

T. C.  
İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

28587

**$^{45}\text{Sc}$  ve  $^{55}\text{Mn}$  İÇİN HIZLI NÖTRON TEPKİLEŞİMLERİ  
UYARILMA FONKSİYONLARININ İNCELENMESİ**

**DOKTORA TEZİ**

**M. Sc. Melih BOSTAN**

Fizik Anabilim Dalı  
(Nükleer Fizik)

**T. C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU  
DOKÜMANTASYON MERKEZİ**

Danışman : Prof. Dr. Çetin BOLCAL

KASIM – 1993

## ÖNSÖZ

Deneysel nükleer fizik alanında, ülkemizde var olan sınırlı sayıdaki laboratuvar ve araştırmacı kapasitesi ile sürdürülen çalışmalara, Çekmece Nükleer Araştırma Merkezi Fizik Bölümüne, son yıllarda hızlı nötron tepkileşim kesitlerinin ölçülmesi alanında yapılan katkıların, ilgilenilen enerji aralığını da genişleterek sürdürülmesi doğrultusunda başlatılan bu çalışma, Federal Almanya KFA Jülich araştırma merkezinde gerçekleştirilmiştir.

Çalışmanın söz konusu araştırma merkezinde gerçekleşmesi için maddi olanak sağlayan Uluslararası Atom Enerjisi Ajansı ve Türkiye Atom Enerjisi Kurumu yetkililerine teşekkürü borç bilirim. Gerek tez çalışması, gerekse tüm doktora programı boyunca bana sağlamış olduğu destek ve yardımları için tez yürütücüm, Fen Fakültesi Dekanı Prof.Dr. Çetin Bolcal'a içtenlikle teşekkür ederim. Ayrıca bu çalışmanın her aşamasında destek ve yardımlarını esirgemeyen Doç.Dr. Nizamettin Erduran ve Doç.Dr. Ali Ercan'a özellikle teşekkür ederim.

Federal Almanya KFA araştırma merkezinde kendisi ile birlikte çalışmaktan gerçekten kıvanç duyduğum Dr. Syed M. Qaim'e pek çok konuda müteşekkir olduğumu belirtmek istiyorum. Ayrıca, çalışmayı başından bu yana destekleyen enstitü direktörü Prof.Dr. G. Stöcklin'e, çalışmadaki teknik yardımları, özellikle radyokimyasal ayırım işlemi için S. Spilleberg'e ve kompakt siklotron CV28'in ışınlama operatörlerine teşekkür etmek istiyorum. İstatistik model hesaplamaları konusundaki yardımları için Prof. Dr. S. Sudar'a ayrıca teşekkür ederim.

Çalışma süresince her konuda desteklerini gördüğüm başta Bölüm Başkanı Doç.Dr. Metin Subaşı olmak üzere, tüm Fizik Bölümü arkadaşlarıma ve teknik çizimlerdeki yardımları için Ferhan Aydınçık'a teşekkür ederim. Manevi destekleri ve fedakarlıkları için sevgili Eşim ve biricik Kızıma, tüm yaşantım boyunca benden esirgemedikleri güven ve destekleri için sevgili Anne ve Babama sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

## İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ.....	I
İÇİNDEKİLER.....	II
ÖZ VE ABSTRACT.....	IV
I. GİRİŞ.....	1
1.1 Nükleer Tepkileşimlerin Temel Özellikleri ve Kavramları.....	8
1.2 Nükleer Tepkileşim Modelleri.....	10
1.3 İstatistik Model Kodu STAPRE.....	13
1.3.1 Denge Öncesi Yayınım (Pre-equilibrium Emission).....	16
1.3.2 Hauser-Feshbach Formülü.....	20
1.3.3 Gamma Işını Kaskadları.....	22
II. MATERYAL VE METOD.....	24
2.1 Işınlanan Örneklerin Hazırlanması.....	24
2.2 Kompakt Siklotron CV28.....	24
2.3 Nötron Üreten Gaz Hedef.....	25
2.4 Nötron Enerjisi.....	28
2.4.1 Döteron Enerjisinin Gaz Hedefte Azalması.....	28
2.4.2 Nötron Enerjisinin Hesaplanması.....	30
2.5 Işınlamalar.....	33
2.6 Nötron Akısının Belirlenmesi.....	34
2.7 Sistem Kaynaklı İkincil (Background) Nötronlar.....	36

### III

2.8	Nötron Enerjisinin Monitör Tepkileşim Kesiti Oranları ile Deneysel Olarak Bulunması.....	40
2.9	Işınlanmış Örneklerin Sayımları.....	43
2.9.1	Gamma Spektrometresi.....	43
2.9.2	HPGe Detektör Veriminin Belirlenmesi.....	49
2.9.3	Düşük Düzey $\beta^-$ Aktivitesinin Belirlenmesi.....	53
2.9.3.1	$^{45}\text{Ca}$ $\beta^-$ Aktivitesinin Belirlenmesi.....	53
2.9.3.2	$^{55}\text{Cr}$ $\beta^-$ Aktivitesinin Belirlenmesi.....	53
2.10	Tepkileşim Kesitlerinin Hesaplanması.....	54
2.11	Hataların Hesaplanması.....	57
2.12	İstatistik Model Hesabı.....	60
III.	BULGULAR.....	74
IV.	TARTIŞMA VE SONUÇ.....	78
V.	ÖZET.....	91
VI.	KAYNAKLAR.....	93
VII.	ÖZGEÇMİŞ.....	100

**$^{45}\text{Sc}$  ve  $^{55}\text{Mn}$  için Hızlı Nötron Tepkileşimleri Uyarılma  
Fonksiyonlarının İncelenmesi**

$^{45}\text{Sc}(n,2n)^{44}\text{Sc}^{m+g}$  ve  $^{55}\text{Mn}(n,2n)^{54}\text{Mn}$  tepkileşimleri için tepkileşim eşik enerjisinden, 13 MeV'e kadar olan aralıkta ve  $^{45}\text{Sc}(n,\alpha)^{42}\text{K}$ ,  $^{45}\text{Sc}(n,p)^{45}\text{Ca}$ ,  $^{55}\text{Mn}(n,p)^{55}\text{Cr}$ ,  $^{55}\text{Mn}(n,\alpha)^{52}\text{V}$  tepkileşimleri için 6-13 MeV enerji aralığında hızlı nötron tepkileşimleri uyarılma fonksiyonları ölçüldü. Tek-enerjili nötronlar, değişebilir enerjili kompakt siklotronunda, döteryum gaz hedef kullanılarak,  $^2\text{H}(d,n)^3\text{He}$  tepkileşimi ile üretildi. Aktivasyon tekniği, yüksek ayırmalı gamma spektroskopisi ile birlikte kullanıldı. Yalnızca beta aktif tepkileşim ürünü veren  $^{45}\text{Sc}(n,p)^{45}\text{Ca}$  ve  $^{55}\text{Mn}(n,p)^{55}\text{Cr}$  tepkileşimlerinde aktivite düşük düzey beta sayımı ile belirlendi. Söz konusu tüm tepkileşimler için istatistik model hesaplamaları yapıldı. Elde edilen kuramsal uyarılma fonksiyonlarının,  $^{45}\text{Sc}(n,\alpha)$  tepkileşimi dışında deneysel sonuçlarla uyumlu olduğu gözlemlendi.

**ABSTRACT**

**Excitation Functions of Fast Neutron Induced Reactions for  $^{45}\text{Sc}$  and  $^{55}\text{Mn}$**

Excitation functions were measured for the  $^{45}\text{Sc}(n,2n)^{44}\text{Sc}^{m+g}$  and  $^{55}\text{Mn}(n,2n)^{54}\text{Mn}$  reactions from threshold to 13 MeV, and for the  $^{45}\text{Sc}(n,p)^{45}\text{Ca}$ ,  $^{45}\text{Sc}(n,\alpha)^{42}\text{K}$ ,  $^{55}\text{Mn}(n,p)^{55}\text{Cr}$  and  $^{55}\text{Mn}(n,\alpha)^{52}\text{V}$  reactions over the neutron energy range of 6 to 13 MeV. The quasi-monoenergetic neutrons were produced via the  $^2\text{H}(d,n)^3\text{He}$  reaction using a deuterium gas target at a variable energy compact cyclotron. The activation technique in combination with high resolution gamma-ray spectroscopy was used. In the case of the  $^{45}\text{Sc}(n,p)^{45}\text{Ca}$  and  $^{55}\text{Mn}(n,p)^{55}\text{Cr}$  reaction, the activity of reaction products which are pure  $\beta^-$  emitters, was determined by "low-level" beta counting. The reaction product  $^{45}\text{Ca}$  was separated radiochemically before  $\beta^-$  counting. Statistical model calculations taking into account precompound effects were performed for all the reactions studied. The experimental excitation functions are reproduced well by the calculation except for the  $(n,\alpha)$  reaction on  $^{45}\text{Sc}$  target.

## I. GİRİŞ

Orta ve ağır kütleli çekirdekler için, tepkileşim eşik enerjisinden başlayarak 15 MeV'e kadar olan enerji aralığında, hızlı nötron tepkileşim kesitlerinin bilinmesi, günümüz teknolojisine dayalı reaktörler için olduğu kadar, geleceğin reaktörü olarak nitelendirilen füzyon reaktörleri açısından ve nükleer tepkileşim modellerinin sınanması bakımından da büyük öneme sahiptir.

Tepkileşim kesitleri üzerindeki bilgiye aşağıda belirtilen çeşitli hesaplamalar için de gerek duyulmaktadır. Bunlar arasında, nükleer ısınma ile ilgili olanlar, nötron dozimetresi, çoklu foil kullanılan aktivasyon tekniğine dayalı, hızlı nötron spektrumunun analizi, reaktör yapı malzemelerinin aktivasyonu, bu yapı malzemelerinde hidrojen ve helyum gazı oluşumu sayılabilir.

Literatür araştırmaları, 3 MeV'e kadar olan enerji aralığında son derece yoğun deneysel verinin varlığını göstermektedir (1,2). Bu enerji üzerinde, 14 MeV'e kadar olan enerji aralığındaki bilgi eksikliğinin temel nedenlerinden biri, hızlandırıcılara dayalı tek enerjili nötron kaynaklarının son derece sınırlı oluşudur. Düşük gerilimli nötron üreteçlerinin geliştirilmesi, nükleer araştırmaların ve nükleer yöntemlerin ekonomik uygulamalarının yayılmasına katkıda bulunmuştur. Genel olarak nötron üreten kaynak tepkileşimleri hidrojen izotopları ve hafif çekirdekler arasındaki tepkileşimlerdir. Bu tür nötron üreteçleri,  $^3\text{H}(d,n)^4\text{He}$  tepkileşimi ile 14 MeV ve  $^2\text{H}(d,n)^3\text{He}$  tepkileşimi ile de 3 MeV'lik nötronların üretilmesi için kullanılmıştır. Günümüzde de bu tür üreteçler tüm dünya üzerinde yaygın olarak kullanılmaktadır. Otuz yılı aşkın bir süredir, özellikle d-t nötronları ile hızlı nötron fiziği çalışmalarında, 14 MeV civarında çok sayıda diferansiyel ve integral tepkileşim kesitleri ile yayınlanan parçacıkların enerji ve açısal dağılımı ölçülmüştür. Oldukça fazla sayıda ve yeterli doğrulukta 14 MeV verileri kullanılarak, çok sayıda sistematik çalışmaları da yapılmıştır (3). Bu veriler ışığı altında yapılan çalışmalar arasında nükleer tepkileşim mekanizmalarının anlaşılmasına yönelik çalışmalar, nükleer

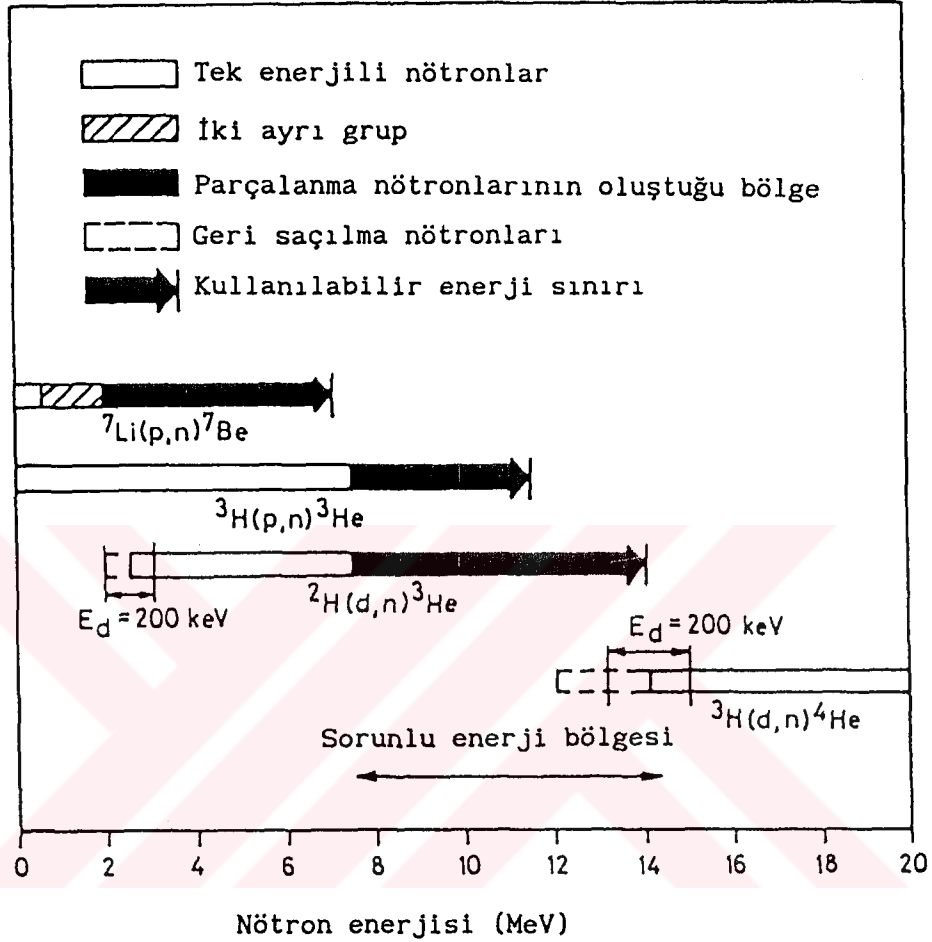
yapı ve optik model kuramları önemli sonuçlar olarak verilebilir. Nötron kaynak tepkileşimi olarak kullanılmasındaki teknik güçlükler nedeni ile d-d nötronları ile elde edilen veri tabanı oldukça zayıftır. D-t tepkileşimi temelinde çalışan yüksek akıllı nötron üreteçlerinin geliştirilmesi ile 14 MeV enerjili nötronlar kullanılarak, füzyon reaktörleri yapı malzemeleri üzerinde, radyasyon hasarı, reaktör kalbini çevreleyen malzemede (blanket'te) nötron çoğalması ve trityum oluşumu çalışmaları yapılmıştır (4,5). Yaygın olarak kullanılan bir diğer nötron kaynak tepkileşimi, yüksek enerjili döteron huzmesi ile bombardıman edilen Li ya da Be hedeften üretilen hızlı nötronlardır. Her iki hedef için de, üretilen nötronların ileri saçılma piki gösterdiği ve artan döteron bombardıman enerjisi ile ileri yönde saçılan nötron verimi ve enerjisinin arttığı gözlenmiştir (6). Yüksek nötron verimi ve yüksek ortalama nötron enerjisi ile, bu nötron kaynağı, integral veri testi, radyasyon hasarı çalışmaları ve nükleer biyoloji ve tıp alanında yaygın uygulama alanı bulmuştur.

Bu çalışmada kullanılan nötronlar d-d tepkileşimi ile üretildiğinden ve yine bu çalışmanın sonuçları ile kıyaslanan diğer deneysel çalışmaların çoğu d-t nötron kaynağı kullandığından, bu iki tepkileşim üzerinde durulma gereği duyulmuştur. Bu çalışma hiçbir şekilde mevcut nötron kaynak tepkileşimlerinin tüm özellikleri ile incelenmesini içermemektedir. Bu tür bir çaba, çalışmanın amacı ve kapsamı bakımından da uygun olmayacaktır. D-d ve d-t nötron kaynak tepkileşimlerinin bazı özellikleri, Tablo I.1'de verilmektedir (4). Bu iki nötron kaynak tepkileşiminden üretilen, tek enerjili nötronların kullanılabilir enerji aralığı, diğer nötron kaynak tepkileşimleri ile birlikte, Şekil I.1'de verilmektedir. Şekil I.1'de belirtilen sorunlu bölge ileride daha ayrıntılı olarak anlatılacak olan döteron parçalanma tepkileşimi (d-d breakup reaction) sonucu oluşan, düşük enerjili nötronların ortaya çıktığı bir enerji aralığıdır. Bu aralıkta d-d tepkileşimi, kullanılan sistemden kaynaklanan ikincil nötronlar için gerekli düzeltmelerin, oldukça dikkatli yapılması ile, 5-13 MeV nötron enerji aralığında, tek enerjili nötron kaynağı olarak kullanılabilir (7). Bu enerji aralığında bilinen daha iyi bir tek enerjili nötron kaynak tepkileşimi bulunmadığından, bu enerji aralığındaki çalışmalar, gaz hedef kullanılarak, d-d tepkileşiminden üretilen tek enerjili nötronlarla yapılmaktadır.

Tablo I.1 Nötron üretimi için kullanılan kaynak tepkileşimlerinden d-d ve d-t tepkileşimlerinin bazı özellikleri ve ileri yönde nötron verimleri. (kaynak 4 ve 8).

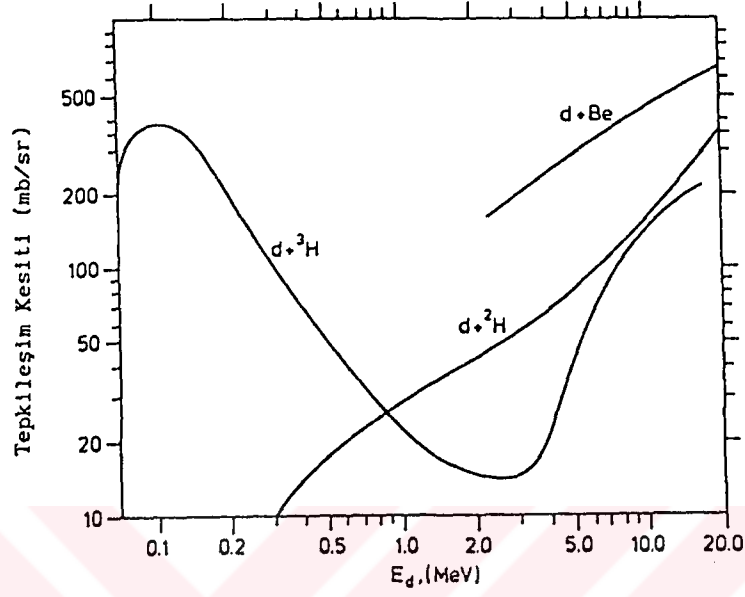
Kaynak tepkileşimi	Q-değeri (MeV)	Parçalanma tepkileşimi (Breakup)	Parçalanma tepkileşimi eşik enerjisi (MeV)	Hedef	0- derece nötron verimi ( $\text{sr}^{-1} \cdot \mu\text{A}^{-1}$ )	Enerji aralığı (MeV)
$^2\text{H}(d,n)^3\text{He}$	+ 3.27	D(d,np)D	4.50	Gaz Ti(D)	$(2.8-7.5) \times 10^7$ $(0.5-9.0) \times 10^6$	3 - 10 3 - 8
$^3\text{H}(d,n)^4\text{He}$	+ 17.59	T(d,np)T	3.71	Gaz Ti(T)	$8.0 \times 10^6$ $1.0 \times 10^8$	13 - 20 13 - 15



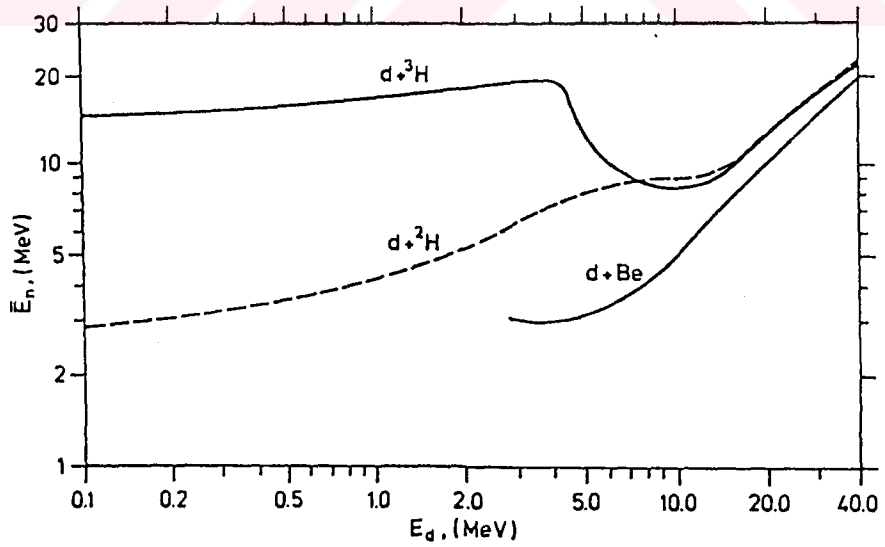


Şekil I.1 D-d, d-t ve diğer mevcut nötron kaynak tepkileşimlerinin kullanılabilir enerji aralıkları ( kaynak 4 ).

Şekil I.1'de verilen nötron kaynak tepkileşimlerinden, d-d, d-t ve d(Be) tepkileşimleri için döteron enerjisine bağlı olarak tepkileşim kesitleri Şekil I.2'de ve bu kaynak tepkileşimlerinden üretilen nötronların, enerji dağılımı da Şekil I.3'de verilmektedir (8).



Şekil I.2 D-d, d-t ve d(Be) nötron kaynak tepkileşimleri için, döteron enerjisine bağlı olarak tepkileşim kesitleri (kaynak 8).



Şekil I.3 Başlıca nötron kaynak tepkileşimlerinde üretilen nötronların, döteron enerjisine bağlı olarak enerji dağılımı (kaynak 8).

Bir nötron kaynağının en önemli karakteristikleri arasında, nötron verimi, nötron enerjisindeki yayılma ve arzu edilen tek enerjili nötronlar dışında kalan ve kullanılan sistemden kaynaklanan aynı ya da düşük enerjilerdeki diğer nötronların varlığıdır. Nötron veriminin yüksek, nötron enerjisindeki yayılmanın ve arzu edilmeyen ikincil nötron seviyesinin en düşük düzeyde olması istenir. Düşük enerjili döteronlar için d-t tepkileşimi, d-d tepkileşimine oranla çok daha yüksek nötron verimine sahiptir. D-d tepkileşiminde, döteryum emdirilmiş metal ya da gaz hedef kullanma olanağı vardır. Metal hedefte kullanım kolaylığı, kararlılık ve tasarıma uygun olarak, nokta kaynak elde etme avantajı vardır. Gaz hedef, sızma problemi nedeni ile kullanım zorluğu içermektedir. Gelen döteron huzmesi ile gaz hedefi ayıran giriş penceresinde bozulma ve delinme sorunu ve nokta kaynak yerine, çizgisel bir kaynak elde etme dezavantajı bulunmaktadır. Ancak enerjisi 5 MeV'den büyük olan döteronlar için, gaz hedefte, gazın boşaltılması yolu ile sistem kaynaklı, arzu edilmeyen ikincil nötron seviyesinin kolaylıkla belirlenebilme üstünlüğü bulunmaktadır. Temiz bir nötron spektrumu elde etmek için, gaz hedeflerde, giriş penceresi, huzme durdurucusu ve hedef yapı malzemeleri özenle seçilmelidir. Uygun bir tasarım ile gaz hedefler, 2 atmosferden büyük basınçlarda ve 20  $\mu$ A'den yüksek huzme akımlarında çalışabilirler. Tablo I.2'de, mevcut gaz hedefler ve bunların bazı karakteristikleri verilmektedir. Bunlardan bu çalışmada kullanılan, Jülich CV28 siklotronu için tasarımılanan gaz hedef, bölüm 2.3'de ayrıntılı olarak anlatılacaktır. D-t tepkileşimi durumunda da iki farklı trityum hedef kullanılmaktadır. Bunlar gaz hedef ve metal içersine emdirilmiş trityum içeren hedef olarak sayılabilir. En yaygın olarak kullanılan nötron üreteçlerinde, titanyum veya zirkonyum üzerine trityum emdirilmiş metal hedefler kullanılmaktadır. Bunların tercih nedeni, düşük maliyet ve düşük trityum kazası olasılığıdır. Ticari d-t nötron üreteçlerinde, döteryum iyonları 150 keV'e kadar, 1-5 mA huzme akımında hızlandırılmaktadır. Elde edilen nötronların enerjileri 14 MeV civarındadır ve 150 keV'de hızlandırılmış 1 mA'lik döteron huzmesi yaklaşık  $1.5 \times 10^{11}$  n/s nötron üretir.

Tablo I.2  $D(d,n)^3\text{He}$  kaynak tepkileşimi ile tek enerjili nötronların üretildiği, gaz hedef bulunan laboratuvarlar ve sistemlerin belirli parametreleri.

Laboratuvar	TUNL	CEN	LASL	PTB	JUL
Giriş penceresi:					
foil malzemesi	Mo	Havar	Mo	Ni	Havar/Nb
Kalınlık ( $\text{mg cm}^{-2}$ )	3.6	4.0	5.3	5.12	5.3/6.5
$D_2$ gaz hedef:					
uzunluk (cm)					
basınç (bar)					
Huzme sonlandırıcı foil malzemesi	Ta	Ta	Au	Au	Mo
Döteron enerji aralığı	4-11	5-11	6-17	3-12	3-11
TOF detektör:					
Sintilatör türü	NE 218	NE 213	NE 213	NE 213	----
çapı (cm)	8.89	12.7	12	25.4	
uzunluk	5.08	5.08	6.0	5.08	
uçuş yolu (cm)	$\leq 400$	500	256	1200	

Nötronlar dolaylı olarak saçılma ve soğurulma tepkileşimleri sonucu algılanabilir. Kullanılan temel saçılma tepkileşimi nötron-proton saçılmasıdır. Bu tepkileşimde kullanılan yöntem, geri tepen protonun, sıvı sintilatör ile algılanmasıdır. Sıvı organik sintilatörler; yüksek verim, iyi enerji ayırımı ve nötron/gamma ayırımına olanak sağlayan özellikleri ile en iyi hızlı nötron detektörleri olarak verilebilirler. Hidrojen içeren sintilatörlere çarpan hızlı nötronların yol açtığı geri tepme protonlarının enerjileri  $0 \leq E_p \leq E_n$  aralığındadır. Yüksek enerji ayırımı spektrumlar, dar açılı proton geri tepme teleskobu kullanan uçuş zamanı ölçüm tekniği (TOF) ile elde edilebilir. Bir diğer deteksiyon yöntemi, nötron yutulma tepkileşimi ile oluşan aktivasyonu kullanan ve eşik enerjisi detektör yöntemi olarak bilinen foil aktivasyonu yöntemidir.

Bu yöntemle, nötronların algılanması, tepkileşimin bir eşik enerjisinin bulunması esasına dayandırılır. Foil aktivasyonu, eşik enerjisi üzerinde, nötron akısının bir ölçüsünü verir. Bu yöntemin avantajları, foil boyutlarının küçük olması, gamalara karşı duyarsızlığı ve nötron alanını bozmaması olarak sayılabilir. Foil malzemeleri yüksek saflıkta olmalı ve tepkileşimin uyarılma fonksiyonunun ve tepkileşim ürünlerinin bozunum karakteristiklerinin iyi bilinmesi gerekmektedir.

### 1.1 Nükleer Tepkileşimlerin Temel Özellikleri ve Kavramları.

Bir a bombardıman parçacığının hedef çekirdek A'ya çarpması ile bir b parçacığının yayınlanıp, B ürün çekirdeğinin kaldığı nükleer tepkileşim,  $A(a,b)B$  şeklinde sembolize edilebilir. Genellikle B çekirdeği uyarılmış durumdadır. Belirli tipte bir tepkileşimin oluşması olasılığı, bu tepkileşim kesitinin bir ölçüsüdür. Tepkileşim kesiti,  $\sigma_{a,b}$ ; birim zamanda, birim akı altında, bir hedef çekirdek üzerinde oluşan (a,b) tepkileşimlerinin sayısı olarak belirlenir. Birimi barn ( $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ ) olarak verilir. Bombardıman parçacığının enerjisine bağlı olarak, tepkileşim kesitindeki değişime, tepkileşimin uyarılma fonksiyonu adı verilir.

Bir nükleer tepkileşimde aşağıdaki nicelikler korunumludur;

- i) Nükleonların sayısı (toplam proton ve nötron sayısı).
- ii) Yük.
- iii) Enerji.
- iv) Momentum.
- v) Açısal momentum.
- vi) Parite. ( $\beta^-$  bozunumu, zayıf etkileşimlerde korunmaz).
- vii) İstatistik.
- viii) İzospin (her tepkileşim türü için geçerli değil).

Enerji korunumu ilkesi kullanılarak, bir tepkileşimin Q değeri hesaplanabilir. Bu nicelik, bombardıman parçacığının kinetik enerjisi göz önüne alındığında, bir tepkileşimin oluşup oluşamayacağını ölçüsüdür. Tepkileşimi başlatmak için bombardıman parçacığının sahip olması gereken en düşük enerjiye, tepkileşimin eşik enerjisi denir.

Yüksüz bir parçacık olması ve dolayısı ile her enerjide çekirdekle yakın etkileşime girebilmesi nedeni ile nötron, nükleer yapının ve nükleer tepkileşim mekanizmalarının incelenmesi çalışmalarında en uygun bombardıman parçacığı olarak seçilebilmektedir. Hızlı nötronların çekirdekle etkileşmesinde başlıca,  $(n,n')$ ,  $(n,2n)$ ,  $(n,p)$ ,  $(n,d)$ ,  $(n,\alpha)$ ,  $(n,n'p)$ ,  $(n,t)$  ve  $(n,^3\text{He})$  tepkileşimleri gözlenmiştir. N nötron ve Z protondan oluşmuş bir  $(N,Z)$  hedef çekirdeği, enerjisi 20 MeV'e kadar olan nötronlarla bombardıman edildiğinde, Şekil I.4'de verilen tepkileşimler oluşabilir.

	N-2	N-1	N	N+1
Z	$n,3n$	$n,2n$	Hedef çekirdek $n,n'$	$n,\gamma$
Z-1	$n,nt$	$n,t$ $n,nd$	$n,d$ $n,np$	$n,p$
Z-2	$n,n\alpha$	$n,\alpha$ $n,n^3\text{He}$	$n,^3\text{He}$ $n,pd$	$n,2p$

Şekil I.4 Bombardıman enerjisi, 20 MeV enerji sınırına kadar olan nötronlarla, olası nötron tepkileşimleri. (N, nötron sayısını ve Z proton sayısını temsil etmektedir).

Aktivasyon metodunda ölçülen tepkileşim kesitleri, ürün çekirdeğin oluşumunun bir ölçüsüdür ve ürün çekirdeğe ulaşan birden fazla tepkileşim kanalı varsa, bunlardan hangisi ile bu ürüne ulaşıldığı, her durumda sağlıklı olarak belirlenemez. Şekil I.4'ten, hedef çekirdeğin nötronlarla bombardımanı sonucu, N nötron, Z-1 proton sayılı ürün çekirdeğin,  $(n,d)$  tepkileşimi ya da  $(n,np)$  veya  $(n,2p)$ 'yi takip eden  $\beta^+$  bozunumu yolu ile oluşabileceği görülmektedir. İlgilenilen kanalın tepkileşim kesitini

bulmak için, rekabet eden kanallar üzerinde alternatif tepkileşimler vasıtası ile bilgi sahibi olmak gerekir. Gene ışınlanan element birbirine bitişik üç farklı izotopu içeriyorsa, bu kez aynı ürün çekirdek, birden fazla izotoptan farklı tepkileşimlerle oluşabilir. Örneğin en hafif izotoptan (n,p) tepkileşimi ile oluşan ürün çekirdek, daha ağır izotoplardan (n,d), (n,np), (n,t) ve (n,nd) tepkileşimleri ile oluşabilir. Bu durumda izotopik olarak zenginleştirilmiş hedefler kullanmak çözüm olabilir. Şüphesiz, tepkileşimde yayınlanan parçacığın doğrudan deteksiyonu, ürün çekirdeğin hangi tepkileşim kanalından geldiğini bulmanın en sağlıklı yoludur. Bu çalışmada, tepkileşim kesitleri ölçülen  $^{45}\text{Sc}$  ve  $^{55}\text{Mn}$  tek izotopa sahip çekirdeklerdir ve yüksek saflıkta malzeme kullanıldığından, bu tür bir düzeltmeyi gerektiren herhangi bir girişim söz konusu değildir.

## 1.2 Nükleer Tepkileşim Modelleri.

Nükleer tepkileşimler, genellikle tepkileşimin oluşum zamanına göre, "hızlı" ya da "yavaş" süreçler olmak üzere, iki ayrı uça sınıflandırılabilir. Tepkileşim süresi, mermi parçacığın nükleer çapı geçmesi için geçecek süre ile kıyaslanabilir düzeyde ise, bu tür tepkileşimler doğrudan etkileşimler ( direct interactions ) olarak adlandırılır ve iki cisim çarpışması pertürbasyon kuramı çerçevesinde incelenir. Bu tür etkileşimler mermi parçacığın yüksek enerjili ve dolayısı ile küçük de Broglie dalga boyuna sahip olduğu durumlarda yüksek olasılıkla gözlenir. Bu durumda mermi parçacık, hedef çekirdekle değil, tek tek nükleonlarla, özellikle yüzeydeki serbest nükleonlarla etkileşir.

