

**YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**ÇOK KISA YARI – ÖMÜRLÜ ÇEKİRDEK
OLUŞUMUNA NEDEN OLAN 14 MeV NÖTRON
TEPKİLEŞİMLERİNİN İNCELENMESİ**

Ayşe ŞİŞMANOĞLU DURUSOY

**F.B.E Fizik Anabilim Dalında
Hazırlanan**

DOKTORA TEZİ

Tez Savunma Tarihi : 11 Şubat 2000

Tez Danışmanı : Prof. Dr. Metin SUBAŞI (YTÜ)

Jüri Üyeleri : Prof. Dr. R.Ahmet BAYÜLKEN (İTÜ)

: Prof.Dr. M.Nizamettin ERDURAN (İÜ)

İSTANBUL, 2000

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ.....	iv
ÖZET.....	vi
ABSTRACT.....	vii
1. GİRİŞ.....	1
2. TEMEL BİLGİLER.....	4
2.1 Nükleer Tepkileşimler ve Tepkileşim Kesiti İfadesi.....	4
2.1.1 Nötron tepkileşimleri.....	4
2.2 Tepkileşim Kesiti Tayininde Kullanılan Nötron Aktivasyon Yöntemi.....	5
2.2.1 Mutlak nötron akısının belirlenmesi.....	8
2.2.2 Döngülü (Cyclic) aktivasyon.....	9
2.2.3 Nötron enerjisinin belirlenmesi.....	16
2.3 Gama Işını Ölçme Sisteminin Verimi.....	18
2.4 İzomerik Durumlar.....	20
3. DENEY DÜZENİ.....	22
3.1 Nötron Kaynağı.....	22
3.2 Işınlama Sistemi.....	23
3.3 Gama Işını Ölçme (Spektrometre) Sistemi.....	30
4. DENEYSEL ÇALIŞMA.....	36
4.1 Örneklerin Hazırlanması.....	36
4.2 Nötron Enerjilerinin Deneysel Olarak Belirlenmesi.....	36
4.3 Nötron Akısının Belirlenmesinde Kullanılan Standart (Referans) Tepkileşim ve Nötron Akı Monitörleri.....	43
4.4 Deney Sonuçları Üzerinde Yapılması Gereken Düzeltmeler.....	45
4.4.1 Ölü zaman düzeltmesi.....	45
4.4.2 Darbe yığılım (pile up) düzeltmesi.....	47
4.4.3 Rastgele eş zamanlı (coincidence summing) sayımlar düzeltmesi.....	47
4.4.4 Gama ışınları öz soğurma düzeltmesi.....	49
4.4.5 Akrilik başlıkta gama ışını soğurulması düzeltmesi.....	50
4.4.6 Düşük enerjili ve saçılan nötronların reaksiyon hızına katkısından kaynaklanan düzeltme.....	51
4.4.7 Işınlama süresince nötron akısındaki değişimlerin hesaba katılması.....	55

5.	DENEY SONUÇLARI.....	58
5.1	Boron Işınlanması.....	58
5.2	Teflon Işınlanması.....	62
5.3	Bakır Işınlanması.....	65
5.4	Belirsizlikler.....	69
6.	DENEY SONUÇLARININ İRDELENMESİ VE TARTIŞMA.....	70
	EKLER.....	78
Ek 1	Sayım katı açısı.....	78
	KAYNAKLAR.....	81
	ÖZGEÇMİŞ.....	86



ÖNSÖZ

“Çok Kısa Yarı-Ömürlü Çekirdek Oluşumuna Neden Olan 14 MeV Nötron Tepkileşimlerinin İncelemesi” adlı bu tez Türkiye Atom Enerjisi Kurumu, Çekmece Nükleer Araştırma ve Eğitim Merkezi Fizik Bölümü’nde gerçekleştirilmiştir. Tüm doktora programım boyunca bana sağlamış olduğu destek ve yardımları için, laboratuvar çalışmaları sırasında kazanmış olduğum deneyimlere katkıları için tez danışmanım, Ç.N.A.E.M Fizik Bölümü Başkanı ve Y.T.Ü. Fizik Bölümü Öğretim Üyesi hocam Sayın Prof. Dr. Metin SUBAŞI’ya teşekkürlerimi sunarım.

Bu çalışmayı gerçekleştirebilmem için bana her türlü imkanı sağlayan ve Fizik Lisans öğrenimim ve sonrasında manevi desteğini benden esirgemeyen Y.T.Ü. Fen Edebiyat Fakültesi Dekanı değerli hocam Sayın Prof. Dr. Durul ÖREN’e içtenlikle teşekkür ederim.

Y.T.Ü. Fizik Bölümü Başkanı hocam Sayın Prof.Dr.Emel ÇINGİ’ya bu çalışmayı gerçekleştirebilmem için sağladığı olanak ve destek için teşekkür ederim.

Doktora programım boyunca her konuda yardım ve yakınlıklarını benden esirgemeyen Ç.N.A.E.M. Fizik Bölümü Elemanları,
Dr.A.İskender REYHANCAN

Gökçe TARCAN

Yıldıray ÖZBİR

Doç.Dr.Ergun GÜLTEKİN

Dr.Hamit ATASOY

Dr.Adnan BAYKAL

Cüneyt ÖZBAYLI ve

Aclan AKBULUT’a teşekkürlerimi sunarım.

Doktora tezim sırasında bilimsel konularda yardımını esirgemeyen İstanbul Üniversitesi Fizik Bölümü Öğretim Üyesi hocam Sayın Prof.Dr.Nizamettin ERDURAN’a içten teşekkürü bir borç bilirim.

Çekirdek Fiziği alanında her zaman engin bilgilerinden yararlandığım Y.T.Ü. Fizik Bölümü Başkan yardımcısı hocam Sayın Doç.Dr.Mehmet ŞİRİN ve onun şahsında Fizik Bölümünde görevli tüm hocalarıma ve araştırma görevlisi arkadaşlarıma, doğrudan ve dolaylı tüm yardımı bulunanlara teşekkür ederim.

Bugün bulunduğum konuma gelmem için tüm hayatım boyunca sevgi, yardım ve fedakarlıklarını benden esirgemeyen sevgili annem ve babam Ümmühan ve Cemal ŞİŞMANOĞLU'na, bilgi ve tecrübelerinden her zaman yararlandığım ağabeyim Mak.Müh.Sinan ŞİŞMANOĞLU'na en içten duygularıyla teşekkür ederim.

Son olarak da tüm akademik hayatım boyunca benden manevi desteğini esirgemeyen ve her konuda yardımcı olan sevgili eşim Met.Yük.Müh. Murat DURUSOY'a gönülden teşekkürü bir borç bilirim.

Bu çalışmanın biricik oğlum Can için ömür boyu bir gurur kaynağı olmasını diliyorum.

Ayşe ŞİŞMANOĞLU DURUSOY

Kasım 1999

ÖZET

Bu çalışmada $^{11}\text{B}(n,p)^{11}\text{Be}$, $^{19}\text{F}(n,p)^{19}\text{O}$, $^{65}\text{Cu}(n,\alpha)^{62\text{m}}\text{Co}$ ve $^{65}\text{Cu}(n,\alpha)^{62\text{g}}\text{Co}$ tepkileşim kesitleri 13,6-14,9 MeV nötron enerji aralığında belirlenmiştir.

Deneyler Çekmece Nükleer Araştırma ve Eğitim Merkezi, Fizik Bölümünde bulunan Sames T-400 Hızlandırıcısında gerçekleştirilmiştir. Hızlı nötronlar (~14 MeV) bir katı trityum hedefin 300 keV enerjili döteronlarla bombardımanı sonucu oluşan $\text{T}(d,n)\text{He}$ tepkileşiminden üretilmiştir. Işınlamalar döteron hüzmesinin geliş doğrultusuna göre 6 farklı açıda, dolayısıyla 13,6 ile 14,9 MeV aralığında ölçülen 6 farklı nötron enerjisinde yapılmıştır.

Seçilen tepkileşimler çok kısa yarı ömre sahip oldukları için döngülü ışınlama ve sayma olanağı veren, programlanabilir hızlı bir örnek transfer sistemi imal edilmiş ve hızlandırıcı sistemine adapte edilerek kullanılmıştır. Bu sistemde örneğin nötron kaynağından gama ölçümlerinin yapıldığı dedektör (HPGe) önüne getirilmesi için geçen süre yaklaşık 500 ms.dir. Ölçümler sırasında nötron akısı $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$ standart tepkileşimi ile belirlenmiş, nötron akısındaki değişim plastik sintilatör dedektör ile gözlenmiş ve daha sonra değerlendirmek üzere kaydedilmiştir. Her ışınlama konumu için nötron enerjileri, Zr/Nb aktivasyon yöntemi ile belirlenmiştir. Daha sonra tepkileşim kesitleri döngülü aktivasyon için yazılan bir bilgisayar programı yardımıyla hesaplanmıştır. Deney sonuçlarında gama ışını soğrulması, rasgele eş zamanlı sayımlar, darbe yığılma, ölü zaman, nötron akısındaki dalgalanmalar ve saçılan nötronların katkısı düzeltmeleri yapılmıştır.

Ölçülen tepkileşim kesitleri literatürde yer alan benzer çalışmaların sonuçlarıyla karşılaştırmalı olarak verilmiştir.

ABSTRACT

In this work $^{11}\text{B}(n,p)^{11}\text{Be}$, $^{19}\text{F}(n,p)^{19}\text{O}$, $^{65}\text{Cu}(n,\alpha)^{62\text{m}}\text{Co}$ and $^{65}\text{Cu}(n,\alpha)^{62\text{g}}\text{Co}$ cross-sections were determined between 13.6 – 14.9 MeV neutron energies.

The cross-section measurements were performed utilizing the Sames T-400 neutron generator at the Physics Department of Çekmece Nuclear Research and Training Centre, İstanbul. Fast neutrons (~14 MeV) were produced via $\text{T}(\text{d},\text{n})\text{He}$ reaction in a solid TiT target which was bombarded by 300 keV deuterons. Irradiation was carried out at 6 different angles with respect to the deuteron beam, hence 6 different neutron energies in the range from 13.6 to 14.9 MeV.

Since the above mentioned reactions have very short half-lives, a fast sample transferring system enabling a cyclic irradiation and counting has been designed and used as adapted to the accelerator system. The time elapsed during the transference of the sample from the neutron source to the HPGe detector where the gamma measurements are performed is approximately 500 ms. The neutron flux during irradiation was determined with use of the $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$ standard reaction and flux variation monitored by a plastic scintillator detector and recorded for later evaluation. The effective neutron energy at each irradiation positions was determined by the Zr/Nb activation ratio method. The cross-sections were calculated by means of a computer programme which was written for cyclic activation analyses. In the experimental data, corrections were made for effects of gamma ray attenuation, coincidence summing, puls pileup, dead time, neutron flux fluctuations and scattered (slow) neutrons.

The presently measured cross sections are compared with the available data in the literature.

1.GİRİŞ

14 MeV enerjisi civarında nötronların yarattığı nükleer reaksiyonların tepkileşim kesiti ölçümlerine, reaktör teknolojisi alanından, nükleer yapı çalışmalarına kadar bir çok alanda gereksinim vardır. Gelecekteki füzyon reaktörleri teknolojisi açısından bu ölçümler reaktör yapımında ve zırhlamasında kullanılacak malzemelerin seçiminde birinci derecede önem taşımaktadır. Ayrıca reaktör yapı malzemelerinin aktivasyonu, hidrojen ve helyum üretimi, trityum üretimi, tepkileşim ürünlerinin neden olacağı gecikmiş ısı bozunum, atık yönetimi ve elementsel dönüşümler için de bu ölçümler önem taşımaktadır (Filatenkov vd., 1997).

Bugün füzyon ve fisyon reaktörü araştırmalarında nötron transport hesapları için kullanılan ve çok iyi bilinen denenmiş bilgisayar kodları bulunmaktadır. Ancak buna rağmen hala çözüm bekleyen radyasyon transport modelleri vardır. Bu kodların çözülebilirliğinin sağlanması ve doğru sonuçlar üretilmesi kullanılan nükleer verilerin güvenilirliğine bağlıdır. Fisyon enerjisinden yararlanarak kurulan nükleer güç reaktörleri ile ilgili teknolojik gelişmeler ve yeni fisyon reaktörü tasarımlarının başarı ile sürüyor olması bu alanda elde edilen nükleer verilerin (tepkileşim kesiti setleri, transport modellemeleri ve aktivasyon çalışmaları) güvenilir ve yeterli olduğunu göstermektedir. Oysa füzyon enerjisi alanında 14 MeV gibi yüksek enerjili nötronların bombardımanı altında çalışacak füzyon reaktörleri için henüz bu bilgi düzeyine gelinebilmiş değildir. Nötron spektrumlarının farklı olması nedeniyle de fisyon reaktörleri için kullanılan veriler, geleceğin füzyon reaktörlerinde ancak kısmen kullanılabilecektir.

Günümüzde hala tam olarak çözülememiş bir konuda D-T nükleer füzyon çevrimi sırasında ortaya gecikmeli olarak çıkan radyasyon kaynaklarıdır. Bu kaynaklardan gama radyasyonu, beta radyasyonu ve diğer olası nükleer bozunma sonucu ortaya çıkan kaynakların özellikleri bilinmelidir. Genellikle gecikmeli olarak ortaya çıkan kaynaklar kısa yarı ömürlü (1s-15dk) ve aktivitesi yüksek radyoaktif izotopları içerirler. Bunlar füzyon reaktörü yapısal malzemeleri ile hızlı nötronların etkileşmelerinin yan ürünleridirler.

Füzyon reaktörleri teknolojisi ile ilgili olarak yapılan önceki çalışmalar çoğunlukla uzun ömürlü radyoizotop üretimi ile ilgilidir. Bilindiği gibi bunlar reaktör çalışanları için radyoaktif atık düzenleme ve bakım-onarım sırasında tehlike yaratabilir.

Literatüre bakıldığında çeşitli radyasyon tahribatına, çekirdek transmutasyonlarına v.s yol açan kısa yarı ömürlü izotop oluşmasına neden olabilecek nötron tepkileşimleri ile de ilgili yapılmış çalışmalar bulunmaktadır. Ancak bu çalışmalar ölçümleri nispeten kolay olan ve akla ilk gelebilecek reaktör yapı malzemeleri ile ilgilidirler. Kısa yarı ömürlü tepkileşim kesitleri ile ilgili yapılan çalışmaların çoğunlukla tek bir nötron enerjisi için gerçekleştirilmiş olduğu ya da verilen deney sonuçlarının zaman zaman birbirinden oldukça farklı olduğu görülmektedir. Bu farklar, kısa yarı ömürlü çekirdeklerin tepkileşimlerinin ölçümlerinin laboratuvar koşullarında gerçekleştirilmesi sırasında karşılaşılan çeşitli güçlüklerden kaynaklanmaktadır. Bu güçlüklerin başında, kısa yarı ömürlü çekirdeklerin ışınlama, sayım ve ölçümlerinin yapılması için özel bir deney düzeneğinin tasarımı ve gerçekleştirilmesi gelmektedir. Ayrıca nötron enerjisinin yeterince hassas belirlenememesi, nötron akısı tayini için seçilen standart malzemenin ve dolayısıyla standart tepkileşiminin her çalışmada aynı olmaması, aynı standart tepkileşimler kullanılsa bile tepkileşim kesiti değerlerinin farklı kaynaklardan alınmasından doğan ayrılıklar, gama spektrometre sisteminde ayırma gücünün yeterli olmaması veya gama detektörünün veriminin düşük olması, ya da örneğin aktivasyonunun yeterli olmaması, deney sonuçlarında yapılması gereken düzeltmelerin çoğu çalışmada gerçekleştirilmemesi de deney sonuçlarının farklı olmasına neden olmaktadır.

Nötronların reaktör yapı malzemeleri ile tepkileşimi sonucu meydana gelen kısa yarı ömürlü çekirdek oluşumuna neden olan tepkileşimler Ward vd., 1994 tarafından hedef izotopların göreceli bolluğuna dayanarak tanımlanmış ve kendi aralarında bir öncelik listesine göre sıralanarak değerlendirilmiştir. Örneğin bu çalışmada incelenecek olan $^{65}\text{Cu}(n,\alpha)^{62\text{m,g}}\text{Co}$ ($T_{1/2} = 1,5-13,9$ dak) tepkileşimi bu sıralamada öncelikle incelenmesi önerilen tepkileşimler listesinde yer almaktadır.

Gerçekten de, bakır ve alaşımları, füzyon reaktör yapımında büyük olasılıkla kullanılacak olan en önemli malzemelerdendir. İnceleyeceğimiz diğer tepkileşimler de, $^{11}\text{B}(n,p)^{11}\text{Be}$

($T_{1/2} = 13,81s$) ve $^{19}\text{F}(n,p)^{19}\text{O}$ ($T_{1/2} = 26,91s$) , seçilen hedef malzemeler ise bor ve flordur. Bunlardan bor, yine büyük olasılıkla füzyon reaktöründe vakum kabı malzemesi olarak ve BF_3 nötron detektör malzemesi olarak kullanılacaktır. Flor ise teflonun (C_2F_4) ana bileşeni olduğu için teflonun kullanıldığı her yerde özellikle elektronik malzemelerde yalıtkan olarak ve yine BF_3 nötron detektöründe moderatör olarak kullanılacaktır (Pashchenko vd., 1993).

Bu tezle ilgili deneysel çalışma Çekmece Nükleer Araştırma ve Eğitim Merkezi (ÇNAEM) Fizik Bölümünde bulunan Sames T-400 Alçak Enerjili İyon Hızlandırıcısı ve ona bağlı ölçme laboratuvarında gerçekleştirilmiştir.

Bu tez başlıca altı bölümden oluşmaktadır. İlk bölüm bu çalışmanın gerekçesini açıklayan Giriş bölümüdür. İkinci bölümde Temel Bilgiler başlığı altında nükleer tepkileşimler, tepkileşim kesiti, nötron akısı ve nötron enerjisi belirleme yöntemleri, aktivasyon yöntemi, gama ışını ölçme verimi ve izomerik durumlar hakkında bilgiler verilmiştir. Üçüncü bölümünde nötron kaynağı, alçak enerjili iyon hızlandırıcısı Sames T-400, pnömatik transfer sistemi ve gama ışını ölçme sistemi anlatılmıştır. Dördüncü bölümünde ise tepkileşim kesiti belirlenecek olan örneklerin hazırlanması, nötron enerjileri ve nötron akısının deneysel olarak belirlenmesi ve deney sonuçlarında yapılması gereken düzeltmelere yer verilmiştir. Beşinci bölümde deneyin aşamaları anlatılmış, ölçülen tepkileşim kesitleri ve deneylerdeki belirsizlikler verilmiştir. Altıncı ve son bölümde ise daha önce ölçülmüş tepkileşim kesitleri varsa karşılaştırmaların yapıp sonuçların tartışıldığı bölüm yer almaktadır.

2. TEMEL BİLGİLER

2.1 Nükleer Tepkileşimler ve Tepkileşim Kesiti İfadesi

Bir nükleer tepkileşim, bir a mermi çekirdeğinin bir hedef çekirdek A'ya çarpması ve çarpışmadan sonra bir b parçacığı yayınlayıp, B ürün çekirdeğinin kalması olarak tanımlanabilir ve $A(a,b)B$ şeklinde ifade edilir. Burada genellikle B çekirdeği uyarılmış durumdadır ve çeşitli yollarla temel seviyeye bozunabilir.

Bir mermi çekirdeğin, hedef çekirdekle belirli bir yolla tepkileşime girme olasılığının ölçüsü tepkileşim kesiti (σ , barn = 10^{-24} cm²) olarak tanımlanır ve birimi “barn” olarak gösterilir (Beiser, 1995). Tepkileşim kesiti, birim zamanda, birim akı altında bir hedef çekirdek üzerinde oluşan tepkileşimlerin sayısı olarak da tanımlanabilir.

Tepkileşim kesitinin mermi çekirdeğin enerjisine bağlı olarak değişimine uyarılma fonksiyonu adı verilir. Bir nükleer tepkileşimde enerjinin korunması gerektiği ilkesi göz önüne alınarak tepkileşimin Q değeri hesaplanabilir. Q değeri mermi çekirdeğin enerjisi göz önüne alınınca, bir tepkileşimin oluşup oluşmayacağı hakkında bilgi verir. Tepkileşimi başlatmak için mermi çekirdeğin sahip olması gereken minimum enerjiye eşik enerjisi denir.

2.1.1 Nötron tepkileşimleri

Nötronlar yüksüz parçacıklar olduğu için, her enerjide çekirdekle yakın etkileşime girebilirler. Bu nedenle nükleer yapının ve nükleer tepkileşim mekanizmalarının incelenmesi çalışmalarında en uygun bombardıman parçacığı olarak nitelendirilirler. Hızlı nötronların hedef çekirdekle tepkileşimi, nötronların çekirdekle çarpışması (saçılma), nötronların çekirdek tarafından yutulması (absorbsiyon) ve fisyon tepkileşimleri olarak üç ana başlıkta verilebilir. Şekil 2.1’de nötronların bu olası tepkileşimleri verilmektedir.

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

$\left\{ \begin{array}{l} n,f \\ n,n'f \\ n,2nf \end{array} \right\}$

Şekil 2.1 Hızlı Nötronlar Tarafından Meydana Getirilen Tepkileşimler (Csikai, 1987)

Bu çalışmanın konusunu teşkil eden tepkileşimler $^{65}\text{Cu}(n,\alpha)^{62\text{m,g}}\text{Co}$, $^{19}\text{F}(n,p)^{19}\text{O}$ ve $^{11}\text{B}(n,p)^{11}\text{Be}$, “nötron, yüklü parçacık” tepkileşimleridir. Burada üç örneğin her birinde tepkileşim sonucu oluşan ürünler radyoaktif olduğu için aktivasyon metodu ile tepkileşim kesiti ölçümü yapılmaktadır.

2.2 Tepkileşim Kesiti Tayininde Kullanılan Nötron Aktivasyon Yöntemi

Nötronların bir hedef çekirdekle tepkileşimi sonucu oluşan ürün çekirdek radyoaktif olduğu zaman tepkileşim olasılığı (tepkileşim kesiti) nötron aktivasyon metodu ile belirlenebilir. Tepkileşim kesiti ölçümü, mutlak yöntemle yapılacaksa bu işlem altı adımda gerçekleştirilir:

- 1- Standart tepkileşim seçimi (söz konusu enerji aralığında tepkileşim kesiti çok iyi bilinen)
- 2- Uygun nükleer tepkileşimin seçimi
- 3- Işınlama için hedef malzemenin (örnek) hazırlanması
- 4- Örneğin belli enerjideki nötronlarla ışınlanması
- 5- Işınlanmış örneğin aktivite sayımı

6- Sayım sonuçlarının analizi

Aktivasyon yönteminde belirlenen tepkileşim kesitlerinin değeri, ışınlama süresince hedef malzeme (örnek) içinde nükleer tepkileşim aracılığıyla üretilen radyoaktif çekirdeğin aktivitesiyle orantılıdır. Bu kavram göz önüne alınarak tepkileşim kesiti tayininde aktivitenin belirlenmesi için tepkileşimlerin özelliklerine göre karşılaşılan durumları inceleyelim. Sabit bir Φ akısı ile ışınlanan, kütlesi m olan bir malzeme içinde birim zaman ve birim yüzeyde meydana gelen tepkileşim sayısı ;

$$R = \Phi \sigma n \quad (2.1)$$

ile verilir. Burada;

$$n = \frac{m N_A h}{A}; \text{ ışınlanan malzeme içindeki hedef çekirdek sayısı}$$

m : Hedef çekirdek kütlesi (g)

A : Hedef çekirdeğin atom ağırlığı (g mol^{-1})

h : Hedef çekirdeklerin göreceli izotopik bolluğu

N_A : Avogadro sayısı ($6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$)

σ : Tepkileşim kesiti (cm^2) dir.

Tepkileşim sonunda oluşan ürün çekirdekler kararsız ve bu çekirdeklerin herhangi bir t anındaki sayıları $N(t)$ ise λ bu çekirdeklerin bozunma sabitini göstermek üzere ürün çekirdek sayısının birim zamandaki değişim hızı

$$\frac{dN(t)}{dt} = R - \lambda N(t) \quad (2.2)$$

diferansiyel denklemi ile verilir. Burada tepkileşim hızı R 'nin ışınlama süresince değişmediği varsayılmıştır. Bu diferansiyel denklemin çözümünden, ışınlamanın herhangi bir t anındaki radyoaktif ürün çekirdek sayısı;

$$N(t) = \frac{n\sigma\Phi}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) \quad (2.3)$$

elde edilir. Işınlama bitiminden sonra geçen bekleme zamanı t_b içerisinde ürün çekirdeklerin sayısı ($e^{-\lambda t_b}$) faktörü kadar, t_s sayım süresi içinde de ($1 - e^{-\lambda t_s}$) faktörü kadar azalır. Buna göre t_i ışınlama zamanını göstermek üzere sayma işlemi sonunda bozunmadan kalan ürün çekirdek sayısı;

$$N = \frac{n\sigma\Phi}{\lambda} \left[(1 - e^{-\lambda t_i}) e^{-\lambda t_b} (1 - e^{-\lambda t_s}) \right] \quad (2.4)$$

dir. Ürün çekirdeğin t_s , sayım süresi sonunda elde edilen gama spektrumunda, E_γ enerjili TET (Tüm Enerji Tepesi) alanı;

$$P(E_\gamma) = \frac{mh\Phi\sigma N_A \varepsilon f \Omega_\mu}{\lambda A} \left[(1 - e^{-\lambda t_i}) e^{-\lambda t_b} (1 - e^{-\lambda t_s}) \right] \quad (2.5)$$

ile verilir. Burada;

ε : E_γ enerjisindeki gama ışınları için sayım sisteminin mutlak ölçme verimi

f : E_γ enerjili gama ışınlarının toplam bozunumdaki oranı

Ω_μ : Işınlanan örnek hacmi içinde gamaların soğrulmasını da içeren sayım katı açısıdır.

Tüm Enerji Tepesi (TET)'nin oluşumu Bölüm 2.3'de ayrıntılı olarak anlatılmıştır.

Eşitlik 2.5'den görüldüğü gibi, örnek aktivitesi örneğin ışınladığı yerdeki nötron akısına (Φ), nötron enerjisine sıkı bağlantısı olan tepkileşim kesiti değerine (σ), ışınlanan hedef çekirdek sayısına ve gama sayım sisteminin verimine bağlıdır. Dolayısıyla bu parametrelerin güvenilir doğrulukta elde edilmesi son derece önemlidir.

2.2.1 Mutlak nötron akısının belirlenmesi

Hızlı nötron üretimi için alçak enerjili iyon hızlandırıcılarının kullanıldığı çalışmalarda, ışınlama konumundaki nötron akısı başlıca üç yöntemle belirlenebilir.

1-Hızlı nötronlarla (~14 MeV) eş zamanlı ortaya çıkan alfa taneciklerinin sayımı ile (ortak tanecik sayma yöntemi)

2-Sıvı sintilatörlerle (NE213) ölçülen proton geri tepme spektrumunun nötron spektrumuna açılımı (unfolding) yöntemi

3-Nötron aktivasyon yöntemi

Nötron hızlandırıcısında $^3\text{H}(d,n)^4\text{He}$ tepkileşimi sonucu eş zamanlı olarak üretilen nötron ve alfa parçacıklarının enerjileri ve yayınlanma açıları birbirine bağlıdır. Bu nedenle alfa parçacıklarının (yükli parçacıklar olduğu için izlenmesi daha kolay) izlenmesi ile doğrudan nötron akısı hakkında bilgi edinilebilir (Subaşı, 1988). Bunun için ortak tanecik hedef odasından faydalanılır. Yüksek vakum ortamında ortak tanecik hedef odasının tasarımı güç ve yapım maliyeti yüksektir. Ayrıca bu çalışmanın gerçekleştirildiği deney düzeneğinde mevcut hedef geometrisi 45° eğimli olduğundan ortak tanecik hedef odasının yapımı daha da güçleşmekte ve bu yöntemin uygulanmasını zorlaştırmaktadır.

Hızlı nötron akı spektrumu bir sıvı sintilatörle (örneğin NE 213) doğrudan da ölçülebilir. Bu ölçümün esası, hidrojen gibi hafif bir çekirdekten bir nötronun elastik saçılması sonucu bir proton geri tepmesine dayanır. Elastik saçılma sonucu tepkileşimden önce ve sonra toplam kinetik enerji korunduğu ve genellikle hedef durgun halde olduğu için tepkileşim ürünlerinin toplam kinetik enerjisi gelen nötronun enerjisine bağlıdır. Böylece organik sıvı sintilatör ile ölçülen geri tepen protonun spektrumunun uygun açılımı yapılarak (unfolding) nötron akı spektrumu belirlenebilir (Knoll, 1977). Ancak sıvı sintilatörleri kullanan yöntemin de ayırma gücü yeterli olmayacağından bu çalışmada kullanılmamıştır.

