

**T.C.
AKDENİZ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**FOTOAKTİVASYON YÖNTEMİ İLE KUM NUMUNELERİNİN
ELEMENTEL ANALİZİ VE FOTOFİSYON ÜRÜNLERİNİN
BELİRLENMESİ**

Canel EKE

**DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI**

2015

**T.C.
AKDENİZ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**FOTOAKTİVASYON YÖNTEMİ İLE KUM NUMUNELERİNİN
ELEMENTEL ANALİZİ VE FOTOFİSYON ÜRÜNLERİNİN
BELİRLENMESİ**

Canel EKE

**DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI**

**Bu tez Akdeniz Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Koordinasyon Birimi
tarafından 2014.03.0121.005 nolu proje ile desteklenmiştir.**

2015

**T.C.
AKDENİZ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**FOTOAKTİVASYON YÖNTEMİ İLE KUM NUMUNELERİNİN
ELEMENTEL ANALİZİ VE FOTOFİSYON ÜRÜNLERİNİN
BELİRLENMESİ**

Canel EKE

**DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI**

Bu tez 25/06/2015 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Oybirliği ile kabul edilmiştir.

Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN

Prof. Dr. Sefa ERTÜRK

Doç. Dr. Orhan BAYRAK

Yrd. Doç. Dr. Edip BAYRAM

Yrd. Doç. Dr. Mesut KARAKOÇ

ÖZET

FOTOAKTİVASYON YÖNTEMİ İLE KUM NUMUNELERİNİN ELEMENTEL ANALİZİ VE FOTOFİSYON ÜRÜNLERİNİN BELİRLENMESİ

Canel EKE

Doktora Tezi, Fizik Anabilim Dalı
Danışman: Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN
Haziran 2015, 101 sayfa

Bu çalışmanın iki amacı vardır; fotoaktivasyon yöntemi ile kum numunelerinin elementel analizini yapmak ve fotofisyon ürünlerini belirlemektir. Fotoaktivasyon yöntemi ile kum numunelerinin elementel analizini yapmak ve fotofisyon ürünlerini belirlemek amacıyla Antalya kıyı şeridinin 12 farklı noktasından kum numuneleri toplanmıştır ve her bir numune, numune kaplarına yerleştirilmiştir. Kum numuneleri son nokta enerjisi 18 MeV olan medikal elektron doğrusal hızlandırıcıdan elde edilen frenleme (Bremsstrahlung) ışınları kullanılarak ortalama 1-1.5 saat ışınlanmıştır. Işınlanan numunelerin yüksek çözünürlüklü gama ışını spektrumları yüksek saflıkta germanyum dedektörü (HPGe) kullanılarak elde edilmiştir. Elde edilen spektrumlar iki farklı program kullanılarak analiz edilmiştir. 12 farklı noktadan alınan kum numunelerinin 8 tanesinin hem içindeki elementler hem de elementlerin konsantrasyonları belirlenmiştir, 4 tanesinin ise konsantrasyonları belirlenmeyip sadece numune içinde bulunan elementler belirlenmiştir. Fotoaktivasyon yöntemi ile kum numuneleri içindeki kararlı elementlerde (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, (γ, p) ve (γ, γ') reaksiyonları gözlenmiştir. ^{88}Sr , ^{55}Mn , ^{48}Ca , ^{58}Ni , ^{90}Zr , ^{140}Ce , ^{238}U , ^{127}I ve ^{136}Ba elementlerinde (γ, n) , reaksiyonu, ^{79}Br elementinde $(\gamma, 2n)$ reaksiyonu, ^{57}Fe , ^{44}Ca , ^{25}Mg ve ^{68}Zn elementlerinde (γ, p) reaksiyonu ve ^{87}Sr ve ^{135}Ba elementlerinde ise (γ, γ') reaksiyonu gözlenmiştir. Çalışmada kum numuneleri içindeki elementlerin fotofisyon ürünleri gözlenmemiştir.

ANAHTAR KELİMELER: Fotoaktivasyon yöntemi, Elektron doğrusal hızlandırıcı, Frenleme ışınımı, Kum numuneleri

JÜRİ: Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN (Danışman)
Prof. Dr. Sefa ERTÜRK
Doç. Dr. Orhan BAYRAK
Yrd. Doç. Dr. Edip BAYRAM
Yrd. Doç. Dr. Mesut KARAKOÇ

ABSTRACT

ELEMENTAL ANALYSIS OF SAND SAMPLES BY PHOTOACTIVATION AND DETECTION OF PHOTOFISSION PRODUCTS

Canel EKE

PhD Thesis in Physics

Supervisor: Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN

June 2015, 101 pages

The purpose of this study is two-fold: elemental analysis of sand samples and detection of photofission products by photoactivation induced by high energy bremsstrahlung. The sand samples were collected at twelve different locations at the coastal region of Antalya, Turkey. The samples were exposed to bremsstrahlung photons at an end point energy of 18 MeV from a clinical electron linear accelerator (cLINAC). The exposure periods ranged between 1 and 1.5 hours. High-resolution gamma-ray spectra were obtained using a standard HPGe spectrometer. Two different computer programs were applied for spectrum processing. Among twelve samples qualitative detection of major and trace components of four samples was performed whilst eight samples were analysed qualitative and quantitatively. It is observed that (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, (γ, p) and (γ, γ') reactions have taken place with the stable elements in sand samples by photoactivation analysis. (γ, n) , reaction was observed for ^{88}Sr , ^{55}Mn , ^{48}Ca , ^{58}Ni , ^{90}Zr , ^{140}Ce , ^{238}U , ^{127}I and ^{136}Ba elements, $(\gamma, 2n)$ reaction was observed for ^{79}Br element, (γ, p) reaction was observed for ^{57}Fe , ^{44}Ca , ^{25}Mg and ^{68}Zn elements and (γ, γ') reaction was observed for ^{87}Sr and ^{135}Ba elements. However, no fission products could be detected in this study.

KEYWORDS: Photoactivation analysis (PAA), Electron linear accelerator (c-LINAC)
Bremsstrahlung photons, sand samples

COMMITTEE: Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN (Supervisor)
Prof. Dr. Sefa ERTÜRK
Assoc. Prof. Dr. Orhan BAYRAK
Asst. Prof. Dr. Edip BAYRAM
Asst. Prof. Dr. Mesut KARAKOÇ

ÖNSÖZ

Fotoaktivasyon yöntemi, tahribatsız, uzun zaman almayan, kimyasal bir işlem gerektirmeyen bir yöntem olarak uzun yıllardır uluslararası alanda çevresel, biyolojik, endüstriyel, arkeolojik ve jeolojik birçok numunenin elementel analizinde kullanılmaktadır. Fotoaktivasyon yönteminin ülkemizde de elementel analiz yöntemi olarak kullanılabilceğini gösterebilmek amacıyla çevresel numunelerden olan kum numuneleri son nokta enerjisi 18 MeV olan radyoterapide kullanılan elektron doğrusal hızlandırıcı kullanılarak ışınlanmış ve ışınlanan numunelerin bozunumu sırasında yayınlanan karakteristik gama ışınlarının spektrumları yüksek saflıkta Germanyum (HPGe) dedektörü kullanılarak elde edilmiştir. Yapılan spektrum analizleri sonucunda fotoaktivasyon yönteminin radyoterapide kullanılan elektron doğrusal hızlandırıcı kullanılarak ülkemizde de yapılabileceği gösterilmiştir.

Fotoaktivasyon yöntemi ile çalışmalarını yapabilmek için deneysel çalışma ortamının oluşturulmasında büyük katkıları olan, tez danışmanlığımı üstlenerek bana bilgi ve deneyimlerini aktaran değerli danışman hocam

Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN'a, (Akdeniz Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü)

Fotoaktivasyon analizi ile ilgili çalışmaların öncülerinden olan, sahip olduğu bilgi ve deneyimlerini bana aktaran, tez çalışmam için yararlı öneriler sunan

Dr. Christian SEGEBADE'ye, (Akdeniz Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü)

Teknik desteklerinden dolayı Dr. Haris DAPO'ya, Alp CESUR'a ve Mahmut ÜSTÜN'e, (Akdeniz Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü)

Kum numunelerinin X-ışınları floresans (XRF) tekniği ile analiz sonuçları için Karadeniz Teknik Üniversitesi, Fen Fakültesi, Fizik Bölümü Araştırma Görevlisi

Muhammet DOĞAN'a,

Doktora tez çalışmamın ortaya çıkmasında büyük emek ve katkıları olan, benim hayatım boyunca en büyük destekçilerim olan, yaşama olumlu bakmam gerektiğini öğreten, cesaret veren, yönlendiren

babam Cemil EKE'ye ve annem Şükriye EKE'ye

çok teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

ÖZET	i
ABSTRACT	ii
ÖNSÖZ	iii
İÇİNDEKİLER	iv
ŞİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ	ix
ÇİZELGELER DİZİNİ	xii
1. GİRİŞ	1
2. KURAMSAL BİLGİLER VE KAYNAK TARAMALARI	7
2.1. Sıvı Damlası Modeli	8
2.2. Kabuk Modeli	11
2.3. Radyoaktif Bozunma Kanunu	13
2.4. Radyoaktif Bozunmalar	14
2.4.1. Alfa bozunumu	14
2.4.2. Beta bozunumu	16
2.4.3. Gama bozunumu	17
2.5. Radyasyonun Madde ile Etkileşmesi	18
2.5.1. Yüklü parçacıkların madde ile etkileşmesi	18
2.5.1.1. Yumuşak çarpışmalar veya inelastik çarpışmalar ($b \gg a$)	19
2.5.1.2. Sert (knock on) çarpışmalar ($b \sim a$)	19
2.5.1.3. Çekirdek ile çarpışmalar ($b \ll a$)	19
2.5.1.4. Ağır yüklü parçacıkların çekirdek ile etkileşmesi ($b \ll a$)	20
2.5.2. Gama ışınlarının madde ile etkileşmesi	20
2.5.2.1. Fotoelektrik olay	21
2.5.2.2. Compton saçılması	21
2.5.2.3. Çift oluşumu	22
2.6. Radyasyon Ölçüm Araçları	22
2.6.1. Gazlı sayaçlar	22
2.6.2. Sintilasyon dedektörleri	24
2.6.3. Yarı İletken dedektörler	25
2.7. Elektron Doğrusal Hızlandırıcılar	28
2.7.1. Elektron tabancası (Enjeksiyon sistemi)	29
2.7.2. Radyo frekans güç üretim sistemi	30
2.7.3. Hızlandırıcı dalga kılavuzu	30
2.7.4. Mikrodalga güç iletimi	30
2.7.5. Yardımcı sistem	30
2.7.6. Elektron ışın geçişi	31
2.7.7. Hızlandırıcı başlığı	31
2.7.8. Hızlandırıcıda fotonların üretimi	32
2.7.9. Işın kolimasyonu	32
2.7.10. Hızlandırıcıda elektron ışınlarının üretimi	32
2.7.11. Doz izleme sistemi	33
2.8. Aktivasyon analiz	33
2.8.1. Nötron aktivasyon yöntemi	33
2.8.2. Yüklü parçacıklar ile aktivasyon	34
2.8.3. Fotoaktivasyon yöntemi	34

2.9. Fotonların çekirdek tarafından soğurulması.....	35
2.9.1. Bireysel nükleer seviyelerin uyarılması	36
2.9.2. Dev dipol rezonans	36
2.9.3. Yüksek enerjili fotonlarla etkileşme.....	37
2.10. Çekirdeğin Daha Düşük Enerji Seviyelerine Geçişi	38
2.11. Fotonötron Reaksiyonları	39
2.11.1. (γ,n) reaksiyonları	40
2.11.2. ($\gamma,2n$) ve ($\gamma,3n$) reaksiyonları	41
2.11.3. Yüklü parçacıkların yayınlanma reaksiyonları	41
2.12. Fotoaktivasyon Yönteminde Verilerin Değerlendirilmesi	41
2.13. Sayım İstatistiği.....	44
2.14. İstatistiksel Modeller	46
2.14.1. Binom dağılımı	46
2.14.2. Poisson dağılımı.....	46
2.14.3. Gaussian (normal) dağılım.....	46
2.15. Sayım İstatistiğinin Sınır Değerleri.....	47
2.15.1. Kritik limit	47
2.15.2. Üst limit	49
2.15.3. Güvenirlilik limiti	50
2.15.4. Dedeksiyon limiti.....	50
2.15.5. Belirleme limiti	51
2.15.6. Minimum dedeksiyon aktivitesi.....	51
3. MATERYAL VE METOT	53
3.1. Numunelerin Toplanması ve Hazırlanması.....	53
3.2. Numunelerin Işınlanması	55
3.3. Işınlanan Numunelerin Gama Işınlarının Sayımı.....	56
3.4. Numunelerin Analizi.....	57
3.5. Fotoaktivasyon Yöntemi ile Elementlerin Konsantrasyonların Belirlenmesi.....	57
3.6. Elementlerin Konsantrasyonlarındaki Belirsizliğin Belirlenmesi.....	57
4. BULGULAR.....	59
5. TARTIŞMA	76
6. SONUÇ	86
7. KAYNAKLAR	88
8. EKLER.....	96
Ek-1. Sr, Fe, Mn, I, U ve Br çekirdeklerinin kararlı izotoplarının özellikleri.....	96
Ek-2. Ca, Ni ve Mg çekirdeklerinin kararlı izotoplarının özellikleri.....	97
Ek-3. Zn, Zr ve Ce çekirdeklerinin kararlı izotoplarının özellikleri	98
Ek-4. Ba çekirdeğinin kararlı izotoplarının özellikleri	99
Ek 5. Gerçekleşen fotonükleer reaksiyonların özellikleri	100
Ek-6. Referans materyalinin bileşimi.....	101
ÖZGEÇMİŞ	

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler

Sr	Stronsiyum
Fe	Demir
Mn	Mangan (Manganez)
I	İyot
Ca	Kalsiyum
Ni	Nikel
Mg	Magnezyum
Zn	Çinko
Br	Brom
Ce	Seryum
Zr	Zirkonyum
Ta	Tantal
U	Uranyum
Th	Toryum
Ba	Baryum
Mo	Molibden
W	Tungsten
Pb	Kurşun
Na	Sodyum
Al	Alüminyum
Pt	Platin
Pr	Praseodim
Y	İtriyum
Nb	Niyobyum
Tl	Talyum
Rb	Rubidyum
Ta	Talyum
Ti	Titanyum
As	Arsenik
Co	Kobalt
Ra	Radyum
Au	Altın
C	Karbon
He	Helyum
N	Azot
F	Flor
K	Potasyum
Cr	Krom
O	Oksijen
P	Fosfor
Si	Silisyum
Sn	Kalay
Pu	Plütonyum
V	Vanadyum

Te	Tellür
La	Lantan
Xe	Ksenon
Np	Neptünyum
Se	Selenyum
S	Sülfür
Cl	Klor
γ	Gama Işını
α	Alfa parçacığı
β^-	Negatif beta parçacığı
β^+	Pozitif beta parçacığı
ν	Nötrino
$\bar{\nu}$	Anti nötrino
λ	Bozunum sabiti
n	Nötron parçacığı
p	Proton parçacığı
e	Elektron
Z	Atom numarası
A	Kütle numarası
f	Fisyon ürünü
c	Işık hızı
ϵ	Elektron yakalama
fm	Femtometre
eV	Elektron Volt
MeV	Mega Elektron Volt
keV	Kilo Elektron Volt
MHz	Mega Hertz
Hz	Hertz
MW	Mega Watt
K	Kelvin
kV	Kilo Volt
L_C	Kritik Limit
L_U	Üst Limit
L_D	Ölçüm Limiti
L_Q	Tayin Sınırı
σ	Standart Sapma
%	Yüzde
P_γ	Gama Yayınlama Olasılığı
$t_{1/2}$	Yarı Ömür
CdTe	Kadmiyum Tellür
CdZnTe	Kadmiyum Çinko Tellür
BaSO ₄	Baryum Sülfat
PbSO ₄	Kurşun Sülfat

Kısaltmalar

HPGe	Yüksek Saflıkta Germanyum Dedektörü
NaI(Tl)	Talyum Katkılı Sodyum İyodür Dedektörü

Ge(Li)	Lityum Katkılı Germanyum Dedektörü
Si(Li)	Lityum Katkılı Silisyum Dedektörü
XRF	X-Işını Floresans Spektrometresi
ICP-OES	İndüktif Olarak Eşleştirilmiş –Optik Emisyon Spektrometresi
ICP-MS	İndüktif Olarak Eşleştirilmiş- Kütle Spektrometresi
PAA	Fotoaktivasyon Analizi
c-LINAC	Klinik Doğrusal Elektron Hızlandırıcı
MLC	Çok Yapraklı Kolimatör
ppb	Milyarda Bir Parçacık
ISO	Uluslararası Standartlar Teşkilatı
GUM	Belirsizlik Ölçümleri Rehberi
MV	Mega Volt
cLinac	Klinik Doğrusal Hızlandırıcı
GDR	Dev Dipol Rezonans
PDR	Cüce Dipol Rezonans
MU	Doz Birimi (Monitor Unit)
MDA	Minimum Ölçülebilir Aktivite
IT	Uyarılmış durumdan taban duruma geçiş (izomerik geçiş)

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. Nükleon başına bağlanma enerjisinin kütle numarasına göre değişimi	7
Şekil 2.2. Kararlılık vadisi.....	8
Şekil 2.3. Nükleer yük yoğunluğunun yarıçapa göre değişimi	9
Şekil 2.4. Nükleon başına bağlanma enerjisine sıvı damla modelinin etkisi	10
Şekil 2.5. Sıvı damlası modeline göre nükleonların etkileşimi.....	10
Şekil 2.6. Kütle numarası (A) tek olan ve çift olan çekirdeklerin kütle parabolü üzerindeki davranışları.....	11
Şekil 2.7. Woods-Saxon potansiyeli	12
Şekil 2.8. ²¹⁰ Bi bozunumunun sürekli elektron dağılımı	17
Şekil 2.9. Yüklü parçacıkların madde ile etkileşmesi.....	19
Şekil 2.10. Gama ışınlarının enerjisine göre madde ile etkileşmesinde meydana gelen olaylar	20
Şekil 2.11. Fotoelektrik olay	21
Şekil 2.12. Compton saçılması	22
Şekil 2.13. Puls yüksekliğinin uygulanan voltaja göre değişimi	23
Şekil 2.14. Sintilasyon dedektörünün çalışma prensibinin şematik gösterimi.....	24
Şekil 2.15. Yalıtkanlar, iletkenler ve yarı iletkenlerde band yapısının şematik gösterimi	26
Şekil 2.16. Yarı iletken dedektörlerin çalışma prensibinin şematik gösterimi.....	28
Şekil 2.17. Elektron doğrusal hızlandırıcının yapısının şematik gösterimi	29
Şekil 2.18. Frenleme (Bremsstrahlung) ışını spektrumu ve fotonükleer reaksiyon tesir kesiti	35
Şekil 2.19. Çekirdek tarafından soğurulan fotonun enerjisine göre gerçekleşebilecek olayların toplam tesir kesitine göre değişimi.....	36
Şekil 2.20. Küresel çekirdekler için elektrik dipol rezonans titreşim modunda nötronların protonlara karşı kollektif hareketi	37

Şekil 2.21. Küresel çekirdekler için dev dipol rezonans soğurma tesir kesiti	37
Şekil 2.22. Farklı elektrik dipol rezonans titreşim modları ve deforme (prolate) çekirdek için tesir kesiti	37
Şekil 2.23. Yarı kararlı durumlara sahip olan bir çekirdeğin enerji seviyeleri.....	38
Şekil 2.24. Enerjiye bağlı reaksiyon tesir kesiti değişimi	39
Şekil 2.25. Atom numarasına göre fotonükleer reaksiyonların eşik enerjileri	40
Şekil 2.26. Kritik limit tanımının şematik gösterimi	47
Şekil 3.1. Numune alınan noktalar.....	54
Şekil 3.2. Elektron doğrusal hızlandırıcı.....	55
Şekil 3.3. Numune ışınlama konumu	55
Şekil 3.4. X ışınları filmde numunelerin konumu.....	56
Şekil 3.5. Doz dağılımının değişimi	56
Şekil 3.6. HPGe dedektörü.....	56
Şekil 3.7. Numune sayım konumu	56
Şekil 4.1. Referans materyaline ait gama ışını spektrumu	61
Şekil 4.2. Numune 3-1 gama ışını spektrumu	62
Şekil 4.3. Doğal fon (background) spektrumu	63
Şekil 4.4. Doğal fon (background) çıkarılmadan önce numune 8 gama ışını spektrumu	64
Şekil 4.5. Doğal fon (background) çıkarıldıktan sonra numune 8 gama ışını spektrumu.....	64
Şekil 5.1. $^{48}\text{Ca}(\gamma,sn)$ ve $^{48}\text{Ca}(\gamma,sp)$ reaksiyonlarının tesir kesitlerinin karşılaştırılması	76
Şekil 5.2. ^{58}Ni elementi için fotonükleer reaksiyon tesir kesiti	77
Şekil 5.3. ^{25}Mg elementinin enerjiye bağlı olarak fotonükleer reaksiyon tesir kesiti	78
Şekil 5.4. ^{68}Zn elementinin fotonükleer reaksiyon tesir kesiti	78

Şekil 5.5. ^{79}Br ve ^{81}Br elementlerinin (γ, n) reaksiyonu tesir kesitleri	79
Şekil 5.6. ^{90}Zr elementinin fotonükleer reaksiyon tesir kesiti	79
Şekil 5.7. ^{238}U fotonükleer reaksiyonları tesir kesitleri	80
Şekil 5.8. $^{127}\text{I}(\gamma, n)$ ve $^{127}\text{I}(\gamma, 2n)$ reaksiyonlarına ait tesir kesitleri	81
Şekil 5.9. ^{55}Mn elementinin $^{55}\text{Mn}(\gamma, xn)$ reaksiyonu tesir kesiti	81
Şekil 5.10. ^{232}Th fotonükleer reaksiyon tesir kesitleri	82

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1. k_{α} faktörü, olasılık aralığı (α) ve güvenilirlik dereceleri	48
Çizelge 3.1. Kum numunelerinin alındığı noktaların coğrafi koordinatları	53
Çizelge 3.2. Kum numuneleri içindeki nem oranları	54
Çizelge 4.1. Numune 8 için doğal fon (background) çıkarılmadan önce ve çıkarıldıktan sonra gözlenen elementler	65
Çizelge 4.2. Gerçekleşen fotonükleer reaksiyonlar ve özellikleri	66
Çizelge 4.3. Numuneler içinde gözlenen elementler	67
Çizelge 4.4. Nem miktarı çıkarılmadan önce Gamma-W ve gf3 RadWare programı kullanılarak elde edilen analiz sonuçlarının karşılaştırılması	68
Çizelge 4.5. Nem miktarı çıkarıldıktan sonra Gamma-W ve gf3 RadWare programı kullanılarak elde edilen analiz sonuçlarının karşılaştırılması	69
Çizelge 4.6. Nem miktarı çıkarılmadan önce kum numuneleri içindeki elementlerin konsantrasyonu	70
Çizelge 4.7. Nem miktarı çıkarıldıktan sonra kum numuneleri içindeki elementlerin konsantrasyonu	72
Çizelge 4.8. Kum numunelerinin XRF yöntemi ile analiz sonuçları	74

1. GİRİŞ

Bu çalışmada fotoaktivasyon yöntemi ile kum numunelerinin elementel analizi ve fotofisyon ürünleri belirlenmeye çalışılmıştır. Fotoaktivasyon yöntemi uzun yıllardır uluslararası alanda birçok numunenin analizinde kullanılmasına rağmen ülkemizde bu yöntemle ilgili bir çalışma bugüne kadar yapılmamıştır. Bu çalışma, fotoaktivasyon yöntemi ile kum numunelerinin elementel analizinin ülkemizde de yapılabileceğini göstermeyi hedeflemektedir.

Fotoaktivasyon yöntemi ile ilgili ilk çalışma, Chadwick ve Goldhaber (1934) tarafından ^{208}Tl 'in 2.62 MeV enerjili gama ışınları ile Döteron çekirdeği bombardıman edilerek yapılmıştır. Fotoaktivasyon yöntemi, bu tarihten günümüze kadar çevresel, biyolojik, endüstriyel, arkeolojik ve jeolojik numunelerin elementel analizinde başarılı bir şekilde kullanılan bir yöntemdir. Bu yapılan çalışmaların bazıları aşağıda verilmiştir.

Chattopadhyay ve Jervis (1974), farklı enerjilerde frenleme (Bremsstrahlung) ışınlarını kullanarak markette satılan toprakları fotoaktivasyon yöntemi ile detaylı bir şekilde incelediler. Çalışmalarında, fotoaktivasyon yönteminin çevresel örneklerden olan toprak örneklerinin incelenmesinde çok yararlı bir yöntem olduğunu belirttiler.

Segebade vd (1993) su örneklerini, fotoaktivasyon yöntemi ile frenleme (Bremsstrahlung) ışınlarını kullanarak elementel analizini yapmışlardır.

Masumoto (1999), biyolojik ve jeokimyasal çevresel örnekler içindeki İyot, Talyum ve Uranyum konsantrasyonlarını, 20 MeV enerjili elektronları 2 mm kalınlıklı Platin (Pt) üzerine çaptırarak elde ettikleri frenleme (Bremsstrahlung) ışınlarını kullanarak ve çalışmalarında fotoaktivasyon yöntemi ile çevresel örneklerin elementel konsantrasyonların belirlenebileceğini belirttiler.

Fukushima vd (1999), çift tırnaklı hayvanların bazı dokularındaki iz elementleri nötron aktivasyon yöntemi, fotoaktivasyon yöntemi ve atomik soğurma spektroskopisi ile incelediler.

Fukushima vd (2000), deniz suyu, plankton, deniz bitkileri ve tortu (sediment) örneklerindeki çevresel koşulların göstergesi olan iz elementleri foton ve nötron aktivasyon yöntemi ile belirlediler.

Ebihara vd (2000), tahribatsız bir yöntem olan fotoaktivasyon yöntemi ile 20 MeV ve 30 MeV enerjili elektron doğrusal hızlandırıcıdan elde edilen frenleme (Bremsstrahlung) ışınlarını kullanarak meteor örneklerini ışınladılar ve analiz ettiler. Analiz sonuçlarına göre, fotoaktivasyon yöntemi ile meteor örnekleri içerisinde gözledikleri elementler, nötron aktivasyon yöntemi ile gözlenen elementler ile benzer olduğunu ortaya koydular. Nötron aktivasyon yöntemi ile belirlenmesi zor olan Rb, Sr, Ti, Y ve Zr gibi elementlerin fotoaktivasyon yöntemi ile belirlenebildiğini gösterdiler ve fotoaktivasyon yönteminin nötron aktivasyon yöntemi kadar etkili bir yöntem olduğunu belirttiler.

Ni vd (2000a), nehir tortu (sediment) örneklerinin analizi için fotoaktivasyon yönteminin kendi laboratuvarlarındaki hassasiyet düzeyini belirlemek için elektron doğrusal hızlandırıcıda hızlandırılan elektronlar, Tantal (Ta) hedefine çarptırılması sonucu elde ettikleri frenleme (Bremsstrahlung) ışınımını kullanarak fotoaktivasyon yöntemini uyguladılar ve gama spektroskopisi ile analiz ettiler. İnceledikleri numune standart referans materyal olduğu için, numune içindeki elementlerin konsantrasyon değerleri bilinmektedir. Laboratuvarlarında analizleri sonucunda elde ettikleri değerleri kullanarak Ca, Ti, As, Pb, Ce, Ni ve Rb elementlerinin fotoaktivasyon yöntemi için hassasiyet düzeyi belirlendiler ve elde ettikleri sonuçları Segebade vd (1988) tarafından elde edilen sonuçlar ile karşılaştırdılar. Karşılaştırmaları sonucunda, sonuçların birbiri ile uyumlu olduğu gözlemlendiler ve kendi laboratuvarlarında fotoaktivasyon yöntemi ile çevresel numunelerin incelenebileceği gösterdiler.

Ni vd (2000b), tortu (sediment) örneklerini fotoaktivasyon yöntemine iç standart tekniği ile birleştirilmiş standart ekleme yöntemini kullanarak analiz ettiler. Numune ve referans örneğini farklı enerjilerde ve farklı geometrilerde ışıldadılar. Analizleri sonucunda; Ni, Pb, Zr, Ca, Fe, Mg, Na, Ti, As, Cr, Ce, Co, Rb, ve Zn konsantrasyonlarını belirlediler ve elde ettikleri sonuçları atomik soğurma yöntemi ile elde edilen sonuçlar ile karşılaştırdılar. Her iki teknik ile elde edilen sonuçların uyumlu olduğu sonucuna ulaştılar.

Randa vd (2001), elma yaprağı, hayvan karaciğeri, nehir tortusu (sediment) ve kömür külleri kullanılarak hazırlanmış farklı referans materyallerdeki Kurşun (Pb) ve Talyum (Tl) konsantrasyonlarını 20 MeV enerjili frenleme (Bremsstrahlung) ışınımını kullanarak fotoaktivasyon yöntemi ile radyokimyasal ayırma yöntemini kullanarak belirlemişler ve sonuçlarını referans değerleri ile karşılaştırmışlardır.

Fukushima vd (2003), deniz kabuklarının yumuşak dokularındaki iz elementleri nötron aktivasyon yöntemi ve fotoaktivasyon yöntemi ile analiz etmişlerdir.

Randa ve Kucera (2004), farklı bölgelerden ve yapay olarak yetiştirilen mantarların içindeki elementleri nötron aktivasyon yöntemi ve fotoaktivasyon yöntemi ile incelediler ve numune içindeki elementlerin konsantrasyonlarını belirlediler. Nötron aktivasyon yöntemi ile gözlenmeyen bazı elementleri (Sr, Y, Zr, Nb, Pb) fotoaktivasyon yöntemi ile gözlediler.

Randa vd (2007), jeolojik, biyolojik ve çevresel materyaller içindeki elementleri fotoaktivasyon yöntemi ve nötron aktivasyon yöntemi ile karşılaştırarak incelediler. Fotoaktivasyon yöntemi ile belirlenen elementlerin sayısı nötron aktivasyon yöntemi ile belirlenen elementlerin sayısından daha fazladır ve nötron aktivasyon yönteminde elde edilen elementlerin büyük çoğunluğunun fotoaktivasyon yöntemi ile de elde edildiğini, özellikle jeolojik numuneler için tahribatsız olduğundan dolayı fotoaktivasyon yönteminin kullanılabilirliğini, düşük atom numarasına sahip olan elementlerin fotoaktivasyon yöntemi ile belirlenebildiğini belirttiler. Fakat fotoaktivasyon yönteminin bu avantajlarına rağmen, miligram değerinin altındaki örnekler için düşük ölçüm limitinden dolayı uygun olmayacağını belirttiler.

Chao vd (2009a), BaSO₄ ve PbSO₄ içeren radyoaktif bir mineral olan hokutolite numunelerindeki Baryum ve Kurşun konsantrasyonunu fotoaktivasyon yöntemi ile 18 MV medikal doğrusal hızlandırıcı kullanarak belirleyip, elde ettikleri değerlerin Radyum aktivitesi ile ilişkisini incelediler. Çalışmaları sonucunda, fotoaktivasyon yönteminin ve gama-spektroskopi birleşiminin Baryum (Ba), Kurşun (Pb) ve Radyum (²²⁶Ra) içeriğinin belirlenmesinde, Radyum miktarının ağırlıklı olarak Baryum (Ba) ve Kurşun (Pb) miktarından daha düşük olmasına rağmen, pratik ve güvenilir bir yöntem olduğunu belirttiler.

Chao vd (2009b) foton aktivasyon yöntemi ile foton kaynağı olarak enerjileri 15 MeV ve 18 MeV olan iki medikal elektron doğrusal hızlandırıcı kullanarak dış örneklerindeki Sr/Ca oranını belirlediler. Çalışmaları sonucunda dış örneklerinde ve kemik örneklerindeki Sr/Ca oranının yüksek hassasiyet ile tahribatsız bir yöntem olan fotoaktivasyon yöntemi ile klinik elektron doğrusal hızlandırıcı kullanılarak belirlenebileceğini gösterdiler ve aynı zamanda biyolojik ve arkeolojik numuneler içinde kullanılmasının yararlı olacağını belirttiler.

Mizera ve Randa (2010), seçilen bazı jeokimyasal referans materyalleri içerisindeki maddeleri nötron aktivasyon yöntemi ve frenleme (Bremsstrahlung) ışınımları kullanarak fotoaktivasyon yöntemi ile analiz edip, konsantrasyonlarını belirlediler.

Lin vd (2012), Titanat nanotüp katalizörleri içindeki Altın (Au) ve Platin (Pt) konsantrasyonlarını 18 MV medikal hızlandırıcıyı foton kaynağı olarak kullanarak, fotoaktivasyon yöntemi ile belirlediler ve çalışmaları sonucunda Titanat nanotüp katalizörlerin içindeki metal konsantrasyonlarının fotoaktivasyon yöntemi ile uygun bir şekilde belirlenebileceğini, fotoaktivasyon yönteminin tahribatsız olduğunu, örnek hazırlama sürecinin kolay olduğunu, ışınlanmış numuden gelen gama ışınlarının çakışmadığını, radyasyon güvenliği açısından ışınlanan numunenin çok fazla radyoaktif olmadığını ve karışık gama ışınları içeren nötron aktivasyon yöntemine göre daha üstün olduğunu belirttiler.

Oprea vd (2011), toprak, nehir tortusu (sedimenti), yosun ve kavak yapraklarında bulunan elementleri ve konsantrasyonlarını elektron doğrusal hızlandırıcıdan elde ettikleri frenleme (Bremsstrahlung) ışınımları ile ışınlayarak fotoaktivasyon yöntemi ile belirlediler.

Sun vd (2013), farklı bölgelerdeki kahve örnekleri ve bu kahvelerin yetiştirildiği toprakların içerdiği elementleri frenleme (Bremsstrahlung) ışınımlarını kullanarak yüksek güvenilirlik ve hassasiyet ile sonuçlar veren fotoaktivasyon yöntemi ile analiz etmişlerdir. Ayrıca sonuçlarını X-ışınları floresans (XRF) tekniğini ile de karşılaştırmışlar ve sonuçlar birbiri ile tutarlı çıkmıştır.

Ayrıca fotoaktivasyon yöntemi; atomik çekirdeklerin yarı ömürlerinin belirlenmesinde, enerji seviyelerinin belirlenmesinde, elektrik ve manyetik dipol momentlerin belirlenmesinde, elementlerin izotop oranlarının belirlenmesinde, radyasyon güvenliği ve taşınması için gerekli tasarımların analizinde, radyasyon tedavisinde soğurulan doz oranının belirlenmesinde, sağlık alanında kullanılan

radyoizotopların elde edilmesinde, nükleer atık dönüşümlerinde, astrofizik için önemli çekirdeklerin analizinde ve fisyon ürünlerinin incelenmesinde kullanılan başarılı bir yöntemdir. Bu alanda yapılan çalışmalardan bazıları aşağıda verilmiştir.

Oka vd (1967), Teknesyum, Prometyum ve soy gazlar hariç periyodik tabloda yer alan Lityum'dan Bizmut'a kadar birçok elementi 20 MeV enerjili frenleme (Bremsstrahlung) ışınlarını kullanarak 1 saat ışınladılar ve NaI (TI) dedektörü ile ölçümleri alarak gama spektroskopisi ile analiz ettiler. Çalışmaları sonucunda (γ,n) reaksiyonun daha baskın olarak gözlemlendiğini, hafif elementlerde (γ,p) reaksiyonun baskın olduğunu belirttiler.

Kato ve Oka (1972), 52 tane elementi 30 MeV-72 MeV enerji aralığında frenleme (Bremsstrahlung) ışınlarını kullanarak fotonükleer reaksiyon ile analiz ettiler.

Berman vd (1987); Zr, I, Pr, Au ve Pb elementlerinin fotonötron tesir kesitlerini dev dipol rezonans bölgesinde tek enerjili fotonlar kullanarak belirlemişlerdir.

Mohr vd (2000), ^{189}Pt , ^{191}Pt , ^{197}Pt ve $^{195\text{m}}\text{Pt}$ izotoplarının yarı ömürlerini, son nokta enerjisi 9.9 MeV olan elektron doğrusal hızlandırıcı S-DALINAC'ta 24 saat ışınlayarak fotoaktivasyon yöntemini kullanarak yüksek saflıkta Germanyum dedektöründe ölçümler alarak gama spektroskopisi ile belirlediler.

Lindenberg vd (2001), Altın, Civa ve Kurşun izotoplarının yarı ömürlerini, son nokta enerjisi 9.975 MeV olan elektron doğrusal hızlandırıcı S-DALINAC'ta 12 saat ışınlayarak fotoaktivasyon yöntemini kullanarak yüksek saflıkta Germanyum dedektöründe ölçümler alarak gama spektroskopisi ile belirlediler.

Erhand vd (2010), ^{92}Mo çekirdeğini maksimum 20 MeV enerjili frenleme (Bremsstrahlung) ışınlarını kullanarak ışınladılar. Işınlanan numuneden yayınlanan gama ışınlarının sayımı için yüksek saflıkta Germanyum (HPGe) dedektörü kullandılar. Analizleri sonucunda ^{92}Mo (γ,n) ve ^{92}Mo (γ,p) reaksiyon tesir kesitlerini, daha önceki deneylerinden, TALSU programı yardımıyla Hauser-Feshbach nükleer modelini kullanarak elde ettikleri tesir kesiti sonuçları ile karşılaştırdılar.

Fotoaktivasyon yönteminin kullanıldığı diğer bir alan fotofisyon ürünlerinin analizidir. Fisyon genel olarak, bir nötronun Uranyum gibi ağır bir atomun çekirdeğine çarparak yutulması ve bunun sonucunda ortaya çıkan kararsız çekirdeğin kararlı hale gelebilmesi için daha küçük çekirdeklere bölünmesi olayıdır. Fisyon deneyleri nötron aktivasyonu, proton aktivasyonu ve fotofisyon teknikleri kullanılarak gerçekleştirilebilir. Fakat, nötron bombardımanı ile yapılan ^{238}U çekirdeğinde fisyon reaksiyonun gerçekleşme ihtimali (reaksiyon tesir kesiti) çok düşüktür. Elektron doğrusal hızlandırıcılarda elektronun Tantal (Ta) veya Tungsten (W) gibi bir hedefe çarpıtılarak elde edilen frenleme (Bremsstrahlung) ışınları sürekli bir dağılım gösterdiği için ağır çekirdeklerin bu fotonları yakalama ihtimali (reaksiyon tesir kesiti) nötron yakalama reaksiyonuna göre daha yüksektir. Literatürde fotofisyon reaksiyonu ile ilgili birçok çalışma yer almaktadır.

²³⁸U ve ²³²Th çekirdeklerinin fotofisyon ürünleri birçok araştırmacı tarafından frenleme (Bremsstrahlung) ışınlarını kullanarak analiz edilmiştir (Schmitt ve Sugarman 1954, Findlay 1986, Pomme vd 1994, Csige vd 2013, Raj Prakash vd 2011a, Raj Prakash vd 2011b, Naik vd 2013, Ishkhanov ve Kuznetsov 2013, Naik vd 2012).

Carrel vd (2006), nükleer atık paketlerinin içindeki ²³⁵U, ²³⁸U ve ²³⁹Pu gibi aktinitleri fotofisyon ürünlerinden yayılan gama ışınlarını kullanarak belirlemeye çalıştılar.

Gmar vd (2006), kargo konteynerleri içersindeki nükleer maddeleri belirlemek için fotoaktivasyon yöntemi kullanarak fotofisyon ürünlerini analiz ettiler. Çalışmalarında SAPHIR isimli enerjisi 15 MeV-30 MeV aralığında olan elektron doğrusal hızlandırıcıyı kullandılar ve çalışmaya başlamadan önce gerekli olan deney sistemini Monte Carlo simülasyon programında tasarladılar.

Yapılan çalışmalardan görüldüğü gibi fotoaktivasyon yöntemi yaygın olarak birçok alanda kullanılmaktadır. Fotoaktivasyon yönteminin araştırmalarda tercih edilmesinin nedenleri; tahribatsız olması, birçok elementin aynı anda numune içinde belirlenebilmesi, hassas sonuçlar sağlaması, çok fazla numune gerektirmemesi, numuneye herhangi bir kimyasal işlem gerektirmemesi, zamandan tasarruf sağlaması ve diğer yöntemlere göre (nötron aktivasyon yöntemi, XRF, ICP-OES, ICP-MS,..vb) daha başarılı sonuçlar sağlamasıdır. Fotoaktivasyon yöntemi ile ağır elementler hafif elementlere göre daha iyi belirlenebilir. Çevresel örneklerde gözlenen İyot, Talyum ve Uranyum elementlerinin konsantrasyonları nötron aktivasyon yöntemi ile kolay bir şekilde belirlenemez fakat fotoaktivasyon yöntemi ile numuneye zarar vermeden, kolay bir şekilde belirlenebilir (Masumoto vd 1999). Nötron aktivasyon yöntemi ile numune içindeki tüm elementler belirlenemez ve birçok zorlukla karşı karşıya kalınır, hafif elementler $Z < 11$ (örn: C, N, O, F) ve diğer birçok elementin (örn: Mg, Si, Ca, Ti, Ni, Sr, Y, Zr, Nb, Sn, Tl, ve Pb) tamamı nötron aktivasyon yöntemi ile yeterli hassasiyet ile belirlenemez (Randa vd 2007, Mizera ve Randa 2010). Fotoaktivasyon yöntemi, yukarıda belirtilen elementlerin büyük bir çoğunluğunun yüksek hassasiyet ile belirlenmesine olanak sağlar.

Fotoaktivasyon yöntemi toprak, kaya, tortu (sediment) ve bunlar gibi numuneler üzerinde uygulanmış ve başarılı sonuçlar elde edilmiştir, özellikle Ca, Ni, Ti, Tl ve Pb elementleri içeren numunelerde bu elementlerin belirlenmesinde yararlıdır. Çünkü bu elementler nükleer karakteristik özelliklerinden dolayı fotoaktivasyon yöntemi ile kolayca belirlenebilirler (Ni vd 2000b). Fotoaktivasyon yönteminin, uygulama yöntemi ve işlem basamakları Segebade vd (1988) tarafından hazırlanan kitapta detaylı bir şekilde verilmiştir.