Yavaş süreç olarak nitelendirilen tepkileşimin oluşum süresi, mermi parçacığın nükleer çapı geçme süresi ile kıyaslandığında oldukça uzundur. Bu süre içersinde mermi parçacığın enerjisi, çekirdek nükleonları arasında dağılır, nükleon seviyelerinin yeniden yapılanmasına yolaçar. Mermi parçacık, hedef çekirdeğe nükleer yarıçapla kıyaslandığında küçük olarak kabul edilebilecek bir çarpma parametresi ile çarptığında, yüksek olasılıkla hedef çekirdeğin nükleonlarından biri ile çarpışacaktır. Bu çarpışmayı takiben mermi parçacık ve geri tepen nükleon azalan enerjilerde ardışık çarpışmalarla, mermi parçacığın hedef çekirdeğe aktardığı enerjiyi, mermi parçacık ve hedef çekirdek nükleonlarının toplamından

oluşan yeni sistemin nükleonları arasında paylaşılacaklardır. Oluşan bu yeni sistem " bileşik çekirdek " ( compound nucleus ) olarak adlandırılır.

Tepkileşim sonucunda, bileşik çekirdek oluştuğunda, oluşan bu bileşik sistem, nötron, proton, döteron, triton, alfa vb. parçacıklar salarak birçok farklı yolla bozunabilir. Bozunum sonucu oluşan ürün çekirdek farklı uyarılmış seviyelerinden birindedir. Ulaşılabilir uyarılmış seviyelerin çokluğu nedeni ile, ürün çekirdeğin temel seviyede bulunması olasılığı çok düşüktür. Bileşik çekirdek sürecinde, bu tepkileşimin oluşması için geçen süre, mermi parçacığın çekirdek çapını (nükleer çapı) geçmesi için gereken  $10^{-22}$  saniyeden daha uzun olduğundan, belirsizlik ilkesi gereği  $\hbar/\tau$  bağıntısı ile tanımlanan seviye genişliği  $\Gamma$ ,  $\tau \gg 10^{-22}$ s olduğunda 1 MeV'den çok küçük değerler alır. Bileşik çekirdeğin tüm açık kanallara bozunumunun toplam genişliği, iki kısımda ele alınır. Bu iki kısım ayırık enerji seviyeleri (discrete energy levels) ve sürekli bölgedir (continuum region). Toplam genişlik, ayırık enerji seviyeleri bölgesinde, bu seviyelerin iletim katsayıları (transmission coefficients) üzerinden toplama ve sürekli bölgede, seviye yoğunlukları üzerinden entegrasyonla hesaplanır.

Gözönüne alınan bir tepkileşime, yukarıda belirtilen her iki süreçten de katkı olabilir: İnelastik saçılma, mermi parçacığın enerjisine bağlı olarak, doğrudan etkileşim ya da bileşik çekirdek süreci ile oluşabilir. Doğrudan tepkileşim kuramının tam olarak irdelenmesinin yarattığı güçlük, iki tür yaklaşımla aşılmağa çalışılmıştır. Bunlardan PWBA ( Plane Wave Born Approximation ) yaklaşımı, gelen ve salınan parçacık dalgalarını düzlemsel dalgalar olarak alır ve etkileşimin nükleer yüzeyde sınırlı kaldığını varsayar. Optik model kullanarak, gelen ve salınan düzlem dalgaların, çekirdek tarafından bozulduğunu varsayan daha başarılı bir model DWBA (Distorted Wave Born Approximation) yaklaşımıdır.

Doğrudan tepkileşimlere örnek, inelastik saçılma ile " stripping " ve " pick-up " tepkileşimleri olarak adlandırılan transfer tepkileşimleridir. Doğrudan tepkileşim süreci ile olan inelastik saçılmada, mermi parçacık tek bir çarpışmadan sonra enerjisinin tümünü yitirmeden hedef çekirdekten kaçabilir. Doğrudan etkileşim sonucu oluşan inelastik saçılmada, uyarılmış çekirdek çok düşük enerji seviyelerindedir. " Stripping " tepkileşiminde çekirdeğe çarpan parçacığın bir ya da bir kaç nükleonu hedef çekirdeğin yüzeyinde tutulur. Döteronun, nötronunun hedef çekirdek



yüzeyinde tutulduğu, döteron stripping tepkileşimi bu tip tepkileşimlere bir örnektir. Bu tepkileşimin tersi, mermi parçacığının hedef çekirdek yüzeyinden ( yüzeysel etkileşim ile ) bir nükleon kapmasıdır. Bu tür tepkileşimler " pick-up " tepkileşimi olarak adlandırılır. Bir diğer doğrudan tepkileşim türü, hedef çekirdek yüzeyinden bir nükleonun mermi parçacık tarafından fırlatıldığı " knock-out " tepkileşimidir. Doğrudan etkileşimler, mermi parçacığının enerjisi 10 MeV'in üzerinde olduğunda daha belirleyici rol oynar.

Bileşik çekirdek sürecinde, nükleonlar arasında enerji paylaşımının ve sistemin yeniden yapılanmasının, tamamen istatistik kurallara uygun olarak gerçekleştiği varsayılır. İstatistik model, ürün çekirdeğe götüren tepkileşim süreci içinde ara durumların oluştuğu ve küçük bir enerji aralığında yer alan seviyelerin, genişlikleri ve enerjilerinin rastgele dağılmış olduğu varsayımına dayanır. Bileşik çekirdeğe yolaçan süreç, mermi parçacığının, çekirdek yüzeyinde ya da nükleer hacimdeki nükleonlarla hiçbir çarpışma yapmaksızın, çekirdek potansiyeli tarafından saçıldığı elastik saçılmanın dışında kalan tepkileşim süreçlerinden biridir. Yörüngesel açısal momentumu l olan bir nötron için çarpma parametresi,  $b = l\lambda$  olarak verilir. Burada  $\lambda$  gelen nötron için  $\lambda/2\pi$  ile tanımlanmış indirgenmiş de Broglie dalga boyudur. Mermi parçacık için en büyük çarpma parametresi R, kendisinin ve hedef çekirdeğin yarıçapları toplamıdır. Bu nedenle en büyük yörüngesel açısal momentum değeri  $l = R/\lambda$  olur.

Elastik saçılma dışındaki süreçlerin toplam tepkileşim kesiti,

$$\sigma = \sum_{l=0}^{R/\lambda} (2l+1) \pi \lambda^2$$

$$\sigma = \pi (R + \lambda)^2 \quad (1.2.1)$$

ile verilir. Bu ifade etkin etkileşim yarıçapının  $(R + \lambda)$  olduğu bir geometrik kesittir. Yörüngesel açısal momentumu l olan bir nötron için bileşik çekirdek oluşumuna yol açan sürecin tepkileşim kesiti, (1.2.1) ifadesi ile verilen toplam tepkileşim kesiti ile iletim katsayısı  $T_1(E)$  ve mermi nötron ile hedef çekirdeğin I spinli bir sistem oluşturması olasılığının çarpımı ile elde edilir. Bileşik çekirdek, evaporasyon

modeli ile açıklanan parçacık salınımı yolu ile bozunur. Bileşik çekirdeğin bozunumu olasılığı, bileşik çekirdeğin oluşumuna yol açan süreçten bağımsızdır.

Bileşik çekirdek modeli 10-20 MeV enerji aralığındaki bombardıman enerjileri için ve gelen parçacık enerjisini absorplayabilecek yeterli nükleer hacmin bulunduğu orta ve ağır kütleli çekirdekler için en uygun sonuçları vermektedir (9).

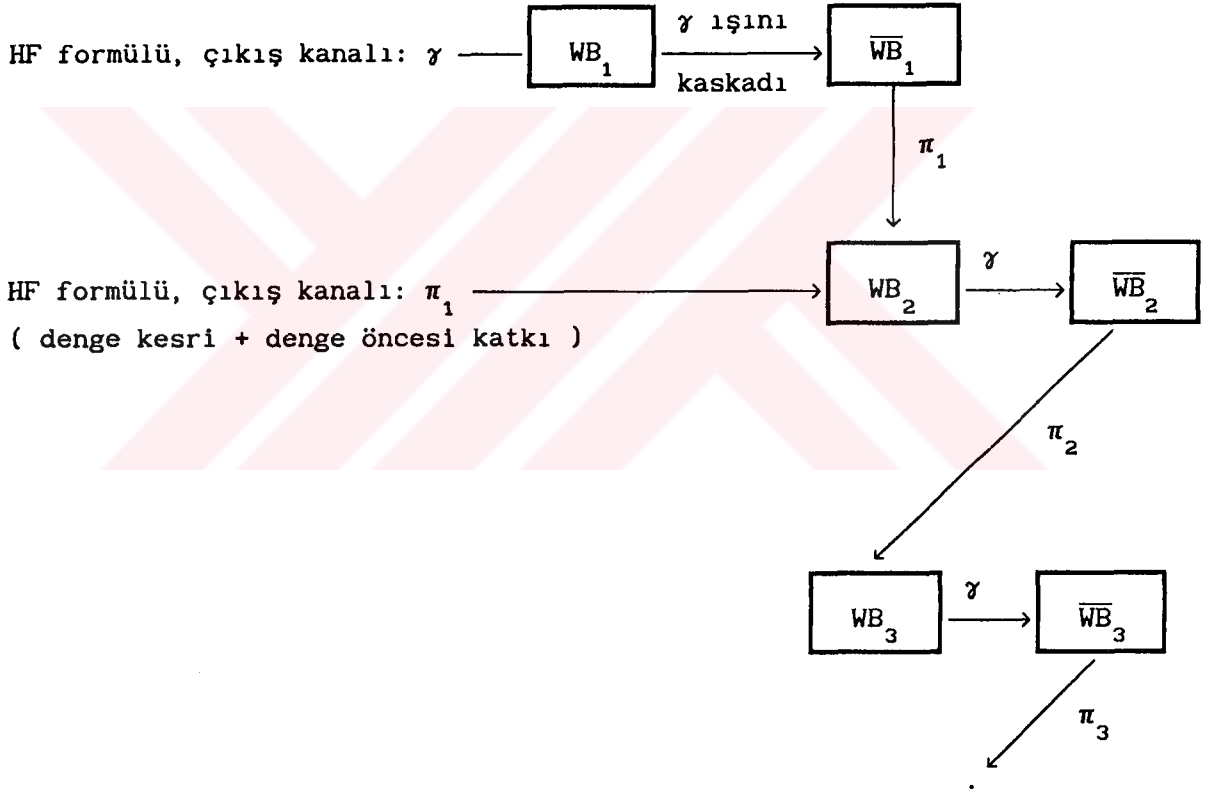
### 1.3 İstatistik Model Kodu STAPRE.

STAPRE kodu, parçacık bombardıman tepkileşimleri için, enerji ortalamalı tepkileşim kesitlerini, birkaç parçacık ve gama ışınları salınımı ile ardışık evaporasyon varsayımına dayanarak hesaplamak üzere yazılmıştır (10). Her bir evaporasyon adımı, açısal momentum ve parite korunumu gözönünde bulundurularak, istatistik model çerçevesinde incelenmiştir. Evaporasyon modelinde, bileşik çekirdek sistemi bir termodinamik sistem olarak ele alınır. Bileşik çekirdekten nükleon yayılımı, termal dengede bulunan kapalı bir gaz sisteminden, küçük bir delik yolu ile gaz moleküllerinin salınımına benzetilebilir. Salınan parçacıkların enerjileri Maxwell tipi dağılım gösterir. Salınan her bir parçacık sistemden çok az bir enerji götürdüğünden, sistem ardışık parçacık salınımına uygun bir yapıdadır. STAPRE kodunda ilk parçacığın salınımı için, denge öncesi bozunum ( pre-equilibrium decay ) hesaba katılmıştır.

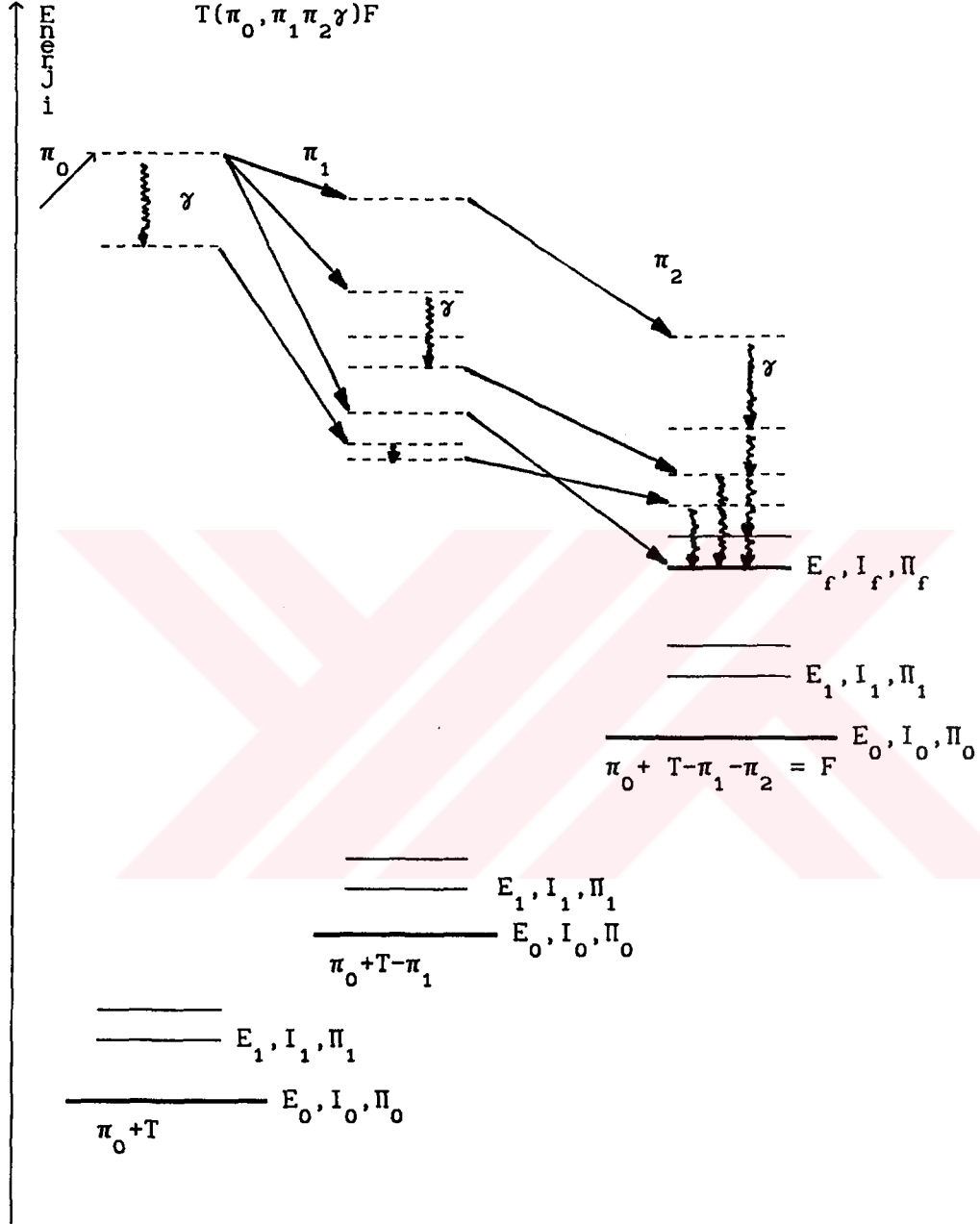
Belirli bir salınan parçacıklar dizisi için (en çok altı ardışık parçacık salınımı gözönüne alınmaktadır) şu nicelikler hesaplanabilir;

- i) aktivasyon kesiti
- ii) erişilebilir izomerik seviyelerin sayısı
- iii) düşük uyarılmış seviyelerden gamma ışınları üretim kesiti
- iv) tüm yayınlanan parçacıklar için enerji spektrumu
- v) gamma ışını üretim spektrumu

$i$  indisli bileşik çekirdek,  $(i-1)$  indisli çekirdekte bir parçacık  $(\pi_1, \pi_2, \pi_3, \dots)$  salınımı sonucu oluşan çekirdektir. Açısal momentumu  $I$ , paritesi  $\Pi$  olan,  $E$  uyarılmış enerji seviyesi etrafında  $\Delta E$  enerji aralığında yer alan erişilebilir birincil seviyelerin sayısı,  $WB_1(E, I, \Pi)\Delta E$  ile verilir. Burada,  $i$  indisli ilgili bileşik çekirdeği temsil etmektedir. Parçacık salınımı sonucu oluşan  $i$  indisli bileşik çekirdeğin seviyeleri arasında, parçacık salınımını takip eden gamma ışını kaskadı  $\overline{WB}_1(E, I, \Pi)\Delta E$  seviye bolluğuna yol açar. Bu anlatım şekil I.5a ve b'de şematik olarak izlenebilir.



Şekil I.5a T hedef çekirdeğinin,  $\pi_0$  mermi çekirdeği ile yaptığı tepkileşim sonucu, gamma ya da parçacık salınımı yolu ile ulaşılan, erişilebilir seviye bollukları  $WB_1$ 'nin şematik gösterimi.



Şekil I.5b T hedef çekirdeğinin,  $\pi_0$  bombardıman parçacığı ile yaptığı tepkileşim sonucu parçacık ve gama salınımı ile ulaşılan uyarılmış seviyelerin şematik gösterimi.

Evaporasyon kaskadının ilk adımında, denge öncesi yayılım (pre-equilibrium emission) gözönüne alınır. "Bileşik sistemin" (composite system) denge öncesi bozunumdan arda kalan kesrine Hauser-Feshbach formülü uygulanır (11). Başlangıçta bir parçacığın salındığı durumda denge öncesi katkısı, Hauser-Feshbach tepkileşim kesitine eklenir. Daha sonraki tüm diğer salınımlar,  $WB_1 \Delta E$  birincil seviye bolluğuna yol açar ve evaporasyon modeli çerçevesinde incelenir. Buna eklenen gamma ışını kaskad modeli  $\overline{WB}_1 \Delta E$  seviye sayısını açıklar.  $\overline{WB}_1$  niceliğinden, aktivasyon kesiti, izomerik durumların bolluğu ve i'inci bileşik çekirdekle ilgili sonuçlar elde edilir.  $\overline{WB}_1$ 'ye evaporasyon formülünün uygulanması, i'inci bileşik çekirdekten, parçacık salınımindan önce gama ışını kaskadının hesaba katılması anlamına gelir.

Belirli bir tepkileşim için, ilgili tüm çekirdeklerin uyarılmış seviyeleri,  $\rho(E, I, \Pi)$  seviye yoğunluğu formülü ile tanımlanır. Burada E uyarılma enerjisi, I açısal momentum ve  $\Pi$  paritedir.

### 1.3.1 Denge Öncesi Yayılım ( Pre-equilibrium Emission ).

Tepkileşime yol açan bombardıman parçacık  $\pi_0$  ile hedef çekirdek T tarafından oluşturulan bileşik sistem "exciton" modeli çerçevesinde incelenir (12).

Basit bir dağılımdan başlanarak, bileşik sistemin bir dizi iki cisim çarpışmaları yolu ile dengeye ulaştığı ve her ara durumda parçacıklar yayınlandığı varsayılır. Sistemin durumları, n "exciton" sayısına göre, ya da daha özel anlamı ile uyarılmış p parçacık ve h boşluk serbestlik derecesine göre sınıflandırılır ( $n=p+h$ ). Proton ve nötronlar ayırım yapılmaksızın "exciton" lar olarak alınırlar. Bir (p,h) dağılımı durumlarına iki cisim etkileşmesinin uygulanması, (p+1,h+1), (p,h) ya da (p-1,h-1) uyarılmış parçacık ve boşluk durumlarına yol açar. Bu durumlar n "exciton" durumundan  $n'=n+2$ , n ya da  $n-2$  durumlarına geçiş olarak nitelendirilir. Her bir ara durumda parçacık salınımı bu içgeçişlerle (internal transitions) rekabet halindedir. Tüm bu prosesler için, bir dağılımın tüm durumları üzerinden ortalama geçiş hızları uygulanır.

$b^{(k)}(n)=b^{(k)}$  (p,h) niceliği, k adet içgeçiş sonucu ulaşılmış bir (p,h) dağılımı durumlarının erişilebilir seviye sayısı olasılığı olsun. k+1 geçiş sonucu ulaşılan duruma karşılık gelen  $b^{(k+1)}(n)$  niceliği şu şekilde verilir;

$$b^{(k+1)}(n) = b^{(k)}(n+2) \frac{\lambda_-(n+2)}{\lambda(n+2)} + b^{(k)}(n) \frac{\lambda_0(n)}{\lambda(n)} + b^{(k)}(n-2) \frac{\lambda_+(n-2)}{\lambda(n-2)} \quad (1.3.1)$$

$$\lambda(n) = \lambda_-(n) + \lambda_0(n) + \lambda^e(n) + \lambda_+(n) \quad (1.3.2)$$

$$\lambda^e(n) = \sum \int d\varepsilon_\nu \lambda_\nu^e(n; \varepsilon_\nu) \quad (1.3.3)$$

Burada,  $\lambda_+(n)$ ,  $\lambda_0(n)$  ve  $\lambda_-(n)$  sırası ile exciton sayısının +2, 0 ve -2 kadar değiştiği içgeçişler için ortalama geçiş oranıdır.  $\lambda_\nu^e(n; \varepsilon_\nu)$  de  $\nu$  niceliği, relatif enerjisi  $\varepsilon_\nu$  olan bir  $\nu$  parçacığının ortalama yayılım oranıdır. Buna bağlı olarak,  $\lambda^e(n)$  parçacıkların toplam yayılım oranını temsil eder.

Yukarıdaki denklemlerin ardışık uygulanması,  $b^{(0)}(n)$  başlangıç seviye sayısı olasılığından başlayarak, keyfi k adet içgeçiş sonucu ulaşılan farklı (p,h) dağılımının erişilebilir seviye sayısını verir. Artan k sayısı ile  $b^{(k-1)}(n)/b^{(k)}$  oranı n ve k değerlerinden bağımsız hale gelir. İçgeçiş sayısı k'nın üst sınırı K aşağıda verilen koşul ile elde edilir.

$$| b^{(k-1)}(n)/b^{(k)}(n) - Q^{(k)} | < 0.01 Q^{(k)} \quad \text{tüm } n \text{ ve } k \geq K \text{ için.}$$

$$Q^{(k)} = \left( \sum_n b^{(k-1)}(n) \right) / \left( \sum_n b^{(k)}(n) \right) \quad (1.3.5)$$

Denge öncesi bozunumun diferansiyel tepkileşim kesitine katkısı,

$$\frac{\partial \sigma_{\pi_0 \pi_1}^{pre}}{\partial \varepsilon_1} d\varepsilon_1 = \sigma_{\pi_0}^{non} \sum_{k=0}^K \sum_n b^{(k)}(n) \frac{\lambda_{\pi_1}^e(n; \varepsilon_1)}{\lambda(n)} d\varepsilon_1 \quad (1.3.6)$$

ile verilir.

Burada  $\sigma_{\pi_0}^{non}$ ,  $\pi_0$  bombardıman parçacığı için optik model absorpsiyon tepkileşim kesitini temsil eder.

Başlangıç seviye sayısının, denge öncesi yayınımdan arda kalan  $q^{pre}$  kesri,

$$q^{pre} = 1 - \sum_{k=0}^K \sum_n b^{(k)}(n) \frac{\lambda^e(n)}{\lambda(n)} \quad (1.3.7)$$

ile verilir.

Yukarıda verilen  $\lambda_+(n)$ ,  $\lambda_0(n)$  ve  $\lambda_-(n)$  geçiş hızları, rezidü etkileşmesinin etkin matris elementi M cinsinden, Pauli prensibi için düzeltilen Williams formülleri ile verilir (13).

$$\lambda_+(n) \equiv \lambda_+(p, h, E) = \frac{2\pi}{\hbar} |M|^2 \frac{g(gE - C_{p+1, h+1})^2}{p+h+1} \quad (1.3.8)$$

$$\lambda_0(n) \equiv \lambda_0(p, h, E) = \frac{2\pi}{\hbar} |M|^2 g(gE - C_{p, h}) (p+h-1) \quad (1.3.9)$$

$$\lambda_-(n) \equiv \lambda_-(p, h, E) = \frac{2\pi}{\hbar} |M|^2 g p h (p+h-2) \quad (1.3.10)$$

$$C_{p, h} \equiv \frac{1}{2} (p^2 + h^2) \quad (1.3.11)$$

Burada E, bileşik sistemin uyarılma enerjisi ve g tek-parçacık durum yoğunluğudur. Rezidü etkileşiminin etkin matris elemanı M'in, kütle numarası A ve uyarılma enerjisi E'ye bağımlılığı için Kalbach-Cline tarafından öngörülen aşağıdaki ifade kullanılır (14);

$$|M|^2 = FM \times A^{-3} \times E^{-1} \quad (1.3.12)$$

Parçacık yayılım oranı  $\lambda_\nu^e(n; \epsilon_\nu)$   $d\epsilon_\nu$ , kaynak 15'de tanımlanan ayrıntılı denge koşullarından hesaplanır ve şu şekilde verilir;

$$\lambda_\nu^e(n, \epsilon_\nu) d\epsilon_\nu \equiv \lambda_\nu^e(p, h, E, \epsilon_\nu) d\epsilon_\nu =$$

$$\frac{2S_\nu + 1}{\pi^2 \hbar^3} \mu_\nu \epsilon_\nu \sigma_\nu(\epsilon_\nu) (Z/A)^{z_\nu} [1 - (Z/A)]^{p_\nu - z_\nu}$$

$$\left(\frac{p_\nu}{z_\nu}\right) \frac{\omega(p - p_\nu, h, E - B_\nu - \epsilon_\nu)}{\omega(p, h, E)} d\epsilon_\nu \quad (1.3.13)$$

Burada,

- $S_\nu$   $\nu$  parçacığının spinini,
- $P_\nu$  " nükleon sayısını,
- $z_\nu$  " proton sayısını,
- $B_\nu$  " ayrılma enerjisini,
- $\mu_\nu$  indirgenmiş kütleyi,
- $\epsilon_\nu$  çıkış kanalında relatif hareket enerjisini,
- $\sigma_\nu(\epsilon_\nu)$  " ters tepkileşim kesitini,
- $Z$  bileşik sistemin yük sayısını,

ifade etmektedir.

$\omega(p, h, E)$  niceliği, E uyarılmış enerjili, p parçacık ve h boşluk sayılı durumların yoğunluğunu temsil eder. Bu yoğunluk şu şekilde ifade edilebilir (13);

$$\omega(p, h, E) = \frac{g(gE - A_{p, h})^{p+h-1}}{p! h! (p+h-1)!} \quad (1.3.14)$$

$$A_{p, h} = \frac{1}{4} (p^2 + h^2 + p - 3h) \quad (1.3.15)$$



Yukarıdaki denklemlerde yer alan  $g$  tek-parçacık durum yoğunluğu, seviye yoğunluğu parametresi  $a'$ 'ya,  $g = 6a/\pi^2$  ifadesi ile bağlıdır.

### 1.3.2 Hauser-Feshbach Formülü.

İlk denge evaporasyon adımı sonucu oluşan  $(E', I', \Pi')$  durumlarının erişilebilir seviyelerinin sayısı, kanal-spin çiftlenimini kullanan Hauser-Feshbach formülü ile hesaplanır. Parçacık salınımı için bağıntı şu şekilde verilir;

$$\frac{\partial \sigma_{\pi_0, \pi_1}^{HF}}{\partial E'} (E', I', \Pi') \Delta E' = \frac{\pi}{k^2} \sum_{I\Pi} g_I \frac{\sum_{s_0, l_0} T_{\pi_0 l_0}(\epsilon_0) \sum_{s_1, l_1} T_{\pi_1 l_1}(\epsilon_1)}{N(E, I, \Pi)} \times S_{\pi_0 l_0 s_0, \pi_1 l_1 s_1}^{I\Pi}(\epsilon_0, \epsilon_1) Q_{\pi_1}(E', I', \Pi') \Delta E' \quad (1.3.16)$$

Foton yayını için;

$$\frac{\partial \sigma_{\pi_0 \gamma}^{HF}}{\partial E'} (E', I', \Pi') \Delta E' = \frac{\pi}{k^2} \sum_{I\Pi} g_I \frac{\sum_{s_0, l_0} T_{\pi_0 l_0}(\epsilon_0) \sum_{XL} T_{\gamma XL}(\epsilon_\gamma)}{N(E, I, \Pi)} \times \rho_\gamma(E', I', \Pi') \Delta E' \quad (1.3.17)$$

Burada,

$k$	giriş kanalı için dalga sayısını,
$\epsilon_0$	" relatif hareketin enerjisini,
$l_0$	" yörüngesel açısal momentumu,
$s_0$	" kanal spinini,
$T_{\pi_0 l_0}(\epsilon_0)$	" iletim katsayısını,
$g_I$	istatistik faktörü,
$E$	bileşik çekirdek için uyarılma enerjisini,
$N(E, I, \Pi)$	Hauser-Feshbach bölenini,
$\epsilon_1$	çıkış kanalı için relatif hareketin enerjisini,
$l_1$	" yörüngesel açısal momentumu,

$s_1$  çıkış kanalı için kanal spinini,  
 $T_{\pi_1, l_1}(\epsilon_1)$  " iletim katsayısını,  
 $\rho_{\pi_1}(E, I, \Pi)$  ürün çekirdek seviye yoğunluğunu,

$S_{\pi_1, l_1, s_1, \pi_1, l_1, s_1}^{I, \Pi}(\epsilon_0, \epsilon_1)$  genişlik dalgalanma faktörünü,

$\epsilon_\gamma$  foton çıkış kanalı için enerjiyi,  
 $XL$  " multipole tipini,  
 $T_{\gamma XL}(\epsilon_\gamma)$  " iletim katsayısını,

$\rho_\gamma(E, I, \Pi)$  foton salınımı sonucu ürün çekirdek seviye yoğunluğunu,

temsil etmektedir.

Aradurumların, açısal momentum  $I$ , parite  $\Pi$ , kanal spinleri  $s$ , açısal momentum  $l$  ve multipolarite üzerinden toplamları, açısal momentum ve parite korunumu ile sınırlandırılmıştır.

Hauser-Feshbach böleni, tüm açık kanallar için iletim katsayılarının, açısal momentum ve parite korunum kurallarına uygun toplamlarını içerir ve şu şekilde verilebilir;

$$\begin{aligned}
 N(E, I, \Pi) = & \sum_{\nu} \sum_{I, \Pi} \sum_{s_1} \int_0^{E-B_\nu} d\epsilon_\nu T_{\nu l}(\epsilon_\nu) \rho_\nu(E-B_\nu-\epsilon_\nu, I', \Pi') + \\
 & + \sum_{I, \Pi} \sum_{XL} \int_0^E d\epsilon_\gamma T_{\gamma XL}(\epsilon_\gamma) \rho_\gamma(E-\epsilon_\gamma, I', \Pi') \quad (1.3.18)
 \end{aligned}$$

Burada  $B_\nu$ ,  $\nu$  parçacığı için ayrılma enerjisidir ve  $\rho(E', I', \Pi')$  seviye yoğunluğu,  $\nu$  parçacığının salınımından sonraki ürün çekirdeği niteler. STAPRE kodunun kullanılan versiyonunda, bileşik çekirdeğin tüm açık kanallara bozunumu için toplam seviye genişliğini temsil eden HF bölenine dört farklı parçacığa kadar katkı gözönüne alınmaktadır. Fisyon kanalı ihmal edilmektedir.

### 1.3.3 Gamma Işını Kaskadları.

Verilen bir bileşik çekirdek için,  $WB^{(0)}(E, I, \Pi) \Delta E$  başlangıç seviye sayılı,  $(E, I, \Pi)$  durumlarından başlayarak, gamma ışını kaskadlarının etkisi aşağıda belirtildiği şekilde irdelenmiştir.

Foton yayını ile,  $(E', I', \Pi')$  seviyelerinin,  $(E, I, \Pi)$  seviyelerinden bozunum ile artışı,  $\Gamma(E, I, \Pi; E', I', \Pi')$  ile verilen kısmi genişliğin,  $\Gamma(E, I, \Pi)$  toplam bozunum genişliğine oranı ile belirlenir;

$$\frac{\Gamma(E, I, \Pi; E', I', \Pi')}{\Gamma(E, I, \Pi)} = \frac{1}{N(E, I, \Pi)} \sum_{XL} T_{\gamma XL}(E-E') \quad (1.3.19)$$

Burada,  $N(E, I, \Pi)$ , denklem (1.3.18) ile tanımlanır. Gamma ışını iletim katsayıları toplamları, mültipolarite seçim kuralları ile sınırlandırılmıştır.

