de (d,p) reaksiyonun deneysel hesaplamaların ile teorik hesaplama sonuçlarının uyumlu olduğu görülmektedir. Aynı enerji bölgesinde pik vermiş ve 10 MeV den daha büyük enerjilerde ise elastik saçılmaların etkisi sebebi ile deneysel çalışmalar ile teorik hesaplama arasında fark olduğu görülmektedir.

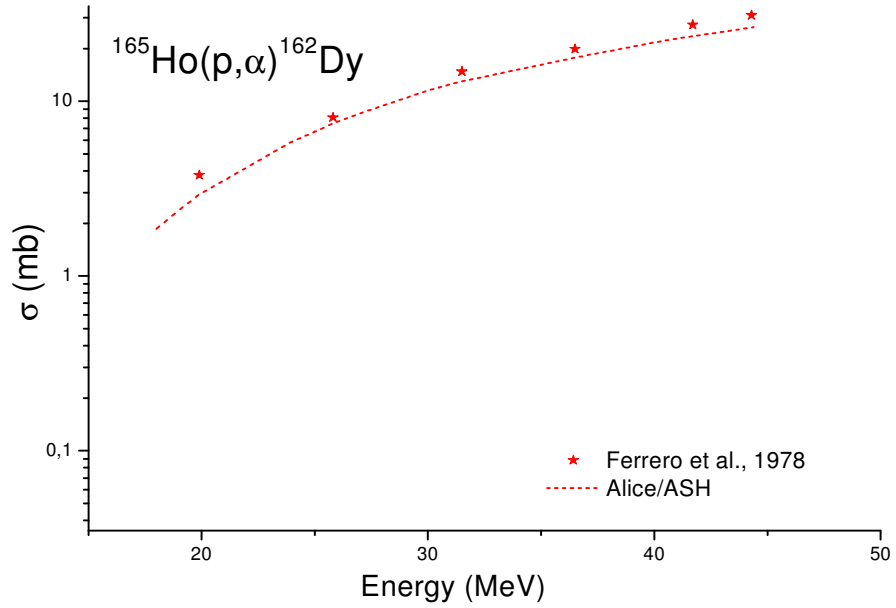
4.8 (d,2n) Reaksiyonu

Şekil 4.8'de (d,2n) reaksiyonun deneysel hesaplamaların ile teorik hesaplama sonuçlarının oldukça uyumlu olduğu görülmektedir.



Şekil 4.8. (d,2n) reaksiyonunun deneysel hesaplama ile teorik hesaplamının kıyaslanması.

4.9 (p, α) Reaksiyonu



Şekil 4.9. (p, α) reaksiyonunun deneysel hesaplama ile teorik hesaplamının kıyaslanması.

Şekil 4.9'da (p, α) reaksiyonunun deneysel hesaplamaların ile teorik hesaplama sonuçlarının oldukça uyumlu olduğu görülmektedir.

5. SONUÇ

Nükleer fizik alanında deneysel çalışmalar yapmak bir güçlük içermektedir. Bu çalışmalar yüksek maliyetli çalışmalar olduğundan, deneysel çalışmalar yerine bilgisayar simülasyonları ile teorik hesaplamalar yapmak yaygınlaşmaktadır.

Bu tez çalışmasında hedef çekirdek olarak Holmiyum-165 kullanılmış ve hedef çekirdek üzerine alfa, proton, nötron ve döteryum parçacıklarının gönderilmesi ALICE/ASH simülasyonu ile gerçekleştirilmiştir. Alfa, proton, döteryum ve farklı sayılardaki nötron parçacıklarının çıkarımı ile oluşan nükleer reaksiyonlar incelenmiştir. Elde edilen teorik veriler daha önce çeşitli araştırmacılar tarafından yapılan deneysel verilerle karşılaştırılmıştır.

Bu karşılaştırmalar sonucunda teorik tesir kesitleri ile deneysel tesir kesitlerinin kullanılan on tane nükleer reaksiyonun çoğunda uyumlu olduğu gözlemlenmiştir. Sadece (p,n) reaksiyonunda tam bir uyum olduğu görülmemiştir.

(α ,xn) reaksiyonlarının özellikle 45 MeV' den sonra bir düzeltme katsayısı ile grafiklerin daha uyumlu olacağı gözlenmiştir.