Dolayısıyla bu çalışmada, uygulanmada sağladığı kolaylıklar, doğru ve duyarlı sonuçlar vermesi nedeniyle nötron aktivasyon yöntemi tercih edilmiştir. Nötron aktivasyon yöntemi, nötron tepkileşim kesiti çok iyi bilinen bir standart malzemenin nötronlarla ışınlaması ve

ışınlanmış malzemenin beta veya gama aktivitesinin ölçümüne dayanmaktadır. Işınlama sırasında nötron akısı hakkında bilgi edinmek için genellikle nötron akı monitörlerine (NAM) başvurulur. Bu nötron izleyicilerin kalibrasyonu ise sözü edilen standart malzemenin nötronlarla ışınlaması sırasında alınan NAM sayımlarının, ışınlanmış malzemenin gama aktivitesine karşı ölçümüne dayanır. (Subaşı v.d.,1988)

Aktivasyon yöntemi ile nötron akısının belirlenmesi (2.5) eşitliğinin Φ 'ye göre düzenlenmesi ile elde edilebilir. Ancak bu yaklaşımda Φ akısının ışınlama boyunca sabit kaldığı varsayılmıştır. Oysa uygulamada nötron akısı ışınlama süresince çeşitli nedenlerden dolayı rastgele değişimler gösterebilir. Bunlar, hızlandırıcının yüksek gerilim ünitesinde gerilimin zamana bağlı olarak değişmesi, hızlandırıcıda vakumun zamanla değişimi, soğutma ünitesinde sıcaklığın zamanla değişmesi, iyonlaşma ünitesinde (iyon kaynağı) iyonlaşan parçacık sayısının zamanla değişimi ve hedef malzemesinin aktivitesinin değişmesi gibi nedenlerdir. Dolayısıyla ortalama bir nötron akısının tarifine gereksinim vardır. Ortalama nötron akısı kavramı ve akı dalgalanmalarından kaynaklanan düzeltme faktörü Bölüm 4.4.7'de incelenmiştir

2.2.2 Döngülü (Cyclic) aktivasyon

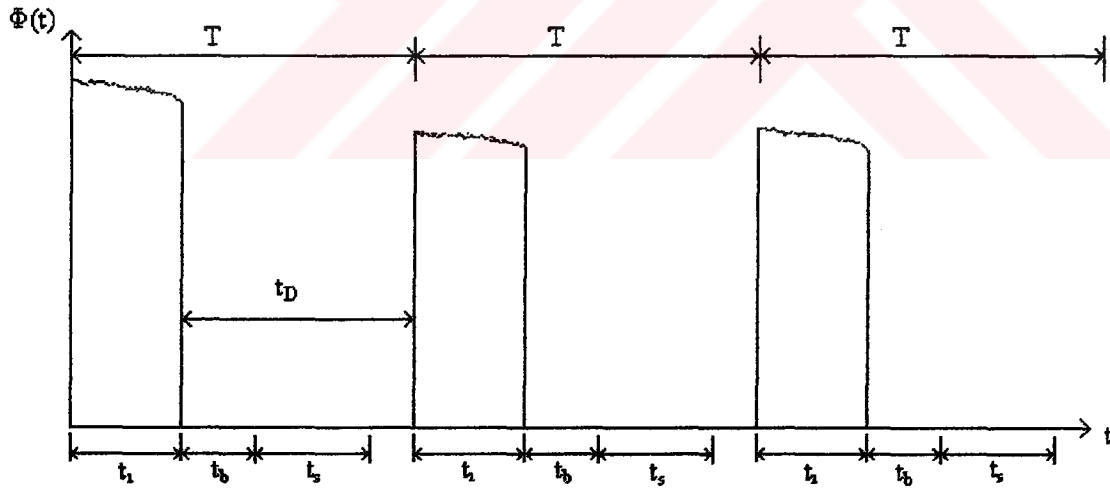
Kısa yarı ömürlü çekirdek oluşumuna neden olan nötron tepkileşimlerinde nötron akısının düşük veya tepkileşim olasılığının az olduğu durumlarda tek bir ışınlama ile oluşacak aktivite yeterli sayım istatistiğine ulaşamayacak kadar zayıf olabilir. İşte bu durumda döngülü aktivasyon yöntemi kullanılmalıdır. Nötron aktivasyon analizinde, örneğin doyum aktivitesine erişmek için ışınlamanın en az üç yarı ömür sürdürülmesi gereklidir. Döngülü aktivasyon yönteminde prensip, oluşacak radyoaktif çekirdeğin yarı ömrüne bağlı olarak, önceden belirlenen sayıda ardarda ışınlama, bekleme ve sayım süreçlerinin gerçekleştirilmesidir (İla vd.,1979).

Çok kısa yarı ömürlü çekirdek etkileşimlerinin incelenmesi ışınlama anında (in-beam) yayınlanan gamaların sayım ile de gerçekleştirilebilir. Ancak bu yöntem, özellikle germanyum detektörlerin nötron alanı içinde bulunduğu durumlarda nötron inelastik saçılmalarından dolayı germanyum çekirdeğinin uyarılması sonucu, spektrum analizinde

sahte piklerin oluşmasına yol açacağından güvenli değildir (Knoll, 1979). Ayrıca sayım sırasında detektöre ulaşması istenmeyen nötron veya beta gibi parçacıklardan korunmak için zırlama gerekmektedir. Bozunan radyoaktiviteyi verimli olarak algılamak için de kolimatör düzeneği tasarlanmalıdır. Bu zorunluluklar hem çalışmayı güçleştirmekte hem de maliyeti arttırmaktadır.

Döngülü aktivasyon yöntemini kısıtlayan bazı durumlar ise şunlardır; yarı ömrü çok kısa ($< 1\text{dk}$) olan örneklerin ışınlama konumundan sayım konumuna transfer süresinin çok kısa olması gerektiğinden, özel bir transfer sisteminin yapılması gerekliliği ve ışınlama süresince veya döngüden döngüye nötron akısının sabit kalmamasıdır. (Çetiner vd.,1997),(İla vd.,1979)

Givens vd .,1970, ışınlama döngüleri boyunca biriken toplam aktivitenin ifade edilmesi için bir formül geliştirmişlerdir. Şekil 2.2 döngülü aktivasyonun bir döngüsünde değişen akının zamana bağlı değişimini göstermektedir. (Anders, 1983)



Şekil 2.2 Döngülü Aktivasyonda Akı Değişimi

İlk döngüde gama ışını deteksiyonu sonucu tüm enerji tepesi (TET) altındaki sayım;

$$C = N \Omega \sigma \Phi (1 - e^{-\lambda t_1}) e^{-\lambda t_b} (1 - e^{-\lambda t_s}) \frac{f \epsilon}{\lambda} \quad (2.6)$$

olacaktır. Burada ;

N : Tepkileşime giren hedef çekirdeklerin sayısı

σ : Tepkileşim kesiti (cm^{-2})

Φ : Nötron akısı ($\text{n/cm}^2\text{s}$)

λ : Ürün çekirdeğin bozunma sabiti (s^{-1})

t_i : Işınlama süresi

t_b : Bekleme süresi

t_s : Sayım süresi

f : Dedekte edilen gama ışınının mutlak şiddeti

ε : Dedekte edilen gama ışını için detektörün TET verimi

Ω : Sayım katı açısıdır.

Eşitlik 2.6'nın sağ tarafı A ile sembolize edersek ard arda gelen döngüler için elde edilen sayımlar şöyle ifade edilir;

$$C_1 = A_1$$

$$C_2 = A_2 + A_1 e^{-\lambda t}$$

$$C_3 = A_3 + A_2 e^{-\lambda t} + A_1 e^{-\lambda t}$$

.....

$$C_n = A_n + A_{n-1} e^{-\lambda t} + \dots + A_1 e^{-\lambda(n-1)t}$$

n : Ardarda gelen döngülerin sayısı

t : Bir döngü için geçen süre ($t = t_i + t_b + t_s + t_r$)

t_r : Sayımdan sonra örneğin ışınlama noktasına geri dönme süresi

Φ akısı her döngüde aynı olmayacağı için A 'da her döngüde farklı olur. Burada Φ akısı her ışınlama aralığı için integre edilmiş birim zaman başına ortalama akı olarak alınırsa n döngüde elde edilen toplam sayım;

$$\sum_{i=1}^n C_i = A_1 \frac{(1 - e^{-\lambda n t})}{(1 - e^{-\lambda t})} + A_2 \frac{(1 - e^{-\lambda(n-1)t})}{(1 - e^{-\lambda t})} + \dots + A_n \quad (2.7)$$

olarak ifade edilebilir.

Eğer toplam (integrated) akı her döngüde aynı ise Eşitlik (2.7) aşağıdaki forma dönüşecektir.

$$\sum_{i=1}^n C_i = A \left[\frac{n}{1 - e^{-\lambda t}} - e^{-\lambda t} \frac{(1 - e^{-n\lambda t})}{(1 - e^{-\lambda t})^2} \right] \quad (2.8)$$

Buraya kadar ideal şartlar yani akının ışınlama süresi boyunca değişmediği düşünülür. Oysa gerçekte ışınlama sırasında nötron akısı, hedef malzemesinin her bölgesinin aynı yoğunlukta trityum içermemesi, gelen döteron hüzmelerinin şiddetinin değişebilmesi gibi fiziksel şartlar sonucu değişebilmektedir. Bu durumda ışınlama süresi t_i 'yi n adet Δt zaman aralığına bölerek akıyı irdelersek daha gerçekçi bir yaklaşım yapmış oluruz. Burada seçilen Δt , nötron akısı sabit kabul edilebilecek kadar kısa, monitör sayım istatistiği yeterli olacak kadar uzun seçilmelidir. ($t_i = n\Delta t$)

Deneyde örneğin t_i süresince ışınladığı, t_b süresince beklediği ve t_s süresince sayıldığı N adet döngünün yer aldığı düşünülerek olaylar tekrar gözden geçirilirse; $A_1^{(1)}$, birinci Δt aralığında $\Phi_1^{(1)}$ akısı tarafından oluşturulan aktivite;

$$A_1^{(1)} = N_T \sigma \Phi_1^{(1)} (1 - e^{-\lambda \Delta t}) \quad (2.9)$$

$A_2^{(1)}$, ikinci Δt aralığında $\Phi_2^{(1)}$ akısı tarafından oluşturulan aktiviteyi ve birinci Δt aralığında oluşan aktivitenin ikinci Δt aralığında bozunumunu;

$$A_2^{(1)} = N_T \sigma \Phi_2^{(1)} (1 - e^{-\lambda \Delta t}) + N_T \sigma \Phi_1^{(1)} (1 - e^{-\lambda \Delta t}) e^{-\lambda \Delta t} \quad (2.10)$$

$A_n^{(1)}$ ise birinci döngü sonundaki aktiviteyi göstermektedir.

$$A_n^{(1)} = N_T \sigma (1 - e^{-\lambda \Delta t}) \sum_{i=1}^{n_1} \Phi_i^{(1)} e^{-(n_1-i)\lambda \Delta t} \quad (2.11)$$

İkinci döngü sonundaki aktivite; $A_n^{(2)}$, birinci döngüde her Δt zaman aralığında oluşan ve ardarda gelen Δt 'ler süresince bozunan aktiviteleri de göz önüne alarak;

$$A_n^{(2)} = N_T \sigma (1 - e^{-\lambda \Delta t}) \sum_{i=1}^{n_2} \Phi_i^{(2)} e^{-(n_2-i)\lambda \Delta t} + \left[N_T \sigma (1 - e^{-\lambda \Delta t}) \sum_{i=1}^{n_1} \Phi_i^{(1)} e^{-(n_1-i)\lambda \Delta t} \right] e^{-t_d \lambda} e^{-n_2 \lambda \Delta t} \quad (2.12)$$

ile verilir. Burada;

t_d : iki döngü arasında ışınlama herhangi bir nedenle kesilirse geçen süredir.

N adet ışınlama ve $k = N - 1$ adet kesinti sonunda aktivite;

$$A_n^{(N)} = N_T \sigma (1 - e^{-\lambda \Delta t}) \cdot \left[\sum_{i=1}^{n_{k+1}} \Phi_i^{k+1} e^{-(n_{k+1}-i)\lambda \Delta t} + \sum_{i=1}^{n_{k+1}} \Phi_i^k e^{-(n_k-i)\lambda \Delta t} e^{(n_{k+1}-i)\lambda \Delta t} e^{-t_{d_k} \lambda} + \dots + \sum_{i=1}^{n_1} \Phi_i^{(1)} e^{-(n_1-i)\lambda \Delta t} e^{\sum_{l=2}^{k-1} i \lambda \Delta t - \sum_{l=1}^k \lambda t_{d_l}} \right] \quad (2.13)$$

Her döngüde bekleme ve sayım süresince de bozunma olacağı göz önüne alınarak,

$$A_n^{*(1)} = A_n^{(1)} \cdot e^{-\lambda t_{b1}} (1 - e^{-\lambda t_{s1}}) \quad \text{Birinci döngü sonundaki aktivite}$$

$$A_n^{*(N)} = A_n^{(N)} \cdot e^{-\lambda t_{bN}} (1 - e^{-\lambda t_{sN}}) \quad \text{N inci döngü sonundaki aktivite}$$

Toplam aktivite;

$$\mathbf{a} = A_n^{*(1)} + A_n^{*(2)} + A_n^{*(3)} + \dots + A_n^{*(N)} \quad (2.14)$$

$t_{b1} = t_{b2} = \dots = t_{bN} = t_b$ ve $t_{s1} = t_{s2} = \dots = t_{sN} = t_s$ olduğu için

$$a = e^{-\lambda t_b} (1 - e^{-\lambda t_s}) \sum_{j=1}^N A_N^j \quad (2.15)$$

a ile tanımlanan toplam aktiviteyi oluşturan eşdeğer akıyı belirlemek nötron akısıyla orantılı bir monitör ölçüm değeri M_k ' yı Δt zaman aralığı süresince belirlemekle daha kolay olacaktır.

$$\Phi_i = C_f M_k \quad (1/\text{cm}^2.\text{s}) \quad (2.16)$$

Deneyde ışınlama sırasında akı monitörü olarak kullanılan plastik sintilatör, bir MCS (çok kanallı tarama) ünitesine bağlanır. Bu ünite yardımıyla 0,5 sn'lik peryotlarla nötron sayımları alınır. Bu sayımlar bir ADC (analog-sayısal sinyal çevirici) birimi yardımıyla MCA (çok kanallı analizör) belleğinde toplanır (Şekil 4.5). Bu işlem her döngü için tekrarlanır ve ardarda MCA belleğinde kendilerine ayrılan adreste yerlerini alarak bir spektrum meydana getirirler. Toplanan bu monitör sayımı (M_k) değerleri sonradan değerlendirilmek üzere bir kişisel bilgisayara (PC) aktarılır. Akı ile ortalama monitör sayısı arasındaki orantı sabiti C_f ise Bölüm 4.3'te anlatılan yöntemle örnek ışınlamasından hemen önce yapılan $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$ standart tepkileşimi yardımıyla hesaplanır.

Böylece bir döngü sonunda akı dalgalanmalarından dolayı düzeltilmiş akı;

$$\Phi_i = \left(\frac{1 - e^{-\lambda \Delta t}}{1 - e^{-\lambda t_i}} \right) \frac{C}{\Delta t} \sum_{k=k_{1i}}^{k_{2i}} M_k . e^{-(k_{2i} - k) \lambda \Delta t} \quad (2.17)$$

N döngü sonundaki toplam akı;

$$\Phi_T = \sum_{i=1}^N \Phi_i \left[1 - e^{-(N-i+1) \lambda T_i} \right] \quad T_i = t_i + t_b + t_s + t_r \quad (2.18)$$

ifadeleriyle verilir.

Tepkileşim sonucu oluşan radyoaktif çekirdekten yayınlanan gamaların, TET sayımlarını belirlemek için de bir önceki paragrafta benzer bir yol izlenir. Her döngüde ışınlama ve bekleme sürelerinden sonra bozunma süreci başlar. Sayım süresi boyunca HPGe detektörü ile alınan sayımlar, ADC ünitesi yardımıyla MCA belleğine aktarılır (Şekil 3.6). Ardarda döngüler için alınan sayımlar aynı spektrum üzerine bir önceki spektrum silinmeden kaydedilmiştir. Deney sonunda değerlendirilen TET sayımları gerekli düzeltmeler de yapıldıktan sonra tepkileşim kesiti hesabında kullanılmıştır.

Tepkileşim kesiti,

$$\sigma = \frac{P \cdot f_c \cdot D}{\frac{N_A}{A} \cdot G \cdot C \cdot h \cdot f_\gamma \cdot \Omega_\mu \cdot \varepsilon \cdot Z \cdot \Phi_T} \quad (2.19)$$

ifadesiyle belirlenebilir. Burada,

P : E enerjili TET altındaki net sayım

$f_c = 1 - e^{-\lambda T}$; Bir döngü sonunda bozunan radyoaktif çekirdek sayısı

D : Ölü zaman düzeltme faktörü

N_A : Avagadro sayısı

G : Işınlanan örnek içinde elementin net ağırlığı

C : Işınlanan örneğin saflığı

h : Işınlanan elementin içinde tepkileşime giren izotopun doğal bolluğu

f_γ : E enerjili fotonların toplam bozunumdaki oranı

Ω_μ : Foton soğurmasını içeren sayım katı açısı:

ε : E enerjili fotonlar için sayım sisteminin foto-elektrik verimi

$Z = \frac{1}{\lambda} \left[(1 - e^{-\lambda_1}) e^{-\lambda_2} (1 - e^{-\lambda_3}) \right]$; zaman faktörü

Φ_T : N adet döngü için düzeltilmiş toplam akıdır.

Tepkileşim kesiti hesaplamasında beklenen hata,

$$\frac{\sigma_{\sigma}}{\sigma} = \left(\frac{\sigma_P^2}{P^2} + \frac{\sigma_{\phi_T}^2}{\phi_T^2} + \frac{\sigma_A^2}{A^2} + \frac{\sigma_D^2}{D^2} + \frac{\sigma_{N_A}^2}{N_A^2} + \frac{\sigma_G^2}{G^2} + \frac{\sigma_C^2}{C^2} + \frac{\sigma_h^2}{h^2} + \frac{\sigma_f^2}{f^2} + \frac{\sigma_{\Omega}^2}{\Omega^2} + \frac{\sigma_{\varepsilon}^2}{\varepsilon^2} + \frac{\sigma_Z^2}{Z^2} \right)^{1/2} \quad (2.20)$$

ifadesiyle verilir. Burada,

$$\sigma_{\phi_T}^2 = \left[\sum_{i=1}^N (1 - e^{-(N-i+1)\lambda T_i}) \right]^2 \sigma_{\phi_i}^2 \quad \text{veya} \quad \frac{\sigma_{\phi_T}^2}{\phi_T^2} = \frac{\sigma_{\phi_i}^2}{\phi_i^2} \quad (2.21)$$

$$\frac{\sigma_{\phi_i}^2}{\phi_i^2} = \left(\frac{\sigma_{C_f}^2}{C_f^2} + \frac{\sigma_{F_I}^2}{F_I^2} \right) \quad (2.22)$$

$$F_I = \sum_{k=k_{I1}}^{k_{2I}} M_k \cdot e^{-(k_{2I}-k)\lambda \Delta t} \quad \text{olmak üzere}$$

$$\sigma_{F_I}^2 = \left[\sum_{k=k_{I1}}^{k_{2I}} e^{-(k_{2I}-k)\lambda \Delta t} \right]^2 \sigma_{M_k}^2 \quad \text{veya} \quad \frac{\sigma_{F_I}^2}{F_I^2} = \frac{\sigma_{M_k}^2}{M_k^2} \quad (2.23)$$

ifadeleri ile verilir. Tüm bu hesapların (akı, tepkileşim kesiti ve hataları) elde hesabı karmaşık ve zor olduğu için bir bilgisayar programı geliştirilmiş ve hesaplar bu program ile yapılmıştır.

2.2.3 Nötron enerjisinin belirlenmesi

Nötronlarla maddenin etkileşimi süreci nötron enerjisine büyük ölçüde bağımlılık gösterir. Diğer bir deyişle nötron tepkileşim kesitleri, nötron enerjisindeki değişikliklerde büyük farklılıklar gösterebilir. Bu nedenle tepkileşim kesiti ölçümleri kapsamında nötron enerjisinin doğru ve duyarlı belirlenmiş olması gerekir. Yüksek eşik enerjili tepkileşimlerin örnek aktivitesine katkısını belirlemek ve girişimde bulunan (interfering) tepkileşimleri ayırt etmek için ışınlamada örnek üzerine gelen nötronların enerjilerinin iyi bilinmesi

gereklidir. Ayrıca nötronların enerjisi, gelen döteronların enerjisine ve gelen döteron demetiyle nötronların yaptığı açıya da bağlıdır.

D-D ve D-T ekzoerjik tepkileşimleri sırasında yayınlanan nötronların enerjisi laboratuvar sisteminde, relativistik olmayan durumda bir $A(d,n)B$ tepkileşimi için,

$$E_n^{1/2} = \frac{(m_d m_n E_d)^{1/2}}{m_B + m_n} \cos \theta + \frac{\{m_d m_n E_d \cos^2 \theta + (m_B + m_n)[m_B Q + (m_B - m_n)E_d]\}^{1/2}}{m_B + m_n} \quad (2.24)$$

eşitliği ile verilir. ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$ tepkileşimi için $Q=17,590$ MeV alınarak (2.24) eşitliği

$$E_n^{1/2} (d-T) = 0,28445 E_d^{1/2} \cos \theta + \frac{(2,031 E_d \cos^2 \theta + 352,64228 + 9,95998 E_d)^{1/2}}{5,01017} \quad (2.25)$$

olarak düzenlenebilir. E_n ve E_d , MeV birimindedir. Eşitlik 2.25 döteron enerjisine bağlı olarak nötron enerjilerinin teorik olarak hesaplanmasına yarayan bir eşitliktir (Csikai, 1987).

Bu tez çalışmasında nötron enerjisi, deneysel olarak Bölüm 2.2.1'de kısaca anlatılan yöntemlerden aktivasyon tekniği kullanılarak belirlenmiştir. Bu yöntem de prensip, uyarılma fonksiyonları yani tepkileşim kesitlerinin enerjiye bağımlılığı çok iyi bilinen iki nötron tepkileşiminin aynı anda ürettiği aktivitelerin oranından faydalanılarak nötron enerjilerinin belirlenmesidir. Bunun için yaygın olarak kullanılan tepkileşimler ${}^{90}\text{Zr}(n,2n){}^{89}\text{Zr}$ ve ${}^{93}\text{Nb}(n,2n){}^{92m}\text{Nb}$ dir (Lewis ve Zieba., 1980), (Nakazawa vd., 1986). Bu iki nükleer tepkileşimin tepkileşim kesitleri 13-15 MeV enerji aralığında çok iyi bilinmektedir (Winkler v.d, 1982), (Nethaway, 1978). 13-15 MeV enerji aralığında ${}^{90}\text{Zr}(n,2n){}^{89}\text{Zr}$ tepkileşim kesitlerinin enerjiye bağımlılığı yani uyarılma fonksiyonu oldukça hızlı ve lineer ($\sim 100\%$)dir. ${}^{93}\text{Nb}(n,2n){}^{92m}\text{Nb}$ tepkileşiminin enerjiye bağımlılığı ise çok yavaş (neredeyse sabit) ($\sim 0,35\%$) dir. Her iki tepkileşimin, literatürden alınan tepkileşim

kesitlerinin oranının enerjiye bağımlılığı, deneysel olarak bulduğumuz tepkileşim kesiti oranlarıyla karşılaştırılarak nötron enerjileri belirlenebilir. Bunun için Zr ve Nb tepkileşim kesitlerinin oranının aynı anda (eş zamanlı) belirlenmesi gereklidir. Gelen döteron demetiyle yapılan çeşitli θ açılarında gerçekleştirilen bu ölçümlerden yararlanarak belirlenen E_n nötron enerjilerinin değerleri Bölüm 4.2’de verilecektir.

2.3 Gama Işını Ölçme Sisteminin Verimi

Nükleer tepkileşimlerde hedef çekirdeğin bir mermi tanecikle bombardımanı sonucu oluşan uyarılmış yeni çekirdek kararsızsa temel durumuna iki yolla bozunabilir. Uyarılmış bir seviye daha düşük bir uyarılmış seviyeye enerjisi nükleer seviyeler arasındaki farka eşit bir enerjide γ ışını yayınlarak bozunur (genellikle yayınlanan çekirdeğin geri tepme enerjisi ihmal edilir). Gama yayımı uyarılmış seviyeye sahip tüm çekirdeklerde ($A > 5$) gözlenir. Genellikle bu bozunmalar kız çekirdekte uyarılmış durumlara yol açacağından bunu α veya β bozunması takip eder. Bazen çekirdeğin uyarılma (excitation) enerjisi gama fotonu olarak açığa çıkacağına, bir atomik elektrona verilebilir. Bu geçişe iç dönüşüm (internal conversion) adı verilir (Knoll 1979).

Nötron aktivasyonu ile ışınlanmış örneklerin uyarılmış durumdan temel duruma geçerken yayınlamış olduğu γ ışınlarının deteksiyonu HPGe detektör ve ona bağlı sayım sistemi ile gerçekleştirilmiştir. HPGe detektör ile elde edilen spektrumda oluşan gama tüm enerji tepesi (TET) altındaki sayımlar değerlendirilerek tepkileşim kesiti hesabında kullanılmıştır. HPGe detektörlerinin verimli olarak kullanılmaları, bunlarla yapılacak ölçümlerin duyarlılığı, ancak detektör özelliklerinin iyi bilinmesi ile sağlanabilir. Bu nedenle detektör veriminin (algılama gücünün) ölçülen gama ışınlarının enerjisinin fonksiyonu olarak bilinmesi gerekir.

Gama ışınları ve nötronlar gibi yüksüz parçacıklar detektör tarafından algılanmadan önce detektör aktif hacmi içinde çeşitli etkileşimlere uğrarlar. Bu nedenle radyoaktif kaynaktan yayımlanan her parçacık detektör tarafından algılanmaz. Yani sayım verimi gerçekte %100’den daha azdır. O halde detektöre gelen radyoaktif ışımının ne kadarının detektör

tarafından algılandığını belirlemek için bir verim ifadesi tanımlamak gerekir. İki farklı sayım verimi tanımlanabilir; Mutlak (absolute) ve öz (intrinsic) verim.

Mutlak verim (ϵ_{mut}) detektör özelliklerine ve sayım geometrisine bağlıdır ve aşağıdaki şekilde ifade edilir;

$$\epsilon_{mut} = \frac{\text{kaydedilen sayımlar}}{\text{kaynaktan yayınlanan radyasyon miktarı}}$$

Öz verim ($\epsilon_{öz}$) ise detektör özelliklerine bağlı ama sayım geometrisinden bağımsız verimdir.

$$\epsilon_{öz} = \frac{\text{kaydedilen sayımlar}}{\text{detektör önüne gelen radyasyon miktarı}}$$

İki verim birbirlerine isotropik (yönsemez) kaynaklar için,

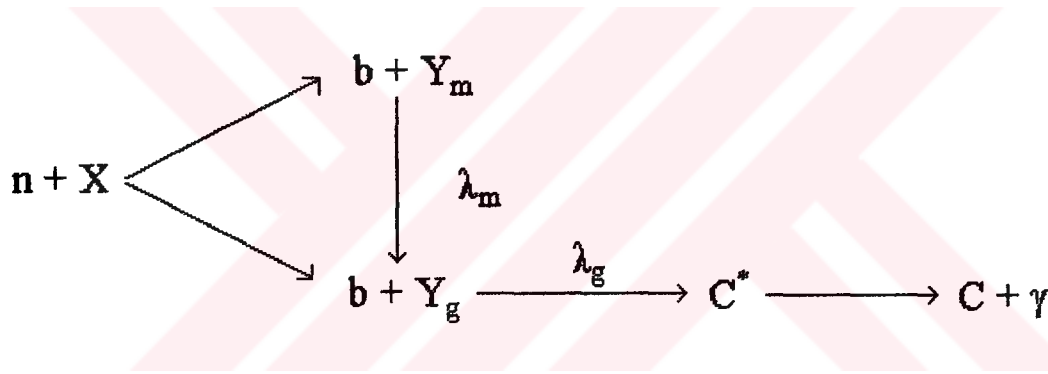
$$\epsilon_{öz} = \epsilon_{mut} \frac{4\pi}{\Omega} \quad (2.26)$$

ifadesiyle bağlıdır. Burada Ω detektörün kaynağı gördüğü sayım katı açısıdır (Bölüm 3.3' de daha detaylı anlatılmıştır).

Özellikle aktivitesi düşük radyoaktif örneklerin detektöre yakın sayım geometrisinde, bazı düzeltme faktörlerinin tayini ve detektör özelliklerinin ayrıntılı incelenmesi gerekmektedir. Verim ve enerji kalibrasyonu noktasal kabul edilebilecek radyoaktif kaynaklarla yapılan detektörlerde, büyük hacimli örneklerin gama aktivitelerinin belirlenmesinde, öz soğurma (Bölüm 4.4'de detaylı olarak anlatılmıştır) ve katı açı düzeltmelerinin yapılması gerekir. Gama spektrometre sisteminde alınan sayımlar sırasında özellikle detektöre yakın geometride yapılacak ölçümlerde darbe yığılma (pile up), ölü zaman ve rastgele eş zamanlı sayımlar (coincidence summing) düzeltmeleri göz önüne alınmıştır. Özellikle yakın ışınlama ve yakın sayım geometrisinin kullanıldığı hızlı nötron aktivasyon analizlerinde ve düşük aktivitelerinden dolayı boyutları büyük tutulan örneklerin yakın geometride yapılan aktivite ölçümleri için bu düzeltmeler dikkate alınmalıdır.