Ardışık n adet gama geçişi ile ulaşılan  $(E', I', \Pi')$  erişilebilir seviyelerinin  $WB^{(n)}(E, I, \Pi) \Delta E'$  sayısı aşağıdaki bağıntı ile elde edilebilir;

$$WB^{(n)}(E, I, \Pi) \Delta E' = \sum_E^{\int_E^{E_{\max.}}} dE WB^{(n-1)}(E, I, \Pi) \frac{\Gamma(E, I, \Pi; E', I', \Pi')}{\Gamma(E, I, \Pi)} \times \rho_{\gamma}(E, I, \Pi) \Delta E' \quad (1.3.20)$$

Burada  $E_{\max.}$ , ele alınan bileşik çekirdeğin, maksimum erişilebilir seviye enerjisidir.

Tüm olası gamma kaskadları sonucu, toplam seviye bolluğu  $\overline{WB}(E, I, \Pi) \Delta E'$  şu şekilde verilebilir;

$$\overline{WB}(E, I, \Pi) \Delta E' = \sum_{n=0}^{\infty} WB^{(n)}(E, I, \Pi) \Delta E' \quad (1.3.21)$$

Ayrık seviyeler arasında gamma ışını geçişleri için  $\Gamma_\gamma / \Gamma$  oranı yerine deneysel dallanma oranları kullanılmaktadır.

İlk evaporasyon adımının yol açtığı birincil erişilebilir seviye sayısı için, denge ve denge öncesi yayılım gözönüne alınır. Denge öncesi yayılım, denge durumuna ulaştıran seviye bolluğunda azalmaya neden olur. Bu nedenle, gamma ışını üretim kesiti gözönüne alındığında, denge öncesi parçacık yayılımının tek etkisi, tepkileşim kesitini azaltıcı yöndedir. Azalan erişilebilir seviye sayısı, denge tepkileşim kesiti ile denge öncesi yayımdan arda kalan, erişilebilir seviyelerin denklem (1.3.6) ile verilen  $q^{pre}$  kesri ile çarpımı kadardır;

$$WB_1(E, I, \Pi)\Delta E = q^{pre} \frac{\partial \sigma_{\pi_0 \gamma}^{HF}(E, I, \Pi)}{\partial E} \Delta E \quad (1.3.22)$$

Bombardıman parçacığı  $\pi_0$  ve hedef çekirdeğin oluşturduğu bileşik sistemin bozunumu, parçacık salınımı ile olduğunda, denge öncesi yayılım denge durumuna ulaştıran ara seviyelerin sayısında azalmaya neden olur. Azalan bu kesir için denge öncesi yayılımın, parçacık salınımı tepkileşim kesitine katkısı aşağıda verildiği şekilde eklenmektedir;

$$WB_2(E, I, \Pi)\Delta E = \left[ q^{pre} \frac{\partial \sigma_{\pi_0 \pi_1}^{HF}(E, I, \Pi)}{\partial E} + \frac{\partial \sigma_{\pi_0 \pi_1}^{pre}}{\partial E} \frac{\partial \sigma_{\pi_0 \pi_1}^{HF}(E, I, \Pi)}{\partial E} + \sum_{I, \Pi} \frac{\partial \sigma_{\pi_0 \pi_1}^{HF}(E, I, \Pi)}{\partial E} \right] \times \Delta E \quad (1.3.23)$$

Bu eşitlikte sağ tarafta yer alan ilk terim azalan denge diferansiyel tepkileşim kesitini, ikinci terim eklenen denge öncesi yayılım katkısını ifade etmektedir. Bu terimlerde yer alan HF tepkileşim kesitleri ve denge öncesi yayılım tepkileşim kesitleri, sırası ile denklem (1.3.16 ve 17) ve (1.3.6) ile verilmektedir.

## II. MATERYAL VE METOD.

### 2.1 Işınlanan Örneklerin Hazırlanması.

Işınlanan hedef elementler  $^{45}\text{Sc}$  ve  $^{55}\text{Mn}$ , yüksek saflıktaki ( % 99.9 ) skandiyumoksit,  $\text{Sc}_2\text{O}_3$  ve manganoksit,  $\text{MnO}_2$  tozlarından ayrı örnekler halinde, yaklaşık 1 gram ağırlıkta, 13 mm çapında ve 3.5 mm kalınlığında peletler şeklinde, hiçbir katkı malzemesi kullanılmaksızın, özel bir kalıp ve 10 tonluk elektrohidrolik press vasıtası ile basıldı. Saf  $\beta^-$  yayımlayıcı  $^{55}\text{Cr}$  tepkileşim ürünü veren  $^{55}\text{Mn}(n,p)^{55}\text{Cr}$  tepkileşimi için 100 mg  $\text{MnO}_2$  tozu ince bir polietilen torba içersine paketlenildi. Işınlanan tüm örneklerin ön ve arka yüzüne, kalınlıkları 200  $\mu\text{m}$  olan, yüksek saflıkta alüminyum ve demir nötron akı monitör foilleri yerleştirilip, tümü birlikte çok ince et kalınlıklı alüminyum kutular içersinde ışınlandı.

### 2.2 Kompakt Siklotron CV28.

Değişebilir enerjili kompakt siklotron; p, d,  $^3\text{He}^{+2}$  ve  $^4\text{He}^{+2}$  parçacıklarını, tablo II.1'de verildiği şekilde farklı enerjilerde hızlandırmaktadır.

Siklotron 3.2 x 3.05 m<sup>2</sup>'lik bir alanda, 2.45 m yükseklikte ve 22.5 ton ağırlığındadır. Sızdırmazlığı O-ringle sağlanmış, 300 lt'lik siklotron hızlandırma kolonundaki basınç  $4 \times 10^{-4}$  atm.'dir. Ana magnetin boyutları, 0.965 m x 2.44 m olup, yüksekliği 1.232 m'dir. Magnet kutuplarında, spiral biçimli üç çift " hill " sektörü monte edilmiştir. Bu hill'ler arasındaki aralık minimum 5.08 cm, maksimum 11.64 cm'dir ve bunlara karşılık gelen maksimum magnetik akı yoğunluğu 2.1 T ile 1.42 T'dir. Farklı türde iyonları değişik enerjilerde hızlandırmak amacı ile magnetik alanın adaptasyonunu sağlayan, ortalama yarıçapları 15, 25, 33 ve 39 cm olan dört çift konsantrik trim sarımları mevcuttur. Aralarındaki mesafe 2.4 cm olan siklotron dee'leri, birbirlerinin üzerini 82<sup>o</sup>'lik bir açı ile örtecek şekilde yerleştirilmişlerdir.

Tablo II.1 Kompakt siklotron CV28'de hızlandırılan parçacıkların enerjileri ve huzme şiddetleri.

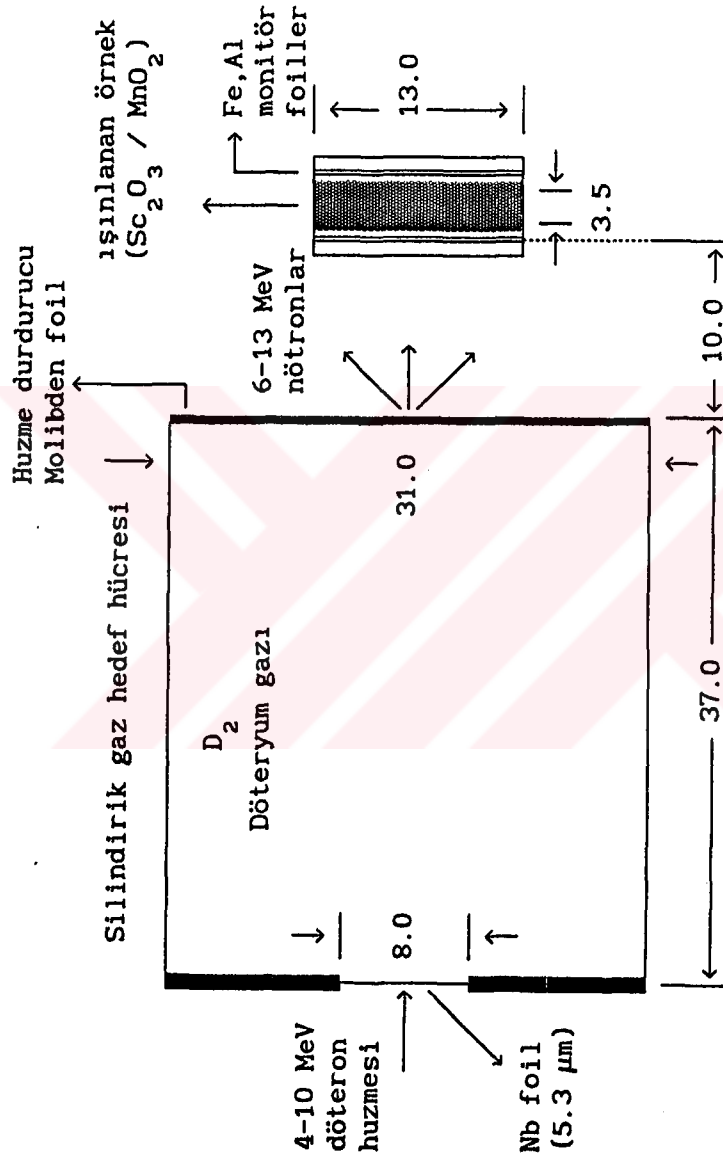
Parçacık	Enerji(MeV)	Huzme şiddeti( $\mu$ A)
$H^+$	2 - 16	100
	16 - 24	70
$D^+$	3 - 14	100
$^3He^{+2}$	5 - 36	15 - 70
$^4He^{+2}$	6 - 28	10 - 50

Frekansı sürekli olarak, 6.5 ile 26 MHz arasında değiştirilebilen kendinden uyarımlı bir rf osilatörü, dee ile toprak arasında maksimum 35 kV'luk bir potansiyel farkı oluşturur. Penning tipi iyon kaynağı, soğuk katodlarla, 200 - 2500 V ark gerilimi ve 1  $\mu$ A - 100 mA arasında ark akımları ile çalıştırılabilir. Proton ve döteronlar, dee voltajına bağlı olarak 30  $\mu$ A'de ekstrakte edilebilirler. Daha yüksek ekstraksiyon akımlarında, iyon kaynağı termiyonik mod'da sıcak katodla çalıştırılabilir. Bu mod özellikle  $^3He^{+2}$  ve  $^4He^{+2}$  iyonlarının hızlandırılmasında kullanılır.

### 2.3 Nötron Üreten Gaz Hedef.

Tek enerjili nötronlar, CV28 kompakt siklotronun döteron hızlandırma kolonuna adapte edilen döteryum gaz hedefte  $^2H(d,n)^3He$  tepkileşimi ile üretildi (16-18). Şekil II.1a ve b'de şematik olarak verilen nötron üreten gaz hedef, 4 cm çapında, et kalınlığı 0.1 cm olan, 3.7 cm uzunluğunda prinçten yapılmış bir silindirdir. Silindir şeklindeki hücrenin ön ve arka yüzlerinde, bakır-berilyum alaşımı, ortaları delik, vidalı iki kapak yer almaktadır. Bu iki kapaktan döteryum hızlandırma kolonu ile gaz hedef silindiri ayıran kapağın ortasında, döteryum huzmesinin silindir hedef hacmi içersine girmesine olanak veren "giriş penceresi" yer almaktadır. "Giriş penceresi", merkezlerinde 0.8 cm çapında delikler bulunan, 500  $\mu$ m kalınlığında, iki dairesel prinç disk arasına sandviç edilmiş, 5.3  $\mu$ m kalınlığında niobyum foilden oluşmuştur.





Şekil II.1b Döteryum gaz hedef hücresinin ve ışınlama geometrisinin ayrıntılı gösterimi ( tüm ölçüler mm cinsindedir ).



Hızlandırılan döteryum huzmesi çapı 0.8 cm ve kalınlığı 5.3  $\mu\text{m}$  olan bu niobyum foil pencereden geçerek, döteryum gazının bulunduğu silindirik gaz hedef hacmine girer. Silindirik gaz hedefin, ışınlanan örnek tarafında yer alan diğer yüzünde, döteron huzmesini durdurucu, 200  $\mu\text{m}$  kalınlığında molibden foil, vidalı kapak sistemi ile yerleştirilmiştir. Her iki yüzdeki vidalı kapak sisteminde, sızdırmazlık O-ringlerle sağlanmaktadır. Vidalı kapak sistemi, ışınlama esnasında, giriş penceresinde olası bir deformasyon durumunda, niobyum foilin hızlı bir şekilde değiştirilmesine olanak vermektedir. Işınlama esnasında, huzme sonlandırıcı (beam-stop) molibden foil, hava jeti ile soğutulmaktadır.

Gaz hedefte kullanılan tüm malzeme, düşük (d,n) tepkileşim kesitine sahiptir. Gaz hedef hacmine döteryum gazı, iki magnetik solenoid valf yardımı ile doldurulup, boşaltılmaktadır. Silindirik hedefin doldurulması işlemi, yüksek saflıktaki döteryum gazı ile iki kez doldurup / boşaltma işleminden sonra yapılmaktadır. Silindirik hedef, 1.8 atm. basınçta döteryum gazı ile doldurulup, gaz basıncı, basınç ölçerden monitör kamera vasıtası ile ışınlama esnasında izlenmektedir. Siklotrondan alınan kolime edilmiş döteron huzmesi, silindirik hedef içersindeki döteryum gazı ile  $^2\text{H}(d,n)^3\text{He}$  tepkileşimi yaparak, tek enerjili hızlı nötronlar üretir.

## 2.4 Nötron Enerjisi.

### 2.4.1. Döteron Enerjisinin Gaz Hedefte Azalması.

Silindirik gaz hedef içersinde üretilen nötronların enerjisi, bir Monte-Carlo kodu ile hesaplanmaktadır (19). Bu program giriş datası olarak, tepkileşimin olduğu noktada döteron enerjisinin çok iyi bilinmesini gerektirdiğinden; döteron enerjisinin, hedef giriş penceresinde (Nb 5.3  $\mu\text{m}$ ) ve döteryum gazındaki azalması, erişim-enerji datası ile modifiye edilmiş, Bethe durdurma gücü bağıntısı kullanılarak hesaplanır. Bu bağıntı basitçe aşağıdaki şekilde verilebilir,

$$\frac{dE}{d(\rho x)} = 0.30711 (z/w) \left( z_1^2(E) / \beta^2 \right) \left[ \ln \frac{A(E)}{[1-\exp(-A^{1/\rho}(E))] - \dots} \dots - \beta - \frac{\delta}{2} \right] \text{ MeV. cm}^2/\text{g} \quad (2.4.1)$$

Burada,

$$A(E) = \sqrt{(1.022 \beta^2 Q_{\max}) / (1-\beta^2)} \frac{1}{I}$$

$$\rho = 1 + 0.035 ( z_1^{1.5} + z^{0.5} )$$

$z_1$  = Bombardıman döteronun atom numarasını,

$z$  = Giriş penceresi malzemesinin atom numarasını,

$w$  = " " " çekirdek kütlelerini,

$\beta$  = Bombardıman döteron hızının ışık hızına oranını,

$\delta$  = Sternheimer yoğunluk etkisi faktörünü,

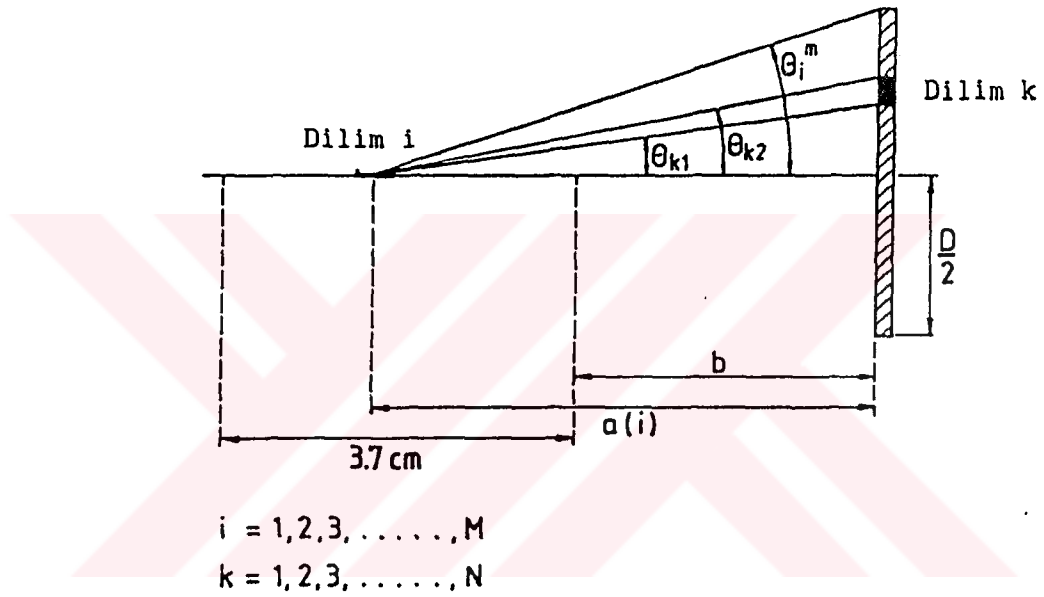
$Q_{\max}$  = Bombardıman döterondan, hedef çekirdek elektronlarına maksimum enerji transferini,

göstermektedir.

Denklem 2.4.1, döteron huzmesinin gaz hedef içersine girerken, giriş penceresi metaryali ile ve hedef hacmi içersinde döteryum gazı atomları ile etkileşmesi sonucu yitirdiği enerjiyi hesaplamakta kullanılır. Bu bağıntıyı kullanarak, döteron huzmesindeki döteronların enerjisindeki azalmayı hesaplayan programın giriş datası; gelen döteronların enerjisi, döteryum gazı ve giriş penceresi malzemesinin atom ve kütle numaraları ve giriş penceresi foil malzemesinin yoğunluğudur.

#### 2.4.2 Nötron Enerjisinin Hesaplanması.

Nötron üreten gaz hedef silindirik hücre, döteron huzmesinin enerji kaybını ve katı açığı açıklamak amacı ile  $M$  eşit parçaya bölünmüştür. Silindirik hücrenin uzunluğu 3.7 cm, her bir parçanın kalınlığı,  $\Delta y = 3.7 / M$  cm'dir. Şekil II.2, bu bölümlmeyi ve silindirik hücre içersinde herhangi bir noktadan, ışınlanan örneğin herhangi bir parçası üzerinde görülen katı açığı, şematik olarak göstermektedir (20).



Şekil II.2 Nötron enerjisinin hesaplanmasında, dilimlere ayrılmış gaz hücrenin ve ışınlanan örneğin şematik gösterimi.

Giriş penceresinden başlayarak, silindirik hücrenin tabakalarını  $i = 1, 2, \dots, M$  olarak numaralandıralım. Silindirik hücrenin eksenine göre düşey olarak konumlandırılmış  $D/2$  yarıçaplı örneğin herhangi bir tabakasına,  $i$  noktasının uzaklığı,

$$a(i) = b + 3.7 - (3.7/M)i + (3.7/2M) \quad (2.4.2)$$

bağıntısı ile verilir.

Burada, b ele alınan örnek tabakası ile huzme durdurucusunun dış yüzeyi arasındaki mesafedir. Silindirik hücre eksenini üzerinden, i parçasından bakıldığında, örnek tabakası üzerinde görülen en büyük polar açı,  $\theta_1^m$ , denklem 2.2 ile verilen a(i) mesafesi ve örnek yarıçapı D/2 ile,  $\theta_1^m = \tan^{-1} (D/2(a(i)))$  şeklinde verilebilir. Açısal değişim,  $\theta_k = 0$  ile  $\theta_k = \theta_1^m$  arasındadır ve bu aralık N eşit polar açı tabakasına bölünür. Bunlardan örnek üzerindeki k indisli parça için kısmi katıaçı  $d\Omega_{ik}$  aşağıdaki şekilde verilir,

$$d\Omega_{ik} = \frac{2\pi \left[ \cos((\theta_1^m \times (k-1))/N) - \cos((\theta_1^m \times k)/N) \right]}{\cos((\theta_1^m \times (k-0.5))/N)} \quad (2.4.3)$$

$$k = 1, 2, 3, \dots, N.$$

Döteronun giriş penceresi ve silindirik hücre içersindeki döteryum gazı ile etkileşimi sonucu, enerji kaybı denklem 2.1 ile hesaplanmak üzere;  $E_A$ , döteronun giriş penceresinden önceki enerjisi ve  $E_B$ , huzme durdurucu foilden önceki enerjisi olsun. Döteryum gazı içersinde lineer enerji azalması varsayımı ile, i indisli dilimin ortasında döteron enerjisi,

$$E_{D_i} = E_A - (E_A - E_B) \left[ \left( \frac{1}{M} \right) - \left( \frac{1}{2M} \right) \right] \quad (2.4.4)$$

ile verilir.

Liskien ve Paulsen (21) tarafından, tablo halinde verilen değerleri kullanarak, interpolasyonla, her bir  $E_D$  (keV) değeri için, karşılık gelen nötron enerjisi,  $E_N$  (keV) ve nötron  $^1$  üretim tesir kesiti  $\sigma_{DN}$  (mb/Sr),  $\theta_k = 0$ 'dan,  $\theta_1^m$ 'e  $^1k$  kadar olan aralıkta elde edilir. Ortalama  $^1k$  nötron enerjisi,  $\bar{E}_N$  (keV),  $\sigma_{DN}$  ve  $d\Omega_{ik}$ 'yı kullanarak, nötron bolluğu üzerinden ağırlıklı ortalama ile  $^1k$  bulunur.

Giriş penceresi ve döteryum gazı içersindeki enerji kaybı yukarıda belirtildiği şekilde bulunan, kolime edilmiş döteryum huzmesi için hesaplanan ortalama nötron enerjileri tablo II.2'de verilmektedir.

**Tablo II.2** Siklotrondan alınan kolime edilmiş döteryum huzmesi için, Monte-Carlo kodu ile hesaplanan ortalama nötron enerjisi ve enerjideki yayılma.

$\langle E_d \rangle$ (MeV)	$\langle E_n \rangle$ (MeV)
3.7	6.33±0.13
4.5	7.18±0.13
5.3	8.00±0.13
6.3	9.05±0.14
7.3	10.10±0.15
8.3	11.14±0.16
8.7	11.58±0.17
9.1	11.97±0.18
9.5	12.40±0.18
10.0	12.85±0.20

## 2.5 Işınlamalar.

Yaklaşık 1.0 gram ağırlıklarda peletler halinde hazırlanan  $Sc_2O_3$  veya  $MnO_2$  örnekler, ön ve arka yüzlerine yerleştirilen alüminyum ve demir nötron akı monitörleri ile birlikte, çok ince et kalınlıklı alüminyum kutularda ışınıldı. Gaz hedef içersinde, silindir eksenini boyunca çizgisel bir nötron kaynağı elde edildiğinden, ileri yönde ( sıfır dereceli ) yayınlanan nötronlar dışında, nötron enerjisinin belirlenmesi büyük belirsizlikler içermektedir. Bu nedenle ışınlamaların ileri yönde yayınlanan nötronlarla yapıldığı varsayımını gerçekleştirmek için, ışınlamalar, ışınlanan örnek eksenini, bir örnek tutucusu ile, silindirik gaz hedef eksenini ile aynı doğrultuda tutularak, döteron huzme durdurucu molibden plaka ile örnek önyüzü arasındaki mesafe 1.0 cm olacak şekilde yapıldı. Bu mesafede örnek üzerindeki ortalama nötron akı yoğunluğu, bölüm 2.6'da ayrıntılı olarak anlatılacağı şekilde, yaklaşık  $10^7$  n  $cm^{-2}s^{-1}$  olarak belirlendi. Işınlama geometrisi ve gaz hedef şekil II.b'de verilmektedir.

Döteron hızlandırma kolonundan alınan 2-4  $\mu A$ 'lık döteron huzmesinin enerjisi 4-10 MeV arasında değiştirilerek, gaz hedefte d-d tepkileşimi sonucu, enerjileri 6.30 ile 12.85 MeV aralığında değişen tek enerjili nötronlar üretildi. Bölüm 2.7'de ayrıntılı olarak anlatılacak olan gaz hedef sistemin çalışma prensibinden kaynaklanan ikincil nötronların, tepkileşim ürünü aktivitesine yaptığı katkıyı belirlemek amacı ile, tüm enerjilerde iki ayrı örnek, gaz hedef döteryum gazı ile dolu ve boş olduğunda ayrı ayrı ışınıldı.

Işınlama süresi genellikle 2 saattir. Ancak, ürün çekirdeklerin kısa yarı-ömrü nedeni ile  $^{55}Mn(n,\alpha)^{52}V$  ve  $^{55}Mn(n,p)^{55}Cr$  tepkileşimleri için, 10 dakikalık ışınlamalar yapıldı.

Siklotronundan alınan kolime edilmiş döteron huzmesinin düşük akımlarda tutulmasının bir önemli nedeni, yüksek akımlı döteron huzmesinin, silindirik gaz hedef içersindeki döteryum gazının ısınmasına yolaçması ve bunun sonucu olarak, gaz yoğunluğundaki değişimin, nötron verimi, ortalama nötron enerjisi ve enerjideki ayrımı etkilemesidir.

## 2.6 Nötron Akısının Belirlenmesi.

Tüm ışınlamalarda, ışınlanan örneğin, ön ve arka yüzünde Fe ve Al foiller, nötron akı monitörleri olarak kullanıldı. Sayımları HpGe detektör kullanılarak yapılan, Demir ve alüminyum monitör foiller için, ışınlama sonundaki net sayım hızları,

$$n_0 = \frac{P}{(1 - e^{-\lambda t_s}) / \lambda} e^{\lambda t_b} \quad (2.6.1)$$

bağıntısı ile belirlendi.

Burada,

P = gamma spektrumunda ilgili enerjide tüm enerji tepesi (TET) altındaki ölü-zaman ve darbe yığılım düzeltmeleri yapılmış net sayımı,

$\lambda$  = tepkileşim ürününün bozunum sabitini, ( $s^{-1}$ ),

$t_s$  = sayım zamanını,

$t_b$  = soğuma (bekleme) zamanını,

göstermektedir.

Ön ve arka yüzdeki foillerin net sayım hızını kullanarak, ortalama nötron akı yoğunluğu,

$$\Phi = \frac{n_0}{N I_\gamma (\Omega \epsilon) (\Omega_D / \Omega) \sigma} \frac{1}{1 - e^{-\lambda t_i}} \quad (2.6.2)$$

ifadesi ile bulunur.

Burada,

$I_\gamma$  = tam tepe enerjisindeki gamma ışını şiddetini,

$\Omega \epsilon$  = ilgili tam tepe enerjisi için, sayım geometrisinde detektör verimini,

$\Omega_D / \Omega$  = monitör foil boyutunda disk için hesaplanan katı açının, nokta kaynak katı açısına oranını (22),

$\sigma$  = ışınlama enerjisinde monitör tepkileşim kesitini,

N = monitör foilde tepkileşime giren hedef çekirdek sayısını, göstermektedir.

Burada, monitör foil boyutlarında disk için katı açı kaynak 22'de belirtildiği şekilde hesaplanırken, nokta kaynak için ,tüm ışımaya yüzeyi  $4\pi$ 'ye bölünen katı açı ifadesi basitçe,

$$\Omega = \frac{1}{2} \left[ 1 - \frac{1}{\sqrt{1 - (R/D)^2}} \right] \quad (2.6.3)$$

şeklinde verilebilir. Bu ifadede yer alan R; detektör etkin yüzeyi yarıçapını ve D; örnek - detektör etkin yüzey mesafesini göstermektedir. (2.6.2) ifadesinde verilen  $\Omega \epsilon$  terimi, detektörün, sayım katı açısına bağlı, mutlak verimdir ve yalnızca foton enerjisine ve detektör kristalinin fiziksel özelliklerine bağlı verim  $\epsilon$  (intrinsic efficiency) ile denklem (2.6.3)'te verilen sayım katı açısının çarpımı olarak tanımlanır. Takip eden bölümlerdeki ifadelerde yer alan  $\epsilon$ , yukarıda belirtilen, yalnızca foton enerjisine ve detektör kristalinin özelliklerine bağlı verimdir.

En genel anlamda, denklem (2.6.2)'de yer alan tepkileşime giren hedef çekirdek sayısı N,

$$N = \frac{W \cdot a \cdot N_a \cdot c}{M_w} \quad (2.6.4)$$

ile verilir.

Burada,

W = örnek ağırlığını,

a = örnek içinde hedef atomlarının izotopik bolluğunu,

$N_a$  = Avogadro sayısını (  $6.0221367 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$  ),

c = örnek moleküler halde ise, hedef atomlarının mol sayısını,

$M_w$  = örneğin molekül ya da atom ağırlığını,

belirtmektedir.



Nötron üreten gaz hedefin dolu ve boş olduğu ışınlamalar için net sayım hızları denklem (2.6.1) ile bulunarak, boş ışınlama sayım hızının dolu ışınlama sayım hızından çıkarılması ile nötron akı yoğunluğu hesabında kullanılan net monitör foil sayım hızı elde edildi.

Nötron enerjisinin 6-8 MeV aralığında olduğu ışınlamalarda,  $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$  monitör tepkileşimi kullanılarak, nötron akısı belirlendi. Bu tepkileşimde,  $^{56}\text{Mn}$  aktivitesi,  $E_\gamma = 847$  keV enerjili tüm enerji tepesi (TET) alanından, yarı-ömür,  $T_{1/2} = 2.58$  saat ve  $I_\gamma = 0.9887$  alınarak belirlendi. Tepkileşimin, bu enerji aralığındaki tepkileşim kesiti değerleri ENDF/B-V (23)'den alındı. Nötron enerjisi 8-13 MeV aralığında olduğunda, nötron akısı,  $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$  monitör tepkileşimi ile belirlendi. Tepkileşim ürünü  $^{24}\text{Na}$ 'un aktivitesi,  $E_\gamma = 1369$  keV enerjili TET alanından,  $T_{1/2} = 15.02$  saat ve  $I_\gamma = 1.00$  alınarak hesaplandı. Bu tepkileşim için, tepkileşim kesiti değerleri, Tagesen ve Vonach'tan (24) alındı. Her iki tepkileşim ürününün aktivitesi yüksek saflıkta germanyum kristalli yarı-iletken detektör (HpGe) ile,  $\% \pm 2$  istatistik hata ve  $\% \pm 3$  detektör verimi hatası ile belirlendi. Aktivite belirlenmesinde, sistem kaynaklı arzu edilmeyen ikincil nötronların aktiviteye olan katkısı gözönüne alındı. Ortalama nötron akı yoğunluğu, nötron enerjisine bağlı olarak,  $1.10 \times 10^7$  ile  $3.0 \times 10^7$  n cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> arasında bulundu.

## 2.7 Sistem Kaynaklı İkincil (Background) Nötronlar.

Gaz hedef kullanılarak,  $D(d,n)^3\text{He}$  tepkileşimi ile elde edilen nötronlar için, sistemin yapısı gereği ortaya çıkan iki farklı düşük enerjili arzu edilmeyen ikincil nötron kaynağı vardır;

- i) Gaz hedefte döteryum gazı bulunmadığında, huzme döteronlarının hedef hacmi ve huzme sonlandırıcı foil üzerinde yapmış olduğu d-d tepkileşimi sonucu oluşan ve hedef materyalinden saçılan nötronlar.
- ii)  $D(d,np)$  döteron parçalanma tepkileşimi (breakup reaction) nötronları (25).

Yukarıda verilen sistem kaynaklı ikincil nötronlar için birinci kaynaktan gelenlerin, ilgilenilen tepkileşim ürünü aktivitesi üzerine yaptığı etki aşağıda anlatıldığı şekilde belirlendi. Her nötron enerjisinde, silindirik gaz hedef hacmi döteryum gazı ile dolu ve boş olduğunda, iki ayrı örnek ( nötron akı monitör foilleri ile birlikte )

ışınılandı. Gaz hedef dolu olduğunda, döteryum gazı basıncı 1.8 atm. ve siklotrondan alınan döteron huzmesinin akımı 2  $\mu\text{A}$ 'dır. Gaz hedef boş olduğunda, bu akım 4  $\mu\text{A}$  olarak seçildi. İki ışınlama arasında normalizasyon, toplam entegre yük gözönüne alınarak yapıldı. Her iki ışınlama sonunda, nötron akı monitörlerinin ve ışınlanan örneklerin net sayım hızları, gerekli zaman düzeltmeleri yapılarak, denklem 2.6.1 ile bulundu. Gaz hedef boş ve dolu iken ışınlanan nötron akı monitör foilleri ve örneklerin sayım hızları, hedef çekirdek sayısı ve ışınlama zamanına göre normalize edilerek net sayım hızı elde edildi.

Sistem kaynaklı bir diğer kaçınılmaz ikincil nötron kaynağı, sistemde kullanılan nötron kaynak tepkileşiminde, belirli bir enerjinin üzerinde ortaya çıkan döteron parçalanma tepkileşimidir (deuteron breakup reaction). Döteron parçalanma tepkileşimi  $D(d,np)D$ , mekanizması üç cisim etkileşmesi ile açıklanmaktadır. Burada, tepkileşimin mekanizması yerine, bu tepkileşim sonucu oluşan nötronların spektrumları ve ilgilenilen tepkileşim ürünü aktivitelerine bu nötronlardan gelen katkı üzerinde sınırlı olarak durulmuş ve yapılan düzeltmeler açıklanmıştır. Bu nötronlar, döteron enerjisi 5 MeV'den yüksek olduğunda ortaya çıkar ve 7 MeV üzerinde enerjili döteronlar için, ilgilenilen tepkileşimin eşik enerjisine bağlı olarak, tepkileşim ürünü aktivitesine önemli ölçüde etki eder. Döteron parçalanma tepkileşiminden gelen nötronlar ileri saçılma piki veren sürekli bir spektruma sahiptir. Bu çalışmada da  $D(d,n)^3\text{He}$  ile elde edilen tek enerjili nötronlar sıfır dereceli, ileri yönde yayımlanan nötronlar olduğundan, parçalanma tepkileşiminden kaynaklanan nötronların katkısının belirlenmesi önem kazanmaktadır. Enerjisi 9.94 MeV olan döteron huzmesi için, döteron parçalanma tepkileşiminden gelen nötronların spektrumunda maksimum 4.5 MeV'da gözlenmiştir (26,27). Döteron parçalanma tepkileşim kesitinin, tek enerjili nötron kaynak tepkileşimi  $D(d,n)^3\text{He}$  tepkileşim kesitine oranı ve her iki tepkileşim için ilgilenilen enerji aralığında tepkileşim kesitleri, kaynak 28'den derlenerek, Tablo II.3'de verilmiştir.