Fotoaktivasyon yönteminde; elektron doğrusal hızlandırıcılardan elde edilen güçlü frenleme (Bremsstrahlung) ışınlarını kullanılır ve bu fotonlar numunede bulunan elementler üzerinde tesir kesitlerine göre çeşitli fotonükleer reaksiyonlar (γ, n), (γ, p), (γ, xn), (γ, np), (γ, xp), (γ, α), (γ, γ') ve (γ, f) gerçekleşerek kararsız çekirdekler meydana getirir. Bu kararsız çekirdeklerin bozunumları sırasında yayınlanan gama ışınları gama spektroskopisi ile analiz edilerek, numune içersindeki elementler nitelik ve referans

materyal kullanılarak milyarda bir (ppb) seviyesinde, yüksek güvenilirlik ve hassasiyet ile konsantrasyonları nicelik olarak kolay bir şekilde belirlenebilir.

Bu tez çalışmasının 2. bölümünde kuramsal bilgiler ve kaynak taramalarına, 3. bölümünde tez çalışmasında kullanılan materyal ve yöntem kısmına, 4. bölümde tez çalışmasından elde edilen bulgulara, 5. Bölümde tez çalışmasının tartışma bölümü, 6. bölümde tez çalışmasından elde edilen sonuçlara, 7.bölümde tez çalışmasında yararlanılan kaynaklara ve 8. bölümde ise ekler kısmına yer verilmiştir.

2. KURAMSAL BİLGİLER VE KAYNAK TARAMALARI

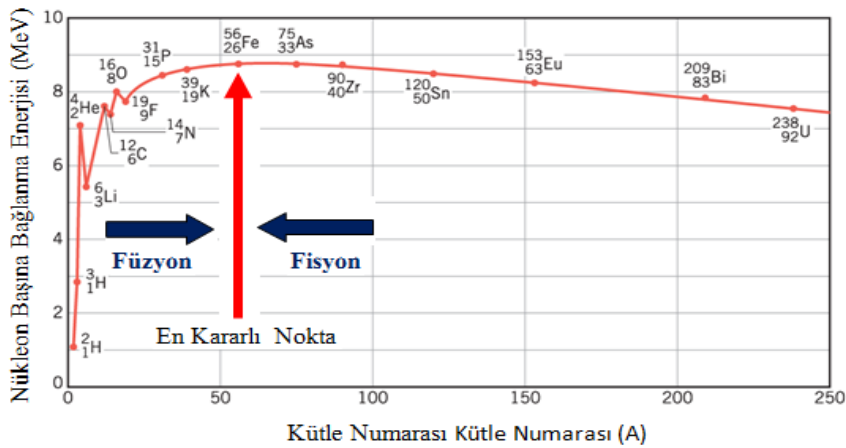
Fotoaktivasyon yöntemi, fotonükleer reaksiyonlardan yararlanarak numune içindeki elementlerin tanımlanmasını ve konsantrasyonlarının belirlenmesine yardımcı olur. Numune içerisinde (γ, n) (γ, xn) (γ, p) (γ, xp) , (γ, α) reaksiyonlarından hangisinin gerçekleşeceği reaksiyon tesir kesiti ile belirlenir. Reaksiyon tesir kesiti, reaksiyonun gerçekleşebilme ihtimali hakkında bilgi verir. Tesir kesitinin birimi barn olup, $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ karşılık gelmektedir.

Bir çekirdeğin nükleonlarını bağlı durumda tutan enerjiye bağlanma enerjisi adı verilir. Bir X atomik çekirdeğinin, A kütle numarasını, Z proton sayısını ve N nötron sayısını temsil eder. X atomik çekirdeğinde, bağlanma enerjisi B(A,Z) bağıntı (2.1)'de verildiği gibi hesaplanmaktadır.

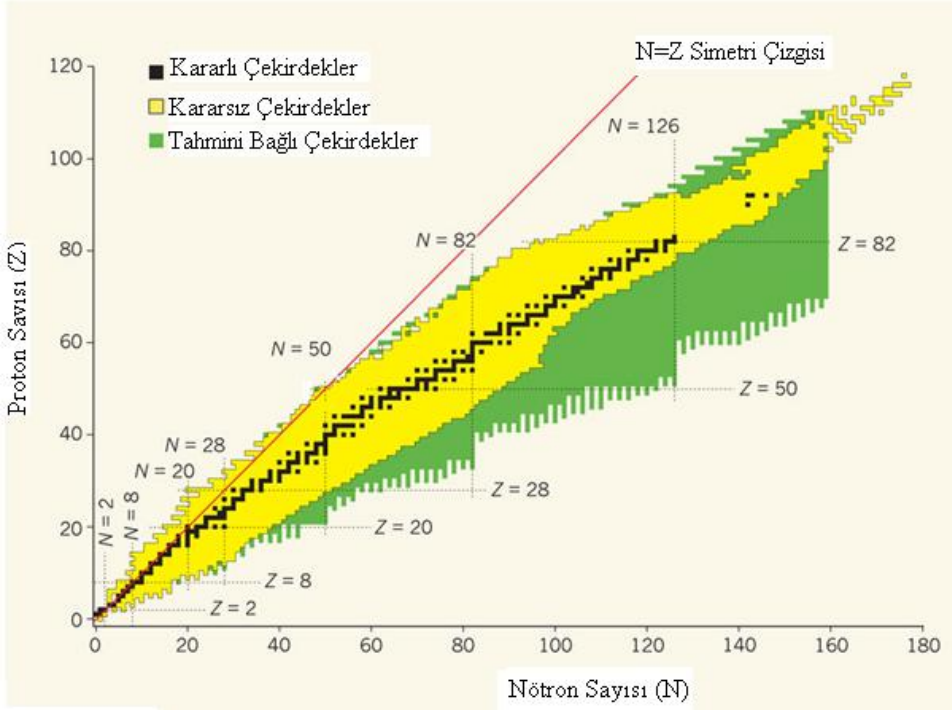
$$B(Z, A) = \{Zm_p + Nm_n - [m(^A X) - Zm_e]\}c^2 \quad (2.1)$$

Bağıntı (2.1)'e göre m_p protonun kütesini temsil etmekte olup değeri $m_p = 1.00727647 \text{ u}$ ($938.280 \text{ MeV}/c^2$), m_n nötronun kütesini temsil etmekte olup, değeri $m_n = 1.00866501 \text{ u}$ ($939.573 \text{ MeV}/c^2$) ve m_e elektronun kütesini temsil etmekte olup değeri $m_e = 5.485803 \times 10^{-4} \text{ u}$ ($0.511 \text{ MeV}/c^2$) alınır.

Çekirdeğin kütesinin hesaplanmasında birim olarak atomik kütle birimi (akb) kullanılır. $1 \text{ akb} = 1 \text{ u} = 1.66 \times 10^{-24} \text{ g}$ şeklinde ifade edilir. MeV cinsinden bağlanma enerjisi hesaplanmak isternirse, $1 \text{ u} = 931.502 \text{ MeV}/c^2$ kullanılarak hesaplanır. Şekil 2.1'de görüldüğü gibi hafif çekirdekler hariç ($A < 4$) nükleon başına bağlanma enerjisi ortalama 8 MeV civarındadır. $A = 60$ civarında nükleon başına bağlanma enerjisi maksimum olmaktadır ve bu bölgede en kararlı çekirdek ^{56}Fe 'dir. Kütle numarası küçük olan çekirdeklerin ^4He , ^{12}C ve ^{16}O komşu çekirdeklere göre bağlanma enerjileri daha büyüktür. $A > 60$ olan ağır çekirdekler daha hafif çekirdeklere ayrılır bu olay nükleer fisyon denir. $A < 60$ hafif çekirdekler ise birleşerek daha ağır çekirdekler oluşturur, bu olaya ise nükleer füzyon denir.



Şekil 2.1. Nükleon başına bağlanma enerjisinin kütle numarasına göre değişimi (Anonim 2015a)



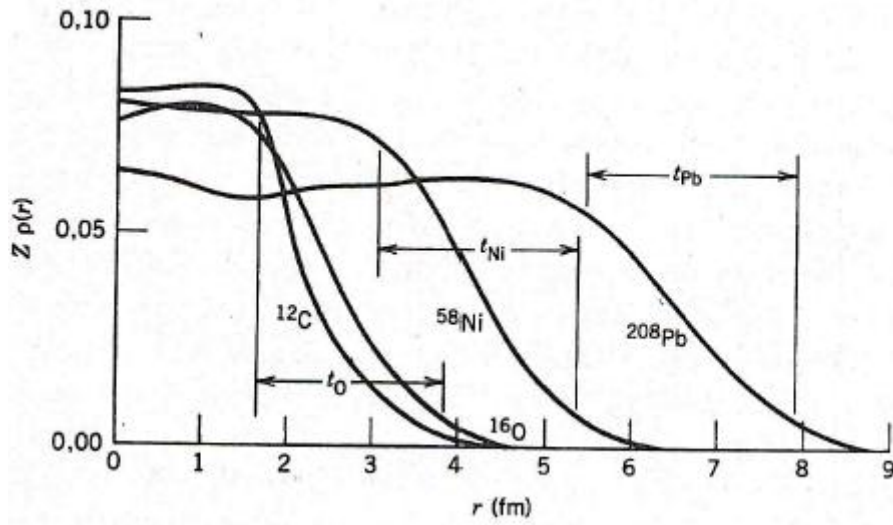
Şekil 2.2. Kararlılık vadisi (Bazin 2012)

Şekil 2.2'de görüldüğü gibi atomik çekirdekler kararlılık vadisi üzerinde gösterilirse, proton sayısı, nötron sayısına eşit olan çekirdekler simetri çizgisi üzerinde yer alırlar. Nötron veya proton sayısı 2, 8, 20, 28, 50, 82 ve 126 olan çekirdekler sihirli sayılar olarak isimlendirilir.

Atomik çekirdeğin yapısını, nükleon başına bağlanma enerjisini ve kararlılık vadisi üzerinde bulunan sihirli sayıları açıklayabilmek için; temel olarak sıvı damlası modeli ve nükleer kabuk modeli kullanılır.

2.1. Sıvı Damlası Modeli

Atomik çekirdeğin, Şekil 2.1 ve Şekil 2.4'de nükleon başına bağlanma enerjisinin, kütle numarasına göre değişimi incelenirse, nükleon başına bağlanma enerjisi ortama 8 MeV civarında sabit bir değere ulaşması, çekirdeğin temel yapısı ve nükleer yük yoğunluğunun çekirdek içersinde Şekil 2.3'de görüldüğü gibi hemen hemen sabit oluşu atomik çekirdeğin bir sıvı damlası gibi modellenerek ele alınmasıyla açıklanmıştır.

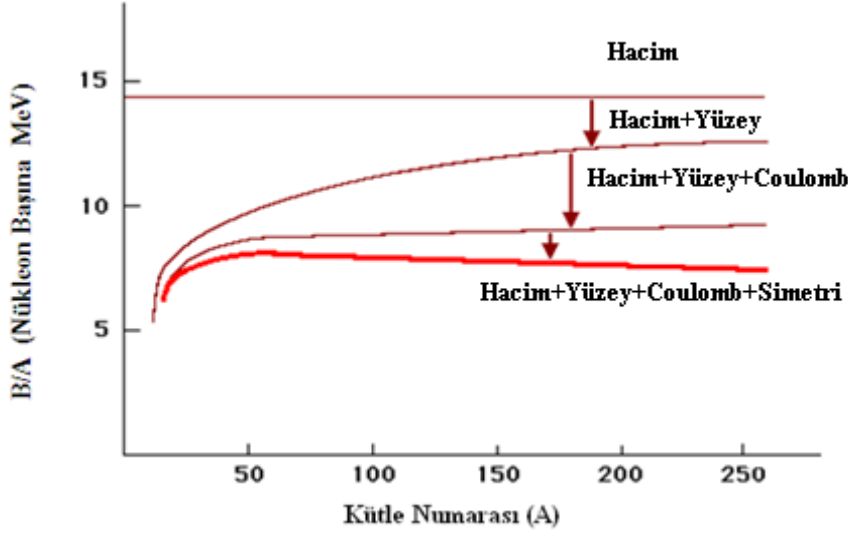


Şekil 2.3. Nükleer yük yoğunluğunun yarıçapa göre değişimi (Krane 2011)

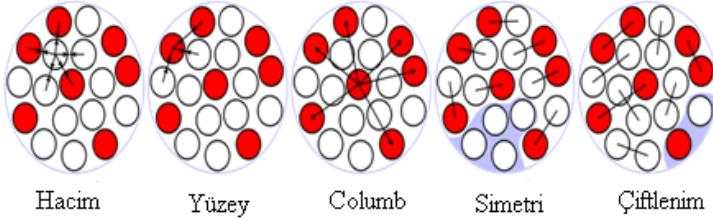
Sıvı damlası modeline göre bağlanma enerjisi bağıntı (2.2) kullanılarak hesaplanmıştır.

$$E_B = a_h A - a_y A^{\frac{2}{3}} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{\frac{-1}{3}}} - a_{sim} \frac{(A-2Z)^2}{A} + \delta \quad (2.2)$$

Bağıntı (2.2)'ye göre; $a_h A$ hacim terimi olup, çekirdek içindeki tüm nükleonların komşu tüm nükleonlarla etkileşerek katkıda bulunduğunu kabul eder. Ancak Şekil 2.5'de görüldüğü gibi çekirdek yüzeyinde bulunan nükleonlar, daha az sayıda nükleonla komşu olduklarından çekirdeğin merkezinde bulunan nükleonlara göre daha az sayıda nükleonla etkileşir, dolayısıyla hacim teriminden yüzey teriminin $-a_y A^{\frac{2}{3}}$ çıkarılması gerekir. Bağlanma enerjisine, protonlar arasındaki itmeden kaynaklanan Coulomb terimide $-a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{\frac{-1}{3}}}$ yer almalıdır. Coulomb terimi, protonlar arasındaki itmeden kaynaklandığı için çekirdeğin daha zayıf bağlanmasına neden olur. Coulomb itme terimindeki hızlı artış, çekirdeğin kararlığı için nötron ilavesi gerektirir. Bu durumda çekirdek proton ve nötron bakımından simetrik olmaya çalıştığı için bağlanma enerjisinde simetri teriminin $-a_{sim} \frac{(A-2Z)^2}{A}$ katkısı dikkate alınmalıdır. Bağlanma enerjisine katkıda bulunan bir diğer terim ise çiftlenim terimidir. Çekirdek kararlı bir yapı oluşturmak için nükleonların ikiye ikiye çiftlenmeleri gerekir. Tek sayılı nükleonlar için (tek Z ve çift N veya çift N ve tek Z) bu terim katkıda bulunmaz. δ çiftlenim enerjisi genellikle çift Z ve N için $a_c A^{-3/4}$, tek N ve Z için $-a_c A^{-3/4}$ ve tek A için sıfır kabul edilir. Çekirdek sıvı damlası modelinde göz önünde bulundurulmuş bu terimlerin etkisiyle nükleon başına bağlanma enerjisi ortalama 8 MeV civarında olduğu açıklanabilir (Krane 2011).



Şekil 2.4. Nükleon başına bağlanma enerjisine sıvı damla modelinin etkisi (Kraane 2011, Anonim 2015b)



Şekil 2.5. Sıvı damlası modeline göre nükleonların etkileşimi (Anonim 2015c)

Sıvı damlası modeline göre, hesaplanan bağlanma enerjisi kullanılarak yarı ampirik kütle formülü elde edilir. Bağlantı (2.1) kullanılarak $M(Z,A)$ hesaplanırsa bağlantı (2.3) elde edilir.

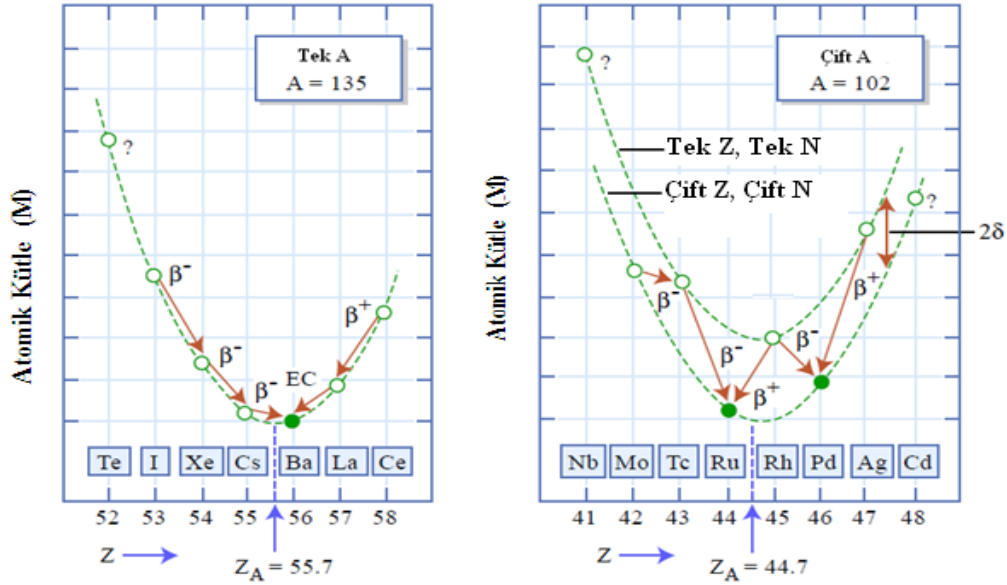
$$M(Z, A) = Zm_p + Nm_n - \frac{B(A, Z)}{c^2} \quad (2.3)$$

Bağlantı (2.3)'te $B(Z,A)$ yerine sıvı damlaması modeli kullanılarak elde edilen bağlantı (2.2) yazılır, elde edilen bağlantıda kütle (M) atom numarasına göre türevi alınır ($\frac{\partial M}{\partial Z} = 0$) ve sıfıra eşitlenir ve bağlantı (2.4) elde edilir. Şekil 2.6'ya göre parabolün minimum olduğu noktanın atom numarası (Z) bağlantı (2.4) ile elde edilen değerdir.

$$Z_{min} = \frac{[m_n - m_p] + a_c A^{-\frac{1}{3}} + 4a_{sim}}{2a_c A^{-\frac{1}{3}} + 8a_{sim} A^{-1}} \quad (2.4)$$

Bağlantı (2.4), kütle numarası tek ve kütle numarası çift olan gerçek çekirdeklere uygulandığında kararsız çekirdeklerin, kararlı çekirdeklere dönüşürken yayınladıkları β^-

(bir nötronun bir protona dönüşmesi), β^+ (bir protonun bir nötrona dönüşmesi) ve elektron yakalama olaylarından hangisini gerçekleştireceği konusunda bilgi sahibi olmamızı sağlar.



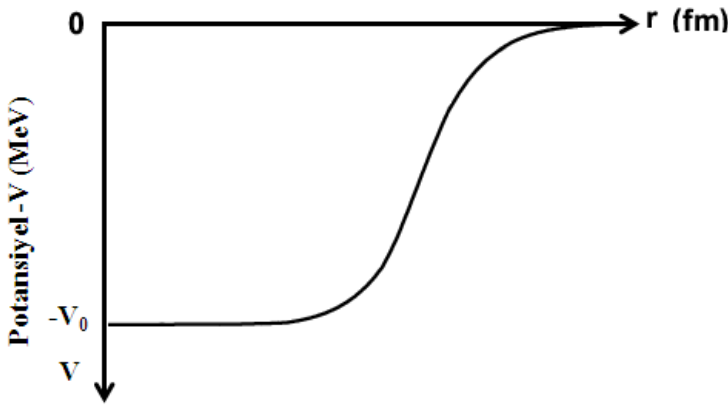
Şekil 2.6. Kütlesi (A) tek olan ve çift olan çekirdeklerinin kütlesi parabolü üzerindeki davranışları (Yip 2006, Meyerhof 1967)

Şekil 2.6'ya göre, kütlesi tek olan A çekirdeği ele alınırsa, kütlesi parabolünün tabanında bulunan kararlı çekirdeğe dönüşmek için atom numarası (Z), kararlı çekirdekten büyükse β^+ veya elektron yakalayarak kararlı çekirdeğe dönüşür, Eğer atom numarası kararlı çekirdekten küçükse β^- yayınlamaya kararlı hale gelir. Şekil 2.6'ya göre kütlesi çift olan çekirdeklerin kütlesi parabolü üzerindeki davranışları incelenirse, bu çekirdekler çiftlenme teriminin etkisiyle her iki yönde β^- ve β^+ yayınlamaya veya çift beta bozunumları mümkün hale gelerek (iki protonun iki nötrona dönüşmesi) kararlı çekirdeğe dönüşür.

2.2. Kabuk Modeli

Sıvı damlası modeli atomik çekirdeklerin küresel yapısını, nükleon başına bağlanma enerjisinin hemen hemen sabit olmasını ve yarı ampirik kütle formülünün açıklanmasında başarılıdır fakat, özellikle enerji seviyelerindeki yarımalar ve Şekil 2.2'de görülen sihirli sayıların (Z veya N=2, 8, 20, 50, 82 ve 126) açıklanmasında başarısız olmuştur. Sihirli sayılar, dolu ana kabuklara karşılık gelir, proton sayısı veya nötron sayısı bu sayılara karşılık geldiğinde herhangi bir model bu tabakaların dolu olduğunu açıklayabilmelidir. Bu sorunu çözmek için kabul modeli ortaya atılmıştır. Kabuk modelinde temel yaklaşım, bir nükleonun hareketinin, diğer nükleonların oluşturduğu potansiyele dayanmasıdır. Bu yaklaşım ile nükleonların, bir alt kabuktaki enerji düzeylerini doldurmasına nasıl izin verildiği açıklanabilir. Kabuk modelinde, Pauli ilkesine göre belirli uzaysal yörüngeler vardır.

Kabuk modelinde potansiyelin belirlenmesi önemlidir. Çünkü seçilen potansiyele göre Schrödinger dalga denklemi çözülerek enerji düzeyleri belirlenmektedir. İlk olarak, sonsuz kuyu potansiyeli ve harmonik salıncı potansiyelleri kullanılarak enerji düzeyleri belirlenmiştir ve bu potansiyel değerlerinde 2, 8 ve 20 sihirli sayıları gözlenmiştir. Diğer sihirli sayılar gözlenmemiştir. Atomik çekirdeğin tanımlanmasında daha gerçekçi bir potansiyel olan, nükleer potansiyelin yapısına uygun olarak keskin kenarlı olmayan, nükleer yük ve madde dağılımına benzer, ortalama R yarıçapının ötesinde düzgün olarak sifıra yaklaşan Şekil 2.7’de gösterilen Woods-Saxon Potansiyeli kullanılmıştır.



Şekil 2.7. Woods-Saxon potansiyeli (Krane 2011)

Woods-Saxon potansiyeli bağıntı (2.5)’te verildiği gibi kullanılır.

$$V(r) = \frac{-V_0}{1 + \exp[(r - R/a)]} \quad (2.5)$$

Bağıntı (2.5)’e göre; V_0 Woods-Saxon potansiyelinin derinliği olup ortalama 50 MeV civarındadır, a yüzey kalınlık parametresidir ve R ortalama yarıçap olup, kütle numarası ile orantılı bir büyüklüktür. Harmonik osilatör kullanılarak elde edilen ana kabuklardaki enerji düzeylerindeki dejenereliği, Woods-Saxon potansiyeli ortadan kaldırmıştır ve bu dejenerelik yüksek enerjilerde oldukça şiddetli olarak görülmektedir. Woods-Saxon potansiyelinin kullanılmasıyla da sadece 2, 8 ve 20 sihirli sayıları elde edilmiş fakat büyük sihirli sayılar elde edilememiştir (Krane 2011).

Bütün sihirli sayıları elde edebilmek için, 1949 yılında Mayer, Haxel, Suess ve Jensen potansiyele bir spin yörünge etkileşme potansiyeli ekleyerek, alt kabuklara ayrılmaların elde edilebileceğini göstererek tüm sihirli sayılar elde edilmiştir. Çekirdek fiziğinde, enerji seviyeleri arasındaki geçişler, proton ve nötronların yörüngelere yerleşmesi kabuk modeli kullanılarak anlaşılır. Enerji yarılımları, yörünge açısız momentum ve spin etkisiyle meydana gelir. Yörünge açısız momentum kuantum sayısının (l) artmasıyla enerjideki yarılımlar da artar. Kabuk modeline göre çiftlenmemiş nükleon çekirdeğin özelliklerini belirler. Bu model tüm kütle numarası (A) tek olan çekirdeklerin taban durumlarının spin ve paritelerini belirlemede başarılıdır. Manyetik dipol ve elektrik kuadropol momentlerin hesaplanmasında ise

daha az başarılıdır. Bu model aşırı bağımsız kabuk modeli olarak bilinir (Krane 2011). Bunun için bir çekirdeğin özellikleri belirlenmek istenirse, proton ve nötronların ayrı ayrı kabul modeline göre yerleştirilerek dolmamış alt kabuklardaki tüm parçacıkları dikkate almak gerekir.

Atomik çekirdeğin temel özellikleri nükleer modeller ile belirlendikten sonra, enerji seviyeleri arasındaki geçişler radyoaktif bozunmalar ve nükleer reaksiyonlar ile incelenmesi gerekir.

2.3. Radyoaktif Bozunma Kanunu

Kararsız bir atomik çekirdek kendiliğinden α , β ve γ ışınları yayınlamak kararlı bir atomik çekirdeğe dönüşür. Atomik çekirdeğin, bir durumdan diğer bir duruma geçmek için gerçekleştirdiği bu olaylara radyoaktif bozunma denir. Radyoaktif bozunma istatistiksel bir süreç olup, bir atomik çekirdeğin ne zaman bozunacağı bilinemez, fakat her atomik çekirdeğin bozunma sabiti vardır (Das ve Ferbel, 2003). Radyoaktif bozunma kanununa göre bir atomik çekirdeğin zamanla bozunumu üstel olarak değişir.

Herhangi bir t anında bulunan radyoaktif çekirdeklerin sayısı N olmak üzere, bu çekirdeklere yeni çekirdekler eklenmiyorsa, λ bozunma sabiti olmak üzere dt sürede bozunan çekirdek sayısı dN, N ile bağıntı (2.6)'daki gibi orantılıdır (Krane 2011).

$$\lambda = -\frac{1}{N} \frac{dN}{dt} \quad (2.6)$$

Bağıntı (2.6)'nın integrali alınırsa,

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2.7)$$

Radyoaktif çekirdeklerin bozunma kanunu olarak adlandırılan bağıntı (2.7) elde edilir. Bağıntı (2.7)'ye göre N_0 , t=0 anında başlangıçta bozunmamış çekirdek sayısıdır. Herhangi bir radyoaktif çekirdeğin yarısının bozunması için geçen süre olarak tanımlanan yarı ömür, bağıntı (2.7)'de N yerine $N=N_0/2$ yazılırsa bağıntı (2.8)'deki gibi elde edilir.

$$t_{1/2} = \frac{0.693}{\lambda} \quad (2.8)$$

Radyoaktif bir çekirdeğin tamamen bozunması için geçen süre ortalama ömür olarak tanımlanır ve τ ile gösterilir. t sürede bozunmadan kalan çekirdek sayısı N(t)'dir ve t ile t+dt aralığında bozunan çekirdek sayısı $|dN/dt|dt$ 'dir. Bu durumda ortalama ömür bağıntı (2.9)'daki gibi elde edilir.

$$\tau = \frac{\int_0^{\infty} t |dN/dt| dt}{\int_0^{\infty} |dN/dt| dt} \quad (2.9)$$

Paydadaki terim toplam bozunma sayısıdır ve integrali alınırsa bağıntı (2.10) elde edilir.

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \quad (2.10)$$

Bir numunede bozunmamış çekirdeklerin sayısını ölçmek yerine t_1 ve t_2 arasındaki bozunmaların sayısını ölçmek daha kolaydır. Eğer t ile Δt arasındaki çekirdeklerin sayısındaki değişiklik ΔN ile gösterilirse bağıntı (2.11) elde edilir.

$$|\Delta N| = N(t) - N(t + \Delta t) = N_0 e^{-\lambda t} (1 - e^{-\lambda \Delta t}) \quad (2.11)$$

Sayımın yapıldığı süre, λ^{-1} 'den çok küçük ise ikinci üstel açılımındaki yüksek mertebeli ifadeler ihmal edilebilir. Bu durumda bağıntı (2.12) elde edilir.

$$|\Delta N| = \lambda N_0 e^{-\lambda t} \Delta t \quad (2.12)$$

ve sonsuz küçük limitte bağıntı (2.12), bağıntı (2.13)'e indirgenir.

$$\left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N_0 e^{-\lambda t} \quad (2.13)$$

Aktiflik A , numunede birim zamanda bozunma sayısı, yani bozunma hızı olarak tanımlanır.

$$A(t) = \lambda N(t) = A_0 e^{-\lambda t} \quad (2.14)$$

Bir numunenin aktifliği bağıntı (2.14) ile hesaplanır. $t=0$ 'daki başlangıç aktifliği $A_0 = \lambda N_0$ 'dır (Krone 2011, Das ve Ferbel 2003).

2.4. Radyoaktif Bozunmalar

Temelde α , β ve γ olmak üzere üç çeşit bozunma vardır. α ve β bozunma işlemlerinde, kararsız bir çekirdek bir α veya bir β parçacığın yayımlayarak daha kararlı bir çekirdeğe dönüşmeye çalışır. γ bozunmasında ise, uyarılmış durumdaki bir çekirdeğin cinsi değişmeden taban duruma bozunmasıdır. α , β ve γ bozunumları hakkında aşağıda daha detaylı bilgi verilecektir.

2.4.1. Alfa bozunumu

Alfa parçacıkları yüksek enerjili ${}^4_2\text{He}$ parçacığıdır, menzilleri kısadır ve gericilikleri düşük olup bir kağıt parçası ile durdurulabilirler. Uranyum ve Toryum gibi doğal radyoaktif seriler α yayımlayarak bozunurlar. α yayımlanması kendiliğinden gerçekleşen bir bozunum sürecidir ve reaksiyon olarak bağıntı (2.15)'de görüldüğü gibi tanımlanır.



Bağıntı (2.15)'e göre; A_ZX_N bozunan çekirdek, ${}^{A-4}_{Z-2}Y_{N-2}$ ürün çekirdektir. Başlangıçtaki A_ZX_N çekirdeği α bozunumu yaptığı zaman kütle numarası 4, proton sayısı ve nötron sayısı 2 azalır. Coulomb itmesi sonucunda α parçacığı yayınlanır. Coulomb itmesi, proton sayısının karesi (Z^2) ile orantılı olarak, kütle numarası (A) ile artan nükleer bağlanma kuvvetinden daha hızlı bir şekilde arttığından dolayı α bozunumu ağır çekirdekler için büyük bir öneme sahiptir. Klasik fizik açısından incelenirse, α parçacığının çekirdekten kendiliğinden çıkması mümkün değildir. Bu olay ancak kuantum tünelleme etkisi ile açıklanabilir. Çünkü α bozunumunda dışarıdan hiçbir etki olmadan, sistemden aniden bir miktar kinetik enerji açığa çıkar. Bu enerji kütle farkından dolayı ortaya çıkmalıdır. Kütle farkından dolayı açığa çıkan enerji pozitif ise bozunum kendiliğinden gerçekleşir ve egzotermik reaksiyondur. Buna göre, α parçacığı çok sıkı bağlı ve kararlı yapısından dolayı, ayrı ayrı bileşenlerinin toplamından daha küçük bir kütleyle sahiptir. α bozunumunda, α parçacığının sahip olduğu kinetik enerji her bozunum için farklıdır. α bozunumu reaksiyonu sonunda, α parçacığı açığa çıkan bozunum enerjisinin tümünü alırsa, ürün çekirdek taban durumunda oluşur aksi durumda ürün çekirdek uyarılmış durumda kalır ve γ ışınımı yaparak taban duruma bozunur. Sonuç olarak, reaksiyonun sonunda açığa çıkan kinetik enerjinin maksimum ve parçalanma ürünlerinin hafif olması istenirse α reaksiyonu kullanılabilir. α bozunumunda; enerjinin korunumu, lineer momentumun korunumu ve açısal momentumun korunum yasaları geçerlidir (Krane 2011, Das ve Ferbel 2003).

Enerjinin korunum yasası uygulanırsa,

$$m_x c^2 = m_y c^2 + T_y + m_\alpha c^2 + T_\alpha \quad (2.16)$$

$$(m_x - m_y - m_\alpha)c^2 = T_y + T_\alpha \quad (2.17)$$

$$Q = (m_x - m_y - m_\alpha)c^2 \quad (2.18)$$

$$Q = T_y + T_\alpha \quad (2.19)$$

Bağıntı (2.16), (2.17), (2.18) ve (2.19)'da görüldüğü gibi α bozunumunda açığa çıkan enerji (Q), bozunum sonucu ortaya çıkan ürün çekirdeğin ve α parçacığının kinetik enerjilerinin toplamına eşittir.

Lineer momentumun korunum eşitliğine göre, başlangıçtaki A_ZX_N çekirdeği durgun olduğu için lineer momentumu sıfırdır. Lineer momentumun korunması için bağıntı (2.20)'de görüldüğü gibi son durumdaki ${}^{A-4}_{Z-2}Y_{N-2}$ ürün çekirdeğinin ve α parçacığının momentumu sıfır olmalıdır.

$$0 = \vec{P}_y + \vec{P}_\alpha \quad (2.20)$$

α bozunumunda ortalama 5 MeV enerji açığa çıktığından dolayı $T \ll mc^2$ olduğundan bağıntı (2.21) kullanılır.

$$T = \frac{p^2}{2m} \quad (2.21)$$

Bağıntı (2.19) ve bağıntı (2.20) kullanılarak α parçacığının kinetik enerjisi bağıntı (2.22)'deki gibi elde edilir (Krane 2011).

$$T_\alpha = \frac{Q}{1 + \frac{m_\alpha}{m_y}} \quad (2.22)$$

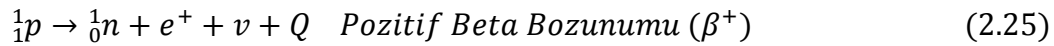
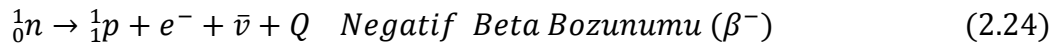
${}_{Z-2}^{A-4}\text{Y}_{N-2}$ ağır bir çekirdeği temsil ettiği için $\frac{m_\alpha}{m_y}$ oranı 1'den küçüktür. Bu durumda oran $4/(A-4)$ şeklinde yazılabilir. $A \gg 4$ için, bağıntı (2.23) elde edilir.

$$T_\alpha = Q \left(1 - \frac{4}{A}\right) \quad (2.23)$$

α parçacığı Q değerinin yaklaşık %98'ini taşır, ${}_{Z-2}^{A-4}\text{Y}_{N-2}$ ürün çekirdeği ise %2'sini taşır. α parçacığının kinetik enerjisi manyetik spektrometreyle ölçülerek α bozunum reaksiyonunun Q değeri belirlenebilir (Krane 2011).

2.4.2. Beta bozunumu

Kararlı çekirdeklerde genellikle Şekil 2.2'ye göre $Z=A/2$ şeklinde bir oran vardır. Bir çekirdek kendisine en yakın kararlı izobarından uzaklaştıkça kararsızlığının ölçüsü artar. Bazı çekirdekler α bozunumu yaparak kararlı hale gelmeye çalışırken, bazı çekirdekler için α bozunumu yetersiz kalır. Bu durumda kararsız durumdan kararlı bir duruma geçmek için β bozunumu yayımlar. Beta bozunumu, bağıntı (2.24)'deki gibi negatif beta bozunumu (β^-) olarak adlandırılan bir nötronun bir protona dönüşümü, veya bağıntı (2.25)'deki gibi pozitif beta bozunumu (β^+) olarak adlandırılan bir protonun bir nötrona dönüşümüdür.



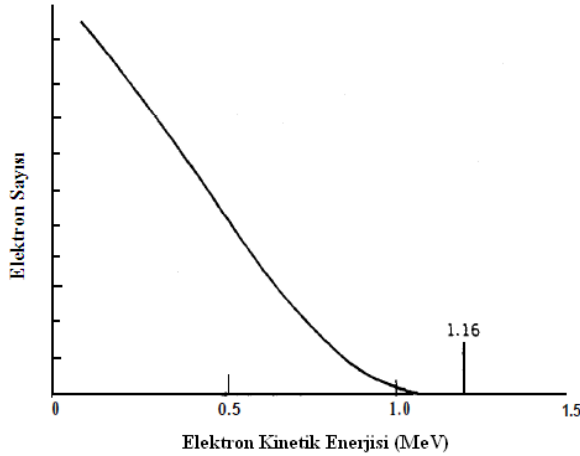
Bağıntı (2.24) ve bağıntı (2.25) yazılırken, yük korunumu, çizgisel momentumun korunumu ve enerjinin korunumu dikkate alınarak negatif beta bozunumuna anti nötrino, pozitif beta bozunumuna ise nötrino parçacıkları eklenmiştir. Çünkü α parçacıkları, reaksiyonun ilk ve son durumları arasındaki kütle enerjisine eşit, belirli bir enerji değerinde enerji yayımlarken, beta parçacıkları reaksiyon ilk ve son durumları arasındaki kütle enerjisine eşit sürekli bir spektrum şeklinde enerji yayınlamaktadır. Bağıntı (2.24)'deki negatif beta bozunumu sonucu ortaya çıkan enerji yazılırsa bağıntı (2.26) elde edilir.

$$Q = (m_n - m_p - m_e - m_{\bar{\nu}})c^2 \quad (2.26)$$

Nötronlar durgun kabul edilirse bağıntı (2.27) elde edilir.

$$Q = T_p + T_e + T_{\bar{\nu}} \quad (2.27)$$

Bağıntı (2.27)'ye göre yaklaşık 0.3 keV olan protonların geri tepme enerjisi ihmal edilirse, negatif beta bozunumu sonucu ortaya çıkan enerji, elektron ve anti nötrino arasında paylaşılır. Elektronlar maksimum enerjiye sahip olduğu zaman, anti nötrinolar minimum enerjiye sahip olmalıdır. Örnek olarak ^{210}Bi bozunumunun sürekli elektron dağılımı Şekil 2.8'de gösterilmiştir.



Şekil 2.8. ^{210}Bi bozunumunun sürekli elektron dağılımı

Proton fazlalığı olan kararsız atomik bir çekirdek, pozitif beta bozunumu yapamadığı zaman çekirdek atomun elektronlarından birini yakalayabilir ve nötrona dönüşür. Bu yakalanan elektronun yeri başka bir elektron tarafından doldurulması sırasında karakteristik X ışınları açığa çıkar bu olay elektron yakalaması (ϵ) olarak bilinir. Bir atomik çekirdeğin elektron yakalaması bağıntı (2.28)'deki gibi gösterilir.

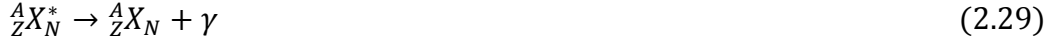


Elektron yakalanması sonucu yayınlanan X ışınlarının enerjisi, yakalanan elektronun bağlanma enerjisine eşittir. Kararsız atomik bir çekirdeğin pozitif beta bozunumu ve elektron yakalaması sonucu oluşan son ürün çekirdek aynıdır. Pozitif beta bozunumu yapabilen bir çekirdek, elektron yakalama sonucunda da kararlı hale gelebilir. Fakat tersi meydana gelemez. Pozitif beta bozunumu için $Q < 0$ iken, elektron yakalama için $Q > 0$ olabilir. Pozitif beta bozunumu için atomik kütle enerjileri farkı minimum 1.022 MeV olmalıdır (Krane 2011).

2.4.3. Gama bozunumu

α ve β bozunumu yapan atomik bir çekirdek, bozunma sonunda genellikle uyarılmış durumda kalır, uyarılmış durumdaki bu atomik çekirdek ya doğrudan taban durumuna geçiş yapacak yada daha düşük enerjili durumlara geçiş yapacaktır. Uyarılmış düzeyler veya doğrudan taban duruma geçiş sırasında atomik çekirdek tarafından yayınlanan ışınlar gama ışınları olarak adlandırılır. Gama ışınlarının dalga

boyu küçük, frekansları yüksektir. Gama bozunum süresi çok kısadır. Atomik çekirdekler hakkında bilinen bilgilerin birçoğu uyarılmış düzeyler hakkında bilinen bilgilere bağlıdır. Atomik bir çekirdekten yayınlanan gama bozunumu bağıntı (2.29)'daki gibi gösterilir.



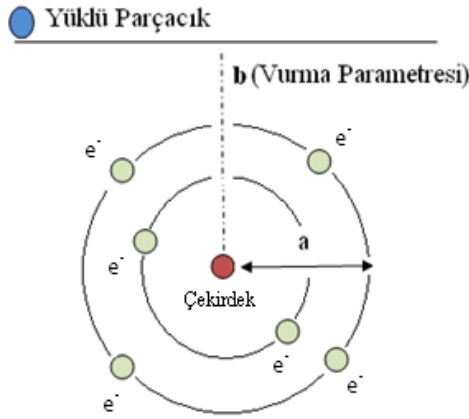
Bağıntı (2.29)'a göre ${}^A_ZX_N^*$ uyarılmış durumdaki çekirdek, A_ZX_N taban durumdaki çekirdektir ve bozunum sırasında γ ışınları yayınlanmaktadır. Atomik çekirdek tarafından yayınlanan gama ışınları karakteristik özelliindedir. Gama ışınlarının hava içinde soğurulma oranları α ve β ışınlarına göre daha azdır ve gama ışınları daha hassas bir şekilde ölçülebilirler. Gama ışınları ve iç dönüşüm olayları incelenerek uyarılmış durumların spin ve pariteleri belirlenebilir (Krane 2011). Nükleer fizik alanında yapılan araştırmaların bir çoğunda gama spektroskopisi sıklıkla kullanılan bir yöntemdir.

2.5. Radyasyonun Madde ile Etkileşmesi

Radyasyonun madde ile etkileşmesini yüklü parçacıkların madde ile etkileşmesi ve gama ışınlarının madde ile etkileşmesi olarak iki kısımda inceleyebilir.

2.5.1. Yüklü parçacıkların madde ile etkileşmesi

Yüksüz parçacıklar (gama ışınları veya nötronlar) madde ile etkileşirken enerjilerini kaybetmezler fakat yüklü parçacıklar (alfa, müon, proton, vb.) madde ile etkileşirken enerjilerinin bir kısmını kaybederler. Yüklü parçacıklar, madde ile etkileşirken çekirdek veya elektronlarla etkileşebilme ihtimalleri yüksektir. Yüklü parçacıkların çekirdek ile etkileşirken kaybettikleri enerji ihmal edilebilir düzeydedir. Bu nedenle yüklü parçacıkların madde ile etkileşmesinde nükleer kuvvetten çok elektromanyetik kuvvet olan Coulomb kuvveti dikkate alınır. Yüklü parçacıklar madde ile etkileşirken ya iyon-elektron çifti oluşturarak iyonizasyon ya da elektronları buldukları enerji seviyesinden daha yüksek seviyelere çıkararak uyarılma meydana getirirler. Yüklü parçacıkların madde ile etkileşmeleri, Şekil 2.9'da görüldüğü gibi çekirdek yarıçapı a ve vurma parametresi olarak tanımlanan b değerlerine bağlı olarak değişir (Attix 1986).