2.4 İzomerik Durumlar

Bölüm 2.3’de anlatılan çekirdeğin uyarılmış durumdan temel duruma geçerken yayınladığı gamaların yarı ömrü genellikle 10^{-9} s gibi gayet kısadır; fakat, bazen birkaç saat ve hatta birkaç gün gibi uzun da olabilir. Bu geçişler izomerik geçişler (metastabil haller) olarak bilinirler ve uzun ömürlü uyarılmış seviyeler izomerik seviye veya izomerler olarak isimlendirilirler. Bu süreç genellikle γ yayımından sonra bir iç dönüşüm ile tamamlanır. Çekirdek enerjisini direk olarak bir atomik elektrona transfer ederek uyarılmış durumdan kurtulur. Böylece bir serbest elektron meydana gelir (bu β bozunumundan farklıdır çünkü atom iyonize olmasına rağmen Z veya N değişmez). Şekil 2.3’de izomerik seviyenin oluşumu basit bir şemayla gösterilmiştir.



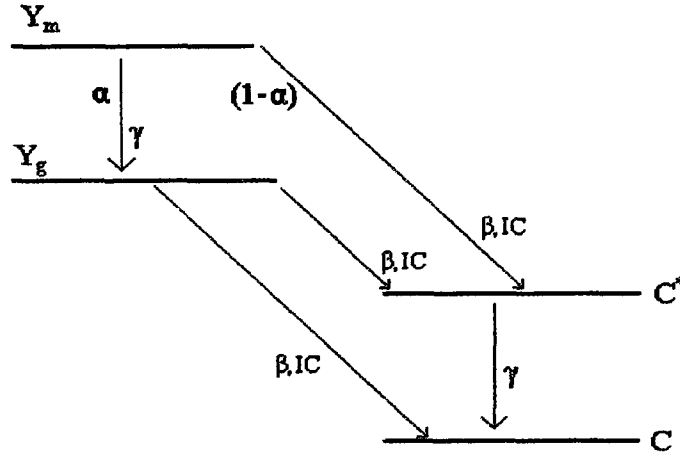
Şekil 2.3 Y çekirdeğinin oluşma olasılıkları

çekirdeğinin oluşumuna yol açan nükleer tepkileşim ya tepkileşim kesiti σ_g olan Y_g temel durumuyla yada tepkileşim kesiti σ_m olan Y_m izomerik durumuyla oluşabilir. Y_m , Y_g 'ye doğru radyoaktif bozunma sabiti λ_m ile dallanma oranı α 'yı izleyerek bozunur. Y_g 'de λ_g ile son çekirdek C'ye bozunur.

$n_g(t)$ ve $n_m(t)$, ışınlama süresince bir t anında bulunan çekirdek sayıları Y_g ve Y_m 'yi versinler. Bir dt süresi boyunca $dn_g(t)$ ve $dn_m(t)$ değişimleri, aşağıdaki denklemler ile verilen bozunma koşullarını sağlarlar.

$$dn_m(t) = \Phi \sigma_m n dt - \lambda_m n_m(t) dt \quad (2.27)$$

$$dn_g(t) = \Phi \sigma_g n dt - \lambda_g n_g(t) dt + \alpha \lambda_m n_m(t) dt \quad (2.28)$$



Şekil 2.4 İzomerik durumdan temel duruma bozunma (β : Beta Bozunumu, IC: İç Dönüşüm)

Burada n , hedef çekirdek sayısını, α ise kararsız durumun temel duruma doğru bozunmasının dallanma oranını göstermektedir. t_i ışınlama zamanının sonunda denklem sisteminin çözümü şöyle verilebilir.

$$n_m(t_i) = n \Phi \sigma_m (1 - e^{-\lambda_m t_i}) \frac{1}{\lambda_m} \quad (2.29)$$

$$n_g(t_i) = n \Phi \left[(\alpha \sigma_m + \sigma_g) (1 - e^{-\lambda_g t_i}) + \alpha \sigma_m \frac{\lambda_g}{\lambda_m - \lambda_g} (e^{-\lambda_m t_i} - e^{-\lambda_g t_i}) \right] \frac{1}{\lambda_g} \quad (2.30)$$

Burada σ_m ve σ_g , sırasıyla izomerik ve temel duruma ait tepkileşim kesitleri ve λ_m ve λ_g , izomerik ve temel duruma ait bozunma sabitleridir. (Bödy vd., 1987)

3. DENEY DÜZENİ

3.1 Nötron Kaynağı

Bu çalışmada incelenen nükleer tepkileşimlerin tepkileşim kesiti ölçümleri ÇNAEM, Fizik Bölümündeki Sames T-400 alçak enerjili iyon hızlandırıcısı yardımıyla gerçekleştirilmiştir. Alçak enerjili iyon hızlandırıcılarında hızlı nötronlar genellikle, döteronların döteryum hedefi (Eşitlik 3.1) veya trityum hedefi (Eşitlik 3.2) bombardımanı sonucu oluşurlar.



Burada enerjisi 14 MeV civarındaki nötronların neden olduğu tepkileşim kesitleri inceleneceği için, bu çalışmada (3.2) eşitliği önem taşımaktadır. Sames T-400 hızlandırıcısının hedef malzemesi, kalınlığı 1 mm, çapı 49 mm olan bakır bir disk üzerine kaplanmış 1.09 mg/cm² kalınlığında titanyum tabakadan oluşmaktadır. Bu tabakaya 0.78 Ci/cm² aktivitesi olan trityum emdirilmiştir. D-T nötron tepkileşimlerinin bazı özellikleri Çizelge 3.1’de verilmektedir.

Çizelge 3.1 Döteron – trityum tepkileşimi özellikleri (Csikai, 1987)

Tepkileşim	Q Değeri (MeV)	Parçalanma Tepkileşimi	Eşik Enj (MeV)	Nötron Enerji Aralığı (MeV)
$^3\text{H} (\text{d}, \text{n}) ^4\text{He}$	+17,59	T(d,np)T	3,71	11,75 - 20,5

Daha önceki paragraflarda söz edildiği gibi tepkileşim kesitlerinin duyarlı bir biçimde hesaplanabilmesi için nötron kaynağının oluşturacağı nötron akısının dolayısıyla nötron üretim veriminin ve nötron enerjisinin bilinmesi gereklidir. Nötron akısının aktivasyon yöntemi ile hesaplanmasında standart tepkileşim kesitleri kullanılır. Bu tepkileşim kesitlerinin enerjiye bağlılığı da ihmal edilemez olduğu için nötron enerjilerinin güvenilir bir doğrulukla bilinmesi gereklidir.

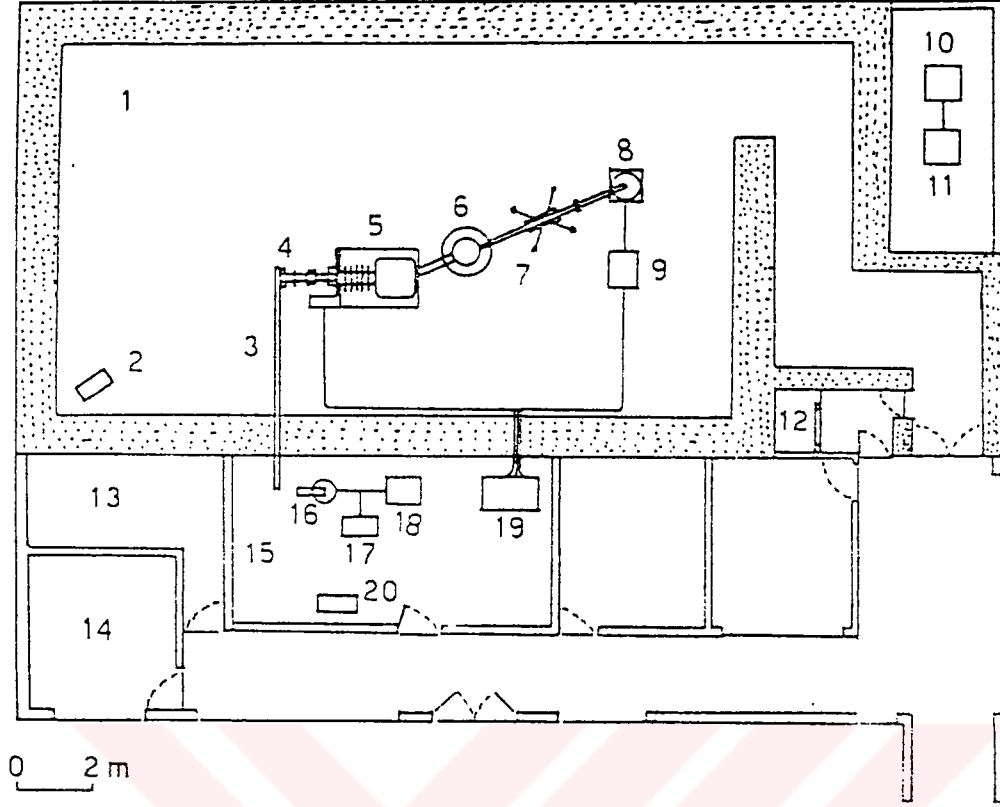
Gelen döteron ile hedef olan hafif çekirdek arasındaki Coulomb engeli küçük olduğundan iyi bir nötron üretim verimi elde etmek için döteronların fazla yüksek enerjilere hızlandırılmasına gerek yoktur. Döteryum iyonlarının 100-300 kV luk bir potansiyelde hızlandırıldıkları hızlandırıcı tipi nötron üreteçlerinde bu tepkileşim (Eşitlik 3.2) yaygın olarak kullanılır. Döteronun enerjisi, tepkileşim Q değeriyle kıyaslayınca çok küçük olduğu için tüm nötronlar yaklaşık aynı enerjide üretilirler. D-T tepkileşimi sonucu elde edilen nötronların enerjileri 14 MeV civarındadır. 1 mA lik bir döteron demeti kalın bir trityum hedefte saniyede 10^{11} nötron oluşturabilir (Knoll, 1979).

Sames T-400 hızlandırıcısında nötron üretmek için kullanılan döteron demeti analiz edilmemiştir (% 73 d^{++} Atomik, % 27 d^+ Moleküler). Deneyler sırasında bu döteron demeti 300 kV terminal voltajı altında hızlandırılmış ve ortalama 500 μA şiddetinde tutulmuştur. $^3H(d,n)^4He$ tepkileşimi kinematüğinden yararlanarak döteron demetine göre 6 farklı ışınlama konumu için enerjisi 13.6 ile 14.9 MeV arasında değişen nötronlar üretilmiştir. Nötronların akı yoğunluğu $^{27}Al(n,p)^{27}Mg$ standart tepkileşimi yardımıyla ölçülmüş, örneklerin ışınladığı konum olan hedeften 7 cm uzaklıkta, akı yoğunluğu yaklaşık 10^7 n/cm²s olarak belirlenmiştir.

3.2 Işınlama Sistemi

Sames T-400 İyon hızlandırıcısı Çekmece Nükleer Araştırma Eğitim Merkezi, Fizik Bölümündeki araştırma laboratuvarında bulunmaktadır (Tarcan vd., 1989). Hızlandırıcı 18m×10m×6m boyutlarında bir salonda çalışmaktadır ve ölçüm ve data analiz laboratuvarı ile aralarında 120 cm kalınlığında, baritli betondan imal edilmiş bir duvar vardır. Salonun ölçüm ve data analiz laboratuvarına bağlantısı geçiş kanalları ile sağlanmıştır (Şekil 3.1).

Kısa yarı ömürlü çekirdek etkileşimlerinin tepkileşim kesiti ölçümleri ve aktivasyon analizlerinin yapılması için örneğin ışınlamanın hemen arkasından sayımın yapılacağı yere mümkün olan en kısa sürede gönderilmesi gerekmektedir. Bu amaçla özel bir örnek taşıma ve sayım sistemi yapılmıştır. Bu sistemde örnek, hızlandırıcı salonundaki ışınlama noktasından, ölçme laboratuvarındaki sayım noktasına 0.5 saniyede taşınmaktadır. Bu mesafe yaklaşık 10 m dir. Polietilen malzemeden yapılmış 18 mm yüksekliğinde ve 25 mm çapında silindirik şeklindeki örnek taşıyıcı, özel bir plastik hortum içinde, basınçlı



- 1- Hızlandırma Salonu
- 2- Monitör
- 3- Transfer Sistemi
- 4- Hedef
- 5- Ana hızlandırma ünitesi
- 6- Y.G. kapasitesi
- 7- Damping dirençleri
- 8- Hermetik Y.G. Ünitesi
- 9- Besleme, regülasyon kabini
- 10- Su soğutma sistemi
- 11- Freonlu soğutucu
- 12- Duş
- 13- Hedef hazırlama ve depolama odası
- 14- Seminer Odası
- 15- Ölçme laboratuvarı
- 16- HPGe dedektörü
- 17- Çok kanallı analizör (MCA)
- 18- Elektronik üniteler
- 19- Uzaktan kontrol ünitesi
- 20- IBM Bilgisayar

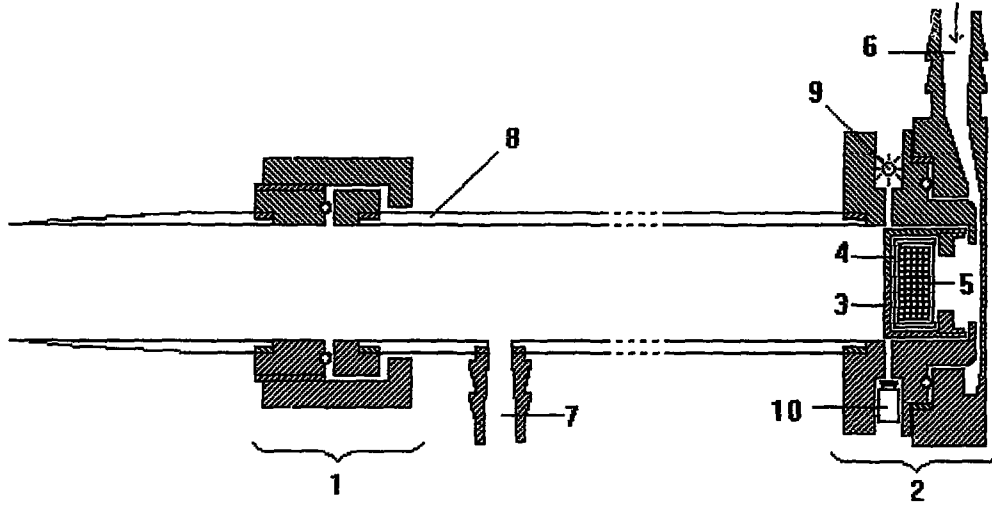
Şekil 3.1 Hızlandırıcı Salonu ve Ölçüm Laboratuvarının şematik görünümü

havanın itmesiyle hızlandırılmakta, hava yastığı oluşturularak sağlanan frenleme ile ışınlama ve sayım bölgelerine herhangi bir değişime uğramadan ulaştırılmaktadır. Hortumun ölçme laboratuvarı ile hızlandırıcı salonundaki uçlarında paslanmaz çelik boru, pirinç ve alüminyumdan imal edilmiş yükleme, sayım ve ışınlama başlıkları bulunmaktadır (Şekil 3.2 a ve Şekil 3.2 b) . Deneyler sırasında örneğin taşınması ile ilgili süreçler bu sistem için hazırlanmış bir kişisel bilgisayar programı kullanılarak, otomatik olarak yapılmaktadır. Pnömatik transfer sistemi Özbir vd., (1998) tarafından ayrıntılı olarak tanıtılmıştır.

Yükleme başlığı, örnek taşıyıcının içinde hareket ettiği hortumun ölçme laboratuvarındaki ucuna takılmış, örneği içine yerleştirebilmek için birbirinden ayrılabilir, pirinç malzemedan yapılmış iki ayrı parçadan oluşur. Sayım başlığı ise alüminyumdan yapılmış, sayım süresince örnek taşıyıcıyı detektör karşısında sabit tutabilecek yapıda ve örnek taşıyıcının hortum içinde hareketini sağlayacak havanın giriş çıkışına imkan verecek şekildedir. Başlığın bu iki bölümü birbirine paslanmaz çelik boru ile birleştirilmiştir. Bu başlığın üzerinde örnek taşıyıcının sayım noktasında olup olmadığını belirleyen opto – elektronik elemanlar (bir ışık kaynağı ve bir fotodiyot) bulunmaktadır ve başlık detektör zırhı içine detektöre uzaklığı ayarlanabilir şekilde yerleştirilmiştir (Şekil 3.3).

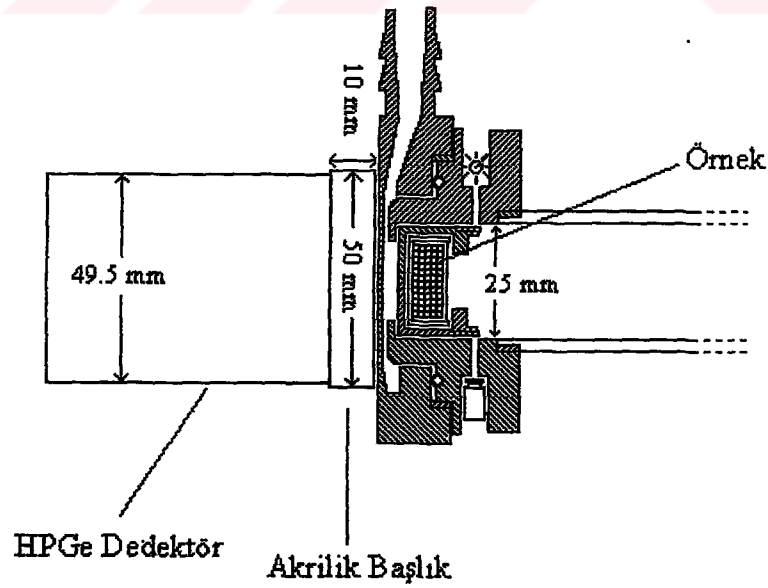
Hızlandırıcı odasında hedefin karşısına yerleştirilen ışınlama başlığı, yükleme ve sayım başlığı ile aynı yapıdadır ve bir taşıyıcı ayak üzerine monte edilmiştir. (Şekil 3.4) Bu taşıyıcı ayak, döteron hüzmesinin trityum hedef üzerindeki yerini merkez kabul eden bir dairesel hareket yapabilmekte, böylece üzerine monte edilmiş bulunan ışınlama başlığı, hedefi ve dolayısıyla döteron hüzmesini istenilen açılarda görebilecek şekilde tespit edilebilmekte ve örnek malzeme, hızlandırıcı hüzmesiyle istenilen açılarda ışınlatabilmektedir (Şekil 3.5). Bu ışınlama geometrisi ile 13.6 ile 14.9 MeV enerji aralığındaki nötronlarla çalışma olanağı sağlanmaktadır. Aynı sayım başlığında olduğu gibi ışınlama başlığında da hedef ile örnek arasındaki mesafe duyarlı bir biçimde ayarlanabilmekte ve örnek taşıyıcının ışınlama başlığında olup olmadığını tespit edebilmek için opto-elektronik aygıtlardan yararlanılmaktadır.

Ölçme odasında, ışınlama ve sayım işlemlerinin manuel olarak veya tamamen bilgisayar kontrollü yapılmasını sağlayan bir merkezi kumanda birimi bulunmaktadır. Işınlama ve

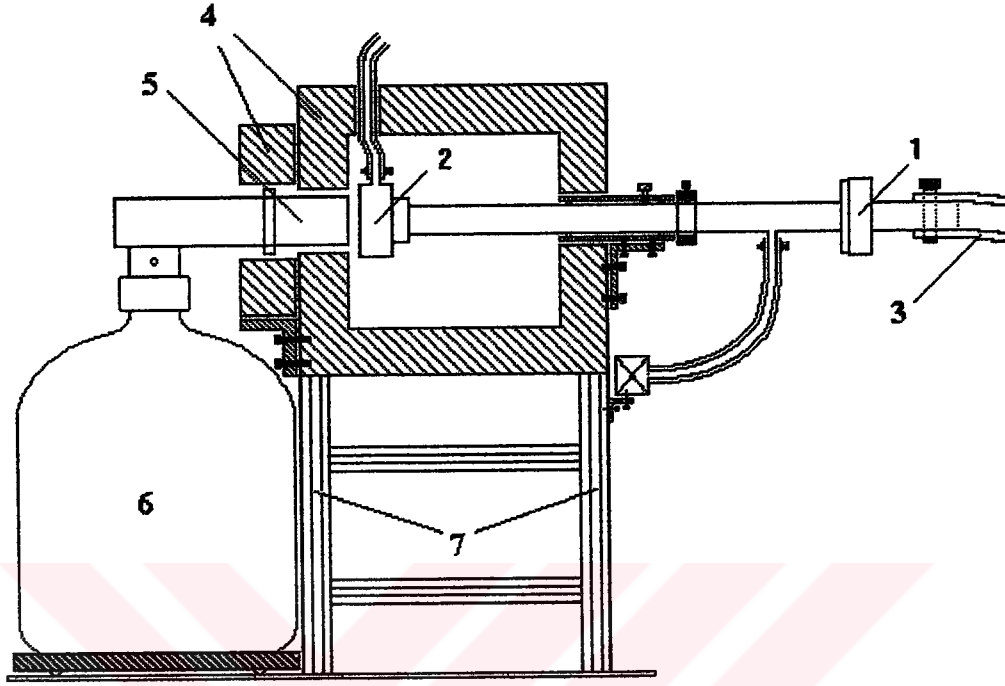


- | | |
|------------------------------|-------------------------|
| 1- Yükleme Başlığı | 6- Hava giriş ucu |
| 2- Işınlama ve sayım başlığı | 7- Hava çıkış ucu |
| 3- Mekanizma | 8- Paslanmaz çelik boru |
| 4- Örnek taşıyıcı | 9- Işık kaynağı |
| 5- Örnek | 10- Fotodiyot |

Şekil 3.2.a Işınlama ve Sayım başlığı

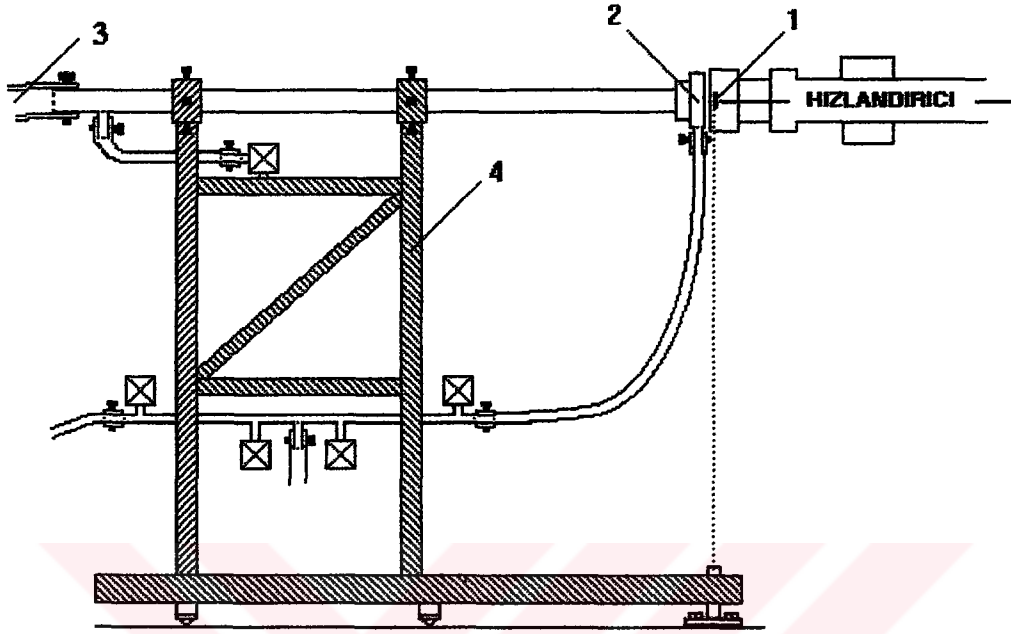


Şekil 3.2.b Sayım başlığı ve örnek - sayım geometrisi



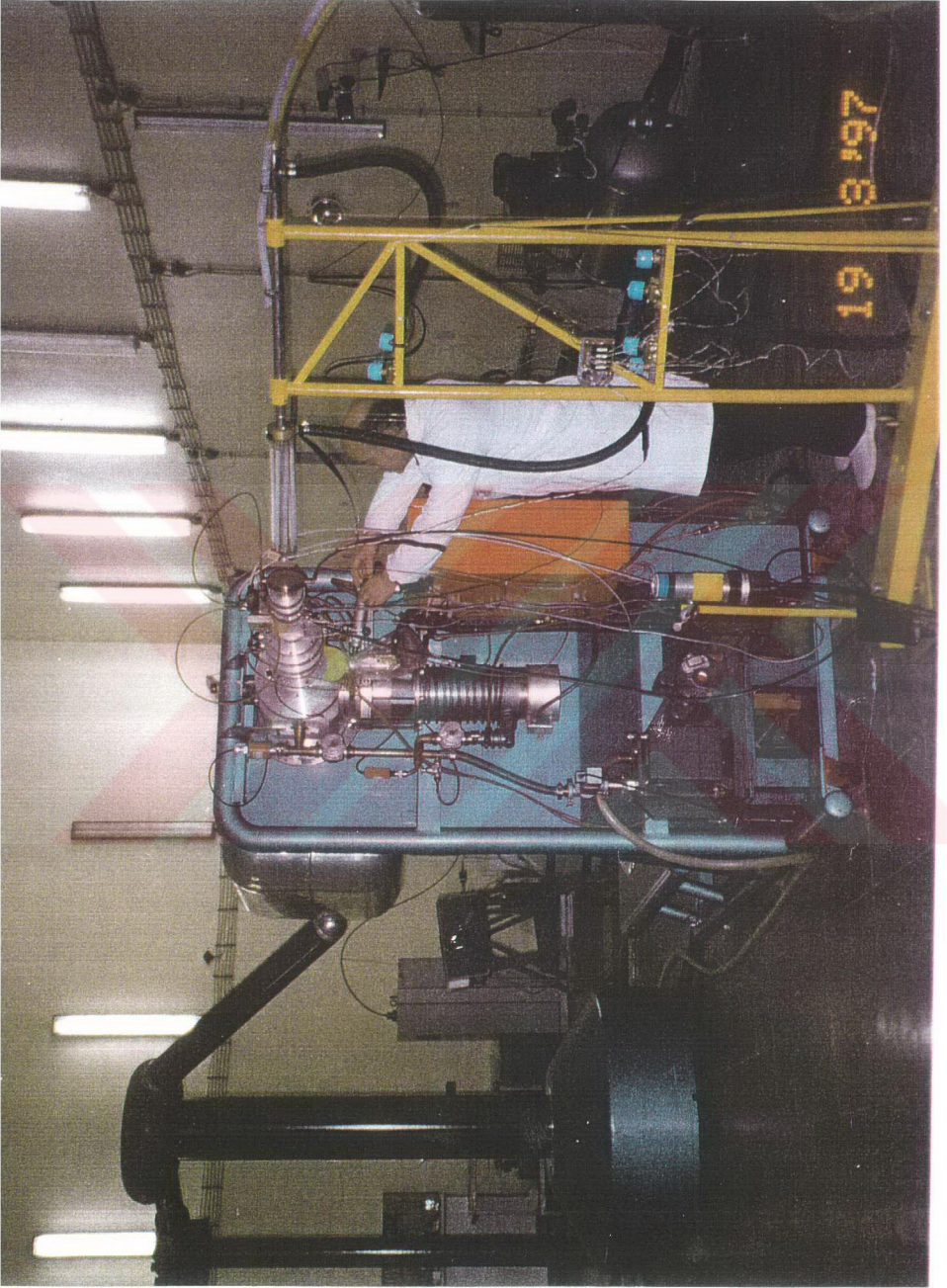
- 1- Yükleme Başlığı
- 2- Işınlama ve sayım başlığı
- 3- Örnek taşıma hortumu
- 4- Kurşun zırh
- 5- HPGe Dedektör
- 6- Sıvı azot kabı
- 7- Taşıma ayağı

Şekil 3.3 Sayım sistemi ve sayım başlığı



- 1- Nötron kaynağı (hedef)
- 2- Işınlama başlığı
- 3- Örnek taşıma hortumu
- 4- Tespit ayağı

Şekil 3.4 Işınlama başlığı ve tespit ayağı



Şekil 3.5 Sames T-400 alçak enerjili iyon hızlandırıcısı

örnek taşıma sisteminin bütün elektrik donanımı ve bilgisayar arasındaki bağlantı burada kurulmaktadır. Buradan fotodiyotları etkileyen minyatür ışık kaynakları beslenmekte, bu diyotlardan gelen sinyaller bilgisayara iletilmekte, sistemin tüm hava vanalarını kumanda eden ve hüzme kesiciyi açıp kapayan röleler buradan yönetilmektedir. Ayrıca MCA ve MCS birimlerinin devrede olup olmadığını, hüzme kesicinin açık ya da kapalı olduğunu, örnek taşıyıcının detektör ya da hedef önünde olduğunu gösteren LED (light emitting diode) göstergeler bulunmaktadır. Sistem manuel çalışırken örnek taşıyıcının hedefe veya detektöre göndermeye yarayan 2 LED göstergeli anahtar da yine kumanda merkezini içeren kutu üzerindedir

Aktivasyon yöntemiyle tepkileşim kesiti ölçüm süreçlerini (ışınlama, bekleme ve sayım) bilgisayar aracılığıyla otomatik olarak gerçekleştirmek için pnömomatik transfer ünitesi ve hızlandırıcı ile veri toplama ünitesini (MCA) birbirine bağlayan bir ara birim bulunmaktadır. Intel 8255A chip'i bilgisayara bir I/O kartı şeklinde takılarak bu ünite oluşturulmuştur. Örnek taşıma sistemi ÇNAEM Fizik bölümünde geliştirilen ve Turbo Pascal dilinde yazılan bir programla (Erduran, 1997) kontrol edilmektedir. Otomasyonda IBM-AT(286)PC kullanılmaktadır.