Tablo II.3 D(d,np) döteron parçalanma ve D(d,n)<sup>3</sup>He kaynak tepkileşimleri için ileri yönde nötron yayınlanma tepkileşim kesitleri ve bunların oranları, R.

$\langle E_d \rangle$ (MeV)	$\langle E_n \rangle$ (MeV)	D(d,n) <sup>3</sup> He $\sigma$ (mb/sr)	D(d,np)X,Y $\sigma$ (mb/sr)	R
5.342	8.570	76.5	2.1	0.028
5.903	9.113	80.5	7.9	0.099
6.291	9.486	83.2	14.0	0.168
6.807	9.982	86.4	24.7	0.286
7.498	10.644	90.1	43.2	0.479
7.888	11.016	91.8	55.6	0.605
8.440	11.542	94.0	72.8	0.775
9.019	12.093	95.7	94.5	0.988
9.445	12.498	96.6	109.0	1.129
9.861	12.893	97.2	123.5	1.270
10.509	13.506	98.0	147.6	1.506

Tablo II.3'den,  $E_d \geq 9$  MeV olduğunda, döteron parçalanma tepkileşim kesitinin, tek enerjili nötron kaynak tepkileşimi, D(d,n) tepkileşim kesitini aştığı görülmektedir. Ancak d-d parçalanma tepkileşiminden gelen nötronların spektrumunda maksimum 4.5 MeV civarında oluşurken, D(d,n) kaynak tepkileşiminden gelen tek enerjili nötronların enerjisi ise yaklaşık 12 MeV'dir. Döteron parçalanma tepkileşimi sonucu oluşan nötronların, ilgilenilen tepkileşim ürünü aktivitesine yaptığı katkının, tepkileşim eşik enerjisine bağımlılığı deneysel olarak S. Cabral ve arkadaşları tarafından incelenmiştir (28). Parçalanma nötronlarının oluşturduğu aktivitenin, tek enerjili nötronların oluşturduğu aktiviteye oranı, üç farklı tepkileşme için bu çalışmadan derlenerek, tablo II.4'de verilmiştir.

**Tablo II.4** Döteron parçalanma tepkileşimi nötronları ile oluşan aktivitenin, d-d tepkileşimi ürünü tek enerjili nötronların oluşturduğu aktiviteye oranı.

< E <sub>d</sub> > (MeV)	< E <sub>n</sub> > (MeV)	Tepkileşim		
		<sup>27</sup> Al(n,α)	<sup>56</sup> Fe(n,p)	<sup>58</sup> Ni(n,p)
6.291	9.486	0.000	0.000	0.0140
6.807	9.982	0.000	0.000	0.0448
7.498	10.644	0.000	0.000	0.1267
7.888	11.016	0.000	2.0E-5 <sup>a</sup>	0.204
8.440	11.542	1.0E-6	2.9E-4	0.346
9.019	12.093	2.3E-5	2.4E-3	0.552
9.445	12.498	2.2E-4	7.8E-3	0.749
9.861	12.893	1.3E-3	0.0198	0.929
10.509	13.506	9.6E-3	0.0597	1.345

<sup>a</sup> 2.0 × 10<sup>-5</sup> olarak okunur.

Tablo II.4'den görülebileceği şekilde, bu çalışmada kullanılan en yüksek nötron enerjisi olan 12.85 MeV'de, <sup>56</sup>Fe(n,p) monitör tepkileşimi ürününün aktivitesine katkı yaklaşık % 2 civarındadır. <sup>27</sup>Al(n,α) reaksiyonu için bu katkı önemsenmeyecek oranda düşüktür. Bu çalışmada incelenen düşük eşik enerjili tepkileşimler, <sup>45</sup>Sc(n,α), <sup>45</sup>Sc(n,p), <sup>55</sup>Mn(n,α) ve <sup>55</sup>Mn(n,p) için döteron parçalanma tepkileşimi nötronlarının aktiviteye olan katkısı, tepkileşim eşik enerjisine bağlı olarak, tablo II.3'de <sup>56</sup>Fe(n,p) ve <sup>58</sup>Ni(n,p) tepkileşimleri için verilen değerler arasında lineer interpolasyon ile bulundu. Bu tepkileşimler için yapılan bu düzeltme yalnızca nötron enerjisi 10 MeV'den yüksek olduğunda önem kazanmakta ve bu çalışmada kullanılan en yüksek nötron enerjisi olan 12.85 MeV'de, düşük eşik enerjili (n,α) tepkileşimleri için % 40 değerine ulaşmaktadır.

## 2.8 Nötron Enerjisinin Monitor Tepkileşim Kesiti Oranları ile Deneysel Olarak Bulunması.

Bölüm 2.4'de anlatıldığı şekilde, Monte-Carlo benzeşimi ile hesaplanan ve tablo II.2 ile verilen nötron enerjileri, 10 MeV'in üzerinde,  $^{56}\text{Fe}(n,p)$  ve  $^{27}\text{Al}(n,\alpha)$  monitör tepkileşimleri için bu çalışmada deneysel olarak bulunan tepkileşim kesiti oranlarının, bu tepkileşim kesiti oranı için verilen diğer deneysel ve yine deneysel verilere uyumlu elde edilmiş değerler ile karşılaştırılması sonucu sınanabilir. Bu iki tepkileşim için tepkileşim kesiti ifadesi denklem 2.6.2'nin yeniden düzenlenmesi ile, aşağıdaki şekilde verilebilir;

$$\sigma[^{56}\text{Fe}(n,p)] = \frac{n_0(847 \text{ keV})}{\epsilon\Omega(847 \text{ keV}) \times I_\gamma \times \phi \times N(^{56}\text{Fe})} \times \frac{1}{1 - \exp(-\lambda_1 t_1)} \quad (2.8.1)$$

$$\sigma[^{27}\text{Al}(n,\alpha)] = \frac{n_0(1369 \text{ keV})}{\epsilon\Omega(1369 \text{ keV}) \times I_\gamma \times \phi \times N(^{27}\text{Al})} \times \frac{1}{1 - \exp(-\lambda_2 t_2)} \quad (2.8.2)$$

Denklem (2.8.1 ve 2 )'de yer alan,

$n_0$  = Sistem kaynaklı ikincil nötronların katkısı, bölüm 2.5'te anlatıldığı şekilde çıkartılan ve denklem 2.6.1 ile bulunan net sayım hızını (sayım/s),

$\epsilon\Omega$  = İlgili enerji için sayım geometrisinde detektör verimini,

$I_\gamma$  = Gamma enerjisi şiddetini,

$\Phi$  = Nötron akısını ( $\text{n cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ),

$N$  = Hedef çekirdek sayısını,  
 $\lambda_1$  =  $^{56}\text{Mn}$ 'ın bozunum hızını ( $\text{s}^{-1}$ ),  
 $\lambda_2$  =  $^{24}\text{Na}$ 'un bozunum hızını ( $\text{s}^{-1}$ ),  
 $t_i$  = ışınlama zamanını (s),  
 temsil etmektedir.

Denklem 2.8.1'in 2.8.2'ye oranlanması ile,

$$\frac{\sigma[^{56}\text{Fe}(n,p)]}{\sigma[^{27}\text{Al}(n,\alpha)]} = \frac{n_0(847 \text{ keV}) \times \varepsilon\Omega(1369 \text{ keV}) \times I_\gamma(1369 \text{ keV}) \times N(^{27}\text{Al})}{n_0(1369 \text{ keV}) \times \varepsilon\Omega(847 \text{ keV}) \times I_\gamma(847 \text{ keV}) \times N(^{56}\text{Fe})} \times \frac{1 - e^{-\lambda_1 t_i}}{1 - e^{-\lambda_2 t_i}} \quad (2.8.3)$$

tepkileşim kesiti oranı ifadesi elde edilir. Bu ifadenin kullanılması ile deneysel olarak bulunan tepkileşim kesiti oranları, kaynak 28'den alınan deneysel ve teorik tepkileşim kesiti oranları ile birlikte Tablo II.5'de verilmektedir. Bu değerler, Monte-Carlo benzeşimi ile bulunan ortalama nötron enerjilerini deneysel olarak sınamak bakımından fikir vermektedir.

**Tablo II.5** Deneysel olarak ölçülen  $^{56}\text{Fe}(n,p)$  ve  $^{27}\text{Al}(n,\alpha)$  monitör tepkileşim kesitilerinin oranları ( Kaynak 28'den alınan değerlerle karşılaştırmalı olarak verilmiştir).

Nötron Enerjisi (MeV)	$\sigma[^{56}\text{Fe}(n,p)] / \sigma[^{27}\text{Al}(n,\alpha)]$	
	Kaynak	Bu çalışma
10.10±0.15		0.833±0.013
10.43±0.19	0.835±0.018 <sup>a</sup> 0.796±0.037 <sup>b</sup>	
11.14±0.16		0.841±0.016
11.58±0.17		0.864±0.015
11.94±0.20	0.887±0.020 0.871±0.040	
11.97±0.18		0.871±0.021
12.40±0.18		0.906±0.021
12.85±0.20		0.915±0.025
13.79±0.21	0.933±0.020 0.906±0.019	

<sup>a</sup>Kaynak 28'deki çalışmada, d-d parçalanma tepkileşimi nötronlarının katkısı çıkartılarak ölçülen değer.

<sup>b</sup>Kaynak 28'deki çalışmada, diğer deneysel tepkileşim kesitlerinden, sistematik olarak elde edilmiş olan oran.

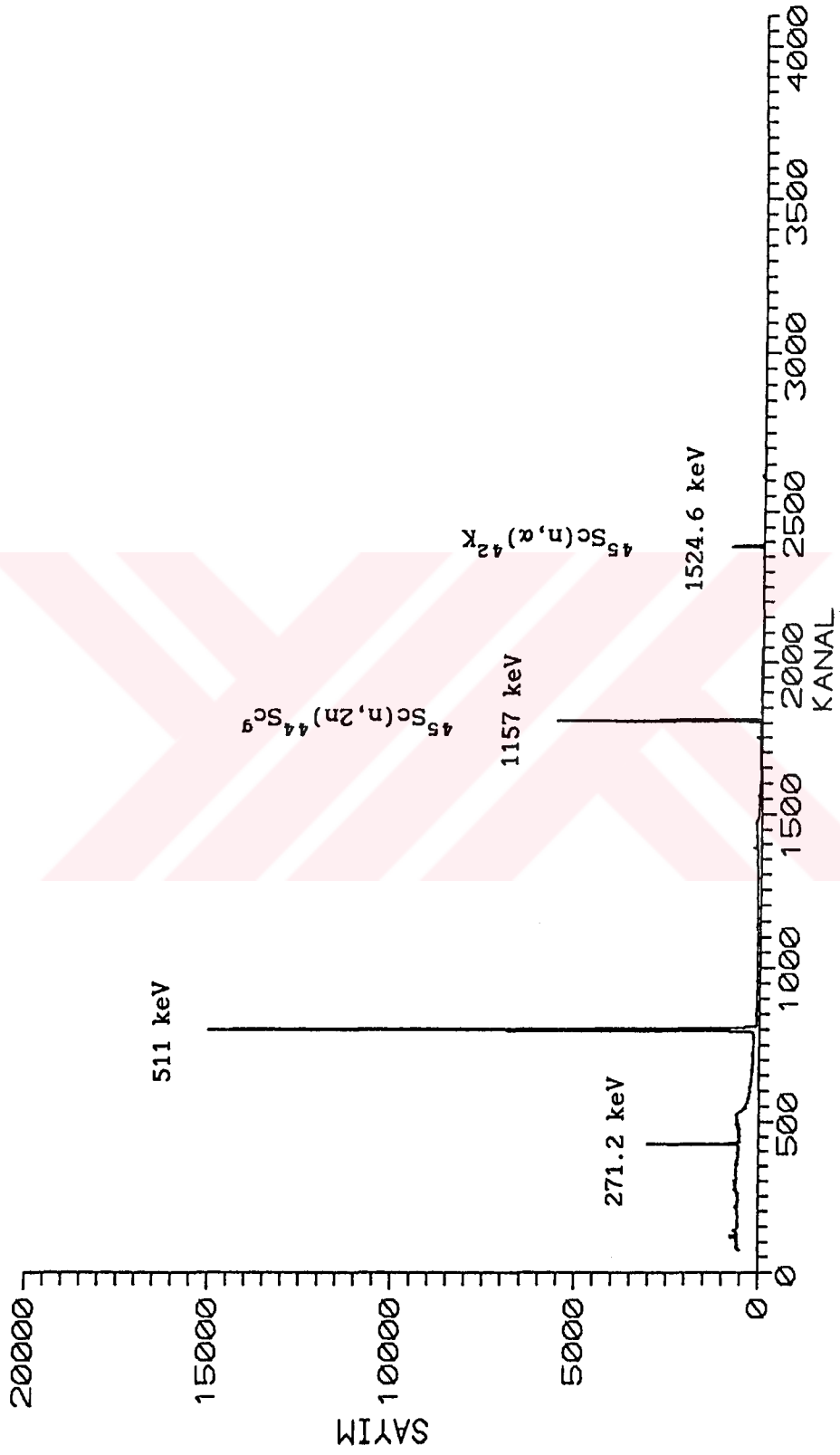
## 2.9 Işınlanmış Örneklerin Sayımları.

### 2.9.1 Gamma Spektrometresi.

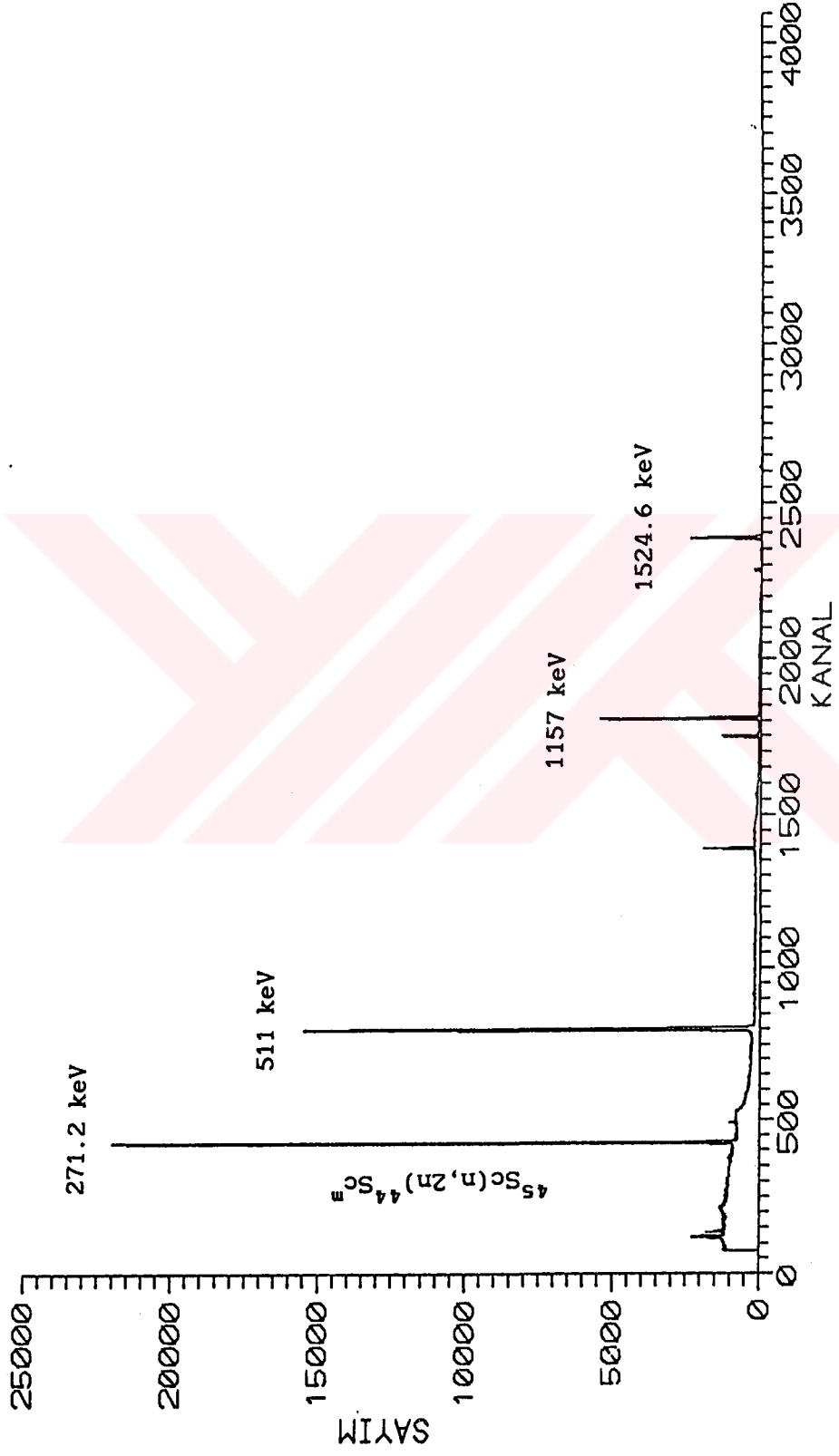
Kompakt siklotron CV28'in 2 nolu döteron huzmesi çıkışına adapte edilen, döteryum gaz hedefte d-d tepkileşimi sonucu üretilen tek enerjili nötronlarla ışınlanan örneklerde, (n,2n) ve (n, $\alpha$ ) tepkileşimleri sonucu oluşan radyoaktivite ve nötron akı monitörleri Al ve Fe foillerin aktiviteleri, HPGe detektörü ve ona bağlı sayım sisteminden oluşan yüksek ayrımlı gamma spektrometresi ile belirlendi. Gamma spektrometresi, HPGe detektöre bağlı, önyükseltici, Canberra model 2020 yükseltici, Ortec MCA Plug-In kart ve onun bağlandığı IBM PC-AT kompütürden oluşmaktadır. Darbe yığılım ve ölü zaman düzeltmesi yapılmış sistemde tüm enerji tepesi analizleri, Ortec tarafından IBM-PC için geliştirilmiş ayrıntılı bir tüm enerji tepesi analiz programı ile yapıldı. Işınlanmış örnekler HPGe detektörün Alüminyum penceresinden 3.0 cm uzaklıkta sayıldı. Bu sayım geometrisi detektör veriminin sağlıklı belirlenebildiği ve yeterli sayım istatistiğinin elde edildiği sayım mesafesi olarak seçildi. Kısa ışınlama süresi nedeni ile yalnızca düşük aktiviteli  $^{55}\text{Mn}(n,\alpha)^{52}\text{V}$  tepkileşimi ürünü, detektör alüminyum penceresi üzerinden sayıldı. Tepkileşim ürününün yarı-ömrüne bağlı olarak aynı örnek için kısa ve uzun süreli sayımlar yapıldı. Gaz hedefin dolu ve boş olduğu ışınlamalar sonunda yukarıda belirtilen sayım sistemi ile elde edilen, ışınlanmış  $\text{Sc}_2\text{O}_3$  ve  $\text{MnO}_2$  örneklerin gama spektrumları şekil II.3'den, şekil II.7'ye kadar verilmektedir.

Şekil II.4'te,  $E_d=10$  MeV,  $E_n=12.85$  MeV için,  $\text{Sc}_2\text{O}_3$  örneklerin, dolu gaz hedefle ışınlanması sonunda uzun sayımla elde edilen spektrum verilmektedir. Bu spektrumdaki, 271.2 keV'lik tüm enerji tepesi (TET), yarı-ömrü 2.44 gün olan  $^{44}\text{Sc}^m$  izomer çekirdeğin bozunumundan gelmektedir. Bu tüm enerji tepesinin alanı,  $^{45}\text{Sc}(n,2n)^{44}\text{Sc}^m$  tepkileşim kesitinin hesaplamasında kullanıldı. Şekil II.3'te verilen spektrum, yukarıda belirtilen ışınlanmış  $\text{Sc}_2\text{O}_3$  peletin kısa sayım spektrumudur. Bu spektrumdaki 1157 keV'lik temel seviye bozunumunun da eklenmesi ile  $^{45}\text{Sc}(n,2n)^{44}\text{Sc}^{m+g}$  tepkileşimi için, toplam tepkileşim kesiti bulundu.

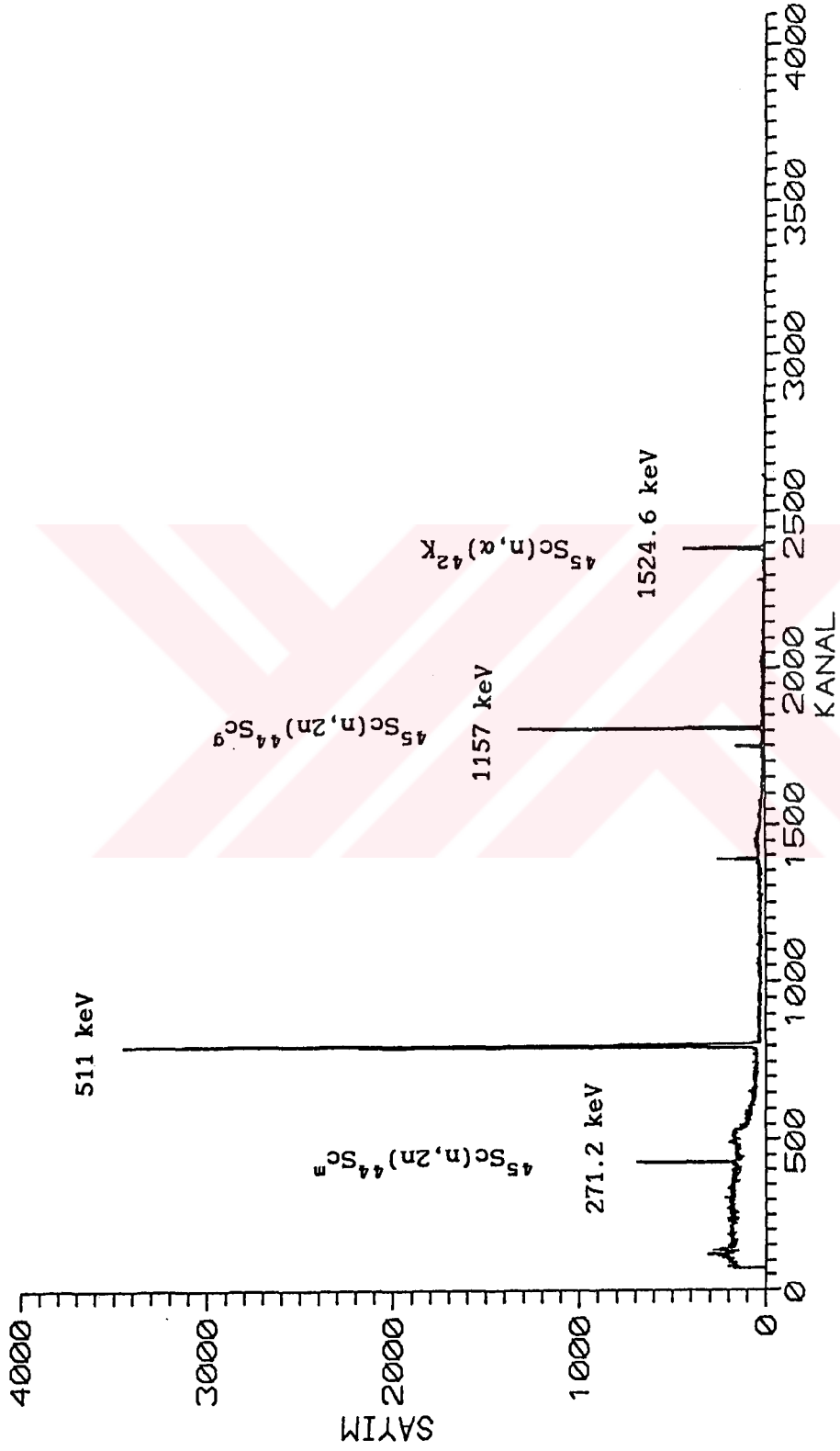




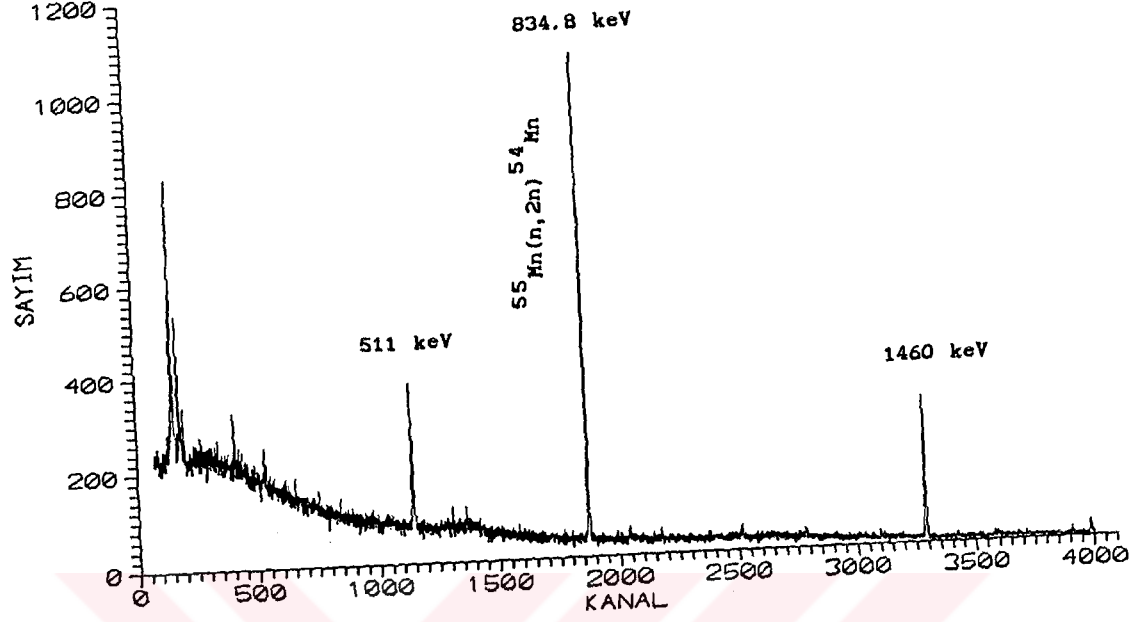
Şekil II.3  $E_d = 10$  MeV,  $E_n = 12.85$  MeV'de, dolu gaz hedef ışınlanması ile  $\text{Sc}_2\text{O}_3$  örneğin, HpGe detektörle alınan kısa sayım spektrumu.



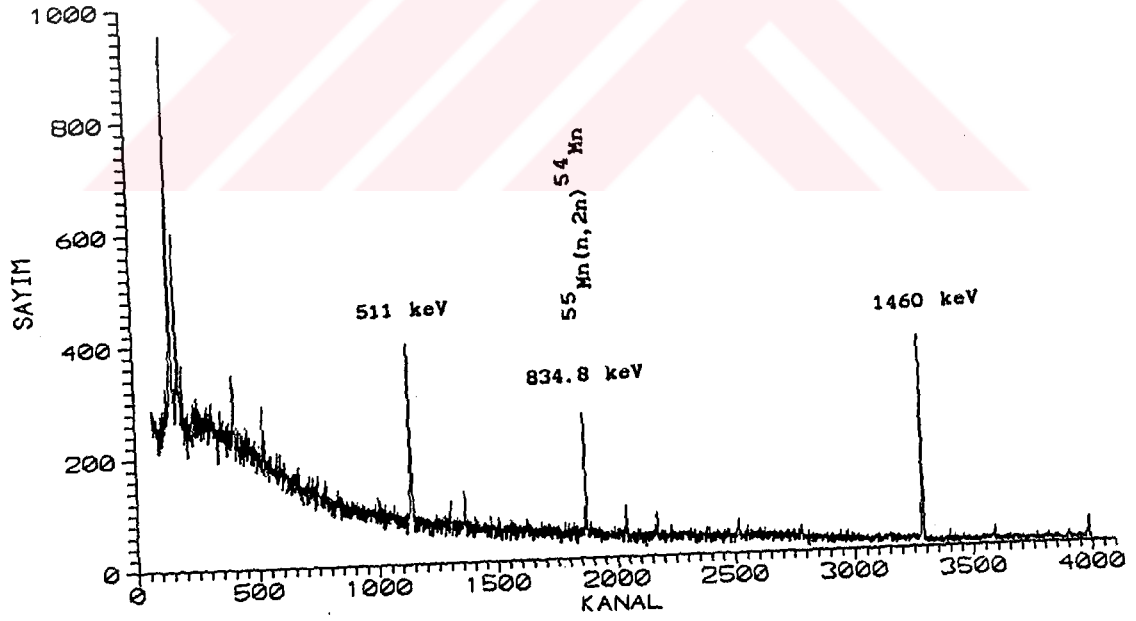
Şekil II.4  $E_d = 10 \text{ MeV}$ ,  $E_n = 12.85 \text{ MeV}$ 'de dolu gaz hedefle ışınlanan  $\text{Sc}_2\text{O}_3$  örneğin, uzun sayım spektrumu.



Şekil II.5  $E_d = 10$  MeV,  $E_n = 12.85$  MeV'de boş gaz hedefle ışınlanan  $\text{Sc}_2\text{O}_3$  örneğin, kısa sayım spektrumu (sayım skalası dolu hedef ışınlanmasına göre beş kez büyütülerek verildi).

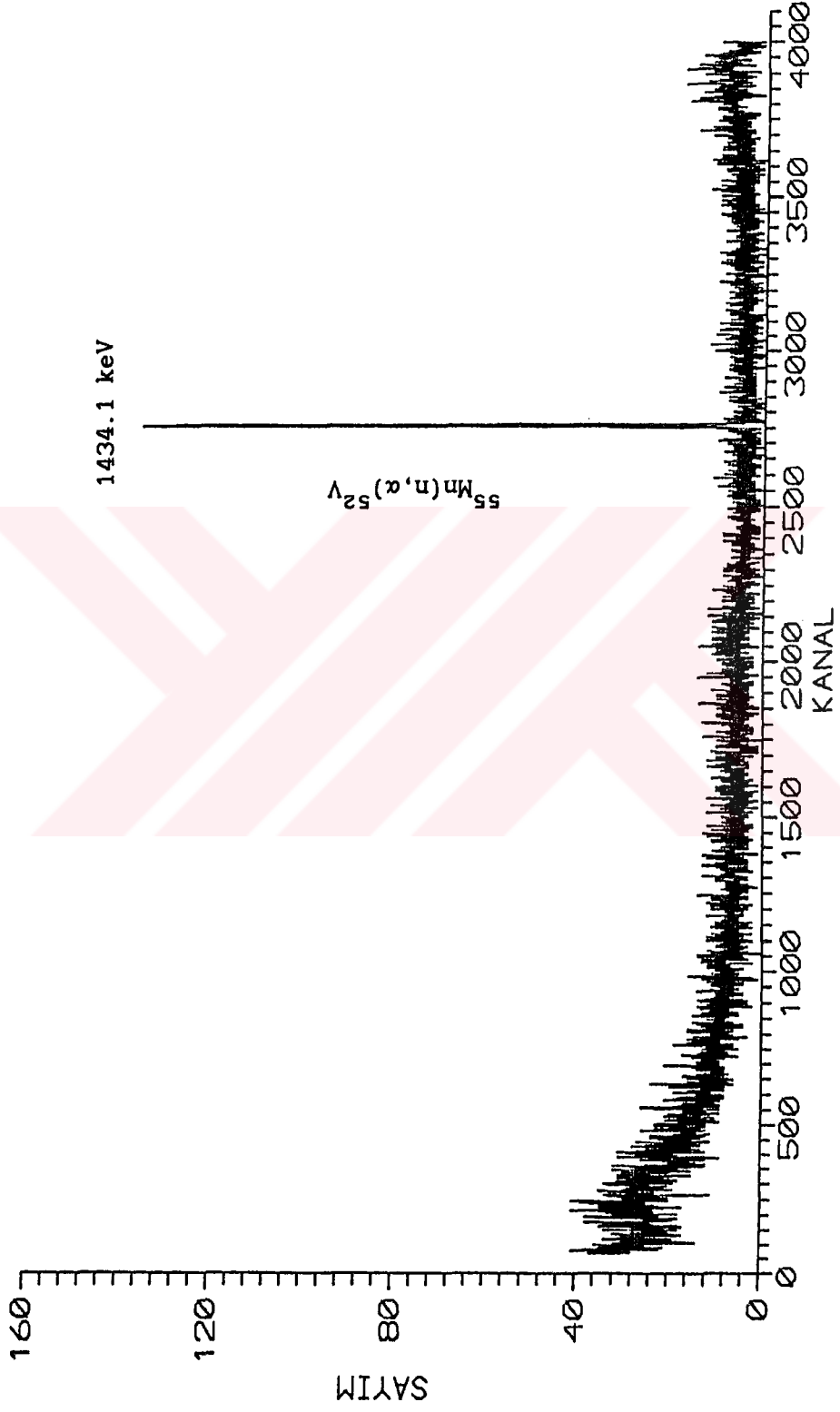


( a )



( b )

Şekil II.6 (a)  $E_d = 10 \text{ MeV}$ ,  $E_n = 12.85 \text{ MeV}$  için,  $\text{MnO}_2$  örneğın, dolu gaz hedef ışınlaması sonunda, HpGe detektörle alınan uzun sayım spektrumu. (b) aynı enerjide boş gaz hedef ışınlaması sonunda alınan spektrum.