Şekil 2.9. Yüklü parçacıkların madde ile etkileşmesi (Attix 1986)

Çekirdek yarıçapına (a) ve vurma parametresine (b) bağlı olarak 4 etkileşme meydana gelmektedir.

- 1) Yumuşak çarpışmalar (Soft Collisions) veya inelastik çarpışmalar ($b \gg a$)
- 2) Sert çarpışmalar (Hard Collisions) ($b \approx a$)
- 3) Çekirdek ile elastik ve inelastik çarpışmalar ($b \ll a$)
- 4) Ağır yüklü parçacıkların çekirdek ile etkileşmesi ($b \ll a$)

2.5.1.1. Yumuşak çarpışmalar veya inelastik çarpışmalar ($b \gg a$)

Bu çarpışmalarda Coulomb kuvvetinin etkisiyle ya iyonizasyon ya da uyarılma meydana gelir. Vurma parametresi (b), a 'dan daha büyük değerlere ulaştığında yumuşak birçok çarpışma meydana gelir. Bu çarpışmalar sırasında yüklü parçacık enerjisinin çok küçük bir miktarını kaybeder. n kırılma indisine sahip saydam bir dielektrik malzemeden geçen yüklü bir parçacığın hızı eğer $\frac{c}{n}$ değerini geçerse parçacığın yönüne göre $\xi = \arccos\left(\frac{1}{\beta n}\right)$ açısında bir çerenkov radyasyonu yayılır.

2.5.1.2. Sert (knock on) çarpışmalar ($b \sim a$)

Vurma parametresi b , atom yarıçapı a değerine yaklaşık eşit olduğu zaman, yüklü parçacık sadece tek bir elektron ile etkileşir ve yüksek kinetik enerjiye sahip bir elektron atomdan sökülür ve delta (δ) ışınları diye bilinen ışınlar yayılır. Delta ışınları da yüksek enerjili ışınlardır ve Coulomb kuvvetine ek olarak yüklü parçacığı kendilerine doğru çekerler bu süreçte kinetik enerjilerini kaybederler. Bu tip çarpışmalarda bağlanma enerjisi ihmal edilir ve elektronlar serbest olarak düşünülür (Attix 1986).

2.5.1.3. Çekirdek ile çarpışmalar ($b \ll a$)

Gelen yüklü parçacığın çekirdek ile etkileşmesi elastik ve inelastik olmak üzere iki şekilde açıklanabilir.

Gelen yüklü parçacığının vurma parametresi b , a atomik yarıçap değerinden çok çok küçük ise Coulomb kuvveti çekirdek ile etkileşir. Eğer gelen yüklü parçacık madde ile etkileşirken elektron koparılıp, elastik olarak saçılıp, X ışını fotonlarının yayılması veya çekirdeğin uyarılması gerçekleşmiyorsa bu elastik saçılma olarak adlandırılır. Bu etkileşimde kaybedilen enerji miktarı ihmal edilebilir düzeydedir.

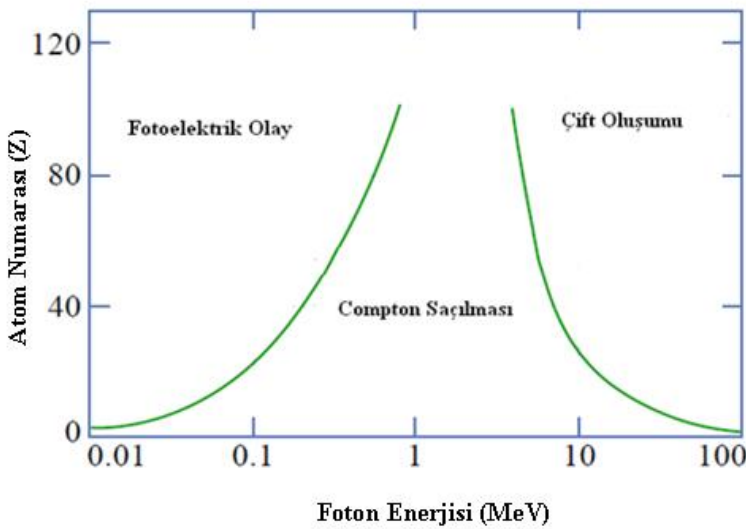
Bir diğer etkileşme ise elektron çekirdeğin yakınından geçerken, X ışınları yayınlıyorsa inelastik etkileşme gözlenir. İnelastik etkileşimde elektron koparılmaz fakat elektron enerjisinin büyük bir kısmını kaybeder ve bu durumda ortaya çıkan ışınlar frenleme (Bremsstrahlung) ışınları olarak adlandırılır (Attix 1986).

2.5.1.4. Ağır yüklü parçacıkların çekirdek ile etkileşmesi ($b \ll a$)

Gelen yüklü parçacığın enerjisi yeterince büyük ve vurma parametresi atom yarıçapından çok çok küçük ise çekirdek ile inelastik olarak etkileşebilir. Bu etkileşimde çekirdek daha uyarılmış enerji seviyelerine uyarılabilir. Uyarılmış durumda bulunan çekirdek radyoaktif bozunmalar ve gama ışınları yayınlıyarak daha düşük enerjili seviyeler bozunur. Fakat bu etkileşmenin meydana gelme olasılığı elektronlar etkileşme sonucu meydana gelen Bremsstrahlung ışınlarının meydana gelme olasılığından daha düşük olup, ihmal edilebilir (Attix 1986).

2.5.2 Gama ışınlarının madde ile etkileşmesi

Gama ışınları madde ile fotoelektrik olay, Compton saçılması ve çift oluşumu olmak üzere gelen gama ışınının enerjisine ve etkileştiği maddenin atom numarasına göre Şekil 2.10'da görüldüğü gibi üç şekilde etkileşir.

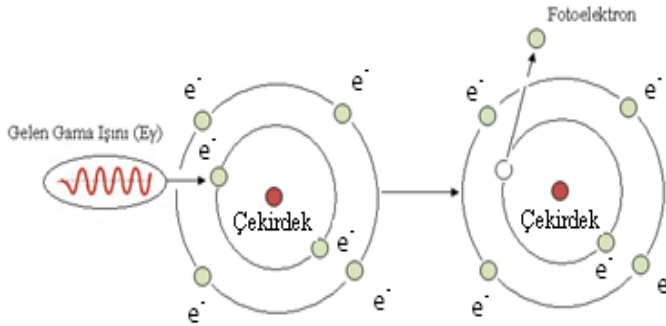


Şekil 2.10. Gama ışınlarının enerjisine göre madde ile etkileşmesinde meydana gelen olaylar (Krane 2011, Coderre 2006)

2.5.2.1. Fotoelektrik olay

Gelen gama ışınının enerjisi düşük, etkileştiği maddenin atom numarası yüksek ise fotoelektrik olay meydana gelme olasılığı yüksektir. Şekil 2.11’de gösterildiği gibi gelen gama ışını ilk olarak geldiği yüzeyin elektronları ile etkileşir. Eğer gelen gama ışınının enerjisi, yüzeyde bağlı bulunan elektronu koparabilecek düzeyde ise yani elektronun bağlanma enerjisinden daha yüksek bir enerjiye sahipse, yüzeyden elektronu koparır ve elektron belirli bir kinetik enerji ile ayrılır. Bu koparılan elektrona fotoelektron ve gerçekleşen olaya fotoelektrik olay denir. Fotoelektrik olayda elektronun kazandığı kinetik enerji T_e , gelen gama ışınının enerjisi E_γ ve elektronun yüzeye bağlanma enerjisi ϕ olmak üzere bağıntı (2.30) ile ifade edilir.

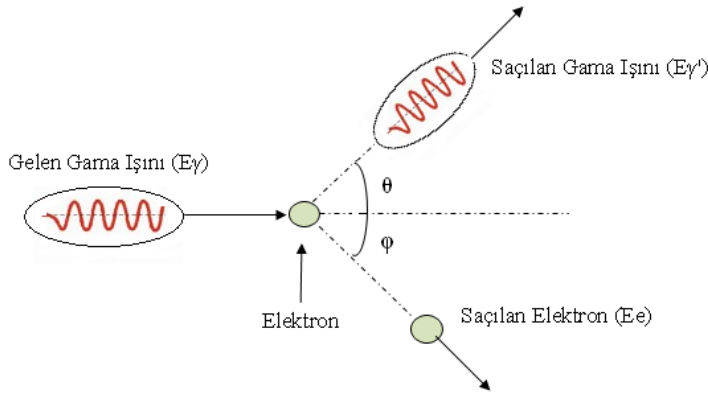
$$T_e = E_\gamma - \phi \quad (2.30)$$



Şekil 2.11. Fotoelektrik olay (Anonim 2015d)

2.5.2.2. Compton saçılması

Gelen gama ışınının enerjisi 0.1-10 MeV aralığında ise Compton saçılmasının gerçekleşme ihtimali yüksektir. Gelen gama ışını elektrona çarparak, enerjisinin bir kısmını elektrona aktarır, elektronun kinetik enerji kazanmasını sağlayarak belirli bir açı ile elektron saçılır. Bu süreçte gelen gama ışını da enerji kaybederek farklı bir doğrultuda Şekil 2.12’de görüldüğü gibi saçılır. Gelen gama ışınının enerjisine ve elektronun kazandığı kinetik enerjiye göre saçılma açıları (0° - 180° olacak şekilde) enerjinin ve momentumun korunum yasalarına uygun olacak şekilde farklılık gösterir.



Şekil 2.12. Compton saçılması (Serway ve Beichner 2005)

2.5.2.3. Çift oluşumu

Gelen gama ışını, madde ile etkileştikten sonra elektron-pozitron çifti oluşturarak kaybolur. Çift oluşumu olayında enerjinin korunum ifadesi bağıntı (2.31)'deki gibi elde edilir.

$$E_{\gamma} = T_{+} + mc^2 + T_{-} + mc^2 \quad (2.31)$$

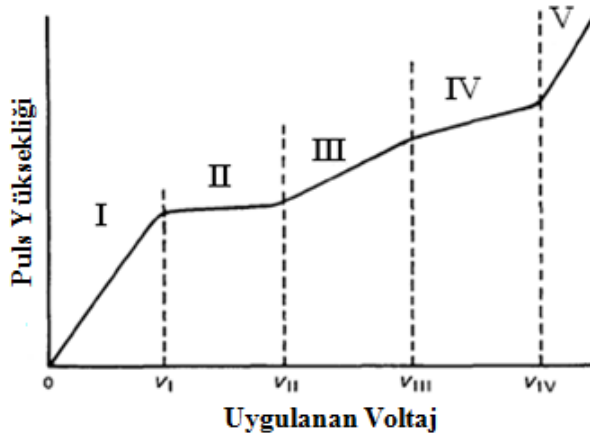
Bağıntı (2.31)'e göre, T_{+} , pozitronun kazandığı kinetik enerji ve T_{-} , elektronun kazandığı kinetik enerjidir. Elektron ve pozitron çiftinin oluşabilmesi için bağıntı (2.31)'den görüldüğü gibi gelen gama ışının enerjisi $2mc^2$ 'den yani 1.022 MeV değerinden büyük olmalıdır (Krane 2011). Şekil 2.10'da görüldüğü gibi çift oluşumu 5 MeV'in üstündeki enerjilerde baskın olarak gözlenmektedir.

2.6. Radyasyon Ölçüm Araçları

Gama radyasyonunu ölçmek için gazlı sayaçlar, sintilasyon dedektörleri ve yarı iletken dedektörler kullanılır.

2.6.1. Gazlı sayaçlar

Gazlı sayaçlarda, radyasyon gaz içinden geçerken iyonlaşma meydana getirir. Gazlı sayaçlar tipik olarak iki elektrot arasına gaz doldurulup, elektrik alanı uygulanarak kullanılır. Radyasyon gaz içinden geçerken enerjisinin tamamını veya bir kısmını aktararak elektron-iyon çiftini oluşturur. Elektrik alan, iyonların elektronlarla tekrar birleşmesini engeller. Bu süreçte pozitif yüklü iyonlar negatif plakaya doğru sürüklenirken, elektronlar ise pozitif yüklü plakaya doğru hareket ederler. Radyasyon tarafından üretilen yüklü parçacıkların hareketleri elektronik araçlar kullanılarak sinyallere dönüştürülür. Bu elde edilen sinyalleri gözleyebilmek için yükseltilmelidir. Gazlı sayaçların, uygulanan voltaj aralığına göre bölgeleri Şekil 2.13'te gösterildiği gibidir.



Şekil 2.13. Puls yüksekliğinin uygulanan voltaja göre değişimi (Tsoulfanidis 1995)

Şekil 2.13'de görüldüğü gibi, uygulan voltaja göre puls yüksekliğinin değişimi 5 bölgede incelenebilir (Tsoulfanidis 1995).

I. Bölge: Bu bölgede, uygulan voltaj çok düşüktür ve elektrik alan çok kuvvetli değildir. Elektronlar ve iyonlar birbirine göre çok düşük hızlarla hareket ederler ve yeniden birleşme olasılıklarının yüksek olduğu düşünülür. Uygulanan voltaj arttıkça, elektronlar ve iyonlar birbirine göre çok hızlı hareket ederler ve yeniden birleşme olasılıkları azalır. Bu bölge yeniden birleşme bölgesi olarak isimlendirilir.

II. Bölge: Bu bölgede, voltajın artırılmasına rağmen puls yüksekliği sabittir. Çünkü yeniden birleşme oranı sıfırdır ve yeni yük üretilmez. Bu bölge iyonlaşma bölgesi olarak adlandırılır.

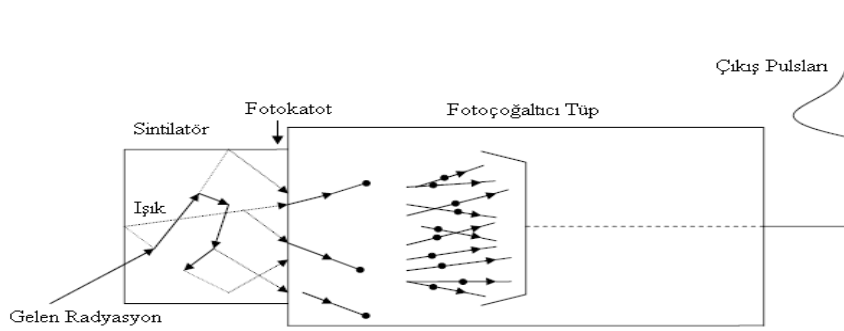
III. Bölge: Bu bölgede, uygulanan voltaj ile birlikte puls yüksekliği, yüklü parçacıkların çarpışmaları sonucu, elektronlar ikinci iyonizasyon meydana getirmesinden dolayı artar. Burada elektronların ikincil iyonizasyonu meydana getirebilmesi için elektrik alanın yeterince güçlü olması gerekir. Bu bölgede uygulanan voltaj birincil iyonizasyondan bağımsız olmasına rağmen, sayaç tarafından sayılan pulslar birincil iyonizasyon ile orantılıdır. Bu bölgeye orantılı bölge denir ve orantılı sayaçlar bu bölgede çalışır.

IV. Bölge: Bu bölgede tek bir elektron iyon çiftinin enerjisi elektron iyon çığı başlatmak için yeterince büyük bir enerjiye sahiptir. Bu çığlar, parçacığın çeşitinden ve birincil iyonizasyonun yüksekliğinden bağımsız olup sadece sayacın elektroniğine bağlı olarak değişen çok güçlü bir sinyal oluştururlar. Bu bölge Geiger-Müller bölgesi olarak adlandırılır. Geiger-Müller sayaçları bu bölgede çalışır.

V. Bölge: Bu bölge uygulan voltaj değeri IV. bölgede uygulanan voltaj değerinden daha büyüktür. Tek bir iyonizasyondan sonra gaz içinde sürekli olarak yük boşalması devam eder ve sayaç bir daha kullanılamaz. Bunun için gazlı sayaçlara IV. bölgede uygulanan voltaj değerinden daha yüksek bir voltaj değeri uygulanmamalıdır (Tsoulfanidis 1995).

2.6.2. Sintilasyon dedektörleri

Radyasyon madde ile etkileşirken, ya iyonizasyon ya da uyarılma meydana getirir. Uyarılmış veya iyonizasyon halinde bulunan moleküller taban duruma geçerken görünür bölgede foton yayımlar. Bu olaya sintilasyon denir. Sintilasyon yöntemi radyasyon ölçümünde kullanılan temel metotlardan birisidir. Yüksek enerjili parçacık veya yüksek enerjili foton maddeye çaptığında çok küçük miktarda parıldama meydana getirir. Meydana gelen bu parıldamanın şiddeti çok zayıftır. Fakat bazı maddelerde meydana gelen ışığın şiddeti daha verimlidir ve bu tip maddelere sintilatör denir. İyonlaşmış parçacıklar madde ile etkileştiği zaman serbest yükler üretir. Bu yükler, bir gaz içine yeterince büyük elektrik alan verilirse biriktirilir. Bu yükleri bir katı içerisinde biriktirmek zordur. Sadece Silisyum veya Germanyum gibi maddeler içinde verimli bir şekilde biriktirilebilir. Sintilatörlerde, yüklü parçacıklar sadece birkaç atomla etkileşebilir ve ışıldama merkezi boyunca hareket ederler. Işıldama merkezinde, elektronlar, fotonları üretir. Sintilasyon dedektörlerini radyasyonu verimli bir şekilde ölçmede kullanabilmek için bazı özelliklere sahip olmaları gerekir. Bunlar: Sintilasyon materyali, sintilasyondan yayılan ışığın dalga boyunda saydam olmalıdır. Elde edilen ışığın verimi yüksek olmalıdır, ışığın pulsları olabildiğince kısa olmalıdır ve gecikmiş ışık yayılımı olmamalıdır. Yayınlanan ışığın miktarı gelen parçacığın enerjisi ile orantılı olmalıdır, sintilatörde ışık kolay bir şekilde açığa çıkarılabilir diye kırılma indisi 1,5 değerine yakın olmalıdır (Tavernier 2010). Ayrıca sintilasyon dedektörleri, elektron ve iyonları yeteri kadar biriktirip elektronik pulsların oluşabilmesi için yüksek elektrik alanına dayanabilecek dedektör materyaline sahip olmalı ve radyasyon olmadığında az akım geçirmeli veya hiç akım geçirmemelidir. Elektronlar, gönderilen radyasyon ile atomdan kolayca ve çok sayıda koparılabilir. Elektronlar ve ilk iyonlaşan atomlar materyal boyunca kolayca hareket edebilmelidir. Sintilasyon dedektörünün çalışma prensibi şematik olarak Şekil 2.14’de gösterilmiştir.



Şekil 2.14. Sintilasyon dedektörünün çalışma prensibinin şematik gösterimi (Krane 2011)

Gelen radyasyon dedektöre girer ve dedektörün yapıldığı maddenin atomlarını uyarılmış düzeylere çıkararak çok fazla etkileşme yapar. Uyarılmış durumda bulunan atomlar, taban duruma dönerken görünür bölgede (veya görünür bölgeye yakın) ışık yayımlar bu tür materyallere fluoresans denir. Elde edilen ışık foto duyarlı yüzey olan fotokatota çarparak foton başına en çok bir elektron salınmasını sağlar. Elektronlar fotoçoğaltıcı tüpte çoğaltılır, hızlandırılır ve çıkış pulslarına dönüştürülür.

Sintilatörler özellikleri ve uygulamaları bakımından farklılık gösterdikleri için organik ve inorganik sintilatörler olmak üzere iki kısımda incelenir.

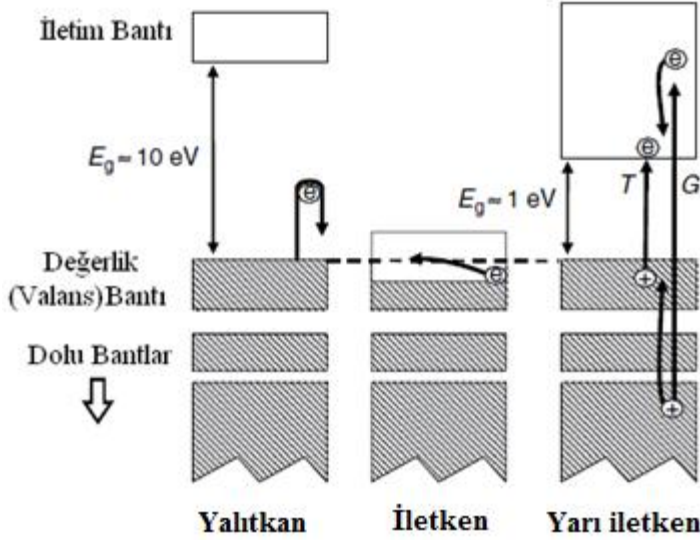
Organik sintilatörlerin büyük bir kısmı küçük atom numarasına sahip atomlardan oluşur ve radyasyonun dalga boyu büyüktür. Organik sintilatörler, yüklü parçacıkların oluşturdukları radyasyonu ölçmek için uygundur. Organik sintilatörler ayrıca enerjileri 10 keV ile 10 MeV arasında olan hızlı nötronları ölçmek için kullanılır. Organik sintilatörler, organik kristaller, organik sıvılar ve plastik sintilatörler olmak üzere üç gruba ayrılır. Organik kristallerin verimi yüksektir fakat kullanımı zordur ve pahalıdır. Organik sıvı sintilatörler, diğerlerine göre daha ucuzdur ve geniş hacimde bulunan örneklerin sintilasyonunda kullanılır. Ayrıca, sıvı içinde çözünebilen radyoaktif materyallerin sayımında kullanılabilir. Arkeolojik örneklerin yaşını hesaplamada ^{14}C sayımı gibi düşük beta aktivitelerinin sayımı içinde kullanılır. Plastik sintilatörlerin üretiminin kolay olması ve ihtiyaç duyulan her şekilde elde edilebilmesinden dolayı geniş bir kullanım alanına sahiptir. Organik sintilatörlerin ana kullanım amacı yüklü parçacıkları ölçmektir. Çünkü organik sintilatörlerin bozunum zamanı kısadır ve bu dedektörler çok iyi bir şekilde zaman hakkında bilgi edinmemizi sağlar (Tavernier 2010).

İnorganik sintilatörler, atom numaraları büyük olan atomlardan oluşur ve oluşan radyasyonun dalga boyu küçüktür. İnorganik sintilatörler, X ışınlarını ve gama ışınlarını ölçmek için kullanılır. İnorganik sintilatörler, genellikle iyonik kristallerdir. İnorganik sintilatörlerin yapısı katıların band yapısı ile açıklanır (Tavernier 2010). En yüksek iki band değerlik bandı ve iletim bandıdır. En çok kullanılan inorganik sintilatörlerden olan NaI gibi yalıtkan bir materyalde değerlik bandı genellikle doludur, iletim bandı ise boştur. Gelen radyasyon değerlik bandında bulunan bir elektronu enerji aralığını atlatarak iletim bandına geçirir. Bu durumda iletim bandında bulunan elektron foton yayımlayarak enerjisini kaybeder ve değerlik bandına geri döner. Foton yayımlanma olasılığını arttırmak ve ışığın kendisinin soğurulmasını minimuma indirmek için kristale aktivatör adı verilen safsızlıklar ilave edilir. En çok kullanılan aktivatör Talyum'dur ve NaI(Tl) şeklinde gösterilir (Krane 2011).

2.6.3. Yarı iletken dedektörler

Yarı iletken dedektörler elektron-boşluk çiftleri oluşturarak gelen radyasyonu ölçer. Yarı iletken dedektörler diğer dedektörlere göre pahalıdır. Dedektör materyali olarak genellikle Germanyum (Ge) veya Silisyum (Si) kullanılır. Son zamandaki teknolojik gelişmeler sayesinde Kadmiyum Tellür (CdTe) ve Kadmiyum-Çinko-Tellür (CdZnTe) de parçacık dedektörleri olarak geliştirildi. Gama spektroskopisinde gelen radyasyonun ölçümünde kullanılacak dedektörlerin özelliği olarak, çıkış sinyali, gelen gama ışınının enerjisi ile orantılı olmalıdır, verimi yüksek olmalıdır (yüksek soğurma katsayısına sahip olmalıdır ve dedektör materyalinin atom numarası büyük olmalıdır), dedektörden elde edilen sinyali biriktirmek için kolay bir mekanizmaya sahip olmalıdır ve enerji çözünürlüğü yüksek olmalıdır. Zaman, sıcaklık gibi ölçüm parametreleri kararlı olmalıdır, uygun fiyatlı olmalıdır ve uygun ölçülerde olmalıdır. Bu özelliklerin büyük çoğunluğunu yarı iletken dedektörler sağlamaktadır. Atomda nasıl elektronlar belirli enerji yörüngelerinde yer alıyorsa, yarı iletkenlerde de bunun karşılığı elektronlar belirli enerji bandlarında yer alır (Gilmore 2008). Yarı iletkenler, iletkenler

ve yalıtkanlar arasındaki fark değerlik bandı ile iletim bandı arasındaki Şekil 2.15’de görüldüğü gibi yasak bölgenin genişliğinden kaynaklanmaktadır.



Şekil 2.15. Yalıtkanlar, iletkenler ve yarı iletkenlerde band yapısının şematik gösterimi (Gilmore 2008)

Şekil 2.15’de görüldüğü gibi, yalıtkanlarda değerlik bandı tamamen doludur ve burada bulunan bir elektronun iletim bandına geçebilmesi için yaklaşık 10 eV yasak bölge aralığını geçmesi gerekir. İletkenlerde değerlik bandı tam dolu değildir ve iletim bandı ile aralarındaki yasak bölge yoktur çünkü değerlik bandı ve iletim bandı çakışmıştır. Termal uyarılma ile de elektronlar uyarılarak iletim bandına geçebilir. Yarı iletkenlerin band yapısı yalıtkanların band yapısı ile aynı değildir. Yarı iletkenlerde de değerlik bantları tamamen doludur fakat yasak bölge band genişliği yaklaşık 1 eV’dir. Bu enerji aralığında iletkenlerde olduğu gibi termal uyarılma ile aşılabılır. Normal koşullarda elektronların çok az bir kısmı iletim bandında bulunur yani iletkenlik gösterme durumu sınırlıdır. Yarı iletkenlerde iletim bandına geçecek elektronların geçiş olasılığının $p(T)$ sıcaklık ile değişimi bağıntısı (2.32)’de verilmiştir.

$$p(T) \propto T^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \quad (2.32)$$

Bağıntı (2.32)’ye göre T sıcaklık, k Boltzman sabiti ve E_g değerlik bandı ile iletim arasındaki yasak bölgenin aşılması gereken enerji değeridir. İletim bandına geçen elektronların sayısını azaltmak için soğutucu materyaller kullanılır. Böylece doğal fondan (background) oluşan akımlar azaltılır. Valans bandında bulunan bir elektron iletim bandına uyarılırsa, valans bandında boşluklar oluşur ve bu boşluklar dış bir elektrik alan etkisinde katoda doğru hareket ederek diğer elektronlar tarafından doldurulur bu durumda boşluklar hareket ediyormuş gibi gözlenir. Hem elektronlar hem de boşluklar iletme katkı sağlamaktadır.

Gelen gama ışınlarının yarı iletken dedektör ile etkileşmelerinde, enerjileri termal enerjiden daha büyük oranda olan birincil elektronlar üretilir. Valans bandının daha aşağı seviyelerinde bulunan elektronlar yine valans bandında bulunan üst enerji bandlarına veya iletim bandına uyarılabilir. Birincil elektronlar oluşmasına Şekil 2.15’de gösterildiği gibi yarı iletkenlerde hem elektronlar hem de boşluklar katkıda bulunmaktadır. Elektron boşluk çiftinin sayısı, soğurulan gama ışının enerjisi ve elektron boşluk çiftinin oluşması için gerekli olan enerji ile bağıntı (2.33)’de gösterildiği gibi orantılıdır.

$$n = \frac{E_{abs}}{\varepsilon} \quad (2.33)$$

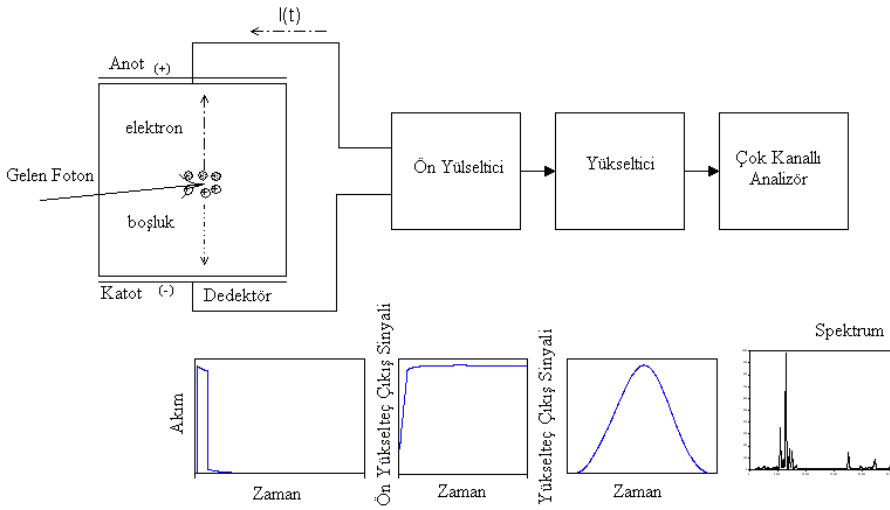
Bağıntı (2.33)’e göre, n oluşan elektron boşluk çifti sayısı, E_{abs} soğurulan gama ışınının enerjisi ve ε elektron boşluk çiftinin oluşması için gerekli olan enerjidir.

Gama ışınlarının ölçümünde kullanılacak yarı iletken dedektörler; büyük soğurma katsayısına sahip olmalıdır (örneğin, atom numarası büyük olmalıdır), birim enerji başına yeterince elektron boşluk çifti oluşturmalıdır (ε düşük olmalıdır), elektron boşluk hareketliliğine izin vermelidir, dedektör kristalleri tek bir kristal gibi yüksek saflıkta kullanılabilmelidir ve uygun fiyatta ve uygun boyutlarda olmalıdır.

Yarıiletken dedektörlerin yapımında en çok tercih edilen materyal Germanyum’dur. Çünkü Germanyum’un atom numarası Silisyum’un atom numarasından daha büyüktür ve yüksek enerjili gama ışınlarını ölçmek için uygundur. Yasak bölge band genişliğinin enerji değeri Silisyum’a göre daha düşüktür (Gilmore 2008).

Germanyum ve Silisyum dört değerlik elektronu olan ve değerlik elektronları, diğer komşu elektronlarla dört kovalent bağ oluşturduğu bir dolu band bir boş iletim bandından oluşan kök kristaller şeklindedir. Bu yarı iletkenlerin elektrik iletimi kolaylaştırmak için bir miktar katkı maddesi ilave edilir. Katkı maddesi ile 3 veya 5 değerlikli atomlar kristal örgü içine girer. Eğer 5 değerlikli bir atom kristal içine katkı yapılırsa, bu elektronlardan dördü komşu Si veya Ge ile kovalent bağ yapar, bir elektron örgü içinde bağ yapmadan serbest bir şekilde hareket eder ve bu tek elektronlar iletim bandının hemen altında kesikli verici durumların bir kümesini oluşturur. Bu tip materyallerde negatif yük taşıyıcıları olan elektronlar fazla olduğundan dolayı n-tipi yarı iletken olarak adlandırılır. Eğer 3 değerlik atomlar kristal içerisine katılırsa her üç değerlik elektronu komşu elektronlarla kovalent bağ yapar ve boşluk fazlalığı ortaya çıkar. Bu boşluklar değerlik bandının hemen üzerinde alıcı durumları oluşturur. Bu tip materyallerde yük taşıyıcılar boşluklardan oluştuğu için p-tipi yarı iletken olarak adlandırılır. p tipi ve n tipi yarı iletkenler birleştirilse elektronlar n tipi materyalden p tipi materyale doğru hareket eder ve boşluklarla birleşirler. Yük taşıyıcılarının eklem yakınında nötr hale geldikleri bölgeye tüketim bölgesi denir. Radyasyon tüketim bölgesine girerse elektron boşluk çiftleri oluşturur ve elektronlar bir yönde hareket ederken boşluklar diğer yönde hareket eder ve toplanan elektronların sayısı bir elektronik puls oluşturur ve oluşan pulsun genliği gelen radyasyonun enerjisi ile orantılıdır. Bu dedektörler ortalama 1000 V-3000 V ters besleme voltajı ile çalıştırılır. Bu voltajın uygulanmasının iki temel amacı vardır. Birincisi, yük birikimini daha

verimli hale getirerek elektrik alan büyüklüğünü artırır ikincisi ise bir tip materyalden diğerine daha fazla yük sürükleyecek bir kuvvet uygulayarak etkileşim bölgesi olan tüketim bölgesinin genişliğini artırır. Ge ve Si yarı iletken dedektörleri oluşturmak için p tipi yarı iletken alınır ve üzerine Lityum (Li) atomları yayılır. Bu sayede n tipi ince bir bölge oluşturulur. Ters besleme voltajı ve bir miktar arttırılan sıcaklık altında Li geniş bir tüketim bölgesi oluşturarak p tipi bölgeye doğru hareket eder. Bu tip dedektörler Ge(Li) ve Si(Li) şeklinde gösterilir. Li sürüklenmesini takiben Ge(Li) dedektörü sıvı azot sıcaklığında (77 K) tutulmalıdır. Aksi takdirde Li tükenme bölgesindeki örgüsünün dışına çıkar ve dedektörün verimini bozar. Ayrıca dedektörün soğukta tutulması elektronların enerji aralığını geçerken termal uyarılmalarını ve dedektörün ürettiği elektriksel gürültüleri de azaltır (Krane 2011).



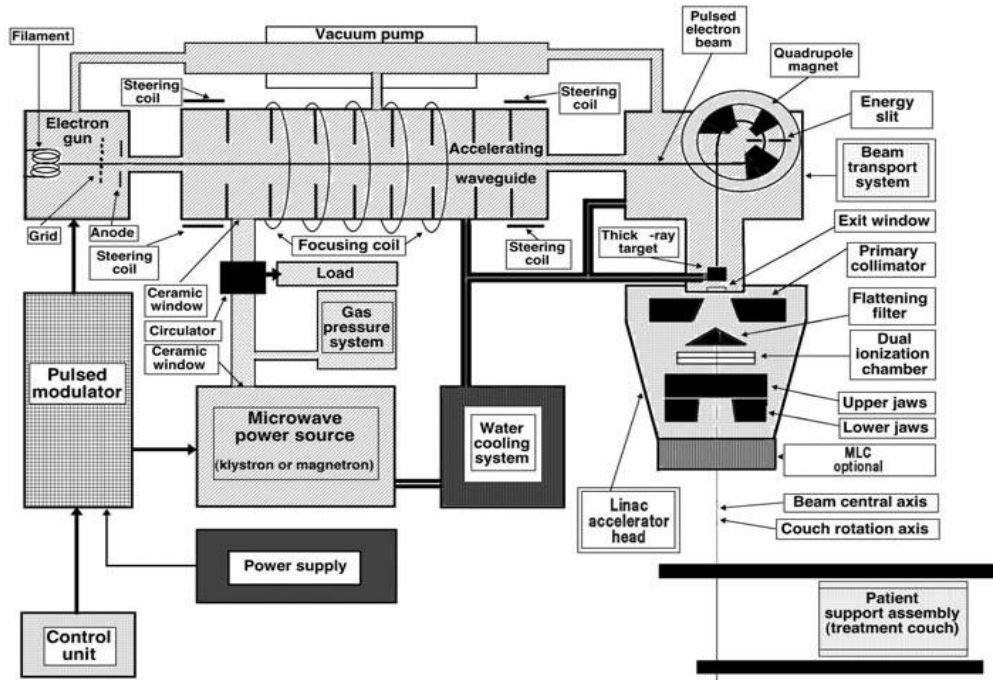
Şekil 2.16. Yarı iletken dedektörlerin çalışma prensibinin şematik gösterimi (Redus 2007)

Şekil 2.16'da bir yarı iletken dedektörün radyasyon ölçümünde kullanılan elektronik parçaları ve bu parçaların çıkış sinyalleri gösterilmiştir. Gelen foton, yüksek voltaj altında bulunan dedektörün tüketim bölgesine girerek burada dedektör kristali ile etkileşir. Dedektörde, oluşan yükler ön yükselticide biriktirilir. Burada yük pulsları voltaj pulslarına dönüştürülür. Oluşan bu voltaj pulslarının milivolt seviyesindedir. Bu pulsların voltaj mertebesinde yükseltilebilmesi için yükselticiye gönderilir. Yükselticide pulsların voltaj değeri arttırılır. Gelen radyasyon enerjisi ile oluşan sinyalin orantılı olması için yükselticinin doğrusal olarak çalışması gerekir. Yükseltelen her bir puls çoklu kanal analizöründe gelen fotonun enerjisine uygun olarak ayrı ayrı kanallara gönderilir ve bu şekilde spektrum elde edilir (Krane 2011).

2.7. Elektron Doğrusal Hızlandırıcılar

Elektron doğrusal hızlandırıcılar diğer bir adıyla medikal doğrusal hızlandırıcılar, frekansları 10^3 MHz (L Bandı) ile 10^4 MHz (X Bandı) aralığında değişen büyük çoğunluğu 2856 MHz aralığında çalışan elektromanyetik dalgaları kullanarak kinetik enerjileri 4 MeV ile 25 MeV aralığında olacak şekilde elektronları hızlandırır. Şekil 2.17'de S bandında çalışan bir medikal elektron doğrusal hızlandırıcının şeması verilmiştir. Tüm medikal hızlandırıcıların yapısı bu şekilde

değildir. Sonuçta elde dilmek istenen elektronun kinetik enerjisine göre üretim farklılıkları gözlenmektedir. Elde edilmek istenen elektronun enerjisine göre dalga kılavuz hızlandırıcının uzunluğu değişmektedir. Eğer 4 MeV enerjili elektronlar elde edilmek isteniyorsa dalga kılavuz hızlandırıcının uzunluğu yaklaşık 30 cm iken, 25 MeV enerjili elektronlar elde edilmek isteniyorsa dalga kılavuz hızlandırıcının uzunluğu yaklaşık 150 cm'dir. Medikal doğrusal hızlandırıcıdan bir ışın elde edebilmek için 6 ana bileşene ihtiyaç duyulur. Bunlar; elektron tabancası (enjeksiyon sistemi), radyo frekans güç üretim sistemi, hızlandırıcı dalga kılavuzu, yardımcı sistem, ışın geçiş sistemi, ışın kolimasyonu ve ışın izleme sistemidir (Podgorsak 2005).



Şekil 2.17. Elektron doğrusal hızlandırıcının yapısının şematik gösterimi (Podgorsak 2005)

Şekil 2.17'de görüldüğü gibi elektron doğrusal hızlandırıcının çalışma basamakları incelenirse, doğru akım (DC) güç kaynağına bağlı olan ve akım pulsları oluşturan modülatör, yüksek voltaj güç sinyalleri oluşturur. Bu sinyaller eş zamanlı olarak elektron tabancası ve mikro dalga üreticisine gönderilir. Bu basamaklar hakkında detaylı bilgiler aşağıda verilecektir.

2.7.1. Elektron tabancası (Enjeksiyon sistemi)

Enjeksiyon sistemi elektron kaynağıdır. Temelde elektrostatik hızlandırıcı olup, elektron tabancası olarak adlandırılır. Medikal hızlandırıcılarda diyot ve triyot tipinde olmak üzere 2 tip elektron tabancası kullanılır. Her iki elektron tabancasında ısıtılmış flaman katot ve delikli topraklı anot içermektedir. Bunlara ek olarak triyot tipi olan bir ızgara içerir. Isıtılmış katottan elektron yayılır. Yayılan elektronlar hızlandırılarak anota doğru dalga kılavuzuna gönderilmek üzere sürüklenir. Diyot tipi elektron tabancalarında elektronları hızlandırmak için kullanılan elektrostatik alanlar, doğrudan puls

modülatöründen negatif puls formunda elektron tabancasının katot noktasına dağıtılarak sağlanır. Triyot tipi elektron tabancalarında ise diyot tipi elektron tabancalarının aksine katot negatif potansiyel altında tutulur (yaklaşık 20 kV). Triyot elektron tabancalarının ızgaraları, katottan anota akımı kesmesi ile ilgili olarak negatif tutulur (Podgorsak 2005).

2.7.2. Radyo frekans güç üretim sistemi

Elektronları dalga kılavuzunda istenilen kinetik enerjiye sahip olmasını sağlayarak hızlandırmak için kullanılan mikrodalga radyasyonu, radyo frekans güç üretim sisteminde üretilir. Radyo frekans güç üretim sisteminin temelde iki parçası vardır. Birincisi radyo frekans güç kaynağı diğeri ise puls modülatörüdür.

Radyo frekans güç kaynağı ne magnetron ne de klystrondur. Her iki araçta elektronları hızlandırmak veya yavaşlatmak için vakumda yüksek radyo frekans alanlarının üretimi için kullanılır. Her iki araçta elektronların ısıl olarak yayılımı kullanılır. Katotta ısıtılan elektronlar elektrostatik alanın etkisiyle anota doğru hareket ederler. (Podgorsak 2005).

2.7.3. Hızlandırıcı dalga kılavuzu

Elektron doğrusal hızlandırıcılarda iki tip dalga kılavuzu kullanılır. Bunlar radyo frekans güç iletim dalga kılavuzları ve hızlandırıcı dalga kılavuzudur. Güç iletim dalga kılavuzları, radyo frekans güç üretim sisteminden elektronların hızlandırıldığı yer olan hızlandırıcı dalga kılavuzuna doğru hareket eder.

Elektronlar, radyo frekans güç üretim sistemi tarafından üretilen ve hızlandırıcı dalga kılavuzunda oluşturulan yüksek güçlü radyo frekans alanlarından enerji transfer aracılığıyla dalga kılavuzunda hızlandırılır (Podgorsak 2005).

2.7.4 Mikrodalga güç iletimi

Radyo frekans güç üretim sistemi tarafından üretilen mikrodalgalar hızlandırıcı dalga kılavuzuna taşınır. Radyo frekans güç üretim sistemi ile hızlandırıcı dalga kılavuzu arasına iletimi sağlamak için bir döngü aracı yerleştirilmiştir. Bu araç ters doğrultularda hareket eden yansımış dalgaların geçişine izin vermez böylece radyo frekans dalgaları yansıtılmış dalgaların etkisinden korunmuş olur (Podgorsak 2005).

