

**^{71}Ga , ^{75}As , ^{115}In , ^{152}Sm , ^{158}Gd , ^{164}Dy , ^{170}Er , ^{179}Hf İZOTOPLARININ (n, γ)
TEPKİMELERİ İÇİN ETKİN REZONANS ENERJİLERİNİN ÇİFT
MONİTÖR YÖNTEMİ İLE BELİRLENMESİ**

Mustafa Güray BUDAK

**DOKTORA TEZİ
FİZİK**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**ARALIK 2008
ANKARA**

Mustafa Güray Budak tarafından hazırlanan “ ^{71}Ga , ^{75}As , ^{115}In , ^{152}Sm , ^{158}Gd , ^{164}Dy , ^{170}Er , ^{179}Hf İZOTOPLARININ (n, γ) TEPKİMELERİ İÇİN ETKİN REZONANS ENERJİLERİNİN ÇİFT MONİTÖR YÖNTEMİ İLE BELİRLENMESİ” adlı bu tezin Doktora tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.

Prof. Dr. Mustafa Tan

Tez Danışmanı Fizik

Doç. Dr. Haluk Yücel

Tez Danışmanı Fizik

Bu çalışma, jürimiz tarafından oy birliği ile Fizik Anabilim Dalında Doktora tezi olarak kabul edilmiştir.

Prof. Dr. Osman YILMAZ

Fizik, Ortadoęu Teknik Üniversitesi

Prof. Dr. Mustafa TAN

Fizik Eğitimi, Gazi Üniversitesi

Prof. Dr. Selma MOğOL

Fizik Eğitimi, Gazi Üniversitesi

Prof. Dr. Pervin ARIKAN

Fizik, Gazi Üniversitesi

Prof. Dr. A. Güneř TANIR

Fizik, Gazi Üniversitesi

Tarih: 16/12/2006

Bu tez ile G.. Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu Yüksek Lisans / Doktora derecesini onamıştır.

Prof. Dr. Nail ÜNSAL

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

TEZ BİLDİRİMİ

Tez içindeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, ayrıca tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu çalışmada bana ait olmayan her türlü ifade ve bilginin kaynağına eksiksiz atıf yapıldığını bildiririm.

Mustafa Güray Budak

**^{71}Ga , ^{75}As , ^{115}In , ^{152}Sm , ^{158}Gd , ^{164}Dy , ^{170}Er , ^{179}Hf İZOTOPLARININ (n, γ)
TEPKİMELERİ İÇİN ETKİN REZONANS ENERJİLERİNİN ÇİFT
MONİTÖR YÖNTEMİ İLE BELİRLENMESİ
(Doktora Tezi)**

Mustafa Güray BUDAK

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
Aralık 2008**

ÖZET

Bu tezde, epitermal nötron spektrumu bölgesinde gözlenen çok sayıdaki rezonans enerjisi yerine kullanılabilecek etkin bir rezonans enerjisinin deneysel olarak belirlenmesi amaçlanmıştır. Etkin rezonans enerjilerinin deneysel olarak belirlenmesinde, üstün rezonans özellikleri olan ^{55}Mn ve ^{98}Mo izotoplarının, çift monitör olarak kullanılması önerilmiştir. Önerilen çift monitör yöntemi ile $^{71}\text{Ga}(\text{n},\gamma)^{72}\text{Ga}$, $^{75}\text{As}(\text{n},\gamma)^{76}\text{As}$, $^{115}\text{In}(\text{n},\gamma)^{116\text{m}}\text{In}$, $^{152}\text{Sm}(\text{n},\gamma)^{153}\text{Sm}$, $^{158}\text{Gd}(\text{n},\gamma)^{159}\text{Gd}$, $^{164}\text{Dy}(\text{n},\gamma)^{165}\text{Dy}$, $^{170}\text{Er}(\text{n},\gamma)^{171}\text{Er}$ ve $^{179}\text{Hf}(\text{n},\gamma)^{180\text{m}}\text{Hf}$ tepkimelerinin etkin rezonans enerjileri deneysel olarak belirlenmiştir. Toz halindeki numuneler, ^{241}Am -Be nötron kaynağından (aktivitesi: 3x592 GBq) elde edilen izotropik nötron alanında ışınlanmıştır. Numuneler, termal nötronların etkisine karşı, 1 mm kalınlıklı Cd silindirik kılıf içinde ışınlanmıştır ve elde edilen aktiviteler, p tipi, eş eksenli ve bağıl verimi %120,8 olan bir HPGe dedektörde ölçülmüştür. Gama öz soğurulması (F_g), termal nötron öz soğurulması (G_{th}) ve epitermal nötron öz soğurulması (G_{epi}) için gerekli düzeltme faktörleri hesaba katılmıştır. Gerçek eş zamanlı çakışma toplama etkileri (true coincidence summing effect) nedeniyle olabilecek sayım kayıplarının elimine edilmesi veya en aza indirgenmesi için numuneler sayım sırasında, dedektörden 10 cm uzakta tutulmuştur. Deneysel verilerin değerlendirilmesinde, ölçümlerde Cd-oranı karşılaştırma yöntemi kullanılmıştır. İncelenen tepkimelerin $\bar{E}_r$ değerleri, sırasıyla $^{71}\text{Ga}(\text{n},\gamma)^{72}\text{Ga}$ için

174 ± 36 eV, $^{75}\text{As}(n,\gamma)^{76}\text{As}$ için 112 ± 23 eV, $^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116\text{m}}\text{In}$ için $1,58 \pm 0,33$ eV, $^{152}\text{Sm}(n,\gamma)^{153}\text{Sm}$ için $8,65 \pm 1,80$ eV, $^{158}\text{Gd}(n,\gamma)^{159}\text{Gd}$ için $49,6 \pm 10,4$ eV, $^{164}\text{Dy}(n,\gamma)^{165}\text{Dy}$ için 225 ± 47 eV, $^{170}\text{Er}(n,\gamma)^{171}\text{Er}$ için 129 ± 27 eV ve $^{179}\text{Hf}(n,\gamma)^{180\text{m}}\text{Hf}$ için $17,0 \pm 3,5$ eV olarak belirlenmiştir. İncelenen izotoplar için literatürde deneysel olarak belirlenen $\bar{E}_r$ değerleri olmadığından ölçülen değerler, güncel rezonans verileri kullanılarak kuramsal yaklaşımlarla hesaplanan $\bar{E}_r$ değerleri ve daha önce hesaplanmış kuramsal değerler ile karşılaştırılmıştır. Çalışma sonucunda, incelenen izotoplar için ölçülen $\bar{E}_r$ ile teorik hesaplamayla elde edilen $\bar{E}_r$ değerleri, %0,6 ile %15 arasında uyushmaktadır. Ancak, $^{164}\text{Dy}(n,\gamma)^{165}\text{Dy}$ için ölçülen değer, eski literatür teorik değerlerinden, %0,4 ile %35 arasında değişen oranda farklıdır. $1/E^{1+\alpha}$ gerçek epitermal spektrumlarında, $\bar{E}_r$ değerleri elde edilecek diğer analitik nicelikleri önemli derecede etkilediğinden, standartlaştırma çalışmalarının güvenilirliğinin artırılması için diğer izotopların $\bar{E}_r$ değerleri için de deneysel ölçümlerin yapılması gerekmektedir.

Bilim Kodu : 404.04.01
Anahtar Kelimeler : Etkin rezonans enerjisi, Spektrum biçim faktörü, Nötron, Tesir kesiti, Rezonans integrali, Öz-soğurma, In, Sm, Gd, Dy, Er, Hf
Sayfa Adedi : 160
Tez Yöneticisi : Doç. Dr. Haluk YÜCEL

**EXPERIMENTAL DETERMINATION OF EFFECTIVE RESONANCE
ENERGIES FOR THE (n, γ) REACTIONS OF ^{71}Ga , ^{75}As , ^{115}In , ^{152}Sm , ^{158}Gd ,
 ^{164}Dy , ^{170}Er , ^{179}Hf BY DUAL MONITOR METHOD
(PhD. Thesis)**

Mustafa Güray BUDAK

**GAZİ UNIVERSITY
INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY**

December 2008

ABSTRACT

In this thesis, the main aim is to determine experimentally an average (effective) resonance energy replacing by all resonances lying in epithermal neutron spectra. To do this, a dual monitor (^{55}Mn - ^{98}Mo) having favorable resonance properties is suggested. The effective resonance energy ($\bar{E}_r$) values for the $^{71}\text{Ga}(\text{n},\gamma)^{72}\text{Ga}$, $^{75}\text{As}(\text{n},\gamma)^{76}\text{As}$, $^{115}\text{In}(\text{n},\gamma)^{116\text{m}}\text{In}$, $^{152}\text{Sm}(\text{n},\gamma)^{153}\text{Sm}$, $^{158}\text{Gd}(\text{n},\gamma)^{159}\text{Gd}$, $^{164}\text{Dy}(\text{n},\gamma)^{165}\text{Dy}$, $^{170}\text{Er}(\text{n},\gamma)^{171}\text{Er}$ and $^{179}\text{Hf}(\text{n},\gamma)^{180\text{m}}\text{Hf}$ reactions were measured by using Cadmium ratios from a dual monitor (^{55}Mn - ^{98}Mo). The powder samples were irradiated in an isotropic neutron field obtained from ^{241}Am -Be neutron sources having an activity of 3x592 GBq. Thermal neutrons were shielded by using 1 mm thick Cd cylindrical box. Thus the induced activities in the samples were measured with a coaxial p-type HPGe detector with a relative efficiency of 120,8%. The necessary correction factors for gamma self-attenuation (F_g), thermal neutron self-shielding (G_{th}) and resonance neutron self-shielding (G_{epi}) effects were taken into account. To minimize the true coincidence summing (TCS) events due to possible X and γ ray summing effects, the very small samples were measured at a sample-detector distance of 10 cm. Also the Cd-ratios were determined by using the comparator technique, thus cancelling out the same magnitudes of TCS correction factors. The experimentally determined $\bar{E}_r$ -values were 174 ± 36 eV for $^{71}\text{Ga}(\text{n},\gamma)^{72}\text{Ga}$, 112 ± 23 eV for $^{75}\text{As}(\text{n},\gamma)^{76}\text{As}$, $1,58\pm0,33$ eV for $^{115}\text{In}(\text{n},\gamma)^{116\text{m}}\text{In}$, $8,65\pm1,80$ eV for $^{152}\text{Sm}(\text{n},\gamma)^{153}\text{Sm}$, $49,6\pm10,4$ eV

for $^{158}\text{Gd}(n,\gamma)^{159}\text{Gd}$, 225 ± 47 eV for $^{164}\text{Dy}(n,\gamma)^{165}\text{Dy}$, 129 ± 27 eV for $^{170}\text{Er}(n,\gamma)^{171}\text{Er}$ and $17,0\pm 3,5$ for $^{179}\text{Hf}(n,\gamma)^{180\text{m}}\text{Hf}$ reactions, respectively. Since the experimentally determined $\bar{E}_r$ -values for the ^{115}In , ^{152}Sm , ^{158}Gd , ^{164}Dy , ^{170}Er and ^{179}Hf isotopes are not available in literature, the present experimental results are compared only with those of the newest and earlier theoretically calculated ones. The present experimental results for the $\bar{E}_r$ -values were also theoretically calculated by using the newest resonance data. The results show that the present experimental $\bar{E}_r$ -values for the investigated isotopes agree within 0,6-15% with those of the theoretically calculated ones, except for $^{164}\text{Dy}(n,\gamma)^{165}\text{Dy}$. It is found that the experimental $\bar{E}_r$ -value ^{164}Dy isotope shows a discrepancy varying between 0,4% and 35% from the calculated ones obtained by older and recent resonance data. In literature survey, a wide variation of the available $\bar{E}_r$ -values implies the need for the new experimental determinations of $\bar{E}_r$ -values for other isotopes to obtain more reliable and accurate analytical results. Because the $\bar{E}_r$ -values, especially used in k_0 standardization method can affect significantly other analytical results obtained from a $1/E^{1+\alpha}$ distribution epithermal neutron spectra existing in real neutron fields.

Science Code : 404.04.01

Key Words : Effective resonance energy, Spectrum shape factor, Neutron, Cross section, Resonance integral, Self-shielding, In, Sm, Gd, Dy, Er, Hf

Page Number: 160

Adviser : Assoc. Prof. Dr. Haluk YÜCEL

TEŞEKKÜR

Bu çalışmanın gerçekleşmesinde maddi, manevi katkılarını esirgemeyen, bilimsel görüşleri ile yol gösteren ve lisans üstü öğrenimim başladığımdan bu yana kendisi ile birlikte çalışma şansını sunan değerli Hocam Sayın Prof. Dr. Mustafa Tan'a teşekkür ederim.

Bu çalışma Türkiye Atom Enerjisi Kurumu, Ankara Nükleer Araştırma ve Eğitim Merkezi'nin (TAEK-ANAEM) deneysel olanakları kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Tez çalışması için bilimsel araştırma problemini belirleyen, verilerin elde edilmesi ve değerlendirilmesi sırasında ilgi ve desteğini esirgemeyen; tezin yazılması aşamasında değerli vaktini ve titiz değerlendirmelerini paylaşan; bilimsel ilgi ve heyecanını örnek alabilmeyi dilediğim değerli Hocam, TAEK-ANAEM eski müdürü Sayın Doç. Dr. Haluk Yücel'e teşekkür ederim.

Deneylere başladığım günden bu yana, günün hangi saatinde olursa olsun danışma imkanını sunan ve değerli vaktini ve bilgisini benimle paylaşan Sayın Yrd. Doç. Dr. Mustafa Karadağ'a ve her türlü akademik süreçte motivasyon kaynağım olan Gazi Eğitim Fakültesi Fizik Eğitimi Anabilim Dalı'nın diğer değerli öğretim elemanlarına teşekkür ederim.

Yine bilimsel görüş ve değerlendirmeleri ile değerli katkılar sunan Hocalarım Sayın Prof. Dr. Selma Moğol ve Sayın Prof. Dr. Pervin Arıkan'a teşekkür ederim.

Ayrıca, tez çalışması sürecinde özveri ile destek olan aileme teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET.....	iv
ABSTRACT.....	vi
TEŞEKKÜR.....	viii
İÇİNDEKİLER.....	ix
ÇİZELGELERİN LİSTESİ.....	xii
ŞEKİLLERİN LİSTESİ.....	xv
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	xvii
1. GİRİŞ.....	1
2. KURAMSAL TEMELLER	7
2.1. Nötron Üretim Mekanizmaları	7
2.2. Termal Nötron Spektrumu.....	10
2.3. Epitermal Nötron Spektrumu	14
2.3.1. İdeal epitermal nötron spektrumu	14
2.3.2. Gerçek epitermal spektrumlar ve α -biçim parametresi....	16
2.4. Nötronların Yavaşlatılması	19
2.5. Kadmiyum Kesme Enerjisi	25
2.6. Termal Nötron Tesir Kesiti ve Westcott Faktörü	30
2.7. Epitermal Bölgede Tesir Kesiti Davranışı ve Rezonans İntegral Tesir Kesiti	36
2.7.1. Bileşik çekirdek durumunun özellikleri	36
2.7.2. Breit-Wigner formülü	37
2.7.3. Rezonans integral tesir kesiti	42

	Sayfa
2.8. Rezonans İntegrali/Termal Tesir Kesiti Oranı	45
2.9. Etkin Rezonans Enerjisi	46
2.10. Kadmiyum Termal Nötron Kesme Faktörü (F_{Cd}).....	51
2.11. Nötron Aktivasyonu	55
2.12. Nötron Öz Soğurma Etkisi.....	59
2.12.1. İzotropik nötron alanında termal nötron öz-soğurma etkisi.....	62
2.12.2. İzotropik nötron alanında epitermal nötron öz-soğurma etkisi.....	68
2.13. Termal/Epitermal Akı Oranı	72
3. DENEYSEL.....	76
3.1. Numune Hazırlama İşlemi.....	76
3.2. Nötron Işınlama Sistemi.....	79
3.3. HPGe Dedektörlü Gama Dedeksiyon Sistemi	80
3.4. Nötron Işınlaması ve Gama Spektrumlarının Elde Edilmesi	84
3.5. Pik Alanı Hesaplama Yöntemi.....	86
3.5.1. Fotopik alanındaki belirsizlik hesabı.....	89
3.5.2. Net fotopik sayımlarında gama ışını öz soğurma düzeltmesi	91
4. DENEYSEL VERİ ANALİZİ.....	93
4.1. Özgül Aktivitenin Belirlenmesi.....	93
4.2. Termal Nötron Tesir Kesitinin Belirlenmesi.....	96
4.3. Rezonans İntegralinin Belirlenmesi.....	98
4.4. Epitermal Nötron Spektrumu Biçim Parametresinin Belirlenmesi.....	108

	Sayfa
4.5. Etkin Rezonans Enerjisinin Belirlenmesi.....	115
4.5.1. Etkin rezonans enerjisi için kuramsal yaklaşımların uygulanması.....	115
4.5.2. Etkin rezonans enerjisinin deneysel yöntem ile ölçülmesi.....	117
5. SONUÇ VE ÖNERİLER.....	123
KAYNAKLAR.....	128
EK 1. İncelenen İzotopların (n,γ) Tesir Kesiti Grafikleri.....	160
EK 2. İncelenen izotopların baskın rezonanslarına ait nükleer parametreler.....	164
ÖZGEÇMİŞ.....	168

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 2.1. $^{241}\text{Am}(\alpha, n)\text{Be}$ izotopik nötron kaynağının enerjiye bağlı nötron çıkış şiddeti.....	10
Çizelge 2.2. Nötron moderasyonunda kullanılan bazı malzemeler için yavaşlatma gücü ve yavaşlatma oranı değerleri	23
Çizelge 2.3. Farklı numuneler için yavaşlatma yöntemi ile elde edilen karakteristik veriler	24
Çizelge 2.4. Kadmiyumun kararlı izotopları, izotopik bollukları ve (n, γ) reaksiyonlarından yayınlanan ani gamalar	27
Çizelge 2.5. Bu tez çalışmasında incelenen izotopların (n, γ) tepkime tesir kesitleri için deneylerde geçerli 20 °C sıcaklıktaki Westcott g faktörleri	35
Çizelge 2.6. Kadmiyum elementinin bazı baskın rezonanslarına ait maksimum nötron soğurma tesir kesitleri.....	54
Çizelge 2.7. Bu çalışmada kullanılan monitörler ve incelenilen izotoplar için literatürden alınan F_{Cd} değerleri	55
Çizelge 2.8. Bu tez çalışmasında incelenen elementlerin soğurma, saçılma ve toplam mikroskobik tesir kesitleri.....	61
Çizelge 2.9. Bu tez çalışmasında incelenen elementlerin ve izotoplarının kütleleri.....	70
Çizelge 2.10. Işınlanan numunelerin uygulanan seyreltilme oranlarına bağlı nötron öz-soğurma faktörleri.....	71
Çizelge 3.1. İncelenen elementlerin toz şeklinde ışınlanan kimyasal bileşiklerinin molekül ağırlıkları ve elementlerin bulunma oranları	77
Çizelge 3.2. Bu tez çalışmasında kullanılan numune miktarları ve seyreltilme yüzdeleri	78
Çizelge 3.3. Bu tez çalışmasında kullanılan numunelerin, silindir tüp geometrisi için hesaplanan gama öz-soğurma faktörleri	92

Çizelge	Sayfa
Çizelge 4.1. İncelenen izotoplar için tespit edilen termal nötron (σ_0) ve rezonans integral (I_0) tesir kesitleri.....	98
Çizelge 4.2. İncelenen izotopların termal nötron tesir kesiti ölçümlerindeki belirsizlik kaynakları.....	98
Çizelge 4.3. $^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116\text{m}}\text{In}$ tepkimesi için belirlenen termal nötron tesir kesiti ve rezonans integral tesir kesitinin literatür değerleri ile karşılaştırılması.....	101
Çizelge 4.4. $^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116\text{m}}\text{In}$ tepkimesi için rezonans integral tesir kesiti ölçümündeki belirsizlik kaynakları ve toplam belirsizlik.....	101
Çizelge 4.5. $^{152}\text{Sm}(n,\gamma)^{153}\text{Sm}$ tepkimesi için belirlenen termal nötron tesir kesiti ve rezonans integral tesir kesitinin literatür değerleri ile karşılaştırılması.....	102
Çizelge 4.6. $^{152}\text{Sm}(n,\gamma)^{153}\text{Sm}$ tepkimesi için rezonans integral tesir kesiti ölçümündeki belirsizlik kaynakları.....	103
Çizelge 4.7. $^{158}\text{Gd}(n,\gamma)^{159}\text{Gd}$ tepkimesi için belirlenen termal nötron tesir kesiti ve rezonans integral tesir kesitinin literatür değerleri ile karşılaştırılması.....	103
Çizelge 4.8. $^{158}\text{Gd}(n,\gamma)^{159}\text{Gd}$ tepkimesi için rezonans integral tesir kesiti ölçümündeki belirsizlik kaynakları.....	104
Çizelge 4.9. $^{164}\text{Dy}(n,\gamma)^{165}\text{Dy}$ tepkimesi için rezonans integral tesir kesiti ölçümündeki belirsizlik kaynakları.....	104
Çizelge 4.10. $^{164}\text{Dy}(n,\gamma)^{165}\text{Dy}$ tepkimesi için belirlenen termal nötron tesir kesiti ve rezonans integral tesir kesitinin literatür değerleriyle karşılaştırılması.....	105
Çizelge 4.11. $^{170}\text{Er}(n,\gamma)^{171}\text{Er}$ tepkimesi için belirlenen termal nötron tesir kesiti ve rezonans integral tesir kesitinin literatür değerleri ile karşılaştırılması.....	106
Çizelge 4.12. $^{170}\text{Er}(n,\gamma)^{171}\text{Er}$ tepkimesi için rezonans integral tesir kesiti ölçümündeki belirsizlik kaynakları ve toplam belirsizlik.....	106
Çizelge 4.13. $^{179}\text{Hf}(n,\gamma)^{180\text{m1}}\text{Hf}$ tepkimesi için belirlenen termal nötron tesir kesiti ve rezonans integral tesir kesitinin literatür değerleri ile karşılaştırılması.....	107

Çizelge	Sayfa
Çizelge 4.14. $^{179}\text{Hf}(n,\gamma)^{180m1}\text{Hf}$ tepkimesi için rezonans integral tesir kesiti ölçümündeki belirsizlik kaynakları ve toplam belirsizlik.....	107
Çizelge 4.15. Gerçek epitermal nötron spektrumu için biçim parametresinin (α) belirlenmesinde kullanılan monitör elementler ve nükleer özellikleri.....	114
Çizelge 4.16. Epitermal nötron spektrum biçim parametresi, ^{55}Mn ve ^{98}Mo monitörleri kullanılarak elde edilen sonuçların literatür değerleri ile karşılaştırılması.....	114
Çizelge 4.17. İncelenen izotoplara ait nükleer veriler.....	121
Çizelge 5.1. Çift monitörle ölçülen etkin rezonans enerjileri ve ağırlıklı ortalamaları.....	124
Çizelge 5.2. Bu tez çalışmasında incelenen izotoplara ait, deneysel ve kuramsal yaklaşımlarla belirlenen etkin rezonans enerjisi ($\bar{E}_r$) değerleri.....	125

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 2.1. ^{241}Am -Be izotopik kaynağının nötron enerjisine göre bağıl nötron şiddet spektrumu.....	9
Şekil 2.2. Maxwell dağılımına göre termal nötron akısının bağıl dağılımı.....	13
Şekil 2.3. $T=293,6\text{ K}$ oda sıcaklığı için termal ve $1/E$ epitermal nötron spektrumları.....	15
Şekil 2.4. $1/E^{1+\alpha}$ Epitermal nötron spektrumunun α -biçim parametresine bağılı davranışı.....	18
Şekil 2.5. ^{113}Cd izotopunun soğurma tesir kesitinin nötron enerjisine bağılı değişimi.....	26
Şekil 2.6. ^{10}B izotopunun soğurma tesir kesitinin nötron enerjisine bağılı değişimi.....	26
Şekil 2.7. 1 mm kalınlığındaki Cd kılıf için kadmiyum iletme fonksiyonu.....	29
Şekil 2.8. İzotropik nötron alanında silindir biçimindeki bir kadmiyum kılıf için kadmiyum kesme enerjisinin kadmiyum kalınlığına bağılı değişimi.....	30
Şekil 2.9. Tipik bir (n,γ) tepkimesinde gözlenen rezonansın tanımlanması.....	39
Şekil 2.10a. $^{55}\text{Mn}(n,\gamma)^{56}\text{Mn}$ tepkimesi için aktivasyon tesir kesitinin nötron enerjisine bağılı değişimi.....	40
Şekil 2.10b. $^{98}\text{Mo}(n,\gamma)^{99}\text{Mo}$ tepkimesi için tesir kesitinin nötron enerjisine bağılı değişimi.....	40
Şekil 2.10c. $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$ tepkimesi için tesir kesitinin nötron enerjisine bağılı değişimi.....	41
Şekil 2.11. ^{186}W 'nın 18,81 eV'daki rezonansı ile kadmiyumun 18,40 eV'taki rezonansının üst üste binmesi durumu.....	53
Şekil 2.12. Kadmiyumun toplam tesir kesiti ile ^{115}In izotopunun (n,γ) tesir kesitlerinin epitermal bölgedeki girişimleri.....	53
Şekil 2.13. Nötron yakalama (n,γ) tepkimesi sonucu oluşan nötron aktivasyonu.....	57

Şekil	Sayfa
Şekil 2.14. İzotropik tek enerjili termal nötronlar için öz-soğurma faktörü.....	65
Şekil 2.15. Geometriden bağımsız Nisle yaklaşımı ile sonsuz dilim ve küre geometrilerine karşılık gelen termal nötron göre öz-soğurma faktörleri.....	66
Şekil 2.16. Termal nötron öz soğurma faktörü-In kütlesi ilişkisi.....	68
Şekil 3.1. Polystyrene numune kabı.....	78
Şekil 3.2. 3x592 GBq ²⁴¹ Am-Be nötron ışınlama sistemi düzenlenişinin kesit olarak görünüşü	80
Şekil 3.3. Gama spektrometresinin prensip şeması.....	82
Şekil 3.4. Gama pik alanının hesaplanmasında kullanılan parametrelerin şekil üzerinde gösterimi.....	87
Şekil 3.5. Gama pik alanının hesaplanmasında doğal fon etkisinin asimetrik basamak fonksiyonu olarak tanımlanması.....	89
Şekil 4.1. ⁵⁵ Mn ve ⁹⁸ Mo monitör izotopları için Eş. 4.31'in grafik çözümü ve ilgili değerler için geçerli fit fonksiyonu.....	113

SİMGELER VE KISALTMALAR

Bu çalışmada kullanılmış bazı simgeler ve kısaltmalar, açıklamaları ile birlikte aşağıda sunulmuştur.

Simgeler	Açıklama
A	Aktivite (Bq), Kütle numarası (g.mol^{-1})
A_p	Gama sayım hızı, (N_p/t_c)
A_{sp}	Özgül aktivite (Bq.g^{-1})
A_{sp}⁰	Madde miktarının sıfıra yaklaşması haline karşılık gelen özgül aktivite (Bq.g^{-1})
A_{sp}⁻	Kılıfsız (çıplak) ışınlanan numunede gözlenen özgül aktivite (Bq.g^{-1})
A_{sp}⁺	Kadmiyum kılıf içerisinde ışınlanan numunede gözlenen özgül aktivite (Bq.g^{-1})
b	Barn, tesir kesiti birimi
B	Tabii fon sayım miktarı
Bq	Becquerel
C	Ölçme faktörü
C_t	Termal-epitermal enerji sınırı süreklilik katsayıları
Ci	Curie
d	Cd kılıf kalınlığı
D	Bozunma çarpanı
eV	Elektronvolt
E	Enerji
E₀	Rezonansın tepe enerjisi; 2200 m.s^{-1} nötron hızına karşılık gelen nötron enerjisi (0,0253 eV)
E_f	1/E spektrumu üst enerji limiti
E_γ	Gama enerjisi (keV)
E_{Cd}	Kadmiyum kesme enerjisi (eV)

Simgeler	Açıklama
E_n	Nötron enerjisi (eV)
E_r	Rezonans enerjisi (eV)
$\bar{E}_r$	Etkin rezonans enerjisi (eV)
E_{ref}	Referans enerji değeri (eV)
f	Termal nötron akısının, epitermal nötron akısına oranı
F_g	Gama öz-soğurma faktörü
F_{Cd}	Kadmiyum kesme faktörü
g	Westcott faktörü, Kütle birimi (gram)
g_w	Maxwell spektrumundaki $1/v$ soğurucusu için Westcott faktörü
$g(T_n)$	Sıcaklığa bağlı Westcott fonksiyonu
g_s	Spin ağırlık faktörü
GBq	Giga-Becquerel
G_{th}	Termal nötron öz-soğurma faktörü
G_{epi}	Epitermal nötron öz-soğurma faktörü
G_s	Numune spektrumunun ilgilenilen pikindeki toplam sayım
G_b	Doğal fon spektrumunun ilgilenilen pikindeki toplam sayım
h	Planck sabiti ($1,05457 \times 10^{-34}$ J.s)
H	Piki oluşturan tüm kanalların sayısı
I_s	Çekirdek spini
I'	İndirgenmiş rezonans integral tesir kesiti
I_0	Rezonans integral tesir kesiti (literatürde verilen)
I_{eff}	Etkin rezonans integral tesir kesiti
$I_{1/v}$	Rezonans integral tesir kesitine $1/v$ bölgesinden gelen katkı
$I_0(\alpha)$	Epitermal nötron spektrum biçim parametresine bağlı ölçülen rezonans integral tesir kesiti
k	Boltzmann sabiti ($k=8,617 \cdot 10^{-11}$ MeV.K ⁻¹), Süreklilik kanallarının sayısı
keV	Kilo elektronvolt
K	Kinetik enerji, Kelvin, Akı derecelendirme sabiti

Simgeler	Açıklama
L	Uzunluk
m	Kütle, Nötronun kütlesi ($m=1,0086649$ akb)
M	Atom ağırlığı (g.mol^{-1})
MeV	Milyon elektronvolt
n	Nötron, Toplam nötron yoğunluğu (n.cm^{-3})
N	Birim hacimdeki çekirdek sayısı (çekirdek.cm^{-3})
N_p	Net pik alanı
N_A	Avagadro sayısı, ($6,022 \times 10^{23}$ atom.mol ⁻¹)
N₀	Toplam çekirdek sayısı
N(t)	t anındaki çekirdek sayısı
N_{Cd}	Cd kılıf içinde birim hacme düşen atom sayısı
q₀	Birim zamanda, birim hacimde yavaşlayan nötronların sayısı
Q	Tepkime enerjisi
Q₀	Rezonans integral tesir kesitinin, termal nötron tesir kesitine oranı ($=I_0/\sigma_0$)
q₀(α)	1/v katkısı çıkarılmış rezonans integral tesir kesitinin, termal nötron tesir kesitine oranı ($=I_0(\alpha)/\sigma_0$)
Q₀(α)	Epitermal nötron spektrum biçim parametresine (α) bağlı rezonans integral tesir kesitinin, termal nötron tesir kesitine oranı ($=I_0(\alpha)/\sigma_0$)
r	Yarıçap
R	Bağlı akı geçirgenliği
R_{Cd}	Kadmiyum oranı,
R_s	Atom başına tepkime hızı
R_{s,Cd}	Kadmiyum kılıf içerisindeki atom başına tepkime hızı
s	Saniye
S	Doyum (saturasyon) faktörü, Yüzey alanı
S(E)	Nötron enerji dağılım fonksiyonu
S_T	Toplam bağlı belirsizlik
S_b	Doğal fon (background) alanındaki belirsizlik

Simgeler	Açıklama
σ_{NP}	Pikin net alanındaki belirsizlik
t	Zaman, Kalınlık
$t(E)$	Nötron transmisyon fonksiyonu
t_d	Bekleme süresi
t_i	Işınlama süresi
t_m	Sayım süresi (live time)
t_r	Gerçek sayım süresi (true time)
T	Sıcaklık
T_0	Yavaşlatıcı ortamın sıcaklığı
$T_{1/2}$	Yarı ömür
T_n	Etkin nötron sıcaklığı
T_b	Doğal fon spektrumunun sayım süresi
T_s	Numune spektrumunun sayım süresi
τ	Bileşik seviyenin ömrü, geometrik şekil parametresi
u	Pikin başlangıç kanal numarası
x	Gama ışını geçiş yolu uzunluğu
v	Hız, Nötron hızı, Pikin bitiş kanal numarası
v_0	Maxwell hız dağılımında bulunma olasılığının en yüksek olduğu nötron hızı
$\bar{v}$	Maxwell hız dağılımındaki ortalama nötron hızı
w	Işınlanan elementin miktarı (g)
Z	Atom numarası (Proton sayısı)
α	Epitermal nötron spektrum biçim parametresi, Alfa parçacığı
β	Beta parçacığı
ε_p	İlgili gama pik enerjisi için dedektör verimi
ϕ_{epi}	Birim logaritmik enerji aralığı $\{\Delta(\ln E)\}$ başına epitermal nötron akısı
P_γ	Bozunma başına gama yayınlanma olasılığı
γ	Gama ışını, Euler sabiti
λ	Bozunma sabiti, De Broglie dalga boyu

Simgeler	Açıklama
λ	İndirgenmiş De Broglie dalga uzunluğu
μ	Lineer soğurma katsayısı (cm^{-1})
μ_m	Kütle soğurma katsayısı (cm^2g^{-1})
θ	İzotopik bolluk
ρ	Yoğunluk (g cm^{-3})
σ	Mikroskobik nötron tesir kesiti (barn)
σ_{th}	0,0253 eV enerjili nötronlar için tesir kesiti
σ_0	Termal nötron tesir kesiti (barn)
σ_m	Maxwell dağılımına uygun nötronlar için tesir kesiti (barn)
σ_a	Soğurma mikroskobik tesir kesiti (barn)
σ_s	Saçılma mikroskobik tesir kesiti (barn)
σ_t	Toplam mikroskobik tesir kesiti (barn)
$\bar{\sigma}$	Termal nötron spektrumu üzerinden ortalama termal nötron tesir kesiti (barn)
Φ	Nötron akısı, Numuneye ulaşan ortalama akı değeri ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)
Φ_0	Termal nötron akısı, Numune yokken ölçülen akı ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)
Φ_e	Enerjiden bağımsız akı oranı
Φ_{av}	Numune içindeki ortalama termal nötron akısı ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)
Φ_{th}	Termal nötron akısı ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)
Φ_{epi}	Epitermal nötron akısı ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)
Γ	Rezonansın toplam genişliği, Seviye genişliği (eV)
Γ_γ	Rezonansın ışımalı yakalama (n,γ) genişliği (eV)
Γ_n	Rezonansın nötron saçılma genişliği (eV)
Σ	Makroskobik tesir kesiti (cm^{-1})
Σ_a	Soğurma makroskobik tesir kesiti (cm^{-1})
Σ_s	Saçılma makroskobik tesir kesiti (cm^{-1})
Σ_t	Toplam makroskobik tesir kesiti (cm^{-1})
$Z(x_j)$	Hata yayılım fonksiyonu

Kısaltmalar	Açıklama
ADC	Elektriksel sinyali (analog) sayısal niceliğe dönüştüren ünite (Analog to digital converter)
ANAEM	Ankara Nükleer Araştırma ve Eğitim Merkezi
DGNAA	Gecikmiş gama nötron aktivasyon analizi
FWHM	Yarı yükseklikteki tam genişlik (YYTG)
HPGe	Yüksek saflıkta germanyum dedektör
INAA	Enstrumental nötron aktivasyon analizi
MCA	Çok kanallı analizör
NAA	Nötron aktivasyon analizi
NIST	National Institute for Science and Technology
PGNAA	Ani gama nötron aktivasyon analizi
RAM	Random access memory
ROI	İlgilenilen pik bölgesi
ROM	Read only memory
TCS	Gerçek koinsidens (çakışma) yığılması – true coincidence summing

1. GİRİŞ

Son 75 yıldır, reaktörler, hızlandırıcılar ve izotopik nötron kaynakları ile elde edilen nötronlar kullanılarak nötron aktivasyonu gerçekleştirilmektedir. Bilindiği gibi, nötron aktivasyon analizi (NAA), incelenen herhangi bir madde örneği üzerinde, numunede bulunan elementlerin kimyasal formlarına bağlı kalmadan ve genelde tahribatsız olarak çoklu element analizi yapmaya imkân veren nükleer bir analiz yöntemidir [1-6]. Element derişimlerinin belirlenmesinde tahribatsız olarak kesinliği yüksek ve güvenilir sonuçlar vermektedir [1]. Ancak son yıllarda, teknolojik gelişmelere paralel gelişen yarıiletken teknolojisinde ve özellikle gama dedeksiyon sistemlerinde kaydedilen ilerlemeler, NAA yönteminde veri olarak kullanılan tesir kesiti, rezonans integrali ve etkin rezonans enerjisi gibi nükleer parametrelerin daha duyarlı deneylerle yeniden belirlenmesi gereksinimini doğurmuştur.

NAA yönteminde, ışınlanan örneğin termal nötron tesir kesiti, rezonans integral tesir kesiti, etkin rezonans enerjisi ve kullanılan nötron kaynağından elde edilen nötron spektrumu büyük önem taşır. Herhangi bir nötron ışınlama sistemindeki nötron akısı, nötron enerjilerine bağlı olarak tanımlanan termal ve epitermal nötron akılarının bileşimini içermektedir. Termal nötron spektrumu Maxwell dağılımı ile karakterize edilirken ideal bir nötron ışınlama sisteminde epitermal nötron spektrumu nötron enerjisi ile ters orantılıdır ve $1/E$ spektrumu olarak adlandırılır. Ancak, gerçek durumlarda, bir çok nötron kaynağında (reaktör, izotopik nötron kaynakları vs.) epitermal nötron spektrumu $1/E$ davranışından belirli derecede sapmalar gösterir. Aktivasyon analizlerinde epitermal nötronlar, ilgilenilen izotopların epitermal nötron tesir kesitlerine ve kaynağın epitermal nötron akısına bağlı olarak, aktivasyona ihmal edilemeyecek büyüklükte bir katkı sağlarlar. Bu nedenle NAA ile yapılan element derişimi belirleme çalışmalarında, tesir kesiti ve rezonans integralinin belirlenmesi gibi çalışmalarda, epitermal akının $1/E$ davranışından sapma miktarı gözönüne alınmalıdır. Bu durumda epitermal akı, $1/E^{1+\alpha}$ bağıntısı ile ifade edilir. Burada α , ışınlama sistemindeki her bir ışınlama konumu için ayrı ayrı ölçülen, kullanılan yavaşlatıcı malzemenin cinsi ve kaynak-yavaşlatıcı kurulum konfigürasyonu ile elde edilen nötron yavaşlatma (moderasyon) derecesine bağlı olarak değişen, pozitif veya

negatif değerler alabilen bir şekil parametresidir. İdeal spektrumdan sapmaların ihmal edilmesi, özellikle rezonans bölgesindeki etkisi nedeni ile elde edilen analitik bir değerde (element derişimi, rezonans integral tesir kesiti gibi) oldukça ciddi değişmelere yol açmakta ve yanlış sonuçların elde edilmesine neden olmaktadır.

Nötron akısının $1/E^{1+\alpha}$ olarak ifade edildiği ideal olmayan epitermal nötron akısı için, yukarıda sözü edilen hesap ve belirlemelerde gerekli düzeltmeler yapılırken etkin rezonans enerjisi ($\bar{E}_r$) kullanışlı ve bilinmesi gerekli bir parametredir. Etkin rezonans enerjisi kavramı, epitermal nötron akısı ile nötron enerjisi arasındaki ilişkinin $1/E$ davranışına uymadığı durumlarda, nötron akısının formülasyonunda dikkate alınması gereken değişiklikler düzenlenirken ortaya çıkmıştır. Gerçek epitermal spektrumların davranışı $1/E^{1+\alpha}$ dağılımına uyduğundan, epitermal bölgede ideal durumdan ($1/E$) sapmanın derecesini gösteren α parametresi hem etkin rezonans enerjisi ($\bar{E}_r$) hem de rezonans integral tesir kesiti (I_0) hesabında önemli bir parametredir [7, 8, 9]. Daha önce rapor edilen birçok araştırma sonucunda, α parametresinin etkisi hesaba katılmamıştır. Bu çalışmada α -epitermal spektrum biçim parametresi ile en yeni tesir kesiti ve rezonans integrali referans monitor değerleri kullanılarak $\bar{E}_r$ değerleri ölçülmüştür. $\bar{E}_r$ değerleri, epitermal nötron spektrumu üzerindeki tüm rezonansların ortalaması olarak nitelendirilebilecek ve onların yerine aynı etkinliği gösterebilecek tek bir rezonansa karşılık gelen ortalama bir enerji değeri olarak tanımlanabilir. Etkin rezonans enerjisi, termal üstü rezonans bölgesinde çok sayıda olabilen rezonans pikleri yerine, tek bir enerji piki olarak kullanılması ve oldukça hassas sonuçlar vermesi bakımından basit ve kullanışlı bir yaklaşımdır [8].

Bu çalışmada, ^{71}Ga , ^{75}As , ^{115}In , ^{152}Sm , ^{158}Gd , ^{164}Dy , ^{170}Er , ^{179}Hf izotoplarının (n,γ) tepkimelerinin, daha önce hiç ölçülmemiş olan etkin rezonans enerjilerinin deneysel olarak ölçülmesi için ^{55}Mn ve ^{98}Mo monitör izotoplarının kullanılması önerilmiştir [10]. İlgili izotoplar için literatürde deneysel olarak belirlenen herhangi bir sonuç olmadığından, ölçülen değerlerin, iki farklı kuramsal yöntem ile hesaplanan etkin rezonans enerjisi değerleri ve literatürde yer alan kuramsal sonuçlarla karşılaştırılması hedeflenmiştir. Bu kuramsal $\bar{E}_r$ yöntemlerinin, izotopların rezonans

verilerinin değerlendirilmesi temelinde etkin rezonans enerjisi hesabına dayanması ve literatürde yer alan rezonans verilerinin güncel değerlerinin elde edilmesi göz önüne alınmış ve ilgili $\bar{E}_r$ değerleri bu veriler kullanılarak yeniden hesaplanmıştır [10]. Standart monitör izotop ya da izotoplarla karşılaştırma yöntemi, nükleer verilerdeki sistematik hataları ortadan kaldırması ve daha güvenilir sonuçlara ulaştırması bakımından oldukça sık tercih edilen bir belirleme yöntemidir. Bu nedenle, bu çalışmada da güvenilirliği artırmak için Cd-oranı karşılaştırma yöntemi kullanılmıştır.

Etkin rezonans enerjilerinin ($\bar{E}_r$) ve epitermal spektrum biçim parametresinin (α), belirlenmesi sırasında monitör olarak kullanılan izotoplar seçilirken; ilgili izotopun etkin rezonans enerjisinin kadmiyum kesme enerjisinden mümkün olduğunca büyük olması, termal nötron tesir kesitinin $1/v$ davranışına uyması, rezonans integral tesir kesitinin termal nötron tesir kesitinden mümkün olduğunca büyük olması gereksinimleri göz önüne alınmıştır. Ayrıca monitörün tesir kesiti, ışınlamalar sonrasında güvenilir istatistiksel veriler elde edilmesine imkan veren aktiviteleri sağlayabilecek bir değere sahip olmalıdır. Bilindiği gibi, tüm bu gereksinimler göz önüne alınarak deneysel belirlemeler sırasında ^{197}Au , ^{94}Zr veya ^{96}Zr izotopları sıklıkla monitör olarak kullanılır. Bununla birlikte bu izotopların da bazı yetersizlikleri bulunmaktadır. Örneğin ^{94}Zr ve ^{96}Zr izotoplarının, düşük termal ve rezonans integral tesir kesitlerine (^{94}Zr için $\sigma_0=0,0499$ b ve $I_0=0,230$ b; ^{96}Zr için $\sigma_0=0,0229$ b ve $I_0=5,3$ b [11]) sahip olmaları nedeniyle, düşük akıllı nötron kaynaklarında gerçekleştirilen deneylerde monitör olarak kullanılmaları uygun değildir. Nötron aktivasyonu yönteminde genellikle standart olarak kullanılan $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$ tepkimesi, birçok nükleer ve fiziksel özelliği bakımından uygun bir monitördür. Ancak oluşan ^{198}Au radyoaktif izotopunun, nötron soğurma tesir kesitinin oldukça yüksek olması nedeniyle, nötron yakalaması bu tepkimenin vereceği tepkime hızı açısından bir hata ortaya çıkarmaktadır [12]. $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$ tepkimesi sonucunda üretilen ^{198}Au radyoaktif çekirdeklerinin ihmal edilemeyecek oranda nötron soğurması, ^{197}Au monitöründen elde edilen aktivitenin tam olarak ölçülmesini engellemekte ve meydana gelen tepkime hızında (reaction rate, s^{-1}) bir azalmaya yol açmaktadır. Oluşan ürün izotopların bir kısmı yanma etkisi (burn up

effect) ile başka izotoplara dönüşebilmektedir [12]. ^{197}Au standart monitörünün, epitermal tepkime hızlarını belirlemedeki diğer bir dezavantajı ise, bu bölgedeki ilk rezonanslarının termal enerji bölgesine oldukça yakın olması (rezonans enerjileri: $E_1=4,89$ eV, $E_2=46,45$ eV, $E_3=57,921$ eV [13]) nedeniyle, $1/v$ bölgesinin epitermal nötronların sebep olduğu aktiviteye her zaman ilave bir katkı vermesidir. Bu çalışmada ise, monitor olarak önerilen ve kullanılan ^{55}Mn ve ^{98}Mo izotoplarının başlangıç rezonansları termal enerji bölgesinden (0,001-0,55 eV) oldukça uzaktadır (^{55}Mn için rezonans enerjileri: $E_1=337,3$ eV, $E_2=1099$ eV, $E_3=1658$ eV ve ^{98}Mo için ise $E_1=12,10$ eV, $E_2=430,00$ eV, $E_3=468,03$ eV [13]). Yine bu çalışmada monitör olarak seçilen ^{55}Mn ve ^{98}Mo izotoplarının referans alınan etkin rezonans enerjilerinin ($\bar{E}_r(^{55}\text{Mn})=468$ eV; $\bar{E}_r(^{98}\text{Mo})=241$ eV [14]), ^{197}Au 'nin ($\bar{E}_r(^{197}\text{Au})=5,65$ eV [14]) değeri ile kıyaslandığında, Cd filtrenin 0,55 eV'luk kesme enerjisinden oldukça uzak olması, bu monitörlerin ^{197}Au monitörü yerine kullanılması için tercih nedeni olmuştur. Seçilen monitör izotoplar (^{55}Mn ve ^{98}Mo), tüm bu nükleer rezonans özellikleri yanında rezonans bölgelerinin geniş bir nötron enerji aralığını kapsamaları, rezonans integral tesir kesitlerinin yeterli aktivasyonu sağlayacak büyüklükte olması ve (n, γ) tepkimeleri sonucunda oluşan ürün çekirdeklerin radyoaktif bozunma özelliklerinin (yarıömür, bozunma şeması, γ -ışınları enerjileri ve gama yayınlanma olasılıkları- γ ray emission probability) aktivite ölçümlerine elverişli olmaları nedeniyle uygun monitörler olarak öngörülmüştür. Özgün olarak bu çalışmada ilk defa etkin rezonans enerjilerinin belirlenmesi için, daha önce tercih edilen ve kullanılan standart monitor izotoplara kıyasla daha üstün nükleer özellikleri olan iki yeni monitör (^{55}Mn ve ^{98}Mo) önerilmiştir. Literatürde birkaç izotop dışında deneysel olarak belirlenmiş herhangi bir etkin rezonans enerjisi değeri bulunmazken, bu çalışmada sekiz izotop: ^{71}Ga , ^{75}As , ^{115}In , ^{152}Sm , ^{158}Gd , ^{164}Dy , ^{170}Er , ^{179}Hf için deneysel $\bar{E}_r$ değerleri Cd-oranı yöntemiyle elde edilmiş ve bu belirlemeler sırasında gerçek epitermal spektrum koşulları için gerekli düzeltmeler dikkate alınmıştır. Ayrıca incelenen izotoplar için güncel rezonans verileri kullanılarak, yeni kuramsal $\bar{E}_r$ değerleri elde edilmiş ve deneysel bulgularla karşılaştırılmıştır.

Bu çalışma kapsamında incelenen numuneler, ilgilenilen elementlerin numunede bulunma oranlarının yüksek tutulması amacıyla, yüksek analitik saflıkta, toz halinde

bulunan oksitli kimyasal kararlı bileşiklerden seçilmiştir. Söz konusu bileşiklerin nötronların yavaşlamasına ve saçılmasına yol açabilecek hidrojen, karbon gibi elementleri içermemesine dikkat edilmiştir. Ayrıca oksitli bileşikler, kimyasal olarak daha kararlı bileşikler olduklarından numune olarak tercih edilmiştir. Nötron öz soğurulmasını düşük tutmak amacıyla, numune kabı hacmine kıyasla az miktarda kullanılan bileşiklerin, numune kabı içinde homojen biçimde dağılımları, nötron soğurma ve saçılma tesir kesiti oldukça düşük bir bileşik olan Al_2O_3 ile seyreltilmeleri yoluyla sağlanmıştır.

Nötron ışınlamaları, 2002-2004 yılları arasında, Türkiye Atom Enerjisi Kurumu'nun (TAEK), Ankara Nükleer Araştırma ve Eğitim Merkezi (ANAEM), Nükleer Fizik Bölümü'nde gerçekleştirilmiştir. Bu amaçla, her birinin aktivitesi 592 GBq olan üç tane ^{241}Am -Be nötron kaynağından oluşturulan ışınlama ünitesi kullanılmıştır. Bu nötron kaynakları ve ışınlama ünitesi, 2005 yılında Türkiye Atom Enerjisi Kurumu'nun Sarayköy'deki yerleşkesine taşınmıştır. Gama spektrometrik ölçümler, yine TAEK-ANAEM Nükleer Fizik Bölümünde, oldukça düşük aktivitelerin sayımına uygun, bağıl verimi* %120,8 olan, yüksek çözünürlüklü p tipi ve eş eksenli bir HPGe dedektör kullanılarak (Canberra GC 11021) gerçekleştirilmiştir. Deneysel verilerin analizinde termal ve epitermal nötron öz soğurulması, gama öz soğurulması ve epitermal nötron spektrum biçim parametresine ilişkin düzeltmeler uygulanmış; 0,55 eV olarak belirlenen Cd kesme enerjisi için geçerli Cd kesme faktörleri ile tesir kesiti $1/v$ davranışına uymayan izotoplar için gerekli düzeltme çarpanları hesaba katılmıştır.

Bu tez beş bölümden oluşmuştur. Tezin giriş bölümünde etkin rezonans enerjisi kavramı kısaca tanımlanmış ve deneysel verilerin toplanması ve analizi üzerine özet bilgi sunulmuştur. İkinci bölümde, nötron aktivasyonu yöntemi, nötron kaynakları ve nötron spektrumu, Cd kesme enerjisi ve Cd kesme faktörü, termal ve rezonans integral tesir kesiti ve etkin rezonans enerjisi kavramları tanımlanmış; nötron öz

*7,65 cm x 7,65 cm NaI(Tl) sintilasyon dedektörünün 25 cm mesafede 1332,5 keV'de (^{60}Co) ölçülen verimine göre bağıl oran olarak hesaplanır

soğurulması faktörü hesabı ayrıntılı olarak açıklanmıştır. Üçüncü bölüm deneylerde kullanılan ışınlama ve sayım sisteminin açıklanması ile numune hazırlama, sayım ve fotopik alanlarının değerlendirilmesi yöntemlerinden oluşmaktadır. Dördüncü bölümde termal nötron tesir kesiti, rezonans integral tesir kesiti, epitermal spektrum biçim parametresi ve etkin rezonans enerjisinin belirlenmesi için kullanılan yöntemlere yer verilmiştir. Tezin beşinci bölümünde, elde edilen deneysel bulgular ve teorik yaklaşımlarla mevcut veri tabanları temel alınarak hesaplanan etkin rezonans enerjisi değerleri karşılaştırılmıştır. Ayrıca tezin son bölümünde elde edilen veriler yorumlanmış ve öneriler sunulmuştur.

2. KURAMSAL TEMELLER

2.1. Nötron Üretim Mekanizmaları

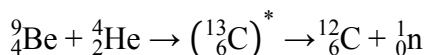
Nötron kaynakları, nükleer reaktörler, nötron jenaratörleri ve diğer parçacık hızlandırıcı esaslı nötron kaynakları, izotopik nötron kaynakları ve kendiliğinden fisyon kaynakları (^{252}Cf gibi) adı altında birkaç farklı grupta incelenebilir. Nötron üretiminde en yaygın yol reaktörlerin kullanılmasıdır. Reaktörlerde, ^{235}U , ^{233}U , ^{239}Pu gibi bölünür (fissile) çekirdeklerin termal nötronlarla veya ^{238}U , ^{232}Th gibi üretken (fertile) çekirdeklerin hızlı nötronlarla fisyonu sonucu nötronlar üretilir. Deneysel nötron fiziği alanında, 2000'li yıllara gelinceye kadar, nötron saçılma ve difraksiyonu ile madde analizi, aktivasyon analizi ile element tesbiti, izotop üretimi, ışınlama testleri gibi çalışmalarla bilim ve teknoloji merkezi olarak hizmet veren 39 bölge ve 84 araştırma reaktörü kurulmuştur [1].

Nötron çıkışına yol açan birçok sayıda farklı nükleer tepkime vardır. Bu tepkimelerde, hedef çekirdek, alfa taneciği, proton, döteron veya gama ışınları ile bombardıman edildiğinde uyarılmış halde olan bileşik çekirdek ortaya çıkar. Eğer uyarılma enerjisi bileşik çekirdek içindeki son nötronun bağlanma enerjisinden büyükse, nötron çıkışının gözlenmesi olasılığı yüksektir. Geri kalan uyarılma enerjisi nötronla nihai ürün çekirdek arasında kinetik enerji olarak paylaşılır. Nihai ürün çekirdek uyarılmış halde kalabilir ve daha sonra gama emisyonu ile temel seviyeye geçebilir [15].

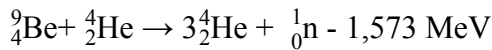
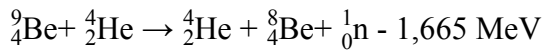
Nötron bağlanma enerjisinden daha yüksek bir enerji ile uyarılmış olarak meydana gelen bir çekirdek nötron yayınlıyarak bozunabilir [16]. Radyoaktif çekirdeklerin bozunması ile ortaya çıkan ve enerji taşıyan alfa parçacıkları veya gama ışınları, nötron bağlanma enerjisi düşük olan çekirdeklerle etkileştiklerinde kısa ömürlü (10,24 dk) [17] serbest nötronlar elde edilebilir. Buna göre alfa veya gama yayınlıyan bir izotop ile uygun bir hedef malzemenin karıştırılması yoluyla bir nötron kaynağı elde etmek mümkündür. Hedef malzeme radyoaktif izotoplardan çıkan parçacıklarla bombardıman edildiğinden radyoaktif nötron kaynakları, izotopik

veya radyoizotop nötron kaynakları adları ile de anılırlar. Ağır izotoplarda nötron çıkışına yol açan tepkimelerin eşik enerjileri oldukça yüksek olduğundan (α, n) veya (γ, n) tepkimelerinde hedef malzeme olarak düşük atom numaralı hafif çekirdekler kullanılmaktadır. Radyoaktif nötron kaynakları hazırlanırken kullanılan başlıca alfa yayınlayıcıları ^{227}Ac ($t_{1/2}=21,77$ yıl), ^{241}Am ($t_{1/2}=432,6$ yıl), ^{210}Po ($t_{1/2}=138,376$ gün), ^{226}Ra ($t_{1/2}=1600$ yıl), ^{228}Th ($t_{1/2}=1,912$ yıl), ^{238}Pu ($t_{1/2}=87,7$ yıl) ve ^{239}Pu ($t_{1/2}=24110$ yıl) olarak sıralanabilir. Gama kaynağı olarak kullanılan başlıca izotop ^{124}Sb tür. ^{124}Sb - ^9Be foto-nötron kaynağı $26\pm 1,5$ eV'luk nötronlar yayınlr. ^{124}Sb , doğal antimonun reaktörde ışınlamasıyla üretilir ve çeşitli γ ışınları yayınlr; ancak şiddetli olanı 1,692 MeV'lik (%48 şiddette) fotondur. ^{124}Sb 'nin yarı ömrü 60,2 gündür. 37 GBq'lık (1 Ci) ^{124}Sb için, ^{124}Sb - ^9Be foto-nötron kaynağının pratikteki nötron verimi yaklaşık 10^7 n.s⁻¹ 'dir [2]. Alfa ve gama kaynakları için tek gereksinim, yayınlanan radyasyonun nötron çıkışına yol açan tepkimenin eşik enerjisi üzerinde bir enerjiye sahip olmasıdır [3]. Hedef malzeme olarak kullanılacak Be miktarı, alfa yayınlayıcı radyoaktif elementin aktivitesine ve yarı ömrüne, dolayısıyla kaynağın kullanılma süresine bağlı olarak belirlenir. İzotopik nötron kaynaklarının en önemli iki avantajı kolay kalibre edilebilmeleri ve nötron çıkış verimlerinin sabit olmasıdır. Radyoaktivitesi 37-740 GBq (1-20 Ci) arasında değişen tipik bir (α, n) izotopik nötron kaynağının elde edilebilir termal akısı 10^4 n.cm⁻².s⁻¹ mertebesinde [18].

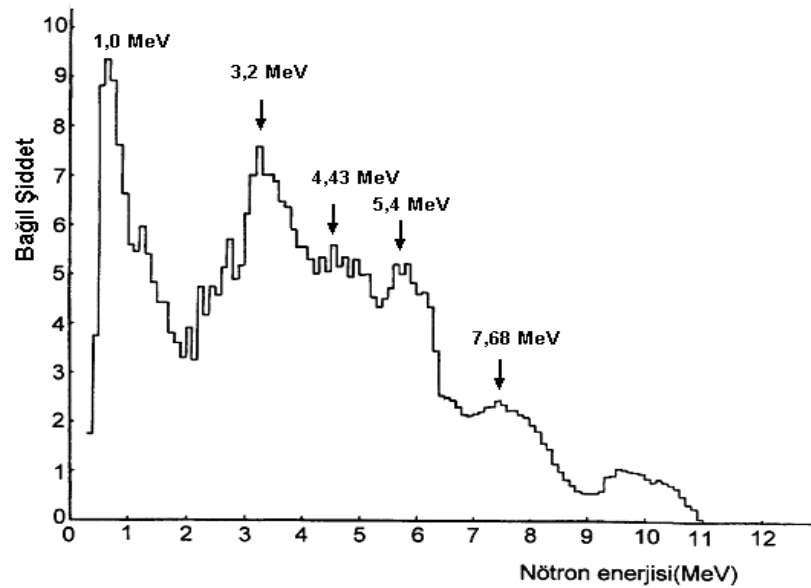
Bu çalışmada 3x592 GBq'lık (3x16 Ci) bir ^{241}Am -Be nötron kaynak gurubu kullanılmıştır. ^{241}Am -Be kaynakları ince berilyum tozu şeklindeki (BeO_2) ile amerisyumoksidin (AmO_2) karıştırılmasından oluşturulmaktadır. ^{241}Am radyoaktif izotopunun yarı ömrü $432,6\pm 6$ yıldır [11]. Yayınlanan alfa parçacıklarının enerjileri 4 ile 6 MeV arasındadır. Bu düzeydeki alfa enerjisi, (α, n) tepkime eşik enerjisinin üzerinde ve nötron bağlanma enerjisinden yüksek olduğundan ^9Be hedef malzeme olarak kullanılır. Hedef malzemenin nötron verimi α enerjisine ve tesir kesitlerine bağlıdır [3]. Berilyum çekirdekleri alfa parçacıkları ile bombardıman edildiğinde, olasılığı en yüksek ve tipik olarak



tepkimesi oluşur. Bu tepkimede $^{13}\text{C}^*$ çekirdeği çok kısa süreli ($\sim 10^{-12}$ - 10^{-13} s) oluşan bileşik çekirdektir [19]. Berilyumdan elde edilen nötronların spektrumu geniş bir nötron enerji (1-12,1 MeV) dağılımına sahiptir [20-25]. Elde edilen dağılım, $^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$ tepkimesinde ^{12}C çekirdeğinin uyarılmış seviyede kalabilmesi ve berilyuma gelen alfa parçacıklarının farklı enerjilere sahip olabilmesi gibi nedenlerden dolayı tek enerjili (monoenerjetik) değildir [4, 6, 18]. ^{12}C çekirdeğinin uyarılmış seviyede kalması nötron enerjisinin azalması ile sonuçlanır. ^{241}Am çekirdeğinden çıkan alfa parçacıklarının farklı yayılma yönleri olması ve alfa parçacıklarının ulaşma uzaklığına (menzil) göre, kaynaktaki Berilyum hedef kalınlığının fazla olması, farklı enerjilere sahip nötronların elde edilmesine neden olur. Ayrıca berilyum içinde



tepkimleri ile düşük enerjili nötronlar üretilebilir [6]. ^{241}Am -Be kaynaklarından üretilen nötronların enerji dağılımı Çizelge 2.1’de verilmiştir [26].



