



FOTONÜKLEER REAKSİYON: RUBİDYUM VE BARYUM İZOTOPLARININ ENERJİ
SEVİYELERİNİN VE YARI-ÖMÜRLERİNİN DENEYSEL OLARAK BELİRLENMESİ

Ahmet BİÇER

DOKTORA TEZİ

Fizik Anabilim Dalı

Ocak - 2018

FOTONÜKLEER REAKSİYON: RUBİDYUM VE BARYUM İZOTOPLARININ ENERJİ
SEVİYELERİNİN VE YARI-ÖMÜRLERİNİN DENEYSEL OLARAK BELİRLENMESİ

Ahmet BİÇER

Dumlupınar Üniversitesi

Lisansüstü Eğitim Öğretim ve Sınav Yönetmeliği Uyarınca

Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında

DOKTORA TEZİ

Olarak Hazırlanmıştır.

Danışman : Doç. Dr. Kaan MANİSA

Ocak - 2018

KABUL VE ONAY SAYFASI

Ahmet BİÇER'in Doktora Tezi olarak hazırladığı Fotonükleer Reaksiyon: Rubidyum ve Baryum İzotoplarının Enerji Seviyelerinin ve Yarı-Ömürlerinin Deneysel Olarak Belirlenmesi başlıklı bu çalışma, jürimizce Dumlupınar Üniversitesi Lisansüstü Eğitim Öğretim ve Sınav Yönetmeliğinin ilgili maddeleri uyarınca değerlendirilerek kabul edilmiştir.

05/01/2018

Üye : Doç. Dr. Kaan MANİSA (Danışman)

Üye : Prof. Dr. Atalay KÜÇÜKBURSA.....

Üye : Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN.....

Üye : Doç. Dr. Mehmet ERDOĞAN.....

Üye : Yrd. Doç. Dr. Haris DAPO.....

Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun/...../..... gün ve sayılı kararıyla onaylanmıştır.

Prof. Dr. Hasan GÖÇMEZ

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

ETİK İLKE VE KURALLARA UYGUNLUK BEYANI

Bu tezin hazırlanmasında Akademik kurallara riayet ettiğimizi, özgün bir çalışma olduğunu ve yapılan tez çalışmasının bilimsel etik ilke ve kurallara uygun olduğunu, çalışma kapsamında teze ait olmayan veriler için kaynak gösterildiğini ve kaynaklar dizininde belirtildiğini, Yüksek Öğretim Kurulu tarafından kullanılmak üzere önerilen ve Dumlupınar Üniversitesi tarafından kullanılan İntihal Programı ile tarandığını ve benzerlik oranının %4 çıktığını beyan ederiz. Aykırı bir durum ortaya çıktığı takdirde tüm hukuki sonuçlara razı olduğumuzu taahhüt ederiz.

Danışman: Doç. Dr. Kaan MANİSA

Ahmet BİÇER

İmza:

İmza:

FOTONÜKLEER REAKSİYON: RUBİDYUM VE BARYUM İZOTOPLARININ ENERJİ SEVİYELERİNİN VE YARI-ÖMÜRLERİNİN DENEYSEL OLARAK BELİRLENMESİ

Ahmet BİÇER

Fizik Bölümü, Doktora Tezi, 2018

Tez Danışmanı: Doç. Dr. Kaan MANİSA

ÖZET

Fotonükleer reaksiyonlar, 1970'lerde ilk kez incelenen ve Bremsstrahlung ile elde edilen gama ışınları kullanılarak gerçekleştirilen nükleer fizik deneyleridir. Bu çalışmada, rubidyum ve baryum numuneleri, 18 MeV'a kadar enerjileri olan bir klinik doğrusal elektron hızlandırıcısı (c-LINAC) tarafından üretilen fotonlarla ışınladı. Aktive edilen numuneler, enerji seviyeleri ve yarı-ömürleri belirlemek amacıyla yüksek saflıkta bir germanyum detektörü (HPGe) ile ölçülmüştür. Spektrumun elde edilmesinde ve analizlerde Maestro, Gf3 ve Root yazılımlarından yararlanılmıştır. Elde edilen spektroskopik veriler analiz edilerek istatistik hata hesaplamaları da yapılarak enerji seviyeleri ve yarı-ömür değeri elde edilmiştir. Bu çalışmada literatür ile uyumlu sonuçlar elde edilmiş olmakla birlikte, özellikle $^{84\text{m}}\text{Rb}$ ve ^{129}Ba çekirdeklerinin enerji seviyeleri ve yarı-ömür değerleri daha hassas olarak belirlenmiştir. Elde edilen sonuçlara göre, $^{84\text{m}}\text{Rb}$ 'ün en iyi enerji değeri 248.02 ± 0.005 keV, yarı-ömür değeri ise 20.30 ± 0.03 dakika olarak, ^{129}Ba 'un en iyi enerji değeri 214.185 ± 0.011 keV, yarı-ömür değeri ise 2.28 ± 0.05 saat olarak belirlendi. Hem enerjilerin hem de yarı-ömürlerin sonuçları, klinik doğrusal hızlandırıcıların deneysel nükleer araştırma çalışmalarında etkili bir araç olarak başarılı bir şekilde kullanılabileceğini göstermektedir.