2.7.5. Yardımcı sistem

Elektron doğrusal hızlandırıcılar temelde dört yardımcı sisteme sahiptir. Bunlar;

- 1) Radyo frekans dalga üretici ile hızlandırıcı dalga kılavuzu arasındaki basıncı ayarlamak için kullanılan vakum pompalama sistemidir.
- 2) Hızlandırıcı dalga kılavuzu, hedef, sirkülatör ve radyo frekans üreticisini soğutmak için kullanılan su soğutma sistemidir.

- 3) Hedefin hava ile ilgili hareketi ve ışın şekillendirme için tercihli hava basınç sistemidir.
- 4) Kaçak radyasyonu önlemek için zırh sistemidir (Podgorsak 2005).

2.7.6. Elektron ışın geçişi

Düşük enerjili elektron doğrusal hızlandırıcılarda hedef hızlandırıcı dalga kılavuzu içine gömülür ve radyo frekans güç üretici ile hızlandırıcı arasında hiçbir ışının geçmemesi sağlanır.

Elektron dalga kılavuzları çok uzun bir alan üzerine düz bir şekilde yerleştirildiği için 6 MeV enerjinin üzerinde çalışan elektron doğrusal hızlandırıcılarda ışını döndürmek için mıknatıslar kullanılır. Elektron ışınının, X ışını hedefine çarpması ve çıkış penceresinden çıkabilmesi için döndürme eksenini, hızlandırıcı dalga kılavuzuna paralel olarak yerleştirilir. Elektron döndürücü 90° , 270° ve $112,5^\circ$ olmak üzere üç çeşittir.

Orta enerjilerde (yaklaşık 10 MeV) ve yüksek enerjilerde (yaklaşık 15 MeV) elektron doğrusal hızlandırıcılarda elektron ışınının dalga kılavuzundan X ışınları hedefine geçebilmesi için, elektron ışınının çıkış penceresinden çıkabilmesi için veya ışın tedavisi için elektron geçiş sistemi kullanılır. Bu sistem sürüklenme tüpleri ve döndürme mıknatıslarından oluşur. Ayrıca, hızlandırılmış elektron ışınının yönlendirilmesi ve odaklanması için yönlendirici ve odaklayıcı bobinler bulunur (Podgorsak 2005).

2.7.7. Hızlandırıcı başlığı

Elektron doğrusal hızlandırıcı başlığı, klinik fotonların ve elektron ışınlarının izlendiği, yerleştirildiği, şekillendirildiği ve üretimin etkilendiği birçok bileşen içerir. Hızlandırıcı başlığı, geri çekilebilir X ışını hedefleri, düzleştirici filtreler ve elektron saçılma folyoları (saçılma filtreleri de denir), birincil kolimatörler ve ayarlanabilir ikincil kolimatörler, çift iletim iyonizasyon odaları, ışık tanımlayıcı ve alan bulucu, isteğe bağlı geri çekilebilir takozlar ve isteğe bağlı MLC (çok yapraklı kolimatör) bileşenlerinden oluşur.

Birincil kolimatörler, ayarlanabilir birbirinden bağımsız dikdörtgen şeklinde maksimum genişlikleri $40 \times 40 \text{ cm}^2$ ayarlanabilen alt ve üst çenelerden oluşur, dikdörtgen şeklinde veya kare biçiminde alan belirlemeyi sağlar.

Çift iletim iyonizasyon odaları foton ve elektron radyasyon ışınlarını çıkışını, radyal ve enine ışın düzlemlerini izlemek için kullanılır.

Işın belirleme alanı ve aralık bulucu, tedavi için hastanın hasta olan yerini tedavi etmek için bu noktanın tam doğru bir biçimde belirlenmesine görsel olarak yardımcı olur (Podgorsak 2005).

2.7.8. Hızlandırıcıda fotonların üretimi

Klinik fotonlar, X ışınları hedefi kullanılarak üretilir ve düzleştirici filtreler ile düzleştirilir. Elektron enerjisi 15 MeV'in (Foton enerjisi 15 MV) altında ise yüksek atom numarasına sahip hedefler eğer elektron enerjisi 15 MeV'in (Foton enerjisi 15 MV üzerinde) üzerinde ise düşük atom numarasına sahip hedefler seçilmelidir. Düzleştirici filtreler ışının enerjisine bakılmaksızın düşük atom numarasına sahip olmalıdır (Podgorsak 2005).

2.7.9. Işın kolimasyonu

Işın kolimasyonu, birincil kolimatörler, ayarlanabilir ikincil kolimatörler ve isteğe bağlı olarak çok yapraklı kolimatör (Multileaf collimator-MLC) kullanılarak sağlanır. Birincil kolimatörler, kullanılabilir dairesel alanın büyüklüğünü tanımlar. İkincil kolimatörler, ikisi üstte ikisi altta olmak üzere dört bloktan oluşur. İkincil kolimatörler dikdörtgen şeklinde veya kare şeklinde alan oluşturmaya yardımcı olur. Çok yapraklı kolimatör (Multileaf collimator-MLC) elektron doğrusal hızlandırıcılarda doz dağıtım sistemi olarak eklenmiştir. Fakat MLC'nin bazı zorlukları vardır. Örneğin; ticari olarak çok yapraklı kolimatöre (Multileaf collimator-MLC) eklenen yaprak sayısı sürekli olarak arttırılıyor. 120 yapraklı bir model (60 çift) 40x40 cm² alanı kaplıyor ve bunları kontrol edebilmek için 120 adet bireysel bilgisayar kontrollü motorlar veya kontrol devreleri gerekir (Podgorsak 2005).

2.7.10. Hızlandırıcıda elektron ışınlarının üretimi

Yüksek enerjili elektron doğrusal hızlandırıcıların büyük bir çoğunluğu, foton enerjilerine ek olarak enerjileri 6-30 MeV arasında değişen elektron ışın enerjileri de sağlar.

Elektron ışını modunu aktif etmek için, hem hedef hem de X ışınları düzleştirici filtresi modu elektron ışınından kaldırılır. Klinik elektron ışınlarından üretilen elektron ışın akımlarının büyüklüğü, X ışınları hedefi kullanılarak oluşturulan klinik foton ışınlarının oluşturduğu akımlardan daha düşüktür. Elektron kalem ışını, kalem ışın saçılmasını ve frenleme (Bremsstrahlung) fotonlarının üretimini minimuma indiren düşük atom numaralı Berilyum'dan yapılmış ince bir pencereden çıkar. Elektron kalem ışınlarından elektron ışınları üretmek için iki teknik vardır.

- 1) Kalem ışın saçılması: Radyoterapi için kullanılan alandan (25x25 cm² kadar) kalem ışınlar saçılır. Bu işlem, X ışınları modunda düzleştirici filtrenin seviyesinde kalem ışına yüksek atom numaralı (Bakır veya Kurşun) bir folyo yerleştirilerek elde edilebilir.
- 2) Kalem ışın tarama: Bu yöntem çok sık kullanılmaz. Diğer yönteme alternatif olarak önerilir. Bu yöntem, iki dikey düzlemde kalem ışınları saptıran bilgisayar kontrollü mıknatıslar kullanılarak uygulanır. Böylece taranmış kalem ışınlar klinik tedavi alanına geçer (Podgorsak 2005).

2.7.11. Doz izleme sistemi

Elektron doğrusal hızlandırıcılarda doz izleme birimi olarak Monitor Unit (MU) kullanılır. Foton ve elektronlar ışınlarının çıkışını sürekli olarak takip edebilmek için elektron doğrusal hızlandırıcılara iyon odaları yerleştirilmiştir. Birçok elektron doğrusal hızlandırıcıda ortamın sıcaklık ve basıncından etkilenmemeleri için iyon odaları korumalıdır. Doz izleme odaları düzleştirici filtre veya saçılma folyası ile ikincil kolimatör arasına yerleştirilmiştir. Hasta güvenliği için, elektron doğrusal hızlandırıcılar genellikle birbirinden bağımsız çalışan iki iyon odasından oluşur. Birincil ve ikincil iyon odalarının her ikisi de aynı anda bozulursa cihaz kendini kapatır.

İyon odalarının doz izlemede kullanılabilmesi, iyon odaları foton ve elektron ışınları üzerinde minimum etkiye sahip olmalıdır, ortamın sıcaklık ve basıncından bağımsız ölçüm yapmalıdır ve doymuş koşullar altında çalıştırılmalıdır (Podgorsak 2005).

2.8. Aktivasyon Analizi

Bu bölümde aktivasyon analizinde kullanılan; nötron aktivasyon yöntemi, yüklü parçacıklar ile aktivasyon ve fotoaktivasyon yöntemi hakkında bilgi verilecektir.

Hedef çekirdeğe uygun enerjilerde bir parçacık veya gama ışını gönderildiği zaman ortaya bir ürün çekirdek çıkar. Bu ürün çekirdekten parçacık veya gama ışınları yayınlanır ve reaksiyon bağıntı (2.34) ile gösterilir.



Bağıntı (2.34) kısaca X(a,b)Y şeklinde de gösterilir. Bağıntı (2.34)'e göre X aktive edilecek hedef, a hedef üzerine gönderilen parçacık, b reaksiyon sonucu yayınlanan parçacık ve Y ortaya çıkan aktivasyon ürünüdür. Meydana gelebilecek nükleer reaksiyonların çeşidi hedef çekirdek ve gelen parçacığın enerjisine bağlıdır. Hedef üzerine gönderilen parçacık a ve reaksiyon sonucu ortaya çıkan parçacık b, nükleon veya foton olabilir. Çoğu zaman ortaya çıkan Y aktivasyon ürünü, β^- , β^+ veya elektron yakalama ile radyoaktif olarak bozunur. Ürün çekirdek tarafından yayınlanan gama ışınları ve X-ışınları her bir çekirdek için karakteristik özelliktedir. Karakteristik gama ışınları ve X-ışınları kullanılarak ürün çekirdek belirlenir (Segebade vd 1988).

2.8.1. Nötron aktivasyon yöntemi

Nötron aktivasyon yöntemi, hedef parçacığın nötronlar ile aktive olmasını sağlayan nükleer aktivasyon yöntemlerinden biridir. Nötronlar, aktivasyonu sağlayan parçacıklar olmak üzere, gerçekleşen reaksiyon bağıntı (2.35)'de gösterilmiştir.



Nötron aktivasyon yöntemi, reaktörler ile üretilen nötronlar kullanıldığı zaman, iz elementlerin analizi için uygundur (Segebade vd 1988).

2.8.2. Yüklü parçacıklar ile aktivasyon

Yüklü parçacıklar ile aktivasyon için iyon hızlandırıcıları (siklotron veya Van de Graff hızlandırıcıları) tarafından üretilen parçacıklar kullanılır. Aktivasyon için yüklü parçacıklar kullanıldığında, ışınlanmış numunede aktivite dağılımının tüm yüzeye homojen olmayan bir şekilde dağılım gösterdiğinin farkında olmamız gerekir. Çünkü madde içindeki yüklü parçacıkların oranı yüksüz (nötronlar-fotonlar) parçacıklara göre daha azdır. Yüklü parçacıkların aktivasyonu ile yüzey analizi yapılabilir. Uygun enerjili bir parçacık seçilerek, aktive edilmiş yüzeyin kalınlığı belirlenebilir. Böylece, numunenin hacminden ziyade gelen radyasyona maruz kalan yüzey kalınlığı belirlenir. Yüklü parçacıklar olarak proton, Döteron, Triton, ^3He , alfa parçacıkları ve ağır iyonlar kullanılabilir (Segebade vd 1988).

2.8.3. Fotoaktivasyon yöntemi

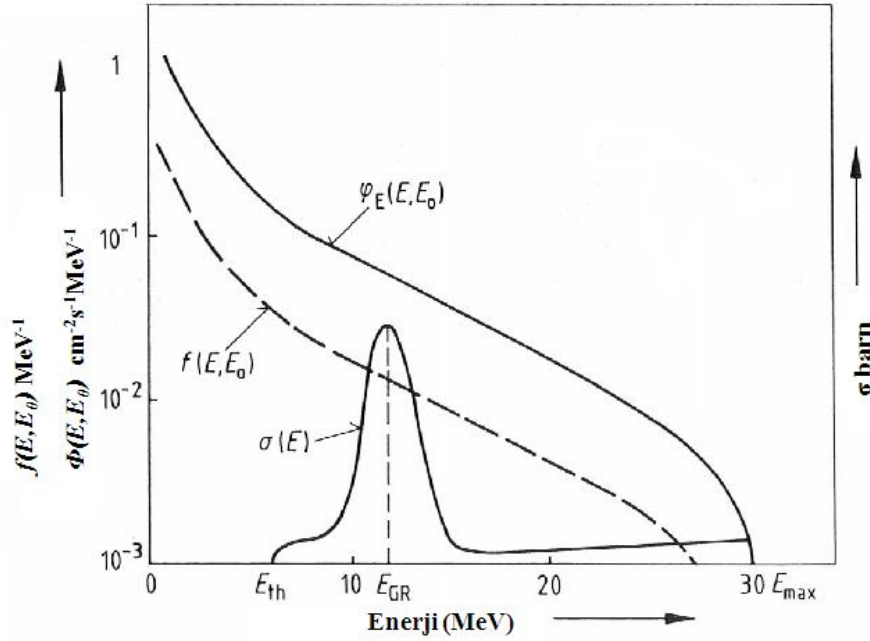
Fotoaktivasyon yöntemi bağıntı (2.36) ile gösterildiği gibi tanımlanan aktivasyon yöntemlerinden biridir.

$$X(\gamma, a)Y \quad (2.36)$$

Bağıntı (2.36)'ya göre, a gelen fotonun enerjisine göre değişir. Genellikle a, gama ışını veya nötron (n) olur. Fakat $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 3n)$, (γ, p) ve (γ, np) reaksiyonlarının da gerçekleşme ihtimali vardır.

Fotoaktivasyon yöntemi, temeli nükleer reaksiyonlara dayanan elementel analizde kullanılan analitik, yararlı ve uzun yıllardır kullanılan bir metottur. Hedef çekirdeğin fotonlar veya parçacıklar ile uyarılması sonucu ortaya çıkan, çoğu zaman radyoaktif bir ürün çekirdek çıkar. Ortaya çıkan ürün çekirdekten parçacıklar veya gama ışınları yayınlanır. Radyoaktif çekirdek tarafından yayınlanan parçacıklar veya gama ışınları uygun radyasyon detektörleri tarafından ölçülür. Detektör tarafından belirlenen parçacıkların sayım sayısı ve enerjisi kullanılarak, numune içindeki elementler ve elementlerin konsantrasyonları belirlenebilir. Fotoaktivasyon yöntemi kullanılan çalışmalarda uygun radyasyon detektörleri kullanılarak, numune içinde bulunan elementlere kimyasal ayırma yöntemleri uygulanmadan, anlık olarak numune içindeki elementlerin çoklu analizi yapılabilir.

Fotoaktivasyon yönteminin sağladığı bu avantajlara karşılık diğer analitik teknikler ile karşılaştırıldığında dezavantajları da vardır. Fotoaktivasyon yönteminin uygulanabilmesi için uygun makine, teçhizata ve insan gücüne ihtiyaç vardır. Makine ve teçhizat elde edildikten sonra, numune içindeki parçacıkları uygun enerjilerde aktive olmasını sağlayabilecek, yüksek akı yoğunluğuna sahip radyasyon kaynaklarına ihtiyaç duyulmaktadır. Numune içindeki parçacıkların aktivasyonu sağlandığı zaman ortaya çıkan üründen yayınlanan parçacıkları veya gama ışınlarını ölçebilecek uygun radyasyon detektörlerine ihtiyaç duyulmaktadır. Fotoaktivasyon yöntemi ile fotonükleer reaksiyonlar gerçekleştirebilmek için elektron doğrusal hızlandırıcılarda hızlandırılan elektronların Tungsten veya Tantal gibi bir hedefe çarptırılması sonucu oluşan frenleme (Bremsstrahlung) ışınları kullanılır. Frenleme (Bremsstrahlung) ışınlarının enerji dağılımı ve fotonükleer reaksiyon tesir kesiti Şekil 2.18'de gösterilmiştir.

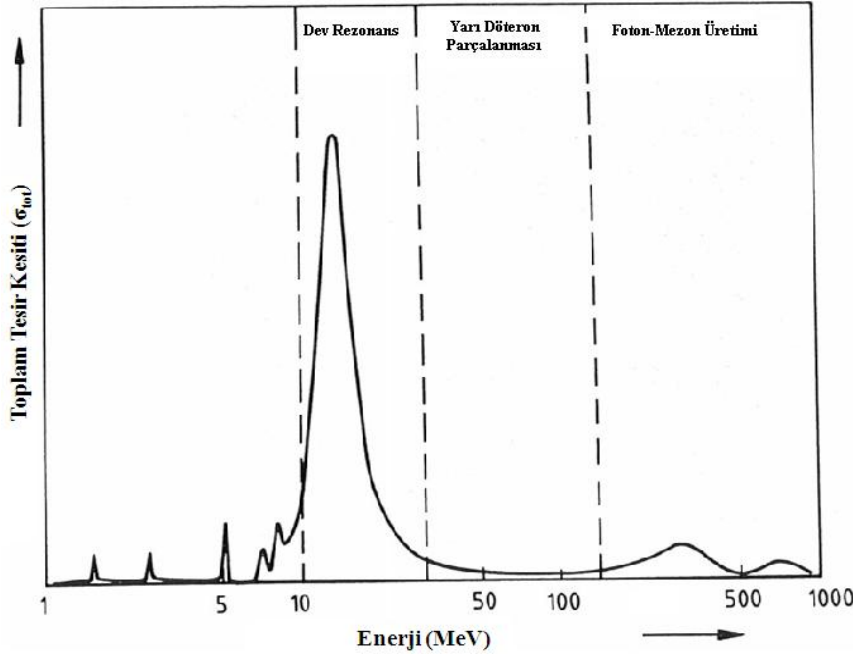


Şekil 2.18. Frenleme (Bremsstrahlung) ışını spektrumu ve fotonükleer reaksiyon tesir kesiti (Segebade vd 1988)

Şekil 2.18'e göre, $\phi_E(E, E_0)$ frenleme (Bremsstrahlung) ışınımı akı yoğunluğu, $f(E, E_0)$ normalize edilmiş frenleme (Bremsstrahlung) spektrumu, $\sigma(E)$ fotonükleer reaksiyon tesir kesiti, E_0 elektronun enerjisi, E_{th} eşik enerjisi, E_{max} maksimum frenleme (Bremsstrahlung) ışını enerjisini ve E_{GR} reaksiyonun gerçekleştirme ihtimalinin maksimum olduğu nokta olan dev rezonans noktasını temsil etmektedir. Şekil 2.18'de görüldüğü gibi frenleme (Bremsstrahlung) ışınının enerji dağılımı süreklidir (Segebade vd 1988).

2.9. Fotonların çekirdek tarafından soğurulması

Çekirdek üzerine yeterli enerjili fotonlar, nötronlar veya yüklü parçacıklar gönderildiği zaman çekirdek uyarılmış enerji seviyelerine çıkabilir. Gelen fotonun enerjisine göre meydana gelebilecek olayların tesir kesitine göre değişimi Şekil 2.19'da gösterilmiştir.



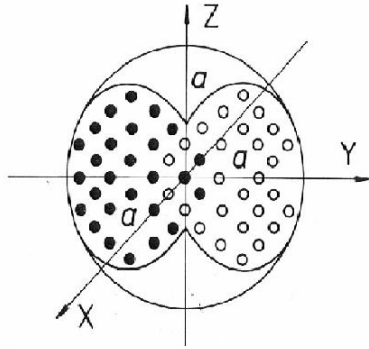
Şekil 2.19. Çekirdek tarafından soğurulan fotonunun enerjisine göre gerçekleşebilecek olayların toplam tesir kesitine göre değişimi (Segebade vd 1988)

2.9.1. Bireysel nükleer seviyelerin uyarılması

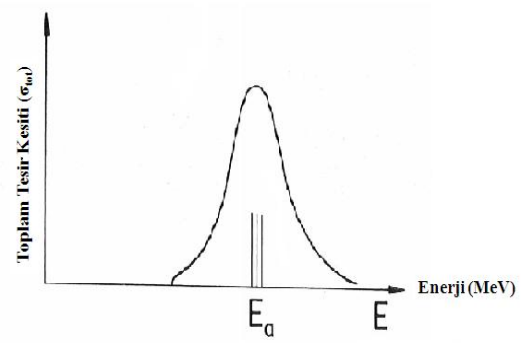
Gelen fotonun enerjisi yaklaşık 10 MeV altında olduğu zaman, bireysel enerji seviyeleri uyarılır ve Şekil 2.19'da görüldüğü gibi dar bir bölgede keskin pikler görülür.

2.9.2. Dev dipol rezonans

Gelen fotonun enerjisi yaklaşık 10 MeV ile 30 MeV arasında ise, Şekil 2.19'da görüldüğü gibi toplam foton soğurma tesir kesitinde, geniş bir bölgede dev rezonans gözlenir. Dev rezonans bölgesinde, çekirdek içindeki bütün protonlar ve nötronlar kolektif titreşim hareketi yapar. Fotonlar tarafından uyarılan dev rezonans bölgesinin toplam tesir kesitine katkısı elektrik dipol durumundan dolayı en büyüktür. Elektriksel dev dipol rezonans bölgesinde, bütün protonlar nötronlara karşı kolektif olarak hareket eder. Şekil 2.20 periyodik bir elektrik alan etkisi altında küresel bir çekirdeğin nötronlara karşı protonlarının titreşim hareketini göstermektedir. Çekirdek küresel simetrik olarak kabul edildiği için titreşim hareketinin doğrultusu yoktur ve rezonans frekansının üç serbestlik derecesinde aynıdır. Bu yüzden şekil 2.19 ve şekil 2.21'de gösterilen toplam foton soğurma tesir kesitinde tek bir doğrultuda dev rezonans genişliği gözlenir (Segebade vd 1988).

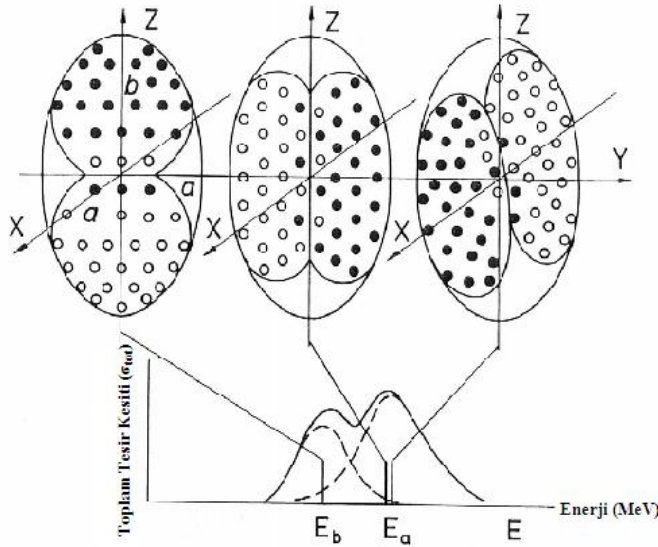


Şekil 2.20. Küresel çekirdekler için elektrik dipol rezonans titreşim modunda nötronların protonlara karşı kollektif hareketi (Segebade vd 1988)



Şekil 2.21. Küresel çekirdekler için dev dev dipol rezonans soğurma tesir kesiti (Segebade vd 1988)

Eğer çekirdek taban durumda kalıcı deformasyona sahip ise, rezonans frekanslarındaki serbestlik dereceleri Şekil 2.22’de görüldüğü gibi farklı olur. Şekil 2.22’ye göre yanlardan basık (prolate) bir çekirdek için farklı rezonans frekanslarında iki titreşim doğrultusu vardır. Titreşim modları x ve y doğrultusunda dejeneredir. Bu yüzden dev dipol rezonans eğrisi, farklı foton enerjilerinde iki farklı rezonans eğrisinin birleşiminden oluşur (Segebade vd 1988).



Şekil 2.22. Farklı elektrik dipol rezonans titreşim modları ve deforme (prolate) çekirdek için tesir kesiti (Segebade vd 1988)

2.9.3. Yüksek enerjili fotonlarla etkileşme

Gelen fotonun enerjisi $E > 30$ ise yüksek enerjili fotonlar ile etkileşme gerçekleşir. Bu bölge Şekil 2.19’da gösterildiği gibi yarı Döteron parçalanması (quasi-Deuteron

disintegration) bölgesi olarak isimlendirilir. Yüksek enerjili fotonlar, bu bölgede, dev rezonans bölgesine göre daha az sayıda nükleonla etkileştiğinden dolayı dev rezonans bölgesine göre bu bölgenin tesir kesiti daha düşüktür.

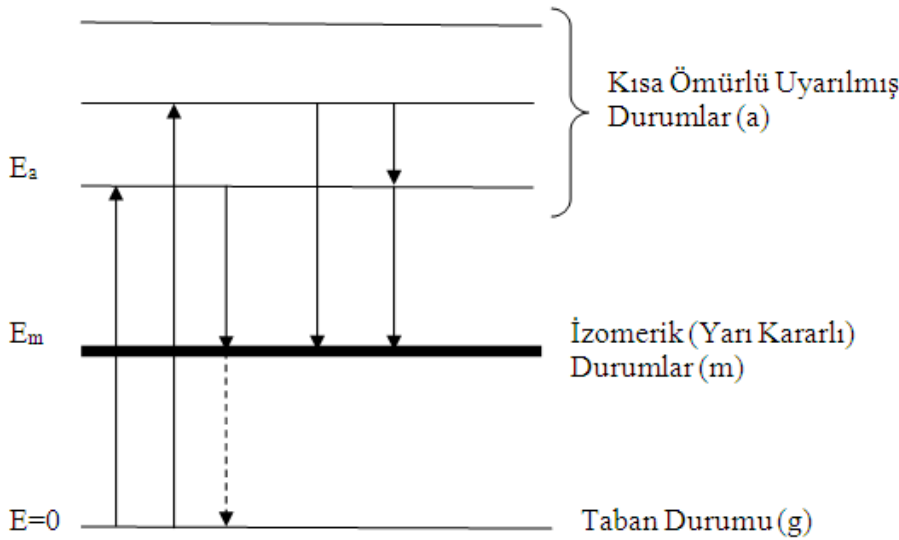
Sonuç olarak, gelen fotonun enerjisi 140 MeV'in üstünde ise π mezolları üretilebilir. Bu bölge foton mezon üretim bölgesi olarak isimlendirilir. Foton mezon üretimi bölgesi tesir kesiti yarı Döteron parçalanma bölgesinin tesir kesitinden daha büyüktür (Segebade vd 1988).

2.10. Çekirdeğin Daha Düşük Enerji Seviyelerine Geçişi

Gelen fotonun enerjisine bağlı olarak, elastik saçılma (γ, γ), inelastik saçılma (γ, γ'), nötron, proton veya yüklü parçacıkların yayınlanması gözlenebilir.

Fotoaktivasyon yönteminde, parçalanma reaksiyonlarının yanında, parçacık yayınlanması ve nadir olarak inelastik saçılma (γ, γ') reaksiyonları kullanılır çünkü bu reaksiyonlar numunenin kalıcı olarak radyoaktif olarak kalmasını sağlayarak numunenin analizi için uygun ölçüm koşullarını taşır (Segebade vd 1988).

İnelastik foton saçılmasının temel mekanizması Şekil 2.23'de gösterildiği gibi çekirdeğin enerji seviyeleri kullanılarak kolayca anlaşılabilir. Gelen foton izole edilmiş enerji seviyeleri ve taban durum enerjisi seviyesi arasındaki farka uygun bir enerji ile gelirse, gelen fotonun enerjisi çekirdek tarafından soğurulur ve çekirdek uyarılmış enerji seviyelerine geçer. Genelde uyarılmış enerji durumların daha düşük enerji durumlarına veya taban duruma geçiş için yaşam süresi çok kısadır ($< 1\text{ns}$).



Şekil 2.23. Yarı kararlı durumlara sahip olan bir çekirdeğin enerji seviyeleri (Segebade vd 1988)

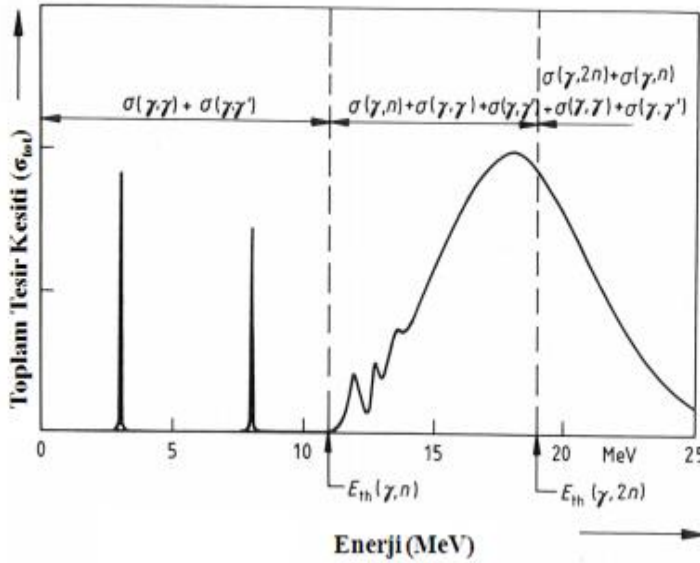
Bazı çekirdeklerin yarı kararlı durumlarının yaşam süresi, bu durumların geçiş olasılığı çok düşük olduğundan dolayı çok uzundur. Bir çekirdek foton soğurarak kısa

ömürlü yarı kararlı durumlara uyarılabilir. Bu durumda yarı kararlı durumlardan yayınlanan ışınlar uygun dedektörler yardımıyla ölçülebilir.

Uyarılmış enerji seviyelerinden daha düşük enerji seviyelerine geçiş sırasında fotonlar yayınlanır ve bu etkileşme inelastik saçılma olarak adlandırılır. İnelastik saçılma (γ, γ') reaksiyonu tesir kesiti deneysel veriler ile uygun bir şekilde 10^{-6} barn MeV. Bu değer fotonötron tesir kesiti değerinden çok düşüktür ve (γ, γ') reaksiyonu gerçekleşme ihtimali (γ, n) reaksiyonu gerçekleşme ihtimalinden daha düşüktür. İnelastik saçılma reaksiyonunda, gelen fotonun enerjisi ile uyarılmış enerji seviyesi arasındaki enerji 1 eV değerinden daha az ise sadece izole edilmiş enerji seviyelerine geçiş olabilir. Bu sorunu çözebilmek için, yüksek enerjili elektronların ağır metal bir hedefe çarpıtılması sonucu üretilen, sürekli bir dağılım gösteren frenleme (Bremsstrahlung) ışınları kullanılır. Bu şekilde fotoaktivasyon analizinde kullanılacak (γ, γ') reaksiyonu gerçekleştirilebilir. Frenleme (Bremsstrahlung) ışınlarının maksimum enerjisi gelen elektronun enerjisiyle doğrusal olarak değişir. Gelen fotonun enerjisi ne kadar artarsa, uyarılacak enerji seviyelerinin düzeyide artar (Segebade vd 1988).

2.11. Fotonötron Reaksiyonları

Çekirdeğin uyarılma enerjisi bağlanma enerjisinden daha büyük olursa, çekirdekte elektromanyetik radyasyon yerine nötron, proton, daha ağır parçacıklar veya yüklü parçacıklar ortaya çıkabilir.



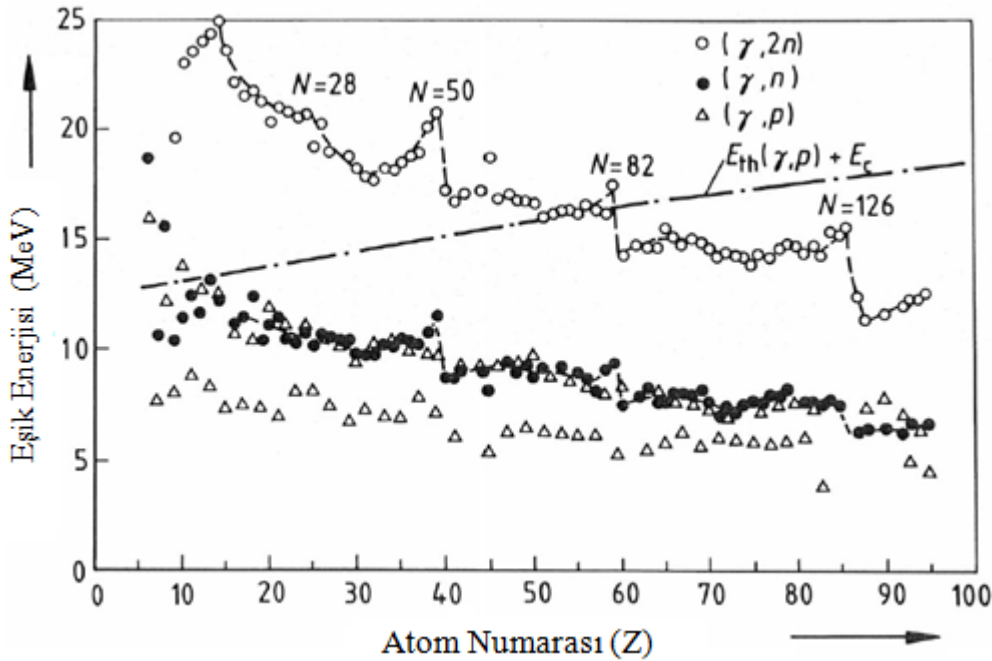
Şekil 2.24. Enerjiye bağlı reaksiyon tesir kesiti değişimi (Segebade vd 1988)

Şekil 2.24'de görüldüğü gibi (γ, n) reaksiyonu için gerekli olan eşik enerjisinin (E_{th}) altında, elastik ve inelastik saçılma etkileri toplam tesir kesitine katkı sağlar. (γ, n) reaksiyonu için gerekli olan eşik enerjisinden daha yüksek enerjilerde çekirdekte foton veya parçacık yayınlanma yaşam süresi çok kısa olduğu için soğurma çizgileri genişleyerek artar. Daha yüksek enerjilerde nükleer seviyeler o kadar küçüktür ki, uyarılmış seviyeler kısmen üstüstüne gelmiştir ve foton soğurulması tüm nükleonların kolektif uyarılmalarını sağlar. Bu bölge dev rezonans bölgesi olarak adlandırılır. Dev rezonans bölgesinde toplam tesir kesitine elastik saçılmalar, inelastik saçılmalar, tek

nükleon yayınlanması, birden daha fazla nükleon veya yüklü parçacık yayınlanması katkı sağlar. Coulomb bariyeri, orta ve ağır çekirdeklerden protonların ve diğer yüklü parçacıkların yayınlanmasını engeller. Bu durumda toplam foton soğurma tesir kesiti, fotonötron kesiti ile hemen hemen aynı verilir. Analitik amaçlar için en önemli reaksiyon fotonötron (γ, n) reaksiyonudur (Segebade vd 1988).

2.11.1. (γ, n) reaksiyonları

Uyarılmış çekirdekten tek nötron yayınlanma reaksiyonları, dev rezonans bölgesinde toplam tesir kesitine en büyük katkıyı sağlar. Dev rezonans bölgesi, (γ, n) reaksiyonları tesir kesitleri ile ifade edilir. (γ, n) reaksiyonu eşik enerjisi çekirdeğin nötron bağlanma enerjisi ile aynıdır.



Şekil 2.25. Atom numarasına göre fotonükleer reaksiyonların eşik enerjileri (Segebade vd 1988)

Şekil 2.25'te atom numarasına göre fotonükleer reaksiyonların eşik enerjilerinin değişimi gösterilmiştir. Şekil 2.25'e göre, atom numarasına göre (γ, n) reaksiyonu eşik enerjileri hafif çekirdekler için 15 MeV'den itibaren yavaş bir şekilde azaldığı, ağır çekirdekler için ise 8 MeV'den itibaren yavaş bir şekilde azaldığı görülmektedir. Şekil 2.25'de görüldüğü gibi bazı atom numaralarının eşik enerjisi değerlerinde pikler görülmektedir. Bu nükleer kabuk modelinin yansımasıdır.

Frenleme (Bremsstrahlung) ışınlarının meydana gelme ihtimali hedef çekirdeğin atom numarasına göre hızlı bir şekilde artmaktadır. Orta ve ağır çekirdekler için tesir kesiti yaklaşık olarak atom numarasının karesi ile orantılıdır. Bu yüzden frenleme (Bremsstrahlung) ışınlarını elde etmek için hafif elementler yerine ağır elementler kullanılır (Segebade vd 1988).

2.11.2. ($\gamma,2n$) ve ($\gamma,3n$) reaksiyonları

Bazı radyoaktif çekirdekler (γ,n) reaksiyonları ile üretilemezler. Bu durumda ($\gamma,2n$) veya ($\gamma,3n$) reaksiyonları kullanılır. ($\gamma,2n$) reaksiyonu eşik enerjisi Şekil 2.25'te görüldüğü gibi (γ,n) reaksiyonu eşik enerjisinden yaklaşık iki kat daha büyüktür ve pik tesir kesiti (γ,n) reaksiyonundan daha düşüktür. ($\gamma,2n$) reaksiyonunun analitik hassaslığı (γ,n) reaksiyonuna göre daha düşüktür (Segebade vd 1988).

2.11.3. Yüklü parçacıkların yayınlanma reaksiyonları

Nükleer kuvvetler ve Coulomb bariyeri tarafından çekirdekten yüklü parçacıkların yayınlanması engellenir. Fotonükleer reaksiyonların eşik enerjisi ile aynı olan parçacıkların bağlanma enerjisinden çekici nükleer kuvvetler sorumludur. Gelen fotonun enerjisi yüklü parçacığın bağlanma enerjisinden daha fazla olsa bile yüklü parçacık yayınlanma olasılığı düşüktür. Çünkü Coulomb bariyeri olarak bilinen elektrostatik potansiyel duvarı parçacık yayınlanmasını engeller. Fakat kuantum tünelleme etkisi ile yüklü parçacıkların bu engelli aşma olasılığı sıfır değildir. Eşik enerjisinin üzerinde yüklü parçacıkların fotonükleer reaksiyonlar ile üretimi için reaksiyon tesir kesiti çok yavaş artar. Eğer foton enerjisi Coulomb bariyerini aşarsa fotonükleer reaksiyonlar ile yüklü parçacıkların üretimi için reaksiyon tesir kesiti hızlı bir şekilde artar (Segebade vd 1988).

2.12. Fotoaktivasyon Yönteminde Verilerin Değerlendirilmesi

Fotoaktivasyon yöntemi ile gerçekleşen fotonükleer reaksiyonlar sonucu radyoaktif ürün çekirdeğin bozunumu sırasında yayınlanan karakteristik gama ışınları uygun dedektörler yardımıyla ölçülerek ışınlanan numunelere ait spektrumlar elde edilir. Elde edilen spektrumlar uygun yazımlar kullanılarak analiz edilir. İlk olarak spektrumlardaki pikler aranır ve hangi elemente ait olduğu tanımlanır. Enerjiye göre pik tanımlamaları kitaplar, veri merkezlerinin kütüphanelerinde yer alan veriler veya kullanılan programların kütüphaneleri kullanılarak yapılabilir. Numune içinde bulunan elementlerin nitel olarak tanımlamaları yapıldıktan sonra uygun referans materyal kullanılarak elementlerin konsantrasyonları belirlenebilir. Elementin kütlesi ile aktivitesi arasındaki ilişki bağıntı (2.37)'deki gibidir (Segebade vd 1988).

$$A(T_i, T_D) = \frac{m \cdot L \cdot h}{A_r} \cdot \varphi \cdot \sigma_{eff} \cdot (1 - e^{-\lambda T_i}) \cdot e^{-\lambda T_D} \quad (2.37)$$

Bağıntı (2.37)'ye göre,

m	Elementin kütlesi
L	Avagadro sayısı ($6.023 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$)
h	Hedef izotopun bolluğu
A_r	Hedef izotopun görelî atomik kütlesi
φ	Akı yoğunluğu
σ_{eff}	Nükleer reaksiyon ile ilgili tesir kesiti
λ	Bozunma sabiti
T_i	Işınlama süresi

T_D Işınlamanın bitiminden sayım anına kadar geçen süre

Numune ve referans materyalin aynı anda ışınlanması sonucunda, hem numune hem de referans materyalinde analiz edilecek elementin aktiviteleri arasındaki ilişki bağıntı (2.38)'de verilmiştir. S alt indisi numuneyi, R alt indisi ise referans materyali temsil etmektedir.

$$\frac{A_S(T_i)}{A_R(T_i)} = \frac{m_S}{m_R} \quad (2.38)$$

A_S Numune içindeki elementin aktivitesi
 A_R Referans materyal içindeki elementin aktivitesi
 m_S Numunenin içindeki elementin kütlesi
 m_R Referans materyal içindeki elementin kütlesi

Fakat elementlerin kütleleri tam olarak belirlenemez. m için bağıntı (2.39) yazılır.

$$C = \frac{m}{M} \quad (2.39)$$

C Analiz edilecek bileşenin konsantrasyonu
 m Belirlenen bileşenin kütlesi
 M Numunenin toplam kütlesi

Numune içinde bulunan elementin konsantrasyonu bağıntı (2.40) ile hesaplanır.

$$C_S = \frac{A_S(T_i) \cdot M_R \cdot C_R}{A_R(T_i) \cdot M_S} \quad (2.40)$$

Fotopik alanındaki sayım sayısı (I) ile aktivite arasındaki ilişkiyi bulabilmek için bağıntı (2.41) kullanılır.

$$I = A(T_i) \cdot \theta \cdot \eta \cdot \frac{e^{-\lambda T_D}}{\lambda} (1 - e^{-\lambda T_C}) \quad (2.41)$$

Bağıntı (2.41) ifadesine göre,

θ Fotopik yayınlama olasılığı
 η Spektrometrenin sayım verimi
 λ Ürün çekirdeğin bozunma sabiti
 T_C Sayım süresi

Numune ve referans materyalindeki numunelerin aktiviteleri arasındaki ilişki bağıntı (2.42)'deki gibidir.

$$\frac{A_S(T_i)}{A_R(T_i)} = \frac{I_S}{I_R} \cdot \frac{e^{-\lambda T_{DR}}}{e^{-\lambda T_{DS}}} \cdot \frac{1 - e^{-\lambda T_{CR}}}{1 - e^{-\lambda T_{CS}}} \quad (2.42)$$

Bağıntı (2.42), bağıntı (2.40)'da yerine yazılırsa bağıntı (2.43) elde edilir (Segebade vd 1988).

$$C_S = C_R \cdot \frac{M_R}{M_S} \cdot \frac{I_S}{I_R} \cdot \frac{e^{-\lambda(T_{DR}-T_{DS})} - e^{-\lambda(T_{DR}-T_{DS}+T_{CR})}}{(1 - e^{-\lambda T_{CS}})} \quad (2.43)$$

C_S	Numunenin içinde bulunan elementin konsantrasyonu
C_R	Referans materyalinin içindeki elementin konsantrasyonu
I_S	Numunede analiz edilen ürün çekirdeğin fotopik alanındaki sayım sayısı
I_R	Referans materyalde analiz edilen ürün çekirdeğin fotopik alanındaki sayım sayısı
M_R	Referans materyalinin kütlesi
M_S	Numunenin kütlesi
λ	Bozunum sabiti
T_{DR}	Referans materyal için ışınlamanın bitiminden dedektörde sayım anına kadar geçen süre
T_{DS}	Numune için ışınlamanın bitiminden dedektörde sayım anına kadar geçen süre
T_{CR}	Referans materyalinin sayım süresi
T_{CS}	Numunenin sayım süresi

Bağıntı (2.43), akı monitörü kullanılmadığı zaman, numune ve referans materyalin aynı anda ışınlandıkları, aynı geometride oldukları, ışınlamadan önce kararlı oldukları, eşit radyasyon dozuna maruz kaldıkları, aynı spektrometre düzeneğinde aynı geometride sayıldıkları zaman kullanılır.

