

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

**GALYUM ÜRÜN ÇEKİRDEKLERİNİN ENERJİ SEVİYELERİNİN  
VE KALAY NUMUNELERİNİN DERİŞİMLERİNİN  
FOTONÜKLEER REAKSİYONLARLA BELİRLENMESİ**

**Alp CESUR**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ  
FİZİK ANABİLİM DALI**

**2015**

T.C.  
AKDENİZ ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

GALYUM ÜRÜN ÇEKİRDEKLERİNİN ENERJİ SEVİYELERİNİN  
VE KALAY NUMUNELERİNİN DERİŞİMLERİNİN  
FOTONÜKLEER REAKSİYONLARLA BELİRLENMESİ

Alp CESUR

YÜKSEK LİSANS TEZİ  
FİZİK ANABİLİM DALI

Bu tez, Türkiye Bilimsel ve Teknik Araştırma Kurumu (TÜBİTAK) (TÜBİTAK Proje No: 114F220), Akdeniz Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Koordinasyon Birimi (Proje No: FYL-2015-80) ve Akdeniz Üniversitesi Nükleer Bilimler Uygulama ve Araştırma Merkezi (NUBA) tarafından desteklenmiştir.

2015

T.C.  
AKDENİZ ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

GALYUM ÜRÜN ÇEKİRDEKLERİNİN ENERJİ SEVİYELERİNİN  
VE KALAY NUMUNELERİNİN DERİŞİMLERİNİN  
FOTONÜKLEER REAKSİYONLARLA BELİRLENMESİ

Alp CESUR

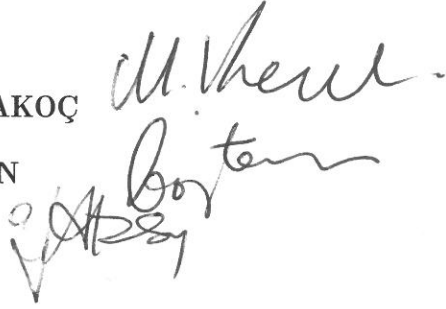
YÜKSEK LİSANS TEZİ  
FİZİK ANABİLİM DALI

Bu tez 22/07/2015 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oy birliği/~~oy çokluğu~~ ile kabul/~~red~~ edilmiştir.

Yrd. Doç. Dr. Mesut KARAKOÇ

Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN

Doç. Dr. Yılmaz AKSU



## ÖZET

# GALYUM ÜRÜN ÇEKİRDEKLERİNİN ENERJİ SEVİYELERİNİN VE KALAY NUMUNELERİNİN DERİŞİMLERİNİN FOTONÜKLEER REAKSİYONLARLA BELİRLENMESİ

Alp CESUR

**Yüksek Lisans Tezi, Fizik Anabilim Dalı**  
**Danışman : Yrd. Doç. Dr. Mesut KARAKOÇ**  
**Temmuz 2015, 132 sayfa**

Bir klinik lineer hızlandırıcı ile üretilen gama ışınlarına maruz bırakılan bir örneğin atomik çekirdeğini elektromanyetik olarak uyarmak ve hatta çekirdekten proton veya nötron koparmak bile mümkündür. Fotonükleer reaksiyon gerçekleştirmek için bir çok teknik bulunmasına rağmen lineer hızlandırıcı ile gama ışını üretimi en sık kullanılan yöntemdir.

Bu nedenle foto-aktivasyon analiz yöntemi ile element konsantrasyonu belirlemek mümkündür. Çünkü yöntemin temelinde istenilen bir örneğin foto-nükleer reaksiyonlar sonucu açığa çıkardığı karakteristik gama ışınlarının bolluklarından yola çıkılmaktadır.

Böylece foto-aktivasyon yönteminin doğruluğunu kanıtlamak amacı ile bu çalışmada saf bir Kalay örneği 18 MeV uç nokta enerjili bremsstrahlung fotonlarıyla ışınlanmıştır. Işınlanma sonucu aktif hale gelen elementin yaydığı karakteristik gama ışınları yüksek saflıkta germanyum dedektörü ile ölçülerek analiz edilmiş ve ölçüm sonuçlarından kalay numunelerinin derişimleri hesaplanmıştır.

Bu çalışmada ayrıca galyum çekirdeğinin enerji seviyeleri ölçümlerini belirlemek için bir deney yapılmıştır.  $^{71}\text{Ga} (\gamma, n)^{70}\text{Ga}$  ve  $^{69}\text{Ga} (\gamma, n)^{68}\text{Ga}$  foto-nükleer reaksiyonlarının sonucu olarak  $^{70}\text{Ga}$  ve  $^{68}\text{Ga}$  izotoplarının enerji seviyeleri belirlenmiştir. Sonuçlar literatürle uyumlu değerlerdedir.

**ANAHTAR KELİMELEER:** Foto-aktivasyon analizi, Element derişimi,  
Foto-nükleer reaksiyon, Enerji seviyesi, c-LINAC

**JÜRİ:** Yrd. Doç. Dr. Mesut KARAKOÇ (Danışman)

Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN

Doç. Dr. Yılmaz AKSU

## ABSTRACT

### DETERMINATION OF THE ENERGY LEVELS OF GALLIUM'S PRODUCT NUCLEI AND THE CONCENTRATION OF TIN IN TIN-CONTAINING SAMPLES BY PHOTONUCLEAR REACTIONS

Alp CESUR

MSc Thesis, in Physics  
Supervisor : Asst. Prof. Dr. Mesut KARAKOÇ  
July 2015, 132 pages

It is possible to excite atomic nuclei electromagnetically and even separate proton or neutron from a sample which is exposed to gamma rays by a clinical linac. Although there are available different techniques of measurement for the photo-nuclear reaction products, this is the most widely used one.

Thus, the determination of the elemental concentration of a sample by photo-activation analysis method is a reasonable attempt since it is related to the detailed spectral analysis of the photonuclear reactions of an intended element.

For this reason, in this study in order to get the proof of principle for photo-activation a pure tin sample is irradiated with high energy bremsstrahlung photons at the end-point energy of 18 MeV. Thus, the tin concentration in tin-containing samples determined by a precise measurement with a high purity germanium detector.

In this study, we have also run an experiment to determine the energy levels of Gallium nucleus. As a result of  $^{71}\text{Ga}(\gamma, n)^{70}\text{Ga}$  and  $^{69}\text{Ga}(\gamma, n)^{68}\text{Ga}$  reactions, the energy levels of  $^{70}\text{Ga}$  and  $^{68}\text{Ga}$  isotopes have been determined. The results are in good agreement with the literature values.

**KEYWORDS:** Photon activation analysis, Elemental concentration, Photonuclear reactions, Energy levels, c-LINAC

**COMMITTEE:** Asst. Prof. Dr. Mesut KARAKOÇ (Supervisor)

Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN

Prof. Dr. Yılmaz AKSU

## ÖNSÖZ

Günümüzde, özellikle ülkemizin fazla aşına olmadığı foto-nükleer deneyler ile yapılan araştırmaların önemi oldukça yüksektir. Bu deneyler ile yürütülecek araştırmalar çekirdeğin özelliklerini tayin edip elementsel içeriğini belirlemektir. Bu çalışma ülkemizde yapılan ilk foto-aktivasyon deneylerinden biri olup yöntemin uygulanabilirliğinin araştırılması niteliğindedir.

Ancak bu çalışmalara yalnızca bu açıdan bakılmaması gerekir; çünkü bu araştırmaların uygulama alanları oldukça geniştir ve disiplinler arası birçok çalışma alanına uygulanabilir. Örnek vermek gerekirse arkeolojik eserler ve kalıntılar tahribatsız olarak elementsel içerikleri belirlenerek tarihteki yeri ve önemi hakkında bazı sorulara ışık tutulabilir. Sağlık alanında insan kemik ve dişlerinden eski çağlarda yaşayan insanların beslenme ve refah durumu belirlenebilir. Medikal malzemelerin elementsel içeriğine bakılıp hastaların kullanmasında sağlık açısından bir sorun oluşturup oluşturmayacağı tahmin edilebilir. Foto-nükleer reaksiyon deneylerinin ülkemizde yaygınlaşmasıyla yakın zamanda buna benzer örneklerle farklı bir çok alanda bu tarz iş birliklerinin artması beklenmektedir.

Bu çalışma ile dergilerde yayınlanacak makaleler ülkemizden yerel imkanlar kullanılarak gerçekleştirilen deneyler ile sağlanacak ve uluslararası ve ulusal kongre ve toplantılara bildiri ve poster ile katılınacak, sonuçlar duyurulacaktır. Bu çalışmalar, ülkemizin deneysel nükleer fizikteki varlığını göstermesi açısından önemlidir; itibarını yükseltecektir.

Bu tez çalışmasının başka bir motivasyonu ise deneysel nükleer fiziğin ülkemizde yaygınlaşmasını sağlayarak aynı deneyleri gerçekleştirmek için yurt dışına gitme gerekliliğini ortadan kaldırmaktır. Ayrıca, Akdeniz Üniversitesi Nükleer Bilimler Uygulama ve Araştırma Merkezindeki (NUBA) mevcut klinik lineer elektron hızlandırıcı miadını doldurmak ve hurdaya çıkarılmak üzereyken Akdeniz Üniversitesi Tıp Fakültesi tarafından NUBA'ya hibe edilmiştir. Bunun ülkemiz bilimsel araştırmasına kazandırılması ve sürdürülebilir bir şekilde işletilmesi dahi başlı başına bir ekonomik değerdir.

Tez çalışmam sırasında sağladığı olanak için ve çalışmalarımın yürütülmesi esnasında her konuda ilgi, yardım ve desteğini esirgemediği için danışman hocam Yrd. Doç. Dr. Mesut KARAKOÇ'a (Akdeniz Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü), çalışmalarım esnasında önemli ölçüde emeği geçen hocalarım Dr. Christian SEGEBADE (Akdeniz Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü) ve Doç. Dr. Orhan BAYRAK'a (Akdeniz Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü) en içten teşekkürlerimi sunarım. Ayrıca referans materyallerimin analizinde emeği geçen Yrd. Doç. Dr. Edip BAYRAM'a (Akdeniz Üniversitesi Fen Fakültesi Kimya Bölümü) ve tezin her aşamasında bana yardımcı olan çalışma arkadaşlarım Can ERTUGAY (Akdeniz Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü) ve Fatih DÜLGER'e (Akdeniz Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü) teşekkürü bir borç bilirim.

Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN (Akdeniz Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü) hocama genç bilim insanlarına nükleer fizik alanında gösterdiği vizyon ve açtığı ufuk ve bu yolda gerekenlerin yapılması için gösterdiği gayretle NUBA'yı hayata geçirdiği için, ki böylece tez çalışmamın gerçekleşmesini mümkün kılan laboratuvar imkanlarının sağlanmasına katkılarından dolayı kendi adıma ve bu imkanlardan faydalanan diğer arkadaşlarım adına özel olarak çok teşekkür ederim.

Bu çalışmayı maddi olarak destekleyen Türkiye Bilimsel ve Teknik Araştırma Kurumu'na (TÜBİTAK) (TÜBİTAK Proje No: 114F220), Akdeniz Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Koordinasyon Birimi'ne (Proje No: FYL-2015-80) ve cihaz, teçhizat ve laboratuvar imkanlarıyla destekleyen Akdeniz Üniversitesi Nükleer Bilimler Uygulama ve Araştırma Merkezi'ne (NUBA) teşekkür ederim.

Ayrıca, tez çalışmamın başından beri yanımda olan ve beni destekleyen canım aileme ve eşim Sezgin AKSAKAL CESUR'a (Akdeniz Üniversitesi Fen Fakültesi Biyoloji Bölümü) çok teşekkür ederim.

## İÇİNDEKİLER

ÖZET . . . . .	i
ABSTRACT . . . . .	ii
ÖNSÖZ . . . . .	iii
İÇİNDEKİLER . . . . .	v
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ . . . . .	xii
ŞEKİLLER DİZİNİ . . . . .	xv
ÇİZELGELER DİZİNİ . . . . .	xx
1. GİRİŞ . . . . .	1
1.1. Tarihçe . . . . .	1
1.2. Radyoaktivite . . . . .	1
1.3. Foto-nükleer Reaksiyonlar . . . . .	2
1.4. Foto-aktivasyon Analizi . . . . .	3
1.4.1. Kimyasal yöntemler . . . . .	4
1.4.2. X-ray fluorescence (XRF) yöntemi . . . . .	4
1.4.3. Atomik absorpsiyon spektroskopisi (AAS) yöntemi . . . . .	4
1.4.4. Nötron aktivasyon analizi (NAA) yöntemi . . . . .	4
1.4.5. Foto-aktivasyon analizi (PAA) yöntemi . . . . .	5
2. KURAMSAL BİLGİLER VE KAYNAK TARAMALARI . . . . .	7
2.1. Çekirdek ve Özellikleri . . . . .	7
2.1.1. Çekirdeğin yapısı . . . . .	7
2.1.2. Nükleer kuvvet . . . . .	7
2.1.3. Nükleer yoğunluk . . . . .	8
2.1.4. Bağlanma enerjisi . . . . .	8



2.1.5. Nükleer uyarılmış durumlar . . . . .	9
2.2. Nükleer Modeller . . . . .	10
2.2.1. Sıvı damlası modeli . . . . .	10
2.2.2. Kabuk modeli . . . . .	10
2.3. Bozunum Türleri . . . . .	12
2.3.1. Alfa bozunumu . . . . .	12
2.3.2. Beta bozunumu . . . . .	13
2.3.2.1. Negatron bozunumu ( $\beta^-$ ) . . . . .	13
2.3.2.2. Pozitron bozunumu ( $\beta^+$ ) . . . . .	14
2.3.2.3. Elektron yakalama . . . . .	15
2.3.3. Gama ışınımı . . . . .	15
2.3.3.1. Nükleer enerji seviyelerinin genişliği . . . . .	15
2.4. Bozunum Mekanizmaları ve Yarı Ömür . . . . .	16
2.4.1. Radyoaktif bozunum . . . . .	16
2.5. Radyoaktivite ve Radyoaktif Bozunum Yasası . . . . .	16
2.5.1. Radyoaktifliğin üretilmesi ve bozunumu . . . . .	20
2.5.2. Ürün aktifliklerinin çoğalması . . . . .	22
2.6. Radyasyon madde etkileşimi . . . . .	24
2.6.1. Ağır yüklü parçacıkların maddeyle etkileşimi . . . . .	24
2.6.2. Elektronların maddeyle etkileşimi . . . . .	26
2.6.3. Gama ışınlarının maddeyle etkileşimi . . . . .	27
2.6.3.1. Foto-elektrik olay . . . . .	28
2.6.3.2. Compton saçılması . . . . .	30
2.6.3.3. Çift oluşumu . . . . .	32
2.6.3.4. Üç mekanizmaya toplu bakış . . . . .	33

2.7. Temel Radyasyon Dedektörleri . . . . .	33
2.7.1. Gazlı sayaçlar . . . . .	33
2.7.2. Sintilasyon dedektörleri . . . . .	35
2.7.3. Yarıiletken dedektörler . . . . .	37
2.8. Gama Spektrometresi . . . . .	38
2.8.1. Yüksek safıkta germanyum dedektörleri . . . . .	39
2.8.1.1. Dedektör verimi . . . . .	41
2.8.2. Önyükselteç . . . . .	42
2.8.3. Yükselteç . . . . .	42
2.8.4. Çok kanallı analizör (MCA) ve Analog-Dijital Dönüştürücü (ADC) . . . . .	43
2.8.4.1. Puls aralığı seçimi . . . . .	45
2.8.4.2. ADC giriş kapısı . . . . .	46
2.8.4.3. MCA dönüşüm zamanı ve ölü zaman . . . . .	46
2.8.4.4. MCA doğrusallığı . . . . .	47
2.9. Sayım İstatistiği . . . . .	50
2.9.1. Binom dağılımı . . . . .	52
2.9.2. Poisson dağılımı . . . . .	52
2.9.3. Gauss dağılımı . . . . .	53
2.10. Çözünürlük (FWHM) . . . . .	53
2.11. Pik Alanı Hesabı . . . . .	54
2.11.1. Spektrum bileşenleri . . . . .	56
2.11.1.1. Tam enerji pikleri . . . . .	56
2.11.1.2. Compton sürekliliği ve kıyısı . . . . .	57
2.11.1.3. Toplam pikleri . . . . .	57
2.11.1.4. Tek kaçış pikleri . . . . .	58

2.11.1.5. Çift kaçış pikleri . . . . .	58
2.11.1.6. Yok olma pikleri . . . . .	59
2.11.1.7. Geri saçılma pikleri . . . . .	59
2.12. Foto-nükleer Reaksiyonlar . . . . .	59
2.12.1. Fotonların çekirdek tarafından soğurulması . . . . .	60
2.12.1.1. Nükleer seviyelerin uyarılması . . . . .	60
2.12.1.2. Dev dipol rezonans . . . . .	61
2.12.1.3. Yüksek enerjili fotonlarla etkileşim . . . . .	63
2.12.1.4. Foton soğurulması sonrası çekirdek de-egzitesyonmu . . . . .	63
2.12.1.5. $(\gamma, \gamma')$ reaksiyonları . . . . .	64
2.12.1.6. Foto-nötron reaksiyonları . . . . .	66
2.12.1.7. $(\gamma, n)$ reaksiyonları . . . . .	68
2.12.1.8. $(\gamma, 2n)$ ve $(\gamma, 3n)$ -reaksiyonları . . . . .	71
2.12.1.9. Yüklü parçacık yayımlanan reaksiyonlar . . . . .	73
2.12.2. Foto-nükleer reaksiyon ürünleri . . . . .	75
2.12.3. Foto-nükleer reaksiyonlarla üretilen radyonüklitler . . . . .	77
2.12.3.1. Hafif hedef elementler . . . . .	77
2.12.3.2. Orta ve ağır elementler . . . . .	78
2.12.3.3. Bölünebilir çekirdekler . . . . .	79
2.12.3.4. Nötron kaynaklı reaksiyonlar . . . . .	79
2.13. Aktive Edici Radyasyon Kaynakları . . . . .	79
2.13.1. Radyonüklit kaynaklar . . . . .	79
2.13.2. Elektron hızlandırıcılar . . . . .	80
2.13.3. Lineer hızlandırıcılar . . . . .	81
2.13.3.1. Genel tanım . . . . .	81

2.13.3.2.	Bremsstrahlung üretimi ve fiziksel özellikleri . . . . .	83
2.13.3.3.	Bremsstrahlung fotonları spektrumu (X-ışını spektrumu) . . . . .	83
2.14.	Foto-aktivasyon Analizi . . . . .	86
2.14.1.	Nükleer reaksiyon türleri . . . . .	87
2.14.2.	Yüklü parçacıklarla aktivasyon . . . . .	88
2.14.3.	Foton ile aktivasyon . . . . .	89
2.14.4.	İndüklenen aktivitenin hesaplanması . . . . .	90
2.14.4.1.	Üretim hızının ( $(N^+)$ ) hesaplanması . . . . .	92
2.14.5.	Element derişiminin hesaplanması . . . . .	95
3.	MATERYAL VE METOT . . . . .	99
3.1.	Klinik Linear Hızlandırıcı . . . . .	99
3.2.	Gama Spektrometresi . . . . .	99
3.2.1.	Dedektör elektroniğı . . . . .	100
3.2.1.1.	Yüksek voltaj ünitesi . . . . .	100
3.2.1.2.	Önyükselteç . . . . .	101
3.2.1.3.	Yükselteç . . . . .	101
3.2.1.4.	Analog-dijital dönüştürücü (ADC) . . . . .	101
3.2.1.5.	Çok kanallı analizör . . . . .	101
3.3.	Veri Edinimi . . . . .	101
3.4.	Deney . . . . .	102
3.4.1.	Galyum çekirdeğinin foto-nükleer reaksiyonu . . . . .	102
3.4.1.1.	Teknik özellikler ve aktivasyon . . . . .	102
3.4.1.2.	Sayım süreci . . . . .	102
3.4.1.3.	Enerji kalibrasyonu ve geçiş enerjilerinin belirlenmesi . . . . .	102

3.4.2.	Kalay numunesinin foto-aktivasyon analizi ile derişiminin belirlenmesi . . . . .	104
3.4.2.1.	Teknik özellikler ve aktivasyon . . . . .	104
3.4.2.2.	Örnek hazırlama . . . . .	105
3.4.2.3.	Referans materyali hazırlama . . . . .	106
3.4.2.4.	Dahili ve harici monitörleme . . . . .	107
3.4.2.5.	Radyal homojenlik . . . . .	108
3.4.2.6.	Sayım süreci . . . . .	109
3.4.3.	Derişim belirleme analizi . . . . .	111
4.	BULGULAR . . . . .	113
4.1.	Galyum İzotopunun Enerji Seviyelerinin Belirlenmesi . . . . .	113
4.1.1.	Sayımdan önce ve sonraki enerji kalibrasyon kanal değerleri . .	113
4.1.2.	Gözlemlenen reaksiyonlar . . . . .	113
4.1.3.	Spektrum . . . . .	114
4.1.4.	Enerji seviyeleri değerleri . . . . .	114
4.2.	PAA Yöntemiyle Kalay Elementinin Derişiminin Belirlenmesi . . . . .	116
4.2.1.	Gözlemlenen reaksiyonlar . . . . .	116
4.2.2.	Spektrum . . . . .	117
4.2.3.	Numuneler ve referans materyal için elde edilen parametreler .	120
4.2.4.	Akı monitörleri için elde edilen parametreler . . . . .	120
4.2.5.	Kalay çekirdeği için derişim değerleri . . . . .	121
4.2.5.1.	İlk ölçümler . . . . .	121
4.2.5.2.	İkinci ölçümler . . . . .	121
5.	TARTIŞMA . . . . .	123
6.	SONUÇ . . . . .	126
7.	KAYNAKLAR . . . . .	128

## ÖZGEÇMİŞ

## SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

### Simgeler

$\gamma$	Gama ışını
$\alpha$	Alfa parçacığı
$\beta^+$	Beta parçacığı
$\beta^-$	Pozitron parçacığı
$\nu$	Nötrino
$\bar{\nu}$	Anti-nötrino
$n$	Nötron parçacığı
$p$	Proton parçacığı
$e$	Elektronun Yüğü
$Z$	Atom numarası
$A$	Kütle numarası
$eV$	Elektron Volt
$MeV$	Mega Elektron Volt
$GeV$	Giga Elektron Volt
$W$	Watt
$Hz$	Hertz
$b$	Barn
$fm$	Femtometre
$Bq$	Becquerel
$\lambda$	Bozunum sabiti
Ga	Galyum
Sn	Kalay
N	Azot
C	Karbon
H	Hidrojen
O	Oksijen
F	Flor
Mg	Magnezyum
Si	Silisyum
Ca	Kalsiyum
Ti	Titanyum
Ni	Nikel
Y	İtriyum
Zr	Zirkonyum
Nb	Niobyum
Tl	Talyum
Pb	Kurşun
Sb	Antimon

Co	Kobalt
V	Vanadyum
S	Sülfür
Ne	Neon
Pt	Platin
Cu	Bakır
As	Arsenik
Ge	Germanyum
Li	Lityum
I	İyot
Cs	Sezyum
Au	Altın
Be	Berilyum
In	İndiyum
U	Uranyum
B	Bor
Ra	Radyum
Ta	Tantal
Br	Brom
Er	Erbiyum
Ag	Gümüş
Hf	Hafniyum
Ir	İridyum
Cd	Kadmiyum
Se	Selenyum
Sr	Stronsiyum
Lu	Lutetyum
Cr	Krom
Mn	Mangan
Zn	Çinko
Te	Tellür
Bi	Bizmut
Mo	Molibden
Hg	Cıva
Ce	Seryum
Na	Sodyum
Cl	Klor
K	Potasyum
Sc	Skandiyum
Fe	Demir
Rb	Rubidyum
Nd	Neodim
Sm	Samaryum



Th	Toryum
Cm	Kuriyum

### **Kısaltmalar**

PAA	Foto-aktivasyon Analizi
NAA	Nötron Aktivasyon Analizi
RNAA	Radyokimyasal Nötron Aktivasyon Analizi
c-LINAC	Klinik Lineer Hızlandırıcı
e-LINAC	Klinik Lineer Hızlandırıcı
LINAC	Lineer Hızlandırıcı
TAEK	Türkiye Atom Enerjisi Kurumu
HpGe	Yüksek Saflıkta Germanyum Dedektörü
XRF	X-ışını floresans Spektroskopisi
AAS	Atomik Absorbsiyon Spektroskopisi
GDR	Dev diopol rezonans
SCA	Tek Kanallı Analizör
MCA	Çok Kanallı Analizör
ADC	Analog-Dijital Dönüştürücü
LLD	Düşük Seviye Ayırıcı
ULD	Yüksek Seviye Ayırıcı
ICP-MS	İndüktif Eslenmiş Plazma-Kütle Spektrometresi
PMT	Foto-çoğaltıcı Tüp
NIM	Nükleer Enstrumantasyon Modülü
ULD	Yüksek Seviye Ayırıcı
ROI	İlgilenilen Bölge
RF	Radyofrekans
PIXE	Parçacık Etkili X-ışını Emisyonu
FWHM	Yüksek Seviye Ayırıcı
FET	Alan Etkili Transistör
PPB	Milyarda bir Parçacık

## ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1.	Bremsstrahlung sürekliliği ve fotonükleer tesir kesiti . . . . .	5
Şekil 2.1.	Kararlılık vadisi. Kararlı çekirdekler koyu ve bilinen radyoaktif çekirdekler açık renkle gösterilmiştir . . . . .	8
Şekil 2.2.	Nükleer yoğunluk . . . . .	9
Şekil 2.3.	Uyarılmış durumları gösteren bazı düzey şemaları . . . . .	10
Şekil 2.4.	İzoton dizilerinin (üst) ve izotop dizilerinin (alt) iki-nötron koparma enerjilerinin nükleon sayısına göre grafiği. Bu veriler deneysel olarak ölçülen değerler ile teorik olarak bulunan değerler arasındaki farklardır. Gösterilen sihirli sayılardaki ani değişimler çarpıcıdır . . . . .	11
Şekil 2.5.	$^{238}\text{U}$ çekirdeğinin alfa bozunumu . . . . .	13
Şekil 2.6.	$^{238}\text{U}$ Beta bozunumu . . . . .	14
Şekil 2.7.	$^{238}\text{U}$ pozitron bozunumu . . . . .	15
Şekil 2.8.	Farklı Bozunma Modları için örnek gösterim . . . . .	21
Şekil 2.9.	Bir siklotronda $^{61}\text{Ni}$ hedefinin döteronlarla bombardımanı sonunda meydana gelen $^{61}\text{Cu}$ ( $t_{1/2} = 3.4$ h) atomlarının sayısının bombardıman esnası ve sonrasındaki değişimi . . . . .	23
Şekil 2.10.	Çeşitli materyaller için menzil-enerji ilişkisi . . . . .	26
Şekil 2.11.	Germanyum dedektöründe kütle soğurma ve sönüm katsayıları ilişkisi . . . . .	29
Şekil 2.12.	Üç etkileşim için lineer sönüm katsayıları . . . . .	29
Şekil 2.13.	Foto-elektrik olay . . . . .	30
Şekil 2.14.	Compton saçılması . . . . .	31
Şekil 2.15.	Çift oluşumu . . . . .	32
Şekil 2.16.	Üç mekanizmanın baskın olduğu bölgeler . . . . .	33
Şekil 2.17.	Bir silindirik orantılı sayaç geometrisi . . . . .	34

Şekil 2.18.	Farklı gazla doldurulmuş sayaçlar tarafından meydana getirilen puls yükseklikleri . . . . .	35
Şekil 2.19.	Sintilyasyon dedektöründeki temel süreçler . . . . .	36
Şekil 2.20.	p ve n tipi yarıiletken dedektörlerin band yapısı . . . . .	38
Şekil 2.21.	Gama Spektrometre Sistemi Blok Şeması . . . . .	39
Şekil 2.22.	Tipik bir NIM kasa . . . . .	39
Şekil 2.23.	Düzlemsel ve koaksiyel dedektör tasarımları . . . . .	40
Şekil 2.24.	<i>HPGe</i> p-tipi ve n-tipi dedektörlerin temel yapısı . . . . .	41
Şekil 2.25.	Tipik bir germanyum dedektörü . . . . .	41
Şekil 2.26.	Germanyum dedektör için foto-pik verim eğrisi . . . . .	43
Şekil 2.27.	Ön yükselteç puls çıkışı . . . . .	43
Şekil 2.28.	Bir pencere (window) tanımlayan alt ve üst ayırıcı seviyeleri ile birlikte bir tek kanallı analizör . . . . .	44
Şekil 2.29.	Diferansiyel puls yüksekliği spektrumu. Çok kanallı analiz, kanal sayısına karşı sayım sayısının olduğu bir histogram üretir . . . . .	45
Şekil 2.30.	Bir çok kanallı analizörün fonksiyonel blok diyagramı . . . . .	45
Şekil 2.31.	MCA çalışma sırası şematigi . . . . .	45
Şekil 2.32.	Bir yarı gausyen puls için zamanlama ifadeleri ve dijitalleştirme. Puls eşiği LLD ile aynı olabilir. $T_P$ pikleme zamanı, $T_{LG}$ lineer geçiş zamanı, $T_F$ düşüş zamanı, $T_W$ iki eşik arası puls genişliği, $T_D$ dönüşüm zamanı (dijitalleşme zamanı), $T_S$ bellek depolama zamanı, $T_M = T_D + T_S$ . . . . .	47
Şekil 2.33.	Bir MCA'nın ideal cevabı . . . . .	48
Şekil 2.34.	Kanal numarasına karşı puls yüksekliğinin ideak cevabından gelen farkın bir ölçüsü olarak integral doğrusallık . . . . .	49
Şekil 2.35.	Diferansiyel doğrusallık. Kanal genişliği sabitliliğinin bir ölçüsü . . . . .	49
Şekil 2.36.	Benzer 20 ölçümde alınan sayımlar . . . . .	50
Şekil 2.37.	Ölçüm hassasiyetine bağlı olarak standart sapmanın değişimi. Dar ve geniş dağılım . . . . .	51

Şekil 2.38.	Arka plan (Background) hesaplama detayları . . . . .	55
Şekil 2.39.	$^{198}\text{Au}$ izotopunun bozunum şeması . . . . .	56
Şekil 2.40.	$^{198}\text{Au}$ izotopunun spektrumu . . . . .	57
Şekil 2.41.	Compton sürekliliği ve kıyası . . . . .	57
Şekil 2.42.	$^{60}\text{Co}$ izotopunun beklenen spektrumu . . . . .	58
Şekil 2.43.	$^{60}\text{Co}$ izotopunun gerçek spektrumu . . . . .	58
Şekil 2.44.	Çekirdeğin foton soğurma toplam tesir kesitinin şematik gösterimi	60
Şekil 2.45.	Küresel çekirdekler için elektrik dev dipol rezonans titreşim modunda tüm nötronlara karşı tüm protonların kolektif hareketinin şematik temsili (yukarıda). Elektrik dev dipol rezonans soğurma tesir kesitinin tipik formu (aşağıda) . . . . .	62
Şekil 2.46.	Farklı elektrik dev dipol rezonans titreşim modlarının şematik temsili (yukarıda). Deforme olmuş çekirdekler (prolate) için soğurma tesir kesiti fonksiyonu (aşağıda) . . . . .	63
Şekil 2.47.	İzomerik bir duruma sahip olan bir çekirdeğin enerji seviyesi diyagramı . . . . .	64
Şekil 2.48.	Maksimum foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak bremsstrahlung ile uyarılan bir $(\gamma, \gamma')$ reaksiyonu için tipik ürün eğrisi . . . . .	65
Şekil 2.49.	Orta değerlerde atom numarasına sahip bir çekirdek için toplam soğurma tesir kesiti fonksiyonunun düşük enerji kısmının şematik temsili . . . . .	66
Şekil 2.50.	$^{16}\text{O}$ için fotonötron tesir kesiti; $\sigma(\gamma, toplam) = \sigma(\gamma, toplamn) =$ toplam fotonötron tesir kesiti . . . . .	67
Şekil 2.51.	$^{65}\text{Cu}$ için fotonötron tesir kesiti . . . . .	69
Şekil 2.52.	$^{115}\text{In}$ için fotonötron tesir kesiti . . . . .	70
Şekil 2.53.	$^{175}\text{Lu}$ için foto-nötron tesir kesiti . . . . .	71
Şekil 2.54.	$^{238}\text{U}$ için fotofisyon tesir kesiti; 1- toplam fotonötron tesir kesiti, 2- $(\gamma, n)$ tesir kesiti, 3- $(\gamma, f)$ tesir kesiti, 4- $(\gamma, 2n)$ tesir kesiti . .	72
Şekil 2.55.	Atom numarasının bir fonksiyonu olarak fotonükleer reaksiyonların eşik enerjileri; $E_C$ : Coulomb bariyeri . . . . .	72

Şekil 2.56.	$\Psi = 0 - 5$ derecelik açısal aralık içindeki bir ağır metal hedeften yayınlanan 30 MeV'lik bremsstrahlung için atom numarasının bir fonksiyonu olarak $(\gamma, n)$ reaksiyonlarının etkin tesir kesiti . . . . .	73
Şekil 2.57.	$^{58}\text{Ni}$ için foto-proton tesir kesiti (yukarıda), $^{60}\text{Ni}$ ve $^{62}\text{Ni}$ için foto-proton tesir kesiti (aşağıda) . . . . .	74
Şekil 2.58.	Atom numarasının bir fonksiyonu olarak 30 MeV'lik bremsstrahlung için fotonükleer reaksiyon ürünleri . . . . .	75
Şekil 2.59.	Maksimum bremsstrahlung enerjisinin bir fonksiyonu olarak, $(\gamma, n)$ reaksiyonları için ölçülen ürün eğrileri-1 . . . . .	76
Şekil 2.60.	Maksimum bremsstrahlung enerjisinin bir fonksiyonu olarak, $(\gamma, n)$ reaksiyonları için ölçülen ürün eğrileri-2 . . . . .	77
Şekil 2.61.	Bir ilerleyen dalga lineer hızlandırıcının şematik gösterimi . . . . .	82
Şekil 2.62.	Farklı yayınlanma açılarında 30 MeV elektronlarla kalın bir tungsten hedefte üretilen bremsstrahlung spektrumu . . . . .	84
Şekil 2.63.	Farklı yayınlanma açılarında 60 MeV elektronlarla kalın bir tungsten hedefte üretilen bremsstrahlung spektrumu . . . . .	84
Şekil 2.64.	Çeşitli kalınlıktaki tungsten hedeflerde üretilen 30 MeV bremsstrahlung açısal dağılımı . . . . .	85
Şekil 2.65.	Çeşitli kalınlıktaki tungsten hedeflerde üretilen 60 MeV bremsstrahlung açısal dağılımı . . . . .	85
Şekil 2.66.	Bremsstrahlung spektrumu ve fotonükleer tesir kesiti . . . . .	93
Şekil 3.1.	Philips SLI-25 medikal (klinik) lineer hızlandırıcısının 18 ve 25 MeV'lik nihai enerjilerinde elde edilen fotonlarının akısına ait bremsstrahlung spektrumları . . . . .	99
Şekil 3.2.	Gama Spektrometre sisteminin bir resmi . . . . .	100
Şekil 3.3.	Sn numunesinin hızlandırıcı önündeki konumu . . . . .	105
Şekil 3.4.	Kalay numuneleri ( $S1, S2$ ), referans materyal ( $R1$ ) ve akı monitörleri ( $S1\_1, S1\_2, S2\_1, S2\_2, R1\_1, R2\_2$ ) . . . . .	106
Şekil 3.5.	Sn referans materyali . . . . .	107
Şekil 3.6.	Bakır monitörler . . . . .	108
Şekil 3.7.	Işımlanmış x-ışını filmi . . . . .	109

Şekil 3.8.	Kaynaktan olan uzaklığa bağlı doz şiddeti eğrisi . . . . .	109
Şekil 3.9.	Kalay numunesinin sayım geometrisi . . . . .	110
Şekil 4.1.	Işınlanmış Ga izotopunun ölçülen spektrumu . . . . .	114
Şekil 4.2.	Verilerin üçüncü dereceden bir polinom ile fit edilmesi . . . . .	115
Şekil 4.3.	Işınlanmış Sn numunelerinin ölçülen spektrumu . . . . .	117
Şekil 4.4.	Işınlanmış referans numunenin ölçülen spektrumu . . . . .	118
Şekil 4.5.	Işınlanmış akı monitörlerinin ölçülen spektrumu . . . . .	119

## ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1. Foto-uyarma için kullanılan gama ışını izotop kaynakları . . . . .	80
Çizelge 3.1. Kalay numunelerinin özellikleri . . . . .	106
Çizelge 3.2. Referans materyalin özellikleri . . . . .	107
Çizelge 3.3. Bakır monitörlerin özellikleri . . . . .	108
Çizelge 3.4. Normalize net pik alanları . . . . .	110
Çizelge 3.5. Kalay numunesi için gama enerji seviyeleri değerleri . . . . .	111
Çizelge 4.1. Sayımdan önce ve sonraki enerji kalibrasyon kanal değerleri ve birleştirilmiş kanal değerleri . . . . .	113
Çizelge 4.2. Sayımdan önce ve sonraki kalibrasyonlar için kuadratik fitin $(E(ch) = a_0 + a_1ch + a_2ch^2 + a_3ch^3)$ kalibrasyon parametreleri . .	115
Çizelge 4.3. Galyum izotoplarının enerji seviyeleri değerleri ve literatürle karşılaştırılması . . . . .	116
Çizelge 4.4. Numuneler ve referans materyal için elde edilen parametreler . . .	120
Çizelge 4.5. Akı monitörleri için elde edilen parametreler . . . . .	120
Çizelge 4.6. İlk ölçümlerde elde edilen kalay numunesinin yüzde derişimleri (akı monitörü olmadan) . . . . .	121
Çizelge 4.7. İlk ölçümlerde elde edilen kalay numunesinin yüzde derişimleri (akı monitörü ile) . . . . .	121
Çizelge 4.8. İkinci ölçümlerde elde edilen kalay numunesinin yüzde derişimleri (akı monitörü olmadan) . . . . .	122
Çizelge 4.9. İkinci ölçümlerde elde edilen kalay numunesinin yüzde derişimleri (akı monitörü ile) . . . . .	122

# 1. GİRİŞ

## 1.1. Tarihçe

Nükleer fiziğin tarihçesi 1896'da Henri Becquerel'in uranyum tuzlarının fosforesans olayını araştırırken radyoaktiviteyi keşfetmesiyle başlar. Bir yıl sonra J. J. Thomson'un elektronu keşfetmesi ve 1898'de Marie Curie ile Piere Curie'nin uranyum ışımaları üzerine sistematik araştırmaları sonucu radyum ve polonyum elementlerinin keşfi ile gelişimini hızlıca sürdürür.

Ernest Rutherford ile öğrencileri Hans Giger ve Ernest Marsden, 1911'de çekirdeğin varlığını ileri süren hipotezi fizikçilerin atoma bakış açısını değiştirmiş; Niels Bohr 1913'de bir hidrojen çekirdeği ve etrafında dolaşan elektronan oluşan hidrojen atomu modelini geliştirmiştir.

1930 yılında John D. Cocroft ve Ernest T. S. Walton ilk yapay nükleer reaksiyonu gerçekleştirdiler.

1932'de James Chadwick tarafından nötronun keşfi ile o dönem nükleer fiziğinin önemli bir problemi olan Nitrojen-14 problemi çözüme ulaştırılmıştır. Aynı yıl Dimitri Ivanenko nötronların 1/2 spinde olduğunu keşfetmiştir ve çekirdeğin nötron ve protondan oluştuğunu elektron bulunmadığını söylemiştir.

1934'de Frederick ve Irene Juliot-Curie çifti boron, magnezyum ve alüminyum gibi elementleri alfa parçacıkları bombardımanına tutup kısa yarı ömürlü yapay radyoizotoplar elde etmişlerdir.

1938'de ise Otto Hahn ve Fritz Strassman nükleer bölünmenin keşfini yapmışlardır. Bu çalışmanın kısmi olarak içerisinde bulunmuş olan Enrico Fermi, 1942'de fisyon reaktörü inşa etmiştir.

## 1.2. Radyoaktivite

Radyoaktivite, diğer adıyla nükleer bozunum, bir kararsız atomun çekirdeğinin iyonize radyasyon yayımlayarak enerji kaybetmesidir. Kendiliğinden alfa parçacığı, beta parçacığı, gama ışını ve dönüşüm elektronu yayımlayan materyaller radyoaktif olarak kabul edilir. Radyoaktif bozunum, kütle değişimi ile işleyen bir mekanizmadır. Bozunum sonucu oluşan ürün veya ürünlerin kütlesi orijinal çekirdeğin kütlesinden küçüktür. Bozunumun daima ekzotermik olmasından dolayı küçük kütle farkları ortaya enerji olarak çıkar.

Radyoaktivitenin birimi Becquerel ( $s^{-1}$ )'dir. Becquerel birim saniyedeki bozunma hızını temsil eder. Curie birimi kullanılmak isteniyorsa  $1Bq = 2.7 \cdot 10^{-11}Ci$  eşitliği ile kolayca birimler arası geçiş yapılabilir. Curie, birim saniyede  $3.7 \cdot 10^{10}$  parçacık bozunumunu ifade eder.

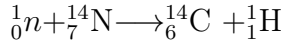


### 1.3. Foto-nükleer Reaksiyonlar

Nükleer reaksiyonlar ve nükleer saçılma çekirdeğin özelliklerini ölçmek için kullanılmaktadır. Enerji veya nükleon alış-verişi gözlemlenen reaksiyonlar bağlanma ve uyarılma enerjileri, enerji seviyelerinin kuantum sayılarını ve seviyeler arası geçiş oranlarını hesaplamada kullanılırlar. Bir parçacık hızlandırıcı hedef çekirdeğe gönderilecek olan yüksek hızda yüklü parçacıklar (elektron, proton, alfa veya ağır iyonlar) üretir. Nükleer reaksiyonlar ayrıca doğada, üst atmosfer tabakası veya uzaydan gelen kozmik ışıklardan yararlanılarak da gerçekleştirilebilir. Nötron akısı ise nükleer reaktörlerden veya yüklü parçacıkların hedef çekirdekten zayıf bağlı nötronları koparması ile elde edilebilir. Nükleer reaksiyonlar ayrıca fotonlar, mezonlar, müonlar ve nötrinolar ile de gerçekleştirilebilir.

Bir nükleer reaksiyonun meydana gelebilmesi için gelen parçacıktaki nükleonların veya mermi çekirdeğin hedefdeki nükleonlar ile etkileşmelidir. Bu nedenle protonlar arasındaki elektromanyetik itmenin üstesinden gelebilecek bir enerji gereklidir. Bu enerji bariyeri Coulomb bariyeri olarak adlandırılır. Enerji bu bariyer enerjisinden düşük ise çekirdekler birbirlerinden sekip saçılacaklardır. Rutherford'un düşük enerjili doğal alfa kaynağı kullanarak gerçekleştirdiği deneylerde hedef atomları saçılmaya uğratmış ve hedef çekirdeğin boyutunu ölçmüştür.

Gelen parçacık ve hedef çekirdek arasında bir çarpışma gerçekleştiğinde ya gelen parçacık hedef çekirdekten elastik olarak saçılır veya hedef çekirdek uyarılır ve radyasyon veya nükleon yayımlayarak bozunur. Bir nükleer reaksiyon gelen parçacık, hedef çekirdek ve reaksiyon ürünlerini tespit etmekle tanımlanır. Örnek olarak bir azot çekirdeğine bir nötron parçacığı gönderilirse reaksiyon ürünleri bir proton ve bir karbon izotopu olur. Bu reaksiyon şöyle gösterilebilir:



Bu reaksiyonun kısa bir biçimde gösterilişi ise  ${}^{14}\text{N}(\gamma, p){}^{14}\text{C}$  şeklindedir. Burada reaksiyonun her iki kolunda da kütle numarası ve atom sayısı toplamları eşit olmalıdır. Reaksiyon öncesi toplam enerji de enerji korunumu gereği reaksiyon sonrası enerjiye eşit olmalıdır. Toplam enerji parçacığın kinetik enerjisi ve parçacığın durgun kütle enerjisinin toplamına eşittir.

Reaksiyon öncesi ve sonrası lineer momentumlar da birbirine eşit olmalıdır. İki parçacığın son durumları için bunun anlamı bir parçacığın momentumunun belirlenmesi diğerinin de bilinmesini sağlamaktadır.

Nükleer reaksiyonlarda en önemli değişkenlerden biri de reaksiyon tesir kesitidir. Tesir kesiti bir reaksiyonun meydana gelebilme olasılığının bir ölçütüdür. Deneysel oranlar ile ölçülen bu alan boyutundaki büyüklük, denklem (1.1)'deki gibidir.

$$\sigma = \frac{\text{Oluşan reaksiyon sayısı}}{(\text{Birim Alandaki Parçacık Sayısı}) \cdot (\text{Hedef Çekirdek Sayısı})} \quad (1.1)$$

Tesir kesiti ayrıca kuantum mekaniği kurallarının uygulanmasıyla çekirdeğin matematiksel bir modelinden de elde edilebilir. Bir çok reaksiyon için ölçülen ve hesaplanan deneysel ve teorik tesir kesiti değerleri karşılaştırılarak nükleer modeller ile ilgili varsayımlar yapılabilir.

Foto-nükleer reaksiyon, foton ve çekirdek arasındaki etkileşim ile meydana gelen bir reaksiyondur. Foto-nükleer reaksiyon esnasında bir gama-ışını fotonunun enerjisi çekirdek tarafından tam ve ya kısmi olarak absorbe edilir ve uyarılmış duruma geçmesine zorlanır. Çekirdek bu uyarılmış durumdan böyle bir sürecin oluşması için yeterli enerjinin sağlanması şartı ile bir parçacık yayımlayabilir. Yaygın olarak foton yayımlanır, ayrıca nötron, proton ve ya alfa parçacığı da yayımlanabilir. Buna ek olarak, 2n, döteron, pn, 2p, trityum vb. gibi yüksek enerji gerektiren parçacıklar da yayımlanabilir. Bütün bu durumlar için mevcut enerji söz konusu parçacıkların ayrılma enerjisini aşmalıdır. Fotonükleer reaksiyonlar, nükleer fizikte yaygın bir gösterim olan  $(\gamma, \gamma)$ ,  $(\gamma, p)$ ,  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, \alpha)$  vb. şekilde gösterilir.

#### 1.4. Foto-aktivasyon Analizi

Herhangi bir örnekteki element konsantrasyonunun tayini uzun yıllardır araştırılan ve günümüzde de yaygın şekilde çalışılan önemli bir konudur. Element konsantrasyonunu bulmak için iki yol izlenebilir; tahribatlı ve tahribatsız yöntemler. Tahribatsız yöntemler kıymetli elementlerin analizi için çok önemlidir. Bu yöntemlerin oldukça tutarlı ve doğru sonuçlar verdiği bilinmektedir. X-ışını floresans, lazer ablasyon ve radyokimyasal nötron aktivasyon analizi (RNAA) gibi yıkıcı yöntemler doğru sonuçlar sağlarken, analiz örnekleri genellikle kimyasal işleme tabi tutulmaları nedeniyle hasar görmektedirler. Nötron aktivasyon analizi (NAA) iyi tanınan tahribatsız yöntemlerden biridir. Aktivasyon için genel olarak, nükleer reaktörlerden elde edilen termal nötronlar kullanılır. Bununla birlikte, bu yöntemin bir çok dezavantajları vardır. Örneğin C, N, O, F gibi düşük atom numarasına sahip ya da Mg, Si, Ca, Ti, Ni, Sr, Y, Zr, Nb, Tl, Pb gibi elementler hassas olarak belirlenememekte, hatta bezen belirlenmesi mümkün olmamaktadır (Randa vd 2007). Buna ek olarak, sonuçlar sadece yüzey konsantrasyonunu sağlamış olabilir (Green vd 2011). Öte yandan Foto-aktivasyon analizi (PAA), NAA yöntemini tamamlayıcı bir yöntemdir.

PAA yönteminde, hedef çekirdek genellikle 10 – 30 MeV optimal foton enerjileri arasında, tek proton veya nötron koparma reaksiyonları yoluyla aktive edilir (Wells vd 2010). Ayrıca PAA yöntemi ile element belirlemenin NAA yöntemine göre daha iyi hassaslıkla sağlandığı belirlenmiştir (Lutz 1971), (Randa vd 1981),

(Segebade vd 1988).

Element analizi için şimdye kadar kullanılan bazı yöntemler, bu yöntemlerin başarıları ve limitleri aşağıda kısaca belirtilmiştir.

#### **1.4.1. Kimyasal yöntemler**

Kimyasal yöntemlerin birçoğu ıslak analizlere dayalıdır. Islak kimyasal analizler, incelenecek olan cisimde tahribata neden olabilecekleri gibi yorucu ve zaman harcamacıdır. Ayrıca eser bileşenlerinin, yani %0.01'in altındaki oranlarda bulunan bileşenlerin ölçümü için uygulanabilir değildirler (Carter vd 1983). Karbon-Sülfür analizi gibi bazı yöntemler ise objenin yakılması esasına dayanırlar. ICP-MS (İndüktif Eşlenmiş Plazma-Kütle Spektrometresi) yöntemi ise genellikle metaller için analizi mümkün kılan ve yine malzemenin tahribatını gerektiren bir yöntemdir. Sonuç olarak kimyasal yöntemlerin birçoğu tahribatın söz konusu olduğu yöntemlerdir.

#### **1.4.2. X-ray fluorescence (XRF) yöntemi**

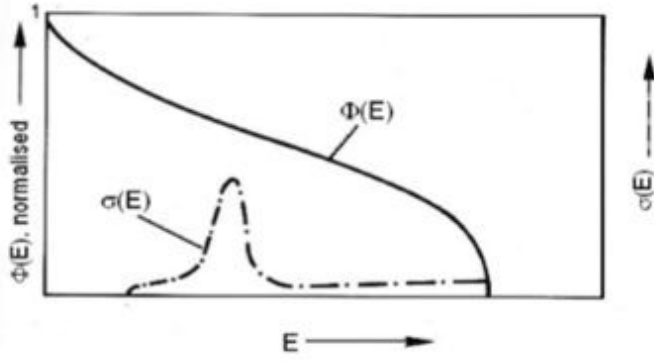
XRF yöntemi yüksek enerjili X ışınları veya gama ışınları ile bombardıman edilerek uyarılan bir materyalden karakteristik ikincil X ışınlarının yayılması esasına dayanmaktadır. Yöntem geniş ölçüde kimyasal ve element analizleri için, özellikle metal, cam, seramik ve yapı malzemelerinin analizleri için kullanılmaktadır. XRF yöntemi yalnızca çok ince yüzey katmanlarının element analizi söz konusu olduğunda tahribatsız bir şekilde uygulanabilen, fakat daha detaylı analizler için obje üzerinde tahribatın gerekli olduğu bir analiz yöntemidir.

#### **1.4.3. Atomik absorbsiyon spektroskopi (AAS) yöntemi**

AAS yöntemi gaz halindeki serbest atomlar tarafından optik radyasyonun absorpsiyonuyla kimyasal elementlerin belirlenmesi esasına dayanan bir süreçtir. Analitik kimyada bu teknik, analiz edilecek örnekteki belli elementlerin konsantrasyonlarının belirlenmesi için kullanılmaktadır. Yöntem farmakoloji, biyofizik ve toksikoloji gibi araştırmalarda kullanılan örneklerdeki 70'den fazla elementin belirlenmesi için kullanılabilir. Bu yöntem de yine tahribatın söz konusu olduğu bir solüsyon hazırlama esasına dayanmaktadır.

#### **1.4.4. Nötron aktivasyon analizi (NAA) yöntemi**

Bu yöntem temelde materyalin bir nükleer reaktörde nötronlarla ışınlanması, elementlerin bu ışınlamayla nötron yakalayarak radyoaktif hale gelmeleri ve oluşan radyoaktif izotopun belli enerjilerde gama ışını salması esasına dayanır. Salınan gama ışınından elde edilen spektrumun incelenmesiyle element analizi gerçekleştirilebilir. Yöntem büyük ölçüde tahribatsız olmasının yanında bazı durumlarda bir tahribat gerekliliği söz konusu olmaktadır. Bununla beraber



Şekil 1.1. Bremsstrahlung sürekliliği ve fotonükleer tesir kesiti

ulaşılabilirliği hayli güç ve pahalı olan bir nükleer reaktöre ihtiyaç duymaktadır.

#### 1.4.5. Foto-aktivasyon analizi (PAA) yöntemi

Tarihte gözlemlenen ilk foton reaksiyonu gama ışını yayımlayan radyonüklitler ile gerçekleştirilmiştir (Chadwick ve Goldhaber 1934). Radyonüklitler ile gerçekleştirilen foto-aktivasyon deneylerinde fotoparçalanma ile element belirleme amacıyla ilk olarak yalnızca  $^{124}\text{Sb}$  kaynakları kullanılmıştır (Goldstein 1963). Fakat bu şekilde gerçekleştirilen foto-aktivasyon döteryum, berilyum ve birkaç bölünebilir elemenlerin fotoparçalanma eşikleri oldukça düşük olduğundan limitli kalmıştır. Bu düşük enerji nedenli kısıtlamalar, elektronları onlarca MeV enerji ile hızlandırdıktan sonra bu elektron demetini bir ışığıcıya yönlendirerek bremsstrahlung fotonları üretilmesiyle son bulmuştur. Bu sayede herhangi bir radyonüklit kaynak ile elde edilenden oldukça yüksek bir foton akısı elde edilebilmiştir. Dahası, elektron enerjisini artırdıkça bremsstrahlung fotonlarının enerjisi de artar. Bu sayede diğer izotoplar veya nükleer reaksiyon kaynaklarının ulaşabileceğinden daha yüksek enerjilere ulaşılmıştır. Bu sayede PAA yöntemi ile milyarda bir (ppb) seviyede element analizi yapılabilmektedir, yani eser elementlerine dahi kolaylıkla ulaşılabilmektedir. Günümüzde bremsstrahlung fotonlarının üretimi için çoğunlukla lineer hızlandırıcılar veya mikrotronlar kullanılmaktadır. PAA için kısmen düşük enerji çıkışlı (10-30 MeV) ve yüksek güce (yaklaşık 10 kW) sahip elektron kaynakları idealdir (Segebade vd 1988).