Şekil 2.1. ^{241}Am -Be izotopik kaynağının nötron enerjisine göre bağıl nötron şiddet spektrumu [19]

Çizelge 2.1. $^{241}\text{Am}(\alpha,n)\text{Be}$ izotopik nötron kaynağının enerjiye bağlı nötron çıkış şiddeti [26]

Nötron Enerjisi E (MeV)	Nötron yayınlanma şiddeti (n/s)	Nötron Enerjisi E (MeV)	Nötron yayınlanma şiddeti (n/s)
$4,14 \times 10^{-7}$	$1,44 \times 10^{-2}$	$5,47 \times 10^0$	$2,33 \times 10^{-2}$
$1,10 \times 10^{-1}$	$3,34 \times 10^{-2}$	$5,68 \times 10^0$	$2,06 \times 10^{-2}$
$3,30 \times 10^{-1}$	$3,13 \times 10^{-2}$	$5,89 \times 10^0$	$1,82 \times 10^{-2}$
$5,40 \times 10^{-1}$	$2,81 \times 10^{-2}$	$6,11 \times 10^0$	$1,77 \times 10^{-2}$
$7,50 \times 10^{-1}$	$2,50 \times 10^{-2}$	$6,32 \times 10^0$	$2,04 \times 10^{-2}$
$9,70 \times 10^{-1}$	$2,14 \times 10^{-2}$	$6,54 \times 10^0$	$1,83 \times 10^{-2}$
$1,18 \times 10^0$	$1,98 \times 10^{-2}$	$6,75 \times 10^0$	$1,63 \times 10^{-2}$
$1,40 \times 10^0$	$1,75 \times 10^{-2}$	$6,96 \times 10^0$	$1,68 \times 10^{-2}$
$1,61 \times 10^0$	$1,92 \times 10^{-2}$	$7,18 \times 10^0$	$1,68 \times 10^{-2}$
$1,82 \times 10^0$	$2,23 \times 10^{-2}$	$7,39 \times 10^0$	$1,88 \times 10^{-2}$
$2,04 \times 10^0$	$2,15 \times 10^{-2}$	$7,61 \times 10^0$	$1,84 \times 10^{-2}$
$2,25 \times 10^0$	$2,25 \times 10^{-2}$	$7,82 \times 10^0$	$1,69 \times 10^{-2}$
$2,47 \times 10^0$	$2,28 \times 10^{-2}$	$8,03 \times 10^0$	$1,44 \times 10^{-2}$
$2,68 \times 10^0$	$2,95 \times 10^{-2}$	$8,25 \times 10^0$	$9,68 \times 10^{-3}$
$2,90 \times 10^0$	$3,56 \times 10^{-2}$	$8,46 \times 10^0$	$6,52 \times 10^{-3}$
$3,11 \times 10^0$	$3,69 \times 10^{-2}$	$8,68 \times 10^0$	$4,26 \times 10^{-3}$
$3,32 \times 10^0$	$3,46 \times 10^{-2}$	$8,89 \times 10^0$	$3,67 \times 10^{-3}$
$3,54 \times 10^0$	$3,07 \times 10^{-2}$	$9,11 \times 10^0$	$3,81 \times 10^{-3}$
$3,75 \times 10^0$	$3,00 \times 10^{-2}$	$9,32 \times 10^0$	$5,06 \times 10^{-3}$
$3,97 \times 10^0$	$2,69 \times 10^{-2}$	$9,53 \times 10^0$	$6,25 \times 10^{-3}$
$4,18 \times 10^0$	$2,86 \times 10^{-2}$	$9,75 \times 10^0$	$5,52 \times 10^{-3}$
$4,39 \times 10^0$	$3,18 \times 10^{-2}$	$9,96 \times 10^0$	$4,68 \times 10^{-3}$
$4,61 \times 10^0$	$3,07 \times 10^{-2}$	$1,02 \times 10^1$	$3,70 \times 10^{-3}$
$4,82 \times 10^0$	$3,33 \times 10^{-2}$	$1,04 \times 10^1$	$2,78 \times 10^{-3}$
$5,04 \times 10^0$	$3,04 \times 10^{-2}$	$1,06 \times 10^1$	$1,51 \times 10^{-3}$
$5,25 \times 10^0$	$2,74 \times 10^{-2}$	$1,08 \times 10^1$	$3,63 \times 10^{-4}$

2.2. Termal Nötron Spektrumu

Nötron aktivasyonu yönteminin performansı analiz edilen numunenin yerleştirildiği konumdaki termal nötron akısının şiddeti (nötron yoğunluğu) ile ilişkilidir [27-36]. E enerjisine ya da S(E) enerji dağılımına sahip nötronlar üreten bir nötron kaynağı, nötronların saçılmasına yol açan bir maddesel ortamın merkezine konulduğunda, saçıcı ortam atomları ile esnek (elastic) ve esnek olmayan (inelastic) çarpışmalar yapan nötronların kinetik enerjileri değişir. Kaynaktan yayınlanan nötronların enerjilerinin, saçıcı malzeme atomlarının termal hareketliliğine ait ortalama kinetik enerjiden yüksek olması durumunda nötronlar, kendilerini çevreleyen ortamla termal

dengeye ulaşıncaya kadar peşpeşe çarpışmalar gerçekleştirerek enerji kaybederler. Bir süre sonra nötronların enerjileri ortam sıcaklığı ile dengeye ulaşır. Optimum enerjiye sahip nötronlar 20,4-20,6 °C sıcaklıkta termal dengede kabul edilir. Bu tür enerji dağılımına sahip olan nötronlar “termal nötronlar” olarak adlandırılır [6].

Maxwell enerji dağılımı ve Westcott gösterimi

Nötron dağılımı, enerji biriminde, Maxwell dağılım yasasına göre E ile E+dE enerji aralığında birim cm³ hacim başına nötron sayısı değişimi dn, toplam nötron yoğunluğu $n = \int_0^\infty n(E)dE$ olmak üzere,

$$dn = n(E) dE = \frac{2\pi n}{(\pi kT)^{3/2}} e^{-E/kT} \sqrt{E} dE \quad (2.1)$$

biçiminde ifade edilir veya

$$\frac{n(E) dE}{n} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-E/kT} \sqrt{\frac{E}{kT}} \frac{dE}{kT} \quad (2.2)$$

şeklinde düzenlenerek verilir. Nötronların sahip olacağı ortalama enerji gazların kinetik teorisinde olduğu gibi

$$\bar{E} = \frac{\int_0^\infty E n(E) dE}{\int_0^\infty n(E) dE} = \int_0^\infty \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-E/kT} \left(\frac{E}{kT}\right)^{\frac{3}{2}} dE = \frac{3}{2} kT \quad (2.3)$$

değerine sahiptir. Kinetik enerji ifadesinden, $E = mv^2/2$ ve $dE = mv dv$ dönüşümü kullanılarak nötron hızlarının dağılımı hız biriminde de yazılabilir [6].

$$\frac{n(v) dv}{n} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} \frac{mv^2}{2kT} \sqrt{\frac{m}{2kT}} dv \quad (2.4)$$

Buna göre nötronların sahip olduğu en olası hız

$$v_0(T) = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \quad (2.5)$$

olur. Oda sıcaklığı için $T = 293,43 \text{ K}$, $kT = 0,0253 \text{ eV}$ değerleri kullanılır ve nötronların bulunacağı en olası hız

$$v_T(293,43 \text{ K}) = v_0 = 2200 \text{ m/s}$$

olarak hesaplanır. Ortalama nötron hızı ise

$$\bar{v} = \frac{\int_0^\infty v n(v) dv}{\int_0^\infty n(v) dv} = \int_0^\infty \frac{4}{\sqrt{\pi}} e^{-(v/v_T)^2} \left(\frac{v}{v_T}\right)^3 dv = \frac{2}{\sqrt{\pi}} v_T \quad (2.6)$$

ifadesine göre hesaplandığında $2482,434 \text{ ms}^{-1}$ olarak bulunur. Bu en olası hıza karşılık gelen nötron akı dağılımı ise,

$$\frac{\Phi(E) dE}{\Phi} = \exp(-E/E_T) \left[\frac{E}{E_T} \right] \left[\frac{dE}{E_T} \right] \quad (2.7)$$

ya da nötron hızına göre

$$\frac{\Phi(v) dv}{\Phi} = 2 \exp(-v/v_T) \left[\frac{v}{v_T} \right] \left[\frac{dv}{v_T} \right] \quad (2.8)$$

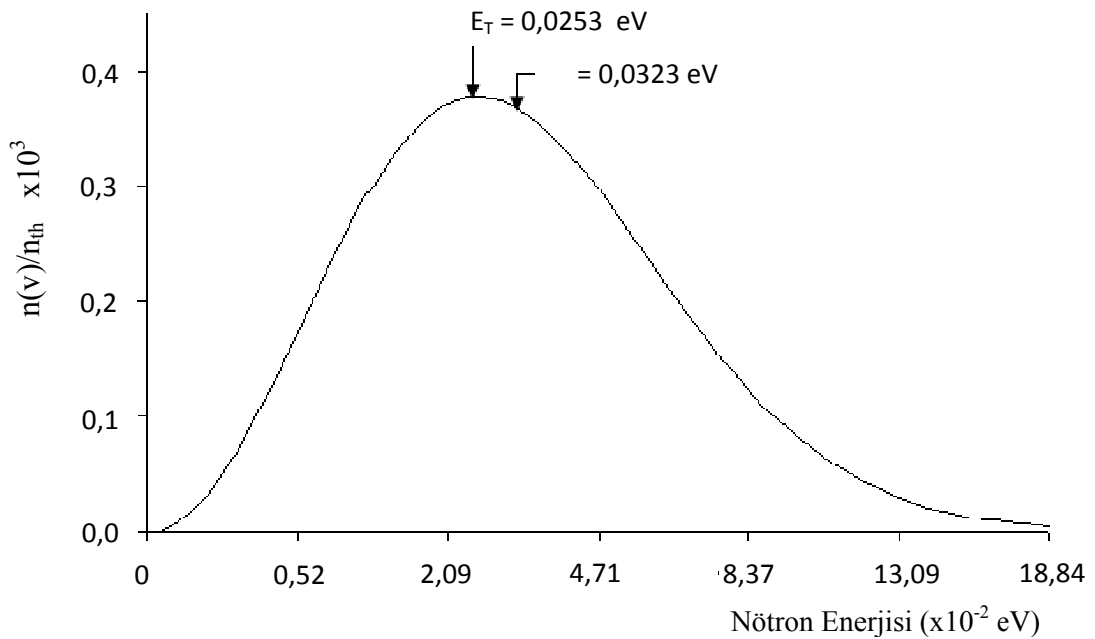
bağıntıları ile ifade edilir. İlgili bağıntılarda yer alan toplam akı aşağıdaki gibi tanımlanır [6, 37]. Şekil 2.2’de $\Phi(E)/\Phi$ oranının değişimi, nötron enerjilerinin fonksiyonu olarak çizilmiştir.

$$\Phi = \int_0^\infty n(v) v dv = n \bar{v} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} n v_T \quad (2.9)$$

Burada n toplam nötron yoğunluğudur (nötron cm^{-3}). Oda sıcaklığında Maxwell hız dağılımına uyan termal nötron akısı, Westcott tarafından, bulunma olasılığı en yüksek hızdaki (293,43 K ya da 20,43 °C oda sıcaklığına karşılık gelen 2200 m.s^{-1} lik nötron hızındaki $4,05 \times 10^{-21}$ J ya da $kT=0,0253$ eV enerjili) nötron akısı ile karakterize edilmiştir [38]. Eş. 2.9'daki Westcott akısı olarak tanımlandığında, Maxwell dağılımına uyan tüm nötronlar tarafından oluşturulan toplam akı

—=

dir [39]. Burada termal akı, Φ ($1,129=$) çarpanı kadar Westcott gösterimi ile tanımlanan akıdan (Φ_T) daha yüksektir.



Şekil 2.2. Maxwell dağılımına göre termal nötron akısının bağıl dağılımı

Nötronlarla etkileşen ve nötronların bir kısmını soğuran herhangi bir numunede meydana gelen aktivite, yalnız 2200 ms^{-1} hızındaki nötronlar tarafından değil, spektrumdaki tüm termal nötronlar ve epitermal nötronlar tarafından meydana

getirilmektedir. Bu açıdan bakıldığında, Westcott akısının ortak ve pratik bir gösterim olması dışında fiziksel bir anlamı yoktur. Herhangi bir izotopun termal nötronlarla etkileşme olasılığını tanımlayan termal nötron tesir kesiti (σ_0), 2200 ms^{-1} hızındaki nötronlarla etkileşme tesir kesiti olarak kabul edilmektedir [40].

2.3. Epitermal Nötron spektrumu

2.3.1. İdeal epitermal nötron spektrumu

Nötronların yavaşlatıcı ortam (moderatör) ile etkileşmelerinde baskın unsur esnek ve esnek olmayan çarpışmalardır. Bunlar kimyasal bağlar ve kristal yapı ile olan etkileşimler şeklinde meydana gelir. Düşük enerjili nötronlar için yavaşlatıcı ortam atomları serbest parçacıklar gibi davranmazlar ve nötron saçılma tesir kesitleri enerjiden bağımsızdır. Nötron enerjileri arttıkça nötronlar yavaşlatıcı ortam atomları ile doğrudan çarpışarak etkileşmeye başlarlar [41]. Epitermal enerji bölgesinde nötronların yavaşlaması baskın olarak esnek saçılmalarla meydana gelir. Bu bölgede enerjiye bağlı nötron spektrumu Maxwell dağılımına uymaz [6]. İdeal olarak, epitermal nötron akısı nötron enerjisi ile ters orantılı bir dağılım sergiler. Bu dağılım Φ_e , birim logaritmik enerji aralığında ($\Delta \ln E = \ln E_2 - \ln E_1$) epitermal nötron akısı, enerjiden bağımsız bir orantı katsayısı olmak üzere

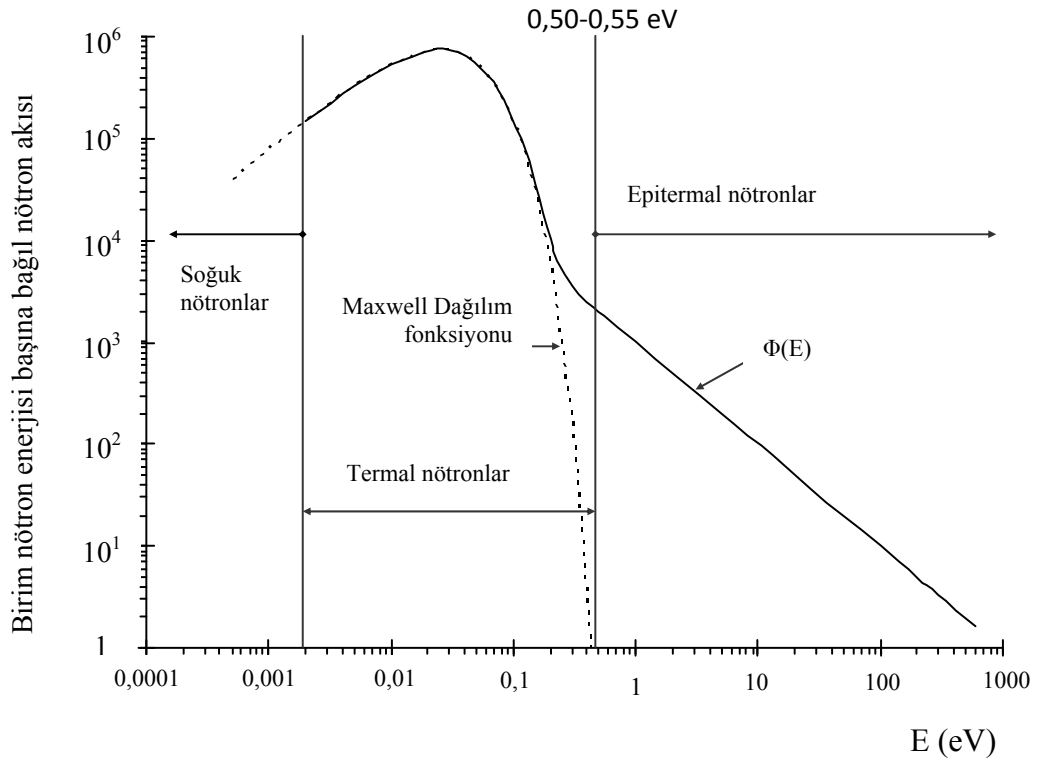
$$\Phi_e (E) = \Phi_e \frac{1}{E} \quad (2.11)$$

denklemleri ile ifade edilir [42]. Epitermal nötron spektrumu, nötron enerjisi ile ters orantılı olduğundan ($\Phi(E) \propto 1/E$) ideal spektrum $1/E$ spektrumu olarak adlandırılır.

Eş. 2.11'deki tanıma göre Φ_{epi} , ideal $1/E$ epitermal nötron spektrumu için toplam nötron akısı

$$\Phi_{\text{epi}} = \int_{E_1}^{E_f} \Phi(E) dE = \int_{E_1}^{E_f} \Phi_e \frac{dE}{E} = \Phi_e (\ln E_2 - \ln E_1) = \Phi_e \Delta(\ln E) \quad (2.12)$$

eşitliği ile ifade edilebilir. Burada E_1 ve E_f değerleri epitermal nötron bölgesi için seçilen alt ve üst sınır enerjileridir. Epitermal nötronlar için farklı kaynaklarda farklı enerji aralıkları belirlenmiş ve kullanılmıştır. Bununla birlikte genel kabul alt enerji sınırının, kadmiyumun termal nötronları kesme enerjisi (E_{Cd}) olan 0,50 veya 0,55 eV olarak alınmasıdır [2, 43-49]. Üst enerji sınırı için kabul edilen değeri 100 keV ile sınırlayan çalışmalar olsa da [50], ilgili sınır için kabul edilen değerler çoğunlukla 1,5 MeV'e kadar uzanmaktadır. Alt sınır için belirlenen değer, termal nötron filtreleme sınırı olarak kabul edildiğinden, termal ve epitermal nötron tesir kesitlerinin belirlenmesi çalışmalarında önem taşır. Termal nötron ve 1/E ideal nötron spektrumları üst üste binen sürekli bir nötron spektrumudur ve Şekil 2.3'te gösterilmiştir [51].



Şekil 2.3. $T=293,6 \text{ K}$ ortalama sıcaklığı için termal ve 1/E epitermal nötron spektrumları

Herhangi bir nötron kaynağından elde edilen ve bir yavaşlatıcı malzeme içinde yavaşlatılan nötronların epitermal enerji bölgesinde ilgili nötron enerjilerine bağlı dağılımlarının ideal olarak adlandırılabilmesi ve dolayısıyla $1/E$ davranışı göstermesi, yavaşlatıcı ortamın bazı özellikleri sağladığının varsayılması ile mümkün olabilir. Bu gereksinimler

- Nötron yavaşlatıcı malzemenin, idealde nötron ortalama serbest yoluna (mean free path) kıyasla sonsuz büyüklükte olması dolayısıyla kaynaktan çıkan hiçbir nötronun dışarıya kaçmaması,
- Nötron kaynağının (reaktörde yakıt çubuklarının) moderatör içinde homojen bir yerleşim sergilemesi,
- Moderatörün yavaşlatma gücünün nötron enerjilerinden bağımsız olması,
- Moderatörün, nötronların yavaşlatılmaları sırasında nötron soğurmaması ($\Sigma_a \approx 0$),
- Moderatör atomlarının ideal gaz modeline uygun olarak serbest parçacıklar gibi davranması,

temel kabulleridir [40]. Uygulamada nötron ışınlama sistemlerinin yukarıda belirtilen şartları sağlaması hiç bir zaman mümkün olmadığından, gerçek ışınlama konumlarında epitermal nötron spektrumlarının $1/E$ davranışından sapmalar gösterdiği bilinmektedir [8, 52]. Bu nedenle son yıllarda $1/E$ ideal davranışından sapmanın etkisi hesaba katılmaktadır.

2.3.2. Gerçek epitermal spektrumlar ve α -biçim parametresi

Uygulamada ancak sınırlı boyutları olan bir yavaşlatıcı ortamın düzenlenebilmesi, yavaşlatıcı malzemeninde belirli derecede nötron soğurması ve saçılma tesir kesitlerinin zayıfta olsa nötron enerjisine bağlı değişimler sergilemesi ve Bölüm 2.3.1’de verilen diğer gereksinimlerin tam sağlanamaması nedenleriyle, herhangi bir ışınlama konumunda epitermal nötron spektrumu ideal $1/E$ davranışından pozitif veya negatif yönde sapmalara sahiptir. Bu yüzden, nötron aktivasyonu yöntemi ile (n,γ) tepkimelerine ait rezonans integrali ve etkin rezonans enerjisi gibi nükleer parametrelerin belirlenmesi sırasında, ışınlama konumundaki epitermal nötron

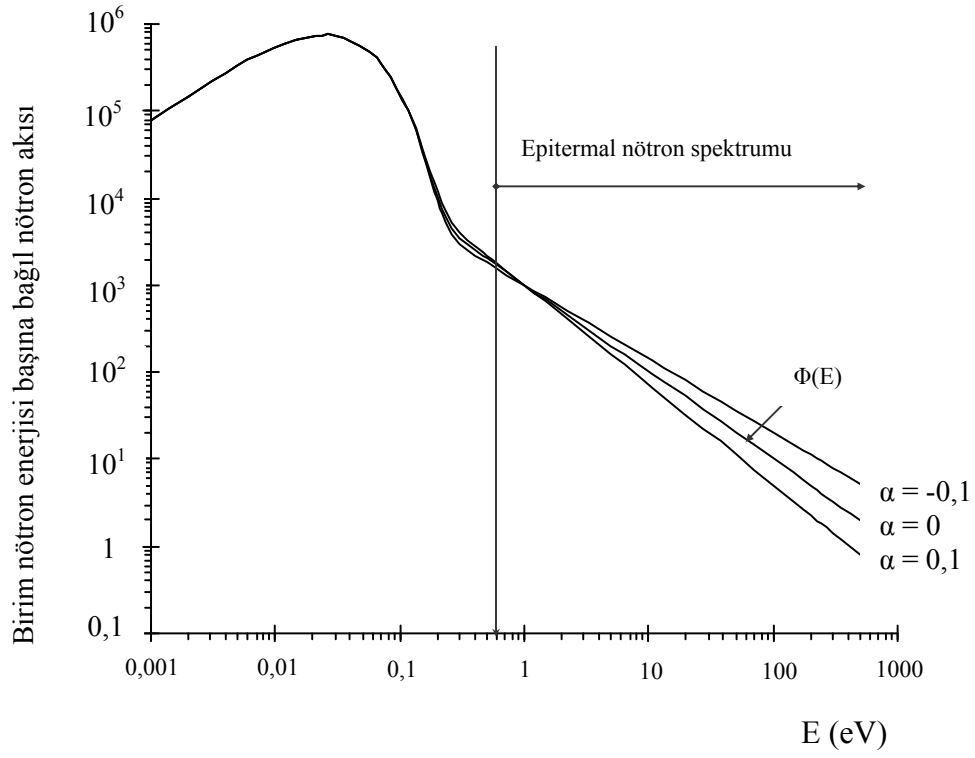
spektrumunun davranışı, tepkime hızlarını etkilemesi nedeniyle hesaba katılmalıdır[7]. Bir çok durumda ideal $1/E$ dağılımına uymayan gerçek nötron spektrumu

$$\Phi_e(E) = \Phi_e \frac{[1 \text{ eV}]^\alpha}{E^{1+\alpha}} \quad (2.13)$$

yaklaşımı ile ifade edilebilir [8, 52]. Burada α epitermal spektrum biçim parametresi veya ideal olmayan epitermal spektrum sapma faktörü olarak adlandırılan, enerjiden bağımsız olduğu varsayılan bir sabittir. Farklı reaktörlerde gerçekleştirilen deneyler, α parametresinin, nötron ışınlama sisteminin boyutlarına, geometrisine, numune ışınlama konumuna ve moderatör özelliklerine bağlı olarak değiştiğini ortaya koymuştur [53]. Nötron kaynağının karakteristik özelliklerine ve ışınlama konumuna bağlı olarak, α biçim parametresinin -0.1 ve +0.1 arasında değerler aldığı ifade edilmiştir [54]. α parametresinin pozitif ve negatif değerler alması durumlarında ideal olmayan epitermal nötron spektrumunun $1/E$ spektrumundan sapmasını temsil eden bir dağılım Şekil 2.4'te görülmektedir. Bu parametre, büyüklük olarak -0,1 ile 0,1 aralığında yer alan küçük bir sayı olmasına karşın geniş bir rezonans enerji aralığında, rezonansın sonuçlara katkısını önemli derecede etkiler.

Bode ve arkadaşlarının [55], bir reaktördeki herhangi bir konum için geçerli olan α değerinin belli bir zamana yayılan farklı ışınlamalar sırasında değişebileceğini ortaya koyması, α parametresinin yeni bir numunenin analizi ile ilgilenilirken yeniden belirlenmesi gereğini ortaya koymuştur. Eş. 2.13'te enerjiden bağımsız orantı katsayısını temsil eden Φ_e parametresinin, her $(E^{-\alpha}/-\alpha) (1 \text{ eV})^\alpha$ birimi başına toplam epitermal nötron akısına eşit olması bakımından, ideal $1/E$ akısındaki katsayıdan farklı olduğu belirtilmelidir [42]. İdeal olmayan epitermal nötron spektrumu için toplam nötron akısı Eş. 2.13'ün integrali alınarak yazılabilir.

$$\Phi_{\text{epi}} = \int_{E_1}^{E_2} \Phi(E) dE = \Phi_e \int_{E_1}^{E_2} \frac{1}{E^{1+\alpha}} dE = \Phi_e \frac{E_1^{-\alpha} - E_2^{-\alpha}}{\alpha} \quad (2.14)$$



Şekil 2.4. $1/E^{1+\alpha}$ Epitermal nötron spektrumunun α -biçim parametresine bağlı davranışı

Epitermal spektrum biçim parametresinin (α) deneysel olarak belirlenmesi için önerilen ve genellikle Cd (cadmium) kılıf içinde gerçekleştirilen ışınlamalara ait verilerin değerlendirilmesine dayanan farklı yöntemler yer almaktadır. İlk yöntemler Schumann ve Albert tarafından geliştirilen “çoklu rezonans monitörü” [52] yöntemi ve Ryves tarafından tanımlanan “çift monitor” [8] yöntemidir. De Corte ve arkadaşları tarafından, ilerleyen yıllarda, Cd-kılıf ve Cd-oranı yöntemlerinin yanında Cd kılıf kullanılmadan ışınlanan ve üç farklı monitör ile α parametresinin belirlenmesine imkan veren bir yöntem de kullanılmıştır [56-58]. Bu çalışmada, numunelerin ışınlama konumlarına özgü α parametresinin belirlenmesinde, ayrıntıları ilerleyen bölümlerde sunulacak olan, iterasyon yöntemi olarak adlandırılan ve son yıllarda basitliği ve kullanışlılığı sebebiyle tercih edilen [59-61] çift monitor yöntemi uygulanmıştır.

2.4. Nötronların Yavaşlatılması

Nötronların yavaşlatılması ya da moderasyonu, nötronların hidrojen, karbon gibi hafif kütleli çekirdeklerle çarpışmaları sonucunda gerçekleşen esnek etkileşmelerle enerji kaybetmeleridir. Nötron moderasyon tekniği, hidrojen, karbon ya da hidrojenli moleküller içeren malzemelerin atomlarının nötronlarla esnek çarpışmaları sonucunda nötronların, kinetik enerjilerinin bir kısmını moderatör çekirdeklerine aktarmaları ve birkaç çarpışma sonucunda termal enerjilere kadar yavaşlamalarıdır. [62]. Nötron moderasyonu, kaynak-dedektör-numune geometrisine bağlı ve moderatöre ait temel özelliklerle yakından ilişkilidir [63, 64]. Örneğin moderatörün H_2O , D_2O veya grafit olması ile kaynak etrafında kullanılan kalınlıkları ve bunların saçılma ve soğurulma özellikleri moderasyon derecesini belirler.

Hemen hemen durgun sayılan moderatör atomlarına kıyasla oldukça yüksek enerjilere sahip olan nötronlar ideal gaz atomlarının uyduğu kanunlara tabi olarak ele alınabilir. 1 eV'un altındaki enerjilerde ideal gaz yaklaşımından sapmalar önem kazanmaya başlar. Bu bölgede saçılma mesafeleri genelde enerjiden bağımsızdır [65].

Farklı moderatörler, farklı kaynak-dedektör-numune geometrileri ile gerçekleştirilen deneyler sonucunda, nötronlara ait yansıma ve moderasyon parametrelerinin, moderatörün ne olduğundan ve moderatör kalınlığından büyük ölçüde etkilendiği tespit edilmiştir [66]. Numuneyi çevreleyen bir nötron yavaşlatıcı hacimdeki (moderatör) termal nötron şiddeti, numune hacmi dışında kalan etkin moderatör hacmine bağlıdır. Termal/hızlı nötron verimi oranı, numune/moderatör hacim oranı ile ters orantılıdır [67].

Nötronları, özellikle de yavaş nötronları hiç soğurmayan herhangi bir saçıcı ortam bulunmamaktadır. Nötron fiziği ideal uygulamalarında, nötronlarla etkileşimlerinde yüksek saçılma ve küçük soğurma tesir kesitine sahip olan ($\sigma_a \ll \sigma_s$) dolayısıyla nötron moderasyonunda veya termalizasyonunda kullanılan küçük kütle numaralı atomlar özel önem taşırlar [6].

Nötronlar, soğurucu olmayan ve nötronların dışarıya sızmasına izin vermeyecek ölçüde büyük olması dolayısıyla sonsuz kabul edilebilen bir ortama konulduklarında ortalama serbest nötron yarıömrüne yakın süreler boyunca ortamda kalırlar. Moderatör malzemenin merkezinde, herhangi bir nötron kaynağı tarafından üretilen nötronlar, moderatör atomları ile esnek ve esnek olmayan bir dizi çarpışma gerçekleştirerek enerji kaybederler. Yüksek enerjili nötronlar için yavaşlama oranını belirleyen saçılma kuralları moderatörün fiziksel halinden bağımsızdır; nötron ve moderatör çekirdeği arasındaki nükleer kuvvetlere bağlı olarak açıklanır. 1 eV civarında moderatör sıcaklığına bağlı olarak saçıcı atomların hızları önem kazanmaya başlar. Nötronların enerjileri azaldıkça, çarpışmalar sonucunda enerji kaybedebilecekleri gibi, moderatör atomlarından enerji kazanabilme olasılıkları da ortaya çıkar. Bir süre sonra nötronların ortalamada kaybettikleri enerjileri kazanabildikleri bir denge durumu ortaya çıkar.

Ortamdaki saçıcı atomlar ile nötronlar arasında denge kurulduğunda, nötron enerji dağılımı, ilgili ortam sıcaklığında Maxwell dağılımına uygun hale gelir. Tüm yavaşlatıcı (moderatör) ortamlar nötron soğurdukları ve sınırlı oldukları için pratikte bu ölçüde ideal bir duruma ulaşamaz. Tüm nötron kaynakları termal değerlere kıyasla daha yüksek enerjili nötronlar yayınladıklarından nötronların termalize olması belirli bir zaman alır. Bu durumda nötronların soğurulma ya da ortam dışına sızma yoluyla kaybedilmeleri olasılıkları bulunmaktadır ve bu olasılık tam bir denge halinin yakalanamayacağı anlamına gelir. Bununla birlikte nötron enerjileri dağılımı, nötronların yeterli derecede geniş olan ve nötron soğurmayan iyi bir moderatör içinde yavaşlamaları süreci (slowing-down) sonunda denge dağılımına oldukça yaklaşıp [6, 41].

Nötronların yavaşlatılmasında kullanılan hafif çekirdeklerin birçoğu birkaç MeV enerjilerine kadar uzanan bölgede sabit esnek saçılma tesir kesitlerine sahiptir. Ağır çekirdeklerin ise ancak düşük enerji bölgesinde sabit saçılma tesir kesitleri vardır. Nötron moderasyon malzemeleri düşük atom ağırlıklı maddelerden seçildiği için saçılma tesir kesitleri için termal nötron enerjisine karşılık gelen tesir kesiti değerleri sabit kabul edilebilir.

Nötron ve hedef çekirdeğin çarpışmadan sonraki hızlarının hesaplanması için enerji ve momentumun korunumuna ait klasik denklemler kullanılır. Laboratuvar koordinat sistemi yerine kütle merkezi koordinat sisteminin kullanılması, hesaplama kolaylığı sağlaması bakımından daha uygun bir yaklaşım olarak benimsenir. Esnek çarpışma sonunda, geliş doğrultusu ile θ açısı yaparak saçılan nötronun sahip olduğu enerji E' , nötronun çarpışmadan önce sahip olduğu enerji E_0 olmak üzere

$$E' = E_0 \frac{1}{2} \{(1+z) + (1-z)\cos\theta\} \quad (2.15)$$

denklemleri ile ifade edilir. Burada z hedef çekirdeğin kütle numarasına bağlı bir parametredir [68].

$$z = \{(A-1)/(A+1)\}^2 \quad (2.16)$$

Örneğin nötron, hidrojen çekirdeği ile çarpışması durumunda ($A=1$; $z=0$) minimum enerjiye sahip olacaktır. Nötronun hidrojen dışında kalan hafif çekirdeklerden biri ile gerçekleştirdiği bir çarpışma sonucunda geliş doğrultusuna yakın bir doğrultuda ilerlemesi durumu için ($\theta \rightarrow 0$) son nötron enerjisi

$$E' = z E_0 \quad (2.17)$$

ile verilir. Kütle merkezi koordinat sisteminde nötron saçılması izotropiktir. Bu nedenle, çarpışma sonucunda bir nötronun E' enerjisine sahip olma olasılığı $E' + dE'$ aralığı için $P(E_0 \rightarrow E')dE'$

$$P(E_0 \rightarrow E')dE' = \frac{dE'}{E_0(1-z)} \quad (2.18)$$

ile ifade edilir. Benzer olarak bir nötronun çarpışma sonrasında sahip olabileceği ortalama enerji

$$\bar{E}' = \frac{E_0(1+z)}{2} \quad (2.19)$$

ile gösterilir. Bu durumda her bir çarpışma sonunda meydana gelen ortalama enerji kaybı

$$E_0 - \bar{E}' = E_0 - \frac{E_0(1+z)}{2} = \frac{E_0(1-z)}{2} \quad (2.20)$$

olur [68]. Fisyon sonucu üretilen nötron enerjilerinden (ortalama 2 MeV) termal enerji bölgesine kadar (0,0253 eV) tüm nötronları kapsamaları için geniş bir lineer enerji skalası yerine logaritmik enerji skalasını kullanmak daha uygundur. Bu durumda, hafif çekirdeklerle çarpışan nötronlar için ortalama logaritmik enerji azalması ξ , tüm olası saçılma açıları üzerinden hesaplanabilir.

$$\xi = \int_{E_0}^{zE_0} \frac{\ln(E_0/E')}{E_0(1-z)} dE' \quad (2.21)$$

Ortalama logaritmik enerji azalması bir fisyon nötronunun, termal enerji değerine kadar ($E=0,0253$ eV) yavaşlaması için yapması gereken ortalama çarpışma sayısının hesabı için kullanılabilir. Bu durumda ilgili ortalama çarpışma sayısı n ,

$$n = \frac{\ln(E_0/E)}{\xi} \quad (2.22)$$

ifadesi ile hesaplanır. Örneğin 2 MeV enerjili nötronların termal enerjiye kadar yavaşlaması için hidrojen çekirdekleri ile 18 kez çarpışması gerekmektedir. Nötron moderasyonunda kullanılan malzemeler, nötron soğurma tesir kesitleri küçük, saçılma tesir kesitleri ise büyük olan maddelerden seçilmelidir. Bu malzemelerin nötron moderasyonu için kullanışlılıkları, makroskobik soğurma (Σ_a) ve saçılma (Σ_s) tesir kesitlerinin fonksiyonu olan, yavaşlatma gücü ($\xi\Sigma_s$) ve yavaşlatma oranı ($\xi\Sigma_s/\Sigma_a$) nicelikleri ile temsil edilir. İyi bir moderatör yüksek bir yavaşlatma oranına sahip

olmalıdır. Çizelge 2.2’de en sık kullanılan moderatör malzemeler için yavaşlatma güçleri, yavaşlatma oranları ve nötronlarının ilgili moderatör çekirdekleri ile çarpışarak termal enerjilere ulaşmaları için gereken çarpışma sayıları verilmiştir [68].

Çizelge 2.2. Nötron moderasyonunda kullanılan bazı malzemeler için yavaşlatma gücü ve yavaşlatma oranı değerleri

Moderatör	ξ	Yavaşlatma gücü, $\xi\Sigma_s$	Yavaşlatma oranı, $\xi\Sigma_s/\Sigma_a$	Termal enerjiye ulaşmak için gerekli çarpışma sayısı (2 MeV $\rightarrow$ 0,0253 eV)
Su	0,95	1,28	58	19
Ağır Su	0,51	0,18	21000	36
Grafit	0,1589	0,065	200	114
Berilyum	0,2078	0,16	130	86

Termalize edilmiş nötronların akı dağılımı aktivasyon yöntemi ile belirlenebilir. Numuneye ulaşan ortalama akı değeri, $\langle\Phi\rangle$, basit bir yöntemle tespit edilebilir. Ancak bu yöntemin deneysel olarak uygulanması azami özen gerektirir. Numunenin yerleştirildiği konumda, numune yokken ölçülen ortalama akı $\langle\Phi_0\rangle$ ve numune varken ölçülen ortalama akı $\langle\Phi\rangle$ olmak üzere, bağıl akı geçirgenliği $R = (\langle\Phi\rangle - \langle\Phi_0\rangle) / \langle\Phi_0\rangle$ ifadesi ile tanımlanır. Bağıl akı geçirgenliği, R niceliği ile incelenen numunedeki hidrojen konsantrasyonu arasında güçlü bir ilişki (korelasyon) vardır. Moderasyonda, nötronları termalize etmede ve termal nötron akısı kalibrasyonunda, polietilen (C_2H_4), poliyestren (C_8H_8), ϵ -kaprolaktam ($C_6H_{11}ON$), pleksiglas ($C_5H_8O_2$), parafin (C_nH_{2n+2}), su (H_2O), ağır-su (D_2O), amonyumnitrat (NH_4NO_3), ve etilalkol (C_2H_5OH) gibi farklı hidrojenli bileşikler kullanılır. Bu farklı bileşiklerin nötron termalizasyonuna ait bazı özellikleri Çizelge 2.3’te verilmiştir [69].

Döteryum, hidrojene göre daha düşük nötron soğurma tesir kesitine sahiptir ve nötronları oldukça düşük nötron kaybı ile termalize eder. Diğer organik moderatörlerin özellikleri, genellikle hidrojenin temel yavaşlatıcı element olarak kullanılması bakımından su bazlı moderatörlerden pek farklı değildir [70]. Yavaşlatma oranı ölçümlerinde sıvı hidrokarbonlar analiz edilirken, ölçümlerin matriks etkilerinden geniş ölçüde bağımsız olduğu ortaya konulmuştur [71].

Çizelge 2.3. Farklı numuneler için yavaşlatma yöntemi ile elde edilen karakteristik veriler [69]

	H (g)	H (x 10 ²³ atom/cm ³)	Ortalama akı <Φ>	Bağıl geçirgenlik akısı (<Φ> - <Φ ₀ >) / <Φ ₀ >
Boş iken	0	0	6,627	0
Fe	0	0	6,076	-0,083
SiO ₂	0	0	6,888	0,039
Al	0	0	7,090	0,070
Pb	0	0	7,422	0,120
Grafit	0	0	10,03	0,513
Polyestren	1,007	0,0096	7,267	0,097
Polyestren + PE	1,792	0,0170	8,185	0,235
Polyestren + PE	2,295	0,0218	8,424	0,271
Fe + PE	2,300	0,0219	7,802	0,177
SiO ₂ + PE	2,300	0,0219	9,022	0,361
Al + PE	2,300	0,0219	8,443	0,274
Pb + PE	2,300	0,0219	9,407	0,419
Grafit + PE	2,300	0,0219	14,56	1,196
Polyestren + PE	5,672	0,0539	12,37	0,867
Polyestren + PE	17,226	0,1638	42,55	5,420
Melamin	27,620	0,2626	104,35	14,745
PE	32,196	0,3061	163,93	23,735
NH ₄ NO ₃	33,242	0,3161	138,01	19,824
Polyestren + PE	38,631	0,3673	157,00	22,690
Polyestren + ε-kaprolaktam	40,072	0,3810	198,37	28,932
PVC	41,000	0,3898	71,46	9,783
Polyestren + PE	46,525	0,4424	183,71	26,719
Pleksiglas	59,606	0,5667	543,95	81,076
Parafin yağı (mum)	61,374	0,5836	600,64	89,630
Alkol	64,592	0,6142	548,95	81,830
Gliserin	65,628	0,6240	620,18	92,578
H ₂ O	68,819	0,6543	520,81	77,584
ε-kaprolaktam	73,098	0,6950	574,99	85,760
PE	77,9053	0,7517	702,04	104,930
Parafin	80,060	0,7612	680,78	101,722

PE : Polietilen

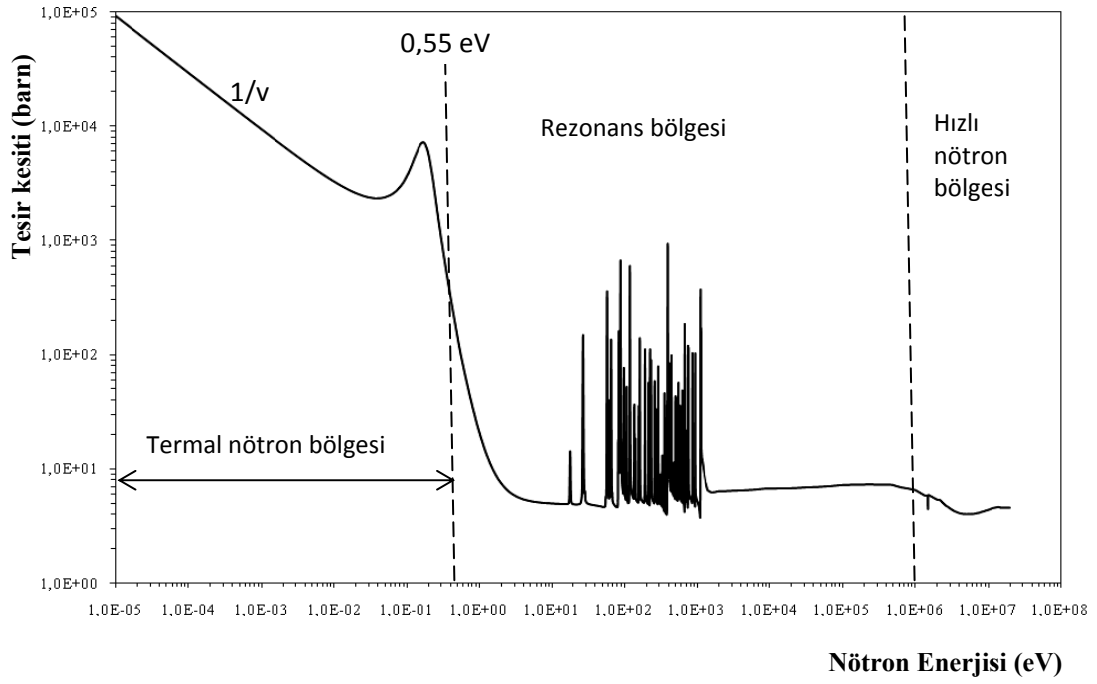
Termal nötron alanlarındaki enerji spektrumu genellikle altın foillerin nötron kaynağını çevreleyen nötron yavaşlatıcı malzemenin içine, kaynaktan farklı uzaklıklara yerleştirilerek ışınlamaya tabi tutulması ve aktifliklerinin ölçülmesi yöntemi ile belirlenir. Bu amaçla her foilin kütlesi duyarlı olarak tespit edilir. Termal bölgenin üzerindeki enerjilere sahip nötronların altın foilde oluşan aktiviteye katkısının belirlenmesi ve gözönüne alınabilmesi için belirli kalınlıklarda seçilen foiller kadmiyum kılıflar içinde ışınlanır. Kadmiyum farkı yöntemi ilerleyen bölümlerde ayrıntıları ile açıklanacaktır. Foiller nötron kaynağının merkezinden farklı uzaklıklara, diğer foillere ulaşan nötron akısını engellemeyecekleri konumlara

yerleştirilir ve ürün izotop yarı ömrünün (^{198}Au için $t_{1/2} = 2,27$ gün [11]) yaklaşık altı katı kadarlık süre boyunca ışınlanır. Bu sürede foil doyum aktivitesinin yaklaşık %98'ine ulaşır.

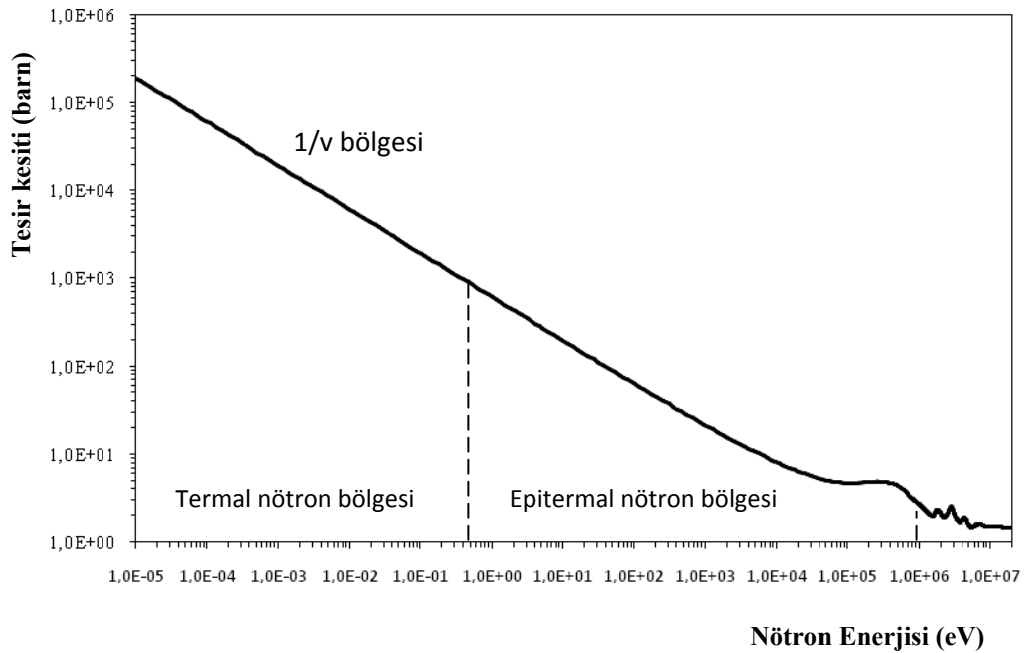
Bir nötron kaynağından yayınlanan nötron spektrumunu belirlemede kullanılan çoklu foil aktivasyonu tekniğinin başlıca avantajları, aktivasyon foillerinin ucuzluğu, küçük boyutta olmaları, gama ışınlarına karşı duyarlı olmaları, elektriksel bağlantılardan etkilenmemeleri, akıda minimum pertürbasyona yol açmaları ve farklı çevre şartlarına uyurlanabilir olmalarıdır [72].

2.5. Kadmiyum Kesme Enerjisi

Herhangi bir nötron ışınlama sisteminde elde edilen nötron spektrumu, termal, epitermal ve hızlı nötronların birlikte bulunduğu bir radyasyon alanından oluşur. Nötron akısına maruz bırakılan herhangi bir maddenin, nötron spektrumunda, sadece termal nötronların elimine edilmesi ile epitermal ve hızlı nötronlarla ışınlaması, ancak maddenin yüksek derecede termal nötron soğurma özelliğine sahip elementlerle filtrelenmesi ile mümkündür [2]. Bu amaçla kadmiyum (Cd) ve bor (B) gibi termal nötron soğurucuları kullanılır. Kadmiyumun, kolayca şekil verilebilir, eğilebilir, bükülebilir ve işlenebilir yumuşaklıkta kullanışlı olmasına karşın bor, elemental formda şekillendirilemediğinden, farklı kimyasal bor bileşikleri şeklinde termal nötron soğurucusu olarak kullanılmaktadır [73-78]. Bor ve kadmiyum arasında nükleer açıdan en önemli fark, tesir kesitlerinin nötron enerjisine bağlı dağılımından kaynaklanmaktadır. Borun tesir kesiti enerjiye bağlı olarak lineer bir değişim sergilerken, kadmiyum keskin bir soğurma pikine sahip olması nedeniyle termal nötronlar için çok daha iyi bir filtredir. Ayrıca borun nötron soğurması ile $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ tepkimesi meydana geldiğinden, ilgili tepkime sonucunda ortaya çıkan alfa parçacıkları ışınlanan numune tarafından soğurulabilir. Bu durum numunenin ısınmasına yol açar ve bu bir çok uygulamada, özellikle organik numuneler incelenirken istenmez [2]. Şekil 2.5 ve Şekil 2.6'da ^{113}Cd ve ^{10}B izotopları için tesir kesitinin nötron enerjisine bağlı dağılımı gösterilmektedir. Grafiklerin çiziminde kullanılan veriler, ENDF/B nükleer veri tabanından alınmıştır [79].



Şekil 2.5. ^{113}Cd izotopunun soğurma tesir kesitinin nötron enerjisine bağlı değişimi



Şekil 2.6. ^{10}B izotopunun soğurma tesir kesitinin nötron enerjisine bağlı değişimi

Kadmiyumun, kesme enerjisi altındaki nötronları yüksek oranda soğurması nedeniyle, nötron aktivasyonu ile incelenen bir numunenin kadmiyum kılıf içine konularak ışınlanması sonucunda numunede oluşan aktivasyonun yalnızca termal bölgeye göre yüksek enerjili nötronlardan kaynaklanması sağlanır. Numunelerin kılıfsız ve Cd kılıfla ışınlanmaları durumlarının ardından oluşan aktiviteler arasındaki farklılık termal nötronların Cd tarafından soğurulmasından kaynaklanır [5]. Işınlama sırasında, spektrumun yüksek enerjili bileşenleri ayırt edilmek istendiğinde, genellikle biri kılıfsız olarak tüm spektrumun etkisine maruz bırakılmak ve diğeri ise bir filtre ile kaplanarak ışınlanmak üzere iki özdeş numune hazırlanır. Filtrelenmeyen ve filtrelenen numunelerde oluşan aktiviteler arasındaki fark termal nötronların aktivasyona katkısının tayin edilmesine imkan verir. Bu teknik aktivasyon analizlerinde ve herhangi bir kaynaktan yayınlanan nötron spektrumunun belirlenmesinde kullanılır [80].

Çizelge 2.4. Kadmiyumun kararlı izotopları, izotopik bollukları ve (n, γ) reaksiyonlarından yayınlanan ani gamalar

Kararlı İzotop	İzotopik Bolluk (%) [328]	σ_0 (b) [328]	Ani gama γ_p (keV) [49]
^{106}Cd	1,25	1	-
^{108}Cd	0,89	1,1	-
^{110}Cd	12,51	11	171,3; 245,3; 284,3; 342,2; 620,3;
^{111}Cd	12,81	24	617,54
^{112}Cd	24,13	2,2	-
^{113}Cd	12,22	20600	95,88; 558,32; 576,04; 648,79; 651,19; 654,47; 707,39; 725,19; 748,04; 805,85; 1209,65; 1283,45; 1300,98; 1364,30; 1370,55; 1399,54; 1489,53; 1660,36; 1826,19; 2102,39; 2398,27; 2455,93; 2550,30; 2659,96; 2767,67; 2799,98; 2999,69; 3109,08; 3218,96; 5824,31; 5934,39
^{114}Cd	28,72	0,34	-
^{116}Cd	7,47	0,075	-

Doğal kadmiyum, bollukları %1,25 ile %28,72 arasında değişen sekiz farklı izotoptan oluşur (Çizelge 2.4). Termal nötronları filtreleme özelliği en yüksek olan izotop, doğal kadmiyum içinde %12,22 oranında bulunan ve termal nötron soğurma tesir kesiti 20600 b olan ^{113}Cd izotopudur [11, 81]. ^{113}Cd izotopunun nötron soğurması ile 10^{-12} - 10^{-14} saniye gibi çok kısa bir sürede $^{113}\text{Cd}(n,\gamma)^{114}\text{Cd}$ tepkimesi

meydana gelir. Bu tepkimelerden, ışınlama esnasında ani gama ışınları çıkar. Uzun süren ışınlamaları sonucunda, diğer izotopların radyoaktif çekirdeklere dönüşme olasılıkları nedeniyle numunelerin kılıflarından çıkarılarak sayılmaları gerekir. Uyarılmış bileşik çekirdek ani gama ışınları yayınlayarak taban enerji seviyesine ulaşır. ^{114}Cd kararlı bir çekirdektir. Kadmiyumun nötron soğurma tesir kesiti, termal ve epitermal nötronların bitiş ve başlangıç ara yüzeyinde keskin bir biçimde azalmaktadır. Bu ara kesitte belirlenen “kesme enerjisi”, kadmiyumun ilgili enerji altında kalan nötronları yüksek oranda soğurduğu enerji değeridir. Bu enerji, 0,40 ile 0,55 eV arasında, Cd kalınlığına ve biçimine (foil, silindir vb.) göre tanımlanır [83].

Cd için daha gerçekçi bir nötron filtreleme (transmisyon) fonksiyonu üstel bir azalma varsayılarak yazılabilir.

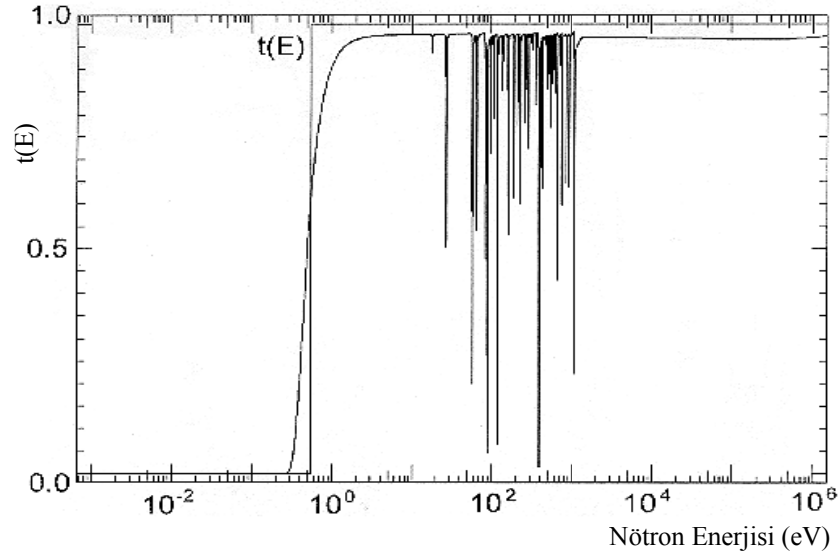
$$t(E) = e^{-N_{\text{Cd}} d \sigma_{\text{Cd}}(E)} \quad (2.23)$$

Burada d , Cd kılıf kalınlığı, σ_{Cd} , Şekil 2.5’te enerjiye bağlı değişimi verilen Cd tesir kesiti ve N_{Cd} , Cd kılıf içinde birim hacimdeki Cd atomu sayısıdır ve basitçe

$$N_{\text{Cd}} = \frac{\rho_{\text{Cd}} N_A}{M_{\text{Cd}}} \quad (2.24)$$

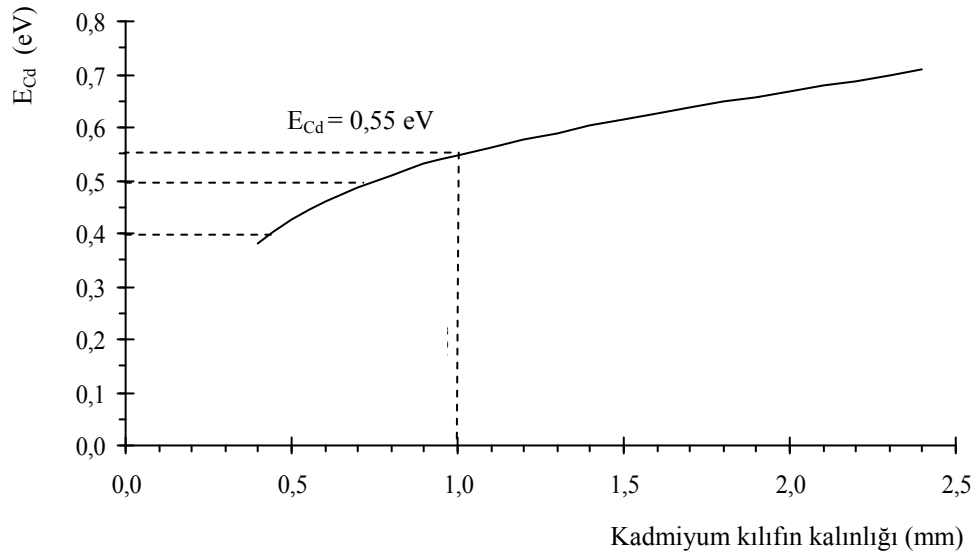
bağıntısı ile hesaplanabilir. Burada ρ_{Cd} , Cd yoğunluğu, N_A , Avagadro sayısı ve M_{Cd} , Cd’un atomik kütesidir.

Nötronların izledikleri yollar, Cd ile gerçekleşen herhangi bir tepkime sonucunda değişir. Ancak Cd kılıftan saçılan nötronlar da numuneye ulaşabileceğinden, yalnızca soğurulma tepkimelerinin nötronların numuneye ulaşmasını engellediği söylenilebilir. Buna göre nötron transmisyon fonksiyonunda Cd nötron soğurma tesir kesitinin hesaba katılması daha gerçekçi olacaktır [82].



Şekil 2.7. 1 mm kalınlığındaki Cd kılıf için kadmiyum iletme fonksiyonu, $t(E)$ ($E < E_{Cd}$ için $t(E) \approx 0$; $E > E_{Cd}$ için $t(E) \approx 1$ dir.)

Bu çalışmada, 1 mm kalınlığındaki silindirik Cd kılıf için Cd kesme enerjisi, farklı kaynaklarda, termal nötron dağılımını karakterize eden Maxwell fonksiyonunun sona erdiği en uygun sınır değeri olarak önerilen 0,55 eV [45, 84-86] olarak kullanılmıştır. Silindir biçimindeki (*yükseklik/yarıçap*=2) bir kadmiyum kılıf için kadmiyum kesme enerjisinin, kadmiyum kalınlığına bağlı değişimi Şekil 2.8’de gösterilmektedir [84]. Cd kesme enerjisi, 1-2 eV’a kadar $1/v$ davranışı gösteren, izotropik nötron akısında 1 mm kalınlığında küçük silindirik Cd kılıf içinde (*yükseklik/çap* $\approx$ 2) ışınlanan, nötron soğurucusu için 0,55 eV kabul edilir (EANDC). Başka örnek ışınlama geometrileri için E_{Cd} farklı değerler alabilir.



Şekil 2.8. İzotropik nötron alanında silindir biçimindeki ($yükseklik/yarıçap=2$) bir kadmiyum kılıf için kadmiyum kesme enerjisinin (E_{Cd}) kadmiyum kalınlığına bağlı değişimi

2.6. Termal Nötron Tesir Kesiti ve Westcott Faktörü

Nötron ışınlamalarında tepkime oluşum hızları (reaction rates), numunenin bulunduğu konumdaki nötron akısı (Φ) ve numuneyi oluşturan kararlı izotopların nötron soğurma tesir kesitlerinin (σ_a) çarpımı ile doğru orantılıdır [87]. Herhangi bir izotopun nötronlarla etkileşme olasılığını belirleyen tesir kesiti, nötron enerjilerine bağlı değişimler gösterir. Bu nedenle her izotopun nötron enerjilerine bağlı olarak değişen tesir kesiti davranışı kendine özgü bir yapıya sahiptir. Termal nötronların nükleer tepkime oluşum hızına katkısı,

$$R_s = \int_0^{v_{Cd}} \sigma(v) v n(v) dv = \int_0^{E_{Cd}} \sigma(E) E^{1/2} n(E) dE \quad (2.25)$$

biçiminde tanımlanır. Burada v_{Cd} , kadmiyum kesme enerjisine (E_{Cd}) karşılık gelen nötron hızı olmak üzere; $\sigma(v)$, v hızındaki nötronlar için etkin tepkime tesir kesiti; $n(v)$ ise aktiflenen numuneye v hızı ile ulaşan nötron yoğunluğudur.

Çok sayıdaki izotopun tesir kesiti, termal nötron enerji aralığında, nötron hızı arttıkça azalan bir davranışa sahiptir. Bu yapı $1/v$ davranışı ve bu yapıda tesir kesitine sahip olan izotoplar $1/v$ soğurucuları olarak adlandırılır. Nötron enerjileri cinsinden ifade edilirse, $1/v$ soğurucuları için termal nötron tesir kesiti, nötron enerjileri arttıkça ilgili enerjinin karekökü ile ters orantılı olacak biçimde azalır $\langle \sigma \propto (1/\sqrt{E}) \rangle$.