Anahtar Kelimeler : c-LINAC, Enerji Seviyeleri, Fotonükleer Reaksiyon, Yarı-ömür.

PHOTONUCLEAR REACTION: EXPERIMENTAL DETERMINATION OF ENERGY LEVELS AND HALF-LIVES OF RUBIDIUM AND BARIUM ISOTOPES

Ahmet BİÇER

Department of Physics, Ph.D. Thesis, 2018

Thesis Supervisor: Assoc. Prof. Kaan MANİSA

SUMMARY

The photonuclear reactions were one of the nuclear physics experiments which were for the first time studied extensively in the 1970's and were performed using the gamma rays obtained via Bremsstrahlung. In this study, rubidium and barium samples were irradiated with photons produced by a clinical linear electron accelerator (c-LINAC) with energies up to 18 MeV. The activated samples were measured with a high purity germanium detector (HPGe) with the aim of determining the energy levels and half-lives. The computer codes; Maestro, Gf3 and Root were used for obtaining and analyzing the spectrum. The obtained spectroscopic data were analyzed with statistical errors and energy levels and half-life values were obtained. In this study, some energy levels and half-life of $^{84\text{m}}\text{Rb}$ and ^{129}Ba have been determined with more precision than those of literature values. According to the results obtained, the best energy value of $^{84\text{m}}\text{Rb}$ was determined as 248.02 ± 0.005 keV and half-life value was determined as 20.30 ± 0.03 minute; and the best energy value of ^{129}Ba was determined as 214.185 ± 0.011 keV and half-life value was determined as 2.28 ± 0.05 hour. The results for both energies and half-lives further demonstrate that the clinical linear accelerators can be successfully used as an efficient tool in experimental nuclear research endeavors.

Keywords: c-LINAC, Energy Levels, Half-Life, Photonuclear Reactions.

TEŞEKKÜR

Bu tezin hazırlanmasında yardımını esirgemeyen, bilgi ve tecrübeleriyle bana her konuda yardımcı olan, beni teşvik eden, insani ve ahlaki değerleri ile de örnek edindiğim, yanında çalışmaktan onur duyduğum çok değerli danışman hocam Doç. Dr. Kaan MANİSA'ya en içten teşekkürlerimi sunmayı bir borç bilirim.

Yapılan tez konusunun yürütülmesinde ve doktora eğitimim boyunca fikirlerini ve bilgilerini paylaşan, genç bilim insanlarına nükleer fizik alanında gösterdiği vizyon, açtığı ufuk, gösterdiği gayretle Akdeniz Üniversitesi Nükleer Bilimler Uygulama ve Araştırma Merkezi'ni yerel imkanlarla hayata geçirerek tez çalışmamın gerçekleşmesini sağlayan Akdeniz Üniversitesi Fizik Bölümü Öğretim Üyesi Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN'a teşekkür ederim.

Tüm bu süreç boyunca bana yol gösteren ve tecrübelerini paylaşan Sayın Yrd. Doç. Dr. Haris DAPO'ya ve Akdeniz Üniversitesi Nükleer Bilimler Uygulama ve Araştırma Merkezi grubu üyelerine teşekkürü bir borç bilirim.

Araştırmalarım süresince projedeki yardımlarını esirgemeyen Doç. Dr. Mehmet ERDOĞAN'a (Selçuk Üniversitesi), Yrd. Doç. Dr. Abdullah Engin ÇALIK'a (Ege Üniversitesi) ve Mürsel ŞEN'e teşekkür ederim.

Bu çalışmada akademik yardımlarını esirgemeyen Yrd. Doç. Dr. İhsan PENÇE'ye (Mehmet Akif Ersoy Üniversitesi), Uzman Yasemin KAYABAŞI'na (Mehmet Akif Ersoy Üniversitesi), Uzman Canan KUZGUN'a (Çukurova Üniversitesi), Uzman Tolga TÜKEL'e (Mehmet Akif Ersoy Üniversitesi) ve Mehmet Akif Ersoy Üniversitesi Öğrenci İşleri Daire Başkanlığı çalışanlarına teşekkürlerimi sunarım.

Ayrıca, tez çalışmamın başından beri yanımda olan ve beni destekleyen canım aileme ve eşim Esra BİÇER'e çok teşekkür ederim.