6. KAYNAKLAR

- Adam, A. and Jeki, L., 1969, “On the shell effect in (n,2n) reaction cross section”, Acta Phys. Acad. Sci. Hung. 26, pp. 335.
- Aydın, A., 1997 “ $^{40}\text{Ar}(p,p)^{40}\text{Ar}$ esnek saçılmasının 22.6, 27.5, 30.0 ve 36.7 MeV proton enerjilerinde optiksel model analizi”, Doktora Tezi, Ondokuz Mayıs Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Samsun, Türkiye, pp. 26-35.
- Aydın, A., Tel, E. ve Şimşek, O., 2005, “Nötronların 8-24 Mev Gelme Enerjileri İçin (n,p) Reaksiyon Tesir Kesitlerinin İncelenmesi”, Kırıkkale Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü Dergisi, Kırıkkale.
- Bayrak, O., 2004, “Hafif-Ağır İyon Reaksiyonlarının Yeni Bir Potansiyel Yaklaşımı İle İncelenmesi”, Yüksek Lisans Tezi, Erciyes Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Kayseri, Türkiye, ss. 5-45.
- Bethe, H.A., 1940 “Cross Section of the Reaction $\text{N}^{15}(p,\alpha)\text{C}^{12}$ ”, Phys. Rev. 57, 747 – 757.
- Beyer, G.J., Zeisler, S.K., and Becker, D.W., 2004, “The auger-electron emitter Er-165-excitation function of the Ho-165(p,n)Er-165 process”, Med. Phys. 35, 9, pp. 3839-3846.
- Blann, M., Mignerey, A., and Scobel, W., 1976, “Nukleonika” vol.21 pp.335.
- Blann, M. and Vonach, H.K., 1983, “Global test of modified precompound decay models”, Phys. Rev. C 28, pp.1475.
- Bormann, M., Behrend, A., Riehle, I., and Vogel, O., 1968, “Measurement of (n,2n) excitation functions in German”, Nuclear Physics A 115, 2, pp. 309-320.
- Bothe, W. and Becker, H., 1930, “Künstliche Erregung von Kernstrahlen”, Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei 66, 5-6, pp.289-306.
- Bychkov, V.M., Manokhin, V.N., Pashchenko, A.B., and Plyaskin, V.I., 1982, “Handbook of cross sections for neutron induced threshold reactions”, Energoizdat, Moskova, (in Russian) pp.392-680.
- Bychkov, V.V. and Liberman, M.A., 1997, “Stability of a Flame in a Closed Chamber”, Phys. Rev. Lett. 78, 1371 – 1374.
- Chatterjee, S., 1969, “Rhynchosaurs in time and space”, Proceedings of the Geological Society of London, pp. 203-208.

- Demirkol, İ., Tel, E., Arasoğlu, A., Özmen, A., Sarer, B., Acir, A., and Alkan, M., 2004, “The Neutron Production Cross Sections For Pb, Bi, Au Target and Neutron Multiplicity for Nuclear Spallation Reaction Induced by 20 to 1600 MeV Protons”, Nucl. Sci. and Eng. 147, 1, pp.83-91.
- Feshbach, H., Porter, C.E., and Weisskopf, V.F., 1954, “Model for Nuclear Reactions with Neutrons”, Physical Review 96, 2, pp. 448-464.
- Fink, R.W. and Freund, H.U., 1971, “Bismuth L-Subshell Fluorescence and Coster-Kronig Yields from Decay of Pb^{210} (RaD)”, Phys. Rev. C 3, pp.1701-1702.
- Gadkari, M.S., Patel, H.B., Shah, D.J., and Singh, N.L., 1997, “Study of pre-equilibrium decay in (a,xn) reactions in holmium up to 70 MeV”, Phys. Scr. 55, pp.147-151.
- Griffin, J.J., 1966, “Statistical Model of Intermediate Structure”, Phys. Rev.Lett. 17, p. 478.
- Güler, Ş., 2007, “Nötronlarda Oluşturulan Nükleer Reaksiyonlar için Deneysel Tesir Kesiti Formüllerinin Elde Edilmesi”, Yüksek Lisans Tezi, Kırıkkale Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Kırıkkale.
- Habbani, F. I. and Osman, K. T., 2001, “Apple Radiation”, Isot. 54, p. 283.
- Hodgson, P.E., 1963, “The optical model of elastic scattering”, Clarendon Press 101, 205-278.
- Hodgson, P.E., 1971 “Nuclear Reactions and Nuclear Structure” Clarendon press, Oxford.
- Konno, C., Ikeda, Y., Osihi, K., Kawade, K., Yamamoto, H., and Maekawa, H., 1993, “Activation cross section measurements at neutron energy from 13.3 to 14.9 MeV using the FNS facility”, Japan Atomic Energy Research Ins., JAERI-1329.
- Konobeyev, A.Y. and Korovin, Y.A., 1999, “Semi-empirical systematics of (n, 2n) reaction cross-section at the energy of 14.5MeV”, Italian Physical Society 112, 9, pp.1001-1013.
- Krane, K.S., 1988, “Measurements Of Activation Cross Sections Producing Short-Lived Nuclei By 14 Mev Neutrons”, Introductory Nuclear Physics. John Wiley and Sons, New York, pp. 378-431.
- Luo, X., 2008, “State estimation in high dimensional systems: the method of the ensemble unscented”, Kalman filter (Oxford) Inference and Estimation in Probabilistic Time-Series Models.