Şekil II.7  $E_d = 9$  Mev,  $E_n = 11.97$  MeV için  $\text{MnO}_2$  örneğın, 10 dakikalık ışınlama sonunda HpGe detektörle alınan spektrumu.

Bölüm 2.10'da anlatılacak olan tepkileşim kesiti hesaplamalarında kullanılan net sayım hızları, bölüm 2.6'da anlatıldığı şekilde, denklem 2.6.1 ile bulundu. Aynı döteron enerjisi ve akımında, boş gaz hedef ışınlaması sonunda, şekil II.3'te verilen dolu hedef spektrumundan, 3000 s daha uzun sayım süresi ile elde edilen ve sayım skalası 5 kez büyütülerek verilen spektrum, bu enerjide, boş gaz hedef ışınlamasının aktiviteye yaptığı katkı üzerinde fikir vermektedir. Gene bu kısa süreli sayım spektrumlarındaki 1524.6 keV enerjili TET alanı  $^{45}\text{Sc}(n,\alpha)^{42}\text{K}$  tepkileşim kesiti hesaplamasında kullanıldı. Şekil II.6a ve b,  $E_d=10$  MeV,  $E_n=12.85$  MeV için,  $\text{MnO}_2$  örneklerin, sırası ile dolu ve boş gaz hedef ışınlaması sonunda, uzun sayımla alınan spektrumlarını karşılaştırmalı olarak göstermektedir. Bu spektrumlardaki 834.8 keV enerjili TET alanından, bölüm 2.6 ve 2.7'de belirtilen düzeltmeler yapılarak, net sayım hızı bulundu ve bu sayım hızı kullanılarak,  $^{55}\text{Mn}(n,2n)^{54}\text{Mn}$  tepkileşim kesiti bölüm 2.10'da anlatılacağı şekilde hesaplandı. Şekil II.7,  $E_d=9.0$  MeV,  $E_n=11.97$  MeV için yaklaşık 1 g ağırlıktaki  $\text{MnO}_2$  peletin, 10 dakikalık dolu hedef ışınlaması sonunda, kısa süreli sayımla elde edilen spektrumunu göstermektedir. Bu tepkileşim için analizör MCS modunda çalıştırılarak, ardışık kısa süreli sayımlar alındı ve  $^{55}\text{Mn}(n,\alpha)^{52}\text{V}$  tepkileşimi ürün çekirdeğin bozunumu zaman içinde izlenerek, yarı-ömrü bulundu. Bu tepkileşim için, tepkileşim kesiti 1434.1 keV enerjili TET alanından hesaplandı.

### 2.9.2 HPGe Detektör Veriminin Belirlenmesi.

Detektör alüminyum penceresinden 3.0 cm uzaklıkta, bu sayım geometrisi için detektör verimi, zayıf şiddetli standart kaynaklarla uzun süreli sayımlar alınarak,

$$\epsilon' = \frac{P}{A I_\gamma t_s} \quad (2.9.1)$$

ifadesi ile bulundu.

Burada,

P = ilgilenilen enerjili TET altındaki, darbe yığılım ve ölü-zaman düzeltmesi yapılmış net sayımı,

A = sayım tarihinde standart radyoaktif kaynağın aktivitesini (sayım/s),

$I_\gamma$  = gamma ışını şiddetini,

$t_s$  = sayım zamanını (s),

göstermektedir.

Denklem 2.9.1 ile tanımlanan verim, kaynaktan  $4\pi$ 'ye yayılan fotonların, detektörde algılanan kesrini gösteren mutlak verimdir ve sayım geometrisine bağlıdır. Bu verim ile, sayım geometrisinden bağımsız, yalnızca foton enerjisine ve detektör kristalinin özelliklerine bağlı olan verim,  $\epsilon$  arasında,

$$\epsilon' = \epsilon \Omega \quad (2.9.2)$$

bağıntısı vardır. Bu ifadede yer alan  $\Omega$ , denklem (2.6.2) ile tanımlanan sayım geometrisinde, nokta kaynak için, tüm ışınma yüzeyi  $4\pi$ 'ye bölünmüş katı açıdır.

Detektör veriminin belirlenmesinde kullanılan standart radyoaktif kaynaklar ve bunlarla ilgili bilgi tablo II.6'da verilmektedir. Deneysel olarak, 15 farklı gamma enerjisi için bulunan mutlak verim değerlerine, en iyi uyum,

$$\epsilon'(E) = \sum_{i=1}^3 a_i \exp(-b_i E_\gamma) \quad (2.9.3)$$

formunda 6 parametrelili fonksiyonla elde edildi. Uyum parametreleri aşağıda verilmektedir;

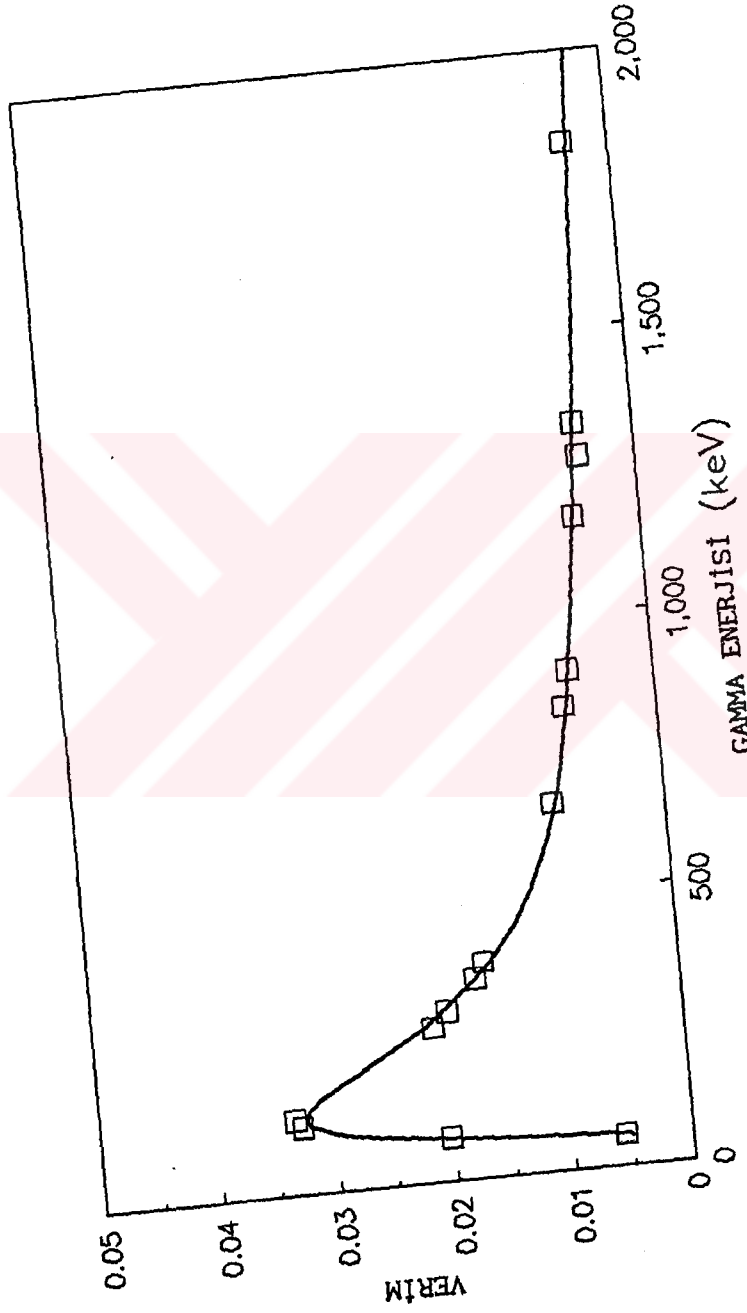
$a_1 = -0.2658$	$b_1 = 28.12580$
$a_2 = 0.01309$	$b_2 = 0.71593$
$a_3 = 0.06029$	$b_3 = 6.04797$

**Tablo II.6** Detektör veriminin belirlenmesinde kullanılan standart kaynaklar ve bunlara ait nükleer veri.

Kaynak	Yarılanma ömrü	Aktivite $\mu\text{Ci}$	$E_{\gamma}$ (keV)	$I_{\gamma}$ %
$^{22}\text{Na}$	2.602 yıl	0.0094	1274.5	0.9994
$^{54}\text{Mn}$	312.2 gün	0.1284	834.84	0.9998
$^{57}\text{Co}$	271.22 gün	0.1191	122.06	0.8568
			136.47	0.0107
$^{60}\text{Co}$	5.271 yıl	0.2237	1173.24	0.9989
			1332.50	0.9998
$^{88}\text{Y}$	106.61 gün	0.5570	898.04	0.9410
			1836.06	0.9936
$^{133}\text{Ba}$	10.54 yıl	0.0487	80.99	0.3410
			276.40	0.0717
			302.85	0.1832
			356.01	0.6200
			383.5	0.0893
$^{137}\text{Cs}$	30.0 yıl	0.0933	661.66	0.8520
$^{241}\text{Am}$	432.2 yıl	3.9038	59.54	0.3590

Denklem 2.9.3 ile verilen uyum fonksiyonu ile 50 - 2000 keV arasında elde edilen verim eğrisi, deneysel noktalarla birlikte şekil II.8'de verilmektedir. Işınlanan örnekler belirli boyutlarda pelet halinde olduğundan, standart nokta kaynaklar için bulunan detektör mutlak verimi, örnekler için, kaynak 22'de verilen yöntemle hesaplanan soğurulmalı katı açınının, denklem 2.6.2 ile verilen nokta kaynak katı açısına oranı ile çarpılarak düzeltilmelidir.





Şekil II.8 Enerjileri 50-2000 keV arasında, 15 farklı deneysel noktaya, denklem 2.8.4 ile yapılan altı parametrelili uyumlu elde edilen, HpGe detektör verim eğrisi.

### 2.9.3 Düşük Düzey $\beta^-$ Aktivitesinin Belirlenmesi.

Işınlanan  $\text{Sc}_2\text{O}_3$  ve  $\text{MnO}_2$  örneklerde,  $^{45}\text{Sc}(n,p)^{45}\text{Ca}$  ve  $^{55}\text{Mn}(n,p)^{55}\text{Cr}$  tepkileşimleri sonucu oluşan düşük düzey  $\beta^-$  aktiviteleri, gaz akışlı orantılı sayıcı ile belirlendi.

#### 2.9.3.1 $^{45}\text{Ca}$ $\beta^-$ Aktivitesinin Belirlenmesi.

Yarı-ömrü tablo II.6'da verilen ( 163.8 gün ), 258 keV enerjili  $\beta^-$  yayınlayıcı,  $^{45}\text{Ca}$  izotopu, ışınlanan  $\text{Sc}_2\text{O}_3$  örneklerin gama aktiviteleri tamamen sönmeleninceye kadar, yeterince uzun zaman bekletildikten sonra, aşağıda ayrıntıları verilen radyokimyasal işlem ile ayrıldı.

Işınlanmış  $\text{Sc}_2\text{O}_3$  örnek, HCl asid içersinde çözüldü ve  $\text{CaCl}_2$  taşıyıcı ilave edildi. Nötralizasyonda,  $\text{Sc}(\text{OH})_3$  çökeltisi santrifüj ile ayrıldı. Daha sonra, kalsiyum oksalat halinde çözeltide çöktürüldü. Bir kaç saflaştırma çevriminden sonra, oksalat  $500^\circ\text{C}$ 'da ısıtılarak,  $\text{CaCO}_3$ 'a çevrildi. Ayrılan  $\text{CaCO}_3$  ince bir alüminyum plaka üzerinde, çok ince bir tabaka oluşturacak şekilde, özel bir yapıştırıcı ile sabitleştirildi. Ayırım işleminde kimyasal verim % 80 ve belirsizlik % 3 civarındadır.

Düşük düzey  $\beta^-$  sayım sistemi, metan gazı kullanılan, gaz akışlı bir orantılı sayıcı içermektedir. Bu detektör, düşük aktiviteli ve alçak enerjili  $\beta^-$  sayımı için uygun olan türde bir orantılı sayıcıdır. Sistemin verimi,  $^{14}\text{C}$ ,  $E_{\beta^-}(\text{mak.}) = 156.1 \text{ keV}$ ;  $^{147}\text{Pm}$ ,  $E_{\beta^-}(\text{mak.}) = 225 \text{ keV}$ ;  $^{99}\text{Tc}$ ,  $E_{\beta^-}(\text{mak.}) = 292 \text{ keV}$ ;  $^{36}\text{Cl}$ ,  $E_{\beta^-}(\text{mak.}) = 709 \text{ keV}$ ;  $^{210}\text{Bi}$ ,  $E_{\beta^-}(\text{mak.}) = 1161 \text{ keV}$ , standart  $\beta^-$  kaynakları kullanılarak belirlendi. Ayrıca, sayımı yapılan  $^{45}\text{Ca}$  için aktivitesi çok iyi bilinen bir standart  $^{45}\text{Ca}$  kaynağı ile ilgilenilen enerjide relatif verimde belirlendi.  $^{45}\text{Ca}$ 'un  $\beta^-$  bozunumu zaman içinde uzun sayımlar alınarak izlendi.

#### 2.9.3.2 $^{55}\text{Cr}$ $\beta^-$ Aktivitesinin Belirlenmesi.

$^{55}\text{Mn}(n,p)^{55}\text{Cr}$  tepkileşimi ürünü,  $^{55}\text{Cr}$  yarı-ömrü 3.7 dk. ve maksimum  $\beta^-$  enerjisi 2.5 MeV olan beta aktif bir çekirdektir. Bölüm 2.5'de anlatıldığı şekilde, polietilen poşet içersine, 100 mg toz halinde hazırlanan  $\text{MnO}_2$  örnekler için, her enerjide gaz dolu ve boş durumda 10 dakikalık iki ayrı ışınlama yapıldı.  $^{55}\text{Cr}$ 'un  $\beta^-$  aktivitesini belirlemek

için, yüksek enerjili  $\beta^-$  sayımına uygun türde bir gaz akışlı orantılı sayıcı ile ardışık kısa süreli sayımlar alındı. Bu şekilde  $\beta^-$  bozunumu zaman içinde izlenerek, ürünün yarı-ömrü saptandı. İnce toz halinde hazırlanan  $MnO_2$  örnekler ışınlamadan sonra, yüksek  $\beta^-$  enerjisi nedeni ile radyokimyasal ayırım uygulanmadan sayılarak  $^{55}Cr \beta^-$  aktivitesi belirlendi. Ancak aynı örneklerde kısa süreli ışınlamalarda  $^{55}Mn(n,\alpha)$  tepkileşimi sonucu oluşan gama aktif  $^{52}V$  çekirdekleri de bulunduğundan, elde edilen  $\beta^-$  aktivitesi toplam aktivitedir.  $^{52}V$  ürününün gama aktivitesi, bağımsız olarak, gama spektrometresi ile belirlendiğinden, ölçülen gama aktivitesinin toplam beta aktivitesinden çıkarılması ile  $^{55}Cr$  için  $\beta^-$  aktivitesi bulunur. Bu yöntemin uygulanması için, aynı ışınlama geometrisinde, 1 gr ağırlıkta pelet halinde  $MnO_2$  örnekler, gene gaz dolu ve boş koşullarında 10 dakikalık süre ile ışınlandı. Tüm ışınlamalarda nötron akısı, monitör foil aktivasyonu ile belirlenerek, toplam yük entegrasyonu ile de düzeltme yapıldı. Bulunan gama aktivitesinden  $^{55}Mn(n,\alpha)^{52}V$  tepkileşimi için tepkileşim kesiti, bölüm 2.9'da anlatılacağı şekilde bulundu. Elde edilen gama aktivasyonunun, ağırlık, zaman düzeltmesi ve akı normalizasyonu yapıldıktan sonra, toplam aktiviteden çıkarılması ile bulunan net  $\beta^-$  aktivitesi kullanılarak,  $^{55}Mn(n,p)^{55}Cr$  tepkileşim kesiti hesaplandı. Gerek  $^{45}Ca$ , gerekse  $^{55}Cr \beta^-$  bozunumları zaman içinde izlenerek, bozunum verisine yarı logaritmik skalada yapılan lineer uyumla, başlangıç aktiviteleri bulundu.

## 2.10 Tepkileşim Kesitlerinin Hesaplanması.

İşinlanan örneklerin net sayım hızları, denklem 2.6.1 kullanılarak, gaz hedefin dolu ve boş olduğu durumlarda yapılan ışınlamalar sonunda hesaplandı. Hesaplanan bu net sayım hızları kullanılarak, bölüm 2.7'de anlatılan sistem kaynaklı ikincil nötronlardan; birinci tür olarak tanımlananların tepkileşim ürünü aktivitesine olan katkısı, gaz hedef boş olduğunda yapılan ışınlamadan elde edilen sayım hızı, dolu ışınlama ile elde edilen sayım hızından, gerekli zaman düzeltmeleri yapıp, çıkartılarak elde edildi ve işinlanan örneğin net sayım hızı bulundu. Ayrıca d-d parçalanma tepkileşimi nötronlarının, örnek aktivitesine olan katkısı, gene bölüm 2.7'de anlatıldığı şekilde hesaplanarak çıkarıldı.

Bu düzeltmelerden sonra elde edilen net sayım hızı  $n_0$  kullanılarak, tepkileşim kesiti,

$$\sigma = \frac{n_0}{N I_\gamma (\Omega \epsilon) (\Omega_\mu / \Omega) \phi} \frac{1}{1 - e^{-\lambda t_1}} \quad (2.10.1)$$

ifadesi ile bulundu.

Burada,

- $n_0$  = ışınlanan örnekler için, yukarıda belirtildiği şekilde bulunan net sayım hızını (c/s),  
 $N$  = ışınlanan örnek içersinde bulunan hedef çekirdek sayısını,  
 $I_\gamma$  = tam tepe enerjisindeki gamma ışını şiddetini,  
 $\Omega \epsilon$  = ilgili tam tepe enerjisi için, sayım geometrisinde detektör mutlak verimini,  
 $\Omega_\mu / \Omega$  = örnek için hesaplanan soğurulmalı katı açının, aynı sayım geometrisinde denklem 2.6.2 ile hesaplanan nokta kaynak katı açısına oranını,  
 $\phi$  = denklem 2.6.3 ile hesaplanan nötron akısını ( $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ),  
 $t_1$  = ışınlama zamanını (s),  
göstermektedir.

İşınlanan tüm hedef elementleri ve ilgilenilen tepkileşimler için kullanılan nükleer veri, tablo II.7'de derlendi (29).

Tablo II.7 Tepkileşim ürünleri için bozunum verisi.

Nükleer Tepkileşim	Q Değeri <sup>a</sup> (MeV)	Yarı ömür <sup>b</sup>	E <sub>γ</sub> <sup>b</sup> (keV)	I <sub>γ</sub> <sup>b</sup> (%)
$^{45}\text{Sc}(n,2n)^{44}\text{Sc}^g$	-11.31	3.93 sa.	1157.0	99.9
$(n,2n)^{44}\text{Sc}^m$	-11.58	2.44 gün	271.2	86.6
$(n,\alpha)^{42}\text{K}$	- 0.40	12.36 sa.	1524.6	18.8
$(n,p)^{45}\text{Ca}$	- 0.54	163.80 gün	E <sub>β</sub> ≈ 258 keV	I <sub>β</sub> ≈ 100
$^{55}\text{Mn}(n,2n)^{54}\text{Mn}$	-10.41	312.2 gün	834.8	99.98
$(n,\alpha)^{52}\text{V}$	- 0.62	3.7 dk.	1434.1	100.0
$(n,p)^{55}\text{Cr}$	- 1.82	3.5 dk.	E <sub>β</sub> ≈ 2500 keV	I <sub>β</sub> ≈ 100

<sup>a</sup>Ref. 29.'dan alınan kütle fazlalığı değerleri ile hesaplandı.

<sup>b</sup>Ref. 29.'dan alındı.

## 2.11 Hataların Hesaplanması.

Herhangi bir niceliğin hesaplanan görelî hatası, o niceliğin hesabında kullanılan ifadede yer alan tüm bağımsız terimlerin görelî belirsizliklerinin quadratik formda toplanması ile elde edildi. Bir S niceliğinin hesaplandığı ifade N adet bağımsız a terimini çarpan ya da bölen halinde içeriyorsa, S niceliğinin görelî hatası,

$$\frac{\Delta S}{S} = \left[ \sum_{i=0}^N ( \Delta a_i / a_i )^2 \right]^{1/2} \quad (2.11.1)$$

ifadesi ile hesaplanır.

Başlıca hata kaynakları ve bunların büyüklükleri tablo II.8'de gamma sayımı ve beta sayımı yapılan örnekler için, iki ayrı sütunda ve üç farklı tepkileşim için verilmektedir. Ayrıca tüm belirsizlik kaynakları ele alınan bir örnek için bağlantılı (korelasyonlu) ve bağlantısız (korelasyonsuz) olarak iki ayrı grupta toplanmıştır. Bağlantılı hata kaynakları, bir kez belirlendiğinde, her örnek için aynı oranda belirsizlik getiren hata faktörleridir. Bu tür belirsizlik kaynakları arasında, detektör veriminin belirlenmesi, monitör tepkileşim kesitindeki belirsizlik ve tepkileşim ürünleri bozunum verisi sayılabilir. Bağlantısız hata kaynakları, büyüklükleri her ışınlanan örnek için ayrı ayrı belirlenen ve yalnızca ele alınan örneğin tepkileşim kesiti hesabında yer alan bağımsız hata kaynaklarıdır.

**Tablo II.8** Başlıca hata kaynakları ve bunların büyüklükleri.

Hata kaynağı	Büyüklük %		
	Gamma Sayımı		Beta Sayımı
	(n, 2n)	(n, α)	(n, p)
<b>Bağlantısız (Korelasyonsuz)</b>			
Örnek ağırlığı	0.1	0.1	0.1
Işınlama zamanı	0.1	0.1	0.1
Işınlama geometrisi ve huzme sapması.	3	3	3
TET alanı analizi	3	3	
Sayım istatistiği	3	3	3
Kimyasal verim <sup>a</sup>			3
İkincil nötronların örnek aktivitesine katkısının belirlenmesi (gaz dolu/boş, parçalanma)	1-3	5-20 <sup>b</sup>	5-20 <sup>b</sup>
<b>Bağlantılı (Korelasyonlu)</b>			
Monitör tepkileşimleri uyarılma fonksiyonundaki hata.	3-8	3-8	3-8
Detektör veriminin belirlenmesi (Öz-soğurulma ve sayım geometrisi)	5	5-8	12
Bozunum verisi	1	1	1
<b>Toplam</b>	<b>8-12</b>	<b>10-24</b>	<b>16-26</b>

<sup>a</sup>Kimyasal ayırım yalnızca  $^{45}\text{Sc}(n,p)^{45}\text{Ca}$  tepkileşim ürünü için yapıldı.

<sup>b</sup>Bu düzeltme yalnızca düşük eşik enerjili tepkileşimler için yüksektir.

Verimi, bölüm 2.9.2'de anlatıldığı şekilde bulunan HPGe detektörle aktiviteleri belirlenen ışınlanmış örnekler için, detektör veriminden kaynaklanan belirsizlik, sayım geometrisine bağlı olarak, % 5 - 8 arasındadır. Aktiviteleri 3.0 cm'lik sayım mesafesinden belirlenen örnekler için bu belirsizlik % 5 civarında hesaplanmasına karşın, detektör alüminyum penceresi üzerinden sayımı alınan, zayıf aktiviteli örnekler için, bu sayım geometrisinde detektör veriminin belirlenmesindeki güçlük nedeni ile, hata oranı % 8 olarak hesaplandı. Bu geometride, kısa yarı-ömrü dolayısı ile, kısa ışınlama ile oluşturulan  $^{55}\text{Mn}(n,\alpha)^{52}\text{V}$  tepkileşim ürününün düşük aktivitesi belirlendi.

Bölüm 2.7'de ayrıntılı olarak anlatılan sistem kaynaklı ikincil nötronların örnek aktivitesine katkısının belirlenmesi, incelenen tepkileşimin eşik enerjisine bağlı olduğundan, (n,2n) tepkileşimleri için bu katkının hesaplanmasındaki belirsizlik % 1-3 arasındadır ve yalnızca gaz hedef dolu/boş ışınlaması nedeni ile yapılan düzeltmeyi içermektedir. Düşük eşik enerjili (n, $\alpha$ ) ve (n,p) tepkileşimleri için ikincil nötronların aktiviteye katkısı, bölüm 2.7'de sözü edilen her iki nötron kaynağından gelmekte ve bu katkının hesaplanmasındaki belirsizlik % 5-20 arasında olmaktadır. Kimyasal ayırım işlemi yalnızca  $^{45}\text{Sc}(n,p)^{45}\text{Ca}$  tepkileşim ürünü için uygulandığından, bu işlemde gelen belirsizlik yalnızca bu tepkileşim kesitinin hata hesabına katkıda bulunmaktadır ve büyüklüğü % 3 olarak belirlenmiştir. Beta sayımları düşük düzey  $\beta^-$  aktivitesi sayım sisteminde, gaz akışlı orantılı sayıcı ile belirlendiğinden, bu sayım sisteminin veriminin belirlenmesindeki hata oranı, HPGe sayım sistemine oranla daha büyüktür ve % 12 civarındadır.



## 2.12 İstatistik Model Hesabı.

Deneyssel olarak bulunan tepkileşim uyarılma fonksiyonlarının, nükleer tepkileşim modelleri ile hesaplanıp karşılaştırılması, bu nükleer modellerin sınanması açısından önemlidir. Bu çalışmada hesaplamalar, istatistik model çerçevesinde; bileşik çekirdeğe ulaşılmadan denge öncesi bozunum için " exciton " modelinin, dengedeki sistemden ilk parçacık salınımı (emisyonu) için düzeltilmiş Hauser - Feshbach formülünün ve ilk salınımı takip eden parçacık salınımları için evaporasyon formülünün kullanıldığı, STAPRE kodu ile yapıldı. Doğrudan etkileşimler (direct interactions) gözönüne alınmamaktadır.

Tanımlanan optik model potansiyeli için parçacık iletim (transmisyon) katsayıları SCAT 2 kodunun çalıştırılması ile bulundu (30). Küresel optik model potansiyelleri için global parametreler, nötronlar için Rapaport ve arkadaşlarından (31), protonlar için Perey ve Buck'tan (32) ve alfalar için McFadden ve Satchler'dan (33) alındı.

SCAT 2 kodunda kullanılan küresel optik potansiyel denklem 2.12.1 ile verilmektedir.

$$U(r) = V_c(r) - V_r f(r) - i[-4W_s g(r) + W_v f(r)] + C_{so} (\bar{I} \cdot \bar{s}) V_{so} h(r) \quad (2.12.1)$$

Burada, birinci terim coulomb potansiyelini, ikinci terim reel hacim potansiyeli, üçüncü terim sanal (imajiner) yüzey ve hacim potansiyeli ve son terim spin-orbit etkileşim potansiyelini göstermektedir ve açık ifadeleri aşağıda verilmektedir.

Coulomb potansiyeli,

$$V_c(r) \left\{ \begin{aligned} &= \frac{z Z e^2}{r} && r > R_c && \text{için} \\ &= \frac{z Z e^2}{2R_c} \left( 3 - \frac{r^2}{R_c^2} \right) && r < R_c && \text{için} \end{aligned} \right.$$

$$R_c = r_c A^{1/3} \quad (2.12.2)$$

Saxon-Woods tipi reel hacim potansiyeli,

$$f(r) = \left[ 1 + \exp((r - R_1)/a_1) \right] \quad R_1 = r_1 A^{1/3} \quad (2.12.3)$$

Saxon-Woods türevi sanal yüzey etkileşim potansiyeli,

$$g(r) = \exp((r - R_2)/a_2) \left[ 1 + \exp((r - R_2)/a_2) \right] \quad R_2 = r_2 A^{1/3} \quad (2.12.4)$$

Spin-orbit etkileşim potansiyeli,

$$h(r) = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r)$$

şeklinde ifade edilebilir.

Denklem 2.12.1'deki  $C_{so} = \left( \frac{\hbar}{m c} \right)$  sabiti,  $2.043655 \text{ fm}^2$  değerine karşı gelmekte ve spin-orbit çiftlenim terimi,  $\bar{l} \cdot \bar{s}$ ,

$$\bar{l} \cdot \bar{s} = 1/2 [ j(j+1) - l(l+1) - s(s+1) ]$$

açık ifadesi ile verilmektedir.

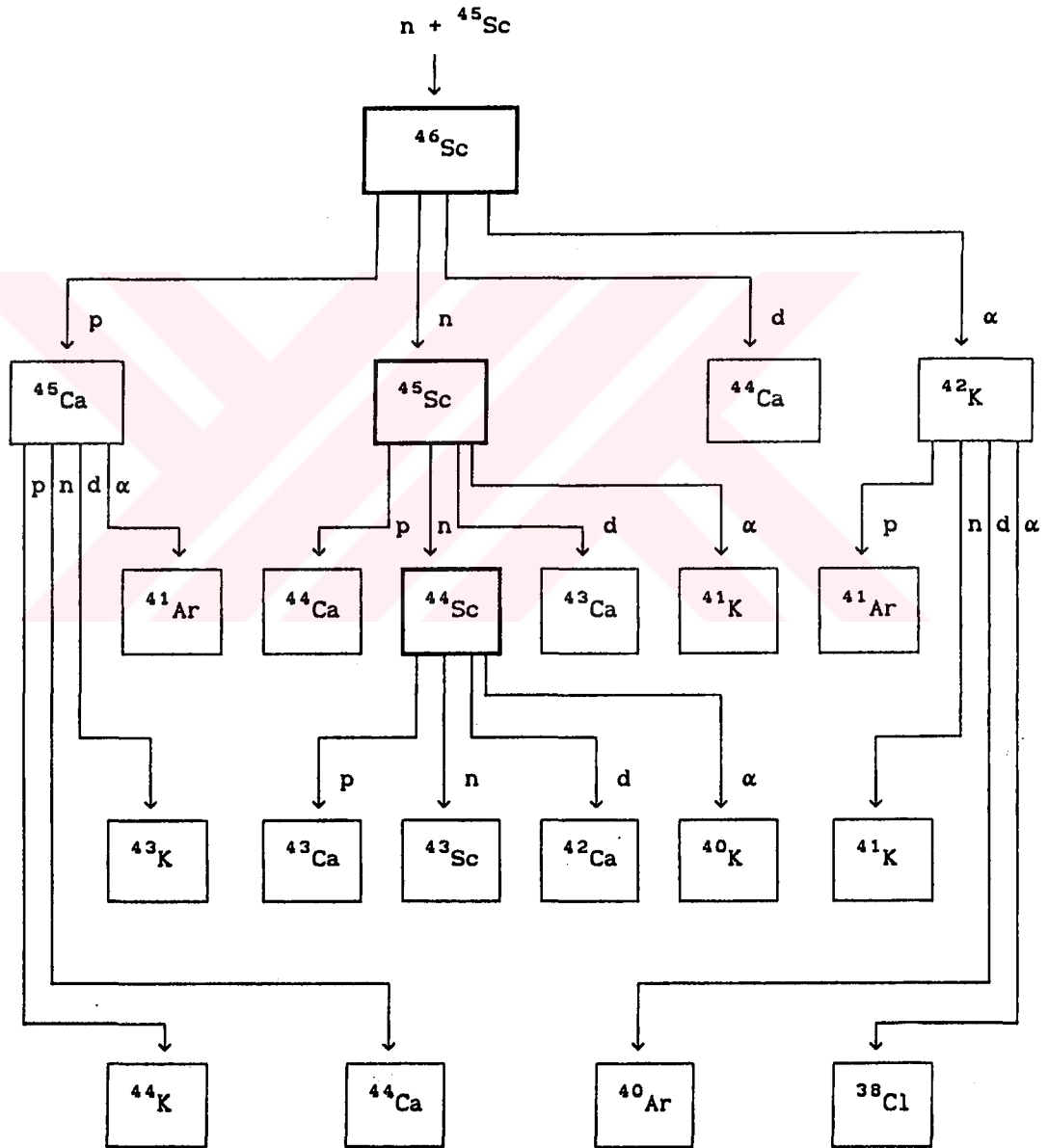
Potansiyel ifadelerindeki  $r_1$  ve  $a_1$  parametreleri, sırası ile potansiyel erişimini ve geçirgenliği temsil etmektedir ve tüm diğer parametrelerle birlikte tablo II.9'da verilmektedir.

Tablo II.9 İstatistik model hesabında kullanılan optik potansiyel parametreleri.