Bir $1/v$ soğurucusu için etkin tesir kesiti, v_0 , kabul edilen termal nötron hızı ve σ_0 , bu hızdaki nötronlar için tesir kesiti olmak üzere

$$\sigma(v) = \sigma_0 \frac{v_0}{v} \quad (2.26)$$

ifadesi ile belirlidir. İdeal $1/v$ soğurucusu için tanımlanan tesir kesiti, tepkime hızı ifadesindeki yerine yazılırsa; tepkime hızı

$$R_s = \sigma_0 v_0 \int_0^{v_{Cd}} n(v) dv = \sigma_0 v_0 N_t \quad (2.27)$$

şeklini alır. N_t toplam termal nötron yoğunluğunu temsil etmektedir (birim hacimdeki toplam nötron sayısı). Burada tepkime hızının, hıza bağlı $n(v)$ nötron yoğunluğundan bağımsız olduğu belirtilmelidir. Tepkime hızı, $\phi(E)$ nötron akı spektrumu olmak üzere, nötron enerjilerine bağlı olarak da ifade edilebilir.

$$R_s = \int_0^{E_{Cd}} \sigma(E) \phi(E) dE \quad (2.28)$$

Bu durumda

$$\sigma(E) = \sigma_0 \sqrt{\frac{E_0}{E}} \quad (2.29)$$

ifadesi E enerjili nötronlar için etkin tesir kesitini temsil eder. E_0 , v_0 hızındaki termal nötronların sahip olduğu enerjidir [82]. Termal nötron tesir kesitlerinin tanımlandığı standart enerji, 293,43 K ya da 20,43 °C oda sıcaklığına karşılık gelen 2200 m.s⁻¹'lik nötron hızındaki $4,05 \times 10^{-21}$ J ya da 0,0253 eV'luk nötron enerjisidir [88, 89]. Söz konusu standart enerji kavramı ilk kez Westcott tarafından tanımlandığından termal nötron akısı için referans hız ifade etme eğilimi “Westcott geleneği” olarak adlandırılır. Westcott geleneği aktivasyon ölçümlerinde termal nötronlar nedeniyle oluşan aktivasyonun hesaplanmasını standart hale getirmiştir [90-93]. Herhangi bir izotopun termal nötron tesir kesiti bilindiğinde herhangi bir nötron hızı ya da enerjisi için geçerli tesir kesiti Eş. 2.26 ve Eş. 2.29 kullanılarak kolaylıkla belirlenebilir. Tepkime hızı toplam nötron yoğunluğu ile orantılı iken, toplam termal nötron akısı ile aynı ilişkiyi göstermez. Termal nötron akısı, Maxwell dağılımında olduğu varsayılarak,

$$\varphi(E) = E e^{-E/kT} \quad (2.30)$$

ilişkisi ile ifade edilir. Bu durumda termal tepkime hızı, K akı derecelendirme sabiti olmak üzere

$$R_s = K \int_0^{E_{Cd}} \sigma(E) E e^{-E/kT} dE \quad (2.31)$$

ve 1/v soğurucusu için

$$R_s = K \sigma_0 \sqrt{E_0} \int_0^{E_{Cd}} \sqrt{E} e^{-E/kT} dE \quad (2.32)$$

haline dönüşür. Westcott geleneğinde T sıcaklığı için ortalama termal nötron tesir kesiti, σ_{th}

$$\sigma_{th} = \frac{\int \sigma(E) \phi(E) dE}{\int \phi(E) dE} = \frac{K \sigma_0 \sqrt{E_0} \int \sqrt{E} e^{-E/kT} dE}{K \int E e^{-E/kT} dE} \quad (2.33)$$

ifadesi ile belirlenir. İntegral sınırlarının 0- ∞ aralığına yayılması durumunda, termal nötron tesir kesiti ile T sıcaklığındaki ortalama tesir kesiti arasındaki ilişki yazılabilir.

$$\sigma_{th} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sigma_0 \sqrt{\frac{T_0}{T}} \quad (2.34)$$

Bu ifade yalnızca Maxwell spektrumu içinde bulunan 1/v soğurucuları için geçerlidir. Pratikte tesir kesitleri 1/v davranışından sapmalar gösterebilir ve ısınlama ünitesine bağlı olarak nötron spektrumu ideal durumdan sapabilir. İdeal olmayan tesir kesiti davranışlarının hesaplara yaptığı etkinin düzeltilmesi konusunda ilk girişim Westcott tarafından, Westcott-g(T_n)-faktörlerinin tanımlanması ile gerçekleştirilmiştir [94]. 1/v davranışına uymayan izotoplara ait nükleer parametreler belirlenirken Westcott faktörleri gözönüne alınmalıdır [95]. Bu izotopların, termal nötron bölgesinde Maxwell dağılımına uygun nötronlar için etkin tesir kesitleri (σ_m), nötron sıcaklığına duyarlıdır ve 0,0253 eV enerjili nötronlar için belirlenen tesir kesitlerinden (σ_0) farklıdır. σ_m ve σ_0 arasındaki ilişki, T_n nötron sıcaklığı olmak üzere, g(T_n) fonksiyonu ile belirlidir [96].

$$\sigma_m(T_n) = g(T_n) \sigma_0 \quad (2.35)$$

1/v davranışından önemli derecede sapmalar gösteren nötron soğurucularının etkin Westcott faktörlerinin deneysel yollarla belirlenmesi, çok sayıda niceliğin bağlı veya mutlak yöntemlerle ölçülmesini gerektirdiğinden, zor bir süreçtir [97]. Nötron sıcaklığına bağlı g(T_n) fonksiyonu teorik [96, 98] ya da deneysel [99] değerlendirmelerle elde edilebilir. Bu tez çalışması kapsamında incelenen izotopların (n, γ) tepkime tesir kesitleri için deneylerde geçerli 20 °C sıcaklıktaki Westcott-g(T_n)-faktörleri Çizelge 2.5'te verilmiştir.

Fakat Westcott gösterimi hala spektrumun Maxwell dağılımına uyduğunu varsaymaktadır. İlgili gösterim geliştirildiğinde, elementlerin tesir kesitlerinin enerjiye bağlı dağılımlarının çizilmesi için gerekli bilgilerde eksikler bulunmakta ve spektral şekil bilinen dataların belirli fonksiyonlara fit edilmesi yoluyla tahmin edilmektedir. $1/v$ tesir kesiti dağılımı göstermeyen izotopların tesir kesitlerinin enerjiye bağlılığını, Maxwell dağılımından sapmalar gösteren spektrumlarda dahi tespit etmeye imkan veren genelleştirilmiş $g(T_n)$ -faktörü hesabı için alternatif bir yöntem geliştirilmiştir [82, 88, 100, 101]. Bu yöntemle göre genelleştirilmiş $g(T_n)$ -faktörü

$$g(T_n) = \frac{\int_0^{E_{Cd}} \sigma(E) \varphi(E) dE}{\sigma_0 \frac{\sqrt{\pi}}{2} \int_0^{E_{Cd}} \varphi(E) dE} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\sigma_{th}}{\sigma_0} \quad (2.36)$$

ile belirlenmektedir. σ_{th} tanımı, ilgili integrallerde yerine yazıldığında yukarıdaki tanımlama, Maxwell spektrumundaki $1/v$ soğurucusu için Westcott- g -faktörü bağıntısını verir [82].

$$g_w(T) = \sqrt{\frac{T_0}{T}} g \quad (2.37)$$

Genelleştirilmiş g -faktörünün dikkate alınması ve tepkime hızının tespiti üzerine temellendirilen nükleer analiz yöntemlerine uygulanması, ilgili analiz yöntemlerinin termal bölgede Maxwell dağılımından sapmalar gösteren ısınlama sistemlerinde de kullanılabilmesine imkan tanır.

Bir çok izotop için nötron soğurma tesir kesitlerinin büyük artışlar gösterdiği belirli enerji değerleri bulunmaktadır. Epitermal bölgede nötron enerjisine bağlı tesir kesiti birbirinden ayrı keskin pikler, rezonanslar biçiminde keskin değişimler gösterir [102]. İlgili enerjilerdeki bu büyük dereceli artışlar, soğurma tesir kesitindeki rezonanslar olarak adlandırılır. Termal enerji bölgesinde rezonansı olan izotoplar için Westcott faktörü 1'den farklıdır ve ayrıca nötron kaynağının çalışma sıcaklığına bağlı değişimler gösterir [88].

Çizelge 2.5. Bu tez çalışmasında incelenen izotopların (n,γ) tepkime tesir kesitleri için deneylerde geçerli 20 °C sıcaklıktaki Westcott g(T_n) faktörleri

İzotop	Westcott g (20 °C) faktörü	Referans
⁵⁵ Mn	1,0003	Mughabghab [103]
	1,0004	KAERI [104]
	1	Ryves and Zieba [105]
⁹⁸ Mo	1,0008	KAERI [104]
¹⁹⁷ Au	1,0054	Mughabghab [103]
	1,0066	Holden [88]
	1,0038	Gryntakis and Kim [106]
	1,00506	ENDF/B [107]
	1,0051	ASTM E262 [45]
	1,0053	Westcott [108]
	1,007	Akaho and Nyarko [95]
	1,0053	Ryves and Zieba [105]
	1,0005	KAERI [104]
	1,0005	KAERI [104]
¹¹⁵ In	1,0203	Mughabghab [103]
	1,0195	KAERI [104]
	1,0205	Holden [88]
	1,0175	Gryntakis and Kim [106]
	1,0194	ASTM E262 [45]
	1,0192	Westcott [108]
	1,003	KAERI [104]
¹⁵² Sm	0,8940	Mughabghab [103]
¹⁵¹ Eu	0,8998	KAERI [104]
	0,9014	Holden [88]
	0,8992	Gryntakis and Kim [106]
	0,89201	ENDF/B [107]
	1,0009	Mughabghab [103]
¹⁵⁸ Gd	1,0006	KAERI [104]
¹⁶⁴ Dy	0,9870	Mughabghab [103]
	0,9880	Holden [88]
	0,98763	ENDF/B [107]
	0,9876	Nakazawa and Sekiguchi [109]
¹⁷⁰ Er	1,000	-
¹⁷⁹ Hf	0,9980	Mughabghab [103]
	0,9981	KAERI [104]

2.7. Epitermal Bölgede Tesir Kesiti Davranışı ve Rezonans İntegral Tesir Kesiti

İzotopların epitermal nötron enerji bölgesindeki tesir kesiti davranışları herhangi bir kurala bağlı değildir. Epitermal nötron bölgesinde tesir kesitleri, $1/v$ doğrusu üzerine yerleşen, nötron enerjileri arttıkça enerjiye bağlı keskin değişimler gösteren davranışa sahiptir. Bu keskin değişimlerin ya da başka bir ifade ile tesir kesitinde oluşan piklerin gözlemlendiği bölge rezonans bölgesi olarak da adlandırılır. Gözlenen rezonanslar, her izotop için farklı enerjilerde oluşmakta ve farklı maksimum ve genişlik değerlerine ulaşmaktadır. Üstelik aynı izotopun bir çok sayıda olabilen ve farklı enerjilerde gözlenen her bir pikinin şiddeti diğerlerinin şiddetlerinden farklı olabilmektedir.

Rezonansın oluştuğu ve nötronla etkileşen izotopun soğurma tesir kesitinin keskin bir biçimde arttığı enerji değerinde, nötronun kinetik enerjisi, izotopun nötron soğurması ile oluşan bileşik çekirdeğin uyarılma seviyelerinden birine eşit enerjide uyarılmış bileşik çekirdek oluşturacak enerji kadardır [110]. Bileşik çekirdeğin kinetik enerjisi ihmal edilecek kadar küçük kabul edilirse, uyarılma enerjisi, hedef çekirdek nötronlarının bağlanma enerjileri ile nötronun kinetik enerjisinin toplamına eşittir. Nötron rezonansları, nötron bağlanma enerjisinin hemen üzerinde, yaklaşık 6-8 MeV uyarılma enerjisine sahip olan bileşik çekirdeğin durumu ile ilişkilidir [111].

2.7.1. Bileşik çekirdek durumunun özellikleri

Her bir bileşik çekirdek durumunun Heisenberg belirsizlik ilkesine uygun, τ sonlu yaşam süresine (ömür) bağlı bir genişliği (zaman belirsizliği) bulunmaktadır.

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} \quad (2.38)$$

Burada $\Gamma/\hbar=1/\tau$ bileşik çekirdek durumunun 1 saniye içinde bozunma olasılığı olarak da tanımlanabilir. Bu olasılık γ emisyonu, nötron yayınlanması, yüklü

parçacık yayınlanması gibi farklı bozunma yollarından ileri gelen olasılıkların toplamıdır. Buna göre Γ toplam genişliği ifadesi okunurken tüm kısmi genişliklerin toplamı olduğu düşünülmelidir.

$$\Gamma = \Gamma_{\gamma} + \Gamma_n + \dots \quad (2.39)$$

Γ_{γ}/Γ bileşik çekirdeğin γ emisyonu yoluyla bozunma olasılığının bağıl değeri, Γ_n/Γ ise yeni bir nötron yayınlayarak bozunma olasılığıdır. Γ_{γ} radyasyon genişliği ve Γ_n ise nötron genişliği olarak adlandırılır. Genellikle ilgili genişlikler her bir çekirdek için farklı olmak üzere rezonanstan rezonansa değişebilen niceliklerdir.

Radyasyon genişliği Γ_{γ} , rezonanstan rezonansa küçük farklılıklar gösterir. Ölçümler sonucunda hafif kütleli çekirdekler için 0,2 eV mertebesinde olan radyasyon yayınlama genişliğinin ağır çekirdeklerde 0,03 eV'a kadar azaldığı ortaya konulmuştur. Nötron genişliği oldukça karmaşık bir davranış sergiler. Rezonanstan rezonansa keskin ve güçlü değişimler gösterir. Bununla birlikte ortalama olarak nötron enerjileri arttıkça artan bir davranışa sahiptir. Bu nedenle de bu çalışmada uygulanan, tüm bu rezonans bölgesi ile eşdeğer etkiyi temsil edecek ortalama rezonans değeri (E_r) belirlenmesi önemli bir yaklaşımdır.

2.7.2. Breit-Wigner formülü

İzole edilmiş tek bir rezonans civarında, (n,γ) tepkimesinin tesir kesiti değişimi Breit-Wigner formülü yardımıyla hesaplanabilir. Hızlı nötronlar dışında kalan bölgede, nötron yakalayan bir çekirdeğe, ilgili nötron tarafından açısız momentum aktarılması ve bileşik çekirdeğin yörünge açısız momentumunun değişmesi söz konusu değildir ve nötron genişliği nötron enerjisine bağlı olarak

$$\Gamma_n = \Gamma_{n0} \sqrt{E} \quad (2.40)$$

davranışı gösterir. Γ_{n0} her bir çekirdeğin farklı rezonanslarına istatistiksel kurallar (Porter-Thomas dağılımı) uygulanarak türetilir [6]. Bu durumda E, nötron enerjisi olmak üzere, rezonans bölgesindeki belirli bir enerji için tesir kesiti,

$$\sigma_{n,\gamma}(E) = \pi \lambda^2 g \frac{\Gamma_\gamma \Gamma_n}{(E-E_R)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (2.41)$$

ifadesi ile hesaplanmaktadır [112]. Burada E_R rezonans tepesi enerjisi ve I ve J sırasıyla hedef çekirdek ve bileşik çekirdek rezonans durumunun spinleri olmak üzere ağırlık fonksiyonu $g=(2J+1)/2(2I+1)$ olarak tanımlıdır.

$$\lambda = \frac{\lambda}{2\pi} = \frac{\hbar}{mv} \quad (2.42)$$

nötronun De Broglie dalga boyudur. $E=E_R$ enerjisinde tesir kesiti maksimuma sahiptir.

$$\sigma_{n,\gamma}^0 = 4\pi \lambda_R^2 g \frac{\Gamma_\gamma \Gamma_n}{\Gamma^2} \quad (2.43)$$

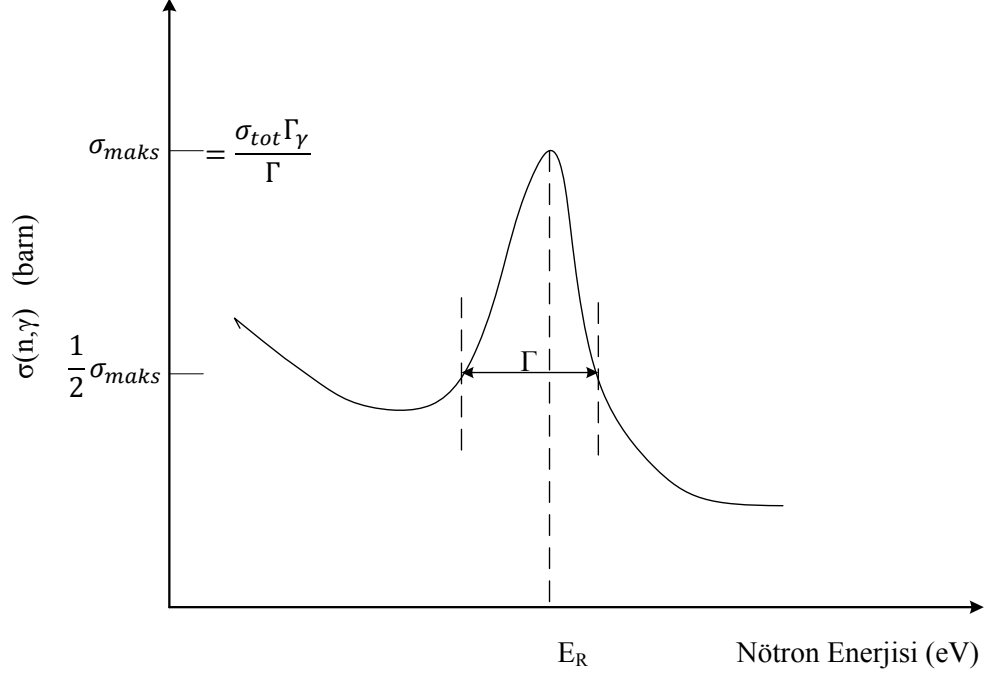
$E=E_R \pm \Gamma/2$ de $\sigma_{n,\gamma}$ tesir kesiti yaklaşık olarak maksimum değerinin yarısına eşittir. Bu yüzden Γ rezonansın yarı-maksimum genişliği (YYTG) olarak önem kazanır.

Düşük enerjilerde soğurma tesir kesitinin sergilediği $1/v$ davranışı Breit-Wigner formülü ile açıklanır. E enerjisi sıfıra yaklaşırken, $E_R \gg \Gamma$ olduğunda Breit-Wigner formülü

$$\sigma_{n,\gamma}(E) \approx \pi \lambda^2 g \frac{\Gamma_\gamma \Gamma_n}{E_R^2} \quad (2.44)$$

olarak yeniden yazılabilir. (n,γ) tepkimesindeki Γ_n nötron genişliği için verilen Eş. 2.44 deki yaklaşım ve Γ_n nötron genişliğinin enerjiye bağlı davranışı (Eş. 2.40) dikkate alınarak tesir kesiti yeniden yazılabilir [6].

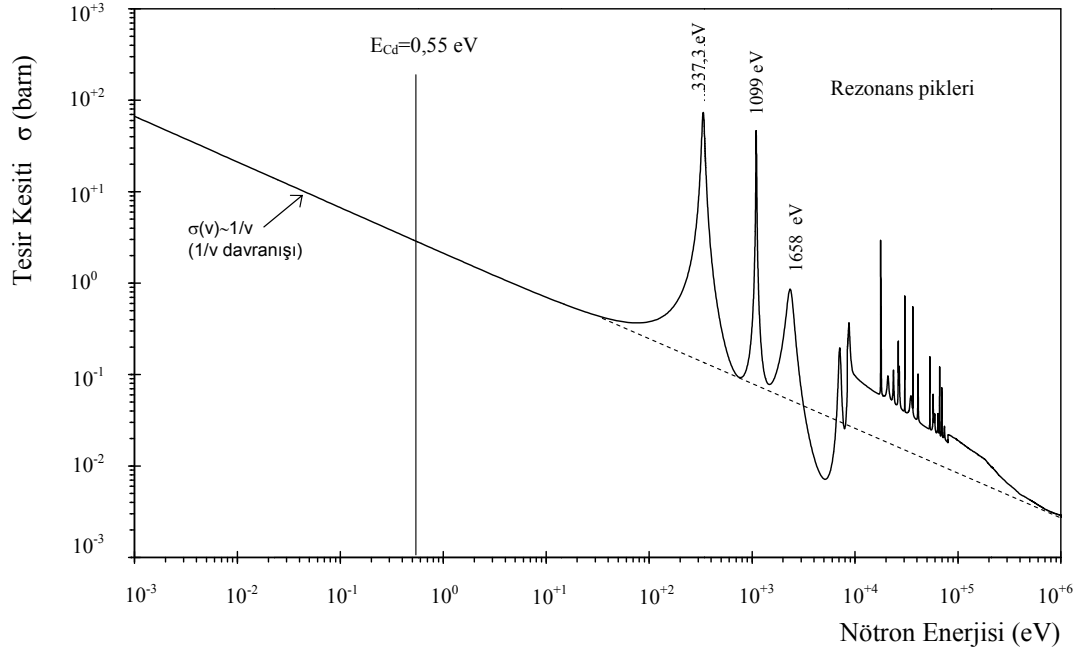
$$\sigma_{n,\gamma}(E) = \pi \lambda^2 g \frac{\Gamma_\gamma \Gamma_{n0}}{E_R^2} \sqrt{E} = \pi \lambda_R^2 g \frac{\Gamma_\gamma \Gamma_{n0}}{E_R^2} \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (2.45)$$



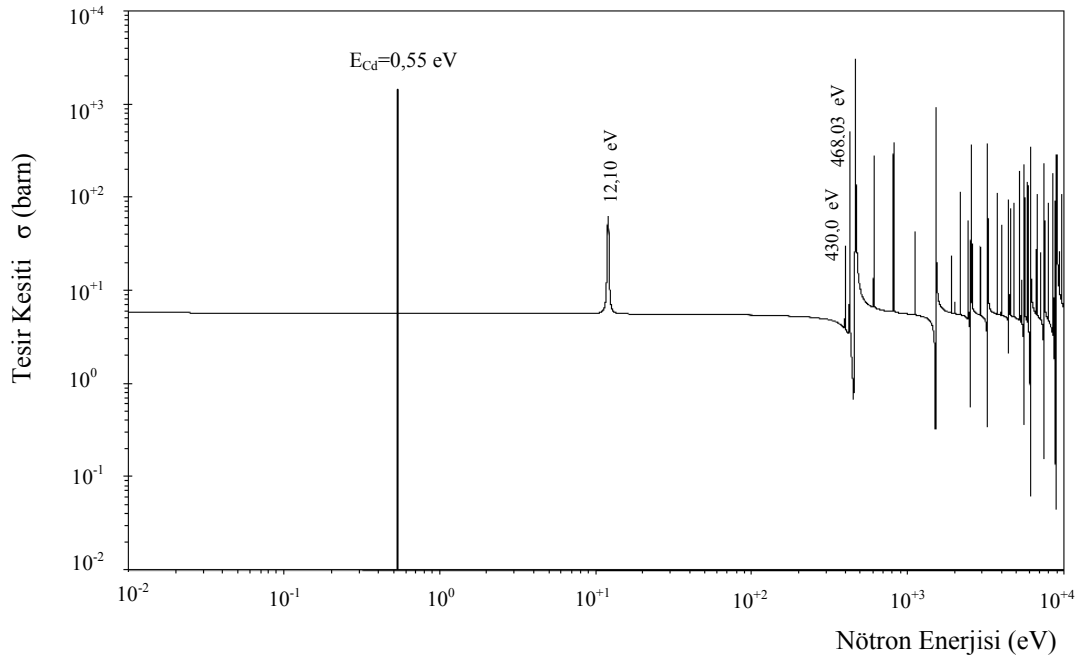
Şekil 2.9. Tipik bir (n,γ) tepkimesinde gözlenen rezonansın tanımlanması (σ_{maks} : maksimum nötron soğurma tesir kesiti, E_R : rezonans enerjisi, σ_{tot} : E_R enerjisindeki toplam tesir kesiti)

Eş. 2.45 ile verilen nötron genişlikleri genellikle 10^{-3} -10 eV aralığındadır. Nötron enerjilerine bağlı olarak tesir kesitinde büyük değişimlerin meydana geldiği rezonansların oluşumları aktivasyon analizlerinde elementlerin belirlenmesine imkan verecek kadar tipik özellikler taşır [113].

Bu çalışmada monitör olarak kullanılan ve nükleer özellikleri incelenen izotopların (n,γ) tesir kesitlerinin nötron enerjilerine bağlı değişimleri Ek 1 ve 2 de verilmiştir. Hazırlanan tez çalışmasında monitör olarak seçilen Mn ve Mo elementlerinin, $^{55}\text{Mn}(n,\gamma)^{56}\text{Mn}$, $^{98}\text{Mo}(n,\gamma)^{99}\text{Mo}$ tepkimeleri ve standart $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$ tepkimesi için aktivasyon tesir kesitinin nötron enerjisine bağımlılığı Şekil 2.10'da gösterilmiştir. İlgili değişim grafiğinin çizilmesi için gerekli nükleer veri ENDF/B VI tabanlarından alınmıştır [79].

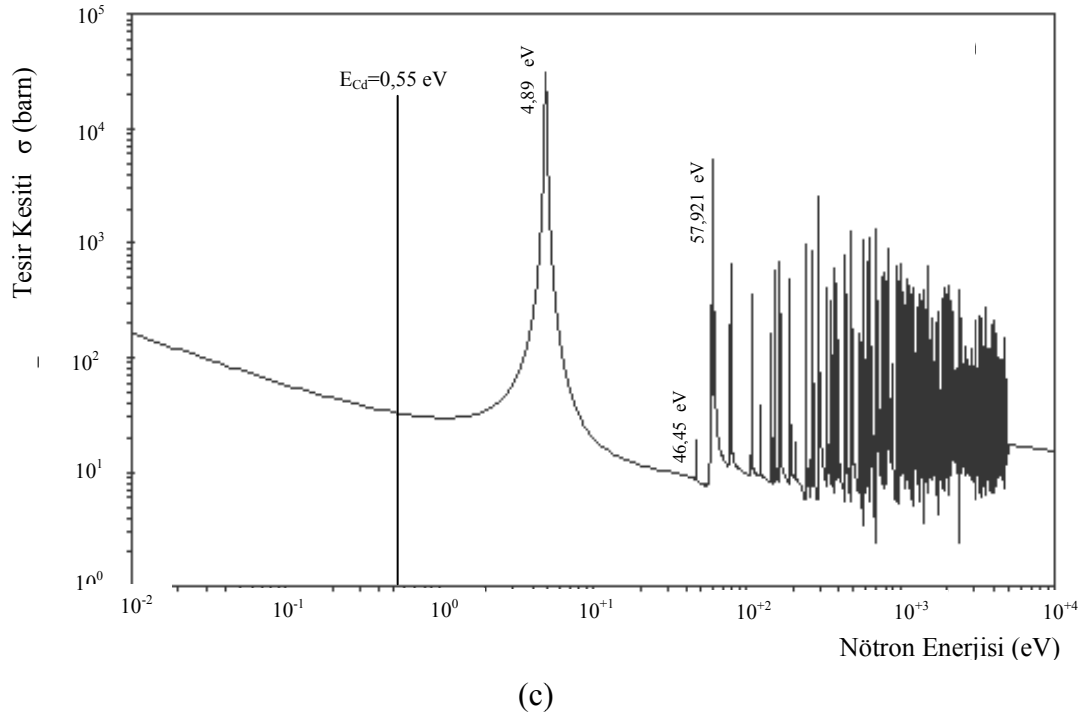


(a)



(b)

Şekil 2.10. a) $^{55}\text{Mn}(n,\gamma)^{56}\text{Mn}$ tepkimesi için aktivasyon tesir kesitinin nötron enerjisine bağlı değişimi b) $^{98}\text{Mo}(n,\gamma)^{99}\text{Mo}$ tepkimesi için aktivasyon tesir kesitinin nötron enerjisine bağlı değişimi c) $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$ tepkimesi için tesir kesitinin nötron enerjisine bağlı değişimi



Şekil 2.10.(Devam) a) $^{55}\text{Mn}(n,\gamma)^{56}\text{Mn}$ tepkimesi için aktivasyon tesis kesitinin nötron enerjisine bağlı değişimi b) $^{98}\text{Mo}(n,\gamma)^{99}\text{Mo}$ tepkimesi için aktivasyon tesis kesitinin nötron enerjisine bağlı değişimi c) $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$ tepkimesi için tesis kesitinin nötron enerjisine bağlı değişimi

Epitermal bölgede termal bölgeye en yakın rezonansların enerjileri, ^{55}Mn için $E_1=337,3$ eV, $E_2=1099$ eV, $E_3=1658$ eV ve ^{98}Mo için $E_1=12,10$ eV, $E_2=430,00$ eV, $E_3=468,03$ eV'dur [13]. Dolayısıyla ^{55}Mn ve ^{98}Mo 'in termal bölgeye en yakın rezonansları, ^{197}Au standard monitörün ilk rezonanslarına ($E_1=4,89$ eV, $E_2=46,45$ eV, $E_3=57,921$ eV [13]) göre değer olarak oldukça uzaktadır. Bu yüzden, etkin rezonans enerjisinin veya rezonans integral tesis kesitinin ölçümünde, $^{55}\text{Mn}(n,\gamma)^{56}\text{Mn}$ ve $^{98}\text{Mo}(n,\gamma)^{99}\text{Mo}$ monitör tepkimeleri $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$ tepkimesine kıyasla daha uygun olduğu tespit edilmiştir. Ayrıca, ^{198}Au radyoaktif izotopunun nötron soğurma tesis kesitinin oldukça yüksek olması nedeniyle nötron yakalaması bu tepkimenin monitör özellikleri açısından, özellikle yüksek akıllı reaktör ışınlamalarında belirgin bir hataya yol açmaktadır. $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$ tepkimesi sonucunda üretilen ^{198}Au radyoaktif çekirdeklerinin ihmal edilemeyecek oranda nötron soğurması ^{197}Au izotopu ile orantılı bir ürün elde etmede handikap oluşturur ve oluşacak ^{198}Au sayısında yanma etkisi nedeniyle (burnup effect) bir azalmaya yol açar [12].

2.7.3. Rezonans integral tesir kesiti

Epitermal nötron enerji bölgesinde, iki farklı nötron enerjisindeki tesir kesitlerini birbirleri ile ilişkilendiren bir kuralın olmaması ve izotopların bu bölgedeki tesir kesitlerinin, termal bölgede olduğu gibi, belli bir enerji referansında ifade edilememesi nedeniyle; epitermal nötronlar tarafından meydana getirilen aktivasyon hesaplanırken gözönüne alınacak tesir kesitinin belirlenmesi termal nötron tesir kesitine kıyasla daha karmaşık bir süreç gerektirir. Bölüm 2.7'de belirtildiği gibi, izotopların epitermal enerji bölgesindeki tesir kesitleri nötron enerjisine bağlı olarak ani artışlar şeklinde gözlenen rezonanslara sahiptir. En genel tanımıyla rezonans integral tesir kesiti, kadmiyum kesme enerjisi (0,50-0,55 eV) üzerindeki epitermal nötron enerjilerinin toplam tesir kesiti olarak kabul edilir.

İzotropik (yönden bağımsız) ya da paralel demet biçimindeki nötron alanında ışınlanan bir numune içindeki izotopların, yalnızca epitermal enerji bölgesindeki nötronlarla ışınlaması, numunenin Cd kılıf içinde ışınlaması ile mümkündür. Bu durumda yalnızca kadmiyum kesme enerjisinden büyük enerjiye sahip nötronlar numuneye ulaşabilir. Meydana gelen aktivasyon, numunede yer alan izotopların rezonanslarının bulunduğu enerji bölgeleri ile doğrudan ilişkilidir. Nötron spektrumunda, enerji arttıkça nötron akısı azaldığından, herhangi bir rezonansın aktivasyona katkısı, rezonansın maksimum değerinin büyük olması kadar ilgili enerjideki nötron sayısı ile de ilişkilidir. Epitermal enerji bölgesinde yer alan bir rezonans tepesine karşılık gelen tesir kesiti değeri büyük olsa bile, bu bölgedeki nötron sayısı termal bölgeye göre oransal olarak az olduğu için rezonansın aktivasyona katkısı daha az olacaktır.

Rezonans integral tesir kesiti, herhangi bir izotopun ideal $1/E$ epitermal nötron spektrumu üzerinde yer alan ve belli nötron enerjilerine karşılık gelen rezonans tesir kesitlerinin toplamıdır. Rezonans integrali (I_0) cm^2 boyutunda olup tesir kesitinin nötron enerjisine göre değişimini ifade eden eğrinin altında kalan alana karşılık gelir. Buna göre, herhangi bir izotop için rezonans integral tesir kesiti (I_0), E nötron enerjisini temsil etmek üzere

$$I_0 = \int_{E_{Cd}}^{\infty} \sigma(E) \frac{dE}{E} \quad (2.46)$$

şeklinde ifade edilir [56]. Burada E_{Cd} , kadmiyum kesme enerjisi olup $\sigma(E)$, E enerjili nötronlar için tesir kesitini ifade eden bir fonksiyondur.

Şekil 2.10'da görüldüğü gibi kadmiyum kesme enerjisinden (E_{Cd}) sonra $1/v$ davranışı devam ettiği ve rezonans pikleri de $1/v$ doğrusunun üzerine bindiği için Eş. 2.46'da verilen integral iki kısımdan meydana gelir. Rezonans integral tesir kesitinin içerisinde rezonanslardan gelen katkıya ilave olarak, $1/v$ bölgesinden gelen bir katkı da söz konusudur. Bu durumda matematiksel olarak rezonans integral tesir kesiti:

$$I_0 = I'_0 + I_{1/v} \quad (2.47)$$

şeklinde iki katkının toplamı olarak ifade edilebilir. Burada I'_0 indirgenmiş rezonans integral tesir kesiti olup, sadece rezonanslardan ileri gelen katkıyı ifade eder. $I_{1/v}$ ise kadmiyum kesme enerjisinden sonra da devam etme eğiliminde olan $1/v$ karakterinin epitermal enerji bölgesindeki kısmından rezonans integral tesir kesitine gelen katkıdır. İdeal bir $1/v$ soğurucusu için $1/v$ katkısı ($I_{1/v}$)

$$I_{1/v} = \int_{E_{Cd}}^{\infty} \left(\frac{v_0 \sigma_0}{v} \right) \frac{dE}{E} = \sigma_0 \int_{E_{Cd}}^{\infty} \left(\frac{E_0}{E} \right)^{1/2} \frac{dE}{E} = 2\sigma_0 \sqrt{\frac{E_0}{E_{Cd}}} \quad (2.48)$$

şeklinde belirlenebilir. Bu eşitlikte $E_0 = 0,0253$ eV ($v_0 = 2200$ m/s nötron hızına karşılık gelen nötron enerjisi), σ_0 , 2200 m/s nötron hızı için tesir kesitidir.

Eş. 2.46, Eş. 2.47 ve Eş. 2.48'den indirgenmiş rezonans integral tesir kesiti (I'_0)

$$I'_0 = \int_{E_{Cd}}^{\infty} \left(\sigma(E) - \frac{v_0 \sigma_0}{v} \right) \frac{dE}{E} = I_0 - 2\sigma_0 \sqrt{\frac{E_0}{E_{Cd}}} \quad (2.49)$$

olarak elde edilir. Işınlama ünitesinde kullanılan nötron kaynağından elde edilen spektrumun ideal $1/E$ davranışından sapma miktarını belirleyen epitermal spektrum biçim parametresi (α), numunede epitermal nötronların oluşturduğu aktivitenin belirlenmesi sırasında hesaba katılmalıdır. Sonuç olarak ele alınan, incelenen bir izotopla oluşan aktiviteye, epitermal nötronlar tarafından sağlanan katkı, izotopun çeşitli rezonanslarından ileri gelen katkıların toplamıdır ve izotopun tesir kesiti davranışı ile nötron spektrumunun şekline bağlı olarak değişmektedir.

İzotoplar için rezonans integral tesir kesiti değerleri, yalnızca ideal $1/E$ epitermal nötron spektrumu esas alınarak literatüre girmiştir. Bu bakımdan ideal $1/E$ nötron spektrumundan sapmalar gösteren gerçek epitermal nötron spektrumları ($1/E^{1+\alpha}$) kullanılarak gerçekleştirilen deneyler sonucunda belirlenen rezonans integral tesir kesitleri, literatür değerlerinden farklı olmaktadır. Bu yüzden $1/E^{1+\alpha}$ davranışı ile tanımlanan epitermal nötron ışınlama alanlarında gerçekleştirilen deneylerle belirlenen rezonans integral tesir kesitlerinin ideal $1/E$ epitermal nötron spektrumu için dönüştürülmesi gerekir [7-9, 114].

Gerçek $1/E^{1+\alpha}$ epitermal nötron spektrumu için rezonans integral tesir kesiti

$$I_0(\alpha) = (1 \text{ eV})^\alpha \int_{E_{Cd}}^{\infty} \sigma(E) \frac{dE}{E^{1+\alpha}} \quad (2.50)$$

bağıntısı ile tanımlanır. Burada α , daha önce açıklandığı üzere epitermal nötron spektrumunun biçim parametresi ve $I_0(\alpha)$, epitermal nötron spektrum biçim parametresine bağlı rezonans integral tesir kesitidir. $\alpha=0$ durumu, ideal $1/E$ epitermal nötron spektrumuna karşılık gelir ve $\alpha=0$ durumu için verilen Eş. 2.50 ifadesi Eş. 2.46 ile eşdeğerdedir. I_0 ile $I_0(\alpha)$ arasındaki dönüşüm bağıntısı, Eş. 2.49'da verilen indirgenmiş rezonans integral tesir kesiti, $1/E^{1+\alpha}$ epitermal nötron spektrumu için yeniden yazılırsa

$$I'_0(\alpha) = (1 \text{ eV})^\alpha \int_{E_{Cd}}^{\infty} \left(\sigma(E) - \frac{v_0 \sigma_0}{v} \right) \frac{dE}{E^{1+\alpha}} = I_0(\alpha) - \frac{2\sigma_0(1 \text{ eV})^\alpha}{(2\alpha+1)E_{Cd}^\alpha} \sqrt{\frac{E_0}{E_{Cd}}} \quad (2.51)$$

elde edilir. Burada $I'_0(\alpha)$, epitermal nötron spektrum biçim parametresine bağlı indirgenmiş rezonans integral tesir kesitidir. Eş. 2.51 ve Eş. 2.49 kullanılarak: $I_0(\alpha)$ ile I_0 arasındaki dönüşüm bağıntısı

$$I_0(\alpha) = (1 \text{ eV})^\alpha \left[\left(I_0 - 2\sigma_0 \left(\frac{E_0}{E_{Cd}} \right)^{1/2} \right) \frac{1}{\bar{E}_r^\alpha} + \frac{2\sigma_0}{(2\alpha+1)E_{Cd}^\alpha} \left(\frac{E_0}{E_{Cd}} \right)^{1/2} \right] \quad (2.52)$$

şeklinde yazılabilir. Burada $E_{ref}=1\text{eV}^\alpha$ dır. Bu eşitlikteki $\bar{E}_r$ terimi ilerleyen bölümde ayrıntılı olarak tanımlanacak olan etkin rezonans enerjisi değerini temsil etmektedir [9].

2.8. Rezonans İntegrali/Termal Tesir Kesiti Oranı

Son yıllarda, k_0 -yöntemi gibi standart hale getirilmiş analitik NAA yöntemlerinde, rezonans integral tesir kesiti (I_0) ve termal nötron tesir kesitinin (σ_0) ayrı ayrı kullanması yerine, bunların oranı sıkça kullanılmaktadır. Gerçek spektrum şartlarında bu oran (Q_0);

$$Q_0(\alpha) = \frac{I_0(\alpha)}{g(T_n) \sigma_0} \quad (2.53)$$

şeklinde ifade edilir. Burada $g(T_n)$, termal nötron tesir kesitinin $1/v$ den sapmasını gösteren Westcott düzeltme faktörüdür. Literatürde genellikle $1/v$ davranışı sergileyen izotoplar için geçerli ($g(T_n)=1$) olduğu şekliyle $Q_0(\alpha) = I_0(\alpha)/\sigma_0$ olarak verilmektedir. Herhangi bir izotopun $Q_0(\alpha)$ değeri farklı nötron ışınlama sistemlerinde farklı değerlerde ölçülebileceğinden, literatürde bu değerler sadece ideal $1/E$ epitermal nötron spektrumu, yani $\alpha=0$ için Q_0 olarak verilmekte ve böylelikle verilerin farklı deney şartlarında ortak kullanımı sağlanmaktadır.

2.9. Etkin Rezonans Enerjisi

Etkin rezonans enerjisi kavramı, epitermal nötron akısı ile nötron enerjisi (E) arasındaki ilişkinin $1/E$ davranışına tam olarak uymadığı durumlarda, nötron akısının formülasyonunda dikkate alınması gereken değişiklikler ifade edilirken ortaya çıkmıştır [115]. Etkin rezonans enerjisi ($\bar{E}_r$), epitermal nötron spektrumu üzerindeki tüm rezonansların ortalaması olarak nitelendirilebilecek tek bir rezonansa karşılık gelen enerji değeri olarak tanımlanabilir. Etkin rezonans enerjisi tüm rezonans enerjilerinin etkinliğini aynı derecede, tek bir enerji ile ifade etmesi bakımından önemlidir [8].

Bir çok nötron kaynağında, epitermal nötron spektrumu $1/E$ davranışından sapmalar gösterir. Aktivasyon analizlerinde epitermal nötronlar, ilgilenilen izotopların epitermal tesir kesitlerine ve kaynağın epitermal akısına bağlı olarak, aktivasyona önemli bir katkı sağlar. Bu nedenle aktivasyon ölçümlerinde, nötron aktivasyon analizi ile yapılan element konsantrasyonu belirleme çalışmalarında, tesir kesiti ve rezonans integralinin belirlenmesi gibi çalışmalarda epitermal akının $1/E$ davranışından sapma miktarı, α yeni bir akı parametresi olmak üzere $1/E^{1+\alpha}$ bağıntısı ile ifade edilir. Nötron akısının $1/E^{1+\alpha}$ olarak ifade edildiği ideal olmayan epitermal nötron akısı için, yukarıda bahsedilen hesap ve belirlemelerde gerekli düzeltmeler yapılırken etkin rezonans enerjisi ($\bar{E}_r$) kullanışlı ve gerekli bir parametredir. Aşağıda $1/E$ davranışından sapmaların, epitermal tepkime hızını nasıl etkilediği kıyaslanarak gösterilmiştir [9].

İdeal $1/E$ epitermal nötron spektrumu		İdeal olmayan $1/E^{1+\alpha}$ epitermal nötron spektrumu
$R_s = \int_{E_{cd}}^{\infty} \Phi_e(E) \sigma(E) dE$		$R_s = \int_{E_{cd}}^{\infty} \Phi_e(E) \sigma(E) dE$
$\Phi_e(E) = \frac{\Phi_e(E_{ref}) \cdot E_{ref}}{E}$		$\Phi_e(E) = \frac{\Phi_e(E_{ref}) \cdot E_{ref}^{1+\alpha}}{E^{1+\alpha}}$
(2.55)		(2.55')

E_{ref} , keyfi olarak kabul edilen referans bir enerji değeridir ve genellikle 1 eV olarak seçilir.

$$\Phi_e(E) = \frac{\Phi_e(1 \text{ eV}) \cdot 1 \text{ eV}}{E} \quad (2.56) \quad \left| \quad \begin{aligned} \Phi_e(E) &= \frac{\Phi_e(1 \text{ eV}) \cdot 1 \text{ eV}^{1+\alpha}}{E^{1+\alpha}} \\ &= \frac{\Phi_e(1 \text{ eV}) \cdot 1 \text{ eV} \cdot 1 \text{ eV}^\alpha}{E^{1+\alpha}} \end{aligned} \right. \quad (2.56')$$

Her tanımlamada $\Phi_e = \Phi_e(1 \text{ eV}) \cdot (1 \text{ eV})$

$$\Phi_e(E) = \Phi_e \cdot \frac{1}{E} \quad (2.57) \quad \left| \quad \Phi_e(E) = \Phi_e \cdot \frac{1 \text{ eV}^\alpha}{E^{1+\alpha}} \quad (2.57') \right.$$

$$\text{Böylece: } R_s = \Phi_e \int_{E_{Cd}}^{\infty} \frac{\sigma(E) dE}{E} = \Phi_e \cdot I_0 \quad (2.58) \quad \left| \quad R_s = \Phi_e \int_{E_{Cd}}^{\infty} \frac{\sigma(E) 1 \text{ eV}^\alpha dE}{E^{1+\alpha}} = \Phi_e \cdot I_0(\alpha) \quad (2.58') \right.$$

$$\text{ve } I_0 = \int_{E_{Cd}}^{\infty} \frac{\sigma(E) dE}{E} \quad (2.59) \quad \left| \quad I_0(\alpha) = \int_{E_{Cd}}^{\infty} \frac{\sigma(E) 1 \text{ eV}^\alpha dE}{E^{1+\alpha}} \quad (2.59') \right.$$

Burada,

- R_s Çekirdek başına tepkime hızı ($>E_{Cd}$)
- $\Phi_e(E)$ Nötron enerjisine bağlı değişen nötron akısı
- $\sigma(E)$ Nötron enerjisine bağlı değişen (n, γ) tesir kesiti
- E_{Cd} Etkin Cd kesme enerjisi (0,55 eV, Bknz. Bölüm 2.5)
- I_0 İdeal $1/E$ spektrumu için rezonans integrali
- $I_0(\alpha)$ $1/E^{1+\alpha}$ spektrumunda ölçülen rezonans integrali
- Φ_e Enerjiden bağımsız akı oranı için sabit değer

İdeal olmayan epitermal akının neden olduğu aktivitenin hesabı sırasında Eş. 2.58 yerine Eş. 2.58' kullanılır. İdeal $1/E$ spektrumu için geçerli olan ve Eş. 2.59 ifade edilen I_0 literatürü, $1/E^{1+\alpha}$ spektrumu için geçerli değildir; $I_0(\alpha)$ değerleri (Eş. 2.59') kullanılmalıdır. Etkin rezonans enerjisi kavramı $I_0(\alpha)$ değerleri kullanılarak I_0 değerlerinin belirlenmesine imkan verir. Farklı nötron ışınlama sistemlerinde, ideal epitermal spektrumdan farklı oranda sapmalar gösteren epitermal akıya sahip ışınlama konumlarında gerçekleştirilen analizlerle farklı $I_0(\alpha)$ değerlerine ulaşılsa da, literatürde yalnız $\alpha=0$ durumu için geçerli rezonans integralleri (I_0) verilmektedir. Bu durum etkin rezonans enerjisi kavramının önemini ortaya koyar. Özellikle k_0 standart NAA yöntemi, etkin rezonans enerjisini vazgeçilmez bir nükleer veri konumuna

taşımıştır. Nötron aktivasyon analizinde k_0 standardizasyon çalışmaları 1976 yılında başlamıştır [116]. İlgili çalışmalar bir numune ışınlama hücresi için geçerli nötron spektrumunun karakteristiklerini ifade etmede kullanılan gösterimlere de bir standart getirme amacını taşımaktadır [7, 117-119]. Bugüne gelinceye kadar daha güvenilir k_0 -NAA sonuçları ortaya koymak amacıyla çeşitli araştırmalar gerçekleştirilmiştir [120]. Yöntemin tanımlanışından bugüne kadar geçen yaklaşık 30 yıllık sürede NAA analizleri yapan laboratuvarların birçoğu numunelerin analizinde bu nicel yöntemi kullanmaya başlamıştır. [121-125]. k_0 -NAA yöntemi enstrümantal nötron aktivasyon analizi için geliştirilen tek monitörlü standartlaştırma protokolüdür (single-comparator standardization protocol). İlgilenilen kararlı izotopların nötronlarla etkileşmesi sonucunda radyoaktif izotopların meydana gelme oranları, k_0 sabiti üzerinden, ^{197}Au izotopunun aynı şartlar altında ışınlanması ile elde edilen aktivite ile ilişkilendirilmektedir. Buna göre k_0 sabiti, nükleer verilerin bileşik değeri olup

$$k_0 = \frac{M_m \Theta_x \sigma_{0,x} \gamma_x}{M_x \Theta_m \sigma_{0,m} \gamma_m} \quad (2.60)$$

ifadesi ile belirlenmektedir. “x” ve “m” indislerinin sırasıyla analiz edilen izotop ve monitör (standart) izotopu temsil ettiği bu bağıntıda, M atomik kütleyi (g.mol^{-1}), σ_0 termal nötron tesir kesitini (cm^2), Θ izotopik bolluğu ve γ ise mutlak gama yayınlanma olasılığını ifade etmektedir. k_0 sabiti aktivasyon analizlerinde önemli bir rol üstlenmekle birlikte, analiz edilen izotopa ait göreceli aktivitenin ışınlama ve sayım sistemi karakteristiklerinden bağımsız bileşenlerini temsil etmektedir. Aktivasyon analizi sürecinde, k_0 sabiti ile birlikte nötron ışınlama sisteminin ve gama sayım sisteminin karakterize edilmesi gereklidir. k_0 yönteminde ışınlama sisteminini karakterize eden önemli parametrelerden biri epitermal spektrum biçim parametresidir (α). Nötron ışınlama sistemlerinin çoğunda epitermal nötron spektrumu $1/E$ davranışından sapmalar gösterir ve α parametresine bağlı olarak ifade edilen bu sapmanın konsantrasyon analizleri ve rezonans integrallerinin belirlenmesi sırasında dikkate alınması gerekir. Rezonans integrallerinin belirlenmesi ve $I_0(\alpha)$ ile I_0 arasındaki dönüşümün sağlanması etkin rezonans enerjilerinin bilinmesi ile mümkündür. Uygulamada k_0 yöntemi, tanımlanışından bugüne kadar analitik amaçla

oldukça çok sayıda araştırma merkezi tarafından kullanılagelmiştir [126-142]. Ayrıca yöntemin doğruluğu ve kullanışlılığı 1992 yılında Ghent [143], 1996 yılında Ljubljana [144], 2001 yılında Brudge'de [145] düzenlenen uluslar arası k₀ kullanıcıları çalıştay dökümanlarında ve aktivasyon analizlerinde modern gelişmelerin sunulduğu özel konferans serilerinde [146, 147] teyit edilmiştir.

Bu tezde deneysel ve kuramsal olarak belirlenmesi amaçlanan etkin rezonans enerjisi, ilk defa Ryves tarafından, aşağıdaki biçimde tanımlanmıştır [8].

$$\left(\frac{E_{\text{ref}}}{E_r}\right)^\alpha = \frac{I'_0(\alpha)}{I'_0} \quad (2.61)$$

Bu eşitlikte I'_0 ve $I'_0(\alpha)$, ideal $1/E$ ve ideal olmayan $1/E^{1+\alpha}$ epitermal nötron spektrumları için indirgenmiş ($1/v$ katkısı çıkarılmış) rezonans integralleridir. E_{ref} , referans olarak seçilen uygun bir enerji değeridir ve nötron enerjileri eV boyutunda yazıldığından 1 eV olarak kullanılır [148].

$$I'_0(\alpha) = \int_{E_{\text{Cd}}}^{\infty} \left[\sigma(E) - \frac{\sigma_0 v_0}{v} \right] \frac{dE}{E} \quad (2.62)$$

$$I'_0(\alpha) = I_0 - \int_{E_{\text{Cd}}}^{\infty} \frac{\sigma_0 v_0}{v} \frac{dE}{E} \quad (2.63)$$

Eşitliğin sağ tarafındaki integralin $E_{\text{Cd}}=0,55$ eV ve $E_0=0,0253$ eV için değeri yerine yazıldığında

$$I'_0(\alpha) = I_0 - 0.429 \sigma_0 \quad (2.64)$$

ve rezonans integral tesir kesitine epitermal bölgedeki soğurma piklerinden gelen katkı

$$I_0'(\alpha) = I_0(\alpha) - \int_{E_{Cd}}^{\infty} \frac{\sigma_0 v_0}{v} 1 \text{ eV}^{-\alpha} \frac{dE}{E^{1+\alpha}} \quad (2.65)$$

$$I_0'(\alpha) = I_0(\alpha) - \sigma_0 \frac{1 \text{ eV}^{-\alpha} \sqrt{E_0}}{\left(\alpha + \frac{1}{2}\right) E_{Cd}^{\alpha+1/2}} \quad (2.66)$$

$$I_0'(\alpha) = I_0(\alpha) - \sigma_0 \frac{0,429 (1 \text{ eV})^{\alpha}}{(2\alpha+1) E_{Cd}^{\alpha}} \quad (2.67)$$

biçiminde yazılır. Burada

$$\begin{aligned} v & \quad - \text{nötron hızı;} \\ v_0 & \quad - 2200 \text{ m/s;} \\ E_0 & \quad = \frac{1}{2} m v_0^2 = 0.0253 \text{ eV;} \\ \sigma_0 & \quad = \sigma(E_0) \end{aligned}$$

Eş. 2.64 ve Eş. 2.67, Eş. 2.61'e uygulanarak bazı düzenlemeler sonucunda

$$I_0(\alpha) = \left(\frac{I_0 - 0,429 \sigma_0}{\bar{E}_r^{\alpha}} + \frac{0,429 \sigma_0}{(2\alpha+1) E_{Cd}^{\alpha}} \right) \quad (2.68)$$

eşitliği elde edilir [9]. Bu eşitlik, $\bar{E}_r$ ve α nın bilindiği durumlarda, I_0 değeri ile $I_0(\alpha)$ arasındaki ilişkinin belirlenmesini ve bu iki parametre arasındaki dönüşümlerin tanımlanmasını mümkün kılar [149]. $0,429 = 2(E_0/E_{Cd})^{1/2}$ olduğundan, ilgili bağıntılar ancak $E_{Cd} = 0,55 \text{ eV}$ ve $E_0 = 0,0253 \text{ eV}$ olarak kullanıldığında geçerlidir.

$\bar{E}_r$ değerinin nötron rezonans verilerinin kullanılması yoluyla teorik olarak hesaplanması mümkündür. Ancak ilgilenilen izotopa ait rezonans bilgilerinin tespit edilmediği durumlarda veya ilgili bilgilerin tamamlanmamış veya tam doğru, güvenilir olmadığı durumlarda deneysel belirleme yöntemlerinin kullanılması daha doğru sonuçlara ulaşılmasını sağlayacaktır.

2.10. Kadmiyum Termal Nötron Kesme Faktörü

Herhangi bir örnekte termal nötronlar tarafından oluşturulan aktivite, kadmiyum filtre kullanılarak (Cd farkı yöntemi ile) belirlenebilir. Bu amaçla incelenen numune kılıfsız (çıplak) ve Cd kılıf içinde bulunacak şekilde ayrı ayrı ışınlanır. Numunenin kılıfsız ışınlanması durumunda oluşan aktivite, spektrumdaki tüm nötronlardan (termal, epitermal ve çok az derecede hızlı nötronlar) ileri gelen katkıları içerir. Cd kılıf içindeki numune, Cd termal nötronları filtrelediğinden kadmiyum kesme enerjisinden (E_{Cd}) yüksek enerjilere sahip epitermal ve hızlı nötronlar tarafından aktive edilir. Bu iki ışınlama sonrasında elde edilen aktiviteler normalize edildikten sonra farkları alınarak termal nötronların oluşturduğu aktivite hesaplanır [150]. Bununla birlikte epitermal nötronların kadmiyum kılıf içinde ışınlanan numunede meydana getirdiği aktivite, aynı numunenin kılıfsız ışınlanması durumunda meydana getirdiği epitermal aktivasyondan farklı olmaktadır [151-154]. Bu farklılık kadmiyum kılıf içinde ışınlanan numunede bulunan bazı izotopların rezonanslarından biri ya da birkaçının kadmiyumun rezonansları ile çakışmasından kaynaklanmaktadır [155]. Numune Cd kılıf içinde ışınlanırken, ilgili izotopun soğurma rezonansına sahip olduğu enerjideki nötronlar, aynı ya da yakın enerjide rezonansı bulunan Cd kılıf tarafından belli bir oranda soğurulacağından, sözkonusu rezonansın aktivasyona katkısı numunenin kılıfsız (çıplak) ışınlanması durumunda sağlayacağı katkı kadar olmayacaktır [156]. Cd kılıfın epitermal nötron aktivasyonunu azaltma etkisi, analizi yapılan numunenin içerdiği izotopların rezonans davranışlarına özgü özellikler taşır. Herhangi bir izotop için Cd kılıfın epitermal nötronlar tarafından oluşturulan aktivasyonda meydana getirdiği azaltma

$$F_{Cd} = \frac{(A_{sp})_{epi}}{(A_{sp})_{Cd}} \quad (2.69)$$

bağıntısı ile ifade edilmektedir [114]. F_{Cd} , kadmiyum epitermal nötron kesme faktörü olmak üzere ($F_{Cd} \geq 1$), bağıntıda geçen $(A_{sp})_{epi}$ terimi epitermal nötronların kılıfsız

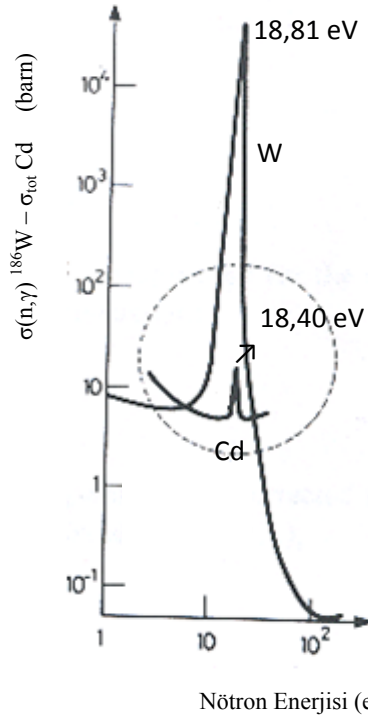
ışınlanan numunede neden olduğu özgül aktiviteyi, $(A_{sp})_{Cd}$ ise aynı numunenin Cd kılıf içinde ışınlaması durumunda sahip ulaştığı özgül aktiviteyi temsil etmektedir.

F_{Cd} , nötron spektrumunun $1/E$ davranışı sergilediği varsayılır ve yüksek enerji bölgesinden gelen katkılar ihmal edilirse, tepkime hızları oranı ile de ifade edilebilir.

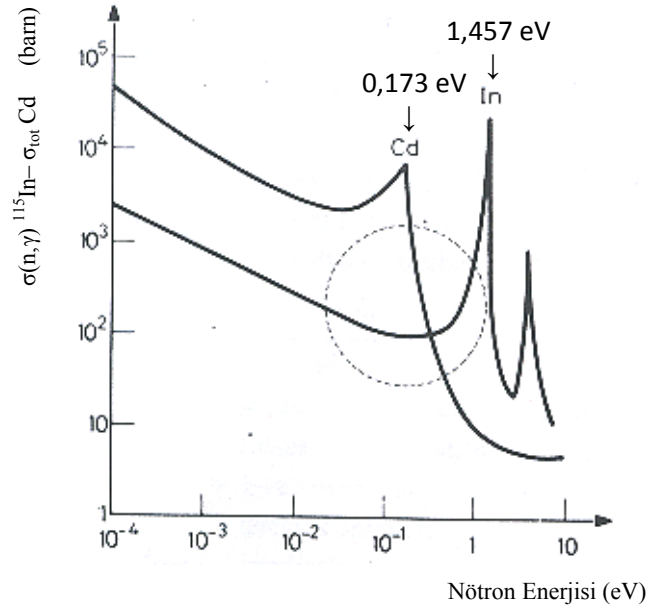
$$F_{Cd} = \frac{\int_{E_{Cd}}^{E_f} \sigma(E) \phi(E) dE}{\int_0^{\infty} t(E) \sigma(E) \phi(E) dE} \quad (2.70)$$

Burada, E_f , $1/E$ spektrumu için seçilen uygun üst limit değeri, Şekil 2.7’de 1 mm kalınlıklı Cd kılıf için bir örneği verilen $t(E)$ transmisyon fonsiyonudur (Termal bölgede $E < E_{Cd}$ için $t(E)=0$; epitermal bölgede $E > E_{Cd}$ için $t(E)=1$ dir) [157].

Kadmiyumun soğurma rezonansları ile çakışan rezonansı bulunmayan izotoplar için $F_{Cd}=1$ dir. F_{Cd} , sahip oldukları rezonans enerjilerine bağlı olarak her izotop için farklı değerler alabilir. İzotopun rezonanslarından birinin ya da birkaçının kadmiyumun rezonanslarıyla aynı ya da yakın enerjilere sahip olması durumunda F_{Cd} 1’den farklı olur. Örneğin, $^{186}W(n,\gamma)^{187}W$ tepkimesi gözönüne alındığında, ^{186}W ’nın en yüksek tesir kesitli ($\sigma_r=103577$ b) rezonansı 18,81 eV ‘tur. Kadmiyumun $\sigma_r = 24,2$ b tesir kesitli rezonansı, bu enerjiye çok yakın olup 18,40 eV’luk bir tepe enerjisine sahiptir. Birbirine yakın enerjilerdeki bu rezonansların, Şekil 2.11’de gösterildiği gibi çakışmaları nedeniyle ^{186}W ’nın kadmiyum epitermal nötron kesme faktörü 1’den farklı bir değere sahiptir ($F_{Cd}=1,1013$) [114]. Bu değer epitermal nötronlar tarafından sağlanan aktivasyonda %10 mertebesinde farklılık meydana getirir. Yine ^{115}In izotopu ile çakışan Cd rezonansları Şekil 2.12’de görülebilir [151]. Burada ^{113}Cd izotopunun 0,173 eV enerjisindeki yüksek soğurma tesir kesitine sahip rezonansının kuyruk bölgesi ile $^{115}In(n,\gamma)^{116m}In$ tepkimesinin 1.457 eV enerjili piki üstüste binmektedir.