Bu tez araştırmasına destek sağlayan Dumlupınar Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Koordinasyon Birimine (Proje No: 2014/51) teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖZET	v
SUMMARY	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	x
ÇİZELGELER DİZİNİ	xii
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ.....	xiii
1. GİRİŞ	1
2. RADYOAKTİVİTE	7
2.1. Radyoaktif Bozunma Kanunu.....	8
2.2. Radyoaktif Bozunma Türleri	9
2.3. Radyasyonun Madde ile Etkileşmesi	12
2.3.1. Yüklü parçacıkların madde ile etkileşmesi	12
2.3.2. Gama ışınlarının madde ile etkileşmesi.....	14
2.4. Nükleer Radyasyon Ölçüm Detektörleri.....	18
2.5. Gama Spektrometresi.....	23
2.6. Sayım İstatistiği	27
3. FOTONÜKLEER REAKSİYON.....	30
3.1. Fotonun Soğurulması	31
3.2. Çekirdeğin Daha Düşük Enerji Seviyelerine Geçişi	32
3.3. Fotonötron Reaksiyonları.....	33
3.3.1. (γ,n) , $(\gamma,2n)$ ve $(\gamma,3n)$ reaksiyonları.....	35
3.3.2 Yüklü parçacık yayan reaksiyonlar	36
3.4. Fotonükleer reaksiyon ürünleri	37
3.5. Fotonükleer Reaksiyonlarla Üretilen Radyonükleitler.....	40
3.6. Aktive Edici Radyasyon Kaynakları.....	41
3.7. Lineer Elektron Hızlandırıcı	42
4. MATERYAL VE METOT	48
4.1. Deneyde Kullanılan Klinik Lineer Hızlandırıcı	48

İÇİNDEKİLER (devam)

	<u>Sayfa</u>
4.2. Deneyde Kullanılan Germanyum Yarı İletken Detektörü	49
4.3. Deney Aşaması	50
4.4. Kalibrasyon ve Enerji Seviyeleri	52
4.5. Yarı-ömür Hesabı.....	55
5. ARAŞTIRMA SONUÇLARI	59
5.1. Rubidyum ve Baryum İzotoplarının Enerji Seviyelerinin Belirlenmesi	59
5.1.1 Sayımdan önce ve sonraki enerji kalibrasyon değerleri	59
5.1.2. Deneyde gözlemlenen reaksiyonlar.....	61
5.1.3. Işınlanmış rubidyum ve baryum çekirdeklerinin enerji spektrumu.....	62
5.1.4. Enerji seviye değerleri.....	64
5.2. Rubidyum ve Baryum İzotoplarının Yarı-Ömürlerinin Belirlenmesi	71
6. SONUÇLAR VE TARTIŞMA	74
KAYNAKLAR DİZİNİ	76
ÖZGEÇMİŞ	

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Sekil</u>	<u>Sayfa</u>
2.1. Çekirdek tablosu ve bozunma türleri	7
2.2. Yüklü parçacıkların madde ile etkileşmesinde önemli parametreler	13
2.3. Gama ışınlarının enerjisine göre madde ile etkileşmesinde gerçekleşen olaylar	15
2.4. (a) Fotoelektrik olay (b) Karakteristik X-ışını yayımlanması	16
2.5. Compton saçılması	17
2.6. Çift oluşumu.....	17
2.7. Uygulanan voltaja göre puls yüksekliğinin değişimi.	18
2.8. Sintilasyon detektörün çalışma mekanizmasının gösterimi	20
2.9. Yalıtkanlar, iletkenler ve yarı iletkenlerde enerji bant yapısının gösterimi	21
2.10. Gama spektrometresinin çalışma düzeneği	23
2.11. Germanyum detektör sistemi	24
2.12. Önyükselteç devresi puls çıkışı.....	25
2.13. Önyükselteç çıkış sinyali ve ölçüm için ideal puls şekli.....	26
2.14. Kanal sayısına karşılık sayım histogramı.....	27
3.1. Fotonükleer reaksiyonda çekirdekte oluşan rezonanslar.....	31
3.2. İzomerik durumlara sahip olan çekirdeğin enerji seviyeleri	32
3.3. Farklı enerji bölgelerinde gerçekleşen reaksiyonların tesir kesiti	33
3.4. ^{16}O için foto-nötron tesir kesitlerinin gösterimi	35
3.5. Eşik enerjisinin atom numarasına göre değişimi.....	36
3.6. 30 MeV'lik Bremsstrahlung için atom numarasına göre fotonükleer reaksiyon ürünleri... ..	37
3.7. Bremsstrahlung enerjisinin fonksiyonu olarak (γ, n) reaksiyonları için ürün eğrileri-1.....	38
3.8. Bremsstrahlung enerjisinin fonksiyonu olarak (γ, n) reaksiyonları için ürün eğrileri-2.....	39
3.9. Bir lineer hızlandırıcının çalışma düzeneği.....	43
3.10. Magnetronun iç yapısının gösterimi.....	44
3.11. Klystronun iç yapısı	45
3.12. Dalga kılavuzu	46
3.13. Elektron tabancası.....	46
4.1. Philips (Elektro TM Synergy) SLI-25 marka klinik elektron lineer hızlandırıcı.....	48
4.2. 18 MeV ve 25 MeV'lik nihai enerjilerde üretilen foton dağılımları	49
4.3. ORTEC marka HPGe detektör ve gama spektrometre donanımı.....	50
4.4. Deney sürecinin tüm aşamalarını gösteren şema.	51

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam)