Foton bombardımanı ile tetiklenen radyoaktivite birçok parametreye bağlıdır. Bunlardan en önemlileri gelen foton akısı ve enerjisi ile foto-nükleer reaksiyon tesir kesitidir. Şekil (1.1)'de bremsstrahlung sürekliliği ve foto-nükleer tesir kesiti verilmiştir.

Burada tesir kesiti, gerçekleşen reaksiyonun olasılığını göstermektedir.  $\Phi(E)$  enerji diferansiyel bremsstrahlung foton akı yoğunluğunu,  $\sigma(E)$  ise enerji diferansiyel tesir kesitini göstermektedir. Fotoreaksiyonun türü esasen foto-aktivasyon enerjisi ile belirlenir. Düşük bremsstrahlung enerjilerinde (5 MeV' e kadar) birkaç nükleer

enerji seviyesi gama radyasyonu ile hızlıca taban durumuna bozunacak olan izomer seviyeleri üreten  $(\gamma, \gamma')$  reaksiyonları ile uyarılabilir. Fakat, bu reaksiyonların tesir kesiti integralleri çok düşüktür ve yalnızca çok az bir kısmı PAA için yeterlidir. Daha yüksek enerjilerde foto-nükleer reaksiyonların oluşması daha muhtemeldir. Nötron koparma  $(\gamma, n)$  reaksiyonunun görülme ihtimali en yüksektir. Örnek olarak  $^{65}\text{Cu}(\gamma, n)^{64}\text{Cu}$  reaksiyonunun tesir kesitinin fonksiyonel yapısı genellikle dev dipol rezonansı (GDR) ile karakterize edilir. Bu tür bir reaksiyon çeşitli foto-nükleer reaksiyonlar içerisinde tesir kesiti en yüksek olanıdır. Bu nedenle PAA için en uygun reaksiyonlardan biridir. GDR tesir kesitinin tipik bir görüntüsü de Şekil (1.1)'de mevcuttur.

Yüksek aktivasyon enerjilerinde bile  $(\gamma, p)$ ,  $(\gamma, np)$ ,  $(\gamma, \alpha)$ ,  $(\gamma, \alpha n)$  gibi yüksek merteye reaksiyonlar oluşabilir. Aktinit ve diğer bölünebilir çekirdekler ise fotofizyona uğrayabilirler. Tek nötron veya tek proton kopması reaksiyonları dışındakiler genellikle PAA için uygun değildir.

Foton bombardımanı ile elde edilebilecek aktivite miktarı analitik uygulamalar için göreceli bir kavram olup nükleer aktivasyon ile indüklenen radyoaktivite, ışınlama süresi, ışınlanan elementin kütlesi, avogadro sabiti, aktive edilen izotopun bolluğu, aktive edilen elementin görelî atomik kütlesi, nükleer reaksiyonun eşik enerjisi, gelen aktive edici radyasyonun maksimum enerjisi, enerji diferansiyel akı yoğunluğu, enerji diferansiyel tesir kesiti ve ürün izotopun bozunum sabitine bağlıdır.

PAA yöntemi ise ülkemizde ilk defa Akdeniz Üniversitesi Nükleer Bilimler Uygulama ve Araştırma Merkezi tarafından 2013'te, ülkemizin yerel imkânları kullanılarak gerçekleştirilmiştir (Boztosun vd 2014).

## 2. KURAMSAL BİLGİLER VE KAYNAK TARAMALARI

### 2.1. Çekirdek ve Özellikleri

#### 2.1.1. Çekirdeğin yapısı

Çekirdek, genel olarak nükleon olarak adlandırılan proton ve nötron olmak üzere iki tip parçacıktan oluşmaktadır. Çekirdeklerin proton sayısı ya da atom numarası  $Z$  ile, nükleon sayısı ya da kütle numarası da  $A$  ile verilir. Proton, hidrojen atomunun çekirdeği olup yükü  $e = 1.6 \times 10^{-19} \text{C}$  ve kütlesi  $m_p = 1.67262 \times 10^{-27} \text{kg}$ 'dır. Nötron ise elektrik bakımından nötrdür ve kütlede  $m_n = 1.67493 \times 10^{-27} \text{kg}$ 'dır.

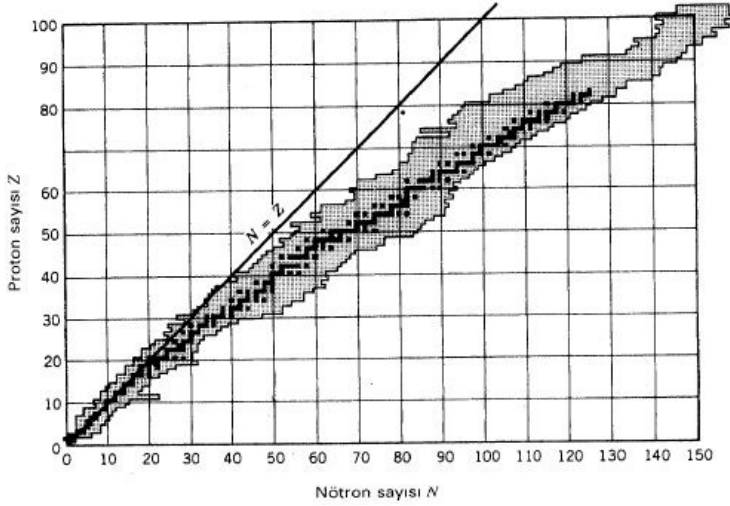
Nükleonlar spinleri  $1/2$  olan fermiyonlardır. Proton temelde iki yukarı bir aşağı (uud), nötron ise iki aşağı bir yukarı (ddu) kuarktan oluşur. Spin yukarı kuarkların yükü  $+2/3$  iken spin aşağı kuarkların yükü  $-1/3$ 'dür.

Çekirdek fiziğinde, çekirdeğin boyutu olan  $10^{-15} \text{m} = 1 \text{fm}$  (femtometre), uzunluk birimi olarak uygun olup genellikle bir fermi diye adlandırılır. Buna karşılık yüzey alanı boyutunda olan çekirdek etki kesitleri barn cinsinden ifade edilir:  $1 \text{b} = 10^{-28} \text{m}^2 = 100 \text{fm}^2$ . Çekirdek fiziğinde enerjiler çoğunlukla MeV basamağındadır. Kütleler  $mc^2$  enerji boyutunda olduğundan genellikle MeV/ $c^2$  olarak ifade edilir. Buna göre yaklaşık elektron ve proton kütlesi;  $m_e = 0.511 \text{MeV}/c^2$ ,  $m_p = 938 \text{MeV}/c^2$ 'dir. Ayrıca;  $\hbar c = 197 \text{MeV fm}$ ,  $e^2/4\pi\epsilon_0 = 1.44 \text{MeV fm}$ ,  $e^2/4\pi\epsilon_0$ ,  $\hbar c = 1/137$ ,  $c = 3.1023 \text{fm s}^{-1}$  olduğunu bilmek yararlıdır.

Bugüne kadar 108 tane farklı atom numarasına sahip çekirdek belirlenmiştir. Toplam çekirdek sayısı 1000'den fazladır. Yeni nesil hızlandırıcıların kararlı izobarların uzağındaki izotoplarla ilgili çalışmalarda kullanılmasıyla bulunan çekirdek sayısı daha da artacaktır. Şekil (2.1)'deki grafikte bilinen kararlı ve radyoaktif izotopların proton ve nötron sayılarına göre dizilimi gösterilmiştir. Bu grafiğe kararlılık vadisi de denir. Çekirdeklerin büyük bir çoğunluğunun nötron zengini olduğu açıkça görülmektedir.

#### 2.1.2. Nükleer kuvvet

Nükleonları bir arada tutan kuvvetli çekirdek kuvvetleri yükten bağımsız ve kısa menzillidir. Güçlü ve zayıf nükleer kuvvetler, gravitasyonel ve elektromagnetik kuvvetlerle birlikte doğada bilinen dört tip kuvveti oluştururlar. Protonlar elektriksel kuvvetle birbirlerini iterken güçlü nükleer kuvvetler onları bir arada tutmaya çalışırlar. Nötronlar, elektriksel bakımdan nötr olduklarından diğer nötron ve protonlarla nükleer kuvvet yoluyla etkileşirler. Kararlı çekirdeklerde çekici kuvvetler itici kuvvetlerden daha baskındır. Dolayısıyla proton sayısından birkaç tane veya daha fazla nötrona sahip çekirdeklerde nükleonların bağlanmaları azalır



Şekil 2.1. Kararlılık vadisi. Kararlı çekirdekler koyu ve bilinen radyoaktif çekirdekler açık renkle gösterilmiştir (Krane 1988)

(kararsızlıkları artar).

Kısa menzilli ve çekici bir kuvvet olan nükleer kuvvet nükleonlar arasındaki uzaklık 0.5 fm' den az olduğunda iticidir.

İkinci bir nükleer kuvvet tipi güçlü çekirdek kuvvetlerinden daha zayıf olan kuvvet tipidir. Zayıf nükleer kuvvet sadece belli tiplerdeki radyoaktif bozunumlar olduğunda kendini gösterir.

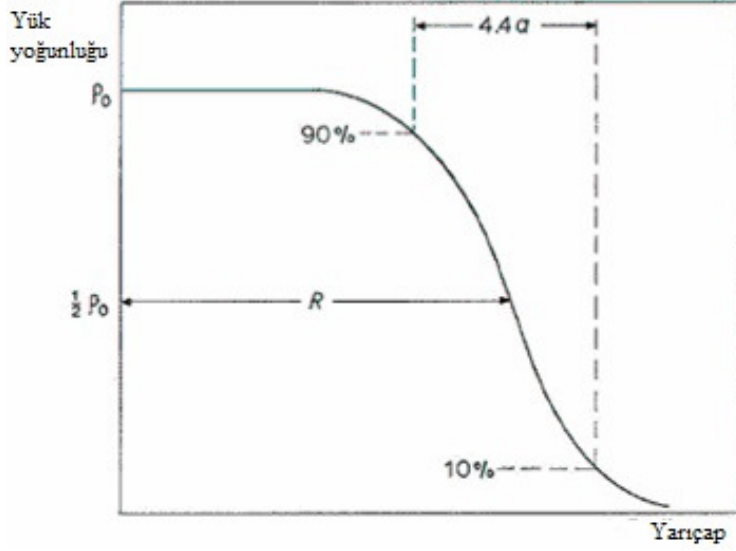
### 2.1.3. Nükleer yoğunluk

Çekirdeğin şekil ve büyüklük tayini için yaygın olarak cisimden saçılan radyasyon incelenir. Merkezdeki çekirdek yük yoğunluğu tüm çekirdekler için yaklaşık olarak aynıdır. Nükleer yoğunluk çekirdek içinde yaklaşık olarak sabit, yüzeye doğru ise hızlı bir şekilde sifıra gider. Yük yoğunluğu ifadesi  $\rho(r) = \rho_0 / (1 + e^{(r-R)/a})$ 'dır. Burada  $\rho_0$  çekirdeğin merkez yoğunluğu, R çekirdeğin yoğunluğunun yarıya düştüğü mesafe ve a ise çekirdek kabuk kalınlığının bir ölçüsüdür. t kabuk kalınlığı olmak üzere  $t = 4.4a$ 'dır. Kabuk kalınlığı t, nükleer yoğunluğun %90'ından %10'una düştüğü uzaklık olarak tanımlanır. Şekil (2.2)'de gösterilmiştir.

### 2.1.4. Bağlanma enerjisi

Bağlanma enerjisi, nükleonları bir araya getirmek için gerekli olan enerji şeklinde tanımlanır. Bir çekirdeğin bağlanma enerjisi kendisini oluşturan proton ve nötronun kütle enerjileri arasındaki farka eşittir ve denklem (2.1) ile ifade edilir:

$$B = \{Zm_p + Zm_n - [m({}_Z^AX) - Zm_e]\}c^2 \quad (2.1)$$



Şekil 2.2. Nükleer yoğunluk

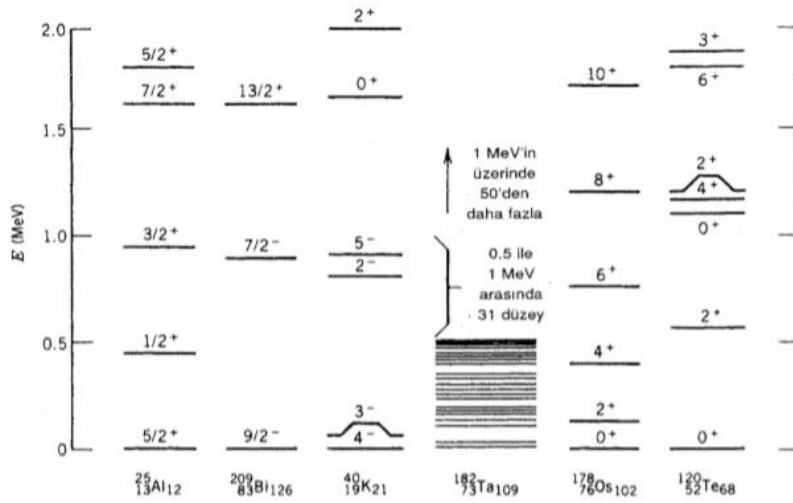
### 2.1.5. Nükleer uyarılmış durumlar

Uyarılmış durumları inceleyerek atomlar hakkında bilgi sahibi olunabileceği gibi çekirdeğin de yapısı araştırılabilir. Atomlarda uyarılmış durumlar elektronların daha yüksek enerjili yörüngelere geçmesiyle elde edilir. Aynı nükleonlar için de yapılabilir. Böylece uyarılmış durumlar tek tek nükleonların yörüngeleri hakkında bazı bilgiler verebilir. Uyarılmış durumlar, çiftlenmiş nükleonların oluşturduğu çekirdeğe enerji verilerek de meydana getirilebilir. Bu enerji çekirdeğin kolektif dönme veya titreşim enerjisi şeklinde olabilir veya iki değerlik nükleonu oluşturacak biçimde bir çifti kırabilir Krane (1988).

Nükleer spektroskopinin amaçlarından biri mümkün uyarılmış durumları gözlemek ve onların özelliklerini ölçmektir. Her uyarılmış durum için ölçülmek istenilen özellikler arasında uyarılma enerjisi, bozunum modları ve ömürleri, spin ve parite, manyetik dipol moment ve elektrik kuadropol moment sayılabilir.

Şekil (2.3)'de bazı nükleer düzey örnekleri verilmiştir. Uyarılmış durumların birkaçı değerlik nükleonlarının veya çekirdeğin uyarılmasından kaynaklanmıştır. Bu uyarılmış durumlar yalnızca yukarıda belirtilen özelliklerin ölçülmesi ve bunların tek parçacık veya kolektif çekirdek uyarılmaları için yapılan hesaplama ile karşılaştırılmasıyla belirlenir.





Şekil 2.3. Uyarılmış durumları gösteren bazı düzey şemaları

## 2.2. Nükleer Modeller

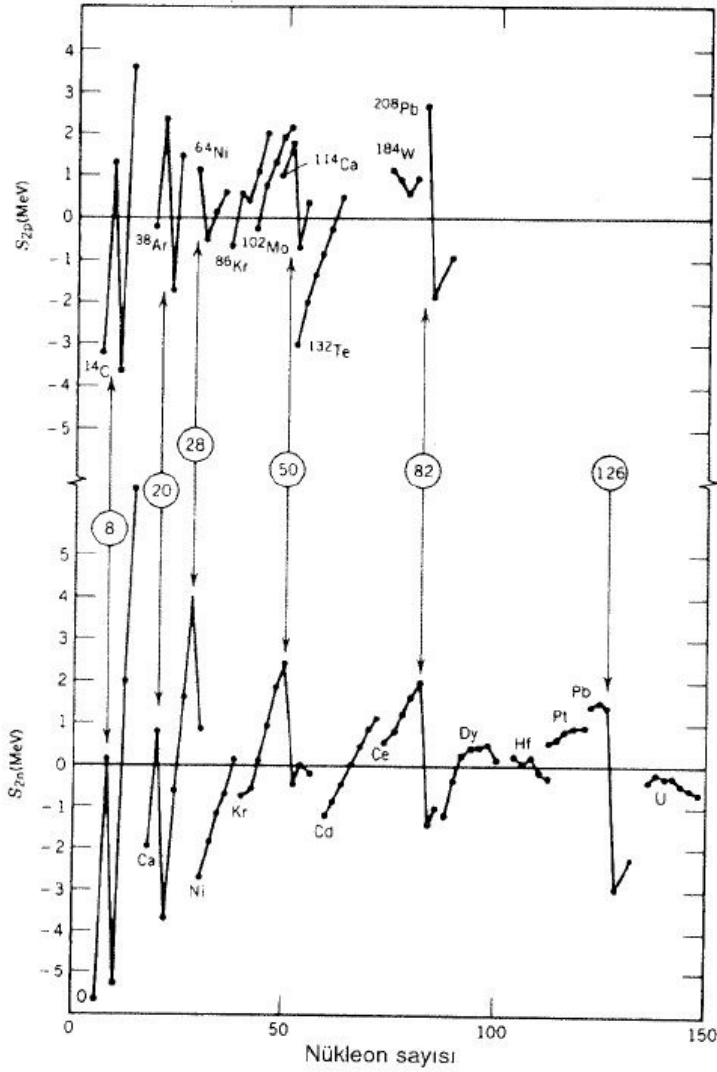
### 2.2.1. Sıvı damlası modeli

Çekirdeğin özelliklerini açıklamak için kullanılmış ilk modeldir (Von Weizsacker 1935). Bu model çekirdeğin küresel olması nükleon başına düşen bağlanma enerjisinin periyodik cetvelin büyük bir kısmında sabit olması ve nükleer maddenin kütle yoğunluğunun periyodik cetvelin büyük bir kısmında sabit olması özelliklerinin sıvı damlasının özelliklerine benzemesinden yola çıkılarak geliştirilmiştir.

### 2.2.2. Kabuk modeli

Kabuk modeli üzerine kurulan atom teorisi, atom yapısının karmaşık yapısını açıklamakta çok başarılı olmuştur. Bu modelde kabuklar giderek artan enerjili elektronlarla, Pauli prensibine uyacak şekilde doldurulur. En dıştaki tabakanın doluluk oranı, atomun davranışının bazı önemli taraflarını belirler. Modele göre çekirdek içerisindeki proton ve nötronlar, atomun çevresinde yörüngede dolaşan elektronlar gibi bir kuvvetin etkisinde dengededir. Bu kuvvet güçlü nükleer kuvvet olup nükleonları bir arada tutar. Proton ve nötron kümeleri böylece bir kabuk oluştururlar. Yani model, atomik özelliklerin aslında değerlik elektronları tarafından belirlendiğini varsayar.

Kabuk modelinin varlığını destekleyen deneysel kayıtlar mevcuttur. Şekil (2.4)'de gösterilen proton ve nötron koparma enerjilerinin yarı-ampirik kütle formülü ile hesaplanan değerlerden saptıkları görülmektedir.



Şekil 2.4. İzoton dizilerinin (üst) ve izotop dizilerinin (alt) iki-nötron koparma enerjilerinin nükleon sayısına göre grafiği. Bu veriler deneysel olarak ölçülen değerler ile teorik olarak bulunan değerler arasındaki farklardır. Gösterilen sihirli sayılardaki ani değişimler çarpıcıdır (Krane 1988)

Şekilde de görüldüğü üzere ani ve kesikli değişimler  $Z$  veya  $N = 2, 8, 20, 50, 82$  ve  $126$  sayılarında görülmüştür. Bu sayılara sihirli sayılar denmektedir. Bu sayılar dolu ana kabukların etkilerini temsil eder. Çekirdekdeki tüm proton veya nötronların dolu kabuklarda bulunması fenomeni sihirli sayılarla açıklanır.

Nükleer potansiyel kabuk modelinin temel varsayımı ile elde edilir. Bir nükleonun hareketi diğer tüm nükleonların oluşturduğu potansiyel tarafından belirlenir. Eğer her bir nükleon bu şekilde ele alınırsa nükleonların sırayla bir alt kabuk serisinin enerji düzeylerini doldurmasına izin verilebilir.

## 2.3. Bozunum Türleri

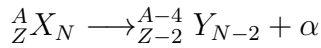
Bir çok radyoaktif bozunum türü vardır. Bozunum, enerji kaybı, ana çekirdeğin, çekirdeği farklı bir seviyede olan bir atoma veya farklı sayıda nötron ve proton içeren bir çekirdeğe dönüşmesi durumudur. Oluşan ürün kız çekirdek olarak adlandırılır.

Keşfedilen ilk bozunum süreçleri alfa, beta ve gama bozunumlarıdır. Alfa bozunumu çekirdek bir alfa parçacığı (helyum çekirdeği) yayımladığında oluşur. Bu nükleon yayımlamanın en sık görülen sürecidir. Fakat nadir tip bozunmalarda çekirdekten proton veya belirli başka bir çekirdek yayımlanabilir. Bu süreç küme (cluster) bozunumu olarak bilinir. Beta bozunumu çekirdekten bir elektron veya pozitron yayımlandığında gerçekleşir ve proton-nötron veya nötron-proton dönüşümü meydana gelir. Çekirdek, sahip olduğu protonu nötrona dönüştürerek bir yörünge elektronu da yakalayabilir. Bu sürece de elektron yakalama adı verilir. Bütün bu süreçler bir nükleer transmutasyon ile sonuçlanır.

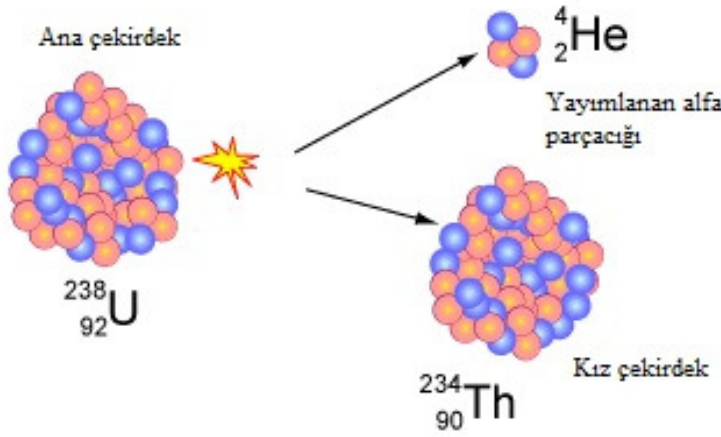
Transmutasyon ile sonuçlanmayan bozunum süreçleri de vardır. Uyarılan çekirdeğin enerjisi gama ışını olarak da yayımlanabilir. Bu süreç gama bozunumudur. Eğer uyarılmış çekirdek ile etkileşen gama ışınları bir yörünge elektronu koparırsa bu olaya içsel dönüşüm denir. Yüksek oranda uyarılmış nötron zengini çekirdek diğer tür bozunumların ürünü olarak genellikle nötron yayımlayarak enerji kaybederler. Bu sayede bir element başka bir izotopuna dönüşmüş olur.

### 2.3.1. Alfa bozunumu

$\alpha$  parçacıkları en düşük penetrasyon etkisine sahip parçacıklardır. Birçok ağır çekirdek, özellikle doğal radyoaktif seri üyeleri  $\alpha$  yayımlayarak bozunurlar. Eğer mümkün olduğu kadar hafif parçalanma ürünlerine sahip olmak isteniyorsa  $\alpha$  parçacığı özellikle tercih edilir.



${}^{238}\text{U}$  çekirdeğinin alfa bozunumu Şekil (2.5)'de verilmiştir.



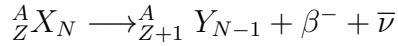
Şekil 2.5.  $^{238}\text{U}$  çekirdeğinin alfa bozunumu

### 2.3.2. Beta bozunumu

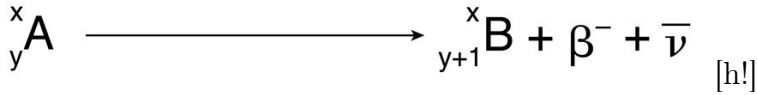
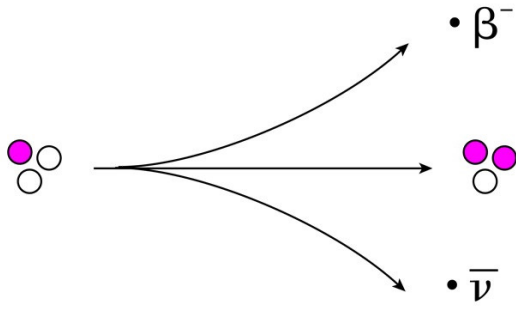
Beta bozunumunda gerçekleşen olay çekirdekteki nötronun protona veya protonun nötrona dönüşmesidir.

#### 2.3.2.1. Negatron bozunumu ( $\beta^-$ )

$\beta^-$  parçacığı çekirdekten çıkan bir elektrondur ve diğer tüm elektronlar ile aynı özelliklere sahiptir. Kararlılık vadisinin nötron zengin kısmında bulunan kararsız tüm çekirdekler  $\beta^-$  bozunumuna uğrarlar.



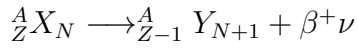
Yukarıdaki örnekte görüldüğü üzere  ${}^{60}\text{Co}$  elementi  $\beta^-$  bozunumuna uğrayarak çekirdeğindeki bir nötronun, bir protona dönüşmesiyle  ${}^{60}\text{Ni}$  elementine dönüşmüştür.  ${}^{60}\text{Ni}$ ,  $\beta^-$  ve anti-nötrinoların kütlelerinin toplamı  ${}^{60}\text{Co}$ 'nun kütesinden küçüktür. Bu kütle farkı bozunumu tetikler ve bozunum ürünlerinin enerjisi olarak oraya çıkar. Anti -nötrinolar enerji ve açılal momentum korunumunun sağlanması açısından teorik olarak reaksiyon mekanizmasında önemli bir yere sahiptir.  $\beta^-$  bozunumunun temsili gösterimi Şekil (2.6)'da verilmiştir.



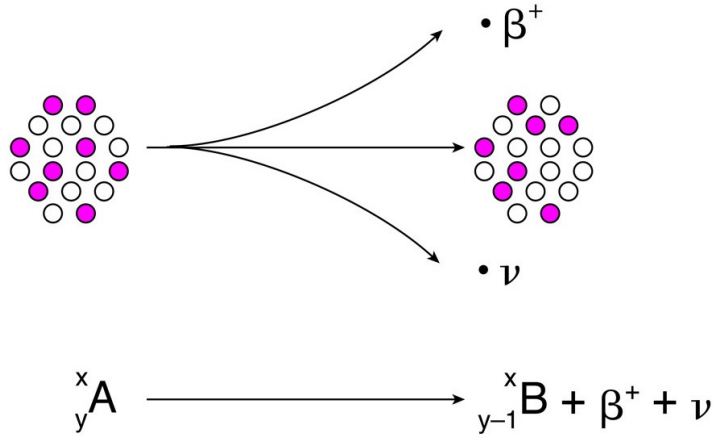
Şekil 2.6.  ${}^{238}\text{U}$  Beta bozunumu

### 2.3.2.2. Pozitron bozunumu ( $\beta^+$ )

f Nötron zengini elementlerin  $\beta^-$  bozunumuna uğradığı gibi proton zengini elementler de  $\beta^+$  bozunumuna uğrayarak kararlı duruma geçerler. Pozitron bozunumunun mekanizması da çekirdek içinde bir protonun bir nötrona dönüşmesi şeklindedir. Enerji ve açısal momentum korunumu burada nötrino parçacığı ile sağlanır.



Fazla sayıda olan protonlardan bir tanesi ile birleşecek elektronun çekirdekte bulunmaması pozitron bozunumunda dikkat edilmesi gereken bir husustur. Bu nedenle çekirdekten çıkacak bir elektrona ihtiyaç vardır ve bu elektron, çift oluşumu süreci ile oluşturulur. Bozunum enerjisinin bir kısmı ile gerçekleşecek olan çift oluşumu süreciyle elektron-pozitron çifti meydana gelir. Böylece elektron ile protonun birleşmesiyle çekirdekten bir pozitron yayımlanır. Pozitron yayımlanması ardışık izobarik çekirdeklerin kütle farkları büyük ise meydana gelmektedir.  $\beta^+$  bozunumunun temsili gösterimi Şekil (2.7)'de verilmiştir.



Şekil 2.7.  ${}^{238}\text{U}$  pozitron bozunumu

### 2.3.2.3. Elektron yakalama

$\beta^+$  bozunumu yalnızca 1022 keV'den yüksek enerjili bozunmalar mevcut ise gerçekleşmektedir. Kararlılık vadisine yakın ve 1022 keV ve üzeri geçiş enerjisi sağlayamayan proton zengini nükleitler için başka bir bozunum türü mevcuttur. Böyle durumlarda protonu nötrona dönüştürmek için elektron yörüngelerinden bir elektron koparılır. Bu süreç elektron yakalama olarak tanımlanır.

Çekirdeğe en yakın kabuk K kabuğu olduğundan bu kabuktan elektron koparılması daha sık gerçekleşir. Buna K yakalaması da denir. Yakalama olasılığı daha zayıf bağlara sahip yüksek kabuklara gidildikçe (L, M, vs.) artar, bozunum için gerekli olan enerji miktarı azalır.

### 2.3.3. Gama ışıınımı

Gama ışını, alfa, beta veya kendiliğinden bozunma süreçlerinden farklıdır. Çekirdekdeki nükleonların sayısında veya türünde değişiklikler meydana gelmez. Proton, nötron veya kütle numarası sabit kalır. Bu süreç yalnızca artakalan uyarılma enerjisinin harcanması niteliğindedir ve genellikle alfa veya beta bozunumunun bir yan ürünüdür.

#### 2.3.3.1. Nükleer enerji seviyelerinin genişliği

Çekirdek enerji seviyelerinin belirlenmesi ile ilgili 1936 yılında yapılan ilk çalışmalar Bethe'nin teorisine dayanmaktadır. Bethe teorik olarak termodinamiğin temel durumlarından biri olan Fermi gaz sisteminin ortalama enerjisi ile entropi arasındaki bağıntıları kullanarak çekirdek enerji seviyelerini teorik olarak hesaplamıştır (Bethe 1936). 1937 yılında Weisskopf bu termodinamik etkileşimi genelleştirerek enerji hesaplamaları ile ilgili pek çok çalışma yapmıştır (Weisskopf 1937). Bu çalışmalarda dikkate alınan nokta çekirdek uyarılma enerjilerinin

termodinamik sıcaklığın karesi ile orantılı olduğudur.

Enerji seviyelerinin belirlenmesi için yapılan deneysel çalışmalar nötron ve proton aktivasyon gibi farklı metotları içinde barındırır.  $^{32}\text{S}(n,d)^{31}\text{P}$  reaksiyonu ile  $^{31}\text{S}$  ve  $^{19}\text{F}(p,n)^{19}\text{Ne}$  reaksiyonu ile  $^{19}\text{Ne}$  çekirdeklerinin enerji seviyeleri belirlenmiştir. Burada kullanılan yöntem nötron ve proton bombardımanları şeklinde gerçekleştirilmiştir (Wesolowski vd 1965). Yine döteron-proton ( $d,p$ ) reaksiyonu kullanılarak  $^{90}\text{Y}$  çekirdeğinin enerji seviyeleri ölçülmüştür (Hamburger ve Hamburger 1965).

Proton-alfa ( $p,\alpha$ ) reaksiyonu kullanılarak  $^{47}\text{V}$  ve  $^{49}\text{V}$  çekirdekleri için enerji seviyesi ölçülmüştür (Brown ve MacGregor 1966).

Konjin ve arkadaşları sintilasyon dedektörü kullanarak  $^{48}\text{Sc}$  ve  $^{48}\text{V}$  çekirdeklerinin enerji seviyelerini belirlemişlerdir (Konjin vd 1967).

Oka ve arkadaşları ise bu konuda en detaylı çalışmalardan birini yapmışlardır. 75 farklı izotop için enerji seviyeleri ve yarı ömür hesaplamışlardır. Sintilasyon dedektörleri ile yapılan bu çalışmada  $^{69}\text{Ga}(\gamma,n)^{68}\text{Ga}$  reaksiyonu da incelenmiştir (Oka vd 1967).

## 2.4. Bozunum Mekanizmaları ve Yarı Ömür

Radyonüklidler tanım olarak kararsızdırlar ve alfa, beta, elektron yakalama veya çekirdeğin kendiliğinden bozunması modlarından bir veya daha fazlası ile bozunurlar. Buna karşın nükleer bir süreçten değil de de-egzitesyondan bahsedecek olursak bu listeye izomerik geçişi de ekleyebiliriz. Bir örnekteki radyonüklid miktarı Becquerels ile gösterilir. Bu kavram örneğin aktivitesi olarak bilinir. Aktivite zamanla değişeceği için hangi zamanda ne kadar aktiviteye sahip olduğu bozunum denklemi ile belirlenebilir.

### 2.4.1. Radyoaktif bozunum

Nükleer uyarılmış durumlar da tıpkı atomik uyarılmış durumlar gibi kararsızdır, bu sayede nükleon yörüngeleri hakkında bilgi alınarak çekirdek yapısı araştırılabilmektedir. Çekirdeğe enerji aktarılması sayesinde de uyarılmış durumlar meydana getirilebilmektedir. Nasıl ki atomik uyarılmış durumlar elektronların daha yüksek enerjili seviyelere çıkarılmasıyla elde ediliyorsa nükleer uyarılmış durumlarda nükleonların daha yüksek enerjili seviyelere çıkarılmasıyla elde edilir. Örneğin kararlı bir çekirdekten nötron koparılması (veya yakalanması), proton koparılması (veya yakalanması) sayesinde uyarılmış durumlar elde edilebilir.

## 2.5. Radyoaktivite ve Radyoaktif Bozunum Yasası

Radyoaktif bozunumu istatistiksel bir süreçtir ve bozunum hızı üstel kanuna uymaktadır. Bir  $t$  anında  $N$  tane radyoaktif çekirdek varsa ve  $dt$  süresi içinde  $dN$

tane çekirdek bozunuyorsa (2.2) denklemi söz konusu olacaktır.

$$\lambda = -\frac{1}{N} \frac{dN}{dt} \quad (2.2)$$

Bu denklemin bu şekilde yazılabildiğindeki ilk kural numuneye yeni çekirdeklerin ilave edilmemesidir. Burada  $\lambda$  bozunma sabitidir. Denklem (2.2), atomun birim zamanda bozunma olasılığını ifade eder ve atomun yaşına bağlı olmaksızın sabit olup radyoaktif bozunmanın istatistiksel teorisinin temel varsayımıdır. (2.2) diferansiyel denkleminin çözümü ile (2.3)'de verilen "**Radyoaktif Bozunma Kanunu**" elde edilir.

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2.3)$$

Burada :  $N_0$  :  $t = 0$  'daki henüz bozunmamış çekirdek sayısıdır  $t = t_{1/2}$  süre zarfında çekirdeklerin yarısının bozunacağı düşünülecek olursa  $N \rightarrow N_0/2$  olacaktır. Bu değerlere göre (2.3) denklemi çözülürse (2.4) elde edilir.

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (2.4)$$

$t_{1/2}$  ifadesi yarı ömür olarak adlandırılır ve çekirdeğin yarısının bozunması için geçen süre olarak ifade edilir.

Denklem (2.3) sadece  $t$  süre sonunda bozunmamış çekirdeklerin sayısını belirlemeye yarar. Bir numunedeki bozunmamış çekirdeklerin sayısını ölçmek yerine  $t_1$  ve  $t_2$  süreleri arasındaki bozunumların sayısını, yayımlanan radyasyonları gözleyerek ölçmek daha kolaydır (Krane 1988).

$$|\Delta N| = N(t) - N(t + \Delta t) = N_0 e^{-\lambda} (1 - e^{-\lambda \Delta t}) \quad (2.5)$$

Burada  $\Delta N$  çekirdek sayısının  $t$  ile  $t + \Delta t$  süreleri arasındaki değişimi olmak üzere (2.5) elde edilecektir.

Sayımın yapıldığı  $\Delta t$  aralığı  $\lambda^{-1}$  'den, yani yarı ömürden çok küçükse ( $\Delta t \ll t_{1/2}$ ) bu durumda  $e^{-\lambda \Delta t} = 1 - \lambda \Delta t + \dots$  olacağından yüksek mertebeli terimler ihmal edilebilir. Böylece (2.6) ve sonsuz küçük limitte (2.7) elde edilir.

$$|\Delta N| = \lambda N_0 e^{-\lambda t} \Delta t \quad (2.6)$$



$$\left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N_0 e^{-\lambda t} \quad (2.7)$$

Böylece (2.7) denkleminde aktiviteye geçilirse birim zamandaki bozunma sayısı, yani bozunma hızını elde edilir. Denklem (2.8)'deki gibi A ile gösterilir.

$$A(t) \equiv \lambda N(t) = A_0 e^{-\lambda t} \quad (2.8)$$

Burada  $A_0 = \lambda N_0$  'dır, yani  $t = 0$  'daki başlangıç aktivitesidir.

Bir  $\Delta t$  zaman aralığında ölçülen  $\Delta N$  sayısı yalnızca  $\Delta t \ll t_{1/2}$  ise numunenin aktivitesini verir.  $t_1$  ile  $t_2 = t_1 + \Delta t$  zaman aralığındaki bozunma sayısı bu durumda (2.9)'daki gibi olacaktır.

$$\Delta N = \int_{t_1}^{t_2=t_1+\Delta t} A dt \quad (2.9)$$

Aktivite, yani birim zamandaki bozunma sayısı için *bozunma/s* uygun bir birim olarak kullanılabilir. Aktiviteğin diğer bir birimi de daha önceleri bir gram radyumun aktivitesi olarak ifade edilen *Curie(Ci)* 'dir ve  $1Ci = 3.7 \times 10^{10}$  *bozunma/s* değerindedir, *SI* birim sistemindeki birimi *Becquerel(Bq)* olup, birim saniyedeki bozunma miktarına. Aktivite, yayımlanan radyasyonun türü veya enerjisi ile ilgili hiçbir bilgi vermemektedir.

Basit üstel radyoaktif bozunma kanununun uygulanabileceği örneklerden birisi belirli bir radyoaktif çekirdeğin radyasyon yayımlayarak kararlı bir son çekirdeğe bozunmasıdır. Bu şartlar altında 1.tür radyoaktif çekirdek  $\lambda_1$  bozunma sabiti ile 2.tür kararlı çekirdeğe bozunur :

$$N_1 = N_0 e^{-\lambda_1 t} \quad (2.10)$$

(2.10) denklemi  $t = 0$  anında  $N_0$  tane olan 1.tür radyoaktif çekirdekte  $t$  süre içinde radyasyon yayarak bozunma sonucu, bozunmadan kalan çekirdeklerin sayısını ( $N_1$ ) verir.  $t$  süre sonunda  $N_0 - N_1 = N_0 - N_0 e^{-\lambda_1 t}$  adet bozunmuş radyoaktif çekirdek olacaktır ki bu da oluşan 2.tür kararlı çekirdek sayısı demektir. Bu durumda  $t$  süre içinde oluşan 2.tür kararlı çekirdek sayısı ( $N_2$ ) (2.11)'deki gibi olacaktır.

$$N_2 = N_0 (1 - e^{-\lambda_1 t}) \quad (2.11)$$

$t = 0$  için  $N_2 = 0$  'dır, çünkü 1.tür radyoaktif çekirdek henüz bozunmamıştır ve dolayısıyla da 2.tür kararlı çekirdek oluşumu henüz söz konusu değildir.  $t \rightarrow \infty$  için  $N_2 = N_0$  dır çünkü 1.tür radyoaktif çekirdeklerin tümü eninde sonunda 2.tür kararlı çekirdeğe dönüşecektir. (2.10) ve (2.11)'den görüleceği üzere  $N_1 + N_2 = N_0$  'dır, yani  $t$  süre sonunda bozunmadan kalan 1.tür radyoaktif çekirdek sayısı ve oluşan 2.tür kararlı çekirdek sayısı toplamı yine başlangıçtaki toplam radyoaktif çekirdek sayısını verir.

Eğer 2.tür çekirdekler de radyoaktif ise veya 1.tür çekirdekler de üretiliyorsa (örneğin bir nükleer reaksiyon sonucunda) (2.10) ve (2.11) eşitlikleri kullanılamaz (Krane 1988).

Çoğu zaman verilen bir tür ilk çekirdek iki veya daha fazla farklı yolla farklı iki son çekirdeğe bozunabilir. Bu iki farklı bozunma tarzı, mod tabiriyle a ve b modları ile gösterilecek olursa (2.12) ve (2.13) eşitlikleri söz konusu olacaktır.

$$\lambda_a = \frac{-(dN/dt)_a}{N} \quad (2.12)$$

$$\lambda_b = \frac{-(dN/dt)_b}{N} \quad (2.13)$$

Burada :

$\lambda_a$  : a modunda kısmi bozunma sabiti

$\lambda_b$  : b modunda kısmi bozunma sabiti

$(dN/dt)_a$  : a modunun bozunma hızı

$(dN/dt)_b$  : b modunun bozunma hızı şeklinde tanımlıdır.

Bu durumda toplam bozunma hızı  $(dN/dt)_t$  (2.14)'daki gibi olacaktır. Burada  $\lambda_t = \lambda_a + \lambda_b$  toplam bozunma sabitidir.

$$-\left(\frac{dN}{dt}\right)_t = -\left(\frac{dN}{dt}\right)_a - \left(\frac{dN}{dt}\right)_b = N(\lambda_a + \lambda_b) = N\lambda_t \quad (2.14)$$

Çekirdekler  $N = N_0 e^{-\lambda_t t}$  'ye göre  $\lambda_t$  bozunma sabiti ve  $|dN/dt|$  aktifliği ile bozunur. Yalnızca  $\lambda_t$  toplam bozunma sabiti gözlenecektir, asla  $\lambda_a$  ve  $\lambda_b$  bozunma sabitli bir üstel bozunma gözlenmez.

$\lambda_a$  ve  $\lambda_b$  bağıl bozunma sabitleri bozunmanın a ve b modlarından hangisi ile ilerleyeceği olasılığını belirler. Denklem (2.15)  $t$  sürede bozunmadan kalan 1. tür

radioaktif çekirdek sayısını gösterir. Denklem (2.16) a moduyla 2. tür çekirdeğe bozunmada oluşan a modlu 2. tür çekirdek sayısını gösterir, çekirdeklerin  $\lambda_a/\lambda_t$  kadar kesri a moduyla bozunur. diğer yandan denklem (2.17) ise b moduyla 2. tür çekirdeğe bozunmada oluşan b modlu 2. tür çekirdek sayısını gösterir, çekirdeklerin  $\lambda_b/\lambda_t$  kadar kesri b moduyla bozunur. Görüldüğü gibi yine  $N_1 + N_{2,a} + N_{2,b} = N_0$  'dır.

$$N_1 = N_0 e^{-\lambda_1 \cdot t} \quad (2.15)$$

$$N_{2,a} = (\lambda_a/\lambda_t) N_0 (1 - e^{-\lambda_1 \cdot t}) \quad (2.16)$$

$$N_{2,b} = (\lambda_b/\lambda_t) N_0 (1 - e^{-\lambda_1 \cdot t}) \quad (2.17)$$

Örneğin Şekil (2.8)'de görüldüğü gibi  $^{196}\text{Au}$  radyoaktif çekirdeği  $\beta^-$  bozunma moduyla  $^{196}\text{Hg}$  kararlı çekirdeğine bozunurken,  $\beta^+$  bozunma moduyla da  $^{196}\text{Pt}$  kararlı çekirdeğine bozunmaktadır.  $\lambda_a$  ya da  $\lambda_b$  ayırma çarpanları hiçbir zaman üstel terimde görünmezler, yani bir bozunma modunun üstel bozunumunu gözlemek için diğer bir bozunma modu kesilemez. Bozunma modu olasılıkları farklı olsa da görüldüğü gibi her iki mod için aynı yarı ömür ve dolayısıyla da aynı bozunma sabiti söz konusudur (Gilmore 2008).

### 2.5.1. Radyoaktifliğin üretilmesi ve bozunumu

Nükleer reaksiyonlarda olduğu gibi birçok uygulamada aktiflik sürekli olarak üretilir. Bu durumda denklem (2.3) artık geçerli değildir.

Örneğin bir hızlandırıcıya yerleştirilen kararlı bir hedef çekirdeğin hızlandırıcıdan elde edilen parçacıklarla bombardıman edilmesiyle muhtemelen radyoaktif çekirdekler meydana gelir. Bu radyoaktif çekirdeklerin meydana gelme hızı olan  $R$  ; hedef atomlarının  $N_0$  sayısına, gelen parçacık akısına  $I$  ve  $\sigma$  reaksiyon tesir kesitine (yani gelen tek bir parçacığın bir hedef çekirdekle etkileşme olasılığının ölçüsüne) bağlıdır.

Örneğin reaktör veya siklotron gibi bir hızlandırıcıda tipik parçacık akısı  $10^{14}/s \cdot cm^2$  mertebesindedir. Tesir kesitlerinin büyük bir kısmı barn ( $10^{-24} cm^2$ ) mertebesindedir. Böylece bir hedef parçacığı kararlı bir durumdan radyoaktif duruma dönüştürme olasılığı kabaca  $I \cdot \sigma = 10^{-10}/s$  civarındadır.

Reaksiyonun saatlerce sürmesine izin verilse bile dönüştürülen hedef parçacıkların mutlak sayısı azdır (başlangıçtaki sayının yaklaşık  $10^{-6}$  katı kadar)

195Hg 10.53 H ε: 100.00%	196Hg STABLE 0.15%	197Hg 64.14 H ε: 100.00%	198Hg STABLE 9.97%	199Hg STABLE 16.87%
194Au 38.02 H ε: 100.00%	195Au 186.098 D ε: 100.00%	196Au 6.1669 D ε: 93.00% β-: 7.00%	197Au STABLE 100%	198Au 2.6948 D β-: 100.00%
193Pt 50 Y ε: 100.00%	194Pt STABLE 32.86%	195Pt STABLE 33.78%	196Pt STABLE 25.21%	197Pt 19.8915 H β-: 100.00%
192Ir 73.829 D β-: 95.24% ε: 4.76%	193Ir STABLE 62.7%	194Ir 19.28 H β-: 100.00%	195Ir 2.5 H β-: 100.00%	196Ir 52 S β-: 100.00%
115	116	117	118	119

Ground and isomeric state information for  $^{196}_{79}\text{Au}$

E(level) (MeV)	J $\pi$	$\Delta$ (MeV)	T $_{1/2}$	Decay Modes
0.0	2-	-31.1398	6.1669 d 6	ε : 93.00 % β- : 7.00 %

Şekil 2.8. Farklı Bozunma Modları için örnek gösterim

İşte bu nedenlerle çok iyi bir yaklaşımla hedef çekirdek sayısının sabit olduğunu ve bu yaklaşımla  $R$  hızının sabit olduğu varsayılabilir (Krane 1988).

Hedef çekirdeklerin "ışınlanmaya", yani parçacık bombardımanına maruz bırakılmaya başlamasıyla  $N_0$  az bir miktarda azalacak ve bu nedenle hız da, aynı şekilde zamanla azalacaktır.  $t \rightarrow \infty$  için  $N_0$  sifıra gidecektir, ancak normal reaksiyon süreleri ve tipik tesir kesitleri için bu küçük etki ihmal edilebilir. Böylece radyoaktif ürün çekirdeklerin meydana gelme hızı (2.18)'deki gibi olacaktır ve sabit olarak alınır.

$$R = N_0 \sigma I \quad (2.18)$$

Reaksiyon sonunda meydana gelen radyoaktif çekirdeklerin sayısı  $N_1$  ve meydana gelen radyoaktif çekirdeklerin  $\lambda_1$  bozunma sabiti ile bozunduğu kararlı çekirdek sayısı  $N_2$  olmak üzere (2.19) elde edilir. Görüleceği üzere mevcut  $N_1$  radyoaktif çekirdek sayısı, üretimden dolayı  $R$  hızı ile artar, fakat radyoaktif bozunmadan dolayı ise azalır. (2.19)'un çözülmesiyle de (2.20) ve (2.21) eşitlikleri elde edilir.

$$dN_1 = R dt - \lambda_1 N_1 dt \quad (2.19)$$

$$N_1(t) = \frac{R}{\lambda_1}(1 - e^{-\lambda_1 t}) \quad (2.20)$$

$$A_1(t) = \lambda_1 N_1(t) = R(1 - e^{-\lambda_1 t}) \quad (2.21)$$

Eğer ışınlama süresi bir yarı ömürlük süreden kısa ise ( $t \ll t_{1/2}$ ) (2.21) 'deki üstel ifade açılıp, yalnız  $t$  'ye göre lineer terimin alınmasıyla (2.22) elde edilir. Görüldüğü gibi küçük süreler için aktiflik sabit bir hız ile zamanla artar. Bu, ürün çekirdeklerin zamanla lineer olarak çoğalması demektir ; ürün çekirdeklerin sayısı henüz radyoaktif bozunma nedeniyle önemli ölçüde azalmamıştır.

$$A_1(t) \cong R\lambda_1 t \quad (2.22)$$

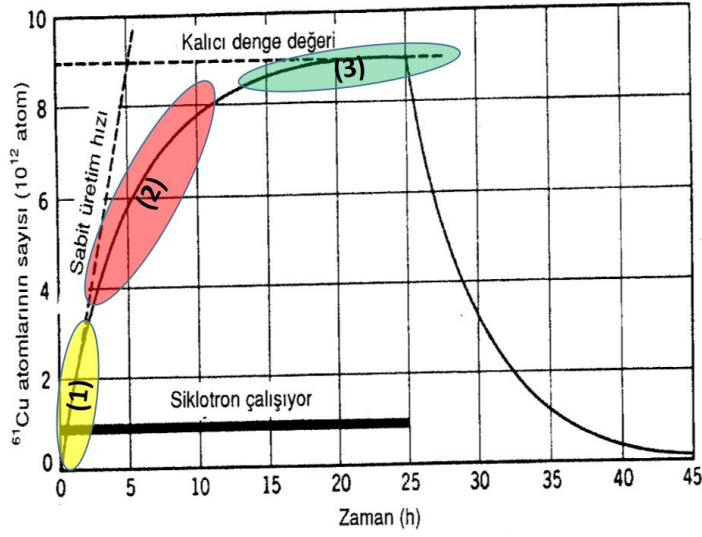
Yarı ömre göre uzun ışınlama süreleri için ( $t \gg t_{1/2}$ ) üstel terim sıfıra yaklaşır ve aktiflik yaklaşık olarak sabittir. Bu durumda yeni aktiflik, eski aktifliğin bozunma hızıyla aynı hızda oluşur, (2.23) eşitliği söz konusudur. Bu, kalıcı dengeye bir örnektir.

$$A_1(t) \cong R \quad (2.23)$$

Şekil (2.9)'a göre: (1) ile gösterilen bölgede  $^{61}\text{Cu}$  için  $t_{1/2} = 3.4$  h dir ve  $t \ll 3.4$  h ışınlama süreleri için görüldüğü gibi aktiflik sabit bir hızla ( $R$ ) artar; (2) ile gösterilen bölgede ışınlama süresi yarı ömrün üzerine çıktıkça grafikten de görülebileceği gibi aktiflik azalan miktarlarda artmaktadır; (3) ile gösterilen bölgede ise 2-3 yarı ömürden daha uzun ışınlamalarda daha küçük ilave aktiflik elde edilir.  $t \gg 3.4$  h için ise aktiflik yaklaşık olarak sabittir, yani  $R$  değerindedir.

### 2.5.2. Ürün aktifliklerinin çoğalması

Bir radyoaktif bozunma, bir radyoaktif ürünle sonuçlandığı zaman  $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4\dots$ , radyoaktif bozunmalar dizisi elde etmek mümkündür. 1 ile gösterilen orijinal çekirdek, yani ana çekirdek (Parent), 2 ile gösterilen ana çekirdekten oluşan kız çekirdek (daughter) ve 3 ile gösterilen kızın oluşturduğu torun çekirdek (granddaughter) adını alır. Kararlı olan son ürün çekirdeğe kadarki çekirdekler de torun çekirdek adını alır. Ana çekirdek de dahil olmak üzere bu bozunum serisinde ana çekirdek ve kararlı olan son ürün çekirdek arasındaki tüm çekirdekler radyoaktiftir. Tüm bunlara göre söz konusu olacak parametreler



Şekil 2.9. Bir siklotronda  $^{61}\text{Ni}$  hedefinin döteronlarla bombardımanı sonunda meydana gelen  $^{61}\text{Cu}$  ( $t_{1/2} = 3.4$  h) atomlarının sayısının bombardıman esnası ve sonrasındaki değişimi

aşağıdaki gibi olacaktır :

$N_1$  : Bozunma sonucu kalan ana çekirdek sayısı.