Şekil 2.11. ^{186}W 'nın 18,81 eV'daki rezonansı ile kadmiyumun 18,40 eV'daki rezonansının üst üste binmesi durumu [155]



Şekil 2.12. Kadmiyumun toplam tesir kesiti ile ^{115}In izopunun (n,γ) tesir kesitlerinin epitermal bölgedeki girişimleri [151]

Çizelge 2.6. Kadmiyum elementinin bazı baskın rezonanslarına ait maksimum nötron soğurma tesir kesitleri [79]

Rezonans Enerjisi, E_r (eV)	Rezonansın maksimum tesir kesiti, $\sigma(E_r)$ (b)
0,173	7277,46
18,40	14,21
27,60	148,67
58,70	359,05
63,90	40,02
66,70	135,55
68,96	6,20
83,30	17,91
84,90	160,89
89,60	671,03
99,60	76,49
103,20	10,04
108,45	52,30
115,00	6,76
120,10	599,49
138,30	36,48
143,20	18,36
159,00	35,55
164,20	139,55
193,30	111,30
215,65	56,75
226,63	111,39
233,70	89,50
261,50	58,61
270,00	27,65
275,80	33,14
292,20	78,98
314,00	8,91
332,20	13,06
356,50	45,90
372,00	27,53
389,60	39,46
394,10	940,03
415,80	83,99
433,80	29,19
439,00	17,44
444,30	98,67
480,00	11,35
503,00	43,30
527,00	26,92
541,00	42,01
552,00	56,80
578,00	35,84
606,00	29,67
625,00	48,59
673,00	185,38
724,00	21,73
743,00	119,72
756,00	114,83
858,00	103,07
935,00	102,87
1107,00	373,02
1125,00	170,45

Çizelge 2.7. Bu çalışmada kullanılan monitörler ve incelenilen izotoplar için literatürden alınan F_{Cd} değerleri

İzotop	F_{Cd}	Referans
⁵⁵ Mn	1,0	[8,105,115,158-160]
⁹⁸ Mo	1,0	[155]
¹⁹⁷ Au	1,020	[161]
	1,010	[8,158,162]
	1,009	[105,115,163,164]
	1,008	[151]
	1,000	[160]
⁷¹ Ga	1,00	[165]
⁷⁵ As	1,00	[165,115]
¹¹⁵ In	1,099	[160]
	1,088	[166]
	1,099/1,087	[161]
	1,075	[163]
	1,073	[115,158]
	1,052	[164]
	1,079	[155]
¹⁵² Sm	1,018	[151]
¹⁵¹ Eu	1,0	[155]
¹⁵⁸ Gd	1,0	[155]
¹⁶⁴ Dy	1,0	[105]
¹⁷⁰ Er	1,0	[155]
¹⁷⁹ Hf	1,0	[155]

2.11. Nötron Aktivasyonu

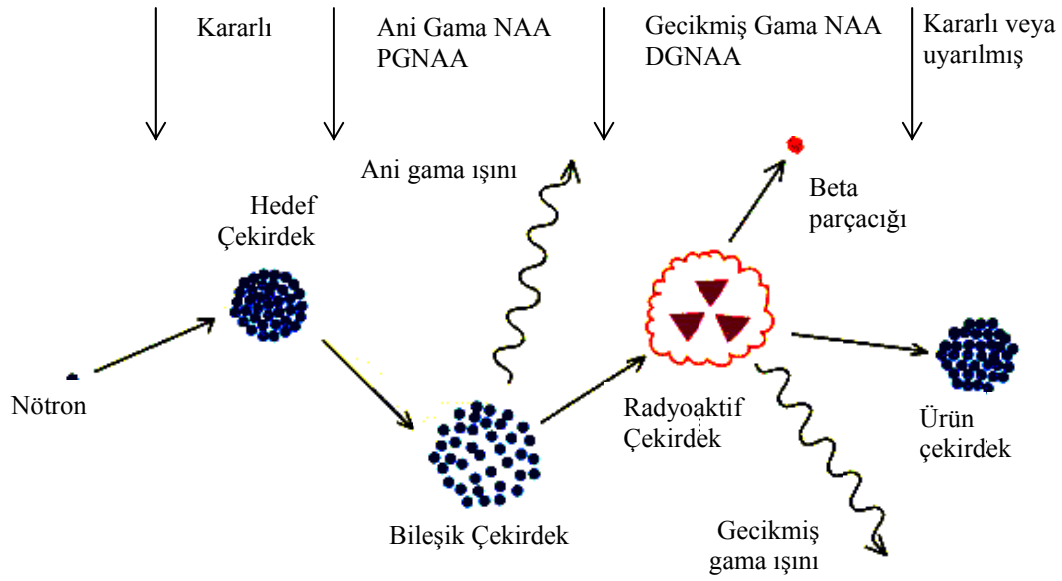
Nükleer analitik tekniklerin tahribatsız olarak uygulananlarından en eskisi enstrümental nötron aktivasyonu yöntemidir (INAA). Herhangi bir kimyasal ayırma işlemi gerektirmeden, nötron akısına maruz bırakılan numune içindeki izotopların radyoaktif hale getirilmesi esasına dayanır. Nötronların etkisi ile radyoaktif hale gelen izotopların yayınladığı parçacıkların ve/veya ışınların sayılması ile numunenin cinsi, elemental bileşimi, derişimi gibi çeşitli temel bilgiler nicel olarak elde edilir [2]. NAA incelenen numunenin kimyasal bileşimine bağlı kalmadan yalnızca elementlerin çekirdekleri üzerine yoğunlaşmaya, farklı elementleri tespit etmeye; nitel veya nicel olarak eşzamanlı çoklu element analizi yapmaya imkan tanır. NAA yöntemi, matriks etkilerinden geniş ölçüde bağımsız olup, oldukça düşük konsantrasyonlarda bulunan elementleri incelemeye elverişli dedeksiyon limitlerine sahiptir. Bu tekniğin özel bir avantajı incelenen numunede herhangi bir tahribata yol açmamasıdır. Bu durum NAA tekniğinin arkeolojik araştırmalarda ve sanat

eserlerinin analizinde kullanılmasını mümkün hale getirmiştir. Bir çok element ve uygulama için NAA diğer analitik analiz yöntemlerinin ulaşabildiği doğruluk, duyarlılık ve güvenilirlik açısından daha doğru sonuçlar ortaya koyar. Bu yüzden farklı yöntemler birbirleri ile uyuşmayan sonuçlara ulaştığında ya da yeni bir prosedür geliştirildiğinde, NAA sonuçların değerlendirilmesi sırasında ‘referans yöntem’ olarak kullanılır [1].

Uygulamada analizi yapılacak element veya numune genellikle nötronlarla etkileşme olasılığı oldukça düşük olan kuvars, alüminyum veya polietilen kaplar içine konur. Numune uygun bir ışınlama noktasına yerleştirilir ve değeri önceden ölçülen sabit bir akıda nötron bombardımanına tabi tutulur. Işınlama sırasında numunedeki herhangi bir hedef çekirdek (^AZ), nötron yakalamasına yol açan esnek olmayan çarpışmalarla nötronlarla etkileşir. Bu çarpışmalar uyarılmış durumda bulunan bileşik çekirdekleri (^{A+1}Z) meydana getirir.

Çekirdeklerin radyoaktifliği uyarılmış seviyenin ömrüne bağlıdır ve bileşik çekirdek neredeyse çarpışma ile aynı anda (10^{-12} - 10^{-13} s mertebesinde) bir parçacık ya da çoğunlukla bir veya daha fazla enerjide karakteristik ani-gama (prompt-gamma) fotonları yayınlama yoluyla taban durumunda genellikle kararlı bir izotopa dönüşür. Bir çok durumda uyarılmış düzey daha uygun düzenlenmiş uzun ömürlü yapay bir radyoaktif izotopun oluşumuna neden olur. Radyoaktif izotoplar, parçacık ve aynı anda ilgili izotopa özgü enerjilere sahip olan gecikmiş-gama (delayed-gamma) ışınları yayınlarak bozunurlar. Bu bozunma süreci, ilk ani gama (prompt gamma) yayınlama sürecine kıyasla oldukça yavaştır ve radyoaktif izotopa özgü bir yarıömre sahip olarak gerçekleşir [2-6].

Radyoaktif izotopların bozunma şemaları, yayınladıkları radyasyonların tipleri ve enerjileri bilinmektedir [377]. Bu bilgiler kullanılarak numuneden yayılan radyasyon spektrumunun incelenmesi mümkündür. Aktivasyon analizinde genel prosedür, incelenecek numunenin nükleer özellikleri iyi bilinen standart numunelerle birlikte ışınlanmasıdır. Işınlanan ve kendine özgü bir bozunma periyoduna sahip olan numune yayınlanan radyasyonu ölçecek dedektöre yerleştirilir.



Şekil 2.13. Nötron yakalama (n,γ) tepkimesi sonucu oluşan aktivasyon (iki temel mekanizma: PGNA ve DGNA)

Numuneden yayınlanan gama ışınları dedektöre geldiğinde, ışınların enerjileri, spektrumdaki ilgili enerjide bir sayım olacak biçimde bir elektrik sinyaline dönüşür. Standart numunede oluşan aktivite ile incelenen numunede oluşan aktivitenin karşılaştırılması, numunede bulunan bir elementin miktarının tayin edilmesine imkan verir. Yüksek akıllı nötron kaynaklarının ve yüksek çözünürlüğe sahip gama dedektörlerinin keşfinden sonra NAA en duyarlı analiz tekniklerinden biri haline gelmiştir.

Nötron aktivasyonu yönteminin analiz amaçlı kullanımında, önemli deneysel parametrelerden biri nükleer bozunma ürünlerinin yayınladığı parçacıklar veya gama ışınlarının nötron ışınlaması sırasında (prompt-gamma) veya ışınlamadan bir süre sonra (delayed-gamma) ölçülmesidir. Ani-gama nötron aktivasyon analizi (PGNA) genellikle kararlı izotoplar üreten veya düşük gama verimleri olan ve gecikmiş-gama analizi (DGNA) ile ölçülmek için uygun periyotlara göre hızlı bozunan, yüksek nötron soğurma tesir kesitine sahip elementler incelenirken kullanılır. PGNA saniye veya birkaç dakika mertebesinde kısa ışınlama ve bozunma süreleri ile karakterize edilir. DGNA nötron yakalayarak radyoaktif forma dönüşebilen çok sayıda elemente uygulanabilmektedir. Gecikmiş-gama analizleri günler, haftalar

hatta aylar sürebilir. Bu durum uzun ömürlü radyoaktif çekirdeklerin, kısa ömürlü çekirdeklerin bozunmasından ayrılarak, daha duyarlı analiz edilmesine imkan tanır.

Yeni nesil yarıiletken dedektörlerinin geliştirilmesi, gama ışını ölçümlerinde kullanılması ve elde edilen dataların bilgisayarlarla değerlendirilmesi, bir çok numune için 40'ın üzerinde elementin kimyasal işlemlere gerek duyulmadan eşzamanlı analizine imkan vermektedir. Bu uygulama 'Enstrümantal Nötron Aktivasyon Analizi' (INAA) adıyla anılır. Farklı izotoplardan birbirlerine yakın veya aynı enerjilerde yayınlanan gama ışınlarının karışmasını engellemek ya da ilgilenilen radyoizotopu deriştirmek amacıyla, ışınlama sonrasında numunenin kimyasal ayrıştırma süreçlerine tabi tutulması durumunda analiz 'Radyokimyasal Nötron Aktivasyon Analizi' (RNAA) olarak adlandırılır. RNAA ek bir emek ve çalışma maliyeti gerektirdiğinden az tercih edilen bir tekniktir.

Uygulamada nötron aktivasyon analizinin birçok uygulama alanı mevcuttur. Son yıllarda ilgili analizin kullanıldığı bilimsel alanlardan bazıları aşağıda verilmiştir [167-201].

- Çevreyi kirleten madde ve unsurların tespiti, kirlilik kaynaklarının belirlenmesi ve kirlenmeyi önleme çalışmaları
- Yarıiletken teknolojisi
- İlaç ve eczacılık bilimi
- Adli tıp araştırmaları
- Arkeolojik araştırmalar ve el yapımı sanat eserlerinin tahribatsız analizleri
- Beslenme analizleri ile perhiz, yaşam tarzı, icra edilen meslek gibi değişkenlerin kronik hastalıklar üzerindeki etkilerinin araştırılması
- Zirai ürünlerin, zirai ilaçların ve bu ürünler ile ilişkili biyolojik doku ve sıvıların analizi
- Endüstriyel numunelerin analizi ve üretim süreci kontrolü uygulamaları
- Jeoloji ve jeokimya
- Petrol, petrol ürünleri ve maden cevherleri analizi
- Analiz ve referans maddelerinde kalite garantisi ve sertifikasyonu

Temel prensipleri ve enstrümanları belirli olan bu tekniğin daha duyarlı, doğru ve güvenilir sonuçlar vermesi ilgilenilen elementlere ve standartlara ait nükleer verilerin, gelişen teknik altyapı ve donanım gözönüne alınarak, daha hassas bir yaklaşımla yeniden tespit edilmesi olacaktır. Birçok elemente ait nükleer data, son elli yıl içerisinde, farklı araştırma laboratuvarlarında ölçülmüş ve belirlenmiştir. Ancak elde edilen verilerde birbirini destekleyen sonuçlar olduğu kadar uyumsuzluk gösteren sonuçlar da bulunmaktadır. Özellikle gama dedeksiyon sistemlerinde kaydedilen teknolojik gelişmelerin ardından, tesir kesiti rezonans integrali ve etkin rezonans enerjisi gibi nükleer parametreler daha duyarlı analiz süreçleri ile belirlenmesi gereksinimi tekrar ortaya çıkmıştır. Çünkü bu nükleer parametreler “ k_0 -standart NAA” yöntemlerinde temel veri olarak kullanılmaktadır.

Herhangi bir numunenin nötron aktivasyonu ile analiz edilmesi için temel gereksinimler bir nötron kaynağı, gama ışını dedektörü ve nötronların hedef malzeme ile etkileşimleri sonucunda meydana gelen tepkimeler hakkında ayrıntılı bilgidir.

2.12. Nötron Öz Soğurma Etkisi

Aktive edilen numuneye ulaşan nötron akısını etkileyen önemli bir faktör nötron öz-soğurulmasıdır (neutron self shielding) [5, 202]. Nötron öz soğurulması, numune içine nüfuz eden nötron akısında meydana gelen azalmayı ifade eder. Işınlanan numunenin kendine özgü nötron yutma tesir kesitiyle orantılı, maddenin nötron saçılma tesir kesitinin de hesaba katıldığı öz-soğurma etkilerinin toplamı, nötron öz-soğurulması (neutron self-shielding) olarak adlandırılır [203]. Bu tezde, nötron öz-soğurulması terimi yerine kısaca “öz-soğurma” terimi kullanılmıştır.

Nötron ortamında ışınlanan bir numune yüzeyine gelen nötron akısının bir kısmının, numunenin iç tabakalarına tam nüfuz edemeden, dış katmanlarda soğurulması sebebiyle, iç tabakalar daha düşük bir nötron akısına maruz kalırlar. İncelenen numunenin madde miktarı arttırıldığında; öz-soğurma (self-shielding) etkisi, numunenin yüzeyindeki nötron akısı ile numune iç tabakalarına ulaşan nötron akısı arasındaki farklılığı daha da arttırır. Bu nedenle, özellikle yüksek soğurma tesir

kesitine sahip elementler nötronlarla bombardıman edilirken öz-soğurma etkileri ihmal edilemeyecek seviyelere ulaşır ve aktivasyon analizi yöntemi ile doğru sonuçlar elde edilmesini engeller. Işınlanan elementin tesir kesitinin büyüklüğü, numunenin şekli (foil, silindir, küre v.b.) ve miktarı, nötron öz-soğurma faktörünü belirlerken gözönünde bulundurulması gereken diğer parametrelerdir.

Nötron ışınlamasına tabi tutulan numune içindeki ortalama nötron akısının ($\bar{\Phi}_s$), numunenin yerleştirileceği konumda ve herhangi bir numune yokken ölçülebilecek sabit nötron akısına (Φ_∞) oranı, öz-soğurma faktörü, G olarak ifade edilir.

$$G = \frac{\bar{\Phi}_s}{\Phi_\infty} \quad (2.71)$$

Bir başka ifadeyle, nötron öz-soğurma faktörü, m kütleli bir numune için, numune özgül aktivitesinin (A_{sp}), madde miktarının teorik olarak sıfıra yaklaşırkenki ($m \rightarrow 0$) haline karşılık gelen özgül aktivitesine (A_{sp}^0) oranının limiti olarak da tanımlanır [203,209]. Bu faktörün büyüklüğü, ışınlamaya maruz kalan malzemenin büyüklüğüne ve şekline bağlı olduğu gibi nötron alanına da bağlıdır. Termal nötronlar ve epitermal nötronlar için ayrı ayrı hesaplanması gerekir. Nötronların paralel demet şeklinde veya izotropik olmalarına göre de nötron öz-soğurma faktörlerinin hesaplanması farklıdır.

Deneyisel nötron aktivasyon analiz (INAA) yöntemi kullanılarak yapılan analitik ölçümlerde (termal nötron tesir kesiti, rezonans integrali, k_0 -standart yöntemle element derişimi tayini gibi) doğru sonuçlar elde etmek için nötron öz-soğurma etkileri kesinlikle elimine edilmeli veya düzeltilmelidir. Öz-soğurma düzeltmesi için, nötron tesir kesitleri, örnek geometrisi, örneğin element bileşimi gibi verilerin tam bilinmesi gerekir.

Bu nedenle birçok araştırmacı, bu hesabı göz önüne almak yerine, pratikte öz soğurma etkisini deneysel olarak elimine etmek için; genellikle önemsiz derecede öz

soğurma etkisine yol açtığı düşünülen numune büyüklükleri kullanmıştır [203]. Bununla birlikte numune miktarının azaltılamadığı veya seyreltilemediği, yani nötron öz-soğurma etkisinin giderilemediği NAA uygulamaları da vardır. Örneğin nötron akısının düşük olduğu (termal akı, 10^4 nötron $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ mertebesinde) izotopik nötron kaynağı ile yapılan NAA çalışmalarında, küçük disk veya silindir numune geometrilerinde en azından miligram ve gram mertebesinde numuneler ışınlanır. Bu mertebedeki numune miktarının kullanılması, sahip oldukları düşük dereceli aktivasyon tesir kesitleri nedeniyle bazı elementlerden doğru analitik bilgi elde edilebilmesi için zorunludur. Işınlanan madde miktarının azaltılmasıyla öz-soğurma etkisi azaltılırken düşük nötron akısında elde edilebilecek aktivite (induced activity) azalacağından analiz hassasiyeti de düşmektedir. Pratik olarak, bazı durumlarda en uzun ışınlama süresi (numunenin doyum aktivitesine ulaşması için geçen süre) ve HPGe dedektörde mümkün en uzun ölçme süresi uygulansa bile, özellikle numune düşük konsantrasyonda elementler ihtiva ettiğinde; ışınlanacak madde miktarının yüksek tutulması gerekebilir. Bu durumda, elde edilen aktivite ölçümleri değerlendirilirken, incelenen numunenin matriksinin nötron öz-soğurma etkilerinin hesaba katılması bir zorunluluk haline gelir.

Çizelge 2.8. Bu tez çalışmasında incelenen elementlerin soğurma, saçılma ve toplam mikroskobik tesir kesitleri

Element	Atom ağırlığı $M (\text{g mol}^{-1})$	Mikroskobik tesir kesiti (barn) [11, 13, 204]		
		Soğurma (σ_a)	Saçılma (σ_s)	Toplam (σ_t)
^8O	15,9993047	$1,894 \cdot 10^{-4}$	3,771	3,771
^{13}Al	26,9815384	0,231	1,414	1,645
^{25}Mn	54,9380496	13,41	2,167	15,58
^{42}Mo	95,9312916	2,582	5,483	8,066
^{79}Au	196,9665516	98,650	7,840	106,490
^{31}Ga	69,7230715	2,81	6,99	9,796
^{33}As	74,9215964	4,500	5,430	9,930
^{49}In	114,8180861	192,895	2,575	195,446
^{62}Sm	150,3602374	5614,722	27,922	5641,855
^{63}Eu	151,9645665	4559,343	6,925	4566,684
^{64}Gd	157,2521189	48783,577	169,328	48953,079
^{66}Dy	162,4975303	943,214	96,645	1039,860
^{68}Er	167,2557004	154,866	8,832	163,690
^{72}Hf	178,4864027	104,954	7,840	106,490

Nötron öz-soğurma faktörünün değerlendirilmesinde, bu faktörün yeterli doğrulukta hesaplanmasına imkan veren basitleştirilmiş yaklaşımlar sıkça uygulanmaktadır [6, 205]. Yaklaşımların birincisinde, nötron alanı ya izotropik (yönden bağımsız her yönde eşit sayıda nötron) veya paralel bir demet olarak kabul edilir. İkinci yaklaşımda ise nötron alanı tek enerjili olarak ele alınır. Böylece nötron tesir kesiti ve geometri ayrılmış olabilir. Aynı zamanda prosedür, izotropik nötron alanı ve demet şeklindeki nötron alanlarının her ikisi için, numunenin foil, dilim (slab), küre ve silindir biçiminde olmasına göre değişebilir. Bu tezde özellikle küçük dik bir silindir kullanılması nedeniyle, bu özel duruma ait öz-soğurma hesabının ayrıntıları verilmiştir.

2.12.1. İzotropik nötron alanında termal nötron öz soğurma etkisi

Tek enerjili ve izotropik nötron alanında saf soğurucu malzemeler için nötron öz-soğurma faktörleri, numunenin şekil özellikleri ve makroskobik tesir kesitiyle tanımlanan bir geometrik şekil parametresinin (τ) fonksiyonu olarak ifade edilebilir.

$$\tau = \frac{2V}{S} \Sigma_a \quad (2.72)$$

Burada V numune hacmi, S numunenin yüzey alanı, $\Sigma_a = n \cdot \bar{\sigma}_a$ elementin ortalama makroskobik termal nötron tesir kesiti, $\bar{\sigma}_a$ ortalama mikroskobik soğurma tesir kesiti ve n ise cm^3 'teki atom sayısıdır. Burada $2V/S$ oranı, aynı zamanda ortalama giriş uzunluğu (mean chord length) olarak adlandırılan, hacim ve toplam yüzey alanından hesaplanan ve nötronun numune içinde katettiği yol uzunluğunu temsil eden bir niceliktir.

Çok ince katı numuneler (geometrik şekil parametresi $\tau \geq 2$ durumu) için katı numunelere ait nötron öz-soğurma faktörü, G_{th}

$$G_{th} = \frac{1}{2\tau} (1 - e^{-2\tau}) \quad (2.73)$$

eşitliği ile ifade edilir [206]. Geometrik şekil parametresinin $\tau < 2$ durumu için numune şekli önemli hale gelir. Bu durumda dilim, küre ve silindir gibi basit ancak pratikte sık kullanılan numune geometrileri için yaklaşık sonuçlar veren aşağıdaki ifadeler türetilmiştir [5].

a) Dilim : Numune kalınlığı t olmak üzere, $\tau = \Sigma_a \cdot t$

$$G_{th}(\text{dilim}) = \frac{1}{\tau} \left[\frac{1}{2} - E_3(\tau) \right] \quad (2.74)$$

Burada $E_3(\tau)$: Euler fonksiyonudur.

veya yaklaşık olarak

$$G_{th}(\text{dilim}) \cong 1 - \frac{\tau}{2} \left(0,9928 + \ln \frac{1}{\tau} \right) \quad (2.75)$$

b) Küre : Yarıçap r olmak üzere, $\tau = r \cdot \Sigma_a$

$$G_{th}(\text{küre}) = \frac{3}{\tau^3} \left[\frac{\tau^2}{2} - 1 + (1 + \tau)e^{-\tau} \right] \quad (2.76)$$

veya yarıçap r olmak üzere, $\tau = \frac{2}{3} r \cdot \Sigma_a$

$$G_{th}(\text{küre}) \cong 1 - \frac{9}{8} \tau \quad (2.77)$$

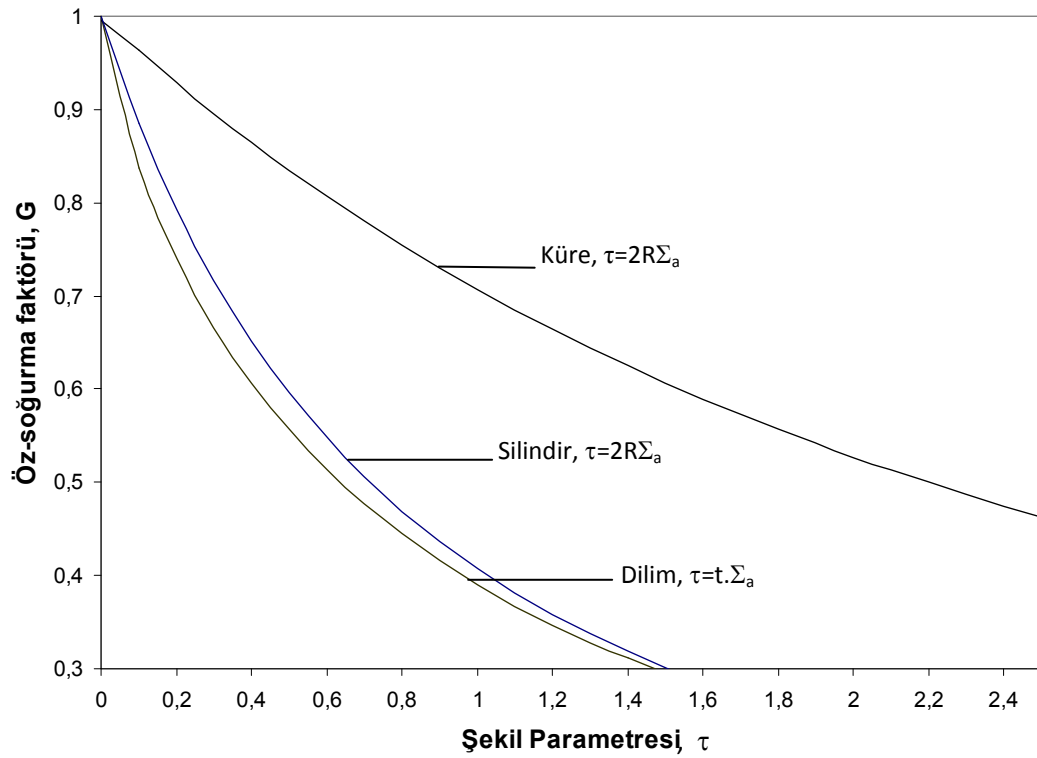
c) Sonsuz uzunlukta silindir, pratikte örneğin tel şeklindeki örnek için G_{th}^{∞} : Yarıçapı r olmak üzere, $\tau = r \cdot \Sigma_a$

$$G_{th}^{\infty} = \frac{2\tau}{3} \left\{ 2\tau [k_1(\tau) \times I_1(\tau) + k_0(\tau) \times I_0(\tau)] - 2 + \frac{k_1(\tau) \times I_1(\tau)}{\tau} - k_0(\tau) \times I_1(\tau) + k_1(\tau) \times I_0(\tau) \right\} \quad (2.78)$$

Burada $K_n(\tau)$ ve $I_n(\tau)$, $n=0,1$ 'inci mertebeden Bessel fonksiyonlarıdır ve bu fonksiyonların değerleri AMS-55'de çizelge halinde verilir [207].

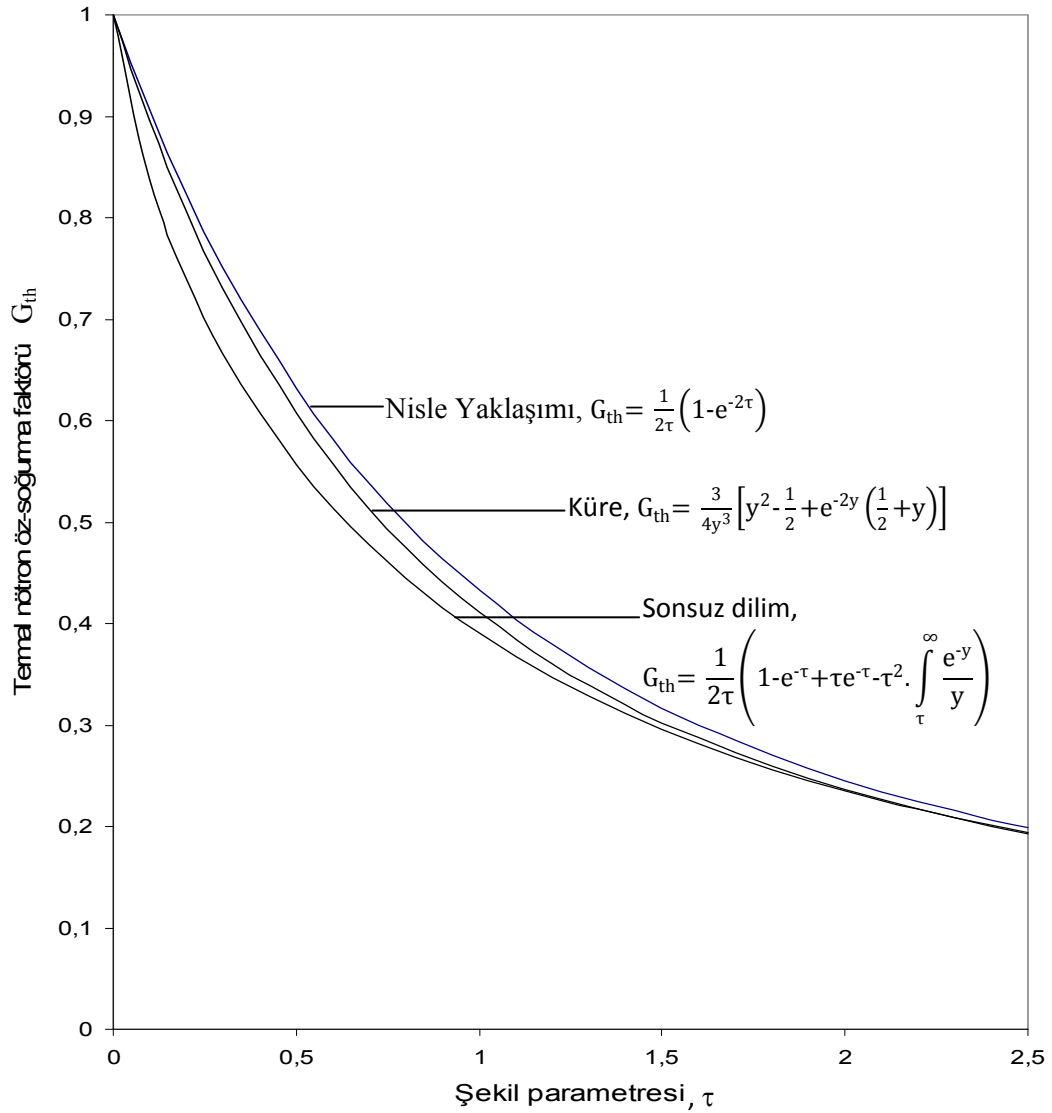
Uygulamada dilim için verilen Eş. 2.75 yaklaşık ifadesi foiller için kullanılabilir. Küre için verilen Eş. 2.77 yaklaşık ifadesi düzensiz şekilli numuneler için ve Eş. 2.78 ifadesi de teller için kullanılabilir.

Nisle tarafından [208], foil veya tel biçimindeki numuneler için akı soğurulmasını belirlemek amacıyla geliştirilen alternatif bir yöntem, nötron öz-soğurma faktörünü, nötron demet şiddetinin zayıflatılması ile ilişkilendirmektir. Bu yöntem, geometriden bağımsız olması dolayısıyla, geliştirilen yaklaşımların en kullanışlısı olarak değerlendirilebilir [209]. Nisle'nin önerdiği yaklaşımda, sonsuz silindir ve sonsuz dilim için kullanılacak fonksiyonlar, karmaşık matematiksel hesaplar gerektirmezler. İzotropik nötron alanında ışınlanan küre ve sonsuz dilim için hesaplanan termal nötron öz-soğurma faktörlerinin [210] ve geometriden bağımsız Nisle yaklaşımından elde edilen G_{th} değerlerinin, geometrik şekil parametresi τ 'ya bağlı değişimleri Şekil 2.15'te görülmektedir. Verilen bir giriş uzunluğu (2V/S) değeri için, Nisle'nin geometriden bağımsız formüllerinden hesaplanan termal nötron öz-soğurma faktörü, küre için bulunan değerlerden yüksek olduğu gibi; dilim geometrisi için bu farklılık %10 mertebesini aşmaktadır. Bu sonuçlara göre Nisle yaklaşımı, herhangi bir geometriye sahip hedef için gerçek öz-soğurma faktörünü ortaya koymaktan uzaktır [206]. Bu nedenle bu yaklaşımı kullanarak gerçekleştirilen birçok çalışma sonlu silindir geometrisini kapsamamaktadır. J. Gilat ve Y. Gurfinkel [206] sonlu silindirik geometriye sahip numunenin aktivasyonunda nötron öz-soğurma etkilerinin belirlenmesine yönelik bir yaklaşım önermiştir.



Şekil 2.14. İzotropik tek enerjili termal nötronlar için öz-soğurma faktörü, G (Eş. 2.74 ve Eş. 2.76'ya Bknz.) τ : izotropik nötron alanında soğurulma tesir kesitine ve numune boyutuna bağlı geometrik şekil parametresini temsil etmektedir.

Ayrıca Nisle (numuneyi geçen nötron akısını ölçerek soğurma faktörünü belirlediğinden) formülleri, numune çevresinin soğurucu etkilerini hesaba katmaz. Bu etki, ölçülen öz-soğurmayı artırma eğilimindedir. Gilat ve Gurfinkel'in sonlu silindir geometrisinde termal nötron öz-soğurulması hesabı için önerdiği yaklaşımda, uzun ve ince bir silindir sonsuz uzunlukta kabul edilir ve çapı geniş ve kısa boylu bir silindir de sonsuz dilim olarak kabul edilir. Buna göre, sonlu bir silindir, bu iki sınır durumu arasındadır.



Şekil 2.15. Geometriden bağımsız Nisile yaklaşımı ile sonsuz dilim ve küre geometrilerine karşılık gelen formüllere göre termal nötron öz-soğurma faktörleri (Eşitliklerde $y=3\tau/2$ dir.)

Uygulamada, şişe veya kapsül gibi aktivasyon analizi ışınlamalarında yaygın olarak kullanılan numuneler, sonlu bir silindir (finite cylinder) kabul edilebilir. Sonsuz dilim ve sonsuz uzunlukta silindir şekilleri arasında yapılacak bir interpolasyonla, yarıçapı r ve uzunluğu L olan sonlu bir silindir için termal nötron öz-soğurma faktörü

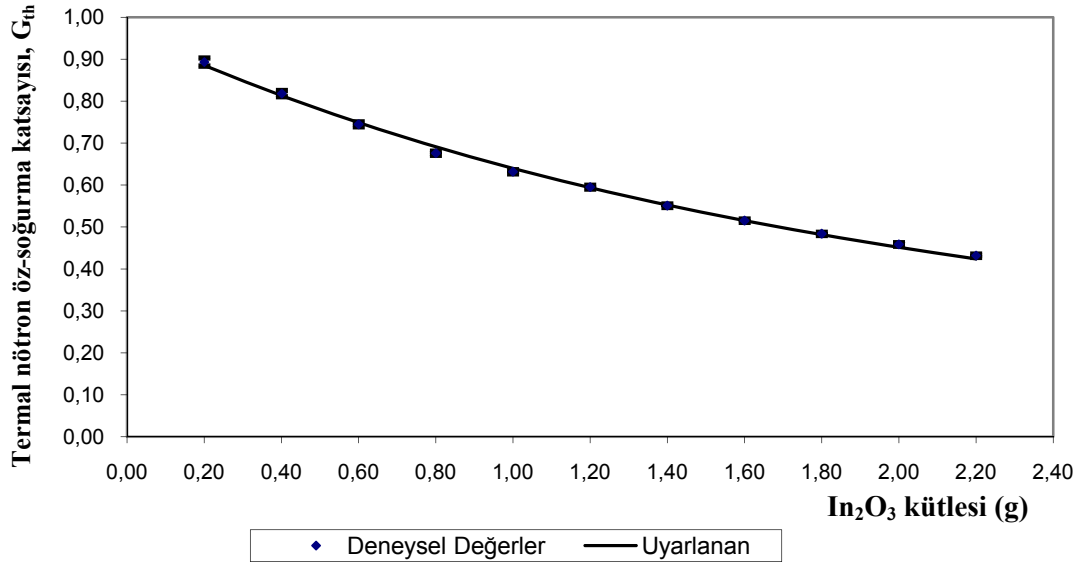
$$G_{th}(\text{sonlu silindir}) = \frac{r \cdot G_{\text{dilim}} + L \cdot G_{\text{sonsuz silindir}}}{r + L} \quad (2.79)$$

ifadesinden hesaplanır. Burada G_{th} , termal nötron öz-soğurma faktörünü temsil etmektedir. Soğurucu içindeki nötronun saçılma etkisi, genellikle çok küçüktür; ancak aşağıdaki ifade kullanılarak hesaba katılır.

$$G'_{th} = \frac{G_{th}}{1 - \frac{\Sigma_s}{\Sigma_t} (1 - G_{th})} \quad (2.80)$$

Burada G'_{th} , izotropik alanda saçılma etkisinin de hesaba katıldığı, düzeltilmiş termal nötron öz-soğurma faktörünü temsil eder. Önerilen yaklaşıma göre, sonsuz silindir ve sonsuz dilim geometrileri için bulunan nötron öz-soğurma G_{th} faktörleri %10'dan fazla farklılığa sahip olmadığından, ikisi arasındaki yaklaşım %1-2 doğruluğa sahip olacaktır [203].

Termal nötron öz-soğurma faktörü (G_{th}), deneysel olarak, izotropik nötron alanında, sonlu silindirik geometride, kadmiyum kılıflı ve kılıfsız olarak ışınlanan ince taneli toz In_2O_3 örneklerinde belirlenmiştir [211]. Bu amaçla, özgül aktiviteler bir HPGe dedektörle ölçülmüş ve Cd-farkı yöntemine göre In_2O_3 için nötron öz soğurma faktörleri, artırılan örnek miktarı ile (0,2-2,2 g In_2O_3) ilişkilendirilerek hesaplanmıştır. Termal nötron öz soğurulmasının belirlenmesinde kullanılan yaklaşım ile deneysel sonuçlar arasında yeterli bir uyum sağlandığı gözlenmiştir. Ayrıca termal nötron öz soğurma faktörüyle (G_{th}) ışınlanan In_2O_3 miktarı arasında $G_{th} = a (1 - e^{-bm})/m$ şeklinde yarı amprik bir bağıntı olduğu bulunmuştur [211]. İlgili numune geometrisinde öz soğurma faktörü için elde edilen deneysel değerlerin ve fit fonksiyonunun öngördüğü değerlerin numunedeki In_2O_3 kütlelerine bağlı değişimleri Şekil 2.18'de görülmektedir. Beklendiği gibi, soğurucu miktarı arttıkça termal nötron öz-soğurulması da baskınlaşmaktadır. Farklı element ve bileşikler için a ve b değerleri de farklılık gösterir. Bu parametreler, elementin nötron soğurma tesir kesitine, atom kütlelerine ve numunenin geometrisine bağlıdır.



Şekil 2.16. Termal nötron öz soğurma faktörü-In kütlesi ilişkisi

2.12.2. İzotropik nötron alanında epitermal nötron öz soğurma etkisi

Epitermal nötron öz-soğurma etkisi, termal nötron öz-soğurma etkisinde olduğu gibi, ışınlanan numunenin iç tabakalarına ulaşan epitermal nötron akısı ile numunenin dış yüzeyine ulaşan epitermal nötron akısının farklı olmasından kaynaklanır. Farklı olarak epitermal bölgedeki öz-soğurma etkisi elementlerin tesir kesitlerinde gözlenen rezonansların genişliklerinden, yüksekliklerinden, sayı ve biçimsel yapılarından etkilenir. Epitermal nötron öz soğurma faktörü, ışınlanan numunenin iç tabakalarına nüfuz eden epitermal nötron akısında meydana gelen azalma, numunenin geometrisi, miktarı, büyüklüğü ile olduğu kadar numunede yer alan izotopların tesir kesiti rezonanslarının özellikleri ile de ilişkilidir [213-215]. Özellikle ilgili izotopların kadmiyum kesme enerjisine (0,50-0,55 eV) yakın bir değerde soğurma rezonansına sahip olması durumu epitermal nötron öz-soğurulmasını etkileyen önemli parametrelerden biridir. Çünkü kadmiyum kesme enerjisinin uzağında, daha yüksek enerjide bulunan bir rezonans şiddetli olsa da, bölgesinde epitermal nötron sayısı azaldığından öz-soğurmaya düşük bir katkı sağlarken; Cd-kesme enerjisine yakın bir bölgeye yerleşmiş olan daha düşük şiddetli bir rezonans, epitermal nötronların

sayısının fazla olduğu bu bölgede öz-soğurmaya önemli bir katkı sağlayabilmektedir. Bu durumun temel nedeni, nötron enerjisi arttıkça $(1/\sqrt{E})$ epitermal nötron yoğunluğunun azalmasıdır. Epitermal nötron öz-soğurma faktörünün rezonans parametreleri ile ilişkili olması durumu, termal nötron öz-soğurulması ile kıyaslandığında daha karmaşık yöntemlerin kullanılmasını gerekli kılar [216].

İncelenilen numunenin analiz hassasiyetini makul seviyede tutabilmek için yeterli aktiviteye ulaşması kaygısıyla, numunenin yeterince seyreltilemediği, dolayısıyla termal ve epitermal öz-soğurma etkilerinin elimine edilemediği durumlarda, gerekli düzeltme faktörü (G_{epi}) teorik ya da deneysel yöntemlerle belirlenir [213-234]. Bu tezde epitermal nötron öz-soğurma etkilerinin tespiti ve gerekli düzeltme faktörlerinin hesaplanması için Breit-Wigner simetrik rezonans yaklaşımı kullanılmıştır [6].

Epitermal nötron öz soğurma faktörü, I_{eff} etkin rezonans integrali ve I_0 madde miktarının ihmal edilebilir öz-soğurulmaya yol açacak kadar az (10^{-16} gram gibi) kullanılması durumunda belirlenen rezonans integrali olmak üzere

$$G_{\text{epi}} = \frac{I_{\text{eff}}}{I_0} \quad (2.81)$$

şeklinde tanımlanır. I_{eff} ve I_0 , çok sayıda rezonans için Breit-Wigner simetrik rezonans yaklaşımı kullanılarak hesaplanabilir [6].

$$I_{\text{eff}} = I_{1/v} + \frac{\pi}{2} \sum_i \left(\frac{\Gamma_Y}{E_r} \right)_i \frac{\sigma(E_{ri})}{\sqrt{1 + 2Nd\sigma(E_{ri})}} \quad (2.82)$$

$$I_0 = I_{1/v} + \frac{\pi}{2} \sum_i \left(\frac{\Gamma_Y}{E_r} \right)_i \sigma(E_{ri}) \quad (2.83)$$

Çizelge 2.9. Bu tez çalışmasında incelenen elementlerin ve izotoplarının kütleleri [212]

Element (${}_Z\text{X}$)	Atom Ağırlığı [g mol^{-1}]	İzotop (^AX)	İzotop Bolluğu [%]	İzotop Ağırlığı [g mol^{-1}]
${}_8\text{O}$	15,9993047	${}^{16}\text{O}$	99,762	15,9949146
		${}^{17}\text{O}$	0,038	16,9991315
		${}^{18}\text{O}$	0,200	17,9991604
		${}^{27}\text{Al}$	100	26,9815384
${}_{13}\text{Al}$	26,9815384	${}^{55}\text{Mn}$	100	54,9380496
${}_{25}\text{Mn}$	54,9380496	${}^{92}\text{Mo}$	14,840	91,9068105
${}_{42}\text{Mo}$	95,9312916	${}^{94}\text{Mo}$	9,250	93,9050876
		${}^{95}\text{Mo}$	15,920	94,9058415
		${}^{96}\text{Mo}$	16,680	95,9046789
		${}^{97}\text{Mo}$	9,550	96,9060210
		${}^{98}\text{Mo}$	24,130	97,9054078
		${}^{100}\text{Mo}$	9,630	99,9074771
		${}^{69}\text{Ga}$	60,108	68,9255809
		${}^{71}\text{Ga}$	39,892	70,9247050
		${}^{75}\text{As}$	100	74,9215964
		${}^{113}\text{In}$	4,290	112,9040612
${}_{31}\text{Ga}$	69,7230715	${}^{115}\text{In}$	95,710	114,9038783
${}_{33}\text{As}$	74,9215964	${}^{144}\text{Sm}$	3,100	143,9119947
${}_{49}\text{In}$	114,8180861	${}^{147}\text{Sm}$	15,000	146,9148933
		${}^{148}\text{Sm}$	11,300	147,9148197
${}_{62}\text{Sm}$	150,3602374	${}^{149}\text{Sm}$	13,800	148,9171795
		${}^{150}\text{Sm}$	7,400	149,9172715
		${}^{152}\text{Sm}$	26,700	151,9197282
		${}^{154}\text{Sm}$	22,700	153,9222053
		${}^{151}\text{Eu}$	47,800	150,9198460
		${}^{153}\text{Eu}$	52,200	152,9212262
		${}^{152}\text{Gd}$	0,200	151,9197879
		${}^{154}\text{Gd}$	2,180	153,9208623
		${}^{155}\text{Gd}$	14,800	154,9226188
		${}^{156}\text{Gd}$	20,470	155,9221196
${}_{63}\text{Eu}$	151,9645665	${}^{157}\text{Gd}$	15,650	156,9239567
		${}^{158}\text{Gd}$	24,840	157,9241005
${}_{64}\text{Gd}$	157,2521189	${}^{160}\text{Gd}$	21,860	159,9270506
		${}^{156}\text{Dy}$	0,060	155,9242783
		${}^{158}\text{Dy}$	0,100	157,9244046
		${}^{160}\text{Dy}$	2,340	159,9251937
		${}^{161}\text{Dy}$	18,900	160,9269296
		${}^{162}\text{Dy}$	25,500	161,9267947
		${}^{163}\text{Dy}$	24,900	162,9287275
		${}^{164}\text{Dy}$	28,200	163,9291712
		${}^{162}\text{Er}$	0,140	161,9287749
		${}^{164}\text{Er}$	1,610	163,9291970
${}_{66}\text{Dy}$	162,4975303	${}^{166}\text{Er}$	33,600	165,9302900
		${}^{167}\text{Er}$	22,950	166,9320454
		${}^{168}\text{Er}$	26,800	167,9323678
		${}^{170}\text{Er}$	14,900	169,9354603
		${}^{174}\text{Hf}$	0,162	173,9400402
		${}^{176}\text{Hf}$	5,206	175,9414018
		${}^{177}\text{Hf}$	18,606	176,9432200
		${}^{178}\text{Hf}$	27,297	177,9436977
		${}^{179}\text{Hf}$	13,629	178,9458151
		${}^{180}\text{Hf}$	35,100	179,9465488
${}_{72}\text{Hf}$	178,4864027	${}^{197}\text{Au}$	100	196,9665516
${}_{79}\text{Au}$	196,9665516			

Bu eşitliklerde, E_{ri} , i. rezonansın enerjisi (eV); Γ_{yi} , i. Rezonansın (n, γ) tepkimesindeki radyasyon genişliği (eV); $\sigma(E_{ri})$, i. rezonansın tepe enerjisine karşılık gelen maksimum nötron soğurma tesir kesiti (b); N, numunenin birim hacmindeki soğurucu çekirdeklerin sayısı (cm^{-3}); d ise nötronun katedeceği yolu temsil eden ve numune geometrisiyle ilgili ortalama giriş uzunluğudur (cm). d, foil biçimindeki numuneler için foil kalınlığı olarak alınırken, silindir biçimli numuneler için $2V/S$ ve küre biçimindeki numuneler için $4V/S$ ifadelerinden hesaplanır. Burada V: toplam numune hacmi, S: numunenin toplam yüzey alanıdır. $I_{1/v}$ terimi, tanımı Eş. 2.43'te verilen, kadmiyum kesme enerjisinden (E_{Cd}) sonra da devam eden $1/v$ bölgesinin sağ uç kısmından gelen katkıdır. $E_{Cd} = 0,55$ eV için $I_{1/v} = 0,429\sigma_0$ hesaplanır.

Tez çalışması kapsamında incelenen izotopların ENDF/B VII, JENDL 3.3, JEFF 3.1 veritabanları ve Mughabghab tarafından önerilen değerler arasından karşılaştırmalı olarak belirlenen rezonans parametreleri (E_{ri} , Γ_{yi} , $\sigma(E_{ri})$) [13, 79, 204, 235-237] kullanılarak (ilgili parametreler Ek-2'de sunulmuştur) hesaplanan termal ve epitermal öz-soğurma faktörleri Çizelge 2.10'da verilmiştir.

Çizelge 2.10. Işınlanan numunelerin uygulanan seyreltilme oranlarına bağlı nötron öz-soğurma faktörleri

Element	Numune	Termal nötron öz-soğurma faktörü		Epitermal nötron öz-soğurma faktörü
		G_{th}	G_{th}^*	G_{epi}
Mn	Al_2O_3 - %3,4 MnO_2	0,996	0,997	0,903
Ga	Al_2O_3 - %4,1 Ga_2O_3	0,998	0,998	0,907
As	Al_2O_3 - %2,4 As_2O_3	0,997	0,998	0,900
In	Al_2O_3 - %1,8 In_2O_3	0,995	0,996	0,800
Sm	Al_2O_3 - %1,0 Sm_2O_3	0,910	0,913	0,812
Gd	Al_2O_3 - %1,0 Gd_2O_3	0,833	0,833	0,999
Dy	Al_2O_3 - %3,8 Dy_2O_3	0,937	0,947	0,830
Er	Al_2O_3 - %5,0 Er_2O_3	0,979	0,983	0,822
Hf	Al_2O_3 - %1,0 HfO_2	0,998	0,998	0,947

* Nötron saçılma etkisi hesaba katılmış termal nötron öz-soğurma faktörü

2.13. Termal/Epitermal Akı Oranı

Aktivasyon analizi çalışmalarında numunenin ışınladığı konumdaki termal nötron akısının epitermal nötron akısına oranının (termal/epitermal akı oranı) bilinmesi, incelenen numunede bulunan bir izotopun konsantrasyonunun ya da nükleer özelliklerinin belirlenmesini kolaylaştırması ve analiz hassasiyetini artırması bakımından önemlidir [58, 132, 238-244]. Termal/epitermal akı oranı (f), k_0 -NAA yönteminde nötron akısını karakterize etmede yaygın olarak kullanılan önemli bir parametredir [238-244].

Termal/epitermal akı oranı

$$f = \frac{\Phi_{th}}{\Phi_{epi}} \quad (2.84)$$

biçiminde ifade edilir. Burada termal ya da kadmiyum kesme enerjisi altındaki (subcadmium) akı, n , nötron yoğunluğu olmak üzere, $v_0=2200 \text{ m s}^{-1}$ hızındaki nötronlar referans alınarak tanımlanan termal nötron akısı $\Phi_{th} = n.v_0$ dır. Diğer taraftan Φ_{epi} , $1/E^{1+\alpha}$ dağılımı ile gözönüne alınan birim enerji başına epitermal nötron akısıdır [239]. Herhangi bir ışınlama konumu için f , termal/epitermal akı oranının deneysel yolla belirlenmesi için uygun monitör izotoplar seçilir ve bunların Cd kılıf içinde ve Cd-kılıf olmaksızın ışınlaması sonucunda elde edilen aktivitelerden Cd-oranının elde edilmesi sonucunda f ,

$$f = \frac{I_0(\alpha)}{g\sigma_0} \cdot \frac{G_{epi}}{G_{th}} \cdot (F_{Cd} \cdot R_{Cd} - 1) \quad (2.85)$$

şeklinde Cd-farkı yöntemiyle belirlenir. Burada G_{th} ve G_{epi} terimlerinin sırasıyla termal ve epitermal öz-soğurma faktörlerini ifade ettiği bu ifadede g , nötron spektrumunun $1/v$ davranışından sapma miktarını belirleyen Westcott faktörü, F_{Cd} , kadmiyum epitermal nötron kesme faktörü, σ_0 ve $I_0(\alpha)$ ise ışınlanan monitör izotopun

termal ve rezonans integral tesir kesitleridir. R_{Cd} , Cd-oranı yöntemi gereğince, ışınlama konumu için geçerli Cd oranıdır [132, 238, 241, 243, 244].

Kadmiyum oranı, aynı numunenin Cd kılıfsız ve kadmiyum kılıf içerisine konularak ayrı ayrı ışınlanması sonucunda elde edilen özgül aktivitelerin

$$R_{Cd} = \frac{A_{sp}^-}{A_{sp}^+} \quad (2.86)$$

oranıdır. Burada, A_{sp}^- numunenin kılıfsız (çıplak) olarak ışınlanması durumunda ölçülen özgül aktivitesi [$Bq\ g^{-1}$], A_{sp}^+ ise aynı numunenin aynı şartlarda kadmiyum kılıf içerisinde ışınlanması sonucu ölçülen özgül aktivitesidir [$Bq\ g^{-1}$]. Kadmiyum oranı (R_{Cd}) ölçümlerinde kullanılacak monitör (dedektör) 1-2 eV nötron enerji aralığında (n,γ) nötron yakalama tepkimesi için $\sigma(v) \sim 1/v$ aktivasyon tesir kesiti davranışına sahip olması tercih edilir. Ayrıca kadmiyum oranı, numunenin kılıfsız ışınlanması durumunda geçerli tepkime hızı R_s ve kılıf içinde ışınlanması durumunda geçerli tepkime hızı $R_{s,Cd}$ kullanılarak

$$R_{Cd} = \frac{R_s}{R_{s,Cd}} \quad (2.87)$$

oranı ile de sıkça ifade edilir [245]. Termal ve epitermal nötronların karışımından meydana gelen nötron ortamında ışınlanan elementin herhangi bir izotopu için atom başına tepkime hızı, hem termal hem de epitermal nötronlardan ileri gelen katkıların toplamıdır. Buna göre toplam tepkime hızı

$$R_s = \Phi_{th} g \sigma_0 + \Phi_{epi} I_0(\alpha) \quad (2.88)$$

şeklinde ifade edilebilir. Aynı ışınlama sisteminde, aynı ışınlama konumunda, kadmiyum kılıf içine konularak ışınlanan elementin söz konusu izotopu için geçerli

tepkime hızı, termal nötronlar Cd kılıf tarafından soğurulacağı için epitermal nötronlarla etkileşimden kaynaklanır. O halde epitermal nötron tepkime hızı

$$R_{s,Cd} = \frac{\Phi_{epi} I_0(\alpha)}{F_{Cd}} \quad (2.89)$$

olarak ifade edilir. Kadmiyum kılıf epitermal nötronların bir kısmını soğurarak filtreleyeceği için tepkime hızı belirlenirken F_{Cd} faktörü hesaba katılmalıdır [154, 246-249]. Eş 2.83, Eş 2.82’de yerine yazılarak düzenlenirse

$$\Phi_0 g \sigma_0 = R_{s0} = R_s - F_{Cd} R_{s,Cd} \quad (2.90)$$

bağıntısı yazılabilir. Burada R_{s0} terimi yalnızca termal nötronlar tarafından meydana getirilen atom başına tepkime hızını ifade etmektedir. Bu bağıntılar yeterince inceltilmiş ya da seyreltilmiş numuneler için geçerlidir. Diğer bir ifade ile birim hacimdeki atom sayısı 10^{18} cm^{-3} mertebesinde olan numunelerin yeterli düzeyde seyreltilmiş ve $\Sigma_a t < 0,1$ (Σ_a :soğurma makroskobik tesir kesiti, t: kalınlık) şartını sağlayan numunelerin yeterince inceltilmiş olduğu ifade edilmektedir [250]. Bu şartların sağlanamadığı uygulamalarda nötron öz-soğurma etkisi çok daha önemli hale gelir. Bu durumda Eş. 2.90 ile termal nötron akısını belirlerken, termal nötron öz-soğurma düzeltmesi (G_{th}),

$$\Phi_0 g \sigma_0 = \frac{R_{s0}}{G_{th}} \quad (2.91)$$

bağıntısıyla hesaba katılır [45]. Bu bağıntı kullanılarak 2200 m s^{-1} nötron hızı için termal nötron akısı belirlenebilir.

$$\Phi_0 = \frac{1}{g \sigma_0 G_{th}} (R_s - F_{Cd} R_{s,Cd}) \quad (2.92)$$

Uygun bir monitör izotop ya da izotoplar, kadmiyum kılıfsız ve kadmiyum kılıf içinde olacak biçimde ayrı ayrı ışınlanarak; elde edilen γ -spektrumu verilerinin değerlendirilmesiyle termal nötron akısı deneysel olarak tespit edilir. Epitermal nötron akısı

$$\Phi_{\text{epi}} = \Phi_{\text{th}} \frac{1}{(R_{\text{Cd}}-1)} \frac{g\sigma_0}{I_0(\alpha)} \frac{G_{\text{th}}}{G_{\text{epi}}} \quad (2.93)$$

bağıntısıyla elde edilebilir.

Bu tez çalışması kapsamında gerçekleştirilen deneylerde kullanılan ^{241}Am -Be nötron kaynağının ışınlama hücrelerinin numune boyutuna göre oldukça büyük olması ve nötronların geniş bir parafin ortamında yavaşlatılmaları nedeniyle, nötron alanı izotropiktir. Işınlama konumları için termal/epitermal akı oranları, önceki yıllarda Yücel ve Karadağ tarafından gerçekleştirilen deneylerle, ^{197}Au ve ^{98}Mo monitör izotopları kullanılarak, çift monitör yöntemi ile deneysel olarak belirlenmiş ve sunulmuştur [251]. Bu tezde kullanılan ışınlama hücresi için termal/epitermal akı oranı $f=10,42\pm0,31$ olarak rapor edilmiştir [251].

3. DENEYSEL

3.1. Numune Hazırlama İşlemi

İncelenen numunenin tahribatsız olarak (non-destructively) ışılandıktan sonra dedeksiyonu temeline dayanan enstrümantal nötron aktivasyon analizi yöntemi (INAA), birçok uygulamada herhangi bir radyokimyasal ayrıştırma süreci gerektirmediğinden, numune hazırlaması diğer yöntemlere göre oldukça kolay ve pratik bir tekniktir.

Bu çalışmada incelenen elementler, herhangi bir kimyasal tepkime olasılığı olmayan, genellikle oksit formundaki kimyasal bileşiklerden seçilmiştir. Toz halindeki numuneler, kuru ağırlığa getirmek için fırınlama, tartım, seyreltme işlemlerinden sonra silindirik tüplere doldurulmuştur. Tüm numuneler araştırma derecesinde (research grade reagents) ve yüksek saflıktadır. Etkin rezonans enerjisinin belirlenmesi sırasında ikinci monitör olarak kullanılan molibden ise ince metalik yaprak (0,025 mm foil) biçimindedir.

Numune seçiminde, incelenen elementin söz konusu bileşik içinde bulunma yüzdesinin yüksek olmasına ve bileşiğin nötronların yavaşlamasına ve saçılmasına neden olabilecek hidrojen, karbon gibi hafif kütleli elementleri içermemesine dikkat edilmiştir. Foil formunda kullanılan molibden (Mo) dışındaki numuneler ince toz şeklinde, yüksek saflıkta, oksitli bileşiklerdir. İncelenen elementin dışında, numunede bulunan diğer element veya elementlerin miktarlarının mümkün olduğunca az olması (safsızlık) için araştırma kalitesinde, sertifikalı (MERCK, ALDRICH, GOOD-FELLOW v.b.) numuneler temin edilmiştir. Oksit formundaki bileşikler, numunenin kimyasal formunda ilgilenilen element dışında bulunan elementlerin soğurma ve saçılma tesir kesitlerinin mümkün olduğunca küçük tutulması bakımından oldukça uygundur. Çünkü hem soğurma hem de saçılma tesir kesitleri ($\sigma_a(^{98}\text{O})=1,9 \times 10^{-4}$ barn ve $\sigma_s(^{98}\text{O})=3,772$ barn [11]) çok düşüktür. Ayrıca oksijenin atom ağırlığının, incelenen elementlerinkine kıyasla düşük olması, incelenen elementin oksitli bileşikler içinde kütlece bulunma yüzdesini

artırmaktadır. İncelenen elementlerin toz şeklinde kullanılan kimyasal bileşiklerinin bazı özellikleri Çizelge 3.1’de verilmiştir [11, 204, 212].

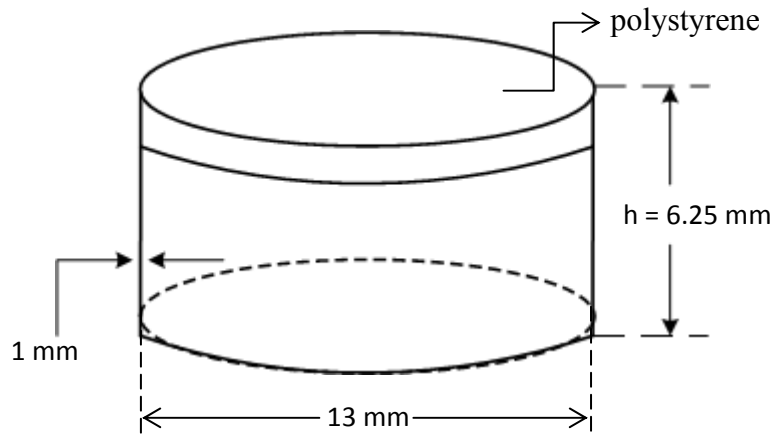
Çizelge 3.1. İncelenen elementlerin toz şeklinde ışınlanan kimyasal bileşiklerinin molekül ağırlıkları ve elementlerin bulunma oranları

Element	Numune	Molekül ağırlığı, W (g mol ⁻¹)	İlgilenilen elementin bileşikte bulunma oranı (%)
Mn (Monitör)	MnO ₂	86,937	63,193
Ga	Ga ₂ O ₃	187,444	74,393
As	As ₂ O ₃	197,841	75,739
In	In ₂ O ₃	277,634	82,712
Sm	Sm ₂ O ₃	348,718	86,236
Eu	Eu ₂ O ₃	351,927	86,361
Gd	Gd ₂ O ₃	362,502	86,759
Dy	Dy ₂ O ₃	372,993	87,132
Er	Er ₂ O ₃	382,509	87,452
Hf	HfO ₂	210,485	84,798

Tüm numuneler tartımdan önce, içerdikleri olası nemin giderilmesi amacıyla 80-105 °C arasında ancak genellikle 90 °C sıcaklıkta 2 saat süreyle kurutulmuş ve hassasiyeti 10⁻⁴ g mertebesinde olan elektronik terazide tartılarak net numune miktarları kaydedilmiştir. Numune miktarının artması nötron öz-soğurma etkilerini artırdığı için numuneler ışınlama sonrasında gama spektrometresinde ölçümü mümkün kılan aktivite değerlerine ulaşmasına yeterli asgari kütle civarında kullanılmıştır. İlgili element için numune miktarları, incelenen izotopların soğurma tesir kesitleri, gama ışını enerjileri için dedeksiyon verimleri ve gama ışını yayınlanma olasılıkları gözönünde bulundurularak gerçekleştirilen hesaplamalar ve ön deneyler sonucunda belirlenmiştir.

Numuneler toz halindeki alüminyum oksit (Al₂O₃) ile karıştırılarak seyreltildikten sonra 1 mm duvar kalınlığına sahip, iç yükseklik ve yarıçapı sırasıyla 6,25 mm ve 6,50 mm olan polystyrene tüplere (Şekil 3.1) doldurulmuştur. Kullanılan Al₂O₃ miktarı tüpün hacmine ve kullanılan numune miktarına bağlı olarak 0,3 gram ile 1,1 gram arasında değişmektedir. Bu seyreltme işlemi ile numunenin tüp hacmine homojen dağılması sağlanmış; böylece hem ışınlama esnasında nötron öz-soğurma etkileri azaltılmış hem de sayım esnasında dedektörden alınan enerjiye bağlı γ

dedeksiyon verimi değiştirilmeden, aynı düzeyde doldurma yüksekliği saptanarak standart referans kaynakla özdeş şartlarda γ dedeksiyonunun yapılması sağlanmıştır. Numunelerin seyreltilmesinde Al_2O_3 kullanılmasının temel nedeni, Al ve O'nin termal ve epitermal nötronlar için soğurma tesir kesitlerinin çok küçük olmasıdır. Al'un termal nötron soğurma tesir kesiti 0.231 b, rezonans integral tesir kesiti 0,17 b ve O'nin termal nötron soğurma tesir kesiti $1,9 \times 10^{-4}$ b, rezonans integral tesir kesiti $3,6 \times 10^{-4}$ b'dır [11]. Ayrıca Al_2O_3 istenilen incelikte tane büyüklüğü ile her tip oksitle kolayca karıştırılabilmektedir.