Parçacık	Reel		Sanal (İmajiner)						Spin - Orbit			Coulomb yarıçapı $R_c$	
	Potansiyel Hacim (MeV)	R(fm)	a(fm)	Potansiyel Yüzey (MeV)	R(fm)	a(fm)	Potansiyel Hacim (MeV)	R(fm)	a(fm)	Potansiyel (MeV)	R(fm)		a(fm)
nötron	45.60	1.27	0.71	12.00	1.27	0.44	---	---	---	4.55	1.08	0.71	---
proton	59.26 -0.55.E	1.25	0.65	13.50	1.25	0.47	---	---	---	7.50	1.25	0.47	1.25
alfa	185.00	1.40	0.52	---	---	---	25.00	1.40	0.52	---	---	---	1.40
döteron	105.10	1.05	0.86	17.50	1.43	0.68	---	---	---	7.00	0.75	0.50	1.30

STAPRE kodunda kullanılan ve bölüm 1.3.1'de ayrıntılı olarak açıklanan " exciton " modeli, denge öncesi yayınımları açıklar. Aynı uyarılmış çekirdekte kalınmasına yolaçan içgeçişlerin oranı Williams tarafından tanımlandığı şekilde hesaplandı. İçgeçişler için tanımlanan rezidü etkileşiminin etkin matris elemanı  $M$ , Kalbach - Cline tarafından öngörülen formülde, kare matris elemanı  $FM = 135$  alınarak hesaplandı (34). Braga ve Marcazzan tarafından öngörülen, denge öncesi alfa oluşum parametresi için 0.30 değeri kullanıldı (35). Parçacık salınımı ile ulaşılan uyarılmış çekirdekler, şekil II.7'de  $^{45}\text{Sc}$  hedef çekirdeği için şematik olarak gösterilmektedir. Bu çekirdekler için, ayırık seviyelerin enerji, spin ve pariteleri Nuclear Data Sheets'ten (36) alındı. İlgili bir çok çekirdek için, STAPRE kodunda giriş datası olarak kullanılan, ayırık enerji seviyeleri ile bu seviyelerin spin ve paritelerinin sayısı otuza kadar çıkmaktadır. Tablo II.10 ve 11'da sırası ile  $^{45}\text{Sc}$  ve  $^{55}\text{Mn}$  hedef çekirdekleri için parçacık salınımı ile ulaşılan uyarılmış çekirdeklerin, kullanılan ayırık enerji seviyeleri ve bunların spin ve pariteleri ve tablo II.12'de  $^{44}\text{Sc}^{m+g}$  izomer çekirdeği için gamma ışını dallanma oranları (branching ratios) verilmektedir. Dilg ve Schantal'ın çalışmasından derlenen seviye yoğunluğu parametreleri  $a$  ve  $\delta$  tablo II.13'de verilmektedir (37). Parçacık ayrılma enerjileri genellikle Wapstra ve Bos'tan alındı (38). Bazı çekirdekler için kaynak 29'da verilen kütle fazlalığı değerleri kullanılarak hesaplandı.

Şekil II.7 İstatistik model hesabında gözönüne alınan parçacık salınımları ve bozunum sonucu ulaşılan uyarılmış çekirdeklerin şematik gösterimi ( $^{45}\text{Sc}$  hedef çekirdeğin nötronlarla bombardımanı örnek verilmektedir).



Tablo II.10  $^{45}\text{Sc}$  hedef çekirdek için, parçacık salınımı ile ulaşılan uyarılmış çekirdeklerin, enerji seviyeleri, spin ve pariteleri.

N	$^{45}\text{Sc}$		$^{45}\text{Ca}$		$^{42}\text{K}$		$^{44}\text{Ca}$	
	E(MeV)	$I^\pi$	E(MeV)	$I^\pi$	E(MeV)	$I^\pi$	E(MeV)	$I^\pi$
1	0.0	$7/2^-$	0.0	$7/2^-$	0.0	$2^-$	0.0	$0^+$
2	0.124	$3/2^+$	0.174	$5/2^-$	0.107	$3^-$	1.157	$2^+$
3	0.376	$3/2^-$	1.435	$3/2^-$	0.258	$4^-$	1.884	$0^+$
4	0.543	$5/2^+$	1.880	$3/2^+$	0.639	$3^-$	2.283	$4^+$
5	0.720	$5/2^-$	1.900	$3/2^-$	0.699	$5^-$	2.657	$2^+$
6	0.939	$1/2^+$	1.973	$5/2^-$	0.784	$2^-$	3.044	$4^+$
7	0.974	$7/2^+$	2.249	$1/2^-$	0.842	$3^-$	3.285	$6^+$
8	1.068	$3/2^-$	2.354	$1/2^+$	1.111	$3^+$	3.301	$2^+$
9	1.237	$11/2^-$	2.392	$1/2^+$	1.144	$4^+$	3.308	$3^-$
10	1.303	$3/2^+$	2.771	$1/2^+$	1.198	$4^-$	3.357	$4^+$
11	1.433	$9/2^+$	2.842	$3/2^-$	1.266	$2^-$	3.662	$1^+$
12	1.662	$9/2^-$	2.977	$5/2^-$	1.376	$6^+$	3.776	$2^+$
13	1.800	$5/2^+$	3.241	$3/2^-$	1.408	$3^+$	3.914	$5^-$
14	2.031	$11/2^+$	3.322	$5/2^-$	1.453	$4^-$	4.196	$2^+$
15	2.090	$15/2^-$	3.418	$1/2^-$	1.539	$5^+$	4.358	$3^-$
16	2.106	$15/2^-$	3.442	$1/2^-$	1.746	$4^+$	4.399	$3^-$
17	2.138	$3/2^-$	3.783	$1/2^-$	1.862	$2^-$	4.480	$2^+$
18	2.224	$5/2^+$	3.993	$5/2^-$	1.947	$7^+$	4.651	$2^+$
19	2.352	$3/2^-$	4.177	$5/2^-$	2.049	$3^+$		
20	2.590	$3/2^-$	4.468	$1/2^-$	2.187	$3^+$		
21	2.601	$1/2^+$	4.616	$1/2^-$	2.389	$3^+$		
22	2.747	$5/2^-$	4.750	$3/2^+$	2.482	$3^-$		
23	2.895	$1/2^+$	4.762	$1/2^+$	2.627	$2^-$		
24	2.980	$3/2^-$	4.810	$1/2^-$	2.644	$3^-$		
25	3.111	$7/2^+$	4.837	$3/2^+$	2.766	$2^+$		
26	3.487	$3/2^-$	4.919	$1/2^+$	2.878	$3^-$		
27	3.549	$1/2^+$	5.047	$1/2^+$	3.040	$3^-$		
28	4.360	$3/2^+$	5.201	$1/2^+$	3.234	$4^+$		
29	5.669	$3/2^+$	5.352	$1/2^+$	3.503	$4^+$		
30	6.669	$7/2^-$	5.479	$1/2^+$	3.674	$1^-$		

Tablo II.10 ( Devam )

$^{44}\text{Sc}$			$^{43}\text{Ca}$		$^{41}\text{K}$		$^{41}\text{Ar}$	
N	E(MeV)	$I^\pi$	E(MeV)	$I^\pi$	E(MeV)	$I^\pi$	E(MeV)	$I^\pi$
1	0.0	$2^+$	0.0	$7/2^-$	0.0	$3/2^+$	0.0	$7/2^-$
2	0.068	$1^-$	0.373	$5/2^-$	0.980	$1/2^+$	0.167	$5/2^-$
3	0.146	$0^-$	0.593	$3/2^-$	1.294	$7/2^-$	0.516	$3/2^-$
4	0.235	$2^-$	0.990	$3/2^+$	1.560	$3/2^+$	1.035	$3/2^+$
5	0.271	$6^+$	1.395	$5/2^+$	1.582	$3/2^-$	1.354	$3/2^-$
6	0.350	$4^+$	1.678	$11/2^-$	1.593	$1/2^+$	1.635	$3/2^-$
7	0.425	$3^-$	1.902	$7/2^+$	1.677	$7/2^+$	1.869	$1/2^+$
8	0.532	$3^+$	1.931	$5/2^-$	1.698	$5/2^+$	2.398	$1/2^-$
9	0.631	$4^-$	1.957	$1/2^+$	2.144	$5/2^+$	2.733	$3/2^-$
10	0.667	$1^+$	2.046	$3/2^-$	2.167	$3/2^-$	2.890	$1/2^+$
11	0.763	$3^+$	2.067	$7/2^-$	2.317	$5/2^-$	2.949	$3/2^-$
12	0.968	$7^+$	2.094	$9/2^-$	2.495	$9/2^+$	3.327	$1/2^-$
13	1.006	$4^-$	2.103	$3/2^-$	2.508	$7/2^+$	3.592	$5/2^+$
14	1.050	$5^+$	2.249	$9/2^-$	2.528	$11/2^+$	3.799	$3/2^-$
15	1.186	$3^+$	2.410	$9/2^-$	2.594	$3/2^-$	3.968	$1/2^-$
16	1.326	$3^+$	2.611	$1/2^-$	2.675	$1/2^+$	4.270	$3/2^-$
17	1.427	$3^-$	2.753	$1/2^+$	2.757	$5/2^+$		
18	1.507	$5^+$	2.754	$15/2^-$	2.762	$11/2^-$		
19			2.878	$1/2^+$	2.774	$13/2^+$		
20			2.943	$3/2^-$	3.048	$3/2^-$		
21			2.951	$11/2^+$				
22			3.051	$11/2^+$				
23			3.278	$7/2^+$				
24			3.286	$3/2^-$				
25			3.371	$13/2^+$				
26			3.505	$13/2^+$				
27			3.572	$3/2^-$				
28			3.604	$1/2^+$				
29			3.663	$13/2^-$				
30			3.944	$15/2^+$				

Tablo II.10 ( Devam )

N	<sup>43</sup> K		<sup>43</sup> Sc		<sup>42</sup> Ca		<sup>40</sup> K	
	E(MeV)	I <sup>π</sup>	E(MeV)	I <sup>π</sup>	E(MeV)	I <sup>π</sup>	E(MeV)	I <sup>π</sup>
1	0.0	3/2 <sup>+</sup>	0.0	7/2 <sup>-</sup>	0.0	0 <sup>+</sup>	0.0	4 <sup>-</sup>
2	0.561	1/2 <sup>+</sup>	0.152	3/2 <sup>+</sup>	1.525	2 <sup>+</sup>	0.030	3 <sup>-</sup>
3	0.738	7/2 <sup>-</sup>	0.472	3/2 <sup>-</sup>	1.873	0 <sup>+</sup>	0.800	2 <sup>-</sup>
4	0.975	3/2 <sup>-</sup>	0.845	5/2 <sup>-</sup>	2.424	2 <sup>+</sup>	0.891	5 <sup>-</sup>
5	1.110	3/2 <sup>+</sup>	0.855	1/2 <sup>+</sup>	2.752	4 <sup>+</sup>	1.644	0 <sup>+</sup>
6	1.207	5/2 <sup>+</sup>	0.880	5/2 <sup>+</sup>	3.189	6 <sup>+</sup>	1.959	2 <sup>+</sup>
7	1.510	7/2 <sup>+</sup>	1.158	3/2 <sup>+</sup>	3.254	4 <sup>+</sup>	2.047	2 <sup>-</sup>
8	1.550	5/2 <sup>+</sup>	1.179	3/2 <sup>-</sup>	3.300	0 <sup>+</sup>	2.070	3 <sup>-</sup>
9	1.850	11/2 <sup>-</sup>	1.337	7/2 <sup>+</sup>	3.392	2 <sup>+</sup>	2.104	1 <sup>-</sup>
10	1.956	11/2 <sup>+</sup>	1.408	7/2 <sup>-</sup>	3.447	3 <sup>-</sup>	2.260	3 <sup>+</sup>
11	2.035	3/2 <sup>+</sup>	1.651	5/2 <sup>+</sup>	3.654	2 <sup>+</sup>	2.290	1 <sup>+</sup>
12	2.086	11/2 <sup>+</sup>	1.811	3/2 <sup>-</sup>	3.885	1 <sup>-</sup>	2.291	3 <sup>-</sup>
13	2.451	1/2 <sup>+</sup>	1.830	11/2 <sup>-</sup>	3.954	4 <sup>-</sup>	2.397	4 <sup>-</sup>
14	2.509	11/2 <sup>+</sup>	1.931	9/2 <sup>+</sup>	4.047	3 <sup>-</sup>	2.419	2 <sup>-</sup>
15	2.670	5/2 <sup>+</sup>	1.963	5/2 <sup>-</sup>	4.100	5 <sup>-</sup>	2.543	7 <sup>+</sup>
16	2.784	7/2 <sup>+</sup>	2.094	3/2 <sup>-</sup>	4.117	3 <sup>-</sup>	2.576	2 <sup>+</sup>
17	2.879	7/2 <sup>+</sup>	2.288	5/2 <sup>-</sup>	4.354	4 <sup>-</sup>	2.626	0 <sup>-</sup>
18	3.057	5/2 <sup>+</sup>	2.651	1/2 <sup>+</sup>	4.418	3 <sup>-</sup>	2.730	1 <sup>+</sup>
19	3.115	15/2 <sup>-</sup>	2.670	3/2 <sup>-</sup>			2.757	2 <sup>+</sup>
20	3.250	5/2 <sup>+</sup>	2.987	15/2 <sup>-</sup>			2.787	3 <sup>+</sup>
21	3.330	5/2 <sup>+</sup>	3.293	7/2 <sup>-</sup>			2.879	6 <sup>+</sup>
22	3.455	5/2 <sup>+</sup>	3.463	5/2 <sup>-</sup>			3.028	2 <sup>-</sup>
23	3.646	7/2 <sup>+</sup>	3.503	7/2 <sup>-</sup>			3.128	2 <sup>-</sup>
24	3.714	5/2 <sup>+</sup>	3.807	7/2 <sup>-</sup>			3.229	2 <sup>-</sup>
25							3.394	2 <sup>-</sup>
26							3.414	2 <sup>+</sup>
27							3.486	2 <sup>-</sup>
28							3.739	1 <sup>+</sup>
29							3.798	1 <sup>+</sup>
30							3.821	2 <sup>-</sup>



Tablo II.10 ( Devam )

$^{44}\text{K}$			$^{40}\text{Ar}$		$^{38}\text{Cl}$	
N	E(MeV)	$I^{\pi}$	E(MeV)	$I^{\pi}$	E(MeV)	$I^{\pi}$
1	0.0	$2^{-}$	0.0	$0^{+}$	0.0	$2^{-}$
2	0.183	$3^{+}$	1.461	$2^{+}$	0.671	$5^{-}$
3	1.459	$0^{+}$	2.121	$0^{+}$	0.755	$3^{-}$
4	1.886	$1^{+}$	2.524	$2^{+}$	1.309	$4^{-}$
5	2.326	$1^{+}$	2.893	$4^{+}$	1.617	$3^{-}$
6	2.574	$1^{+}$	3.208	$2^{+}$	1.942	$1^{+}$
7			3.465	$6^{+}$	2.743	$3^{-}$
8			3.515	$4^{+}$	2.751	$1^{+}$
9			3.681	$3^{-}$		
10			3.919	$2^{+}$		
11			4.083	$3^{-}$		
12			4.226	$4^{-}$		

Tablo II.11  $^{55}\text{Mn}$  hedef çekirdek için, parçacık salınımı ile ulaşılan uyarılmış çekirdeklerin, enerji seviyeleri, spin ve pariteleri.

$^{55}\text{Mn}$			$^{55}\text{Cr}$		$^{52}\text{V}$		$^{54}\text{Cr}$	
N	E(MeV)	$I^\pi$	E(MeV)	$I^\pi$	E(MeV)	$I^\pi$	E(MeV)	$I^\pi$
1	0.0	$5/2^-$	0.0	$3/2^-$	0.0	$3^+$	0.0	$0^+$
2	0.126	$7/2^-$	0.242	$1/2^-$	0.017	$3^+$	0.835	$2^+$
3	0.984	$9/2^-$	0.518	$5/2^-$	0.142	$1^+$	1.824	$4^+$
4	1.528	$3/2^-$	0.566	$3/2^-$	0.148	$4^+$	2.620	$2^+$
5	2.015	$7/2^-$	0.881	$5/2^-$	0.437	$2^+$	2.830	$0^+$
6	2.198	$7/2^-$	1.215	$5/2^-$	0.794	$3^+$	3.074	$2^+$
7	2.215	$5/2^-$	1.474	$1/2^-$	0.846	$4^+$	3.159	$4^+$
8	2.252	$3/2^-$	2.009	$5/2^+$	1.298	$1^+$	3.437	$2^+$
9	2.311	$13/2^-$	2.084	$3/2^+$	1.418	$3^+$	3.655	$4^+$
10	2.366	$5/2^-$	2.086	$9/2^+$	1.493	$7^+$	3.720	$2^+$
11	2.398	$9/2^-$	2.269	$1/2^+$	1.559	$4^+$	3.726	$2^+$
12	2.427	$1/2^-$	2.320	$3/2^-$	1.664	$1^+$	3.798	$4^+$
13	2.563	$3/2^-$	2.596	$7/2^-$	1.759	$3^+$	3.861	$2^+$
14	2.727	$7/2^-$	2.687	$3/2^-$	1.795	$3^+$	3.927	$2^+$
15	2.753	$5/2^-$	2.710	$1/2^-$	2.100	$3^+$	4.013	$1^+$
16	2.824	$9/2^-$	2.874	$5/2^+$	2.152	$1^+$	4.083	$4^+$
17	2.873	$1/2^-$	2.895	$1/2^-$	2.169	$4^+$	4.129	$3^+$
18	2.953	$7/2^-$	3.017	$3/2^-$	2.316	$3^+$	4.198	$2^+$
19	2.796	$7/2^-$	3.145	$5/2^-$	2.396	$0^+$	4.218	$4^+$
20	3.028	$3/2^-$	3.200	$3/2^-$	2.428	$2^+$	4.245	$3^-$
21	3.038	$3/2^-$	3.351	$3/2^-$	2.538	$5^+$	4.254	$3^-$
22	3.040	$5/2^+$	3.574	$3/2^-$	2.591	$1^+$	4.451	$4^+$
23	3.051	$5/2^+$	3.938	$5/2^+$	2.697	$0^+$	4.584	$0^+$
24	3.060	$7/2^-$	4.044	$1/2^+$	2.881	$3^+$	4.628	$2^+$
25	3.147	$7/2^-$						
26	3.158	$3/2^-$						
27	3.523	$3/2^-$						
28	3.600	$7/2^-$						
29	3.883	$3/2^-$						
30	3.998	$3/2^-$						

Tablo II.11 ( Devam )

N	<sup>54</sup> Mn		<sup>53</sup> Cr		<sup>51</sup> V		<sup>51</sup> Ti	
	E(MeV)	$I^{\pi}$	E(MeV)	$I^{\pi}$	E(MeV)	$I^{\pi}$	E(MeV)	$I^{\pi}$
1	0.0	3 <sup>+</sup>	0.0	3/2 <sup>-</sup>	0.0	7/2 <sup>-</sup>	0.0	3/2 <sup>-</sup>
2	0.055	2 <sup>+</sup>	0.564	1/2 <sup>-</sup>	0.320	5/2 <sup>-</sup>	1.167	1/2 <sup>-</sup>
3	0.156	4 <sup>+</sup>	1.006	5/2 <sup>-</sup>	0.929	3/2 <sup>-</sup>	1.437	7/2 <sup>-</sup>
4	0.368	5 <sup>+</sup>	1.290	7/2 <sup>-</sup>	1.609	11/2 <sup>-</sup>	1.568	5/2 <sup>-</sup>
5	0.408	3 <sup>+</sup>	1.537	7/2 <sup>-</sup>	1.813	9/2 <sup>-</sup>	2.144	5/2 <sup>-</sup>
6	0.839	4 <sup>+</sup>	1.974	5/2 <sup>-</sup>	2.411	3/2 <sup>-</sup>	2.198	3/2 <sup>-</sup>
7	1.009	3 <sup>+</sup>	2.172	11/2 <sup>-</sup>	2.547	1/2 <sup>-</sup>	2.691	7/2 <sup>-</sup>
8	1.073	6 <sup>+</sup>	2.333	9/2 <sup>-</sup>	2.700	15/2 <sup>-</sup>	2.906	1/2 <sup>-</sup>
9	1.137	5 <sup>+</sup>	2.321	3/2 <sup>-</sup>	3.195	3/2 <sup>-</sup>	3.174	3/2 <sup>-</sup>
10	1.375	2 <sup>+</sup>	2.656	7/2 <sup>-</sup>	3.215	3/2 <sup>-</sup>		
11	1.390	1 <sup>+</sup>	2.670	1/2 <sup>-</sup>	3.372	1/2 <sup>-</sup>		
12	1.454	1 <sup>+</sup>	2.706	11/2 <sup>-</sup>	3.378	9/2 <sup>-</sup>		
13	1.461	5 <sup>+</sup>	2.709	3/2 <sup>-</sup>	3.385	13/2 <sup>-</sup>		
14	1.509	2 <sup>+</sup>	2.723	3/2 <sup>-</sup>	3.444	9/2 <sup>-</sup>		
15	1.544	3 <sup>+</sup>	2.771	7/2 <sup>-</sup>	3.517	9/2 <sup>-</sup>		
16	1.634	1 <sup>+</sup>	2.827	11/2 <sup>-</sup>				
17	1.650	1 <sup>+</sup>	3.084	15/2 <sup>-</sup>				
18	1.784	7 <sup>+</sup>	3.351	5/2 <sup>-</sup>				
19	1.853	3 <sup>+</sup>	3.382	5/2 <sup>-</sup>				
20	1.922	1 <sup>+</sup>	3.617	1/2 <sup>-</sup>				
21	1.925	7 <sup>+</sup>	3.707	9/2 <sup>-</sup>				
22	2.109	1 <sup>+</sup>	4.135	3/2 <sup>-</sup>				
23	2.136	1 <sup>+</sup>	4.231	3/2 <sup>+</sup>				
24	2.498	1 <sup>+</sup>	4.427	1/2 <sup>+</sup>				
25	2.711	2 <sup>-</sup>						
26	2.715	5 <sup>+</sup>						
27	2.774	3 <sup>-</sup>						
28	2.795	5 <sup>+</sup>						
29	2.857	8 <sup>+</sup>						
30	3.098	5 <sup>+</sup>						

Tablo II.11 ( Devam )

$^{53}\text{V}$			$^{53}\text{Mn}$		$^{52}\text{Cr}$		$^{50}\text{V}$	
N	E(MeV)	$I^\pi$	E(MeV)	$I^\pi$	E(MeV)	$I^\pi$	E(MeV)	$I^\pi$
1	0.0	$7/2^-$	0.0	$7/2^-$	0.0	$0^+$	0.0	$6^+$
2	0.128	$5/2^-$	0.378	$5/2^-$	1.434	$2^+$	0.226	$5^+$
3	0.228	$3/2^-$	1.290	$3/2^-$	2.370	$4^+$	0.320	$4^+$
4	1.091	$11/2^-$	1.441	$11/2^-$	2.647	$0^+$	0.355	$3^+$
5	1.266	$9/2^-$	1.621	$9/2^-$	2.768	$4^+$	0.388	$2^+$
6	1.550	$3/2^-$	2.407	$3/2^-$	2.965	$2^+$	0.836	$5^+$
7	1.653	$11/2^-$	2.564	$13/2^-$	3.114	$6^+$	0.910	$4^+$
8	1.852	$7/2^-$	2.573	$7/2^-$	3.162	$2^+$	1.301	$2^+$
9	1.904	$5/2^-$	2.671	$1/2^-$	3.415	$4^+$	1.331	$1^+$
10	1.958	$1/2^-$	2.694	$15/2^-$	3.616	$5^+$	1.401	$3^+$
11	2.084	$3/2^-$	2.697	$11/2^-$	3.772	$2^+$	1.495	$1^+$
12	2.420	$13/2^-$	2.707	$1/2^+$	4.015	$5^+$	1.518	$2^+$
13	2.421	$7/2^-$			4.630	$4^+$	1.561	$2^+$
14	2.524	$7/2^-$			4.743	$2^+$	1.677	$3^+$
15	2.551	$1/2^-$			4.750	$0^+$	1.956	$1^+$
16	2.584	$3/2^-$					2.162	$3^-$
17	2.706	$7/2^-$					2.424	$3^-$
18	2.830	$5/2^-$					2.511	$4^-$

$^{54}\text{V}$			$^{50}\text{Tl}$		$^{48}\text{Sc}$	
N	E(MeV)	$I^\pi$	E(MeV)	$I^\pi$	E(MeV)	$I^\pi$
1	0.0	$3^+$	0.0	$0^+$	0.0	$6^+$
2	0.245	$4^+$	1.554	$2^+$	0.131	$5^+$
3	1.215	$5^+$	2.675	$4^+$	0.252	$4^+$
4	1.829	$6^+$	3.199	$6^+$	0.622	$3^+$
5	2.298	$7^+$	3.863	$2^+$	1.096	$7^+$
6			4.310	$2^+$	1.142	$2^+$
7			4.410	$3^-$	1.401	$2^-$
8			4.790	$2^+$	1.890	$3^-$
9			4.881	$5^+$	2.064	$5^+$

Tablo II.12  $^{44}\text{Sc}^m$  izomer çekirdeği için gama ışını dallanma oranları.

$I_f^\pi$		$2^+$	$1^-$	$0^-$	$2^-$	$6^+$	$4^+$	$3^-$	$4^-$
$I_i^\pi$	$E_x$ (MeV)	0.0	0.068	0.146	0.235	0.271	0.350	0.425	0.631
$1^-$	0.068	1.0							
$0^-$	0.146	0.01	1.0						
$2^-$	0.235	0.69	0.31	<0.02					
$6^+$	0.271	0.99							
$4^+$	0.350	1.0							
$3^-$	0.425	0.16	0.58		0.26				
$3^+$	0.532	0.39	0.10		0.49		<0.02		
$4^-$	0.631				0.43		0.48	0.09	
$1^+$	0.667	1.0							
$3^+$	0.763	0.93			0.07				
$5^+$	0.968					1.0			
$4^-$	1.006				0.18		0.19	0.33	0.30
$5^+$	1.050						1.0		
$3^+$	1.186	0.40					0.60		
$3^+$	1.326	0.44					0.56		
$2^-$	1.427	0.43	0.17	<0.10	0.16			0.24	
$5^+$	1.507								

$E_x$  seviye enerjisini,  $I_i$  bozunan seviyeyi ve  $I_f$  bozunulan seviyeyi temsil etmektedir.

Tablo II.13 Parçacık salınımı ile ulaşılan uyarılmış çekirdekler için kullanılan seviye yoğunluğu parametreleri.

Ürün çekirdek	$a$ ( $\text{MeV}^{-1}$ )	$\delta$ ( $\text{MeV}$ )	Ürün çekirdek	$a$ ( $\text{MeV}^{-1}$ )	$\delta$ ( $\text{MeV}$ )
$^{46}\text{Sc}$	5.72	-2.20	$^{56}\text{Mn}$	5.83	-2.55
$^{45}\text{Sc}$	5.59	-1.93	$^{55}\text{Mn}$	4.74	-1.51
$^{44}\text{Sc}$	5.35	-2.28	$^{54}\text{Mn}$	5.54	-2.40
$^{43}\text{Sc}$	5.28	-1.07	$^{53}\text{Mn}$	4.64	-1.20
$^{45}\text{Ca}$	4.92	-0.83	$^{55}\text{Cr}$	5.22	-1.22
$^{44}\text{Ca}$	5.29	1.01	$^{54}\text{Cr}$	5.28	0.38
$^{43}\text{Ca}$	4.63	-1.21	$^{53}\text{Cr}$	5.09	-0.32
$^{42}\text{Ca}$	5.21	0.85	$^{52}\text{Cr}$	5.26	0.38
$^{44}\text{K}$	3.40	-2.40	$^{54}\text{V}$	5.24	-2.30
$^{43}\text{K}$	4.60	-1.18	$^{53}\text{V}$	7.23	0.96
$^{42}\text{K}$	3.40	-2.40	$^{52}\text{V}$	5.24	-2.30
$^{41}\text{K}$	3.90	-2.31	$^{51}\text{V}$	7.23	0.96
$^{40}\text{K}$	3.80	-2.50	$^{50}\text{V}$	5.24	-2.30
$^{41}\text{Ar}$	4.52	-0.96	$^{51}\text{Tl}$		
$^{40}\text{Ar}$	4.90	0.80	$^{50}\text{Tl}$	5.26	1.76
$^{38}\text{Cl}$	4.95	-2.65	$^{48}\text{Sc}$	5.96	-2.30

### III. BULGULAR.

Denklem (2.10.1) ile hesaplanan tepkileşim kesitleri,  $^{45}\text{Sc}(n,2n)$  tepkileşimi için, tablo III.1'de, tepkileşim eşik enerjisinden başlayarak, 12.85 MeV'e kadar olan nötron enerjileri için verilmektedir.  $^{45}\text{Sc}(n,p)$  ve  $(n,\alpha)$  tepkileşim kesitleri, 6.33 MeV'den, 12.85 MeV'e kadar olan enerji aralığında, farklı nötron enerjileri için tablo III.2'de verilmektedir.  $^{55}\text{Mn}(n,2n)$ ,  $(n,p)$  ve  $(n,\alpha)$  tepkileşimleri için, gene yukarıda belirtilen enerji aralığında, farklı nötron enerjileri için tepkileşim kesitleri tablo III.3'de verilmektedir. Tüm bu tepkileşimler için, belirtilen enerji aralığında elde edilen tepkileşim uyarılma fonksiyonları ( tepkileşim kesitinin nötron enerjisine göre değişimi ), istatistik model ile hesaplanan uyarılma fonksiyonları ile birlikte, şekil III.1'den, III.7'ye kadar verilmektedir. Kesikli eğriler istatistik model hesabı ile bulunan uyarılma fonksiyonlarını göstermektedir.

Tablo III.1  $^{45}\text{Sc}(n,2n)$  tepkileşimi için deneysel tepkileşim kesiti değerleri.

Ortalama nötron enerjisi (MeV)	Tepkileşim kesiti (mb)	
	$^{45}\text{Sc}(n,2n)^{44}\text{Sc}^m$	$^{45}\text{Sc}(n,2n)^{44}\text{Sc}^{m+g}$
11.58±0.17		2.0±0.8
11.97±0.18	9.0±0.9	21.0±2.6
12.40±0.18	24.0±2.1	52.0±6.1
12.85±0.20	36.0±2.9	75.0±8.0



**Tablo III.2**  $^{45}\text{Sc}(n,p)$  ve  $^{45}\text{Sc}(n,\alpha)$  tepkileşimleri için ölçülen tepkileşim kesiti değerleri.

Ortalama nötron enerjisi (MeV)	Tepkileşim kesiti (mb)	
	$^{45}\text{Sc}(n,\alpha)^{42}\text{K}$	$^{45}\text{Sc}(n,p)^{45}\text{Ca}$
6.33±0.13	3.8±0.7	29.0±7.0
7.18±0.13	9.0±1.4	40.0±8.5
9.05±0.14	21.0±2.5	56.0±8.8
10.10±0.15	28.0±2.7	62.1±9.9
11.14±0.16	36.0±2.9	65.6±10.5
11.58±0.17	42.5±4.7	
11.97±0.18	48.0±6.7	67.5±16.8
12.40±0.18	51.5±9.8	
12.85±0.20	54.0±2.5	68.0±17.5

Tablo III.3  $^{55}\text{Mn}(n,x)$  tepkileşimi için ölçülen tepkileşim kesiti değerleri.

Ortalama nötron enerjisi (MeV)	Tepkileşim kesiti (mb)		
	$^{55}\text{Mn}(n,2n)^{54}\text{Mn}$	$^{55}\text{Mn}(n,\alpha)^{52}\text{V}$	$^{55}\text{Mn}(n,p)^{55}\text{Cr}$
6.33±0.13		0.86±0.12	5.65±1.2
7.18±0.13		3.20±0.43	9.56±1.9
8.00±0.13		5.50±0.64	10.16±2.0
9.05±0.14		9.60±1.30	13.55±2.8
10.10±0.15		14.60±1.90	20.30±4.1
11.14±0.16	150±12	19.30±2.90	29.30±6.2
11.97±0.18	400±33	22.10±3.30	32.50±7.2
12.85±0.20	610±52		

#### IV. TARTIŞMA VE SONUÇ.

Hızlı nötron tepkileşim kesitleri ölçümleri, genellikle 14.6 MeV civarındaki nötron enerjilerinde yoğunlaşmaktadır. Bunun başlıca nedeni füzyon reaktörleri için gerekli tepkileşim kesiti veri tabanına bu enerji civarında gereksinim duyulmasıdır. Buna bağlı olarak, bir çok laboratuvarında, bu tepkileşimler, d-t tepkileşimi temeline dayalı, 14.6 MeV enerjili nötronların üretildiği küçük nötron üreteçleri ile incelenmektedir.