Eğer numune ve referans materyal aynı anda ışınlanmazsa ve iç standart kullanılırsa numune içindeki konsantrasyon bağıntı (2.44) ile hesaplanır.

$$C_S = \frac{C_R \cdot I_S \cdot I_{IR} \cdot C_{IS}}{C_{IR} \cdot I_{IS} \cdot I_R} \cdot \frac{e^{-\lambda_I T_{DS}}}{e^{-\lambda_I T_{DR}}} \cdot \frac{1 - e^{-\lambda_I T_{IS}}}{1 - e^{-\lambda_I T_{IR}}} \cdot \frac{1 - e^{-\lambda_I T_{CS}}}{1 - e^{-\lambda_I T_{CR}}} \cdot \frac{1 - e^{-\lambda T_{IR}}}{1 - e^{-\lambda T_{IS}}} \cdot \frac{1 - e^{-\lambda T_{CR}}}{1 - e^{-\lambda T_{CS}}} \cdot e^{-\lambda(T_{DR}-T_{DS})} \quad (2.44)$$

Eğer numune ve referans materyal aynı anda ışınlanırsa ve iç standart kullanılırsa bağıntı (2.44) bağıntı (2.45)'e dönüşür (Segebade vd 1988).

$$C_S = \frac{C_R \cdot I_S \cdot I_{IR} \cdot C_{IS}}{C_{IR} \cdot I_{IS} \cdot I_R} \cdot \frac{e^{-\lambda_I T_{DS}}}{e^{-\lambda_I T_{DR}}} \cdot \frac{1 - e^{-\lambda_I T_{CS}}}{1 - e^{-\lambda_I T_{CR}}} \cdot \frac{1 - e^{-\lambda T_{CS}}}{1 - e^{-\lambda T_{CR}}} \cdot e^{-\lambda(T_{DR}-T_{DS})} \quad (2.45)$$

Bağıntı (2.44) ve (2.45)'te yer alan terimlerin açıklaması aşağıda verilmiştir.

C_S	Numunede analiz edilen elementin konsantrasyonu
C_R	Referans materyalinde analiz edilen elementin konsantrasyonu
I_S	Numunede analiz edilen ürün çekirdeğin fotopik alanındaki sayım sayısı
I_R	Referans materyalde analiz edilen ürün çekirdeğin fotopik alanındaki sayım sayısı

I_{IR}	Referans materyal için iç akı monitörünün pik alanındaki sayım sayısı
I_{IS}	Numune için iç akı monitörünün pik alanındaki sayım sayısı
C_{IS}	Numune için iç akı monitörünün konsantrasyonu
C_{IR}	Referans materyal için iç akı monitörünün konsantrasyonu
λ_I	İç standart ürün çekirdeğin bozunma sabiti
T_{iS}	Numune için ışınlama süresi
T_{iR}	Referans materyal için ışınlama süresi
T_{DS}	Numune için ışınlamanın bitiminden dedektörde sayım anına kadar geçen süre
T_{DR}	Referans materyal için ışınlamanın bitiminden dedektörde sayım anına kadar geçen süre
T_{CS}	Numunenin sayım süresi
T_{CR}	Referans materyalin sayım süresi

2.13. Sayım İstatistiği

Radyoaktif bozunma rastgele bir süreç olduğundan dolayı yayımlanan radyasyonun ölçümde istatistiksel dalgalanmalar görülür. Bu kendiliğinden oluşan dalgalanmalar, nükleer ölçümlerin kaçınılmaz belirsizlik kaynağıdır. Sayım istatistiği terimi, nükleer sayım deneylerinin sonuçlarında ihtiyaç duyulan istatistiksel yapıyı ve bu ölçümlerden ortaya çıkan niceliklerin beklenen tahminleri hakkında yorum yapılmasını sağlar. Sayım istatistiği, nükleer sayımda kullanılan teçhizatın normal fonksiyonlarının kontrol edilmesine ve tek bir ölçüme sahip olduğumuz durumlarda ne yapmamız gerektiği konusunda yardımcı olur. Sayım istatistiğini kullanarak tek ölçümle doğruluğu tahmin edebiliriz ve kendiliğinden oluşan istatistiksel belirsizliği belirleyebiliriz.

$a_1, a_2, a_3, a_4, a_5, \dots, a_N$ şeklinde N tane ölçüm alındığı varsayalım. Bu ölçümler voltaj, uzunluk veya sayım süreci içindeki gerçekleşen olayların sayısı gibi birçok nicelik olabilir. Gerçek formda ölçümler bir dağılım şekline sahiptir ve bu dağılım $E(a)$ gibi bir beklenen değere sahiptir. Ölçülen değer ile beklenen değer arasındaki fark, ölçülen değer ne kadar iyi tahmin edilip edilmediği konusunda fikir verir. Bütün ölçümlerin farkı, tüm ölçümlerin belirsizliği hakkında bilgi verir. Bazı ölçümler beklenen değer altında, bazıları ise beklenen değer üzerindedir (Gilmore 2008). Tüm verilerin toplamı bağıntı (2.46) ile verilerin ortalaması ise bağıntı (2.47) ile tanımlanır.

$$\Sigma \equiv \sum_{i=1}^N a_i \quad (2.46)$$

$$\bar{a}_e \equiv \frac{\Sigma}{N} \quad (2.47)$$

Ölçümlerin frekans dağılımı $F(a)$ bağıntı (2.48)'de gösterildiği gibi tanımlanır.

$$F(a) \equiv \frac{a \text{ değerinde gerçekleşen olayların sayısı}}{\text{Ölçüm sayısı } (N)} \quad (2.48)$$

Frekans dağılımının normalizasyonu bağıntı (2.49)'daki gibidir.

$$\sum_{a=0}^{\infty} F(a) = 1 \quad (2.49)$$

Frekans dağılımı orijinal veriler ile ilgili bütün bilgileri içerir. Verilerin dağılım fonksiyonu kullanılarak deneysel ortalama bağıntı (2.50) kullanılarak hesaplanabilir.

$$\bar{a}_e = \sum_{a=0}^{\infty} aF(a) \quad (2.50)$$

Örnek varyansı verilerin iç dalgalanma miktarı hakkında bilgi verir. Veriler ile deneysel verilerin ortalama değeri arasındaki fark bağıntı (2.51) ile tanımlanır.

$$d_i \equiv a_i - \bar{a}_e \quad (2.51)$$

Pozitif ve negatif farkların toplamı bağıntı (2.52)'de gösterildiği gibi sıfır olmalıdır.

$$\sum_{i=1}^N d_i = 0 \quad (2.52)$$

Elde edilen veri ile verinin gerçek ortalama değeri arasındaki fark sapma olarak adlandırılır ve bağıntı (2.53) ile tanımlanır.

$$\epsilon_i \equiv a_i - \bar{a} \quad (2.53)$$

ϵ_i değeri, d_i değeri ile benzer şekilde tanımlanır. Tek fark \bar{a}_e deneysel ortalama değerinden ziyade verilerin gerçek ortalaması olan \bar{a} değeridir. Verilerdeki sapma değerleri kullanılarak örnek varyans bağıntı (2.54) ile hesaplanır.

$$s^2 \equiv \overline{\epsilon^2} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (a_i - \bar{a})^2 \quad (2.54)$$

Uygulamada gerçek ortalama değer \bar{a} tam olarak belirlenemez bu yüzden bağıntı (2.54)'ü pratikte kullanmak zordur. Bunun yerine deneysel verilerin ortalaması \bar{a}_e kullanılarak örnek varyansı bağıntı (2.55) kullanılarak hesaplanır (Knoll 2000).

$$s^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (a_i - \bar{a}_e)^2 \quad (2.55)$$

2.14. İstatistiksel Modeller

Bu bölümde istatistiksel modellerden olan Binom dağılımı, Poisson dağılımı ve Gaussian (normal) dağılım hakkında bilgi verilecektir.

2.14.1. Binom dağılımı

Radyoaktif bozunma doğası gereği binom dağılımı gösterir. Deneyler tekrarlanırsa, aynı zamanda farklı atomlar ve bozunan atomlarının sayısı farklı bulunur. Bu elde edilen sayımlar uygun fonksiyon ile fit edilirse binom dağılımı elde edilir. Binom dağılımında, her bir atomun iki olasılık durumu vardır, sayım süresi boyunca bozunan atomların olasılığı ne kadar sıklıkla görüldüğünden bağımsızdır ve bir atomun bozunması diğer atomu etkilemez. Bozunma sürecindeki olasılığın (p) bozunum sabiti ile arasındaki ilişki bağıntı (2.56) ile gösterilir.

$$p = 1 - e^{-\lambda\Delta t} \quad (2.56)$$

Burada Δt sayım süresi ve λ bozunma sabitidir. Burada iki olasılık vardır. Bozunmama olasılığı $1 - p$ olur. Binom dağılımı n tane atom için, verilen herhangi bir zamanda x tanesinin bozunma olasılığını $P(x)$ bağıntı (2.57) kullanılarak hesaplanmasını sağlar (Gilmore 2008).

$$P(x) = \frac{n!}{(n-x)!x!} p^x (1-p)^{n-x} \quad (2.57)$$

2.14.2. Poisson dağılımı

Her bireysel deneme için, ikili süreçlerin birçok kategorisinin ortaya çıkması sürekli ve olasılığı düşük olarak tanımlanır. Nükleer ölçüm deneylerinin büyük çoğunluğu bu kategoride yer alır. Numune içinde bulunan çekirdeğin sayısı çoktur fakat radyoaktif ürünlerin yarı ömrü ile karşılaştırıldığı zaman gözlenme zamanı kısadır. Aynı durum parçacık ışınlama deneylerinde de söz konusudur. Elektron doğrusal hızlandırıcıda hızlandırılan parçacıkların hedefe çarpması sürekli fakat çarpma olasılığı düşüktür. Bu durumda Binom dağılımı bağıntı (2.58)'de görüldüğü gibi Poisson dağılımına indirgenir (Knoll 2000).

$$P(x) = \frac{(pn)^x e^{-pn}}{x!} \quad (2.58)$$

Bağıntı (2.58)'de $pn = \bar{x}$ eşittir bu eşitlik kullanılarak Bağıntı (2.59) elde edilir

$$P(x) = \frac{(\bar{x})^x e^{-\bar{x}}}{x!} \quad (2.59)$$

2.14.3. Gaussian (normal) dağılım

Poisson dağılımı binom dağılımının $p \ll 1$ olduğu zaman matematiksel olarak sadeleştirilmiş halidir. Buna ek olarak dağılımın ortalama değeri büyük ise (20'den

büyük olursa) olasılık dağılımı olarak bağıntı (2.60)'da verilen Gaussian dağılımı kullanılır (Knoll 2000).

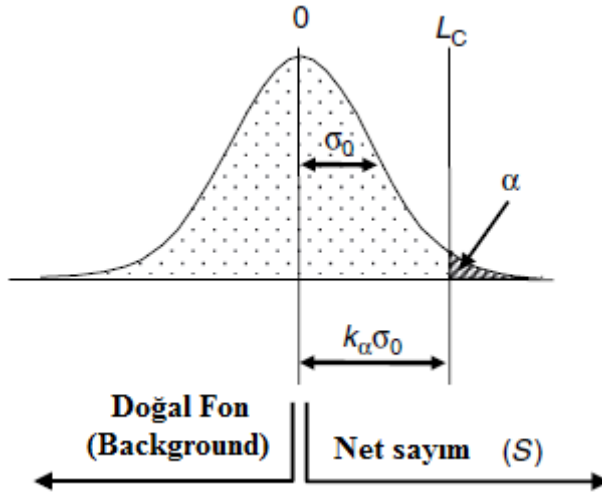
$$P(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{x}}} \exp\left(-\frac{(x - \bar{x})^2}{2\bar{x}}\right) \quad (2.60)$$

2.15. Sayım İstatistiğinde Sınır Değerleri

Bu bölümde Currie (1968) tarafından tanımlanan; kritik limit (L_C), üst limit (L_U), güvenilirlik limiti, dedeksiyon limiti (L_D), belirleme limiti (L_Q) ve minimum dedeksiyon aktivitesi (MDA) kavramları hakkında bilgi verilecektir.

2.15.1. Kritik limit

Kritik limit (L_C) değeri net pik alanı belirlendikten sonra net sayımın istatistiksel olarak anlamlı olup olmadığı konusunda bilgi verir. Pik sayımı istatistiksel olarak anlamlı olması gerekir. Eğer pik sayımı anlamlı değilse, doğal fon (Background) sayımı içinde kaybolur. Kritik limit tanımı şematik olarak Şekil 2.26'da gösterilmiştir.



Şekil 2.26. Kritik limit tanımının şematik gösterimi (Gilmore 2008)

Pik sayım sayısı kritik limit değerinin üstünde ise güvenilirdir ve sayım sayısı geçerlidir. Sayım sayısının anlamlı olup olmadığına A sayım sayısı olmak üzere,

Eğer $A > k_\alpha \sigma_0$ ise sayım sayısı istatistiksel olarak anlamlıdır.

Eğer $A \leq k_\alpha \sigma_0$ ise sayım sayısı anlamlı değildir.

σ_0 dağılımın standart sapmasıdır. k_α güvenilirliğin derecesini belirten önceden belirlenmiş olan faktör değeridir. Bu faktör değerleri tek kuyruklu ve çift kuyruklu bölge için farklılık göstermektedir. Tek kuyruklu bölge için kritik limit değerinin %95 güvenilirlikle hesaplanması için bağıntı (2.61) ile kullanılır (Gilmore 2008).

$$L_c = 1.645\sigma_0 \quad (2.61)$$

1.645 değeri, Çizelge 2.1'de görüldüğü gibi tek kuyruklu bölge için %95 güvenilirlik ile verilen k_α faktörüdür. Bağntı (2.61)'e göre eğer net sayım değeri kritik limit L_c değerinin üstünde ise aktiviteyi uygun koşullar altında %95 güvenilirlik ile belirleyebiliriz. Aksi durumda sayımlar anlamlı değildir.

Çizelge 2.1. k_α faktörü, olasılık aralığı (α) ve güvenilirlik dereceleri (Gilmore 2008)

Olasılık aralığı (α)	1-kuyruklu güvenilirlik	2-kuyruklu güvenilirlik	k_α faktörü
0.1587	84.13	68.27	1.0
0.1	90.00	80.00	1.282
0.05	95.00	90.00	1.645
0.025	97.50	95.00	1.96
0.02275	97.73	95.45	2.00
0.01	99.00	98.00	2.326
0.00621	99.38	98.75	2.5
0.005	99.50	99.00	2.576
0.00135	99.87	99.73	3.0

Uygulamada doğal fon (Background) sayımının σ_0 standart sapması (belirsizliği) bilinmez. Bu durumda numune ve örneğin doğal fon (background) sayımları kullanılarak varyans değeri bağntı (2.62) ile hesaplanır.

$$var(net\ sayım) = net\ sayım + doğal\ fon + var(doğal\ fon) \quad (2.62)$$

Sayımlar ölçüldüğü zaman, toplam sayım C , doğal fon tek sayımı B olmak üzere net sayım $N = C - B$ olur ve varyans bağntı (2.63) ile ifade edilir.

$$var(N) = N + B + var(B) \quad (2.63)$$

$N=0$ olduğu zaman N değerinin varyansı σ_0^2 ve tek sayım için $var(B) = B$ olur ve bağntı (2.64) elde edilir.

$$var(N = 0) = \sigma_0^2 = B + var(B) = 2B \quad (2.64)$$

Bu durumda %95 güvenilirlikle bağntı (2.61), bağntı (2.65) şeklinde yazılır.

$$L_C = 1.645\sqrt{2B} = 2.33 \sqrt{B} \quad (2.65)$$

Pik alanı kullanıldığı zaman, bağıntı (2.63) kullanılır fakat $var(B)$ yerine bağıntı (2.66) yazılır. Kanal genişliği m , kanal sayısı n ile ifade edilir.

$$var(B) = \frac{n \cdot B}{2m} \quad (2.66)$$

Pik alanı için, bağıntı (2.63), bağıntı (2.67) şeklinde yazılır.

$$var(A) = A + B + \frac{n \cdot B}{2m} \quad (2.67)$$

Pik alanı sıfır alınırsa ($A = 0$) ve bağıntı (2.67) yeniden düzenlenirse bağıntı (2.68) elde edilir.

$$var(A = 0) = \sigma_0^2 = B + \frac{n \cdot B}{2m} = B(1 + \frac{n}{2m}) \quad (2.68)$$

Bu durumda pik alanı için kritik limit değeri bağıntı (2.69) ile hesaplanır (Gilmore 2008).

$$L_C = 1.645\sqrt{B(1 + \frac{n}{2m})} \quad (2.69)$$

2.15.2. Üst limit

Üst limit (L_U) değeri, istatistiksel olarak sayım sayısı anlamlı verilmediği zaman, istatistiksel olarak kabul edilebilecek maksimum sayım sayısının ne olması gerektiği konusunda bilgi verir. Sayım sayısının istatistiksel geçerliliği kritik limit değeri ile belirlenir. Eğer net sayım sayısı N , kritik limit değerine eşit veya altında ise aktivitenin ölçülemeyeceği, üst limit değerinin veya belirlenen düzeyin altında olduğu söylenir. Üst limit değeri için bağıntı (2.70) kullanılır (Gilmore 2008).

$$L_U = N + k_\alpha \sigma_N \quad (2.70)$$

σ_N gerçek ölçüm değerinin belirsizliği, k_α güvenirliliğin derecesini belirten önceden belirlenmiş olan faktör değeridir. %95 güvenirlilik sınırlarında sayım sayısı için üst limit değeri bağıntı (2.71) ile hesaplanır.

$$L_U = N + 1.645\sqrt{N + 2B} \quad (2.71)$$

Pik alanı için bağıntı (2.72) kullanılır (Gilmore 2008).

$$L_U = A + 1.645\sqrt{A + B(1 + \frac{n}{2m})} \quad (2.72)$$

2.15.3. Güvenirlilik limiti

Eğer sayım sayısı, kritik limit değerinden büyükse geçerli sayılır ve güvenirlilik sınırları N sayım sayısının k standart sapması kullanılarak bağıntı (2.73)'deki gibi açıklanır.

$$N \pm k_{\alpha}\sigma_N \quad (2.73)$$

Bağıntı (2.73)'e göre sayım sayısı veya pik alanının güvenirlilik limitleri $N + k_{\alpha}\sigma_N$ ile $N - k_{\alpha}\sigma_N$ aralığında belirlenir (Gilmore 2008).

2.15.4. Dedeksiyon limiti

Dedeksiyon limiti (L_D), güvenilir ölçüm yapılabilmesi için minimum sayım sayısının ne olması gerektiği hakkında bilgi verir. Diğer bir ifade ile numune ölçüldüğü zaman, ölçümün %95 güvenirlilikle olduğunu söyleyebilmemiz için sayım sayısının kaç olması gerektiği konusunda bilgi edinmemizi sağlar.

Örneğin, elimizde bir numunenin aktivitesini belirlemek için dedeksiyon limitinde yeterli miktarda sayım sayısı olsun. Numunenin sayım sayısı için çok sayıda ölçüm alınırsa σ standart sapma değeri hesaplanır. Dedeksiyon limiti (L_D) için bağıntı (2.74) yazılır (Gilmore 2008).

$$L_D = L_C + k_{\beta}\sigma_D = k_{\alpha}\sigma_0 + k_{\beta}\sigma_D \quad (2.74)$$

Eğer α ve β 0.05 alınırsa, $k_{\alpha} = k_{\beta} = 1.645$ olur. Tek sayım durumunda net sayım sayısı dedeksiyon limitine eşit olur ($N = L_D$). Bu durumda,

Sayım sayısının varyansı $= \sigma_D^2 = C + B$

Dedeksiyon limiti, $C = L_D + B$

Tek sayım için, $\sigma_0^2 = 2B$ olur. İfadeler yerine yazılırsa,

$\sigma_D^2 = L_D + \sigma_0^2$ elde edilir. Bu ifade bağıntı (2.74)'te yerine yazılırsa bağıntı (2.75) elde edilir.

$$L_D = k_{\alpha}\sigma_0 + k_{\alpha}(L_D + \sigma_0^2)^{1/2} \quad (2.75)$$

Bağıntı (2.75) düzenlenirse, bağıntı (2.76) elde edilir.

$$L_D = k_{\alpha}^2 + 2k_{\alpha}\sigma_0 \quad (2.76)$$

$k_{\alpha}=1.645$ ve $\sigma_0^2=2B$ için bağıntı (2.77) elde edilir.

$$L_D = 2.71 + 4.65\sqrt{B} \quad (2.77)$$

Pik alanı için dedeksiyon limiti için bağıntı (2.78) kullanılır.

$$L_D = 2.71 + 3.29\sqrt{B(1 + \frac{n}{m})} \quad (2.78)$$

2.15.5. Belirleme limiti

Belirleme limiti (L_Q), istatistiksel belirsizliğin belirlenmesi için sayım sayısı kaç olması gerektiği konusunda bilgi sahibi olmamızı sağlar. Örneğin %10 belirsizlik olduğunuz söyleyebilmek için sayım sayısı kaç olmalıdır sorusunun cevabı için belirleme limiti kavramı kullanılır. Sayım sayısı için, tayin sınırı bağıntı (2.79)'daki gibi yazılır.

$$L_Q = k_Q \sigma_Q \quad (2.79)$$

Bağıntı (2.79)'a göre σ_Q belirsizliğin %10 olması için standart sapma, k_Q göreceli standart sapmanın tersidir. Dedeksiyon limiti için kullanılan ifadeler kullanılarak matematiksel işlemler sonucunda bağıntı (2.80) elde edilir.

$$L_Q = k_Q(L_Q + \sigma_0^2) \quad (2.80)$$

Bağıntı (2.80)'in quadratik çözümü ile bağıntı (2.81) elde edilir.

$$L_Q = k_Q^2 \left[1 + \left(1 + \frac{4\sigma_0^2}{k_Q^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right] / 2 \quad (2.81)$$

Eğer %10 belirsizlik için sayım sayısı için hesaplama yapılırsa, $k_Q = 10$ alınır ve belirleme limiti bağıntı (2.82) kullanılarak elde edilir.

$$L_Q = 50 \left[1 + \left(1 + \frac{B}{12.5} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (2.82)$$

Eğer %10 belirsizlik için pik alanı için hesaplama yapılırsa bağıntı (2.83) elde edilir (Gilmore 2008).

$$L_Q = 50 \left\{ 1 + \left[1 + \frac{B \left(1 + \frac{n}{2m} \right)^{\frac{1}{2}}}{25} \right]^{\frac{1}{2}} \right\} \quad (2.83)$$

2.15.6. Minimum dedeksiyon aktivitesi

Minimum dedeksiyon aktivitesi (MDA), deney koşulları içinde güvenilir olarak belirlenebilecek minimum aktive değeri hakkında bilgi verir. Minimum dedeksiyon aktivitesi, sayım sayısından ziyade aktivite ile ilgili bir kavramdır. Minimum dedeksiyon aktivite değeri, minimum aktivite ölçümü değildir. Minimum dedeksiyon aktivitesi metodun veya beklenen performansın değerlendirilmesinde kullanılır. Sayım sayılarının değerlendirilmesinde kritik limit kullanılır. Eğer kritik limit değerinde sayım sayısı anlamlı değilse üst limit değerine bakılmalıdır. Sayım sayısının

değerlendirilmesinde minimum dedeksiyon aktivitesi kullanılmaz. Pik alanı ölçümü anlamlı ise (kritik limit değerinin üzerinde) ve dedeksiyon limitinin altında ise aktivite minimum dedeksiyon aktivite değerinin altındadır (Gilmore 2008).

3. MATERYAL VE METOT

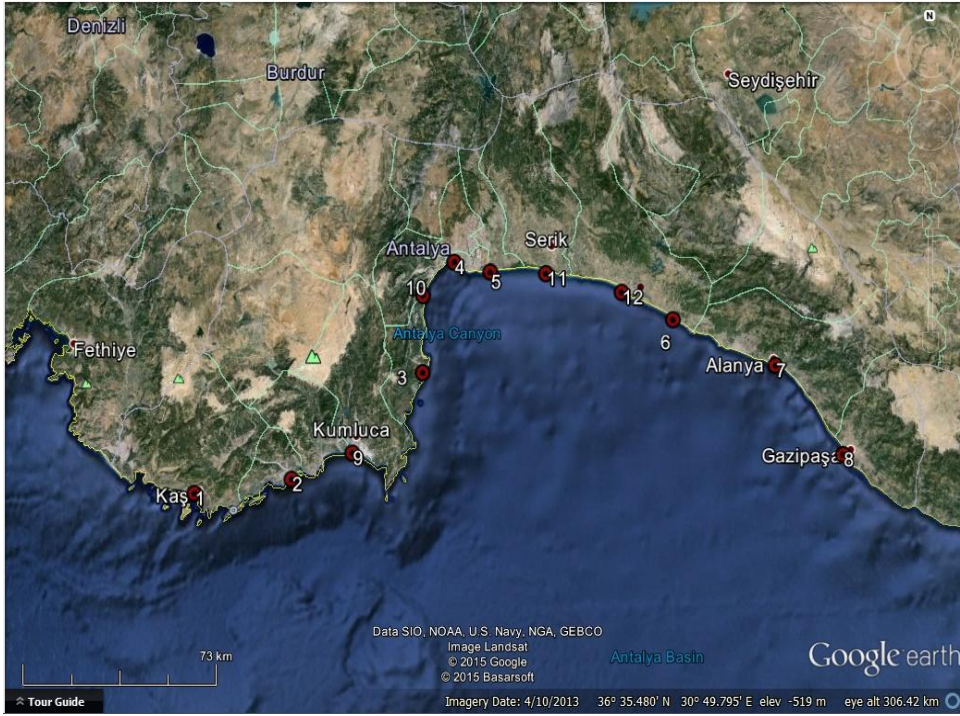
Bu kısımda, tez çalışmasında ölçümü yapılacak olan kum numunelerinin toplanması, hazırlanması, elektron doğrusal hızlandırıcı ile ışınlanması, ışınlanan numunelerden yayınlanan gama ışınlarının dedektör ile sayılması ve elde edilen spektrumların analizi hakkında bilgi verilecektir.

3.1. Numunelerin Toplanması ve Hazırlanması

Fotoaktivasyon yöntemi ile kum numunelerinin elementel analizini yapmak ve fotofisyon ürünlerini belirlemek amacıyla 29° 20' - 32° 35' doğu boylamları ile 36° 07' - 37°29' kuzey enlemleri arasında bulunan Antalya kıyı şeridinden Çizelge 3.1'de coğrafi koordinatları verilen ve Şekil 3.1'de gösterilen 12 farklı noktadan kum numuneleri toplanmıştır.

Çizelge 3.1. Kum Numunelerinin alındığı noktaların coğrafi koordinatları

Numune No	Numunen Alınan Noktanın Adı	Kuzey Enlemi (N)	Doğu Boylamı (E)
1	Kaş	36° 11.990'	29° 37.457'
2	Beymelek	36° 14.345'	30° 01.339'
3	Çamyuva	36° 33.162'	30° 33.940'
4	Kaleiçi (Mermerli Plajı)	36° 52.973'	30° 42.166'
5	Lara	36° 51.056'	30° 51.029'
6	Kızılot	36° 41.513'	31° 35.801'
7	Alanya	36° 32.598'	32° 00.757'
8	Gazipaşa (Selinus Plajı)	36° 15.990'	32° 16.801'
9	Kumluca	36° 18.910'	30° 16.347'
10	Büyük Çaltıcak	36° 47.073'	30° 34.342'
11	Belek	36° 50.509'	31° 04.745'
12	Side	36° 46.745'	31° 23.307'



Şekil 3.1. Numune alınan noktalar (Google Earth 2015)

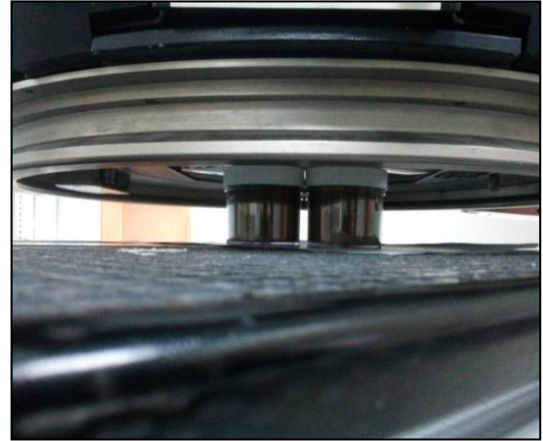
Şekil 3.1’de gösterilen 12 noktanın her birinden yüzeyden ortalama 15 cm derinlikten, $1 \times 1 \text{ m}^2$ alanın köşelerinden ve ortasından olmak üzere belirlenen 5 noktadan ortalama 3-4 kg kum numunesi alındı. Toplanan her bir numune içindeki safsızlıkları ayıklamak için 2 mm aralıklı elek yardımıyla elendi. Daha sonra her bir numune ölçüm için numune kaplarına yerleştirilmiştir. Numuneler içindeki nem miktarını kontrol etmek amacıyla 130°C ’de fırında 24 saat bekletilmiştir. Kum numuneleri içindeki nem oranının değişimi Çizelge 3.2’de verilmiştir.

Çizelge 3.2. Kum numuneleri içindeki nem oranları

Numune No	Nem Oranı (%)
1	0.294
2	0.549
3	0.500
4	0.639
5	0.460
6	0.268
7	0.181
8	0.507

3.2. Numunelerin Işınlanması

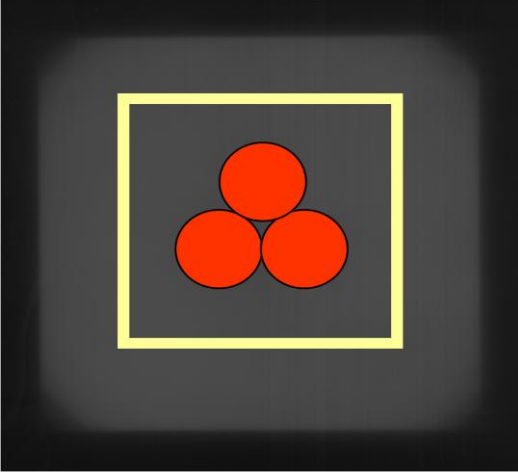
Frenleme (Bremsstrahlung) ışınlarını elde etmek için Şekil 3.2’de gösterilen Philips SLI-25 marka (Elekta Synergy™ parçası olan) teknik bilgileri cLinac-Guide (2003) referansından yer alan elektron doğrusal hızlandırıcı kullanılmıştır. Birincil elektron demetleri 50 keV demet enerjisi olan elektron tabancasında üretilir. SLI-25 içinde bulunan elektron tabancası, 400 Hz puls tekrarlama frekansına sahip diyot modelindedir. Üretilen elektronlar bakır bir kavite içinde S bandında 3 GHz (tam olarak 2856 MHz) frekanslı radyo frekans dalgaları tarafından hızlandırılır. Elektron doğrusal hızlandırıcıda enerji 25 MeV uygulanacak şekilde tasarlanmasına rağmen, bu tip enerjileri elde etmede daha genel olarak klystron yerine magnetron kullanılarak elde edilir. Magnetron tarafından sağlanan güç 4 MeV enerjide (düşük enerjilerde) 2.5 MW, 25 MeV enerjide (yüksek enerjilerde) 5 MW olarak belirlenmiştir. Elektron demetinin yönlendirilmesi ve odaklanması standart manyetik ve elektrostatik cihazlarla sağlanır. Yönlendirilen ve odaklanan elektronlar 3.5 mm kalınlıklı Tungsten’e (W) çarptırılır ve frenleme (Bremsstrahlung) ışınları elde edilir. Elde edilen frenleme (Bremsstrahlung) ışınları kolimatörlerden ve düzleştirici filtrelerden geçer.



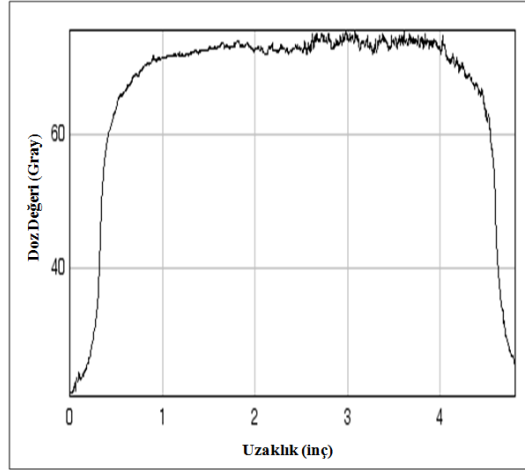
Şekil 3.2. Elektron doğrusal hızlandırıcı

Şekil 3.3. Numune ışınlama konumu

Bu tez çalışmasında, kolimatörlerden ve düzleştiriciden geçen ışınlar $40 \times 40 \text{ cm}^2$ alanda, numuneler Şekil 3.3’de görüldüğü gibi elektron doğrusal hızlandırıcı ile arasında hiç boşluk olmayacak şekilde, kum numunelerinin tungsten hedeften olan uzaklığı 53 cm olacak şekilde yerleştirilerek son nokta enerjisi 18 MeV olan frenleme (Bremsstrahlung) ışınları ile ortalama 1-1.5 saat ışınlanmıştır.



Şekil 3.4. X ışınları filminde numunelerin konumu



Şekil 3.5. Doz dağılımının değişimi

Şekil 3.4'de X ışınları filminde numunelerin yerleşim konumu verilmiştir. Işınlama işleminde numunelerin her birinin aynı dozu alıp almadığını belirlemek için bir X ışını filmi ışınlanmıştır. Işınlanan X ışınları filminin analizi sonucunda Şekil 3.5'de gösterilen radyal doz dağılımının değişimi belirlenmiştir. Şekil 3.5'e göre radyal doz dağılımının belirli uzaklık aralığında sabit olduğu söylenebilir.

3.3. Işınlanan Numunelerin Gama Işınlarmının Sayımı

Işınlanan numunelerden yayınlanan gama ışınlarının sayımı için Şekil 3.6'da gösterilen N tipi, sıvı azot soğutmalı, NaI dedektörüne göre göreceli verimi %30-%35 olan, ORTEC marka yüksek saflıkta Germanyum dedektörü (HPGe) kullanılmıştır. Numuneler dedektöre Şekil 3.7'de gösterildiği gibi yerleştirilerek MAESTRO-32 (Maestro 2015) programı kullanılarak kısa yarı ömürlü radyoaktif çekirdekleri belirlemek için numuneler ortalama 2 saat sayılarak kısa süreli ölçümler, uzun yarı ömürlü radyoaktif çekirdekleri belirlemek için numuneler ortalama 8 saat sayılarak uzun süreli ölçümler alınmıştır.



Şekil 3.6. HPGe dedektörü



Şekil 3.7. Numune sayım konumu

3.4. Numunelerin Analizi

Her bir numuneye ait spektrumlar, Oak Ridge Ulusal Laboratuvarı Fizik Bölümünden David Radford tarafından geliştirilen RadWare (gf3) (Radware 2015) programı ile analiz edildi. Ayrıca spektrumlar, Gamma-W (Gamma-W 2015) programı kullanılarak analiz edilip, pikler ve pik alanları belirlenmiştir.

3.5. Fotoaktivasyon Yöntemi ile Elementlerin Konsantrasyonlarının Belirlenmesi

Işınlanan 12 numuneden, 1'den 8'e kadar olan numunelerin konsantrasyonlarını belirlemek için referans materyali ile birlikte aynı anda ışınıldılar. 3 numaralı numuneden 2 örnek hazırlandı ve referans materyali ile birlikte konsantrasyonlarını belirlemek için aynı anda frenleme (Bremsstrahlung) ışınları ile ışınıldılar. Referans materyali, içindeki elementlerin konsantrasyonları belli olan materyaldir. Referans materyali olarak Ek 6'da bileşimi verilen ve detayları Schmitt vd (1980) tarafından yapılan çalışmada yer alan materyal kullanılmıştır. Numunelerin konsantrasyonları, klasik kütle tabanlı yaklaşım olan bağıntı (3.1) (Segebade vd 1988) kullanılarak hesaplanmıştır.

$$C_S = C_R \cdot \frac{M_R}{M_S} \cdot \frac{I_S}{I_R} \cdot \frac{e^{-\lambda(T_{DR}-T_{DS})} - e^{-\lambda(T_{DR}-T_{DS}+T_{CR})}}{(1-e^{-\lambda T_{CS}})} \quad (3.1)$$

Bağıntı (3.1)'e göre;

C_S	Numunenin içinde bulunan elementin konsantrasyonu
C_R	Referans materyalinin içindeki elementin konsantrasyonu
I_S	Numunede analiz edilen ürün çekirdeğin fotopik alanındaki sayım sayısı
I_R	Referans materyalde analiz edilen ürün çekirdeğin fotopik alanındaki sayım sayısı
M_R	Referans materyalinin kütlesi
M_S	Numunenin kütlesi
λ	Bozunum sabiti
T_{DR}	Referans materyal için ışınlanmanın bitiminden dedektörde sayım anına kadar geçen süre
T_{DS}	Numune için ışınlanmanın bitiminden dedektörde sayım anına kadar geçen süre
T_{CR}	Referans materyalinin sayım süresi
T_{CS}	Numunenin sayım süresi

3.6. Elementlerin Konsantrasyonlarındaki Belirsizliğin Belirlenmesi

Elementlerin konsantrasyonlarındaki belirsizliği ISO/GUM (ISO/GUM 2015) standartlarına göre toplam belirsizlik istatistiksel belirsizlik ve diğer kaynaklardan gelen belirsizliktir. İstatistiksel belirsizlik, pik alanındaki sayım sayısından gelen belirsizliktir.

Diğer kaynaklardan gelen belirsizlik; referans materyalinin içeriğindeki analitik belirsizlik, numunenin kütlesindeki belirsizlik, referans materyalinin kütlesindeki belirsizlik, bozunum sabitinden gelen belirsizlik, zaman belirsizlikleri, izotop bolluğundan gelen belirsizlik, gama ışını yayınlama olasılığından gelen belirsizlik, zaman belirsizlikleri, foton akı dağılımındaki belirsizlik, ölçüm geometrisinden gelen

belirsizlik, elementin gama ışını soğurmasından gelen belirsizlik ve puls pile-up çıkarımı belirsizliği şeklinde katkılar sağlamaktadır.

Bozunum sabitinden gelen belirsizlik, zaman belirsizlikleri, İzotop bolluğundan gelen belirsizlik, gama ışını yayınlama olasılığı belirsizlikleri ve foton akı dağılımı belirsizliği ihmal edilmiştir. Ölçüm geometrisinden gelen belirsizlik için numune ve örnek aynı geometriye sahip kaplarda ışınlanmıştır ve aynı sayım düzeneğinde aynı konumda sayılmıştır. Sonuç olarak, ölçüm geometrisinden gelen belirsizlik, gama ışını soğurma belirsizliği ve puls pile-up çıkarımı belirsizliği ihmal edilmiştir. Bu durumda diğer tüm belirsizlik basamakları uygulanabilirse toplam belirsizlik istatistiksel ve diğer kaynaklardan elde edilen belirsizlik olmak üzere yüzde olarak u_c toplam belirsizliği her bir belirsizlikten gelen katkı yüzde olarak K olmak üzere bağıntı (3.2)'de gösterildiği gibi hesaplanır.

$$u_c = \sqrt{K_1^2 + K_2^2 + K_3^2 + \dots + K_n^2} \quad (3.2)$$

Bu çalışmada belirsizliğin hesaplanmasında bağıntı (3.3) kullanılmıştır (Sun vd 2011).

$$\Delta C_S = C_S \sqrt{\left(\frac{\Delta C_R}{C_R}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I_R}{I_R}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I_S}{I_S}\right)^2 + \left(\frac{\Delta M_R}{M_R}\right)^2 + \left(\frac{\Delta M_S}{M_S}\right)^2} \quad (3.3)$$

Bağıntı (3.4)'e göre,

ΔC_S	Numune içinde bulunan elementin konsantrasyonundaki belirsizlik
C_S	Numune içinde bulunan elementin konsantrasyonu
ΔC_R	Referans materyali içinde bulunan elementin konsantrasyonundaki belirsizlik
C_R	Referans materyalinde bulunan elementin konsantrasyonu
ΔI_R	Referans materyali içinde bulunan elementin sayım sayısındaki belirsizlik
I_R	Referans materyali içinde bulunan elementin sayım sayısı
ΔI_S	Numune içinde bulunan elementin sayım sayısındaki belirsizlik
I_S	Numune içinde bulunan elementin sayım sayısı
ΔM_R	Referans materyalinin kütlesindeki belirsizlik
M_R	Referans materyalinin kütlesi
ΔM_S	Numunenin kütlesindeki belirsizlik
M_S	Numunenin kütlesi

4. BULGULAR

Kum numunelerinin son nokta enerjisi 18 MeV olan frenleme (Bremsstrahlung) ışınımları ile ışınlanması sonucunda (γ,n) , (γ,p) , $(\gamma,2n)$ ve (γ,γ') reaksiyonları gözlenmiştir. Numuneler içerisinde gerçekleşmiş olan reaksiyonlar sonucunda oluşan radyoaktif çekirdeğin bozunumu sırasında yayınlanan karakteristik gama ışınlarının spektrumları yüksek saflıkta Germanyum (HPGe) dedektörü kullanılarak elde edilmiştir. Örnek olarak, referans materyaline ait gama ışını spektrumu Şekil 4.1'de, 3 numaralı numuden hazırlanmış birinci örneğe ait gama ışını spektrumu Şekil 4.2'de, doğal fon (background) spektrumu Şekil 4.3'de, numune 8'e ait doğal fon (background) çıkarılmadan önce gama ışını spektrumu Şekil 4.4'de ve numune 8'e ait doğal fon (background) çıkarıldıktan sonra gama ışını spektrumu Şekil 4.5'de gösterilmiştir.