Şekil 3.1. Polystyrene numune kabı (verilen yarıçap ve yükseklik değerleri iç hacim için geçerli uzunlukları ifade etmektedir)

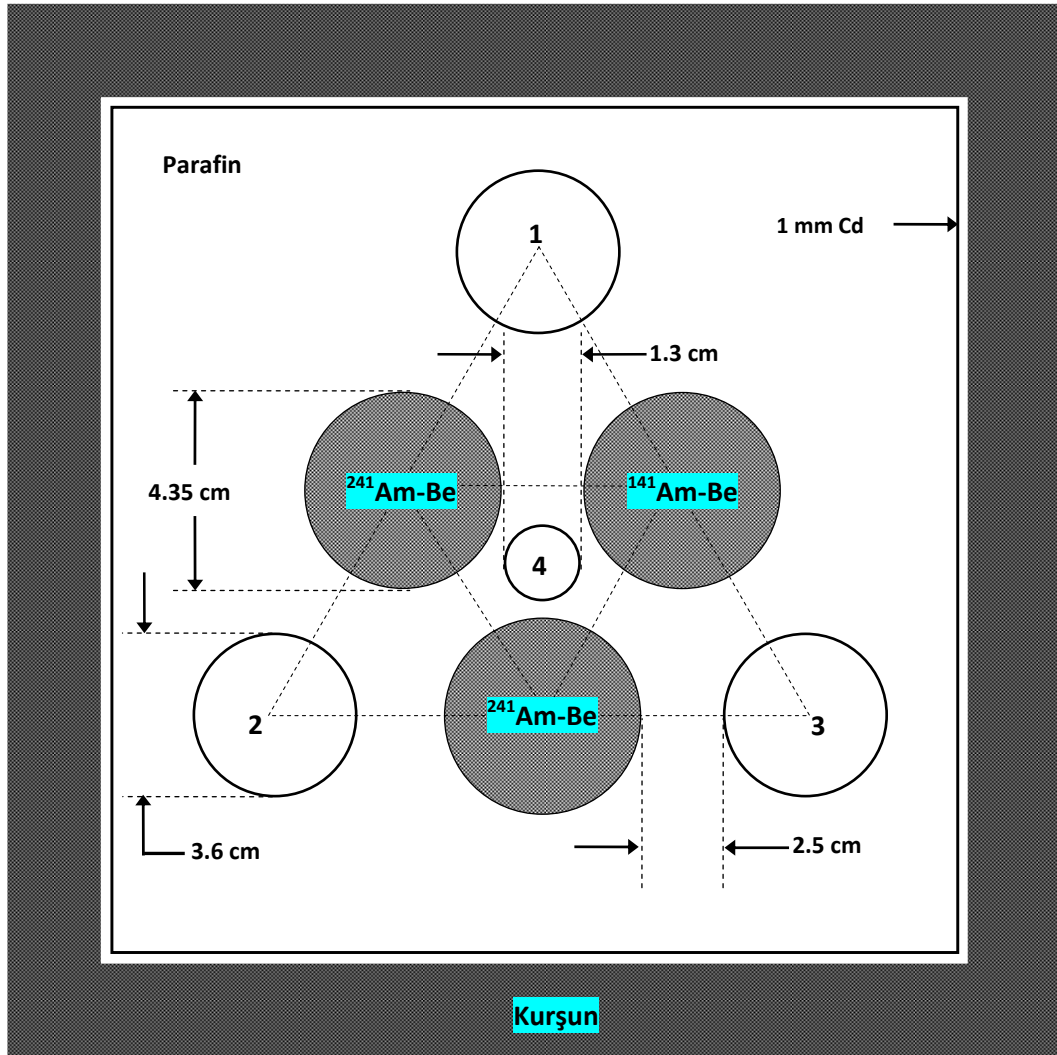
Çizelge 3.2. Bu tez çalışmasında kullanılan numune miktarları ve seyreltilme yüzdeleri

Element	Numune	Numune miktarı (g)	Seyreltilme yüzdesi (%)
Mn (Monitör)	MnO_2	0,0195	3,4
Ga	Ga_2O_3	0,0400	4,1
As	As_2O_3	0,0250	2,4
In	In_2O_3	0,0055	1,8
Sm	Sm_2O_3	0,0106	1,0
Gd	Gd_2O_3	0,0086	1,0
Dy	Dy_2O_3	0,0352	3,8
Er	Er_2O_3	0,0575	5,0
Hf	HfO_2	0,0092	1,0

3.2. Nötron Işınlama Sistemi

Bu tez çalışmasındaki nötron ışınlamaları, 2002-2004 yılları arasında, TAEK Ankara Nükleer Araştırma ve Eğitim Merkezi (ANAEM), Nükleer Fizik Bölümü'nde, her birinin aktivitesi 592 GBq olan ve üç tane ^{241}Am -Be nötron kaynağından oluşturulan ışınlama ünitesinde gerçekleştirilmiştir. Bu kaynaklar daha sonra 2005 yılı Temmuz ayında, TAEK'in Sarayköy'deki yerleşkesine taşınmıştır. Her biri silindirik şeklindeki ^{241}Am -Be nötron kaynakları kendi sızdırmaz çelik muhafazası ile birlikte 4,35 cm dış çapında ve 16 cm yüksekliğindedir. Bu kaynaklar, önceden eritilerek oluşturulan ve şekil verilen parafin bir blok (70 cm × 60 cm × 70 cm) içinde, bir eşkenar üçgenin kenarlarının orta noktalarına, eksenleri üçgen düzlemine dik olarak yerleştirilmişlerdir (Şekil 3.2). Kaynaklar, belirlenen konuma yerleştirme ve gerektiğinde yerlerinden çıkarılma kolaylığı için öncelikle PVC klavuz boruların içinde parafine gömülmüştür [251-253]. Işınlama ünitesinin üstten görünüşünde (Şekil 3.2) aynı merkezli daha büyük bir eşkenar üçgenin köşelerine gelecek şekilde, her birinin iç çapı 3,6 cm olan ve 1, 2 ve 3 numaralarıyla gösterilen PVC borular numune ışınlamaları için yerleştirilmiştir. Şekil 3.2'de; 4 numara ile gösterilen ve numune transfer sistemine (pnömatik) bağlanabilen 1,3 cm çapındaki paslanmaz çelik boru da kaynakların tam ortasında, eşkenar üçgenin merkezinden geçecek biçimde yerleştirilmiştir. Bu çalışma kapsamında gerçekleştirilen ışınlamalar için 2 numaralı hücre kullanılmıştır.

Nötron ışınlama sistemi, ^{241}Am radyoizotopundan çıkan en şiddetli 59,54 keV (% 35,9) [11] ile birlikte daha zayıf şiddetli ancak farklı enerjilerdeki 161 adet [254] gama ışınlarına, kaynaktaki nötron üretimi sürecinde $^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$ tepkimesiyle oluşan ^{12}C 'nin uyarılmış seviyesinden yayınlanan 4,43 MeV'lik (0,6 gama/nötron) gama ışınlarına, parafinden $^1\text{H}(n, \gamma)^2\text{H}$ tepkimesi sonucu yayınlanan 2,223 MeV (%100) enerjili ani gama ışınlarına ve termal nötronları soğurması için parafinin dışında kullanılan 1 mm kalınlığındaki Cd levhadan $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)^{114}\text{Cd}$ tepkimesi sonucu yayınlanan ve en şiddetlisi 559 keV (0,7978 gama/nötron) enerjili ani gama ışınlarına karşı, 15 cm kalınlığında kurşun tuğlalarla zırhlanmıştır.



Şekil 3.2. 3x592 GBq $^{241}\text{Am-Be}$ nötron ışınlama sistemi düzenlenişinin kesit olarak görünüşü (ölçekli çizilmemiştir)

3.3. HPGe Dedektörlü Gama Dedeksiyon Sistemi

Bilindiği gibi, yüksek saflıkta Germanyum (HPGe), Ge(Li), CdZnTe gibi bir yarı iletken veya NaI(Tl) gibi bir sintilasyon dedektörü ile bir dizi puls işleme amaçlı elektronik modül ve çok kanallı bir analizörün (MCA) uygun bir kombinasyonu, gama spektrometresi olarak adlandırılır. Gama spektrometresi, radyoaktif çekirdeklerden yayınlanan γ -fotonlarının sayısını, puls yüksekliğine göre sıralayarak gama enerji spektrumları olarak kayıt eden bir ölçüm düzeneğidir.

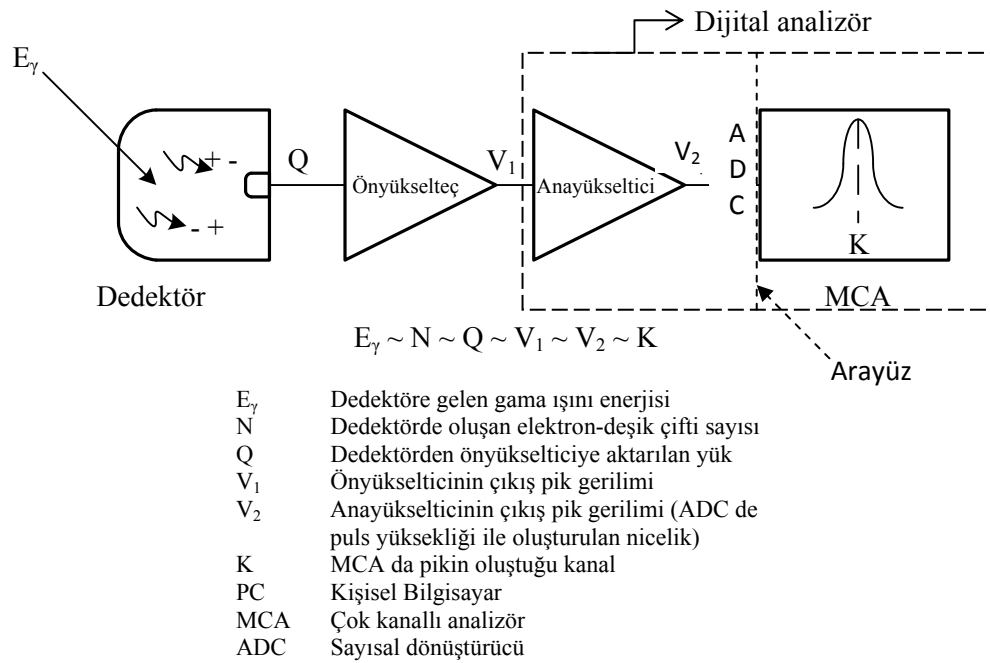
Gama ışınlarının dedeksiyonunda önceleri Ge(Li) gibi katkılı yarıiletkenler kullanılırken, gelişen teknoloji ile birlikte yüksek saflıkta (10^{10} atom/cm³) Ge elde edilebilmesi sonucunda, HPGe yarı iletken dedektörler yaygın olarak kullanılır hale gelmiştir. Prensip olarak Ge dedektör kristaline gelen γ -fotonları, kristalde elektron-deşik (hole) çifti oluşturur. Ge kristalde bir elektron-deşik çifti oluşturmak için 2,96 eV'luk enerji gereklidir. Elektron ve deşikler, kristale uygulanan yeterli derecede yüksek bir DC gerilimle meydana getirilen elektrik alan etkisiyle hareket ederler. Dolayısıyla foton enerjisiyle orantılı oluşan elektron akımının bir direnç üzerinden geçirilerek bir pulsa dönüştürülmesi imkanı ortaya çıkar. Genellikle Saf Ge dedektörlerin, NaI(Tl) sintilasyon dedektörlerine göre daha düşük gama sayım verimine sahip olmalarına karşın, bugün sintilasyon dedektörlerin sınır değerine yaklaşan yükseklikte sayım verimine sahip HPGe dedektörler (500-900 cm³ HPGe kristal) üretilmektedir [255, 256]. Bunun yanında HPGe dedektörlerin çözme gücü de diğer dedektörlere göre daha yüksektir. Örneğin; NaI(Tl) kristalinin çözme gücü, ⁶⁰Ci'nin yayınladığı 1332 keV lik gama ışını için 50-60 keV mertebesinde iken HPGe dedektörlerin aynı enerjideki çözme gücü 1,8-2 keV düzeyindedir.

Gama spektrometresinde, dedektör kristaline ulaşan gama ışınlarının enerjilerine bağlı olarak oluşan elektrik pulslarının, puls işleme aşamalarından geçmesi gerekir. Bunun için pulslar, bir önyükseltici, lineer yükseltici ve elektrik sinyalini sayılabilir niceliklere dönüştüren bir ADC (Analog-to-Digital-Converter) elektronik modülü vasıtasıyla, uygun adresleme düzeninde, çok kanallı analizörün hafızasına kayıt edilir ve numunenin verdiği γ -spektrumu analizör ekranında gözlenebilir veya bir bilgisayara aktarılabilir. Çok kanallı analizör (MCA), farklı enerjilerde gelen γ ışınlarının enerjilerine göre adreslendikleri bir sistemdir. Ancak günümüzde, bu analog sinyal işlemenin yanısıra, doğrudan ön yükselteç çıkışını sayılara dönüştüren (digitalizing) dijital sinyal işlemcileri (digital signal analyser, DSA) yaygın olarak kullanılmaktadır.

Sinyal işleme aşamasında, hafızada kayıt edilen spektrum monitörde gözlenir, analiz edilir ve yazıcı ünitesine ya da bir bilgisayara aktarılabilir. Çok kanallı analizörler, gama spektrometrelerinde bilgi saklama ve işleme üniteleridir. Bir MCA,

mikroişlemci ve birbiriyle ilişkili hafıza, monitör, sinyal işlemcisi, kullanıcı paneli ve veri girdi/çıktısı kısımlarından meydana gelmektedir. Bunların tümü bir bilgisayara yüklenen gama yazılımı ile sağlanabilmektedir.

Sinyal işleme aşaması, bir önyükseltici ve anayükselticiden geçirilen analog sinyallerin bir ADC vasıtasıyla sayılabilir niceliklere dönüştürülmesi ve uygun yerleşim düzeninde MCA hafızasına adreslenmesi ve depolanması sürecidir. Sinyal işleme aşamasında hafızada kayıt edilen spektrum monitörde gözlenir, analiz edilir ve yazıcı ünitesine aktarılabilir. Şekil 3.3'te bir gama spektrometresinin prensip şeması görülmektedir [257].



Şekil 3.3. Gama spektrometresinin prensip şeması

Gama spektrometrelerinde,

- Aynı numunede, farklı radyoizotopların tek tek ve aynı anda (eşzamanlı) analizi mümkündür;
- Numune hazırlanması karmaşık kimyasal işlemler gerektirmediği için kolaydır;
- Yaygın olarak, numuneler üzerinde tahribatsız ölçme yapılmaktadır;

- Ölçümlerdeki yüksek kararlılık, bilgi işlemedeki hız ve doğruluk, analizde elde edilen verilerin güvenilirlik düzeyleri yüksektir,
- Dedeksiyon sınırı düşüktür.

Gama ışını spektroskopisinde, HPGe dedektörleri 1980'li yılların başında kullanılmaya başlanmıştır. Dolayısıyla HPGe dedektörleri, lityum katkılı germanyum yarı iletken dedektörlerine Ge(Li) alternatif olmuşlardır. Enerji çözme gücü, dedeksiyon verimi gibi önemli özellikleri birbirine çok yakın olan bu dedektör tiplerinden, Ge(Li) yarı iletken dedektörlerinin, sürekli olarak sıvı azot sıcaklığında (77 °K) tutulması gerektiğinden, kullanımı ekonomik olmadığı gibi, aynı zamanda dedektörün sıvı azotsuz kalması durumunda dedeksiyon özelliğini kaybetme riski de vardır. Çünkü, sıvı azot sıcaklığının sağlanamadığı bir anda Ge içine sürüklenmiş lityum iyonlarının kaybedilmesi olasılığı yüksektir. Bu temel nedenden dolayı, oda sıcaklığında muhafaza edilebilen ve germanyum atomlarının saflığı 10^{10} atom/cm³ mertebesinde olan HPGe yarı iletken dedektörlerin kullanımı tercih edilmektedir. HPGe dedektörü, normalde sıvı azot sıcaklığında (77 °K) çalıştırılır ve bu şekilde, gürültü sinyalinin en az olduğu durum sağlanır. Dolayısıyla oda sıcaklığından ileri gelebilecek termal etkiler giderilerek gürültü en aza indirgenir ve böylelikle en uygun sinyal/gürültü oranı elde edilir.

Şekil 3.3'te şematik olarak gösterildiği gibi, son yıllarda dedektör ön-yükseltecinden alınan analog sinyalleri doğrudan sayılara dönüştürülerek bilgisayar ortamına aktaran gama spektrometreleri dijital sinyal işleme esasına göre çalışırlar ve üstün performansları nedeniyle giderek yaygınlaşmaktadırlar. Nükleer enstrümantasyondaki bu yeni gelişmeyle birlikte sinyal işleme hızı arttırılmakta, analog sistemlerdeki yükselteç, ADC, NIM kasa, MCA birimleri yerlerini tek bir sayısal sinyal işleme analizörüne (DSA-Digital Signal Processing Analyzer) bırakmaktadır [258].

Bu çalışmada, ölçümler, p tipi eşeksenli, kristalli ve dikey kriyostat geometrili koaksiyel HPGe dedektörü (Canberra GC 11021) ile gerçekleştirilmiştir. Dedektörün ⁶⁰Co'nın 1332,5 keV enerjisinde ölçülmüş bağıl verimi %120,8 ve pik/compton oranı

85,7:1 dir. 1332,5 keV lik gama ışını için enerji çözünürlüğü ise 1,95 keV'dir. Gama zırhlaması için dedektör 10 cm kalınlığında kurşun (Pb) içine, 1 mm kalınlığında kalay (Sn) ve 1,5 mm kalınlığında bakır (Cu) ile kaplanmıştır (Canberra model 767). Bu kurşun zırh ayrıca 9,5 mm kalınlığında çelik muhafaza içine monte edilmiştir. Böylelikle 72-78 keV bölgesindeki Pb x-ışınları en aza indirgenir. Dedektörün kriyostatının ve bağlantı kablolarının geçtiği delik ilave bir Pb eklenti (annular Pb plug) ile kapatılarak zeminden gelen doğal fon etkisi asgariye düşürülmüştür. Ayrıca radyasyon saçılması etkilerini minimize etmek için dedektör bu zırhın tam merkezine gelecek şekilde yerleştirilmiştir. Dedektör, 16 K kanallı ADC dönüştürücü/MCA hafıza analizörü ile işlev gören dijital spektrum analizörü ara biriminde (DSA-1000) dijital sinyal analizi gerçekleştirmektedir. DSA-1000 gama spektrum analizöründen elde edilen veriler, ticari Genie 2000 (Canberra Inc.) yazılımı ile değerlendirilebilmektedir. Bu çalışmada, gözlenen enerji pikleri altındaki alanlar hem elle hesaplanmış hem de girişim yapan pikler için Genie 2000 yazılımının özel pik fit programı ile lineer/basamak fonksiyonlu Compton sürekliliği düzeltmesi uygulanmıştır. Her bir spektrum kanal başına 0,52 keV/kanal kazancı ile ölü zaman düzeltmeleri gözönüne alınarak 4096 kanalda toplanmıştır. Böylelikle yaklaşık 2150 keV enerjiye kadar yayınlanabilecek γ -ışınlarının dedeksiyonu mümkün olabilmektedir.

3.4. Nötron Işınlaması ve Gama Spektrumlarının Elde Edilmesi

Tez çalışması kapsamındaki tüm ışınlamalar, Şekil 3.2'de gösterilen izotropik nötron ışınlama sisteminin 2 no'lu ışınlama hücresinde gerçekleştirilmiştir. Işınlama pozisyonuna bağlı olan epitermal spektrum biçim parametresi ve nötron akısı gibi parametrelerin değişmemesi amacıyla ışınlama konumu daima sabit tutulmuştur. 2 no'lu hücredeki termal/epitermal nötron akısı oranı $10,42 \pm 0,31$ olarak ölçülmüştür [251]. Işınlama hücresinin hacmi numune hacmine kıyasla oldukça geniştir. Bu durum ışınlama pozisyonu için akı çökmesi etkilerinin (flux perturbation) ihmal edilebilmesine yol açar.

Numuneler, sert bir plastik çubuğun ucuna tutturularak Şekil 3.2'de gösterilen 2 nolu PVC borunun üst kısmından düşey olarak tam merkezinde olmak kaydıyla, $^{241}\text{Am-Be}$

nötron kaynaklarının orta noktalarının hizasına gelecek şekilde konumlanmıştır. Tüm numuneler hem Cd-kılıfsız, hem de kalınlığı 1 mm olan silindir biçimindeki kadmiyum kılıf içerisinde ayrı ayrı ışınlanmıştır. Elde edilen verilerin tekrar üretilebilirliğinin sınanması amacıyla her deney 4 veya 5 kez tekrarlanmıştır.

Işınlama süresi her element için ilgili izotopunun (n,γ) tepkimesi sonucunda meydana gelen radyoizotopun yarı ömür ve aktivitesiyle ilişkili olarak farklı uygulanmıştır. Nötron öz-soğurma etkisini azaltmak için asgari miktarlar kullanılarak hazırlanan numunelerin, yeterli istatistiksel doğruluğa sahip veriler elde etmeye imkan tanıyacak; ancak bu arada dedektör ölü zamanını kabul edilebilir bir seviyede ($<1\%$) tutacak bir aktiviteye ulaşmasına yol açacak ışınlama süreleri, incelenen elemente bağlı olarak ilgili radyoizotopun yarıömrünün 3 ile 8 katı kadar süreler [$t_i=3t_{1/2}$ ile $8t_{1/2}$] arasında belirlenmiştir.

Işınlanan numuneler, ışınlama süresi sonunda nötron ışınlama sisteminden alınarak HPGe dedektörde sayılmışlardır. Işınlanan numunelerin sayım süreleri, ilgilenilen (n,γ) tepkimesinde üretilen ürün radyoizotopun yarı ömrüne bağlı olarak, iyi bir sayım istatistiğinin elde edilebilmesi amacıyla 9000 s ile 300000 s arasında uygulanmıştır. Numunelerin ışınlama sisteminden alınarak sayım sistemine ulaştırılması arasında geçen süre genellikle 2-3 dakika mertebesinde ancak aktivitesi çok yüksek olan numuneler, ölçümden önce daha uzun süre bekletilmiş ve bu süreler yapılan hesaplarla önceden belirlenmiştir.

Radyoaktif çekirdeklerin aktivitelerinin belirlenmesi sırasında, özellikle yakın geometrili sayım şartlarında, Ge dedektörün çözme zamanına kıyasla daha kısa zaman aralıklarında dedektöre ulaşan iki ya da daha fazla gama ışınının eşzamanlı dedeksiyonunda, gama ışınlarının dedektör tarafından ayrılmadan sayılmasından kaynaklanan kayıplar meydana gelir (true coincidence summing effect). Bu duruma örnek gösterilebilecek en yaygın olay, ^{60}Co izotopundan yayınlanan 1173 keV ve 1332 keV enerjili gama fotonlarının 2505 keV pikinde toplanmaları durumudur. Bu durum, ilgilenilen her gama enerjisinde oluşan her fotopikteki sayımlarda meydana

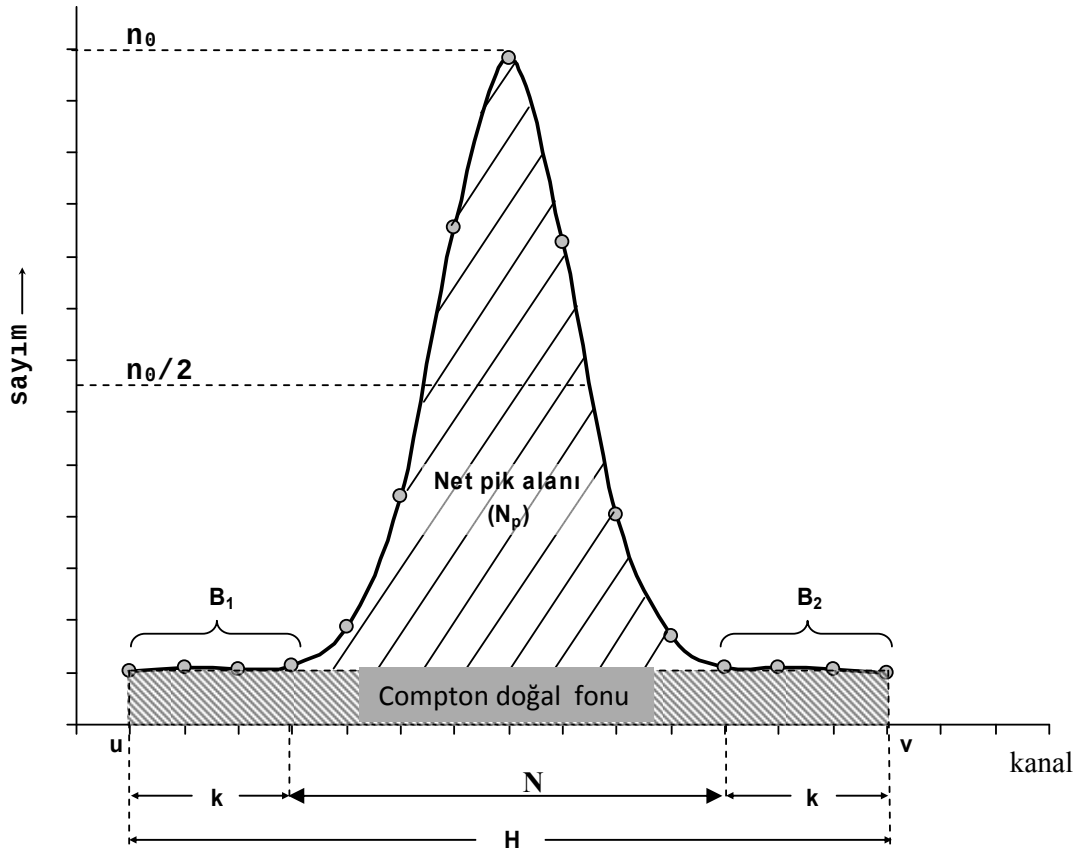
gelen bir azalmayla sonuçlanabilir. Aktif hale gelen çekirdeğin bozunma şemasına bağlı olarak, x - γ veya γ - γ koinsidens durumları, incelenen numunenin aktivitesinin doğru tespit edilebilmesi için, ilgili pik alanlarında düzeltmeler yapılmasını gerektirebilir. Söz konusu etki (true coincidence effect) dedektör numune geometrisi ayarlanarak, numunenin dedektörden uzakta tutulması ile katı açının azaltılması yoluyla kısmen azaltılabilir [259, 260] ancak mutlak ölçümlerde gözardı edilemez. Etkinin kayda değer sınırların altına indirilmesi yoluyla elimine edilmesinde en yaygın kullanılan yöntem, sayımı yapılan numune ile dedektör yüzeyi arasındaki mesafenin artırılmasıdır. [261]. Bu çalışma kapsamındaki sayımlar sırasında birbiri ile çakışan gama ışınlarından kaynaklanabilecek etkilerin (true coincidence summing effect) elimine edilmesi amacıyla tüm numuneler dedektörün 10 cm uzağına yerleştirilerek sayılmıştır. Ayrıca Cd-oranı yöntemiyle, aynı büyüklükteki gerçek koinsidens faktörleri birbirine oranlanarak sonuca etkileri giderilmiştir.

Kullanılan Ge dedektörün enerjiye bağlı verim kalibrasyonu için ^{241}Am , ^{109}Cd , ^{57}Co , $^{123\text{m}}\text{Te}$, ^{51}Cr , ^{113}Sn , ^{85}Sr , ^{137}Cs , ^{60}Co ve ^{88}Y radyonüklitlerinin karışımını içeren SiO_2 matrikse karıştırılmış (spiked) toz haldeki standart numune kullanılmıştır. Söz konusu standart, NIST Traceable Isotope Products Laboratories Inc. firmasından temin edilmiştir.

3.5. Pik Alanı Hesaplama Yöntemi

Radyoaktif bozunma, doğası gereği istatistiksel bir dağılım uygulamayı gerektiren; olasılık hesabına dayanan bir olaydır. Bu yüzden, çok kanallı analizörde oluşan piklerde, istatistiksel olarak dalgalanmalar, çeşitli gürültüler ve dedektörün yük toplama özellikleri nedeniyle; dedektörün çözme gücünde bir genişleme sonucu genelde bir Gauss dağılımı meydana gelir. Bu sebeple pikin maksimum noktası yerine, fotoelektrik etkileri hesaba katmak için bu dağılımın altında kalan alanı değerlendirmek gerekir. Pik alanı, ilgilenilen enerjideki pikin alanından Compton sürekliliğinin çıkarılmasıyla net toplam sayım olarak ifade edilir [262, 263]. Bu net sayımın hesabı için çeşitli algoritmalar vardır. Ancak, verilen örnek bir pik üzerinde, yaygınca kullanılan Covel yöntemi [262] açıklanacaktır. Bu pik alanı hesaplama

yönteminde, önce pikin uç noktalarındaki kanal sayısı tespit edilir. Sonra, her bir kanalda biriken sayıların toplamından Compton sürekliliğini temsil eden doğal fon etkisi çıkarılarak net pik alanı N_p , aşağıdaki gibi belirlenebilir.



Şekil 3.4. Gama pik alanının hesaplanmasında kullanılan parametrelerin şekil üzerinde gösterimi

$$\text{Compton doğal Fon Alanı } B = \frac{H}{2} \times (B_1 + B_2) \quad (3.1)$$

$$\text{Net Pik Alanı } N_p = \left[\sum_{i=u}^v x_i \right] - \left[\frac{H}{2} \times (B_1 + B_2) \right] \quad (3.2)$$

olur.

Burada;

- u : pikin başlangıç kanal numarasını,
 v : pikin bitiş kanal numarasını,
 H : piki oluşturan tüm kanalların sayısını ($H = v - u + 1$),
 x_i : i. Kanalda gözlenen sayım değerini,
 B_1 ve B_2 : sırasıyla pikin sol ve sağ taraflarındaki tabii fon ortalama sayım değerlerini;

$$B_1 = \left\{ \sum_{i=u}^{u+k-1} x_i \right\} / k \quad (3.3)$$

$$B_2 = \left\{ \sum_{i=v-k+1}^v x_i \right\} / k \quad (3.4)$$

şeklinde gösterir

k : pikin sağ ve sol uç taraflarında devam eden ve süreklilik gösteren kanalların sayısını ifade eder. Bu çalışmadaki pik alanı hesaplamalarında; k , pikin sağ ve sol taraflarındaki süreklilik gösteren kanalların durumuna göre seçilir. Pikin yakınındaki diğer piklerin durumuna göre HPGe dedektörlerde genellikle 3-5 arasında seçilir.

Pik alanı hesabında, Compton sürekliliğini tanımlayan doğal fon etkisini belirlemek için, yukarıdaki lineer fonksiyon yerine, pikin sol tarafında oluşan kuyruklanma (tailing) etkisini uygun biçimde hesaba katmak için, basamak fonksiyonu da uygulanmaktadır. Bu durumda, Compton sürekliliğinden kaynaklanan ve Şekil 3.5'te gösterildiği gibi tanımlanan [264] doğal fon alanı

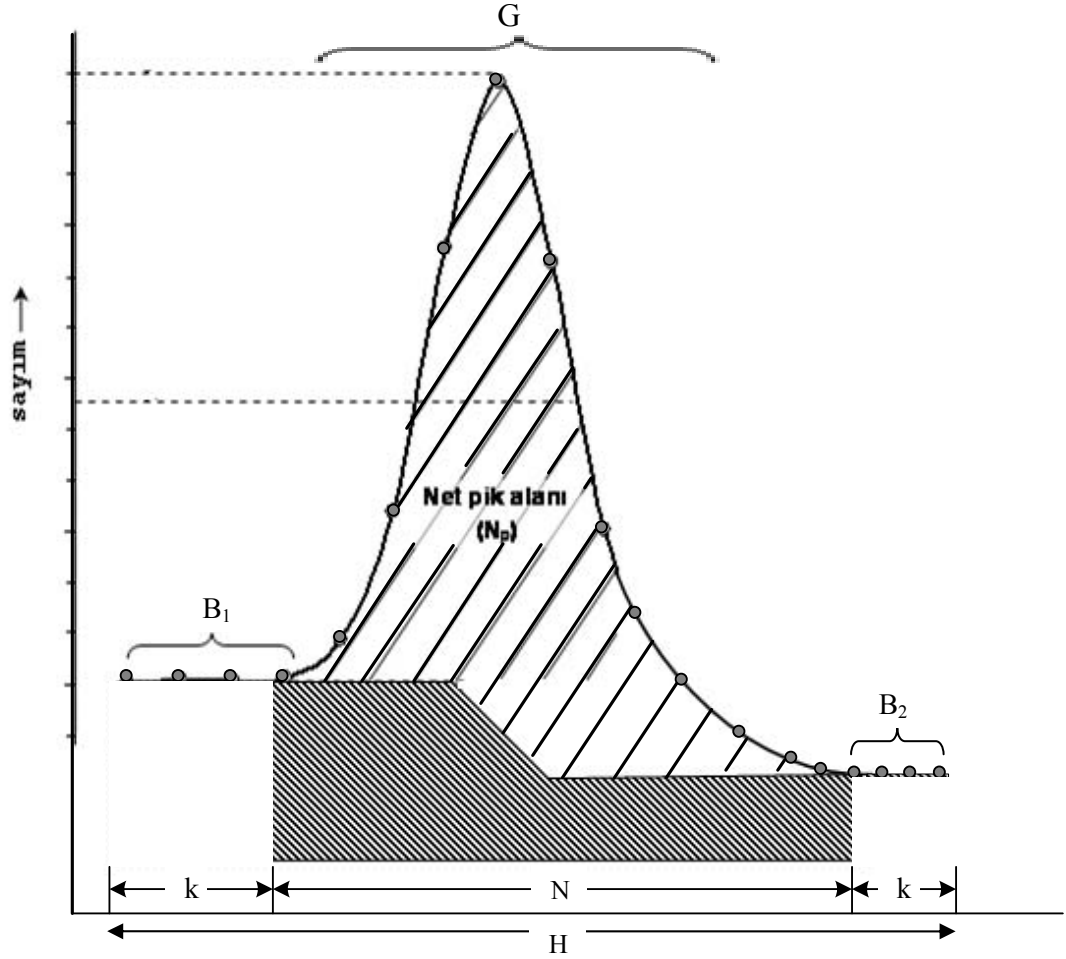
$$B = \sum_{i=1}^N \left(\frac{B_1}{k} + \frac{(B_2 - B_1)}{kG} \sum x_i \right) \quad (3.5)$$

bağıntısı ile hesaplanır. Burada;

G : Pikteki toplam sayımı,

N : Pikin yerleştiği toplam kanal sayısını,

ifade etmektedir.



Şekil 3.5. Gama pik alanının hesaplanmasında doğal fon etkisinin asimetrik basamak fonksiyonu olarak tanımlanması

3.5.1. Fotopik alanındaki belirsizlik hesabı

Bir foto-pik için net pik alanındaki belirsizlik (S_{NP}), lineer doğal fon çıkarılması durumunda

$$S_{NP} = \sqrt{G_s + \left(\frac{H}{2}\right)^2 \left(\frac{B_{1s} + B_{2s}}{k}\right) + \left(\frac{T_s}{T_b}\right)^2 (S_b)^2} \quad (3.6)$$

eşitliği ile hesaplanabilir [263]. Burada S_b , Compton doğal fon alanındaki belirsizlik:

$$S_b = \sqrt{G_b + \left(\frac{H}{2}\right)^2 \left(\frac{B_{1b} + B_{2b}}{k}\right)} \quad (3.7)$$

- S_{NP} : pikin net alanındaki belirsizlik,
 G_s : numune spektrumunun ilgilenilen ROI pikindeki toplam (gross) sayım,
 G_b : Compton doğal fon spektrumunun ilgilenilen ROI pikindeki toplam (gross) sayım,
 H : ilgilenilen pikteki kanalların sayısı,
 k : her bir kenardaki süreklilik kanallarının sayısı (Bu eşitliklerin geçerli olması için her iki taraftaki süreklilik kanal sayısı aynı ve $k=4$ olarak seçilmiştir),
 B_{1s} : numune spektrumunda ROI pikinin sol tarafındaki süreklilik sayımı,
 B_{2s} : numune spektrumunda ROI pikinin sağ tarafındaki süreklilik sayımı,
 B_{1b} : Compton doğal fon spektrumunda ROI pikinin sol tarafındaki süreklilik sayımı
 B_{2b} : Compton doğal fon spektrumunda ROI pikinin sağ tarafındaki süreklilik sayımı,
 T_s : numune spektrumunun sayım süresi,
 T_b : Ortam doğal fon spektrumunun sayım süresidir.

Hesaplanan pik alanındaki yüzde hata

$$\% \text{ hata} = \left[m \times \frac{S_{NP}}{N_p} \right] \times 100 \quad (3.8)$$

şeklinde hesaplanabilir. Burada m , güven katsayısıdır. Güven katsayısı (m), hesaplanan pik alanındaki belirsizliğin güvenilirlik derecesini ifade eden bir

katsayıdır. Bu çalışmada, aksi belirtilmedikçe pik alanındaki belirsizlikler; genelde $m=1,645$ alınarak, %90 [3] güvenilirlik derecesine göre hesaplanmıştır.

3.5.2. Net fotopik sayımlarında gama ışını öz soğurma düzeltmesi

Gama ışını öz soğurması, dedektörde sayımı yapılan bir numuneden yayınlanan gama ışınlarının, numunenin kendisi tarafından soğurulmasıdır. Gama ışını öz-soğurması özellikle düşük enerjili (<200 keV) foto piklerin, pik alanlarında belirgin bir azalışa neden olur. Bu nedenle hesaplanan foto pik alanlarında öz-soğurma (gamma ray self-attenuation) düzeltmeleri yapılması gereklidir [167, 265-278]. Dedektörde sayımı yapılan numunenin (veya bir kaynağının) şekli ve dedektör-kaynak mesafesi sabit tutulduğunda, malzeme bileşiminin ve görünür (apparent) fiziksel yoğunluğu hesaba katılarak öz-soğurma etkisi aşağıdaki gibi düzeltilebilir [263].

$$(N_p)_c = (N_p)_0 \times \frac{\mu \rho x}{1 - e^{-\mu \rho x}} = (N_p)_0 \times F_g \quad (3.9)$$

Burada;

$(N_p)_c$: gama öz soğurma düzeltmesi yapılmış pik alanı,

$(N_p)_0$: dedektörden alınan sayımlardan hesaplanan pik alanı

μ : ilgilenilen gama enerjisi için numunenin kütle zayıflatma katsayısı ($\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$),

ρ : numune yoğunluğu (g cm^{-3}),

x : gama ışını geçiş yolu uzunluğudur (cm), küçük boyutlu silindirik numuneler için silindir içindeki numune doldurma yüksekliği kabul edilir [376].

Eş. 3.9'dan gama öz-soğurma düzeltme faktörü,

$$F_g = \frac{\mu \rho x}{1 - e^{-\mu \rho x}} \quad (3.10)$$

eşitliği ile hesaplanabilir. Bu çalışmada incelenen numunelerin, pik alanı hesaplamada kullanılan foto-pik enerjileri için toplam kütle soğurma katsayıları NIST-XCOM veri tabanından alınmıştır. İlgilenilen karışımlar için gama öz-soğurma faktörleri Çizelge 3.3'te verilmiştir [279].

Çizelge 3.3. Bu tez çalışmasında kullanılan numunelerin, silindir tüp geometrisi için hesaplanan gama öz-soğurma faktörleri

Element	Numune	E_γ (keV) [11]	μ (cm ² g ⁻¹) [279]	F_g
Mn (Monitör)	Al ₂ O ₃ - %3,4 MnO ₂	846,754	0,0677	1,010
Ga	Al ₂ O ₃ - %4,1 Ga ₂ O ₃	629,96	0,0265	1,004
		834,03	0,0268	1,004
		894,25	0,0269	1,004
		1050,69	0,0271	1,004
As	Al ₂ O ₃ - %2,4 As ₂ O ₃	559,10	0,0260	1,008
		563,23	0,0260	1,008
		657,05	0,0262	1,008
		1212,92	0,0269	1,008
		1216,08	0,0269	1,008
In	Al ₂ O ₃ - %1,8 In ₂ O ₃	138,326	0,1730	1,010
		416,860	0,1560	1,009
		818,700	0,1500	1,009
		1097,300	0,1430	1,008
		1293,540	0,1230	1,007
		1507,400	0,0928	1,005
		2112,100	0,0688	1,004
Sm	Al ₂ O ₃ - %1,0 Sm ₂ O ₃	69,673	0,2690	1,053
		103,180	0,1820	1,036
Gd	Al ₂ O ₃ - %1,0 Gd ₂ O ₃	363,543	0,0985	1,016
Dy	Al ₂ O ₃ - %3,8 Dy ₂ O ₃	94,700	0,2910	1,052
		279,763	0,1140	1,020
		361,680	0,1010	1,018
		633,415	0,0779	1,014
		715,328	0,0735	1,013
Er	Al ₂ O ₃ - %5,0 Er ₂ O ₃	111,621	0,2670	1,060
		116,656	0,2520	1,057
		124,017	0,2320	1,052
		210,600	0,1400	1,031
		237,140	0,1300	1,029
		295,901	0,1140	1,025
		308,291	0,1110	1,036
Hf	Al ₂ O ₃ - %1,0 HfO ₂	215,426	0,1240	1,011
		332,275	0,1030	1,009
		443,163	0,0908	1,008
		500,697	0,0861	1,008

4. DENEYSEL VERİ ANALİZİ

4.1. Özgül Aktivitenin Belirlenmesi

Herhangi bir numune nötronlarla ışınladığında, numuneye ulaşan nötron akısı, numunedeki madde miktarı ve numune içinde yer alan herbir izotopun nötronlarla etkileşim tesir kesiti ile orantılı sayıda nükleer tepkime meydana gelir. Birim zamanda meydana gelen tepkime sayısı, numune içinde bulunan izotopların tesir kesitlerinin enerjiye bağlı büyüklüğü ile doğru orantılı olduğundan, aynı numunedeki farklı izotoplar için geçerli tepkime hızları farklı değerlere sahip olacaktır. Buna göre $\Phi(E)$ nötron akısına tabi tutulan numune içindeki herbir izotop için birim zamanda atom başına meydana gelen nükleer tepkime sayısı R_s ile ifade edilir ve

$$R_s = \int \sigma(E)\Phi(E)dE \quad (4.1)$$

bağıntısı ile tanımlanır. Burada $\sigma(E)$ ilgili izotopun nötronlarla etkileşim tesir kesitidir. Kararlı bir izotopun nötron soğurması sonucunda meydana gelen (n,γ) ; (n,α) ; (n,p) gibi tepkimeler için bu tepkime hızı, oluşan radyoaktif çekirdekten yayınlanan, genellikle γ ışınlarının dedekte edilmesi yoluyla izotopun aktivitesinin belirlenmesi sonucu hesaplanır.

Nötron ışınlaması sonucunda oluşan ve ışınlanan elementin birim kütlesi başına verilen aktivitesi özgül (spesifik) aktivite olarak tanımlıdır. Bu aktivitenin belirlenmesi için numuneden elde edilen γ spektrumu analiz edilir. Bu amaçla belirli bir sayım süresi (t_m) sonunda, numunenin, HPGe dedektörlü gama spektrometresinde elde edilen, gama spektrumundaki herhangi bir fotopikin (tüm enerji piki-full energy peak) net sayım alanı N_p ise, numunenin aktivitesiyle ilişkili gama sayım hızı (sayım s^{-1})

$$A_p = \frac{N_p}{t_m} \quad (4.2)$$

ifadesi ile belirlenir. Burada t_m , numune dedektörde sayılırken sayım sisteminin aktif olduğu süredir (livetime). Nötron aktivasyonunda aynı miktar numune için, ışınlama süreleri farklı olabilir ve dolayısıyla numunelerin aktiviteleri de farklı olacaktır. Bu farklılığı ortadan kaldırmak için tüm sayımlar, t_i ışınlama sürelerine göre saturasyon faktörüne bölünerek normalize edilir. Numune nötron kaynağında ışınlanıp sayım sistemine gelinceye ve sayımı başlayıncaya kadar geçen zamana bekleme zamanı denir ve t_d ile gösterilebilir. Bu süre içinde numunede oluşan radyoaktif çekirdeklerin bir kısmı bozunacak ve doğal olarak bu bozunma sayım süresince de devam edeceğinden, numunenin nötron kaynağından alındığı andaki aktivitesinin ölçülmesi esas alınacaktır. Bu geçen süreler göz önüne alınarak, aktivite hesapları yapılırken gerekli zaman düzeltmeleri yapılır. Numunenin kadmiyum kılıfsız (çıplak) ışınlaması durumu için Eş. 4.2 ile hesaplanan sayım hızı A_p (sayım s^{-1}), ışınlanan elementin miktarına bölünerek; birim kütle başına özgül aktivite

$$A_{sp} = \frac{A_p}{wSDC} \quad (4.3)$$

eşitliğinden hesaplanır. Burada A_{sp} özgül aktivite (sayım $s^{-1}g^{-1}$) olup S saturasyon (doyum) faktörü, D radyoaktif bozunma faktörü ve C ölçüm faktörü olarak adlandırılan zaman düzeltmesi faktörleridir. Doyum faktörü

$$S = 1 - e^{-\lambda t_i} \quad (4.4)$$

numunenin ışınlama süresi (t_i) sonunda doyum aktivitesine ulaşma düzeyini, radyoaktif bozunma faktörü

$$D = e^{-\lambda t_d} \quad (4.5)$$

ışınlaması sona eren numunenin aktivitesinde, gama sayım sisteminde ölçüm başlatılıncaya kadar geçen sürede (t_d) meydana gelen azalmayı ifade eder. Ölçme faktörü ise

$$C = \frac{1 - e^{-\lambda t_r}}{\lambda t_r} \quad (4.6)$$

sayım süresince devam eden radyoaktif bozunmadan kaynaklanan ve özellikle kısa yarı ömürlü radyoaktif çekirdekler için önem kazanan aktivite düzeltme faktörüdür. Eş. 4.6'da ölçme esnasında geçen gerçek zaman (t_r) kullanılır. Özgül aktivite kavramı, dedektörün ilgilenilen gama piki enerjisi için geçerli dedeksiyon verimini (ϵ_p) ve ilgili izotopun bu enerjide gama yayınlama olasılığını kapsamadığı için aynı radyoaktif izotopun yayınladığı farklı gama piklerinden elde edilen özgül aktiviteler farklı değerlere sahip olacaktır.

Ölçülen özgül aktivitenin belirsizliği hesaplanırken, Gauss'un normal hata/belirsizlik yayılım yasası (normal uncertainty/error propagation law) gereği, her değişkenin bağımsız olduğu gözönüne alınarak.

$$\frac{\Delta A_{sp}}{A_{sp}} = \left[\left(\frac{\Delta N_p}{N_p} \right)^2 + \left(\frac{\Delta w}{w} \right)^2 + \left(\frac{\Delta S}{S} \right)^2 + \left(\frac{\Delta D}{D} \right)^2 + \left(\frac{\Delta C}{C} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (4.7)$$

bağıntısı kullanılır.

$\frac{\Delta N_p}{N_p}$: Pik alanından gelen belirsizlik

Δw : Kullanılan terazinin hassasiyeti (1×10^{-4} gram)

$$\frac{\Delta S}{S} = t_i \cdot \Delta \lambda \quad (4.8)$$

$$\frac{\Delta D}{D} = t_d \cdot \Delta \lambda \quad (4.9)$$

$$\frac{\Delta C}{C} = \left[(t_i \cdot \Delta \lambda)^2 + \left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (4.10)$$

Zaman içeren ifadelerden gelen hataların hesaplanması sırasında sadece bozunma sabitinden gelen hata dikkate alınmaktadır. Burada, bozunma sabitindeki belirsizlikler literatürde yarı ömür değeri için verilen belirsizlikten hesaplanır ($\Delta\lambda/\lambda = \Delta t_{1/2}/t_{1/2}$).

İncelenen numunenin kadmiyum kılıfsız (çıplak) ışınlaması durumunda meydana gelen nötron aktivasyonuna, hem termal hem de epitermal nötronlar katkıda bulunur. Numune kadmiyum zırh içinde ışınladığında ise, kadmiyum termal nötronlara karşı filitre görevi yaptığından, 1 mm Cd, 0,55 eV'luk kesme enerjisi altındaki termal nötronları yutar ve aktivasyonu sadece epitermal nötronlar sağlar. Buna göre termal nötronlardan ileri gelen aktivite, epitermal katkı çıkarılarak hesaplanır.

$$A_{sp,th} = A_{sp} - \frac{1}{F_{Cd}} \cdot A_{sp,e} \quad (4.11)$$

Bu eşitlikte $A_{sp,th}$, sadece termal nötronların numunede meydana getirdiği aktiviteyi, A_{sp} , kadmiyum kılıfsız ışınlanan numunede meydana gelen toplam aktivite ve $A_{sp,e}$, Cd kılıf içinde ışınlanan numunede epitermal nötronlar nedeniyle oluşturulan aktiviteyi ve F_{Cd} incelenilen izotopun Cd kesme faktörünü ifade etmektedir.

4.2. Termal Nötron Tesir Kesitinin Belirlenmesi

Tesir kesitleri, nötron transmisyon deneyleri, nötron uçuş zamanı (time of flight) ve aktivasyon deneyleri ile ölçülür. (n,γ) tepkimelerine ait tesir kesitlerinin ölçülmesinde Cd-farkı yöntemi yaygın olarak kullanılır [40]. Termal nötron tesir kesitinin belirlenmesi istenilen izotop, nükleer özellikleri iyi bilinen standart bir monitör izotopla aynı şartlarda ışınlanır ve tesir kesiti, Cd-farkı yöntemi ile elde edilen kadmiyum oranlarının karşılaştırılması yoluyla belirlenir [51, 252, 253, 280-283]. Bu tez çalışmasında, incelenen izotopların etkin rezonans enerjilerinin ölçülmesi amaçlanmıştır. Ancak deneysel bulgular σ_0 ve I_0 değerlerini de hesaplamaya imkan verdiğinden bu veriler de ayrıca elde edilmiştir. Bilindiği gibi ^{197}Au izotopunun yanısıra, nükleer özellikleri iyi bilinen ve rezonans bölgesinde yer

alan ilk rezonansının Cd-kesme enerjisinden uzak olması dolayısıyla önceki yıllarda da monitör izotop olarak kullanılması uygun görülen [252, 253, 280-283] ^{55}Mn izotopu artık standart monitör olarak kullanılmaktadır. Bu nedenle bu çalışmada ^{55}Mn monitörü tercih edilmiştir.

Termal nötron tesir kesitinin belirlenmesi istenilen izotopun, monitör izotop ile aynı şartlarda, kadmiyum kılıf içinde ve kadmiyum kılıfsız olarak ayrı ayrı ışınlanması durumu için geçerli termal nötron akısı bağıntıları (Eş. 2.92) yeniden yazılarak oranlandığında, akı sabit olduğundan

$$1 = \frac{[\Phi_0]_x}{[\Phi_0]_s} = \frac{\left[\frac{1}{g\sigma_0 G_{th}} (R_s - F_{Cd} \cdot R_{s,Cd}) \right]_x}{\left[\frac{1}{g\sigma_0 G_{th}} (R_s - F_{Cd} \cdot R_{s,Cd}) \right]_s} \quad (4.12)$$

eşitliği elde edilir. Eşitlikte yeralan “s” ifadesi standart için geçerli değerleri; “x” ifadesi ise termal nötron tesir kesiti belirlenmek istenilen izotop için geçerli değerleri temsil etmektedir. Tüm ışınlamalar aynı konumda gerçekleştirildiğinden $([\Phi_0]_x = [\Phi_0]_s = \Phi_0)$, eşitliğin sol tarafında yeralan termal nötron akıları oranı 1’e eşit olur. Bu durumda “x” ile temsil edilen izotopun termal nötron tesir kesiti

$$(\sigma_0)_x = (\sigma_0)_s \frac{(R_s - F_{Cd} \cdot R_{s,Cd})_x}{(R_s - F_{Cd} \cdot R_{s,Cd})_s} \frac{(gG_{th})_s}{(gG_{th})_x} \quad (4.13)$$

ifadesi ile belirlenir. P_γ , elde edilen gama pikleri arasından seçilen bir enerjide bozunma başına gama ışını yayınlanması olasılığı (foton/bozunma) ve ϵ_p ilgilenilen gama enerjisi için dedektörün numune geometrisinin de hesaba katıldığı mutlak verimi (sayım/foton) olmak üzere, atom başına tepkime hızı

$$R_s = \frac{A_{sp} M}{\Theta N_A P_\gamma \epsilon_p} \quad (4.14)$$

ifadesi ile hesaplanır. Burada, A_{sp} ilgilenilen radyoizotopun spesifik aktivitesi, Θ ilgilenilen kararlı izotopun bolluğu, N_A Avogadro sayısı ($6,022 \cdot 10^{23}$ atom/mol) ve M ısınlanan elementin atomik kütlesidir (g mol^{-1}).

Çizelge 4.1. İncelenen izotoplar için tespit edilen termal nötron (σ_0) ve rezonans integral (I_0) tesir kesitleri

İzotop	Tepkime	Termal nötron tesir kesiti, σ_0 (b)
^{115}In	$^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116m}\text{In}$	$161,7 \pm 5,2$
^{152}Sm	$^{152}\text{Sm}(n,\gamma)^{153}\text{Sm}$	$204,8 \pm 7,9$
^{158}Gd	$^{158}\text{Gd}(n,\gamma)^{159}\text{Gd}$	$2,2 \pm 0,1$
^{164}Dy	$^{164}\text{Dy}(n,\gamma)^{165}\text{Dy}$	2659 ± 76
^{170}Er	$^{170}\text{Er}(n,\gamma)^{171}\text{Er}$	$8,00 \pm 0,56$
^{179}Hf	$^{179}\text{Hf}(n,\gamma)^{180m1}\text{Hf}$	$0,450 \pm 0,02$

Çizelge 4.2. İncelenen izotopların termal nötron tesir kesiti ölçümlerindeki belirsizlik kaynakları

Parametre	Belirsizlikler (%)						
	In	Sm	Gd	Dy	Er	Hf	Mn
Pik net sayımındaki belirsizlik*	0,21	0,18	0,54	0,24	0,83	2,55	0,39
Dedeksiyon verimi	2,5	2,55	2,5	2,5	2,55	2,5	2,75
Numune Kütlesi	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01
Yarı ömür	0,11	0,45	0,02	0,04	0,03	0,73	0,001
İzotopik bolluk	0,052	0,598	0,282	0,131	0,241	0,015	-
Gama ışını yayınlanma olasılığı	2,01	1,34	1,52	1,31	4,69	1,27	3
Termal nötron öz-soğurma faktörü	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
Monitör termal nötron tesir kesiti	-	-	-	-	-	-	0,75
Toplam belirsizlik (%)	3,22	2,98	2,99	2,84	5,41	3,86	4,16

*Sayım istatistiği $\pm 1,65 \sigma$ güven aralığındadır.

4.3. Rezonans İntegralinin Belirlenmesi

Rezonans integral tesir kesitinin belirlenmesi istenilen izotopun, monitör izotop ile aynı şartlarda, kadmiyum kılıf içinde ve kılıfsız olarak ayrı ayrı ısınlaması durumu için geçerli, Eş. 2.93 ile verilen epitermal nötron akısı ifadeleri yeniden yazılarak oranlandığında

$$1 = \frac{[\Phi_{\text{epi}}]_x}{[\Phi_{\text{epi}}]_s} = \frac{[\Phi_0]_x}{[\Phi_0]_s} \frac{\left[\frac{g\sigma_0}{I_0(\alpha) \cdot (R_{Cd}-1)} \frac{G_{th}}{G_{\text{epi}}} \right]_x}{\left[\frac{g\sigma_0}{I_0(\alpha) \cdot (R_{Cd}-1)} \frac{G_{th}}{G_{\text{epi}}} \right]_s} \quad (4.15)$$

eşitliği elde edilir. Eşitlikte yeralan “s” ifadesi standart için geçerli değerleri; “x” ifadesi ise rezonans integral tesir kesiti belirlenmek istenilen izotop için geçerli değerleri temsil etmektedir. Tüm ışınlamalar aynı konumda gerçekleştirildiğinden, yani $[\Phi_{\text{epi}}]_x = [\Phi_{\text{epi}}]_s = \Phi_{\text{epi}}$ ve $[\Phi_0]_x = [\Phi_0]_s = \Phi_0$ olduğundan, eşitliğin sol tarafında yeralan epitermal nötron akıları oranı 1’e eşit olur. Bu durumda “x” ile temsil edilen izotopun rezonans integrali, tüm düzeltme faktörleri göz önünde bulundurularak

$$I_0(\alpha)_x = I_0(\alpha)_s \frac{(g\sigma_0)_x (R_{Cd}-1)_s}{(g\sigma_0)_s (R_{Cd}-1)_x} \left(\frac{G_{th}}{G_{\text{epi}}} \right)_x \left(\frac{G_{\text{epi}}}{G_{th}} \right)_s \quad (4.16)$$

ifadesi ile belirlenir. Burada $I_0(\alpha)$ deneysel şartlara bağlı olarak ölçülen değerdir. Kadmiyum oranı yöntemi olarak adlandırılan bu yöntemde sadece standart izotop ve ilgilenilen izotopun kadmiyum oranlarının ölçülmesi sonucunda Eş. 4.16’dan belirlenecek rezonans integrali, kullanılan nötron kaynağının epitermal nötron spektrum biçim parametresine (α) doğrudan bağlıdır. Fakat literatürde I_0 rezonans integrali değerlerinin, $\alpha=0$ için (ideal $1/E$ epitermal nötron spektrumu) verildiği göz önüne alındığında, Eş. 4.16’dan bulunan $I_0(\alpha)$ değerlerinin, sadece kullanılan nötron kaynağına özgü değerler olduğu dikkate alınarak, literatürdeki değerlerle karşılaştırılabilir. $\alpha=0$ için dönüştürülerek verilmesi gerekir. I_0 ile $I_0(\alpha)$ arasındaki dönüşüm bağıntısı aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$I_0 = \frac{I_0(\alpha) \bar{E}_r^\alpha}{(1 \text{ eV})^\alpha} + I_{1/v} \left[1 - \frac{1}{(2\alpha+1)} \left(\frac{\bar{E}_r}{E_{Cd}} \right)^\alpha \right] \quad (4.17)$$

Bu eşitlikteki $I_{1/v}$ terimi, Bölüm 2.7.3’te açıklandığı üzere, etkin kadmiyum kesme enerjisinin (E_{Cd}) üst bölgelerindeki enerjiler için $1/v$ katkısıdır. Eş. 2.48’den,

$E_{Cd}=0,55$ eV için $I_{1/v} = 0,429\sigma_0$ dır. Bu durumda aynı dönüşüm bağıntısı, bu özel durum için

$$I_0(\alpha) = \left(\frac{I_0 - 0,429\sigma_0}{\bar{E}_r^\alpha} + \frac{0,429\sigma_0}{(2\alpha+1)E_{Cd}^\alpha} \right) [1 \text{ eV}]^\alpha \quad (4.18)$$

biçiminde yazılır. Burada, $[1 \text{ eV}]^\alpha$ referans enerji (E_{ref}) değeridir. Eş 4.21'in monitör izotop ve incelenen izotop için ayrı ayrı yazılarak Eş 4.19'da verilen bağıntıda yerine yazılması, standart monitör izotopla karşılaştırma yöntemi ile ilgilenilen izotopun (n,γ) tepkimesine ait rezonans integralinin hesap edilmesini mümkün kılar.

Rezonans integralindeki belirsizlik, incelenen elementin rezonans enerjisi için Eş 4.18'de verilen bağıntının, $x_1, x_2, x_3, \dots$ değişkenleri, kadmiyum oranı, kadmiyum kesme enerjisi, monitör ve izotopun etkin rezonans enerjileri gibi belirsizlik kaynaklarını temsil etmek üzere $I_0 = F(x_1, x_2, x_3, \dots, x_j)$ biçiminde yazılması ve elde edilen ifadenin istatistiksel değişkenlere bağlı yayılım yasasının uygulanması ile hesaplanmaktadır. Buna göre toplam bağıl belirsizlik

$$S_T = \left\{ \sum_j (Z(x_j)s_j)^2 \right\}^{1/2} \quad (4.19)$$

ve

$$Z(x_j) = \left| \frac{\partial I_0}{\partial x_j} \frac{x_j}{I_0} \right| \quad (4.20)$$

ifadelerine göre her bir değişkene bağlı kısmi türev fonksiyonları yazılarak bulunur. Burada S_T toplam belirsizlik, s_j herbir x_j parametresi için bağıl hata ve $Z(x_j)$ ise hata türetim fonksiyonudur.

Çizelge 4.3. $^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116\text{m}}\text{In}$ tepkimesi için belirlenen termal nötron tesir kesiti ve rezonans integral tesir kesitinin literatür değerleri ile karşılaştırılması

Yıl	Referanslar	Termal nötron tesir kesiti, σ_0 (b)	σ_0 da %sapma*	Rezonans integral tesir kesiti, I_0 (b)	I_0 da %sapma*	Kadmiyum kesme enerjisi, E_{Cd} (eV)
Deneysel Sonuçlar						
	Bu çalışma	161,7±5,2	-	2647±151	-	0,55
1989	De Corte and Simonits [284]	157±4,7	-2,99	2638±105	-0,34	0,55
1978	Heft [285]	161±2	-0,43	2600±100	-1,81	0,50
1978	Antonioni et al. [286]	157,3±11,5	-2,80	-	-	-
1972	Van Der Linden et al. [287]	-	-	2114±230	-25,21	0,55
1970	Ryves [163]	-	-	2710±200	2,32	0,5
1970	Pauw [288]	162±6	0,19	2640±160	-0,27	-
1968	Orvini et al. [289]	-	-	2518±480	-5,12	0,55
1963	Beckurtz et al. [290]	162±3	0,19	2500±85	-5,88	0,55
1963	Jozefowicz [291]	154±6	-5,00	-	-	-
1963	Baumann [292]	-	-	2550±80	-3,80	0,622
1962	Brown et al. [293]	-	-	2595	-2,00	0,50
1957	Sehgal [294]	134,7±10	-20,04	-	-	-
1956	Macklin & Pomerance [295]	-	-	2640	-0,27	0,4
1947	Seren et al. [296]	144,6±10	-11,83	-	-	-
1939	Lamb [297]	-	-	2630	-0,65	-
Hesaplanan Sonuçlar						
2007	NUDAT [11]	162,3±0,7	0,37	2650±100	0,11	-
2006	Mughabghab [235]	162,3±0,7	0,37	2650±100	0,11	-
2003	Kolotov and De Corte [14]	161±3	-0,43	2705±76	2,14	-
2003	De Corte [298]	161±3	-0,43	-	-	-
1972	Walker [299]	-	-	3428	22,78	-
1962	Klopp [300]	-	-	2603	-1,69	-
1957	Mayasischeva [301]	-	-	2340±200	-13,12	-

*: % sapma=100x(1- Önerilen değer /Literatür değeri).