3.3 Gama Işını Ölçme (Spektrometre) Sistemi

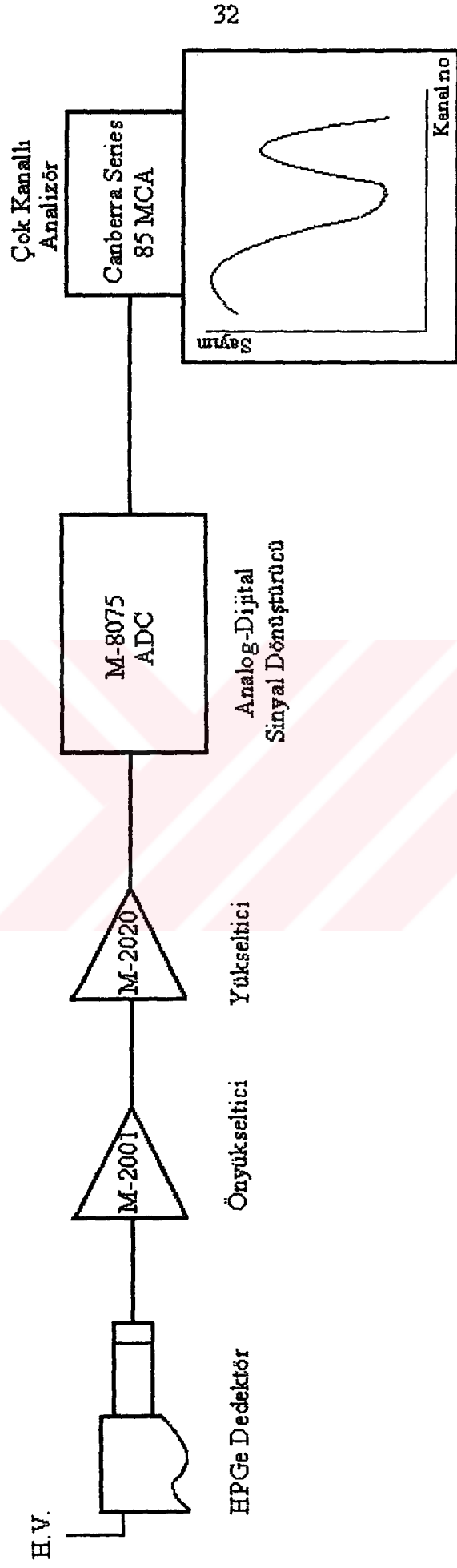
Gama spektroskopisinde yaygın olarak kullanılan detektörler, Na(I) detektörler, NE213 organik sintilatörler, Ge(Li) yarı iletken detektörler veya HPGe (high purity germanium) detektörlerdir. Bunlardan Na(I) detektörler verimi nispeten yüksek fakat yarı iletken detektörlere göre enerji ayırma gücü (rezolüsyonu) çok düşük olduğundan, ayırma gücünün çok önemli olmadığı ölçümlerde kullanılır. İstenilen şekil ve boyda elde edilebilmesi ve maliyetinin diğer detektörlere göre düşük olması önemli avantajlarıdır. Ancak bir fotoçoğaltıcı tüple kullanılması zorunluluğu ve verimi arttırmak için kristal boyutunu arttırınca background sayımının artması gibi dezavantajlara da sahiptir. NE213 organik sintilatörler ise verimi Na(I) detektörlere göre daha düşük ve ayırma gücü yarı iletken detektörlere göre zayıf olduğu için daha çok nötron-gama karışık radyasyon alanlarında gamaların dedeksiyonu için kullanılır. Ge(Li) detektörlerin ayırma gücü yüksek, ancak boyutları küçük olduğu için Na(I)'e göre verimi düşüktür ve düşük sıcaklıklarda sıvı azot ortamlarında çalıştırılması gerekir. Son yıllarda HPGe detektörler

geliştirilerek bu sorunların ortadan kaldırılmasına çalışıldı. HPGe detektörlerde, saf germanyum kullanıldığı için hem verimi (özellikle düşük enerjilerde) yüksektir hem de kullanım haricinde düşük sıcaklıkta kalma zorunluluğu yoktur. Bu detektörlerin ayırma gücü özellikle $3 \text{ keV} < E < 1 \text{ MeV}$ arasında çok yüksektir (Tsoulfanidis, 1983).

Bu çalışmada spektrumların ölçülmesi için bir HPGe detektörden yararlanılmıştır. Bu detektör, 0,5 mm kalınlığında alüminyum pencere, CANBERRA firması yapımı koaksiyel bir HPGe detektördür. Detektör kristalinin çapı 49,5 mm, aktif yüzeyi $19,4 \text{ cm}^2$ dir. Deneyde elektronik üniteler olarak Şekil 3.6'daki düzenek kullanılmıştır. Sistemin tipik enerji ayırma gücü (FWHM) 122 keV'de 1,3 keV ve 1333 keV'de 1,9 keV'dur. Ölü zaman ve darbe yığılması (pile up) düzelticisi elektronik devrelerle donanmış olan sistemin güvenilirliği çeşitli deneylerle test edilmiştir. Detektör verimi tayininde Çizelge 3.2'de verilen standart gama kaynakları kullanılmıştır.

Çizelge 3.2 Standart gama kaynakları ile ilgili nükleer veri

Kaynak	Ölçüm sırasındaki Aktivite(μCi)	Gama Enj.(MeV)	Görelî gama şiddeti (f_i)
Am-241	9,057	59,5	0,357
Cs-137	7,031	661,7	0,852
Mn-54	1,217	834,8	0,99975
Co-57	0,878	122,1	0,8563
		136,5	0,1058
Co-60	1,452	1173,2	0,9989
		1332,5	0,99983
Ba-133	4,272	80,9	0,3672
		276,4	0,0716
		302,8	0,1831
		355,9	0,62
		383,8	0,0892
Eu-154	8,570	121,8	0,284
		344,3	0,266
		778,8	0,1298
		964,1	0,145
		1085,8	0,0994
		1112,1	0,136
		1408,0	0,2085
Na-22	0,408	1274,5	0,9994



Şekil 3.6 Gama Spektrometre Sistemi Blok Şeması

Verim hesabı

HPGe detektörün enerjisi 80 keV ile 3 MeV arasındaki gama ışınları için verim kalibrasyonu, standart gama kaynakları ile gerçekleştirilir. Bu kaynaklar 13mm çapında 1-2 mm kalınlığında silindir şeklindedir. Aktiviteleri 1-10 μCi civarındadır. Kaynaklar, detektörün önündeki hızlı transfer sisteminin sayım başlığına yerleştirilmiştir (Şekil 3.2). Bu konum tepkileşim kesiti ölçülecek örneklerin de sayımlarının yapıldığı konumdur. Her bir kaynak ile detektör simetri ekseninde 6 farklı örnek-detektör uzaklığı için istatistiksel olarak yeterli sayım alana kadar sayım yapılmıştır. Ölü zaman düzeltmesi ve darbe yığılma dışlaması sağlanmış bir sayım sisteminin aktivitesi bilinen bir nokta kaynaktan yapılan ölçümlerde E_γ enerjisindeki tüm enerji tepesi (TET) verimi şu bağıntı ile verilir.

$$\varepsilon = \frac{P}{Aft\Omega_0} \quad (3.3)$$

P : Gama spektrumunda E_γ enerjili TET altındaki net sayım

A : Nokta kaynak aktivitesi

f : Göreli gama şiddeti

t : Sayım süresi

Ω_0 : Sayım katı açısı

Burada verilen katı açı ifadesi kaynaktan çıkan ve yönsemez (izotropik) olduğu varsayılan ışımının detektörün kristal yüzeyine gelebilen kesri olarak tanımlanır. Verim kalibrasyonu yaparken kullanılan örnekler nokta kaynak oldukları için sayım katı açısı noktasal kaynaktan detektör etkin yüzeyini gören katı açının tüm ışınma yüzeyi 4π 'ye oranı olarak

$$\Omega_0 = \frac{1}{2} \left[1 - \left(1 + \frac{R_D^2}{d^2} \right)^{-1/2} \right] \quad d = d_k + d_e \quad (3.4)$$

ifade edilir. Burada d_e ; gama ışınının sinyal üretmek üzere detektör kristali ile etkileştiği noktanın detektör yüzeyinden uzaklık (etkin derinlik), d_k ; detektör alüminyum yüzeyi ile

örnek arasındaki mesafe ve R_D ; detektörün yarıçapıdır. Eşitlik 3.3 ile tanımladığımız verim, sayım geometrisinden bağımsız, yalnız foton enerjisine ve detektör kristalinin özelliklerine bağlı öz verimdir. Ancak bu çalışmada tepkileşim kesiti ölçümlerinde kullanılan örnekler nokta kaynak şeklinde değil, silindir şeklinde belirli bir hacime sahiptirler. Dolayısıyla noktasal kaynak gibi değerlendirilemezler. Bu nedenle çalışmamızda katı açılar, hacimsel kaynaklar göz önüne alınarak Ek.1’de ayrıntılı olarak verildiği gibi hesaplanmıştır (Ercan vd.,1990).

Verim kalibrasyon eğrisi

Detektör veriminin belirlenmesi için Çizelge 3.2’de verilen standart kaynaklardan faydalanarak 13 farklı gama enerjisi için Eşitlik 3.3 ile hesaplanan öz verim değerleriyle çizilen $\varepsilon = \varepsilon(E_\gamma)$ fonksiyonuna en iyi uyum

$$\varepsilon(E_\gamma) = \sum_{i=1}^3 a_i \exp(-b_i E_\gamma) \quad (3.5)$$

ifadesiyle verilen 6 parametrelili bir fonksiyonla elde edildi. Burada E_γ ’nın birimi MeV’dir. Eşitlik 3.5’deki a ve b parametreleri Çizelge 3.3’de verilmiştir.

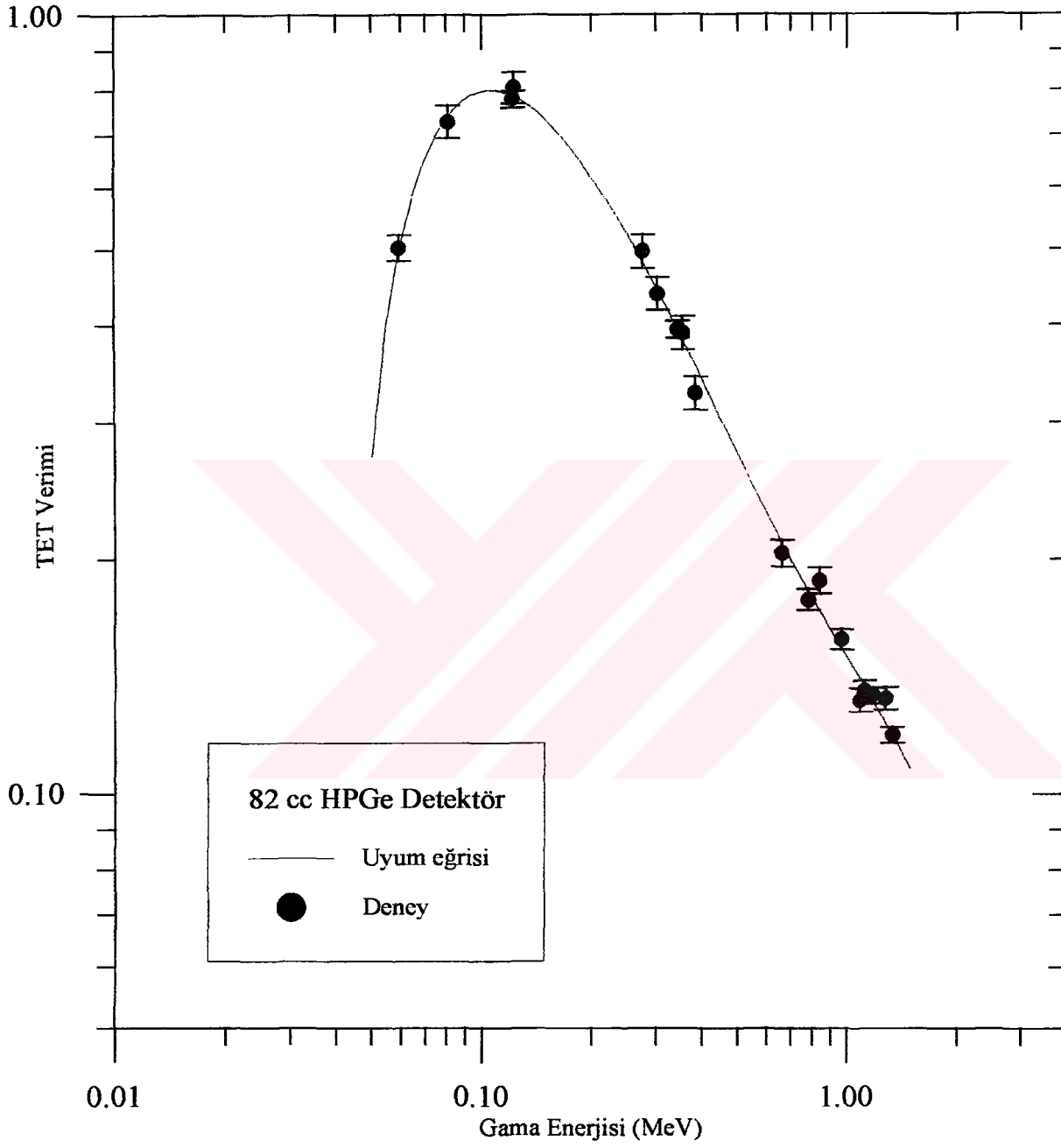
Çizelge 3.3

a_1	a_2	a_3	b_1	b_2	b_3
-6,432	0,263	1,129	40,506	0,602	5,325

Bu deneyde kullanılan 82 cc HPGe detektörün öz verim ve uyum eğrisi Şekil 3.7’de verilmiştir. Verim için hata hesabı ise

$$\left(\frac{\sigma_\varepsilon}{\varepsilon}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_P}{P}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_A}{A}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_f}{f}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_\Omega}{\Omega}\right)^2 \quad (3.6)$$

ifadesiyle hesaplanmıştır.



Şekil 3.7 HPGe detektörün verim eğrisi

4. DENEYSEL ÇALIŞMA

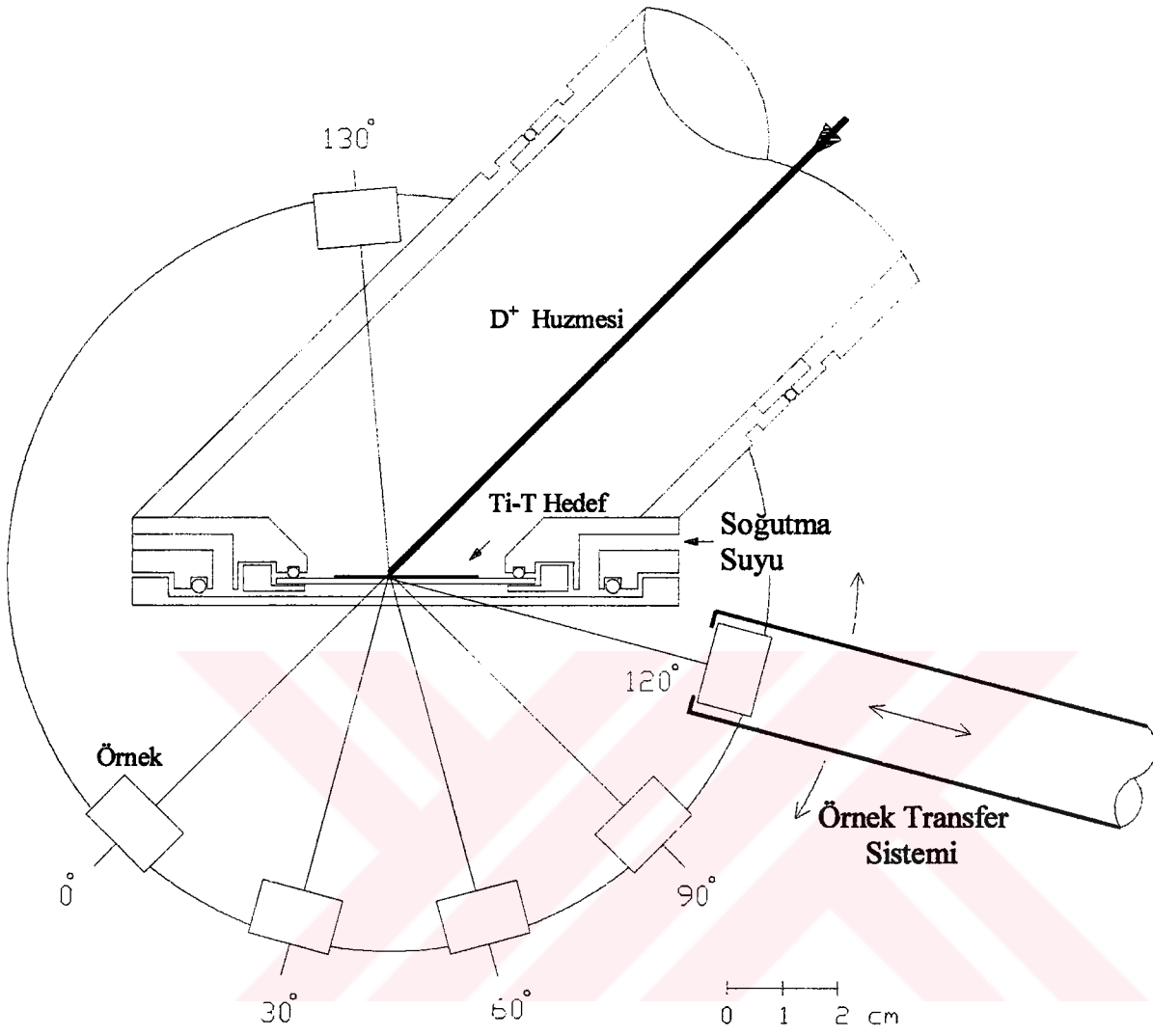
4.1 Örneklerin Hazırlanması

Deneyde nötron akı standartı olarak kullanılan alüminyum pelletler kimyasal saflığı 0,999 olarak bilinen toz halindeki Al_2O_3 malzemeden, öncelikle bir laboratuvar fırınında $105^\circ C$ 'ye kadar ısıtılarak nemi alınmak suretiyle hazırlanmıştır. Bu toz örnekler, 13 mm çapında ve 8,5 mm kalınlığında silindir şekilde tablet haline getirilmeleri için pres altında sıkıştırılmışlardır. Bu işlemten sonra hassas terazide ($\pm 0,0001$ gr hata ile) tartılarak boyutlarına uygun, polietilenden yapılmış ince kapsüller içine sıkıca yerleştirilerek sızdırmazlıkları sağlanmıştır.

Tepkileşim kesiti tayin edilecek örneklerden, metal plaka halinde olanlar ise 13 mm çapında ve 8,5 mm kalınlığında silindir şeklindeki polietilen örnek taşıyıcı kaplara sığacak şekilde diskler halinde kesilmiştir. Örnekler, kapta boşluk kalmayacak şekilde üst üste sıkıştırılarak yerleştirilmek suretiyle hazırlanmıştır. Toz halinde oksit malzemelerden oluşturulan diğer örnekler de aynı Al_2O_3 standart örnekler gibi hazırlanmıştır.

4.2 Nötron Enerjilerinin Deneysel Olarak Belirlenmesi

Zr/Nb tepkileşim kesiti oranları ölçme yönteminin uygulanmasında ışınlanacak olan Zr/Nb örnekler aşağıda anlatıldığı gibi hazırlanmıştır. Herbiri 1'er mm kalınlığında 10×10 mm boyutlarında olan bir adet Zr ve bir adet Nb folyo ön ve arkalarına aynı kalınlıkta iki Al folyo konarak sandviç haline getirildi. Işınlama ve sayım sırasında geometrilerinin bozulmaması için folyolar birbirine sabitlendi. Altı adet hazırlanan bu sandviç örneklerin herbiri nötron üreticinin trityum hedefinden 6 cm uzaklığa, döteron hızı ile değişik açılar teşkil eden altı (0° , 30° , 60° , 90° , 120° ve 130°) farklı konuma yerleştirildi. Tüm sandviç örnekler, daha sonra yapılacak tepkileşim kesiti ölçümleriyle ilgili ışınlamalarda uygulanacak deney koşullarında (aynı yüksek gerilim ve hız akımı) yeterli aktivite elde etmek için, D-T nötronlarıyla 130 dakika ışınlanmıştır. Şekil 4.1'de ışınlama geometrisi görülmektedir. Işınlanan folyoların aktivitesi 82cc HPGe detektör, Canberra S-85 MCA çok kanallı analizör ve ona bağlı elektronik ölçme sistemi (Canberra 2001 önyükseltici,



Şekil 4.1 Nötron üreten su soğutmalı hedef ve örnek ışınlama düzeneği

2020 yükseltici, 8075 analog-sayısal dönüştürücü) yardımıyla ölçüldü.

Işınlama sırasında, her bir folyoda soğrulma nedeniyle nötron akısı değişmektedir. Yani ardarda dizilen her folyo aynı akıyla ışınlanmaz. Bu nedenle her bir folyo için nötron akısı, ön ve arkasında bulunan alüminyum folyoların aktiviteleri göz önüne alınarak hesaplandı. Işınlamadan sonra örneklerin aktivite ölçümleri sırasıyla ^{89}Zr ve $^{92\text{m}}\text{Nb}$ 'un bozunumuna ait 909 keV ve 934 keV enerjili gama ışınlarının dedeksiyonu ile gerçekleştirildi. Çizelge 4.1'de bu iki tepkimeye ait özellikler verilmiştir.

Çizelge 4.1 ^{89}Zr ve $^{92\text{m}}\text{Nb}$ çekirdeklerinin bozunma karakteristikleri

Tepkime	$T_{1/2}$	E_γ (keV)	I_γ (%) [*]	h (%) ^{**}
$^{90}\text{Zr} (n,2n) ^{89}\text{Zr}$	78.41 (s)	909	99.01	51.45
$^{93}\text{Nb} (n,2n) ^{92\text{m}}\text{Nb}$	10.15 (g)	934	99.2	100

* Lederer vd., (1978)

** Tuli vd., (1985)

13-15 MeV enerji aralığında $^{90}\text{Zr}(n,2n)^{89}\text{Zr}$ ve $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ uyarılma fonksiyonlarından yararlanarak tepkileşim kesitlerinin oranı

$$R = \frac{\sigma\{^{90}\text{Zr}(n,2n)^{89}\text{Zr}\}}{\sigma\{^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}\}} \quad (4.1)$$

olarak yazılabilir. Daha açık bir ifade ile Eşitlik 4.1,

$$R = \frac{P_{\text{Zr}} G_{\text{Nb}} A_{\text{Zr}} h_{\text{Nb}} Z_{\text{Nb}} f_{\text{Nb}} \varepsilon_{\text{Nb}}}{P_{\text{Nb}} G_{\text{Zr}} A_{\text{Nb}} h_{\text{Zr}} Z_{\text{Zr}} f_{\text{Zr}} \varepsilon_{\text{Zr}}} \quad (4.2)$$

olarak da yazılabilir. Burada;

P : Ölü zaman düzeltmesi yapılmış TET alanını

G : Folyo kütlesi (gr)

A : Atomik ağırlık (gr/mol)

h : İzotopun doğal bolluğu

f : E enerjili fotonların toplam bozunumdaki oranı (görelî gama şiddeti)

ε : E enerjili fotonlar için detektör ölçme verimi

$$Z = \frac{1}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_1}) e^{-\lambda t_2} (1 - e^{-\lambda t_3}) ; \text{ zaman faktörüdür.}$$

Kaynak (Pavlik vd.,1982) ve (Nethaway.,1978)'den alınan deneysel tepkileşim kesitlerinin 13-15 MeV nötron enerji aralığında, enerjiye olan bağımlılığı ikinci dereceden bir fonksiyonla,

$$E_n = 12,5779 + 0,561026R + 0,414848R^2 \quad (4.3)$$

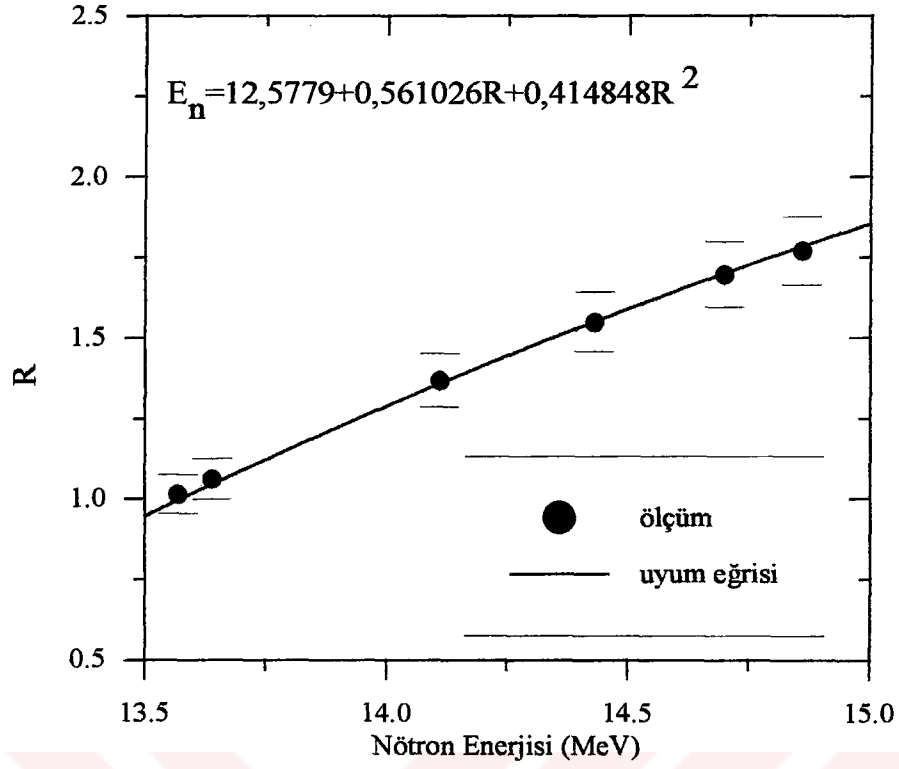
şeklinde ifade edilebilir (Şekil 4.2). Bu eşitlikte her bir ışınlama konumu için hesaplanan R oranları kullanılarak döteron hüzmesinin trityum hedefte ürettiği nötronların enerjisi her bir açı için hesaplanmış ve Çizelge 4.2'de verilmiştir.