Bölüm I'de sözü edilen uygun nötron kaynağı bulunmasındaki güçlükler nedeni ile, bir çok (n,p) ve (n, $\alpha$ ) tepkileşiminin eşik enerjisinin yer aldığı 4-10 MeV enerji aralığında tepkileşim kesiti bulguları oldukça zayıftır. Bu enerji aralığındaki deneysel çalışmalar, bu çalışmada da kullanılan, d-d tepkileşimi ile tek enerjili nötronların üretildiği gaz hedefler kullanılarak yapılmıştır. Bu çalışmada kullanılan nötron enerji aralığı 6-13 MeV olduğundan, 8-13 MeV enerji aralığında, d-d parçalanma tepkileşimi sonucu oluşan düşük enerjili nötronların tepkileşim ürünü aktivitesine katkısı bölüm 2.7'de anlatıldığı şekilde çıkarıldı. D-d parçalanma tepkileşimi nötronlarının, tepkileşim kesiti ölçülmek istenen tepkileşim ürünü aktivitesine katkısı, tepkileşim eşik enerjisine bağlı olduğundan, bu katkı yüksek eşik enerjili (n,2n) tepkileşimleri üzerinde doğrudan etkili değil, ancak nötron akısının belirlenmesinde önemsenmeyecek ölçüde etkindir. Bu çalışmada kullanılan en yüksek döteron huzme enerjisi,  $E_d = 10$  MeV ve buna karşılık gelen tek enerjili nötronların enerjisi 12.85 MeV olduğunda, d-d parçalanma tepkileşimi nötronlarının enerjileri 4.5 MeV civarında dağılım göstermektedir ve en yüksek enerji 6 MeV olarak belirlenmiştir (27). Bu durumda, tepkileşim eşik enerjisi 10 MeV'in üzerinde olan (n,2n) tepkileşimi ürünlerinin değil, yalnızca tepkileşim eşik enerjisi 5.3 MeV olan  $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$  monitör tepkileşimi ürününün aktivitesine katkı söz konusudur. Bu katkı

da bölüm 2.7'de anlatıldığı şekilde çıkarılarak, nötron akısı düzeltildi ve tepkileşim kesiti hesaplarında, bu düzeltilmiş nötron akı değerleri kullanıldı. En yüksek nötron enerjisi için bu düzeltme % 5'in altındadır. Akı düzeltilmesi düşük ışınlama enerjileri için kullanılan  $^{56}\text{Fe}(n,p)$  monitör tepkileşimi için de yapıldı. Ayrıca düşük tepkileşim eşik enerjisine sahip  $(n,\alpha)$  ve  $(n,p)$  tepkileşim ürünlerinin aktivitelerine olan katkıda bölüm 2.7'de anlatıldığı şekilde çıkarıldı.

$^{45}\text{Sc}(n,2n)^{44}\text{Sc}^{m+g}$  tepkileşimi için, 13 MeV'in altında deneysel tepkileşim kesiti verileri, Frehaut ve Mosinski'nin 1975 yılında iki enerji için yapmış olduğu ölçümlerdir (39). Frehaut ve Mosinski'nin çalışmasında da, bu çalışmadaki sisteme benzer gaz hedef kullanılarak, 6-15 MeV enerjili nötronlarla deney yapılmıştır. Söz konusu çalışmada, 12.40 ve 12.84 MeV enerjili nötronlarla elde edilen 61 ve 103 mb tepkileşim kesiti değerleri bu çalışmada aynı enerji noktaları için ölçülen tepkileşim kesiti değerleri ile hata sınırları içinde uyumaktadır (şekil III.1). Yukarıda belirtilen çalışma, aktivasyon ölçümü olmayıp, doğrudan nötron deteksiyonuna dayanmaktadır. Eşik enerjisi 11.3 MeV civarında olan bu tepkileşim için, 11.58 MeV ile 11.97 MeV enerjilerinde tepkileşim kesitleri ilk kez bu çalışma ile ölçüldü. Bu tepkileşim için, istatistik model ile hesaplanan tepkileşim kesitleri, tepkileşim eşik enerjisi civarında deneysel değerlerden daha düşük olmakla birlikte, geniş bir enerji aralığında, deneysel ölçümlerle uyumludur (40,41,42,43).

$^{45}\text{Sc}(n,2n)^{44}\text{Sc}^m$  tepkileşimi için bu çalışma dışında mevcut tek ölçüm, 11.97 MeV'de, Prestwood ve Bayhurst tarafından 1961 yılında yapılmıştır (40). Söz konusu çalışmada, belirtilen enerjideki nötronlar, trityum gaz hedef kullanılarak, d-t tepkileşiminde ileri yönde saçılan nötron enerjisi 19.8 MeV olduğunda, ters yönde yayınlanan 12MeV'lik nötronlardır. Tüm ürün çekirdekler ışınlama sonrası radyokimyasal olarak ayrılmış ve beta sayımı ile aktiviteleri belirlenmiştir. Yukarıda belirtilen kaynak çalışmada, ölçülen tepkileşim kesiti, bu çalışmada aynı enerjide elde edilen değerden oldukça düşük görünmektedir. Literatürde bu enerji üzerinde 13.15 MeV'e kadar olan aralıkta başka bir ölçüme rastlanmamaktadır. Bu enerji aralığında, bu çalışma ile ölçülen diğer iki

adet tepkileşim kesiti değeri, takip eden yüksek enerji ölçümleri ile uyum içinde görünmektedir ve şekil III.2'de verilmektedir (41,42,44,45,46,47,48,49). Ayrıca bu çalışmada istatistik model kodu ile eşik enerjisinden 18 MeV'e kadar olan aralıkta hesaplanan kuramsal uyarılma fonksiyonu, deneysel verilerle uyumludur (şekil III.2).

$^{45}\text{Sc}(n,\alpha)^{42}\text{K}$  tepkileşiminde, 13 MeV'in altında elde edilebilen deneysel literatür verileri, şekil III.3'de verilen, 1961 yılında Prestwood ve Bayhurst tarafından ölçülen 8 ve 12 MeV'deki değerlerdir (50). Bu iki değer,  $^{42}\text{K}$ 'nın radyokimyasal ayrımı sonucu beta sayımı ile bulunan değerlerdir ve bu çalışmada ölçülen değerlerden biraz düşük olmakla birlikte, hata sınırları içinde uyumludur. Yukarıda belirtilen çalışmada, 8 MeV enerjili nötronların, Van de Graaf hızlandırıcıda, döteryum gaz hedefle d-d tepkileşimi sonucu elde edildiği belirtilmektedir. Bu tepkileşim için, ilk kez bu çalışma ile 6.33 MeV'den, 12.85 MeV'e kadar olan aralıkta,  $^{42}\text{K}$ 'nın 1524.6 keV enerjili gamma bozunumu ile dokuz farklı enerjide ölçülen tepkileşim kesiti değerleri, takip eden yüksek enerji ölçümleri (42,47) ile uyumludur (şekil III.3).

Bu tepkileşim için bu çalışma kapsamında yapılan istatistik model hesaplamaları, tüm enerji bölgesinde iki çarpanı kadar düşüktür. Benzer bir sonuç 14 MeV nötron tepkileşiminde,  $^{46}\text{Ti}$  hedef çekirdeği üzerinde,  $\alpha$  yayılım çalışmasında elde edilmiştir (51). Yakın tarihli bir çalışmada  $^{48}\text{Ti}(n,\alpha)$  ve  $^{50}\text{Ti}(n,\alpha)$  tepkileşimlerinde, doğrudan etkileşimin rolü tartışılmaktadır (52). Bu çalışmada kullanılan STAPRE kodu, denge öncesi yayılım ve bileşik çekirdekten parçacık salınımı ile bozunumu içermekte, ancak doğrudan etkileşimleri gözönüne almamaktadır.

$^{45}\text{Sc}(n,p)^{45}\text{Ca}$  tepkileşimi için 6.33 MeV'den 12.85 MeV'e kadar olan enerji aralığında yedi farklı noktada tepkileşim kesiti değerleri ilk kez bu çalışma ile ölçüldü. Elde edilen değerler mevcut sınırlı sayıdaki deneysel literatür verileri ile uyum içindedir (şekil III.4). Elde edilebilen literatür verileri, Prestwood ve Bayhurst tarafından 1961 yılında ölçülen, 13.4 - 14.8 MeV enerji aralığındaki altı değer (50) ve Cskai tarafından 1966'da, 14.7 MeV'de ölçülen değerlerdir (53). Elde edilebilen literatürde, daha yakın tarihli bir deneysel çalışmaya rastlanmamaktadır. Bu tepkileşimin kuramsal uyarılma fonksiyonu için, bu

çalışmada yapılan istatistik model hesabında, ürün çekirdeklerin ayrık enerji seviyelerinde, yüksek enerjili bir kaç seviyenin gözönüne alınmaması ile daha iyi sonuç elde edildi. Kuramsal olarak bulunan tepkileşim kesiti değerleri, 10 MeV'in altında, bu çalışma ile ölçülen değerlerden biraz daha düşük görünmektedir. Ancak sağlıklı bir değerlendirme, bu aralıkta daha fazla deneysel verinin olmasını gerektirmektedir. Bu enerji değeri üzerinde, kuramsal uyarılma fonksiyonu, tüm deneysel verilerle uyumludur.

$^{55}\text{Mn}(n,x)$  hızlı nötron tepkileşim kesitlerinin bilinmesi, Mangan'ın füzyon reaktörü yapı malzemelerinden biri olması nedeni ile önemlidir. Bu konuda tepkileşim kesiti veri tabanı incelemelerinde, bazı tepkileşim türleri için, belirli enerji aralığında yeni ölçümlere gereksinim duyulduğu belirtilmektedir (54).

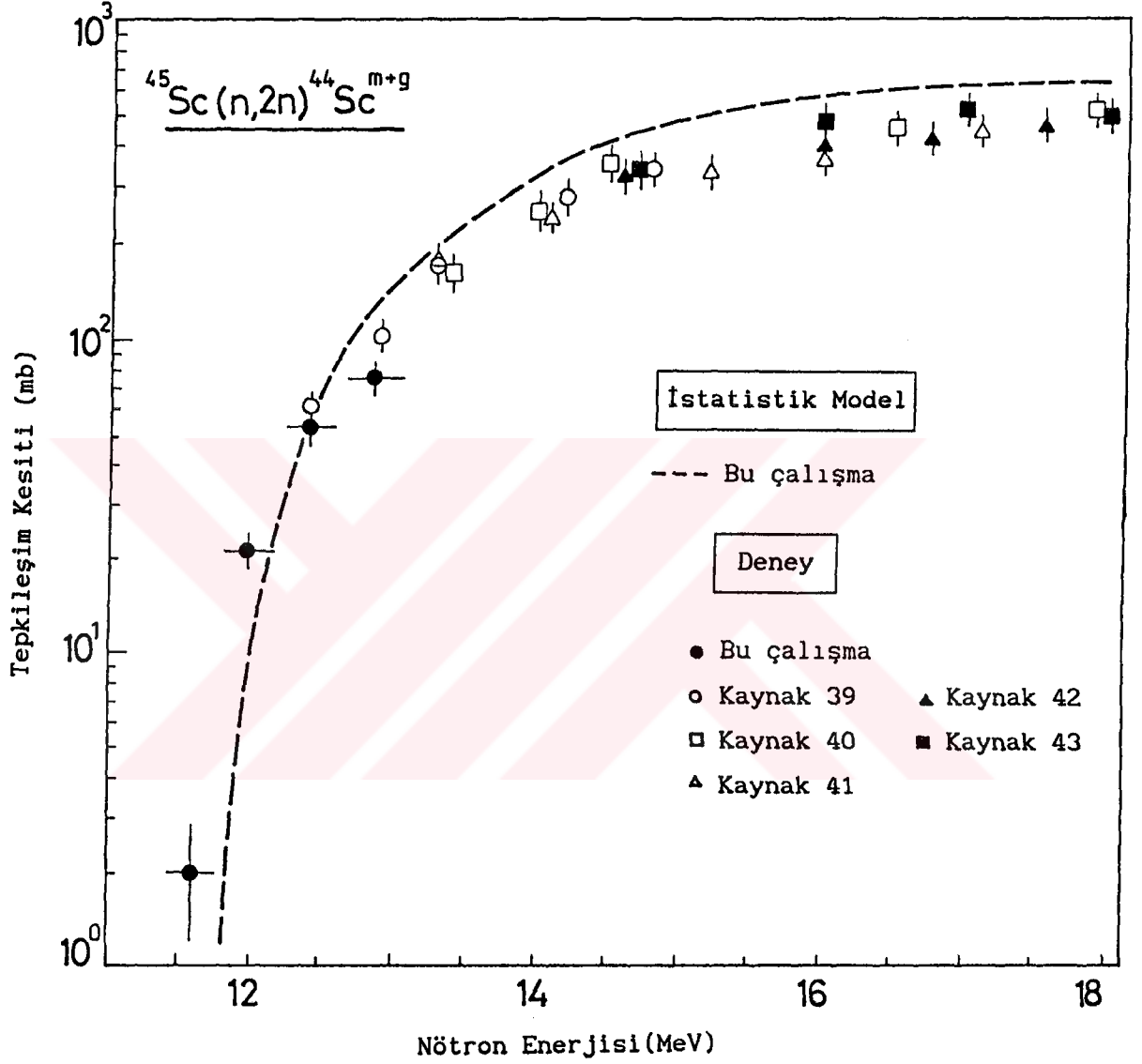
$^{55}\text{Mn}(n,2n)^{54}\text{Mn}$  tepkileşimi için, tepkileşim eşik enerjisi 10.5 MeV üzerinde, 11.14, 11.97 ve 12.85 MeV enerjili nötronlar için, tepkileşim kesiti değerleri ölçüldü. İlk iki nötron enerjisi için, tesir kesiti değerleri bu çalışma ile ilk kez ölçüldü. Ölçülen değerler, literatürde elde edilebilen diğer ölçümlerle uyumludur (46,55,56,57,58). Bu çalışma ile elde edilen değerler dışındaki tüm veriler, d-t tepkileşimi ile Ti(T) katı hedef ya da Be hedef kullanılan sistemlerden elde edilen nötronlarla bulunmuştur. Özellikle 14.6 MeV altındaki ölçümler, d-t tepkileşiminde oluşup, sıfır derece dışında diğer açılarda yayımlanan nötronlarla elde edilmiştir. Be hedeften elde edilen parçalanma tepkileşimi nötronları 15 MeV üzerindeki ölçümler için kullanılmıştır. Bu açıdan, bu çalışmada d-d tepkileşimi ile gaz hedefte üretilen nötron ışınlamaları ile gerçekleştirilen ölçümlerin, diğer deneysel verilerle uyumu önem taşımaktadır. Elde edilebilen literatür verileri arasında, tarih sıralaması bakımından geniş bir enerji aralığında ilk ölçüm olması açısından da önem taşıyan A. Paulsen ve H. Liskien'in (55) çalışmasında 12.63 - 19.59 MeV enerji aralığında ölçülen değerler, diğer çalışmalarda elde edilen verilerden sistematik olarak yüksek görünmektedir (şekil III.5). STAPRE kodu ile elde edilen kuramsal uyarım fonksiyonunun, tepkileşim eşik enerjiside dahil olmak üzere, hemen tüm enerji aralığında, deneysel verilerle uyumlu olduğu gözlenmektedir.

$^{55}\text{Mn}(n,\alpha)^{52}\text{V}$  tepkileşimi için, 6.33-11.97 MeV enerji aralığında tepkileşim kesitleri bu çalışma ile ilk kez ölçüldü. Elde edilebilen kaynaklarda, bu tepkileşim için 13 MeV ve altında, bu çalışmada elde edilen değerlerle birlikte şekil III.6'da verilen, yalnızca dört deneysel değer görülmektedir. Bunlardan 1962 yılında Gabbard'ın, 12.40 ve 13 MeV (59), 1964'de Bormann'ın, 12.60 ve 13.20 MeV (60) ve 1980'de Zupranska'nın 13 MeV ölçümleri (61), bu çalışmada 12 MeV altında ölçülen yedi adet tepkileşim kesiti değeri ile uyumludur. Yüksek enerji verilerinde aynı uyarılma fonksiyonuna uydukları izlenmektedir. Bu tepkileşimin, bu çalışmada istatistik model kodu ile hesaplanan tepkileşim kesiti değerleri, hemen tüm enerji aralığında deneysel verilerle hata sınırları içinde uyumludur.

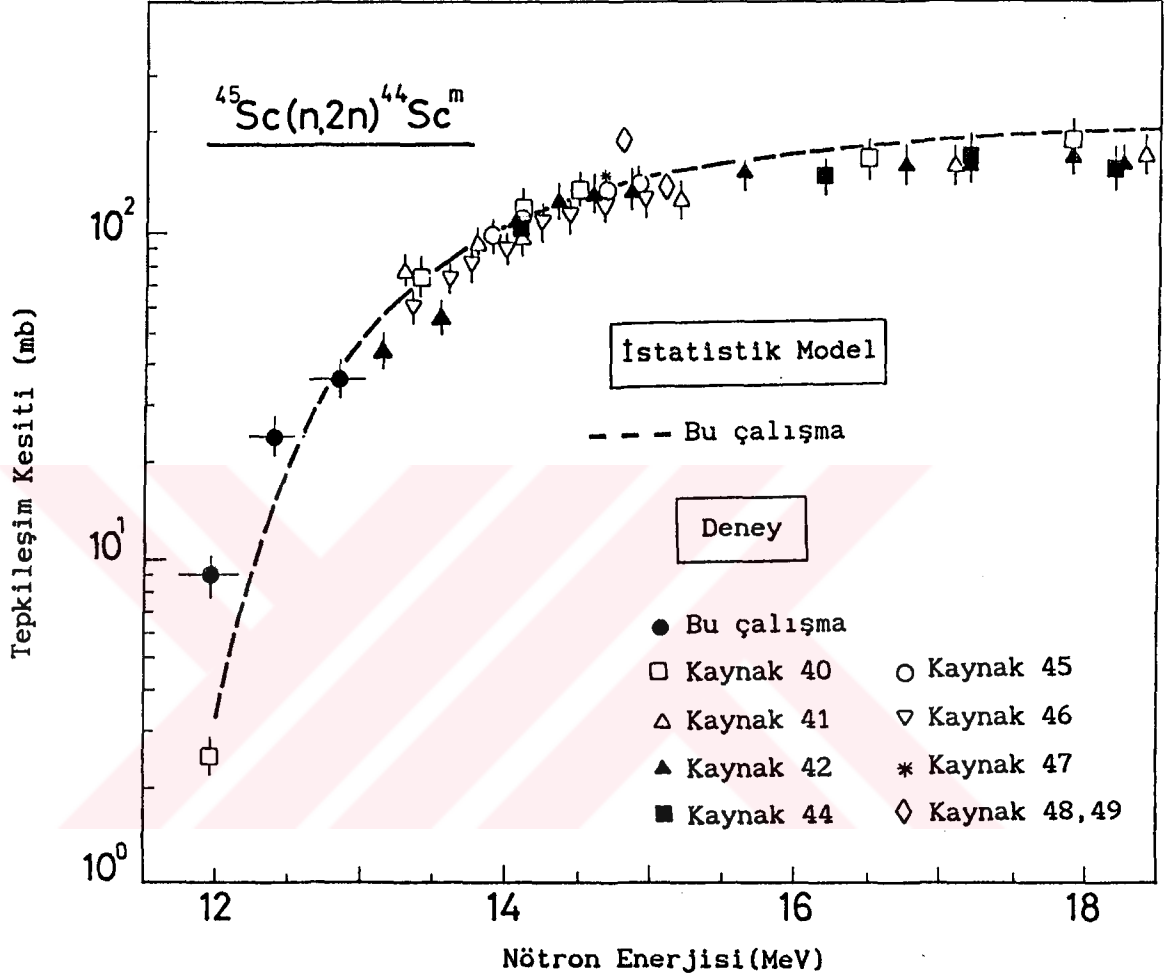
$^{55}\text{Mn}(n,p)^{55}\text{Cr}$  tepkileşimi için, 6-12 MeV enerji aralığında yedi farklı nötron enerjisinde tepkileşim kesiti değerleri ilk kez ölçüldü. Bu tepkileşim için elde edilebilen kaynak verileri, 14.6 MeV civarında yalnızca üç adet ölçümdür (62,63,64). Bunlardan en yakın tarihli olanı, Prasad'ın 1971 yılı çalışmasıdır (62). Bu çalışma ile elde edilen değerlerle, mevcut kaynak verilerinin uyumu konusunda, değerlendirilen verinin azlığı nedeni ile sağlıklı bir öngörü yapmak güçleşmektedir. Ancak genede, 12 - 14.6 MeV arasındaki boşluğun interpolasyonu ile, deneysel verilerin uyumlu olduğu belirtilebilir (şekil III.7). Deneysel ve Kuramsal uyarılma fonksiyonları, 9 MeV nötron enerjisi altındaki bölgede benzer biçim göstermekle birlikte, kuramsal tepkileşim kesiti değerlerinin biraz daha yüksek olduğu gözlenmektedir. Kuramsal uyarılma fonksiyonu için benzer davranış, TNG ve DWUCK kodlarının birlikte çalıştırılarak, doğrudan etkileşimlerin içerildiği bir çalışmada da belirtilmektedir (65).

Bu çalışmada, orta ağırlıklı çekirdekler için, hızlı nötron tepkileşim kesitlerinin; tepkileşim eşik enerjisi civarında, özellikle veri tabanının çok zayıf olduğu, bazı tepkileşimler için hemen hiç ölçümün bulunmadığı, bir enerji aralığında ölçülmesi amaçlandı. Bu enerji aralığında kullanılması zorunlu gaz hedef sisteminin yapısı gereği, her enerji değeri için tüm ışınlamalar iki kez yapıldığından, bir enerji noktası için ölçüm oldukça uzun ışınlama zamanı almaktadır. Işınlamalar sonucu, açık olan tüm tepkileşim kanallarının incelenmesi, radyokimyasal ayırım ve düşük düzey  $\beta^-$  sayımında içeren bir sayım prosedürünü gerektirmektedir. Elde edilebilen ışınlama süresi boyunca, veri tabanı oldukça zayıf görünen  $^{45}\text{Sc}$  ve  $^{55}\text{Mn}$  hedef çekirdekleri için, incelemeler tamamlanabildi. Ölçülen tepkileşim kesitleri, tepkileşim eşik enerjisini de içeren, geniş bir enerji aralığında gerçekleştirilen istatistik model hesaplamaları ile karşılaştırmalı olarak, grafiklerde verildi. Çalışmanın bu kütle bölgesi içinde kalan çekirdekler için yapılabilecek sistematik incelemelerine ve nükleer tepkileşim modellerinin, özellikle, tepkileşim eşik enerjisi civarında sınıması çalışmalarına yardımcı olacağı umulmaktadır.

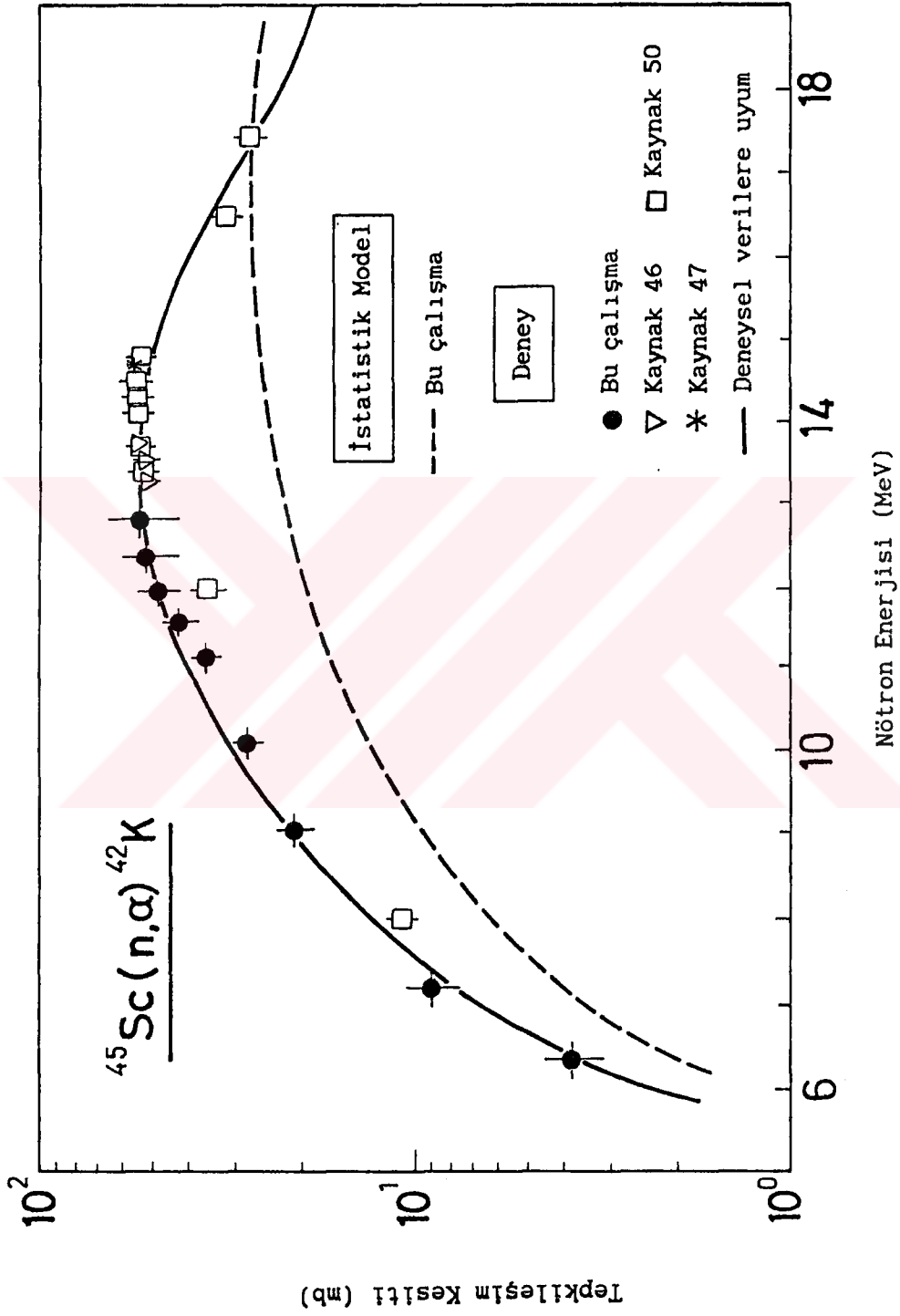




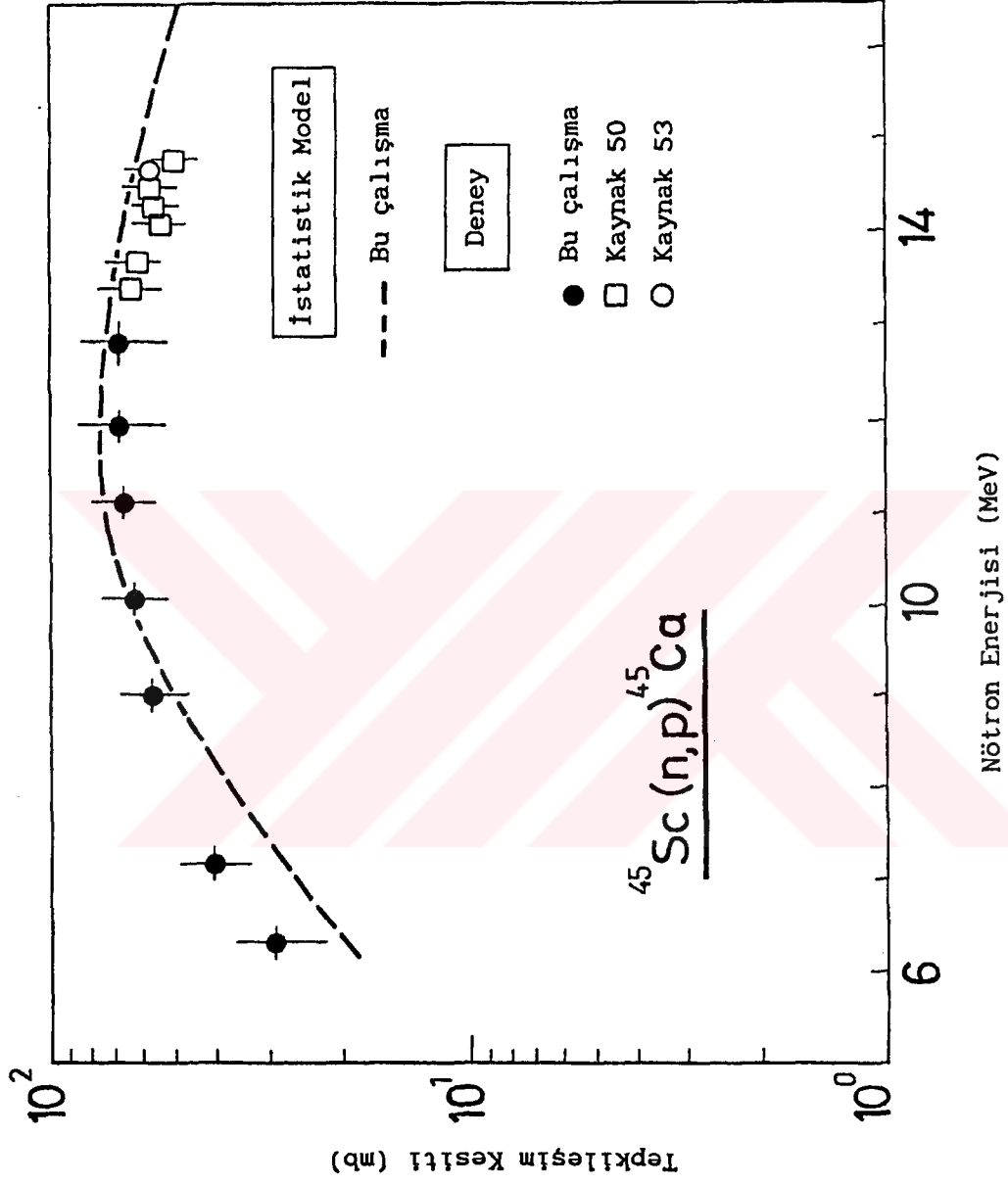
Şekil III.1  $^{45}\text{Sc}(n,2n)^{44}\text{Sc}^{m+g}$  prosesi için uyarılma fonksiyonu. Kesikli eğri istatistik model hesabı ile elde edilen uyarılma fonksiyonunu göstermektedir.



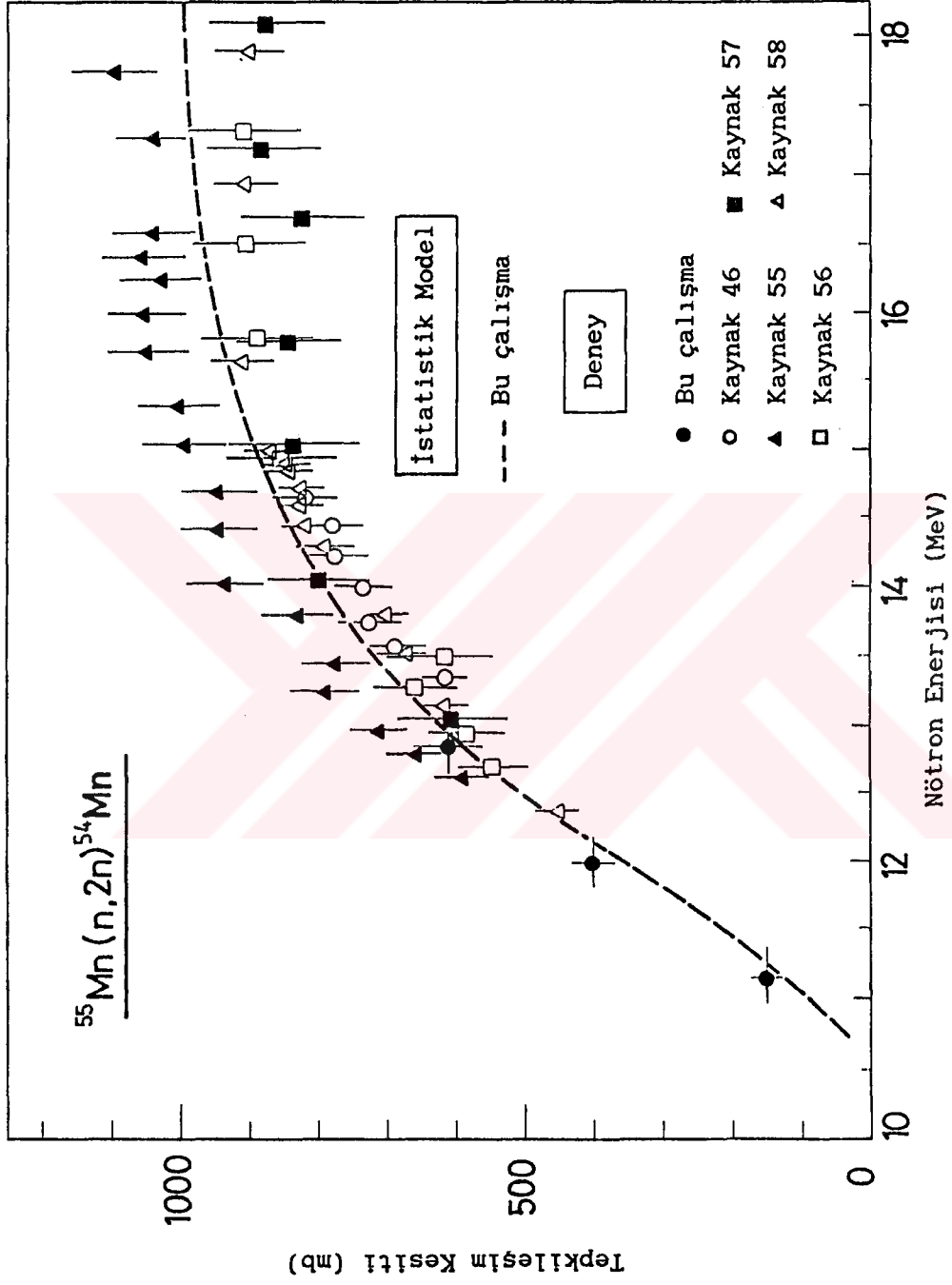
Şekil III.2  $^{45}\text{Sc}(n,2n)^{44}\text{Sc}^m$  tepkileşimi için uyarılma fonksiyonu. Kesikli eğri istatistik model hesabı ile elde edilen uyarılma fonksiyonunu göstermektedir.