$\lambda_1$  : Ana çekireğin bozunma sabiti.

$N_2$  :  $N_1$  'in bozunması sonucu oluşan kız çekirdek sayısı.

$\lambda_2$  : Kız çekireğin bozunma sabiti.

$N_3$  :  $N_2$  'nin bozunması sonucu oluşan torun çekirdek sayısı.

$\lambda_3$  : Torun çekireğin bozunma sabiti.

$t = 0$  'da  $N_0$  tane ana çekirdek bulunduğu ve başlangıçta bozunma ürünlerinin bulunmadığı varsayılmaktadır, yani  $N_1(t = 0) = N_0$  iken  $N_2(t = 0) = N_3(t = 0) = \dots = 0$  'dir. Buradaki örneklemede ilk torun çekirdeğin  $N_3$  kararlı olduğu varsayılacak olursa denklem (2.24) ana çekirdeklerin sayısının zamanla azalışını; denklem (2.25) kız çekirdeklerin sayısının ana çekirdeklerin bozunumu ile artarken kendi bozunumları nedeniyle de azalışını; denklem (2.26) ise denklem (2.24)'ün integrali ile bulunan ana çekirdeklerin sayısını gösterecektir.

$$dN_1 = -\lambda_1 N_1 dt \quad (2.24)$$

$$dN_2 = \lambda_1 N_1 dt - \lambda_2 N_2 dt \quad (2.25)$$

$$N_1(t) = N_0 e^{-\lambda_1 t} \quad (2.26)$$

$N_2(t = 0) = 0$  başlangıç koşulu kullanılarak deklemler (2.25) ve (2.27) (2.28) elde edilir.

$$N_2(t) = N_0 \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad (2.27)$$

$$A_2(t) = \lambda_2 N_2(t) = N_0 \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad (2.28)$$

## 2.6. Radyasyon madde etkileşimi

Nükleer radyasyonları tespit etmek için kullanılan dedektörlerin çalışma prensipleri genellikle benzer özelliklere sahiptir: Radyasyon dedektöre girer, dedektör materyalinin atomlarıyla etkileşir ve atom yörüngelerinden nispeten düşük enerjili elektronların salınmasına neden olur. Bu elektronlar toplanır ve analiz edilmek üzere elektronik devreler tarafından akım pulsu veya voltaja çevrilir. Radyasyonun sadece varlığını göstermek için Geiger Müller sayacı yeterli iken enerji belirlemek için çıkış puls genliğinin radyasyon enerjisi ile orantılı olduğu dedektörler seçilmelidir. Radyasyonun yayımlandığı anı tespit edebilmek, elektronların hızla puls haline geçebileceği materyali seçmekle mümkündür; elektron sayısının fazlalığı daha az önemlidir.

Dedektörlerin tespit edebildiği en fazla karşılaşılan nükleer bozunmalardaki radyasyon tipleri: Göreceli olmayan enerjilerdeki ağır yüklü parçacıklar olan protonlar ve  $\alpha$  'lar, tipik olarak MeV enerjilerdeki göreceli elektronlar, X ışını ve  $\gamma$  ışını bölgesindeki fotonlardır (Krane 1988).

### 2.6.1. Ağır yüklü parçacıkların maddeyle etkileşimi

Yüklü parçacıkların çekirdek tarafından uğratıldıkları Coulomb saçılması nükleer fizikte önemli olsa da, yüklü parçacıkların dedektör materyali içinde uğradığı bu olayda enerji kaybı çok küçüktür. Dedektör materyalinin çekirdekleri, atom hacminin sadece yaklaşık  $10^{-15}$ 'ini işgal ettikleri için parçacığın dedektör materyalinin çekirdeklerinden çok elektronları ile çarpışma olasılığı  $10^{15}$  kez daha fazladır. Böylece yüklü parçacığın enerjisini kaybetmesi için baskın olan mekanizma, dedektörün atom elektronlarıyla yaptığı Coulomb saçılmasıdır.  $M$  kütleli ağır parçacık ile  $m$  kütleli elektron (basitlik için  $m$  kütleli elektron durgun kabul edilmiştir) arasındaki merkezi çarpışmada (enerji ve momentum korunumundan) parçacığın kinetik enerjisindeki kayıp için (2.29) eşitliği bulunur (Krane 1988).

$$\Delta T = T \left( \frac{4m}{M} \right) \quad (2.29)$$

Buradan şu sonuçlar çıkarılabilir (Krane 1988) :

1. Parçacık, enerjisinin tümünü kaybetmeden önce binlerce benzer olay meydana gelir. (Kafa kafaya çarpışmada elektrona maksimum enerji aktarılırken pek çok başka çarpışmada parçacığın enerji kaybı daha küçük olacaktır).
2. Bir elektron ve bir ağır parçacık arasındaki çarpışmada, ağır parçacık ihmal edilebilir bir açıyla saptırılır. Böylece parçacık hemen hemen bir doğru yol boyunca ilerler.
3. Coulomb kuvveti sonsuz menzile sahip olduğundan parçacık aynı anda birçok elektronla etkileşebilir ve böylece enerjisini adım adım fakat sürekli olarak kaybeder. Belli bir mesafeyi kat ettikten sonra enerjisinin tümünü kaybeder, bu mesafeye parçacığın menzili denir. Menzil parçacığın türüne, materyalin yapısına ve parçacığın enerjisine bağlıdır. Genellikle parçacıkların yarısının daha uzun, yarısının ise daha kısa menzile sahip olduğu ortalama menzille ilgilenilir. Ortalama değişimler çok küçük, yaklaşık yüzde birkaç, olduğundan ortalama menzil kullanışlıdır ve kesin tanımlı bir niceliktir).
4. Bir atomu iyonlaştırmak için, yani bir elektronu atomdan koparmak için gerekli enerji 10 eV civarındadır, böylece çarpışmalar atomu iyonlaştırmak için elektrona yeterli enerjiyi aktarabilir. Eğer bir iyon üretmek için elektrona yeterli enerji verilmezse atom uyarılmış duruma geçer ve hemen taban duruma geri döner. (Aktarılan keV mertebesindeki enerjilerle, ki bunlar delta ışını olarak bilinirler, elektronların kendileri de çarpışmalarla iyon üretebilirler ve ikincil elektronları oluşturabilirler. Parçacık tarafından kaybedilen enerjiyi ölçmek için atomik uyarımlar kadar birincil ve ikincil elektronlar da göz önüne alınmalıdır).

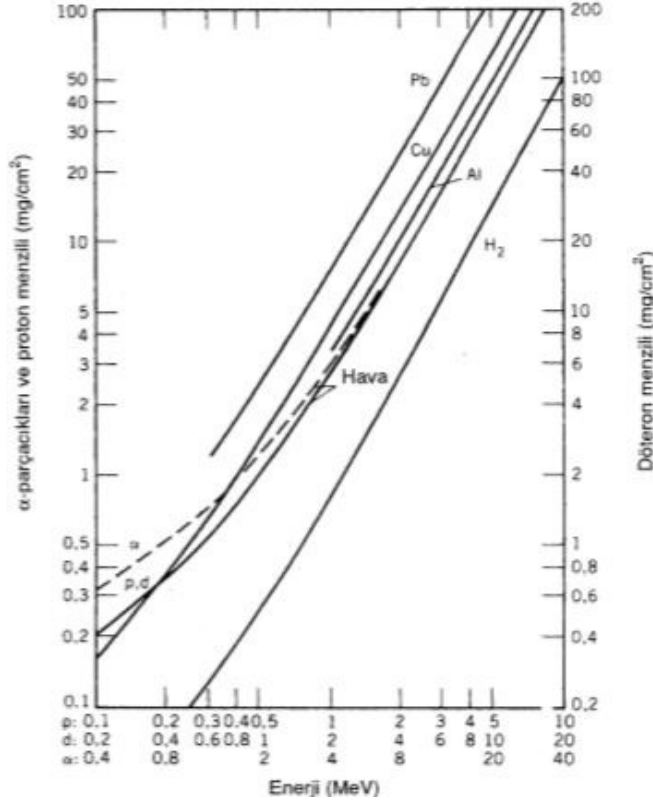
Menzil ve enerji arasındaki teorik ilişki çarpışma işleminin kuantum mekaniksel hesabından elde edilebilir. Bu hesap ilk kez 1930 'da Hans Bethe tarafından yapılmıştır. Hesaplamalar birim uzunluk başına enerji kaybının büyüklüğünü, yani durdurma gücü de denilen ifadeyi verir ve (2.30)'daki gibi gösterilir (Krane 1988).

$$\frac{dE}{dx} = \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{4\pi z^2 N_0 Z \rho}{mc^2 \beta^2 A} \left[ \ln \left( \frac{2mc^2 \beta^2}{I} \right) - \ln (1 - \beta^2) - \beta^2 \right] \quad (2.30)$$

Burada  $v = \beta c$  parçacığın hızı,  $ze$  parçacığın elektrik yükü,  $Z$ ,  $A$  ve  $\rho$  sırasıyla atom sayısı, atom ağırlığı ve durdurucu materyalin yoğunluğudur.  $N_0$  avogadro sayısı,  $m$  elektronun kütlesi,  $I$  atom elektronlarının ortalama uyarılma enerjisidir. Pratikte  $I$  ampirik bir sabit olarak kabul edilir; 10  $Z$  civarında eV mertebesinde bir değere sahiptir.



Çeşitli materyaller için enzil-enerji ilişkisini gösteren bir grafik ise Şekil (2.10)'deki gibidir.



Şekil 2.10. Çeşitli materyaller için menzil-enerji ilişkisi (Krane 1988)

### 2.6.2. Elektronların maddeyle etkileşimi

Elektronlar (pozitif veya negatif) tıpkı ağır yüklü parçacıklar gibi atomik elektronlarla Coulomb saçılmasıyla etkileşirler. Ancak bazı önemli farklılıklar bulunmaktadır. Bu farklılıklar:

1. Özellikle  $\beta$  bozunumlarında yayınlanan elektronlar göreceli hızlarla hareket ederler.
2. Elektronlar diğer elektronlarla çarpışmalarında büyük sapmalara uğrarlar ve düzensiz yörüngeler çizerler. Böylece, menzil, yani madde içinde gidilebilen doğrusal uzaklık elektronların takip ettikleri yol uzunluğundan çok farklı olacaktır.
3. Elektron bir diğer elektronla kafa kafaya çarpışmasında enerjisinin büyük bir kısmını diğer elektrona aktarabilir. (Gerçekte, elektron-elektron çarpışmalarında

iki parçacığın da durumlarını göz önüne almalıyız; çünkü çarpışmadan sonra, hangisi gelen elektron, hangisi çarpılan elektrondur bilemeyiz).

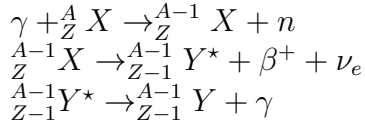
4. Elektron hızının doğrultusu ve büyüklüğünde hızlı bir değişiklik olabileceğinden, büyük bir ivmeye maruz kalabilir ve ivmeli yüklü parçacıklar da elektromanyetik radyasyon yayınlırlar. Bu radyasyona "Bremsstrahlung" (frenleme) ışınımı denir.
5. Özellikle  $\beta$  bozunumlarında yayınlanan elektronlar göreceli hızlarla hareket ederler.

### 2.6.3. Gama ışınlarının maddeyle etkileşimi

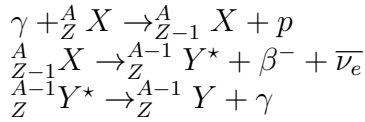
Gama ışınları için çok sayıda etkileşim mekanizması olduğu bilinmesine rağmen radyasyon ölçümünde yalnızca üç mekanizma önemli bir rol oynamaktadır. Bunlar: Foto-elektrik soğurma, Compton saçılması ve çift oluşumdur. Bu üç süreç sonunda gama ışınlarının büyük bir kısmı veya tamamının elektron enerjisine dönüşümü söz konusudur.

Gama ışınları farklı şekillerde oluşabilmektedir. Bu süreçler aşağıdaki gibidir:

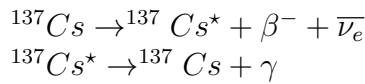
- Nükleer reaksiyonlar sonucunda uyarılmış durumda olan çekirdeklerin taban duruma geçmeleri sırasında



veya



- Radyoaktif bozunmaya uğrayan çekirdeklere



- Çift oluşum sonrasında meydana gelen pozitronun bir elektronla birleşip yok olması
- Yüklü parçacıkların ( $e^-$ ) ani hızlandırılması veya durdurulması sonucu (Bremsstrahlung).

Gelen gama ışınının şiddetinin,  $t$  kalınlığında bir madde (hedef) içindeki değişimi, eksponansiyel bir dağılım göstermektedir. Bu ifade (2.31)'deki gibi gösterilebilir.

$$I = I_0 e^{-\mu t} \quad (2.31)$$

Burada  $I_0$  kaynaktan çıkan gama ışınının şiddeti,  $I$  etkileşme sonrasındaki gama ışınının şiddeti ve  $\mu$  ise (2.32) ile verilen lineer sönüm katsayısıdır.

$$\mu = \sigma \cdot n \quad (2.32)$$

Burada ise  $\sigma$  gama-ışını tesir kesiti ve  $n$  ise birim hacim başına maddedeki atom sayısıdır.

Lineer sönüm katsayısı ayrıca gama ışınının maddeyle farklı şekillerde etkileşme olasılıklarının toplamı cinsinden de (2.33)'deki gibi ifade edilebilir.

$$\mu = \tau + \sigma + \kappa \quad (2.33)$$

Burada  $\tau$ ,  $\sigma$  ve  $\kappa$  sırasıyla foto-elektrik olay olma olasılığı, Compton saçılması olma olasılığı ve ise çift oluşumu olma olasılığıdır.

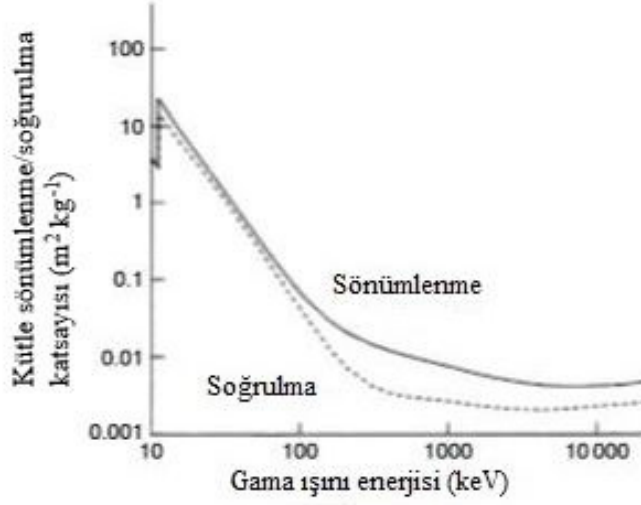
Aşağıda Şekil (2.11) ve (2.12)'de sırasıyla germanyum dedektöründe soğurma ve sönüm katsayıları ilişkisi ve üç etkileşim (foto-elektrik, compton, çift oluşumu) için lineer sönüm katsayıları grafikleri verilmiştir.

### 2.6.3.1. Foto-elektrik olay

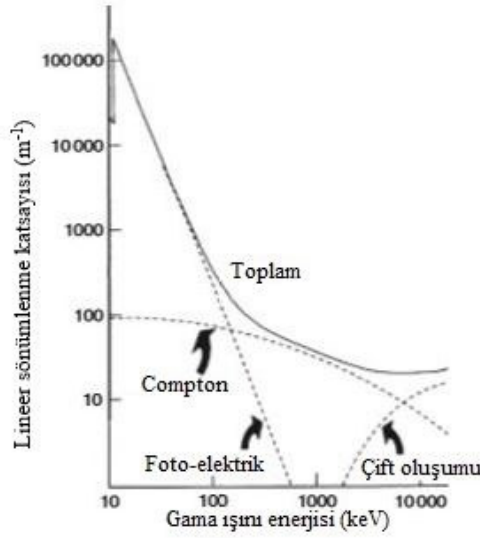
Foto-elektrik olayda bir foton, soğurucu bir atom ile etkileşerek tamamen ortadan kaybolur. Kaybolan fotonun yerine atomun bağlı kabuklarından çıkan enerjik bir foto-elektron gelir. Bu etkileşim atomun kendisi ile bir bütün halinde gerçekleşip serbest elektronlar ile gerçekleşmez. Yeterli derecede gama ışınları için en mümkün foto-elektronların kaynağı atoma en sıkı bağlı olan kabuk veya K kabuğudur.

Bu olay sırasında gelen fotonun enerjisinin bir kısmı elektronu bağlı olduğu atomdan koparılması için harcanırken, geri kalan kısmı ise kopan bu foto-elektrona kinetik enerji olarak aktarılır. Bu durum denklem (2.34)'deki gibi ifade edilmektedir.

$$E_c = h\nu = T_{e^-} + E_b \quad (2.34)$$



Şekil 2.11. Germanyum dedektöründe kütle soğurma ve sönüm katsayıları ilişkisi (Gilmore 2008)



Şekil 2.12. Üç etkileşim için lineer sönüm katsayıları (Gilmore 2008)

Burada  $E_c$  gelen fotonun enerjisi ve  $T_e$  koparılan foto-elektronun kinetik enerjisi iken  $E_b$  elektronun bağlanma enerjisidir ve (2.35) ile gösterilir.

$$E_b = h\nu_0 \quad (2.35)$$

Burada ise  $\nu_0$  elektronun eşik frekans değeridir. Görüldüğü üzere atomun

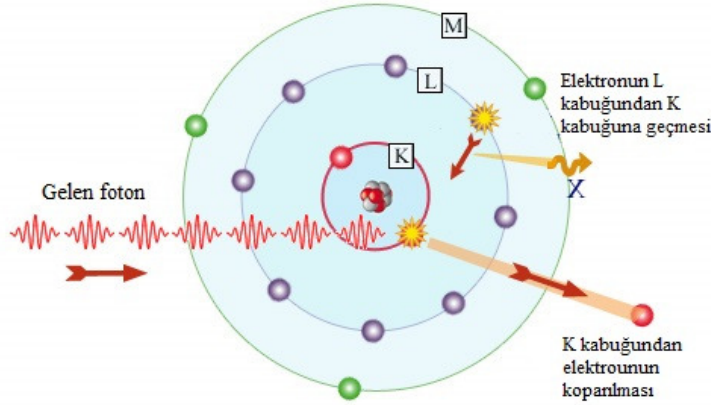
yörüngesinden bir elektron koparmak için fotonun frekansı o elektronun eşik frekans değerinden büyük ya da eşit olmalıdır.

Foto-elektrik olayın olma olasılığı, yani foto-elektrik olay tesir kesiti ( $\tau$ ), (2.36)'deki gibidir.

$$\tau \propto \frac{Z^4}{E_\gamma^3} \quad (2.36)$$

Buradan görüleceği gibi tesir kesiti gelen fotonun enerjisi arttıkça azalmakta iken atom numarası ( $Z$ ) büyük olan çekirdekler için artmaktadır. Radyasyon ölçümlerinde fotoelektrik olay önemli bir yer tutar, çünkü gelen gama ışınının bütün enerjisi dedektör içinde soğurulmaktadır. Bu durum gelen gama ışınlarının enerjisinin doğrulukla ölçülebilmesine neden olur. Bu yüzden günümüzde kullanılan dedektör sistemlerinde atom sayısı büyük olan çekirdekler seçilmektedir.

Foto-elektrik olayın temsili bir gösterimi Şekil (2.13)'teki gibidir.

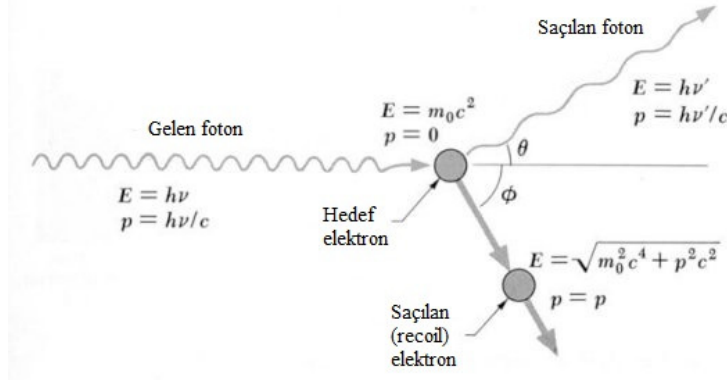


Şekil 2.13. Foto-elektrik olay

### 2.6.3.2. Compton saçılması

Compton saçılması genellikle radyoizotop kaynaklardan yayımlanan gama ışınları enerji aralıklarında en dominant olan etkileşim mekanizmasıdır. Bu etkileşimde gelen gama ışını enerjisinin bir kısmını kendi enerjisinden daha düşük bir enerjiye sahip bir dış yörünge elektronu ile çarpışarak elektrona aktarır. Çarpışma sonrası gelen foton gelme açısına bir  $\theta$  açısı yaparak saçılmaya uğrar. Aynı şekilde elektron da gelen gama ışını soğurarak belli bir açıda saçılmaya uğrar. Saçılan bu elektrona seğirdim (recoil) elektronu adı verilir. Elektron kütleli bir parçacık olduğundan gelen gama fotonunun tüm enerjisini absorblaması momentum

korunumu yasası nedeniyle mümkün değildir. Dolayısıyla foton, enerjisinin belli bir kısmını elektrona aktarıp saçılma uğrayarak yoluna devam eder. Saçılan foton ile elektron arasında oluşan açı gelen fotonun enerjisine bağlıdır. Compton saçılması Şekil (2.14)'deki gibi gösterilir.



Şekil 2.14. Compton saçılması

Enerji ve momentum korunum yasaları uygulandığında gelen fotonun dalga boyu ile saçılan fotonun dalga boyu arasındaki fark (2.37)'deki gibi gösterilir.

$$\Delta\lambda = \lambda_f - \lambda_i = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos\theta) \quad (2.37)$$

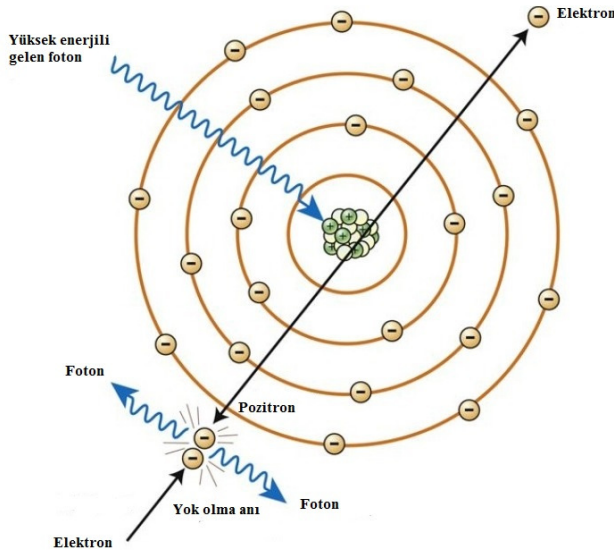
Burada  $\lambda_i$  gelen fotonun dalga boyu,  $\lambda_f$  saçılan fotonun dalga boyu,  $m_0$  elektronun durgun kütlesi,  $c$  ışık hızı,  $h/(m_0c)$  Compton dalga boyu ve  $\theta$  saçılma açısıdır.

Compton saçılması için enerji formülü de (2.38)'daki gibidir.

$$E_{\gamma'} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{E_{\gamma}}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)} \quad (2.38)$$

Burada  $m_0c^2$  elektronun durgun kütle enerjisi,  $E_{\gamma}$  gelen fotonun enerjisi ve  $E_{\gamma'}$  saçılan fotonun enerjisidir.

Energileri 0.5-2.0 MeV arasında olan fotonların hafif elementlerden oluşan ortamlar tarafından soğurulmasında Compton saçılması diğer etkileşim mekanizmalarına göre daha önemlidir. Yüksek enerjili fotonlar enerjileri belirli bir seviyeye düşene kadar Compton saçılmasına uğrarlar, bu andan sonra da



Şekil 2.15. Çift oluşumu

fotoelektrik olayla soğurularak tüm enerjilerini dedektör içinde depolayabilirler. Çünkü Compton saçılmasıyla fotonlar tamamen soğurulamazlar.

### 2.6.3.3. Çift oluşumu

Eğer gelen gama ışınının enerjisi bir elektronun durgun enerjisinin (1.02 MeV) iki katına eşit olur veya geçerse çift oluşumu enerjik olarak mümkün olur. Pratikte gama ışınının enerjisi birkaç MeV'e gelene kadar çift oluşumu olasılığı çok düşük iken yüksek enerjilerde çift oluşumu diğer iki mekanizmayı domine etmeye başlar. Etkileşim esnasında (etkileşim çekirdeğin Coulomb alanı içerisinde gerçekleşmektedir) gama ışını fotonu yok olur ve bir elektron-pozitron çifti meydana gelir. Yani elektromanyetik dalgadan madde oluşmaktadır.

Çift oluşumunda enerjinin korunumuyla (2.39) eşitliği elde edilir ve Şekil (2.15)'deki gibi gösterilir.

$$E_{\gamma} = h\nu = m_{e^{-}}c^2 + m_{e^{+}}c^2 + T_{e^{-}} + T_{e^{+}} \quad (2.39)$$

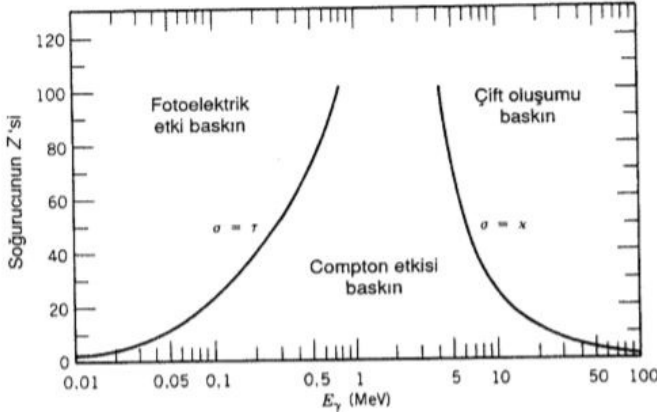
Oluşan elektron, atomla serbest elektronlar gibi etkileşirken, pozitron ise bir yörünge elektronu ile birleşir ve zıt yönlü 0.511 MeV'lik iki foton salarak yok olur. Çift oluşumu sonrasında ortaya çıkan bu gama fotonları Compton saçılmasına uğrayıp kaçabilir veya foto-elektrik olay ile soğurularak enerjilerini dedektörde depolayabilirler. Foton enerjisi daha büyük olduğunda geri kalan enerji oluşan elektron ve pozitrona kinetik enerji olarak aktarılır. Burada elektron ve pozitronun tüm enerjisinin, yani çift oluşumu sağlandıktan sonra geri kalan enerjinin dedektör içinde depolandığı varsayılırsa,  $m_{e^{-}} = m_{e^{+}} = m_e$  olduğundan, bu depolanan enerji

( $E_e$ ) (2.40)'daki gibi olur.

$$E_e = E_\gamma - 2m_e c^2 \quad (2.40)$$

### 2.6.3.4. Üç mekanizmaya toplu bakış

Şekil (2.16)'da gelen fotonun enerjisi ve soğurucu materyalin atom sayısına bağlı olarak foto-elektrik olay, Compton saçılması ve çift oluşumunun baskın olduğu bölgeler görülmektedir. Burada düşük enerjili gama ışınları için (1-100 keV) foto-elektrik olay baskın durumda iken, 0.1-10 MeV arasında Compton saçılmasının ve yüksek enerjilerde (0.01-1 GeV) ise çift oluşumunun baskın olduğu görülmektedir.



Şekil 2.16. Üç mekanizmanın baskın olduğu bölgeler

## 2.7. Temel Radyasyon Dedektörleri

### 2.7.1. Gazlı sayaçlar

En basit tipte bir dedektör iyon odasıdır. İyon odası, plakalarının arasına gaz doldurulmuş paralel düzlem kondansatörlerdir. Plakalar arasındaki elektrik alan, iyonların elektronlarla tekrar birleşmesini engeller. Elektron bulutu pozitif potansiyelde tutulan plakaya doğru sürüklenirken, pozitif yüklü iyonlar da diğer plakaya doğru sürüklenirler. Havada bir iyon üretmek için gerekli ortalama enerji yaklaşık olarak 34 eV'dir. Böylece 1 MeV'lik radyasyon en çok  $3 \times 10^{-4}$  civarında iyon ve elektron üretir. Orta büyüklükte bir oda için sığa  $8.9 \times 10^{-12}$  F ve meydana gelen voltaj pulsları eşitlik (2.41)'deki gibidir (Krane 1988).

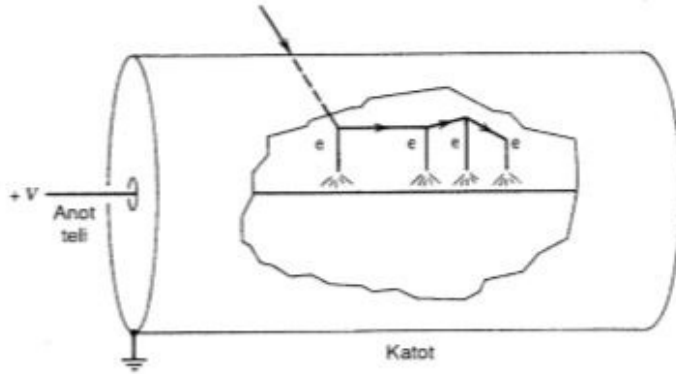
$$\frac{(3 \times 10^4 \text{iyon}) \cdot (1.6 \times 10^{-19} \text{C/iyon})}{8.9 \times 10^{-12} \text{F}} \cong 0.5 \text{mV} \quad (2.41)$$



Bu kısmen küçük bir sinyaldirç Analizden önce standart elektronik modüllerle  $10^4$  çarpanı kadar yükseltilmelidir (Krane 1988).

Sinyalin genliği, oluşan iyonların sayısı ve dolayısıyla radyasyonun biriktirdiği enerji ile orantılıdır ve plakalar arasındaki voltajdan bağımsızdır. Uygulanan voltaj elektronlar arasında sürüklenen iyon ve elektronların hızlarını belirler. Tipik bir voltaj değeri kabaca 100 V'dir. İyonlar bu voltaj değeri altında yaklaşık 1 m/s hızla hareket ederler. Elektronlar ise iyonlardan yaklaşık 100 kat daha hızlı hareket ederler. Nükleer sayma standartlarına göre bu süre uzun bir zamandır ve bu nedenle iyon odaları genellikle radyasyon monitörü olarak geniş bir kullanım alanı bulur. Radyasyonun şiddeti, sayacın yanıt süresi esnasında pek çok radyasyonun etkileşmesini gösteren akım olarak kaydedilir. Çıkış akımı hem kaynağın aktifliği hem de radyasyonun enerjisi ile orantılıdır (Krane 1988).

Bir gazlı dedektör her pulsu gözlemlemek için kullanılmak istenirse pulslar oldukça yükseltilmelidir. Voltaj artırılarak (genellikle 100 V'a kadar) yükseltme sağlanabilir. Daha büyük bir elektrik alan ile iyonlaştırma işlemi sonucu çıkan elektronlar daha çok hızlanır ve gaz atomlarıyla daha çok elastik çarpışmalar yapmak için yeterli enerjiyi kazanırlar ve hatta yeni iyonlanmış atomlar üretebilirler. İkincil iyonlaştırma üretimi ile gerçekleşen hızlı yükselmeye *Townsend Çığı* denir. Her birincil iyon için çok sayıda ikincil olay olmasına rağmen sayaç daima ikinci olayların sayısı ilk olayların sayısı ile orantılı olacak şekilde çalışır. Bu nedenle bu sayaçlara *orantılı sayaçlar* denir ve Şekil (2.17)'de gösterildiği üzere genellikle silindriktir.

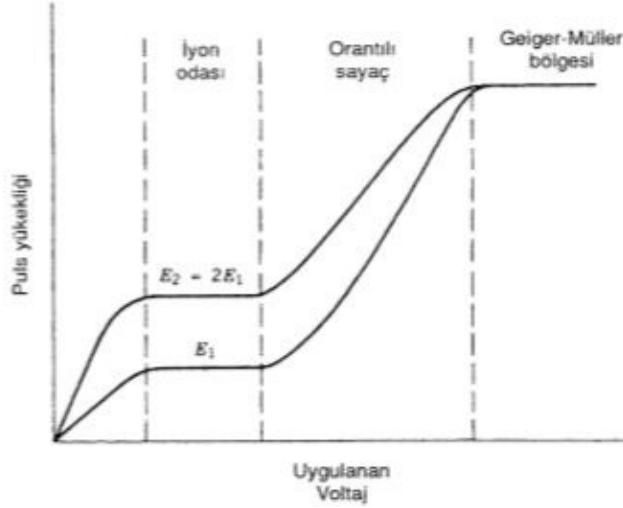


Şekil 2.17. Bir silindirik orantılı sayaç geometrisi (Krane 1988)

Eğer elektrik alan daha büyük değerlere çıkarılırsa ikincil çığlar oluşur. Bunlar ilk çığdaki uyarılmış atomlardan yayımlanan fotonlar ile başlar. Bu fotonlar birincil çığın olduğu bölgeye göre biraz daha uzakta hareket ederler ve neredeyse tüpün tamamı işleme katılmış olur. Yükseltme çarpanı  $10^{10}$  civarındadır. Bütün tüp her olay için işleme katıldığından orijinal radyasyon enerjisi hakkında tam bir bilgiye sahip olunamaz; gelen tüm radyasyonlar özdeş çıkış pulsları üretir. Bu çalışma

bölgesine *Geiger-Müller bölgesi* deniz ve sayaçları bu ilkeye dayandıkları için *Geiger sayacı* olarak adlandırılırlar. Geiger sayaçları portatif radyasyon monitörleridir (Krane 1988).

Gazlı sayaçların çalışma bölgeleri Şekil (2.18) ile gösterilmiştir.



Şekil 2.18. Farklı gazla doldurulmuş sayaçlar tarafından meydana getirilen puls yükseklikleri (Krane 1988)

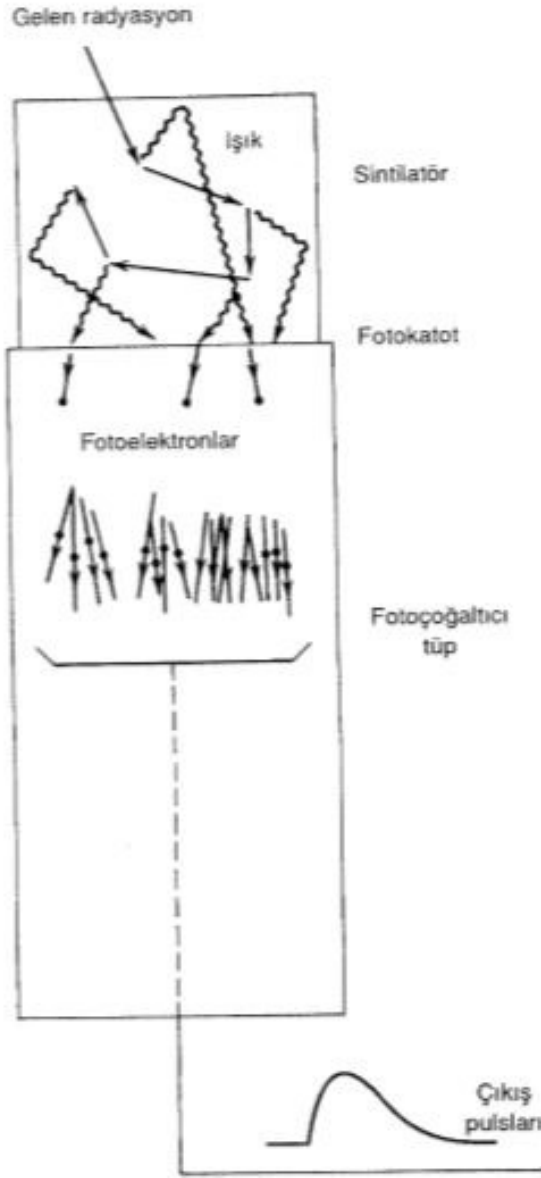
### 2.7.2. Sintilasyon dedektörleri

Uygun bir radyasyon dedektörü yapmak için yeteri kadar büyük boyutlarda yarıiletken materyal 1960'ların sonuna kadar elde edilememiştir. Nükleer spektroskopi alanındaki ihtiyaçlara cevap verebilecek, verimi yüksek ve iyi çözünürlüğe sahip sintilasyon sayaçları 1950'lerde geliştirildi.

Sintilasyon sayaçları materyal seçimindeki ikilemi şu şekilde çözer: İyonlaşma sonucu oluşan elektronlar elektronik pulslarla oluşan elektronlarla aynı değildir. Bu elektronlar arasında bir aracı, yani foton vardır. Süreç, Şekil (2.19) ile gösterilmektedir.

Bu şekilden şu yorumlar yapılabilir (Krane 1988):

- (1) Gelen radyasyon dedektöre girer ve atomları uyarılmış seviyelere çıkaran çok sayıda etkileşimler yapar.
- (2) Uyarılmış durumlar hızla görünür bölgede (veya görünür bölgeye yakın) ışın yayımlarlar. Böyle materyallere *fluoresans* denir.
- (3) Işık, foto duyarlı yüzeye çarparak foton başına en çok bir foto-elektron



Şekil 2.19. Sintilasyon dedektöründeki temel süreçler (Krane 1988)

salınmasına neden olur.

- (4) Bu ikincil elektronlar foto-çoğaltıcı tüpte (PMT) çoğaltılır, hızlandırılır ve çıkış pulsları şekline dönüştürülür.

Sintilatör ve foto-çoğaltıcı tüplerin kullanılacak uygulamalara bağlı olarak birçok değişik tipleri mevcuttur. Materyal seçiminde dikkat edilecek özellikler ışık çıkışı, verim, zamanlama ve enerji çözünürlüğüdür (Krane 1988).

### 2.7.3. Yarıiletken dedektörler

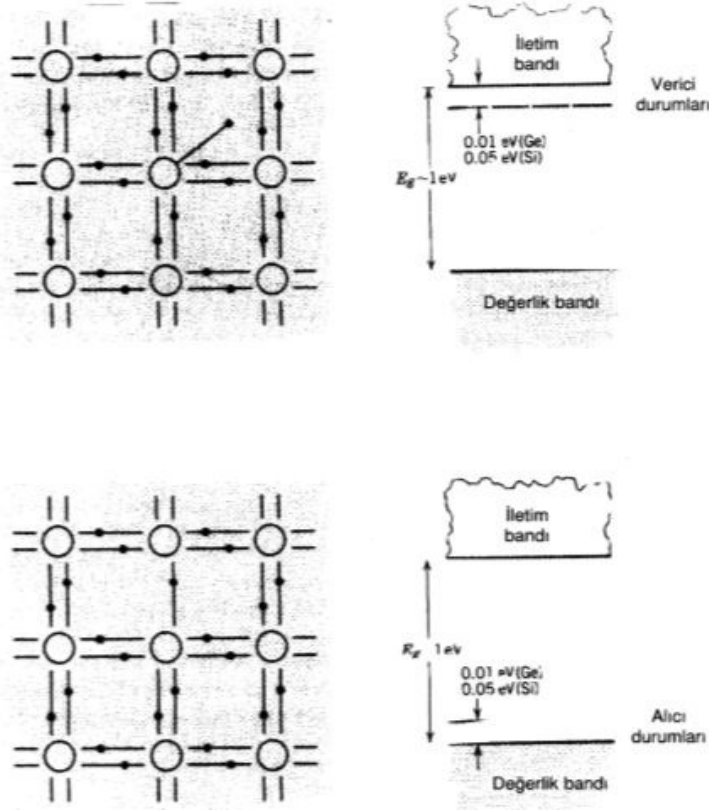
Katı yarıiletken materyaller (germanyum ve silikon) radyasyon dedektörleri için sintilatörlere alternatif oluşturur. Germanyum ve silisyum içinde dört değerlikli atomların komşu atomlarla dört kovalent bağ oluşturdukları kök kristaller biçimindedirler. Yani tüm değerlik elektronları kovalent bağa katılırlar ve bant yapısı, bir dolu bant ve bir boş iletim bandı gösterir. Bir yalıtkan ve bir yarıiletken arasındaki fark enerji aralığının büyüklüğünden kaynaklanır. Bu aralık bir yalıtkanında 5 eV ve bir yarı iletkeninde 1 eV civarındadır. Az sayıda elektron oda sıcaklığında, değerlik bandında "deşik" adı verilen bir boşluk bırakarak iletim bandına doğru termal olarak uyarılır. Bu boşluk komşu elektronlardan biriyle doldurulur; yeni birdeşik oluşur. Böylecedeşikler kristal içinde hareket ediyor gibi görünürler.

Yarıiletkenlerde elektrik iletimini kontrol etmek için az miktarda *katkı maddesi* adı verilen bir madde ilave edilir. Bu işlemde 3 veya 5 değerlikli atomlar örgü içine girerler, 5 değerlikli atom durumunda (P, As, Sb) elektronlardan dördü komşu Si veya Ge ile kovalent bağ yaparlar. Beşinci elektron örgü içinde kolayca hareket edebilir ve kesikli verici durumlarının bir dümesini oluştururlar ve bu durumlar tam olarak iletim bandının hemen altındadır. Böyle bir materyalde elektronların fazla olması nedeniyle bu materyale *n-tipi yarıiletken* denir. 3 değerlik elektronlu atomlar kullanılsaydı kristalde dört komşu atomla kovalent bağ oluşurdu vedeşik fazlalığı ortaya çıkardı. Bunlar, değerlik bandının hemen üstünde alıcı durumlarını oluştururlar ve böyle materyallere *p-tipi yarıiletken* denir. Bu tip yarıiletkenlerde yük taşıyıcılar pozitif yüklüdeşiklerdir. Şekil (2.20)'de yarıiletken türlerin band yapısını göstermektedir.

n-tipi ve p-tipi materyaller temas ettirildiğinde eklem yakınındaki elektron vedeşikler birleşerek yük taşıyıcılarının tükendiği bir bölge oluştururlar. Buraya *tükenme bölgesi* de denmektedir. Ters besleme ile tükenme bölgesi daha geniş hale getirilir ve elektrik alanın büyüklüğü artar (Krane 1988).

Radyasyon, tükenme bölgesine girer ve elektron-deşik çiftleri yaratırsa iyonlaşma odasındakine çok benzer bir sonuç ortaya çıkar. Elektronlar bir yönde hareket ederkendeşikler aksi yönde hareket ederler ve biriken elektronların toplam sayısı bir elektronik puls oluşturur. Bu pulsun genliği radyasyonun enerjisi ile orantılıdır.

Bu dedektörler pratikte ters besleme voltajlarıyla (1000-3000 V) çalıştırılırlar. Bu voltaj iki etkiye sahiptir: İlki tükenme bölgesindeki elektrik alan büyüklüğünü yük birikimini daha verimli yaparak artırması, ikincisi bir tip materyalden diğerine daha fazla yük taşıyıcısını sürükleyecek bir kuvvet uygulayarak tükenme bölgesinin boyutlarını artırır.

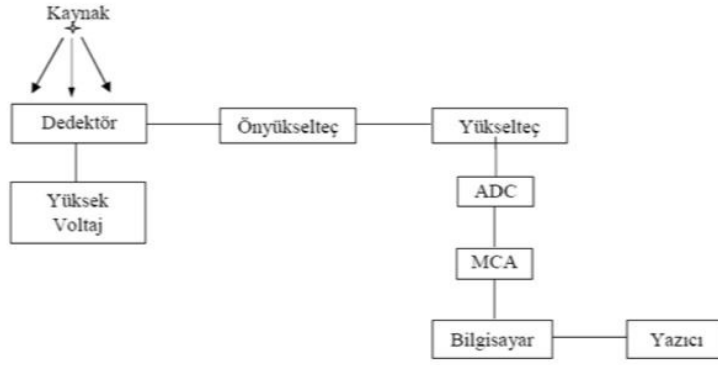


Şekil 2.20. p ve n tipi yarıiletken dedektörlerin band yapısı (Krane 1988)

Germanyum ve silisyum dedektörler için yaygın olarak uygulanan fabrikasyon işlemlerden birisi ilk olarak p-tipi bir materyal almak ve sonra bunun yüzeyine Li atomlarını yaymaktır. Bununla verici durumları oluşturulur ve böylece n-tipi ince bir bölge yaratılmış olur. Ters besleme ve hafifçe artırılan sıcaklık altında, Li, geniş bir tükenme bölgesi yaparak p-tipi bölgeye sürüklenir. Böyle dedektörler Ge(Li) ve Si(Li) şeklinde gösterilirler. Li sürüklenmesini takiben Ge(Li) dedektörü 77 K'lık sıvı azot sıcaklığında tutulmalıdır. Aksi halde Li, tükenme bölgesindeki örgüsünün dışına çıkar ve dedektörün verimini bozar. Dedektörün soğukta tutulması aynı zamanda elektronların enerji aralığını geçerken termal uyarılmalarını ve dedektörün ürettiği elektriksel gürültüleri de azaltır.

## 2.8. Gama Spektrometresi

Dedektör ve diğer elektronik parçaların birleşiminden oluşan sisteme "**gama spektrometresi**" denir. Bir gama spektrometre sistemindeki süreç kabaca şu şekildedir: Dedektör kristali ile etkileşen gama radyasyonunun enerjisiyle orantılı oluşan pulslar ön yükselteç ve yükselteç ile işlenir, elde edilen sinyal Analog Sayısal Dönüştürücüde (ADC) sayısal hale getirilir ve çok kanallı analizörde (MCA) spektrum olarak kaydedilir. Bir gama spektrometresi blok şeması Şekil (2.21)'de gösterilmiştir.



Şekil 2.21. Gama Spektrometre Sistemi Blok Şeması

Yukarıda bahsedilen elektronik ekipmanlar nükleer enstrümantasyon modülü (NIM) ile kompakt bir hale getirilmiştir. NIM kasalar nükleer elektronik endüstrisinde 1960'larda bir standart haline getirilmiş ve bu sayede kullanıcılar bir çok modülü değiştirebilme, yeniden yapılandırabilme veya sistemlerini geliştirebilme şansı bulmuşlardır. Şekil (2.22)'de örnek bir NIM kasa gösterilmiştir.



Şekil 2.22. Tipik bir NIM kasa

### 2.8.1. Yüksek saflıkta germanyum dedektörleri

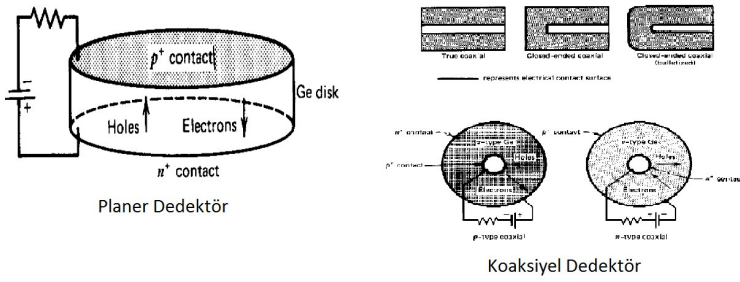
Bu dedektörler için yarı iletken yapısı  $p - i - n$  şeklindedir, yani  $p$  ve  $n$  tipi materyallerin arasında öz (intrinsic) bölge mevcuttur ve bu bölge radyasyona karşı hassas olan bölgedir. Germanyum dedektörler ters besleme prosedürü ile çalıştırılırlar.

$Ge(Li)$  dedektörlerinin yüksek saflıkta germanyum dedektör (HPGe)

dedektör dizaynında  $Li$  katkısı kullanılmadığı için sürekli soğutmaya gerek kalmadan sadece kullanıldıkları süre içerisinde soğutulmaları yeterlidir.

Gelişen teknoloji ile birlikte safsızlık oranı normal germanyum dedektörlere göre çok daha küçük değerlerde germanyum dedektörleri üretilebilmiştir. Bu sayede safsızlık oranı azaltılabildiğinden daha geniş tükenme blgeleri, yani etkileşme bölgeleri elde edilebilmiştir.

Germanyum dedektörler düzlemsel (planer) ve koaksiyel olarak tasarımlanabilirler. Şekil (2.23)'de bu dedektör tasarımları gösterilmiştir.

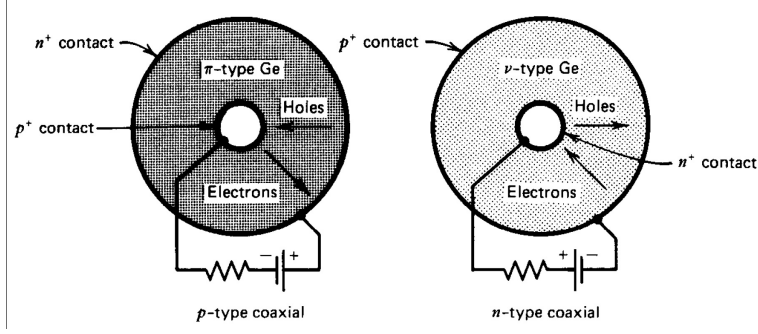


Şekil 2.23. Düzlemsel ve koaksiyel dedektör tasarımları (Knoll 2000)

Gama spektroskopisinde ihtiyaç duyulan geniş aktif hacimdeki bir dedektör silindirik veya koaksiyel geometriye sahip bir dedektördür. Şekil (2.23)'den görülebileceği gibi bu dedektörler kuyu tipli bir konfigürasyona da sahip olabilirler. Bu tip bir konfigürasyona sahip bir dedektörde, kuyu içindeki kaynak germanyum materyal tarafından çevrelenir ve dedektörün verimi bu sayede oldukça artabilir (Knoll 2000).

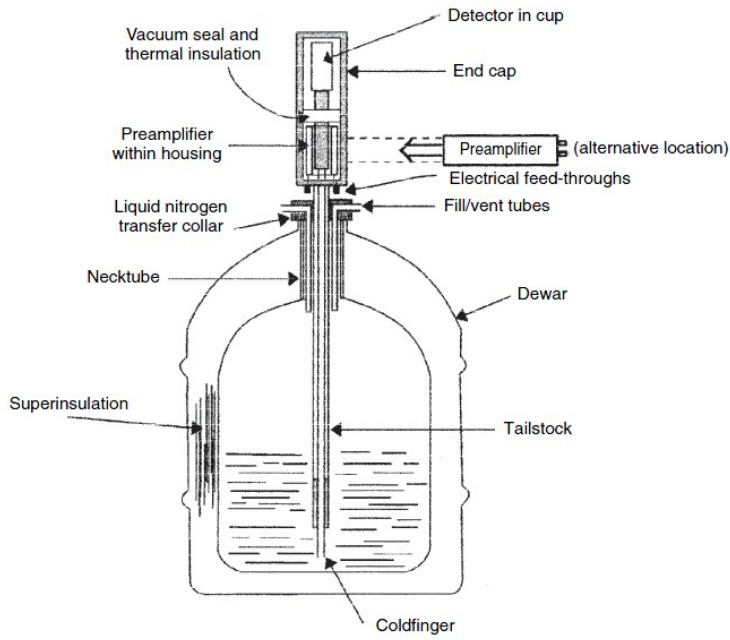
Ayrıca koaksiyel geometride yarı iletken eklemi oluşturan doğrultucu kontak ya daha iç kısma veya kristal yüzeyinin dış kısmına yerleştirilir. Bu durumda elektrik alan koşulları oldukça farklı olacaktır. Eğer doğrultucu kontak dış yüzeydeyse, tükenme bölgesi içe doğru genişler ve voltaj içteki boşluğa ulaşılmıncaya kadar arttırılır. Doğrultucu kontak iç yüzeydeyse, tükenme bölgesi bu defa dışa doğru genişler ve bu durumda dedektör hacmini tamamiyle tükenme bölgesine dönüştürmek için çok daha fazla voltaj gerekir. İlk durumda dış bölgede daha yüksek bir elektrik alan değeri sağlanır ve bu üretim şekli genellikle tercih edilir. Dış kontakın  $n^+$  olması durumunda bu dedektörler p-tipi HPGe (çünkü tükenme bölgesi p-tipi germanyumdan oluşur) ,  $p^+$  olması durumunda ise n-tipi HPGe (çünkü tükenme bölgesi n-tipi germanyumdan oluşur) olarak adlandırılırlar. Her iki tipin temel yapıları Şekil (2.24)'deki gibidir.

HPGe dedektörler genellikle alüminyumdan oluşan içi boş kaplar ile muhafaza edilir. Kristal soğuk uca (coldfinger) bağlıdır, burada iyi bir termal iletkenlik söz konusudur. Soğuk uç, sıvı azot dolu olan kap (dewar) içinde uzanır. Sıvı azot içindeki



Şekil 2.24. *HPGe* *p*-tipi ve *n*-tipi dedektörlerin temel yapısı (Knoll 2000)

kriyostat sayesinde kristal düşük sıcaklıkta tutulur. Şekil (2.25)'de bir germanyum dedektörün yapısı verilmiştir.



Şekil 2.25. Tipik bir germanyum dedektörü (Gilmore 2008)

### 2.8.1.1. Dedektör verimi

Bir dedektörün verimi bir radyoaktif kaynak veya örnek tarafından yayımlanan belirli sayıda fotonların oluşturduğu atmaların ( $A$ ), dedektörde meydana getirdiği olay sayısı ( $N$ ) ile ölçülür. Bu fenomen dedektörün verimini ( $\epsilon$ ) temsil eder ve eşitlik (2.42) ile gösterilir.

$$N = \epsilon \cdot A \quad (2.42)$$



Gama ışını dedektörleri için birçok çeşit verim tanımı mevcuttur. Bu konuda kullanıcılar için kafa karıştırıcı faktörlerin sebebi "dedektörde meydana gelen olay" tanımına çok dikkat etmemeleridir. Bazıları için bunun tanımı "tam enerji olayı" iken diğerleri "ölçülebilen her olay" olarak tanımlarlar.