<u>Sekil</u>	<u>Sayfa</u>
4.5. Hesaplama sonuçlarına göre Root programı ile çizdirilen yarı-ömür eğrisi.	57
5.1. Rubidyumun enerji spektrumu ve gözlenen γ geçiş enerjilerinin spektrumdaki yeri.	63
5.2. Baryumun enerji spektrumu ve gözlenen γ geçiş enerjilerinin spektrumdaki yeri.	64
5.3. Rubidyuma ait verilerin üçüncü dereceden bir polinoma fit edilmesi.	66
5.4. Baryuma ait verilerin üçüncü dereceden bir polinoma fit edilmesi.	66
5.5. Enerji ve enerji hata hesaplama ekranı.....	69



ÇİZELGELER DİZİNİ

<u>Çizelge</u>	<u>Sayfa</u>
3.1. Foto uyarmada kullanılan gama ışın kaynağı izotopları.	42
4.1. c-LINAC’a ait işletim özellikleri	49
4.2. Kalibrasyonda kullanılan kaynak izotopların, γ enerji seviyeleri ve hata oranları.....	53
4.3. Numunelerin sayımı için Maestro’ya verilen çalışma dosyası.....	56
4.4. Elde edilen yarı-ömür değeri.....	58
5.1. Rubidyum için sayım öncesi ve sonrası enerji kalibrasyon kanal değerleri ve birleştirilmiş kanal değerleri	60
5.2. Baryum için sayım öncesi ve sonrası enerji kalibrasyon kanal değerleri ve birleştirilmiş kanal değerleri.	61
5.3. Rubidyum ve baryuma ait kübik fit ile elde edilen fitleme parametreleri.....	67
5.4. ^{84m}Rb izotoplarının γ geçiş enerjileri ve literatürle karşılaştırılması	69
5.5. ^{84}Rb izotoplarının γ geçiş enerjileri ve literatürle karşılaştırılması.	70
5.6. ^{86}Rb izotoplarının γ geçiş enerjileri ve literatürle karşılaştırılması.	70
5.7. ^{129}Ba izotoplarının γ geçiş enerjileri ve literatürle karşılaştırılması.	70
5.8. ^{131}Ba izotoplarının γ geçiş enerjileri ve literatürle karşılaştırılması.	71
5.9. ^{133m}Ba izotoplarının γ geçiş enerjileri ve literatürle karşılaştırılması.	71
5.10. ^{135m}Ba izotoplarının γ geçiş enerjileri ve literatürle karşılaştırılması.	71
5.11. Rubidyum için elde edilen yarı-ömür değerlerinin literatür değerleriyle karşılaştırılması	72
5.12. Baryum için elde edilen yarı-ömür değerlerinin literatür değerleriyle karşılaştırılması	73

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

<u>Simgeler</u>	<u>Açıklama</u>
Be	Berilyum
S	Kükürt
P	Fosfor
F	Flor
Ne	Neon
Y	İtriyum
Sc	Skandiyum
V	Vanadyum
γ	Gama parçacığı
n	Nötron parçacığı
p	Proton parçacığı
Rb	Rubidyum
Sr	Stronsiyum
Ti	Titanyum
Zr	Zirkonyum
Pt	Platin
Gd	Gadolinyum
Ca	Kalsiyum
α	Alfa parçacığı
β	Beta parçacığı
C	Karbon
NaI	Sodyum İyodür
P	Fosfor
As	Arsenik
Sb	Antimon
Si	Silisyum
Ge	Germanyum

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ (devam)

Simgeler**Açıklama**

μ s	Mikro saniye
B	Bor
O	Oksijen
Ra	Radyum
Ta	Tantal
Co	Kobalt
Bq	Becquerel
Cs	Sezyum
Mn	Mangan
Cd	Kadmiyum
Ba	Baryum
Na	Sodyum

Kısaltmalar**Açıklama**

NaI(Tl)	Talyum Katkılı Sodyum İyodür
MeV	Mega Elektron Volt
keV	Kilo Elektron Volt
HpGe	Yüksek Saflıktaki Germanyum
eV	Elektron Volt
GeV	Giga Elektron Volt
MHz	Mega Hertz
MV	Mega Volt
MW	Mega Watt
c-LINAC	Klinik Lineer Hızlandırıcı