Çizelge 4.2 Nötron Enerjileri

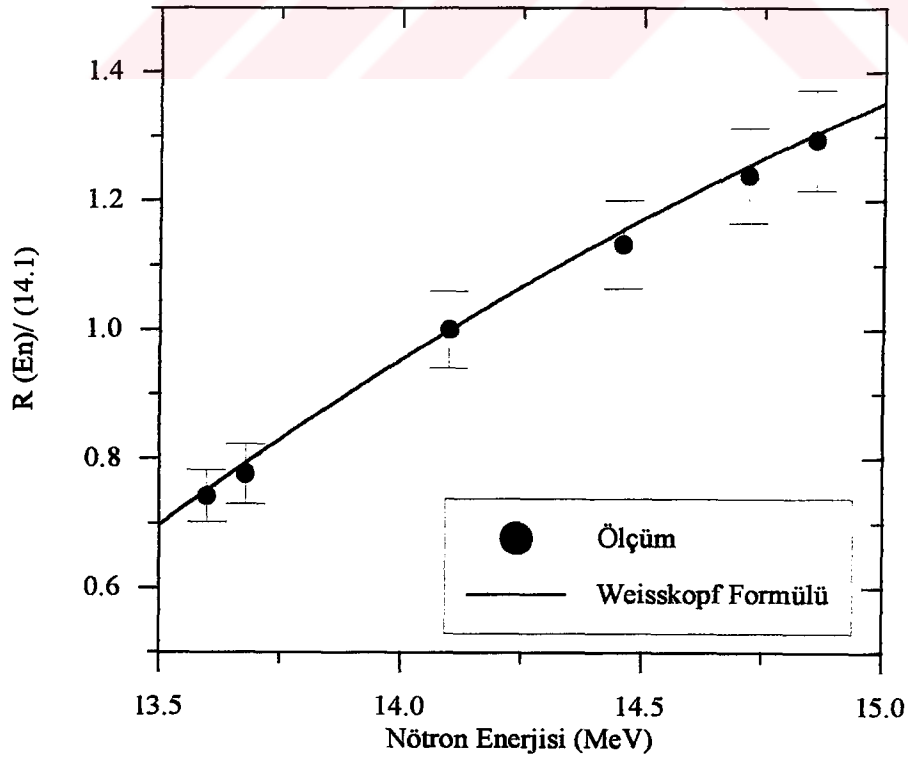
Açı	Nötron Enerjisi (MeV)
0°	$14,86 \pm 0,12$
30°	$14,72 \pm 0,11$
60°	$14,46 \pm 0,11$
90°	$14,10 \pm 0,10$
120°	$13,68 \pm 0,08$
130°	$13,60 \pm 0,08$

R'deki belirsizlik Eşitlik 4.2'den yola çıkarak bulunan

$$\frac{\sigma_R}{R} = \left[\frac{\sigma_{P_{Zr}}^2}{P_{Zr}^2} + \frac{\sigma_{P_{Nb}}^2}{P_{Nb}^2} + \frac{\sigma_{m_{Zr}}^2}{m_{Zr}^2} + \frac{\sigma_{m_{Nb}}^2}{m_{Nb}^2} + \frac{\sigma_{Z_{Zr}}^2}{Z_{Zr}^2} + \frac{\sigma_{Z_{Nb}}^2}{Z_{Nb}^2} + \frac{\sigma_{h_{Zr}}^2}{h_{Zr}^2} + \frac{\sigma_{h_{Nb}}^2}{h_{Nb}^2} + \frac{\sigma_{f_{Zr}}^2}{f_{Zr}^2} + \frac{\sigma_{f_{Nb}}^2}{f_{Nb}^2} \right]^{1/2} \quad (4.4)$$



Şekil 4.2 ^{90}Zr ve ^{93}Nb tepkileşim kesitlerinin oranı R ile nötron enerjisi arasındaki değişim



Şekil 4.3 Weisskopf formülü ile hesaplanan R oranlarının nötron enerjisine göre değişimi

ifadesinden hesaplanmıştır. E_n 'deki belirsizlik ise $\frac{\partial E}{\partial R}$ değeri Eşitlik 4.3' den hesaplanmak

üzere

$$\sigma_E^2 = \sigma_R^2 \left(\frac{\partial E}{\partial R} \right)^2 \quad (4.5)$$

ifadesinden bulunmuştur.

Nötron enerjisi için bulunan değerlerin doğruluğunu test etmek amacıyla Csikai, 1983'de verilen yöntem kullanılarak ölçümler tekrarlanmıştır. Bu yöntemde, 90° açığı referans olarak Zr ve Nb tepkileşim kesitleri oranı tekrar bulunmuştur.

$$R(\theta) = \frac{\sigma(E_n)}{\sigma(90^\circ)} = \frac{\sigma_{Zr}(\theta)}{\sigma_{Zr}(90^\circ)} \frac{\sigma_{Nb}(90^\circ)}{\sigma_{Nb}(\theta)} \quad (4.6)$$

$$\frac{\sigma_{Nb}(90^\circ)}{\sigma_{Nb}(\theta)} \approx 1 \quad (4.7)$$

$$R(\theta) = \frac{P_{Zr}(\theta)}{P_{Zr}(90^\circ)} \frac{P_{Nb}(90^\circ)}{P_{Nb}(\theta)} \frac{m_{Zr}(90^\circ)}{m_{Zr}(\theta)} \frac{m_{Nb}(\theta)}{m_{Nb}(90^\circ)} \frac{Z_{Zr}(90^\circ)}{Z_{Zr}(\theta)} \frac{Z_{Nb}(\theta)}{Z_{Nb}(90^\circ)} \quad (4.8)$$

(4.8) eşitliğinden bulunan görelî uyarılma fonksiyonu R değerlerinden faydalanarak Şekil 4.3'de görünen ve

$$R(E_n) = \left[1 - \left(1 + \frac{\varepsilon}{T} \right) e^{-\frac{\varepsilon}{T}} \right] \frac{1}{0,514} \quad (4.9)$$

$$T = 1,3 \text{ MeV}, \quad \varepsilon = E_n - E_{thr}, \quad E_{thr} = 11,86 \text{ MeV}$$

ifadesi ile verilen **Weisskopf** formülünden faydalanarak çizilen eğriden E_n nötron enerjileri bulundu. Bu yöntemde 14 MeV civarında nötron enerjisinde yapılabilecek hata Csikai,1983'de ± 50 keV olarak verilmektedir. Bu yöntemle de aynı nötron enerjileri bulunduğundan, nötron enerjilerinin duyarlı bir biçimde hesaplandığı söylenebilir.

R deki belirsizlik,

$$\frac{\sigma_R}{R} = \left[\frac{\sigma_{P_{Zr}}(\theta)^2}{P_{Zr}(\theta)^2} + \frac{\sigma_{P_{Zr}}(90^\circ)^2}{P_{Zr}(90^\circ)^2} + \frac{\sigma_{P_{Nb}}(\theta)^2}{P_{Nb}(\theta)^2} + \frac{\sigma_{P_{Nb}}(90^\circ)^2}{P_{Nb}(90^\circ)^2} + \frac{\sigma_{m_{Zr}}^2}{m_{Zr}^2} + \frac{\sigma_{m_{Nb}}^2}{m_{Nb}^2} + \frac{\sigma_{Z_{Zr}}(\theta)^2}{Z_{Zr}(\theta)^2} + \frac{\sigma_{Z_{Zr}}(90^\circ)^2}{Z_{Zr}(90^\circ)^2} + \frac{\sigma_{Z_{Nb}}(\theta)^2}{Z_{Nb}(\theta)^2} + \frac{\sigma_{Z_{Nb}}(90^\circ)^2}{Z_{Nb}(90^\circ)^2} \right]^{1/2} \quad (4.10)$$

ifadesi ile belirlendi. E_n deki belirsizlik ise,

$$\sigma_R^2 = \sigma_{E_n}^2 \left(\frac{\partial R}{\partial E_n} \right)^2$$

genel bağıl hata ifadesinden yararlanarak ve 4.9 eşitliğinin E_n 'ye göre diferansiyeli alınarak,

$$\left(\frac{\partial R}{\partial E_n} \right)^2 = \left[\frac{1}{0,514} \left(\frac{\epsilon}{T^2} e^{-\frac{\epsilon}{T}} \right) \right]^2$$

$$\sigma_{E_n} = \frac{\sigma_R}{\frac{1}{0,514} \left[\frac{\epsilon}{T^2} e^{-\frac{\epsilon}{T}} \right]} \quad (4.11)$$

eşitliği ile belirlenmiştir.

4.3 Nötron Akısının Belirlenmesinde Kullanılan Standart (referans) Tepkileşim ve Nötron Akı Monitörleri (NAM)

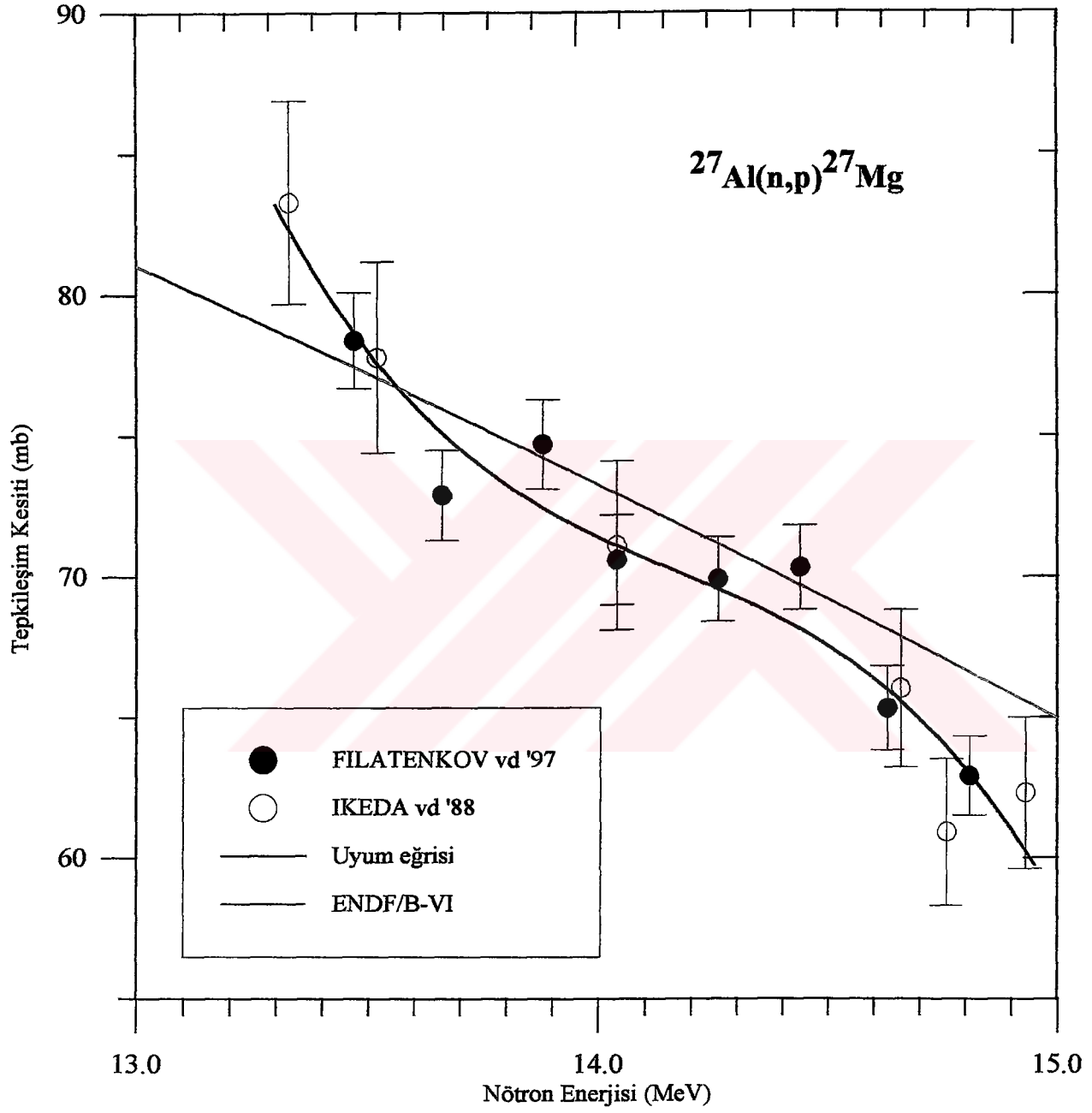
Işınlama sırasında örnek üzerine gelen nötronların akısı $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$ tepkimesinde üretilen ^{27}Mg radyonüklidinin aktivitesi ölçülerek belirlenmiştir. Bu tepkimeye ait nükleer veriler Çizelge 4.3’de verilmiştir. Bu tepkimenin standart olarak seçilmesinin nedeni, söz konusu enerji aralığında tepkileşim kesitlerinin çok iyi bilinmesi ve bu çalışmada incelenecek olan tepkileşimlere uygun bir yarılanma ömrüne sahip olmasıdır ($T_{1/2}=9,462$ dakika). Çalışmada kullanılan tepkileşim kesiti değerleri literatürde bulunan en son deneysel değerlere (Filatenkov vd.,1997 ve Ikeda vd., 1988) yapılan bir uyum eğrisinden alınmıştır. Çizelge 4.4 söz konusu deneysel tepkileşim kesiti değerleri, Şekil 4.4’de bunlara yapılan uyum eğrisi ve ENDF/B-VI’ya göre çizilen veri eğrisi görülmektedir.

Çizelge 4.3 ^{27}Mg çekirdeğinin bozunma karakteristikleri *

Tepkileşim	$T_{1/2}(\text{dak})$	$E_{\gamma}(\text{keV})$	f (%)	h (%)
$^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$	9,462	844	73	100

* (Browne, E. ve Firestones, R.B., 1986)

Tepkileşim kesiti ölçümü yaptığımız örneklerle aynı boyutta hazırlanan Al_2O_3 pelletler, her ışınlama konumunda esas deney başlamadan önce, örneklerle aynı döteron enerjisi ve hüzmeye akımı koşullarında hızlı nötronlarla 300 saniye ışınlanmış ve 1200 saniye süreyle sayılmıştır. Al pelletler, hızlı transfer sistemi vasıtasıyla, ışılandıktan sonra sayım için detektör önüne getirilmiştir. Pelletlerin aktivitesi, ^{27}Mg çekirdeğinden bozunan 844 keV enerjili gamaların, yüksek ayırma gücüne sahip gama ışını spektrometresinde oluşturduğu gama çizgisinin TET alanının %99 duyarlılıkla belirlenmesiyle bulunmuştur.



Şekil 4.4 $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$ tepkileşiminin 13-15 MeV enerji aralığında uyarılma fonksiyonu

Çizelge 4.4 Alüminyumun Uyarılma Fonksiyonu

E_n (MeV)	$\sigma [^{27}\text{Al} (n,p)^{27}\text{Mg}]^*$ (mb)	$\sigma [^{27}\text{Al} (n,p)^{27}\text{Mg}]^{**}$ (mb)
13,60	76,10	66,61
13,68	74,83	67,78
14,10	70,67	69,88
14,46	67,92	72,63
14,72	64,61	75,59
14,86	61,91	76,13

* (Filatenkov vd.,1997) ve (Ikeda vd.,1988)'den alınan uyarılma fonksiyonlarına yapılan uyum ile bulunmuştur.

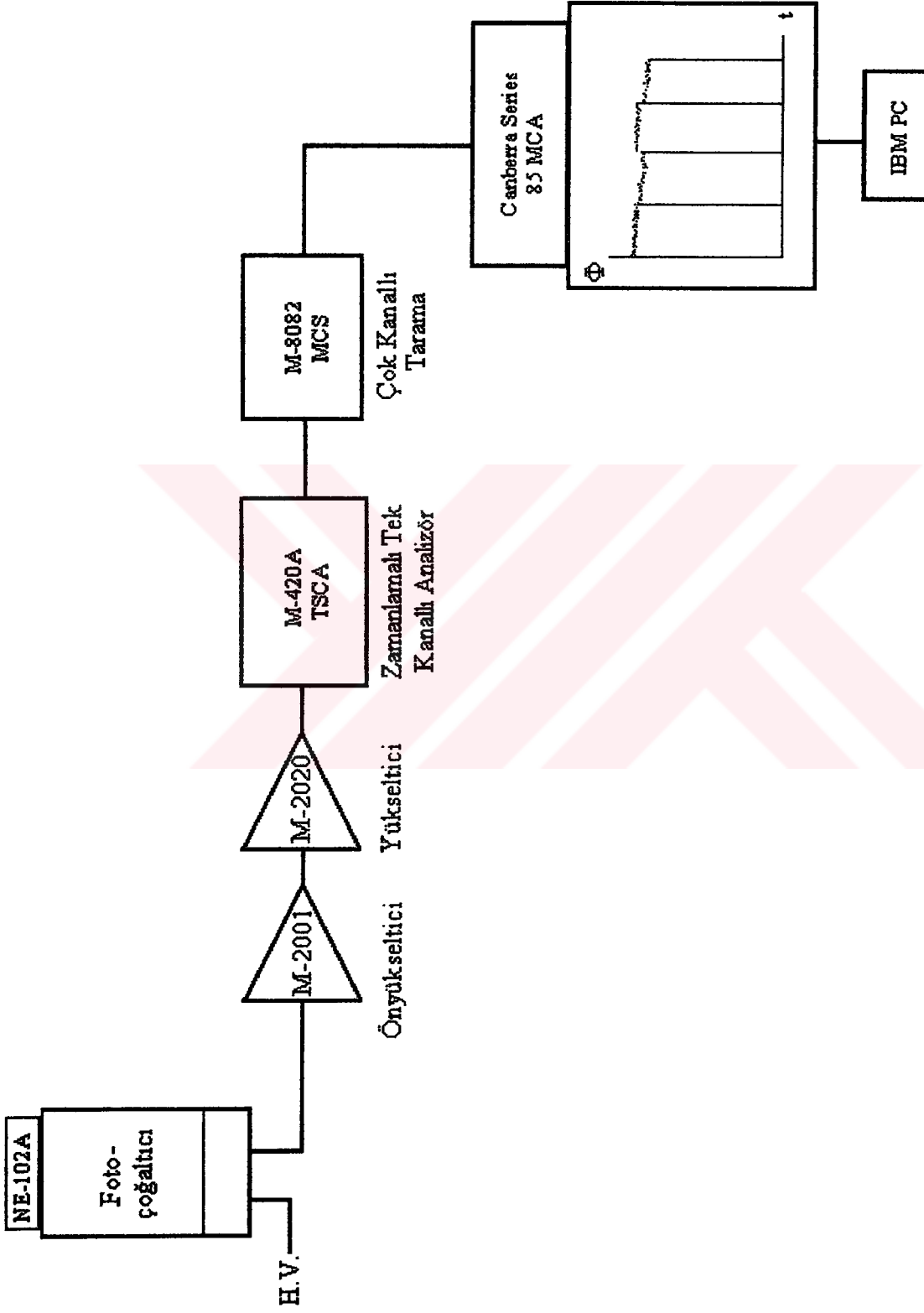
** ENDF/B-VI

Hızlandırıcı tipi nötron üreteçleri ile yapılan çalışmalarda ışınlama sırasında nötron akısı hakkında bilgi edinmek için genellikle nötron akı monitörleri (izleyicileri) ne başvurulur. Bu nötron izleyicilerinin kalibrasyonu ise Al_2O_3 pelletler gibi standart malzemelerin nötronlarla ışınlaması sırasında alınan NAM sayımlarının, ışınlanmış malzemenin gama aktivitesine karşı ölçümüne dayanır (Subaşı vd., 1988). Bu amaçla deneyde kullanılan nötron akı monitörü 0,5 mm kalınlığında ve 25 mm çapında ince bir plastik sintilatör (NE-102A) detektördür. Etkin yüzeyi 1 cm^2 olan bu detektör, nötron üreten hedefin altına aralarında 104 cm mesafe olacak şekilde yerleştirilmiştir. NAM sayımlarını, akının değişmediği varsayılan küçük ve eşit ($\Delta t = 0,5\text{s}$) zaman aralıklarında kaydetmek için Şekil 3.6'da görülen blok şemaya bir MCS (Çok kanallı tarama) birimi eklenmiştir (Şekil 4.5). Böylece MCA (çok kanallı analizör) nin 8k belleğinin ilk 4k belleğinde toplanan bu M_k değerleri daha sonra değerlendirilmek üzere bir IBM-PC bilgisayara aktarılmakta ve elde edilen bu değerlerle, nötron akısı Bölüm 2.2.1'de anlatıldığı gibi hesaplanmıştır.

4.4 Deney Sonuçları Üzerinde Yapılması Gereken Düzeltmeler

4.4.1 Ölü zaman düzeltmesi

Genellikle bütün detektör sistemlerinde radyoaktif kaynaktan bozunan iki ayrı bozunumu



Şekil 4.5 Nötron Akı İzleme Sistemi Blok Şeması

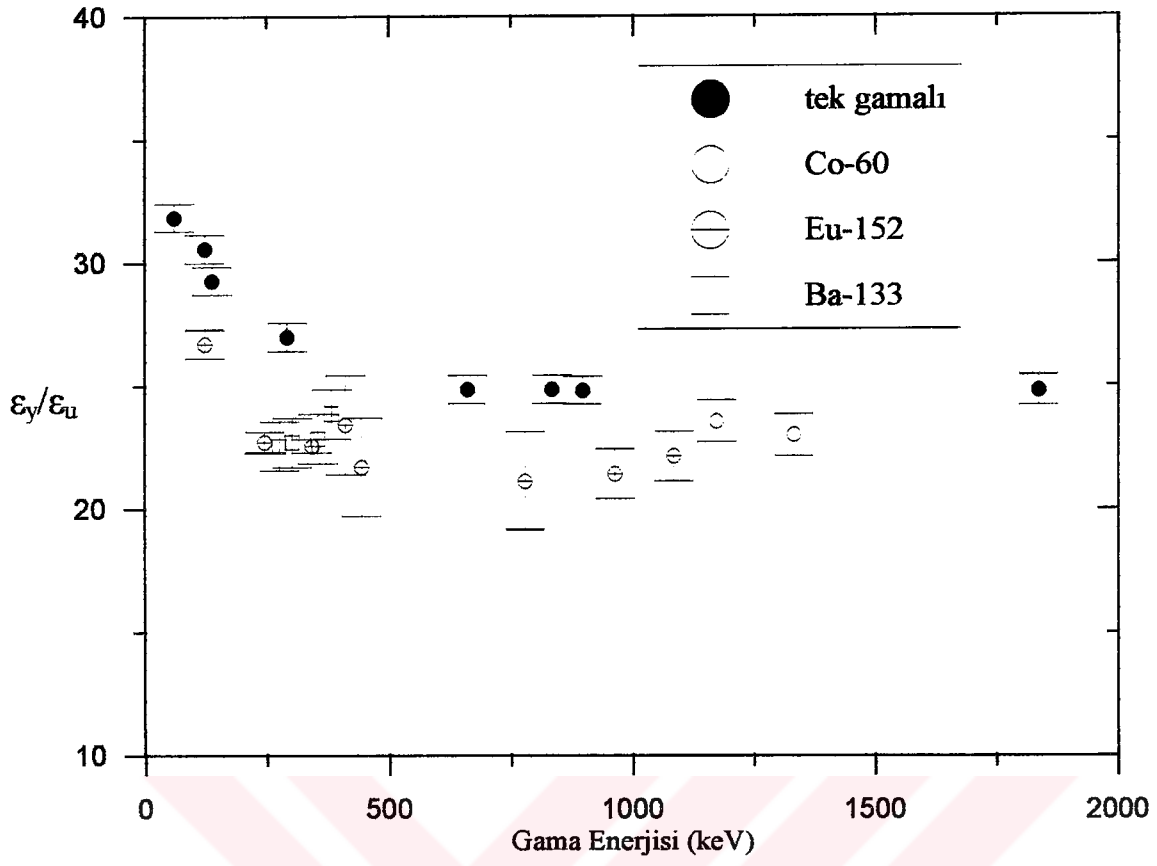
(olayı) iki ayrı sinyal olarak kaydetmek için ölçme sisteminin belli bir minimum zaman aralığına ihtiyacı vardır. Bazı durumlarda süreyi detektör kendi düzenler, bazı durumlarda ise yardımcı elektronik elemanlar belirlerler. Bu minimum ayırma zamanı sayım sisteminin ölü zamanı olarak bilinir. Özellikle yüksek sayım hızlarında bu ölü zamandan kaynaklanan sayım kayıpları önemsenecek miktardadır (Knoll, 1979). Dolayısıyla doğru sayım elde etmek için ölü zaman düzeltilmesi yapılmalıdır. Pratik olarak gerçek sayım süresinin (true time) detektörün aktif olarak sayım yaptığı süre (live time) ye oranı ölü zamanın bir ölçüsüdür. Bu değer TET altındaki alanla çarpılırsa düzeltilmiş TET, yani gerçek sayım değeri bulunmuş olur. Bu çalışmada her tepkileşim için bu düzeltme gerek bu yaklaşımla hesaplanmış, gerekse çok kanallı analizörde elektronik olarak verilen değerlerle doğrulanmıştır. Bu düzeltme deneyler sırasında çoğunlukla %1 - 3 arasında bulunmuştur.

4.4.2 Darbe yığılım (pile up) düzeltilmesi

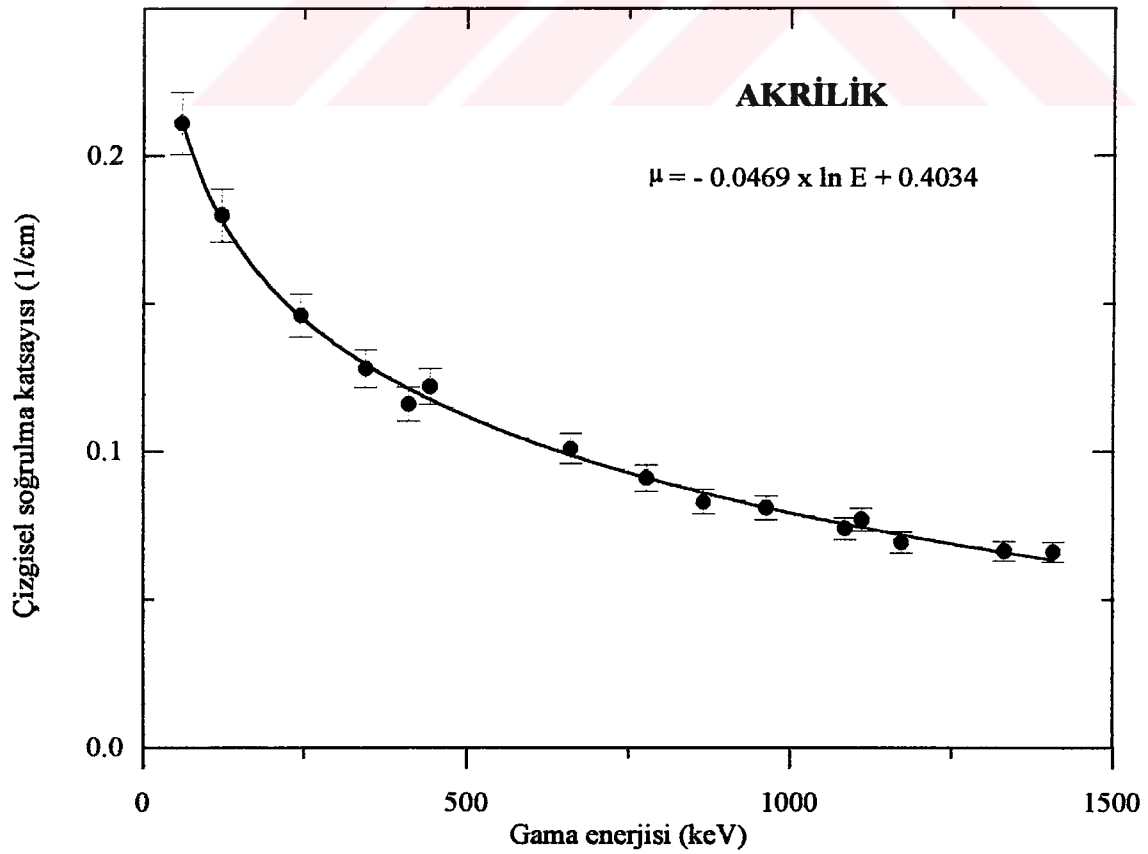
Sayım hızının yüksek olduğu durumlarda, detektöre eş zamanlı gelen elektriksel işaretler arasında bir girişim olabilir. Dolayısıyla amplifikatör çıkışında izlenen sinyallerin "gaussien" dağılımdan uzak deforme bir şekle sahip olduğu gözlenir. Buna pik (TET) darbe yığılımı denir. Bunu en aza indirmek sinyal genişliğini mümkün olduğunca küçültmekle mümkündür. Diğer bir darbe yığılım türü de kuyruk (tail) darbe yığılımıdır. Burada sinyalin şekillenme zamanı (shaping time) ($\sim 50\mu s$) sonunda temel seviyeye (base line) inmediği ve ucunda kuyruk şeklinde bir uzantının olduğu gözlenir. Bu problem sayım sırasında elektronik olarak kontrol edilen darbe yığılım düzelticisi devreler yardımıyla çözülmüştür.

4.4.3 Rastgele eş zamanlı (Coincidence summing) sayımlar düzeltilmesi

Bir radyonüklid tarafından iki ya da daha fazla gamanın kaskat olarak yayınlanması halinde ilk foton bütün enerjisini detektör kristali içerisinde harcarken, ikinciside sistemin ayırma zamanı içinde detektörle etkileşirse, detektörde oluşan darbe ilk olayla ikinci olaya



Şekil 4.6 Coincidence summing düzeltmesi



Şekil 4.7 Akrilikte gamaların soğrulması

ait darbelerin toplamı olur. Bu durumda her iki fotona ait tüm enerji tepelerinden sayım kaybedilmiş olur. Bu etki yakın detektör-örnek sayım geometrisinde artar (Debertin, 1988). Bu düzeltmeyi yapmak için kaynak Debertin ve Schötzig, 1979'de verilen yol izlenmiştir. Buna göre aynı sayım geometrisinde tek gamalı nokta kaynaklarla detektöre yakın (15mm) ve uzak (150mm) geometride sayımlar alınmış, her iki konumda hesaplanan detektör verimlerinin oranının gama enerjisiyle değişimi grafiği çizilmiştir (Şekil 4.6). Tek enerjide gama ışını yayınlayan kaynakların verim oranlarının ($\varepsilon_y / \varepsilon_u$) bir eğri üzerinde yer aldığı görülmektedir. Oysa "coincidence summing" etkisinden dolayı kaskat gama yayınlayan kaynakların verim oranları eğrinin dışında yer almaktadır. Düzeltmeyi yapmak için ilgilenilen enerjiye karşılık gelen verim oranının bu eğriden sapma miktarı belirlenmiştir. Örneğin, $^{65}\text{Cu}(n,\alpha)^{62\text{m,g}}\text{Co}$ bozunumunda 1163,5 keV ve 1173.5 keV gibi enerjisi birbirine çok yakın kaskat gama yayımı olduğu için bu düzeltme yapılmış ve değeri 1.06 olarak hesaplanmıştır.