- (a) **Mutlak Verim:** Kaynak tarafından yayımlanan gama ışınları sayısının dedektörde meydana getirdiği sayım sayısı oranı.
- (b) **İçsel Verim:** Dedektöre gelen gama ışınları sayısının dedektörde oluşturacağı atma sayısı oranı. Bir dedektörün içsel verimi kaynaktan yayımlanan foton sayısı olarak değil, dedektörün giriş kapısına gelen kolime edilmiş demetteki foton sayısı olarak tanımlanmıştır. Bu tanımın avantajı kullanıcıyı kaynak-dedektör geometrisinden bağımsız kılmaktır. Sıklıkla farklı dedektörleri karşılaştırmak için kullanılmıştır. Örnek aktivitesi ölçümü yaparken içsel verime pek dikkat edilmemektedir.
- (c) **Bağlı Verim:** HPGe dedektörleri neredeyse evrensel bir kanun olarak bağlı foto-pik verimleri ile belirtilirler. Buradaki kıyas noktası dedektör-kaynak arası uzaklığı 25 cm olan 3 x 3 inç'lik bir NaI(Tl) sintilasyon dedektörünün 1.33 MeV'deki enerji pikidir.
- (d) **Foto-pik Verimi:** Herhangi bir boyuttaki gama ışını atma verimini kullanmaktansa yalnızca tam enerji piki oluşturan atmalar verim için kullanılır. Bir dedektörün foto-pik verimi o dedektörle etkileşen fotonların enerjisine bağlıdır. Bir germanyum dedektörün foto-pik verim eğrisi yaklaşık olarak (2.26)'da gösterildiği gibi olmalıdır.

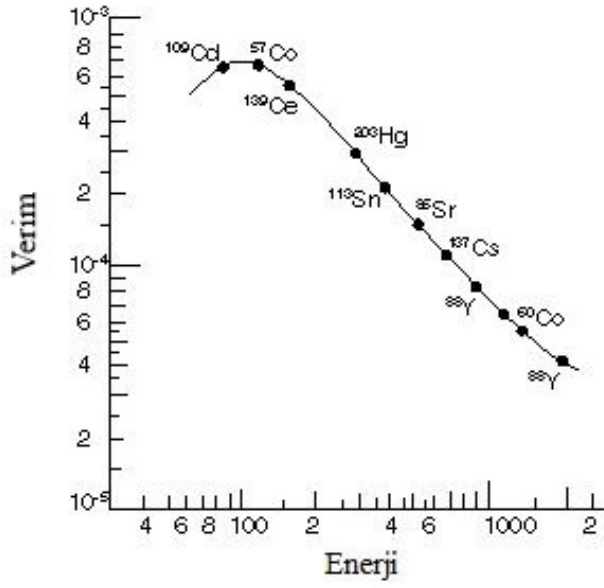
### 2.8.2. Önyükselteç

Dedektörden sonraki ilk sistem elemanıdır. Gelen gama ışınlarının dedektör kristali ile etkileşmesi sonucu oluşan yük ön yükselteç ile toplanır. Dedektörden gelen göreceli olarak küçük olan sinyal büyütülür ve bu şekil sonraki işlemlerde kullanılabilir şekilde biçimlendirilir. Ön yükselteç çıkış pulsları lineer kuyrukludur. Şekil (2.27)'de ön yükselteç puls şekli gösterilmektedir.

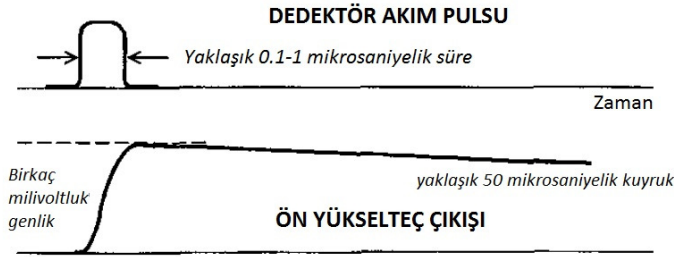
Ön yükselteç ayrıca dedektörün yüksek empedansı ile yükseltece giden düşük empedanslı koaksiyel kablolar arasındaki dengeyi sağlayarak bu iki modül arasındaki mesafe sorununu çözmüş olur.

### 2.8.3. Yükselteç

Ön yükselteçten çıkan kuyruklu pulslar, puls yüksekliğinin ölçülmesi için uygun değildir. Uzun doğma zamanları sinyallerin üst üste binmesine neden



Şekil 2.26. Germanyum dedektör için foto-pik verim eğrisi



Şekil 2.27. Ön yükselteç puls çıkışı (Knoll 2000)

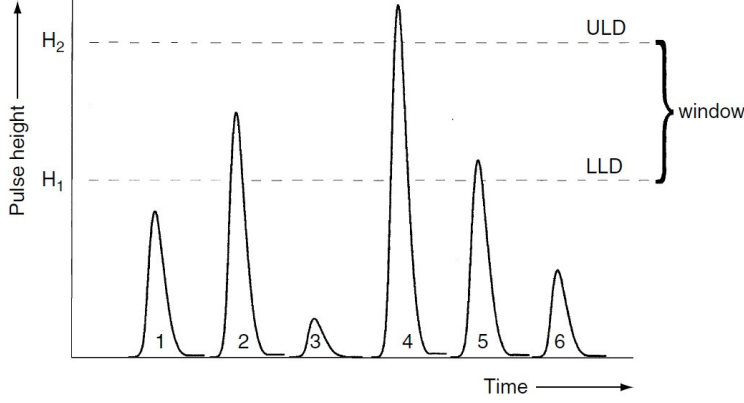
olacaktır. Bu nedenle ön yükselteçten çıkan pulslar, kısa doğma zamanlı ve hızlı azalma zamanlı pulslara dönüştürülmek üzere yükselteç ile büyütülür.

#### 2.8.4. Çok kanallı analizör (MCA) ve Analog-Dijital Dönüştürücü (ADC)

Yükselteçten gelen çıkış sinyalleri, rastgele yükseklik ve aralıklarda şekillenmiştir. MCA'nın görevi bu pulsların her birinin yüksekliğini ölçmek, küçük voltaj aralıklarında meydana gelen sayımları almaktır. Her bir pulsun yüksekliğinin dedektörde soğurulan enerji ile orantılı olması nedeniyle, sayım numaralarının listesi gama ışın spektrumunu oluşturur.

Bir gama spektrumunu ölçmenin en basit yolu bir tek kanallı analizör (Single Channel Analyser-SCA) kullanmaktır. SCA iki adet elektronik eşiğe sahiptir, ilki Şekil (2.28)'de H1 ile gösterilen ve altta kalan pulsların geçişine izin verilmeyen daha düşük seviyedeki ayırıcı (Lower Level Discriminator-LLD) ve daha üst seviye pulsları

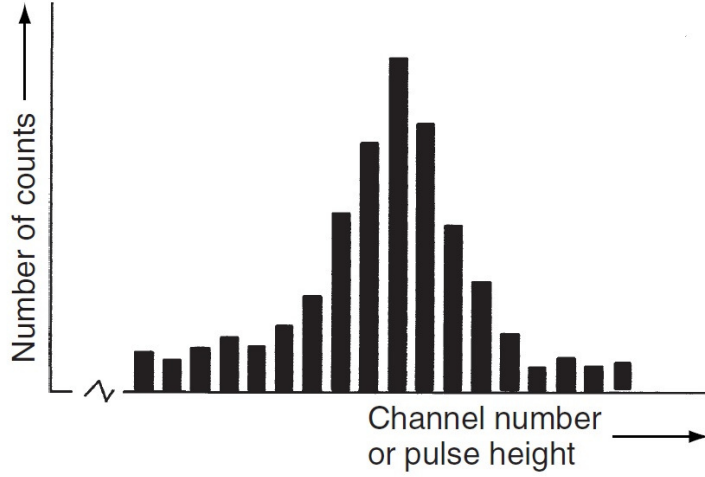
bloklayan daha üst seviyedeki ayırıcı (Upper Level Discriminator-ULD). Bu iki limit arasındaki pulsların geçişine izin verilir ve sonuç olarak her biri mantıksal bir çıkış pulsu oluşturur.



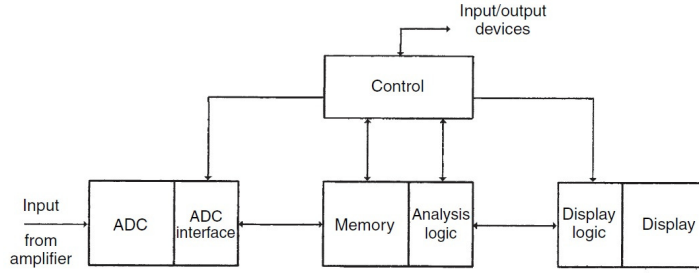
Şekil 2.28. Bir pencere (window) tanımlayan alt ve üst ayırıcı seviyeleri ile birlikte bir tek kanallı analizör (Gilmore 2008)

Pratikte seri bir sistemden ziyade paralel olan, çok sayıda pencereyi eş zamanlı olarak izleyen bir sisteme ihtiyaç vardır. İlk spektrometreler ayrı ayrı her bir sayacı çıkışlarının beslemesi ile bir dizi SCA 'dan oluşuyordu ki bu sisteme çok kanallı analizör deniliyor. SCA 'ların bu şekilde istiflenmesi her kanal için yoğun çaba gerektiren hassas ayarlara ihtiyaç duyduğu için kullanışsız bir hal alıyordu. Çözüm analog-sayısal dönüştürücüler (Analogue to Digital Converter-ADC) ile gelmiştir. Yükselteçten gelen çıkış pulsu, yani analog sinyal ADC'de eşdeğer bir sayısal sinyale dönüştürülür. Her puls yüksekliklerine göre sıralanır ve uygun bir kanala gönderilir. Bir dizi yığılmış SCA'nın sonucu olarak bir spektrumun görüntülenmesi, bir spektrumun düzgün, pürüzsüz bir matematiksel fonksiyon değil bir histogram, küçük ardışık puls yükseklik aralıkları içinde toplanan bir dizi sayım olduğunu anlatır Şekil (2.29). Spektrumlar diferansiyel puls yükseklik spektrumları olarak dikkate alınmalıdır.

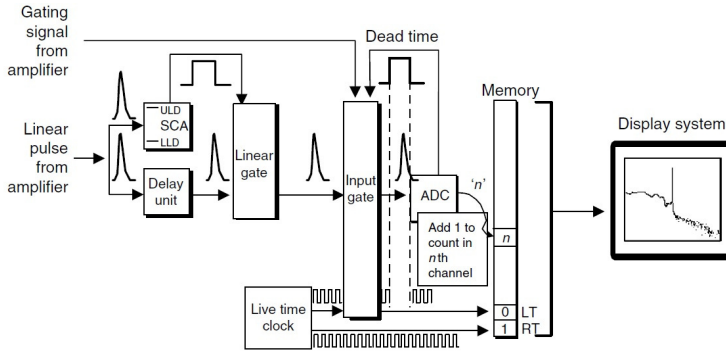
MCA bileşenlerinin genel bir blok diyagramı Şekil (2.30)'da, çalışma sırası ise Şekil (2.31)'de gösterildiği gibidir.



Şekil 2.29. Diferansiyel puls yüksekliği spektrumu. Çok kanallı analiz, kanal sayısına karşı sayım sayısının olduğu bir histogram üretir (Gilmore 2008)



Şekil 2.30. Bir çok kanallı analizörün fonksiyonel blok diyagramı (Gilmore 2008)



Şekil 2.31. MCA çalışma sırası şematığı (Gilmore 2008)

#### 2.8.4.1. Puls aralığı seçimi

Çok küçük pulslar yalnızca elektronik gürültünün bir sonucu veya ilgilenilen enerjilere göre çok düşük değerlerde olan  $X$  ışınları olabilirler, ve çok büyük pulslar

ilgilenilen aralığın çok ötesindeki gama ışınlarını veya çok büyük kozmik ışınları temsil ediyor olabilirler. Bunlardan hiç birisi istenmemektedir. MCA sisteminin ilk görevi bunların analiz edilmesini önlemektir. Bunu yapmak için SCA'lerden faydalanılır. Pencere (window) kapsamına giren pulslara lineer kapı sayesinde ADC 'ye geçiş için izin verilir. Bununla birlikte, SCA 'nın bunun geçerli bir puls olup olmadığına karar vermesine ve kapıyı açmasına izin vermesi bakımından zaman tanınması için, giriş pulsları bir miktar geciktirilirler.

#### 2.8.4.2. ADC giriş kapısı

Bir lineer geçitten sonra, puls ADC 'ye giden giriş kapısı ile karşılaşır. Herhangi bir ADC için problem bir seferde sadece bir puls işleyebilir olmasıdır. Bu zaman boyunca ADC sadece bir puls ölçer, bir çok durumda bu birkaç mikro saniyedir, diğer pulsların girişi önlenmelidir. İşte giriş kapısının fonksiyonu budur. Pulsun giriş kapısına vardığında ADC nin aktif olmadığı ve bu nedenle de kapının açık olduğu varsayılacak olursa ; puls ADC 'ye geçecektir ve böylece dönüşüm işlemi başlayacaktır. ADC bir geçitleme pulsu (gating pulse) oluşturur, ki bu bir meşgul sinyaldir ve giriş kapısını kapatmak için kullanılır. ADC işini bitirdiğinde ve sayım uygun bir MCA kanalına kaydedildiğinde, kapı sıradaki pulsu beklemek için yeniden açılacaktır. Kapının kapatılması boyunca geçen zamana "**ölü zaman-dead time**" ( $DT$ ) denir, kapının açık olduğu zaman ise "**livetime**" ( $LT$ ) olarak adlandırılır. Normal fiziksel zaman ise genellikle "**real time**" ( $RT$ ) olarak adlandırılır. Bu üç ifade arasındaki ilişki de (2.43) ile verilir.

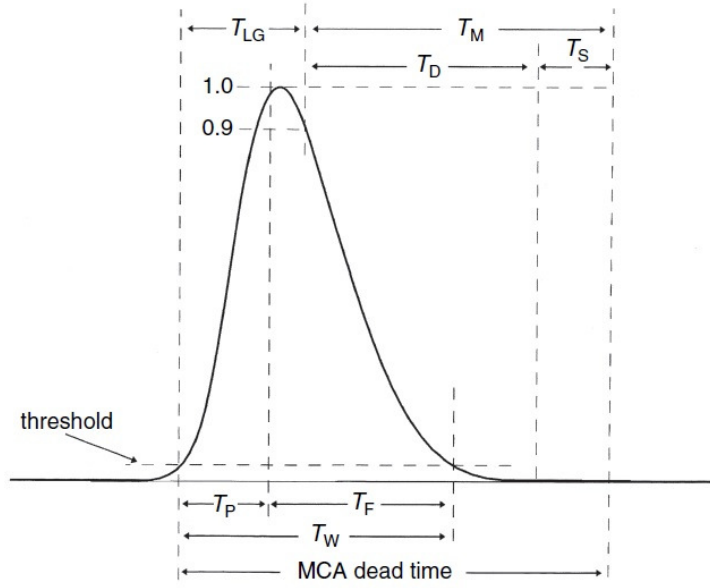
$$DT = RT - LT \quad (2.43)$$

#### 2.8.4.3. MCA dönüşüm zamanı ve ölü zaman

MCA nın bir puls yüksekliğini ölçmesi ve depolaması için gereken zaman, yani  $DT$  üç adet zamanın toplamıdır, bunlar Şekil (2.32)'deki puls profilinde gösterilmiştir ve aşağıdaki gibidir.

- Lineer kapı süresi ( $T_{LG}$ ) : Pulsu tanımak ve lineer kapıyı açmaya karar vermek için gerekli olan giriş evresi (SCA) süresidir.
- ADC dönüşüm süresi ( $T_D$ ) : Analog pulsun dijital bir sayıya dönüştürülmesi için gereken süredir.
- Bellek depolama süresi ( $T_S$ ) : Hafıza çevrim süresi olarak da bilinir.

Lineer kapının açılması öncesi pulsun LLD'yi aşmış veya ULD'nin altına düşüp düşmediğinin belirlenmesinden önce puls yüksekliğinin

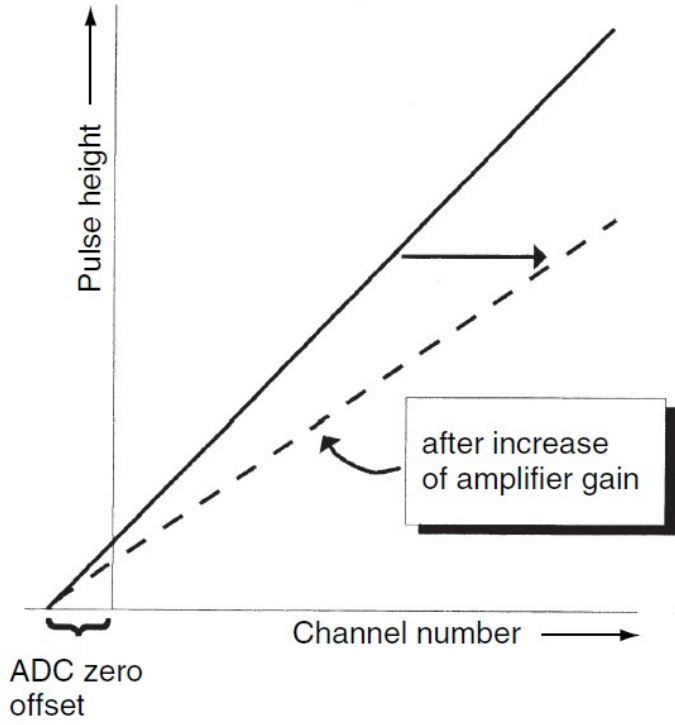


Şekil 2.32. Bir yarı gausyen puls için zamanlama ifadeleri ve dijitalleştirme. Puls eşiği LLD ile aynı olabilir.  $T_P$  pikleme zamanı,  $T_{LG}$  linear geçiş zamanı,  $T_F$  düşüş zamanı,  $T_W$  iki eşik arası puls genişliği,  $T_D$  dönüşüm zamanı (dijitalleşme zamanı),  $T_S$  bellek depolama zamanı,  $T_M = T_D + T_S$  (Gilmore 2008)

maksimumundan itibaren düşmeye başlamasına kadar MCA girişindeki SCA beklemelidir. Şekil (2.32) kapının tetiklenmesi öncesi pulsün, pikin % 10'u oranında düştüğünü varsaymaktadır. Bunun olması için gereken zaman pulsün yükseliş zamanına ve bu nedenle yükselteçteki şekillendirme zaman sabitine bağlıdır.

#### 2.8.4.4. MCA doğrusallığı

Prensip olarak puls yüksekliği (bu nedenle de enerji) ve kanal numarası arasındaki ilişki lineer olmalıdır. Uygulamada bu ilişki düz bir çizgi ile temsil edilebilir, fakat muhtemelen orijinden geçmeyecektir. Eğer bu bir gereklilik ise ADC sıfır ayar kontrolü bunu yapmak için kullanılabilir. Genelde çizgi bir eğri ve bir kesim noktası ile karakterize edilebilir, bu ise spektrometrenin enerji kalibrasyonudur. Yükselteç kazancını veya zaman sabitini değiştirmek, puls yüksekliğini değiştirecektir, bu ise Şekil (2.33)'deki gibi "puls yüksekliği/kanal numarası" eğimindeki bir değişiklik ile sonuçlanacaktır. Lineerliğin iki ölçütü ADC üreticisi tarafından belirtilir, bunlar integral doğrusallık ve diferansiyel doğrusallıktır.

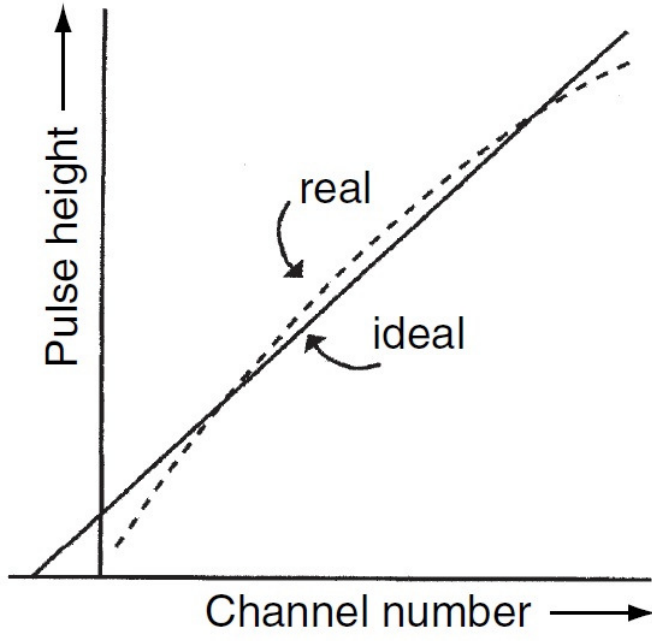


Şekil 2.33. Bir MCA'nın ideal cevabı (Gilmore 2008)

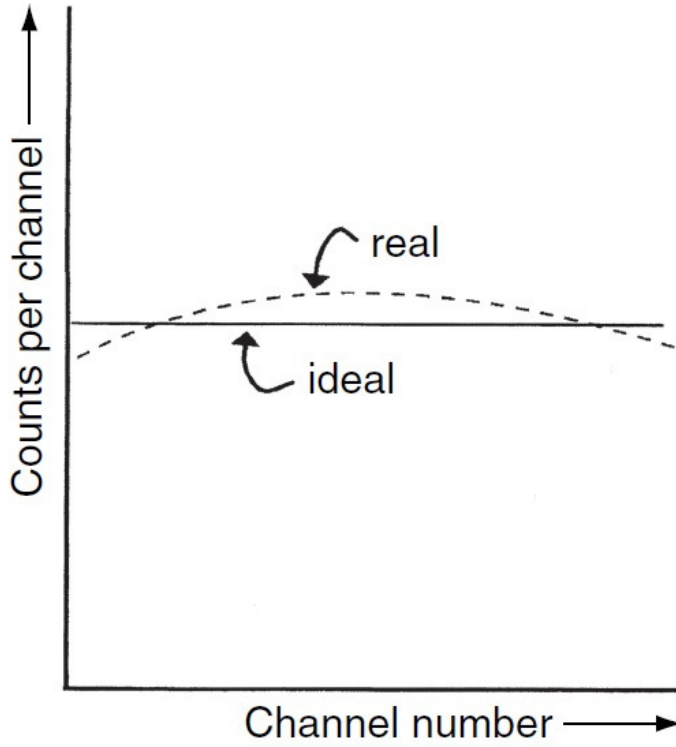
**İntegral doğrusallık** Şekil (2.34)'de gösterildiği gibi ideal bir cevaptan gelen sapmanın bir ölçüsüdür. Tipik bir tabir aralığının %99 'u üzerinde  $< \pm 0.05$  veya aralığının %99.5 'i üzerinde  $< \pm 0.025$  şeklinde verilebilir. Muhtemel sapmalar aralığın uç noktalarında en büyüktür.

**Diferansiyel doğrusallık** kanal genişliği sabitliliğinin bir ölçüsüdür. Kayan bir puls jeneratör kullanımıyla her bir kanala eşit sayıda sayımın yerleştirilmesi ile ölçülür. İdeal bir sistemde, bu başarılabılır. Gerçek bir sistemde, Şekil (2.35)'de gösterildiği gibi sayım sayısında küçük bir farklılık olacaktır.

Puls işleme ve ölçüm zincirinin tüm elektronik bileşenleri zaman ve sıcaklık etkilerine bağlı olacaktır. Çevresel örneklerin gama spektrometri ölçümleri birkaç günlük sayım zamanı alabilir, bu süre zarfında da laboratuvar sıcaklığının değişmesi oldukça muhtemeldir. Bu nedenle de stabil bir laboratuvar sıcaklığına sahip olmak anlamlı olacaktır. Deneyler modern ekipmanlar için sabit sıcaklıkta uzun süreli kaymaların ihmal edilebilir olduğunu göstermektedir (Gilmore 2008).



Şekil 2.34. Kanal numarasına karşı puls yüksekliğinin ideak cevabından gelen farkın bir ölçüsü olarak integral doğrusallık (Gilmore 2008)



Şekil 2.35. Diferansiyel doğrusallık. Kanal genişliği sabitliğinin bir ölçüsü (Gilmore 2008)

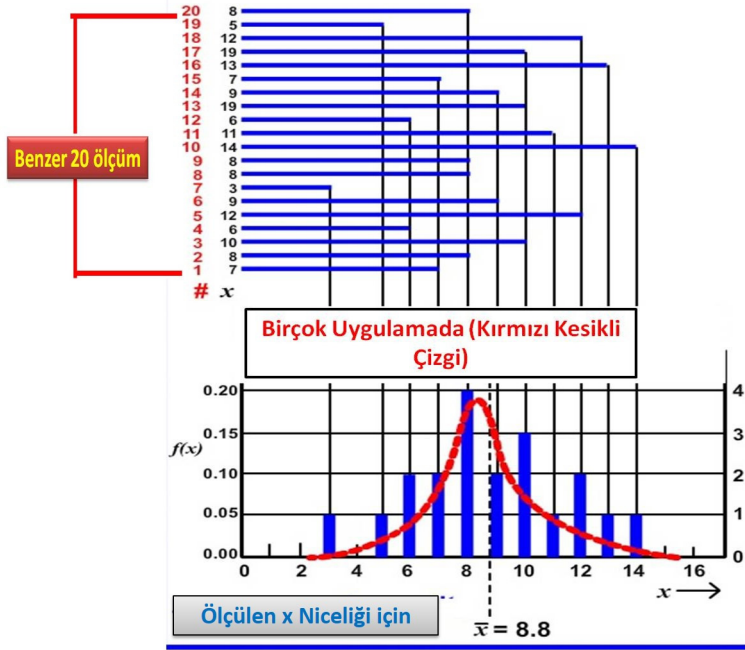


## 2.9. Sayım İstatistiği

Tüm laboratuvar ölçümleri belirsizlik veya hata kaynakları içerirler. Bunlardan bazıları ölçüm araçlarının özelliklerinden kaynaklanır. Diğerleri, örneğin radyoaktif bozunum söz konusu olduğunda sürecin istatistiksel değişimlerinin temelde rasgele olan doğasından kaynaklanır (Krane 1988).

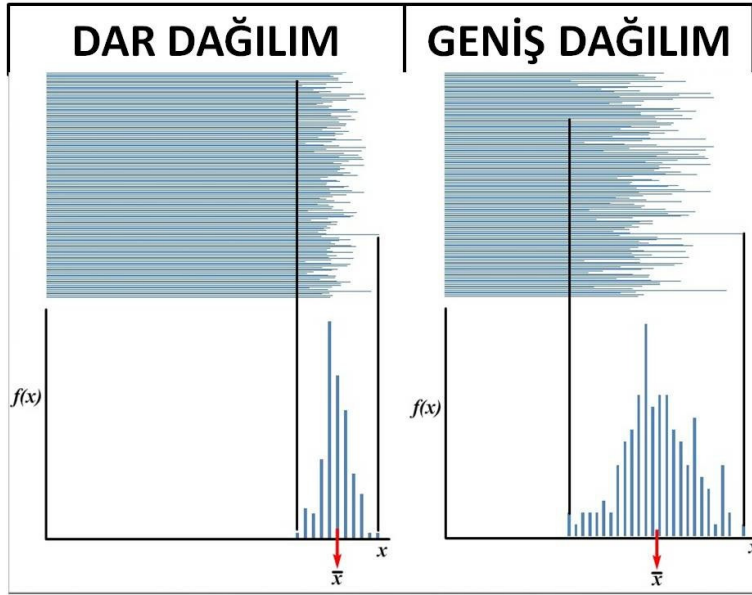
Bir parçacığın ne zaman bozunacağını belirlemenin bir yolu yoktur. Eğer uzun ömürlü bir radyoizotop numunesinden art arda iki sayım alırsa numunenin aktivitesi değişmemesine rağmen sayımlar neredeyse her zaman farklı olacaktır. Eğer bu sayımlardan çok sayıda alırsa bu sayımların ortalaması belirlenebilir.

Şekil (2.36)'daki grafikte 20 adet ölçüm gösterilmiştir. Grafiğin üstündeki çubuk grafikte ise belli bir ölçümdeki sayımlar görülür. Alttaki kısımda frekans, veya meydana gelen sayımların sayısı görülür. En pratik uygulamalarda ve kesinlikle sayım uygulamalarında önemli  $x$  değerlerinin ölçülen niceliklerinin dar bir aralıkta kümelendiği gösterilecektir. Örneğin ışık hızının tekrarlanan ölçümleri tüm değerlerin dağılımı hakkında kabaca bir fikir elde etmek için bir araya kümelmiştir. Kümelenen değerlerin bu aralığın pozisyonu bu aralığın tipik  $x$  değerleri ile tanımlanabilir.



Şekil 2.36. Benzer 20 ölçümde alınan sayımlar

Bu merkezi kümelmenin lokasyonunu tanımlamak için geniş ölçüde kullanılan yollardan birisi eşitlik (2.44)'de gösterilen ortalamadır. Burada  $x$  ölçülen nicelik,  $f(x)$  belli  $x$  niceliğinin bulunma olasılığı ve  $\bar{x}$  ölçülen  $x$ 'in ortalamasıdır.



Şekil 2.37. Ölçüm hassasiyetine bağlı olarak standart sapmanın değişimi. Dar ve geniş dağılım

$$\bar{x} = \int_{-\infty}^{+\infty} x f(x) dx \quad (2.44)$$

Dağılımın ortalamasını bulmakla beraber bu kümelenmiş değerlerin bazı kısımlarını içeren aralığın ne kadar geniş olduğu da önemli bir noktadır.

Geniş ölçüde kullanılan bir dağılım indeksi (2.45) ile tanımlanan standart sapmadır ( $s$ ). Burada  $N$  ölçümlerin sayısı,  $x_i$  her bir ölçümü ve  $\bar{x}$  ise ortalamayı gösterir.

$$s = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2} \quad (2.45)$$

Şekil (2.37)'de ölçüm hassasiyetine bağlı olarak standart sapmanın nasıl değişebileceğine dair iki örnek görülmektedir. İlk örnek ortalamasının etrafında nispeten dar bir dağılıma sahiptir, yani bu değer grubu için standart sapma küçüktür. İkinci örnekte ise sayımlar ilk örnektekiye nazaran daha fazla değişiklik göstermektedir ve gerçekten de dağılım bu ortalamasının etrafında daha fazla değişmektedir ve bu nedenle de standart sapma daha büyüktür.

Özet olarak bir deney aynı şartlar altında birçok kez tekrarlandığında, sonuçlar aynı olmayacaktır. Az sayıda ölçüm için, bir sonraki ölçümün beklenen

sonuçları hakkında bilgi edinilebilir. Bir dizi ölçüm, hatalar için kontrol edilebilir. Eğer bir deneyin sonuçları belli bir istatistik yasasına uymuyorsa ve ölçümler için verilen bir sonuç bu yasayı takip etmiyorsa, bu sonuçlar dizisi şüphelidir ve tekrar incelenmelidir.

### 2.9.1. Binom dağılımı

Tüm istatistiksel dağılımların ilki binom dağılımıdır. Deney muhakemesi iki muhtemel çığıtıya sahiptir ( $A$  ve  $B$ ). Çıktı  $A$  'daki gözlenen sonuçların olasılığı sabittir ve gözlem sayısından bağımsızdır. Verilen herhangi bir gözlemdeki  $A$  tipi bir olayın meydana gelişi sonraki gözlemlerde  $A$  veya  $B$  olaylarının tekrar meydana gelme olasılığını etkilemez.  $p$  bir gözlemdeki  $A$  tipinin olasılığı ve  $1 - p$  ifadesi ise  $B$  'nin olasılığı olmak üzere toplamda  $N$  adet deney sayısı için (2.46) ile verilen binom dağılımı ( $P_n$ )  $A$  tipi olay için olasılığı verir. Burada  $N$  toplam deneme sayısı ve  $n$  ise başarılı deneme sayısıdır.

$$P_n = \frac{N!}{n!(N - n)!} p^n (1 - p)^{N-n} \quad (2.46)$$

Radyoaktif bozunma için  $N$  numune içindeki toplam radyoaktif çekirdek sayısı,  $n$  belli bir zaman aralığında bozunan çekirdek sayısı,  $P_n(n)$  belli bir zaman aralığında  $n$  tane çekirdeğin bozunma olasılığı ve  $p$  bir tek çekirdeğin bozunma olasılığı olmak üzere  $p$  'nin sabit olduğu varsayılmaktadır; her çekirdek, diğer çekirdeklerin durumlarından bağımsız olarak bozunur. Çekirdek başına bozunma olasılığı ( $p$ ) çarpı çekirdeklerin toplam sayısı ( $N$ ), (2.47) ile verilen ortalama bozunan çekirdek sayısını ( $\bar{n}$ ) verecektir (Krane 1988).

$$\bar{n} = \sum_{n=0}^N nP(n) = pN \quad (2.47)$$

### 2.9.2. Poisson dağılımı

Gözlem sayısı fazla ise, yani  $n$  ve  $N$  çok büyükse (bozunma süreçlerinde olabileceği gibi), hesaplamalar zorlaştığı için dağılım daha az kullanışlıdır. Bu durumda  $p \ll 1$  olduğunda (ki radyoaktif bozunmalar için genellikle gerçek bu olacaktır), yani tek bir gözlem için başarı olasılığı çok küçük olduğu durumlarda binom dağılımı daha kullanışlı bir yaklaşım olan Poisson dağılımına indirgenir. Poisson dağılımı eşitlik (2.48)'daki gibidir (Krane 1988).  $\sigma = \sqrt{\bar{n}}$  ise standart sapma, yani istatistiksel dağılım genişliğinin kaba bir ölçüsüdür.

$$P_n = \frac{\bar{n}^n e^{-\bar{n}}}{n!} \quad (2.48)$$

### 2.9.3. Gauss dağılımı

Deneylerdeki bir çok rastgele değişken sürekli iken, gauss dağılımı reel değişkenler ve kesikli rastgele değişkenleri içeren hem binom hem de poisson dağılımları içindir. Birçok deneme varsa ve değerler arasındaki değişiklik küçükse kesikli rastgele değişkenler için bile sürekli dağılımlar varsayılır. Yaklaşık 20 ve üstü ortalamalar için poisson dağılımı simetrik hale gelir ve (2.49) ile verilen normal dağılım kullanılabilir.

$$P(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{n}}} e^{-(n-\bar{n})^2/2\bar{n}} \quad (2.49)$$

Böylece radyasyon ölçümleri için çok sayıda denemenin dağılımının gauss olması beklenir. Bu aslında radyoaktif bozunmanın tamamen rastgele bir süreç olduğu varsayımından gelmektedir. Eğer ölçümler bir çok kez tekrarlanırsa giderek Gauss dağılımına yaklaşan bir histogram elde edilecektir ve hata kesri her seferinde azaltılabilir. Ortalama değer olan  $\bar{n}$  değeri ölçümler için mevcut değildir; sadece sonsuz sayıdaki denemeler ile elde edilir. Bu nedenle  $n$  değeri  $\bar{n}$  için en iyi değer olarak alınır.  $n$  'nin hata sınırı  $\pm\sigma$ , yani  $\pm\sqrt{\bar{n}}$  'dir (Krane 1988).

Bu tip istatistiksel dağılıma sahip herhangi bir nicelik için, yani herhangi tek bir olay için olasılığın küçük ve diğer olaylardan bağımsız olduğu, gözlenen olayların sayısının büyük olduğu bir durum için, gözlemlerin sayısındaki beklenen belirsizlik, gözlemlerin sayısının karekökü olarak tahmin edilebilir. Bu sadece radyoaktif bozunum dedektörlerindeki gözlenen saymalara değil, aynı zamanda dedektörün kendisindeki iyonlaşma olaylarının üretimine de uygulanır. Dedektörün enerji çözme gücü iyonlaşma olaylarının sayısının karekökü ile belirlenir. Karekök ilişkisi sadece olayların ham sayısına uygulanır, sayım sayıları arasındaki farklar veya sayım hızları gibi niceliklerin hesaplanması için uygulanmaz. Yani, dedektör,  $t$  zamanda  $N$  sayma kaydederse sayım hızı  $N/t$  'dir ve belirsizliği  $\sqrt{N}/t$  'dir (Krane 1988).

### 2.10. Çözünürlük (FWHM)

Genellikle genişlik ifadesi FWHM 'daki genişlik olarak tanımlanır, yani  $f(E_1) = f(E_2) = A/2$  olacak şekilde genişlik,  $E_1$  ve  $E_2$  noktaları arasındaki  $\Delta E$  mesafesidir. Basit bir hesapla bu mesafe eşitlik (2.50)'deki gibi olacaktır

$$\Delta E = 2\sigma\sqrt{2\ln 2} \cong 2.35\sigma \quad (2.50)$$

FWHM sıklıkla  $\Delta E/\bar{E}$  oranı olarak tanımlanır.

Bir germanyum dedektörde istatistiğe katkı sağlayan sadece tek bir olay vardır ki bu da gelen radyasyon tarafından elektron-deşik çiftlerinin oluşturulmasıdır. Ge'de bir elektron deşik çifti oluşturmak için ortalama 3 eV gerekir. Bu durumda 662 keV'lik bir gelen foton tamamen soğrulduğunda meydana gelen istatistiksel olayların sayısı yaklaşık  $662/3 \times 10^{-3} \cong 220000$  olur. Bunun çözünürlüğe katkısı ise  $2.35\sqrt{220000}/220000 \approx \%0.5$  olacaktır ki bu da 662 keV'in 3.3 keV'lik kesrine karşılık gelir ve görüldüğü gibi bu değer NaI(Tl)'ninkinden çok daha iyi bir çözüme gücünün söz konusu olduğunu gösterir (NaI çözünürlükleri genellikle yüzde ile ifade edilirken Ge çözünürlükleri keV cinsinden ifade edilir).

Germanyum dedektörü için çözüme gücü hesaplamalarında deneyin istatistiksel doğasından gelen katkıyla çözüme gücü biraz azalırken, düzenekten gelen elektronik gürültü vb. gibi istatistiksel olmayan işlemler nedeniyle bir miktar artar. Çözme gücü işlemleri için standart kabul edilen  $^{60}\text{Co}$ 'in 1332 keV'lik piki için Ge'deki çözüme gücü yaklaşık 1.7 keV'dir.  $^{137}\text{Cs}$ 'nin 662 keV'lik piki için ise bu değer yaklaşık olarak 1.2 keV'dir (Krane 1988).

## 2.11. Pik Alanı Hesabı

Fotopik (tam enerji piki) alanını belirlemek için kullanılan detaylı yöntemlerden birisi hesaplanan arka planın çıkarılmasından sonra kalan veri için Gauss fonksiyonunu pike fit etmektir. Arka plan çıkarılmalıdır, çünkü pik Compton süreklilik bölgesi üzerinde olabilir. Bu genellikle Şekil (2.38)'de görülebileceği gibi pikin alt ve üstündeki arka plan kanal grupları arasına lineer bir çizginin çekilmesiyle yapılır.

Pikin düşük kanal tarafındaki taban sayım, pik lokasyonu için ilgilenilen bölgenin (ROI) ilk üç kanalının ortalamasıdır. Bu arka plan noktası için kanal numarası bu üç noktanın orta kanalıdır. Pikin yüksek kanal tarafındaki arka plan ise ROI'nin son üç kanalının ortalamasıdır ve bu arka plan noktası için kanal numarası bu üç noktanın ortasıdır. Bu durumda arka plan için alan eşitlik (2.51) ile verilir

$$B = \left( \sum_{i=l}^{l+2} C_i + \sum_{i=h-2}^h C_i \right) \frac{h-l+1}{6} \quad (2.51)$$

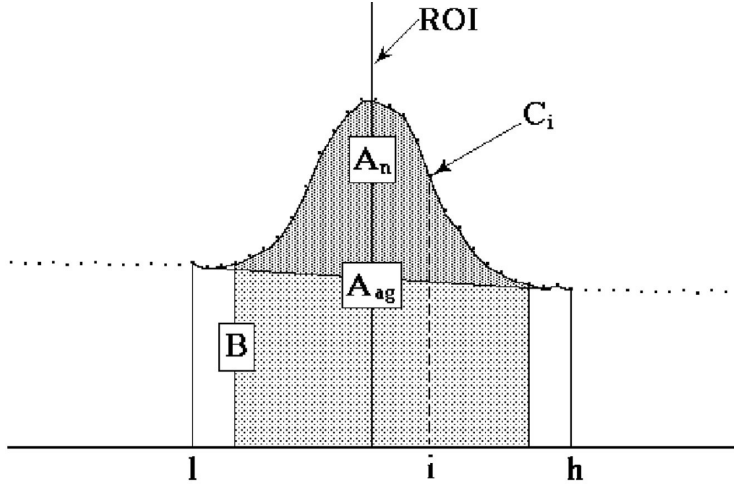
$B$  : arka plan alanı

$l$  : küçük ROI limiti

$h$  : büyük ROI limiti

$C_i$  :  $i$  - inci kanal içeriği

6 : her iki tarafta üçer adet kullanılan veri kanal sayısıdır.



Şekil 2.38. Arka plan (Background) hesaplama detayları (Ortec 2008)

Diğer yandan ROI tarafından işaretlenmiş tüm kanalların toplamı, brüt alan ( $A_g$ ), yani arka plan çıkarılmamış alandır ve eşitlik (2.52) ile verilir:

$$A_g = \sum_{i=l}^h C_i \quad (2.52)$$

Düzeltilmiş brüt alan ( $A_{ag}$ ) arka plan noktaları kullanılmadan ROI tarafından işaretlenmiş kanalların toplamıdır ve eşitlik (2.53) ile verilir:

$$A_{ag} = \sum_{i=l+3}^{h-3} C_i \quad (2.53)$$

Böylece net alan ( $A_n$  eşitlik (2.54)'de gösterildiği gibi düzeltilmiş alandan düzeltilmiş hesaplanan arka plan alanının çıkarılmasıyla elde edilir:

$$A_n = A_{ag} - \frac{B(h-l-5)}{(h-l+1)} \quad (2.54)$$

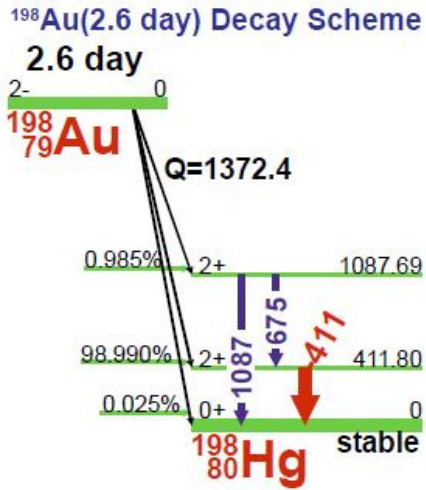
Net alandaki belirsizlik (hata) düzeltilmiş brüt alan ve düzeltilmiş arka plandaki ağırlıklı hataların karelerinin karekök toplamıdır. Arka plan hatası, düzeltilmiş pik genişliğinin düzeltilmiş arka planı hesaplamak için kullanılan kanal sayısına oranı ile ağırlıklandırılır. Bu nedenle net pik alanı hatası ( $\sigma_{A_n}$ ) eşitlik (2.55)'daki gibi olacaktır (Ortec 2008).

$$\sigma_{A_n} = \sqrt{A_{ag} + B \left( \frac{h-l-5}{6} \right) \left( \frac{h-l-5}{h-l+1} \right)} \quad (2.55)$$

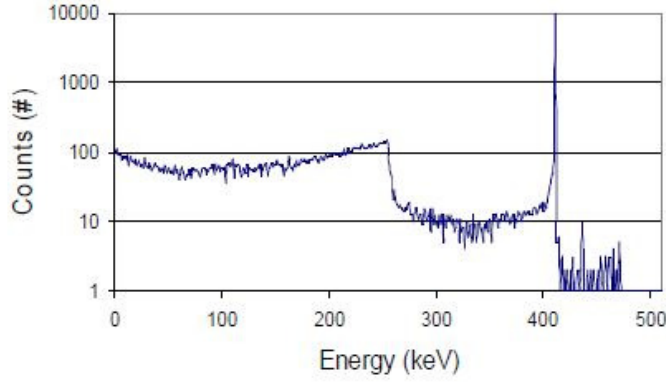
## 2.11.1. Spektrum bileşenleri

### 2.11.1.1. Tam enerji pikleri

Tam enerji piki, tam enerji olaylarının dedekte edilmesidir. Şekil (2.39) ve (2.40)'da sırasıyla  $^{198}\text{Au}$  izotopu için tam gama geçiş enerjisi şeması ve spektrumdaki piki gösterilmiştir.



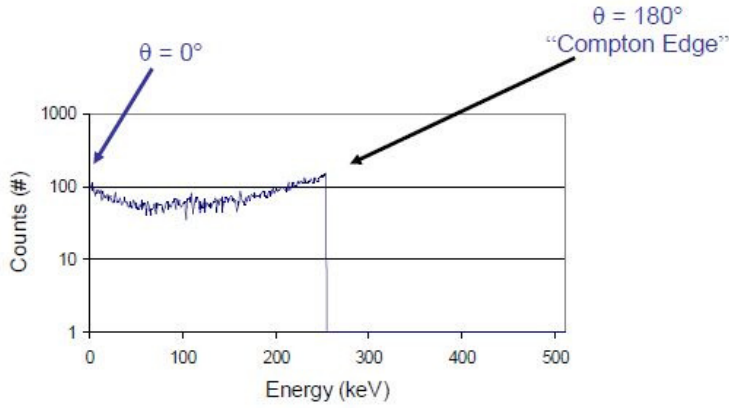
Şekil 2.39.  $^{198}\text{Au}$  izotopunun bozunum şeması (Heath 1974)



Şekil 2.40.  $^{198}\text{Au}$  izotopunun spektrumu

### 2.11.1.2. Compton sürekliliği ve kıyısı

Dedektör içerisinde saçılmaya uğrayan fotonlar kaçınılmaz olarak kalan enerjileriyle birlikte dedektörden dışarı çıkacaklardır. Bu nedenle dedektör Compton etkileşmelerine Şekil (2.41)'deki eğriyle gösterildiği gibi sıfır enerjiden pik yaptığı Compton kıyısı enerjisine kadar uzanan karakteristik Compton sürekliliğini karşılık gelen gama spektrumu için sergileyecektir.



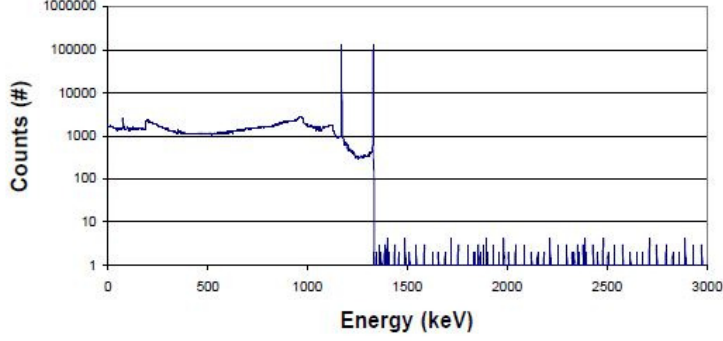
Şekil 2.41. Compton sürekliliği ve kıyısı

### 2.11.1.3. Toplam pikleri

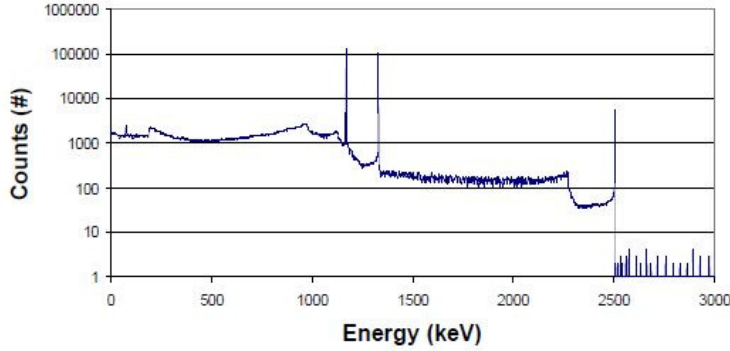
Bir izotop tek bozunum süreci içerisinde birden çok foton yayımladığında düşük ihtimal dahilinde olsa da bunların iki tanesinin de dedektörde enerji depolama şansı vardır. Bu olay gerçekleşirse toplam pik gözlemlenebilir. Toplam pikler ayrıca bozunma başına bir foton yayımlayan izotoplara sahip numunelerde de gözlemlenebilir. Fakat bu durum genellikle yüksek aktiviteye sahip numuneler için geçerlidir. Şekil



(2.42) ve (2.43)'de  $^{60}\text{Co}$  izotopunun beklenen ve gerçekte gözlemlenen spektrumu gösterilmiştir.  $^{60}\text{Co}$  izotopu bilindiği üzere 1173 keV ve 1332 keV geçiş enerjilerine sahiptir. Beklenen spektrumda yalnızca bu iki enerji piki var iken gerçekte bunların toplamı olan 2505 keV piki de mevcuttur.



Şekil 2.42.  $^{60}\text{Co}$  izotopunun beklenen spektrumu



Şekil 2.43.  $^{60}\text{Co}$  izotopunun gerçek spektrumu

#### 2.11.1.4. Tek kaçış pikleri

Dedektör hacmi sonlu olduğundan dedektördeki çift oluşumu olayları ile meydana gelen yok olma fotonlarından birinin kaçması mümkündür. Bu olay gerçekleştiğinde tam enerji pikinde gözlenen değer 511 keV eksikliği de spektrumda görülmüş olur.

#### 2.11.1.5. Çift kaçış pikleri

Eğer dedektörden iki yok oluş fotonu kaçarsa bu kez spektrumda tam enerji pikinde gözlenen değer 1022 keV eksikliği gözlemlenir.

### 2.11.1.6. Yok olma pikleri

1022 keV'den yüksek enerji değerinde bir foton dedektöre geldiğinde meydana gelen yok olma pikleri dedektörden kaçabilirler. Yok olma ile meydana gelen iki foton birbirinden ayırt edilemezler. Bu durumda aşağıdakilerden biri olması beklenir:

- Her iki yok olma fotonu da tamamen absorbe olur: tam enerji piki (foto-pik) olayı meydana gelir.
- Yalnızca bir yok olma piki absorbe olurken diğeri dedektörden kaçar; tek kaçış gözlenir veya hiçbir foton absorbe olmaz çift kaçış gözlenir.

Eğer zırlama materyali çevresinde bir çift oluşumu meydana gelirse iki yok olma fotonundan birinin enerjisini dedektörde depolama ihtimali olur. Bu olay sonucunda 511 keV enerjide yok olma piki gözlemlenebilir.

### 2.11.1.7. Geri saçılma pikleri

Yayımlanan gama ışınları dedektörü çevrerleyen materyaller ile de etkileşebilir. Bu olayda kurşun materyalinden 180° geri saçılan foton birkaç yüz keV enerji mertebesinde spektrumda gözlenebilir.

## 2.12. Foto-nükleer Reaksiyonlar

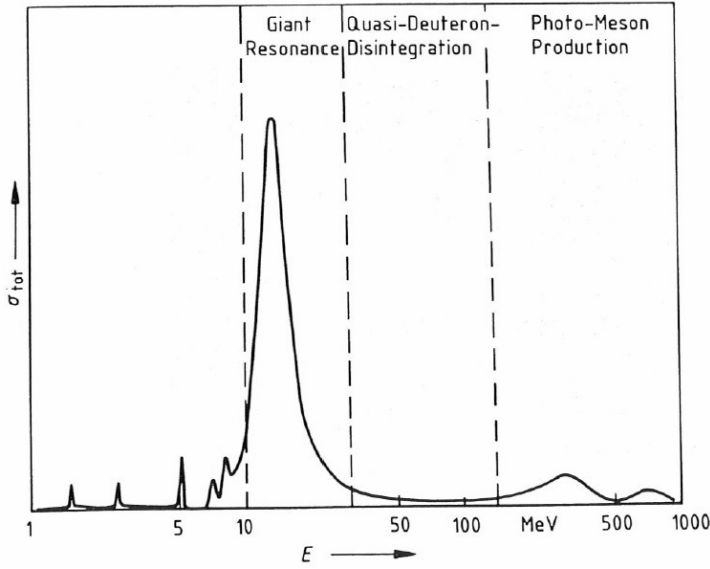
Foto-nükleer reaksiyon araştırmalarının başlangıcı olarak Chadwick ve Goldhaber'in 1934 yılında döteryum atomunun gama ışınlarıyla bombardıman edilmesi ile ilgili yayınladığı raporu gösterebiliriz (Chadwick ve Goldhaber 1934). Daha sonra aynı yıl <sup>7</sup>Be izotopunun foto-nötron reaksiyonu ile ilgili iki makale sırasıyla Gentner (Gentner 1934), Szilard ve Chalmers tarafından yayınlanmıştır (Szilard ve Chalmers 1934). 1940'larda yüksek elektron enerjili betatronlar ortaya çıkana kadar yalnızca döteryum ve berilyum foto-bozunum süreçleri ile ilgili çalışmalar yapılabilmisti (Kerst 1940, Kerst 1941). Bunun nedeni bu iki elementin yeterince düşük uç nokta enerjilerine sahip olmalarıdır.