1. GİRİŞ

Nükleer fizik çalışmaları 1896 yılında Fransız fizikçi Henry Becquerel'in radyoaktiviteyi keşfetmesi ile başlamıştır. 1897 yılında J. J. Thomson'un elektronu keşfetmesi ve 1898'de Marie Curie ile Piere Curie'nin radyum ve polonyum elementlerini keşfetmesiyle hızla gelişmiştir. Yirminci yüzyıl fiziğinin gelişmesinde nükleer fizikteki deneysel ve teorik çalışmalar önemli bir rol oynamaktadır. Bu çalışmaların sonucu olarak çekirdeğin yapısını ve özelliklerini daha iyi anlamaktayız. Nükleer fizikte bazı teknikler, atom ve molekül fiziği ve katıhal fiziği gibi önemli uygulama alanlarında da kullanılmaktadır. Nükleer fizik laboratuvarlarında gerçekleştirilen deneylerin sonuçları birçok karmaşık problemin çözülmesine katkı sağlamaktadır. Çekirdek fiziği olarak da bilinen nükleer fizik, atomu meydana getiren çekirdeğin özellikleri ve birbirleri ile yaptıkları etkileşmelerle ilgilenir. Nükleer fiziği, çekirdeğin dinamik özellikleri (nükleer reaksiyonlar ve bozunma) ve statik özellikleri (nükleer yapı) olmak üzere iki ana başlıkta inceleyebiliriz. İlk nükleer reaksiyon 1919 yılında Rutherford tarafından Cavendish Laboratuvarı'nda alfa parçacıklarını kullanarak azot atomunu oksijen atomuna dönüştürerek gerçekleştirilmiştir. 1932'de James Chadwick tarafından nötronun keşfedilmesiyle atomun merkezde proton ve nötronlardan oluşan çok yoğun bir tabakaya sahip olduğu ve elektronların bu merkezin etrafında hareket ettiği bulunmuştur. Şuan nükleer fizik alanında yapılan deneysel ve teorik çalışmalar teknolojik yeniliklerin ortaya çıkması bakımından oldukça önemlidir ve günümüzde birçok kullanım alanına sahiptir. Nükleer reaksiyonlar ile çekirdeğin içyapısı hakkında bilgi edinebildiğimizden dolayı, nükleer fizik ve nükleer tıp için oldukça önemlidir. Nükleer çalışmalar nükleer tıpta hızlandırıcılarla vücuttaki dokular, kemikler ve organlar test edilerek teşhiste proton, nötron veya ağır iyonlar kullanılarak kanserli hücrelerin öldürülmesi yoluyla da tedavide kullanılmaktadır. Ayrıca endüstriyel alanda, enerji sanayisinde, biyoloji, kimya ve fizikte bazı sistemlerin incelenmesi gibi önemli kullanım alanlarına sahiptir. Nükleer fizik çalışmalarını arttırmak için çekirdek yapısını ve çekirdeklerin etkileşmeleriyle ortaya çıkan sonuçları en doğru şekilde açıklamak gerekir. Bu yüzden nükleonların en basit bağlı hali olan (bir nötron ve bir protondan oluşan) döteron, çekirdek etkileşmelerini incelemek için ideal bir sistem oluşturur. Döteronlar zayıf bağlanma enerjileri ve elektrik yüklerinin asimetrik dağılımından dolayı nükleer yapının anlaşılmasında oldukça önemlidir.

1932 yılında Urey ve arkadaşları tarafından döteryum keşfedilmiştir (Atzeni ve Meyerter-Vehn, 2004). Aynı yıl Dimitri Ivanenko nötronların $\frac{1}{2}$ spine sahip olduğunu, çekirdekte elektron bulunmadığını ve çekirdeğin proton ve nötronlardan oluştuğunu söylemiştir (Cesur, 2015), 1934 yılında Chadwick ve Goldhaber döteryum atomunun gama ışınlarıyla bombardıman edilmesiyle ilgili yayınladığı rapor fotonükleer reaksiyon araştırmalarının başlangıcı olarak

gösterilebilir (Chadwick ve Goldhaber, 1934). Yine aynı yıl Gentner, (Gentner, 1934) Szilard ve Chalmers ^7Be izotopunun fotonükleer reaksiyonu ile ilgili çalışmalar yayınlamışlardır (Szilard ve Chalmers, 1934). Ancak 1937’de Berilyumun belirlenmesine yönelik analiz amaçlı ilk fotonükleer aktivasyon yayınlanmıştır (Segebade, vd., 1988). 2000 yılına kadar olan literatürdeki çalışmalara bakıldığında;