Numune 8'den doğal fon (background) çıkarılmadan önce ve çıkarıldıktan sonra yapılan gama ışını spektrumlarının analiz sonuçlarına göre numune içinde gözlenen ve gözlenmeyen elementler Çizelge 4.1'de gösterilmiştir. Çizelge 4.1'e göre numune 8 içinde gözlenen elementler artı (+) işareti ile numune içinde gözlenmeyen elementler eksi (-) işareti ile gösterilmiştir.

Herbir numuneye ait gama ışını spektrumlarının analiz edilmesi sonucunda numuneler içerisinde gerçekleşen fotonükleer reaksiyonlar, bu reaksiyon sonucunda ortaya çıkan radyoaktif çekirdek, radyoaktif çekirdeğin bozunumu sırasında yayınlanan karakteristik gama ışını enerjileri, radyoaktif çekirdeğin yarı ömrü ve gama yayınlama olasılığı Çizelge 4.2'de gösterilmiştir ayrıca gerçekleşen reaksiyonlarla ilgili özellikler (bozunum modu, bozunma olasılığı ve kız çekirdek) Ek-5'de verilmiştir.

Numuneler içinde Stronsiyum (Sr), Demir (Fe), Manganez (Mn), İyot (I), Uranyum (U), Brom (Br), Kalsiyum (Ca), Nikel (Ni), Magnezyum (Mg), Çinko (Zn), Zirkonyum (Zr), Seryum (Ce) ve Baryum (Ba) elementleri gözlenmiştir. Stronsiyum (Sr), Demir (Fe), Manganez (Mn), İyot (I), Uranyum (U) ve Brom (Br) çekirdeklerinin kararlı izotoplarının bolluk oranları, nötron ve proton koparma enerjileri Ek-1'de, Kalsiyum (Ca), Nikel (Ni) ve Magnezyum (Mg) çekirdeklerinin kararlı izotoplarının bolluk oranları, nötron ve proton koparma enerjileri Ek-2'de, Çinko (Zn), Zirkonyum (Zr) ve Seryum (Ce) çekirdeklerinin kararlı izotoplarının bolluk oranları, nötron ve proton koparma enerjileri Ek-3'de, Baryum (Ba) kararlı elementlerinin bolluk oranları, nötron ve proton koparma enerjileri Ek-4'de verilmiştir.

Son nokta enerjisi 18 MeV olan frenleme (Bremsstrahlung) ışınımları ile ışınlanan toplam 12 kum numunesinin spektrumlarının analizleri sonucunda numuneler içinde gözlenen ve gözlenmeyen elementler Çizelge 4.3'te verilmiştir. Çizelge 4.3'e göre numuneler içinde gözlenen elementler artı (+) işareti ile numuneler içinde gözlenmeyen elementler ise eksi (-) işareti ile gösterildi. Çizelge 4.3'de, 3-1 ve 3-2 numaralı numuneler için Gamma-W (Gamma-W 2015) programı ile elde edilen sonuçlar kullanıldı.

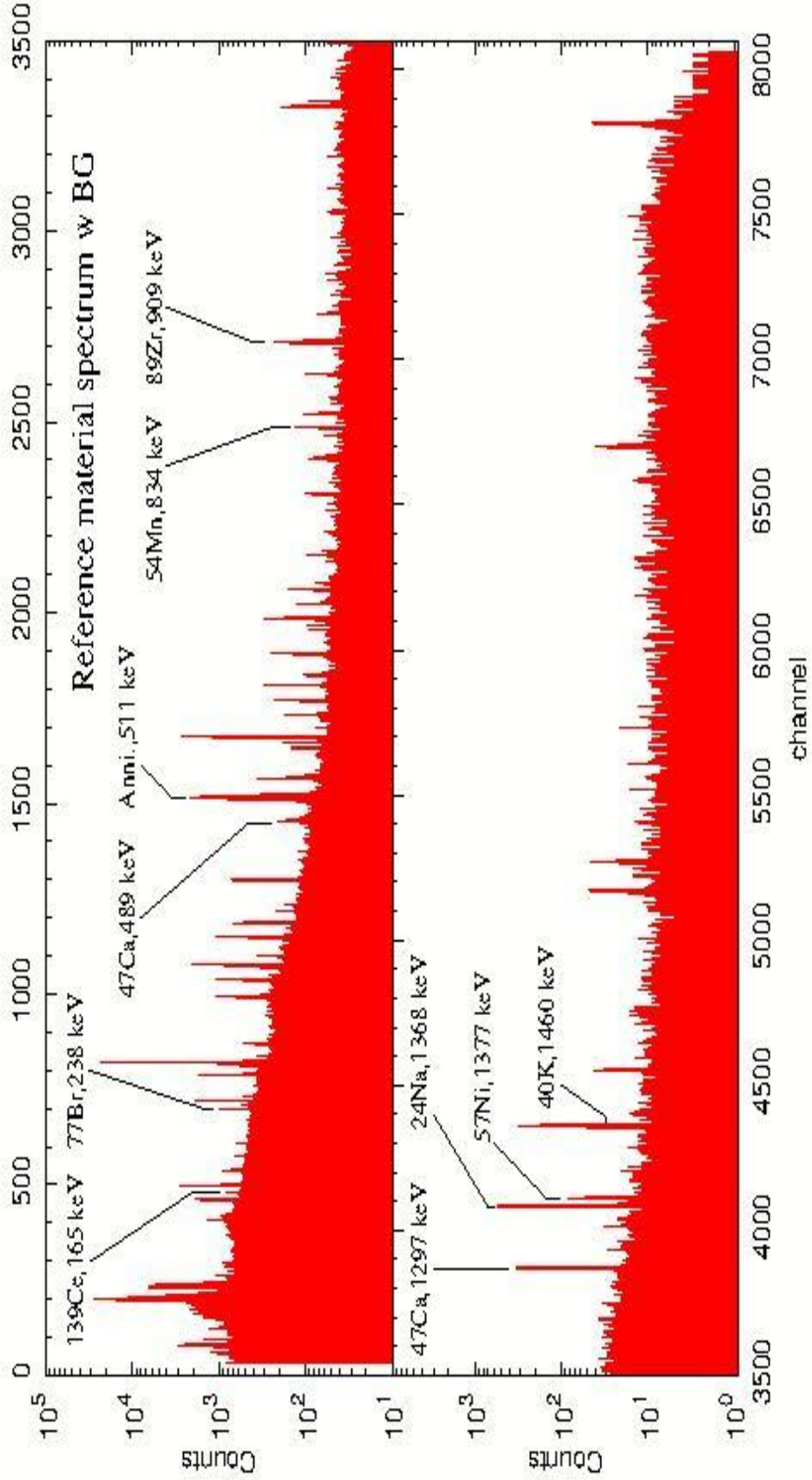
3 numaralı numuneden hazırlanan iki kum numunesinin içindeki elementlerin konsantrasyonunu belirlemek için referans materyali ile birlikte ışınlanmıştır. İki kum

numunesinden ve referans materyalinden elde edilen gama ışını spektrumları gf3 RadWare (RadWare 2015) programı kullanılarak analiz edildi. Ayrıca, elde edilen spektrumlar Gamma-W (Gamma-W 2015) programı kullanılarak analiz edildi. Her iki kum numunesinin içinde gözlenen elementlerin nem miktarı çıkarılmadan önce konsantrasyon değerleri Çizelge 4.4'de verilmiştir. Nem miktarı çıkarıldıktan sonra konsantrasyon değerleri Çizelge 4.5'de verilmiştir.

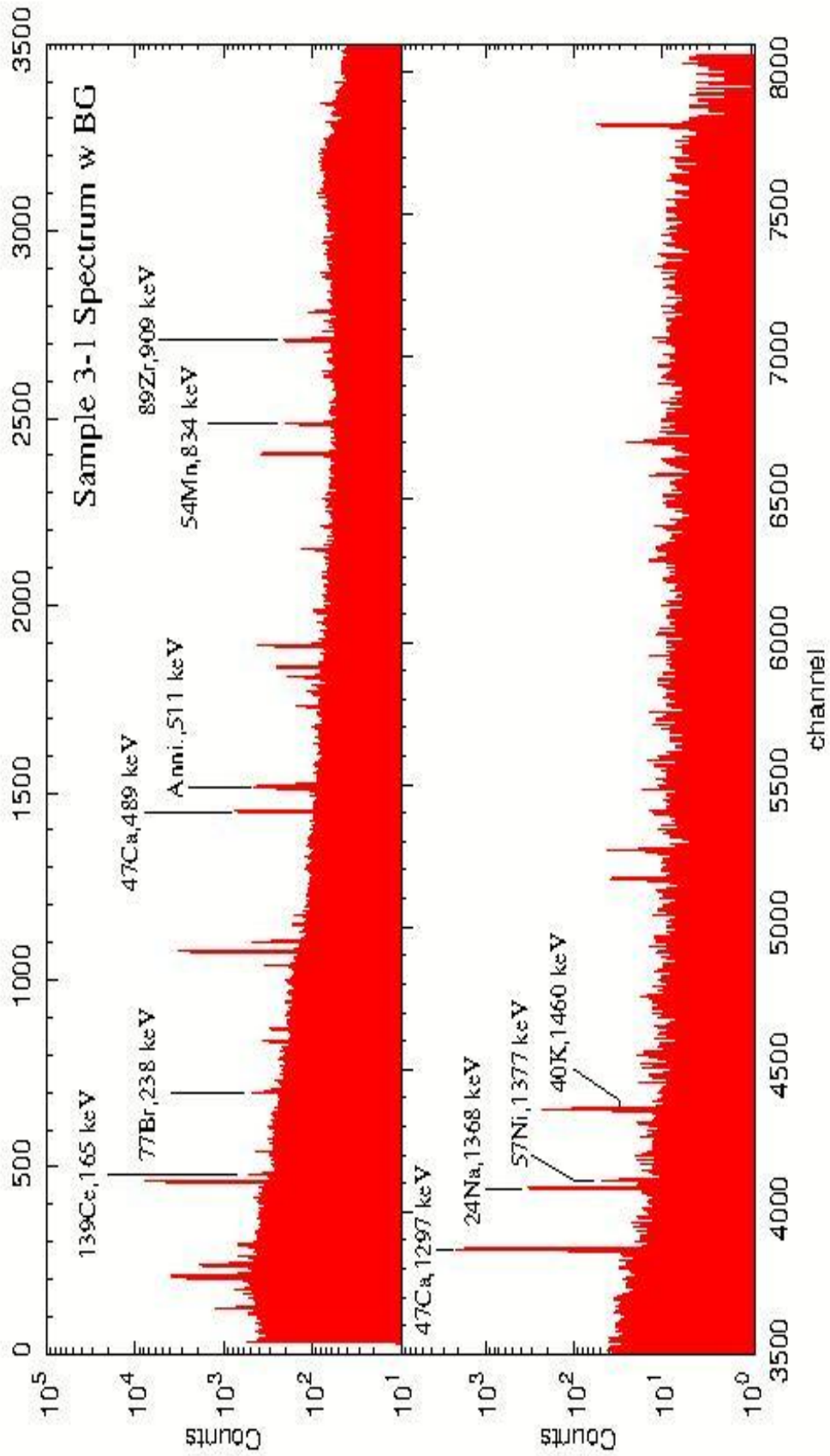
Kum numunelerinin içindeki nem miktarı çıkarılmadan önce elementlerin konsantrasyon değerleri Çizelge 4.6'da verilmiştir.

Kum numunelerinin içindeki nem miktarı çıkarıldıktan sonra elementlerin konsantrasyon değerleri Çizelge 4.7'de verilmiştir.

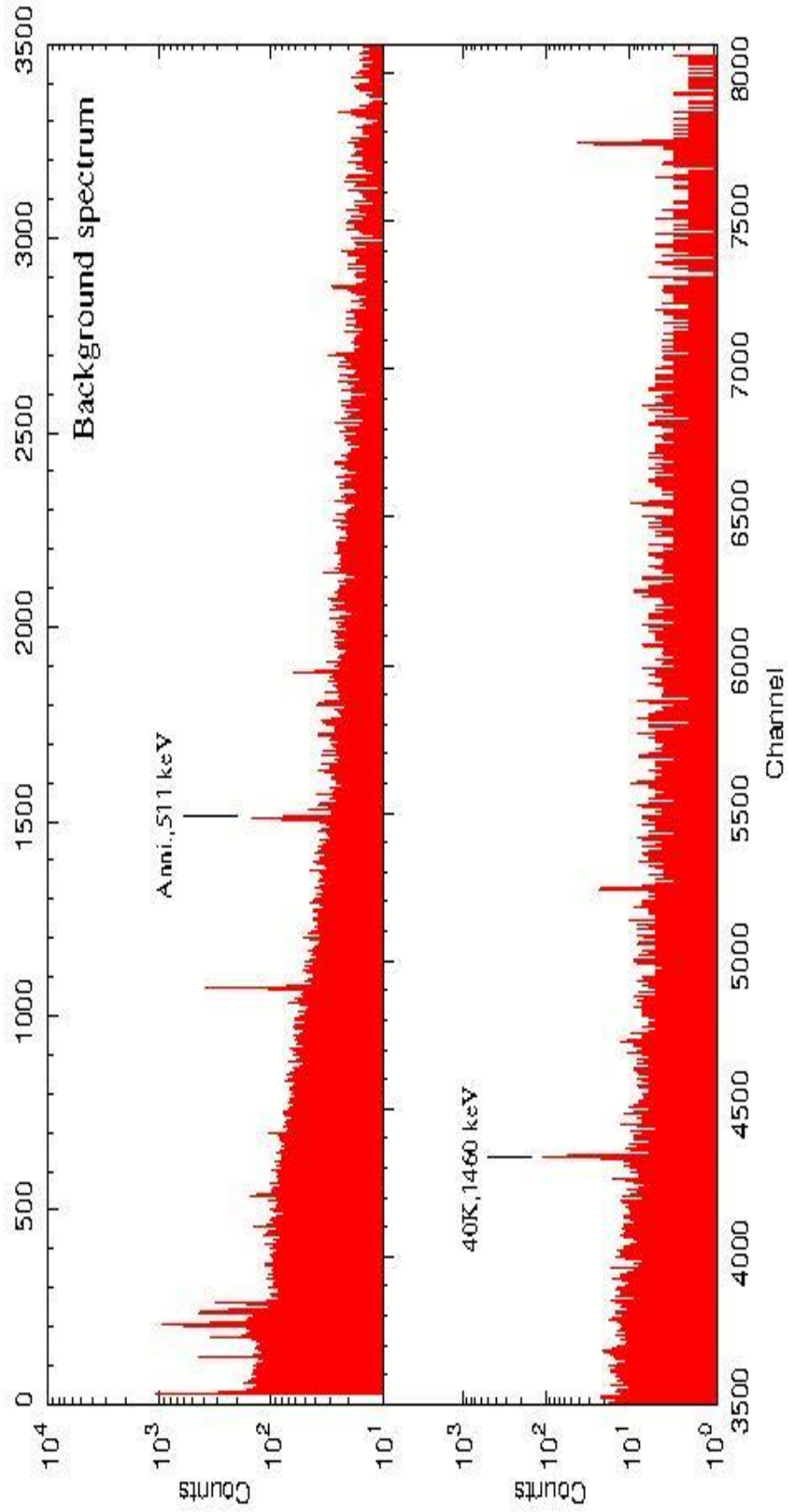
Kum numunelerinin sekiz tanesinin X-ışınları floresans (XRF) tekniği ile elde edilen analiz sonuçları Çizelge 4.8'de verilmiştir.



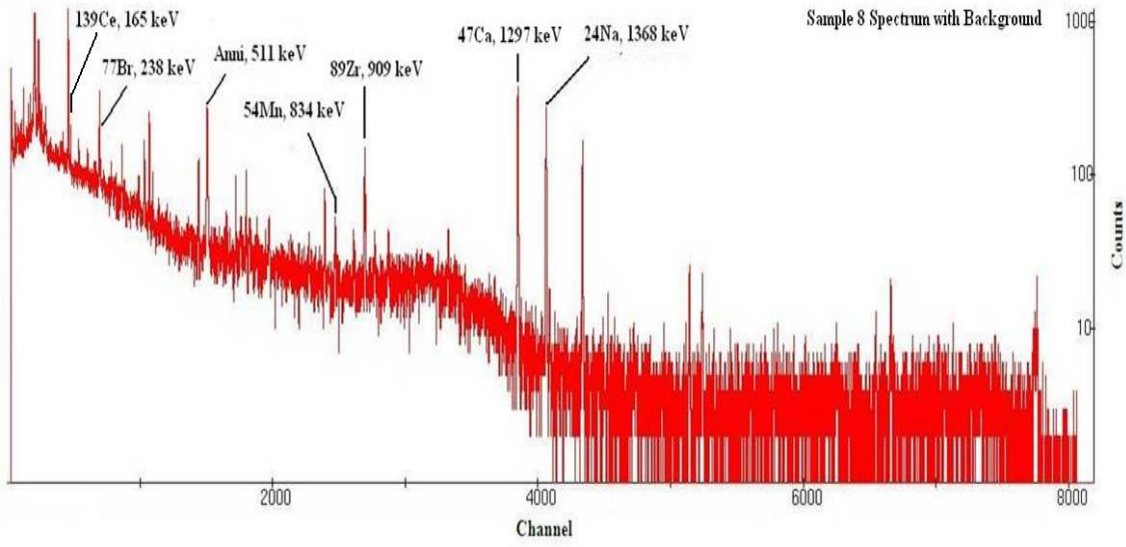
Şekil 4.1. Referans materyaline ait gama ışını spektrumu



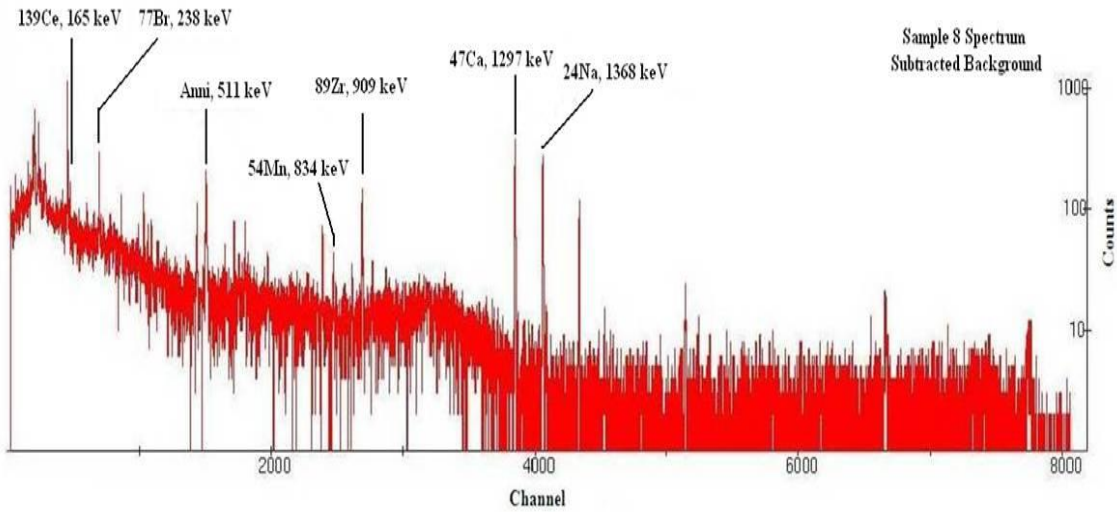
Şekil 4.2. Numune 3-1 gama ışını spektrumu



Şekil 4.3. Doğal fon (background) spektrumu



Şekil 4.4. Doğal fon (background) çıkarılmadan önce numune 8 gama ışını spektrumu



Şekil 4.5. Doğal fon (background) çıkarıldıktan sonra numune 8 gama ışını spektrumu

Çizelge 4.1. Numune 8 için doğal fon (background) çıkarılmadan önce ve çıkarıldıktan sonra gözlenen elementler

Elementin Adı	gf3 RadWare Programı		Gamma-W Programı
	Doğal Fon (Background) çıkarıldıktan sonra elementler	Doğal Fon (Background) çıkarılmadan önce elementler	Doğal Fon (Background) çıkarılmadan önce elementler
Sr	+	+	+
Fe	+	+	+
Ca	+	+	+
Ni	-	-	-
Mg	+	+	+
Zn	+	+	+
Br	+	+	+
Zr	+	+	+
Ce	+	+	+
U	+	+	+
I	+	+	+
Ba	-	-	-
Mn	+	+	+

Çizelge 4.2. Gerçekleşen fotonükleer reaksiyonlar ve özellikleri

Gerçekleşen Reaksiyon	Yayınlanan Gama Işını Enerjileri (keV)	Radyoaktif Çekirdeğin Yarı Ömrü $t_{1/2}$	Gama Yayınlama Olasılığı P_{γ} (%)	Kaynak
$^{88}\text{Sr}(\gamma, n)^{87\text{m}}\text{Sr}$ $^{87}\text{Sr}(\gamma, \gamma)^{87\text{m}}\text{Sr}$	388.531±0.03	2.815±0.012 saat	82.6±0.3	Helmer 2002
$^{57}\text{Fe}(\gamma, p)^{56}\text{Mn}$	846.7638±0.0019 1810.726± 0.004 2113.092±0.06	2.5789 ±0.0001 saat	98.85 26.9±0.4 14.2±0.3	Junde vd 2011
$^{55}\text{Mn}(\gamma, n)^{54}\text{Mn}$	834.848±0.003	312.20± 0.20 gün	99.976±0.010	Dong ve Junde 2014
$^{48}\text{Ca}(\gamma, n)^{47}\text{Ca}$	1297.09±0.10 807.86± 0.10 489.23±0.10	4.536±0.003 gün	67 5.9 ±1.2 5.9± 1.2	Burrows 2007
$^{44}\text{Ca}(\gamma, p)^{43}\text{K}$	372.760± 0.007 617.490±0.006 593.390±0.006	22.3±0.1 saat	86.80 79.2±0.6 11.26± 0.08	Cameron ve Singh 2001
$^{58}\text{Ni}(\gamma, n)^{57}\text{Ni}$	1377.63±0.03 1919.52±0.05	35.60±0.06 saat	81.7±2.4 12.3±0.4	Bhat 1998
$^{79}\text{Br}(\gamma, 2n)^{77}\text{Br}$	238.98±0.07 520.69±0.06 297.23±0.08	57.04±0.12 saat	23.1 22.4±0.6 4.16 ±0.21	Singh ve Nica 2012
$^{90}\text{Zr}(\gamma, n)^{89}\text{Zr}$	909.15±0.15	78.41±0.12 saat	100	Singh 2013
$^{25}\text{Mg}(\gamma, p)^{24}\text{Na}$	1368.626±0.005 2754.007±0.011	14.997±0.012 saat	99.9936±0.0015 99.855±0.05	Firestone 2007
$^{140}\text{Ce}(\gamma, n)^{139}\text{Ce}$	165.8575±0.0011	137.641±0.020 gün	80±8	Burrows 2001
$^{238}\text{U}(\gamma, n)^{237}\text{U}$	208.005±0.023	6.75±0.01 gün	21.2±0.3	Basunia 2006
$^{127}\text{I}(\gamma, n)^{126}\text{I}$	666.331±0.12 388.633±0.011	12.93±0.05 gün	32.9±0.7 35.6±0.6	Katakura ve Kitao 2002
$^{136}\text{Ba}(\gamma, n)^{135\text{m}}\text{Ba}$ $^{135}\text{Ba}(\gamma, \gamma)^{135\text{m}}\text{Ba}$	268.218±0.020	28.7±0.2 saat	16±4	Singh vd 2008
$^{68}\text{Zn}(\gamma, p)^{67}\text{Cu}$	184.577±0.010	61.83±0.12 saat	48.7±0.3	Junde vd 2005

Çizelge 4.3. Numuneler içinde gözlenen elementler

Elementin Adı	Gerçekleşen Reaksiyon	Numuneler												
		1	2	3-1	3-2	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Sr	$^{88}\text{Sr}(\gamma, n) ^{87m}\text{Sr}$	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
	$^{87}\text{Sr}(\gamma, \gamma') ^{87m}\text{Sr}$	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
Fe	$^{57}\text{Fe}(\gamma, p) ^{56}\text{Mn}$	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
Ca	$^{48}\text{Ca}(\gamma, n) ^{47}\text{Ca}$	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
Ni	$^{58}\text{Ni}(\gamma, n) ^{57}\text{Ni}$	+	+	+	+	+	+	-	-	-	+	+	+	+
Mg	$^{25}\text{Mg}(\gamma, p) ^{24}\text{Na}$	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
Zn	$^{68}\text{Zn}(\gamma, p) ^{67}\text{Cu}$	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
Br	$^{79}\text{Br}(\gamma, 2n) ^{77}\text{Br}$	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	-
Zr	$^{90}\text{Zr}(\gamma, n) ^{89}\text{Zr}$	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
Ce	$^{140}\text{Ce}(\gamma, n) ^{139}\text{Ce}$	-	-	+	+	-	+	-	+	+	+	-	+	+
U	$^{238}\text{U}(\gamma, n) ^{237}\text{U}$	-	-	+	-	-	-	-	+	+	+	+	-	-
I	$^{127}\text{I}(\gamma, n) ^{126}\text{I}$	-	-	+	+	+	+	-	-	+	+	+	+	+
Ba	$^{136}\text{Ba}(\gamma, n) ^{135m}\text{Ba}$	-	-	-	+	-	-	-	-	-	-	-	-	-
	$^{135}\text{Ba}(\gamma, \gamma') ^{135m}\text{Ba}$	-	-	-	+	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Mn	$^{55}\text{Mn}(\gamma, n) ^{54}\text{Mn}$	-	+	+	+	+	-	+	+	+	+	+	+	+

Çizelge 4.4. Nem miktarı çıkarılmadan önce Gamma-W ve gf3 RadWare programı kullanılarak elde edilen analiz sonuçlarının karşılaştırılması (% olarak gösterilmeyen elementlerin konsantrasyon birimi $\mu\text{g}\cdot\text{g}^{-1}$)

Elementin Adı	Gamma-W Programı sonuçlarına göre konsantrasyon değerleri		gf3 RadWare Programı sonuçlarına göre konsantrasyon değerleri	
	3-1	3-2	3-1	3-2
Sr	171.987±10.262	184.765±10.994	168.044±9.177	179.415±9.806
Fe %	3.325±0.388	3.592±0.429	3.150±0.408	3.394±0.441
Ca%	19.785±0.851	20.342±0.895	19.889±0.611	20.565±0.627
Ni	25.875±3.962	25.537±4.376	23.400±5.420	30.066±4.355
Mg%	0.659±0.036	0.717±0.055	0.567±0.074	0.649±0.036
Zn%	0.223±0.040	0.235±0.062	0.224±0.039	0.228±0.035
Br	25.624±5.253	38.271±6.729	23.927±3.367	38.365±5.576
Zr	45.702±4.410	54.023±6.663	60.190±6.983	62.172±6.572
Ce	20.599±4.633	18.962±4.887	19.167±2.716	19.096±2.525
U	<2.6	Belirlenemedi.	<2.6	Belirlenemedi.
I	<1.3	<1.3	<1.3	<1.3
Ba %	Belirlenemedi.	0.015±0.003	Belirlenemedi.	Belirlenemedi.
Mn%	0.045±0.005	0.055±0.007	0.038±0.005	0.043±0.005

Çizelge 4.5. Nem miktarı çıkarıldıktan sonra Gamma-W ve gf3 RadWare programı kullanılarak elde edilen analiz sonuçlarının karşılaştırılması (% olarak gösterilmeyen elementlerin konsantrasyon birimi $\mu\text{g.g}^{-1}$)

Elementin Adı	Gamma-W Programı sonuçlarına göre konsantrasyon değerleri		gf3 RadWare Programı sonuçlarına göre konsantrasyon değerleri	
	3-1	3-2	3-1	3-2
Sr	172.851±10.313	185.694±11.049	168.888±9.225	180.317±9.855
Fe %	3.342±0.390	3.610±0.432	3.165±0.410	3.412±0.443
Ca%	19.885±0.855	20.444±0.900	19.989±0.614	20.668±0.631
Ni	26.005±3.982	25.665±4.398	23.518±5.447	30.217±4.377
Mg%	0.662±0.079	0.721±0.094	0.570±0.074	0.653±0.036
Zn%	0.224±0.040	0.236±0.062	0.225±0.039	0.229±0.036
Br	25.753±5.279	38.463±6.763	24.048±3.384	38.558±5.604
Zr	45.932±4.432	54.294±6.698	60.492±7.018	62.484±6.605
Ce	20.702±4.656	19.057±4.911	19.263±2.729	19.192±2.538
U	<2.6	Belirlenemedi.	<2.6	Belirlenemedi.
I	<1.3	<1.3	<1.3	<1.3
Ba %	Belirlenemedi.	0.015±0.003	Belirlenemedi.	Belirlenemedi.
Mn%	0.045±0.006	0.055±0.007	0.038±0.005	0.043±0.005

Çizelge 4.6. Nem miktarı çıkarılmadan önce kum numuneleri içindeki elementlerin konsantrasyonu (% olarak gösterilmeyen elementlerin konsantrasyon birimi $\mu\text{g.g}^{-1}$)

Elementin Adı	Numuneler		
	1	2	4
Sr	154.356 ± 7.776	138.243±22.838	182.734±10.696
Fe %	0.522 ± 0.026	1.874±0.294	2.147±0.110
Ca%	32.729 ± 1.650	13.662±1.230	35.648±3.093
Ni	27.166 ± 11.579	91.823±13.253	22.514±3.962
Mg%	0.202 ± 0.015	0.807±0.044	0.691±0.044
Zn%	0.309 ± 0.149	0.247±0.053	0.262±0.054
Br	6.814 ± 2.068	24.809±4.684	28.266±4.677
Zr	28.426 ± 8.050	52.438±9.618	38.943±9.155
Ce	Belirlenemedi	Belirlenemedi.	Belirlenemedi.
U	Belirlenemedi.	Belirlenemedi.	Belirlenemedi.
I	Belirlenemedi.	Belirlenemedi.	4.847±0.915
Ba %	Belirlenemedi.	Belirlenemedi.	Belirlenemedi.
Mn%	Belirlenemedi.	0.032±0.003	0.022±0.005

Devamı diğer sayfada

Çizelge 4.6'nın Devamı

Elementin Adı	Numuneler			
	5	6	7	8
Sr	175.926±9.112	179.381±9.894	97.512±5.755	122.523±10.722
Fe %	1.354±0.074	2.084±0.136	6.218±0.288	1.579±0.063
Ca%	12.901±0.611	19.575±1.762	17.552±1.543	8.244±0.411
Ni	32.932±5.149	Belirlenemedi.	Belirlenemedi.	Belirlenemedi.
Mg%	0.316±0.026	0.374±0.038	0.975±0.070	0.635±0.035
Zn%	0.239±0.059	0.256±0.052	0.371±0.068	0.245±0.056
Br	35.655±6.899	33.814±6.593	62.955±9.640	45.823±6.990
Zr	58.134±9.278	60.398±14.699	90.568±14.341	96.996±11.303
Ce	8.001±2.014	Belirlenemedi.	9.750±2.875	12.624±2.435
U	Belirlenemedi.	Belirlenemedi.	<2.6	<2.6
I	2.447±0.468	Belirlenemedi.	Belirlenemedi.	3.399±0.531
Ba %	Belirlenemedi.	Belirlenemedi.	Belirlenemedi.	Belirlenemedi.
Mn%	Belirlenemedi.	0.018±0.004	0.052±0.007	0.029±0.004

Çizelge 4.7. Nem miktarı çıkarıldıktan sonra kum numuneleri içindeki elementlerin konsantrasyonu (% olarak gösterilmeyen elementlerin konsantrasyon birimi $\mu\text{g.g}^{-1}$)

Elementin Adı	Numuneler		
	1	2	4
Sr	154.811±7.799	139.004±22.963	183.907±10.764
Fe %	0.524±0.026	1.884±0.296	2.161±0.111
Ca%	32.826±1.655	13.737±1.237	35.877±3.113
Ni	27.246±11.613	92.328±13.326	22.658±3.988
Mg%	0.202±0.015	0.811±0.044	0.696±0.044
Zn%	0.310±0.150	0.249±0.054	0.264±0.055
Br	6.834±2.074	24.946±4.709	28.448±4.707
Zr	28.510±8.074	52.727±9.671	39.193±9.214
Ce	Belirlenemedi	Belirlenemedi.	Belirlenemedi.
U	Belirlenemedi.	Belirlenemedi.	Belirlenemedi.
I	Belirlenemedi.	Belirlenemedi.	4.879±0.921
Ba %	Belirlenemedi.	Belirlenemedi.	Belirlenemedi.
Mn%	Belirlenemedi.	0.032±0.004	0.022±0.005

Devamı diğer sayfada

Çizelge 4.7'nin Devamı

Elementin Adı	Numuneler			
	5	6	7	8
Sr	176.740±9.154	179.860±9.920	97.689±5.765	123.148±10.777
Fe %	1.360±0.074	2.090±0.136	6.229±0.288	1.587±0.064
Ca%	12.961±0.614	19.627±1.767	17.584±1.546	8.286±0.413
Ni	33.085±5.173	Belirlenemedi.	Belirlenemedi.	Belirlenemedi.
Mg%	0.318±0.027	0.375±0.038	0.977±0.070	0.639±0.035
Zn%	0.240±0.060	0.257±0.052	0.372±0.068	0.246±0.056
Br	35.820±6.931	33.904±6.611	63.069±9.658	46.056±7.025
Zr	58.403±9.321	60.559±14.738	90.732±14.367	97.490±11.360
Ce	8.038±2.023	Belirlenemedi.	9.768±2.880	12.688±2.448
U	Belirlenemedi.	Belirlenemedi.	<2.6	<2.6
I	2.459±0.470	Belirlenemedi.	Belirlenemedi.	3.416±0.534
Ba %	Belirlenemedi.	Belirlenemedi.	Belirlenemedi.	Belirlenemedi.
Mn%	Belirlenemedi.	0.018±0.004	0.052±0.007	0.029±0.004

Çizelge 4.8. Kum numunelerinin XRF yöntemi ile analiz sonuçları (% olarak verilmiştir.)

Elementin Adı	Numuneler			
	1	2	3	4
Na	2.364	0.5365	2.8378	1.7774
Mg	0.8218	2.8383	1.4297	0.8978
Al	-	-	-	-
Si	21.3901	40.156	31.618	34.9383
P	1.5058	0.2349	0.9853	0.8931
S	0.0358	0.0188	0.041	0.0614
K	0.3368	0.0637	0.3255	0.3458
Ca	38.0702	14.1894	29.4299	29.4653
Ti	0.316	0.1838	0.3775	0.1448
Fe	1.7165	3.3391	2.6815	0.7149
Cu	-	-	-	-
Zn	-	0.0011	-	-
Sr	0.0112	0.0103	0.015	0.0119
V	-	-	-	-
Cr	0.0077	0.5913	-	-
Mn	0.0352	0.1996	0.066	-
As	-	-	-	-
Rb	0.0028	0.0029	0.0032	0.004
Pb	-	-	-	-
Zr	-	0.0015	0.0059	0.0029

Devamı diğer sayfada

Çizelge 4.8'in Devamı

Elementin Adı	Numuneler			
	5	6	7	8
Na	1.2209	5.2745	1.8075	1.9354
Mg	1.3595	2.7097	2.8851	1.7219
Al	-	-	-	3.4112
Si	38.3371	43.8069	35.6066	51.8211
P	0.8759	0.9468	0.5944	0.8192
S	0.021	0.0535	0.0284	0.0291
K	0.443	0.2005	0.2833	1.2233
Ca	23.8812	20.0289	18.0652	14.0464
Ti	0.2072	0.149	0.1586	0.3553
Fe	2.1661	1.1738	4.5841	3.1952
Cu	-	-	-	-
Zn	-	0.0036	-	0.0016
Sr	0.0202	0.0176	0.0107	0.0118
V	-	-	-	-
Cr	0.0542	-	-	-
Mn	0.0292	-	0.017	0.0295
As	-	-	-	-
Rb	0.0034	0.0042	0.0033	0.0052
Pb	-	-	-	-
Zr	0.0075	0.0282	0.0158	0.0169

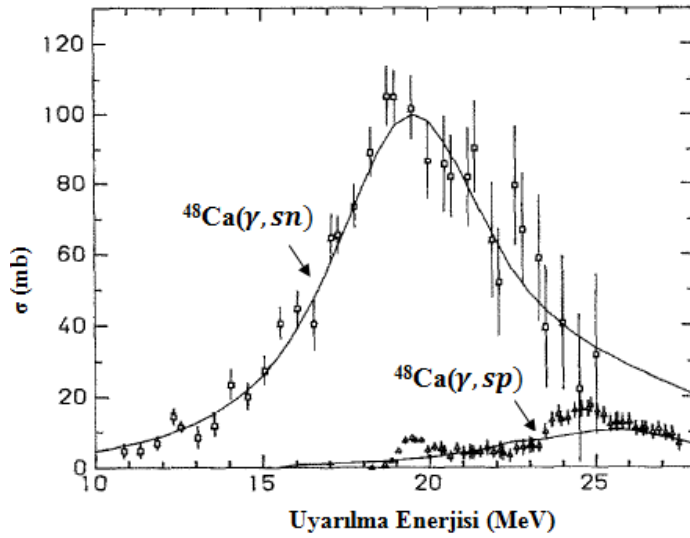
5. TARTIŞMA

Bu bölümde elde edilen sonuçlar literatür bilgileri ile birlikte değerlendirilecektir. Konsantrasyon karşılaştırmalarında Gamma-W (Gamma-W 1015) programı ile yapılan ve nem miktarı çıkarıldıktan sonra hesaplanan konsantrasyon değerleri ile değerlendirme yapılacaktır. 3-1 ve 3-2 numuneleri ayrı ayrı değerlendirilecektir.

Sr elementinin, ^{88}Sr izotopunun $^{88}\text{Sr}(\gamma, n)^{87\text{m}}\text{Sr}$ reaksiyonunu ve ^{87}Sr izotopunun $^{87}\text{Sr}(\gamma, \gamma')^{87\text{m}}\text{Sr}$ reaksiyonunu gerçekleştirme ihtimali vardır. Fakat burada baskın olan reaksiyon (γ, n) reaksiyonudur. (γ, n) reaksiyonunun baskın olmasının nedeni, 10 MeV ile 25 MeV enerji aralığında dev dipol rezonans bölgesine karşılık gelmesi (Bkz. Şekil 2.24) ve reaksiyon gerçekleşme ihtimalinin yüksek olmasından dolayıdır (IAEA 2000). Yarı-kararlı durumların taban duruma geçmesi durumu olarak tanımlanan (γ, γ') reaksiyonlarının tesir kesiti daha düşüktür (Bkz. Şekil 2.24). Ayrıca Ek 1'e göre, Sr elementinin izotoplarının bolluk oranlarına göre değerlendirilirse, ^{88}Sr izotopunun bolluk oranı en yüksek olup, $^{88}\text{Sr}(\gamma, n)^{87\text{m}}\text{Sr}$ reaksiyonunun gerçekleşme ihtimalinin daha yüksek olduğunu söyleyebiliriz. Sr elementi tüm numuneler içinde gözlenmiştir. Sr elementinin konsantrasyon değerleri $97.689 \pm 5.765 \mu\text{g.g}^{-1}$ ile $185.694 \pm 11.049 \mu\text{g.g}^{-1}$ aralığında değişmektedir.

Fe elementinin ^{56}Fe izotopu, $^{57}\text{Fe}(\gamma, p)^{56}\text{Mn}$ reaksiyonunu gerçekleştirmiştir. Tüm numuneler içinde Fe elementi gözlenmiştir. Fe elementinin konsantrasyon değeri yüzde olarak 0.524 ± 0.026 ile 6.229 ± 0.288 aralığında değişmektedir.

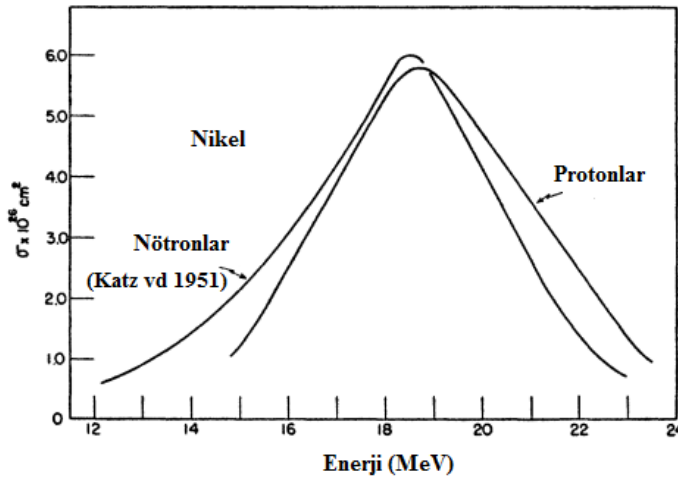
Ca elementinin ^{48}Ca izotopu, $^{48}\text{Ca}(\gamma, n)^{47}\text{Ca}$ reaksiyonunu gerçekleştirmiştir. ^{48}Ca izotopunun (γ, n) reaksiyonu gerçekleştirme ihtimali (γ, p) gerçekleştirme ihtimalinden daha büyüktür (O'keefe vd 1987). $^{48}\text{Ca}(\gamma, sn)$ ve $^{48}\text{Ca}(\gamma, sp)$ reaksiyonlarının gerçekleşme ihtimalleri (reaksiyon tesir kesitleri) Şekil 5.1'de verilmiştir.