4.4.4 Gama ışınları öz soğurma düzeltmesi

Tepkileşim kesiti hesaplanmak üzere ışınlanan ve daha sonra detektör önüne getirilerek sayılan örnekler, sayım sırasında detektör önünde bir radyoaktif kaynak görevi görürler. Ancak örneğin kalınlığı nedeniyle örnek içinde bozunan radyasyonun tümü detektöre ulaşamaz. Bozunan gama radyasyonu ise, fotonlar, fotoelektrik olay (τ) ve çift oluşumu (κ) nedeniyle soğrulabilir veya Compton saçılması (σ) ile detektöre ulaşırken yollarından sapabilirler. Bu kayıplar ve saçılmalar nedeniyle sayımlardan elde edilen enerji tepelerinin belirlenmesi güçleşebilir. Ayrıca hızlı nötron aktivasyonunda, nötron kaynağına çok yakın yerdeki ışınlama sonucu, örnek içinde homojen olmayan bir aktivite dağılımı söz konusu olabilir. Bütün bunların sayım değerine katkısını belirlemek için, özsoğurma düzeltmesi yapılmalıdır. Bir fotonun birim uzunlukta toplam kaybolma olasılığı, toplam çizgisel soğrulma (μ) olasılığı ile verilir. Bu olasılık, fotoelektrik olay (τ), Compton saçılması (σ) ve çift oluşumu (κ) olasılıklarının toplamını içerir.

$$\mu = \tau + \sigma + \kappa \quad (4.12)$$

Böylece özsoğrulma nedeniyle yapılması gereken düzeltme ;

$$\delta = \frac{(1 - e^{-\mu h})}{\mu h} \quad (4.13)$$

ifadesiyle hesaplanır. Burada μ ; çizgisel soğrulma katsayısı ve h ; ışınlanan ve sayılan örneğin kalınlığıdır.

4.4.5 Akrilik başlıkta gama ışını soğrulması düzeltmesi

Detektör alüminyum penceresinin önüne, ışınlanmış örnekten bozunan radyasyonun sayımı sırasında, yayınlanan beta taneciklerini durdurmak için 10 mm kalınlığında akrilik ($C_3H_8O_2$)’ten yapılmış bir başlık yerleştirildi. Bu malzemenin seçilmesinin nedeni, atom numarası küçük olması nedeniyle foton soğrulmasının minimum olması ve Bremsstrahlung radyasyonu oluşumunu azaltmasıdır. Bu fiziksel olaylar background (fon) radyasyonunu arttırdığı için engellenmelidir. Bu çalışmada akrilik malzemede gama ışınlarının soğrulması yani enerjiye bağlı çizgisel soğrulma katsayısının belirlenmesi için bir dizi deney yapılmıştır. Bu deneylerde HPGe detektör önüne 10 mm kalınlığında akrilikten yapılmış dikdörtgen kesitli bir blok yerleştirilmiş, blokun diğer tarafına çeşitli enerjide ve şiddetdeki standart gama kaynakları teker teker konarak belirli sürelerde sayımlar alınmıştır. Aynı deney akrilik blok yok iken tekrarlanmıştır. Radyasyonun x kalınlıklı madde içinden geçerken soğrulma miktarını veren

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (4.14)$$

ifadesinden faydalanarak her enerji (Çizelge 3.2’de verilen standart kaynaklardan yayınlanan gama enerjisi) için μ çizgisel soğrulma katsayısı deneysel olarak %5 belirsizlikle hesaplanmıştır. Böylece akrilik başlıkta gama radyasyonunda soğrulması dikkate alınarak sayımı yapılan her örnek için gerekli düzeltmeler yapılmıştır (Çizelge 4.5). Deneyde kullanılan standart gama kaynaklarının yeterince şiddetli olmamasından dolayı belirsizliklerin oldukça yüksek olmasına rağmen deneysel sonuçlar, literatürde Hubbell, (1969) tarafından verilen değerler ile uyum içinde bulunmuştur. Şekil 4.7’de deneysel olarak elde edilen μ çizgisel soğrulmasının gama ışını enerjisine bağlı değişimi görülmektedir.

Çizelge 4.5 Akrilikte soğrulma düzeltmesi

Örnek	Yayınlanan γ radyasyonunun enerjisi (keV)	Pik alanında yapılan düzeltme(%)
Cu	1173	7
F	197	14
B	2024	5
Al	834	8

4.4.6 Düşük enerjili ve saçılan nötronların tepkileşim hızına katkısından kaynaklanan düzeltme

^3H (d,n) ^4He tepkileşimi ile üretilen nötronların enerjilerinin belirlenmesi, özellikle nötron akı yoğunluğu tayininde standart tepkileşim kesitleri kullanılıyorsa önemli bir meseledir. Çünkü bu tepkileşim kesitlerinin 13-15 MeV enerji aralığında enerjiye bağımlılığı ihmal edilemez. Gelen nötronların akı yoğunluğu spektrumu, hedeften ve özellikle hedef soğutma suyundan saçılan nötronlardan dolayı tek enerjili değildir. Düşük enerjiye sahip bu saçılan nötronlar, düşük eşik enerjili tepkileşimlerde tepkileşim hızına ek bir katkıda bulunurlar. 14 MeV civarında tepkileşim kesitlerinin duyarlı bir şekilde tayin edilmesi için özellikle eşik enerjileri oldukça düşük olan (n,p) ve (n, α) tepkileşimleri için bu katkılar göz önüne alınmalı ve gerekli düzeltmeler yapılmalıdır. (Kawade vd., 1990)

$^{65}\text{Cu}(n,\alpha)^{62\text{m,g}}\text{Co}$ ve $^{19}\text{F}(n,p)^{19}\text{O}$ tepkileşimlerinin Q değerleri sırasıyla -0,191 MeV ve -3,526 MeV dur. Dolayısıyla düşük eşik enerjilerine sahip bu tepkileşimler için bu düzeltmenin yapılması gereklidir. Bu düzeltmenin yapılabilmesi için örnek ışınlama noktasındaki nötron akı spektrumu hassas olarak ölçülmelidir. Bu amaçla çalışmamızda TOF (time of flight) tekniği kullanılarak (Erduran vd., 1996) elde edilen nötron spektrumlarından yararlanılmıştır. Deneylerde elde edilen spektrumlardan saçılma ve döteron yığılma etkisinden oluşan düşük enerjili (d-D) nötronlara ait beklenen yapı

gözlenmesine rağmen, nötron uçuş yolunun (flight path) kısa olması gibi deneysel engellemelerden dolayı, enerjinin belirlenmesi ve dağılımında bazı kısıtlamalar meydana gelmiştir.

Bu yüzden belli değişik eşik enerjilere sahip aktivasyon tepkileşimleri kullanılarak, nötron enerji spektrumu elde edilmesine çalışılmıştır. (Reyhancan vd., '1996). Aktivasyon metodu ile nötron dedeksiyonu, nötron kapılması ile bir radyoizotop yaratılması ve bu radyoizotop tarafından salınan gama radyasyonunun sayılması esasına dayanır. Belli eşik enerjisine sahip (n,γ) , (n,p) , $(n,2n)$ v.b. tepkileşimleri oluşturmak için belli malzemeler nötronlarla aktif hale getirilmiş ve elde edilen ürün çekirdeklerden yayınlanan gama radyasyonu ölçülerek saturasyon aktivitesi belirlenmiştir.

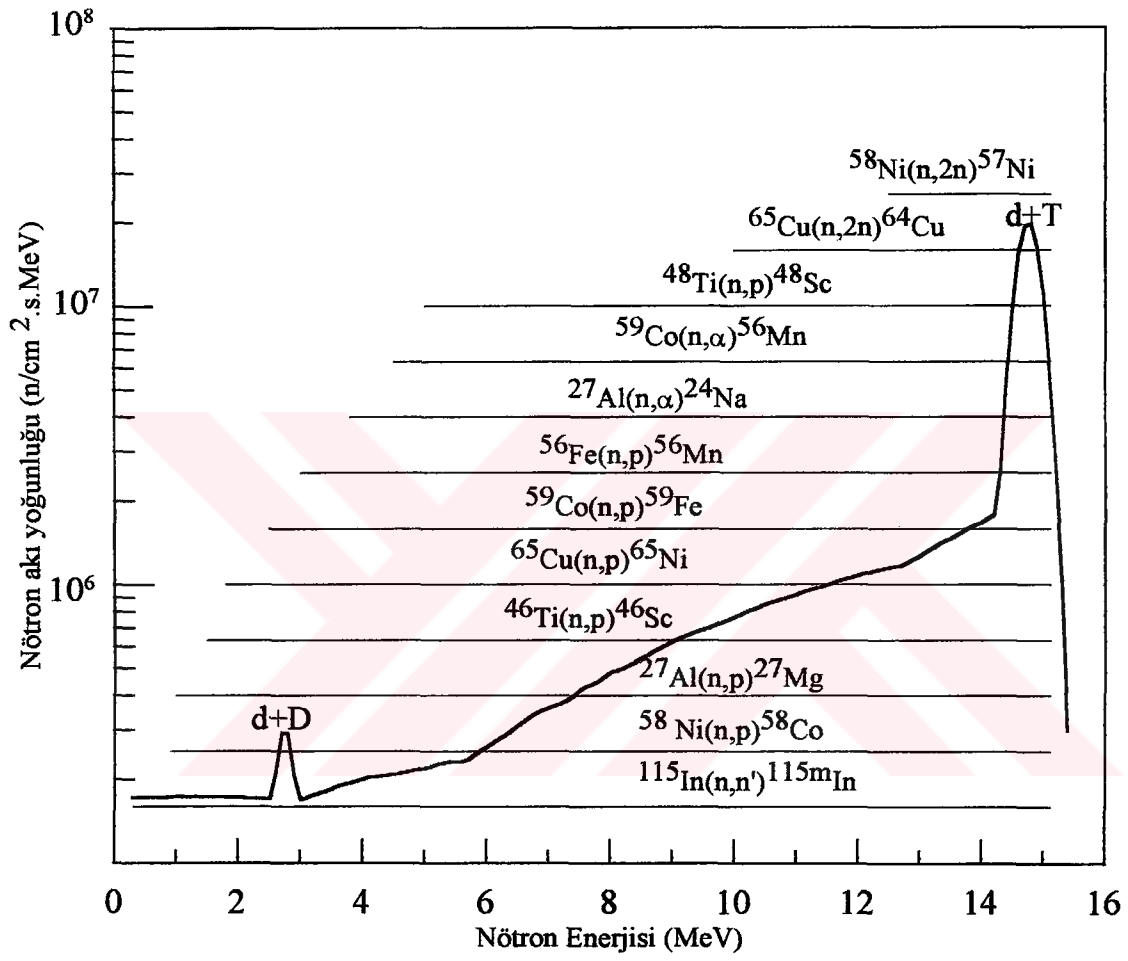
$$A = \sum_j \phi_j(E) \sigma_j(E) \quad j : 1, \dots, m \quad (4.15)$$

j : enerji aralıkları sayısı

bağıntısından yararlanarak belirlenen aktivite ve bilinen σ_j tepkileşim kesiti uyarım fonksiyonlarından elde edilecek açınım (unfoiling) tekniğiyle (SAND-II) $\phi_j(E)$ nötron spektrumu belirlenmiştir. Bu çalışmada TOF yöntemi ile elde edilen spektrum açınım kodu SAND-II için örnek giriş spektrumu olarak kullanılmıştır. Şekil 4.8'de 30° ışınlama pozisyonunda foil aktivasyon metodu ve TOF yöntemi yardımıyla elde edilen nötron spektrumu görülmektedir.

Spektrumun yüksek enerji bölgesindeki tepe $^3\text{H}(d,n)^4\text{He}$ tepkileşimi sonucu oluşan 14-15 MeV enerjili nötronları, düşük enerji bölgesinde ise TiT hedefte $^2\text{H}(d,n)^3\text{He}$ tepkileşimi sonucu oluşan ~2,5 MeV enerjili d-d build up nötronlarına ait enerji tepesi görülmektedir. 14 MeV'lik nötronlara ait enerji tepesinin sol tarafındaki yükseklik ise hedef düzeneğinden küçük açılarla saçılan nötronlar nedeniyledir.

Düşük enerjili (saçılmış) nötronların, toplam tepkileşim hızına katkısı;



Şekil 4.8 Nötron enerji - nötron akı yoğunluğu grafiği

$$F_C = \frac{\sum_{E_i=E_{th}}^{E_c} \Phi(E_i) \sigma(E_i)}{\sum_{E_i=E_{th}}^{E_c} \Phi(E_i) \sigma(E_i) + \Phi_x \sigma_x} \quad (4.16)$$

ifadesiyle verilir (Kawade vd., 1990). Bu ifadede Φ_i ve σ_i , E_i nötron enerjisindeki akı ve tepkileşim kesiti, Φ_x ve σ_x ise $E_x (\cong 14 \text{ MeV})$ nötron enerjisindeki akı ve tepkileşim kesitleridir. Bu katkıyı belirlemek için bir kesim (cut-off) enerjisine kadar olan enerjideki nötronların oluşturdukları tepkileşim hızının, toplam tepkileşim hızına oranı bulunmalıdır. Bu nedenle spektrumda (14 MeV) d-T pikini, düşük enerjili nötronların bulunduğu kısımdan ayıran E_c kesim enerjisinin belirlenmesi gerekir. Nötronların E_c , kesim enerjisi üzerinde hemen hemen tek enerjili ($E_x \cong 14 \text{ MeV}$) olduklarını varsayıyoruz. Bu çalışmada tepkileşim kesitleri $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$ tepkileşim kesitine göre belirlendiği için aynı oran; $F_C(n,p)$, bu standart tepkileşim için de bulunmalıdır. Bu katkı dolayısıyla yapılması gereken düzeltme,

$$f_s = \frac{\{1 - F_C(n, x)\}}{\{1 - F_C(n, p)\}} \quad (4.17)$$

düzeltilme faktörü ile ifade edilir. Düzeltilmiş tepkileşim kesiti ise

$$\sigma_d = \sigma \cdot f_s \quad (4.18)$$

ifadesiyle hesaplanır. Çizelge 4.6' da tepkileşimler için hesaplanan düzeltme faktörü (f_s) değerleri verilmiştir.

Çizelge 4.6

Tepkileşim	f_s
$^{65}\text{Cu}(n,\alpha)^{62\text{m}}\text{Co}$	1,311
$^{65}\text{Cu}(n,\alpha)^{62\text{g}}\text{Co}$	1,147
$^{19}\text{F}(n,p)^{19}\text{O}$	0,88

f_s için hata hesabı,

$$\sigma_{f_s}^2 = \sigma_{F_{c,A}}^2 \left[\frac{1 - F_c(n, x)}{[1 - F_c(n, p)]^2} \right]^2 + \sigma_{F_c(n, x)}^2 \left[\frac{1}{[1 - F_c(n, p)]^2} \right]^2 \quad (4.19)$$

ifadesiyle hesaplanır.

4.4.7 Işınlama süresince nötron akısındaki değişimlerin hesaba katılması

Işınlama sırasında bir ortalama nötron akısı belirlemek için T_I ışınlama süresi, nötron akısının değişmez sayılabileceği yeterince küçük (n tane) zaman aralıklarına bölünür.

$$\Delta t = \frac{T_I}{n} \quad (4.20)$$

Ortalama nötron akısı değeri 0 ile T_I zaman aralığında,

$$\langle \Phi \rangle = \frac{1}{T_I} \int_0^{T_I} \Phi(t) dt \quad (4.21)$$

olarak verilebilir. T_I ışınlama süresi, nötron akısının sabit sayılabileceği k tane Δt zaman aralıklarına bölünürse bu durumda akı ;

$$\langle \Phi \rangle = \frac{1}{T_I} \sum_{k=1}^n \Phi(k) \Delta t \quad (4.22)$$

ifadesine dönüşür. Diğer taraftan ışınlamanın herhangi bir t anındaki aktif çekirdek sayısı;

$$N(t) = \frac{n_0 \sigma \Phi}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) \quad n_0 = \frac{m N_A h}{A} \quad (4.23)$$

ise $k\Delta t$ aralığında oluşan tepkileşim ürünü aktif çekirdek sayısı;

$$N_k = \frac{n_0 \sigma \Phi(k)}{\lambda} (1 - e^{-\lambda \Delta t}) \quad (4.24)$$

ifadesi ile verilir. Işınlama bitiminde hala var olan aktif çekirdek sayısı;

$$N^* = \sum N_k^* = \frac{1}{\lambda} n_0 \sigma e^{-\lambda T_I} (1 - e^{-\lambda \Delta t}) \sum_{k=1}^n \Phi(k) e^{k\lambda \Delta t} \quad (4.25)$$

İle verilir. Işınlama bittikten T_b zaman sonra T_s sayım süresi boyunca ölçülen TET alanı;

$$P(E_\gamma) = f \Omega \varepsilon(E_n) \int_{T_I + T_b}^{T_I + T_b + T_s} \lambda N^*(t) dt \quad (4.26)$$

$$P(E_\gamma) = n_0 \sigma f \Omega \varepsilon \frac{1}{\lambda} (1 - e^{-\lambda \Delta t}) e^{-\lambda T_I} e^{-\lambda T_b} (1 - e^{-\lambda T_s}) \sum_{k=1}^n \Phi(k) e^{k\lambda \Delta t} \quad (4.27)$$

Işınlama sırasında nötron akısının sabit kaldığı durumda T_b ve T_s süreleri sonunda elde edilen toplam sayım Eşitlik 2.5 ile aşağıdaki gibi verilmiştir

$$P(E_\gamma) = \frac{n_0 \Phi \sigma f \Omega}{\lambda} (1 - e^{-\lambda T_I}) (e^{-\lambda T_b}) (1 - e^{-\lambda T_s})$$

M_k , nötron akı monitörü sayımlarının nötron akısına lineer bağımlılığı ($M_k = \text{sabit} \cdot \Phi_k$) göz önünde tutularak, (2.5), (4.22) ve (4.27) bağıntıları ile akı için bir düzeltme faktörü bulunur.

$$D = \frac{\Delta t}{T_I} \left(\frac{e^{\lambda T_I} - 1}{1 - e^{-\lambda \Delta t}} \right) \left[\frac{\sum_{k=1}^n M_k}{\sum_{k=1}^n M_k e^{k\lambda \Delta t}} \right] \quad (4.28)$$

Düzeltilme faktörünü kullanarak elde edilen ortalama nötron akısı ifadesi ise

$$\langle \Phi \rangle = \left[\frac{P(E_\gamma)}{\frac{N_A}{A} G h c f \Omega \varepsilon(E_\gamma) Z} \right] D \quad (4.29)$$

olacaktır. Nötron akı monitörleri ile elde edilen ortalama monitör sayımı,

$$M_0 = \frac{\sum_{k=k_1}^{k_2} m_k}{[(k_2 - k_1) + 1] \Delta t} \quad (4.30)$$

ifadesiyle verilir. (4.29) ve (4.30) ifadelerinin oranı ile elde edilen ve aşağıda verilen akı-monitör dönüşüm faktörü C_f , daha sonra tepkileşim kesiti hesaplanmak istenen örneğin, ışınlama sırasında oluşan akının monitör sayımı yardımıyla hassas olarak tayini için kullanılır.

$$C_f = \frac{\Phi}{M_o} \quad (4.31)$$

5. DENEY SONUÇLARI

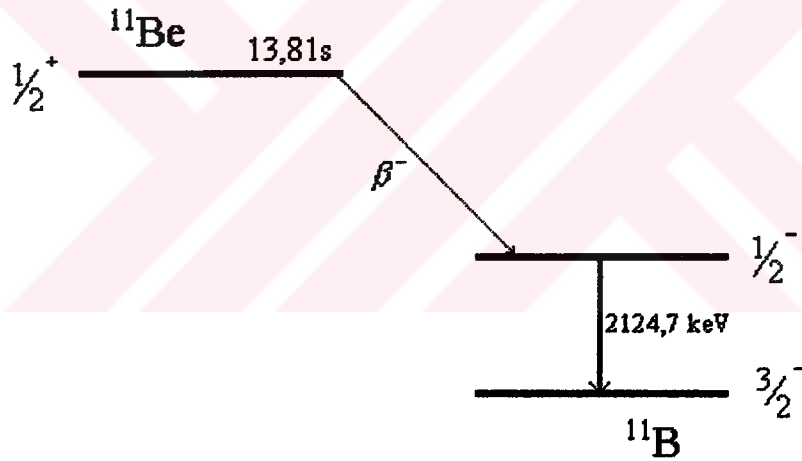
5.1 Boron Işınlanması

Boron içeren örneklerin ~ 14 MeV nötronlarla ışınlaması sonucu oluşan $^{11}\text{B}(n,p)^{11}\text{Be}$ tepkileşimine ait nükleer veri Çizelge 5.1’de, bozunum şeması ise Şekil 5.1’de gösterilmiştir.

Çizelge 5.1 $^{11}\text{B}(n,p)^{11}\text{Be}$ tepkileşimine ait nükleer veri *

$^{11}\text{B}(n,p)^{11}\text{Be}$	$T_{1/2}(\text{s})$	$h(\%)$	$E_\gamma(\text{keV})$	$f_\gamma(\%)$
	13,81	80,1	2124,49	35,5

*(Browne, E. ve Firestones, R.B., 1986)



Şekil 5.1 $^{11}\text{B}(n,p)^{11}\text{Be}$ tepkileşiminin bozunum şeması

Bu çalışmada kullanılan Boron içeren örneklerin hazırlanmasında toz halinde ve 0,999 saflıkta B_2O_3 (Suprapur - MERCK, B666669 737) malzemeden yararlanılmıştır. İki adet B_2O_3 örnek, Bölüm 4.1’de anlatıldığı gibi hazırlanmıştır. Örnek içinde B elementinin net ağırlığı hassas terazide ölçülerek $\pm 0,0001\text{gr}$ hata ile 0,3368 gr ve 0,3642 gr olarak belirlenmiştir.

Deneyler sırasında yeterli aktivite elde etmek için, örnek 45 s süre ile ışınlanmış, 1 s içinde detektör önüne getirilmiş ve 50 s süre ile gama sayımları gerçekleştirilmiştir. Bu süreçlerden oluşan döngü 40 kez tekrarlanmış ve istatistiksel olarak yeterli sayım elde edilmiştir. Döteron hüzmesinin geliş doğrultusuna göre 0, 30, 60, 90, 120 ve 130 derece açılar için aynı örneklerle deney tekrarlanmıştır. Böylece 6 farklı nötron enerjisinin her biri için tepkileşim kesiti tayini gerçekleştirilmiştir. Yeterince yüksek sayım hızlarına erişmek için B örnekler detektörün hemen önünde, Al örnekler ise ‘coincidence summing’ etkilerinden kurtulmak için detektörden 5 cm uzakta sayılmıştır. Tepkileşim ürünü ^{11}Be bozunumundan gelen gama ışınları ile elde edilen spektrumda, (Şekil 5.2) 2124,49 keV enerjili gama tüm enerji tepesi altındaki alan belirlenmiştir.

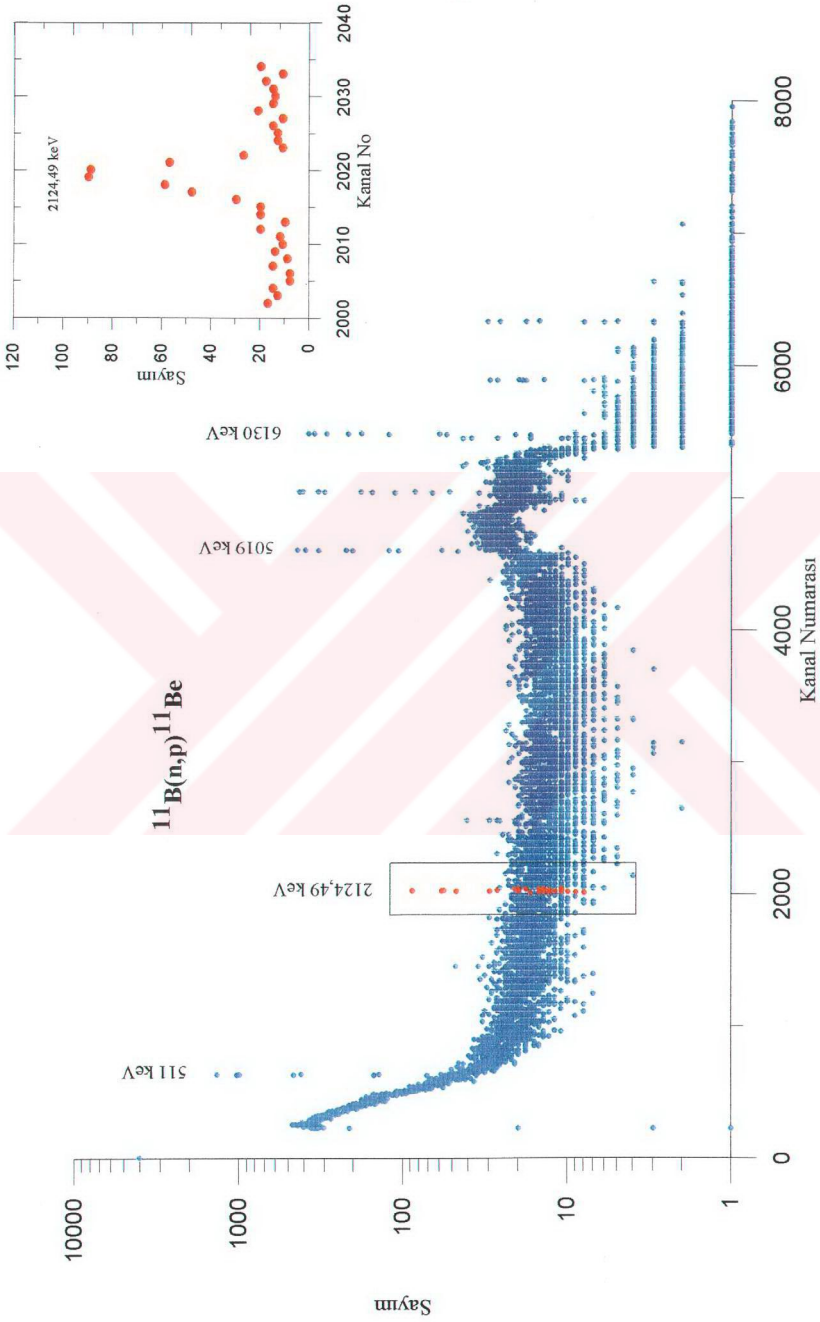
Bu verileri kullanarak Bölüm 2.2.2’ de anlatılan döngülü aktivasyon formülü ile gerekli düzeltmeler dikkate alınarak tepkileşim kesitleri hesaplanmıştır. Bu tepkileşim için ölü zaman (%1), gama ışınları öz soğurması (%2) ve akrilik başlıkta gamaların soğrulması (%5) düzeltmeleri yapılmıştır. Tepkileşim Q değeri, -10,24 MeV olduğu için bu tepkileşim için düşük enerjili ve saçılan nötronların katkısı ihmal edilmiştir. (Ikeda vd.,1988)

Deney sırasında nötron akısını belirlemek amacıyla, B_2O ışınlamadan hemen önce bir standart örnek Al_2O_3 , $t_i=300$ s, $t_b=1$ s ve $t_s=1200$ s zamanlamasıyla tek döngüde ışınlanmıştır. $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$ tepkileşimi sonucu oluşan ^{27}Mg çekirdeğinden bozunan 844 keV enerjili gamaların oluşturduğu aktiviteden, Eşitlik 4.29’dan yararlanarak ortalama nötron akısı, Eşitlik 4.31’den yararlanarak da akı-monitör dönüşüm faktörü hesaplanmıştır. Burada da ölü zaman, gama ışınları öz soğrulma ve akrilik başlıkta gama ışını soğrulması ve nötron akısındaki dalgalanmalardan kaynaklanan düzeltmeler dikkate alınmıştır.

$^{11}\text{B}(n,p)^{11}\text{Be}$ tepkileşimi için ölçülen tepkileşim kesitleri belirsizlikleri ile birlikte nötron enerjisine bağlı olarak aşağıda Çizelge 5.2’de verilmiştir.