1934’de Frederick ve Irene Juliot-Curie (alüminyum, magnezyum ve boron) elementleri alfa parçacıklarıyla bombardıman ederek kısa yarı-ömürlü yapay radyoizotoplar elde etmişlerdir (Cesur, 2015), 1936 yılında Bethe çekirdek enerji seviyelerini, ilk kez termodinamiğin temel durumlarından biri olan Fermi gaz sisteminin ortalama enerjisi ile entropi arasındaki bağıntıları kullanarak teorik olarak hesaplamıştır (Bethe, 1936), 1937’de Weisskopf enerji hesaplamaları ile ilgili termodinamik etkileşimi genelleştirerek birçok çalışma yapmıştır (Weisskopf, 1937), 1939’da Waldman birbirinden bağımsız enerji seviyelerinin gözlenmesine ilişkin ilk raporu yayınlamıştır (Waldman, vd., 1939), 1940 ve 1941’de Kerst yüksek elektron enerjili betatronlar bulunana kadar sadece döteryum ve berilyumun foto-bozunum süreçleri ile ilgili çalışmalar yapmıştır. Bunun nedeni berilyum ve döteryum elementinin yeterince düşük uç nokta enerjisine sahip olmasıdır (Kerst, 1940, 1941), 1941’de Feldmeier ve Collins izomerik foto-uyarılmanın ilk gözlemini yapmışlardır (Feldmeier ve Collins, 1941), 1959 yılında betatronların kullanılmasıyla fotonükleer reaksiyonlarla ilgili sistemli çalışmalar başladı (Penfold ve Leiss, 1959), 1961’de lineer hızlandırıcıda oluşturulan pozitronların havada yok olmasıyla oluşturulan yarı-tek enerjili fotonlardan faydalanılarak net sonuçlara ulaşıldı (Schuhl ve Zsara, 1961; Jupiter, vd., 1961), 1965 yılında nötron ve proton bombardımanları yapılarak, $^{32}\text{S}(n,d)^{31}\text{P}$ reaksiyonu ile ^{31}S ve $^{19}\text{F}(p,n)^{19}\text{Ne}$ reaksiyonu ile ^{19}Ne çekirdeklerinin enerji seviyeleri belirlenmiştir. Enerji seviyelerinin belirlenmesiyle ilgili yapılan deneysel çalışmalarda farklı metotlar (nötron ve proton aktivasyonu gibi) mevcuttur (Wesolowski, vd., 1965). Yine aynı yıl ^{90}Y çekirdeğinin enerji seviyeleri döteron-proton (d,p) reaksiyonu kullanılarak ölçülmüştür (Hamburger, 1965), 1966’da ^{47}V ve ^{49}V çekirdeklerinin enerji seviyesi proton-alfa (p,α) reaksiyonu kullanılarak ölçülmüştür (Brown ve MacGregor, 1966), 1967 yılında Konjin ve arkadaşları ^{48}Sc ve ^{48}V çekirdeklerinin enerji seviyelerini sintilasyon detektörü kullanarak belirlemişlerdir (Konjin, vd., 1967). Aynı yıl Oka ve arkadaşları, Lityum’dan Bizmut’a kadar birçok elementi (Teknesyum, Prometyum ve soy gazlar hariç) 20 MeV enerjili frenleme Bremsstrahlung ışınlarıyla 60 dakika ışınlayarak ve $\text{NaI}(\text{Ti})$ detektörü ile ölçerek gama spektroskopisiyle analiz ettiler. Yapılan çalışma sonucunda (γ,n) reaksiyonun daha baskın olduğunu, hafif elementlerde ise (γ,p) reaksiyonun baskın olduğunu ifade ettiler (Oka, vd., 1967), 1972 yılında Kato ve Oka Bremsstrahlung ışınlamalarını kullanarak 30 MeV – 72 MeV enerji aralığında 52 tane elementi fotonükleer reaksiyon ile analiz ettiler (Kato

ve Oka, 1972). İlerleyen yıllarda ise çekirdeklerin enerji seviyelerinin belirlenmesine yönelik birçok çalışma yapılmıştır (Bosnjakovic, vd., 1967; Ajzenberg-Selove, vd., 1973; Kent, vd., 1975; Pougheon, vd., 1981), 1999 yılında Masumoto ve ekibi biyolojik ve jeokimyasal çevresel örnekler içindeki İyot, Talyum ve Uranyum çekirdeklerini fotoaktivasyon analiz yöntemini kullanarak incelemişlerdir. Bu çalışmayla çevresel örnekleri 20 MeV enerjili elektronları 2 mm'lik platine çarptırarak elde edilen Bremsstrahlung ışınları ile ışınlayarak element konsantrasyonun bulunabileceğini belirtmişlerdir (Masumoto, vd., 1999). Aynı yıl Fukushima ve arkadaşları nötron aktivasyon yöntemi, fotoaktivasyon yöntemi ve atomik soğurma spektroskopisiyle çift tırnaklı hayvanların bazı dokularındaki iz elementlerini belirlediler (Fukushima, vd., 1999).