Şekil 5.1. $^{48}\text{Ca}(\gamma, sn)$ ve $^{48}\text{Ca}(\gamma, sp)$ reaksiyonlarının tesir kesitlerinin karşılaştırılması (O'keefe vd 1987)

Şekil 5.1'e göre, $^{48}\text{Ca}(\gamma,sn)$ reaksiyonu gerçekleşme ihtimali $^{48}\text{Ca}(\gamma,sp)$ reaksiyonu gerçekleşme ihtimalinden daha büyüktür. O'keefe vd (1987) Şekil 5.1'in eşspin (izospin) çiftlenim sınırlamaları dahil edilerek elde edildiğini eğer eşspin (izospin) çiftlenim sınırlanmaları dahil edilmeseydi verilen enerji aralığında $^{48}\text{Ca}(\gamma,sp)$ reaksiyonu meydana gelme ihtimali (reaksiyon tesir kesiti) sıfır olacağını belirtmişlerdir. Ayrıca ^{48}Ca izotopu için çalışılan enerji aralığı dev dipol rezonans bölgesinin maksimum aralığına karşılık gelmektedir ve (γ,n) reaksiyonu gerçekleşme ihtimali yüksektir (IAEA 2000). Bazı numuneler içerisinde ^{44}Ca izotopunun, $^{44}\text{Ca}(\gamma,p)^{43}\text{K}$ reaksiyonunun gerçekleştiği gözlenmiştir. Ca elementinin numune içindeki konsantrasyonu $^{48}\text{Ca}(\gamma,n)^{47}\text{Ca}$ reaksiyonu sonucunda ^{47}Ca radyoaktif çekirdeğinin ^{47}Sc çekirdeğine bozunumu sırasında yayınlanan karakteristik gama ışını enerjileri kullanılarak belirlenmiştir. Ca elementi tüm numuneler içinde gözlenmiştir. Ca elementinin konsantrasyonu yüzde olarak 8.286 ± 0.413 ile 35.877 ± 3.113 aralığında değişmektedir.

Ni elementinin, ^{58}Ni izotopu $^{58}\text{Ni}(\gamma,n)^{57}\text{Ni}$ reaksiyonunu gerçekleştirmiştir. ^{88}Ni izotopu için çalışılan enerji aralığı dev dipol rezonans bölgesinin maksimum aralığına karşılık gelmektedir ve (γ,n) reaksiyonu gerçekleşme ihtimali yüksektir (IAEA 2000, Goldemberg ve Katz 1954).

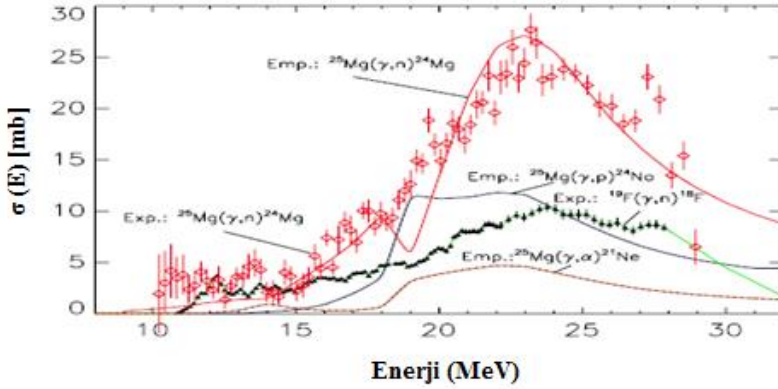


Şekil 5.2. ^{58}Ni elementi için fotonükleer reaksiyon tesir kesiti (Halpern ve Mann 1951)

Şekil 5.2'de $^{58}\text{Ni}(\gamma,n)^{57}\text{Ni}$ reaksiyonu ve $^{58}\text{Ni}(\gamma,p)^{57}\text{Co}$ reaksiyonları tesir kesitleri gösterilmiştir. Katz vd (1951), $^{58}\text{Ni}(\gamma,n)^{57}\text{Ni}$ reaksiyon tesir kesitini Şekil 5.2'de görüldüğü gibi Halpern ve Mann (1951) tarafından elde edilen $^{58}\text{Ni}(\gamma,p)^{57}\text{Co}$ reaksiyonu tesir kesitiden biraz daha büyüktür. Ni elementi 6-7 ve 8 numaralı numuneler dışında tüm numunelerde gözlenmiştir. Ni elementinin konsantrasyon değerleri $22.658\pm 3.988 \mu\text{g.g}^{-1}$ ile $92.328\pm 13.326 \mu\text{g.g}^{-1}$ değerleri arasında değişmektedir.

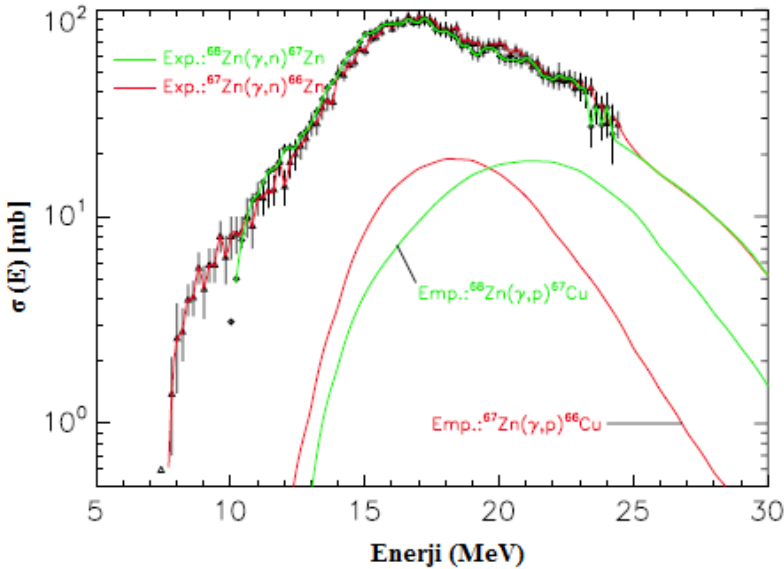
Mg elementinin, ^{25}Mg izotopu $^{25}\text{Mg}(\gamma,p)^{24}\text{Na}$ reaksiyonunu gerçekleştirmiştir. ^{25}Mg izotopunun Şekil 5.3'de görüldüğü gibi 18 MeV ile 20 MeV enerji aralığında (γ,p) reaksiyonu gerçekleştirme ihtimali (γ,n) reaksiyonu gerçekleştirme ihtimalinden daha yüksektir (Spohr 2008). Mg elementi tüm numuneler içinde gözlenmiştir. Mg

elementinin konsantrasyon değerleri yüzde olarak 0.202 ± 0.015 ile 0.977 ± 0.070 aralığında değişmektedir.



Şekil 5.3. ^{25}Mg elementinin enerjiye bağlı olarak fotonükleer reaksiyon tesir kesiti (Spohr 2008)

Zn elementinin, ^{68}Zn izotopunu, $^{68}\text{Zn}(\gamma,p)^{67}\text{Cu}$ reaksiyonunu gerçekleştirmiştir. ^{68}Zn izotopunun $^{68}\text{Zn}(\gamma,p)^{67}\text{Cu}$ reaksiyonu gerçekleşme ihtimali (reaksiyon tesir kesiti) Şekil 5.4'de gösterilmiştir.

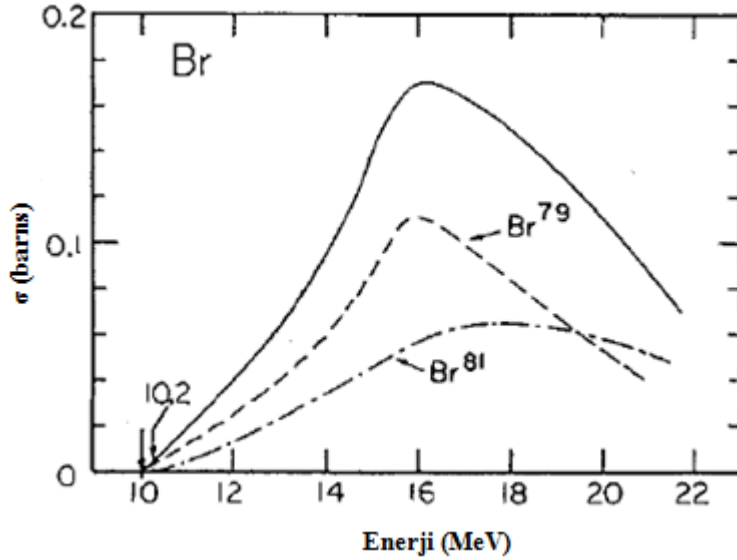


Şekil 5.4. ^{68}Zn elementinin fotonükleer reaksiyon tesir kesiti (Spohr 2008)

Zn elementi tüm numuneler içinde gözlenmiştir. Zn elementinin konsantrasyon değerleri yüzde olarak 0.224 ± 0.040 ile 0.372 ± 0.068 aralığında değişmektedir.

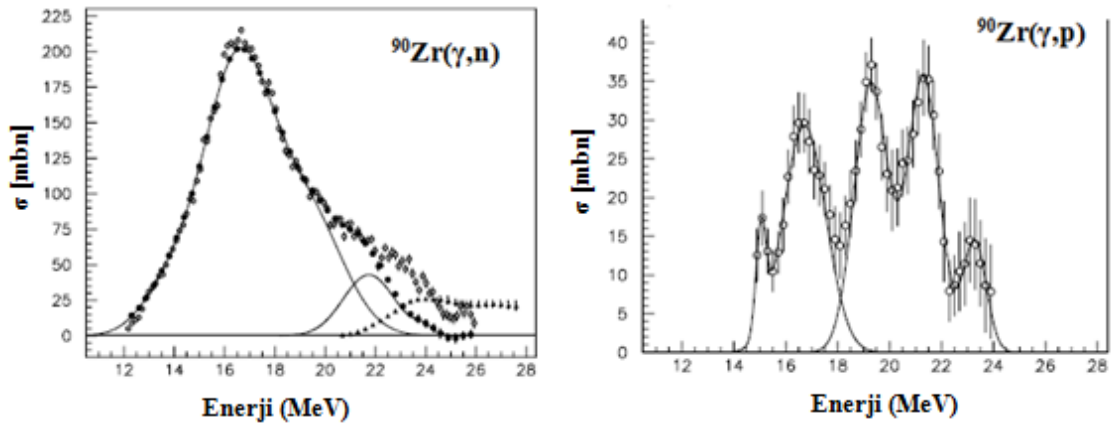
Br elementinin ^{79}Br izotopunu, $^{79}\text{Br}(\gamma,2n)^{77}\text{Br}$ reaksiyonunu gerçekleştirmiştir. Br elementinin iki kararlı izotopu vardır ve bu iki izotopun bolluk oranları birbirine çok yakındır. Fakat ^{79}Br izotopunun (γ,n) reaksiyonu gerçekleşme ihtimali Şekil 5.5'de görüldüğü gibi ^{81}Br izotopunun (γ,n) reaksiyonu gerçekleşme ihtimaline göre daha yüksektir (Goldemberg ve Katz 1954). Frenleme (Bremsstrahlung) ışınlarının enerjisi

^{79}Br izotopundan 2 nötron koparmaya yeterlidir. Br elementi 12 numaralı numune hariç tüm numunelerde gözlenmiştir. Br elementinin konsantrasyon değerleri $6.834\pm 2.074 \mu\text{g.g}^{-1}$ ile $63.069\pm 9.658 \mu\text{g.g}^{-1}$ değerleri aralığında değişmektedir.



Şekil 5.5. ^{79}Br ve ^{81}Br elementlerinin (γ,n) reaksiyonu tesir kesitleri (Goldemberg ve Katz 1954).

Zr elementinin ^{90}Zr izotopunu, $^{90}\text{Zr}(\gamma,n)^{89}\text{Zr}$ reaksiyonunu gerçekleştirmiştir. Ek 3'e göre ^{90}Zr izotopunun bolluk oranı en yüksektir. ^{90}Zr izotopu için çalışılan enerji aralığı dev dipol rezonans bölgesinin maksimum aralığına karşılık gelmektedir ve (γ,n) reaksiyonu gerçekleşme olasılığı yüksektir (IAEA 2000). Şekil 5.6'da ^{90}Zr elementine ait (γ,n) ve (γ,p) reaksiyonlarının tesir kesitleri gösterilmiştir.

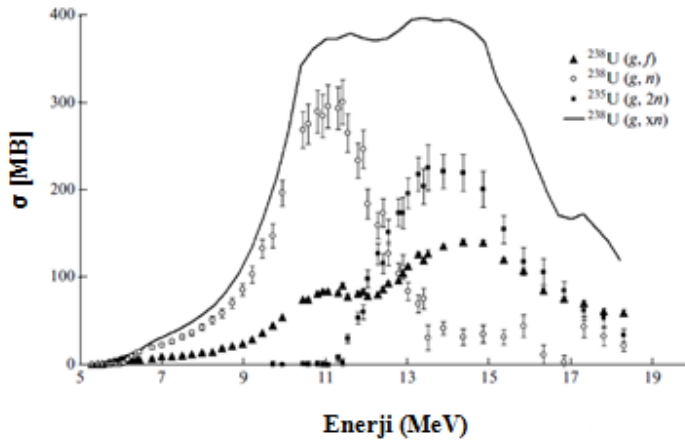


Şekil 5.6. ^{90}Zr elementinin fotonükleer reaksiyon tesir kesiti (Varlamov vd 2009)

Şekil 5.6'ya ^{90}Zr elementinin (γ,n) reaksiyonu gerçekleştirme ihtimali (γ,p) reaksiyonu gerçekleştirme ihtimalinden daha yüksektir. Zr elementi tüm numuneler içinde gözlenmiştir. Zr elementinin konsantrasyon değerleri $28.510\pm 8.074 \mu\text{g.g}^{-1}$ ile $97.490\pm 11.360 \mu\text{g.g}^{-1}$ aralığında değişmektedir.

Ce elementinin ^{140}Ce izotopunu, $^{140}\text{Ce}(\gamma,n)^{139}\text{Ce}$ reaksiyonunu gerçekleştirmiştir. Ek 3'e göre ^{140}Ce izotopunun bolluk oranı en yüksektir. ^{140}Ce izotopu için çalışılan enerji aralığı dev dipol rezonans bölgesinin maksimum aralığına karşılık gelmektedir ve (γ,n) reaksiyonu gerçekleşme ihtimali yüksektir (Johnson 1970). Ce elementi 1, 2, 4, 6 ve 10 numaralı numunelerde gözlenmemiştir. Ce elementinin konsantrasyon değerleri $8.038\pm 2.023 \mu\text{g.g}^{-1}$ ile $20.702\pm 4.656 \mu\text{g.g}^{-1}$ aralığında değişmektedir.

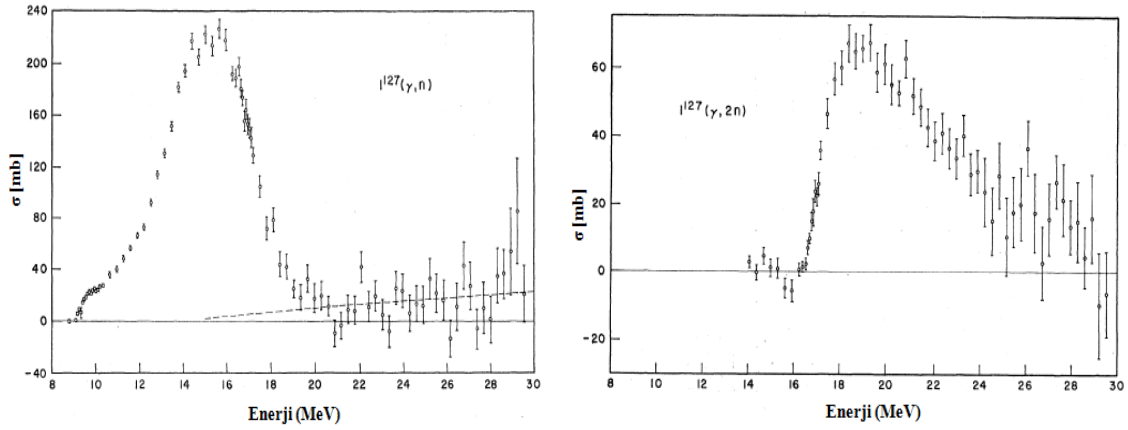
U elementinin ^{238}U izotopunun bazı numunelerde $^{238}\text{U}(\gamma,n)^{237}\text{U}$ reaksiyonunu gerçekleştirdiği gözlenmiştir. U elementinin ^{235}U ve ^{238}U olmak üzere iki kararlı izotopu vardır. Ek 1'e göre ^{238}U izotopunun bolluk oranı en yüksektir. ^{238}U izotopu için çalışılan enerji aralığı dev dipol rezonans bölgesinin maksimum aralığına karşılık gelmektedir ve (γ,n) reaksiyonu gerçekleşme ihtimali yüksektir (IAEA 2000). Şekil 5.7'de ^{238}U elementinin fotonükleer reaksiyonları tesir kesitleri gösterilmiştir.



Şekil 5.7. ^{238}U fotonükleer reaksiyonları tesir kesitleri (Ishkhanov ve Kuznetsov 2013)

Şekil 5.7'de görüldüğü gibi $^{238}\text{U}(\gamma,n)^{237}\text{U}$ reaksiyonu gerçekleşme ihtimali en yüksektir. U elementi 1, 2, 3-2, 4, 5, 6, 9, 11 ve 12 numaralı numuneler içinde gözlenmemiştir. U elementinin konsantrasyonunun hesaplandığı numunelerde ise konsantrasyon değerleri dedeksiyon limiti $2.6 \mu\text{g.g}^{-1}$ değerinden küçüktür.

I elementi $^{127}\text{I}(\gamma,n)^{126}\text{I}$ reaksiyonunu gerçekleştirmiştir. ^{127}I izotopu için çalışılan enerji aralığı dev dipol rezonans bölgesinin maksimum aralığına karşılık gelmektedir ve (γ,n) reaksiyonu gerçekleşme ihtimali yüksektir (IAEA 2000, Bramblett 1966). I elementi 1, 2, 6 ve 7 numaralı numuneler içinde gözlenmemiştir. I elementinin gözlendiği numuneler için hesaplanan konsantrasyon değerleri $2.459\pm 0.470 \mu\text{g.g}^{-1}$ ile $4.879\pm 0.921 \mu\text{g.g}^{-1}$ aralığında değişmektedir. 3 numaralı numuden hazırlanan 3-1 ve 3-2 numunelerinde I elementi konsantrasyonu dedeksiyon limiti $1.3 \mu\text{g.g}^{-1}$ değerinden küçüktür. ^{127}I elementinin $^{127}\text{I}(\gamma,n)$ ve $^{127}\text{I}(\gamma,2n)$ reaksiyonlarına ait tesir kesitleri Şekil 5.8'de gösterilmiştir.

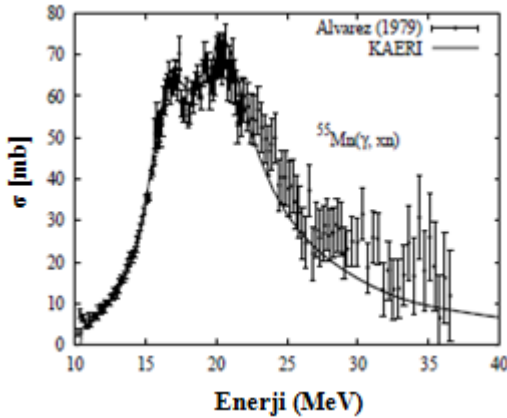


Şekil 5.8. $^{127}\text{I}(\gamma,n)$ ve $^{127}\text{I}(\gamma,2n)$ reaksiyonlarına ait tesir kesitleri (Bramblett vd 1966)

Şekil 5.8’de görüldüğü gibi ^{127}I elementinin (γ,n) reaksiyonu gerçekleştirme ihtimali $(\gamma,2n)$ reaksiyonu gerçekleştirme ihtimalinden daha yüksektir.

Ba elementi, Gamma-W (Gamma-W 2015) programı ile yapılan analiz sonucunda 3-2 numaralı numunede gözlenmiştir, gf3 RadWare (RadWare 2015) programı ile yapılan analiz sonuçlarında ise gözlenmemiştir. Diğer numunelerin hiçbirinde Ba elementi gözlenmemiştir. Ba elementinin ^{136}Ba izotopunun $^{136}\text{Ba}(\gamma,n)^{135m}\text{Ba}$ reaksiyonunu ve ^{135}Ba izotopunun $^{135}\text{Ba}(\gamma,\gamma)^{135m}\text{Ba}$ reaksiyonunu gerçekleştirme ihtimali vardır. Fakat 10 MeV ile 25 MeV enerji aralığında dev dipol rezonans bölgesine karşılık gelmesinden dolayı gerçekleşme ihtimali yüksek olan reaksiyon (γ,n) reaksiyonudur (Bkz. Şekil 2.24).

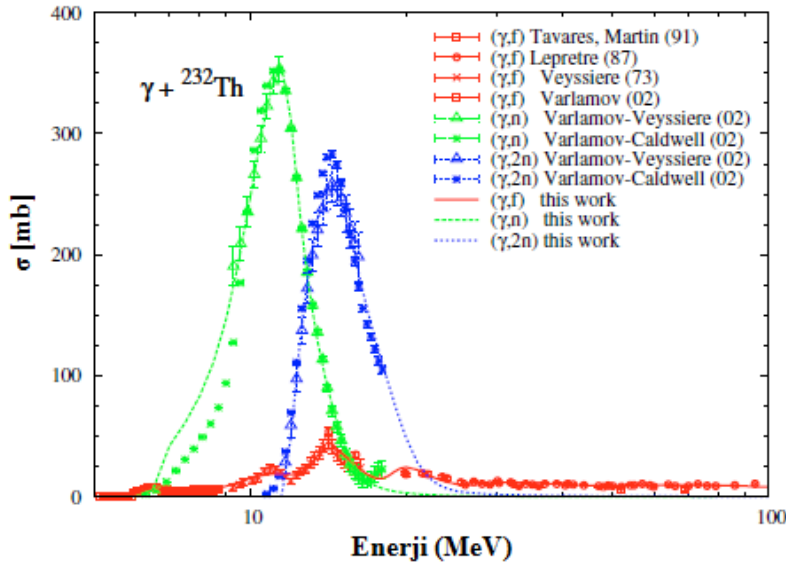
Mn elementi tek bir izotopa sahiptir ve $^{55}\text{Mn}(\gamma,n)^{54}\text{Mn}$ reaksiyonu gözlenmiştir. ^{55}Mn izotopu için çalışılan enerji aralığı dev dipol rezonans bölgesinin maksimum aralığına karşılık gelmektedir ve (γ,n) reaksiyonu gerçekleşme ihtimali yüksektir (IAEA 2000). ^{55}Mn elementinin (γ,xn) reaksiyonu tesir kesiti Şekil 5.9’da gösterilmiştir. 1 ve 5 numaralı numuneler hariç tüm numunelerde Mn elementi gözlenmiştir. Mn elementinin konsantrasyon değerleri yüzde olarak 0.018 ± 0.004 ile 0.055 ± 0.007 aralığında değişmektedir.



Şekil 5.9. ^{55}Mn elementinin $^{55}\text{Mn}(\gamma,xn)$ reaksiyonu tesir kesiti (IAEA 2000)

Şekil 5.9'a göre ortalama 20 MeV enerjide (γ, xn) reaksiyonu gerçekleşme ihtimali en yüksektir.

Kum numuneleri içinde doğal radyoaktif nükleotitlerin ^{238}U ve ^{232}Th elementlerinin fotofisyon ürünleri gözlenmemiştir. Çünkü Şekil 5.7'de görüldüğü $^{238}\text{U}(\gamma, f)$ reaksiyonu meydana gelme ihtimali $^{238}\text{U}(\gamma, n)^{237}\text{U}$ reaksiyonu meydana gelme ihtimalinden (reaksiyonun tesir kesiti) daha düşüktür. ^{232}Th elementinin (γ, n) , $(\gamma, 2n)$ ve (γ, f) reaksiyonlarının tesir kesitleri Şekil 5.10'da gösterilmiştir. Şekil 5.10'da görüldüğü gibi (γ, f) reaksiyonu tesir kesiti (γ, n) reaksiyonu tesir kesitine göre çok düşük olup ^{232}Th elementinde fotofisyon ürünleri gözlenmemiştir.



Şekil 5.10. ^{232}Th fotonükleer reaksiyonları tesir kesitleri (Dupont vd 2008)

Çizelge 4.1'de 8 numaralı numuneden doğal fon (background) çıkarılmadan önce ve çıkarıldıktan sonra gözlenen ve gözlenmeyen elementler verilmiştir. Çizelge 4.1'e göre numune 8'den doğal fon (background) çıkarılmadan önce ve çıkarıldıktan sonra gözlenen ve gözlenmeyen elementler aynıdır.

Çizelge 4.4'de nem miktarı çıkarılmadan önce ve Çizelge 4.5'te nem miktarı çıkarıldıktan sonra Gamma-W (Gamma-W 2015) ve gf3 RadWare (RadWare 2015) programları kullanılarak yapılan analiz sonuçları verilmiştir. İki program kullanılarak elde edilen analiz sonuçlarına göre hesaplanan konsantrasyon değerleri birbiri ile tutarlıdır.

X-ışınları floresans (XRF) tekniğine göre yapılan analiz sonuçlarına göre tüm numuneler içinde Na, Si, P, S, K, Rb elementleri gözlenmiştir. Bu elementler fotoaktivasyon yöntemi ile yapılan analizlerde gözlenmemiştir.

Fotoaktivasyon yöntemi ile Na elementinin gözlenebilmesi için en uygun reaksiyon $^{23}\text{Na}(\gamma, n)^{22}\text{Na}$ reaksiyonudur (Segebade vd 1988). Bu reaksiyon sonucu ortaya çıkan ürün çekirdeğin yarı ömrü 2.6027 ± 0.001 yıldır (Segebade vd 1988, Nudat 2015, Firestone 2005). $^{23}\text{Na}(\gamma, n)^{22}\text{Na}$ reaksiyonu sonucu ortaya çıkan radyoaktif

çekirdeğin yarı ömrü uzun olduğu için fotoaktivasyon yöntemi ile yapılan analizde gözlenmemiştir.

Fotoaktivasyon yöntemi ile Si elementinin gözlenebilmesi için en uygun reaksiyon $^{30}\text{Si}(\gamma, p)^{29}\text{Al}$ reaksiyonudur (Segebade vd 1988). Bu reaksiyon sonucu ortaya çıkan ürün çekirdeğin yarı ömrü 6.56 ± 0.06 dakikadır (Segebade vd 1988, Nudat 2015, Basunia 2012). Ortaya çıkan ürün çekirdeğin yarı ömrü kısa olduğu için elimizde bulunan imkanlar doğrultusunda bu reaksiyon gözlenmemiştir. Bu ürün çekirdeğin bozunumu sırasında yayınlanan gama ışınlarının sayılabilmesi için anlık ölçümler alınmalıdır.

Fotoaktivasyon yöntemi ile P elementinin gözlenebilmesi için $^{31}\text{P}(\gamma, n)^{30}\text{P}$ reaksiyonunun gerçekleşmesi gerekir. Bu reaksiyon sonucu ortaya çıkan ürün çekirdeğin yarı ömrü 2.498 ± 0.004 dakikadır (Nudat 2015, Basunia 2010). Ortaya çıkan ürün çekirdeğin yarı ömrü kısa olduğu için elimizde bulunan imkanlar doğrultusunda bu reaksiyon gözlenmemiştir. Bu ürün çekirdeğin bozunumu sırasında yayınlanan gama ışınlarının sayılabilmesi için anlık ölçümler alınmalıdır. Ayrıca P elementi nötron aktivasyonu ile $^{31}\text{P}(n, \alpha)^{28}\text{Al}$ reaksiyonunu gerçekleştirebilir (Segebade vd 1988). Bu çalışmada nötron aktivasyon yöntemi kullanılmamıştır.

Fotoaktivasyon yöntemi ile K elementinin gözlenebilmesi için $^{39}\text{K}(\gamma, n)^{38}\text{K}$ reaksiyonu $^{39}\text{K}(\gamma, \alpha n)^{34m}\text{Cl}$ reaksiyonlarının gerçekleşmesi gerekir (Segebade vd 1988). $^{39}\text{K}(\gamma, n)^{38}\text{K}$ reaksiyonunda ortaya çıkan ürün çekirdeğin taban duruma bozunması için yarı ömrü 7.636 ± 0.018 dakikadır (Nudat 2015, Cameron ve Singh 2008). $^{39}\text{K}(\gamma, \alpha n)^{34m}\text{Cl}$ reaksiyonunda ortaya çıkan ürün çekirdeğin uyarılmış enerji seviyesindeki yarı ömrü 31.99 ± 0.03 dakikadır (Nudat 2015, Nica ve Singh 2012). Bu reaksiyonlar sonucunda ortaya çıkan ürün çekirdeğin yarı ömrü kısa olduğu için fotoaktivasyon yönteminde gözlenmemiştir. Ayrıca K elementi nötron aktivasyonu ile $^{41}\text{K}(n, \gamma)^{42}\text{K}$ ve $^{41}\text{K}(n, p)^{41}\text{Ar}$ reaksiyonlarını gerçekleştirebilir (Segebade vd 1988). Bu çalışmada nötron aktivasyon yöntemi kullanılmamıştır.

Fotoaktivasyon yöntemi ile Rb elementinin gözlenebilmesi için en uygun reaksiyon $^{85}\text{Rb}(\gamma, n)^{84}\text{Rb}$ reaksiyonudur (Segebade vd 1988). $^{85}\text{Rb}(\gamma, n)^{84}\text{Rb}$ reaksiyonunda ortaya çıkan ürün çekirdeğin taban duruma bozunması için yarı ömrü 32.82 ± 0.07 gündür, uyarılmış enerji seviyesindeki yarı ömrü 20.26 ± 0.04 dakikadır. (Nudat 2015, Abriola vd 2009). Segebade vd (1988), $^{85}\text{Rb}(\gamma, n)^{84}\text{Rb}$ reaksiyonunu son nokta enerjisi 30 MeV enerjili frenleme ışınları ile ışınlanması sonucunda gerçekleşebilecek en uygun reaksiyon olarak belirtmişlerdir. Bu çalışmada son nokta enerjisi 18 MeV olan frenleme (Bremsstrahlung) ışınları kullanıldığı için gözlenmemiş olabilir. Ayrıca uyarılmış enerji seviyesinin yarı ömrü kısa olduğu için elimizde bulunan imkanlar doğrultusunda bu reaksiyon gözlenmemiştir. Bu ürün çekirdeğin bozunumu sırasında yayınlanan gama ışınlarının sayılabilmesi için anlık ölçümler alınmalıdır.

X-ışınları floresans (XRF) tekniği analiz sonuçlarına göre 1, 2 ve 5 numaralı numunelerde Cr elementi gözlenmiştir. Fotoaktivasyon yöntemine göre yapılan analizlerde Cr elementi gözlenmemiştir. Fotoaktivasyon yöntemi ile Cr elementinin gözlenebilmesi için en uygun reaksiyon $^{52}\text{Cr}(\gamma, n)^{51}\text{Cr}$ reaksiyonudur (Segebade vd

1988). $^{52}\text{Cr}(\gamma,n)^{51}\text{Cr}$ reaksiyonu sonucunda ortaya çıkan ürün çekirdeğin yarı ömrü 27.7010 ± 0.0011 gündür (Xiaolong 2006). Segebade vd (1988), $^{52}\text{Cr}(\gamma,n)^{51}\text{Cr}$ reaksiyonunu son nokta enerjisi 30 MeV olan frenleme (Bremsstrahlung) ışınları ile ışınlanması sonucunda gerçekleşebilecek en uygun reaksiyon olarak belirtmişlerdir. Bu çalışmada son nokta enerjisi 18 MeV olan frenleme (Bremsstrahlung) ışınları kullanıldığı için gözlenememiş olabilir. Ayrıca $^{50}\text{Cr}(\gamma,n)^{49}\text{Cr}$ reaksiyonu gerçekleşebilir, bu reaksiyon sonucunda ortaya çıkan ürün çekirdeğin yarı ömrü 42.3 ± 0.1 dakikadır (Nudat 2015, Burrows 2008), $^{53}\text{Cr}(\gamma,p)^{52}\text{V}$ reaksiyonu meydana gelebilir, bu reaksiyonun sonucunda ortaya çıkan ürün çekirdeğin yarı ömrü 3.743 ± 0.005 dakikadır (Nudat 2015, Junde 2000), $^{54}\text{Cr}(\gamma,p)^{53}\text{V}$ reaksiyonu meydana gelebilir, bu reaksiyon sonucunda ortaya çıkan ürün çekirdeğin yarı ömrü 1.543 ± 0.014 dakikadır (Nudat 2015, Junde 2009). $^{53}\text{Cr}(\gamma,p)^{52}\text{V}$ ve $^{54}\text{Cr}(\gamma,p)^{53}\text{V}$ reaksiyonlarında oluşan ürün çekirdeğin yarı ömrü kısa olduğu için elimizde bulunan imkanlar doğrultusunda gözlenemez. Bu ürün çekirdeğin bozunumu sırasında yayımlanan gama ışınlarının sayılabilmesi için anlık ölçümler alınmalıdır.

X-ışınları floresans (XRF) tekniği analiz sonuçlarına göre tüm numunelerde Ti elementi gözlenmiştir. Fotoaktivasyon yöntemi ile yapılan analizler sonucunda ^{47}Sc elementinin ^{47}Ti elementine bozunurken yayımlanan karakteristik gama ışını enerjisi $E_\gamma=159.381\pm 0.015$ keV (Burrows 2007, Nudat 2015) tüm spektrumlarda gözlenmiştir. Fakat ^{47}Sc elementi, $^{48}\text{Ti}(\gamma,p)^{47}\text{Sc}$ reaksiyonu ve $^{48}\text{Ca}(\gamma,n)^{47}\text{Ca}$ reaksiyonu sonucu ^{47}Ca elementinin β^- ışınması ile oluşmaktadır. ^{47}Sc elementinin hangi reaksiyon sonucu oluştuğu belirlenememiştir.

1 numaralı numunede; Sr, Fe, Ca ve Mg elementleri hem fotoaktivasyon yöntemi ile analiz sonucunda hem de X-ışınları floresans (XRF) tekniği analiz sonucunda gözlenmiştir. Ayrıca fotoaktivasyon tekniği ile analiz sonucunda Ni, Zn, Br ve Zr elementleri gözlenmiştir. X-ışınları floresans (XRF) tekniği analiz sonucunda Mn elementi gözlenmiştir.

2 numaralı numunede; Sr, Fe, Ca, Mg, Zn, Zr ve Mn elementleri hem fotoaktivasyon yöntemi ile analiz sonucunda hem de X-ışınları floresans (XRF) tekniği analiz sonucunda gözlenmiştir. Ayrıca fotoaktivasyon tekniği ile analiz sonucunda Ni ve Br elementleri gözlenmiştir.

3 numaralı numunede; Sr, Fe, Ca, Mg, Zr ve Mn elementleri hem fotoaktivasyon yöntemi ile analiz sonucunda hem de X-ışınları floresans (XRF) tekniği analiz sonucunda gözlenmiştir. Ayrıca fotoaktivasyon tekniği ile analiz sonucunda Ni, Zn, Br, Ce ve I elementleri gözlenmiştir.

4 numaralı numunede; Sr, Fe, Ca, Mg ve Zr elementleri hem fotoaktivasyon yöntemi ile analiz sonucunda hem de X-ışınları floresans (XRF) tekniği analiz sonucunda gözlenmiştir. Ayrıca fotoaktivasyon tekniği ile analiz sonucunda Ni, Zn, Br, I ve Mn elementleri gözlenmiştir.

5 numaralı numunede; Sr, Fe, Ca, Mg ve Zr elementleri hem fotoaktivasyon yöntemi ile analiz sonucunda hem de X-ışınları floresans (XRF) tekniği analiz sonucunda gözlenmiştir. Ayrıca fotoaktivasyon tekniği ile analiz sonucunda Ni, Zn, Br,

Ce ve I elementleri gözlenmiştir. X-ışınları floresans (XRF) tekniği analiz sonucunda Mn elementi gözlenmiştir.

6 numaralı numunede; Sr, Fe, Ca, Mg, Zn ve Zr elementleri hem fotoaktivasyon yöntemi ile analiz sonucunda hem de X-ışınları floresans (XRF) tekniği analiz sonucunda gözlenmiştir. Ayrıca fotoaktivasyon tekniği ile analiz sonucunda Br ve Mn elementleri gözlenmiştir.

7 numaralı numunede; Sr, Fe, Ca, Mg, Zr ve Mn elementleri hem fotoaktivasyon yöntemi ile analiz sonucunda hem de X-ışınları floresans (XRF) tekniği analiz sonucunda gözlenmiştir. Ayrıca fotoaktivasyon tekniği ile analiz sonucunda Zn, Br, Ce ve U elementleri gözlenmiştir.

8 numaralı numunede; Sr, Fe, Ca, Mg, Zn, Zr ve Mn elementleri hem fotoaktivasyon yöntemi ile analiz sonucunda hem de X-ışınları floresans (XRF) tekniği analiz sonucunda gözlenmiştir. Ayrıca fotoaktivasyon tekniği ile analiz sonucunda Br, Ce, U ve I elementleri gözlenmiştir. X-ışınları floresans (XRF) tekniği analiz sonucunda Al elementi gözlenmiştir. Al elementinin fotoaktivasyon yöntemi ile gözlenebilmesi için $^{27}\text{Al}(\gamma, n\alpha)^{22}\text{Na}$ reaksiyonu gerçekleşebilir (Segebade vd 1988). Bu reaksiyon sonucunda oluşan ürün çekirdeğin yarı ömrü 2.6027 ± 0.001 yıldır (Segebade vd 1988, Nudat 2015, Firestone 2005). $^{27}\text{Al}(\gamma, n\alpha)^{22}\text{Na}$ reaksiyonu sonucu ortaya çıkan radyoaktif çekirdeğin yarı ömrü uzun olduğu için fotoaktivasyon yöntemi ile yapılan analizde gözlenememiştir. Al elementi nötron aktivasyon yöntemi ile $^{27}\text{Al}(n, \gamma)^{28}\text{Al}$, $^{27}\text{Al}(n, p)^{27}\text{Mg}$ ve $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$ reaksiyonlarını gerçekleştirebilir (Segebade vd 1988).

Yapılan konsantrasyon hesaplamalarında konsantrasyonlardaki belirsizliğe numune ve referans materyali için incelenen gama enerjilerindeki sayım sayılarının belirsizliği, referans materyalinin bileşiminden gelen belirsizlik, numune ve referans materyalin kütlerinden gelen belirsizlik katkı sağlamaktadır. Konsantrasyonu hesaplanan numunelerde belirsizlik değerlerinde farklılıklar görülmektedir. Bunun nedeni numune ve referans materyalin incelenen gama enerjilerindeki sayım sayılarının belirsizliğinden kaynaklanmaktadır. Konsantrasyon değerlerindeki belirsizlik oranını azaltmak için incelenen çekirdeğin yarı ömrüne göre dedektörde uzun süreli sayımların alınması gerekir. Aksi durumda belirsizlikte artmaktadır.

6. SONUÇ

1934'ten beri uluslararası alanda başarılı bir şekilde kullanılan fotoaktivasyon yöntemi ile elementel analiz yöntemi ülkemizde ilk kez kum numunelerine başarılı bir şekilde uygulanmıştır. Farklı noktalardan alınan 12 tane kum numunesi medikal elektron doğrusal hızlandırıcıdan elde edilen son nokta enerjisi 18 MeV olan frenleme (Bremsstrahlung) ışınları ile ışınlanmıştır. 12 kum numunesinin 4 tanesinin sadece içinde bulunan elementler 8 tanesinin ise hem içinde bulunan elementler hem de referans materyali ile birlikte ışınlanarak numuneler içinde bulunan elementlerin konsantrasyonları başarılı bir şekilde belirlenmiştir.

Fotoaktivasyon yöntemi ile kum numuneleri içindeki kararlı elementlerde (γ, n), ($\gamma, 2n$), (γ, p) ve (γ, γ') reaksiyonları gözlenmiştir. Fotoaktivasyon sonucu gerçekleşen (γ, n), ($\gamma, 2n$), (γ, p) ve (γ, γ') reaksiyonları aşağıda verilmiştir.

(γ, n), reaksiyonları,

$^{88}\text{Sr}(\gamma, n)^{87\text{m}}\text{Sr}$	($t_{1/2}=2.815\pm 0.012$ saat)
$^{55}\text{Mn}(\gamma, n)^{54}\text{Mn}$	($t_{1/2}=312.20\pm 0.20$ gün)
$^{48}\text{Ca}(\gamma, n)^{47}\text{Ca}$	($t_{1/2}=4.536\pm 0.003$ gün)
$^{58}\text{Ni}(\gamma, n)^{57}\text{Ni}$	($t_{1/2}=35.60\pm 0.06$ saat)
$^{90}\text{Zr}(\gamma, n)^{89}\text{Zr}$	($t_{1/2}=78.41\pm 0.12$ saat)
$^{140}\text{Ce}(\gamma, n)^{139}\text{Ce}$	($t_{1/2}=137.641\pm 0.020$ gün)
$^{238}\text{U}(\gamma, n)^{237}\text{U}$	($t_{1/2}=6.75\pm 0.01$ gün)
$^{127}\text{I}(\gamma, n)^{126}\text{I}$	($t_{1/2}=12.93\pm 0.05$ gün)
$^{136}\text{Ba}(\gamma, n)^{135\text{m}}\text{Ba}$	($t_{1/2}=28.7\pm 0.2$ saat)

($\gamma, 2n$), reaksiyonu,

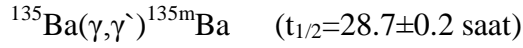
$^{79}\text{Br}(\gamma, 2n)^{77}\text{Br}$	($t_{1/2}=57.04\pm 0.12$ saat)
--	---------------------------------

(γ, p) reaksiyonları,

$^{57}\text{Fe}(\gamma, p)^{56}\text{Mn}$	($t_{1/2}=2.5789\pm 0.0001$ saat)
$^{44}\text{Ca}(\gamma, p)^{43}\text{K}$	($t_{1/2}=22.3\pm 0.1$ saat)
$^{25}\text{Mg}(\gamma, p)^{24}\text{Na}$	($t_{1/2}=14.997\pm 0.012$ saat)
$^{68}\text{Zn}(\gamma, p)^{67}\text{Cu}$	($t_{1/2}=61.83\pm 0.12$ saat)

(γ, γ') reaksiyonları,

$^{87}\text{Sr}(\gamma, \gamma')^{87\text{m}}\text{Sr}$	($t_{1/2}=2.815\pm 0.012$ saat)
---	----------------------------------



Kum numuneleri içindeki elementler bu elementler ile sınırlı değildir. Çok kısa ve çok uzun yarı ömrü olan çekirdeklerden yayınlanan gama ışınları belirlenememiş olabilir. Çok kısa yarı ömrü olan çekirdeklerin bozunumu sırasında yayınlanan gama ışınlarının sayılabilmesi için dedektör sistemi ışınlamanın yapıldığı yerde olmalı ve anlık ölçümler alınmalıdır. Çok uzun yarı ömürlü çekirdeklerin bozunumu sırasında yayınlanan gama ışınlarının dedektörde sayılabilmesi için uzun süreli ölçümler alınmalıdır. Elimizdeki imkanlar doğrultusunda elde edilebilecek en iyi sonuçlar elde edilmiştir.