Çizelge 5.2 Bu çalışmada ölçülen $^{11}\text{B}(\text{n,p})^{11}\text{Be}$ tepkileşim kesitleri

Nötron Enerjisi (MeV)	Tepkileşim Kesiti (mb)	Hata (mb)
14,86	5,29	$\pm 0,51$
14,72	5,60	$\pm 0,54$
14,46	7,54	$\pm 0,73$
14,10	7,04	$\pm 0,68$
13,68	6,16	$\pm 0,62$
13,60	7,03	$\pm 0,68$



Şekil 5.2 $^{11}\text{B}(n,p)^{11}\text{Be}$ tepkilesinin gama spektrumu

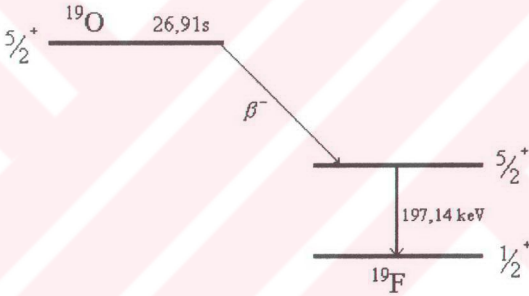
5.2 Teflon Işınlaması

Flor içeren teflon örneklerin ışınlaması sonucu oluşan $^{19}\text{F}(\text{n,p})^{19}\text{O}$ tepkileşimine ait nükleer veri Çizelge 5.3’de ve bu tepkileşime ait bozunum şeması Şekil 5.3’de gösterilmiştir.

Çizelge 5.3 $^{19}\text{F}(\text{n,p})^{19}\text{O}$ tepkileşimine ait nükleer veri *

$^{19}\text{F}(\text{n,p})^{19}\text{O}$	$T_{1/2}(\text{s})$	$h(\%)$	$E_\gamma(\text{keV})$	$f_\gamma(\%)$
	26,91	100	197,142	95,9

*(Browne, E. ve Firestones, R.B., 1986)



Şekil 5.3 $^{19}\text{F}(\text{n,p})^{19}\text{O}$ tepkileşiminin bozunum şeması

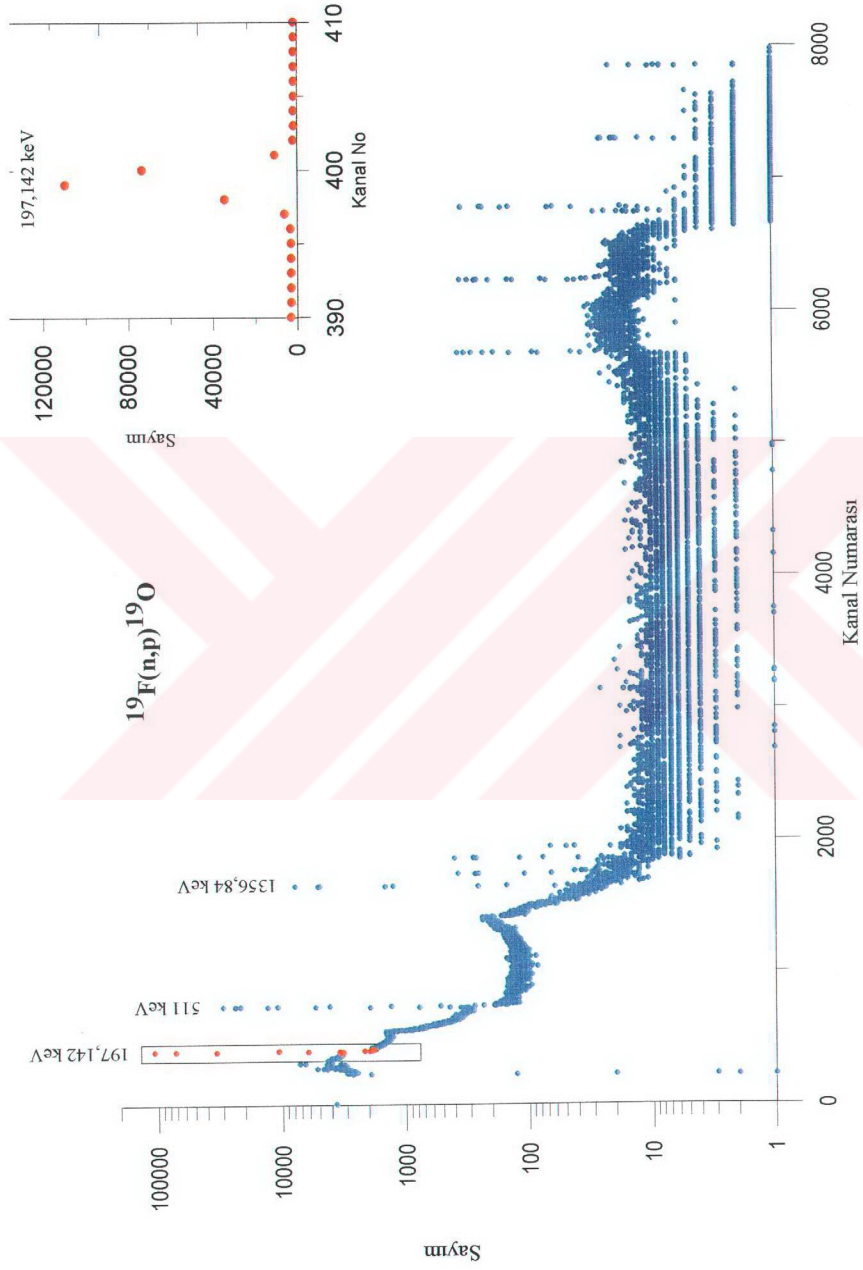
Flor örneklerinin hazırlanmasında saf teflondan faydalandıldı. Teflon (C_2F_5)_n (Dupont) polimer yapısına sahip olduğu için 1 gr teflonda 0,7598 gr flor bulunmaktadır. 16 mm çapında ve 9,5 mm yüksekliğinde silindirik kapsül şeklinde hazırlanan teflon içindeki florun net ağırlığı laboratuvarda hassas terazide $\pm 0,0001$ gr belirsizlikle 2,9586 gr olarak ölçülmüştür. Işınlama süresi $t_i=90$ s, bekleme süresi $t_b=1$ s ve sayım süresi $t_s=90$ s olmak üzere 20 döngü ile döngülü aktivasyon deneyi hızlı transfer sistemi ile gerçekleştirilmiş ve yeterli sayım elde edilmiştir. Şekil 5.4’de görüldüğü gibi ^{19}O bozunumuna ait gama spektrumunda 197,142 keV gama TET’si incelenerek değerlendirilmiştir. Döteron demetinin geliş doğrultusuna göre 0, 30, 60, 90, 120 ve 130 derece açılar için aynı örnekler

deney tekrarlanmıştır. Böylece 6 farklı nötron enerjisinin her biri için tepkileşim kesiti tayini Bor ile ilgili Bölüm 5.1’de anlatıldığı gibi gerçekleştirilmiştir. Tepkileşim kesiti hesaplanırken ölü zaman (%3), gama ışınları öz soğrulması (%7), akrilik başlıkta gama soğrulması (%14), düşük enerjili ve saçılan nötronların tepkileşim hızına katkısı düzeltmeleri (%12) dikkate alınmıştır.

Bu çalışmada hesaplanan tepkileşim kesiti değerleri Çizelge 5.4’de verilmiştir.

Çizelge 5.4 Bu çalışmada ölçülen $^{19}\text{F}(n,p)^{19}\text{O}$ tepkileşim kesitleri

Nötron Enerjisi (MeV)	Tepkileşim Kesiti (mb)	Hata (mb)
14,86	17,923	$\pm 0,59$
14,72	18,429	$\pm 0,60$
14,46	19,207	$\pm 0,63$
14,10	18,719	$\pm 0,62$
13,68	20,644	$\pm 0,68$
13,60	17,574	$\pm 0,57$



Şekil 5.4 $^{19}\text{F}(\text{n,p})^{19}\text{O}$ tepkileşiminin gama spektrumu

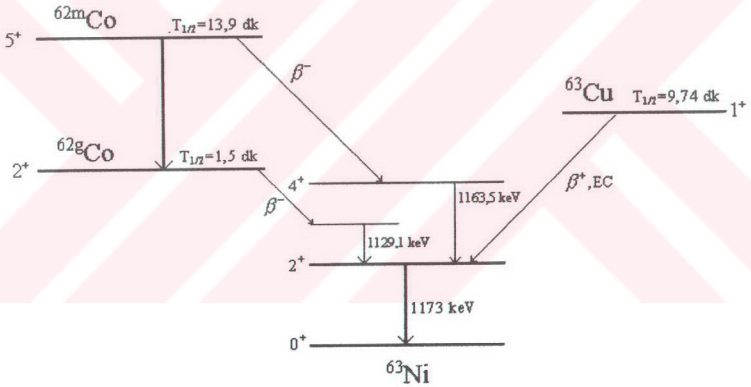
5.3 Bakır Işınlanması

Bakır örnek ışınlanması sonucu oluşan $^{65}\text{Cu}(n,\alpha)^{62\text{m}}\text{Co}$ ve $^{65}\text{Cu}(n,\alpha)^{62\text{g}}\text{Co}$ tepkileşimlerine ait nükleer veri Çizelge 5.5’de ve bu tepkileşime ait bozunum şeması Şekil 5.5’de gösterilmiştir.

Çizelge 5.5 $^{65}\text{Cu}(n,\alpha)^{62\text{m}}\text{Co}$ ve $^{65}\text{Cu}(n,\alpha)^{62\text{g}}\text{Co}$ tepkileşimlerine ait nükleer veri *

Tepkileşim	$T_{1/2}(\text{dak})$	$h(\%)$	$E_\gamma(\text{keV})$	$f_\gamma(\%)$
$^{65}\text{Cu}(n,\alpha)^{62\text{m}}\text{Co}$	13,91	30,83	1163	68,1
	13,91	30,83	1173	97,9
$^{65}\text{Cu}(n,\alpha)^{62\text{g}}\text{Co}$	1,5	30,83	1173	83,8

*(Browne, E. ve Firestones, R.B., 1986)



Şekil 5.5 $^{65}\text{Cu}(n,\alpha)^{62\text{m}}\text{Co}$ ve $^{65}\text{Cu}(n,\alpha)^{62\text{g}}\text{Co}$ tepkileşimlerinin bozunum şeması

Bakır örnekler %99,9 saflıkta metal bir Cu (Goodfellow, Cu000747) plakadan 13 mm çapında 1 mm kalınlığında diskler halinde kesilerek, Bölüm 4.1’de anlatıldığı gibi polietilen kapsüllere sığacak şekilde hazırlanmıştır. Hazırlanan Cu örneğin net ağırlığı $\pm 0,0001$ gr hassasiyetle 4,6886 gr olarak ölçülmüştür. Işınlama süresi $t_i=400$ s, olmak üzere tek döngü ile gerçekleştirilen deneyde iki ayrı bekleme-sayım zamanlaması yapılarak

gama spektrumları değerlendirilmiştir. Kısa sayım olarak isimlendirdiğimiz ilk zamanlamada $t_b=1$ s bekleme süresinin ardından $t_s=400$ s ile sayım yapılmıştır. Uzun sayım olarak isimlendirdiğimiz durumda ise yaklaşık 1000 s bekleme süresinden sonra örneğin ışınlama konumuna göre 3600 ile 7600 sayım sürelerinde sayımlar alınmıştır. Bu iki farklı periyotta sayım almanın nedeni izomerik ve temel durumdan gelen aynı enerjiye sahip gama ışınlarının oluşturduğu aktiviteyi ayırt edip her iki durum içinde tepkileşim kesitini hesaplamak içindir.

^{65}Cu çekirdeğinin (n,α) tepkileşimi sonucu oluşan ^{62m}gCo çekirdeğinin bozunum şemasından (Şekil 5.5) anlaşılabacağı gibi ^{62}Co bozunum periyodu, Bölüm 2.4 'de anlatılan izomer tepkileşim gibi basit bir mekanizmaya sahip değildir. ^{62}Co izomer seviyesi 13,9 dk'lık periyotla ^{62}Ni temel seviyesine bozunurken, aynı anda ^{62}Co temel seviyesinden (1,5 dk) ve ^{62}Cu (9,76 dk)'den de gama bozunumu mevcuttur. Gama spektrometresinde sayım sonucunda elde edilen 1173 keV gama TET'si altındaki sayım, bu üç bozunmadan meydana geldiği için, hangi bozunmadan ne oranda katkı olduğunun yorumu oldukça zordur. Bu nedenle ^{62g}Co tepkileşim kesiti doğrudan hesaplanamamıştır. Şekil 5.6'da $^{65}\text{Cu}(n,\alpha)^{62m}\text{gCo}$ tepkileşiminin gama spektrumu verilmiştir.

Bu çalışmada bu üç bozunmanın hangi oranda 1173 keV TET'nin oluşumuna katkıda bulunduğunu bulmak için özel bir yöntem geliştirilmiştir. Buna göre Cu örneklerin ışınlanmasının hemen ardından kısa sayım ve bir süre bekledikten sonra da uzun sayımlar alındı. Kısa ve uzun sayımlar arasındaki süre temel seviyeden gelen (1,5 dk) kısa ömürlü çekirdeklerin büyük bir kısmının bozunmasına yetecek kadar uzun fakat izomer seviye (13,9 dk) ve ^{62}Cu (9,76 dk) nin tamamem bozunmaması için yeterince kısa seçilmiştir. Daha sonra bozunum şemasından da görüleceği gibi ^{62m}Co 'nin tepkileşim kesiti 1163 keV gama bozunumundan yararlanarak hesaplanmıştır. Böylece izomer tepkileşim kesiti hesaplanmış, bu tepkileşim kesitinden faydalanarak uzun sayımdan elde edilen toplam 1173 keV gama TET'ne izomer katkısı hesaplanarak toplamdan çıkartılmıştır. Uzun sayım başladığında temel seviyeden gelen 1173 keV enerjili gamaların bozunması bitecek kadar süre geçtiğinden bu sayıma ait toplam TET alanından temel seviyeye ait gamalarda çıkartılınca sadece ^{62}Cu 'ün 1173 keV gamalarından oluşan TET alanı bulunmuştur. Buradan da $^{63}\text{Cu}(n,2n)^{62}\text{Cu}$ girişim tepkileşiminin, tepkileşim kesiti hesaplanmıştır. Bu tepkileşimin

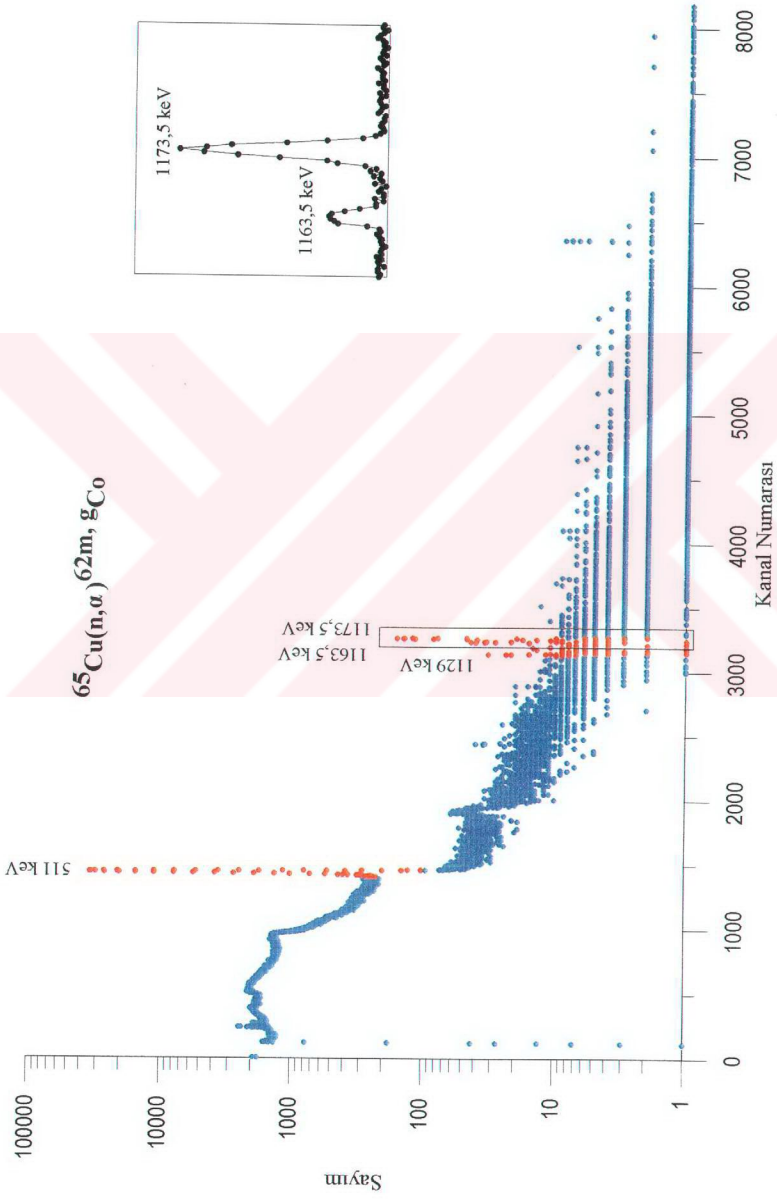
tepkileşim kesiti ile kısa sayım sonucu elde edilen 1173 keV gamalara ait TET (tüm enerji tepesi) alanı bulunmuştur. Daha önce belirlenen izomer tepkileşim kesitinden yararlanarak kısa sayım sırasında bu tepkileşimden gelen TET alanı da belirlenmiştir. Böylece kısa sayım toplam TET alanı değerinden bu sayımlar çıkarılınca temel seviye bozunumuna ait TET alanına ulaşılmıştır. ^{62}gCo temel seviyeye ait tepkileşim kesiti de Eşitlik 2.21'den hesaplanmıştır. Tepkileşim kesiti hesaplanırken ölü zaman (%1), 'coincidence summing' (%8), gama ışınları öz soğurulması (%13), akrilik başlıkta gama soğurulması (%7), düşük enerjili ve saçılan nötronların tepkileşim hızına katkısı düzeltmeleri (%14-31) dikkate alınmıştır. Çizelge 5.6 ve Çizelge 5.7'de hesaplanan tepkileşim kesitleri verilmiştir.

Çizelge 5.6 Bu çalışmada ölçülen $^{65}\text{Cu}(n,\alpha)^{62}\text{gCo}$ tepkileşim kesitleri

Nötron Enerjisi (MeV)	Tepkileşim Kesiti(mb)	Hata (mb)
14,86	8.08	$\pm 0,35$
14,72	4.23	$\pm 0,17$
14,46	6.02	$\pm 0,56$
14,10	5.77	$\pm 0,23$
13,68	8.04	$\pm 0,38$
13,60	9.79	$\pm 0,49$

Çizelge 5.7 Bu çalışmada ölçülen $^{65}\text{Cu}(n,\alpha)^{62m}\text{Co}$ tepkileşim kesitleri

Nötron Enerjisi (MeV)	Tepkileşim Kesiti (mb)	Hata (mb)
14,86	8,11	$\pm 0,46$
14,72	7,97	$\pm 0,38$
14,46	8.75	$\pm 0,40$
14,10	7,76	$\pm 0,32$
13,68	6,56	$\pm 0,42$
13,60	7,60	$\pm 0,52$



Şekil 5.6 $^{65}\text{Cu}(n,\alpha)^{62\text{m}}\text{gCo}$ tepkileşimlerinin gama spektrumu

5.4 Belirsizlikler

Tepkileşim kesiti hesabında ortaya çıkan belirsizlikler, nükleer datadan kaynaklanan belirsizlikler (Çizelge 5.8) ve sistematik (deneysel) belirsizlikler (Çizelge 5.9) olmak üzere iki grupta verilmiştir.

Çizelge 5.8 Nükleer datadan kaynaklanan belirsizlikler

Belirsizlik Kaynağı	Belirsizlik (%)		
	Cu	F	B
İzotopik bolluk (h)	0,02	-	0,2
Görelî γ şiddeti (f_γ)	0,14	0,3	0,21
Monitör tepkileşim kesiti (σ_{AI})	3	3	3
Yarı ömür ($T_{1/2}$)	0,08	0,08	0,05

Çizelge 5.9 Sistematik (deneysel) belirsizlikler

Belirsizlik Kaynağı	Belirsizlik (%)		
	Cu	F	B
Tüm enerji tepesi (TET) altındaki alan	6	0,35	10
Örnek ağırlığı	0,1		
Element konsantrasyonu	0,5		
Sayım katı açısı	1		
Gama dedektör verimi	2		
Nötron akısındaki dalgalanma	1		
Işınlama, bekleme ve sayım zamanları	0,1		
Düşük enerjili nötronların katkısı	7	3	-
Nötron enerjisi	1		
Rastgele ek sayımlar (coincidence summing)	3		
Öz soğrulma	0,2		
Ölü zaman	-		
Akrilikte soğrulma	5		

6. DENEY SONUÇLARININ İRDELENMESİ VE TARTIŞMA

$^{11}\text{B}(\text{n},\text{p})^{11}\text{Be}$ kısa yarı ömürlü ($T_{1/2}=13,81$) tepkileşimi için literatürde yer alan çalışmaları (Şekil 6.1’de verilmiştir) incelendiğinde yapılan çalışmaların 1962-1970 yılları arasında gerçekleştirildiği görülmektedir. Bu tepkileşim için literatürde son yıllarda yapılmış bir çalışmaya rastlanmamıştır. Deneylerin 14,7 MeV nötron enerjisi civarında ve tek enerjide gerçekleştirildiği görülmektedir. 14,7 MeV için bu tepkileşime ait tepkileşim kesitinin 3,3 mb ile 7,1 mb arasında çeşitli değerler aldığını görmekteyiz. Çeşitli laboratuvarların ölçtüğü tepkileşim kesitleri arasındaki farklılıklar çeşitli nedenlerden kaynaklanmaktadır. Kullanılan örnek tiplerinin değişik olması, standart tepkileşimlerin farklı olması ve detektör tiplerinin farklı olması bu nedenler arasındadır. Daha ayrıntılı gözden geçirilirse, hazırlanan örneklerin saf boron ve bakır tozu karışımı, asitborik formda ve toz halinde pellet olarak hazırlandığını görmekteyiz. Standart olarak seçilen tepkileşimler $^{27}\text{Al}(\text{n},\alpha)^{24}\text{Na}$, $^{28}\text{Si}(\text{n},\text{p})^{28}\text{Al}$, $^{63}\text{Cu}(\text{n},2\text{n})^{62}\text{Cu}$, $^{16}\text{O}(\text{n},\text{p})^{16}\text{N}$, $^{14}\text{N}(\text{n},2\text{n})^{13}\text{N}$, $^{19}\text{F}(\text{n},2\text{n})^{18}\text{F}$, $^{19}\text{F}(\text{n},\text{p})^{19}\text{O}$ ve $^{17}\text{Cl}(\text{n},2\text{n})^{16}\text{Cl}$ tepkileşimleridir. Kullanılan detektörler, genellikle NaI(Tl) kristal sintilasyon detektörü ve Ge(Li) detektörlerdir. Çalışmaların yapıldığı yıllarda en verimli detektörler olmasına rağmen günümüzde özellikle NaI detektörlerden daha iyi verimle çalışan ayırma gücü daha iyi detektörler (özellikle HPGe detektörler) vardır. Çalışmaların hemen hepsinde deney sonuçlarında yapılması gereken düzeltmeler hakkında ayrıntılı bir bilgi yoktur.

Tüm çalışmaların ortak yanı nötron aktivasyon tekniği olmasına rağmen nötron akısı ve enerjisinin belirlenmesi hakkında ayrıntılı bir bilgi yer almamaktadır. Literatürdeki çalışmalarda gözlenen tüm bu eksiklikler göz önüne alındığında, bu çalışmada 13,6-14,9 MeV enerji aralığında gerçekleştirilen $^{11}\text{B}(\text{n},\text{p})^{11}\text{Be}$ tepkileşim kesiti ölçümleri, referans olarak bu enerji aralığında tepkileşim kesiti çok iyi bilinen $^{27}\text{Al}(\text{n},\text{p})^{27}\text{Mg}$ tepkileşiminin seçilmesi, gama sayımlarında yüksek ayırma güçlü HPGe detektörlerin ve modern veri toplama sisteminin kullanılması, özellikle döngülü aktivasyon yöntemi kullanılarak sistematik hataların en aza indirilmesi ve diğer gerekli düzeltmelerin yapılarak sonuçların duyarlı bir şekilde hesaplanması elde edilen verilerin değerini arttırmaktadır.

Bu çalışmada ölçülen tepkileşim kesitleri, literatürde yer alan çalışmalardan alınan veriler ve ayrıca ENDF/B-VI ve JENDL-3 veri dosyalarından alınan değerlerle beraber Şekil 6.1’de verilmiştir.

$^{19}\text{F}(\text{n},\text{p})^{19}\text{O}$ tepkileşimi ($T_{1/2}=26,91\text{s}$) için literatürde yer alan çalışmalar, 1962-1991 yılları arasında (Şekil 6.2’de verilmiştir) gerçekleştirilmiştir. Örnek malzemesi olarak, CaF_2 , AlF_3 toz halinde bileşikler ve saflığı tam olarak bilinmeyen teflon şeritler kullanılmıştır. Standart tepkileşim olarak, $^{27}\text{Al}(\text{n},\text{p})^{27}\text{Mg}$, $^1\text{H}(\text{n},\text{el})^1\text{H}$, $^{63}\text{Cu}(\text{n},2\text{n})^{62}\text{Cu}$, $^3\text{H}(\text{d},\text{n})^4\text{He}$, $^{27}\text{Al}(\text{n},\alpha)^{24}\text{Na}$, $^{56}\text{Fe}(\text{n},\text{p})^{56}\text{Mn}$ ve $^{65}\text{Cu}(\text{n},2\text{n})^{64}\text{Cu}$ tepkileşimleri kullanılmıştır. Kullanılan detektörler $\text{NaI}(\text{Ti})$, plastik sintilatörlü proton geri tepme spektrometresi, GM ve $\text{Ge}(\text{Li})$ detektörlerdir. Gama spektroskopisinin yanı sıra beta spektroskopisi ile de değerlendirmeler yapılmıştır. Bu tepkileşim için literatür çalışmalarında incelenen diğer tepkileşimlere nazaran daha ayrıntılı düzeltmeler yapıldığını görmekteyiz. Ayrıca tepkileşim kesitleri farklı nötron enerjileri için de ölçülmüştür. Özellikle yakın geçmişte gerçekleştirilmiş olan, Kabayoshi vd., 1991’de ölçülen tepkileşim kesitleri bu çalışmada ölçülenlerle oldukça uyumludur. Deney düzeneği (özellikle 6 farklı nötron enerjisinin kullanılması), kullanılan monitör, nötron enerji ve akı tayininde izlenen yol ve deney sonuçlarında yapılan düzeltmeler, bu çalışmada yapılanlarla büyük benzerlik taşımaktadır. Özellikle hiçbir çalışmada dikkate alınmayan ve bu çalışmada titizlikle üzerinde durulan düşük enerjili nötronların katkısından dolayı yapılması gereken düzeltme Kabayoshi vd., 1991’de yer almaktadır.

Şekil 6.2’de bu tepkileşim için ölçülen tepkileşim kesitleri, literatürde yer alan çalışmalardan alınan veriler ve ayrıca ENDF/B-VI ve JENDL-3 veri dosyalarından alınan değerlerle beraber verilmiştir. Görüldüğü gibi $^{19}\text{F}(\text{n},\text{p})^{19}\text{O}$ tepkileşimi için literatürdeki yer alan çalışmaları incelediğimizde sonuçların birbirleriyle ve bu çalışma sonuçları ile hemen hemen uyumlu olduğunu görüyoruz. Bu çalışmada ölçülen tepkileşim kesitlerinin hata sınırlarının oldukça küçük olması dikkat çekicidir. Bu tepkileşimin incelenmesi kısa yarı ömürlü bir tepkileşim olduğu için sistemimizi test etmek açısından yararlı olmuş ve üretilen doğru ve duyarlı sonuçlarla literatürde son yıllarda ölçülen değerlerin doğruluğunu kanıtlamıştır.