2000 yılından sonraki yapılan çalışmalara baktığımızda ise; Ebihara ve çalışma arkadaşları 20 MeV ve 30 MeV enerjili elektronları lineer hızlandırıcıda hızlandırıp meteor numunelerini ışınlayarak fotoaktivasyon analiziyle bulunan sonuçların nötron aktivasyonu bulunan sonuçlara benzer olduğunu göstermişlerdir. Ayrıca *Rb*, *Sr*, *Ti*, *Y*, *Zr* gibi nötron aktivasyonu bulunmayan elementlerin fotoaktivasyon ile tespit edilebileceğini bulmuşlardır (Ebihara, vd., 2000), aynı yıl Mohr ve arkadaşları son nokta enerjisi 9.9 MeV olan elektron doğrusal hızlandırıcı S-DALINAC'ta 1 gün ışınlayarak ^{189}Pt , ^{191}Pt , ^{197}Pt ve $^{195\text{m}}\text{Pt}$ izotoplarının yarı-ömürlerini, fotoaktivasyon yöntemiyle yüksek saflıkta germanyum detektöründe ölçerek gama spektroskopisi ile belirlediler (Mohr, vd., 2000), yine aynı yıl Cantone ve ekibi insan kan plazmasındaki gadolinyum izotoplarını üç ayrı aktivasyon (proton, foton ve nötron aktivasyonu) yöntemleriyle belirlemişlerdir. $^{160}\text{Gd}(\gamma, n)^{159}\text{Gd}$ fotonükleer reaksiyonunu 30 MeV'lik enerjili fotonlarla aktive ederek gerçekleştirmişler ve yarı-ömrü 18.5 saat olan ^{159}Gd izotopunun 363.6 keV'lik karakteristik gama enerjisini incelemişlerdir (Cantone, vd., 2000), 2001 yılında Lindenberg ve arkadaşları son nokta enerjisi 9.975 MeV olan elektron doğrusal hızlandırıcı S-DALINAC'ta 12 saat ışınlayıp, altın, civa ve kurşun izotoplarının yarı-ömürlerini, fotoaktivasyon yöntemiyle yüksek saflıkta germanyum detektöründe ölçümler alıp gama spektroskopisiyle belirlediler (Lindenberg, vd., 2001), 2007 yılında Randa ve arkadaşları fotoaktivasyon yöntemi ve nötron aktivasyon yöntemlerini karşılaştırarak jeolojik, biyolojik ve çevresel materyaller içindeki elementleri incelediler. Fotoaktivasyon yöntemiyle belirlenen elementlerin sayısının nötron aktivasyonu ile belirlenen elementlerin sayısından daha fazla olduğunu belirttiler. Ayrıca düşük atom numarasına sahip olan elementlerin fotoaktivasyon yöntemi ile belirlenebileceğini ve hassas olan jeolojik numunelerin tahribatsız olmasından dolayı fotoaktivasyon yönteminin kullanılabileceğini ifade ettiler. Ancak fotoaktivasyon yöntemini miligram değerinin altındaki örneklerde düşük ölçüm limitinde olmasından dolayı uygun görmemişlerdir (Randa, vd., 2007), 2009 yılında Chao ve arkadaşları 15 MeV ve 18 MeV enerjileri olan iki medikal hızlandırıcı

kullanarak farklı yaşlardaki insanlara ait diş numunelerindeki Sr/Ca oranlarını belirlemişlerdir. Bu çalışmayla yüksek hassasiyete sahip tahribatsız bir yöntem olan fotoaktivasyon yöntemiyle, klinik elektron doğrusal hızlandırıcı kullanılarak diş örneklerindeki Sr/Ca oranının belirlenebileceğini ve arkeolojik numuneler içinde kullanılabileceğini ortaya koymuşlardır (Chao, vd., 2009), 2010 yılında Mizera ve Randa nötron aktivasyon yöntemi ve Bremsstrahlung ışınlarını kullanarak bazı jeokimyasal referans materyalleri içerisindeki maddeleri fotoaktivasyon yöntemiyle analiz ederek konsantrasyonlarını belirlediler (Mizera ve Randa, 2010), 2011 yılında Oprea ve çalışma arkadaşları toprak, nehir tortusu (sedimenti), yosun ve kavak yapraklarını lineer elektron hızlandırıcısıyla üretilen 24 MeV Bremsstrahlung ışınlarıyla ışınlayıp gama spektroskopisiyle analiz ederek yaklaşık 32 elementin analitik sonuçlarını belirlediler (Oprea, vd., 2011), 2012’de Lin ve ekibi 18 MeV enerjiye sahip medikal hızlandırıcıyı foton kaynağı olarak kullanarak fotoaktivasyon yöntemiyle Titanat nanotüp katalizörleri içindeki altın (Au) ve platin (Pt) konsantrasyonlarını elde ederek fotoaktivasyonla yöntemiyle metal konsantrasyonlarının belirleneceğini, bu yöntemin tahribatsız olduğunu, ışınlanmış numuneden gelen gama ışınlarının çakışmadığını, ışınlanan numunenin radyasyon güvenliği açısından çok fazla radyoaktif olmadığını ve nötron aktivasyonuna göre daha üstün olduğunu ifade ettiler (Lin, vd., 2012), 2013 yılında Sun ve arkadaşları Idaho Araştırma Merkezi’nde farklı bölgelerdeki kahve örneklerindeki elementlerin konsantrasyonlarını fotoaktivasyon yöntemiyle analiz ederek sonuçları X-ışınları floresans (XRF) tekniği sonuçlarıyla karşılaştırmışlardır. Aynı bölgeden alınan kahve ve toprak örneklerinden elde edilen sonuçların birbiriyle tutarlı olduğu gözlenmiştir. Ayrıca organik ve organik olmayan kahve örneklerin element farklılıkları belirtilmiştir. Fotoaktivasyon yönteminin gıda ve zirai endüstrisinde alternatif bir radyo-analitik teknik olduğu gösterilmiştir (Sun, vd., 2013), literatürdeki yapılan çalışmalara bakıldığında fotoaktivasyon uygulanarak bir çekirdeğin nötron ve proton koparma enerjisine göre fotonükleer reaksiyonlar $((\gamma, n), (\gamma, xn), (\gamma, p), (\gamma, xp), (\gamma, \alpha)$ ve (γ, γ')) gerçekleşebilmektedir. Fotonükleer reaksiyon deneyleri uluslararası alanda çok çalışılan konuların başında geldiği görülmektedir. Bu reaksiyonlar sonucunda oluşan kararsız çekirdekler kararlı duruma geçebilmek için gama ışını yayarlar. Her çekirdek için gama ışınları ayrı olup karakteristik özellik taşırlar ve bu özelliklerinden dolayı özel ölçümler yapılarak belirlenmek istenen niceliğin sonucuna varılır. Çekirdeklerin yarı-ömür ve enerji seviyelerinin belirlenmesinde gama spektroskopisinin bu özelliğinden faydalanılır. Detektöre gelen gama ışınları her biri farklı enerji için ayrılan kanallarda sayılmasıyla oluşan karakteristik pikler analiz edilerek ölçülmek istenilen değere ulaşılır (Ağar, 2016).