Birbirinden bağımsız enerji seviyelerinin gözlenmesi ile ilgili rapor ilk olarak 1939'da yayınlandı (Waldman vd 1939). İzomerik foto-uyarılanın ilk gözlenim tarihi ise 1941'dir (Feldmeier ve Collins 1941).

Foto-nükleer reaksiyonlarla ilgili sistematik çalışmalar ise 1950'lerde betatronların kullanılmasıyla başladı (Penfold ve Leiss 1959). 1960'larda ise lineer hızlandırıcıda oluşturulan pozitronların havada yok olmasıyla oluşturulan yarı-teknenerjili fotonlardan yararlanılmaya başlandı ve bu sayede kesin veriler elde edildi (Schuhl ve Zsara 1961), (Jupiter vd 1961).

### 2.12.1. Fotonların çekirdek tarafından soğurulması

Elektromanyetik radyasyon ile gerçekleştirilen nükleer reaksiyonlar düşük foton enerjileri için iki aşamalı bir süreç şeklinde açıklanabilir. Bir fotonun soğurulması çekirdeğin uyarılmış duruma geçmesine neden olur. Böylece uyarılmış olan bileşik çekirdeğin uyarılma enerjisi çekirdekten foton, nötron veya yüklü parçacık salınımı ile gerçekleşir. Çekirdeğin foton soğurma toplam tesir kesiti Şekil (2.44) ile verilmiştir.



Şekil 2.44. Çekirdeğin foton soğurma toplam tesir kesitinin şematik gösterimi (Segebade vd 1988)

#### 2.12.1.1. Nükleer seviyelerin uyarılması

10 MeV civarı ve bu enerji değerinden düşük enerjilerde nükleer enerji durumları uyarılmış hale gelir. Eğer gelen foton bir tek nükleer seviyeyi uyarabilecek enerjiye sahipse toplam soğurulma tesir kesiti hızla ince bir rezonans piki şeklinde yükselir.

Elektromanyetik radyasyon ve çekirdek arasındaki teoriden bir tek nükleer seviye için soğurma tesir kesiti (2.56)'daki gibi verilir:

$$\sigma_a = \sigma_m \cdot \frac{1/4 \cdot \Gamma_a^2}{(E - E_a)^2 + 1/4 \cdot \Gamma_a^2} \quad (2.56)$$

Burada :

$\sigma_a$  : Soğurulma tesir kesiti

$\sigma_m$  : Pik tesir kesiti. Rezonanstaki fotonun dalgaboyuna ve çekirdeğin uyarılmış ve taban durumdaki özelliklerine bağlıdır.

$E$  : Gelen fotonların enerjisi

$E_a$  : Rezonans enerjisi (uyarılmış durumun enerjisi)

$\Gamma_a$  : a uyarılmış durumunun toplam enerji genişliği.

Nükleer seviyenin enerji genişliği bu enerji seviyesinden diğer tüm düşük enerji seviyelerine geçiş olasılıkları ile orantılıdır ve (2.57) denklemi ile ifade edilir:

$$\Gamma_a = \frac{\lambda^2}{2\pi} \cdot \frac{2I_a + 1}{2I_g + 1} \cdot \frac{\gamma_g}{\sigma_m} \quad (2.57)$$

$\lambda$  : Rezonanstaki fotonun dalgaboyu

$I_a$  : Uyarılmış durumun spinleri

$I_g$  : Taban durumun spinleri

$\gamma_g$  : a uyarılmış durumunun g taban durumuna geçişindeki enerji genişliği.  $\gamma_g$  ayrıca a uyarılmış durumundan g taban duruma geçiş olasılığı ile orantılıdır.

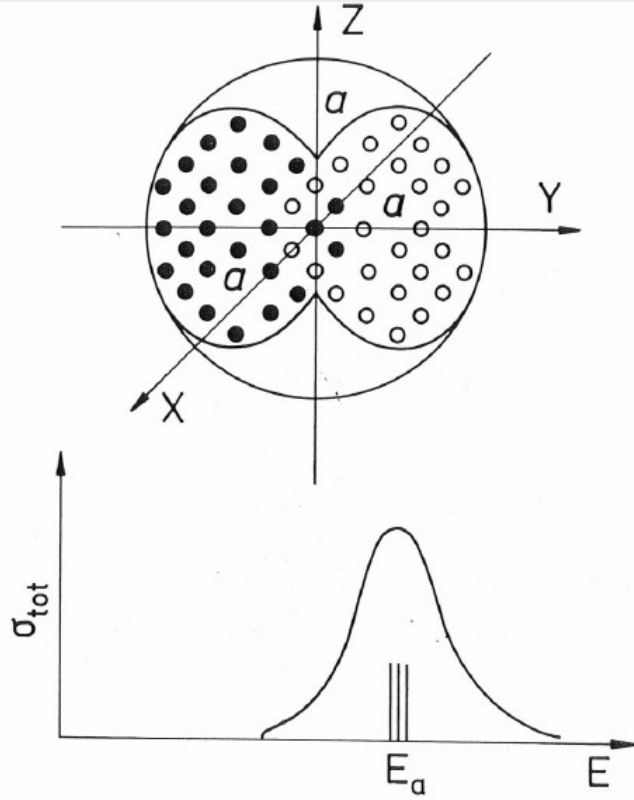
Denklem (2.57)'deki ikinci terim  $\Gamma_a$ 'nın rezonans genişliğini (FWHM) belirten bir eğriyi temsil eder. Genel olarak nükleer seviyelerin düşük enerji genişliği sebebiyle ( $\sim 1$  eV) rezonans oldukça keskindir. Bu nedenle pik tesir kesiti  $10^3$  barn'ı aşabilmesine karşın, bir tek seviye için integre edilmiş soğurma tesir kesiti düşüktür. Denklem (2.56)'deki rezonans terimini integre edilirse şu sonuca ulaşılır:

$$\int_0^\infty = \sigma_m \cdot \frac{\pi}{2} \cdot \Gamma_a = \frac{\lambda^2}{4} \cdot \frac{2I_a + 1}{2I_g + 1} \cdot \gamma_g \quad (2.58)$$

Taban durum genişliği için MeV mertebesindeki enerjilerdeki foton dalgaboyu için denklem (2.58)'e tipik değerler girilirse  $\mu b \cdot MeV$  mertebesinde değerler elde edilir.

### 2.12.1.2. Dev dipol rezonans

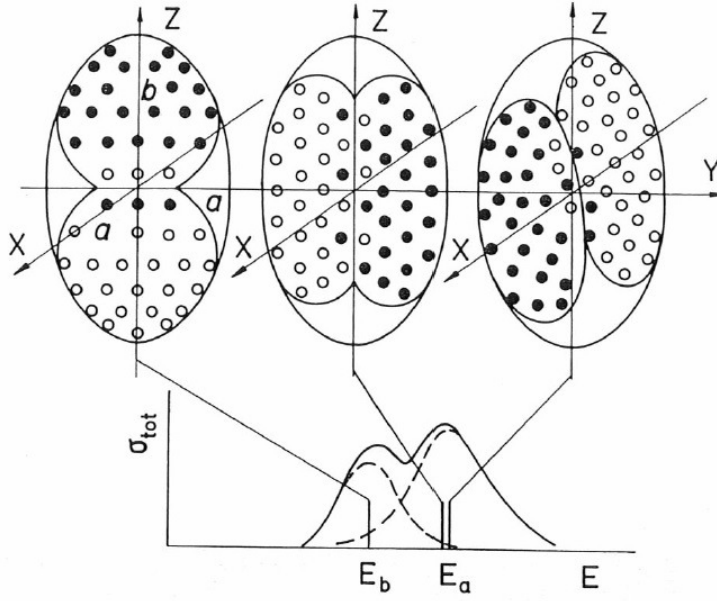
Toplam foton soğurma tesir kesitinde 10 MeV'den 30 MeV'e kadar olan enerji aralığında çok geniş bir rezonans maksimumu gözlenir. Daha düşük foton enerjilerinde izole olmuş nükleer enerji seviyelerinin uyarılmasının aksine sözde dev rezonans çekirdekteki tüm proton ve nötronların kollektif bir titreşimsel hareketi ile karakterize edilir. Fotonlar ile uyarılmış dev dipol rezonansa en önemli katkı elektrik dipol moddan gelmektedir. Elektrik dev dipol rezonans genellikle tüm protonların, tüm nötronlara karşı kollektif bir hareketi olarak yorumlanır. Şekil (2.45)'de



Şekil 2.45. Küresel çekirdekler için elektrik dev dipol rezonans titreşim modunda tüm nötronlara karşı tüm protonların kollektif hareketinin şematik temsili (yukarıda). Elektrik dev dipol rezonans soğurma tesir kesitinin tipik formu (aşağıda) (Segebade vd 1988)

görüldüğü üzere bir küresel çekirdeğin bu titreşim modunda periyodik elektrik alan etkisi altında tüm protonlar, tüm nötronlar ile birlikte hareket ederler. Çekirdek küresel simetrik olarak kabul edildiğinden titreşimsel hareketin yönü dikkate alınmaz ve bu nedenle rezonans frekansları üç serbestlik derecesi için de aynıdır. Bu nedenle küresel çekirdekler için toplam foton soğurma tesir kesitinde sadece tek, yayvan bir rezonans maksimumu gözlenir.

Eğer taban durumundaki çekirdek kalıcı bir deformasyona sahipse dev rezonansın yapısı daha karmaşık bir hal alır, çünkü bu durumda üç serbestlik derecesi için rezonans frekansları farklıdır. Şekil (2.46)'da bir yumurta şekilli (prolate) çekirdek gösterilmektedir. Burada  $z$  yönündeki hareket ve  $z$ 'ye dik yöndeki hareket olmak üzere farklı rezonans frekanslarına sahip iki titreşim yönü olduğu aşikardır.  $x$  ve  $y$  yönlerindeki titreşim modları ise dejeneredir. Bu nedenle dev dipol rezonans eğrisi farklı foton enerjilerinde merkezlenmiş olan iki rezonans eğrisinden oluşmaktadır. Dolayısıyla deforme olmuş çekirdeklerin toplam foton soğurma tesir kesitleri iki belirgin pike sahip bir rezonans maksimumu sergiler.



Şekil 2.46. Farklı elektrik dev dipol rezonans titreşim modlarının şematik temsili (yukarıda). Deforme olmuş çekirdekler (prolate) için soğurma tesir kesiti fonksiyonu (aşağıda) (Segebade vd 1988)

### 2.12.1.3. Yüksek enerjili fotonlarla etkileşim

Dev rezonans bölgesinin ötesinde ( $E > 30$  MeV) diğer etkileşim mekanizmaları önemli hale gelir. Eğer tüm nükleonların kolektif bir uyarımı yerine yüksek enerjili bir foton soğurulursa, her bir nükleonun bireysel etkileşimi gözlenir. Toplam soğurma tesir kesitinin büyüklüğü ve enerji bağımlılığı, döteron benzeri parçalanma (disintegration) şeklinde yorumlanabilir. Bu model çerçevesinde varsayılabilir ki; foton, diğer nükleonların bir katkısı olmaksızın çekirdek içinde ilişkili bir nötron-proton çifti (döteron) ile etkileşime girer ve doğrudan nükleon yayımlanmasına neden olur. Yüksek enerjili fotonların yalnızca düşük bir sayıda nükleonlar ile etkileşimi nedeniyle, soğurma tesir kesiti dev rezonans bölgesi ile karşılaştırıldığında oldukça düşüktür.

### 2.12.1.4. Foton soğurulması sonrası çekirdek de-egzitesyonu

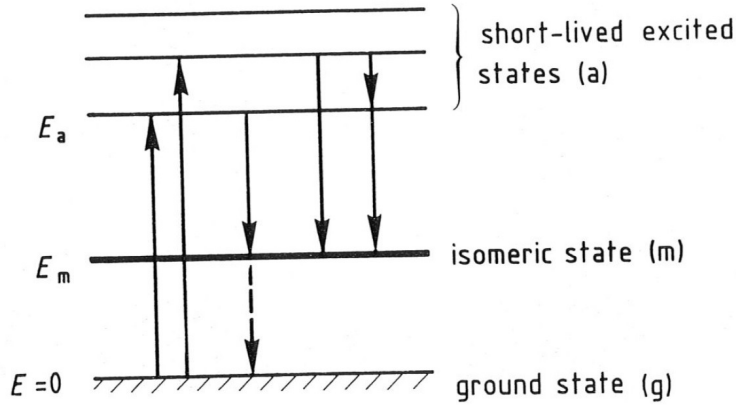
Uyarılma enerjisi çekirdekten aşağıdaki durumlarda yayımlanabilir :

- Gelen fotonla aynı enerjide bir foton yayımlama. Bu süreç elastik saçılma veya  $(\gamma, \gamma)$  reaksiyonu olarak adlandırılır.
- Daha düşük enerjili foton yayımlanması. Bu reaksiyon tipi inelastik foton saçılması veya  $(\gamma, \gamma')$  reaksiyonu olarak bilinir.
- Eğer çekirdeğin uyarılma enerjisi parçacık ayrılma enerji eşliğini geçiyorsa nötron, proton veya kompozit yüklü parçacık yayımlanması gözlenebilir.

PAA'de foto parçalanma sürecinin yanında sadece parçacık yayımı reaksiyonları ve küçük ölçüde inelastik foton saçılımı kullanılır, çünkü bu reaksiyon tipleri analiz edilecek olan numune içinde kalıcı radyoaktivite üretebilirler. Bu sayede ölçümler oldukça tutarlı bir şekilde yapılabilir.

### 2.12.1.5. ( $\gamma, \gamma'$ ) reaksiyonları

İnelastik foton saçılmalarının fiziksel mekanizmaları çekirdeğin Şekil (2.47) ile gösterilen basitleştirilmiş enerji seviye diyagramları kullanılarak anlaşılabilir. Çekirdek, izole edilmiş seviye ve taban durum arasındaki enerji farkına karşılık gelen uygun enerji değerindeki bir fotonun soğurulmasıyla uyarılabilir (rezonans soğurumu). Uyarılmış olan nükleer durumlar çok küçük bir yaşam süresine sahiptir (tipik olarak  $< 1ns$ ) ve genellikle daha düşük seviyelere veya direkt olarak taban duruma bozunurlar.



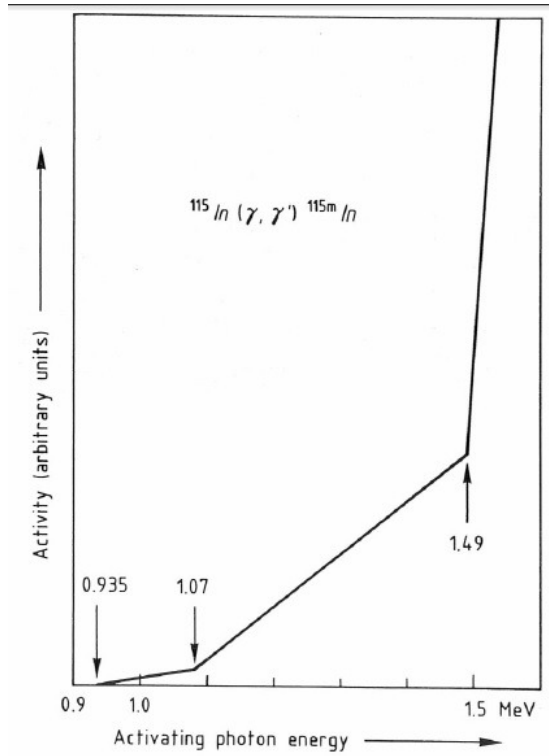
Şekil 2.47. İzomerik bir duruma sahip olan bir çekirdeğin enerji seviyesi diyagramı (Segebade vd 1988)

( $\gamma, \gamma'$ ) reaksiyonunun tesir kesiti, fotonötron ( $\gamma, n$ ) reaksiyonlarının tesir kesitlerinden çok daha düşüktür. Bu nedenle ( $\gamma, \gamma'$ ) reaksiyonları ile numune içinde meydana gelen aktivite ( $\gamma, n$ ) reaksiyonlarıyla elde edilenden çok daha düşüktür. Sonuç olarak ( $\gamma, \gamma'$ ) reaksiyonlarının analitik hassasiyetleri zayıftır.

Bir diğer zorluk da inelastik foton saçılması, gelen fotonun çekirdek tarafından rezonans soğurması gerekliliğidir. İzole edilmiş bir nükleer enerji seviyesinin uyarılması yalnızca gelen foton enerjisi ve uyarılmış durumun enerjisi arasındaki fark 1 eV'den düşük olduğunda olasıdır. Bu sorun, geniş bir enerji aralığında foton içeren birincil bir sürekli foton spektrumunun kullanılmasıyla çözülebilir. Uygun bir sürekli kaynak yüksek enerjili elektronların bir ağır metal hedef tarafından soğurulmasıyla oluşturulan "bremsstrahlung" radyasyonudur. Bu nedenle elektron hızlandırıcıları ( $\gamma, \gamma'$ ) reaksiyonlarının kullanıldığı aktivasyon

analizleri için rahatlıkla kullanılabilirler. Bremsstrahlung fotonlarının maksimum enerjisi elektron enerjisi ile lineer bir şekilde değişir. Giderek artan elektron enerjisi ile başarılı bir şekilde daha yüksek nükleer enerji seviyeleri uyarılabilir. Eğer taban durumdan ve Şekil (2.47)'de görüldüğü gibi direkt veya kademeli olarak izomerik bir seviyeye bozunma şeklindeki uyarılmalarla meydana gelen iki durum söz konusuysa, elektron enerjisinin bir fonksiyonu olarak izomerin belli aktivitesinden oluşan aktivasyon eğrisi belirgin bir şekilde farklı eğimlere sahip iki kısımdan oluşur.

İlk reaksiyon daha düşük seviyedeki uyarılma nedeniyledir. Eğer elektron enerjisi bir sonraki seviyenin enerjisine ulaşırsa ek olarak izomerik duruma geçişler indüklenir, bu nedenle aktivasyon eğrisinin eğimi bu enerjide artar. Şekil (2.48), 336 keV'lik izomerik duruma bozunan  $^{115}\text{In}$  izotopunun farklı uyarılmış seviyelerine karşılık gelen çeşitli bükülme noktalarının gösterildiği  $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$  reaksiyonu için ürün aktivasyon eğrisinin ölçümünü göstermektedir. İzomerin belirli aktivitesindeki genel artış, artan elektron enerjisindeki bremsstrahlung fotonlarının daha yüksek veriminden kaynaklanır.

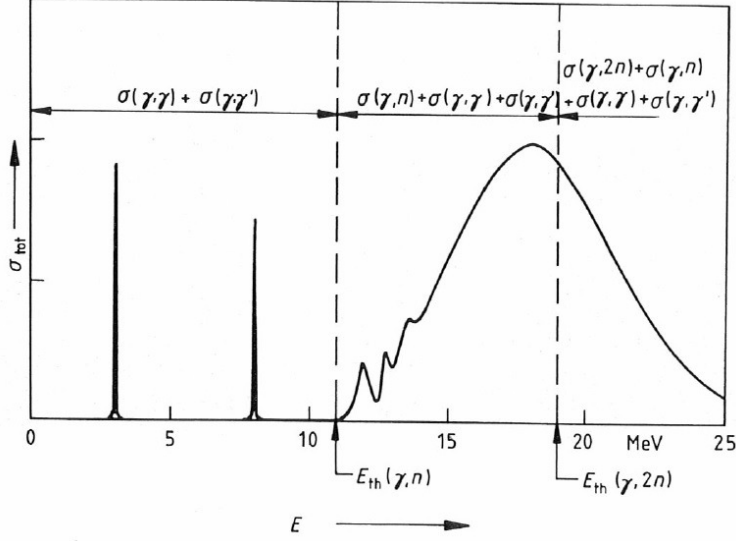


Şekil 2.48. Maksimum foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak bremsstrahlung ile uyarılan bir  $(\gamma, \gamma')$  reaksiyonu için tipik ürün eğrisi (Segebade vd 1988)



### 2.12.1.6. Foto-nötron reaksiyonları

Eğer çekirdeğin uyarılma enerjisi bir nükleonun (nötron, proton) veya daha ağır bir parçacığın ( $\alpha$  parçacığı) bağlanma enerjisinden daha yüksekse, çekirdekten elektromanyetik radyasyon yerine bir nötron veya yüklü bir parçacık yayımlanabilir. Şekil (2.49)'da orta değerlerde atom numarasına sahip bir çekirdek için 25 MeV'e kadar olan foton enerji bölgesindeki toplam soğurma tesir kesiti gösterilmiştir.

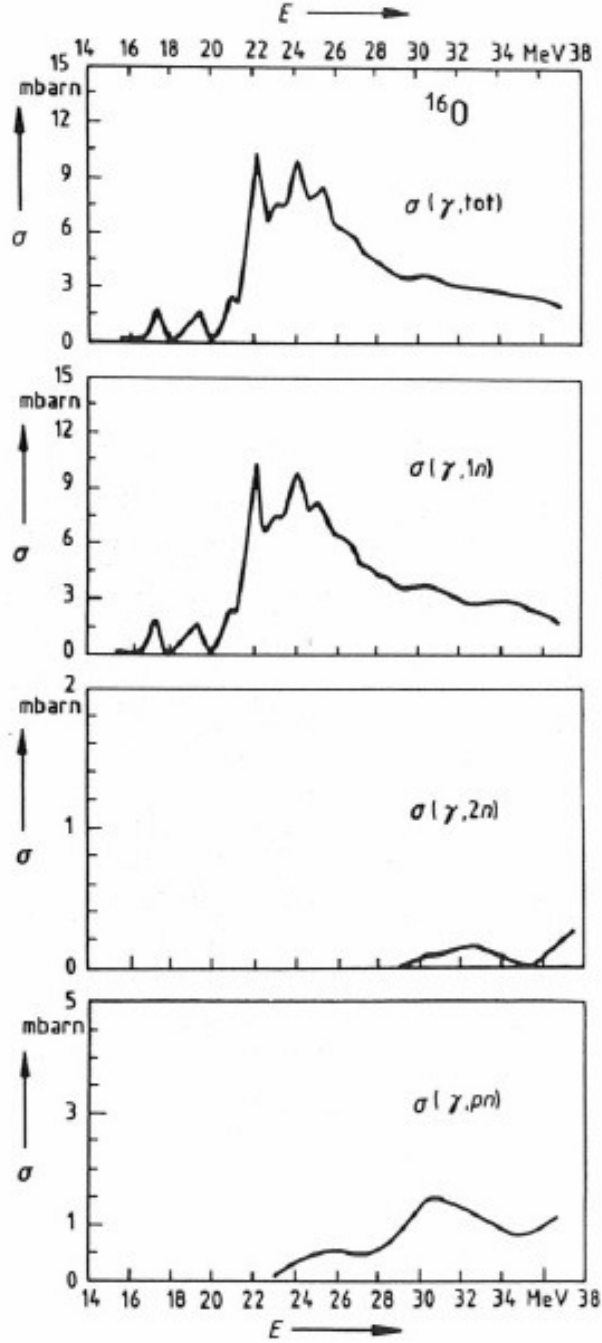


Şekil 2.49. Orta değerlerde atom numarasına sahip bir çekirdek için toplam soğurma tesir kesiti fonksiyonunun düşük enerji kısmının şematik temsili (Segebade vd 1988)

Nükleon yayımlama eşiğinden ( $E_{th}(\gamma, n)$ ) daha düşük enerjide, bu bölgede birkaç izole edilmiş soğurma çizgisi sergileyen toplam foton soğurma tesir kesitine yalnızca elastik ve inelastik saçılmalar eşlik eder. Bu eşikten yüksek değerlerde ise uyarılmış nükleer durum foton veya nükleon yayımıyla bozunabilir. Nükleon yayımlama eşiği üstündeki seviyelerin yaşam sürelerinin çok kısa olması nedeniyle soğurma çizgileri artan bir şekilde genişler. Yüksek enerjilerde bile nükleer seviye açıklığı öyle küçüktür ki uyarılmış durumlar kısmen üst üste biner ve foton soğurması tüm nükleonların kolektif uyarılmasına yol açar. Bu daha önce bahsedilen dev rezonans bölgesidir.

Dev rezonans bölgesindeki toplam tesir kesiti, elastik-inelastik saçılma, bir veya daha fazla nükleonun yayımlanması ve elastik ve kompozit yüklü parçacık katkılarından meydana gelir. Orta ve ağır çekirdekler için proton ve diğer yüklü parçacıkların yayımlanması Coulomb bariyeri tarafından yasaklanmıştır. Toplam foton soğurma tesir kesiti neredeyse tamamen toplam foto-nötron tesir kesiti ile verilir. Analitik amaçlar için en basit foto-nötron reaksiyon tipi ( $\gamma, n$ ) en önemlisidir.

Şekil (2.50)'den Şekil (2.53)'e kadar olan şekillerde ölçülen tipik tesir kesitleri gösterilmektedir.



Şekil 2.50.  $^{16}\text{O}$  için fotonötron tesir kesiti;  $\sigma(\gamma, \text{toplama}) = \sigma(\gamma, \text{toplama}n) = \text{toplama}$  fotonötron tesir kesiti (eşitlik 2.59) (Segebade vd 1988)

$$\sigma(\gamma, \text{top } n) = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, np) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, 2np) + \sigma(\gamma, 3n) + \dots \quad (2.59)$$

Şekil (2.50)'den  $^{16}\text{O}$ 'nun toplam foton nötron tesir kesitinde  $^{16}\text{O}(\gamma, n)^{15}\text{O}$  reaksiyonunun en baskın katkısı sağladığı görülmektedir. Daha yüksek mertebedeki reaksiyonların katkıları küçüktür.

Şekil (2.51)'de, en üstteki eğri toplam nötron tesir kesitini ( $\sigma(\gamma, \text{toplamn})$ ) ve onun altındaki ise tek nötron yayımı için kısmi tesir kesitini ( $\sigma(\gamma, 1n)$ ) temsil etmektedir.

Açık bir şekilde görülmektedir ki  $(\gamma, n)$  tesir kesitinde bir kaç izole nükleer seviyenin katkısının yanı sıra dev rezonans yapının etkisi de söz konusudur. Orta bir çekirdek olan  $^{65}\text{Cu}$  çekirdeği için toplam foto-nötron tesir kesiti eğrisi Şekil (2.51)'de görüldüğü üzere oldukça muntazam ve düzgün bir geniş rezonans eğrisine sahiptir. Kısmi  $(\gamma, n)$  tesir kesiti eğrisi ise asimetric bir şekile sahiptir. 18 MeV'in üzerinde  $^{65}\text{Cu}(\gamma, 2n)^{63}\text{Cu}$  reaksiyonu,  $^{65}\text{Cu}$ 'nun toplam foto-nötron tesir kesitine önemli bir ölçüde katkıda bulunur. Bu aynı zamanda daha ağır bir çekirdek olan  $^{115}\text{In}$  için de geçerlidir Şekil (2.52).

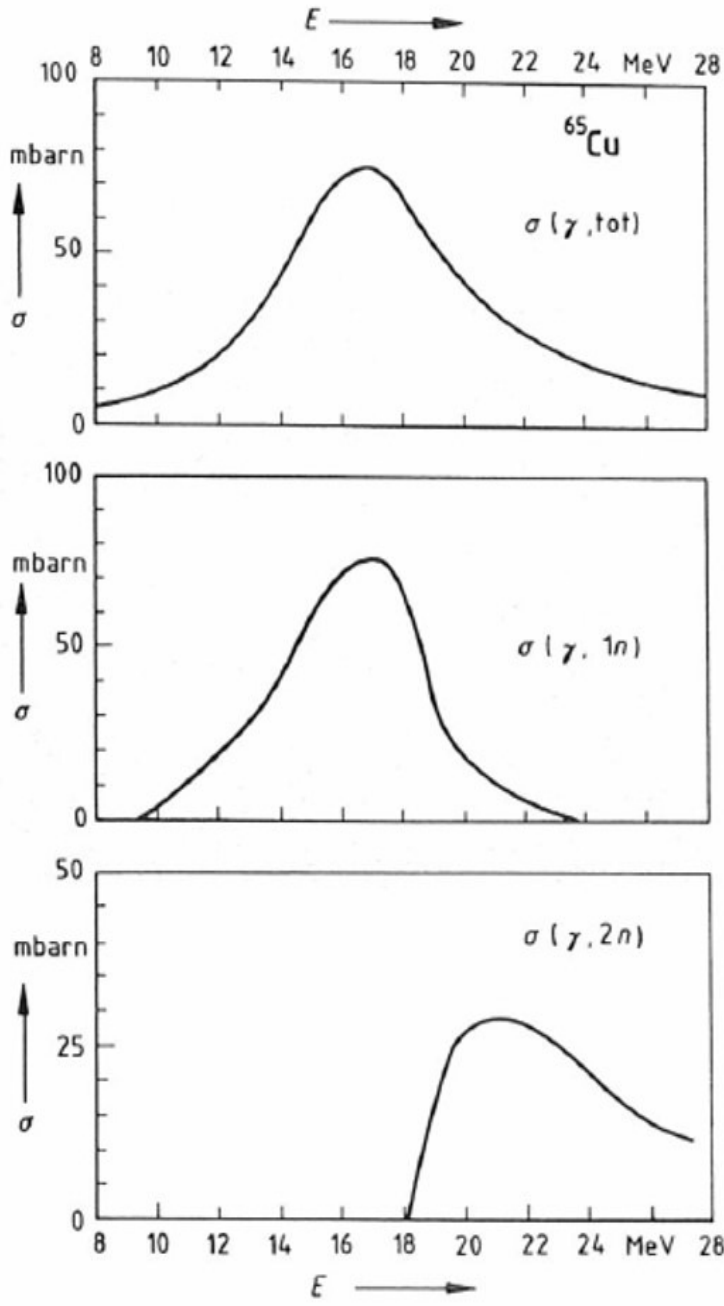
Kalıcı bir şekilde deforme olmuş olan  $^{175}\text{Lu}$  durumunda Şekil (2.53) dev rezonans eğrisinde küresel olmayan bir şeklin etkisi görülmektedir.  $^{175}\text{Lu}$  çekirdeği prolate olduğu için dev rezonans düşük enerjili bir bileşen ve yüksek yoğunluklu yüksek enerjili bir bileşenden oluşur.

Eğer bölünebilir çekirdekler foton soğurulmasıyla yüksek bir biçimde uyarılırsa, önemli bir reaksiyon mekanizması olan fisyon yolu ile de-egzitasyon gözlemlenir. Bir örnek olarak Şekil (2.54) ile  $(\gamma, n)$  ve  $(\gamma, 2n)$  kısmi tesir kesitlerinin yanısıra  $^{238}\text{U}$  için foto-fisyon tesir kesiti gösterilmiştir. Foto-fisyon, toplam reaksiyon tesir kesitine önemli bir katkı sağlamaktadır.

### 2.12.1.7. $(\gamma, n)$ reaksiyonları

Dev rezonans bölgesindeki toplam foto-nötron tesir kesitine en önemli katkı uyarılmış olan çekirdekten yayınlanan tek bir nötrondan kaynaklanmaktadır. Sonuç olarak dev rezonans yapısı en çok  $(\gamma, n)$  tesir kesitleri içinde değerlendirilir. Özellikle orta ve ağır çekirdekler için bu kısmi tesir kesiti neredeyse  $(\gamma, n)$  tesir kesiti ile aynıdır. Bunun nedeni proton yayınlanmasının Coulomb bariyeri tarafından ciddi bir şekilde engellenmesidir.

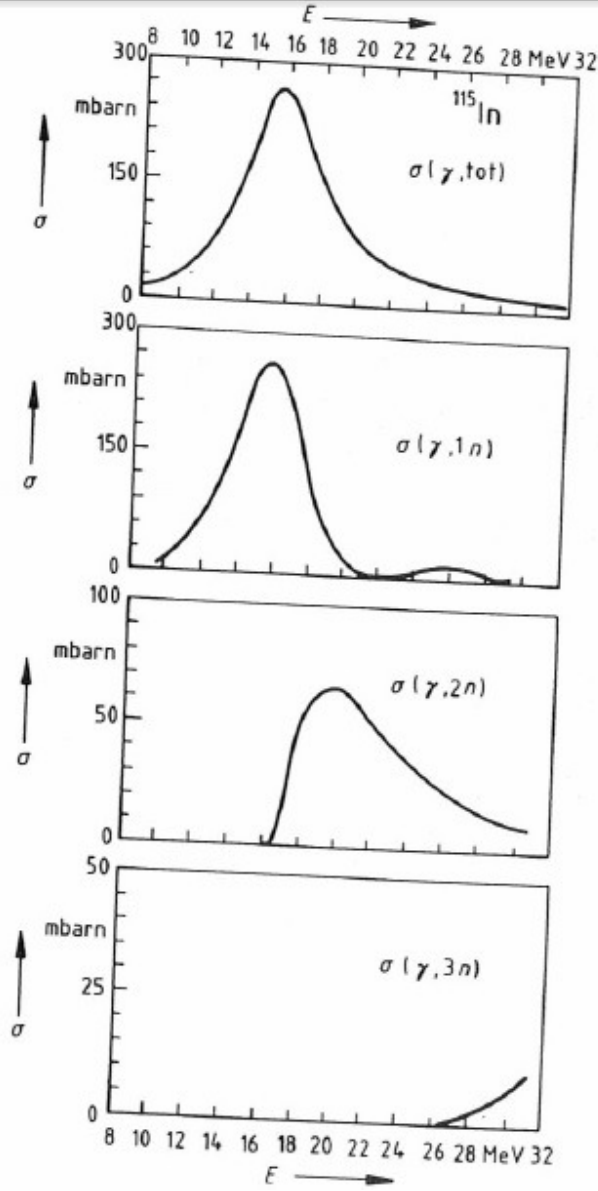
Analitik olarak en önemli reaksiyon olan  $(\gamma, n)$  reaksiyonunda uyarılmış çekirdekten sadece bir tek nötron yayımlanır.  $(\gamma, n)$  reaksiyonunun eşiği nötronun çekirdeğe bağlanma enerjisi ile aynıdır. Hedef çekirdeğin atom numarasının bir fonksiyonu olarak Şekil (2.55)'de gösterilen  $(\gamma, n)$  eşiği, hafif çekirdekler için 15 MeV, ağır çekirdekler için 8 MeV'e kadar nispeten düzgün bir azalışı göstermektedir. Bazı



Şekil 2.51.  $^{65}\text{Cu}$  için fotonotron tesir kesiti (Segebade vd 1988)

atom numarası değerleri için hafif kesiklilikler söz konusudur. Bu durum nükleer kabuk yapısını yansıtmaktadır ve  $(\gamma, 2n)$  eşik değerleri için daha belirgindir.

Analitik amaçlar için ulaşılabilir özgün doyum aktivitesi ilgi çekici bir değerdir. Bu değer nükleer reaksiyonun etkin tesir kesitiyle oğrıntılı olup denklem (2.60) ile ifade edilir:

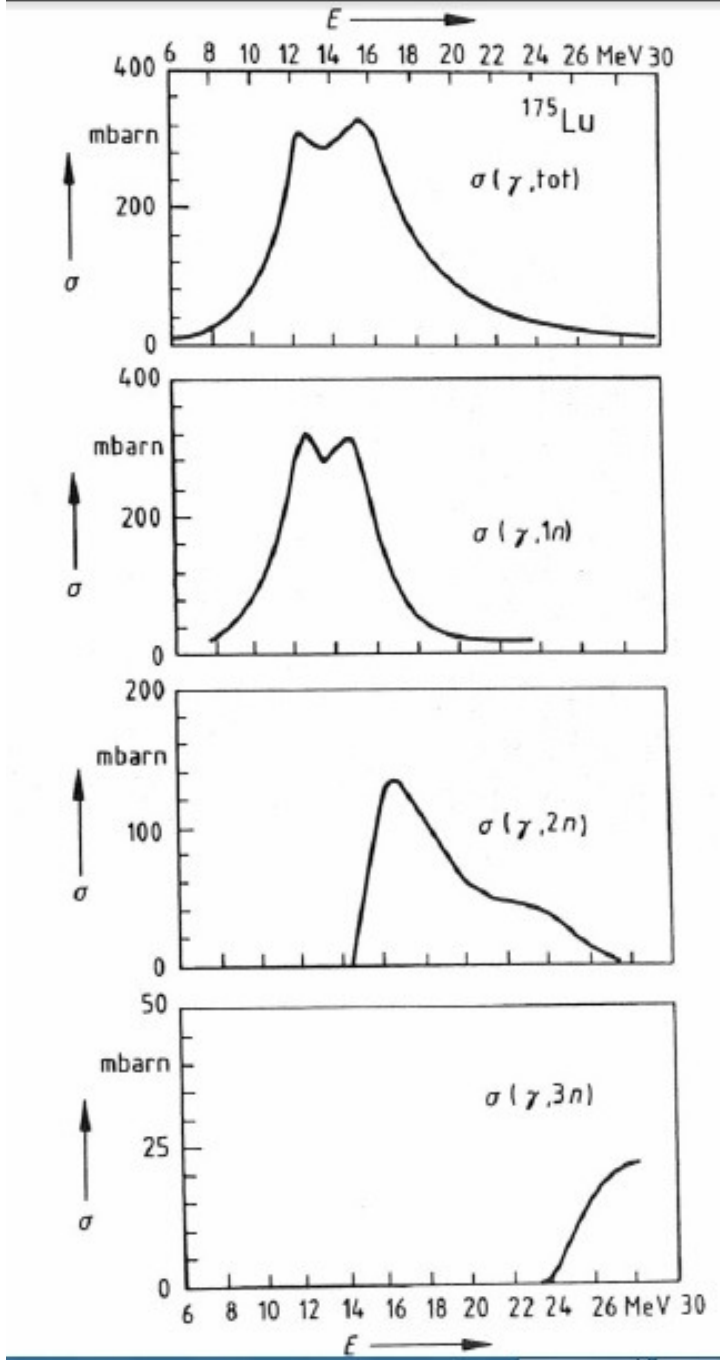


Şekil 2.52.  $^{115}\text{In}$  için fotonötron tesir kesiti (Segebade vd 1988)

$$\sigma_{eff} = \int_{E_{th}}^{E_{max}} f(E) \cdot \sigma(E) d(E) \quad (2.60)$$

Burada  $f(E)$  ağırlık fonksiyonu, aktive edici fotonların normalize spektrumunu temsil eder.

Şekil (2.56)'da bir ağır metal içinde 30 MeV'lik bir elektron huzmesinin durdurulmasıyla üretilen bremsstrahlung için atom numarasının bir fonksiyonu olarak  $(\gamma, n)$  reaksiyonlarının etkin tesir kesiti gösterilmiştir. Beklendiği gibi bremsstrahlung ağırlıklı tesir kesiti de hızla atom numarası ile birlikte artmaktadır.

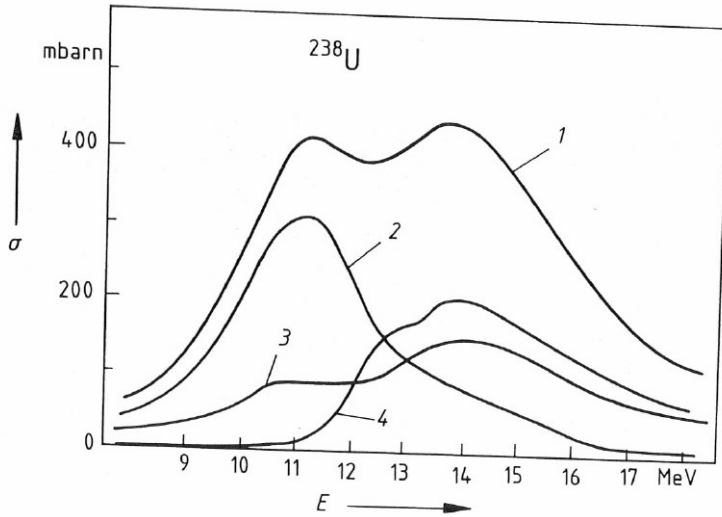


Şekil 2.53.  $^{175}\text{Lu}$  için foto-nötron tesir kesiti (Segebade vd 1988)

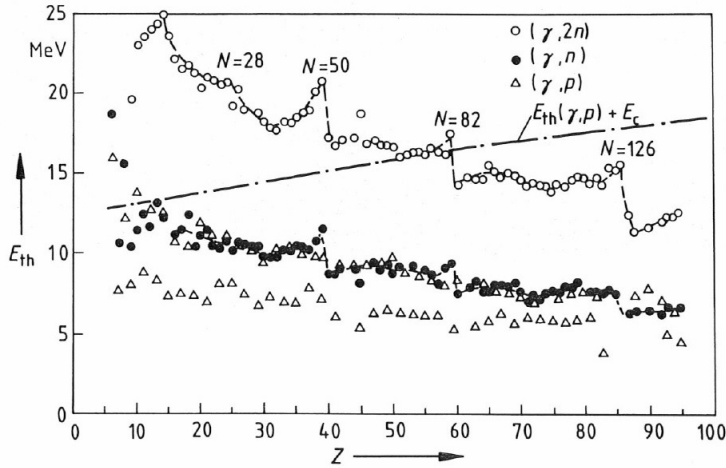
Böylece, ağır elementlerin bir foton akısı içinde ışınlanmasıyla hafif elementlere oranla daha yüksek aktiviteler üretilebilir.

### 2.12.1.8. $(\gamma, 2n)$ ve $(\gamma, 3n)$ -reaksiyonları

$(\gamma, n)$  reaksiyonları ile analitik olarak uygun reaksiyonların elde edilemediği

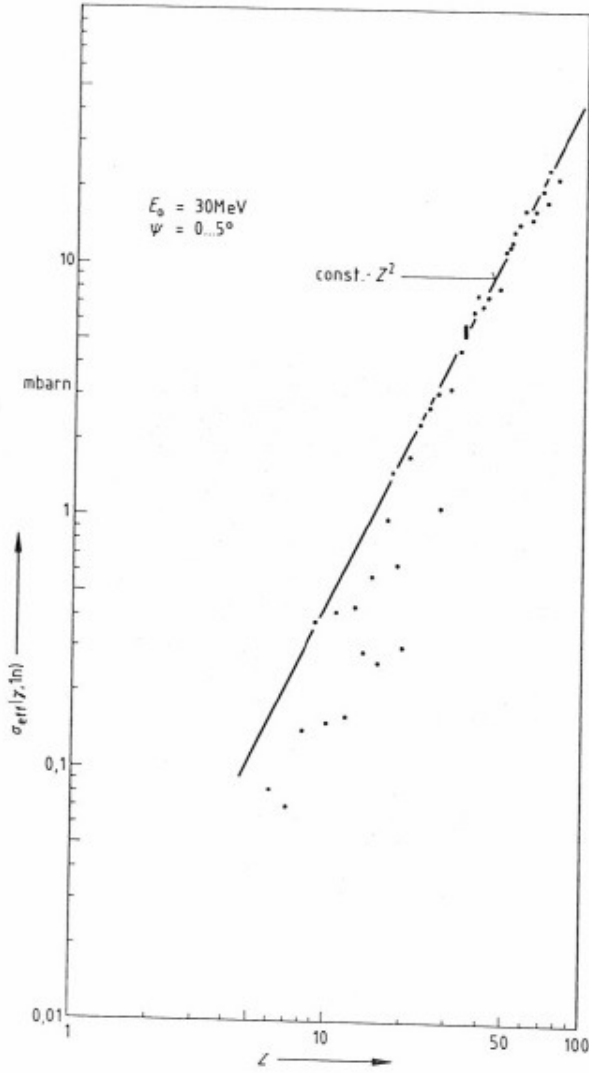


Şekil 2.54.  $^{238}\text{U}$  için fotofisyon tesir kesiti; 1- toplam fotonötron tesir kesiti, 2-  $(\gamma, n)$  tesir kesiti, 3-  $(\gamma, f)$  tesir kesiti, 4-  $(\gamma, 2n)$  tesir kesiti (Segebade vd 1988)



Şekil 2.55. Atom numarasının bir fonksiyonu olarak fotonükleer reaksiyonların eşik enerjileri;  $E_C$  : Coulomb bariyeri (Segebade vd 1988)

durumlarda  $(\gamma, 2n)$  ve  $(\gamma, 3n)$  gibi daha yüksek mertebede reaksiyonlar yoluyla da radyonüklitler üretilebilir. Bununla birlikte  $(\gamma, 2n)$  reaksiyonları için eşik enerjileri  $(\gamma, n)$  reaksiyonunkilerin neredeyse iki katıdır ve pik tesir kesitleri çok daha düşüktür. Bu nedenle analitik hassasiyet  $(\gamma, n)$  reaksiyonlarınınkinden daha düşüktür. Eğer foton kaynağı olarak bir elektron hızlandırıcı kullanılırsa indüklenen aktivite, daha yüksek bir elektron enerjisinin kullanılmasıyla artırılabilir, çünkü foton spektrumu ile tesir kesiti eğrisinin daha iyi bir şekilde üst üste gelmesi nedeniyle etkin tesir kesiti bremsstrahlung enerjisi ile artar.



Şekil 2.56.  $\Psi = 0 - 5$  derecelik açisal aralık içindeki bir ağır metal hedeften yayınlanan 30 MeV'lik bremsstrahlung için atom numarasının bir fonksiyonu olarak  $(\gamma, n)$  reaksiyonlarının etkin tesir kesiti (Segebade vd 1988)

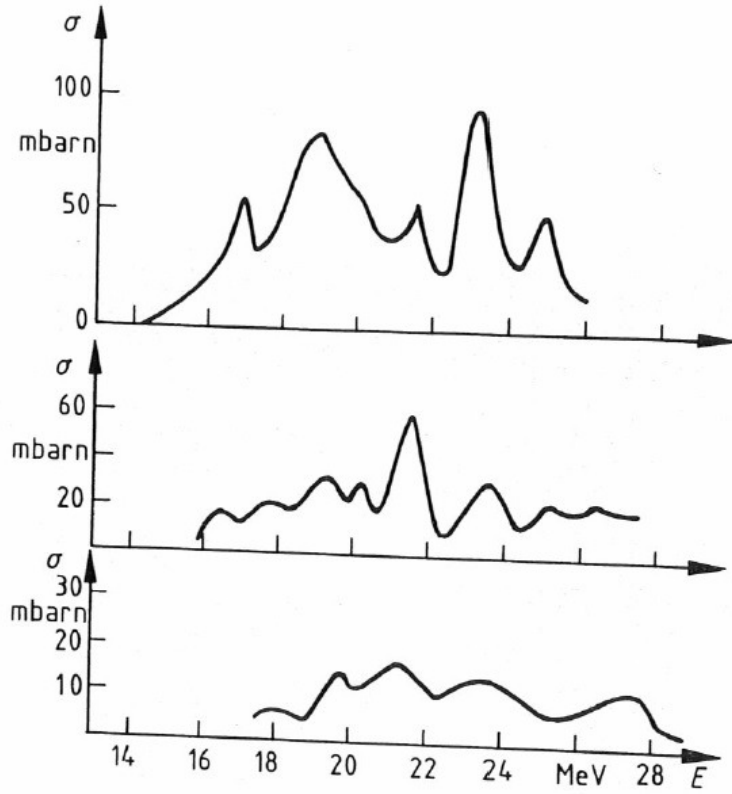
### 2.12.1.9. Yüklü parçacık yayımlanan reaksiyonlar

Uyarılmış bir çekirdekten yüklü parçacık yayımlanması nükleer kuvvetler ve Coulomb bariyeri tarafından kısıtlanır. Foton enerjisi yüklü parçacığın bağlanma enerjisini aşıya dahi yüklü parçacık yayımlanma olasılığı düşük kalır, çünkü Coulomb bariyeri adı verilen elektrostatik potansiyel duvar ile kuşatılmıştır. Bununla birlikte bu bariyer üzerinden kuantum mekaniksel tünelleme etkisiyle sıfır olmayan bir parçacık geçiş olasılığı söz konusudur. Sonuç olarak yüklü reaksiyon ürünleri için foto-nükleer tesir kesitleri çok yavaş bir şekilde eşik üzerinde yükselir ve sonrasında

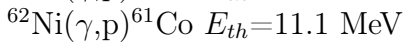
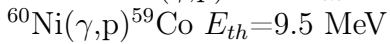


foton enerjisinin Coulomb bariyerini aşmasıyla güçlü bir şekilde artar.

Örnek olarak, Şekil (2.57)'de bolluk oranı en yüksek kararlı nikel izotoplarının ölçülen  $(\gamma, p)$  tesir kesitleri gösterilmiştir. Etkin eşik enerjileri proton bağlanma enerjileri ile karşılaştırıldığında Coulomb bariyer yüksekliğinin 6 MeV civarında olması gerektiği sonucu çıkar ki teoriyle iyi bir uyum içerisindedir. Şekil (2.55)'dan  $(\gamma, p)$  eşiklerinin  $(\gamma, n)$  değerlerinininkinden daha az veya eşit olduğu görülmektedir. Aşağıda Coulomb bariyerinin eklenmesiyle hesaplanan bazı ortalama etkin eşik enerjileri verilmiştir.



Şekil 2.57.  $^{58}\text{Ni}$  için foto-proton tesir kesiti (yukarıda),  $^{60}\text{Ni}$  ve  $^{62}\text{Ni}$  için foto-proton tesir kesiti (aşağıda) (Segebade vd 1988)

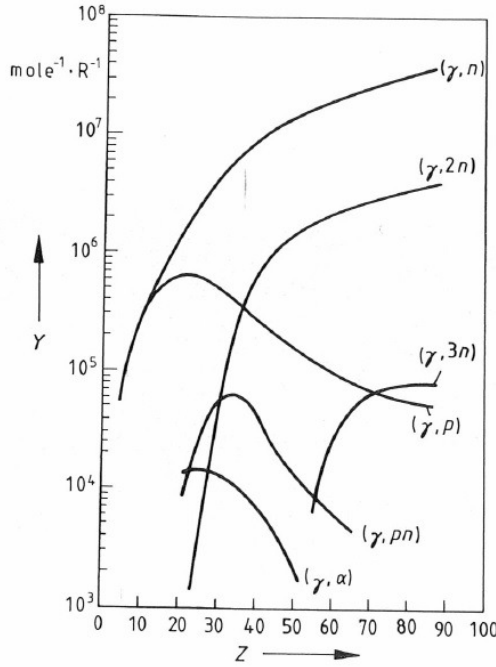


Coulomb bariyerinin yüksekliği artan atom numarasıyla birlikte arttığı için  $(\gamma, n)$  eşiklerinin aksine etkin eşik değeri de artar. Yüksek etkin eşik ve düşük tesir kesiti nedeniyle ağır çekirdekler için  $(\gamma, \text{yüküklü parçacık})$  reaksiyonlarını gözlemek

zordur. Analitik amaçlar için bu reaksiyonlar yalnızca hafif ve orta elementler için önemlidir.

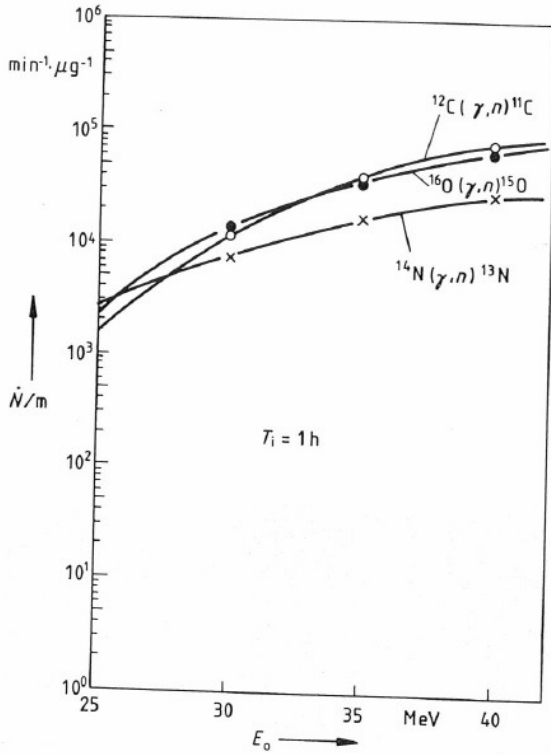
### 2.12.2. Foto-nükleer reaksiyon ürünleri

Bir foto-nükleer reaksiyonun ürünü ışınlama süresi ve diğer fiziksel ışınlama parametreleri ile birçok farklı şekillerde tanımlanabilir. Analitik uygulamalar için standart ışınlama koşulları altında sabit bir ışınlama zamanı sonundaki aktivitenin kullanılması daha uygundur. Farklı foto-nükleer reaksiyon tiplerini karşılaştırmak için ilk tanım Şekil (2.58)'de kullanılmıştır. Burada radyasyon kaynağı 30 MeV 'lik elektronlarla bombardıman edilen platin bir bremsstrahlung dönüştürücüdür. Daha önce bahsedildiği gibi, sadece nötron üretilen  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$  reaksiyonları için ürün eğrileri atom numarası ile monoton bir şekilde artar.  $(\gamma, n)$  reaksiyonunun ürünü  $(\gamma, 2n)$  ve  $(\gamma, 3n)$  reaksiyonlarınkinden çok daha fazladır.  $Z=20$ 'ye kadar  $(\gamma, p)$  reaksiyonlarının ürünü neredeyse  $(\gamma, n)$  ürünüyle karşılaştırılabilir durumdadır, fakat artan Coulomb bariyeri nedeniyle yüksek atom numaralarında  $(\gamma, p)$  ürün eğrisi hızla azalır ve  $(\gamma, 3n)$  eğrisinin altına düşer. Yüklü parçacık yayımlanması durumunda ürün eğrisi belirgin bir maksimuma ve daha yüksek atom numaralarına doğru monoton bir düşüşe sahiptir.  $(\gamma, np)$ ,  $(\gamma, \alpha)$  ve  $(\gamma, \alpha n)$  reaksiyonlarının ürün değerleri öylesine düşüktür ki sadece çok az sayıda durum için analitik uygulamalarda kullanılabilir.