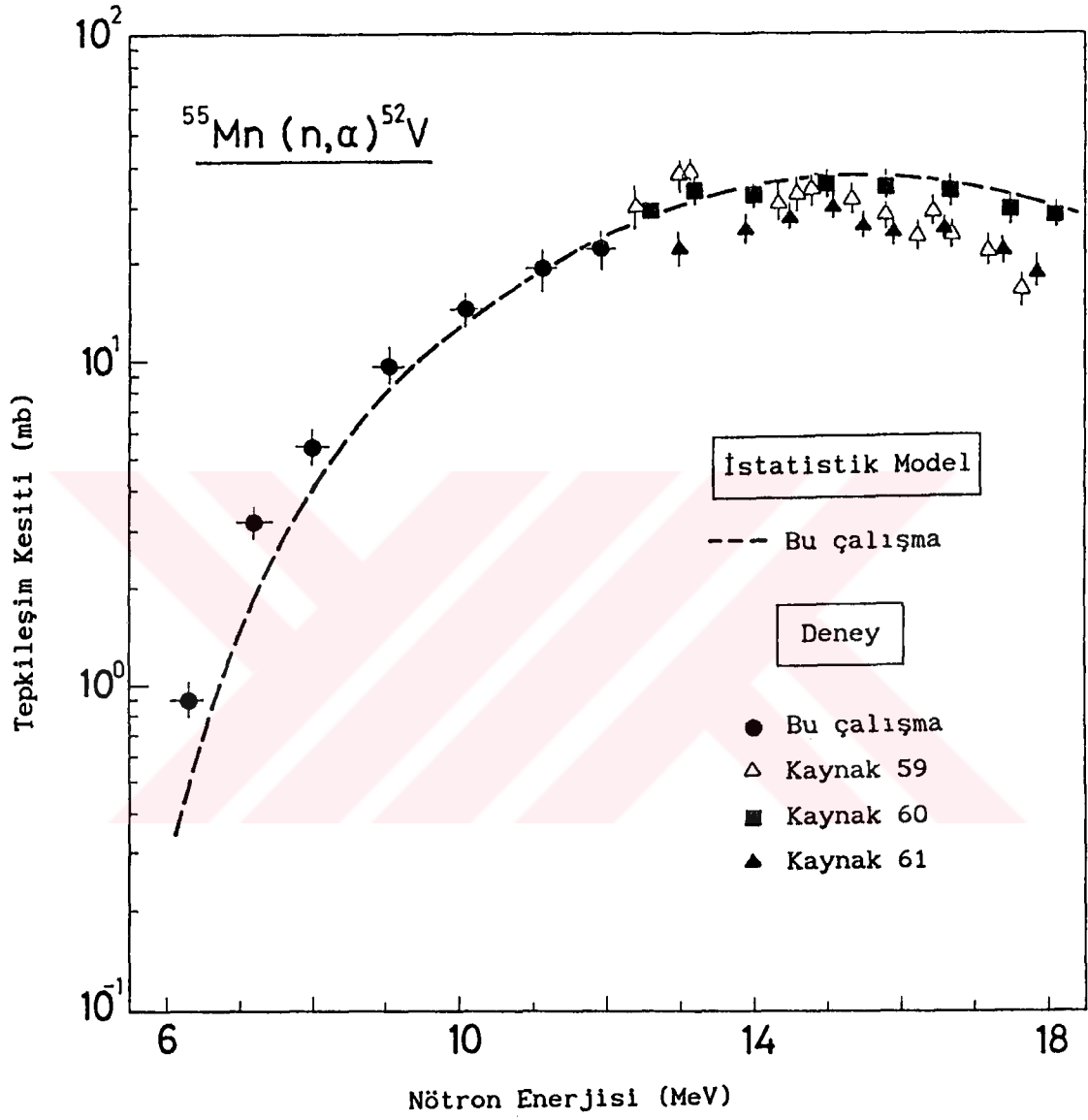
Şekil III.3  $^{45}\text{Sc}(n,\alpha)^{42}\text{K}$  tepkileşimi için uyarılma fonksiyonu. Kesikli eğri istatistik model hesabı ile elde edilen uyarılma fonksiyonunu, sürekli eğri deneysel verilere uyumu göstermektedir.



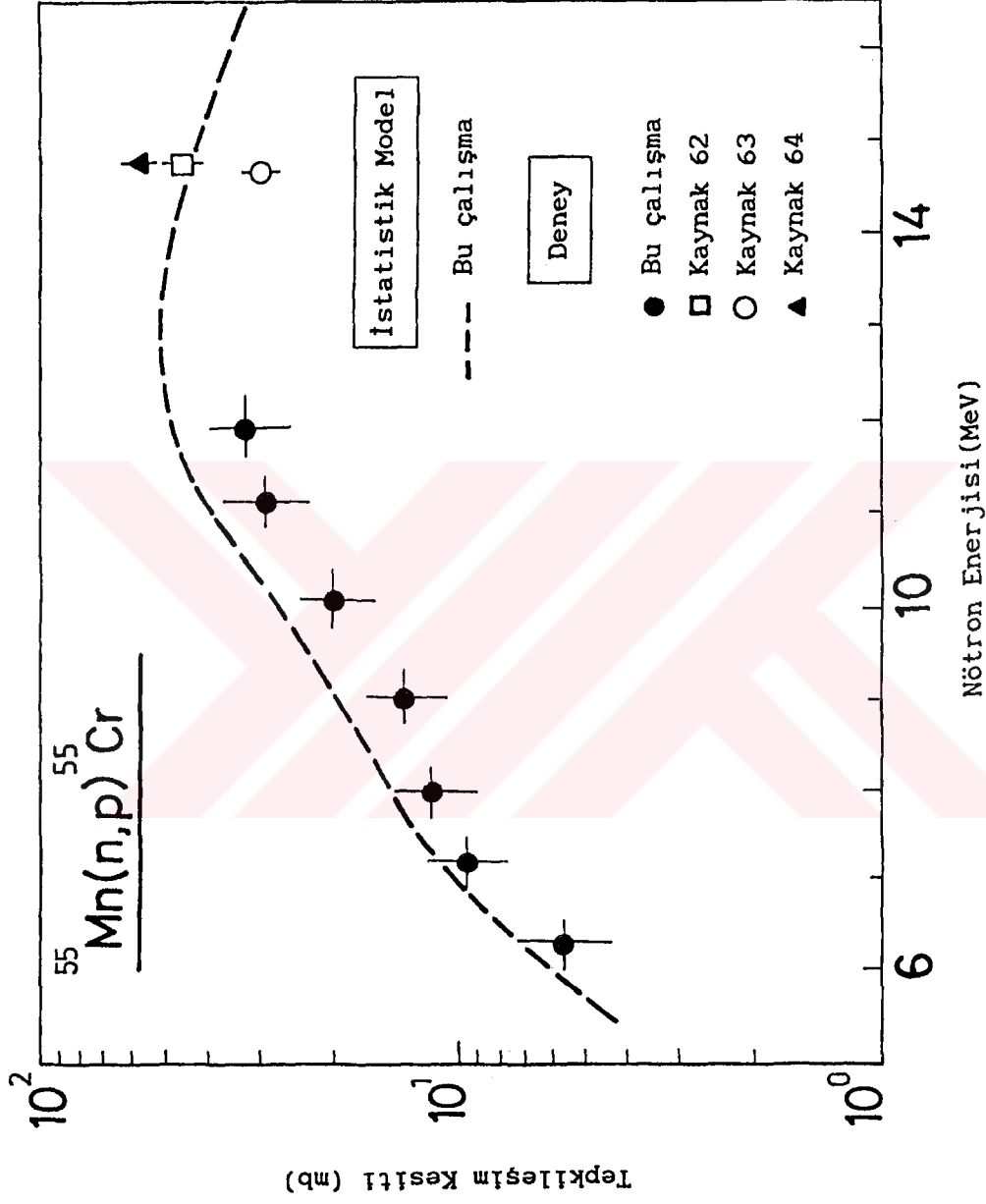
Şekil III.4  $^{45}\text{Sc}(n,p)^{45}\text{Ca}$  tepkileşimi için uyarılma fonksiyonu. Kesikli eğri istatistik model hesabı ile elde edilen uyarılma fonksiyonunu göstermektedir.



Şekil III.5  $^{55}\text{Mn}(n,2n)^{54}\text{Mn}$  tepkilleşimi için uyarılma fonksiyonu. Kesikli eğri istatistik model hesabı ile elde edilen uyarılma fonksiyonunu göstermektedir.



Şekil III.6  $^{55}\text{Mn}(n,\alpha)^{52}\text{V}$  tepkileşimi için uyarılma fonksiyonu. Kesikli eğri istatistik model hesabı ile elde edilen uyarılma fonksiyonunu göstermektedir.



Şekil III.7  $^{55}\text{Mn}(n,p)^{55}\text{Cr}$  tepkleşimi için uyarılma fonksiyonu. Kesikli eğri istatistik model hesabı ile elde edilen uyarılma fonksiyonunu göstermektedir.

## V. ÖZET

### $^{45}\text{Sc}$ ve $^{55}\text{Mn}$ İçin Hızlı Nötron Tepkileşimleri Uyarılma Fonksiyonlarının İncelenmesi

Orta ve ağır çekirdekler için, nötron bombardıman tepkileşim kesitlerinin, tepkileşim eşik enerjisinden başlayarak, 15 MeV'e kadar olan aralıkta yeterli doğrulukta bilinmesi, farklı uygulama alanları için önem kazanmaktadır. Bu uygulama alanları arasında, nükleer füzyon reaktörleri yapı malzemelerinin testi, radyasyon hasarı, nötron dozimetresi, çoklu foil aktivasyon tekniğine dayalı hızlı nötron spektrumu analizi ve nükleer tepkileşim modellerinin sınanması verilebilir.

Uygun tek enerjili nötron kaynağının eksikliği nedeni ile 3-14 MeV enerji aralığında, nötron bombardıman tepkileşim kesitleri veri tabanı oldukça zayıftır. Bu enerji aralığında, d-d tepkileşimi temelinde tek enerjili nötronlar üreten döteryum gaz hedefler kullanılır. Ancak bunların 8 MeV nötron enerjisi üzerinde, yüksek ikincil nötron seviyesine sahip olma dezavantajı vardır. Bu enerji üzerinde, ortaya çıkan ikincil nötronların, ilgilenilen tepkileşim ürünü aktivitesine yaptığı katkının belirlenmesi koşulu ile bu tür kaynaklar 8-13 MeV enerji aralığında yaygın olarak kullanılmaktadır. Bu çalışma ile bu tür bir döteryum gaz hedef kullanılarak, orta ağırlıklı çekirdeklerden,  $^{45}\text{Sc}$  ve  $^{55}\text{Mn}$  için (n,2n), (n,p) ve (n, $\alpha$ ) tepkileşimlerinin literatürde oldukça zayıf olarak görülen veri tabanına katkıda bulunmaktadır. Belirtilen tepkileşimler için tepkileşim eşik enerjisinden 13 MeV'e kadar olan aralıkta, ölçülen tepkileşim kesitleri yanısıra, tepkileşim eşik enerjisinden 18 MeV'e kadar, istatistik model hesabı ile kuramsal uyarılma fonksiyonları da elde edildi.



## ABSTRACT

### Excitation Functions of Fast Neutron Induced Reactions for $^{45}\text{Sc}$ and $^{55}\text{Mn}$

The knowledge on neutron induced reaction cross-sections with sufficient accuracy is required for practical applications in different fields. Among these applications, fusion reactor structural material testing, radiation damage, neutron dosimetry, unfolding and characterization of fast neutron spectra by the multiple foil activation technique and testing nuclear reaction models can be given.

The data base of neutron induced reaction cross-sections is very scarce between 3-14 MeV due to the lack of a proper monoenergetic neutron source. In this energy range, deuterium gas targets producing monoenergetic neutrons based on d-d reaction are employed. But this source reaction has the disadvantage of having a considerable background neutron level above 8 MeV. These monoenergetic neutron sources are employed between 8-13 MeV by subtracting the contribution of background neutrons to the activity of reaction products.

With this work, fast neutron induced reaction data base of  $^{45}\text{Sc}$  and  $^{55}\text{Mn}$  which is very weak for the (n,2n), (n,p) and (n, $\alpha$ ) reactions is strengthened. For these reactions, excitation functions were obtained experimentally from reaction thresholds up to 13 MeV using a deuterium gas target. In addition to these measurements, theoretical excitation curves from reaction thresholds up to 18 MeV were also obtained by the statistical model calculation.

## VI. KAYNAKLAR.

1. CINDA-A (1935-1987): The Index to Literature and Computer Files on Microscopic Neutron Data, IAEA, Vienna (1990).
2. McLANE, V., DUNFORD, C.L., and ROSE, P.F. (1988): Neutron Cross Sections, Vol. 2, Academic Press, New York.
3. LONE, M. A. (1977): Intense Fast Neutron Source Reactions in Proceedings of Symposium on Neutron Cross-Sections from 10 to 40 MeV. BNL-NCS 50681, 79-115.
4. CSIKAI, J. (1987): Handbook of Fast Neutron Generators, Volume I, 3-11.
5. DIERCX, R. (1986): Intense Neutron Fields for Radiation Damage Studies. in Proceedings of an advisory group meeting on properties of neutron sources, 89-107, IAEA-TECDOC-410, Leningrad, USSR.
6. QAIM, S.M. (1986): d(Be) Neutron Fields and Their Applications in Nuclear Reaction Cross-Section Studies. in Proceedings of an advisory group meeting on properties of neutron sources, 90-99, IAEA-TECDOC-410, Leningrad, USSR.
7. SMITH, D., L., MEADOWS, J., W., HAIGHT, R., C., and MANNHART, W. (1992): NEANDC Working Group on Activation Cross Sections: Comparison of activation cross section measurements performed with different neutron source reactions in the 5-13 MeV range. in Proceedings of an International Conference on Nuclear Data for Science and Technology. Ed.: QAIM, S., M. 273-278, Springer-Verlag ISBN 3-540-55100-X.
8. BARSCHALL, H., H. (1974): Nuclear Structure Study With Neutrons, 289. Editors; Erö J. and Szücs J., Plenum Press, London.
9. KRANE, S. K. (1988): Introductory nuclear physics, chapter 11, 416-420. John Wiley & Sons, Inc. ISBN 0-471-85914-1.

10. UHL, M. and STROHMAIER, B. (1976): STAPRE: Computer Code for Particle Induced Activation Cross Sections and Related Quantities. Institut für Radiumforschung und Kernphysik Report 76/01. And Addenda to This Report (1978).
11. HAUSER, W. and FESHACH, H. (1952): The Inelastic Scattering of Neutrons. Physical Review 87,366-373.
12. GRIFFIN, J.,J. (1966): Statistical Model of Intermediate Structure. Physical Review Letters, 17, 478-481.
13. WILLIAMS Jr, F.C. (1970): Intermediate State Transition Rates in the Griffin Model. Physics Letters 31B, 184-186.
14. KALBACH-CLINE, C. (1973): Residual Two-Body Matrix Elements for Pre-Equilibrium Calculations. Nuclear Physics A210, 590-604.
15. CLINE, C.,K. and BLANN, M. (1971): The Pre-Equilibrium Statistical Model: Description of the Nuclear Equilibration Process and Parameterization of the Model. Nuclear Physics A172, 225-259.
16. QAIM, S.M., WÖLFLE, R., RAHMAN, M.M., and OLLIG, H. (1984): Measurement of (n,p) and (n, $\alpha$ ) Reaction Cross Sections on Some Isotopes of Nickel in the Energy Region of 5 to 10 MeV Using a Deuterium Gas Target at a Compact Cyclotron. Nuclear Science and Engineering 88, 143-153.
17. MANNAN, A. and QAIM, S.M. (1988): Activation Cross Section and Isomeric Cross-Section Ratio for the  $^{93}\text{Nb}(n,\alpha)^{90}\text{Y}^{\text{m},\text{g}}$  Process. Physical Review C 38, 630-633.
18. QAIM, S.M., Ibn MAJAH, M., WÖLFLE, R., and STROHMAIER, B. (1990): Excitation Functions and Isomeric Cross Section Ratios for the  $^{90}\text{Zr}(n,p)^{90}\text{Y}^{\text{m},\text{g}}$  and  $^{91}\text{Zr}(n,p)^{91}\text{Y}^{\text{m},\text{g}}$  Processes. Physical Review C 42, 363-367.
19. BIRN, I., (1992): NEUT— Ein Programm zur Berechnung von Neutronenspektren erzeugt durch die  $\text{D}(d,n)^3\text{He}$ - Reaktion in einem Gastarget am Zyklotron, KFA Jülich, Internal Report INC-IB-1.
20. SUHAIMI, A. (1988): Studies of (n,t) Reactions on Light Nuclei Kernforschungsanlage Jülich GmbH. Jül-2196.
21. LISKIEN, H. and PAULSEN, A. (1973): Neutron Production Cross Sections and Energies for the Reactions  $\text{T}(p,n)^3\text{He}$ ,  $\text{D}(d,n)^3\text{He}$ , and  $\text{T}(d,n)^4\text{He}$ . in Nuclear Data Tables 11, 569-619.

22. ERCAN, A., BOSTAN, M., GÜLTEKİN, E., ERDURAN, N. (1989): Determination of Gamma Detector FEP efficiencies and a Study of Close Counting Geometry Effects in Gamma-ray Activity Measurements of Large Volume Samples.(Abstract), 2<sup>nd</sup> Balkan Conference on Activation Analysis and Nuclear-Related Analytical Techniques. 1989, Bled, Yugoslavia.  
(Bkz.) ERCAN, A., ERDURAN, N., GÜLTEKİN, E., BOSTAN, M. (1990): Gama Detektör Veriminin Belirlenmesi ve Yakın Sayım Geometrisinde Büyük Hacimli Örneklerin Aktivitelerinin Ölçülmesi [ Ω.ε ].  
Ç.N.A.E.M. AR-281.
23. Evaluated Nuclear Data File (ENDF)/B-V, Dosimetry file (1979): Issued by National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory, received as computer listing in Nuclear Energy agency Data Bank, Saclay, France.
24. TAGASEN, S. and VONACH, H. (1981): Physics Data ,.13-1, Fachinformationszentrum, Karlsruhe . Bkz. VONACH, H. (1983) International Atomic Energy Agency, Technical Reports Series No 227, 59-63.
25. HENKEL, R., L., PERRY, J., E. , and SMITH, R., K. (1955): Breakup of Deuterons on H, T, He<sup>3</sup> and He<sup>4</sup> Physical Review 99, 1050-1052.
26. LEFEVRE, H., W., BORCHERS, R., R., and POPPE, C., H. (1962): Neutrons from Deuteron Breakup on D,T, and He<sup>4</sup>. Physical Review 128, 1328-1335.
27. KAGALENKO, A., B., KORNILOV, N., V. (1986): The Differential Neutron Production Cross-Sections in the D(d,np) Reaction. in Proceedings of an advisory group meeting on properties of neutron sources, 115-120. IAEA-TECDOC-410, Leningrad, USSR.
28. CABRAL, S., BÖRKER, G., KLEIN, H., and MANNHART, W. (1990): Neutron Production from the Deuteron Breakup Reaction on Deuterium. Nuclear Science and Engineering 106, 308-317.
29. BROWNE, E. and FIRESTONE, R.B., (1986): Table of Radioactive Isotopes, edited by SHIRLEY, V.S., Wiley, London.
30. BERSILLON, O. (1981): SCAT2: Un Programme de Modele Optique Spherique. CEA-N-2227, INDC(E) 49/L.

31. RAPAPORT, J., KULKARNI, V., and FINLAY, R.W. (1979): A Global Optical-Model Analysis of Neutron Elastic Scattering Data. Nuclear Physics A330, 15-28.
32. PEREY, F.G. and BUCK, B. (1962): A Non-Local Potential Model for the Scattering of Neutrons by Nuclei. Nuclear Physics 32, 353-380.
33. McFADDEN, L. and SATCHLER, G.R. (1966): Optical-Model Analysis of the Scattering of 24.7 MeV Alpha Particles. Nuclear Physics 84, 177-200.
34. KALBACH, C. K. (1978): Exciton Number Dependence of the Griffin Model Two-Body Matrix Element. Zeitschrift für Physik A287, 319-322.
35. MILAZZO-COLLI, L. and BRAGA-MARCAZZAN, G. (1973): Alpha Emission by Pre-Equilibrium Processes in (n,alpha) Reactions. Nuclear Physics A 210, 297-306.
36. Nuclear Data Sheets Academic Press, Inc. 65, 1 (1992); 40, 149 (1983); 49, 237 (1986); 63, 229 (1991); 48, 111 (1986); 58, 677 (1989); 61, 47 (1990); 50, 255 (1987); 64, 723 (1991); 51, 1 (1987).
37. DILG, W., SCHANTAL, W., VONACH, H., and UHL, M. (1973): Level Density Parameters for the Back-Shifted Fermi Gas Model in the Mass Range  $40 < A < 250$ . Nuclear Physics A217, 269-298.
38. WAPSTRA, A.H. and BOS, K. (1977): The 1977 Atomic Mass Evaluation in four parts Part II. Nuclear-Reaction and Separation Energies. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 19, 215-275.
39. FREHAUT, J. and MOSINSKI, G. (1975): Measurement of (n,2n) and (n,3n) Cross-Sections for Incident Energies between 6 and 15 MeV. Proceeding of Conference on Nuclear Cross Sections and Technology. Washington D.C., Vol. 2, 855-858.
40. PRESTWOOD, R.J. and BAYHURST, B.P. (1961): (n,2n) Excitation Functions of Several Nuclei from 12.0 to 19.8 MeV. Physical Review 121, 1438-1441.
41. HUDSON, C.G., ALFORD, W.L., and GHORAI, S.K. (1978): Neutron Excitation Functions for  $^{45}\text{Sc}$ ,  $^{93}\text{Nb}$  and  $^{58}\text{Ni}$  in the Energy Range 13-19 MeV. Annals of Nuclear Energy 5, 589-595.

42. HONGCHANG, M., JIZHOU, L., JIANZHOU, H., PEIGUE, F., HANLIN, L. (1980): Measurement of Cross Section for Reaction  $^{45}\text{Sc}(n,2n)^{44}\text{Sc}^m$  and Isomeric Cross Section Ratio  $\sigma_m/\sigma_g$ . Chinese Journal of Nuclear Physics 2, 47-51.
43. VEESER, L.R., ARTHUR, E.D. and YOUNG, P.G. (1977): Cross Sections for (n,2n) and (n,3n) Reactions above 14 MeV. Physical Review C 16, 1792-1802.
44. BAYHURST, B.P., GILMORE, J.S., PRESTWOOD, R.J., WILHEMLY, J.B., JARMIE, N., ERKILA, B.H., and HARDEKOPF, R.A. (1975): Cross Sections for (n,xn) Reactions between 7.5 and 28 MeV. Physical Review C 12, 451-467.
45. NETHAWAY, D.R. (1972): Cross Sections for Several (n,2n) Reactions at 14 MeV. Nuclear Physics A 190, 635-644.
46. IKEDA, Y., KONNO, C., OISHI, K., NAKAMURA, T., MIYADE, H., KAHADE, K., YAMAMOTO, H., and KATOH, T. (1988): Activation Cross Section Measurements for Fusion Reactor Structural Materials at Neutron Energy from 13.3 to 15 MeV Using FNS Facility. Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-1312.
47. PEPELNIK, R., ANDERS, B., BAHAL, B.N. (1986): Measurements of 14 MeV Neutron Activation Cross Sections. Radiation Effects 92, 211-214.
48. KAO, T.H. and ALFORD, W.L. (1975): Isomeric Cross Sections for the (n,2n) Reaction on  $^{82}\text{Se}$ ,  $^{81}\text{Br}$  and  $^{45}\text{Sc}$  at 15.1 MeV. Nuclear Physics A237, 11-17.
49. EAPEN, P.K. and SALAITA, G.N. (1975): Isomeric Cross Sections Ratios for (n,2n) Reactions at 14.8 MeV. Journal of Inorganic Nuclear Chemistry. 37,1121-1124.
50. BAYHURST, B.P. and PRESTWOOD, R.J. (1961): (n,p) and (n, $\alpha$ ) Excitation Functions of Several Nuclei from 7.0 to 19.8 MeV. Journal of Inorganic Nuclear Chemistry 23, 173-185.
51. QAIM, S.M., UHL, M., MOLLA, N.I., and LISKIEN, H. (1992):  $^4\text{He}$  Emission in the Interactions of Fast Neutrons with  $^{48}\text{Ti}$  and  $^{50}\text{Ti}$ . Physical Review C 46, 1398-1401.

52. GRIMES, S.M., HAIGHT, R.C. and ANDERSON, J.D. (1977): Measurement of Sub-Coulomb Barrier Charged Particles Emitted from Aluminum and Titanium Bombarded by 15 MeV Neutrons. Nuclear Science and Engineering 62, 187-194.
53. CSIKAI, J. and NAGY, S. (1967): Some (n,p) Reaction Cross Sections for 14.7 MeV Neutrons. Nuclear Physics A 91, 222-224.
54. CHENG, E., T., and SMITH, D., L. (1992): Nuclear Data Needs and Status for Fusion Reactor Technology. in Proceedings of an International Conference on Nuclear Data for Science and Technology. Ed.: QAIM, S., M. 273-278, Springer-Verlag ISBN 3-540-55100-X.
55. PAULSEN, A., LISKIEN, H. (1965): Cross Sections for Reactions  $^{55}\text{Mn}(n,2n)^{54}\text{Mn}$ ,  $^{59}\text{Co}(n,2n)^{58}\text{Co}$ ,  $^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$  and  $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$  in the 12.6-19.6 MeV Energy Region. Journal of Nuclear Energy Parts A/B 19, 907-911.
56. MENLOVE, H.O., COOP, K.L., GRECH, H.A. and SHER, R. (1967): Activation Cross Sections for the  $\text{F}^{19}(n,2n)\text{F}^{18}$ ,  $\text{Na}^{23}(n,2n)\text{Na}^{22}$ ,  $\text{Mn}^{55}(n,2n)\text{Mn}^{54}$ ,  $\text{In}^{115}(n,2n)\text{In}^{115\text{m}}$ ,  $\text{Ho}^{165}(n,2n)\text{Ho}^{164\text{m}}$ ,  $\text{In}^{115}(n,n)\text{In}^{115\text{m}}$ , and  $\text{Al}^{27}(n,\alpha)\text{Na}^{24}$  Reactions. Physical Review 163, 1308-1314.
57. BORMANN, M. and LAMMERS, B. (1969): Excitation Functions of (n,p) and (n,2n) Reactions for Some Isotopes of K, Mn, Zn and Cu. Nuclear Physics A 130, 195-208.
58. HANLIN, L., JIZHOU, L., PEIGOU, F., JIANZHOU, H. (1980):  $^{55}\text{Mn}(n,2n)^{54}\text{Mn}$  Reaction Cross Section. Chinese Journal of Nuclear Physics. 2, 286-288.
59. GABBARD, F. and KERN, B.D. (1962): Cross Sections for Charged Particle Reactions Induced in Medium Weight Nuclei by Neutrons in the Energy Range 12-18 MeV. Physical Review 128, 1276-1281.
60. BORMANN, M., FRETWURST, E., SCHEHKA, P., WREGE, G., BUTTNER, H., LINDNER, A. and MELDNER, H. (1965): Some Excitation Functions of Neutron Induced Reactions in the Energy Range 12.6-19.6 MeV. Nuclear Physics 63, 438-448.

61. ZUPRANSKA, E., RUSEK, K., TURKIEWICZ, J. and ZUPRANSKA, P. (1980): Excitation Functions for  $(n,\alpha)$  Reactions in the Neutron Energy Range from 13 to 18 MeV. *Acta Physica Polonica. B* 11, 853-861.
62. PRASAD, R. and SARKAR, D.C. (1971): Measured  $(n,p)$  Reaction Cross Sections and Their Predicted Values at 14.8 MeV. *Nuovo Cimento* 3A, 467-478.
63. MINETTI, B. and PASQUARELLI, A. (1967): Cross Sections of the  $(n,p)$  and  $(n,\alpha)$  Reactions Induced in Manganese by 14.7 MeV Neutrons. *Zeitschrift für Physik* 199, 275-279.
64. MITRA, B. and GHOSE, A.M. (1966):  $(n,p)$  Cross Sections of Some Low Z Nuclei for 14.8 MeV Neutrons. *Nuclear Physics* 83, 157-165.
65. SHIBATA, K. (1989): Calculation of Neutron-Induced Reaction Cross Sections of Manganese-55. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 26, 955-965.



## VII. ÖZGEÇMİŞ

İstanbul, 1957 doğumluyum. İlk ve Orta öğrenimimi İstanbul'da tamamladım. Ankara, Hacettepe Üniversitesi Fizik Mühendisliği Bölümünden 1979 yılında mezun oldum. 1982 yılından bu yana TAEK, Çekmece Nükleer Araştırma Merkezi Fizik Bölümünde, araştırmacı olarak çalışıyorum. İTÜ, Nükleer Enerji Enstitüsünden, 1986 yılında, " Isı Yutucu Ortam Kaybının Hata Ağacı Yöntemi ile İncelenmesi " konulu tez çalışması ile yüksek mühendis ünvanını aldım. 1982-86 yılları arasında plazma fiziği gurubunda yer aldıktan sonra, 1986 yılından bu yana, Hızlı Nötron Fiziği konulu çalışmalarımı sürdürüyorum. Bu konuda çalışmak üzere, 1991 yılında, Almanya KFA araştırma merkezinde bir yıl süre ile görev aldım. Evli ve bir kız çocuğu babasıyım. Bildiri sunarak katıldığım kongrelerin listesi aşağıda verilmektedir.

1. " Bir Magneto-Plazma Sisteminde Yoğunluk Dağılımının İncelenmesi " II.Ulusal Nükleer Bilimler Kongresi. İstanbul, 10-12 Ekim, (1984).
2. " Hızlı nötron ışınlama ünitesinin Kurulması ve HPGe Spektrometresinin Kalibrasyonunu Etkileyen Önemli Etkenlerin İncelenmesi" Türk Fizik Derneği IX. Ulusal Fizik Kongresi. Bursa, 16-18Eylül, (1987).
3. " Mikrobilgisayarlar ile Elektronik Kontrol ve Kumanda Sistemleri Tasarımı ve Basic Programlama " Yıldız Üniversitesi ve Ç.N.A.E.M., 6.2 - 8.3 , 1987.
4. " Alçak Enerjili Bir İyon Hızlandırıcısında Nötron Enerjisinin Zr/Nb Aktivasyonu Yöntemiyle Belirlenmesi " Türk Fizik Derneği X. Ulusal Fizik Kongresi. İstanbul, 19-21 Eylül, (1988).

5. " 14.6 MeV nötronlarla çok Elementli Malzeme Analizi (I) " III.Ulusal Nükleer Bilimler Kongresi. İstanbul, 27-29 Eylül, (1989).
6. " (n,2n) Tepkileşimlerinin İncelenmesi " III. Ulusal Nükleer Bilimler Kongresi. İstanbul, 27-29 Eylül, (1989).
7. "  $66 \leq Z \leq 90$  Arasındaki Çekirdekler İçin (n,p) Tepkileşimlerinin İncelenmesi " III. Ulusal Nükleer Bilimler Kongresi. İstanbul, 27-29 Eylül, (1989).
8. " Determination of Gamma Detector FEP Efficiencies and a Study of Close Counting Geometry Effects in Gamma-ray Activity Measurements of Large Volume Samples". Second Balkan Conference on Activation Analysis and Nuclear-Related Analytical Techniques. 4-6 October 1989, Bled, Yugoslavia.
9. " Nuclear shell model calculations around 1f7/2 shell " Turkish Journal of Nuclear Science Vol.17 No: 1-2-June-December, (1990).
10. " Co, Ni, Cu, Zn elementlerinin hızlı nötron tepkileşim kesitleri " TFD XII. Ulusal Fizik Kongresi. İzmir, (1990).
10. " 14.6 MeV Neutron induced reaction cross-section measurements " Proceeding of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, Jülich, 13-17 May, (1991).
11. " 14.6 MeV Neutron Activation Cross-Section for Sn and Sb isotopes " Proceedings of the First Balkan Physics Conference, Thessaloniki, 26-28 September, (1991).
12. " W-izotopları için 14.6 MeV nötron tepkileşim kesiti ölçümleri " V.Ulusal Nükleer Bilimler Kongresi. İzmir, 22-24 Mayıs, (1991).

13. " Ca ve V izotopları için 14.6 MeV nötron tepkileşim kesiti ölçümleri" VI. Ulusal Nükleer Bilimler ve Teknoloji Kongresi. Bursa, 15-17 Eylül, (1993).
14. " İstatistik model hesaplamalarında denge öncesi yayılımın etkisi" VI. Ulusal Nükleer Bilimler ve Teknoloji Kongresi. Bursa, 15-17 Eylül, (1993).
15. " Fast Neutron Induced Reaction Cross Sections. " Progress Report on Nuclear Data Research in the Federal Republic of Germany. July, 1993.