Çizelge 4.4. $^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116\text{m}}\text{In}$ tepkimesi için rezonans integral tesir kesiti ölçümündeki belirsizlik kaynakları ve toplam belirsizlik

İlgili Parametreler (x_j)	Bağıl belirsizlik, s_j (%)	Hata dağılım faktörü, $Z(x_j)$	Rezonans integralindeki bağıl hatası, $s_j \times Z(x_j)$ (%)
α biçim parametresi	19,27	0,20	3,77
Kadmiyum kesme enerjisi	15,0	0,04	0,62
^{56}Mn için kadmiyum oranı	0,61	1,09	0,67
^{115}In için kadmiyum oranı	0,68	2,30	1,57
Mn numunesi için termal nötron öz-soğurma faktörü	0,1	1,02	0,10
In numunesi için termal nötron öz-soğurma faktörü	0,1	1,02	0,10
Mn numunesi için epitermal nötron öz-soğurma faktörü	0,5	1,02	0,51
In numunesi için epitermal nötron öz-soğurma faktörü	0,5	1,02	0,51
^{55}Mn referans rezonans integral tesir kesiti	2,14	0,85	1,82
^{55}Mn referans termal nötron tesir kesiti	0,75	0,85	0,64
^{115}In termal nötron tesir kesiti	3,22	1,00	3,22
^{55}Mn etkin rezonans enerjisi	10,9	0,04	0,46
^{115}In etkin rezonans enerjisi	1,9	0,08	0,16
Toplam belirsizlik, S_T (%)			5,69

Çizelge 4.5. $^{152}\text{Sm}(n,\gamma)^{153}\text{Sm}$ tepkimesi için belirlenen termal nötron tesir kesiti ve rezonans integral tesir kesitinin literatür değerleri ile karşılaştırılması

Yıl	Referanslar	Termal nötron tesir kesiti, σ_0 (b)	σ_0 da %sapma *	Rezonans integral tesir kesiti, I_0 (b)	I_0 da %sapma*	Kadmiyum kesme enerjisi, E_{Cd} (eV)
DeneySEL Sonuçlar						
1997	Bu çalışma [280]	204,8±7,9	-	3038±214	-	0,55
1989	Kafala et al. [302]	223±10	8,16	2962±54	-2,57	0,55
1984	De Corte and Simonits [284]	220±5,3	6,91	3168±101,4	4,10	0,55
1978	Simonits et al. [303]	210±11	2,48	3020±163	-0,60	0,55
1978	Heft [285]	204±9	-0,39	3050±360	0,39	0,50
1975	Schenter [304]	-	-	3007,6	-1,01	0,50
1974	Van Der Linden et al. [305]	-	-	3141±157	3,28	0,55
1974	Pope [306]	-	-	3462	12,25	0,55
1973	Sakata and Nagayama [307]	-	-	2700	-12,52	0,50
1973	Lautenbach [308]	-	-	3115	2,47	0,465
1972	Steinnes [309]	210±10	2,48	2530±150	-20,08	0,50
1972	Clayton [310]	-	-	3240	6,23	0,50
1969	Rahn and Ho [311]	-	-	2635±598	-15,29	0,414
1969	Hayodan et al. [312]	-	-	2920	-4,04	0,50
1969	Walker [313]	-	-	3000	-1,27	-
1968	Dobrozemsky et al. [314]	-	-	2920	-4,04	-
1967	OAEP [315]	-	-	2920	-4,04	-
1967	Palmucci [316]	-	-	3087	1,59	0,50
1962	Garrison and Roos [317]	-	-	2230±120	-36,23	0,40
1962	Cabell [318]	209±9	2,01	3162±104	3,92	0,50
1962	Bernabei et al. [319]	209,1±20,7	2,06	-	-	-
1961	Walker and Green [320]	-	-	3155	3,71	-
1960	Tattersall et al. [321]	224±7	8,57	2946±300	-3,12	0,67
1960	Fehr and Hansen [322]	215±10	4,74	2740±150	-10,88	0,50
1958	Rose et al. [323]	-	-	3009±300	-0,96	-
1958	Pattenden [324]	200±6	-2,40	-	-	-
1956	Macklin&Pomerance [295]	-	-	1750	-73,60	0,40
1956	Walker [325]	250±50	18,08	-	-	-
1950	Harris et al. [326]	-	-	1715	-77,14	0,60
Hesaplanan Sonuçlar						
2007	NuDat [11]	206±6	0,58	2970±100	-2,29	-
2006	Mughabghab [235]	206±6	0,58	2970±100	-2,29	-
2006	ENDF/B-VII [13]	205,925	0,55	2960,19	-2,63	0,50
2005	JEFF-3.1 [237]	205,952	0,56	2990,92	-1,57	-
2003	Kolotov and De Corte [14]	202±7,27	-1,39	2909±122	-4,43	0,55
2003	De Corte [298]	202±7,27	-1,39	-	-	0,55
2002	JENDL-3.3 [204]	206,2	0,68	2764	-9,91	-
1998	BROND-2.0 [327]	206	0,58	2982,9	-1,85	0,50
1992	NIST [328]	206±6	0,58	-	-	-
1987	IAEA [329]	206±6	0,58	2960±150	-2,64	-
1984	Mughabghab [236]	206±6	0,58	2970±100	-2,29	0,50
1976	Federova et al. [330]	-	-	2970±80	-2,29	0,50
1972	Rahn et al. [44]	-	-	2644±604	-14,90	-
1971	BNL [331]	-	-	3360	9,58	0,50
1961	Chrien [332]	-	-	3182	4,53	-
1960	Nephew [333]	-	-	2938±300	-3,40	-

*: % sapma=100x(1- Önerilen değer /Literatür değeri).

Çizelge 4.6. $^{152}\text{Sm}(n,\gamma)^{153}\text{Sm}$ tepkimesi için rezonans integral tesir kesiti ölçümündeki belirsizlik kaynakları

İlgili Parametreler (x_j)	Bağıl belirsizlik, s_j (%)	Hata dağılım faktörü, $Z(x_j)$	Rezonans integralindeki bağıl hatası, $s_j \times Z(x_j)$ (%)
α biçim parametresi	19,27	0,05	1,03
Kadmiyum kesme enerjisi	15,0	0,04	0,58
^{56}Mn için kadmiyum oranı	0,61	1,04	0,63
^{152}Sm için kadmiyum oranı	1,81	1,97	3,57
Mn numunesi için termal nötron öz-soğurma faktörü	0,1	0,97	0,10
Sm numunesi için termal nötron öz-soğurma faktörü	0,1	0,97	0,10
Mn numunesi için epitermal nötron öz-soğurma faktörü	0,5	0,97	0,49
Sm numunesi için epitermal nötron öz-soğurma faktörü	0,5	0,97	0,49
^{55}Mn referans rezonans integral tesir kesiti	2,14	0,81	1,73
^{55}Mn referans termal nötron tesir kesiti	0,75	0,81	0,61
^{152}Sm termal nötron tesir kesiti	2,89	1,00	2,89
^{55}Mn etkin rezonans enerjisi	10,9	0,04	0,43
^{152}Sm etkin rezonans enerjisi	1,10	0,08	0,09
Toplam belirsizlik, S_T (%)			5,19

Çizelge 4.7. $^{158}\text{Gd}(n,\gamma)^{159}\text{Gd}$ tepkimesi için belirlenen termal nötron tesir kesiti ve rezonans integral tesir kesitinin literatür değerleri ile karşılaştırılması

Yıl	Referanslar	Termal nötron tesir kesiti, σ_0 (b)	σ_0 da %sapma *	Rezonans integral tesir kesiti, I_0 (b)	I_0 da %sapma *	Kadmiyum kesme enerjisi, E_{Cd} (eV)
Deneyisel Sonuçlar						
	Bu çalışma	2,2±0,1	-	65,5±4,6	-	0,55
1989	De Corte & Simonits [284]	3,1±1,2	29,03	96	31,77	-
1978	Heft [285]	2,44±0,30	9,84	94±8	30,32	0,50
1974	Van Der Linden [305]	-	-	80±4	18,13	0,55
1972	Steinnes [309]	-	-	84±20	22,02	0,50
1963	Mangal and Gill [334]	2,78±0,5	20,86	-	-	-
1960	Lyon [335]	3,89	43,44	-	-	-
1956	Walker [325]	1,1±0,1	-100	-	-	-
1949	Butement [336]	1,1	-100	-	-	-
1947	Seren et al. [296]	0,9±0,18	-144,44	-	-	-
Hesaplanan Sonuçlar						
2007	NUDAT [11]	2,2±0,2	0,00	73±7	10,27	-
2006	Mughabghab [235]	2,2±0,2	0,00	73±7	10,27	-
2006	ENDF/B VII [13]	2,202	0,09	68,25	4,03	-
2003	Kolotov & De Corte [14]	2,26±0,54	2,65	67,6±16,2	3,11	-
2003	De Corte [298]	2,26±0,54	2,65	-	-	-
2002	JENDL 3.3 [204]	2,496	11,86	63,93	-2,46	-
1999	Holden [337]	2,3±0,3	4,35	73±7	10,27	-
1992	NIST [328]	2,2	0,00	-	-	-
1990	BROND 2.2 [327]	1,966	-11,90	69,39	5,61	-
1976	Fedorova [330]	-	-	61,5±7,7	-6,50	0,50
1975	Schenter [304]	-	-	63,192	-3,65	0,50
1974	IAEA [338]	3,5±1,0	37,14	-	-	-
1973	Lautenbach [339]	-	-	62,86	-4,20	0,50
1972	Clayton [340]	-	-	97,9	33,09	-
1972	Rahn [44]	-	-	72	9,03	-
1972	Walker [299]	-	-	61,2	-7,03	-

*: % sapma=100x(1- Önerilen değer /Literatür değeri).

Çizelge 4.8. $^{158}\text{Gd}(n,\gamma)^{159}\text{Gd}$ tepkimesi için rezonans integral tesir kesiti ölçümündeki belirsizlik kaynakları

İlgili Parametreler (x_j)	Bağıl belirsizlik, s_j (%)	Hata dağılım faktörü, $Z(x_j)$	Rezonans integralindeki bağıl hatası, $s_j \times Z(x_j)$ (%)
α biçim parametresi	19,27	0,09	1,73
Kadmiyum kesme enerjisi	15,0	0,04	0,61
^{56}Mn için kadmiyum oranı	0,61	1,07	0,65
^{158}Gd için kadmiyum oranı	1,6	3,52	5,63
Mn numunesi için termal nötron öz-soğurma faktörü	0,1	1,01	0,10
Gd numunesi için termal nötron öz-soğurma faktörü	0,1	1,01	0,10
Mn numunesi için epitermal nötron öz-soğurma faktörü	0,5	1,01	0,50
Gd numunesi için epitermal nötron öz-soğurma faktörü	0,5	1,01	0,50
^{55}Mn referans rezonans integral tesir kesiti	2,14	0,84	1,79
^{55}Mn referans termal nötron tesir kesiti	0,75	0,84	1,79
^{158}Gd termal nötron tesir kesiti	2,99	1,00	2,99
^{55}Mn etkin rezonans enerjisi	10,9	0,04	0,45
^{158}Gd etkin rezonans enerjisi	8,0	0,08	0,66
Toplam belirsizlik, S_T (%)			7,01

Çizelge 4.9. $^{164}\text{Dy}(n,\gamma)^{165}\text{Dy}$ tepkimesi için rezonans integral tesir kesiti ölçümündeki belirsizlik kaynakları

İlgili Parametreler (x_j)	Bağıl belirsizlik, s_j (%)	Hata dağılım faktörü, $Z(x_j)$	Rezonans integralindeki bağıl hatası, $s_j \times Z(x_j)$ (%)
α biçim parametresi	19,27	1,09	21,02
Kadmiyum kesme enerjisi	15,0	0,17	2,59
^{56}Mn için kadmiyum oranı	0,61	1,94	1,18
^{164}Dy için kadmiyum oranı	1,31	1,85	2,42
Mn numunesi için termal nötron öz-soğurma faktörü	0,1	1,82	0,18
Dy numunesi için termal nötron öz-soğurma faktörü	0,1	1,82	0,18
Mn numunesi için epitermal nötron öz-soğurma faktörü	0,5	1,82	0,91
Dy numunesi için epitermal nötron öz-soğurma faktörü	0,5	1,82	0,91
^{55}Mn referans rezonans integral tesir kesiti	2,14	1,51	3,23
^{55}Mn referans termal nötron tesir kesiti	0,75	1,51	1,13
^{164}Dy termal nötron tesir kesiti	2,84	1,00	2,84
^{55}Mn etkin rezonans enerjisi	10,9	0,07	0,81
^{164}Dy etkin rezonans enerjisi	4,9	0,10	0,48
Toplam belirsizlik, S_T (%)			21,9

Çizelge 4.10. $^{164}\text{Dy}(n,\gamma)^{165}\text{Dy}$ tepkimesi için belirlenen termal nötron tesir kesiti ve rezonans integral tesir kesitinin literatür değerleriyle karşılaştırılması

Yıl	Referanslar	Termal nötron tesir kesiti, σ_0 (b)	σ_0 da %sapma *	Rezonans integral tesir kesiti, I_0 (b)	I_0 da %sapma *	Kadmiyum kesme enerjisi, E_{Cd} (eV)
DeneySEL Sonuçlar						
	Bu çalışma	2659±76	-	537±118	-	0,55
2005	Karadag et al. [281]	2672 ± 104	0,5	527 ± 89	-1,9	0,55
2001	Cho et al. [341]	2656 ± 98	-0,1	649 ± 24	17,3	0,50
2000	RNAL [342]	2520	-5,5	-	-	-
1997	NGATLAS [343]	2520	-5,5	-	-	-
1993	Griffin et al. [344]	2650 ± 100	-0,3	-	-	-
1989	De Corte and Simonits [284]	2725±354	2,4	518±119	-3,7	0,55
1987	Gryntakis et al. [345]	-	-	650 ± 100	17,4	-
1984	Simonits et al. [303]	2660 ± 133	0,0	505	-6,3	0,55
1978	Heft [285]	2300 ± 200	-15,6	575 ± 100	6,6	0,50
1977	Lucas et al. [346]	2695	1,3	-	-	-
1976	Erdtmann [347]	2700 ± 300	1,5	782 ± 59	31,3	0,50
1975	Steinnes [348]	-	-	335 ± 27	-60,3	0,50
1974	Ryves and Zieba [105]	2700 ± 200	1,5	644 ± 143	16,6	0,50
1974	Van Der Linden et al. [305]	-	-	780 ± 52	31,2	0,55
1972	Alstad et al. [349]	2800 ± 110	5,0	820 ± 60	34,5	0,50
1972	Fawcett et al. [350]	2700 ± 200	1,5	-	-	-
1970	Vertebnyj et al.** [351]	2740 ± 45	3,0	-	-	-
1968	Goldman et al. [352]	2600	-2,3	-	-	-
1968	Holden & Walker [353]	2600	-2,3	-	-	-
1967	Scoville et al. [354]	2600 ± 410	-2,3	375 ± 34	-43,2	0,50
1964	Esch and Feiner [355]	2700 ± 200	1,5	-	-	-
1959	Sehgal et al. [356]	2490 ± 300	-6,8	-	-	-
1959	Johnsrud et al. [357]	2100	-26,6	-	-	-
1958	House & Frost [358]	2750 ± 150	3,3	-	-	-
1956	Walker [325]	2630 ± 200	-1,1	-	-	-
1947	Goldhaber&Muehlhause [359]	2770	4,0	-	-	-
1947	Seren et al. [296]	2620 ± 262	-1,5	-	-	-
Hesaplanan Sonuçlar						
2007	NUDAT [11]	2650 ± 100	-0,3	340 ± 20	-57,9	0,50
2006	Mughabghab [235]	2650±70	-0,3	341±20	-57,5	-
2006	ENDF/B VII [13]	2653,31	-0,2	342,18	-56,9	-
2003	Kolotov and De Corte [14]	2727±265	2,5	518	-3,7	0,55
2003	De Corte [298]	2727±265	2,5	-	-	0,55
1999	Holden [337]	2700	1,5	520	-3,3	0,50
1992	NIST [328]	2840±40	6,4	-	-	-
1984	Mughabghab [236]	2650 ± 278	-0,3	-	-	-
1975	Schenter [304]	-	-	315,97	-70,0	0,5
1973	Pope [306]	-	-	328	-63,7	0,55
1973	BNL [360]	2700 ± 75	1,5	377 ± 44	-42,4	0,50

* % sapma=100x(1- Önerilen değer /Literatür değeri).

** Uçuş zamanı ölçme tekniği ile ölçülmüştür.

Çizelge 4.11. $^{170}\text{Er}(n,\gamma)^{171}\text{Er}$ tepkimesi için belirlenen termal nötron tesir kesiti ve rezonans integral tesir kesitinin literatür değerleri ile karşılaştırılması

Yıl	Referanslar	Termal nötron tesir kesiti, σ_0 (b)	σ_0 da %sapma *	Rezonans integral tesir kesiti, I_0 (b)	I_0 da %sapma *	Kadmiyum kesme enerjisi, E_{Cd} (eV)
Deneysel Sonuçlar						
	Bu çalışma [252]	$8,00 \pm 0,56$	-	$44,5 \pm 4,0$	-	0,55
1997	Knopf & Waschkowski** [361]	15 ± 1	46,67	-	-	-
1989	De Corte and Simonits [284]	$8,85 \pm 0,27$	9,60	$39,1 \pm 1,76$	-13,81	0,55
1978	Heft [285]	$6,0 \pm 1$	-33,33	38 ± 7	-17,11	0,50
1975	Steinnes [348]	-	-	24 ± 4	-85,42	0,50
1974	Van Der Linden et al. [305]	-	-	$24 \pm 2,8$	-85,42	0,55
1972	Glomset and Pappas [362]	$5,8 \pm 0,3$	-37,93	18 ± 2	-147,22	-
1969	Hoyodom [312]	-	-	$32,2$	-38,20	0,50
1968	Vertebnyj, el al.** [363]	12 ± 5	33,33	-	-	-
1967	OAEF [315]	-	-	$32,2$	-38,20	-
1967	Gillette [364]	$5,70 \pm 0,15$	-40,35	43 ± 5	-3,49	0,54
1963	Mangal and Gill [334]	$4,3 \pm 0,65$	-86,05	-	-	-
1954	Barnes [365]	$8,72 \pm 1,78$	8,26	-	-	-
Hesaplanan Sonuçlar						
2007	NuDat [11]	$5,8 \pm 0,3$	-37,93	45 ± 3	1,11	-
2006	ENDFB-VII [13]	8,85	9,60	41,9	-6,21	-
2006	Mughabghab [235]	$8,85 \pm 0,30$	9,60	41 ± 3	-8,54	-
2005	JEFF 3.1 [237]	5,776	-38,50	45,211	1,59	-
2003	Kolotov and De Corte [14]	$8,86 \pm 0,35$	9,71	$39,2 \pm 2$	-13,52	0,55
2003	De Corte [298]	$8,86 \pm 0,35$	9,71	-	-	-
2002	JENDL 3.3 [204]	5,776	-38,50	45,21	1,57	-
1999	Holden [337]	6 ± 1	-33,33	26 ± 4	-71,15	0,50
1992	NIST [328]	5,8	-37,93	-	-	-
1976	BROND 2.2 [327]	$5,8 \pm 0,12$	-37,93	-	-	-
1984	Mughabghab [236]	$5,8 \pm 0,3$	-37,93	45 ± 3	1,11	0,50
1976	Fedorova, et al. [330]	-	-	44 ± 7	-1,14	0,50
1973	BNL [360]	$5,7 \pm 0,2$	-40,35	20 ± 2	-122,50	0,50
1972	Rahn, et al. [44]	-	-	44 ± 7	-1,14	0,50

* % sapma = $100 \times (1 - \text{Önerilen değer} / \text{Literatür değeri})$.

** Uçuş zamanı ölçme tekniği ile ölçülmüştür.

Çizelge 4.12. $^{170}\text{Er}(n,\gamma)^{171}\text{Er}$ tepkimesi için rezonans integral tesir kesiti ölçümündeki belirsizlik kaynakları ve toplam belirsizlik

İlgili Parametreler (x_j)	Bağıl belirsizlik, s_j (%)	Hata dağılım faktörü, $Z(x_j)$	Rezonans integralindeki bağıl hatası, $s_j \times Z(x_j)$ (%)
A biçim parametresi	19,27	0,06	1,16
Kadmiyum kesme enerjisi	15,0	0,03	0,45
^{56}Mn için kadmiyum oranı	1,6	1,10	1,76
^{171}Er için kadmiyum oranı	2,3	1,25	2,88
Mn numunesi için termal nötron öz-soğurma faktörü	0,1	1,00	0,10
Er numunesi için termal nötron öz-soğurma faktörü	0,5	1,00	0,50
Mn numunesi için epitermal nötron öz-soğurma faktörü	0,2	1,00	0,20
Er numunesi için epitermal nötron öz-soğurma faktörü	2,3	1,00	2,30
^{55}Mn referans rezonans integral tesir kesiti	2,14	1,51	3,23
^{55}Mn referans termal nötron tesir kesiti	0,75	1,51	1,13
^{170}Er termal nötron tesir kesiti	6,84	1,00	6,84
^{55}Mn etkin rezonans enerjisi	10,9	0,04	0,44
^{170}Er etkin rezonans enerjisi	2,3	0,07	0,16
Toplam belirsizlik, S_T (%)			8,79

Çizelge 4.13. $^{179}\text{Hf}(n,\gamma)^{180\text{m1}}\text{Hf}$ tepkimesi için belirlenen termal nötron tesir kesiti ve rezonans integral tesir kesitinin literatür değerleri ile karşılaştırılması

Yıl	Referanslar	Termal nötron tesir kesiti, σ_0 (b)	σ_0 da %sapma *	Rezonans integral tesir kesiti, I_0 (b)	I_0 da %sapma *	Kadmiyum kesme enerjisi, E_{cd} (eV)
Deneysel Sonuçlar						
	Bu Çalışma	0,450±0,02	-	6,36±0,50	-	0,55
2008	Nguyen et al. [366]	0,424±0,018	-6,13	6,35±0,45	-0,16	0,55
1989	De Corte and Simonits [284]	0,445±0,005	-1,12	6,4±0,3	0,62	0,55
1987	Gryntakis et al. [345]	0,34±0,03	-32,5	-	-	-
1978	Heft [285]	0,407±0,02	-10,57	6,9±0,6	7,83	0,50
1975	Mannhart [367]	0,4326±0,0024	-4,02	-	-	-
1974	Van Der Linden [305]	-	-	4,75±0,16	-33,89	0,55
1972	De Soete et al. [3]	0,33	-36,36	-	-	-
1967	Scharff-Goldhaber et al. [368]	0,341±0,03	-31,96	-	-	-
Hesaplanan Sonuçlar						
2007	NUDAT [11]	0,445±0,003	-1,12	6,9±0,6	7,83	-
2006	Mughabghab [235]	0,445±0,003	-1,12	6,9±0,6	7,83	-
2003	Kolotov and De Corte [14]	0,452±0,006	0,44	6,5±0,2	2,15	-
2003	De Corte [298]	0,452±0,006	0,44	-	-	-
1974	IAEA [338]	0,34±0,03	-32,35	-	-	-

*: % sapma=100x(1- Önerilen değer /Literatür değeri).

Çizelge 4.14. $^{179}\text{Hf}(n,\gamma)^{180\text{m1}}\text{Hf}$ tepkimesi için rezonans integral tesir kesiti ölçümündeki belirsizlik kaynakları ve toplam belirsizlik

İlgili Parametreler (x_j)	Bağıl belirsizlik, s_j (%)	Hata dağılım faktörü, $Z(x_j)$	Rezonans integralindeki bağıl hatası, $s_j \times Z(x_j)$ (%)
α biçim parametresi	19,27	0,004	0,09
Kadmiyum kesme enerjisi	15,0	0,04	0,63
^{56}Mn için kadmiyum oranı	0,61	1,13	0,69
^{179}Hf için kadmiyum oranı	2,95	2,17	6,40
Mn numunesi için termal nötron öz-soğurma faktörü	0,1	1,06	0,11
Hf numunesi için termal nötron öz-soğurma faktörü	0,1	1,06	0,11
Mn numunesi için epitermal nötron öz-soğurma faktörü	0,5	1,06	0,53
Hf numunesi için epitermal nötron öz-soğurma faktörü	0,5	1,06	0,53
^{55}Mn referans rezonans integral tesir kesiti	2,14	0,88	1,89
^{55}Mn referans termal nötron tesir kesiti	0,75	0,88	0,66
^{179}Hf termal nötron tesir kesiti	3,86	1,00	3,86
^{55}Mn etkin rezonans enerjisi	10,9	0,04	0,47
^{179}Hf etkin rezonans enerjisi	11,7	0,09	1,00
Toplam belirsizlik, S_T (%)			7,91

4.4. Epitermal Nötron Spektrumu Biçim Parametresinin Belirlenmesi

Nötron aktivasyonu ile gerçekleştirilen elementel analiz çalışmalarının doğru ve güvenilir sonuçlar verebilmesi için, nötron ışınlamalarının gerçekleştirildiği ışınlama hücresi için geçerli epitermal spektrum biçim parametresinin (α) hassas deneylerle belirlenmesi gerekir [116, 117, 369]. Epitermal spektrum biçim parametresinin (α) deneysel olarak belirlenmesi için geliştirilen ve genellikle Cd (kadmiyum) kılıf içinde gerçekleştirilen ışınlamalara ait verilerin değerlendirilmesine dayanan farklı yöntemler yer almaktadır. İlk yöntemler Scumann ve Albert [52] tarafından geliştirilen çoklu rezonans dedektörü yöntemi ve Ryves [8] tarafından tanımlanan çift dedektör yöntemidir. İlerleyen yıllarda Cd-kılıf ve Cd-oranı yöntemlerinin yanında, De Corte ve arkadaşları tarafından, Cd kılıf kullanılmadan, en az üç farklı monitör kullanılarak α parametresi belirlenmiştir [42, 57, 58, 370]. Kadmiyum kılıfsız (çıplak) üçlü monitör yöntemi (bare triple monitor method) olarak adlandırılan bu yöntem, kılıfsız ışınlanan monitörlerde oluşan özgül aktiviteler ile k_0 parametrelerinin karşılaştırılması yoluyla biçim parametresi hesabına imkan vermektedir [56]. De Corte ve arkadaşları tarafından [56] farklı α belirleme yöntemlerinin (Cd-covered dual monitor method, Cd-covered multi monitor method, Cd-ratio for dual monitor method, Cd-ratio for multi monitor method, bare triple monitor method, bare multi monitor method) doğruluk ve belirsizliklerinin karşılaştırdıkları çalışmalar sonucunda Cd-oranı ile biçim parametresinin belirlenmesi yönteminin, diğer yöntemlere göre daha düşük belirsizliklere sahip, daha güvenilir ve doğruluğu yüksek sonuçların elde edilmesine yol açtığı kanıtlanmıştır. Bilindiği gibi Cd-oranı yöntemi, nükleer verilerden kaynaklanan belirsizliklere bağlı sistematik hataların elimine edilmesinde önemli bir avantaja sahiptir [7].

Cd-oranı yöntemi, ideal olmayan $1/E^{1+\alpha}$ epitermal nötron spektrumu için geçerli rezonans integrali $I_0(\alpha)$ ve rezonans integralinin termal nötron tesir kesitine oranı $Q_0(\alpha)$ arasındaki ilişkinin değerlendirilmesine dayanmaktadır. Rezonans integralinin termal nötron tesir kesitine oranı (Q_0), epitermal nötron akısının $1/E$ davranışından sapmasından etkilenmektedir. Q_0 ile $Q_0(\alpha)$ arasındaki ilişki

$$\frac{1}{E} \text{ dağılımı için } Q_0 = \frac{I_0}{\sigma_0} = \frac{1}{\sigma_0} \int_{E_{Cd}}^{\infty} \frac{\sigma(E)}{E} dE \quad (4.21)$$

$$\frac{1}{E^{1+\alpha}} \text{ dağılımı için } Q_0(\alpha) = \frac{I_0(\alpha)}{\sigma_0} = \frac{1}{\sigma_0} \int_{E_{Cd}}^{\infty} \frac{\sigma(E)(1 \text{ eV})^\alpha}{E^{1+\alpha}} dE \quad (4.22)$$

bağıntıları ile ifade edilir. Buna göre verilen bir α için Q_0 , $\bar{E}_r$ ve α arasındaki ilişki

$$Q_0(\alpha) = \frac{Q_0 - 0.429}{\bar{E}_r^\alpha} + C_\alpha \quad (4.23)$$

$$C_\alpha = \frac{0.429}{(2\alpha+1)(E_{Cd})^\alpha} \quad (4.24)$$

biçimindedir. Q_0 ve $Q_0(\alpha)$ arasında yukarıda bahsedilen farkın ihmal edilmesi, nötron aktivasyonu ile yapılan ölçüm ve hesaplamalarda önemli derecede sistematik hatalara neden olmaktadır [371]. Bu nedenle Eş. 4.23'ün sağ tarafındaki ilk terim indirgenmiş (termal nötron katkısını temsil eden $1/v$ bölgesi çıkarılmış) rezonans integralinin termal (2200 m s^{-1}) termal tesir kesitine oranı,

$$q_0(\alpha) = \frac{Q_0 - 0.429}{\bar{E}_r^\alpha} \quad (4.25)$$

biçiminde de yazılabilir ve

$$q_0(\alpha) = \frac{q_0(0)}{\bar{E}_r^\alpha} \quad (4.26)$$

veya

$$\ln q_0(\alpha) = \ln q_0(0) - \alpha \ln \bar{E}_r \quad (4.27)$$

bağıntısı ile ifade edilir. Uygulamada $q_0(\alpha)$ faktörü Cd-oranı ölçümleri ile deneysel olarak belirlenir [303].

$$q_0(\alpha) = \frac{f \cdot G_{th}}{G_{epi}(F_{Cd} \cdot R_{Cd} - 1)} - C_\alpha \quad (4.28)$$

G_{th} : termal nötron öz soğurma faktörü

G_{epi} : epitermal nötron öz soğurma faktörü

F_{Cd} : epitermal nötronlar için Cd kesme faktörü

R_{Cd} : numune kılıfsız (çıplak) ışınlığında elde edilen özgül aktivitenin, Cd kılıf içinde ışınlaması durumunda elde edilen aktiviteye oranı ($A_{sp}/A_{sp,Cd}$)

f : termal/epitermal akı oranı

Eş. 4.28'in uygulamada kullanılabilmesi için nükleer özellikleri (Q_0 ve $\bar{E}_r$ gibi parametreleri) iyi bilinen monitör izotopların standart olarak kullanılması ile nötron alanında seçilen belirli bir ışınlama konumu için geçerli α değeri tespit edilebilir.

α -biçim parametresi yukarıda elde edilen bağıntıların farklı düzenlenmelerini içeren birkaç yöntemle belirlenebilmektedir. En genel haliyle birden fazla monitör için, burada herbir monitör izotop için, “i” harfi alt indis olarak ilgili monitörü temsil etmek üzere, etkin rezonans enerjisinin $\log \bar{E}_{r,i}$ logaritmasına karşılık gelen

$$\log \frac{\bar{E}_{r,i}^{-\alpha}}{(F_{Cd,i} \cdot R_{Cd,i} - 1) Q_{0,i}(\alpha) G_{epi,i} / G_{th,i}} \quad (4.29)$$

değerlerinin grafiğinin çizilmesi ve oluşan doğrunun eğiminin ($-\alpha$) alınması ile biçim parametresinin hesaplanması mümkündür [241, 244]. Bu yöntem epitermal spektrum α -biçim parametresi ile termal/epitermal akı oranının (f) eşzamanlı olarak belirlenmesine de imkan vermektedir.

$$f=(F_{Cd,i}R_{Cd,i}-1)Q_{0,i}(\alpha)\left(\frac{G_{epi,i}}{G_{th,i}}\right) \quad (4.30)$$

Bu tez çalışmasında, nötron ışınlama sisteminde ışınlamaların gerçekleştirildiği konum için geçerli biçim parametresinin belirlenmesi için daha basit ve kullanışlı bir yöntem olarak önerilen lineer iterasyon yöntemi (iterative linear regression method) kullanılmıştır. Bu yöntem bilgisayarda Excel gibi herhangi bir basit tablolama programı ile yapılan iterasyon esasına dayanmaktadır ve yöntemin geçerlilik ve güvenilirliği gerçekleştirilen farklı çalışmalarda test edilmiş ve doğrulanmıştır [59-61].

Eş. 4.28, Eş. 4.27’de yerine yazılarak gerekli düzenlemelerden sonra

$$\ln \frac{Q_0-0.429}{\frac{f \cdot G_{th}}{G_{epi}(F_{Cd} \cdot R_{Cd}-1)} - \frac{0.429}{(2\alpha+1)(E_{Cd})^\alpha}} = \alpha \cdot \ln \bar{E}_r \quad (4.31)$$

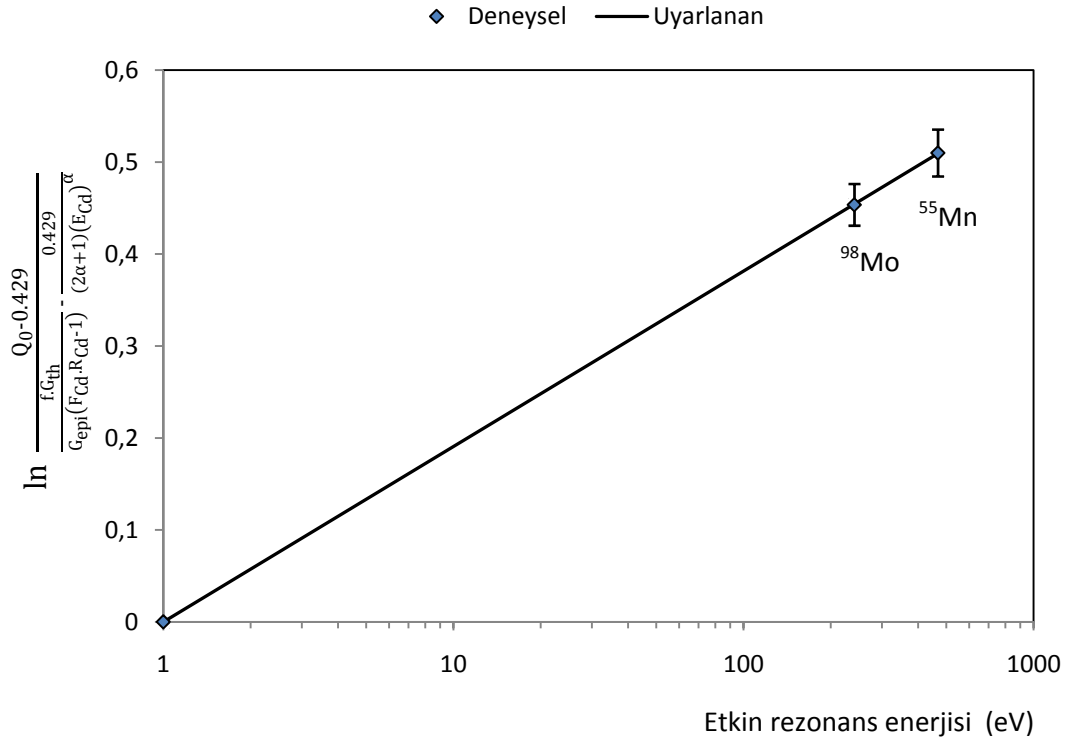
ifadesi elde edilebilir. Bu ifadede, α parametresi eşitliğin her iki tarafında da bulunmaktadır. α değerine ulaşmak için monitör izotoplara ait nükleer parametreler yerlerine yazıldıktan sonra, sıfırdan itibaren artan değerler verilerek, iterasyon sonucunda α değeri bulunur. α -biçim parametresinin belirlenmesinde en önemli nokta kullanılacak monitörlerin uygun olanlarının seçilmesidir. Bu amaçla seçilecek monitör izotopların en azından aşağıda verilen özellikleri sağlaması beklenir.

1. Monitör izotopun rezonans integral tesir kesiti (I_0), termal nötron tesir kesitinden (σ_0) mümkün olduğunca büyük olmalıdır. Bu durum $Q_0=I_0/\sigma_0$ oranı arttıkça, rezonans integral tesir kesitindeki $1/v$ katkısının azalması nedeniyle tercih edilir.
2. Monitör izotopun etkin rezonans enerjisi ($\bar{E}_r$), kadmiyum kesme enerjisinden (E_{Cd}) mümkün olduğunca büyük olmalıdır. Bu durum termal enerji bölgesinden uzaklaştıkça rezonans piklerinin altındaki $1/v$ katkısının azalmasını sağlar.

3. Monitör izotopun termal nötron tesir kesiti (σ_0) mümkün olduğunca $1/v$ davranışına uymalıdır. Bu özellik, ilgili izotop için $1/v$ davranışından sapmayı gösteren g-westcott faktörünün 1 ya da 1'e yakın olmasını gerektirir.
4. Monitör izotopun termal ve rezonans integral tesir kesitleri, monitörün ışınlanmasından sonra istatistiksel açıdan güvenilir oranda dedeksiyonunu mümkün kılacak aktiviteye ulaşmasını sağlayacak mertebede büyük olmalıdır.
5. Monitör izotopun ilk rezonansı $1/v$ bölgesinden mümkün olduğunca uzakta olmalıdır.
6. Monitör izotopun (n,γ) tepkimesi sonucunda oluşan ürün izotopun nötron soğurma tesir kesitinin düşük olması gerekir. Böylelikle oluşan tepkime hızının, özellikle reaktör akılarında (10^{12} - 10^{14} n.cm⁻².s⁻¹), hassas belirlenmesi mümkün olur.
7. Monitör izotopun rezonans bölgesinin geniş bir nötron enerji aralığını kapsaması tercih edilir.
8. Monitör izotopun (n,γ) tepkimesi sonucunda oluşan ürünün radyoaktif bozunma özellikleri (yarı ömür, γ -ışınları enerjileri ve şiddetleri gibi) aktivite ölçümüne elverişli olmalıdır.

Işınlanan monitörün sayım için yeterli aktiviteye ulaşması gereksinimi özellikle düşük akı nötron kaynakları ile gerçekleştirilen deneysel çalışmalarda önem kazanmaktadır. Bu nedenle reaktörlerde gerçekleştirilen deneylerde sıklıkla α -biçim parametresinin belirlenmesinde monitör olarak kullanılan ^{94}Zr ve ^{96}Zr izotoplarının, düşük termal ve rezonans integral tesir kesitlerine (^{94}Zr için $\sigma_0=0,0499$ b ve $I_0=0,230$ b; ^{96}Zr için $\sigma_0=0,0229$ b ve $I_0=5,3$ b) sahip olmaları nedeniyle düşük akı izotropik nötron kaynaklarında gerçekleştirilen deneylerde monitör olarak kullanılmaları uygun değildir. Bu tez çalışması kapsamında gerçekleştirilen deneylerde, yukarıda sayılan şartlara uyumlulukları bakımından ^{55}Mn ve ^{98}Mo izotoplarının gerçekleştirdiği $^{55}\text{Mn}(n,\gamma)^{56}\text{Mn}$ ve $^{98}\text{Mo}(n,\gamma)^{99}\text{Mo}$ tepkimeleri monitör olarak seçilmiştir. İlgili izotopların nükleer özellikleri Çizelge 4.15'te verilmektedir. Işınlamaların gerçekleştirildiği hücre için elde edilen epitermal spektrum biçim parametresi, aynı hücrede daha önce gerçekleştirilen deneylerle Karadağ ile Yücel tarafından [51] tespit edilen değerle uyum sağlamaktadır. Söz konusu çalışmada

^{197}Au ve ^{98}Mo monitör izotopları kullanılmış ve elde edilen veriler Cd-oranı yöntemi (Cd-ratio for dual monitor method) ile değerlendirilmiştir. Bu çalışmada ^{197}Au yerine gerek etkin rezonans enerjisinin ($\bar{E}_r(^{97}\text{Au})=5,65$ eV; $\bar{E}_r(^{98}\text{Mo})=241$ eV; $\bar{E}_r(^{55}\text{Mn})=468$ eV [14]) gerekse ilk rezonansının (^{197}Au için 4,906 eV; ^{55}Mn için 337,3 eV ve ^{98}Mo için 12,10 eV [13]) Cd-kesme enerjisinden daha uzak olması bakımından ^{55}Mn ve ^{98}Mo izotoplarının monitör olarak kullanılması önerilmiştir. Elde edilen sonuçlar Çizelge 4.16’da verilmiştir.



Şekil 4.1. ^{55}Mn ve ^{98}Mo monitör izotopları için Eş. 4.31’in grafik çözümü ve ilgili değerler için geçerli fit fonksiyonu

Çizelge 4.15. Gerçek epitermal nötron spektrumu için biçim parametresinin (α) belirlenmesinde kullanılan monitör elementler ve nükleer özellikleri

Element	M (g.mol ⁻¹) [212]	İzotop	θ (%) [11]	Tepkime	T _{1/2} [11] [saat]	σ ₀ ^(a) (b) [11]	g ^(b) [104]	I ₀ (b) [11]	Q ₀ [14]	F _{Cd} ^(c) [151,155]	Ē _r ^(c) (eV) [14]	E _γ ^(d) (keV) [11]	Pγ (%) [11]
Mn	54,938	⁵⁵ Mn	100	⁵⁵ Mn(n,γ) ⁵⁶ Mn	2,5789(1)	13,30(20)	1,0000	14(3)	1,053(3)	1,0	468±51	846,754(20)	98,9(3)
Mo	95931	⁹⁸ Mo	24,13(31)	⁹⁸ Mo (n,γ) ⁹⁹ Mo	65,94(1)	0,13(6)	1,0008	6,9(3)	53,1(6)	1,0	241±48	140,511(1)	4,52(24)
												181,068(8)	5,99(11)
												739,50(17)	12,13(22)

^(a) 2200 m/s nötron hızı için tesir kesiti

^(b) T=293,6 K için

^(c) E_{Cd}=0,55 eV için verilen değer

^(d) Sadece yayınlanma olasılıkları yüksek gama ışınları verilmiştir

Çizelge 4.16. Epitermal nötron spektrum biçim parametresi, ⁵⁵Mn ve ⁹⁸Mo monitörleri kullanılarak elde edilen sonuçların literatür değerleri ile karşılaştırılması

Epitermal Nötron Spektrumu Biçim Parametresi		
	Bu Çalışma*	Literatür**[51, 251]
α	0,0828±0,0097	0,083±0,016

* Monitör olarak ⁵⁵Mn ve ⁹⁸Mo izotopları kullanılmıştır.

* Monitör olarak ¹⁹⁷Au ve ⁹⁸Mo izotopları kullanılmıştır.

4.5. Etkin Rezonans Enerjisinin Belirlenmesi

Etkin rezonans enerjisi ($\bar{E}_r$) kavramı Bölüm 2.9’da açıklanmıştır. Ölçülmesinde karşılaşılan zorluklar nedeniyle $\bar{E}_r$ değerleri genellikle kuramsal yaklaşımlar kullanılarak elde edilmiştir. Bu tezde, incelenen izotopların $\bar{E}_r$ değerleri hem kuramsal olarak belirlenmiş hem de deneysel olarak uygun bir çift monitör kullanılarak (^{55}Mn ve ^{98}Mo) ölçülmüştür.

4.5.1. Etkin rezonans enerjisi için kuramsal yaklaşımların uygulanması

Moens yaklaşımı

Nötron alanında ışınlanan bir numune içindeki izotop ya da izotopların tesir kesitlerindeki rezonanslar, aktivasyona neden olan nötron enerjilerinin bir fonksiyonudur. Bu nedenle incelenen bir izotop için etkin rezonans enerjisi $\bar{E}_r$, Breit-Wigner ifadesine göre ilgili rezonans nötron enerjilerine bağlı olarak, E_{Cd} enerjisi üzerindeki tüm rezonanslar üzerinden

$$(\bar{E}_r)^{-\alpha} = \frac{\sum_i \frac{\pi \sigma_i \Gamma_{\gamma,i}}{2 E_{r,i}} E_{r,i}^{-\alpha}}{\sum_i \frac{\pi \sigma_i \Gamma_{\gamma,i}}{2 E_{r,i}}} \quad (4.32)$$

bağıntısı ile hesaplanabilir [9].

i : i’inci rezonans

σ : E_r enerjisindeki rezonansın maksimumuna karşılık gelen toplam nötron soğurma tesir kesiti

Γ_{γ} : radyasyon genişliği

Eş 4.32’de verilen Breit-Wigner etkin rezonans enerjisi ifadesinde rezonans piklerinin dar olduğu varsayılır. Bu yaklaşımın yol açtığı hata, pay ve payda için %1-

2 mertebesinde [9] ve eşitliğin pay ve paydası arasındaki oranlama sırasında giderileceği beklenilebilir. Eş. 4.32 yeterince seyreltilmiş numuneler için geçerlidir. Bu yüzden, rezonans öz-soğurma etkileri ihmal edilmektedir.

Eş. 4.32’de etkin rezonans enerjisi $\bar{E}_r$, α nın bir fonksiyonu olduğuna göre, prensip olarak incelenen bir izotop için gerçek bir nükleer sabit değildir. Bununla birlikte, $(\bar{E}_r)^{-\alpha}$ Taylor serisine açıldığında, nisbeten düşük $E_{r,i}$, E_r ve α değerlerine karşılık gelen serinin üst mertebeli terimleri ihmal edilebilir. Böylece,

$$(\bar{E}_r)^{-\alpha} = e^{-\alpha \ln E_r} = 1 - \alpha \ln \left(E_r + \frac{\alpha^2}{2!} (\ln E_r)^2 - \dots \right) \quad (4.33)$$

elde edilir. Eş. 4.33, Eş. 4.32’de kullanıldığında,

$$\ln \bar{E}_r = \frac{\sum_i \frac{\sigma_i \Gamma_{\gamma,i} \ln E_{r,i}}{E_{r,i}}}{\sum_i \frac{\sigma_i \Gamma_{\gamma,i}}{E_{r,i}}} \quad (4.34)$$

bağıntısına ulaşılır. Eş. 4.34 ifadesinden hesaplanan $\bar{E}_r$, α dan bağımsızdır. Buna durumda $\bar{E}_r$ nin, rezonans parametrelerinin Eş. 4.34’te kullanılması ile hesaplanması daha iyi bir yaklaşım gibi gözükmemektedir. Böylece $\bar{E}_r$, epitermal nötron akısından bağımsız bir nükleer sabit olarak nitelendirilebilir [9]. Ancak bu yaklaşımda nötron genişlikleri (Γ_n) hesaba katılmamıştır.

Jovanaovic-De Corte-Simonits Yaklaşımı

$\bar{E}_r$ değeri, $(1 \text{ eV})^\alpha \equiv 1$ referans enerji olarak kabul edildiğinde, ikinci bir teorik yaklaşım olarak

$$\ln \bar{E}_r = \frac{\sum_i w_i \ln E_{r,i}}{\sum_i w_i} \quad (4.35)$$

bağıntısı ile hesaplanabilir [372]. $\bar{E}_r$, prensipte $\bar{E}_r(\alpha)$ şeklinde α 'nın bir fonksiyonu olmasına rağmen, bu yöntemle α dan bağımsız olarak hesaplanır [48]. Bu ifadedeki w_i ağırlık faktörü, Γ_γ radyasyon genişliği, Γ_n nötron genişliği ve $\Gamma_{top} = \Gamma_\gamma + \Gamma_n$ rezonansın toplam genişliği olmak üzere aşağıdaki ifade ile tanımlanır.

$$w_i = \left(\frac{g_s \Gamma_\gamma \Gamma_n}{\Gamma_{top}} \right)_i \frac{1}{E_{r,i}^2} \quad (4.36)$$

İfadedeki g_s değeri, I ve J sırasıyla hedef çekirdek spini ve hedef çekirdeğin nötron yakalanmasından sonra oluşan bileşik çekirdeğin rezonans durumundaki spini olmak üzere $g_s = [(2J+1)/(2I+1)]$ ile belirlenen istatistiksel ağırlık faktörüdür [372]. Kuramsal yaklaşımlarla elde edilen $\bar{E}_r$ değerleri ile deneysel olarak belirlenen $\bar{E}_r$ değerleri sonuç bölümünde karşılaştırılacaktır.

4.5.2. Etkin rezonans enerjisinin deneysel yöntem ile ölçülmesi

Etkin rezonans enerjisi $\bar{E}_r$, ilgilenilen veya analizi yapılan izotopun, etkin rezonans enerjisi tam olarak bilinen standart (monitör) izotop ya da izotoplarla birlikte ışınlaması yöntemiyle deneysel olarak belirlenebilir. Smoldin ve arkadaşları [373] tarafından, k_0 -NAA yönteminde $\bar{E}_r(\alpha)$ yaklaşımının geçerliliğinin test edilmesi amacıyla gerçekleştirilen çalışmalarda, ^{94}Zr ve ^{96}Zr izotoplarının etkin rezonans enerjileri

$$E_r(\alpha) = \left[(Q_0 - 0.429) / \left(\frac{I(\alpha)}{\sigma_0} - \frac{0.429}{(2\alpha+1)(0.55)^\alpha} \right) \right]^{1/\alpha} \quad (4.37)$$

bağıntısı kullanılarak hesaplanmış ve -0,1 ile +0,1 arasında değişen α değerlerine sahip ışınlama konumlarında gerçekleştirilen deneyler sonucunda elde edilen $E_r(\alpha)$ değerlerinin %30 oranında farklılık gösterebildiği ortaya konulmuştur [373]. Standart monitör izotop ya da izotoplarla karşılaştırma yöntemi nükleer verilerdeki sistematik

hataları en aza indirmesi ve daha güvenilir sonuçlara ulaştırması bakımından çoğunlukla tercih edilen bir belirleme yöntemidir.

Daha önce ifade edildiği gibi, epitermal bölgede $E_{Cd}=0,55$ eV'un üstündeki toplam tesir kesitini temsil eden rezonans integralinin (I_0), $1/v$ bölgesindeki termal nötron tesir kesitine (σ_0) oranı (Q_0), epitermal nötron akısının $1/E$ davranışından sapmasından önemli derecede etkilenir. Termal ve epitermal nötronların karışımından oluşan bir nötron alanı için,

$$\frac{1}{E} \text{ spektrum dağılımı: } Q_0 = \frac{I_0}{\sigma_0} = \frac{1}{\sigma_0} \int_{E_{Cd}}^{\infty} \frac{\sigma(E)}{E} dE \quad (4.38)$$

$$\frac{1}{E^{1+\alpha}} \text{ spektrum dağılımı: } Q_0(\alpha) = \frac{I_0(\alpha)}{\sigma_0} = \frac{1}{\sigma_0} \int_{E_{Cd}}^{\infty} \frac{\sigma(E)(1 \text{ eV})^\alpha}{E^{1+\alpha}} dE \quad (4.39)$$

bağıntıları ile ifade edilir. Daha önce de tanımlandığı gibi, verilen bir α için Q_0 , $\bar{E}_r$ ve α arasındaki ilişki

$$Q_0(\alpha) = \frac{Q_0 - 0.429}{\bar{E}_r^\alpha} + C_\alpha \quad (4.40)$$

$$C_\alpha = \frac{0.429}{(2\alpha+1)(E_{Cd})^\alpha} \quad (4.41)$$

biçimindedir.

İdeal olmayan epitermal spektrumlarda, ilgilenilen izotopa ait Q_0 faktörü, ifadesi Eş. 4.40'ta verilen, $Q_0(\alpha)$ formuna dönüştürülmelidir.

$$Q_0(\alpha) = \left[\frac{Q_0 - 0.429}{\bar{E}_r^\alpha} + \frac{0.429}{(2\alpha+1)E_{Cd}^\alpha} \right] \times (1 \text{ eV})^\alpha = q_0(\alpha) + C_\alpha \quad (4.42)$$

Bu bağıntı monitör izotop için tekrar yazılırsa,

$$Q_{0,m}(\alpha) = \left[\frac{Q_{0,m} - 0.429}{\bar{E}_{r,m}^\alpha} + \frac{0.429}{(2\alpha+1)E_{Cd}^\alpha} \right] \times (1 \text{ eV})^\alpha = q_{0,m}(\alpha) + C_\alpha \quad (4.43)$$

Yukarıdaki ifadelerde $E_{ref} = (1 \text{ eV})^\alpha$ ile çarpılan $\bar{E}_r$ ve $\bar{E}_{r,m}$ 'nin eV boyutunda olduğuna dikkat edilir. Ayrıca ölçülen kadmiyum oranı (R_{Cd}) ile termal/epitermal nötron akı oranı (f)

$$(F_{Cd}R_{Cd} - 1) \left(\frac{G_{epi}}{G_{th}} \right) = \frac{f}{Q_0(\alpha)} \quad (4.44)$$

bağıntısı ile birbirleriyle ilişkilidir. Bu bağıntı monitör izotop için

$$(F_{Cd,m}R_{Cd,m} - 1) \left(\frac{G_{epi}}{G_{th}} \right)_m = \frac{f}{Q_{0,m}(\alpha)} \quad (4.45)$$

Bişiminde tekrar yazılırsa, etkin rezonans enerjileri Eş. 4.43 ve Eş. 4.44'e göre

$$\bar{E}_r = \left[(Q_0 - 0.429) / \left(\frac{f}{(F_{Cd}R_{Cd} - 1) \left(\frac{G_{epi}}{G_{th}} \right)} - C_\alpha \right) \right]^{1/\alpha}$$

$$\bar{E}_{r,m} = \left[(Q_{0,m} - 0.429) / \left(\frac{f}{(F_{Cd,m}R_{Cd,m} - 1) \left(\frac{G_{epi}}{G_{th}} \right)_m} - C_\alpha \right) \right]^{1/\alpha}$$

olarak düzenlenir. Bu bağıntılar birbirlerine oranlandığında son olarak

$$\bar{E}_r = \bar{E}_{r,m} \left[\frac{Q_o - 0.429}{Q_{o,m} - 0.429} \frac{\frac{f}{(F_{Cd,m} R_{Cd,m} - 1) \left(\frac{G_{epi}}{G_{th}} \right)_m} - C_\alpha}{\frac{f}{(F_{Cd} R_{Cd} - 1) \left(\frac{G_{epi}}{G_{th}} \right)} - C_\alpha} \right]^{1/\alpha} \quad (4.46)$$

ifadesine ulaşılır [374]. Böylece Eş 4.53 ile incelenen izotopun etkin rezonans enerjisi, monitör izotopa ait etkin rezonans enerjisi $\bar{E}_{r,m}$, $Q_{0,c}$ ve Q_0 bilinen değerlerinden ve incelenen izotop ve monitöre ait kadmiyum oranı (R_{Cd}) ölçümleri kullanılarak bulunur.

Çizelge 4.17. İncelenen izotoplara ait nükleer veriler

Nükleer Tepkime	Kadmiyum Kesme Faktörü, F_{Cd} [151, 155]	Etkin Rezonans Enerjisi, E_r (eV) [126]	Q_0 ($=I_0/\sigma_0$) s(%) [126]	Yarı ömür [11]	Ölçülen gama ışınının [11] Enerjisi (keV)	Yayınlanma olasılığı, P_γ (%)	Gama ışını öz soğurma faktörü, F_g [279]	Notlar
$^{55}Mn(n,\gamma)^{56}Mn$	1,00	468±51	1,053(2,6%)	2,5789(1) h	846,754(20)	98,9(3)	1,010	Monitör
$^{98}Mo(n,\gamma)^{99}Mo(\beta^-)^{99m}Tc$	1,00	241±48	53,1(6,3%)	65,94(1) h	140,511(1)	4,52(24)	1,006	Monitör $A_{sp}(Mo)/A_{sp}(Mo+Tc)$, =0,05992 A_{sp} : incelenen izotopun özellik aktivitesi
$^{98}Mo(n,\gamma)^{99}Mo$					181,068(8)	5,99(12)	1,004	
					739,500(17)	12,13(22)	1,001	
$^{197}Au(n,\gamma)^{198}Au$	1,008	5,65±0,40	15,7(1,8%)	2,69517 (21) d	411,80205(17)	95,58	1,000	Monitör*
$^{71}Ga(n,\gamma)^{72}Ga$	1,00	-	6,69(1,2%)	14,10(1) h	629,96(4)	25,9(5)	1,004	İncelenen izotop
					834,03(3)	100	1,004	
					894,25(10)	10,33(17)	1,004	
					1050,69(5)	7,23(12)	1,004	
$^{75}As(n,\gamma)^{76}As$	1,00	-	13,6	26,24(9) h	559,10(5)	45,0	1,008	İncelenen izotop
					563,23(5)	1,20(8)	1,008	
					657,05(5)	6,2(4)	1,008	
					1212,92(5)	1,44(11)	1,008	
$^{115}In(n,\gamma)^{116m}In$	1,079	-	16,8(1,9%)	54,41(6) min	1216,08(5)	3,42(24)	1,008	İncelenen izotop
					138,326(8)	3,29(12)	1,010	
					416,86(3)	27,7(12)	1,009	
					818,7(2)	11,5(4)	1,009	
					1097,3(2)	56,2(11)	1,008	
					1293,54(15)	84,4(17)	1,007	
					1507,4(2)	10(3)	1,005	
					2112,1(4)	15,5(4)	1,004	

* Termal/epiternal akı oranının belirlenmesinde standart monitör olarak kullanılmıştır.

Çizelge 4.17. İncelenen izotoplara ait nükleer veriler (Devam)

Nükleer Tepkime	Kadmiyum Kesme Faktörü, F_{Cd} [151, 155]	Etkin Rezonans Enerjisi, E_r (eV) [126]	Q_0 ($=I_0/\sigma_0$) s(%) [126]	Yarı ömür [11]	Ölçülen gama ışınının [11]		Gama ışını öz soğurma faktörü, F_g [279]	Notlar
					Enerjisi (keV)	Yayınlanma olasılığı, P_γ (%)		
$^{152}Sm(n,\gamma)^{153}Sm$	1,018	-	14,4(2,1%)	46,50(21) h	69,67300(13)	4,73(5)	1,053	İncelenen izotop
$^{158}Gd(n,\gamma)^{159}Gd$	1,00	-	29,9(3,1%)	18,479(4) h	103,18012(17)	29,25	1,036	İncelenen izotop
$^{164}Dy(n,\gamma)^{165}Dy$	1,00	-	0,19	2,334(1) h	363,5430(18)	11,78	1,016	İncelenen izotop
					94,700(3)	3,80(5)	1,052	1,257 dakika yarı ömürlü ^{165m}Dy izomerik geçişi (%97,6) için uygun bekleme süresi göz önüne alınmıştır.
					279,763(12)	0,534(8)	1,020	
					361,68(2)	0,904(13)	1,018	
					633,415(20)	0,613(9)	1,014	
					715,328(20)	0,578(9)	1,013	
$^{170}Er(n,\gamma)^{171}Er$	1,00	-	4,42(3,3%)	7,516(2) h	11,621(4)	20,5(10)	1,060	İncelenen izotop
					124,017(4)	9,1(4)	1,052	
					295,901(14)	28,9(12)	1,025	
$^{179}Hf(n,\gamma)^{180m1}Hf$	1,00		14,4(2,4%)	5,47(4) h	308,291(18)	64(3)	1,036	İncelenen izotop
					215,426(8)	81,3(10)	1,011	
					332,275(11)	94,1(12)	1,009	
					443,163(15)	81,9(12)	1,008	
					500,697(13)	14,3(3)	1,008	

min: dakika, h: saat, d:gün, y: yıl, m: izomer

5. SONUÇ VE ÖNERİLER

Bu çalışmada ^{71}Ga , ^{75}As , ^{115}In , ^{152}Sm , ^{158}Gd , ^{164}Dy , ^{170}Er , ^{179}Hf izotoplarına ait etkin rezonans enerjileri ($\bar{E}_r$) Cd-oranı yöntemine göre deneysel olarak belirlenmiştir. Tüm numune ışınlamaları, Şekil 3.2’de şematik olarak gösterilen ^{241}Am -Be nötron ışınlama sisteminin 2 no’lu hücrelerinde gerçekleştirilmiştir. Bu ışınlama konumu için termal/epitermal nötron akısı oranı $f=10,42\pm0,31$ ve epitermal spektrum biçim parametresi $\alpha=0,083\pm0,010$ olarak ölçülmüştür. 2 no’lu ışınlama konumu için geçerli α değeri, ilk defa bu çalışmada önerilen ^{55}Mn ve ^{98}Mo monitör izotopları kullanılarak, iterasyon yaklaşımı ile belirlenmiştir. İncelenen izotopların etkin rezonans enerjilerinin belirlenmesinde nötron aktivasyonu ile elde edilen aktiviteler ve çift monitör için (^{55}Mn ve ^{98}Mo) Cd-oranı belirleme yöntemleri kullanılmıştır. Her bir (n, γ) tepkimesi için, incelenen izotopun ürün çekirdeğinin bozunma özelliklerine göre belirlenen, farklı ışınlama ve sayım süreleri uygulanmış ve ölçümler her bir numune için kılıfsız ve Cd kılıf içinde olmak üzere 5’er kez tekrarlanmıştır. Tekrarlanan bu ölçümlerin sonucunda elde edilen değerler arasında belirgin bir istatistiksel sapma gözlenmemiştir.

Etkin rezonans enerjileri, kılıfsız ve kadmiyum kılıf içinde, ışınlama konumu değiştirilmemek kaydı ile ayrı ayrı ışınlanan numunelerin ve monitör izotopların ulaştığı özgül aktivite değerleri ve tepkime hızları kullanılarak belirlenen Cd oranlarından, ayrıntıları Bölüm 4.5.2’de açıklanan standart monitörle karşılaştırma yöntemi ile belirlenmiştir. İncelenen $^{71}\text{Ga}(n,\gamma)^{72}\text{Ga}$, $^{75}\text{As}(n,\gamma)^{76}\text{As}$, $^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116\text{m}}\text{In}$, $^{152}\text{Sm}(n,\gamma)^{153}\text{Sm}$, $^{158}\text{Gd}(n,\gamma)^{159}\text{Gd}$, $^{164}\text{Dy}(n,\gamma)^{165}\text{Dy}$, $^{170}\text{Er}(n,\gamma)^{171}\text{Er}$ ve $^{179}\text{Hf}(n,\gamma)^{180\text{m}}\text{Hf}$ tepkimeleri ve standart monitör olarak kullanılan $^{55}\text{Mn}(n,\gamma)^{56}\text{Mn}$ ve $^{98}\text{Mo}(n,\gamma)^{99}\text{Mo}$ tepkimeleri için hesaplamalarda kullanılan nükleer veriler Çizelge 4.17’de verilmiştir. İncelenen her bir tepkime için ^{55}Mn ve ^{98}Mo monitör izotoplarının kullanılması ile elde edilen $\bar{E}_r$ değerleri ve bu iki monitörle ölçülen $\bar{E}_r$ değerlerinin ağırlıklı ortalamaları Çizelge 5.1’de verilmiştir.