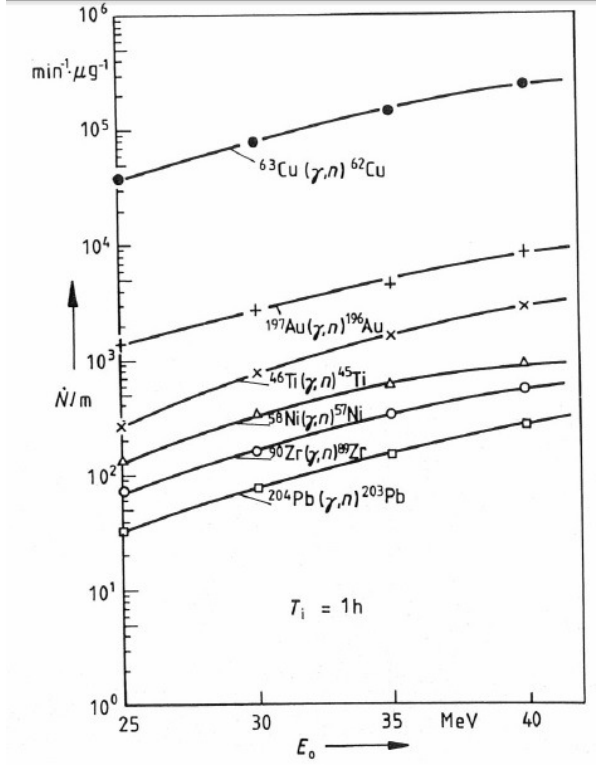
Şekil 2.58. Atom numarasının bir fonksiyonu olarak 30 MeV'lik bremsstrahlung için fotonükleer reaksiyon ürünleri (Segebade vd 1988)

Şekil (2.59) ve Şekil (2.60)'da bremsstrahlung enerjisinin bir fonksiyonu olarak bazı temsili  $(\gamma, n)$  reaksiyonlarının ölçülen ürün eğrileri gösterilmektedir. Bir saatlik bir ışınlama sonrası hedef elementin kütle başına bozunma hızı da verilmektedir. Şekil (2.59) göstermektedir ki hafif elementler için özgün aktivite 25 MeV'den 40 MeV bremsstrahlung enerjisine kadar bir artış göstermektedir. Bu durum sabit akımlı elektron enerjisinin artmasıyla bremsstrahlung üretiminin artışı ve bremsstrahlung foton spektrumunun tesir kesiti eğrisiyle daha iyi örtüşmesinden ileri gelmektedir. Ağır elementler için elektron enerjisindeki artış hafif elementlerde olduğu kadar fazla değildir. Şekil (2.59) ve (2.60)'dan elde edilen ürün değerlerine ilişkin olarak şekil (2.58)'de olduğu gibi atom numarasıyla birlikte monoton bir artış gözlenmez. Farklı ürün nüklitlerin bozunma sabitleri (veya yarı ömürler) dikkate alındığında bu farklılıklar açıklanabilir. Eğer yarı ömür ışınlama süresinden çok daha fazla ise, maksimum aktivitenin (doğrunluk değeri) çok küçük bir bölümü gerçekleştirilebilirken kısa yarı ömürlü nüklitler için bir saatlik bir ışınlama süresi neredeyse doyuma erişmek için yeterlidir.



Şekil 2.59. Maksimum bremsstrahlung enerjisinin bir fonksiyonu olarak,  $(\gamma, n)$  reaksiyonları için ölçülen ürün eğrileri-1 (Segebade vd 1988)

Bu tartışma gösterir ki bir kimyasal elementin belirlenmesi için gerçekleştirilebilir olan analitik hassasiyet yalnızca foto-nükleer reaksiyonun etkin tesir kesitine değil aynı zamanda ışınlama süresi, ürün nüklitin yarı ömrü ve analiz



Şekil 2.60. Maksimum bremsstrahlung enerjisinin bir fonksiyonu olarak,  $(\gamma, n)$  reaksiyonları için ölçülen ürün eğrileri-2 (Segebade vd 1988)

edilen elementteki hedef çekirdeklerin izotopik bolluklarına da bağlıdır.

Şekil (2.59) ve Şekil (2.60)'dan çıkarılabilecek sonuca göre bir elementin analizi için gerekli olan ideal elektron enerjisi herhangi bir durumda mevcut hızlandırıcının maksimum enerjisine eşittir. Fakat çok yüksek enerjilerde, girişim yapan daha yüksek mertebeli bir çok fotonükleer reaksiyon meydana gelir ki bunlar analizi (özellikle kompleks numunelerin çoklu element analizlerini) ciddi anlamda etkileyebilirler. Pratikte, ideal ışınlama enerjisi daima iyi bir analitik hassasiyet ve yeterince düşük girişim arasında bir orta yoldan ibarettir. Özellikle çoklu element analizleri başta olmak üzere bir çok problem için 30 MeV'lik bir elektron enerjisi makul bir değere karşılık gelmektedir.

### 2.12.3. Foto-nükleer reaksiyonlarla üretilen radyonüklitler

#### 2.12.3.1. Hafif hedef elementler

H elementinden B elementine kadar üretilen radyonüklitler analitik olarak yararlı olmayan radyonüklitlerdir. Karbon, azot, oksijen ve flor'dan  $(\gamma, n)$  reaksiyonlarıyla saf  $\beta^+$  yayıcılar üretilir. Bu radyonüklitler belli gama ışını nüklitleri yoluyla analiz edilemezler, fakat sadece belirsiz olan ve radyoaktif çekirdeklerden yayımlanan pozitronlardan kaynaklanan 511 keV'lik yok olma radyasyonu ile

belirlenebilirler. Flor'a kadar olan hafif elementlerin analizleri için sadece 511 keV değerindeki yok olma radyasyonu mevcut olduğu için, genelde bu elementler için kimyasal bir ayırma işlemi yapılmalıdır.

### 2.12.3.2. Orta ve ağır elementler

Orta ve ağır çekirdekler söz konusu olduğunda çok az bir istisnaıyla birlikte radyonüklitler, çekirdekler için karakteristik olan gama radyasyonu yayınlayan foto-nükleer reaksiyonlar ile üretilir. İşte bu karakteristik gama radyasyonu sayesinde yüksek çözünürlüklü gama ışını spektroskopisi kullanılarak orta ve ağır çekirdeklerin çoklu enstrümental element analizleri mümkün hale gelmektedir. Foto-nötron reaksiyonları ile ( $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  vb.) hedef elementin kararlı çekirdeklerinden genelde nötron fakiri çekirdekler üretilir. Orta ve ağır atom numarasına sahip nötron fakiri radyonüklitler iki mod sayesinde ( $\beta^+$  yayını ve elektron yakalama (EC)) bozunurlar. Genellikle elektron yakalama gama yayımlama yoluyla taban duruma geri dönen bir uyarılmış durumdaki bir bozunum ürünü meydana getirir. Pozitron yayımlanması yerine, çekirdek bir orbital elektronu yakalar (baskın olarak bir K-elektronu), böylece K-kabuğunda bir elektron boşluğu bırakır. Bu elektron boşluğu daha üstteki bir kabukta bulunan bir elektron tarafından doldurulduğunda karakteristik bir X -radyasyonu üretilir veya bir Auger-elektronu yayımlanır. Ağır çekirdekler için X-radyasyonu önceliklidir. X-ışını enerjisi atom sayısının karesi ile orantılıdır. Ağır elementler söz konusu olduğunda gama ışını spektroskopisine bir alternatif olarak X-ışını spektroskopisi de kullanılabilir, çünkü X-ışını fotonları yeterli yüksek enerjilere sahiptirler (yaklaşık 80 keV'e kadar) ve yayımlanma olasılıkları yeterince yüksektir.

Hedef elementin bir kaç kararlı izotopa sahip olduğu bir durumda, foto-nötron reaksiyonları sayesinde bu elementlerden  $\beta^-$  yayınlayan radyonüklitler üretilebilir ve gama ışını spektroskopisi ile analiz edilebilir. Bununla birlikte PAA'de  $\beta^-$  aktif radyonüklitlerin en önemli üretim modu, çekirdekteki proton sayısını azaltan ve dolayısıyla da nötron zengini radyonüklitler oluşturan  $(\gamma, p)$  reaksiyonudur. Bir çok durumda bu radyonüklitler gama spektroskopisi ile analiz edilebilirler. Eğer reaksiyon ürünü yeterince uzun yarı ömürlü bir izomerik duruma sahipse, reaksiyon ürününden elde edilen gama radyasyonunun analizi ışınlama sonrasında laboratuarda yapılabilir. Özellikle reaksiyon ürününün izomerik durumdaki kararlı bir nüklit olduğu durumlarda bu analiz basittir.

İzomerik bir duruma sahip olan reaksiyon ürünü kararsızdır. Foto-nükleer reaksiyondan kaynaklı olan izomer gama yayınlamayla birlikte kendi kararsız olan taban durumuna geçebilir ve sonrasında bu taban durum bozunum ürününün uyarılmış bir durumuna dönüştürülür. Bu olayla daha uzun bozunum zincirleri dahi meydana gelebilir.

Bazı durumlarda ise izomerik reaksiyon ürünü direkt olarak bozunum

ürününe dönüştürülür. Bu durumda sadece ürün taban durumuna geçişten kaynaklı olan gama radyasyonu gözlenir. İzomerik durumlar sadece orta ve ağır çekirdeklerde vardır.

### 2.12.3.3. Bölünebilir çekirdekler

Eğer bölünebilir bir çekirdek yüksek enerjili fotonlarla uyarılırsa fisyon ile çekirdeğin daha düşük seviyelerine geçiş meydana gelebilir. Düşük atom numaralı elementlerden ağır elementlere kadar uzanan bir aralıkta geniş bir radyonüklit spektrumu üretilir. Bu ürünlerin bir çoğu  $\beta^+$  yayıcılarıdır. Radyoaktif fisyon ürünlerinin çeşitliliği nedeniyle gama ışın spektrumu son derece komplekstir. Bu nedenle, genelde foto-fisyon reaksiyonu bölünebilir elementlerin analizi için limitli değerlerdedir.

### 2.12.3.4. Nötron kaynaklı reaksiyonlar

Bu reaksiyonlardan sorumlu olan nötron kaynağı elektron hızlandırıcısının bremsstrahlung dönüştürücüsüdür. Dönüştürücüdeki ağır metal içinde bremsstrahlung yoluyla foto-nötronlar üretilir. Böylece numune ışınlama konumunda dikkate değer bir nötron akısı elde edilir. Nötron spektrumunun şekli bremsstrahlung dönüştürücüsü etrafındaki materyale bağlıdır. Diğer yandan materyal etrafındaki birincil nötronların yavaşlatılmasıyla düşük enerjili birincil foto-nötronlar üretilir. Bu nedenle, numune içinde iki tip nötron kaynaklı reaksiyon meydana gelebilir. Düşük enerjili nötronlar  $(n, \gamma)$  reaksiyonları ile yakalanabilirler ve yeterli derecede yüksek enerjili nötronlar eşik reaksiyonları (örneğin  $(n, p)$ ,  $(n, \alpha)$  süreçleri) indükleyebilirler.  $(\gamma, n)$  reaksiyonlarının aksine  $(n, \gamma)$  reaksiyonlarıyla nötronca zengin  $\beta^-$  yayıcıları üretilir. Bu PAA'de en çok gözlenen nötron reaksiyon tipidir.

## 2.13. Aktive Edici Radyasyon Kaynakları

### 2.13.1. Radyonüklit kaynaklar

Radyonüklit kaynaklar, PAA için kullanılan ilk kaynaklardır (Gaudin vd 1950), (Gaudin vd 1951), (Meshiborskaya 1961). Döteryum, berilyum ve bölünebilir materyallerin analizleri, fotoparçalanma süreçlerinin kullanımıyla gerçekleştirilmiştir. Güçlü  $^{124}\text{Sb}$  gama radyasyon kaynakları da bir çok uygulamada kullanılmış Goldstein 1963 ve rapor edilmiştir (Meshiborskaya 1961), (George ve Kramer 1969).

Nüklit ışınımı ile gerçekleştirilen ilk izomerik durumların foto-uyarılmalarında  $^{226}\text{Ra}$  (Goldhaber 1939),  $^{182}\text{Ta}$  ve  $^{60}\text{Co}$  kaynakları kullanılmıştır (Harbottle 1954). Laboratuvar uygulamalarında kullanılan en güçlü kaynak  $^{60}\text{Co}$ 'dur ( $10^{13}\text{Bq}$ 'dan  $10^{15}\text{Bq}$ 'ya kadar). Çizelge (2.1)'de nüklit gama kaynaklarının kullanımına dair bazı

Çizelge 2.1. Foto-uyarma için kullanılan gama ışını izotop kaynakları

İzotop	Yarı Ömür	Aktivite (Bq)	Üretilen İzomerler
$^{60}\text{Co}$	5.27 yıl	$4 \cdot 10^{14}$	$^{115m}\text{In}$
$^{60}\text{Co}$	5.27 yıl	$6 \cdot 10^{12} - 7 \cdot 10^{13}$	$^{115m}\text{In}$
$^{60}\text{Co}$	5.27 yıl	$7 \cdot 10^{13}$	$^{111m}\text{Cd}$
$^{60}\text{Co}$	5.27 yıl	$3 \cdot 10^{15}$	$^{77m}\text{Se}$ , $^{79m}\text{Br}$ , $^{87m}\text{Sr}$ , $^{107m}\text{Ag}$ , $^{109m}\text{Ag}$ , $^{111m}\text{Cd}$ , $^{115m}\text{In}$
$^{60}\text{Co}$	5.27 yıl	$2 \cdot 10^{14} - 1 \cdot 10^{15}$	$^{87m}\text{Sr}$ , $^{111m}\text{Cd}$ , $^{113m}\text{In}$ , $^{115m}\text{In}$ , $^{176m}\text{Lu}$
$^{60}\text{Co}$	5.27 yıl	$2 \cdot 10^{14} - 4 \cdot 10^{14}$	$^{77m}\text{Se}$
$^{60}\text{Co}$	5.27 yıl	$7 \cdot 10^{14}$	$^{77m}\text{Se}$ , $^{79m}\text{Br}$ , $^{87m}\text{Sr}$ , $^{107m}\text{Ag}$ , $^{109m}\text{Ag}$ , $^{111m}\text{Cd}$ , $^{115m}\text{In}$ , $^{179m}\text{Hf}$ , $^{191m}\text{Ir}$ , $^{195m}\text{Pt}$ , $^{197m}\text{Au}$
$^{182}\text{Ta}$	115 gün	$5 \cdot 10^{13}$	$^{115m}\text{In}$
$^{116m}\text{In}$	56 dakika	verilmemiş	$^{79m}\text{Br}$ , $^{107m}\text{Ag}$ , $^{109m}\text{Ag}$ , $^{115m}\text{In}$
$^{24}\text{Na}$	15 saat	$7 \cdot 10^{12}$	$^{167m}\text{Er}$

uygulamalar özetlenmiştir. Bununla birlikte bu kaynakların kullanımıyla aktive edici radyasyonunun uygun olmayan enerjisinden dolayı ulaşılabilir analitik hassaslığa ulaşmada sorunlar yaşanır. Normalde nüklitlerin gama enerjileri hedef nüklitlerin soğurma rezonans seviyelerini uyaramaz. Bu nedenle, radyonüklit aktivasyon kaynaklarının kullanımıyla sadece Compton saçılması nedeniyle söz konusu olan radyasyondan faydalanılabilir.

### 2.13.2. Elektron hızlandırıcılar

Foto-aktivasyon için izotopik kaynaklarda karşılaşılan sorunlar elektronlar tarafından hızlandırıcılarda üretilen bremsstrahlung radyasyonunun kullanılmasıyla giderilebilir. Ulaşılabilir olan foton akıları genellikle radyonüklitlerle elde edilen değerlerin çok üstündedir. Dahası, bremsstrahlung enerjisi elektron enerjisi ile birlikte sürekli olduğundan etkin tesir kesiti önemli ölçüde genişler. Bu nedenle yüksek enerjili bremsstrahlung ile aktivasyon ile hedef materyalde foto-nükleer reaksiyonlar indüklenebilirken aktivasyonda izotoplar kullanıldığında yalnızca birkaç izomerik durum uyarılması elde edilebilmektedir.

Bir hızlandırıcı yüklü parçacıkları (elektron, proton, ağır iyonlar) hedef atomun atomik yörüngelerini veya çekirdeği uyurabilecek kinetik enerjileri kazanana kadar hızlandırabilir. Makinenin işleme moduna bağlı olarak elektrostatik ve devirli hızlandırıcılar mevcuttur.

Ayrıca, hızlandırılan parçacığın yol geometrisine bağlı olarak lineer ve dairesel cihazlar vardır. PAA için gereken bremsstrahlung fotonlarını üretebilen cihazlar Van de Graff jeneratörü, lineer hızlandırıcılar, betatron ve mikrotron'dur.

Van de Graff jeneratörü statik bir hızlandırıcıdır ve bu tip cihazlarda mümkün olan maksimum parçacık enerjisi direkt olarak cihazın maksimum voltaajına bağlıdır.

Lineer hızlandırıcılar, betatron ve mikrotron ise devirli hızlandırıcılardır ve mümkün maksimum enerji çeşitli parametrelere bağlıdır.

50 MeV üstünde elektron enerjileri üreten hızlandırıcılar PAA söz konusu olduğunda daha önce bahsedilen sebeplerden dolayı gerekli değildir. Dahası aşırı bremsstrahlung enerjileri, istenmeyen foto-nükleer reaksiyonlara neden oldukları için uygun değildir. Şimdiye kadar süre gelen deney sonuçlarına bakılacak olursa en azından 100 mikroamper'lik ortalama huzme akımına sahip 30 MeV'lik elektron enerjileri üretebilen cihazlar yeterli görülmektedir.

### **2.13.3. Lineer hızlandırıcılar**

PAA amacı doğrultusunda en çok lineer hızlandırıcılardan faydalanılmıştır.

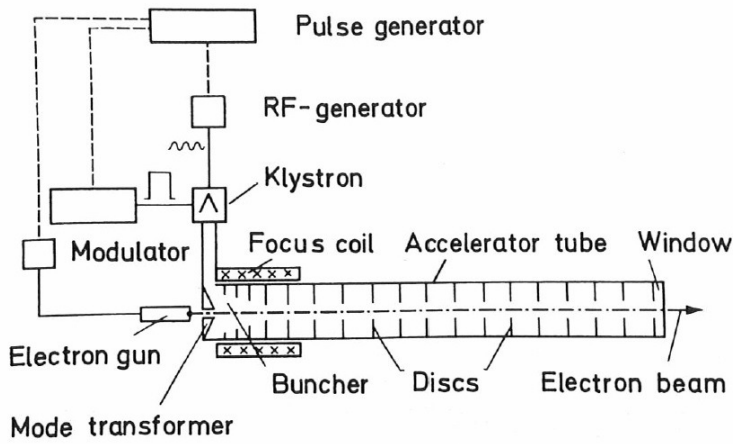
Lineer hızlandırıcı (linear accelerator-LINAC) terimi yalnızca parçacıkların düz bir yörünge boyunca hızlandırılmasını değil parçacıkları son enerjilerine taşıyan bir dalga üretmek için yüksek frekanslı bir kaynak kullanımını da ima etmektedir. Bu konudaki ilk teorik düşünce 1928'de yayınlanmıştır (Ising 1924) ve ilk çalışan LINAC 1928'de rapor edilmiştir (Wideroe 1928). 1930'larda civa iyonları için 1 MeV'den fazla ve elektronlar için 2.5 MeV civarında enerjiler üretebilen makineler inşa edildi.

#### **2.13.3.1. Genel tanım**

Hızlandırıcıda hızlandırılan parçacıkların elektron olduğu durumda hızlandırıcı "elektron lineer hızlandırıcı (e-LINAC) adını alır. Bir e-LINAC şematik olarak Şekil (2.61)'deki gibi gösterilebilir. Bir radyo frekans (rf) sistemi tarafından sağlanan elektromanyetik alanların değiştirilmesiyle elektronlar düz yörüngelerde hızlandırılır. Bu alanlar bir silindirik yapının eksenini boyunca yayılması amacıyla kullanılır. Bu rf sistemi saniyede bir kaç GHz'lik oldukça kararlı frekanslarda mikrodalgalar üreten bir rf jeneratöründen meydana gelir. Mikrodalgaların gücü yüksek güçte bir klistron tarafından onlarca megawatt'a kadar artırılır. Genellikle çok adımlı bir güç amplifikasyon sistemi kullanılır.

Temel olarak elektron kaynağı (elektron tabancası), elektronların yayımlandığı ısıtılmış bir metalden veya bir metal oksitten meydana gelir. Bu elektronlar kaynak bölgesinden çıkarılır, elektrotlar vasıtasıyla odaklanılır ve hızlandırıcının klistron parçasına (buncher) enjekte edilirler. Rf sisteminde olduğu gibi elektron tabancası da saniyede birkaç döngüden birkaç bin döngüye kadar





Şekil 2.61. Bir ilerleyen dalga lineer hızlandırıcının şematik gösterimi (Segebade vd 1988)

olacak şekilde seçilebilen tekrarlama hızlarıyla pulslama işlemi için dizayn edilirler. Elektron tabancasını ve mikrodalga yükselticisini besleyen pulslar bir ana puls jeneratörü tarafından çalıştırılan yüksek güçte bir modülatör ile temin edilirler. Elektron hızlandırıcılarda çok fazla güç gerektiğinden bu pulslama işlemi gereklidir.

Elektron demeti, klistron parçasına enjekte edilmeden önce iyi koşutlanmalıdır ve hızlandırma aşamasında çok geniş yayılımlardan kaçınmak için homojen enerjide olmalıdır. Gerçekte, enjeksiyonun katı açısı bir steradyanın binde birini aşmamalıdır. Elektron demetinin keskin odaklaması klistron parçası bölgesindeki hızlandırıcı tüpünü çevreleyen odaklama bobinleri ile gerçekleştirilir. Bazı LINAC'larda odaklama bobinleri hızlandırma tüpünün tümünü çevreler. Enjeksiyon işlemi seçilen bir enerjide yapılır, böylece elektronlar LINAC'ın hızlandırma bölgesi içindeki elektrik alan tarafından kolaylıkla yakalanabilirler; bu genellikle bir kaç 10 keV'den bir kaç 100 keV'e kadardır. Hızlandırma tüpüne transfer edilmeden önce, klistron tarafından oluşturulan hızlandırma mikrodalgasının dalga modu bir mod dönüştürücü tarafından dönüştürülür. Böylelikle elektrik alan vektörü demet yönüyle çakışır hale gelir.

Hızlandırma yapıları özel bir dizayna sahip dalga kılavuzlarıdır. Bu dalga kılavuzları elektromanyetik dalgadan elektronlara istenen değerlere kadar sürekli enerjinin transfer edilmesine olanak verir. Bir dalga kılavuzu bir yalıtkan ile tahliye edilen veya doldurulan bir metal oluktur. Uygun şartlar altında elektromanyetik dalgalar bu dalga kılavuzu boyunca yayılabilirler. Elektron hızlandırıcılarda dalga kılavuzları, hızlandırıcı tüpün içindeki belli mesafelerde yerleştirilmiş olan merkezlerdeki (iris) dairesel boşlukları kapsayan diskler ile temin edilir. Hızlandırma dalgasının faz hızı irislerin mesafesi ile birlikte artar (eğer iris yoksa faz hızı ışık hızını aşacaktır ve bu nedenle parçacık hızlandırma için uygun olmayacaktır). Bu dalga kılavuzları elektronları uç nokta enerjilerine taşıyan bir ilerleyen dalganın biçimlenmesine olanak sağlar.

Hızlandırma tüpünün sonunda, elektron demeti genellikle ince bir metal

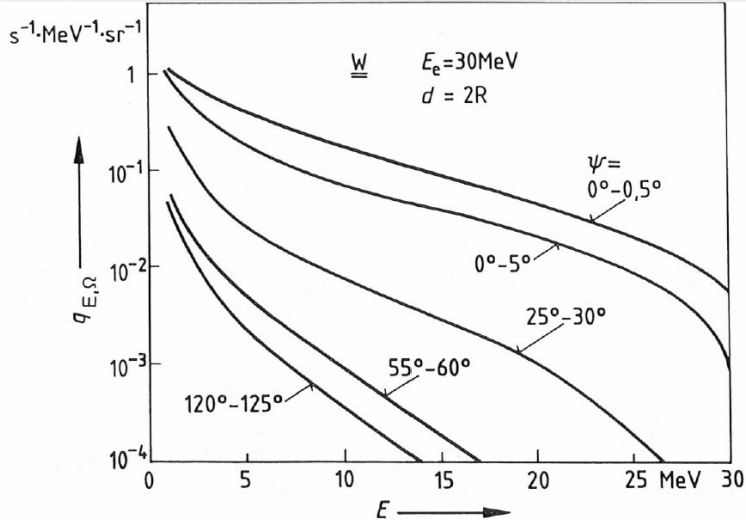
foliyodan (örneğin titanyum) meydana gelen bir demet penceresiyle iletilir. Yüksek atom numaralı bir hedefte elektron demetinin soğurulmasıyla bremsstrahlung üretimi gerçekleştirilir.

### **2.13.3.2. Bremsstrahlung üretimi ve fiziksel özellikleri**

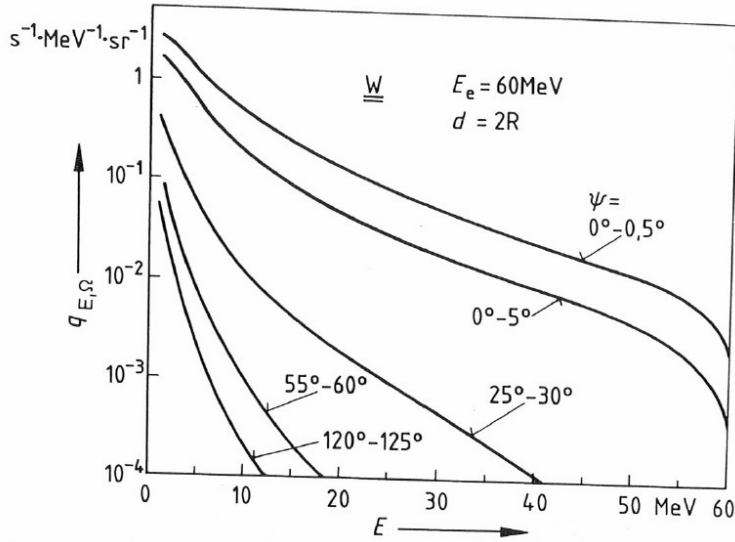
PAA için kullanılan radyasyon türü çoğunlukla bremsstrahlung frenleme ışınıdır ve hızlandırıcıdan elde edilen bir elektron demetinin ağır bir metal hedefle durdurulmasıyla üretilir. Elektron enerjisinin belli bir miktarı fotonlara dönüştürülür, kalan miktar ise dönüştürücü içinde ısı olarak açığa çıkar. Elektronu etkileyen çekici gücün etkisiyle elektron düz yolundan saptırılır. Elektrodinamikten bilindiği üzere ivmelenen yükler elektromanyetik radyasyon yayımlarlar. Kuantum mekaniği olarak bakıldığında ise elektronun elektrik alanla etkileşmesi, elektronun kaybettiği enerjiye karşılık gelen bir foton yayımlamaya sonuçlanır.

### **2.13.3.3. Bremsstrahlung fotonları spektrumu (X-ışını spektrumu)**

Elektronun radyal hızlandırılması çekirdekle ilişkili olan yörüngesine ve rasgele dağılmış yörüngelere bağlı olduğundan, klasik elektrodinamik çerçevesinde, yayımlanan fotonların spektrumunun sürekli olması beklenir. Eğer elektron hafifçe saptırılırsa, düşük enerjili bir foton yayımlanacaktır, fakat çekirdekle neredeyse merkezi bir çarpışma durumunda, bremsstrahlung fotonu elektronu terk eden enerjinin neredeyse tamamını barındıracaktır. Bu basit argümanla, bremsstrahlung fotonlarının enerji aralığının sıfır ile gelen elektronların enerjisine eşit bir maksimum enerji arasında olduğu sonucu çıkarılabilir. Aslında kuantum mekaniği hesaplamaları da aynı sonucu vermektedir. Ayrıca zayıf saptırmaların olasılığının güçlü saptırma olasılıklarından daha fazla olacağı sonucu da beklenebilir, çünkü çekirdekte uzak mesafelerde geçen elektron sayısı çekirdekle yakın temasta olan elektron sayısından daha fazladır. Düşük enerjili fotonların toplam bremsstrahlung yoğunluğuna olan katkısı yüksek enerjili fotonlarınkinden çok daha fazladır. Bu nedenle Şekil (2.62) ile spektrumun artan foton enerjisi ile birlikte sürekli olarak inişe geçtiği gösterilmektedir ve maksimum elektron enerjisinde sifıra düşmektedir. Spektrum aynı zamanda gelen elektronların yönüyle ilişkili olarak foton yayımlanma açısına da bağlıdır. Artan açılarda yoğunluk tüm foton enerjileri için hızla düşmektedir ve spektrum daha yumuşak olmaya başlar, çünkü yayımlanma açısı ile birlikte azalış yüksek enerjili fotonlar için, düşük enerjili olanlardan daha belirgindir. Şekil (2.63)'de aynı grafik ince bir tungsten hedefe çarpan 60 MeV'lik elektronlar için gösterilmektedir. Unutulmamalıdır ki 60 MeV elektron enerjisinde iken tüm foton enerjileri için yayımlanan foton sayısı 30 MeV elektron enerjisinde olduğundan daha fazladır. Dahası, bremsstrahlung yoğunluğu artış yönünde dikkate değer ölçüde daha fazla pik yapar.

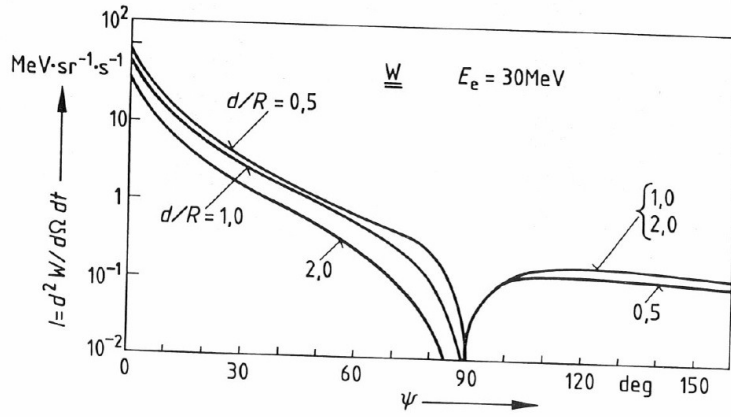


Şekil 2.62. Farklı yayınlanma açılarında 30 MeV elektronlarla kalın bir tungsten hedefte üretilen bremsstrahlung spektrumu (Segebade vd 1988)

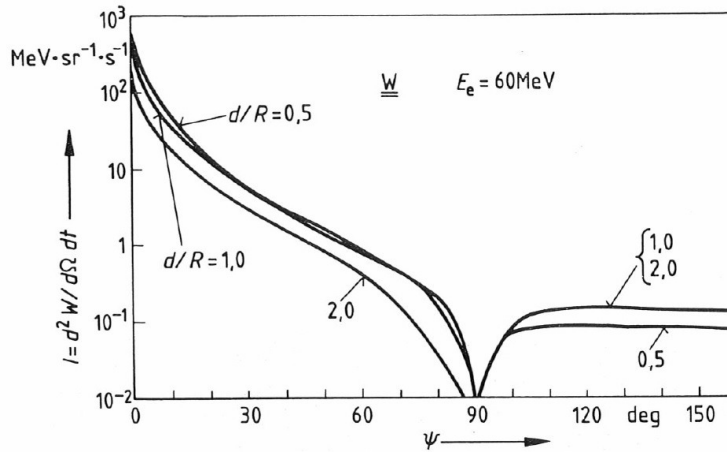


Şekil 2.63. Farklı yayınlanma açılarında 60 MeV elektronlarla kalın bir tungsten hedefte üretilen bremsstrahlung spektrumu (Segebade vd 1988)

Şekil (2.64) tüm küçük açılarda toplam bremsstrahlung yoğunluğunun hızla düştüğünü, orta açılarda yavaşça azaldığını,  $90^\circ$  yakınında aniden tekrar yükseldiğini ve daha sonrasında neredeyse sabit kaldığını göstermektedir. Şekil (2.65)'de görüleceği üzere daha yüksek elektron enerjisindeki tek belirgin değişim açısal dağılımdaki eğim artışıdır. Bu artan elektron enerjisi ile birlikte açısal dağılım yarı genişliğinin azaldığı anlamına gelir, diğer bir ifadeyle küçük açılarda toplam foton yoğunluğu daha konsantre olmaktadır.



Şekil 2.64. Çeşitli kalınlıktaki tungsten hedeflerde üretilen 30 MeV bremsstrahlung açısıl dağılımı (Segebade vd 1988)



Şekil 2.65. Çeşitli kalınlıktaki tungsten hedeflerde üretilen 60 MeV bremsstrahlung açısıl dağılımı (Segebade vd 1988)

Pratikte, PAA'de dönüştürücüye yakın bir bremsstrahlung ışın demetinin yoğun foton akı gradyenti mutlaka hesaba katılmalıdır. Numune ve referans materyali dikkatli bir şekilde mümkün olduğunca bremsstrahlung koni eksenine yerleştirilmeli; numune ile referans materyal için özdeş ışınlama koşullarının olduğundan ve homojen bir materyal aktivasyonundan emin olunmalıdır. Dönüştürücüden itibaren olan daha büyük mesafelerde demet eksenine dik olan akı gradyenti daha küçüktür, fakat bu mesafede yoğunluk zayıftır, çünkü foton akı yoğunluğu dönüştürücüden itibaren olan mesafenin karesiyle ters orantılıdır ve bu sebeple azalma gösterir (Engelmann 1971). Bu nedenle genellikle dönüştürücü ve ışınlama pozisyonu arasındaki maksimum mesafe birkaç santimetrelilik olacak şekilde tercih edilir.

## 2.14. Foto-aktivasyon Analizi

Foto-aktivasyon (PAA) yönteminin analitik kabiliyeti hakkında ilk incelemeyi (Lutz (1971)) yapmıştır. Daha sonra (Randa vd (1981)) enstrümantal PAA (IPAA) yönteminin uygulamalarını keşfederek minerallerdeki element konsantrasyonuna bakmıştır. (Segebade vd (1988)) ise yöntemin ilkeleri ve uygulamalarını daha kapsamlı bir şekilde incelemişlerdir.

Klinik lineer hızlandırıcı ile yapılan nötron koparma deneyinde ufak bir miktar altın foto-aktivasyona uğratılmış ve oluşan  $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$  reaksiyonu gözlemlenmiştir (Mohr vd 2007). Elde edilen foton yoğunluğu kullanılan diğer foton kaynakları ile kıyaslanabilir niteliktedir. Bu çalışmanın sonucu olarak klinik lineer hızlandırıcının geniş çaptaki hedefler için foto-aktivasyon çalışmalarında kullanılabileceği gösterilmiştir. Boztosun ve arkadaşları klinik lineer hızlandırıcı kullanarak ülkemizde foto-nükleer reaksiyon deneylerini gerçekleştirmişlerdir (Boztosun vd 2014).

Roma İmparatorluğunun değişik dönemlerine ait madeni paraları üzerinde 7 ayrı yöntemle yapılan analizlerde PAA yönteminin özellikle eser element konsantrasyonlarının belirlenmesinde oldukça hassas olduğu belirtilmektedir. Yapılan çalışmada her bir yöntemin avantaj ve dezavantajlarından bahsedilmiştir. PAA yöntemiyle bahsi geçen arkeolojik metal paralarda tespit edilen elementler Cr, Mn, Ni, Zn, Ge, As, Se, Ag, Sn, Sb, Te, Au, Tl, Pb, Bi ve U şeklinde sıralanmaktadır (Carter vd 1983).

PAA yöntemiyle çalışılan konuların neredeyse yarısı çevresel analiz ile ilgilidir. Endüstriyel ve kentsel olmayan iki ayrı bölgeden selüloz hava filtreleri ile toplanan hava partikülleri NAA, X-ışını floresansı, alev atomik absorpsiyon, kalorimetre ve foto-aktivasyon analizi yöntemleri ile analizleri rapor edilmiştir. Analizler ile PAA yönteminin birçok durumda diğer yöntemlerin analiz sonuçlarıyla uyum içerisinde olduğu görülmüştür (Cawse 1976).

Biyolojik materyallerdeki bazı bileşenlerin tespiti ve analizi toksisiteleri nedeniyle oldukça zordur. İdrar ve kemik örneklerinde PAA yöntemi ile iz elementleri 4 günlük bozunum süresi sonunda tespit edilebilmiştir. Bu iz elementler kanda ve idrarda Rubidyum, kemikte Çinko'dur. Bunlar ve ayrıca Ni, As, Sr, Zr, Mo, Cd, Sb, Cs, Ce, Hg, Tl, Pb ve B elementleri için biyolojik dokudaki tespit limiti belirlenmiştir (Hislop ve Williams 1973).

Jeolojik, biyolojik ve çevresel materyallerin element karakteristikleri için PAA ve diğer bir yöntem olan NAA sonuçları karşılaştırılmış ve Na, Mg, Si, Cl, K, Ca, Sc, Ti, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Zn, As, Br, Rb, Sr, Y, Zr, Nb, Mo, Ag, Cd, Sn, Sb, I, Cs, Ba, Ce, Nd, Sm, Au, Tl, Pb, Th, and U gibi jeolojik, biyolojik ve çevresel materyallerdeki birçok elementin ve NAA ile tespit edilemeyen C, N, O, F, P gibi düşük atom numarasına sahip elementlerin belirlenmesinde PAA

yönteminin başarılı olduğu görülmüştür (Randa vd 2007). Ayrıca bu çalışmada altın cevherleri ve ağır mineral konsantreleri gibi elementlerin inhomojen bir dağılımda olduğu örnekler için NAA yönteminin ihtiyaç duyduğu koşullar olmadan, PAA yönteminin ucuz, hızlı ve doğru bir analiz için talepleri karşıladığı belirtilmekte ve PAA yönteminin olanaklarından şimdiye kadar yeterince istifade edilmediği ifade edilmektedir. Bununla birlikte miligram altı örnekler için PAA yönteminin yeterli olmadığı da bir dezavantaj olarak çalışmada dile getirilmektedir. Elde edilen sonuçlar çalışmada karşılaştırmalı olarak listelenmektedir.

PAA yöntemi ile süt dişleri, kalıcı dişler ve kemik örneklerindeki Sr/Ca oranı da incelenmiştir. Elde edilen sonuçların yüksek duyarlılıkta olduğu görülmektedir. Bu çalışmada  $^{48}\text{Ca}(n,\gamma)^{49}\text{Ca}$  reaksiyonunun düşük nötron yakalama tesir kesiti,  $^{24}\text{Na}$  gibi sayımda sınırlayıcı radyoaktif çekirdeklerin olası varlığı,  $^{49}\text{Ca}$ ' dan yayınlanan gama fotonlarının nispeten düşük verimlilikte olması ve  $^{49}\text{Ca}$  çekirdeğinin kısa yarı ömürlü olması gibi sebepler nedeniyle NAA yönteminin Ca' nın belirlenmesi için genellikle tercih edilmediği belirtilmektedir. Bununla birlikte protonlarla indüklenen X-ışını sayımı ile gerçekleştirilen PIXE yönteminin ise sadece kemik yüzeyi ve diş minesi gibi ince yüzey kısımlarının analiz edilmesine olanak sağladığı ifade edilmektedir. Ayrıca kemik analizleri için NAA yönteminden ziyade PAA yönteminin avantajları arasında karmaşık nükleer reaksiyonların ve gama spektrumundaki karıştırıcı ve sınırlayıcı radyoaktif çekirdeklerin olmayışı ve hiçbir radyoaktif atığın söz konusu olmadığı da belirtilmektedir (Chao vd 2009).

(Randa vd (2003)) tarafından yapılan bir diğer araştırmada ise NAA ve PAA yöntemleri ile Çek meteoridi "Moravka" için element analizi gerçekleştirilmiştir. Araştırmada meteoritlerin gezegen sistemimizin kökenini ve evrimini açıklamada önemli materyaller oldukları ifade edilmekte ve analiz için meteoridin çok küçük bir parçası mevcut olduğundan NAA ve PAA gibi hassas ve etkili analitik yöntemlerin kullanılmasına karar verildiği belirtilmektedir. Elde edilen sonuçlar çalışmada listelenmekte ve NAA yönteminin yetersiz kaldığı Sr, Y ve Zr gibi elementlerin belirlenmesi hususunda PAA yönteminin başarılı olduğu gösterilmektedir.

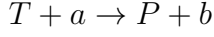
(Sun vd (2011)), insan gücü, hata oranının azalması ve zamandan kazanç elde etmek için bir bilgisayar programı tasarlamışlar ve bu süreci otomatize etmek amacı ile SQL, Access 2007 ve asp.net teknolojisini kullanmışlardır. Bu yazılımdan alınan sonuçlar standart PAA analizleri ile karşılaştırıldığında mükemmel uyum içerisinde oldukları gözlenmiştir.

Sertifikalı çoklu element referans materyali kullanılan bir çalışmada bazı istenilen elementlerin bu sertifikada verilmediği görülmüş, bu verilmeyen elementler PAA yöntemi ile belirlenmiştir (Green vd 2011).

#### **2.14.1. Nükleer reaksiyon türleri**

Uygun bir enerjiye sahip radyasyon bir hedef çekirdeği ürün çekirdeklere

dönüştürebilir. Bu sürece çekirdeklerden fırlatılan veya yayımlanan parçacık ve fotonlar eşlik eder. Şu şekilde gösterilebilir:



veya kısaca  $T(a, b)P$  şeklinde gösterilir.

Burada T aktive edilen hedef çekirdektir, a gelen parçacık veya foton (mermi çekirdek), b aktive edilen çekirdekten yayımlanan parçacık ve P ise aktivasyon sonucu oluşan ürün çekirdektir. Nükleer reaksiyonun türü hedef çekirdeğe ve gelen radyasyonun doğası ve enerjisine bağlıdır. a ve b nükleon veya foton olabilir. Birçok durumda P aktivasyon ürünü  $\beta^-$ ,  $\beta^+$  yayımlayarak veya elektron yakalayarak bozulan bir radyonüklitdir. Ürün çekirdek çoğu durumda her çekirdek için karakteristik olan  $\gamma$  ve x-ışınları yayımlar. Bu nedenle foton spektroskopisinin kullanılması ürün çekirdeklerin tanımlanması ve radyoaktivite ölçümleri için oldukça avantajlıdır.

### 2.14.2. Yüklü parçacıklarla aktivasyon

Siklotron veya van de Graff hızlandırıcıları gibi iyon hızlandırıcılarla üretilen yüklü parçacıklar aktivasyon için kullanılabilir. Nötronlar veya fotonlar gibi yüksüz parçacıklara kıyaslandığında en önemli fark madde içerisinde yüklü parçacıkların daha az sayıda bulunmalarıdır. Bu nedenle aktivasyon için yüklü parçacıkların kullanımında, ışınlanan numune içerisindeki homojen olmayan uzaysal aktivite dağılımı göz önünde bulundurulmalıdır. Bu durum aslında numunelerde yüzey analizi gerektiği zaman büyük bir avantaj sağlayacaktır. Uygun bir parçacık enerjisi seçilerek aktive edilen katmanın kalınlığı önceden tayin edilebilir. Böylece hacminden ziyade iyi bilinen bir kalınlığa sahip numunenin yüzey tabakası radyasyona maruz bırakılabilir.

Yüklü parçacıklarla gerçekleştirilen aktivasyon analizi için yukarıda bahsedilenler arasından yalnızca van de Graaf hızlandırıcıları ve küçük siklotronlar yaygın olarak kullanılmıştır. 100 mikroamper'e kadar çıkabilen demet akımında onlarca MeV'lik enerjilerde hafif iyon demeti üretebilen kompakt siklotronlar mevcuttur. İstenmeyen reaksiyonlar sonucu numune analizinde karışıklıklara neden olabileceğinden daha yüksek enerjiye sahip parçacıklar aktivasyon için uygun değildir. Bununla birlikte düşük atom numaralı (hafif) dönüştürücüler ile donatılmış olan siklotronlar aktivasyon için uygun enerjilerde nötronlar üretebilirler.

Alfa yayımlayan  $^{242}\text{Cm}$  gibi radyonüklitler bir çok özel durumda aktivasyon için alfa radyasyon kaynağı olarak kullanılabilirler (Turkevich 1970), (Wakita vd 1970).

Aktivasyon için kullanılan en yaygın parçacıklar protonlar, döteronlar, trityumlar, alfa parçacıkları ve ağır iyonlardır. Ağır iyonlar da sıklıkla kullanılmışlardır.

Yüklü parçacıklarla aktivasyonun bazı özel avantajları şu şekilde sıralanabilir:

- Parçacık tetikli x-ışını emisyonunun ve vaktinde yayımlanan gama ışını emisyonunun uygun bir dedektör sistemi ile eş zamanlı olarak ölçümlerinin yapılabilmesi.
- Aktivasyon için yüksek çeşitlilikte parçacıkların bulunması.
- İstenen nükleer reaksiyonlar için büyük ölçüde sağlanan yarı-serbest seçim şansı.
- Özellikle hafif element analizi için yüksek yapısal duyarlılık.

### 2.14.3. Foton ile aktivasyon

Önceki bölümlerden hatırlanacağı gibi bir foto-nükleer reaksiyon denklem (2.61) ile tanımlanmaktadır:

$$T(\gamma, b)P \quad (2.61)$$

Burada  $b$  gelen fotonun enerjisine bağlı olarak birçok parçacığı temsil edebilir. Bu parametre genellikle  $n$  veya  $\gamma$  şeklinde karşımıza çıkar fakat foton ile ışınlama sürecinde  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$ ,  $(\gamma, p)$ ,  $(\gamma, np)$  ve diğer reaksiyonlarla da karşılaşılabilir. Fotonlarla aktivasyon işleminin ilk uygulamaları önceden bahsedildiği üzere döteryum, berilyum, karbon, nitrojen, oksijen ve florin gibi hafif elementlerin belirlenmesinde kullanılmıştır. Bu elementlerin nükleer özellikleri termal nötron aktivasyon analizleri için elverişli değilken fotonükleer reaksiyonlar için uygundur. İlk fotoaktivasyon deneylerinde izotop kaynaklar kullanılmıştır. Dolayısıyla analitik uygulamalar iki element grubuna kısıtlanmışlardır:

- a) Yarı ömürleri ve mevcut aktiviteleri nedeniyle pratikte kullanışlı olan  $^{24}\text{Na}$ ,  $^{60}\text{Co}$ , ve  $^{124}\text{Sb}$  vb. gibi radyonüklit kaynaklardan yayımlanan gama enerjilerinden daha düşük nötron bağlanma enerjilerine sahip olanlar.

Bu koşullar altında analiz edilebilecek iki kararlı çekirdek yalnızca  $^2\text{H}$  ve  $^9\text{Be}$ 'dir.

- b) Yukarıda bahsedilen radyonüklitlerden elde edilen gama ışınları ile indüklenen  $(\gamma, \gamma')$  reaksiyonlarıyla uyarılabilen yeterince uzun yarı ömür ve izomerik durumlara sahip olan  $^{77}\text{Se}$ ,  $^{107}\text{Ag}$  ve  $^{115}\text{In}$  gibi nüklitler.

Yüksek enerjili hızlandırıcıların gelişimiyle birlikte PAA ile karbon, nitrojen, oksijen ve daha sonra bir şekilde flor tespiti mümkün olmuştur. Bu elementlerin reaksiyon ürünleri aktivite ölçümü için yalnızca yok olma radyasyonu mevcut



olduğundan sadece  $\beta^+$  ile bozunurlar. Bu nedenle bremsstrahlung fotonlarına maruz bırakılan örnek dokusundan elde edilecek olan aktivitenin radyokimyasal ayırımı neredeyse tüm durumlar için gerekli olacaktır. Aktivite ölçümü için genellikle büyük sintilasyon kristal dedektörler kullanılmıştır. Bahsi geçen bu dört element PAA için en düşük hassasiyette olanlar arasındadır; bu elementlerin fotonükleer reaksiyonları nispeten elverişsiz nükleer verilere sahiptir. Buna rağmen bu elementler geleneksel kimyasal analiz metodları makine-teçhizat ve yüzey kirliliği problemlerinden etkilenirken PAA, bu etkilerden bağımsız olduğundan bu yöntem ile sıklıkla tayin edilmektedirler. Dolayısıyla bu elementlerin düşük reaksiyon tesir kesitlerine ve buna bağlı olarak azalan dedeksiyon limitlerine rağmen bazı durumlarda PAA ile nanogram mertebesinde miktarlar belirlenebilmektedir.

Daha ağır elementler söz konusu olduğunda neon'dan daha ağır olan çok sayıda element NAA yönteminden daha avantajlı bir şekilde PAA yöntemiyle analiz edilebilmektedir.

Hafif elementlerin foto-aktivasyon ürünleri bahsedildiği üzere sadece yok olma radyasyonuna neden olurken, ağır elementlerin foto-nükleer reaksiyon ürünleri NAA'de olduğu gibi genellikle karakteristik gama ve  $x$ -ışınları yayımlarlar. Bu elementleri belirlerken genellikle kimyasal ayırma olmaksızın bir analitik prosedür uygulanır. Özellikle çok bileşenli bir numunenin tam analizinde aktivasyon sonrası meydana gelecek kompleks gama ve  $x$ -ışını spektrumlarıyla karşı karşıya gelinecektir. Bu nedenle aktivite ölçümü yapabilmek için çoğu durumda yüksek çözünürlüklü yarıiletken foton spektrometrelerinden faydalanılır.

Mikro işlemcili çoklu kanal atma yükseklikli analizörlere sahip bilgisayar sistemleriyle sürdürülen veri edinim süreci dünden bugüne oldukça sofistike bir hale gelmiştir ve günümüzde yarı-tam otomatik analiz cihazları mevcuttur.

PAA yöntemi diğer metodlarda da olduğu gibi element kompozisyonu bilinen bir referans materyal ve numunenin eş zamanlı ışınlanarak aktivitelerinin karşılaştırılması ile nicel bir özellik kazanır. Özellikle PAA söz konusu olduğunda bu gereklidir çünkü bazı hızlandırıcı cihaz parametreleri ve bazı reaksiyonların nükleer verileri bilinmiyor veya yeterince iyi bir şekilde belirlenmemiş olabilir. Dahası, foton kaynağı cihazının bazı parametrelerinin ışınlama sürecinde sabit kaldığı söylenemez. Numune ile birlikte aynı koşullar altında eş zamanlı ışınlanacak olan referans materyalin kullanımı ile bu parametreler dolaylı olarak hesaba katılmış olacaktır. Analiz edilecek numunelerle birlikte çoğu zaman doku kompozisyonları benzer, sertifikalandırılmış çoklu element referans materyalleri kullanılmaktadır.

#### **2.14.4. İndüklenen aktivitenin hesaplanması**

Herhangi bir tür nükleer aktivasyonla gerçekleştirilen niceliksel analizler neredeyse her durumda numune ve referans materyalde oluşan radyoaktivitenin kıyaslanması olayına dayanır. Bu nedenle analiz edilecek elementte indüklenen

aktivite analitik değerlendirme için açık bir şekilde belirlenmek durumunda değildir. Buna karşın, bazı nedenlerden dolayı bir elementin aktivasyon sonrası aktivitesi hakkında bilgi sahibi olmak hassasiyet karşılaştırmaları, beklenen integral matris aktiviteleri hesaplamaları, vb. durumlar için avantajlı olacaktır.

Herhangi bir aktivasyon radyasyona maruz kalma durumunda hem kararlı hem de radyoaktif çekirdekler meydana gelecektir. Takibinde, kararlı ürün çekirdek analitik bir değer taşımadığından yalnızca radyoaktif ürünler hesaba katılacaktır. Bu nedenle ürün çekirdeklerin sayısındaki değişim zamanın bir fonksiyonu olarak şu şekilde ifade edilebilir:

$$\frac{dN}{dt} = \dot{N}^+ - \lambda \cdot N(t) \quad (2.62)$$

Burada  $N(t)$   $t$  anındaki radyoaktif çekirdek sayısı,  $\dot{N}^+$  ürün çekirdeklerin üretim hızı ve  $\lambda$  reaksiyon ürününün bozunma sabitidir.