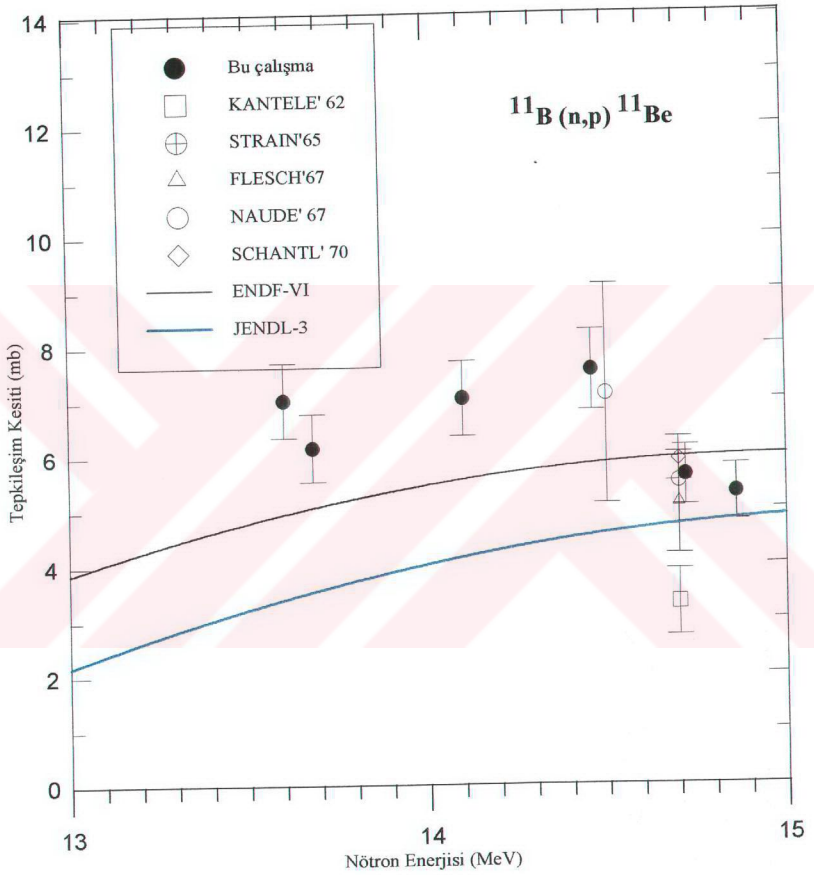
$^{65}\text{Cu}(n,\alpha)^{62\text{m}}\text{Co}$ ($T_{1/2}=13,9$ dak) tepkileşim kesiti ölçümü ile ilgili ilk çalışmalar 1960-1969 yılları arasında yapılmıştır. Bu yıllarda ölçülen tepkileşim kesiti değerleri (~ 20 mb) yakın zamanda ölçülen değerlerden (~ 7 mb) oldukça farklı ve hata sınırları oldukça büyüktür. Bu tepkileşimin bu çalışmada incelenmesinin bir nedeni de budur. Bu farklılıkların başlıca nedeni büyük olasılıkla değerlendirme sırasında $^{65}\text{Cu}(n,\alpha)^{62\text{g}}\text{Co}$ tepkileşiminden ($T_{1/2}=90$ s) gelen katkının dikkate alınmamasıdır. Çünkü, ısınlanan örneğin gama bozunumu sırasında oluşan 1173 keV enerjili TET ne bu iki tepkileşimden aynı anda katkı vardır. Bu katkıların hangi oranda olduğunun belirlenmesi oldukça güç bir iş olduğundan hesaplanan tepkileşim kesiti genellikle iki tepkileşimin yani izomer ve temel seviyenin toplamına ait olmaktadır.

Bunun yanı sıra kullanılan örnek, detektör ve standart tepkileşimlerin farklı olması ve deney sonuçlarında yapılması gerekli düzeltmelerin gözardı edilmesi de bu farklılıkların nedenlerindendir. Kullanılan örnekler genellikle Cu metal tozu karışımından hazırlanmıştır. Kullanılan detektörler NaI sintilatör, GeLi ve HPGe yarı iletken detektörlerdir. Standart tepkileşim olarak da $^1\text{H}(n,\text{el})^1\text{H}$, $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$ ve $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$ tepkileşimleri kullanılmıştır. Bazı çalışmalarda ölü zaman kayıpları, “coincidence summing” ve gama geçiş şiddetleri düzeltmeleri yapılmış ancak düşük enerjili nötronların katkısından kaynaklanan düzeltmeye yer verilmemiştir.

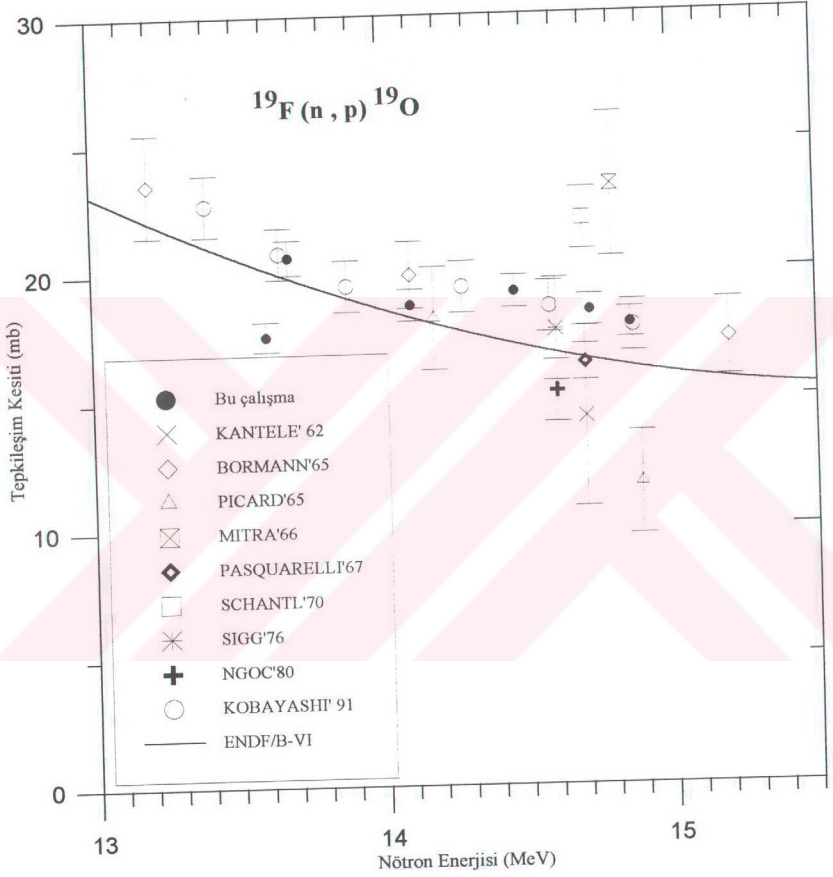
Cserpak vd., 1994’de, $^{65}\text{Cu}(n,\alpha)^{62\text{m}}\text{Co}$ tepkileşiminin tepkileşim kesiti direk ölçülmüş, $^{65}\text{Cu}(n,\alpha)^{62\text{g}}\text{Co}$ tepkileşiminin tepkileşim kesiti, toplam tepkileşim kesiti belirlenip izomer/temel seviye oranı hesaplanarak dolaylı olarak belirlenmiştir. Oysa bu çalışmada Bölüm 5.3’de anlatılan metodla doğrudan ölçülmüştür. Literatürde bu çalışmanın dışında $^{65}\text{Cu}(n,\alpha)^{62\text{g}}\text{Co}$ tepkileşim kesitini doğrudan ölçen başka bir çalışmaya rastlanmamaktadır.

Her iki tepkileşim için hesaplanan tepkileşim kesitleri, literatürde yer alan değerler ve ayrıca ENDF/B-VI ve JENDL-3 veri dosyalarından alınan değerlerle beraber Şekil 6.3 ve Şekil 6.4’de verilmiştir. Görüldüğü gibi, bu çalışmada belirlenen tepkileşim kesiti değerleri son yıllarda Molla vd., (1995) ve Cserpak vd., (1994) tarafından ölçülen değerleri doğrular niteliktedir. Ayrıca, bu çalışmada belirsizliklerin nispeten küçük olması elde edilen deneysel verilerin değerini arttırmaktadır.

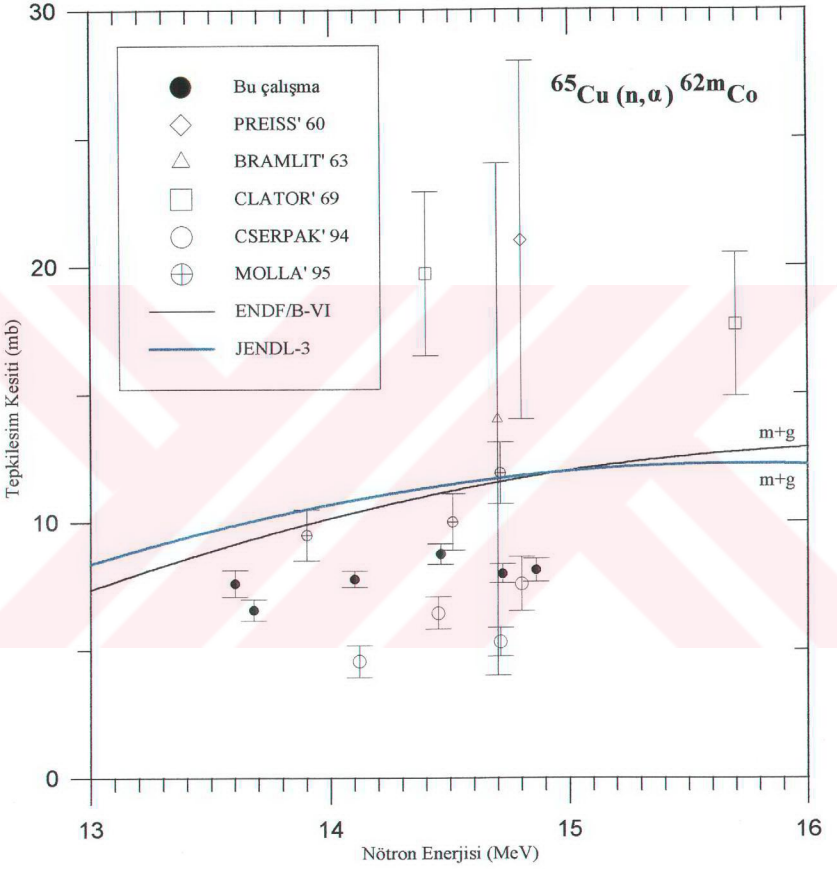
Nihayet, kısaca özetlemek gerekirse, bu çalışmada, özellikle geleceğin füzyon reaktörü yapı malzemeleri arasında bulunması çok olası olan boron, flor (teflon) ve bakır gibi elementlere ait bazı ölçümleri zor hızlı nötron tepkileşim kesitleri 13,6-14,9 MeV enerji aralığında duyarlı bir şekilde belirlenmiştir. Gerek deney düzeneğinin oluşturulmasında modern teknolojiden (HPGe – detektör, bilgisayar tabanlı veri toplama sistemi v.s) yararlanılması ve deneylerin titizlikle gerçekleştirilmesi, gerekse deney koşullarının iyi tanımlanarak “ham” veriler üzerinde gerekli düzeltmelerin yapılması ve hesaplamalarda literatürde verilen en son nükleer verilerin kullanılması ölçülen tepkileşim kesitlerinin doğru ve duyarlı belirlenmesini sağlamıştır. Dolayısıyla, bu çalışmanın, çoğunlukla çok eski yıllarda (1970 öncesi), o zamanki teknolojik olanaklarla (NaI detektörler - çok iyi bilinmeyen nükleer verilerin kullanılması, v.s) gerçekleştirilmiş olan deneylerle karşılaştırıldığında, farklı ve tartışmalı sonuçlara bir açıklık ve netlik getirecek nitelikte bir çalışma olduğu söylenebilir.



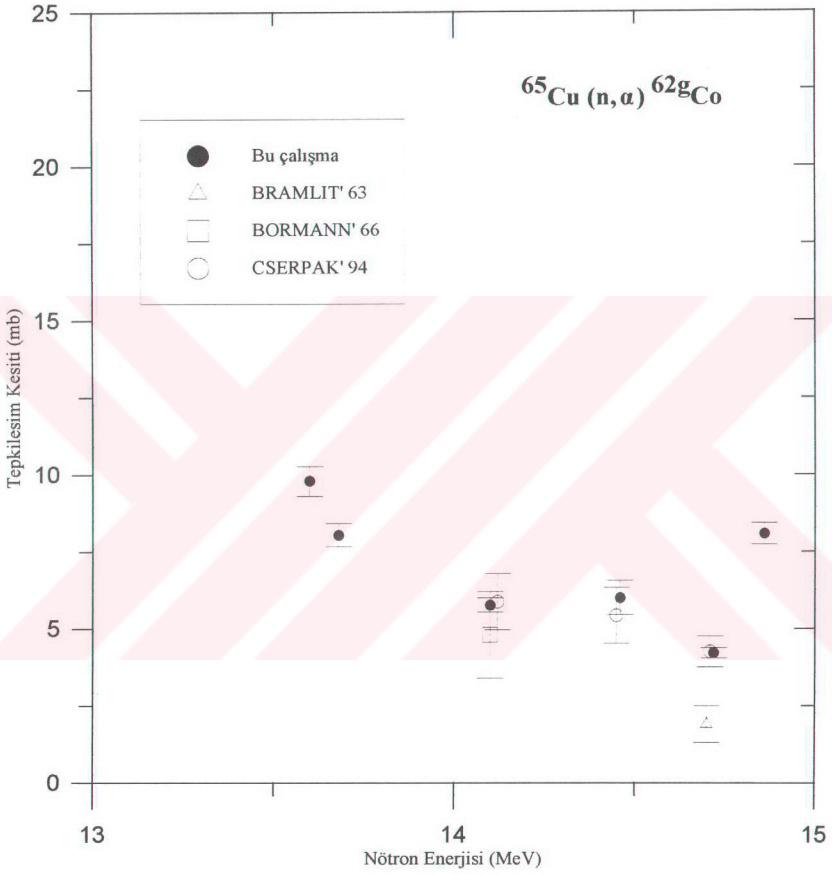
Şekil 6.1 $^{11}\text{B}(n,p)^{11}\text{Be}$ tepkileşim kesitleri



Şekil 6.2 $^{19}\text{F}(n,p)^{19}\text{O}$ tepkileşim kesitleri



Şekil 6.3 $^{65}\text{Cu}(n,\alpha)^{62m}\text{Co}$ tepkileşim kesitleri



Şekil 6.4 $^{65}\text{Cu}(n, \alpha) ^{62}\text{gCo}$ tepkileşim kesitleri

EK 1

SAYIM KATI AÇISI

Bu yaklaşımda herhangi bir noktada dairesel bir yüzeyi gören katı açının analitik ifadesi çıkarılıp, bu ifade kullanılarak silindirik şeklindeki cisimlerin katı açılarının sayısal integrasyon yöntemi ile veren ve fotonların cisim içinde soğrulmalarını da hesaba katan bir bilgisayar programı yazılmıştır. Buna göre dedektör merkezinden geçen eksene dik herhangi bir P noktasından R (dedektör yarıçapı) yarıçaplı bir daire, genellikle (a,b) yarı eksenli bir elips şeklinde görülür. P noktasından daireyi gören katı açı, aynı noktadan elipsi gören katı açı ile özdeşdir. Böylece herhangi bir elipsin merkezinden geçen ve elips düzlemine dik bir doğru üzerinde, h uzaklığında bulunan bir P noktasından bu elipsi gören katı açının çıkarılmasıyla problem çözülür. Şekil 1'de görüldüğü gibi elips, merkezi P noktasında bulunan R_k yarıçaplı bir küreye uzun ekseninin iki uç noktasından içten değmektedir. Analitik ifadesi elde edilmek istenen katı açı, P noktasından bakıldığında, elipsin küre yüzeyine düşen gölge alanı F 'nin bütün küre alanına oranıdır. Bu gölge alanı dF yüzey elemanının integrasyonu ile

$$\Omega_p = \frac{1}{4\pi R_k^2} \int_{elips} \left(\frac{R_k}{l} \right)^2 (\cos\varphi) df \quad (1.1)$$

ifadesiyle verilir. Bu ifadede yer alan l, φ, df büyüklükleri Şekil 1'de görülmektedir. Elips üzerinden alınan integral sonucu katı açı;

$$\Omega_p = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{1}{2} (\cos\theta_a + \cos\theta_b) \right] \quad (1.2)$$

ile ifade edilir. Bu eşitlikte yer alan θ_a ve θ_b açıları, daire yarıçapı R , P noktasının elips merkezinden geçen Z eksenine olan uzaklığı p ve F yüzey elemanına olan uzaklığı z cinsinden,

$$\theta_a = \arctan \left[\frac{(R^2 - p_0^2)}{(z^2 + (p - p_0)^2)} \right]^{1/2} \quad (1.3)$$

$$\theta_b = \frac{1}{4} \left[\pi - 2 \arctan \left[\frac{p^2 + z^2 - R^2}{2Rz} \right] \right] \quad (1.4)$$

ifadeleriyle verilir. Eşitlik 1.3'de yer alan p_0 uzaklığı (a,b) yarı eksenli elips merkezinin, R yarıçaplı daire üzerindeki izdüşümü ile daire merkezi arasındaki uzaklıktır ve aşağıdaki ifadeyle verilebilir.

$$p_0 = p - z \tan \left(\theta_b + \arctan \frac{p - R}{z} \right) \quad (1.5)$$

Örnek içindeki öz soğrulma düzeltmesi dikkate alınarak tüm hacim için bu ifadenin uygulanması ile katı açı değerleri hesaplanmıştır.(Ercan vd., 1990)

KAYNAKLAR

Anders, B., (1983), "Flukor and Zykla; Zwei Fortran Programme zur Korrektur der Zeitlichen Flußschwankungen bei Aktivierungsmessungen", GKSS 83/E/25

Beiser, A., (1995), Concepts of Modern Physics, Mc Graw-Hill, Inc, New York

Bormann, M., Fretwurst, E., Schehka, P., Wrege, G., Büttner, H., Lindner, A. ve Meldner, H., (1965) Nuclear Physics 63, 438-448

Bormann, M., Dreyer, F. ve Zielinski, U., (1966), EANDC(E)-66, 42

Bödy, Z. ve Csikai, J., (1987), "Data for 14 MeV Neutron Activation Analysis", Handbook of Nuclear Activation Data, Vol 273, Brookhaven National Data Laboratory, USA

Bramlitt, E.T. ve Fink, R.W., (1963), Physical Review 131, 2649.

Browne, E. ve Firestones, R.B., (1986), Table of Radioactive Isotopes, V.S. Shirley Ed., John Wiley and Sons Ltd., London

Canberra Inc., Analog to Digital Converter, Model 8075, Operator's Manual, Canberra Industries, USA

Canberra Inc., Single Channel Analyzer, Model 2035A, Instruction Manual, Canberra Industries, USA

Canberra Inc., Multi Channel Scanning, Model 8082, Operator's Manual, Canberra Industries, USA

Canberra Inc., Multi Channel Analyzer, Series 85 MCA, Operator's Manual, Canberra Industries, USA

Canberra Inc., Spectroscopy Preamplifier, Model 2001, Operator's Manual, Canberra Industries, USA

Canberra Inc., Spectroscopy Amplifier, Model 2020, Operator's Manual, Canberra Industries, USA

Canberra Inc., Coaxial Ge Detector System, GC2019, Instruction Manual, Canberra Industries, USA

Canberra Inc., High Voltage Power Supply, Model 3105, Operator's Manual, Canberra Industries, USA

Clator, T., (1969), DA/B,30, 2850

Cserpak, F., Sudar, S., Csikai, J. ve Qaim, S.M., (1994), Physical Review C 49, 1525-1533

Csikai, J.,(1987), Handbook of Fast Neutron Generators, Cilt 1, CRC Press, Inc., Florida

Csikai, J.,(1987), Handbook of Fast Neutron Generators, Cilt 2,CRC Press, Inc., Florida

Csikai, J., (1983) "Study of Excitation Functions Around 14 MeV Neutron Energy", Proc. Conf. Nuclear Data for Science and Technology, Dordrecht, HOLLAND

Çetiner, M.A., Demirel, H., Demirbaş, A., Yücel, H. ve Çelenk, İ., (1997), "Automation of Pneumatic System by Controlling a Microcomputer Equipped with a Custom Add on Board for Neutron Activation Analysis", "Applied Radiation Isotopes" 48(3):397-402

Debertin, K. ve Schötzg, U., (1979), "Coincidence Summing Corrections in Ge(Li)-Spectrometry at Low Source to Dedector Distances" ,Nuclear Instruments and Methods, (158) 471-477

Debertin, K. ve Helmer, R.G., (1988), Gama and X-Ray Spectrometry with Semiconductor Detectors, Elsevier Science Publishing Company. Inc., USA

ENDF/B-VI, Rose, P.F. ve Dunford, C.L.,(1990), Summary Documentation for the Evaluated Neutron Data File (ENDF/B), Version VI", Brookhaven National Data Laboratory, USA

Ercan, A., Erduran, N., Gültekin, E. Ve Bostan, M., (1990), "Gama Dedektör Veriminin Belirlenmesi ve Yakın Sayım Geometrisinde Büyük Hacimli Örneklerin Aktivitelerinin Ölçülmesi", ÇNAEM A.R-281

Erduran, M.N., Subaşı, M. ve Akkuş, B., (1996), "Measurement of $^3\text{H}(\text{d},\text{n})^4\text{He}$ Neutron Spectrum by Means of Time-of-Flight Technique for a Fast Neutron Generator", Application of Accelerator in Research and Industry Conference, Denton, Texas-USA

Erduran, M.N., (1997), Özel Görüşme, İstanbul Üniversitesi, Fizik Bölümü.

Filatenkov, A.A., Chuvaev, S.V., Jakovlev, V.A., Malyshevkov. ve A.V., Vasilyev, S.K., (1997) "Systematic Measurement of Cross Sections at Neutron Energies of 13,4-14,9 MeV", Conference Proceeding, Vol 59, "Nuclear Data for Science and Technology"

Flesch, F. ve Hille,P., (1967), OAW,176,45, AUSTRIA

Givens, W.W.,Mills, W.R. ve Caldwell, R.L., (1970), "Cyclic Aktivation Analysis", "Nuclear Instrument and Methods", 80:95-103

Ikeda, Y., Konno, C., Oishi, K., Nakamura, T., Miyade, H., Kawade, K., Yamamoto, H. ve Katoh, T., (1988), "Activation Cross Section Measurements for Fusion Reactor Structural Materials at Neutron Energy from 13.3 to 15.0 MeV Using FNS Facility", JAERI-1312, Japan Atomic Energy Research Institute.

Ila,P., Jagam, P. ve Muecke, G.K., (1979), "Cyclic Activation with Flux Corrections", Nuclear Instruments and Methods" 159:145-151

JENDL-3, Shibata, K., Nakagawa, T., Asami,T., Fukahori, T., Narita, T., Chiba, S., Mizumoto, M., Hasegawa, A., Kikuchi, Y., Nakajima, Y ve Igarasi, S., (1990), "Japanese Evaluated Nuclear Data Library, Version-3", JAERI 1319.

Naude, W.J. ve Peisach, M. (1967), Journal of Nuclear Energy, 21,893.

Kantele, J. ve Gardner, D.G., (1962), Nuclear Physics, 35,353.

Kawade, K., Yamamoto,H., Yamada,T., Katoh, T., Ilda, T. ve Takahashi,A., (1990) "Measurements of Formation Cross Sections of Short-lived Nuclei by 14 MeV Neutrons-Mg, Si, S, Cl, Cr, Zn, Ga, Y, In., JAERI-M 90-171, Japan Atomic Energy and Research Institute.

Knoll, G., (1979), Radiation Detection and Measurement, John Willey and Sons, New York.

Kobayashi, T., Kawade, K., Taniguchi, A., Ikuta, T., Yamamoto, H., Katoh, T., Ilda, T. and Takahashi, A., JAERI-M 91-032, Japan Atomic Energy and Research Institute

Lederer, C.M. and Shirley, V.S., (1978), Table of Isotopes, 7.baskı, John Wiley and Sons, New York

Lewis, V.V., ve Zieba, K.J., (1980), Nuclear Instruments and Methods, 174,141

Mitra, B. ve Ghose, A.M., (1966), Nuclear Physics, 83,157-165

Molla, N.I., Miah, R.U., Basunia, S., Hossain, S.M. ve Rahman, M.,(1995), INDC(JPN)-173/U, 9, 9503, International Nuclear Data Center.

Nakazawa, M., Iguchi,T. ve Eguchi, H., (1986), "Comments on D-T Neutron Energy Determination", JAERI-M 86-080, Japan Atomic Energy and Research Institute.

Nethaway, D.R., (1978), "The $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92m}\text{Nb}$ Cross Section", Journal of Inorganic Nuclear Chemistry", 40:1285

Ngoc, P.N., (1980), Doktora Tezi, (EXFOR 30562.002.8111)

Nuclear Enterprises Limited, High Voltage, NE 4660, Instruction Manual.

Özbir, Y., Gültekin, E., Erduran, N., Subaşı, M. ve Tarcan, G., (1998), "Bir Nötron Üretici İçin Döngülü Çalışan Hızlı Örnek Taşıma Sistemi Geliştirilmesi ve Yapımı", ÇNAEM T.R.-999

Pashchenko, A.B. ve Muir, D.W., (1993), "Nuclear Data for Neutron Multiplication in Fusion-Reactor First Wall and Blanket Materials", Text of Papers Presented at the

Advisory Group Meeting (19-21 November 1990) IAEA- International Nuclear Data Committee, INDC(NDS)-281, VIENNA

Pasquarelli, A., (1967), Nuclear Physics Section A, 93,218

Pavlik, A., Winkler, G., Vonach, H., Paulsen, A. ve Liskien, H., (1982), "Precise Measurement of Cross Sections for the $^{90}\text{Zr}(n,2n)^{89}\text{Zr}$ Reaction from Threshold to 20 MeV", "Journal of Physics G: Nuclear Physics, 8:1283-1299

Picard, J. ve Williamson, C.F., (1965), Nuclear Physics 63,673-684

Preiss, I.L., Fink, R.W. ve Gardner, D.G., (1960), P,A-ARK-60,6001

Reyhancan, A.İ., Erduran M.N. ve Subaşı M., (1996), "Foil Aktivasyon Yöntemi ile Sames T-400 Nötron Üreticinin ve TR-2 Reaktörünün Nötron Akı Spektrumunun Belirlenmesi", VII. Ulusal Nükleer Bilimler ve Teknoloji Kongresi, 3-6 Eylül 1996, İTÜ, Nükleer Enerji Enstitüsü, İSTANBUL

Schantl, T., (1970), (EXFOR 21846 831004), NNDC, Brookhaven National Laboratory, USA

Sigg, R.A., (1976), Dissertation Abstracts Section B, 37,2237, USA

Subaşı, M., (1988), "Absolute Neutron Yield Determination of An Accelerator Neutron Source By Using The Associated Particle Method", ÇNAEM, A.R-247

Subaşı, M., Erduran, N., Tarcan, G., Özbir, Y., Baykal, A., Gültekin, E. ve Ercan, A., (1988), "Alçak Enerjili Bir İyon Hızlandırıcısında Mutlak Nötron Akısının Aktivasyon Yöntemi ile Belirlenmesi", ÇNAEM A.R.-249

Subaşı, M., Bostan, M., Erduran, N., Durusoy, A. ve Gültekin, E., Tarcan, G. and Özbir, Y., (1996), "Measurement of $^{50}\text{Ti}(n,\alpha)^{47}\text{Ca}$ Reaction Cross Sections for 13,6 to 14,9 MeV Neutrons", Nuclear Science and Engineering, 122:423-427

Subaşı, M., Erduran, N.M., Bostan, M., Reyhancan, A.İ., Gültekin, E., Tarcan, G., Özbir, Y. ve Durusoy, A., (1998), "(n,α) Reaction Cross Section of ^{44}Ca , ^{45}Sc and ^{51}V Nuclei from 13,6 to 14,9 MeV", Nuclear Science and Engineering, 130:254-260

Strain, J.E. ve Ross, W.J., (1965), ORNL Reports-3672, USA

Tarcan, G., Gültekin, E., Özbir, Y., Baykal, A., Subaşı, M., Erduran, N., Atasoy, H. ve İpekçi, E., (1989) "Hızlı Nötron Işınlama Ünitesi Sames T-400 Tanıtımı ve Karakteristiklerinin Tayini" Çekmece Nükleer Araştırma ve Eğitim Merkezi (ÇNAEM) A.R.-262

Tuli, J.K., (1985), Nuclear Walley Cards, Brookhaven National Laboratory, USA

Tsoufanidis, N., (1983), Measurement and Detection of Radiation, McGraw-Hill Company, New York, USA

Viennot, M., Berrada, M., Paic, G. ve Joly, S., (1991), "Cross Section Measurements of (n,p) and (n,np+pn+d) Reactions for Some Titanium, Chromium, Iron, Cobalt, Nickel and Zinc Isotopes Around 14 MeV", "Nuclear Science and Engineering", 108:289-301

Ward, R.C., Gomes, I.C. ve Smith, D.L., (1994), "A Survey Selected Neutron Activation Reactions with Short Lived Products of Importance to Fusion Reactor Technology" INDC(USA)-106



ÖZGEÇMİŞ

Doğum Tarihi	19.06.1966	
Doğum yeri	Artvin	
İlkokul	1972-1977	Rize Atatürk İlkokulu
Ortaokul	1977-1980	Rize Zihni Derin Ortaokulu
Lise	1980-1983	Üsküdar Kız Lisesi
Lisans	1983-1988	Yıldız Üniversitesi Fen Edebiyat Fak. Fizik Bölümü
Yüksek Lisans	1988-1991	İstanbul Teknik Üniversitesi Nükleer Enerji Enstitüsü, Nükleer Teknoloji Anabilim Dalı
Doktora	1991-1999	Yıldız Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı
Çalıştığı kurum	1991- Devam ediyor	YTÜ Fen Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü Araştırma Görevlisi