Yapmış olduğumuz çalışma radyoterapi için kullanılan medikal elektron doğrusal hızlandırıcının çevresel numunelerin elementel analizinde kullanılabilceğini göstermiştir. Ayrıca Gamma-W (Gamma-W 2015) programı ve gf3 RadWare (RadWare 2015) programından elde edilen pik sayımları kullanılarak elde edilen konsantrasyon değerleri karşılaştırılmış ve yeterince uzun ölçümler alınırca her iki programın da fotoaktivasyon yöntemi ile elementel konsantrasyonun belirlenmesinde kullanılabilceği sonucuna ulaşılmıştır. Elimizde bulunan imkanlar doğrultusunda yaptığımız bu çalışma, ileride yapılacak olan çalışmalara için bir ilk adımdır. Medikal elektron doğrusal hızlandırıcı kullanarak farklı çevresel, biyolojik, jeolojik birçok numunenin elementel analizi yapılabilir. Ayrıca, nükleer reaksiyon açısından (γ,n) ve (γ,p) reaksiyon tesir kesitleri ile nükleer yapı açısından önemli olan dev dipol rezonans (GDR) ve cüce dipol rezonans (PDR) ölçümleri yapılabilecektir.

7. KAYNAKLAR

ABRIOLA, D., BOSTAN, M., ERTURK, S., FADIL, M., GALAN, M., JUUTINEN, S., KIBEDI, T., KONDEV, F., LUCA, A., NEGRET, A., NICA, N., PFEIFFER, B., SINGH, B., SONZOGNI, A., TIMAR, J., TULI, J., VENKOVA, T., ZUBER, K. 2009. Nuclear Data Sheets for $A = 84$. *Nuclear Data Sheets*, 110: 2815-2944.

ANONİM. 2015a. <http://staff.orecity.k12.or.us/les.sitton/Nuclear/313.htm>
[Son erişim tarihi: 05.02.2015].

ANONİM. 2015b. <http://physics-database.group.shef.ac.uk/phy303/phy303-8.html>
[Son erişim tarihi: 05.02.2015].

ANONİM. 2015c. http://en.wikipedia.org/wiki/Semi-empirical_mass_formula
[Son erişim tarihi: 06.02.2015].

ANONİM. 2015d. [http://www.esu7.org/~leiweb/Staff/DSchmidt/Physical_Science/
Internet/Electromagnetic_Radiation/Photons.htm](http://www.esu7.org/~leiweb/Staff/DSchmidt/Physical_Science/Internet/Electromagnetic_Radiation/Photons.htm)
[Son erişim tarihi: 16.05.2015].

ATTIX, F.H. 1986. Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co.KGaA, 505 p.

BASUNIA, M.S. 2006. Nuclear Data Sheets for $A = 237$. *Nuclear Data Sheets*, 107 (8): 2323-2422.

BASUNIA, M.S. 2010. Nuclear Data Sheets for $A = 30$. *Nuclear Data Sheets*, 111: 2331-2424.

BASUNIA, M.S. 2012. Nuclear Data Sheets for $A = 29$. *Nuclear Data Sheets*, 113: 909-972.

BAZIN, D. 2012. Symmetrical tin. *Nature*, 486: 330-331.

BERMAN, B.L., PYWELL, R. E., DIETRICH, S.S., THOMPSON, M.N., MCNEILL, K.G. and JURY, J.W. (1987). Absolute photoneutron cross sections for Zr, I, Pr, Au, and Pb. *Physical Review C*, 36(4): 1286-1292.

BHAT, M.R. 1998. Nuclear Data Sheets for $A = 57$. *Nuclear Data Sheets*, 85 (3): 415-536.

BRAMBLETT, R.L., CALDWELL, J.T., BERMAN, B.L., HARVEY, R.R. and FULTZ, S.C. 1966. Photoneutron cross sections of Pr^{141} and I^{127} from threshold to 33 MeV. *Physical Review*, 148 (3):1198-1205.

BURROWS, T.W. 2001. Nuclear Data Sheets for $A = 139$. *Nuclear Data Sheets*, 92 (3): 623-782.

- BURROWS, T.W. 2007. Nuclear Data Sheets for $A = 47$. *Nuclear Data Sheets*, 108 (5): 923-1056.
- BURROWS, T.W. 2008. Nuclear Data Sheets for $A = 49$. *Nuclear Data Sheets*, 109: 1879-2032.
- CAMERON, J.A. and SINGH, B. 2001. Nuclear Data Sheets for $A = 43$. *Nuclear Data Sheets*, 92 (4): 783-891.
- CAMERON, J.A. and SINGH, B. 2008. Nuclear Data Sheets for $A = 38$. *Nuclear Data Sheets*, 109: 1-170.
- CARREL, F., GMAR, M., LAINE, F., LORIDON, J., MA, J.L. and PASSARD, C. 2006. Identification of actinides inside nuclear waste packages by measurement of fission delayed gammas. 2006 *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, 2: 909-913.
- CHADWICK, By Dr. J. and GOLDHABER, M. 1934. A "Nuclear Photo-effect": Disintegration of the Deuteron by γ -rays. *Nature*, 134: 237-238.
- CHAO, J.H., CHUANG, C.Y., YEH, S.A. and WU, J.W. 2009a. Relationship between radioactivity of radium and concentrations of barium and lead in hokutolite. *Applied Radiation and Isotopes*, 67: 650-653.
- CHAO, J.H., LIU M.T., YEH, S.A., HUANG, S.S., WU, J.M., CHANG, Y.L., HSU, F.Y., CHUANG, C.Y., LIU, H.Y., and SUN, Y.C. 2009b. Using medical accelerators and photon activation to determine Sr/Ca concentration ratios in teeth. *Applied Radiation and Isotopes*, 67: 1121-1126.
- CHATTOPADHYAY, A. and JERVIS, R.E. 1974. Multielement determination in market-garden soils by instrumental photon activation analysis. *Analytical Chemistry*, 46 (12): 1630-1639.
- cLINAC-GUIDE. 2003. Elekta Digital Accelerator, Technical Training Guide (unpublished).
- CODERRE, J. 2006. *22.01 Introduction to Ionizing Radiation (Fall)*, (Massachusetts Institute of Technology: MIT OpenCourseWare), <http://ocw.mit.edu> (Accessed 12 May, 2015). [Son erişim tarihi: 12.05.2015].
- CSIGE, L., FILIPESCU, D.M., GLODARIU, T., GULYAS, J., GUNTHER, M.M., HABS, D., KARWOWSKI, H.J., KRASZNAHORKAY, A., RICH, G.C., SIN, M., STROE, L., TESILEANU, O and THIROLF, P.G. 2013. Exploring the multihumped fission barrier of ^{238}U via sub-barrier photofission. *Physical Review C*, 87: 044321.
- CURRIE, L.A. 1968. Limits for Qualitative Detection and Quantitative Determination. *Analytical Chemistry*, 40 (3): 586-593.

- DAS, A. and T. FERBEL. 2003. Introduction to Nuclear and Particle Physics, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd. Second Edition, USA, 399 p.
<https://archive.org/details/DasFerbelleIntroductionToNuclearAndParticlePhysicsWorldScientific2003> [Son erişim tarihi: 30.06.2015].
- DONG, Y. and JUNDE, H. 2014. Nuclear Data Sheets for A = 54. *Nuclear Data Sheets*, 121: 1-142.
- DUPONT, E., RASKINYTE, I., KONING, A.J. and RIDIKAS, D. 2008. Photonuclear data evaluations of actinides up to 130 MeV. Proceeding of International Conference on Nuclear Data for Science and Technology 2007, April 22-27, ND 2007: 685-688.
- EBIHARA, M., OURA, Y., ISHII, T., SETOGUCHI, M., NAKAHARA, H. and OHTSUKI, T. 2000. How effectively is the photon activation analysis applied to meteorite samples? *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 244 (3): 491-496.
- ERHARD, M., GROSSE, E., JUNGHANS, A.R., KLUG, J., NAIR, C., RUSEV, G., SCHILLING, K.D., SCHWENGER, R. and WAGNER, A. 2010. Photoactivation of the p-nucleus ^{92}Mo with bremsstrahlung at ELBE. *Journal of Physics: Conference Series*, 202: 012014.
- FINDLAY, D.J.S. , HAWKES, N. P. and SENE, M.R. 1986. Photofission of ^{232}Th near threshold. *Nuclear Physics A*, 458: 217-224.
- FIRESTONE, R.B. 2005. Nuclear Data Sheets for A = 22. *Nuclear Data Sheets*, 106: 1-88.
- FIRESTONE, R.B. 2007. Nuclear Data Sheets for A = 24. *Nuclear Data Sheets*, 108 (11): 2319-2392.
- FUKUSHIMA, M., TAMATE, H. and NAKANO, Y. 2000. Activation analysis of traces several species of marine invertebrates as indicators of environmental conditions. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 244 (1): 55-59.
- FUKUSHIMA, M., TAMATE, H. and NAKANO, Y. 2003. Trace element determination in soft tissues of marine bivalves by activation analysis. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 255 (2): 231-234.
- FUKUSHIMA, M., TAMATE, H., SATO, S., TERUI, S. and MITSUGASHIRA, T. 1999. Activation analysis of trace metals in several kinds of tissues of even-toed ungulates. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 239 (3): 595-599.
- GAMMA-W. 2015. <http://www.westmeier.com/3gammawfeatures.htm>
[Son erişim tarihi: 11.03.2015].

- GILMORE, G. R. 2008. Practical Gamma-ray Spectrometry. 2nd Edition. John Wiley & Sons Ltd, England, 387 p.
- GMAR, M., BERTHOUMIEUX, E., BOYER, S., CARREL, F., DORE, D., GIACRI, M.L., LAINE, F., POUMAREDE, B., RIDIKAS, D. and LAUWE, A.V. 2006. Detection of nuclear material by photon activation inside cargo containers. Proc. SPIE 6213, Non-Intrusive Inspection Technologies, 62130F. http://www.researchgate.net/publication/228671612_Detection_of_nuclear_material_by_photon_activation_inside_cargo_containers [Son erişim tarihi: 20.03.2015].
- GOLDEMBERG, By J. and KATZ L. 1954. Photoneutron cross sections of some elements. *Canadian Journal of Physics*, 32: 49-59.
- GOOGLE EARTH. 2015. Antalya. Data SIO, NOAA, U.S.Navy, NGA, GEBCO. [Son erişim tarihi: 08.03.2015].
- HALPERN, J. and MANN, A.K. 1951. Cross sections of gamma-protons. *Physical Review*, 83 (2): 370-373.
- HELMER, R.G. 2002. Nuclear Data Sheets for A = 87. *Nuclear Data Sheets*, 95(3): 543-678.
- IAEA, 2000. Handbook on Photonuclear Data for Applications. Cross-Sections and Spectra. International Atomic Energy Agency IAEA-TECDOC-1178. Vienna, 273 p.
- ISHKHANOV, B. C. and KUZNETSOV, A. A. 2013. The Mass Distribution of ^{238}U Photofission Fragments. *Moscow Univeristy Physics Bulletin*, 68 (4): 279-287.
- ISO/GUM. 2015. <http://www.bipm.org/en/publications/guides/gum.html> [Son erişim tarihi: 08.03.2015].
- JOHNSON, R.G. 1970. Photoneutron cross section in the giant resonance region for several 82 neutron isotones. PhD Thesis (Unpublished), Iowa State University, 137 p.
- JUNDE, H. , SU, H. and DONG, Y. 2011. Nuclear Data Sheets for A = 56. *Nuclear Data Sheets*, 112 (6): 1513-1645.
- JUNDE, H. 2000. Nuclear Data Sheets for A = 52. *Nuclear Data Sheets*, 90 (1): 1-106.
- JUNDE, H. 2009. Nuclear Data Sheets for A = 53. *Nuclear Data Sheets*, 110: 2689-2814.
- JUNDE, H., XIAOLONG, H. and TULI, J.K. 2005. Nuclear Data Sheets for A = 67. *Nuclear Data Sheets*, 106 (2): 159-250.

- KATAKURA, J. and KITAO, K. 2002. Nuclear Data Sheets for A = 126. *Nuclear Data Sheets*, 97 (3-4): 765-926.
- KATO, T. and OKA, Y. 1972. Yields of photonuclear reactions for photon-activation analysis with high-energy bremsstrahlung. *Talanta*, 19 (4): 515-525.
- KATZ, L., JOHNS, H.E., BAKER, R.G., HASLAM, N.H. and DOUGLAS, R.A. 1951. Photoneutron cross sections of Fe⁵⁴, Ni⁵⁸ and Zn⁶⁴. *Physical Review*, 82 (2): 271-272.
- KNOLL, G.F. 2000. Radiation Detection and Measurement. Third Edition. John Wiley & Sons, Inc, United States of America, 802 p.
- KRANE, K.S. 2011. Nükleer Fizik 1. Cilt. Çeviri Editörü: Prof. Dr. Başar Şarer. Palme Yayıncılık, Ankara, 405 s.
- LIN, C.H. , WU, J.M., CHIU, T.C., YEH, S.A. and CHAO, J.H. 2012. Determination of Au and Pt in titanate nanotube catalysts by photon activation analysis. *Applied Radiation and Isotopes*, 70: 1564–1569.
- LINDENBERG, K., NEUMANN, F., GALAVIZ, D., HARTMANN, T., MOHR, P., VOGT, K., VOLZ, S. and ZILGES, A. 2001. Half-lives of Au, Hg, and Pb isotopes from photoactivation. *Physical Review C*, 63: 047307.
- MAESTRO. 2015. <http://www.ortec-online.com/download/MAESTRO.pdf>
[Son erişim tarihi: 08.03.2015]
- MASUMOTO, K., OHTSUKI, T., MIYAMOTO, Y., ZAIDI, J.H., KAJIKAWA, A., HABA, H. and SAKAMOTO, K. 1999. Photon activation analysis of iodine, thallium and uranium in environmental materials. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 239 (3): 495-500.
- MEYERHOF, W.E. 1967. *Elements of Nuclear Physics* (McGraw-Hill, New York), Chap. 2.
- MIZERA, J. and RANDA, Z. 2010. Instrumental neutron and photon activation analyses of selected geochemical reference materials. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 284: 157-163.
- MOHR, P., HUTTER, C., VOGT, K., ENDERS, J., HARTMANN, T., VOLZ, S. and ZILGES, A. 2000. Half-lives of platinum isotopes from photoactivation. *The European Physical Journal A*, 7: 45-47.
- NAIK, H., CARREL, F., KIM, G.N., LAINE, F., SARI, A., NORMAND, S. and GOSWAMI, A. 2013. Mass yield distributions of fission products from photo-fission of ²³⁸U induced by 11.5 17.3 MeV bremsstrahlung. *The European Physical Journal A*, 49 (7): 1-23.

- NAIK, H., GOSWAMI, A., KIM, G.N., LEE, M.V., KIM, K.S., SURYANARAYANA, S.V., KIM, E.A., SHIN, S.G. and CHO, M.H. 2012. Mass-yield distributions of fission products from photofission of ^{232}Th induced by 45- and 80-MeV bremsstrahlung. *Physical Review C*, 86: 054607.
- NI, J., GEORGE XU, X. and BLOCK, R.C. 2000a. Photon activation analysis for river sediment sample using a 60 MeV linear accelerator. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 245 (3): 501-507.
- NI, J., GEORGE XU, X., BLOCK, R.C. and BOPP, R.F. 2000b. Study of sediment samples using instrumental photon activation multi-elemental analysis. *International Journal of Environment Analytical Chemistry*, 78 (2): 117-129.
- NICA, N. and SINGH, B. 2012. Nuclear Data Sheets for $A = 34$. *Nuclear Data Sheets*, 113: 1563-1733.
- NUDAT. 2015. <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/> [Son erişim tarihi: 09.03.2015].
- O'KEEFE, G.J., THOMPSON, M.N., ASSAFIRI, Y.I., PYWELL, R.E. and SHODA, K. 1987. The photonuclear cross sections of ^{48}Ca . *Nuclear Physics A*, 469: 239-252.
- OKA, Y., KATO, T., NOMURA, K. and SAITO, T. 1967. Gamma-Ray Spectrometric Study of the Photoactivation Products with 20 MeV Bremsstrahlung. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 4 (7): 346-352.
- OPREA, C., MASLOV, O.D., GUSTOVA, M.V., OPREA, I.A., MIHUL, A., BELOV, A.G., SZALANSKI, P.J. and BUZGUTA, V. 2011. Photoneutron activation analysis applied for environmental researches. *Romanian Reports in Physics*, 63 (2): 348-356.
- PODGORSKAK, E.B. 2005. Radiation Oncology Physics: A Handbook for Teacher and Students. Obtained from the IAEA, Austria, 657 p. (http://www-pub.iaea.org/mtcd/publications/pdf/pub1196_web.pdf) [Son erişim tarihi: 05.03.2015]
- POMME, S., JACOBS, E., PIESSENS, M., DE FRENNE, D., PERSYN, K., GOVAERT, K. and YONEAMA, M.L. 1994. Fragment characteristics for the photofission of ^{238}U with 6.1-13.1 MeV bremsstrahlung. *Nuclear Physics A*, 572: 237-266.
- RADWARE. 2015. <http://radware.phy.ornl.gov/main.html> [Son erişim tarihi: 08.03.2015].
- RAJ PRAKASH, H.G., SANJEEV, G., VIJAY KUMAR, K.B., HARISH KUMAR, H.G., SIDDAPPA, K., NAYAK, B.K. and SAXENA, A. 2011a. Measurement of photofission cross-section of ^{238}U using microtron facility. *International Journal of Modern Physics E*, 20 (11): 2361-2375.

- RAJ PRAKASH, H.G., SANJEEV, G., VIJAY KUMAR, K.B., SIDDAPPA, K., NAYAK, B.K. and SAXENA, A. 2011b. Experimental determination of photofission cross-sections of ^{232}Th using electron accelerator. *Annals of Nuclear Energy*, 38: 757–766.
- RANDA, Z. and KUCERA, J. 2004. Trace elements in higher fungi (mushrooms) determined by activation analysis. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 259 (1): 99-107.
- RANDA, Z., KUCERA, J. and SOUKAL, L. 2001. Possibilities of simultaneous determination of lead and thallium in environmental and biological samples by microtron photon activation analysis with radiochemical separation. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 248 (1): 149-154.
- RANDA, Z., KUCERA, J., MIZERA, J., AND FRANA, J. 2007. Comparison of the role of photon and neutron activation analyses for elemental characterization of geological, biological and environmental materials. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 271 (3): 589-596.
- REDUS, R. 2007. Application Note ANCZT-2 Rev.3. Charge Trapping in XR-100T-CdTe and -CZT Detectors. (<http://www.amptek.com/charge-trapping-in-xr-100t-cdte-cadmium-telluride-detectors-application-note/>) [Son erişim tarihi: 04.03.2015] .
- SCHMITT, R.A. and SUGARMAN, N. 1954. Uranium Photofission Yields. *Physical Review*, 95 (5): 1260-1267.
- SCHMITT, B.F., SEGEBADE, C. AND FUSBAN, H.U. 1980. Waste incineration ash-A versatile environmental reference material. *Journal of Radioanalytical Chemistry*, 60 (1): 99-109.
- SEGEBADE, C., THUMMEL, H.W. and HELLER, W. 1993. Photon activation analysis of environmental water: studies of direct sample irradiation. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 167 (2): 383-390.
- SEGEBADE, C., WEISE, H.P. and LUTZ, G.J. 1988. Photon Activation Analysis, Walter de Gruyter, Berlin, New York, 705 p.
- SERWAY, R.A. and BEICHNER, R.J. 2005. Fen ve Mühendislik için Fizik 3-Modern Fizik. Çeviri Editorü: Kemal Çolakoğlu. Palme Yayınevi, Ankara.
- SINGH, B. 2013. Nuclear Data Sheets for A = 89. *Nuclear Data Sheets*, 114 (1): 1-208.
- SINGH, B. and NICA, N. 2012. Nuclear Data Sheets for A = 77. *Nuclear Data Sheets*, 113 (5): 1115-1314.
- SINGH, B., RODIONOV, A.A. and KHAZOV, Y.L. 2008. Nuclear Data Sheets for A = 135. *Nuclear Data Sheets*, 109 (3): 517-698.

- SPOHR, K.M., SHAW, M., GALSTER, W., LEDINGHAM, K.W.D., ROBSON, L., YANG, J.M., MCKENNA, P., MCCANNY, T., MELONE, J.J., AMTHOR, K-U., EWALD, F., LIESFELD, B., SCHWOERER, H. and SAUERBREY, R. 2008. Study of photo-proton reactions driven by bremsstrahlung radiation of high-intensity laser generated electrons. *New Journal of Physics*, 10: 043037.
- SUN, Z.J., WELLS, D., SEGEBADE, C. AND GREEN, J. 2011. Standardizing Activation Analysis: New Software for Photon Activation Analysis. AIP Conference Proceedings, 1336: 473-478.
- SUN, Z.J., WELLS, D.P., SEGEBADE, C., MASCHNER, H. and BENSON, B. 2013. A provenance study of coffee by photon activation analysis. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 296: 293-299.
- TAVERNIER, S. 2010. Experimental Techniques in Nuclear and Particle Physics. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 306 p.
- TSOULFANIDIS, N. 1995. Measurement and Detection of Radiation. Second Edition. Taylor & Francis, Washington, 614 p.
- VARLAMOV, V.V., PESKOV, N.N. AND STEPANOV, M.E. 2009. Special Features of the isospin splitting of the giant dipole resonance in the ^{90}Zr nucleus. *Physics of Atomic Nuclei*, 72 (2): 214-230.
- XIAOLONG, H. 2006. Nuclear Data Sheets for A = 51. *Nuclear Data Sheets*, 107: 2131-2322.
- YIP, S. 2006. *22.101 Applied Nuclear Physics, Fall 2006*. (Massachusetts Institute of Technology: MIT OpenCourseWare), <http://ocw.mit.edu> [Son erişim tarihi: 09.02.2015].

8. EKLER

Ek-1. Sr, Fe, Mn, I, U ve Br çekirdeklerinin kararlı izotoplarının özellikleri
(Nudat 2015)

Kararlı İzotop	Bolluk Oranları (%)	Nötron Koparma Enerjisi Sn (keV)	Proton Koparma Enerjisi Sp (keV)
⁸⁸ Sr	82.58± 0.01	11112.64±0.16	10612.5±1.1
^{87m} Sr	7±1	8428.15±0.12	9422.0±1.1
⁸⁶ Sr	9.86±0.01	11491±3	10612.5±1.1
⁸⁴ Sr	0.56± 0.01	11923±7	8868±3
⁵⁸ Fe	0.282±0.4	10044.60±0.18	11957.3±1.6
⁵⁷ Fe	2.119±1.0	7646.08±0.04	10559.31±21
⁵⁶ Fe	91.754±0.360	11197.10±0.23	10183.67±16
⁵⁴ Fe	5.845 ±3.5	13378.5± 1.6	8853.8 ±5
⁵⁵ Mn	100	10226.5±1.1	8067.0±0. 4
¹²⁷ I	100	9144±3	6208±4
²³⁸ U	99.2742±0.0010	6154.3±1.3	7507±13
²³⁵ U	0.7204±0.0006	5297.49±0.23	6709± 4
⁸¹ Br	49.31±7	10158.0±1.7	7505.1±1.7
⁷⁹ Br	50.69±7	10687±4	6331.1±1.3

Ek-2. Ca, Ni ve Mg çekirdeklerinin kararlı izotoplarının özellikleri (Nudat 2015)

Kararlı İzotop	Bolluk Oranları (%)	Nötron Koparma Enerjisi Sn (keV)	Proton Koparma Enerjisi Sp (keV)
⁴⁸ Ca	0.187±0.021	9952.6 ±2.3	15801.8±1.4
⁴⁶ Ca	0.004 ±0.003	10397.6 ±2.3	13811.7±2.3
⁴⁴ Ca	2.09±0.11	11131.16±0.23	12182.2±0.5
⁴³ Ca	0.135±0.010	7932.89 ± 0.17	10675.76 ±0.25
⁴² Ca	0.647±0.023	11480.67±0.06	10276.67±0.15
⁴⁰ Ca	96.94±0.16	15635.0±0.6	8328.170 ±0.020
⁶⁴ Ni	0.9255±0.0019	9657.47±0.20	12536±19
⁶² Ni	3.6346±0.0040	10595.9±0.3	11137.2±0.7
⁶¹ Ni	1.1399±0.0013	7820.11±0.05	9860.57±0.22
⁶⁰ Ni	26.223±0.008	11387.73±0.05	9532.38±0.20
⁵⁸ Ni	68.077±0.009	12216.3±0.5	8172.2±0.4
²⁶ Mg	11.01±0.03	11093.09±0.04	14145.7±12
²⁵ Mg	10.00±0.01	7330.52±0.05	12063.78±0.06
²⁴ Mg	78.99±0.04	16531.6±0.7	11692.690±0.010

Ek-3. Zn, Zr ve Ce çekirdeklerinin kararlı izotoplarının özellikleri (Nudat 2015)

Kararlı İzotop	Bolluk Oranları (%)	Nötron Koparma Enerjisi Sn (keV)	Proton Koparma Enerjisi Sp (keV)
⁷⁰ Zn	0.61±0.10	9218.4±2.1	11117.5±2.4
⁶⁸ Zn	18.45±0.63	10198.10±0.19	9977.0±1.5
⁶⁷ Zn	4.04±0.16	7052.32±0.22	8911.0±1
⁶⁶ Zn	27.73±0.98	11058.6±1	8924.6±1
⁶⁴ Zn	49.17±0.75	11862.0±1.5	7713.5±0.7
⁹⁶ Zr	2.80±0.09	7854.4±2.1	11522±7
⁹⁴ Zr	17.38±0.28	8219.5±1.9	10332±11
⁹² Zr	17.15±0.08	8634.79±0.11	9396.7±1.8
⁹¹ Zr	11.22± 0.05	7193.9±0. 4	8690.3±1.7
⁹⁰ Zr	51.45±0.40	11968 ± 3	8353.4±1.6
¹⁴² Ce	11.114±0.051	7168.0±2.4	8887±5
¹⁴⁰ Ce	88.450± 0.051	9200±7	8139.6±1.8
¹³⁸ Ce	0.251± 0.002	9721±10	7717±10
¹³⁶ Ce	0.185 ± 0.002	9964±10	7154±9

Ek-4. Ba çekirdeğinin kararlı izotoplarının özellikleri (Nudat 2015)

Kararlı İzotop	Bolluk Oranları (%)	Nötron Koparma Enerjisi Sn (keV)	Proton Koparma Enerjisi Sp (keV)
¹³⁸ Ba	71.698±0.042	8611.72±0.04	9005.00±0.18
¹³⁷ Ba	11.232±0.024	6905.63±0.07	8671.5±1.9
¹³⁶ Ba	7.854±0.024	9107.74 ±0.04	8594.3±1
¹³⁵ Ba	6.592±0.012	6971.97± 0.10	8248.5±0.3
¹³⁴ Ba	2.417±0.018	9467.8±1	8168.1±0.3
¹³² Ba	0.101±0.01	9822±3	7665± 5
¹³⁰ Ba	0.106±0.001	10270±11	7051± 5

Ek 5: Gerçekleşen fotonükleer reaksiyonların özellikleri

Gerçekleşen Reaksiyon	Radyoaktif Çekirdeğin Yarı Ömrü $t_{1/2}$	Bozunum Modu	Kız Çekirdek	Bozunma Olasılığı (%)	Kaynak
$^{88}\text{Sr}(\gamma, n)^{87\text{m}}\text{Sr}$ $^{87}\text{Sr}(\gamma, \gamma)^{87\text{m}}\text{Sr}$	2.815±0.012 saat	IT ϵ	^{87}Sr ^{87}Rb	99.70±0.08 0.30±0.08	Helmer 2002
$^{57}\text{Fe}(\gamma, p)^{56}\text{Mn}$	2.5789 ±0.0001 saat	β^-	^{56}Fe	100	Junde vd 2011
$^{55}\text{Mn}(\gamma, n)^{54}\text{Mn}$	312.20± 0.20 gün	$\epsilon+\beta^+$	^{54}Cr	100	Dong ve Junde 2014
$^{48}\text{Ca}(\gamma, n)^{47}\text{Ca}$	4.536±0.003 gün	β^-	^{47}Sc	100	Burrows 2007
$^{44}\text{Ca}(\gamma, p)^{43}\text{K}$	22.3±0.1 saat	β^-	^{43}Ca	100	Cameron ve Singh 2001
$^{58}\text{Ni}(\gamma, n)^{57}\text{Ni}$	35.60±0.06 saat	$\epsilon+\beta^+$	^{57}Co	100	Bhat 1998
$^{79}\text{Br}(\gamma, 2n)^{77}\text{Br}$	4.28±0.12 dakika 57.04±0.12 saat	IT $\epsilon+\beta^+$	^{77}Br ^{77}Se	100 100	Singh ve Nica 2012
$^{90}\text{Zr}(\gamma, n)^{89}\text{Zr}$	4.161±0.010 dakika 4.161±0.010 dakika 78.41±0.12 saat	IT $\epsilon+\beta^+$ $\epsilon+\beta^+$	^{89}Zr ^{89}Y ^{89}Y	93.77±0.12 6.23±0.12 100	Singh 2013
$^{25}\text{Mg}(\gamma, p)^{24}\text{Na}$	14.997±0.012 saat 20.18±0.10 milisaniye 20.18±0.10 milisaniye	β^- IT β^-	^{24}Mg ^{24}Na ^{24}Mg	100 99.95 0.05	Firestone 2007
$^{140}\text{Ce}(\gamma, n)^{139}\text{Ce}$	137.641±0.020 gün 54.8±0.10 saniye	$\epsilon+\beta^+$ IT	^{139}La ^{139}Ce	100 100	Burrows 2001
$^{238}\text{U}(\gamma, n)^{237}\text{U}$	6.75±0.01 gün	β^-	^{237}Np	100	Basunia 2006
$^{127}\text{I}(\gamma, n)^{126}\text{I}$	12.93±0.05 gün	$\epsilon+\beta^+$ β^-	^{126}Te ^{126}Xe	52.7±0.5 47.3±0.5	Katakura ve Kitao 2002
$^{136}\text{Ba}(\gamma, n)^{135\text{m}}\text{Ba}$ $^{135}\text{Ba}(\gamma, \gamma)^{135\text{m}}\text{Ba}$	28.7±0.2 saat	IT	^{135}Ba	100	Singh vd 2008
$^{68}\text{Zn}(\gamma, p)^{67}\text{Cu}$	61.83±0.12 saat <nanosaniye	β^- IT	^{67}Zn ^{67}Cu	100 100	Junde vd 2005

Ek-6. Referans materyalinin bileşimi

Waste Incineration Fly Ash; contents values in µg/g or as indicated		
Element	Contents	1σ S.D.
C%	2.5	0.1
F%	0.15	0.03
Na%	1.65	0.04
Mg%	1.80	0.07
Al%	8.28	0.07
Si%	14.00	0.07
P%	0.3	0.1
S%	2.9	0.15
Cl%	1.28	0.02
K%	2.3	0.15
Ca%	10.16	0.18
Sc	20	2
Ti%	0.710	0.01
Cr	410	13
Mn%	0.102	0.007
Fe%	7.89	0.16
Co	38	1
Ni	126	4
Cu	769	35
Zn%	1.30	0.05
Ga	261	28
Ge	16.4	0.4
As	93	3
Se	22	3
Br	136	13
Rb	139	3
Sr	778	38
Y	34	1
Zr	152	10
Nb	15.9	0.7
Mo	24	2
Ag	42	2
Cd	250	15
Sn%	0.324	0.015
Sb	220	12
I	24	1
Cs	16	1
Ba%	0.441	0.008
La	34	1
Ce	56	3
Nd	44	5
Sm	6	1
Eu	0.23	0.03
Tb	0.59	0.04
Yb	1.6	0.2
Lu	0.6	0.2
Hf	3.6	0.1
Ta	1.85	0.14
W	36	2
Au	0.60	0.06
Hg	0.27	0.01
Tl	3.9	0.2
Pb%	0.635	0.018
Bi	21	4
Th	11.3	0.3
U	4.2	0.2

ÖZGEÇMİŞ



Canel EKE Antalya'da doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini Antalya'da tamamladı. 2003 yılında girdiği Gazi Üniversitesi Gazi Eğitim Fakültesi, Ortaöğretim Fen ve Matematik Alanları Eğitimi Bölümü, Fizik Öğretmenliği Anabilim Dalı'ndan (birleştirilmiş lisans artı tezsiz yüksek lisans programı) 2008 yılında Fizik Öğretmeni olarak yüksek onur derecesi ile mezun oldu. Eylül 2008-Kasım 2010 yılları arasında, Gazi Üniversitesi Eğitim Bilimleri Enstitüsü, Fizik Öğretmenliği Bilim Dalı'nda Tezli Yüksek Lisans öğrenimini tamamladı. Aralık 2009'dan itibaren Akdeniz Üniversitesi, Eğitim

Fakültesi, Ortaöğretim Fen ve Matematik Alanları Eğitimi Bölümü, Fizik Eğitimi Anabilim Dalı'nda Öğretim Görevlisi olarak çalışmaktadır.

Eğitim Bilgileri

Doktora, AKDENİZ ÜNİVERSİTESİ, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik/Nükleer Fizik, 2011-2015

Yüksek Lisans-Tezli, GAZİ ÜNİVERSİTESİ, Eğitim Bilimleri Enstitüsü, Fizik Öğretmenliği Bilim Dalı, 2008-2010

Yüksek Lisans-Tezsiz, GAZİ ÜNİVERSİTESİ, Gazi Eğitim Fakültesi, Ortaöğretim Fen ve Matematik Alanları Eğitimi Bölümü/Fizik Öğretmenliği Anabilim Dalı, Birleştirilmiş Lisans artı Tezsiz Yüksek Lisans Programı, 2003-2008

Lisans, GAZİ ÜNİVERSİTESİ, Gazi Eğitim Fakültesi, Ortaöğretim Fen ve Matematik Alanları Eğitimi Bölümü/ Fizik Öğretmenliği Anabilim Dalı, 2003-2008

SCI, SSCI, AHCI İndekslerine Giren Dergilerde Yayımlanan Makaleler

Eke C., Boztosun I. 2015. "Determination of activity concentration of natural and artificial radionuclides in sand samples from mediterranean coast of Antalya in Turkey" Kerntechnik, 80 (3), 280-290.

Eke C., Boztosun I. 2014. "Gamma-ray spectrometry for the self-attenuation correction factor of the sand samples from Antalya in Turkey", Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, 301 (1), 103-108.

Diğer Dergilerde Yayımlanan Makaleler

Eke C., Agar O., Boztosun I. 2015. "Dependence of activity concentration of natural and artificial radionuclides on depth in soil samples from Antalya in Turkey", Journal of Physics Conference Series, vol. 590, 012044.

Agar O., Eke C., Boztosun I., Korkmaz M.E. 2015. "Determination of naturally occurring radionuclides in soil samples of Ayrancı, Turkey", Journal of Physics Conference Series, vol. 590, 012042.

Eke C. 2015. "Dalgalar ünitesindeki kazanımların yenilenmiş Bloom taksonomisine göre incelenmesi", Eğitim ve Öğretim Araştırmaları Dergisi, cilt.4, no.2, ss.345-353.

Eke C. 2013. "Seçmeli "Bilim Uygulamaları" dersinin fen bilimlerinin öğretimi açısından önemi", Eğitim ve Öğretim Araştırmaları Dergisi, cilt.2, no.2, ss.182-188.

Eke C. 2011. "Öğrencilerin fen bilimleri alanındaki konuları öğrenmede yararlandığı kaynaklar", e-Journal of New World Sciences Academy, vol.6, no.1, pp.1087-1093.

Eke C. 2011. "PISA 2006 sonuçlarına göre öğrencilerin fen bilimlerine ilgisi", e-Journal of New World Sciences Academy, vol.6, no.1, pp.1072-1079.

Eke C. 2011. "Velilerin bakışıyla okul ortamının değerlendirilmesi", e-Journal of New World Sciences Academy, vol.6, no.1, pp.1080-1086.

Hakemli Kongre/Sempozyumlarda Sunulan Çalışmalar

Eke C. 2015. "Dalgalar ünitesindeki kazanımların yenilenmiş Bloom taksonomisine göre incelenmesi", 6th International Conference on New Trends in Education and Their Implications, ANTALYA, TÜRKİYE, pp.56.

Eke C., Agar O., Boztosun I. 2014. "Dependence of activity concentration of natural and artificial radionuclides on depth in soil samples from Antalya in Turkey", NUBA Conference series-1: Nuclear Physics and Astrophysics, ANTALYA, TÜRKİYE, pp.70.

Eke C., Boztosun I. 2014. "Antalya ili kıyı şeridinden alınan kum numunelerinin doğal radyoaktivite değerlerinin belirlenmesi", Adım Fizik Günleri III, ISPARTA, TÜRKİYE, ss.104.

Agar O., Eke C., Boztosun I., Korkmaz M.E. 2014. "Determination of naturally occurring radionuclides in soil samples of Ayrancı, Turkey", NUBA Conference series-1: Nuclear Physics and Astrophysics, ANTALYA, TÜRKİYE, pp.68.

Eke C. 2013. "Modern fizik ünitesindeki kazanımların yenilenmiş bloom taksonomisine göre incelenmesi", The International Symposium on Changes and New Trends in Education, KONYA, TÜRKİYE, vol.1, pp.338-342.

Eke C. 2013. "Ortaöğretim fizik ders kitaplarında yer alan etkinliklerin bilimsel süreç becerileri bakımından analizi", I.Ulusal Fizik Eğitimi Kongresi, ANKARA, TÜRKİYE, ss.58.

Eke C. 2013. "Seçmeli "Bilim Uygulamaları" dersinin fen bilimlerinin öğretimi açısından önemi", International Conference on New Trends in Education and Their Implications, ANTALYA, TÜRKİYE, pp.104.

Eke C. 2012. "How can we teach modern physics effectively?", 9th International Conference on Hands on Science (HSCI'2012) Including 1st Childrens' Summit on Hands on Science and Environmental Education (HSCI-EE), ANTALYA, TÜRKİYE, pp.177.

Eke C. 2011. "Modern fiziğin öğretiminde atasözlerinin kullanılması", 20.Eğitim Bilimleri Kurultayı, BURDUR, TÜRKİYE, ss.556.

Eke C. 2011. "Öğretmen adaylarının 'Bilim' tanımlamaları", 20.Eğitim Bilimleri Kurultayı, BURDUR, TÜRKİYE, ss.555.

Eke C. 2010. " PISA 2006 sonuçlarına göre öğrencilerin fen bilimleri ile ilgili meslekler hakkındaki görüşleri", 9.Ulusal Fen Bilimleri ve Matematik Eğitimi Kongresi, İZMİR, TÜRKİYE, ss.202.

Eke C. 2010. "Öğrencilerin fen bilimleri alanındaki konuları öğrenmede yararlandığı kaynaklar", 19.Eğitim Bilimleri Kurultayı, Lefkoşa, KUZHEY KIBRIS TÜRK CUM., ss.275.

Eke C., Taner M.S. 2010. "Okul yöneticilerinin hizmet içi eğitim faaliyetlerine bakışı", V.Ulusal Eğitim Yönetimi Kongresi, ANTALYA, TÜRKİYE.

Eke C. 2010. "Eğitim yöneticilerinin PISA okul anketine verdikleri cevapların eğitim sistemimiz açısından değerlendirilmesi", V.Ulusal Eğitim Yönetimi Kongresi, ANTALYA, TÜRKİYE.

Eke C. 2010. " PISA 2006 sonuçlarına göre öğrencilerin fen bilimlerine ilgisi", 19.Eğitim Bilimleri Kurultayı, Lefkoşa, KUZHEY KIBRIS TÜRK CUM., ss.262.

Eke C. 2010. "Öğrencilerin fen bilimleri konularına yönelik ilgisi", International Conference on New Trends in Education and Their Implications, ANTALYA, TÜRKİYE, pp.8-11.

Eke C. 2010. "Velilerin bakışıyla okul ortamının değerlendirilmesi", 19.Eğitim Bilimleri Kurultayı, Lefkoşa, KUZHEY KIBRIS TÜRK CUM., ss.81.

Eke C. 2010. "PISA 2006 sonuçlarına göre öğrenci velilerinin fen bilimleri ile ilgili görüşleri", 9.Ulusal Fen Bilimleri ve Matematik Eğitimi Kongresi, İZMİR, TÜRKİYE, ss.65.

Diğer Çalışmalar

Eke C. 2014. "High intensity gamma-ray source at Duke University", NUBA-2014: The 1st International Nuclear Physics Summer School, Antalya, TÜRKİYE. (Bilgilendirme sunumu)

Eke C. 2010. "Yeni fizik müfredatında ölçme ve değerlendirme", I. Çevrimiçi Çalıştay, Türkiye'de fizik eğitimi alanındaki tecrübeler, sorunlar, çözümler ve öneriler, Ankara, TÜRKİYE, ss 76-81.

Desteklenen Projeler

"Fotoaktivasyon Yöntemi ile Kum Numunelerinin Elementel Analizi", BAP Doktora, Proje No: 2014.03.0121.005, Araştırmacı.

Katıldığı Bilimsel Kongre/Sempozyum ve Bilimsel Toplantılar

Nükleer Adli Bilimler Yaz Okulu, Antalya, Eylül 2014

Uluslararası Proje Hazırlama Eğitimi, Antalya, Mayıs 2014

NUBA-2014: The 1st International Nuclear Physics Summer School, Antalya, Haziran 2014

İş Sağlığı ve Güvenliğinde Radyasyondan Korunmanın Yeri ve Önemi, Antalya, Eylül 2014

I.Ulusal Fizik Eğitimi Kongresi, Ankara, Eylül 2013

The International Symposium on Changes and New Trends in Education, Konya, Kasım 2013

II International Workshop on Acceleration and Applications of Heavy Ions, Varşova, Polonya, Şubat 2012

V.Ulusal Eğitim Yönetimi Kongresi, Antalya, Mayıs 2010

Etkinlik Organizasyonu

9th International Conference on Hands on Science (HSCI'2012) Including 1st Childrens' Summit on Hands on Science and Environmental Education (HSCI-EE) , Düzenleme Kurulu Üyesi, ANTALYA, TÜRKİYE, Ekim 2012

Ödüller ve Burslar

Eke C. Yayın Teşvik Ödülü, TÜBİTAK, Kasım 2014

Eke C. "Fizik Öğretmenliği Anabilim Dalı Üçüncülük Ödülü, Gazi Üniversitesi/Gazi Eğitim Fakültesi, Haziran 2008

Eke C. "Üçüncülük ile Mezuniyet Ödülü, Adem Tolunay Anadolu Lisesi, Haziran 2002