Bu lineer diferansiyel denklemde üretim ve bozunmanın dengesi tanımlanmıştır. Bu denklemin  $N(t = 0) = 0$  başlangıç koşuluyla çözümü eşitlik (2.63) ile ifade edilir:

$$N(t) = \frac{\dot{N}^+}{\lambda} \cdot (1 - e^{-\lambda t}) \quad (2.63)$$

$T_i$  ışınlama periyodu sonrası toplam ürün çekirdek sayısı denklem (2.64)'deki gibi olacaktır:

$$N(T_i) = \frac{\dot{N}^+}{\lambda} \cdot (1 - e^{-\lambda T_i}) \quad (2.64)$$

İşinlama sonrası üretim hızı sıfıra gideceğinden (2.62) eşitliği şu şekilde modifiye olacaktır:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N(t) \quad (2.65)$$

(2.65) denkleminin (2.64) başlangıç koşulu altındaki çözümü (2.66)'daki gibidir:

$$N = N(T_i)e^{-\lambda(t-T_i)} \quad (2.66)$$

Işınlamanın bitiminden itibaren ölçülen  $T_D$  bozunum periyodundan sonraki ürün çekirdek sayısı (2.67)'deki gibi olacaktır:

$$N(T_d) = N(T_i)e^{-\lambda T_d} \quad (2.67)$$

Denklem (2.67)'den ürün aktivitesi (2.68)'deki gibi olur:

$$A = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda \cdot N(T_d) \quad (2.68)$$

Aktivasyon sırasında oluşan ürünlerin de gösterildiği (2.64) denklemi de burada yerine yazıldığında (2.69)'a ulaşılır:

$$A(T_i, T_d) = \dot{N}^+ \cdot (1 - e^{-\lambda T_i}) \cdot e^{-\lambda T_d} \quad (2.69)$$

#### 2.14.4.1. Üretim hızının ( $\dot{N}^+$ ) hesaplanması

Bir hedef çekirdekte birim zamandaki ürün sayısı (2.70)'deki gibi ifade edilebilir.

$$d\dot{N}^+ = n_T \cdot V_T \cdot \sigma(E) \cdot \varphi_E(E)dE \quad (2.70)$$

$n_T$  : Hedef hacimde incelenen hedef çekirdeklerin sayısı

$V_T$  : Homojen olarak ışınlanmış olan hedef hacmi

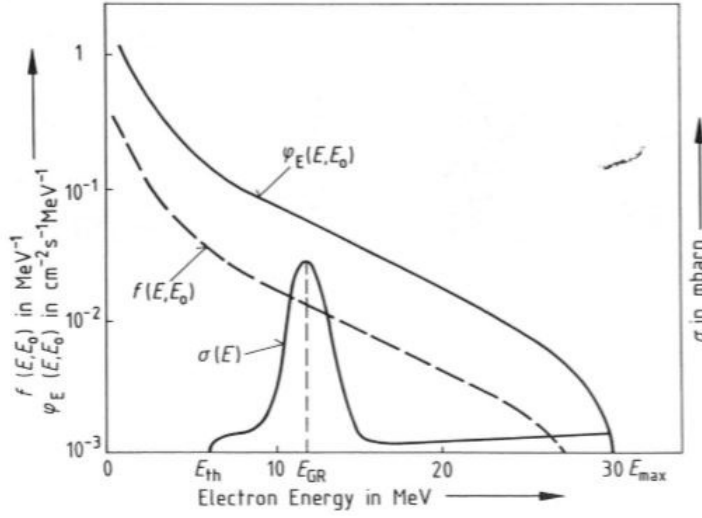
$\sigma(E)$  : Gelen parçacık enerjisinin bir fonksiyonu olarak aktivasyon reaksiyonunun tesir kesiti (Şekil 2.66)

$\varphi_E(E)dE$  :  $E$  ile  $E + dE$  arası enerjilerde yoğunluğu (Şekil (2.66))

Şekil (2.66)'daki parametreler:

$\varphi_E(E, E_0)$  : Diferansiyel bremsstrahlung akı yoğunluğu

$f(E, E_0)$  : Normalize edilmiş bremsstrahlung spektrumu



Şekil 2.66. Bremsstrahlung spektrumu ve fotonükleer tesir kesiti

$\sigma(E)$  : Foto-nükleer reaksiyon tesir kesiti

$E_0$  : Elektron enerjisi

$E_{th}$  : Eşik enerjisi

$E_{max}$  : Maksimum bremsstrahlung enerjisi ( $= E_0$ )

Daha uygun fiziksel niceliklerin kullanımıyla  $V_T \cdot n_T$  çarpımı (2.71)'deki gibi yazılabilir :

$$V_T \cdot n_T = \frac{\rho \cdot L \cdot \Theta \cdot V}{A_r} = \frac{m \cdot L \cdot h}{A_r} \quad (2.71)$$

$\rho$  : Numunede içersinindeki incelenen elementin yoğunluğu

$m$  : Elementin ağırlığı

$L$  : Avogadro sayısı ( $= 6.023 \cdot 10^{23} mol^{-1}$ )

$\Theta$  : Hedef izotopun bolluğu

$A_r$  : Hedef izotopun görelî atomik kütlesi

Eşitlik (2.70)'in integre edilmesiyle hedefteki aktif çekirdeklerin üretim hızı için (2.72) denklemi elde edilir:

$$\dot{N}^+ = \frac{m \cdot L \cdot \Theta}{A_r} \cdot \int_{E_{th}}^{E_{max}} \sigma(E) \cdot \varphi_E(E) dE \quad (2.72)$$

Denklem (2.72)'nin denklem (2.69)'de yerine yazılmasıyla en genel aktivasyon formülü olan (2.73) denklemi bulunur:

$$A(T_i, T_d) = \frac{m \cdot L \cdot \Theta}{A_r} \cdot \int_{E_{th}}^{E_{max}} \sigma(E) \cdot \varphi_E(E) dE \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot T_i}) \cdot e^{-\lambda \cdot T_d} \quad (2.73)$$

Eşitlik (2.73)'deki integral, nükleer reaksiyonun etkin tesir kesiti ve aktivasyon radyasyonunun normalize edilmiş spektrumunun tanıtılmasıyla şu hale gelebilir:

$$\varphi_E = f(E) \cdot \varphi \quad (2.74)$$

$\varphi_E$  : Enerji diferansiyel akı yoğunluğu

$\varphi$  : İntegral akı yoğunluğu

$f(E)$  : Gelen radyasyonun normalize spektrumu

Eşitlik (2.74)'ün integrasyonu eşitlik (2.75) ile verilen normalizasyon koşulunu verir:

$$\int_{E=0}^{E_{max}} \varphi_E dE = \varphi \cdot \int_{E=0}^{E_{max}} f(E) dE \quad (2.75)$$

Eşitlik (2.75) " $\int_{E=0}^{E_{max}} f(E) dE$ " ifadesinin 1 'e eşit olduğunu söyler. Sonuç olarak etkin tesir kesiti eşitlik (2.76)'daki gibi tanımlanabilir (bkz: Şekil (2.66)):

$$\sigma_{eff} = \int_{E_{th}}^{E_{max}} f(E) \cdot \sigma(E) dE \quad (2.76)$$

$\sigma_{eff}$  : İlgilenilen nükleer reaksiyonun etkin integral tesir kesiti.

Bu tanımların denklem (2.73)'de kullanılmasıyla eşitlik (2.77) elde edilir.

$$\int_{E_{th}}^{E_{max}} \sigma(E) \cdot \varphi_E(E) dE = \sigma_{eff} \cdot \varphi \quad (2.77)$$

Böylece numune aktivitesi için denklem (2.78) bulunur:

$$A(T_i, T_d) = \frac{m \cdot L \cdot \Theta}{A_r} \cdot \varphi \cdot \sigma_{eff} \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot T_i}) \cdot e^{-\lambda \cdot T_d} \quad (2.78)$$

Eşitlik (2.78) deneysel olarak elde edilen sonuçlara dayanan aktivite ürünlerinin hesaplanmasında kullanılabilir.

#### 2.14.5. Element derişiminin hesaplanması

Eğer element konsantrasyonu bulunmak isteniyorsa denklem (2.78) bu şekilde bırakılmamalıdır. Gama spektrometresi ile direkt olarak aktivite ölçülemeyeceğinden (2.78) eşitliğinde aktiviteden sayım hızına ( $P^* = A \cdot \eta \cdot h$ ) geçilirse (2.79) bulunur:

$$P^*(T_i, T_d) = \frac{m \cdot L \cdot \Theta \cdot \eta \cdot h}{A_r} \cdot \varphi \cdot \sigma_{eff} \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot T_i}) \cdot e^{-\lambda \cdot T_d} \quad (2.79)$$

$h$  : Gama geçiş enerjileri yayımlanma olasılığı

$\eta$  : Spektrometrenin sayım verimi

$P^*$  : Sayım hızı

Net sayım için kullanılacak olan (2.80) eşitliğinin çözümü olan eşitlik (2.81), burada yerine yazılarak (2.82) elde edilir.

$$P = P^* \cdot \int_{T_d+T_c, T_d} e^{-\lambda \cdot T_c} dT \quad (2.80)$$

$$P = \frac{P^*}{\lambda} \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot T_c}) \quad (2.81)$$

$$P^*(T_i, T_d, T_c) = \frac{m \cdot L \cdot \Theta \cdot \eta \cdot h}{A_r} \cdot \varphi \cdot \sigma_{eff} \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot T_i}) \cdot e^{-\lambda \cdot T_d} \cdot \frac{(1 - e^{-\lambda \cdot T_c})}{\lambda} \quad (2.82)$$

Bir numunedeki element konsantrasyonu incelenen elementin miktarının numunenin ağırlığına oranı olarak düşünülürse, eşitlik (2.82) şu hale gelir:

$$C = \frac{P \cdot A_r \cdot \lambda}{m_t \cdot L \cdot \Theta \cdot \eta \cdot h \cdot \varphi \cdot \sigma_{eff} \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot T_i}) \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot T_e}) \cdot e^{-\lambda \cdot T_d}} \quad (2.83)$$

$C$  : Numune derişimi

$T_c$  : Numunenin dedektördeki sayım süresi

Daha önceden de belirtildiği gibi aynı koşullarda eş zamanlı olarak ışınlanan bir numune ve referans materyal kullanımı ile efektif tesir kesiti ve integral foton akı yoğunluğu parametrelerinden kurtulmak mümkündür. Yani denklem (2.83)'ü numune ve referans materyal için yazıp oranlarsak (2.84) eşitliğine ulaşılır:

$$C_{Sm} = C_{Ref} \cdot \frac{m_{Ref}}{m_{Sm}} \cdot \frac{P_{Sm}}{P_{Ref}} \cdot \frac{e^{-\lambda \cdot T_{dRef}}}{e^{-\lambda \cdot T_{dSm}}} \cdot \frac{1 - e^{-\lambda \cdot T_{CRef}}}{1 - e^{-\lambda \cdot T_{CSm}}} \quad (2.84)$$

$C_{Sm}$  : Numunedeki ilgilenilen elementin konsantrasyonu

$C_{Ref}$  : Referans materyaldeki ilgilenilen elementin konsantrasyonu

$m_{Sm}$  : Numunenin kütlesi

$m_{Ref}$  : Referans materyalin kütlesi

$P_{Sm}$  : Numunedeki ilgilenilen enerji pik alanındaki toplam sayım

$P_{Ref}$  : Referans materyaldeki ilgilenilen enerji pik alanındaki toplam sayım

$T_{dSm}$  : Işınlamanın bitiminden numunenin sayılma anına kadar geöen süre

$T_{dRef}$  : Işınlamanın bitiminden referans materyalin sayılma anına kadar geöen süre

$T_{cSm}$  : Numunenin dedektörde sayım süresi

$T_{cRef}$  : Referans materyalin dedektörde sayım süresi

Tekrar hatırlatmakta fayda vardır ki denklem (2.84) numune ve referans materyali şu koşullar altında iken geöerlidir:

- Aktivasyondan önce kararlı olmalı
- Benzer boyut, geometri ve matrislerde olmalı
- Eşit radyasyon dozuna maruz kalmalı
- Aynı spektrometre düzeneğinde aynı sayım geometrisinde ölçülmeli
- Ölçüm zamanı benzer integral radyasyon dozu yaymalı

Eşitlik (2.84) element konsantrasyonunu çok iyi bir şekilde ifade etse de numune ve referans materyalin ışınlanırken aldıkları radyasyon dozundaki

farklılıklara açıklık getirecek bir parametreden yoksundur. Burada denklem (2.84)'e bir düzeltme parametresi eklenerek eşitliğin son hali olan (2.85) denklemine ulaşılır:

$$C_{Sm} = F_{corr} \cdot C_{Ref} \cdot \frac{m_{Ref}}{m_{Sm}} \cdot \frac{P_{Sm}}{P_{Ref}} \cdot \frac{e^{-\lambda \cdot T_{dRef}}}{e^{-\lambda \cdot T_{dSm}}} \cdot \frac{1 - e^{-\lambda \cdot T_{CRef}}}{1 - e^{-\lambda \cdot T_{CSm}}} \quad (2.85)$$

Buradaki  $F_{corr}$  parametresi bremsstrahlung akı monitörlerinin ortalama normalize sayım sayılarının oranlarından gelmekte olup (2.86) denklemini ile gösterilir:

$$F_{corr} = \frac{\bar{I}_{normMonRef}}{\bar{I}_{normMonSm}} \quad (2.86)$$

Burada  $\bar{I}_{normMonRef}$  referans materyal akı monitörleri için ortalama normalize sayım sayısını ifade ederken  $\bar{I}_{normMonSm}$  numune akı monitörleri için ortalama normalize sayım sayısını ifade eder.

Hem numune hem de referans materyali için ikişer akı monitörü kullanıldığı dikkate alınırsa (2.86) eşitliği (3.8) eşitliğine dönüşür:

$$F_{corr} = \frac{\frac{P_{M1R}}{M_{M1R} \cdot e^{-\lambda_M \cdot T_{dM1R}} \cdot (1 - e^{-\lambda_M \cdot T_{CM1R}})} + \frac{P_{M2R}}{m_{M2R} \cdot e^{-\lambda_M \cdot T_{dM2R}} \cdot (1 - e^{-\lambda_M \cdot T_{CM2R}})}}{\frac{P_{M1S}}{M_{M1S} \cdot e^{-\lambda_M \cdot T_{dM1S}} \cdot (1 - e^{-\lambda_M \cdot T_{CM1S}})} + \frac{P_{M2S}}{m_{M2S} \cdot e^{-\lambda_M \cdot T_{dM2S}} \cdot (1 - e^{-\lambda_M \cdot T_{CM2S}})}} \quad (2.87)$$

$P_{M1S}$  : Birinci numune akı monitöründe ilgilenilen enerji pik alanındaki toplam sayım

$P_{M1R}$  : Birinci referans akı monitöründe ilgilenilen enerji pik alanındaki toplam sayım

$P_{M2S}$  : İkinci numune akı monitöründe ilgilenilen enerji pik alanındaki toplam sayım

$P_{M2R}$  : İkinci referans akı monitöründe ilgilenilen enerji pik alanındaki toplam sayım

$\lambda_M$  : Akı monitöründe ilgilenilen gama enerji geçiş reaksiyonunun bozunum sabiti

$t_{eM1S}$  : Birinci numune akı monitörünün dedektörde sayım süresi

$t_{cM1R}$  : Birinci referans akı monitörünün dedektörde sayım süresi

$t_{eM2S}$  : İkinci numune akı monitörünün dedektörde sayım süresi

$t_{cM2R}$  : İkinci referans akı monitörünün dedektörde sayım süresi

$t_{dM1S}$  : Birinci numune akı monitörünün ışınlanmanın bitiminden monitörün sayılma



anına kadar geçen süre

$t_{dM1R}$  : Birinci referans akı monitörünün ışınlanmanın bitiminden monitörün sayılma anına kadar geçen süre

$t_{dM2S}$  : İkinci numune akı monitörünün ışınlanmanın bitiminden monitörün sayılma anına kadar geçen süre

$t_{dM2R}$  : İkinci referans akı monitörünün ışınlanmanın bitiminden monitörün sayılma anına kadar geçen süre

$m_{M1S}$  : Birinci numune akı monitörünün kütlesi

$m_{M1R}$  : Birinci referans akı monitörünün kütlesi

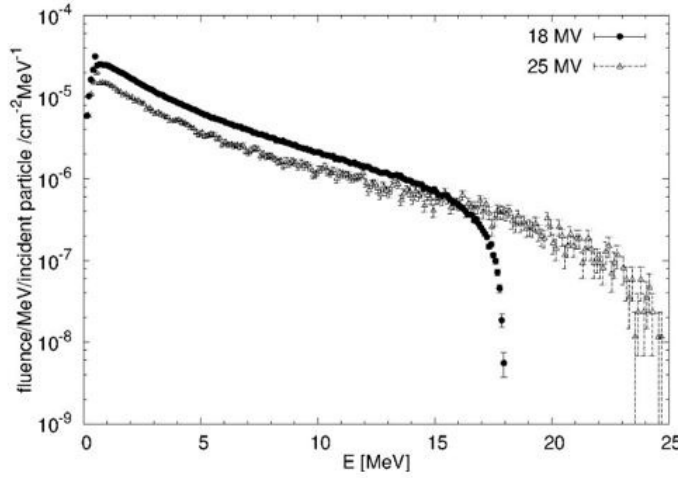
$m_{M2S}$  : İkinci numune akı monitörünün kütlesi

$m_{M2R}$  : İkinci referans akı monitörünün kütlesi

### 3. MATERYAL VE METOT

#### 3.1. Klinik Lineer Hızlandırıcı

Analiz edilecek örnekler c-linac ile uç nokta enerjisi 18 MeV olmak üzere ışınlanacak ve aktive edilecektir. Elektron doğrusal hızlandırıcının (eLINAC) çalışma prensibi, elektronların vakum ortamında doğrusal bir kılavuzunun içinde hızlandırılması ve manyetik alanlar ile yönlendirilmesine dayanmaktadır. İlk olarak vakum ortamında bulunan tungsten bir dirençten elektrik akımı geçirilerek termiyonik olarak elektronlar yayımlanması sağlanır. Bu elektronlar düşük enerjili (yaklaşık olarak 50 keV) olup, radyofrekans (RF) üretici (magnetron veya klistron) ile oluşturulan RF dalgalarına bindirilerek doğrusal dalga kılavuzunda hızlandırılırlar. Bu dalga kılavuzunun çevresinde bulunan kuadrapol mıknatıslar ile ışın doğrusal olarak şekillendirilir ve yönlendirilir. Daha sonra isteğe bağlı olarak elektron demetinin önüne tungsten bir hedef yerleştirilerek yüksek enerjili frenleme (bremsstrahlung) X-ışınları elde edilir. Araştırmalarda yararlanılacak olan elektron doğrusal hızlandırıcısı ile 4, 6, 18 ve 25 MeV'lik nihai enerjisine sahip bremsstrahlung fotonları üretilmektedir. Şekil (3.1)'de NUBA bünyesindeki Phillips SLi-25 marka lineer hızlandırıcının bremsstrahlung enerji sürekliliği gösterilmiştir.

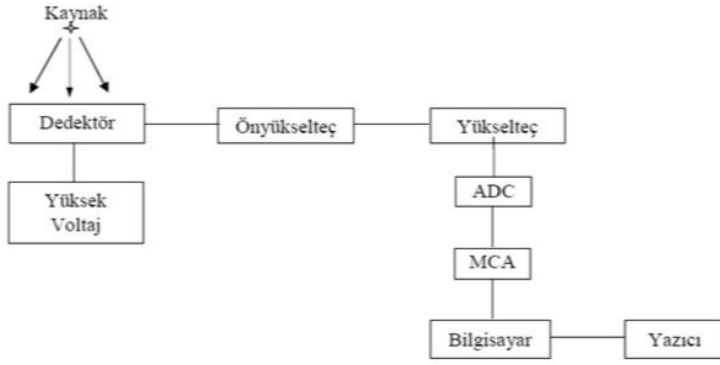


Şekil 3.1. Philips SLI-25 medikal (klinik) lineer hızlandırıcısının 18 ve 25 MeV'lik nihai enerjilerinde elde edilen fotonların akısına ait bremsstrahlung spektrumları

#### 3.2. Gama Spektrometresi

Örneklerin sayımı p tipi, koaksiyel (eş eksenli), elektrik soğutuculu HPGe ile yapılacaktır. AMATEK-ORTEC (GEM40P4-83) model HPGe dedektörünün bağlı verimi %40 olup <sup>57</sup>Co radyoizotopunun 122 keV'deki piki için yarı yükseklikteki

tam genişlik (FWHM) değeri 768 eV,  $^{60}\text{Co}$  radyoizotopunun 1332 keV'deki piki için FWHM değeri 1.85 keV'dir. HPGe dedektörü yine ORTEC markalı güç kaynağı, spektroskopi yükseltici, analog dijital dönüştürücüden oluşan NIM (Nuclear Instrumentation Module) kasaya ve bir bilgisayara bağlanmıştır. HPGe dedektörü 10 cm kalınlığındaki kurşun bir zırh içerisinde bulunmaktadır. Ayrıca zırhtan kaynaklanabilecek x-ışınlarını filtrelemek için kurşun zırhın iç kısmı 2 mm bakırla kaplanmıştır. Veri toplama ve analiz işlemleri MAESTRO (ORTEC) VE GF3 (RADWARE) yazılımları ile gerçekleştirilmektedir. Şekil (3.2)'de NUBA bünyesinde bulunan HPGe dedektör ve ekipmanlarının bir fotoğrafı verilmiştir.



Şekil 3.2. Gama Spektrometre sisteminin bir resmi

Burada dedektörün yanı sıra dedektörün yük birikimi için gerekli elektrik alanı oluşturmak üzere, (-) veya (+) 5000 V'a kadar gerilim sağlayan yüksek voltaj ünitesi, dedektörden gelen atmaları depolanan enerji ile orantılı olarak voltaj sinyaline dönüştürüp atmaları şekillendiren ve büyüten önyükselteç, ön yükselteçten gelen atmaların, atma yüksekliği analizi yapılabilecek kadar yükseltilmesini ve en iyi enerji ayrılmasını sağlayacak şekilde şekillendirmeyi sağlayan yükselteç, spektroskopi yükseltecinden gelen sinyalleri genlikleri ile orantılı olarak sayısal sisteme dönüştüren analog-dijital dönüştürücü (ADC) ve spektrumda oluşan piklerin (atmaların) yüksekliğini ve küçük voltaj aralıklarında meydana gelen sayımları ölçen çok kanallı analizör (MCA), spektrometre sisteminde bulunan ve ölçümün bilgisayar yazılımları ile değerlendirilmesine olanak sağlayan tamamlayıcı elemanlardır.

### 3.2.1. Dedektör elektroniği

#### 3.2.1.1. Yüksek voltaj ünitesi

Dedektörün yük birikimi için gerekli elektrik alanı oluşturmak üzere, (-) veya (+) 5000 V'a kadar gerilim sağlayan ünitidir.

### **3.2.1.2. Önyükselteç**

Önyükselteç, dedektörden gelen pulsları depolanan enerji ile orantılı olarak voltaj sinyaline dönüştürüp pulsları sekilendirir ve büyütür. Dedektör ile elektronik devre arasında empedans uyumu sağlar. Önyükseltecin ilk devresi dedektöre çok yakın yerleştirilmiş bir alan etki transistörü (FET)'tir. Hemen hemen bütün dedektörler çok düşük genlikte pulslar ürettiklerinden ve uzun kablo kullanımı durumunda sinyal kapasitif yükleme gürültüsü arasında kaybolabileceğinden düşük gürültülü gerçek sinyalleri elde edebilmek için önyükselteçler dedektöre çok kısa kablolarla bağlanırlar ve ön yükselticinin girişi dedektörle aynı şekilde (sıvı azot sıcaklığında) soğutulur.

### **3.2.1.3. Yükselteç**

Önyükselteçten gelen pulsların, puls yüksekliği analizi yapılabilecek kadar yükseltilmesini ve en iyi enerji ayrılmasını sağlayacak sekilendirmeyi sağlar. Modern sistemler için maksimum çıkış pulsunun genliği 2-10 V aralığında değişir. Yükselticilerin çoğunda unipolar çıkış (sinyalin pozitif veya negatif pik kısmı) ve bipolar çıkış (sinyalin hem pozitif hem de negatif pik kısmı) mevcuttur. En iyi sinyal - gürültü oranını elde etmek için, yükselticinin unipolar çıkışı seçilir. Bir spektrumdaki pikler için daha iyi çözünürlük genellikle puls genişliğini belirleyen daha uzun "shaping time" değeriyle elde edilebilir. Ancak daha uzun zaman sabitleri daha fazla rastgele toplanmaya neden olacağından optimum zaman sabiti kullanılabilir.

### **3.2.1.4. Analog-dijital dönüştürücü (ADC)**

Spektroskopi yükseltecinden gelen sinyalleri genlikleri ile orantılı olarak sayısal sisteme dönüştürür.

### **3.2.1.5. Çok kanallı analizör**

Çok kanallı analizörler, genellikle puls yüksekliği yapan cihazlardır, MCA'da en önemli devre veya bileşen, örneksel/sayısal dönüştürücüdür (analog to digital converter (ADC)). Burada, gelen her puls, sayısal hale çevrilir ve genliği ile orantılı olarak bir hafıza kanalına yerleştirilir. Her kanal belli bir enerjiye karşılık gelir ve sayım suresince gelen pulsların birikmesiyle pikler oluşur.

## **3.3. Veri Edinimi**

Analog dijital dönüştürücüden gelen verilerin bilgisayarda toplanıp derlenmesini sağlar. Yazılım dedektörü üreten firma tarafından sistemle birlikte verilir. Mevcut dedektörümüzde Ortec Firmasının lisanslı ürünü olan MAESTRO kullanılmaktadır. Ayrıca analiz işlemlerinde açık kod olan gf3 yazılımı da

kullanılmaktadır (Radford 2000).

### **3.4. Deney**

#### **3.4.1. Galyum çekirdeğinin foto-nükleer reaksiyonu**

##### **3.4.1.1. Teknik özellikler ve aktivasyon**

Deneyde, galyum örneği c-LINAC'ın kafa kısmının dışarısına, dönüştürücünün 58 cm uzaklığına yerleştirilmiştir. Örnek disk şeklinde olup 5 g ağırlığında, 5 mm çapında ve 1 mm kalınlığındadır. Örneğin ışınlama süresi 35 dakikadır.

Büyük oranda (%67'lik kütle kesri) galyum içeren örneğe izotopik zenginleştirme amacıyla hiçbir müdahalede bulunulmamıştır. Galyum izotoplarındaki farklılıkların sebebi doğal bolluklarının oranı olarak kabul edilebilir ( $^{69}\text{Ga}$  - %60.11,  $^{71}\text{Ga}$  - %39.89).

Dedektör 16830 kanal sayısı olacak şekilde ayarlanmıştır. En son kanalda gözlemlenebilen maksimum geçiş enerjisi 3000 keV olduğundan kanal aralığı 0.18 keV/kanal olarak belirlenmiştir.

##### **3.4.1.2. Sayım süreci**

Örnek ışınlama bittikten 10 dakika sonra 3 gün boyunca dedektörde sayıma bırakılmıştır. Spektrumlar sayım esnasında belirli zaman aralıkları ile kaydedilmiştir. Zaman aralıkları kısa yarı ömürlü radyoizotoplar da göz önünde bulundurularak 4 döngü ile belirlenmiştir. Bu döngüler için bir JOB dosyası oluşturulmuş ve MAESTRO analiz programına bu dosya tanımlanarak sayıma geçilmiştir. Maddeler halinde bahsedecek olursak:

- (a) **1. Döngü:** 9 saniye aralıklarla 200 spektrum kaydı alındı.
- (b) **2. Döngü:** 90 saniye aralıklarla 200 spektrum kaydı alındı.
- (c) **3. Döngü:** 900 saniye aralıklarla 200 spektrum kaydı alındı.
- (d) **4. Döngü:** 8775 saniye aralıklarla 8 spektrum kaydı alındı.

##### **3.4.1.3. Enerji kalibrasyonu ve geçiş enerjilerinin belirlenmesi**

Galyumun sayımından önce enerji kalibrasyonu için kullanılan kalibrasyon kaynakları sayılmıştır. 3 günlük galyum sayımından sonra da aynı uzunlukta arkaplan radyasyonu sayımı yapılmış ve kaydedilmiştir. En son olarak kalibrasyon kaynakları tekrar sayılarak deney tamamlanmıştır.

Bahsi geçen kalibrasyon kaynakları  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{67}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{54}\text{Mn}$ ,  $^{109}\text{Cd}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{22}\text{Na}$  nokta kaynaklar ve TAEK'den temin edilen silindir geometrisinde toz bir karma kaynaktır.

Kalibrasyon kaynakları sayıldıktan sonra enerji kalibrasyonu için uygun enerji pikleri seçilmiş, bu piklere karşılık gelen kanal sayıları üzerinden lineer, kuadratik ve kübik eğrilere fitler denenmiştir.

Enerji kalibrasyonunu belirleyen  $E = \sum_i^n a_i ch^i$  denkleminin hata hesabı tüm belirsizlikleri içinde barındırır. Fit parametrelerinin belirsizlikleri  $\sigma_{a_i}$ , kovaryans  $cov_{ij}$  veya korelasyon  $cor_{ij}$  matrisi iken kanal belirlemenin kendi belirsizlikleri  $\sigma_{ch}$  şeklindedir. Böylece hata formülü şu şekilde yazılabilir:

$$\begin{aligned}
\sigma_E^2 &= \sum_i^n \left( \frac{\partial E}{\partial a_i} \right)^2 \sigma_{a_i}^2 \\
&+ 2 \sum_i^n \sum_{j>i}^n \left( \frac{\partial E}{\partial a_i} \right) \left( \frac{\partial E}{\partial a_j} \right) cov_{ij} + \left( \frac{\partial E}{\partial ch} \right)^2 \sigma_{ch}^2 \\
&= \sum_i^n \left( \frac{\partial E}{\partial a_i} \right)^2 \sigma_{a_i}^2 \\
&+ 2 \sum_i^n \sum_{j>i}^n \left( \frac{\partial E}{\partial a_i} \right) \left( \frac{\partial E}{\partial a_j} \right) cor_{ij} \sigma_i \sigma_j + \left( \frac{\partial E}{\partial ch} \right)^2 \sigma_{ch}^2
\end{aligned} \tag{3.1}$$

Kalibrasyon kaynaklarının kombine edilmiş durumları, sayımdan önce ve sonraki kalibrasyon kanal değerleri ile elde edilmişlerdir:

$$\begin{aligned}
\sigma_C^2 &= \frac{n_1 \sigma_{C_{bef}}^2 + n_2 \sigma_{C_{aft}}^2}{n_1 + n_2} \\
&+ \frac{n_1 (\bar{C}_{bef} - \bar{C})^2 + n_2 (\bar{C}_{aft} - \bar{C})^2}{n_1 + n_2}
\end{aligned} \tag{3.2}$$

$$\bar{C} = \frac{n_1 \bar{C}_{bef} + n_2 \bar{C}_{aft}}{n_1 + n_2} \tag{3.3}$$

Burada  $\bar{C}_{bef}$  ve  $\bar{C}_{aft}$  sayımdan önce ve sonraki kalibrasyondan elde edilen kanal numaraları,  $\sigma_{C_{bef}}$  ve  $\sigma_{C_{aft}}$  ise sırasıyla karşılık gelen belirsizlikleridir. Deneyde örnek boyutu hep aynı kaldığı için  $n_1 = n_2 = n$  denklem şu şekilde basitleştirilebilir:

$$\sigma_C^2 = \frac{\sigma_{C_{bef}}^2 + \sigma_{C_{aft}}^2 + (\bar{C}_{bef} - \bar{C})^2 + (\bar{C}_{aft} - \bar{C})^2}{2} \quad (3.4)$$

$$\bar{C} = \frac{\bar{C}_{bef} + \bar{C}_{aft}}{2} \quad (3.5)$$

Ayrıca, denklem (3.7) ile istatistiksel ve sistematik hataları ayırmada kullanılabilir:

$$\sigma_{stat}^2 = \frac{\sigma_{C_{bef}}^2 + \sigma_{C_{aft}}^2}{2} \quad (3.6)$$

$$\sigma_{sys}^2 = \frac{(\bar{C}_{bef} - \bar{C})^2 + (\bar{C}_{aft} - \bar{C})^2}{2} \quad (3.7)$$

Böylece istatistiksel hatalar enerji kalibrasyonlarındaki foto-pik pozisyonunun belirsizliğini temsil ederken, sistematik hatalar deney esnasında kalibrasyon kaynaklarının dedektöre olan uzaklıkları nedeniyle meydana gelen kanal kaymalarını temsil eder. Sistematik hatalar genellikle bir kaç en şiddetli olanlar için dominant iken istatistiksel hatalar toplam belirsizlikte çoğunlukla en büyük rolü oynarlar.

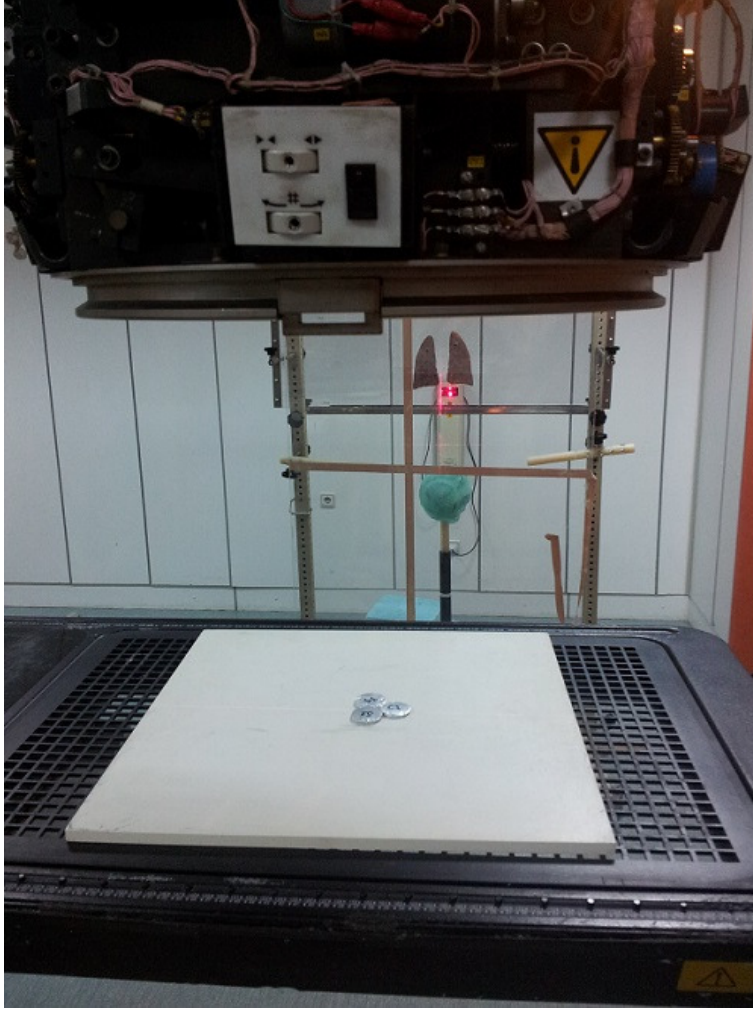
### 3.4.2. Kalay numunesinin foto-aktivasyon analizi ile derişiminin belirlenmesi

#### 3.4.2.1. Teknik özellikler ve aktivasyon

Kalay, periyodik cetvelde atom numarası 50 olan zayıf bir metaldir. Simgesi "Sn" olup Latince *Stannum*'dan gelir. Gümüşümsü gri renktedir. Havada kolaylıkla okside olmaz, korozyona karşı dirençlidir. Bu özelliğinden ötürü diğer metallerin (korozyondan korumak amacıyla) kaplanmasında kullanılır. Tarihçesi M.Ö. 3000 yıllarına dayanır. Antik Mısır'da ve Mezopotamya'da bronz alaşımında kalay kullanılmıştır.

Deneyde kullanılacak kalay numuneleri ve referans materyal, bakır akı monitörleriyle birlikte Şekil (3.3)'deki gibi hızlandırıcının hemen önüne, bremsstrahlung dönüştürücünün 58 cm uzaklığına yerleştirilmiş ve 1.5 saat boyunca 18 MeV bremsstrahlung fotonları ile ışınlanmıştır.

Numune ve referans materyal ışınlanmadan akı monitörleri ile birlikte sandviç geometrisine getirilmiş ve ince bir alüminyum folyo ile kaplanmıştır. Bunun nedeni ışınlama alanındaki numune harici materyallerin ışınlama esnasında numune üzerine gelebilecek geri tepme parçacıklarının alüminyum folyo ile yalıtılacak olmasıdır.



Şekil 3.3. Sn numunesinin hızlandırıcı önündeki konumu

### 3.4.2.2. Örnek hazırlama

Kalay örnekleri Akdeniz Üniversitesi Fizik Bölümü Mekanik Laboratuvarında hazırlanmıştır. Bek ocağı yardımıyla eritilen kalay numunesine istenilen ölçüde şekil verilebilmesi amacıyla bir kalıba dökülüp soğutulmuş ve törpüyle pürüzleri giderilerek Şekil (3.4)'deki gibi deneye hazır hale getirilmiştir. Örneklerin özellikleri Çizelge (3.1)'da verilmiştir.





Şekil 3.4. Kalay numuneleri (S1, S2), referans materyal (R1) ve akı monitörleri (S1\_1, S1\_2, S2\_1, S2\_2, R1\_1, R2\_2)

Çizelge 3.1. Kalay numunelerinin özellikleri

Numune	Kütle (g)	Yarıçap (mm)	Kalınlık (mm)
S1	5.47	1.3	1.5
S2	6.37	1.3	1.5

### 3.4.2.3. Referans materyali hazırlama

Referans materyali için saf kalay numunesi kullanılmıştır. Bir plakadan dairesel bir halka şeklinde iki ayrı örnek kesilip çıkartılmış, biri Akdeniz Üniversitesi Gıda Mühendisliği Bölümü'nde bulunan ICP/MS (Inductively Coupled Plasma - Mass Spectrometer) cihazıyla element analizine gönderilmiş, diğeri ise deneyde referans materyali olarak kullanılmıştır. Şekil (3.5)'de gösterilen referans materyalinin özellikleri Çizelge (3.2)'de verilmiştir.

Referans materyal için numunenin doku matrisine ve derişime uygun bir materyal seçilmiştir. Seçilen referans materyal de numune gibi saf bir kalay materyalidir. Bu nedenle numune de, referans materyal de katı (pellet) forma sahiptirler ve materyal içerisindeki maddesel dağılımları homojen olarak kabul edilebilir. Ayrıca numune ve referans materyalin fiziksel özelliklerinin birbirine yakın olması üzerlerine düşen akıyı gözleme (monitoring) işlemi için önemlidir. Bu benzerlik, numune, referans materyal ve akı monitörlerinin dedektörde sayım esnasında sayım geometrisinin tekrarlanabilir olmasını sağlayacaktır. Bu da elde edilen derişim sonuçlarındaki belirsizliği azaltacaktır.

Çizelge 3.2. Referans materyalin özellikleri

Numune	Kütle (g)	Yarıçap (mm)	Kalınlık (mm)
R1	4.73	1.2	1

Fakat sonuçların yayınlanabilir nitelikte olması için sertifikalandırılmış referans materyaller kullanılmalıdır. Ancak oldukça fazla sayıda deney tekrarı gerektirebilecek bir yöntem olan PAA için sürekli sertifikalı referans materyali kullanımı pek ekonomik değildir. Eldeki imkanlarla doğru bir şekilde hazırlanabilecek bir referans materyali ile yapılan bir deney, yöntemin doğruluğunun araştırılmasına yetecek düzeydedir.



Şekil 3.5. Sn referans materyali

#### 3.4.2.4. Dahili ve harici monitörleme

Dahili monitör metodunda derişimi iyi bilinen izleme materyali örneğe homojen bir şekilde ekleneceğinden örnekler sıvı veya toz halde bulunurlar. Bu nedenle deneyde kullanılan numunelerin fiziksel özellikleri nedeniyle monitörleme metodu olarak harici monitörleme uygulanmıştır.

Deneyde harici monitör materyali olarak bakır (Cu) elementi kullanılmıştır. Bunun nedeni kısa sürede yüksek seviyede aktif olabilmesi, yani foto-reaksiyon tesir kesitinin yüksek olmasıdır. Diğer bir neden elimizde bu numuneden bol miktarda bulunması ve kolay şekil verilebilir olmasıdır.

Kalay örnekleri, bakır monitörler ile Şekil (3.6)'deki gibi sandviç edilip ışınlanmıştır. Bakır monitörlerin özellikleri ise Çizelge (3.3)'de sunulmuştur.



Şekil 3.6. Bakır monitörler

Çizelge 3.3. Bakır monitörlerin özellikleri

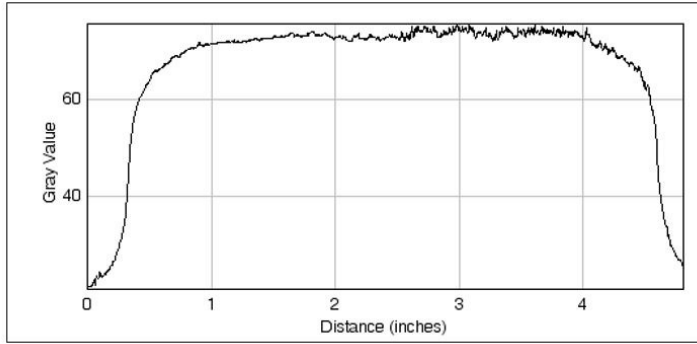
Numune	Kütle (g)	Yarıçap (mm)	Kalınlık (mm)
S1mon1	2.24	1.4	0.5
S1mon2	2.09	1.4	0.5
S2mon1	1.87	1.4	0.5
S2mon2	1.81	1.4	0.5
Ref1mon1	1.85	1.4	0.5
Ref1mon2	1.88	1.4	0.5

### 3.4.2.5. Radyal homojenlik

Işınlama alanının her noktasının aynı dozu alıp almadığının belirlenmesi amacıyla bölge üzerine bir radyografi çalışması yapılmıştır. İnce bir x-ışını filmi alana yerleştirilip düşük dozlarda radyasyon uygulanarak film bir görüntü işleme yazılımı ile analiz edilmiş ve bölgedeki radyal doz değişimi belirlenmiştir. Işınlanmış film Şekil (3.7)'deki gibidir. Filmin ışlandıktan sonra demet tarama (beam scan) işleminden sonra elde edilen uzaklığa bağlı doz eğrisi ise şekil (3.8)'de gösterilmiştir. Yapılacak hesaplama bir katkısı olmayacak da olsa doz dağılımı hakkında fikir sahibi olabilmek için monitörler için belirlenen eşit sayım ve bozunma zamanı değerlerine normalize edilen 511 keV net pik alanları ise Çizelge (3.4)'de sunulmuştur.



Şekil 3.7. Işınlanmış x-ışını filmi



Şekil 3.8. Kaynaktan olan uzaklığa bağlı doz şiddeti eğrisi

#### 3.4.2.6. Sayım süreci

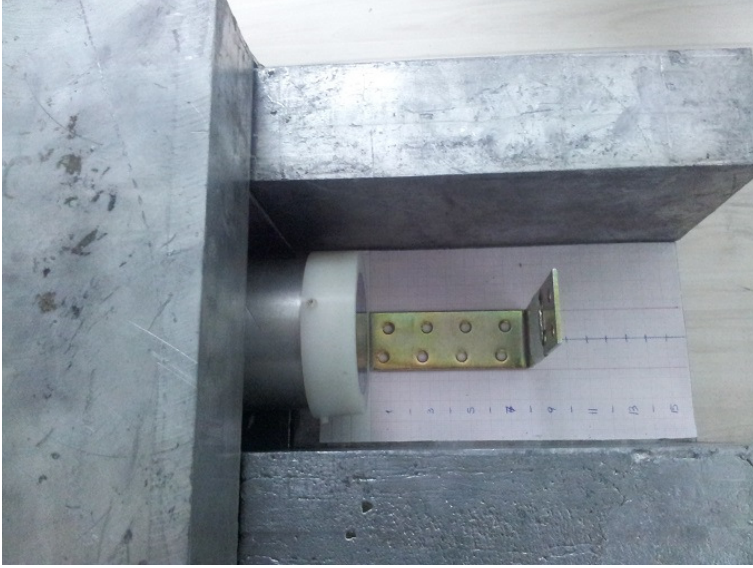
Numunelerin ışınlanmasının ardından HPGe dedektör ile sayım aşamasına geçilir. Numuneler, sayım geometrisine dikkat edilerek şekil (3.9)'deki gibi dedektörden 8 cm uzaklıkta sayıma bırakılmıştır.

Uzaklığın 8 cm olmasının nedeni ölü zamanın %5'in altında tutulmak istenilmesidir.

Sayım süresi temelde analiz edilecek her bir enerji pikinin sayım sayısı (pik alanı integrali) en az 20000 sayım olacak şekilde ayarlanmıştır. Bunun sebebi sayım istatistiklerinden gelecek belirsizliklerin bu sayım değeri civarında çok düşük olmasıdır.

Çizelge 3.4. Normalize net pik alanları

Monitör	Net Pik Alanı
1	58938
2	52164
3	55524



Şekil 3.9. Kalay numunesinin sayım geometrisi

Böylece bu değer PAA için en uygun pik altı alan sayım değeri olarak belirlenmiştir.

Sayım süreci böylece iki şekilde gerçekleştirilmiştir. İlk olarak, ışınlamanın hemen ardından örnekler sırasıyla 4.5 ve 6 saat süreyle dedektörde ilk sayıma bırakılmıştır. Bunun sebebi  $^{117m}\text{Sn}$  ve  $^{123}\text{Sn}$  radyoizotoplarının sırasıyla 158.6 keV ve 160.3 keV gama geçiş enerjileri piklerinin birbirinden ayırt edebilmektir. Çünkü mevcut HPGe dedektörünün çözünürlüğü bu iki enerji geçişini ayırt edememektedir ve bunun sonucu olarak spektrumda bu enerjilerde bir çakışma söz konusudur. Bu nedenle kısa sayımda  $^{117m}\text{Sn}$  izotopunun yaklaşık 14 günlük yarı ömrü dikkate alınmayacak, analiz 40 dakikalık yarı ömüre sahip  $^{123}\text{Sn}$  üzerinden gerçekleştirilecektir. Bu aşamada elde edilecek sonuçlar, ikinci aşamada elde edilecek sonuçları doğrulayacak nitelikte olacaktır. İkinci aşamada ise ışınlamanın bitmesinin ardından 40 dakikalık yarı ömüre sahip  $^{123}\text{Sn}$  radyoizotopunun aktivitesi sıfırlanana kadar beklenilmiş ve sırasıyla 6 ve 11.5 saatlik ikinci süreli sayımlara geçilmiştir. İkinci sayımların yapılmasının sebebi geriye yalnızca 14 günlük yarı ömre sahip  $^{117m}\text{Sn}$  ve 2.8 günlük yarı ömre sahip  $^{111}\text{In}$  radyoizotoplarının kalmış olmasıdır ve bu radyoizotopların sayım hızları oldukça düşüktür.

Ancak  $^{117m}\text{Sn}$  izotopunun 14 günlük yarı ömre sahip olmasından dolayı yeterli miktarda pik altı net alanı elde edilememiştir. Bu nedenle 158.6 keV ve 160.3 keV gama geçiş enerjileri için herhangi nitel bir analiz yapılamamıştır.

Çizelge 3.5. Kalay numunesi için gama enerji seviyeleri değerleri

Hedef Çekirdek	Reaksiyon	Ürün Çekirdek	Enerji (keV)
$^{112}\text{Sn}$	( $\gamma$ ,p)	$^{111}\text{In}$	171.3
$^{112}\text{Sn}$	( $\gamma$ ,p)	$^{111}\text{In}$	245.4
$^{118}\text{Sn}$	( $\gamma$ ,n)	$^{117}\text{Sn}$	158.6
$^{124}\text{Sn}$	( $\gamma$ ,n)	$^{123}\text{Sn}$	160.3

Çizelge (3.5) ile gözlenen reaksiyonları oluşturan ürün çekirdekler ve kız çekirdeklerin uyarılmış durumlarının gama geçiş enerji değerleri verilmiştir.

### 3.4.3. Derişim belirleme analizi

Derişim hesabı (3.8) denklemi ile yapılacaktır:

$$F_{corr} = \frac{\frac{P_{M1R}}{M_{M1R} \cdot e^{-\lambda_M \cdot T_{dM1R}} \cdot (1 - e^{-\lambda_M \cdot T_{CM1R}})} + \frac{P_{M2R}}{m_{M2R} \cdot e^{-\lambda_M \cdot T_{dM2R}} \cdot (1 - e^{-\lambda_M \cdot T_{CM2R}})}}{\frac{P_{M1S}}{M_{M1S} \cdot e^{-\lambda_M \cdot T_{dM1S}} \cdot (1 - e^{-\lambda_M \cdot T_{CM1S}})} + \frac{P_{M2S}}{m_{M2S} \cdot e^{-\lambda_M \cdot T_{dM2S}} \cdot (1 - e^{-\lambda_M \cdot T_{CM2S}})}} \quad (3.8)$$

Hata hesaplaması için ise iki tip deneysel hata hesaplaması göz önünde bulundurulmalıdır. Kombine hata hesaplaması ISO/GUM ve EURACHEM standartlarına göre yapılacaktır. Deney esnasında hesaplamaya etki edebilecek hatalar bu standartlara göre aşağıdaki gibi verilmiştir:

- (1) Örnek, referans materyal ve monitörlerin sayım istatistiği
- (2) Referans solüsyonun derişimi
- (3) Referans solüsyonun kütlesi
- (4) Örnek, referans materyal ve monitörlerin kütlesi
- (5) Işınlama geometrisi
- (6) Sayım geometrisi
- (7)  $\gamma$ -ışını öz soğurması
- (8) Ölü zaman
- (9) Arka plan çıkarılarak pik integrasyonu

Burada ilgilenilecek olan maddeler 1, 4 ve 6. maddeler olup değerler yüzde (%) biçimindedir.

1. madde için basitçe net pik alanı ve belirsizlikleri kullanılmıştır. 4. maddede ise materyallerin ağırlığının ölçüldüğü teraziye göre belirsizlik kolayca bilinebilir. 6. madde için kalay numunelerinden biri tekrar ışınlanmış ve 5 kere arka arkaya rutin sayım işlemi yapılmıştır. Sayım sonuçlarında elde edilen net pik alan değerlerinin standart sapması hesaplanmıştır.

Deneyde herhangi bir solüsyon kullanılmadığından 2. ve 3. madde elenmiştir. 5. madde ise sayım istatistiği hata hesabına dahil edileceğinden ayrıca hesaplanmasına gerek yoktur. Hem numune hem de referans materyal saf kalay olduğundan 7. madde olan  $\gamma$ -ışını öz soğurması da elimine olur. 8. madde yalnızca %5'in üzerindeki ölü zaman değerleri için hesaba katılması gereken bir parametredir. 9. madde ise ölçümler aynı yerde yapıldığından spektrumdan arka plan değerini çıkartmaya gerek kalmaz.