Çizelge 5.1. Çift monitörle ölçülen etkin rezonans enerjileri ve ağırlıklı ortalamaları

İzotop	Deneyle Belirlenen Etkin Rezonans Enerjileri, $\bar{E}_r$ (eV)		
	Monitör : ^{55}Mn	Monitör : ^{98}Mo	Ağırlıklı Ortalama
^{71}Ga	173,3±47,1	175,8±57,0	174±36
^{75}As	111,7±30,3	113,3±36,7	112±23
^{115}In	1,567±0,43	1,589±0,51	1,58±0,33
^{152}Sm	8,594±2,34	8,718±2,83	8,65±1,80
^{158}Gd	49,30±13,5	50,00±16,2	49,6±10,4
^{164}Dy	223,8±60,7	227,0±73,5	225±47
^{170}Er	128,5±35,1	130,4±42,4	129±27
^{179}Hf	16,93±4,64	17,17±5,60	17,0±3,5

Çizelge 5.1’de görüldüğü üzere, ^{55}Mn ve ^{98}Mo monitörlerinin kullanılması ile elde edilen $\bar{E}_r$ değerleri birbirleri ile uyumludur. Her iki monitörün kullanılması ile elde edilen sonuçların, belirsizliklerine bağlı ağırlıklı ortalamaları hesaplanarak sunulmuştur. Etkin rezonans enerjileri için hesaplanan belirsizlikler %20’nin üzerindedir ve belirsizliklerin bu mertebede olması, Simonits’e göre, uygulanan ana parametrelerdeki belirsizlikler göz önüne alındığında kabul edilebilir bir durumdur [303].

İlgili tepkimelerin etkin rezonans enerjileri, ayrıca ENDF VII [13], JENDL 3.3 [204], JEFF 3.1 [237] veritabanları ve Mughabghab [235] tarafından verilen güncel rezonans verileri kullanılarak, ayrıntıları Bölüm 4.5.1’de açıklanan iki farklı kuramsal yaklaşımla hesaplanmıştır. Literatürde ilgilenilen tepkimelerin etkin rezonans enerjilerine ait herhangi bir deneysel veri bulunmadığından, bu çalışmada çift monitörle elde edilen deneysel sonuçların ağırlıklı ortalamaları, güncel verilerden hesaplanan değerler ve daha önce hesaplanarak önerilen değerlerle karşılaştırılmış ve Çizelge 5.2’de sunulmuştur.

Çizelge 5.2. Bu tez çalışmasında incelenen izotoplara ait, deneysel ve kuramsal yaklaşımlarla belirlenen etkin rezonans enerjisi ($\bar{E}_r$) değerleri

Tepkime	Bu Çalışma					Literatür			
	Deneysel	Kuramsal ^c [Eş. 4.34] ^a		Kuramsal ^c [Eş. 4.35] ^d		Kuramsal [Eş. 4.34] ^e		Kuramsal [Eş. 4.35] ^f	
	$\bar{E}_r$ (eV)	$\bar{E}_r$ (eV)	%Farkı ^b	$\bar{E}_r$ (eV)	%Farkı ^b	$\bar{E}_r$ (eV)	%Farkı ^b	$\bar{E}_r$ (eV)	%Farkı ^b
$^{71}\text{Ga}(n,\gamma)^{72}\text{Ga}$	174±36	180	3,4	153	-12,1	152	-12,6	154±18	-11,5
$^{75}\text{As}(n,\gamma)^{76}\text{As}$	112±23	117	4,5	115	2,7	102	-8,9	106±36	-5,4
$^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116\text{m}}\text{In}$	1,58±0,33	1,52	-3,8	1,57	-0,6	1,51	-4,4	1,56±0,03	-1,3
$^{152}\text{Sm}(n,\gamma)^{153}\text{Sm}$	8,65±1,80	8,34	-3,6	8,59	-0,7	8,33	-3,7	8,53±0,09	-1,4
$^{158}\text{Gd}(n,\gamma)^{159}\text{Gd}$	49,6±10,4	41,2	-16,9	45,1	-9,1	45,4	-8,5	48,2±3,9	-2,8
$^{164}\text{Dy}(n,\gamma)^{165}\text{Dy}$	225±47	146	-35,1	221	-1,8	145	-35,6	224±11	-0,4
$^{170}\text{Er}(n,\gamma)^{171}\text{Er}$	129±27	114	-11,6	123	-4,7	-	-	129±3	0,0
$^{179}\text{Hf}(n,\gamma)^{180\text{m1}}\text{Hf}$	17,0±3,5	10,6	-37,6	17,5	2,9	-	-	16,2±1,9	-4,7

^a Moens ve arkadaşları tarafından 1979 yılında önerilen [9] yaklaşıma göre, JENDL 3.3, JEFF 3.1, Mughabghab 2006 ve ENDF VII veritabanlarından alınan güncel rezonans verileri kullanılarak hesaplanan sonuçlar

^b %Farkı=100 x ((Calc./Exp.)-1), hesaplanan değer (c) ile deneysel değer (E) arasındaki oranın yüzde olarak ifade etmektedir.

^c Veri tabanlarında, rezonans parametreleri için herhangi bir belirsizlik verilmediğinden hata hesabı yapılmamıştır.

^d Breit-Wigner yaklaşımına göre [372], JENDL 3.3 (2002), JEFF 3.1 (2005), Mughabghab 2006 ve ENDF VII (2007) veri tabanlarından alınan güncel rezonans verileri kullanılarak hesaplanan sonuçlar

^e Moens et al. (1979) [9]

^f Jovanovic et al. (1987) [372]

Güncel rezonans verilerinin kullanılması ile kuramsal yaklaşımlara uygun olarak hesaplanan etkin rezonans enerjileri, özellikle Eş. 4.35 ile önerilen yaklaşımın kullanılması ile elde edilen sonuçlar ile deneysel olarak tespit edilen değerler, belirlenen belirsizlik sınırları içinde iyi bir uyum sergilemektedir. Ancak yine de deneysel değerler ile teorik hesaplamaların ulaştığı değerler arasında farklılıkların bulunması, özellikle nötron aktivasyonunda standartlaştırma çalışmalarının sağlıklı verilere ulaşabilmesi için, diğer izotoplara ait etkin rezonans enerjilerinin belirlenmesine yönelik deneysel çalışmaların yapılması gereğini ortaya koymaktadır. Kuramsal yaklaşımlarla yapılan hesaplamalarda kullanılan rezonans parametrelerine ait verilerin henüz tamamlanmamış olması ve ilgili parametrelerin doğrulukları bakımından gün geçtikçe geliştirilmesi nedeniyle, ileriki yıllarda yeni veriler kullanılarak hesaplanacak $\bar{E}_r$ değerleri ile deneysel sonuçların daha iyi uyum göstereceği beklenmektedir.

Moens tarafından önerilen [9] ve ifadesi Eş. 4.34'te verilen yaklaşıma göre hesaplanan $\bar{E}_r$ değerleri deneysel değerlerden %3,4 ile %37,6 arasında değişen oranlarda farklıdır. Özellikle ^{164}Dy ve ^{179}Hf izotopları için elde edilen değerler deneysel değerlerle uyuşmamaktadır. Ancak aynı deneysel değerler Jovanovic yaklaşımı (Eş. 4.35) ile hesaplanan sonuçlarla uyumludur (%0,6-12,1). Moens yaklaşımı ile hesaplanan $\bar{E}_r$ değerleri ile deneysel değerler arasındaki fark, bu yaklaşımda epitermal bölge rezonanslarına ait nötron genişliklerinin (Γ_n) hesaba katılmamasından kaynaklanmaktadır. Oysa nötron genişlikleri izotoptan izotopa 10^{-3} ile 10 eV arasında değişen değerler alabilmekte ve hatta aynı izotopun farklı rezonansları için bile farklılıklar gösterebilmektedir. Bu nedenle (n,γ) tepkimelerinde nötron genişlikleri (Γ_n), gama genişliklerinden (Γ_γ) daha baskındır ve Moens yaklaşımında hesaba katılmamış olmaları bu yaklaşım için ciddi bir yetersizliktir. Ayrıca Breit-Wigner ifadesini seriye açarak Eş. 4.34 ifadesine ulaşan Moens, $\bar{E}_r$ değerinin epitermal spektrum biçim parametresi ile ilişkili olduğunu varsayarak, serinin ilerleyen terimlerini ihmal etmektedir. Ancak bu bağımlılık hakkında kesin bir kanıt bulunmamaktadır [375]. Bu şartlar altında deneysel değerlerin teorik olarak bu formüllerden hesaplanan verilerden daha güvenilir oldukları söylenilebilir. NAA

standartlaştırma çalışmalarının güvenilirliğinin artırılması için, $1/E^{1+\alpha}$ gerçek epitermal spektrumlarda elde edilecek diğer analitik nicelikleri (element derişimi, rezonans integral gibi) önemli derecede etkilemesi nedeniyle, diğer izotopların $\bar{E}_r$ değerleri için de deneysel ölçümlerin yapılması gerekmektedir.

Bu çalışmada, nükleer özellikleri bakımından uygun bir çift monitör (^{55}Mn ve ^{98}Mo) önerilerek, literatürde sadece kuramsal yaklaşımlarla hesaplanan ve k_0 -yöntemi gibi NAA uygulamalarında sıkça kullanılan $\bar{E}_r$ değerlerinin deneysel olarak ölçülmesi ile özgün bir yaklaşım ortaya konulmuştur. Bu yöntemin gelecekte başka izotoplara da uygulanabilirliği söz konusudur. Böylelikle literatürde henüz yeterli deneysel verinin bulunmadığı $\bar{E}_r$ değerleri için deneysel ölçümlerin yapılması ile, nötron fiziğinin bu alandaki bilimsel veri tabanına katkı sağlanacaktır.

KAYNAKLAR

1. IAEA-TECDOC-1215, "Use of Research Reactors for Neutron Activation Analysis, Group meeting held in Vienna", 22-26 June 1998 IAEA **Technical Report, Vienna**, Published April, (2001).
2. Alfasi, Z.B., "Chemical analysis by nuclear methods", **John Wiley and Sons**, Guildford, Surrey (1994).
3. De Soete, D., Gijbels, R., Hoste, J., "Neutron Activation Analysis", **John Wiley and Sons**, London, (1972).
4. Lyon, W.S., , "Guide to Activation Analysis", **Princeton**, N.J., Van Nostrand, (1964).
5. Kruger, P., "Principles of Activation Analysis", **Wiley-Interscience**, New York (1971).
6. Beckurts, K.H., Wirtz, K., "Neutron Physics", **Springer-Verlag OHG**, Berlin, (1964).
7. De Corte, F., Moens, L., Sordo-El Hammami, K., Simonits, A., Hoste, J., "Modification and generalization of some methods to improve the accuracy of α determination in the $1/E^{1+\alpha}$ epithermal neutron spectrum", **Journal of Radioanalytical Chemistry** 52 (2): 305-316 (1979).
8. Ryves, T.B., "A new thermal neutron flux convention", **Metrologia** 5 (4): 119–124 (1969).
9. Moens, L., De Corte, F., Simonits, A., De Wispelaere, A. and Hoste, J., "The effective resonance energy E_r as a parameter for the correction of resonance integrals in the $1/E^{1+\alpha}$ epithermal neutron spectra; tabulation of E_r values for 96 isotopes", **J. Radioanal. Chem.**, 52 (2): 379-387 (1979).
10. **Budak, M.G.**, Yücel, H., Karadağ, M., Tan, M., "Experimental determination of effective resonance energies for the (n, γ) reactions of ^{71}Ga , ^{75}As , ^{164}Dy , ^{170}Er by the cadmium ratio method", **Annals of Nuclear Energy**, 35(8): 1433-1439 Aug (2008).
11. İnternet: Sonzogni, A. (Ed.), "NUDAT 2.4 program for nuclear data on the web", **NNDC, Brookhaven National Laboratory National Nuclear Data Center**, Based on ENSDF and the Nuclear Wallet Cards, Nuclear Wallet Cards database version of 12/5/2007. Available at: <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/> (2008).

12. Pomme', S. G., Simonits, A. P., De Corte, F. A. Robouch P. B. and Hardeman, Frank E. M. C., "Method for the Determination of Neutron Field Monitor Burnup Effects by Gamma-spectrometry" ***Analytical Communications***, 34: 133–135 (1997). Available at: <http://www.rsc.org/ej/AC/1997/A701092C.pdf> (2008).
13. Internet: M.B. Chadwick, P. Oblozinsky, M. Herman at al., "ENDF/B-VII.0: Next Generation Evaluated Nuclear Data Library for Nuclear Science and Technology", ***Nuclear Data Sheets***, 107: 2931-3060 (2006). Available at: <http://t2.lanl.gov/data/neutron7.html> (2008).
14. Internet: Kolotov, V. P., De Corte, F., "An electronic database with a compilation of k_0 and related data for NAA", ***Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry***, 257 (3): 501-508 (2003). Available at: <http://www.iupac.org/objID/Institution/2001-075-1-500>
15. Nargolwalla, S.S., Przybylowicz, E.P., "Activation Analysis with Neutron Generators", ***John Wiley and Sons***, New York (1973).
16. Knoll, G.F., "Radiation Detection and Measurement", ***John Wiley and Sons***, New York (1989).
17. Internet: National Nuclear Data Center, ***Brookhaven National Laboratory***, Upton, NY 11973-5000, Available at: www.nndc.bnl.gov , 21.12.2007.
18. Segre, E. , Morrison, P. , Feld, B.T. "Experimental Nuclear Physics, Vol. 2", ***John Wiley & Sons, Inc.***, New York (1953).
19. De Guarrini, F., Malaroda, R., "Two different technique measurements of the neutron spectrum of an Am-Be source", ***Nuclear Instruments and Methods***, 92: 277-284 (1971).
20. Lorch E.A., "Neutron spectra of $^{241}\text{Am/B}$, $^{241}\text{Am/Be}$, $^{241}\text{Am/F}$, $^{242}\text{Cm/Be}$, $^{238}\text{Pu}/^{13}\text{C}$ and ^{252}Cf isotopic neutron sources", ***International Journal of Applied Radiation and Isotopes***, 24: 585-591 (1973).
21. Lehman, R.L. "The origin of neutron groups in $\text{Be}(\alpha, n)$ sources", ***Nuclear Instruments and Methods***, 60: 253-260 (1968).
22. Marsh, J.W., Thomas, D.J., Burke, M., "High resolution measurements of neutron energy spectra from Am-Be and Am-B sources", ***Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*** 366: 340-348 (1995).
23. Mukherjee, B., "Development of a simple neutron irradiation facility with variable average energy using a light water moderated $^{241}\text{Am-Be}$ source", ***Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*** 363: 616-618 (1995).

24. Vega-Carrillo, H.R., Manzanares-Acuna, E., Becerra-Ferreiro, A.M., Carrillo-Nunez, A., "Neutron and gamma-ray spectra of ^{239}Pu -Be and ^{241}Am -Be", ***Applied Radiation and Isotopes*** 57: 167-170 (2002).
25. Vijaya, A.D., Kumar, A., "The neutron spectrum of Am-Be neutron sources", ***Nuclear Instruments and Methods*** III: 435-440 (1973).
26. "Reference neutron radiations- Part 1: Characteristics and methods of production", ***ISO 8529-1 International Standard***, (2001).
27. Sowerby B.D., Watt J.S., "Nuclear techniques for online analysis in the minerals and energy industries. In: Proceedings", ***Nineth Pasific Basin Nuclear Conference***, Sydney, Australia, p. 379 (1994).
28. Naqvi, A.A., Fazal-ur-Rehman, Al-Jarallah, M.I., Abujarad, F., Maslehuddin, M., "Performance tests of external moderators of a PGNAA setup", ***Applied Radiation and isotopes***, 58: 27-38 (2003).
29. Olivera, C., Salgado, J., Goncalves, I.F., Carvalho, F.G., Leitao, F., "Prompt gamma ray neutron activation analysis of cement raw material", ***J. Nucl. Geophys.*** 7: 431-443 (1993).
30. Olivera, C., Salgado, I.F., Carvalho, F.G., Optimization of PGNAA instrument design for cement raw materials using the MCNP code", ***J. Radioanal. Chem.*** 216: 191-198 (1997).
31. Saleh, H.H., Livingston, R.A., "Experimental evaluation of portable neutron based gamma spectroscopy system for chloride measurements in reinforced concrete", ***J. Radioanal. Nucl. Chem.*** 244 (2): 367-371 (2000).
32. Al-Jarallah, M.I., Naqvi, A.A., Fazal-ur-Rehman, Abu-harad, F., "Fast and thermal neutron intensity measuremens at the KFUPM PGNAA setup", ***Nucl. Instrum. Methods B*** 195: 435-441 (2002).
33. Collico Savio, D.L., Mariscotti, M.A.J., Ribeiro Guevara, S., "Elemental analysis of a concrete sample by capture gamma rays with a radioisotope neutron source", ***Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B*** 95: 379-388 (1995).
34. Khelifi, R., Idiri, Z., Omari, L., Seghir, M., "Prompt gamma neutron activation analysis of bulk concrete samples with an Am-Be neutron sources", ***Appl. Radiat. Isot.*** 51: 9 (1999).
35. Tickner, J., "Determination of the spatial response of neutron based analyser using a Monte Carlo based method" ***Appl. Radiat. Isot.***, 53: 507 (2000).

36. Lim, C.S., Tickner, J.R., Sowerby, B.D. Abernethy, D.A., McEwan, A.J., Rainey, S., Stewans, R., Manias, C., Retallack, D., "An on-belt elemental analyzer for the cement industry", *Appl. Radiat. Isot.*, 54: 11 (2001).
37. Parks, D.E., Nelkin, M.S., Beyster, J.R., Wikner, N.F., W.A. "Slow Neutron Scattering and Thermalization", *Benjamin Inc.*, New York (1970).
38. Boot, S.J., "Activation detectors for neutron flux and spectrum determination", *AERE, Harwell Report, 8654*, Oxfordshire, England (1977).
39. "Standard test method for detector calibration and analysis of radionuclides (Designation E-181-93)", *Annual Book of ASTM Standarts*, Vol. 12.02, USA (1993).
40. Moteff, J., Wright, S.B., Droulers, Y., Zijp, W.L., Dahl, R.E., Yoshikawa, H. H. and Keddar, A., "Neutron fluence measurements", *IAEA Technical Report Series*, No.107, Vienna (1970).
41. Williams, M.M.R., "The Slowing Down and Thermalization of Neutrons", *North Holland Publishing Company*, Amsterdam (1966).
42. De Corte, F., Moens, L., Simonits, A., Wispelaere, A., Hoste, J., "Instantaneous α Determination Without Cd-Cover In The $1/E^{1+\alpha}$ Epithermal Neutron Spectrum", *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 52: 295-304 (1979).
43. Drake, M.K., "A Compilation of Resonance Integrals", *Nucleonics*, August: 108-111 (1966).
44. Rahn, F., Camarda, H.S., Hacken, G., Havens, W.W., Liou, Jr. H.I., Rainwater, J., Slagowitz, M., Wynchank, S., "Values of the neutron resonance capture integral for some rare earth isotopes", *Nuclear Science and Engineering* 48: 219-221 (1972).
45. "Standard test method for determining thermal neutron reaction and fluence rates by radioactivation techniques", *Annual Book of ASTM Standarts* (Designation E-262-97), 14 (02): (1997)
46. "Standard practice for determining neutron fluence, fluence rate, and spectra by radioactivation techniques", *Annual Book of ASTM Standarts* (Designation E 261-98), 12 (02): (1998)
47. Nakamura, S., Wada, H., Shcherbakov, O., Furutaka, K., Harada, H., Katoh, T., "Measurement of the thermal neutron capture cross section and resonance integral of the $^{109}\text{Ag}(n,\gamma)^{110\text{m}}\text{Ag}$ reaction", *Journal of Nuclear Science and Technology* 40 (3): 119-124 (2003).

48. De Corte, F., Simonits, A., “Recommended nuclear data for use in the k_0 standardization of neutron activation analysis”, ***Atomic Data and Nuclear Data Tables*** 85 (1): 47-67 (2003).
49. İnternet: IAEA, “Database of prompt gamma rays from slow neutron capture for elemental analysis”, Available at: <http://www-nds.iaea.org/pgaa/tecdoc.pdf>, ***International Atomic Energy Agency***, Vienna, (2007)
50. Aghara, S., Charlton, W., “Characterization and quantification of an in-core neutron irradiation facility at a TRIGA II research reactor”, ***Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*** 248: 181-190 (2006).
51. Karadağ, M., “ ^{71}Ga , ^{74}As , ^{133}Cs , ^{139}La , ^{148}Nd , ^{164}Dy , ^{165}Ho ve ^{186}W İzotoplarının (n, γ) Tepkimeleri İçin Termal Nötron ve Rezonans İntegral Tesir Kesitlerinin ^{55}Mn Monitörü Kullanılarak Ölçülmesi”, Doktora Tezi, ***Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü***, Ankara, (2003).
52. Schumann, P., Albert, D., “Untersuchung epithermischer neutronenspektren mit dunnen resonanzsonden (Investigations of epithermal neutron spectra by means of thin resonance foils)”, ***Kernenergie*** 8: 88-92 (1965).
53. Sevast’yanov, V.D., Koshelev, A.S., Maslov, G.N., “Investigating the thermal and epithermal neutron spectra in the moderators of nuclear reactors”, ***Instruments and Experimental Techniques*** 47 (6): 731-743 (2004).
54. Montoya, R.E.H., Cohen, I.M., Hidalgo, P.M., Chamorro, B.T., Salas, P.B., “The corrections for non-ideal behavior of the epithermal neutron spectrum and the restitution of the simplicity in parametric activation analysis”, ***Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry***, 240 (2): 475-479 (1999).
55. Bode, P., Blaauw, M., Obrusnik, I., “Variation of neutron flux and related parameters in an irradiation container, in the use k_0 -based neutron activation analysis”, ***Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry***, 157(2): 301-312 (1992).
56. De Corte, F., Sordo-El Hammami, K., Moens, L., Simonits, A., De Wispelaere, A., Hoste, J., “The accuracy and precision of the experimental α -determination in the $1/E^{1+\alpha}$ epithermal reactor-neutron spectrum”, ***Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry***, 62 (1-2): 209-255 (1981).
57. Kucera, J., Frana, J., Horak, Z., Marek, M., Tomasek, F., Viereibl, L., “Calibration of the reactor neutron spectrum for the k_0 -NAA standarsization using several approaches”, ***Czechoslovak Journal of Physics***, 49: 295-301(1999).

58. Khoo, K.S., Sarmani, S.B., Abugassa, I.O., "Determination of thermal to epithermal neutron flux ratio (f), epithermal neutron flux shape factor (α), and comparator factor (F_c) in the Triga Mark II Reactor, Malaysia" ***Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry***, 271(2) 419-424 (2007).
59. Ahmed, Y.A., Umar, I.M., Ewa, I.O.B., Ajuji, A.S., Nyarko, B.J.B., Akaho, E.H.K., "An alternative approach to the determination of epithermal flux-shaping factor (α) for k_0 -NAA" Available at: http://www.ictp.it/pub_off, ***The Abdus Salam International Centre for Theoretical Physics***, April (2006).
60. Dung, H.M., Cho, S.Y., "A simple method for α determination", ***Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry***, 257(3): 573-575 (2003).
61. Rajput, M.U. Ahmad, M. Ahmad, W., "Thermal neutron cross section and resonance integral of the $^{159}\text{Tb}(n,\gamma)^{160}\text{Tb}$ reaction", ***Physical Review C, Nuclear Physics***, 68 (4): 044608 (2003).
62. Buczko, M., Dezso, Z., Csikai, J., "Determination of the bitumen content in asphalt concrete using a neutron reflection method", ***Journal of Radioanalytical Chemistry***, 25: 179-183 (1975).
63. Csikai, J., "Handbook of fast neutron generators. Vols. I-II", ***CRC Press***, Boca Raton, FL. (1987).
64. Yousif Ali, M., El-Megrab, A.M., Jonah, S.A., Daw May Su, Veradi, M., Csikai, J., "Investigations of neutron fields used in elemental analysis of bulk samples", ***Nuclear Geophysics***, 3: 203-217 (1995).
65. Egelstaff, P.A., Poole, M.J. "Experimental Neutron Thermalisation", ***Pergamon Press***, London, (1969)
66. Akaho, E.H.K., Jonah, S.A., Dagadu, C.P.K., Maakuu, B.T., Adu, P.S., Anim-Sampong, S., Kyere, A.W.K., "Geometrical effects on thermal neutron reflection of hydrogenous moderators using $^{241}\text{Am-Be}$ source", ***Applied Radiation and Isotopes*** 55: 175-179 (2001).
67. Naqvi, A.A., Fazal-ur-Rehman, Nagadi, M.M., Khateeb-ur-Rehman, "Sample to moderator volume ratio effects in neutron yield from a PGNA setup", ***Radiation Measurements***, 42: 241-244 (2007).
68. Ram, K.S., "Basic Nuclear Engineering", ***John Wiley & Sons***, New York, (1977).
69. Csikai, J., Doczi, R. "A comparison of the neutron thermalization and reflection methods used for bulk hydrogen analysis", ***Applied Radiation and Isotopes***, 65: 764-768 (2007).

70. Ayres, J.A., Trilling, C.A., "Heavy water and organic fluids as neutron moderator and reflector materials", ***Nuclear Engineering and Design*** 14: 363-389 (1971).
71. Akaho, E.H.K., Jonah, S.A., Dagadu, C.P.K., Maakuu, B.T., Anim-Sampong, S., Kyere, A.W.K., "Thermal neutron reflection method for measurement of total hydrogen contents in Ghanaian petroleum products", ***Applied Radiation and Isotopes***, 55: 617-622 (2001).
72. Profio, A.E., "Experimental Reactor Physics", ***John Wiley and Sons***, (1976).
73. Rosenberg, B.J., "A simple method for the determination of uranium and thorium by delayed neutron counting", ***Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry***, 62 (1-2): 145-149 (1981).
74. Soreq, H., Griffin, H.C., "Fast neutron activation analysis of silicon in aluminum alloys", ***Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry***, 79 (1): 135-140 (1983).
75. Ehmann, W.D., Brückner, J., McKown, M.D., "Epithermal neutron activation analysis using a boron carbide irradiation filter", ***Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry***, 57 (2): 491-502 (1980).
76. Chisela, F., Gawlik, D., Brätter, P., "Advantages of boron filters in instrumental epithermal neutron activation analysis of biological materials" ***Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry***, 112 (2): 293-308 (1987).
77. Stuart, D.C., Ryan, D.E., "Epithermal neutron activation analysis with a SLOWPOKE nuclear reactor", ***Canadian Journal of Chemistry***, 59 (10): 1470-1475 (1981).
78. Parry, S.J., "Evaluation of boron for the epithermal neutron activation analysis of short-lived radionuclides in geological and biological matrices" ***Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry***, 81 (1): 143-151 (1984).
79. Internet: ENDF/B-VI Database-Pointwise Library, Cross Section Evaluation Working Group, ***National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory***, Upton, NY. Available at: <http://atom.kaeri.re.kr/cgi-bin/endfplot.pl> (21.02.2008)
80. D'Mellow, B., Thomas, D.J., Joyce, M.J., Kolkowski, P., Roberts, N.J., Monk, S.D., "The replacement of cadmium as a thermal neutron filter", ***Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A***, 577: 690-695 (2007).
81. Internet: Neutron scattering lengths and cross sections database. ***National Institute of Standards and Technology***, Available At: <http://www.ncnr.nist.gov/resources/n-lengths/> (2008).

82. Trkov, A., "Nuclear reactions and physical models for neutron activation analysis: Reference database for neutron activation analysis, Co-ordinated Research Project", **International Atomic Energy Agency**, Vienna, Austria 7-9 May (2007).
83. Katoh, K., Nakamura, S., Furutaka, K., Harada, H., Fujiwara, K., Fujii, T., Yamana, H., "Measurement of thermal neutron capture cross section and resonance integral of the $^{237}\text{Np}(n,\gamma)^{238}\text{Np}$ reaction" **Journal of Nuclear Science and Technology**, 40 (8): 559-568 (2003).
84. Stoughton, R.W., Halperin, J. and Lietzke, M.P., "Effective cadmium cut-off energies", **Nuclear Science and Engineering**, 6: 441-447 (1959).
85. Goldstein H., Harvey J.A., Story J.S. and Westcott C.H., "Recommended definitions for resonance integral cross-section", **Rep. EANDC**, 12 (1961).
86. Stoughton, R.W. and Halperin, J., "Effective cut-off energies for boron, cadmium, gadolinium, and samarium filters", **Nuclear Science and Engineering**, 15: 314 (1963).
87. Corliss, W.R., "Neutron Activation Analysis", Oak Ridge, **Tenn. U. S. Atomic Energy Commission**, Division of Technical Information (1969).
88. Holden, N.E., "Temperature dependence of the Westcott g-factor for neutron reactions in activation analysis (Technical Report)", **Pure Applied Chemistry**, 71 (12): 2309-2315 (1999).
89. Hughes, D.J., "Neutron Cross Sections", **Pergamon Press**, New York, (1954).
90. Thomas, D. J., Kolkowski P., "Thermal fluence and dose equivalent standards at NPL", **NPL Report DQL RN008**, National Physical Laboratory, March (2005).
91. Axton, E.J., "Absolute measurement of the neutron flux density in the A.E.R.E reactor GLEEP", **Journal of Nuclear Energy Parts A/B** 17: 125-135 (1963)
92. Boot, S.J., "Calibration of reference thermal and epithermal neutron flux densities from the GLEEP reactor at AERE Harwell", **Nuclear Instruments and Methods**, 164: 513-519 (1979).
93. Thomas D.J., Souchak, N., "Determination of the ^3He number density for the proportional counter used in the NPL Bonner sphere system", **NPL Report RS(EXT)104**, NPL, Teddington, July (1988).
94. Westcott, C.H., Walker, W.H., Alexander, T.K., **2nd Intern. Conf. On Peaceful Uses of Atomic Energy**, IAEA, Geneva, 16: 70 (1958).

95. Akaho, E.H.K., Nyarko, B.J.B., “Characterization of neutron flux spectra in irradiation sites of MSNR reactor using the Westcott-formalism for neutron activation analysis method”, *Applied Radiation and Isotopes*, 57: 265-273 (2002).
96. Kim, J.I., Gryntakis, E.M., Born, H.J., “Evaluation of the $g(T_n)$ function and determination of cross sections for Eu isotopes”, *Radiochemica Acta*, 22: 20-26 (1975).
97. Sun, G.M., Byun, S.H., Choi, H.D., “Prompt k_0 -factors and relative gamma-emission intensities for the strong non- $1/v$ absorbers ^{113}Cd , ^{149}Sm , ^{151}Eu , and $^{155,157}\text{Gd}$ ”, *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 256 (3): 541-552 (2003).
98. Smith, A.G., et al., “Measurements of g-factors of excited states in Ba and Ce nuclei using γ rays from secondary fission fragments”, *Physics Letters B*, 453: 206–210 (1999).
99. De Corte, F., Bellemans, F., De Neve, P., Simonits, A., “The use of a modified Westcott-formalism in the k_0 standardization of NAA: the state of affairs”, *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry Articles*, 179 (1): 93 (1994).
100. Matsue, H., Yonezawa, C., “Neutron spectrum correction of k_0 -factors for k_0 -based neutron-induced prompt gamma-ray analysis”, *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 255(1): 125-129 (2003).
101. St-Pierre, J., Kennedy, G., “Corrections for neutron activation analysis with non- $1/v$ nuclides using reactor moderator temperature readings”, *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 271 (2): 283-287 (2007).
102. International Atomic Energy Agency, “Manual for reactor produced radioisotopes”, *IAEA-TECDOC-1340*, Vienna, Austria (2003).
103. Mughabghab, S.F., “Thermal Neutron Capture Cross Sections Resonance Integrals and g-Factors”. International Nuclear Data Committee. *International Atomic Energy Agency Nuclear Data Section*, Vienna. February (2003).
104. Internet: Chang, J., “Table of nuclides”, *Korea Atomic Energy Research Institute (KAERI)*, <http://atom.kaeri.re.kr/ton/> (19.02.2008)
105. Ryves, T.B. and Zieba, K.J., “The resonance integrals of ^{63}Cu , ^{65}Cu , ^{107}Ag , ^{159}Tb , ^{164}Dy and ^{165}Ho ”, *J. Phys. A:Math., Nucl. Gen.*, 7 (18): 2318-2332 (1974).
106. Gryntakis, E.M., Kim, J.I., “Absorption, activation and fission $g(T_n)$ -functions for non $1/v$ nuclides”, *Radiochimica Acta*, 22: 128-147 (1975).

107. Cullen, D.E., Hlavac, P.J., "ENDF/B Cross Sections, BNL-17100 (ENDF-200), Derived Parameters Section", **Brookhaven National Laboratory**, New York (1972).
108. Westcott, C.H., "Effective cross section values for well moderated thermal reactor spectra", **AECL Report**, no:1101, 3rd ed. Corrected, Chalk River, Ontario, Canada (1960).
109. Nakazawa, M., Sekiguchi, A., **Proceedings of the Second ASTM-Euratom Symposium on Reactor Dosimetry**, NUREG/CP-004, 3: 1423 (1977).
110. Hughes, D.J., "Pile Neutron Research", **Addison-Wesley Publishing Company Inc.**, USA (1953).
111. Postma, H., Blaauw, M., Bode, P., Mutti, P., Corvi, F., Siegler, P., "Neutron Resonance Capture Analysis of Materials", **Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry**, 248 (1): 115-120 (2001).
112. Beckurts, K.H., Lynn, J.E., "The Theory of Neutron Resonance Reactions", **Clarendon Press**, Oxford (1968).
113. Blaauw, M., Postma, H., Mutti, P., "Quantitative neutron capture resonance analysis verified with instrumental neutron analysis", **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A** 505: 508-511 (2003).
114. El Nimr, T., De Corte, F., Moens, L., Simonits, A., Hoste, J., "Epicadmium neutron activation analysis (ENAA) based on the k_0 -comparator method", **J. Radioanal. Chem.** 67 (2): 421-435 (1981).
115. Ryves, T.B., Paul, E.B., "The construction and calibration of a standard thermal neutron flux facility at the National Physical Laboratory", **J. Nucl. Energy**, 22: 759-775 (1968).
116. Simonits, A., De Corte, F., Hoste, J., "Zirconium as a multi-isotopic flux ratio monitor and a single comparator in reactor neutron activation analysis" **J. Radioanal. Chem.**, 31: 467-486 (1976).
117. Simonits, A., Moens, L., De Corte, F., De Wispelaere, A., Elek, A., Hoste, J., "k₀-measurements and related nuclear data compilation for (n,γ) reactor neutron activation analysis", **J. Radioanal. Chem.**, 60: 461-516 (1980).
118. De Corte, F., Simonits, A., De Wispelaere, A., Hoste, J., "Accuracy and applicability of the k_0 -standardization method", **J. Radioanal. Nucl. Chem.**, 113 (1): 145-161 (1987).

119. De Corte, F., "The k_0 standardization method: A move to the optimization of NAA", PhD-Thesis, **Rijksuniversiteit**, Gent, (1987).
120. De Wispelaere, A., De Corte, F., "Some irregularities observed in the analysis results of k_0 -NAA", **J. Radioanal. Nucl. Chem.**, 257: 471-473 (2003).
121. Freitas, M. C., Reis, M. A., Marques, A. P., Almeida, S. M., Farinha, M. M., De Oliveira, O., Ventura, M. G., Pacheco, A. M. G., Barros, L. I. C., "Monitoring of environmental contaminants: 10 years of application of k_0 -INAA", **Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry**, 257 (3) 621-625 (2003).
122. De Corte, F., "A survey of recent $k(0)$ -NAA developments and applications in Europe" **Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry**, 234 (1-2): 9-16 (1998).
123. Torres, B., Montoya, E., Mendoza, P., Bedregal, P., Ubillus, M., Olivera, P., "Determination of gold and silver in copper concentrates using k_0 based neutron activation analysis", **J. Radioanal. Nucl. Chem.**, 257: 597-601 (2003).
124. De Corte, F., Simonits, A., **Proc. 2nd. Int. ko Users Workshop**, Sept. 30- Oct. 3, J. Stefan Institute, Ljubljana, Slovenia, p. 2 (1996).
125. Abugassa, I., Sarmani, S.B., Samat, S.B., "Multielement analysis of human hair and kidney stones by instrumental neutron activation analysis with the k_0 -standardization method", **Applied Radiation and Isotopes**, 50 (6): 989-994 (1999).
126. Kolotov, V. P., De Corte, F., "Compilation of k_0 and related data for NAA in the form of electronic database (IUPAC Technical Report)", **Pure Applied Chemistry**, 76 (10): 1921-1925 (2004).
127. De Corte, F., " $k(0)$ -NAA past the turn of the century: problems, concepts, insights, prospects", **Czechoslovak Journal of Physics Part 1 Suppl. A**, 53: A161-A170 (2003).
128. Baechler, S., Kudejova, P., Jolie, J., Schenker, J. L., "The k_0 -method in cold-neutron prompt gamma-ray activation analysis", **Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry**, 256 (2): 239-245 (2003).
129. Moln  r, G.L., Revay, Zs., Paul, R.L., Lindstrom, R.M., "Prompt-gamma activation analysis using the k_0 approach", **Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry**, 234 (1-2): 21-26 (1998).
130. Herrera Peraza E. F., et al., "Development and implementation of the k_0 standardization and other parametric methods of INAA in Cuba, Part I", **Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry**, 240 (2): 437-443 (1999).

131. Szentmiklosi, L., Revay, Z., Belgia, T., "Measurement of partial gamma-ray production cross-sections and $k(0)$ factors for radionuclides with chopped-beam PGAA" *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A-Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment*, 564 (2): 655-661 (2006).
132. Acharya. R., Chatt, A., "Characterization of the Dalhousie University SLOWPOKE-2 reactor for $k(0)$ -NAA and application to medium-lived nuclides", *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 257 (3): 525-529 (2003).
133. Dung, H.M., Hien, P.D., "The application and development of $k(0)$ -standardization method of neutron activation analysis at Dalat research reactor", *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 257 (3) 643-647 (2003).
134. De Corte, F., "The standardization of standardless NAA", *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 248 (1): 13-20 (2001).
135. Kennedy, G., St-Pierre, J., Wang, K., et al., "Activation constants for Slowpoke and MNS reactors calculated from the neutron spectrum and k_0 and Q_0 values", *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 245 (1): 167-172 (2000).
136. Kennedy, G., St-Pierre, J., "Comparison of the relative and $k(0)$ methods for the standardization of NAA with stable low-flux reactors" *Biological Trace Element Research*, 71 (2): 443-451 (1999).
137. De Corte, F., Simonits, A., Lin, Xl, et al., "Use of k_0 -NAA in the life sciences" *Biological Trace Element Research*, 43 (5): 19-31 (1994).
138. De Corte, F., Simonits, A., Bellemans, F., et al., "Recent advances in the $k(0)$ -standardization of neutron-activation analysis - extensions, applications, prospects" *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry Articles*, 169 (1): 125-158 (1993).
139. Smodis, B., Jacimovic, R., Medin, G., et al., Instrumental neutron activation analysis of sediment reference materials using the $k(0)$ -standardization method" *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry Articles*, 169 (1): 177-185 (1993).
140. Lin, Xl., Vanrenterghem, D., De Corte, F., et al., "Correction for neutron-induced reaction interferences in the NAA k_0 -standardization method", *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry Articles*, 133 (1): 153-165 (1989).
141. El Nimr T., "Evaluation of k_0 and $k_{e,0}$ methods as new standardization techniques in reactor neutron-activation analysis", *Arabian Journal for Science and Engineering*, 14 (2): 191-196 (1989).

142. Freitas, Mc., Martinho, E., "Determination of trace elements in reference materials by the k_0 -standardization method (INAA)", *Talanta*, 36 (4): 527-531 (1989).
143. **Proceedings International k_0 Users Workshop**, Inst.for Nucl.Sciences, Gent, (1992).
144. **Proceedings of the Second International k_0 Users Workshop**, J. Stefan Institute, (1997).
145. **Proceedings of the Third International k_0 Users Workshop**, J. Radioanal. Nucl. Chem., 257 (3) (2003).
146. "Modern trends in activation analysis, Programme and Abstracts", **11th International conference**, University of Surrey, Guildford, UK, 21-25 june (2004).
147. " k_0 method session", *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*. 245 (1): 157-227 (2000).
148. Verheijke, M.L., "On the relation between the effective resonance energy and the infinite dilution resonance integral for (n, γ) reactions", *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 246 (1): 161-163 (2000).
149. De Corte, F., Moens, L., Jovanovic, S., Simonits, A., De Wispelaere, A., "Applicability of the $1/E^{1+\alpha}$ epithermal spectrum representation and the effective resonance energy $\bar{E}_r$ in NAA", *Journal of Radioanalytical and nuclear chemistry, Articles*, 102 (1): 37-57 (1986).
150. Elwyn, A., Grossman, N., Vaziri, K., Cupps, V., "Residual Radiation Studies at AP0" **FERMILAB-TM-2176**, Available at: <http://lss.fnal.gov/archive/test-tm/2000/fermilab-tm-2176.pdf> (20.02.08), June 6, (2002).
151. Elnimr, T., Ela-Assaly, F.M., "Determination of the attenuation of epicalcium neutrons using the method of varying Cd-thickness", *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry Articles*, 109 (1): 3-9 (1987).
152. Mueck, K., Bensch, F., "Cadmium correction factors of several thermal neutron foil detectors", *Journal of Nuclear Energy*, 27 (9): 677-688 (1973).
153. Quaglia, P., Lolich, J.V., "Cadmium correction factor for indium foils in H₂O and D₂O", *Atomkernenerg. Kerntech.*, 40 (2): 127 (1982).
154. Osa, E.K., Nyarko, B.J.B., Serfor-Armah, Y., Akaho, E.H.K., "An alternative method for the measurement of thermal neutron flux (modified cadmium ratio method)", *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 238 (1-2): 105-109 (1998)

155. El-Nimr, T., "Improved measurements of the correction factors for Cd shielding on neutron monitoring foils", *Journal of Physics D, Applied Physics*, 23 (10): 1278-1281 (1990).
156. Alfassi, Z.B. (Ed.), Activation Analysis, 2. Cilt, **CRC Press**. Boca Raton, (1990).
157. Kodeli, I., Trkov, A., "Validation of the IRDF-2002 dosimetry library", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 577: 664–681(2007).
158. Geiger, K.W., Van Der Zwan, L., "Slowing down spectrum and neutron temperature in a thermal neutron flux density standard", *Metrologia*, 2: 1-5 (1966).
159. Ricabarra, M.D., Turjanski, R., Ricabarra, G.H., "Anomalous ^{96}Zr resonance integral to thermal activation cross-section ratio and the neutron activation resonance integral of ^{94}Zr and ^{96}Zr " *Can. J. Physics*, 48: 2362-2370 (1970).
160. Connolly, J.W., Rose, A., Wall, T., "Integral reaction rates and neutron energy spectra in a well moderated reactor, Technical Report", Australia Atomic Energy Commission Research Establishment, Lucas Heights, New South Wales, **Rept. AAEC/TM-191**, (1963).
161. Martin, D.H., *Nucleonics*, 13 (3): 52 (1955).
162. Hargrove, C.K., Geiger, K.W., "A new thermal neutron flux density standard", *Canadian Journal of Physics*, 42 (8): 1593-1604 (1964).
163. Ryves, T.B., "Activation measurements of thermal neutron capture cross sections and resonance integrals", *Journal of Nuclear Energy*, 24 (1): 35-42 (1970).
164. Stanford, G.S., United States Atomic Energy Commission, **USAEC-Report, ANL-7010**, 203 (1965).
165. Ryves, T.B., "Further activation thermal neutron capture cross sections and resonance integrals", *J. Nucl. Energy*, 25: 129-131 (1971).
166. Powell, J.E., Walker, J.V., "A determination of the cadmium absorption of resonance neutrons in cadmium covered indium foils", *Nuclear Science and Engineering*, 20: 476-480 (1964).
167. Overwater, R.M.W., Bode, P. and De Goeij, J.M., "Gamma-ray spectroscopy of voluminous sources: corrections for source geometry and self-attenuation", *Nucl. Instr. Meth. A*, 324 (1-2): 209-218 (1993).

168. Bode, P., Overwater, R.M.W., De Goeij, J.J.M., "Large sample neutron activation analysis: status and prospects", **J. Radioanal. Nucl. Chem., Articles**, 216: 5–11 (1997).
169. Zeisler, R., Stone, S.F., "Environmental specimen banking, Applications of Isotopes and Radiation in Conservation of the Environment", **Proc. Int. Symp. Karlsruhe, IAEA, Vienna**, 331–350 (1992).
170. Steinnes, E., "Neutron activation analysis in the geosciences: lost territory, or new deal", **Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry**, 261 (3): 701–708 (2004).
171. Nyarko, B.J.B., et al., "Investigation of trace elements in ancient pottery from Jenini Brong Ahafo region Ghana by INAA and Compton suppression spectrometry", **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B** 263: 196–203 (2007).
172. Rossbach, M., Emons, H., Groemping, A., Ostapczuk, P., Schlodt, J.D., "Quality control strategies at the environmental specimen bank of the Federal Republic of Germany", **Proc. Symp. Hyderabad, India, 1996, IAEA, Vienna** 89–100 (1997).
173. International Atomic Energy Agency, "Applications of isotopes and radiation in conservation of the environment" **Proc. Symp. Karlsruhe, Germany, IAEA, Vienna** (1992).
174. International Atomic Energy Agency, "Harmonization of Health-Related Environmental Measurements Using Nuclear and Isotopic Techniques", **Proc. Symp. Hyderabad, India, 1996, IAEA, Vienna** (1997).
175. Zeisler, R., Guinn, V.P., (Eds), "Nuclear Analytical Methods in the Life Sciences, Biol. Trace El. Res., 26/27", **Humana Press**, Clifton, New Jersey (1990).
176. Kucera, J., Obrušnik, I., Sabbioni, E., (Eds), "Nuclear Analytical Methods in the Life Sciences, Biol. Trace El. Res., 43/45", **Humana Press**, Totowa, New Jersey (1994).
177. Chai, Z., (Ed.), "Nuclear Analytical Methods in the Life Sciences, Biol. Trace El. Res. 71", **Humana Press**, Totowa, New Jersey (1999).
178. Ehmann, W.D., Yates, S.W., "Nuclear and radiochemical analysis", **Anal. Chem.** 58: 49R–65R (1986).
179. Ehmann, W.D., Yates, S.W., "Nuclear and radiochemical analysis", **Anal. Chem.** 60: 42R–62R (1988).

180. Ehmann, W.D., Robertson, J.D., Yates, S.W., "Nuclear and radiochemical analysis", *Analytical Chemistry*, 62: 50R–70R (1990).
181. Ehmann, W.D., Robertson, J.D., Yates, S.W., "Nuclear and radiochemical analysis". *Analytical Chemistry*, 64 (12): 1R–22R (1992)
182. Ehmann, W.D., Robertson, J.D., Yates, S.W., "Nuclear and radiochemical analysis", *Analytical Chemistry*, 66: 229R–251R (1994).
183. "Application Reviews", *Analytical Chemistry*, 63 (12): 1R–324R (1991).
184. "Application Reviews", *Analytical Chemistry*, 65 (12): 1R–484R (1993).
185. "Application Reviews", *Analytical Chemistry*, 67 (12): 1R–583R (1995).
186. "Application Reviews", *Analytical Chemistry*, 69 (12): 121R–328R (1997).
187. Byrne, A. R., "Review of neutron activation analysis in the standardization and study of reference materials including its application to radionuclide reference materials", *Fresenius J. Anal. Chem.*, 345: 144–151 (1993).
188. Dybczynski, R., "NAA as viewed from the perspective of international atomic energy agency intercomparison tests" *J. Radioanal. Chem.* 60 (1): 45–51 (1980).
189. Becker, D. A., "Unique quality assurance aspects of INAA for reference material homogeneity and certification" *Fresenius J. Anal. Chem.* 345: 298–301 (1993).
190. Dybczynski, R., "The contribution of various analytical techniques to the certification of reference materials" *Fresenius J. Anal. Chem.* 352 (1–2): 120–124 (1995).
191. Greenberg, R. R., "The role of neutron activation analysis in the development and certification of NIST environmental standard reference materials, Harmonization of Health-Related Environmental Measurements Using Nuclear and Isotopic Techniques", *Proc. Symp. Hyderabad, India, 1996, IAEA*, Vienna 137–144 (1997).
192. *Fresenius J. Anal. Chem.* 345 (2–4): 79–350 (1993).
193. *Fresenius J. Anal. Chem.* 352, (1–2): 1–270 (1995).
194. *Fresenius J. Anal. Chem.* 360, (3–4) 275–504 (1998)

195. University of Missouri Research Reactor “Archaeometry Laboratory” web page, Available at: http://archaeometry.missouri.edu/naa_overview.html (02.01.2008).
196. North Carolina State University “Nuclear Reactor Program” web page, Available at: <http://www.ne.ncsu.edu/NRP/naa.html> (02.01.2008).
197. Del-Mar Ventures Company (portable neutron generators seller), Available at: <http://www.sciner.com/Neutron/naa.html> (02.01.2008).
198. The British Museum, Department of Conservation, Documentation and Science, Available at: http://www.britishmuseum.org/the_museum/departments/conservation,_doc_science.aspx (02.01.2008).
199. Washington State University, “Activation Analysis Facilities”, Available at: http://www.ustur.wsu.edu/Publications/Abstracts_files/Abstracts98/ustur-0121-98.pdf (02.01.2008).
200. University of Wisconsin, “Nuclear Reactor Laboratory”, Available at: <http://reactor.engr.wisc.edu/> (02.01.2008).
201. Filby, R.H., “Isotopic and nuclear analytical techniques in biological systems: A critical study – Part IX. Neutron activation analysis (Technical Report)”, **Pure Appl. Chem.**, 67 (11) 1929-1941 (1995).
202. Hoghdahl, D.T., “Neutron Absorption in Pile Neutron Activation Analysis”, **University of Michigan Phoneics Project, Report no: LMPP-226-1**, (1962).
203. Kenna, B.T., Van Domelen, B.H., “Neutron Activation: Relationship of Sample Mass to Self-Shielding Factor”, **International Journal of Applied Radiation and Isotopes**, 17: 47-50 (1966).
204. Internet: K. Shibata, T. Kawano, T. Nakagawa, O. Iwamoto, J. Katakura, T. Fukahori, S. Chiba, A. Hasegawa, T. Murata, H. Matsunobu, T. Ohsawa, Y. Nakajima, T. Yoshida, A. Zukeran, M. Kawai, M. Baba, M. Ishikawa, T. Asami, T. Watanabe, Y. Watanabe, M. Igashira, N. Yamamuro, H. Kitazawa, N. Yamano and H. Takano: "Japanese Evaluated Nuclear Data Library Version 3 Revision-3: JENDL-3.3," **Journal of Nuclear Science and Technology**, 39: 1125 (2002). Available at: <http://www.ndc.tokai-sc.jaea.go.jp/jendl/j33/j33.html>
205. Fleming, Ronald F., “Neutron self-shielding factors for simple geometries”, **International Journal of Applied Radiation and Isotopes**, 33: 1263-1268 (1982).
206. Gilat, J., Gurfinkel, Y., “Self-shielding in activation analysis”, **Nucleonics**, 21 (8): 143-144 (1963).

207. Abramowitz, M., Stegun, J.A., "Handbook of Mathematical Functions", **U.S. Government Printing Office**, Washington D.C. (1964).
208. Nisle, Robert G., "Neutron absorption alignment chart", **Nucleonics**, March: 86-87 (1960)
209. Budak, M.G., "İzotropik Nötron Alanında Işınlanan Sonlu Silindir Numune Geometrisi İçin Numune Miktarı İle Termal Nötron Öz Soğurma Faktörünün İlişkisi", Yüksek Lisans Tezi, **Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü**, (2002).
210. Case, K.M., De Hoffman, F., Placzek, G., "Introduction to the theory of neutron diffusion", **U.S. Government Printing Office**, (1953).
211. Budak, M.G., Karadağ, M., Yücel, H., "241Am-Be Nötron alanında ışınlanan In₂O₃ için termal nötron öz soğurulmasının Cd-farkı yöntemiyle belirlenmesi", **VIII. Ulusal Nükleer Bilimler ve Teknolojileri Kongresi**, Erciyes Üniversitesi, Kayseri, (2003). http://kutuphane.taek.gov.tr/internet_tarama/dosyalar/cd/4115/bildiri.html
212. Audi, G., Wapstra, A.H., "The 1995 update to the atomic mass evaluation", **Nuclear Physics A**, 595 (4): 409-480 (1995).
213. Gonçalves, I.F., Martinho, E., Salgado, J., "Monte Carlo calculation of epithermal neutron resonance self-shielding factors in wires of different materials", **Appl. Radiat. Isot.**, 55: 447-451 (2001).
214. Gonçalves, I.F., Martinho, E., Salgado, J., "Monte Carlo calculation of resonance self-shielding factors for epithermal neutron spectra", **Radiat. Phys. Chem.**, 61: 461-462 (2001).
215. Gonçalves, I.F., Martinho, E., Salgado, J., "Monte Carlo calculation of epithermal neutron resonance self-shielding factors in foils of different materials". **Applied Radiation and Isotopes**, 56: 945-951 (2002).
216. Reynolds, S.A., Mullins, W.T., "Neutron flux perturbation in activation analysis", **Int. J. Appl. Radiat. Isot.**, 14: 421-425 (1963).
217. Sudarshan, K., Tripathi, R., Nair, A.G.C., Acharya, R., Reddy, A.V.R., Goswami, A., "A simple method for correcting the neutron self-shielding effect of matrix and improving the analytical response in prompt gamma-ray neutron activation analysis", **Analytica Chimica Acta**, 549: 205-211 (2005).
218. Nasrabadi, M.N., Jalali, M., Mohammadi, A., "Calculation of thermal neutron self-shielding correction factors for aqueous bulk sample prompt gamma neutron activation analysis using the MCNP code", **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B**, 263: 473-476 (2007).

219. Degenaar, I. H., Blaauw, M., De Goeij, J. J. M., “Correction for neutron self-shielding in large sample prompt-gamma neutron activation analysis: Determination of macroscopic neutron cross sections”, ***Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry***, 257 (3): 467-470 (2003).
220. Chilian, C., St-Pierre, J., Kennedy, G., “Dependence of thermal and epithermal neutron self-shielding on sample size and irradiation site”, ***Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A***, 564: 629–635 (2006).
221. Salgado, J., Gonçalves, I.F., Martinho, E., “Epithermal neutron self-shielding factors in foils for collimated beams”, ***Applied Radiation and Isotopes***, 60: 677–681 (2004).
222. Gonçalves, I.F., Martinho, E., Salgado, J., “Extension to cylindrical samples of the universal curve of resonance neutron self-shielding factors”, ***Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B***, 213: 186–188 (2004).
223. Khamis, I., Al-Somel, N., Sarheel, A., “Neutron flux micro-distribution and self-shielding measurement in the Syrian Miniature Neutron Source Reactor”, ***Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry***, 260 (2): 413-416 (2004).
224. Blaauw, M., Belgia, T., “Neutron self-shielding correction for prompt gamma neutron activation analysis of large samples”, ***Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry***, 265 (2): 257-259 (2005).
225. Pytel, K., Jozefowicz, K., Pytel, B., Koziel, A., “Self-shielding effects in neutron spectra measurements for neutron capture therapy by means of activation foils”, ***Radiation Protection Dosimetry***, 110 (1-4): 823-826 (2004).
226. Mildner, D.F.R., “Self-shielding for thick slabs in a converging neutron beam”, ***Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A***, 432: 399-402 (1999).
227. Salgado, J., Martinho, E., Gonçalves, I. F., “The calculation of neutron self-shielding factors of a group of isolated resonances”, ***Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry***, 260 (2): 317-320 (2004).
228. Tzika, F., Stamatelatos, I.E., “Thermal neutron self-shielding correction factors for large sample instrumental neutron activation analysis using the MCNP code”, ***Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B***, 213: 177–181 (2004).
229. Martinho, E., Gonçalves, I.F., Salgado, J., “Universal curve of epithermal neutron resonance self-shielding factors in foils, wires and spheres”, ***Applied Radiation and Isotopes***, 58: 371–375 (2003).

230. Martinho, E., Salgado, J., Gonçalves, I. F., “Universal curve of the thermal neutron self-shielding factor in foils, wires, spheres and cylinders”, ***Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry***, 261(3): 637-643 (2004).
231. Shcherbakov, O., Harada, H., “Resonance self-shielding corrections for activation cross section measurements”, ***J. Nucl. Sci. Tech.***, 39 (5): 548-553 (2002).
232. Patterson, R.M., Christman, R.P., Henelly, E.J., “Resonance self-shielding for heavy actinides”, ***J. Nucl. Energy***, 24: 53-56 (1970).
233. Eastwood, T.A., Werner, R.D., “Resonance and thermal neutron self-shielding in cobalt foils and wires”, ***Nucl. Sci. Eng.***, 13: 385-390 (1962).
234. Lopes, M.D., Avila, J.M., “Multiple-scattering resonance self-shielding factors in foils”, ***Nucl. Instr. Meth. A***, 280: 304-309 (1989).
235. Mughabghab, S.F., “Atlas of Neutron Resonances, Resonance Parameters and Thermal Cross Sections $Z=1-100$ ”, 5th Edition, ***Elsevier BV.***, (2006).
236. Mughabghab, S. F., “Neutron Cross Sections, Vol. 1 Part B, $Z=61-100$ ”, NNDC, BNL, Uptown, New York, ***Academic Press Inc.***, (1984).
237. JEFF-3.1, “Evaluated Data Library (updated on May, 2005)”, ***OECD Nuclear Energy Agency***, (2005). Available at:
http://www.nea.fr/html/dbdata/JEFF/JEFF31/JEFF31N6649_0.ASC
238. Moon, J. H., Kim, S. H., Chung, Y. S., Kim, Y. J., “Application of the k_0 -NAA method at the HANARO research reactor”, ***Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry***, 271 (2): 289–295 (2007).
239. Diaz, O., Figueiredo, A. M. G., Nogueira, C. A., Lopez, N., Gonzalez, H., Manso, M. V., Saiki, M., Vasconcellos, M. B. A., “Epithermal neutron flux characterization of the IEA-R1 research reactor, Sao Paulo, Brazil”, ***Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry***, 266 (1): 153-157 (2005).
240. Abugassa, I. O., Khrbish, Y. S., Abugassa, S. O., Ben Faid, N., Bashir, A. T., Sarmani, S., “Installation of Kayzero-INAA standardization in the TNRC and its applications for trace elements determination in different materials”, ***Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry***, 271 (1): 27–30 (2007).
241. Mustra, C. O., Freitas, M. C., Almeida, S. M., “Neutron flux and associated k_0 parameters in the RPI after the last configuration change”, ***Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry***, 257 (3): 539-543 (2003).

242. Acharya, R.N., Nair, A.G.C., Reddy, A.V.R., Manohar, S.B., "Validation of a neutron activation analysis method using k_0 -standardization", ***Applied Radiation and Isotopes***, 57: 391–398 (2002).
243. Jacimovic, R., Maucec, M., Trkov, A., "Verification of Monte Carlo calculations of the neutron flux in typical irradiation channels of the TRIGA reactor, Ljubljana", ***Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry***, 257 (3): 513-517 (2003).
244. Jonah, S. A., Balogun, G. I., Umar, I. M., Mayaki, M. C., "Neutron spectrum parameters in irradiation channels of the Nigeria Research Reactor-1 (NIRR-1) for the k_0 -NAA standardization", ***Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry***, 266 (1): 83-88 (2005).
245. Moens, L., "De k_0 -comparatormethode als nieuwe standaardisatietechniek in reactor neutron enactiverings analyse", PhD Thesis, ***Gent University***, Belgium, (1981).
246. Maidana, N.L., Dias, M.S., Koskinas, M.F., "Measurement of the thermal neutron capture cross section and resonance integral of ^{241}Am ", ***Radiochimica Acta***, 89: 419-423 (2001).
247. Schumann, M., Kappeler, F., "Neutron capture on ^{179}Ta ", ***Physical Review C***, 60 (2): 5802-5808 (1999).
248. Ryves, T.B., Perkins, D.R., "Thermal neutrons capture cross-section measurement for ^{23}Na , ^{27}Al , ^{37}Cl and ^{51}V ", ***Journal of Nuclear Energy***, 24: 419-430 (1970).
249. Greenfield, M.A., "Measuring the ratio of thermal to resonance neutron densities using thick indium foils", ***Nuclear Science and Engineering***, 2: 246-252 (1957).
250. Judd, A.M., "Neutron flux measurements by resonance activation of foils", ***Nuclear Instruments and Methods***, 23: 29-35 (1963).
251. Yücel H., Karadag M., "Experimental determination of the α -shape factor in the $1/E^{1+\alpha}$ epithermal-isotopic neutron source-spectrum by dual monitor method", ***Annals of Nuclear Energy***, 31 (6): 681-695 (2004).
252. Yücel H., Budak M.G., Karadag M., "Measurement of thermal neutron cross section and resonance integral for $^{170}\text{Er}(n,\gamma)^{171}\text{Er}$ by using ^{55}Mn -monitor", ***Physical Review C***, 76 (3): 034610 (2007).