- Martin Jr, G.C., Pilger Jr R.C., 1966, “Absolute cross sections and excitation functions for α -particle-induced reactions of Ho-165, Er-164, Er-166 and Er-167” ,Nucl. Phys. A and Nucl. Phys. B 89, pp. 481-96.
- Mashnik, S.G., 1980, “CODE CEM95”, Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, Joint Institute for nuclear research, Dubna, Moskow, 141980, Russia.
- Menlove, H.O., Coop, K.L., Grench, H.A., and Sher, R., 1967, “Activation Cross Sections Reactions For The F_{19} (n,2n) F_{18} , Na_{23} (n,2n) Na_{22} , Mn_{55} (n,2n) Mn_{54} , In_{115} (n,2n) In_{114m} , Ho_{165} (n,2n) Ho_{164m} , In_{115} (n,n) In_{115m} , and Al_{27} (n,Alpha) Na_{24} ”, PhysRev. 163, pp.1308.
- Menlove, H.O., Coop, K.L., Grench, H.A., and Sher, R., 1967, “Neutron Radiative Capture Cross Sections For Na_{23} , Mn_{55} , In_{115} , And Ho_{165} in the Energy Region 1.0 to 19.4 MeV” Phys. Rev. 163, pp. 1299-1307.
- Rama Rao, J., Mohan Rao, A.V., Mukherjee, S., Upadhyay, R., Singh, N.L., Agarwal, S., Chaturvedi, L., and Singh, P.P., 1987, “Non-equilibrium effects in alpha-particle induced reactions in light, medium and heavy nuclei up to 120 MeV”, J. Phys. G: Nucl. Phys. Vol.13, pp. 535-542.
- Sakane, H., Kasugai, Y., Shibata, M., Iida, T., Takahashi, A., Kawade, H., and Fukahori T., 2001 “Measurements of Activation Cross Sections Producing Short-Lived Nuclei by 14 MeV Neutrons” Annals of Nuclear Energy 28, pp. 1175-1192.
- Sakane, H., Matsumoto, T., Iida, T., Takahashi, A., Yamamoto, H., Kawade, K., 1996 “Measurement Of Cross Sections Producing Short-Lived Nuclei By 14 Mev Neutrons - Br, Te, Dy, Ho, Yb”, JAERI Reports No. 97(005), p. 263.
- Sakane, H., Matsumoto, T., Iida, T., Takahashi, A., Yamamoto, H., and Kawade, K., 1997, JAERI Conf. 97(002), p. 263.
- Satchler, G.R., 1980, “Introduction to Nuclear Reactions”, Mc Millan Press Ltd, London, pp.153-210.
- Satchler, G.R., 1983, “Direct Nuclear Reactions”, Oxford University Press, New York.
- Singh, N.L., Agarrwal, S., and Rama Rao, J., 1992, “Pre-equilibrium neutron emission in alpha particle induced reactions”, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 18, pp. 927-934.
- Tanyel, B., 1994 “Nükleer Fizik”, Ege Üniversitesi Yayınları, İzmir .

- Tarkanyi, F.T., 2008, “Experimental study of the $^{165}\text{Ho}(p,n)$ nuclear reaction for production of the therapeutic radioisotope ^{165}Er ”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms 266, 15, pp.3346-3352.
- Taşan, M., 2001, “ $_{40}\text{Ar}(p,p)_{40}\text{Ar}$ İnelastik saçılmasının 25.1 MeV ve 32.5 MeV Enerjilerde Çiftlenmiş Kanal (CC) Analizi”, Doktora Tezi, Ondokuz Mayıs Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Samsun, ss. 5-16.
- Tel, E., Okuducu, Ş., Aydın, A., Şarer, B., and Tanır, G., 2003, “A new empirical Formula for 14-15 MeV neutron-induced (n,p) reaction cross sections”, J. Phys.G: Nucl. Part. Phys. 29, pp. 2169.
- Tel, E., Okuducu, Ş., Aydın, A., Şarer, B., and Tanır, G., 2004, “The study of the (n,2n) reactions cross-section for neighbor deformed nuclei in the region of rare-earth elements”, Acta Phys. Slov. 54, 2, pp. 191.

ÖZGEÇMİŞ

Adı soyadı : Eşref ÖZDEMİR

Doğum yeri : Konya

Doğum tarihi : 24.01.1980

Medeni hali : Evli

Yabancı dili : İngilizce

Eğitim durumu:

Lise : Konya Cumhuriyet Lisesi 1997

Lisans : Selçuk Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü 2001

Yüksek Lisans : Afyon Kocatepe Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü 2009

Çalıştığı kurum/kurumlar ve yıl

2001 Konya Final Dergisi Dershanesi Fizik Öğretmeni

2002 İscehisar Doğanlar İlköğretim Okulu Sınıf Öğretmeni

2007 İscehisar İlköğretim Okulu Sınıf Öğretmeni