Bu argümanlar doğrultusunda her bir hata parametresi  $K_{std}$  şeklinde gösterilecek olursa toplam belirsizlik yalnızca bir enerji piki için eşitlik (3.9)'deki gibi olur:

$$U_c = \sqrt{K_1^2 + K_4^2 + K_6^2} \quad (3.9)$$

## 4. BULGULAR

### 4.1. Galyum İzotopunun Enerji Seviyelerinin Belirlenmesi

#### 4.1.1. Sayımdan önce ve sonraki enerji kalibrasyon kanal değerleri

Sayımdan önce ve sonraki enerji kalibrasyonu için elde edilen kanal değerleri, birleştirilmiş değerler ve bu değerlerin belirsizlikleri Çizelge (4.1) ile verilmiştir:

Çizelge 4.1. Sayımdan önce ve sonraki enerji kalibrasyon kanal değerleri ve birleştirilmiş kanal değerleri

$C_{bef}$	$\sigma_{C_{bef}}$	$C_{aft}$	$\sigma_{C_{aft}}$	$\bar{C}$	$\sigma_{stat}$	$\sigma_{sys}$	$\sigma_C$
277.28	0.09	276.98	0.36	277.13	0.26	0.15	0.30
1576.67	0.02	1576.59	0.05	1576.63	0.04	0.04	0.05
1853.00	0.09	1853.09	0.03	1853.04	0.07	0.05	0.08
1997.82	0.03	1997.79	0.08	1997.80	0.06	0.02	0.06
459.02	0.04	458.58	0.18	458.80	0.13	0.22	0.25
636.26	0.01	636.03	0.06	636.15	0.04	0.12	0.12
711.15	0.04	710.75	0.16	710.95	0.11	0.20	0.23
3441.77	0.01	3441.57	0.04	3441.67	0.03	0.10	0.11
4342.03	0.03	4341.82	0.13	4341.92	0.09	0.10	0.14
6100.65	0.02	6100.22	0.07	6100.44	0.05	0.21	0.22
6928.58	0.02	6927.86	0.08	6928.22	0.06	0.36	0.36
6627.27	0.03	6626.59	0.08	6626.93	0.06	0.34	0.34
1536.83	0.04	1536.96	0.04	1536.89	0.04	0.06	0.08
1831.81	0.03	1831.78	0.03	1831.80	0.03	0.02	0.03
3169.89	0.04	3169.72	0.04	3169.81	0.04	0.09	0.10
5825.50	0.13	5825.40	0.11	5825.45	0.12	0.05	0.13
7594.35	0.28	7594.34	0.27	7594.34	0.27	0.01	0.27
9174.06	0.15	9173.52	0.15	9173.79	0.15	0.27	0.31
11458.02	0.34	11457.16	0.38	11457.59	0.36	0.43	0.56
13590.43	0.15	13590.02	0.14	13590.22	0.15	0.20	0.25

#### 4.1.2. Gözlemlenen reaksiyonlar

Deneyde gözlemlenen reaksiyonlar şunlardır:



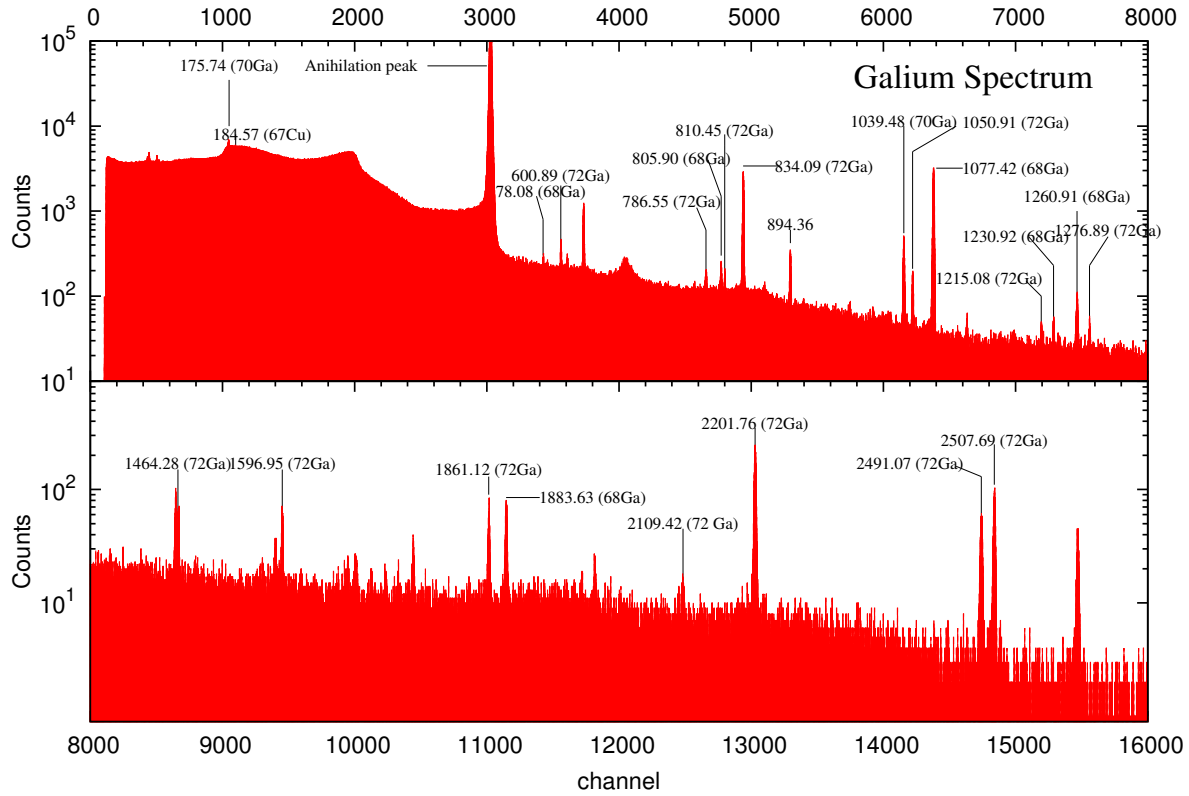


Çalışılan bozunum reaksiyonlarının listesi şu şekildedir:



### 4.1.3. Spektrum

Işınlanmış galyum numunesinin spektrumu Şekil (4.1)'deki gibidir.



Şekil 4.1. Işınlanmış Ga izotopunun ölçülen spektrumu

### 4.1.4. Enerji seviyeleri değerleri

$\chi^2/n \cdot d \cdot f$  değeri lineer fit için ( $\chi^2/n \cdot d \cdot f=11.77$ ), kuadratik fit için ( $\chi^2/n \cdot d \cdot f=6.405$ ), kübik fit için ise ( $\chi^2/n \cdot d \cdot f=1.38$ ) sonuçlarını vermiştir.

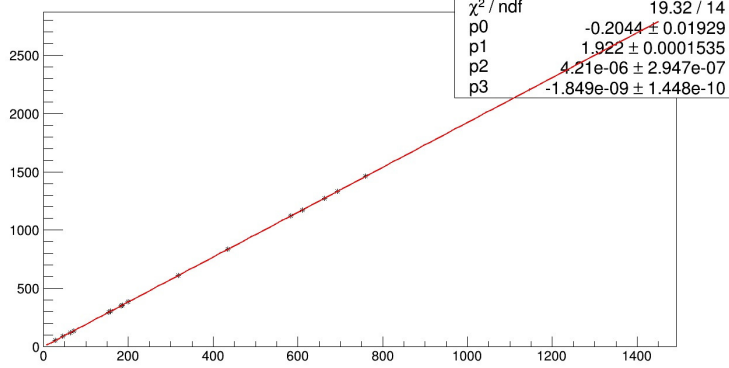
Fit işlemi için en iyi  $\chi^2$  değerini veren kübik fonksiyon kullanılmıştır. Sayımdan önce ve sonraki kalibrasyonların ortalamalarının kübik fit ile elde edilen

değerleri Çizelge (4.2)'de gösterilmiştir.

Çizelge 4.2. Sayımdan önce ve sonraki kalibrasyonlar için kuadratik fitin ( $E(ch) = a_0 + a_1ch + a_2ch^2 + a_3ch^3$ ) kalibrasyon parametreleri

Fit parametreleri	Parametrelerin sayısal değerleri
$a_0$	$-0.0204397 \pm 0.00192913$
$a_1$	$0.192164 \pm 0.0000153531$
$a_2$	$0.420962e-006 \pm 0.0294706e-007$
$a_3$	$-0.184888e-009 \pm 0.144763e-010$
$cor_{0,1}$	$-9.58e-01$
$cor_{0,2}$	$8.62e-01$
$cor_{0,3}$	$-7.66e-01$
$cor_{1,2}$	$-9.55e-01$
$cor_{1,3}$	$8.79e-01$
$cor_{2,3}$	$-9.76e-01$
$cor_{2,4}$	$-7.66e-01$

Verilerin üçüncü dereceden bir polinom (kübik) ile fit edilmiş hali Şekil (4.2)'deki gibidir.



Şekil 4.2. Verilerin üçüncü dereceden bir polinom ile fit edilmesi

Galyum çekirdeği için sayımdan önce ve sonraki kalibrasyon değerlerinin birleşim değerinin kübik fit ile elde edilen gama enerji geçişleri ve belirsizlikleri Çizelge (4.3)'deki gibidir:

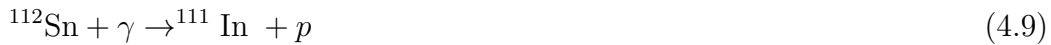
Çizelge 4.3. Galyum izotoplarının enerji seviyeleri değerleri ve literatürle karşılaştırılması (\*Literatür Değerleri: (McCutchan 2012), (Tikku ve Mukherjee 2003), (Swindle vd 1972), (Schrewe ve Schmidt-Ott 1977), (Burmester 1975), (Kendall 1958), (Bunker vd 1957), (Alburger 1958), (Abriola 2010), (Camp 1968), (Rester vd 1971), (Huo vd 2005), (Meyer vd 1978), (Raman ve Pinajian 1969), (Easterday 1953))

Hedef Çekirdek	$E_{lit}^*$ (keV)	$\sigma_{lit}^*$	$\bar{E}$ (keV)	$\sigma_E$
$^{68}\text{Ga}$	805.83	0.08	805.91	0.07
$^{68}\text{Ga}$	1077.34	0.05	1077.28	0.02
$^{68}\text{Ga}$	1261.08	0.09	1260.8	0.1
$^{68}\text{Ga}$	1883.2	0.2	1883.39	0.09
$^{70}\text{Ga}$	176.17	0.02	176.1	0.1
$^{70}\text{Ga}$	1039.2	0.08	1039.28	0.04
$^{72}\text{Ga}$	600.91	0.02	600.91	0.05
$^{72}\text{Ga}$	629.97	0.02	629.86	0.02
$^{72}\text{Ga}$	786.53	0.01	786.43	0.09
$^{72}\text{Ga}$	834.13	0.04	833.97	0.02
$^{72}\text{Ga}$	894.33	0.02	894.09	0.04
$^{72}\text{Ga}$	999.99	0.02	1000.6	0.1
$^{72}\text{Ga}$	1215.14	0.01	1215.15	0.08
$^{72}\text{Ga}$	1230.93	0.01	1230.9	0.2
$^{72}\text{Ga}$	1260.12	0.01	1260.8	0.1
$^{72}\text{Ga}$	1464.05	0.01	1464.13	0.09
$^{72}\text{Ga}$	1596.73	0.01	1596.87	0.09
$^{72}\text{Ga}$	2109.36	0.02	2109.8	0.2
$^{72}\text{Ga}$	2201.59	0.02	2202.01	0.04
$^{72}\text{Ga}$	2491.03	0.02	2490.72	0.08
$^{72}\text{Ga}$	2507.71	0.02	2507.27	0.06
$^{67}\text{Cu}$	184.58	0.01	185.71	0.08

## 4.2. PAA Yöntemiyle Kalay Elementinin Derişiminin Belirlenmesi

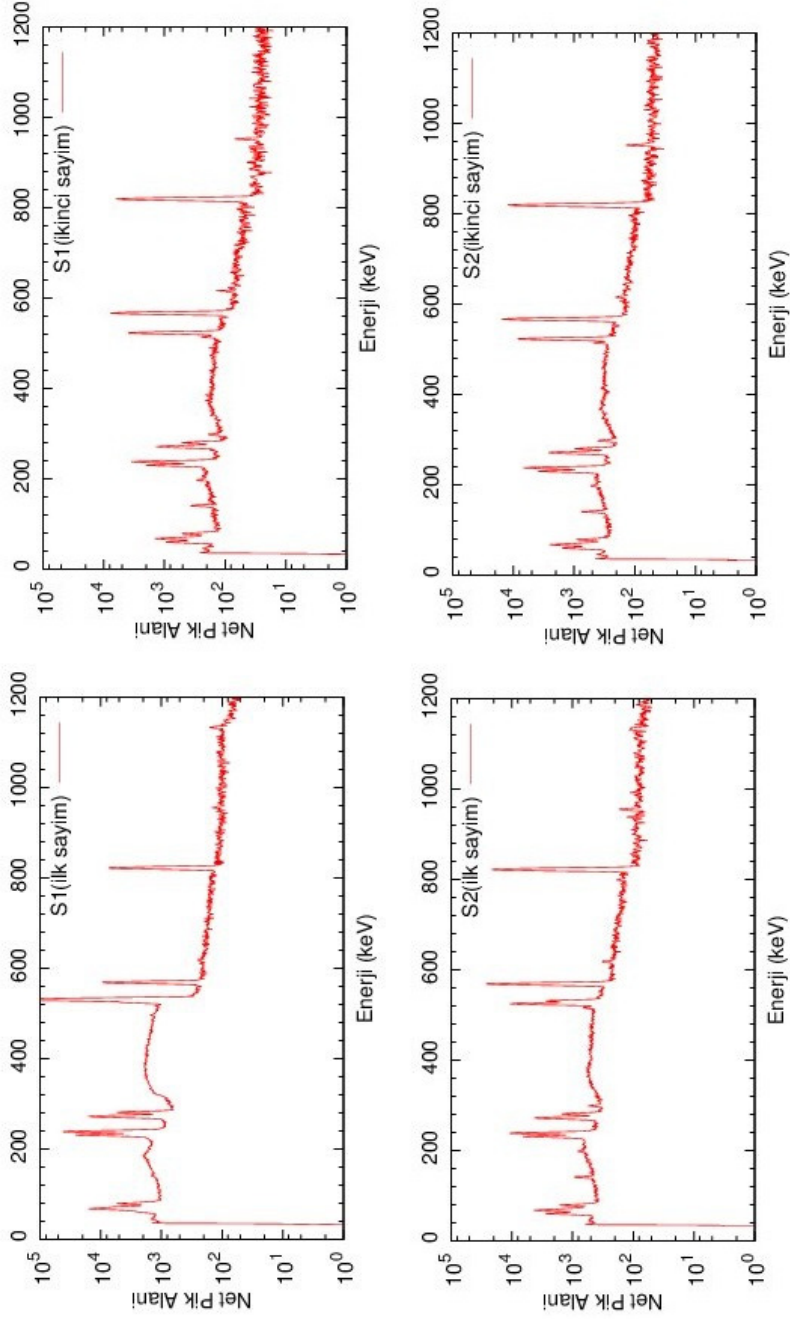
### 4.2.1. Gözlemlenen reaksiyonlar

Deneyde gözlemlenen reaksiyonlar şunlardır:



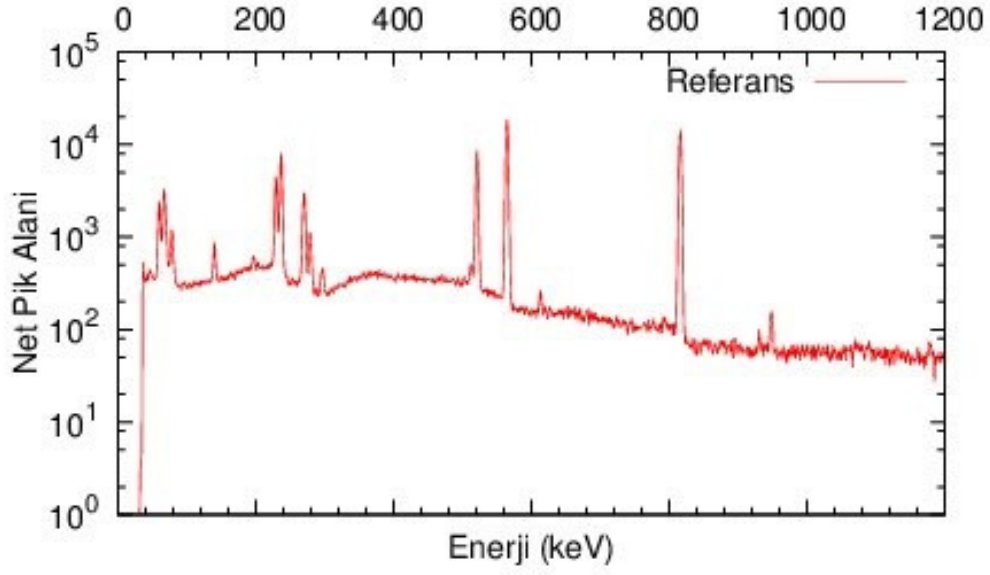
## 4.2.2. Spektrum

Işınlanmış galyum numunesinin spektrumu Şekil (4.3)'teki gibidir.



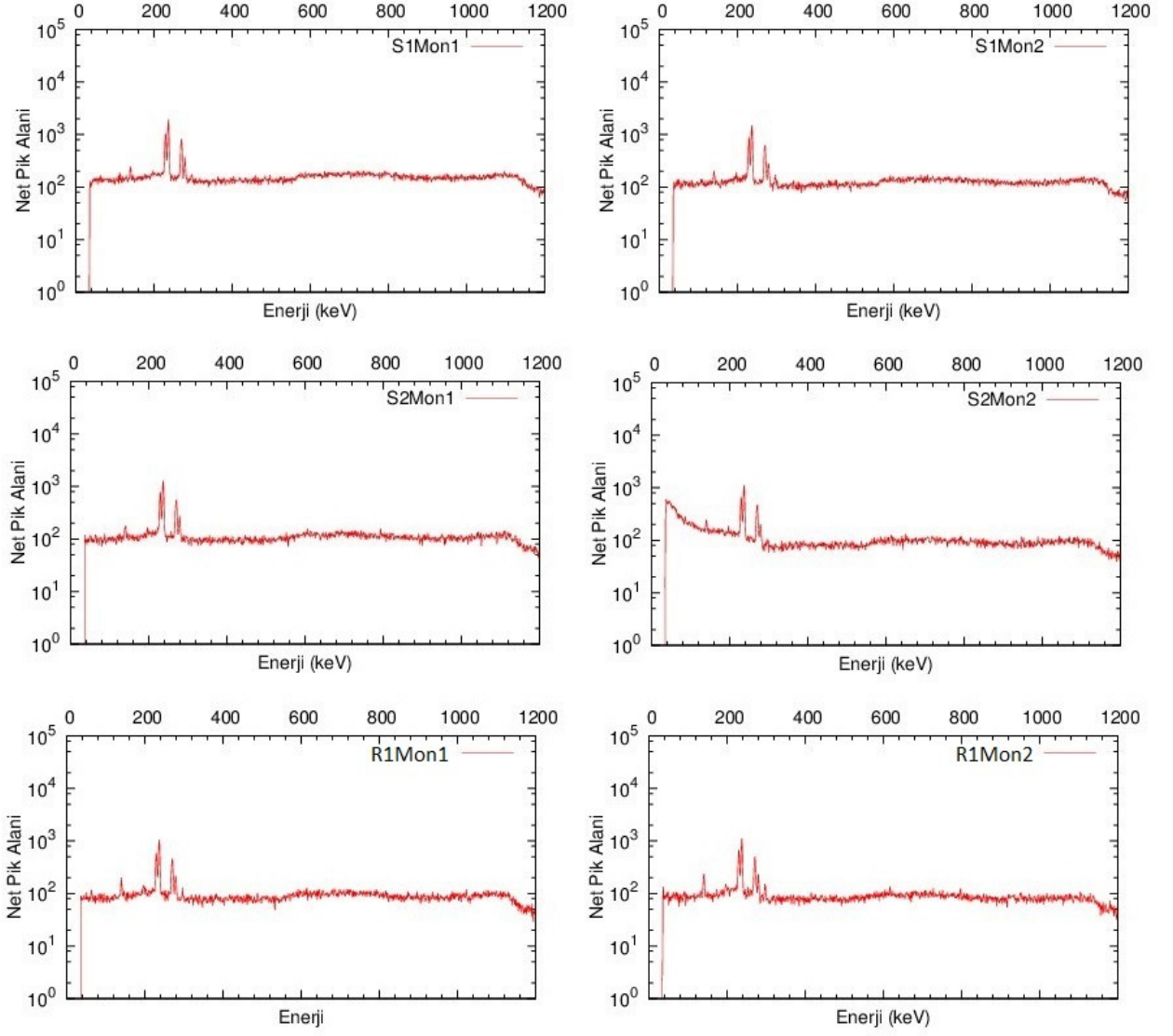
Şekil 4.3. Işınlanmış Sn numunelerinin ölçülen spektrumu

Işınlanmış referans numunesinin spektrumu Şekil (4.4)'deki gibidir.



Şekil 4.4. Işınlanmış referans numunenin ölçülen spektrumu

Işınlanmış akı monitörlerinin spektrumu Şekil (4.5)'deki gibidir.



Şekil 4.5. Işınlanmış akı monitörlerinin ölçülen spektrumu

### 4.2.3. Numuneler ve referans materyal için elde edilen parametreler

Çizelge 4.4. Numuneler ve referans materyal için elde edilen parametreler

Numune	$E$ (keV)	$P$	$\sigma_P$	$t_c$ (sa)	$t_d$ (s)
$S1(ilk)$	171	31540	209	4.5	21120
$S1(ilk)$	245	26009	185	4.5	21120
$S1(ikinci)$	171	26496	174	6	101520
$S1(ikinci)$	245	22221	161	6	101520
$S2(ilk)$	171	89426	317	12	64620
$S2(ilk)$	245	75174	287	12	64620
$S2(ikinci)$	171	52869	255	11.5	230400
$S2(ikinci)$	245	44664	220	11.5	230400
$R$	171	61652	264	13	149400
$R$	245	50236	236	13	149400

Çizelge (4.4)'deki parametreler şunlardır:

$S1$  : Birinci kalay numunesi

$S2$  : İkinci kalay numunesi

$R1$  : Referans materyali

$P$  : İlgilenilen enerji pik alanındaki toplam sayım

$t_d$  : Işınlamanın bitiminden sayılma anına kadar geçen süre

$t_c$  : Dedektörde sayım süresi

### 4.2.4. Akı monitörleri için elde edilen parametreler

Çizelge 4.5. Akı monitörleri için elde edilen parametreler

Numune	$E$ (keV)	$P_{mon}$	$\sigma_{P_{mon}}$
$S1\_1$	511	45842	229
$S1\_2$	511	36868	205
$S2\_1$	511	31791	191
$S2\_2$	511	25914	174
$R1\_1$	511	25368	174
$R2\_2$	511	20898	155

Çizelge (4.5)'deki parametreler şunlardır:

$S1\_1$  : Birinci kalay numunesinin üstündeki akı monitörü

$S1\_2$  : Birinci kalay numunesinin altındaki akı monitörü

$S2\_1$  : İkinci kalay numunesinin üstündeki akı monitörü

$S2\_2$  : İkinci kalay numunesinin altındaki akı monitörü

$R1\_1$  : Referans materyalin üstündeki akı monitörü

$R2\_2$  : Referans materyalin altındaki akı monitörü

#### 4.2.5. Kalay çekirdeği için derişim değerleri

##### 4.2.5.1. İlk ölçümler

Akı monitörü kullanılmadan gerçekleştirilen ilk ölçümlerde elde edilen kalay numunesinin yüzde derişimleri Çizelge (4.6) ile verilmiştir:

Çizelge 4.6. İlk ölçümlerde elde edilen kalay numunesinin yüzde derişimleri (akı monitörü olmadan)

Numune	$E$ (keV)	$C$ (%)	$\sigma_C$ (%)
S1(ilk)	171	93.9	5.93
S1(ilk)	245	94.3	5.36
S2(ilk)	171	92.3	5.90
S2(ilk)	245	95.1	5.32

Akı monitörü kullanılarak gerçekleştirilen ilk ölçümlerde elde edilen kalay numunesinin yüzde derişimleri Çizelge (4.7) ile verilmiştir:

Çizelge 4.7. İlk ölçümlerde elde edilen kalay numunesinin yüzde derişimleri (akı monitörü ile)

Numune	$E$ (keV)	$C$ (%)	$\sigma_C$ (%)
S1(ilk)	171	97.0	5.97
S1(ilk)	245	97.5	5.40
S2(ilk)	171	100.5	5.92
S2(ilk)	245	103.6	5.35

##### 4.2.5.2. İkinci ölçümler

Akı monitörü kullanılmadan gerçekleştirilen ikinci ölçümlerde elde edilen kalay numunesinin yüzde derişimleri Çizelge (4.8) ile verilmiştir:



Çizelge 4.8. İkinci ölçümlerde elde edilen kalay numunesinin yüzde derişimleri (akı monitörü olmadan)

Numune	$E$ (keV)	$C$ (%)	$\sigma_C$ (%)
S1(ikinci)	171	92.7	5.93
S1(ikinci)	245	95.2	5.36
S2(ikinci)	171	92.2	5.91
S2(ikinci)	245	94.3	5.33

Akı monitörü kullanılarak gerçekleştirilen ikinci ölçümlerde elde edilen kalay numunesinin yüzde derişimleri Çizelge (4.9) ile verilmiştir:

Çizelge 4.9. İkinci ölçümlerde elde edilen kalay numunesinin yüzde derişimleri (akı monitörü ile)

Numune	$E$ (keV)	$C$ (%)	$\sigma_C$ (%)
S1(ikinci)	171	95.8	5.95
S1(ikinci)	245	98.4	5.40
S2(ikinci)	171	99.4	5.93
S2(ikinci)	245	102.7	5.36

## 5. TARTIŞMA

Foto-nükleer reaksiyonlar ile çekirdeklerin bağlanma ve uyarılma enerjileri, enerji seviyelerinin kuantum sayıları, seviyeler arası geçiş oranları, reaksiyon tesir kesiti vb. gibi özelliklerini belirlemek mümkündür. Bir nükleer reaksiyonu meydana getirmek için uyarıcı radyasyonun (mermi çekirdeğin) hedef çekirdek ile etkileşmesi gereklidir. Gelen parçacık ve hedef çekirdek arasında bir çarpışma gerçekleştiğinde ya gelen parçacık hedef çekirdekten elastik olarak saçılır veya hedef çekirdek uyarılır ve radyasyon veya nükleon yayımlayarak bozunur. Bir nükleer reaksiyon gelen parçacık, hedef çekirdek ve reaksiyon ürünlerini tespit etmekle tanımlanır.

Nükleer reaksiyonlar genellikle Van de Graff jeneratörü veya siklotron gibi cihazlarla yüklü parçacıklar üretilerek ya da radyonüklit kaynaklar veya elektron hızlandırıcılarla fotonlar yoluyla gerçekleştirilir. Yüklü parçacıklarla aktivasyon bazı yüzey parametreleri tespiti ve hafif element analizleri için avantajlı olsa da çekirdeğin iç yapı özelliklerini belirlemede foton aktivasyonuna kıyasla yetersizdir.

Türkiye’de araştırma amaçlı kullanıma açık bir lineer elektron hızlandırıcı Akdeniz Üniversitesi Fizik Bölümünde mevcuttur. Bölümün bünyesindeki klinik lineer elektron hızlandırıcıda elektronlar, cihazın donanımında mevcut olan bir tungsten hedefe çarptırılıp 18 MeV uç nokta enerjili frenleme ışınımı üretilebilmektedir. Bir çekirdekten nötron ve proton koparmak için gereken optimum enerji yaklaşık olarak 8 MeV’dir. Yani bu enerji değeri ile enerji seviyeleri tespiti ve aktivasyon analizi için gerekli en önemli reaksiyonlar olan  $(\gamma, n)$  ve  $(\gamma, p)$  reaksiyonları gerçekleştirilebilmektedir. Dahası, bremsstrahlung dönüştürücüsünden (tungsten) koparılan nötronlar sayesinde de hatırı sayılır bir miktarda nötron akısına sahip olunmaktadır. Bu sayede nötron yakalama tesir kesiti yüksek olan çekirdekler için  $(n, \gamma)$  reaksiyonu da gözlenebilmektedir. Bu nedenle bu çalışmada gelen parçacık olarak yüksek enerjili bremsstrahlung fotonları kullanılmıştır. Gerçekleştirilen foto-nükleer reaksiyonlar ile galyum (Ga) çekirdeğinin enerji seviyeleri ve saf bir kalay (Sn) çekirdeğinin yüzde derişiminin fotaktivasyon analizi yöntemi ile hesaplanılabilirliği araştırılmıştır.

Gerçekleştirilen bir dizi deneyler sonucunda her iki benzer konseptte sahip araştırmalar için olumlu sonuçlar elde edilmiştir.

Galyum çekirdeğinin enerji seviyeleri için elde edilen bazı sonuçlarda (McCutchan 2012), (Tikku ve Mukherjee 2003), (Swindle vd 1972), (Schrewe ve Schmidt-Ott 1977), (Burmester 1975), (Kendall 1958), (Bunker vd 1957), (Alburger 1958), (Abriola 2010), (Camp 1968), (Rester vd 1971), (Huo vd 2005), (Meyer vd 1978), (Raman ve Pinajian 1969), (Easterday 1953) çalışmaları ile verilen literatür ortalamasından daha iyi sonuçlar elde edilmiştir. Sonuçlar içerisinde literatür ortalamasıyla uyumlu ve bu ortalamanın biraz dışında kalmış fakat kötü olarak yorumlayamayacağımız veriler de mevcuttur. Literatürle uyumsuz olan sonuçların

nedeni gama spektrumundaki enerji piklerinin net alanlarının diğerlerine göre daha az olması, yani zayıf piklerin analizinin güçlü piklere göre daha az hassas sonuçlar vermesine dayandırılmaktadır.  $(n, \gamma)$  reaksiyonunu da sonuçlarından görülebileceği üzere bu foto-nötron reaksiyonunun sonuçları  $(\gamma, n)$  reaksiyonlarına kıyasla daha az hassas olduğu gözlenmiştir. Bunun nedeni  $(n, \gamma)$  reaksiyon tesir kesitinin  $(\gamma, n)$  reaksiyonunkinden daha düşük olmasıdır. Bu tür reaksiyonlar bir nötron kaynağı ile gerçekleştirildiğinde nötron akısı yeterli düzeye ulaşmaktadır; yani lineer elektron hızlandırıcı ile üretilen elektronların dönüştürücüye çarptıktan sonra oluşturduğu nötron akısı bu reaksiyonun araştırılması için pek yeterli değildir. Bu nedenle  $(n, \gamma)$  reaksiyonu ile elde edilen enerji pikleri net alanları zayıf olmakla birlikte gama geçiş enerjileri  $(\gamma, n)$  reaksiyonu geçiş enerjileri kadar yüksek hassasiyetle tespit edilememiştir. Ayrıca meydana gelen nötron yakalama reaksiyonun yüzünden gama spektrumunun kompleks bir hal alması, yani kirli bir spektrumun gözlenmesi de sonuçlara etki eden başka bir faktördür. Dahası,  $(n, \gamma)$  reaksiyonunun gama spektrumunda gözlemlenen enerji piklerinin anti-simetrik (skewed) Gaussian yapıları nedeniyle analize diğerleri kadar elverişli olmamaktadır. Sonuç olarak elde edilen sonuçlardan literatür ortalamasından iyi olanlar yayınlanabilecek niteliktedir. Literatürle uyumlu olmayan sonuçlarda bile bu ortalamanın çok yakınında olunması, tekrar edilecek deneyler ve analizler ile kabul edilebilir hale getirilmesi için umut vericidir.

Ek olarak, bu deneyde önceki çalışmalara kıyasla ilk kez  $(\gamma, \alpha)$  reaksiyonu gözlenmiştir. Bu reaksiyonla elde edilen tek veride yine bozunum yarı ömrünün yüksek, yani aktivitenin düşük olması ve yüklü parçacık olan  $\alpha$  koparma reaksiyonu tesir kesiti değerinin düşük olması nedeniyle gama enerji pikinde fazla sayıda net alan sayımı gözlemlenmemiştir. Bu nedenle bulunan sonuç literatürle pek uyuşmamaktadır.

Kalay çekirdeğinin yüzde derişiminin hesaplaması ise foto-nükleer reaksiyonlarla kalay çekirdeğinde gerçekleştirilen  $(\gamma, n)$  ve  $(\gamma, p)$  üzerinden yapılmıştır. Fakat sonuçlara  $(\gamma, n)$  reaksiyonu ile elde edilen değerlerden ulaşılan veriler eklenmemiştir. Bunun nedeni  $^{117m}\text{Sn}$  radyoizotopunun 158.6 keV'lik gama enerji geçişi ile  $^{123}\text{Sn}$  radyoizotopunun 160.3 keV'lik gama enerji geçişinin birbirleriyle girişim oluşturması; yani gama spektrumunda bu değerde yalnızca bir enerji pikinin gözlemlenmesidir. Mevcut germanyum dedektörün çözünürlüğü bu iki enerji değerini birbirinden ayırt edememiştir. Bu geçişler birbirinden farklı yani geçişlerin yarı ömürlerinin farklı olmasından dolayı ( $^{117m}\text{Sn}$  için 13.7 gün,  $^{123}\text{Sn}$  için 40 dakika) bu bölgede gözlemlenen bir enerji pikinin hesaplamalar için kullanılması mümkün değildir. Eğer bu iki geçiş yine de incelenmek istenirse ışınlama bitiminden itibaren kısa yar ömürlü katkının bitmesi beklenmeli (yaklaşık 8 saat) ve bir bekleme periyodundan sonra örnek sayılmaya başlanmalıdır. Bu sayede uzun yarı ömürlü enerji geçişi üzerinde herhangi bir katkı olmadan gözlemlenebilir; yani analizi mümkün olur. Başka bir çözüm yolu ise dedektör sayımının periyodik olarak yapılması ve uzun bir sayımın ardından (yaklaşık 1 gün) elde edilen gama

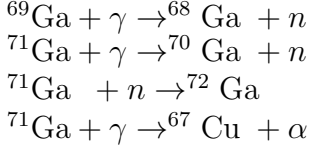
spektrumundan sayımın ilk 8 saati çıkartılarak (strip) yine uzun yarı ömürlü enerji geçişi üzerinde herhangi bir katkı olmadan gözlemlenebilir. Fakat bu yöntem istenen net pik alanının gerçek değerlerinde hatırı sayılır bir değişiklik yaratacaktır ve bu nedenle ölçüm belirsizliğini oldukça artıracaktır. Bu yüzden bu yöntem ile ulaşılabilecek sonuçlar tutarlı olmayacağından bu yaklaşım pek tavsiye edilmemektedir.  $(\gamma, p)$  reaksiyonu üzerinden elde edilen verilerle analiz sonrası bulunan sonuçların beklenen değere oldukça yakın olduğu görülmektedir. Numune saf bir kalay çekirdeği olduğundan beklenen sonuç yüzde olarak %100'dür. Sonuçlarda da görüldüğü üzere yaklaşık %6'lık bir belirsizlikle oldukça iyi bir tahmin aralığı yakalanmıştır. Özellikle akı monitörü kullanılarak elde edilen sonuçların beklenen değere çok daha yakın olması açıkça görülmektedir. Buna en önemli destek iki deneyin de birbiryle tutarlı sonuçlar vermesidir. İlk ve ikinci sayımlarda derişim değerleri monitörsüz hesaplamalarda %92 – 95 aralığındayken akı monitörleri dahil edilerek yapılan hesaplamalarla derişimler %96 – 100 aralığında bulunmuştur.

Türkiye'de yapılan ilk foto-aktivasyon çalışmalarından biri olan bu araştıma için ulaşılan bu veriler gelecek için oldukça umut verici niteliktedir. Çünkü deney kısmı oldukça komplike olan bu yöntem ile örnek hazırlama, sayım geometrisi, örnek üzerine düşen akıyı takip etme ve izleme gibi belirsizliğe önemli katkıları bulunan olayların sonuçlara olan katkısını yöntemin daha da geliştirilmesi ve tecrübe birikiminin artmasıyla azaltılması beklenilmektedir. Sertifikalandırılmış bir referans materyali ile gerçekleştirilecek bir deneyden sonra sonuçlar bu belirsizliklerin biraz daha azaltılmasıyla (%5'in altı) yayınlanabilecek niteliğe ulaşacaklardır.

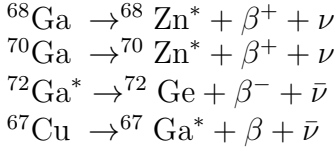
## 6. SONUÇ

Akdeniz Üniversitesi Fizik Bölümü bünyesinde bulunan klinik bir lineer elektron hızlandırıcı ile yapılan foto-nükleer deneyler sonucu galyum (Ga) elementinin enerji seviyeleri ve saf bir kalay (Sn) elementinin derişimi belirlenmiştir.

Galyum elementi için gözlemlenen reaksiyonlar



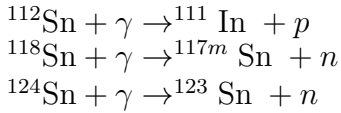
şeklinde olup bu reaksiyonlara karşılık gelen bozunumlar



şeklindedir.

Reaksiyonlar sonucu gözlemlenen  $(\gamma, n)$  ve  $(n, \gamma)$  reaksiyonları ile elde edilen gama geçiş enerjileri ise hatalarıyla beraber  ${}^{68}\text{Ga}$  için sırasıyla 805.91 ( $\pm 0.07$ )keV, 1077.28 ( $\pm 0.02$ )keV, 1260.8 ( $\pm 0.1$ )keV, 1883.39 ( $\pm 0.09$ )keV olarak bulunmuştur.  ${}^{70}\text{Ga}$  için sırasıyla 176.1 ( $\pm 0.1$ )keV, 1039.28 ( $\pm 0.04$ )keV ve  ${}^{72}\text{Ga}$  için sırasıyla 600.91 ( $\pm 0.05$ )keV, 629.86 ( $\pm 0.02$ )keV, 786.43 ( $\pm 0.09$ )keV, 833.97 ( $\pm 0.02$ )keV, 894.09 ( $\pm 0.04$ )keV, 1000.6 ( $\pm 0.1$ )keV, 1215.15 ( $\pm 0.08$ )keV, 1230.9 ( $\pm 0.2$ )keV, 1260.8 ( $\pm 0.1$ )keV, 1464.13 ( $\pm 0.09$ )keV, 1596.87 ( $\pm 0.09$ )keV, 2109.8 ( $\pm 0.2$ )keV, 2202.01 ( $\pm 0.04$ )keV, 2490.72 ( $\pm 0.08$ )keV, 2507.27 ( $\pm 0.06$ )keV olup  ${}^{67}\text{Cu}$  için 185.71 ( $\pm 0.08$ )keV şeklindedir.

Kalay elementinin derişimi deneyinde gözlemlenen reaksiyonlar ise



şeklindedir.

Akı monitörü kullanılmadan belirlenen konsantrasyon değerleri hatalarıyla beraber ilk ölçümlerde ilk numune (S1) için 171 keV'de %93.9 ( $\pm 5.93$ ), 245 keV'de %94.3 ( $\pm 5.56$ ) iken ikinci numune (S2) için 171 keV'de %92.3 ( $\pm 5.90$ ), 245 keV'de %95.1 ( $\pm 5.32$ ) şeklindedir.

Akı monitörü kullanılarak belirlenen konsantrasyon değerleri hatalarıyla beraber ilk ölçümlerde ilk numune (S1) için 171 keV'de %97.0 ( $\pm 5.97$ ), 245 keV'de %97.5 ( $\pm 5.40$ ) iken ikinci numune (S2) için 171 keV'de %100.5 ( $\pm 5.92$ ), 245 keV'de %103.6 ( $\pm 5.35$ ) şeklindedir.

Akı monitörü kullanılmadan belirlenen konsantrasyon değerleri hatalarıyla beraber ikinci ölçümlerde ilk numune (S1) için 171 keV'de %92.7 ( $\pm 5.93$ ), 245 keV'de %95.2 ( $\pm 5.36$ ) iken ikinci numune (S2) için 171 keV'de %92.2 ( $\pm 5.91$ ), 245 keV'de %94.3 ( $\pm 5.33$ ) şeklindedir.

Akı monitörü kullanılarak belirlenen konsantrasyon değerleri hatalarıyla beraber ikinci ölçümlerde ilk numune (S1) için 171 keV'de %95.8 ( $\pm 5.95$ ), 245 keV'de %98.4 ( $\pm 5.40$ ) iken ikinci numune (S2) için 171 keV'de %99.4 ( $\pm 5.93$ ), 245 keV'de %102.7 ( $\pm 5.36$ ) şeklindedir.

## 7. KAYNAKLAR

- ABRIOLA, D. 2010. Nuclear Data Sheets for A=72. *Nucl. Data Sheets*, 111: 1-140.
- ALBURGER, D.E. 1958. Electric Monopole Transitions in  $^{70}\text{Ge}$  and  $^{90}\text{Zr}$ . *Phys. Rev.*, 109: 1222-1229.
- BETHE, H. 1936. An Attempt to Calculate the Number of Energy Levels of a Heavy Nucleus. *Phys. Rev.*, 50: 332.
- BOZTOSUN, I., Dapo, H., Ozmen, S.F., Cecen, Y., Karakoc, M., Coban, A., Cesur, A., Caner, T., Bayram, E., Keller, G.B., Kucuk, B., Guvendi, A., Derman, M. and Kaya, D. 2014. The Results of the First Photonuclear Reaction Performed in Turkey: The Zinc Example. *Turk. J. Phys.*, 38: 1-9.
- BROWN, G. and MacGregor, A. 1966. Level Structure Measurements with the  $(p, \alpha)$  Reaction: (II). Energy levels of  $^{47}\text{V}$  and  $^{49}\text{V}$ , *Nucl. Phys.*, 77 (2): 385-393.
- BUNKER, M.E., Mize, J.P. and Starner, J.W. 1957. Disintegration of  $^{70}\text{Ga}$ . *Phys. Rev.*, 105: 227-231.
- BURMESTER, U. 1975. Messung des Elektroneneinfang am Kern  $^{70}\text{Ga}$ . *Z. Phys. A-Atom Nucl.*, 273: 85-87.
- CAMP, D.C. 1968. Energy levels in  $^{72}\text{Ge}$  from the decays of  $^{72}\text{Ga}$  and  $^{72}\text{As}$ . *Nucl. Phys. A*, 121 (3): 561-591.
- CARTER, G.F., Caley, E.R., Carlson, J.H., Carriveau, G.W., Hughes, M.J., Rengan, K. and Segebade, C. 1983. Comparison of Analyses of Eight Roman Orichalcum Coin Fragments by Seven Methods. *Archaeometry*, 25 (2): 201-213.
- CAWSE, P.A. 1976. Intercomparison of Analyses of Air Filter Deposits for Trace Elements. AERE-R 8191. HM Stationery Office, London.
- CHADWICK, J. and Goldhaber, M. 1934. A Nuclear Photo-effect: Disintegration of the Diplon by  $\gamma$ -rays. *Nature*, 134: 237.
- 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. 2009. Using Medical Accelerators and Photon Activation to Determine Sr/Ca Concentration Ratios in Teeth. *Appl. Radiat. Isotopes*, 67: 1121-1126.

- EASTERDAY, H. 1953. The Radioactivity of  $^{67}\text{Cu}$ . *Phys. Rev.*, 91: 653-654.
- ENGELMANN, C. 1971. Contribution a l'étude de la détermination de Be, B, C, N, O et F par activation au moyen de p, d,  $^3\text{He}$  et  $\alpha$ . *J. Radioanal. Nucl. Chem.*, 7 (1): 89.
- FELDMEIER, J.R. and Collins, G.H. 1941. *Phys. Rev.*, 59: 937.
- GAUDIN, A.M., Dasher, J., Pannell, J.H. and Freyberger, W.L. 1950. Use of an Induced Nuclear Reaction for the Concentration of Beryl. *Trans. AIME*, 187: 495-498.
- GAUDIN, A.M. and Pannell, J.H. 1951. Determination of Beryllium by Photodisintegration. *Anal. Chem.*, 23: 1261 -1265.
- GENTNER, W. 1934. Sur la Désintégration du Beryllium Par Les Rayons  $\gamma$ . *Comp. Rend. Acad. Sci.*, 2: 1211.
- GEORGE, K.D. and Kramer, H.H. 1969. Deuterium Analysis by Photoneutron Detection. *Nucl. Appl. Technol.*, 7: 385.
- GILMORE, G.R. 2008. Practical Gamma-ray Spectrometry. England.
- GOLDHABER, M. 1939. *Phys. Rev.*, 55: 1129.
- GOLDSTEIN, G. 1963. Determination of Beryllium Using the Photoneutron Method. *Anal. Chem.*, 35: 1620-1623.
- GREEN, J., Wells, D., Benson, B., Zaijing, S., and Maschner, H. 2011. Using Photon Activation Analysis to Determine Concentrations of Unknown Components In Reference Materials. *AIP Conf. Proc.*, 1336: 497.
- HAMBURGER, E.W. and Hamburger, A.I. 1965. Energy levels of  $^{90}\text{Y}$  from the  $^{89}\text{Y}(d, \gamma)^{90}\text{Y}$  reaction. *Nucl. Phys.*, 68 (1): 209-220.
- HARBOTTLE, G. 1954. Activation of Nuclear Isomers by Gamma Rays. *Nucleonics*, 12 (4): 64-67.
- HEATH, R.L. 1974. Gamma-Ray Spectrum Catalogue: Ge(Li) and Si(Li) Spectrometry. ANCR-1000-2.



- Hislop, J.S. and Williams, D.R. 1973. The Use of Non -Destructive High Energy Gamma Photon Activation for Trace Element Survey Analysis. *J. Radioanal. Nucl. Chem.*, 16: 329-341.
- HUO, J., Huang, X. and Tuli, J.K. 2005. Nuclear Data Sheets for A=67. *Nucl. Data Sheets*, 106: 159-250.
- ISING, G. 1924. Prinzip einer Methode zur Herstellung von Kanalstrahlen hoher Voltzahl. *Arkiv for Matematik, Astronomi och Fysik*, 18 (30): 1-4.
- JUPITER, C.P., Hanson, N.F., Shafer, R.E. and Fultz, S.C. 1961. Radiations from High-Energy Positrons Incident on a Beryllium Target. *Phys. Rev.*, 121: 866.
- KENDALL, H. 1958. Lifetime of the  $^{+0}$  Excited State in  $^{70}\text{Ge}$ . *Phys. Rev.*, 109: 861-862.
- KERST, D.W. 1940. Acceleration of Electrons by Magnetic Induction. *Phys. Rev.*, 58: 841
- KERST, D.W. 1941. The Acceleration of Electrons by Magnetic Induction. *Phys. Rev.*, 60: 47.
- KNOLL, G.F. 2000. Radiation Detection and Measurement. New York -Chichester-Weinheim-Brisbane-Toronto-Singapore.
- KONJIN, J., Linderman, E.W.A. and De Wit, S.A. 1967. The Decay of  $^{48}\text{Sc}$  and  $^{48}\text{V}$ . *Nucl. Phys. A*, 90 (3): 558-572.
- KRANE, K.S. 1988. Introductory Nuclear Physics. Canada.
- LUTZ, G. J. 1971. Photon activation analysis-review. *Anal. Chem.*, 43: 93-103.
- MCCUTCHAN, E.A. 2012. Nuclear Data Sheets for A=68. *Nucl. Data Sheets*, 113: 1735-1870.
- MESHIBORSKAYA, K.B. 1961. Photoneutron Methods for Determining Beryllium. Gosatomisdat, Moskwa.
- MEYER, R.A., Prindle, A.L., Myers, W.A., Hopke, P.K., Dieterly, D. and Koops, E. 1978. Multiparticle configurations in the odd-neutron nuclei  $^{61}\text{Ni}$  and  $^{67}\text{Zn}$  populated by decay of  $^{61}\text{Cu}$ ,  $^{67}\text{Cu}$  and  $^{67}\text{Ga}$ . *Phys. Rev. C*, 17: 1822-1831.

- MOHR, P., Brieger, S., Witucki, G. and Maetz, M. 2007. Photoactivation at a Clinical LINAC: The  $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$  Reaction Slightly Above Threshold. *Nucl. Instrum. Meth.*, A580: 1201-1208.
- OKA, Y., Kato, T., Nomura, K., Saito, T. 1967. Gamma-Ray Spectrometric Study of the Photoactivation Products with 20 MeV Bremsstrahlung. *Nucl. Sci. & Techn.*, 4 (7): 346-352.
- ORTEC. 2008. Maestro-32 Software User's Manual. USA.
- PENFOLD, A.S. and Leiss, J.E. 1959. Analysis of Photonuclear Cross Sections. *Phys. Rev.*, 114: 1332
- RADFORD, D.C. 2000. Notes on the use of the program gf3. *Oak Ridge National Laboratory*, HTML version 1.1.
- RAMAN, S. and Pinajian, J.J. 1969. Decay of  $^{67}\text{Cu}$ . *Nucl. Phys. A*, 131 (2): 393-397.
- RANDA, Z., Spacek, B., Kuncir, J. and Benada, J. 1981. Nondestructive Gamma Activation Analysis of Mineral Materials. *Nuclear Information Centre*.
- RANDA, Z., Kucera, J. and Soukal, L. 2003. Elemental Characterization of the New Czech Meteorite Morávka by Neutron and Photon Activation Analysis. *J. Radioanal. Nucl. Chem.*, 257 (2): 275-283.
- RANDA, Z., Kucera, J., Mizera, J. and Frana, J. 2007. Comparison of the Role of Photon and Neutron Activation for Elemental Characterization of Geological, Biological and Environmental Materials. *J. Radioanal. Nucl. Chem.*, 271: 589.
- RESTER, A.C., Ramayya, A.V., Hamilton, J.H., Krmpotic, D. and Rao, P.V. 1971. Levels in  $^{72}\text{Ge}$  populated by  $^{72}\text{Ga}$ . *Nucl. Phys. A*, 162: 461-480.
- SCHREWE, U.J. and Schmidt-Ott, W.D. 1977. Investigation of dual decay of  $^{70}\text{Ga}$  (21 min). *Z. Phys. A-Atom Nucl.*, 281: 125-128.
- SCHUHL, C. and Zsara, C. 1961. Monochromateur De Positrons En Secteur D'Orange. *Nucl. Instrum. Meth.*, 10: 217-223.
- SEGEBADE, C., Weise, H. P. and Lutz, G. J. 1988. Photon Activation Analysis. New York: W. de Gruite.

- SUN, Z.J., Wells, D., Segebade, C. and Green, J. 2011. Standardizing Activation Analysis New Software for Photon Activation Analysis. *AIP Conf. Proc.*, 1336: 473.
- Swindle, D.L., Morcos, N.A., Ward, T.E. and Meason, J.L. 1972. Decay of  $^{68}\text{Cu}$  isomers. *Nucl. Phys. A*, 185 (2): 561-573.
- SZILARD, L. and Chalmers, T. A. 1934. Detection of Neutrons Liberated from Beryllium by Gamma Rays. *Nature*, 134: 494-495.
- TIKKU, V.K. and Mukherjee, S.K. 2003. Measurement of B(M1) for the  $\pi p_{3/2}\nu p_{1/2}^{-1}$  doublet in  $^{68}\text{Cu}$ . *Phys. Rev. C*, 68: 069901.
- TURKEVICH, A. 1970. Proceed. Internat. Conf. on Activation Analysis in Geochemistry and Geophysics. NATO Advanced Study Institute. Kjeller/Norge. 25.
- WALDMAN, B., Collins, G.B., Stubblefield, E.M. and Goldhaber, M. 1939. Nuclear Excitation of Indium by X-Rays. *Phys. Rev.*, 55: 507.
- WAKITA, H., Schmitt, R.A. and Rey, P. 1970. Proceed. Apollo-11 Lunar Science Conference, Pergamon Press, New York. 1685p.
- Von WEIZSACKER, C.F. 1935. Zur Theorie der Kernmassen. *Eur. Phys. J.*, 96 (7-8): 431-458.
- WELLS, D., Segebade, C. and Cole, P. 2010. Photon Activation Analysis at the Idaho Accelerator Center. *AIP Conf. Proc.*, 1265: 379.
- WEISSKOPF, V. 1937. Statistics and Nuclear Reactions. *Phys. Rev.*, 52: 295.
- WESOLOWSKI, J.J., Anderson, J.D., Hansen, L.F., Wong, C. and McClure, J.W. 1965. Energy levels of  $^{31}\text{S}$  and  $^{19}\text{Ne}$ . *Nucl. Phys.*, 71 (3): 586-592.
- WIDEROE, R. 1928. Ueber Ein Neues Prinzip Zur Herstellung Hoher Spannungen. *Archiv Elektrotechn.*, 21 (4): 387.

## ÖZGEÇMİŞ



Alp CESUR, 1987 yılında İstanbul'da doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini İstanbul'da tamamladı. 2007 yılında kazandığı Akdeniz Üniversitesi, Fen Fakültesi, Fizik Bölümü'nden 2012 yılında Fizikçi unvanı ile mezun oldu. 2012 yılında Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda Yüksek Lisans öğrenimine başladıktan sonra Akdeniz Üniversitesi Nükleer Bilimler Uygulama ve Araştırma Merkezi (NUBA) bünyesinde çalışmalarına başladı. Halen Akdeniz Üniversitesi Fen Bilimler Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda Yüksek Lisans öğrenimini sürdürmekte olup çalışmalarına devam etmektedir.

### Yabancı Dil

- (1) İngilizce (B2+)
- (2) Japonca (A1)

### Yayımlar

- (1) OZMEN, S. F., Cesur, A., Boztosun, I. and Yavuz, M. 2014. Distribution of natural and anthropogenic radionuclides in beach sand samples from Mediterranean Coast of Turkey, *Radiat. Phys. Chem.* 103: 38-44.
- (2) BOZTOSUN, I., Dapo, H., Ozmen, S. F., Cecen, Y., Karakoc, M., Coban, A., Cesur, A., Caner, T., Bayram, E., Keller, G. B., Kucuk, B., Guvendi, A., Derman, M. and Kaya, D. 2014. The Results of the First Photonuclear Reaction Performed in Turkey: The Zinc Example. *Turk. J. Phys* 38: 1-9.

### Konferans, Wokshop ve Yaz Okulu Katılımları

- (1) Adım Fizik Günleri IV, 28-29 Mayıs 2015
- (2) NUBA Conference Series-1: Nuclear Physics and Astrophysics, 15-21 Eylül 2014.
- (3) Ankara Üniversitesi Nükleer Bilimler (NBE) ve Adli Bilimler Enstitüleri Nükleer Adli Bilimler Yaz Okulu, 7-14 Eylül 2014.
- (4) NUBA The 1st International Nuclear Physics Summer School, 19-25 Haziran 2014

- (5) Adım Fizik Günleri III, 17-18 Nisan 2014
- (6) Ankara Üniversitesi, Nükleer Bilimler Enstitüsü, Uygulamalı Dozimetri ve Tarihendirme (OSL ve ESR) Yaz Okulu, 26-31 Ağustos 2013.
- (7) TAEK Çevresel Radyoaktivite Ölçümleri Çalıştayı, 27-29 Mart 2013.
- (8) II International Workshop on Acceleration and Applications of Heavy Ions, HIL, February 26 - March 10, 2012. Poland.

### **Dahil Olduğu Projeler**

- (1) TÜBİTAK 114F220, Skandiyum, Antimon, Brom, Klor, Galyum, Praseodim Çekirdeklerinin Enerji Seviyelerinin Ve Yarı Ömürlerinin Fotonükleer Reaksiyon ile Deneysel Olarak Belirlenmesi / Bursiyer.
- (1) TÜBİTAK 111T275, Egzotik Çekirdek Reaksiyonlarının Optik ve Çiftlenmiş Kanallar Modelleri ile Mikroskobik ve Fenomenolojik Potansiyeller Kullanılarak Teorik İncelenmesi / Bursiyer