253. Karadag M., Yücel H., Tan M., Özmen A., “Measurement of thermal neutron cross-sections and resonance integrals for $^{71}\text{Ga}(n,\gamma)^{72}\text{Ga}$ and $^{75}\text{As}(n,\gamma)^{76}\text{As}$ by using ^{241}Am -Be neutron source”, ***Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A***, 501 (2-3): 524-535 (2003).
254. Yücel H., Karadag M., Çetiner M.A., Tan M., Özmen A., “Measurement of thermal neutron cross section and resonance integral for $^{139}\text{La}(n,\gamma)^{140}\text{La}$ reaction by activation method using cadmium ratios”, ***II. Eurasian Conference on Nuclear Science and Its Application***, Vol. 1, pp. 347-361, Almaty, Republic of Kazakhstan, September 16-19 (2002).
255. İnternet: ORTEC web site, Design and manufacture of advanced high purity germanium and silicon (HPGe and Si) radiation detectors for gamma rays and charged particles, spectroscopy systems, modular electronics, multi-channel analyzers (MCA) and software, Available at: <http://www.ortec-online.com/index.html> (2008).
256. İnternet: CANBERRA web site, Detectors, Nuclear Laboratory and Nuclear Measurement Systems, Available at: <http://www.canberra.com/default.asp>
257. Yücel, H., “ ^{137}Cs radyoizotopunun toprak ile etkileşme mekanizmalarının incelenmesi” doktora tezi, ***Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü***, (1992).
258. “DSA-2000, Digital spectrum analyzer”, ***Canberra Industries***, Research Parkway, Meriden, USA (2002).
259. Gilmore, G., Hemingway, J. D., “Practical Gamma Ray Spectroscopy”, ***John Wiley & Sons*** (1995).
260. Debertin, K., Helmer R. G. , “Gamma-And X-Ray Spectrometry With Semiconductor Detectors”, ***North-Holland Publishing Company***, (1989).
261. İnternet: Keyser, Ronald M., “The evaluation of true coincidence summing effect on CTBTO-type sample geometry”, Available at: <http://www.ortec-online.com/papers/ieee2003.pdf>. ***ORTEC Oak Ridge***, TN USA (2003).
262. “Canberra MCA series 95 User's Manual”, ***Canberra Industries***, Meriden, CT, USA (1986).
263. “Standard test method for detector calibration and analysis of radionuclides (Designation E-181-93)”, ***Annual Book of ASTM Standarts***, Vol. 12.02, USA (1993).
264. “Genie 2000, Spectroscopy Software 3.0, Customization Tools Manual”, ***Canberra Industries Inc.***, Meriden, USA (2004).

265. Bolivar, J.P., Garcia-Leon, M., Garcia-Tenorio, R., "On self-attenuation corrections in gamma-ray spectrometry", *Applied Radiation and Isotopes*, 48 (8): 1125-1126 (1997).
266. Boshkova, T., Minev, L., "Corrections for self-attenuation in gamma-ray spectrometry of bulk samples", *Applied Radiation and Isotopes*, 54 (5): 777-783 (2001).
267. Wolterbeek, H.T., Van Der Meer, A.J.G.M., "'Dip-sticks" calibration handles self-attenuation and coincidence effects in large-volume gamma-ray spectrometry", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 452 (1-2): 140-146 (2000).
268. Korun, M., "Measurement of the average path length of photons in samples by self-attenuation of X-rays", *Applied Radiation and Isotopes*, 50 (2): 381-388 (1999).
269. Tae Soon Park, Woo Ju Jeon, Pil Jae Oh, Won Mo Chung, "Analysis of photon self-attenuation effect for standard Marinelli beaker sources", *Korean Applied Physics*, 7 (3): 234-240 (1994).
270. Legarda, F., Idoeta, R., Herranz, M., "Gamma spectroscopy with collimated detector including self-attenuation and collimator edge penetration effects", *Applied Radiation and Isotopes*, 46 (6-7): 479-480 (1995).
271. Haase, G., Tait, D., Wiechen, A., "Application of a new Monte Carlo method for determination of summation and self-attenuation corrections in gamma spectrometry", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 336 (1-2): 206-214 (1993).
272. Haase, G., Tait, D., Wiechen, A., "Monte Carlo simulation of several gamma-emitting source and detector arrangements for determining corrections of self-attenuation and coincidence summation in gamma-spectrometry", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 329 (3): 483-492 (1993).
273. Makarious, A. S., El-Sayed Abdo, A., Bashter, I. I., Kansouh, W. A., "Radiation attenuation in light materials with spherical geometry (Technical Note)", *Annals of Nuclear Energy*, 23 (11): 947-954 (1996).
274. Korun, M., "Calculation of self attenuation factors in gamma-ray spectrometry for samples of arbitrary shape", *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 244 (3): 685-689 (2000).
275. Hubbell, J.H., "Photon mass attenuation and energy-absorption coefficient from 1 keV to 20 MeV", *International Journal of Applied Radiation and Isotopes*, 33: 1269-1290 (1982).

276. Amoo, D.D., Landsberger, S., "Gamma-ray self attenuation calculations in neutron activation analysis: a problem overlooked", ***Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry***, 248 (2): 327-332 (2001).
277. Galloway, R.B., "Correction for sample self-absorption in activity determination by gamma spectrometry", ***Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A***, 300: 367-373 (1991).
278. Miller, K.M., "Self-absorption corrections for gamma ray spectral measurements of ^{210}Pb in environmental samples", ***Nuclear Instruments and Methods A***, 258: 281-285 (1987).
279. Berger, M.J., Hubbell, J.H., Seltzer, S.M., Coursey, J.S., Zucker, D.S., "XCOM: Photon cross sections database (version 1.2)", ***National Institute of Standards and Technology***, Gaithersburg, MD, (1999). Available at: <http://physics.nist.gov/xcom>
280. Karadag M., Yücel H., Budak M.G., "Measurement of thermal neutron cross section and resonance integral for (n, γ) reaction in ^{152}Sm ", ***Annals of Nuclear Energy***, 34 (3): 188-193 (2007).
281. Karadag M., Yücel H., "Thermal neutron cross-section and resonance integral for $^{164}\text{Dy}(n,g)^{165}\text{Dy}$ reaction", ***Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A***, 550 (3): 626-636 (2005).
282. Yücel H., Karadag M., "Measurement of thermal neutron cross section and resonance integral for $^{165}\text{Ho}(n,g)^{166g}\text{Ho}$ reaction by the activation method", ***Annals of Nuclear Energy***, 32 (1): 1-11 (2005).
283. Karadag M., Yücel H., "Measurement of thermal neutron cross section and resonance integral for $^{186}\text{W}(n,g)^{187}\text{W}$ reaction by the activation method using a single monitor", ***Annals of Nuclear Energy***, 31 (11): 1285-1297 (2004).
284. De Corte, F., Simonits, A., " k_0 measurements and related nuclear data compilation for (n, γ) reactor neutron activation analysis III b: Tabulation", ***Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*** 133 (1): 43-130 (1989).
285. Heft, R.E. "A consistent set of nuclear parameter values for absolute instrumental neutron activation analysis", ***Conference on Computers in Activation Analysis and Gamma-ray Spectroscopy***, Mayaguez, Puerto Rico, p. 495 (1978).
286. Antonini, D., Moiola, P., Pedretti, E., "Measurements of neutron activation cross sections by generalized intermittent radiation", ***Nuclear Instruments and Methods in Physics Research***, 151: 567 (1978).

287. Van der Linden, R., De Corte, F., Van den Winkel, P., Hoste, J., "A compilation of infinite dilution resonance integrals I", ***Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry***, 11: 133 (1972).
288. Pauw, H., "Energy Spectra of Radioactive Neutron Sources" Thesis, ***University of Amsterdam***, (1970).
289. Orvini, E., Gaggero, G., Lesca, L., Bresesti, A.M., Bresesti, M., "Determination of the neutron capture resonance integrals of the ^{55}Mn , ^{115}In , ^{121}Sb , ^{123}Sb and ^{139}La ", ***Journal of Inorganic and Nuclear Chemistry***, 30: 1353-1360 (1968).
290. Beckurts, K.H., Brose, M., Knoche, M., Kruger, G., Ponitz, W., Schmidt, H., "Thermal activation cross sections and resonance integrals of ^{115}In ", ***Nuclear Science and Engineering***, 17: 329 (1963).
291. Jozefowicz, E.T., "Thermal neutron activation cross sections of some nuclides used in activation measurements (Technical Report)", ***Polish Academy of Sciences***, Inst. of Nuclear Research Warsaw (1963).
292. Baumann, N.P., "Resonance integral and self-shielding factors for detector foils", ***Report of Savannah River***, Defense Programs, 817 (1963).
293. Brown, Jr. H.L., Connolly, T.J., Foell, W.K., "Effective resonance integrals and interference between resonance of Indium-115, Gold and Rhenium-185", ***Transactions of the American Nuclear Society***, 5: 375 (1962).
294. Sehgal, M.L., "Measurement of thermal neutron activation cross-section", ***Indian Journal of Physics***, 31: 630 (1957).
295. Macklin, R.L., Pomerance, H.S., ***Proc. Conf. Peaceful Uses of Atomic Energy***. Geneva, 5: 96 (1956).
296. Seren, L., Friedlander, H.N., Turkel, S.H., "Thermal neutron activation cross sections", ***Physical Review***, 72: 888 (1947).
297. Lamb, W.E., "Capture of neutrons by atoms in a crystal", ***Physical Review***, 55: 190-197 (1939).
298. De Corte, F., "The updated NAA nuclear data library derived from the Y2K k_0 -database", ***Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry***, 257 (3): 493-499 (2003).
299. Walker, W.H., ***Report AECL-3037 Part I***, Chalk River Nuclear Laboratory, (1972).
300. Klopp, D.A., Zagotta, W.F., "Effective resonance integral of indium foils", ***Transactions of the American Nuclear Society***, 5: 337 (1962).

301. Myasischeva, G.G., Anikina, M.P., Gold, L.L., Ershler, B.V., Transl. in **Soviet Atomic Energy**, 5: 230 (1957).
302. Kafala, S. I., Macmahon, T. D., Borzakov, S. B., "Neutron activation for precise nuclear data", **Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry**, 215 (2): 193-204 (1997).
303. Simonits, A., De Corte, F., Elnimr, T., Moens, L., Hoste, J., "Comparative study of measured and critically evaluated resonance integral to thermal cross-section ratios II", **Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry**, 81 (2): 397-415 (1984).
304. Schenter, R.E., "Private Communications to NEA Data Bank, Calculations from ENDF/B-IV Library" **Hanford Eng. Development Laboratory**, Richland, Wash, USA (1975).
305. Van Der Linden, R., De Corte, F., Hoste, J., "A compilation of infinite dilution resonance integrals II." **Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry**, 20: 695-706 (1974).
306. Pope, A.L., Atomic Energy Establishment Report, **AEW-M-1266**, (1974).
307. Sakata, H.H., Nagayama, S., **Jap. Atomic Energy Research Institute**, Tokai, (1973).
308. Lautenbach, G., "Calculated neutron absorption cross sections of 75 fission products", **Rep. Rcn-191**, (1973).
309. Steinnes, E., "Resonance activation integrals of some nuclides of interest in neutron activation analysis", **J. Inorg. Nucl. Chem.**, 34: 2699-2703 (1972).
310. Clayton, E., Australian AEC, **Rep. AAEC/TM610**, Australia Atomic Energy Commission Research Establishment, Lucas Heights, New South Wales, (1972).
311. Rahn, F.J., Ho, C., "Resonance parameters and resonance capture integral of $^{151,153}\text{Eu}$ and $^{152,154}\text{Sm}$ ", **Transactions of the American Nuclear Society**, 12: 749 (1969).
312. Hayodom, V., Boonkong. W., Mahapanyawong. S., Chaimonkon, C., **THAI-AEC 23 Progress Report**, Bangkok, Thailand, (1969).
313. Walker, W.H., "Fission Product Data for Thermal Reactors" **Rep. AECL-3037**, Chalk River Nuclear Laboratories, Chalk River, Ontario, (Part II April 1972) (1969).

314. Dobrozemsky, R., Edlmair, A., Pichlmayer, F., Viehbock, F., "Pile neutron capture cross sections for rare earth isotopes", **EANDC(OR)-68**, European-American Nuclear Data Committee (1968).
315. Office of Atomic Energy of Peace (OAEP), "Certain Accounts on the Utilization of the Thai Research Reactor", **Conf. Rep. THAI-AEC-10**, Bangkok (1967).
316. Palmucci, M.A., Comitato Nazionale Energia Nucleare, RT/FI (67) 4, Roma (1967).
317. Garrison, J.D., Roos, B.W., "Fission-product capture cross sections, a compilation of yields for U233T, U235T, and PU239T", **Nuclear Science and Engineering**, 12: 115-134 (1962).
318. Cabell, M.J., "Neutron capture cross-section data for Sm-152", **J. Inorg. Nucl. Chem.**, 24: 749 (1962).
319. Bernabei, Br.A., Borst, L.B., Sailor, V.L., "Neutron resonance in samarium", **Nuclear Science and Engineering**, 12: 63 (1962).
320. Walker, W.H., Green, R.E., "The ratio of the resonance integral to the thermal neutron cross section for Sm¹⁵²", **Can. J. Phys.**, 39: 1184 (1961).
321. Tattersall, R.B., Rose, H., Pattenden, S.K., Jowitt, D., "Pile oscillator measurements of resonance absorption integrals", **J. Nucl. Energy, Part A: Reactor Sci.**, 12: 32 (1960).
322. Fehr, E., Hansen, E., "Fission-product cross-section measurements", **Report of KAPL-2000-12**, I, 33 (1960).
323. Rose, H., Cooper, W.A., Tattersall, R.B., **2nd Proc. Conf. Peaceful Uses of Atomic Energy**, IAEA, Geneva, 1: 16 (1958).
324. Pattenden, N.J., "Some neutron cross-sections of importance to reactors Tc⁹⁹, Nd¹⁴³, Nd¹⁴⁵, Sm¹⁴⁹, Eu¹⁵¹, Eu¹⁵³, Gd¹⁵⁵, Gd¹⁵⁷, Pu²⁴⁰", **Proc. 2nd Int. Conf. Peaceful Uses of Atomic Energy**, Geneva, 16: 44 (1958).
325. Walker, W.H., "The relative abundances and pile neutron capture cross sections of the isotopes of samarium, gadolinium, dysprosium and ytterbium (Thesis)". **McMaster University**, Hamilton, Ontario (1956).
326. Harris, S.P., Muehlhause, C.O., Thomas, G.E., "Low energy neutron resonance scattering and absorption", **Physical Review** 79: 11 (1950).

327. BROND 2.2 Nuclear Data Center, "Incident Neutron Data", Library of Evaluated Neutron Data Files, Institute of Physics and Power Engineering, Russian Federation.
328. Munter, A. (Ed.), National Institute of Standards and Technology (NIST). Special Feature section of neutron scattering lengths and cross sections of the elements and their isotopes in *Neutron News*, 3 (3): 29-37 (1992).
329. IAEA, "Handbook on Nuclear Activation Data". *IAEA Technical Report Series No. 273*, Vienna (1987).
330. Federova, A.F., Pisanko, J.I., Novosylov, G.M., *Report KIYAI-76-6*, Institute Jadernykh Issledovanj, Kiev, (1976).
331. BNL/NNDC, *Private Communication to NEA/Databank*, USA (1971).
332. Chrien, R.E., "Resonance Parameters for the 8-eV Level of Sm^{152} ", *Can. J. Phys.*, 39: 1193 (1961).
333. Nephew, E.A., "Reactors-Power TID-4500 (15th Ed.)" *Rep. ORNL-2869*, (1960).
334. Mangal, S.K., Gill, P.S., "Thermal Neutron Activation Cross-Sections for Isomer Production (II)", *Nuclear Physics*, 41: 372 (1963).
335. Lyon, W.S., "Reactor neutron activation cross sections for a number of elements", *Nuclear Science and Engineering*, 8: 378-380 (1960).
336. Butement, F.D.S., "Radioactive gadolinium and terbium isotopes", *Physical Review*, 75: 1276 (1949).
337. Holden, N.E., Neutron Scattering and Absorption Properties (Revised 1996). In: Lide, D.R. (Ed.), CRC Handbook of Chemistry and Physics, 79 th. ed. *CRC Press*, New York (1999).
338. IAEA "Handbook On Nuclear Activation Cross-Sections" *Technical reports Series No.156*, International Atomic Energy Agency, Vienna, (1974).
339. G.Lautenbach, "Calculated neutron absorption cross sections of 75 fission products", *Report RCN-191*, (1973).
340. Clayton, E., *Rep. AAEC/TM619*, Australia Atomic Energy Commission Research Establishment, Lucas Heights, New South Wales (1972).

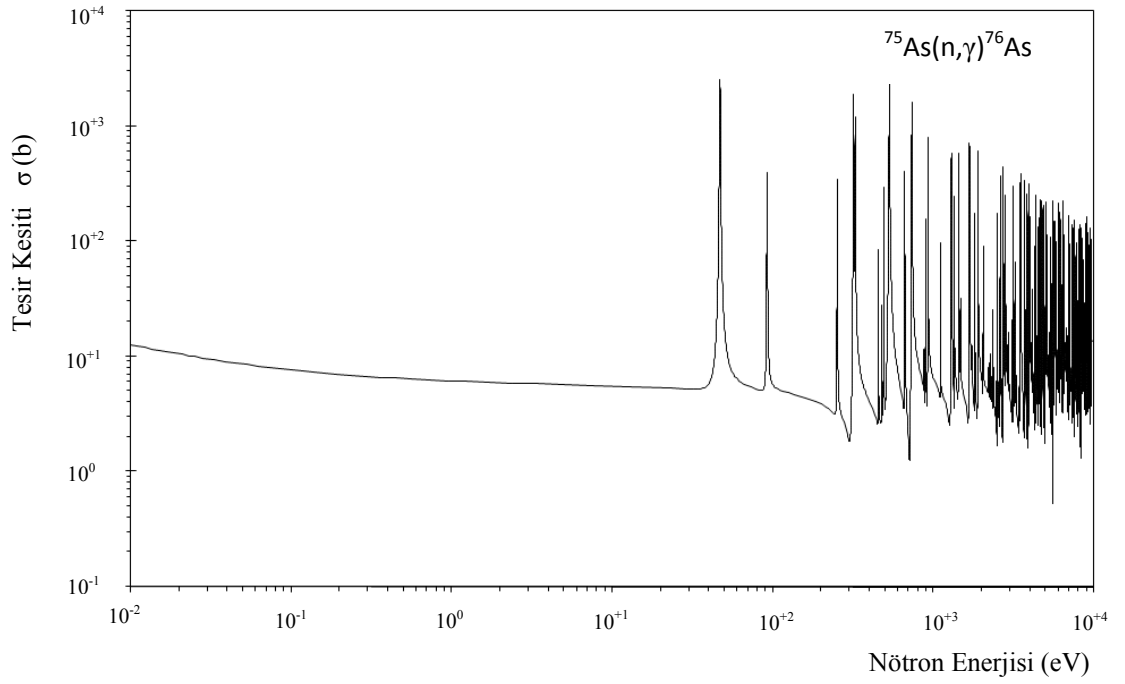
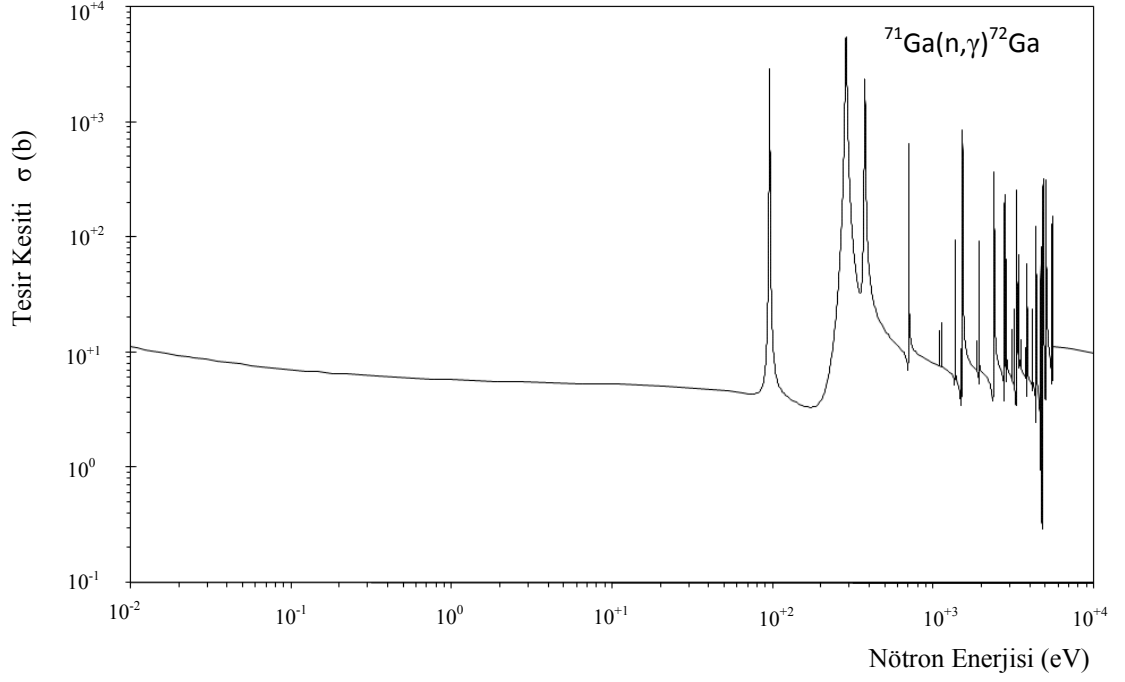
341. Cho, H.J., Kobayashi, K., Yamamoto, S., Seo, K.W., Hwang, H.Y., Nha, S.K., Ko, S.K., "Measurement of thermal neutron cross-section and resonance integrals for $^{164}\text{Dy}(n,\gamma)^{165}\text{Dy}$ and $^{180}\text{Hf}(n,\gamma)^{181}\text{Hf}$ reactions", *Nucl. Instr. Meth. A*, 462: 442-450 (2001).
342. "Reference neutron activation library (RNAL), Nuclear data section IAEA NDS-CD-08(Cd-Rom)", *International Atomic Energy Agency*, Vienna (2000).
343. Kopecky, J., Ch. Sublet, J., Simpson, J.A., Forrest, R.A., Nierop, D., "Atlas of neutron capture cross sections (NGATLAS-Cd Rom), Report: INDC (NDS)-362", *International Atomic Energy Agency*, Vienna (1997).
344. Griffin, P.J., Kelly, J.G., Luera, T.F., Van Denburg, J., "Recommended dosimetry cross section compedium", *Rep.-SAND92-0094*, Sandia National Laboratories, Albuquerque (1993).
345. Gryntakis, E., Cullen, D.E., Mundy, G., *IAEA Technical Report Series 273*, International Atomic Energy Agency, Vienna, (1987).
346. Lucas, M., Hagemann, R., Naudet, R., Renson, C. and Chevalier, C., "Determination by irradiation in the triton reactor of neutron capture cross sections for isotopes involved in the Oklo Phenomenon (in French with Abstract in English)", *Meeting on Natural Fission Reactors*, Paris 1: 431 (1977).
347. Erdtmann, G., "Neutron Activation Tables", *Verlag Chemie*, Weinheim (1976).
348. Steinnes, E., "Resonance activation integrals of some lanthanide nuclides", *J. Inorg. Nucl. Chem.*, 37: 1591-1592 (1975).
349. Alstad, J., Pappas, A.C., Syversen, T., "Thermal neutron capture cross section and resonance capture integral of the lanthanide nuclei III. ^{156}Dy , ^{158}Dy , ^{164}Dy and ^{165}Dy ", *Norwegian Report to The INDC*, 1: 2 (1972).
350. Fawcett, L.R., Furr, A.K., Lindsay, J.C., "Neutron capture cross sections in the keV region for ^{154}Sm , ^{160}Gd , ^{164}Dy , and ^{165}Ho ", *Nucl. Sci. Eng.*, 49 (3): 317-329 (1972).
351. Vertebnyj, V.P., Vlasov, M.F., Gnidak, N.L., Kolotyy, V.V., Kirilyuk, A.L., Pavlenko, E.A., Pasechnik, M.V., Razbudey, V.F., Fedorova, A.F., "Neutron cross-sections of isotopes used as absorbers in atomic reactors", *Nuclear Data for Reactors Conference*, Helsinki (1970).
352. Goldman, D.T., Aline, P., Sher, R., Stehn, J.R., *Inter. Rep., FFX-105*, AB, Atomenergi, Studsvik, Sweden (1968).
353. Holden, N.E., Walker, F.W., "Chart of the nuclides", *General Electric Co.*, Schenectady, New York (1968).

354. Scoville, J.J., Fast, E., Rogers, J.W., *Transactions of the American Nuclear Society*, 10: 259 (1967).
355. Esch, L.J., Feiner, F., *Transactions of the American Nuclear Society*, 7: 78 (1964).
356. Sehgal, M., Hans, H., Gill, P., “Thermal neutron cross sections for producing some isomers”, *Nucl. Phys.*, 12: 261 (1959).
357. Johnsrud, A.E., Silbert, M.G., Barschall, H.H., “Energy dependence of fast-neutron activation cross sections”, *Phys. Rev.*, 116 (4): 927-936 (1959).
358. House, L., Frost, R., “Neutron cross sections of five isotopes of dysprosium”, *Bulletin of the American Physical Society*, 3: 337 (R6) (1958).
359. Goldhaber, M., Muehlhause, C.O., “The 1.3-min isomer of Dy”, *Argonne National Laboratory (ANL) Report Series*, 4010, 55 (1947).
360. Mughabghab, S.F., Garber, D.I., “Neutron Cross Sections”, *BNL-325*, 3rd Ed. Vol. 1 (1973).
361. Knopf, K., Waschowski, W., *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 357: 297 (1997).
362. Glomset, O., Pappas, A.C., *Rep. INDC (NOR)-1/G* (1972).
363. Vertebnyj, V.P., Vlasov, M. F., Kolotyj, V. V., Kiriljuk, A. L., Pasechnik, M. V., Pisanko, T. I., Gnidak, N. L., Kal'chenko, A. I., *Reactor Vvr-M Of Inst. Fiziki A. N. Ukrainskoi Ccp*, Kiev (1968).
364. Gillette, J. H., “Thermal Cross Section and Resonance Integral Studies”, *ORNL-4155*, 15 (1967).
365. Barnes, R. F., “The Neutron Capture Cross Section of Erbium Isotopes”, *Argonne National Laboratory Report ANL*, 5287 (1954).
366. Nguyen, V. D., Pham, D. K., Kim, T. T., Le, T. S., Lee, Y. S., Kim, G., Oh, Y., Lee, H., Cho, M., Ko, I. S., Namkung, W., “Measurement of thermal neutron cross-sections and resonance integrals for $^{179}\text{Hf}(n,\gamma)^{180\text{m}}\text{Hf}$ and $^{180}\text{Hf}(n,\gamma)^{181}\text{Hf}$ reactions at the Pohang neutron facility”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 266: 21–29 (2008).
367. W. Mannhart, “Thermal neutron activation cross sections with high accuracy”, *Z. Phys. A*, 272 (3): 273-277 (1975).
368. Scharff-Goldhaber, G., Mc Keown, M., *Physical Review*, 158: 1105 (1967).

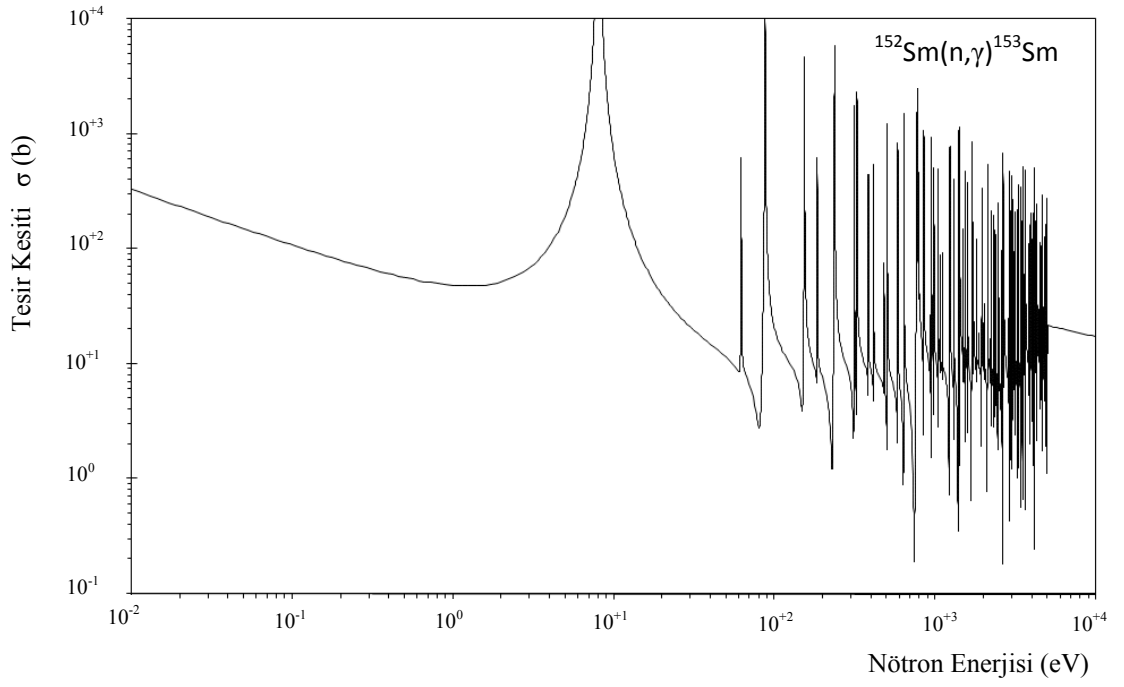
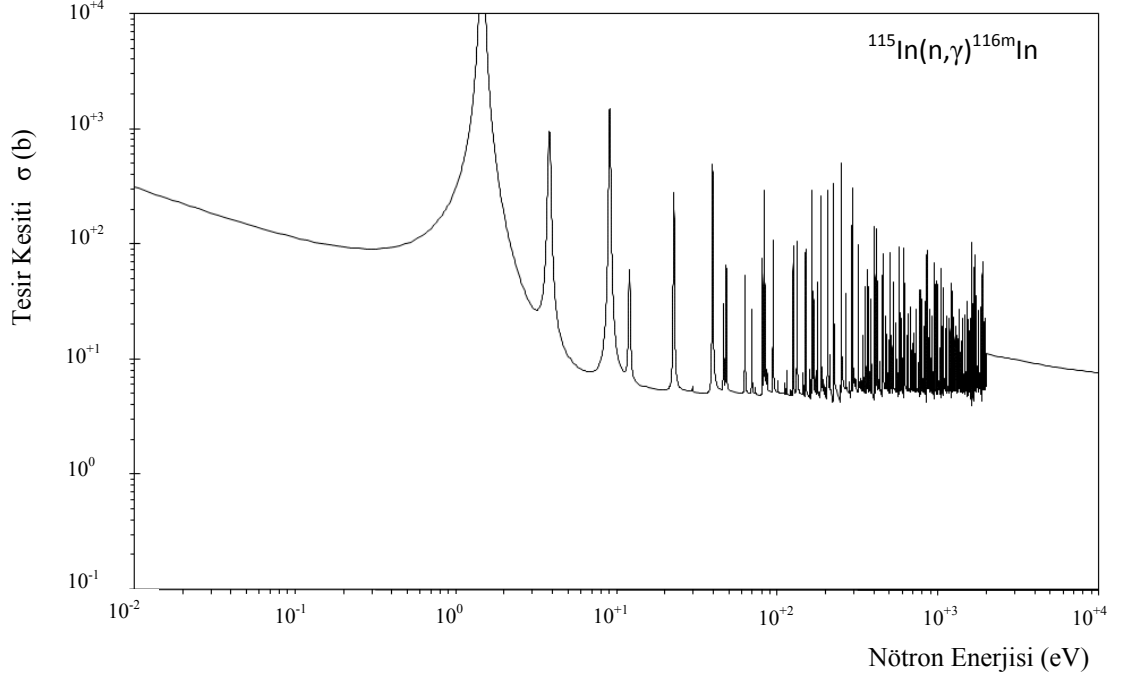
369. Benjelloun, M., Paulus, J.M., “ α determination in the $E^{-(1+\alpha)}$ epithermal neutron spectrum of the CRN Reactor (Strasbourg)”, ***Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry***, 109 (2): 393-401 (1987).
370. Cohen, I.M., et al., ***Proc. 2nd Int. k_0 users workshop***, (Sept. 30-Oct. 3, 1996), J. Stefan Institute, Ljubljana, Slovenia, P. 94. (1997).
371. De Corte, F., Moens, L., Simonits, A., Sordo-El Hammami, K., De Wispelaere, A., Hoste, J., “The effect of epithermal neutron flux distribution on the accuracy of absolute and comparator standardization methods in (n, γ) activation analysis”, ***Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry***, 72: 275-286 (1982).
372. Jovanovic, S., De Corte, F., Simonits, A., Moens, L., Vukotic, P., Hoste, J., “The effective resonance energy as a parameter in (n, γ) activation analysis with reactor neutrons”, ***Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, Articles***, 113 (1): 177-185 (1987).
373. Smodis, B., Trkov, A., Jacimovic, R., “Effects of the neutron spectrum on the neutron activation analysis constants for ^{94}Zr and ^{96}Zr ”, ***Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry***, 257 (3): 481-487 (2003).
374. Jovanovic, S., De Corte, F., Simonits, A., Hoste, J., “The E_r comparator technique for the experimental determination of effective resonance energies”, ***Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, Articles***, 92 (2): 399-406 (1985).
375. De Wispelaere, A., De Corte, F., “Recalibration of the irradiation facilities in the Thetis reactor, with an examination of the α versus E behavior in the keV neutron energy range”, ***Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry***, 257 (3): 519-523 (2003).
376. Yücel, H., Karadeniz, H., Çetiner, M.A., et al., “Measurement of absolute intensity of 1001 keV gamma-ray of $^{234\text{m}}\text{Pa}$ ”, ***Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry***, 258 (2): 445-447 (2003).
377. National Nuclear Data Center (NNDC), Brookhaven National Laboratory, Available at: <http://www.nndc.bnl.gov/> (2008).

EKLER

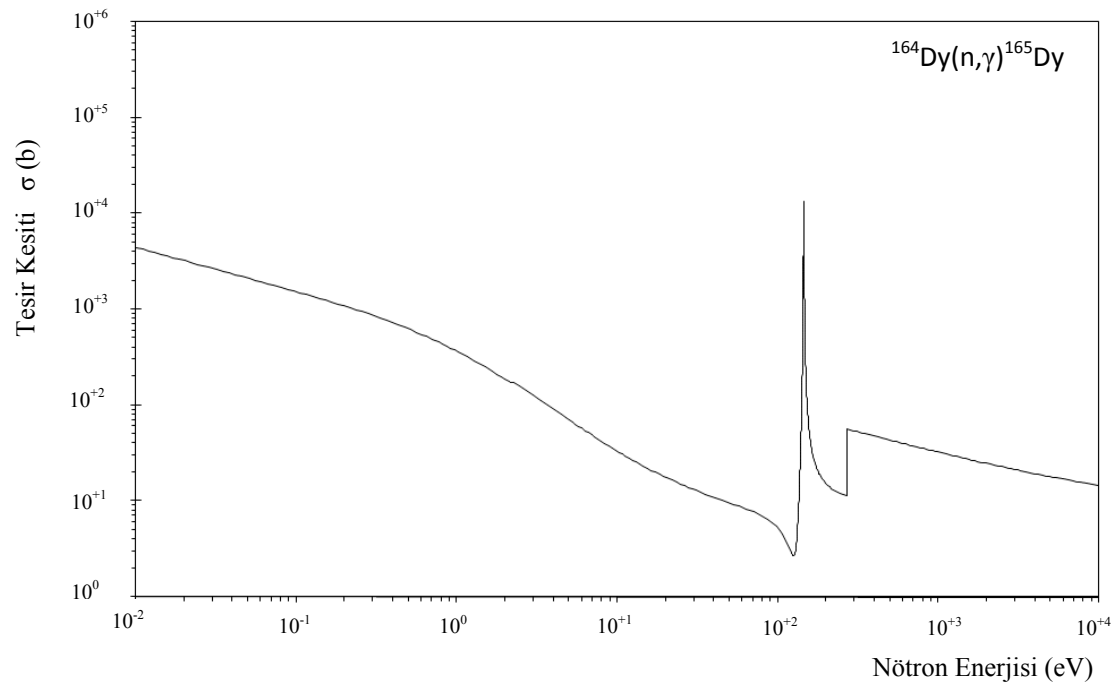
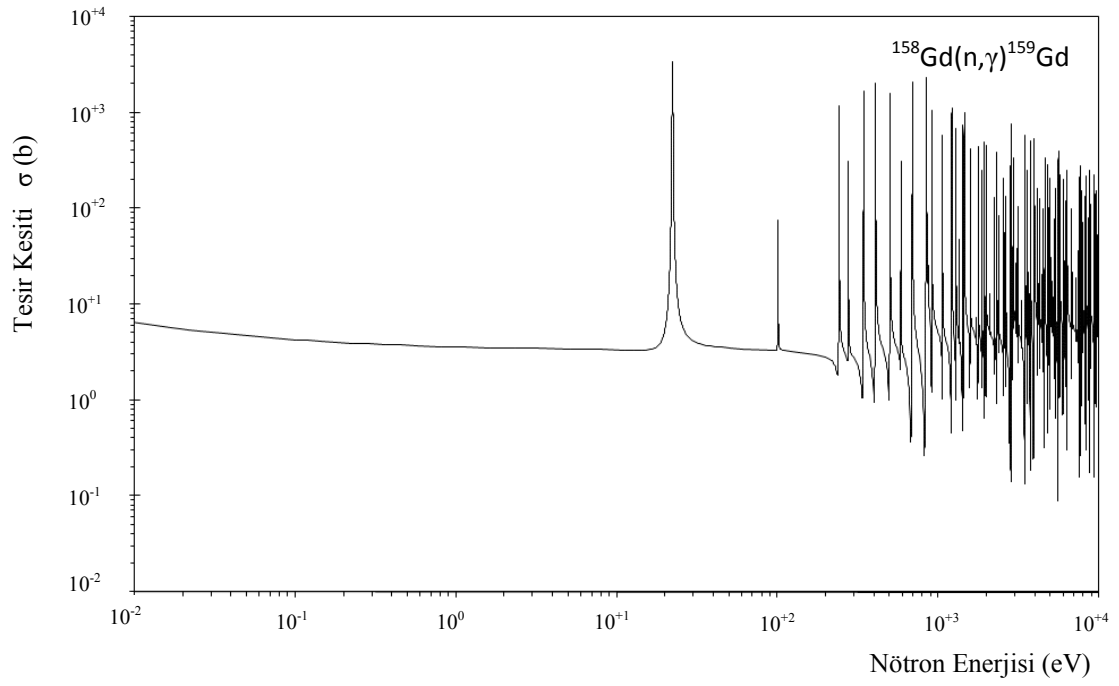
EK-1. Bu çalışmada incelenen izotopların (n, γ) reaksiyonları için nötron enerjisine göre tesir kesiti grafikleri



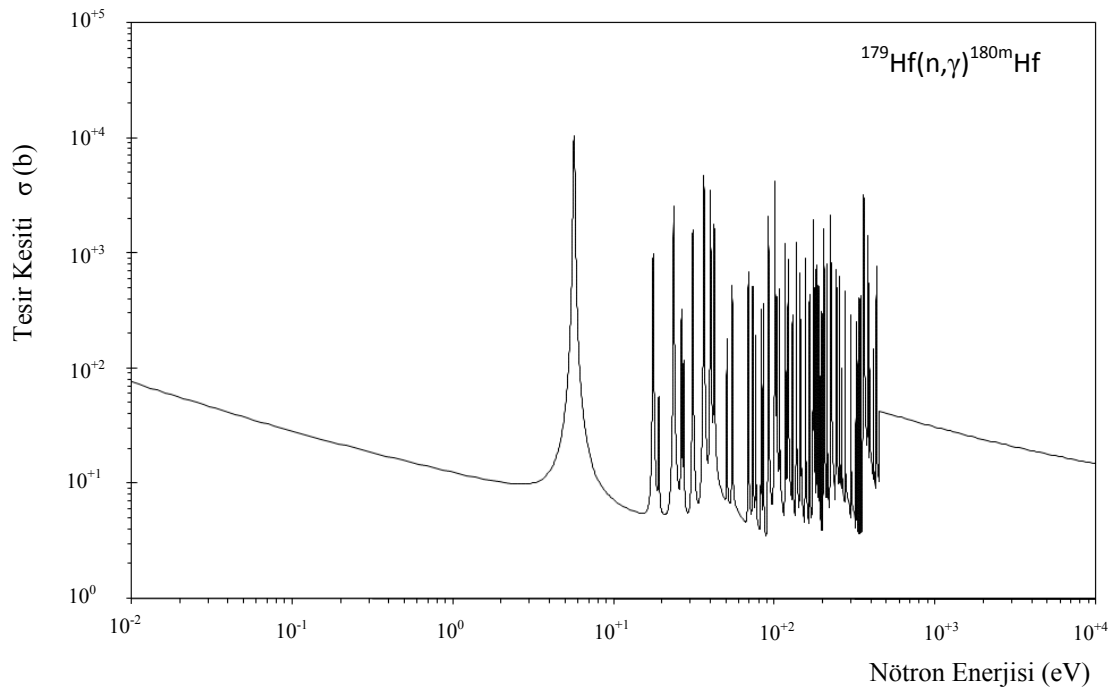
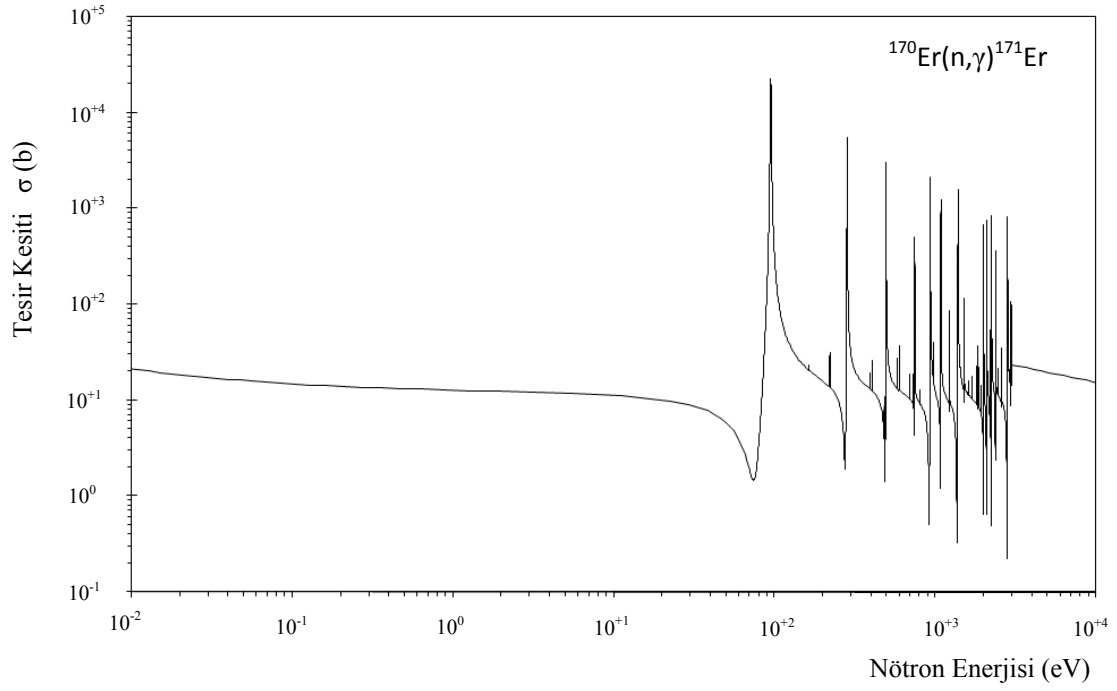
EK-1. (Devam) Bu çalışmada incelenen izotopların (n, γ) reaksiyonları için nötron enerjisine göre tesir kesiti grafikleri



EK-1. (Devam) Bu çalışmada incelenen izotopların (n, γ) reaksiyonları için nötron enerjisine göre tesir kesiti grafikleri



EK-1. (Devam) Bu çalışmada incelenen izotopların (n, γ) reaksiyonları için nötron enerjisine göre tesir kesiti grafikleri



EK-2. Bu çalışmada incelenen izotopların baskın rezonansları için karakteristik rezonans parametreleri

⁷¹Ga

Rezonans Enerjisi, E (eV)	Toplam Genişlik, Γ (eV)	Nötron Genişliği, Γ_n (eV)	Gama Genişliği, Γ_γ (eV)	Rezonans Tesir Kesiti, $\sigma(E)$ (b)
9,570000 10^{+1}	3,064000 10^{-1}	1,064000 10^{-1}	2,000000 10^{-1}	2931,060
2,867000 10^{+2}	6,235200 10^0	6,035200 10^0	2,000000 10^{-1}	5533,670
3,757000 10^{+2}	3,852660 10^0	3,642660 10^0	2,100000 10^{-1}	2394,250
7,048000 10^{+2}	6,668000 10^{-1}	4,368000 10^{-1}	2,300000 10^{-1}	656,8900
1,366600 10^{+3}	3,710000 10^{-1}	1,343000 10^{-1}	2,367000 10^{-1}	95,10910
1,525300 10^{+3}	3,828800 10^0	3,608800 10^0	2,200000 10^{-1}	853,3700
1,930700 10^{+3}	6,013330 10^{-1}	3,813330 10^{-1}	2,200000 10^{-1}	93,07640
2,400500 10^{+3}	7,134000 10^0	6,884000 10^0	2,500000 10^{-1}	367,8800
2,787700 10^{+3}	1,493200 10^0	1,263200 10^0	2,300000 10^{-1}	234,4800
3,319100 10^{+3}	7,157330 10^0	6,917330 10^0	2,400000 10^{-1}	259,8900

⁷⁵As

Rezonans Enerjisi, E (eV)	Toplam Genişlik, Γ (eV)	Nötron Genişliği, Γ_n (eV)	Gama Genişliği, Γ_γ (eV)	Rezonans Tesir Kesiti, $\sigma(E)$ (b)
4,700000 10^{+1}	2,912000 10^{-1}	3,520000 10^{-2}	2,560000 10^{-1}	2528,370
9,240000 10^{+1}	2,753300 10^{-1}	2,133000 10^{-2}	2,540000 10^{-1}	394,3800
2,527000 10^{+2}	3,162400 10^{-1}	4,624000 10^{-2}	2,700000 10^{-1}	349,3300
3,186000 10^{+2}	7,704000 10^{-1}	4,704000 10^{-1}	3,000000 10^{-1}	1899,100
3,267000 10^{+2}	8,850000 10^{-1}	5,400000 10^{-1}	3,450000 10^{-1}	1199,750
4,933000 10^{+2}	4,244000 10^{-1}	1,064000 10^{-1}	3,180000 10^{-1}	297,9800
5,334000 10^{+2}	2,980000 10^0	2,700000 10^0	2,800000 10^{-1}	2503,630
6,649000 10^{+2}	7,266700 10^{-1}	4,266700 10^{-1}	3,000000 10^{-1}	408,7900
7,333000 10^{+2}	1,544670 10^0	1,194670 10^0	3,500000 10^{-1}	841,6700
7,374000 10^{+2}	2,256000 10^0	1,956000 10^0	3,000000 10^{-1}	1604,080
9,290000 10^{+2}	1,179000 10^0	9,440000 10^{-1}	2,350000 10^{-1}	808,0700
1,299000 10^{+3}	3,498330 10^0	3,173330 10^0	3,250000 10^{-1}	579,3800
1,353000 10^{+3}	9,683300 10^{-1}	7,133300 10^{-1}	2,550000 10^{-1}	247,0500
1,443000 10^{+3}	1,652000 10^0	1,372000 10^0	2,800000 10^{-1}	575,2900
1,683000 10^{+3}	3,518000 10^0	3,200000 10^0	3,180000 10^{-1}	719,0700
1,904000 10^{+3}	3,208000 10^0	2,968000 10^0	2,400000 10^{-1}	615,7000

EK-2. (Devam) Bu çalışmada incelenen izotopların baskın rezonansları için karakteristik rezonans parametreleri

¹¹⁵In

Rezonans Enerjisi, E (eV)	Toplam Genişlik, Γ (eV)	Nötron Genişliği, Γ_n (eV)	Gama Genişliği, Γ_γ (eV)	Rezonans Tesir Kesiti, $\sigma(E)$ (b)
1,457000 10 ⁰	7,498182 10 ⁻²	2,981818 10 ⁻³	7,200000 10 ⁻²	30391,44
3,850000 10 ⁰	8,137666 10 ⁻²	3,766667 10 ⁻⁴	8,100000 10 ⁻²	958,6300
9,070000 10 ⁰	8,153636 10 ⁻²	1,536364 10 ⁻³	8,000000 10 ⁻²	1519,240
2,273000 10 ⁺¹	8,193637 10 ⁻²	9,363636 10 ⁻⁴	8,100000 10 ⁻²	282,3300
3,961000 10 ⁺¹	8,267273 10 ⁻²	3,672727 10 ⁻³	7,900000 10 ⁻²	501,2600
8,330000 10 ⁺¹	7,907273 10 ⁻²	6,072727 10 ⁻³	7,300000 10 ⁻²	295,0700
9,434000 10 ⁺¹	8,654545 10 ⁻²	2,545454 10 ⁻³	8,400000 10 ⁻²	107,8400
1,259300 10 ⁺²	8,287778 10 ⁻²	3,877778 10 ⁻³	7,900000 10 ⁻²	98,18150
1,328800 10 ⁺²	1,587182 10 ⁻¹	3,718182 10 ⁻³	1,550000 10 ⁻¹	106,9900
1,646800 10 ⁺²	1,048889 10 ⁻¹	1,888889 10 ⁻²	8,600000 10 ⁻²	292,5300
1,868100 10 ⁺²	1,198889 10 ⁻¹	2,188889 10 ⁻²	9,800000 10 ⁻²	262,2300
2,056000 10 ⁺²	9,981818 10 ⁻²	2,581818 10 ⁻²	7,400000 10 ⁻²	296,9700
2,240000 10 ⁺²	9,681819 10 ⁻²	2,181818 10 ⁻²	7,500000 10 ⁻²	337,9000
2,508000 10 ⁺²	1,103333 10 ⁻¹	3,833333 10 ⁻²	7,200000 10 ⁻²	509,7900
2,941000 10 ⁺²	2,114445 10 ⁻¹	3,344445 10 ⁻²	1,780000 10 ⁻¹	307,2800

¹⁵²Sm

Rezonans Enerjisi, E (eV)	Toplam Genişlik, Γ (eV)	Nötron Genişliği, Γ_n (eV)	Gama Genişliği, Γ_γ (eV)	Rezonans Tesir Kesiti, $\sigma(E)$ (b)
8,047000 10 ⁰	2,010000 10 ⁻¹	1,350000 10 ⁻¹	6,600000 10 ⁻²	183951,0
6,220000 10 ⁺¹	6,500001 10 ⁻²	4,000000 10 ⁻³	6,100000 10 ⁻²	629,0800
8,770000 10 ⁺¹	2,710000 10 ⁻¹	2,060000 10 ⁻¹	6,500000 10 ⁻²	13295,40
1,541000 10 ⁺²	2,350000 10 ⁻¹	1,420000 10 ⁻¹	9,300000 10 ⁻²	4643,580
1,852000 10 ⁺²	7,000000 10 ⁻²	1,900000 10 ⁻²	5,100000 10 ⁻²	619,4000
2,372000 10 ⁺²	4,810000 10 ⁻¹	4,200000 10 ⁻¹	6,100000 10 ⁻²	5884,520
3,147000 10 ⁺²	1,960000 10 ⁻¹	1,350000 10 ⁻¹	6,100000 10 ⁻²	1746,840
3,272000 10 ⁺²	2,650000 10 ⁻¹	2,040000 10 ⁻¹	6,100000 10 ⁻²	2335,090
3,851000 10 ⁺²	8,500000 10 ⁻²	4,000000 10 ⁻²	4,500000 10 ⁻²	444,7600
4,158000 10 ⁺²	1,150000 10 ⁻¹	5,700000 10 ⁻²	5,800000 10 ⁻²	547,2400
4,829000 10 ⁺²	6,980000 10 ⁻²	8,800000 10 ⁻³	6,100000 10 ⁻²	75,85000
5,059000 10 ⁺²	2,570000 10 ⁻¹	1,960000 10 ⁻¹	6,100000 10 ⁻²	1237,900
5,871000 10 ⁺²	2,410000 10 ⁻¹	1,600000 10 ⁻¹	8,100000 10 ⁻²	831,9500
6,419000 10 ⁺²	4,410000 10 ⁻¹	3,800000 10 ⁻¹	6,100000 10 ⁻²	1500,900
7,687000 10 ⁺²	5,510000 10 ⁻¹	4,900000 10 ⁻¹	6,100000 10 ⁻²	1543,430
7,754000 10 ⁺²	2,361000 10 ⁰	2,300000 10 ⁰	6,100000 10 ⁻²	2920,540
7,925000 10 ⁺²	1,750000 10 ⁻¹	1,150000 10 ⁻¹	6,000000 10 ⁻²	468,6000
8,529000 10 ⁺²	4,550000 10 ⁻¹	3,940000 10 ⁻¹	6,100000 10 ⁻²	1063,330
9,523000 10 ⁺²	4,710000 10 ⁻¹	4,100000 10 ⁻¹	6,100000 10 ⁻²	938,2200
9,864000 10 ⁺²	2,650000 10 ⁻¹	2,040000 10 ⁻¹	6,100000 10 ⁻²	510,6700
1,047600 10 ⁺³	2,810000 10 ⁻¹	2,200000 10 ⁻¹	6,100000 10 ⁻²	498,8600
1,228100 10 ⁺³	4,750000 10 ⁻¹	4,140000 10 ⁻¹	6,100000 10 ⁻²	660,3200
1,239500 10 ⁺³	5,710000 10 ⁻¹	5,100000 10 ⁻¹	6,100000 10 ⁻²	777,7100
1,314400 10 ⁺³	3,230000 10 ⁻¹	2,500000 10 ⁻¹	7,300000 10 ⁻²	400,2900
1,402400 10 ⁺³	1,181000 10 ⁰	1,120000 10 ⁰	6,100000 10 ⁻²	1082,860
1,427200 10 ⁺³	1,311000 10 ⁰	1,250000 10 ⁰	6,100000 10 ⁻²	1142,630

EK-2. (Devam) Bu çalışmada incelenen izotopların baskın rezonansları için karakteristik rezonans parametreleri

¹⁵⁸Gd

Rezonans Enerjisi, E (eV)	Toplam Genişlik, Γ (eV)	Nötron Genişliği, Γ_n (eV)	Gama Genişliği, Γ_γ (eV)	Rezonans Tesir Kesiti, $\sigma(E)$ (b)
2,230000 10^{+1}	1,027995 10^{-1}	6,800023 10^{-3}	9,599952 10^{-2}	3442,92
1,011000 10^{+2}	8,884816 10^{-2}	8,499977 10^{-4}	8,799816 10^{-2}	75,9700
2,427000 10^{+2}	1,630000 10^{-1}	5,799999 10^{-2}	1,050000 10^{-1}	1173,40
2,772000 10^{+2}	1,029997 10^{-1}	1,299996 10^{-2}	8,999971 10^{-2}	309,570
3,448000 10^{+2}	2,499998 10^{-1}	1,569999 10^{-1}	9,299994 10^{-2}	1695,73
4,091000 10^{+2}	3,719998 10^{-1}	2,719998 10^{-1}	1,000000 10^{-1}	2058,34
5,033000 10^{+2}	3,749997 10^{-1}	2,699997 10^{-1}	1,050000 10^{-1}	1574,66
5,885000 10^{+2}	1,689997 10^{-1}	5,700005 10^{-2}	1,119996 10^{-1}	314,040
6,929000 10^{+2}	8,499998 10^{-1}	7,549998 10^{-1}	9,499995 10^{-2}	2094,21
8,473000 10^{+2}	1,807000 10^{+0}	1,700000 10^0	1,069999 10^{-1}	2319,13
9,171000 10^{+2}	5,429996 10^{-1}	4,599997 10^{-1}	8,299994 10^{-2}	1072,36
1,068000 10^{+3}	3,399992 10^{-1}	2,699993 10^{-1}	6,999993 10^{-2}	576,410
1,219900 10^{+3}	1,020000 10^{+0}	9,199996 10^{-1}	1,100000 10^{-1}	1131,37
1,294700 10^{+3}	5,619996 10^{-1}	4,499996 10^{-1}	1,120000 10^{-1}	695,180
1,427600 10^{+3}	7,679996 10^{-1}	6,599996 10^{-1}	1,080000 10^{-1}	754,510
1,458800 10^{+3}	1,205000 10^{+0}	1,070000 10^0	1,349999 10^{-1}	992,700

¹⁶⁴Dy

Rezonans Enerjisi, E (eV)	Toplam Genişlik, Γ (eV)	Nötron Genişliği, Γ_n (eV)	Gama Genişliği, Γ_γ (eV)	Rezonans Tesir Kesiti, $\sigma(E)$ (b)
1,469700 10^{+2}	9,342000 10^{-1}	8,200000 10^{-1}	1,142000 10^{-1}	13289,70

¹⁷⁰Er

Rezonans Enerjisi, E (eV)	Toplam Genişlik, Γ (eV)	Nötron Genişliği, Γ_n (eV)	Gama Genişliği, Γ_γ (eV)	Rezonans Tesir Kesiti, $\sigma(E)$ (b)
9,507000 10^{+1}	9,520000 10^{-1}	8,800000 10^{-1}	7,200000 10^{-2}	22944,05
2,840000 10^{+2}	6,720001 10^{-1}	6,000000 10^{-1}	7,200000 10^{-2}	5580,150
4,967000 10^{+2}	7,320001 10^{-1}	6,600000 10^{-1}	7,200000 10^{-2}	3055,240
7,488000 10^{+2}	1,970000 10^{-1}	1,250000 10^{-1}	7,200000 10^{-2}	501,0900
9,356000 10^{+2}	1,672000 10^0	1,600000 10^0	7,200000 10^{-2}	2105,430
1,089000 10^{+3}	8,320000 10^{-1}	7,600000 10^{-1}	7,200000 10^{-2}	1221,960
1,230700 10^{+3}	1,100000 10^{-1}	3,800000 10^{-2}	7,200000 10^{-2}	86,31000
1,391100 10^{+3}	2,912000 10^0	2,840000 10^0	7,200000 10^{-2}	1598,290
2,010000 10^{+3}	7,920001 10^{-1}	7,200000 10^{-1}	7,200000 10^{-2}	686,5200
2,101100 10^{+3}	1,493000 10^0	1,421000 10^0	7,200000 10^{-2}	759,3400
2,190900 10^{+3}	1,250000 10^{-1}	5,300000 10^{-2}	7,200000 10^{-2}	844,2900
2,249300 10^{+3}	2,202000 10^0	2,130000 10^0	7,200000 10^{-2}	813,5500
2,830600 10^{+3}	4,572000 10^0	4,500000 10^0	7,200000 10^{-2}	22944,05

EK-2. (Devam) Bu çalışmada incelenen izotopların baskın rezonansları için karakteristik rezonans parametreleri

¹⁷⁹Hf

Rezonans Enerjisi, E (eV)	Toplam Genişlik, Γ (eV)	Nötron Genişliği, Γ_n (eV)	Gama Genişliği, Γ_γ (eV)	Rezonans Tesir Kesiti, $\sigma(E)$ (b)
5,680000 10^0	6,660000 10^{-2}	4,600000 10^{-3}	6,200000 10^{-2}	10503,5
1,765000 10^{+1}	6,833333 10^{-2}	2,333333 10^{-3}	6,600000 10^{-2}	984,500
1,913000 10^{+1}	6,610909 10^{-2}	1,090909 10^{-4}	6,600000 10^{-2}	57,2200
2,370000 10^{+1}	7,354545 10^{-2}	7,545455 10^{-3}	6,600000 10^{-2}	2548,85
3,114000 10^{+1}	7,433333 10^{-2}	8,333333 10^{-3}	6,600000 10^{-2}	1585,40
3,650000 10^{+1}	9,327273 10^{-2}	2,727273 10^{-2}	6,600000 10^{-2}	4785,03
4,012000 10^{+1}	8,872727 10^{-2}	2,272727 10^{-2}	6,600000 10^{-2}	3564,58
4,229000 10^{+1}	8,044444 10^{-2}	1,444444 10^{-2}	6,600000 10^{-2}	1780,37
6,903000 10^{+1}	7,711111 10^{-2}	1,111111 10^{-2}	6,600000 10^{-2}	697,810
7,353000 10^{+1}	7,488889 10^{-2}	8,888889 10^{-3}	6,600000 10^{-2}	515,220
9,207000 10^{+1}	1,215556 10^{-1}	5,555556 10^{-2}	6,600000 10^{-2}	2103,43
1,012000 10^{+2}	1,841818 10^{-1}	1,181818 10^{-1}	6,600000 10^{-2}	4252,38
1,172000 10^{+2}	1,014545 10^{-1}	3,545455 10^{-2}	6,600000 10^{-2}	1225,38
1,219000 10^{+2}	9,822222 10^{-2}	3,222222 10^{-2}	6,600000 10^{-2}	881,350
1,226000 10^{+2}	8,963636 10^{-2}	2,363636 10^{-2}	6,600000 10^{-2}	817,850
1,372000 10^{+2}	1,114545 10^{-1}	4,545455 10^{-2}	6,600000 10^{-2}	1236,88
1,749000 10^{+2}	2,104444 10^{-1}	1,444444 10^{-1}	6,600000 10^{-2}	1959,64

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Soyadı, adı : BUDAK, Mustafa Güray
 Uyruğu : T.C.
 Doğum tarihi ve yeri : 17.08.1978, Birecik
 Medeni hali : Bekar
 Telefon : 0 (312) 202 80 39
 e-mail : mbudak@gazi.edu.tr

Eğitim

Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet tarihi
Yüksek lisans	Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Bölümü	2002
Lisans	Gazi Üniversitesi Gazi Eğitim Fakültesi Fizik Eğitimi Anabilim Dalı	1999

İş Deneyimi

Yıl	Yer	Görev
1999-2008	Gazi Eğitim Fakültesi	Araştırma Görevlisi

Yayınlar

Budak, M.G., Yücel, H., Karadağ, M., Tan, M., “Experimental determination of effective resonance energies for the (n,γ) reactions of ^{71}Ga , ^{75}As , ^{164}Dy , ^{170}Er by the cadmium ratio method”, *Annals of Nuclear Energy*, 35(8): 1433-1439 Aug(2008).

Yücel , H., **Budak, M.G.**, Karadag, M., “Measurement of thermal neutron cross section and resonance integral for the $^{170}\text{Er}(n,\gamma)^{171}\text{Er}$ reaction by using a ^{55}Mn monitor”, *Physical Review C* 76 (3), 034610 Sep(2007).

Karadag, M., Yücel , H., **Budak, M.G.**, “Measurement of thermal neutron cross section and resonance integral for (n,c) reaction in ^{152}Sm ”, *Annals of Nuclear Energy* 34: 188–193 (2007).

Bildiriler

Budak, M.G., Karadağ, M., Yücel, H., ^{241}Am -Be Nötron alanında ışınlanan In_2O_3 için termal nötron öz soğurulmasının Cd-farkı yöntemiyle belirlenmesi., VIII. Ulusal Nükleer Bilimler ve Teknolojileri Kongresi, Erciyes Üniversitesi, Kayseri, 15-17 Ekim 2003.

http://kutuphane.taek.gov.tr/internet_tarama/dosyalar/cd/4115/bildiri.html