Günümüzde fotonükleer reaksiyonlar dünyanın çeşitli yerlerinde, özellikle TU Darmstadt’da Süper İletken Darmstadt doğrusal elektron hızlandırıcısında (Superconducting

Darmstadt LINear electron Accelerator, S-DALINAC), (Mohr, vd., 1999; Sonnabend, vd., 2011) ve Rossendorf'daki Forschungszentrum Dresden ELBE'de (Electron Linear Accelerator of High Brilliance and Low Emittance) (Schwengner, vd., 2005) süper-iletken linac kullanılarak gerçekleştirilmektedir. Daha yeni bir gelişme olarak, süper-iletken olmayan klinik doğrusal hızlandırıcıların (cLINAC) kullanımı ile bu konuda yeni ve yenilikçi bir yaklaşım elde edilmiştir. Bu fikir başlangıçta Mohr ve arkadaşları tarafından önerildi (Mohr, vd., 2007) daha sonra Boztosun ve ekibi tarafından geliştirildi (Boztosun, vd., 2015).

Fotonükleer reaksiyon ile gerçekleştirilen deneyler uluslararası alanda çok kullanılmasına rağmen ülkemizde bu yöntem ile ilgili çalışmalar yeni uygulanmaya başlanmıştır. Türkiye'de ilk fotonükleer reaksiyon deneyi Boztosun ve arkadaşları tarafından Akdeniz Üniversitesi Nükleer Bilimler Uygulama ve Araştırma Merkezi'nde (NUBA) Akdeniz Üniversitesi Hastanesinden Fizik Bölümüne hibe edilen klinik lineer hızlandırıcı kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Boztosun ve ekibi yerel imkanlar kullanılarak çinko izotopunun enerji seviyelerini ve yarı-ömür değerlerinin c-LINAC kullanılarak belirlenebileceğini gösterdi (Boztosun, vd., 2014). Bu tarihten itibaren NUBA'da galyum (Akkoyun vd., 2016), platinyum (Eke, vd., 2016), niobyum (Aygün vd., 2016), erbium (Bayram vd., 2016), praseodim (Boztosun, vd., 2016), tungsten (Dülger, 2016) ve molibden (Göker, 2016) izotoplarının enerji seviyeleri ve yarı-ömrüleri belirlenmiştir. Karaman ilindeki bazı topraklardaki çoklu element analizi fotoaktivasyonla belirlenmiştir (Agar, vd., 2017). Gama spektroskopisiyle Erzurum ilinden toplanan yosun örnekleri incelenmiştir (Eke, vd., 2017).

Bu çalışmada rubidyum ve baryum izotoplarından fotonükleer reaksiyon ile ortaya çıkan ürün çekirdeklerin yarı-ömrülerinin ve enerji seviyelerinin deneysel olarak belirlenmesine yönelik analiz aşamaları sunulmakta ve elde edilen sonuçlar literatür verileriyle karşılaştırmalı olarak tartışılmaktadır.

Bu çalışmanın ikinci bölümde radyoaktivite başlığı altında; radyoaktif bozunma kanunu, radyasyonun madde ile etkileşmesi, radyasyon ölçüm detektörleri, gama spektrometresi ve sayım istatistiği ile ilgili temel kavramlar verilmiştir. Üçüncü bölümde fotonükleer reaksiyon ile ilgili fotonun soğurulması, çekirdeğin daha düşük enerji seviyelerine geçişi, fotonötron reaksiyonları, fotonükleer reaksiyon ürünleri, fotonükleer reaksiyonlarla üretilen radyonükleitler, aktive edici radyasyon kaynakları ve lineer elektron hızlandırıcı tanıtılmıştır. Dördüncü bölümde materyal metot kısmında yaptığımız deneysel çalışma ile ilgili genel bilgi verilmiştir. Beşinci bölümde elde edilen enerji seviye değerleri ile yarı-ömür değerleri sunulmuştur. Altıncı bölümde bu çalışmadan

elde edilen sonuçlar tartışılarak konuyla ilgili bundan sonra yapılabilecek çalışmalar hakkında öneriler getirilmiştir.

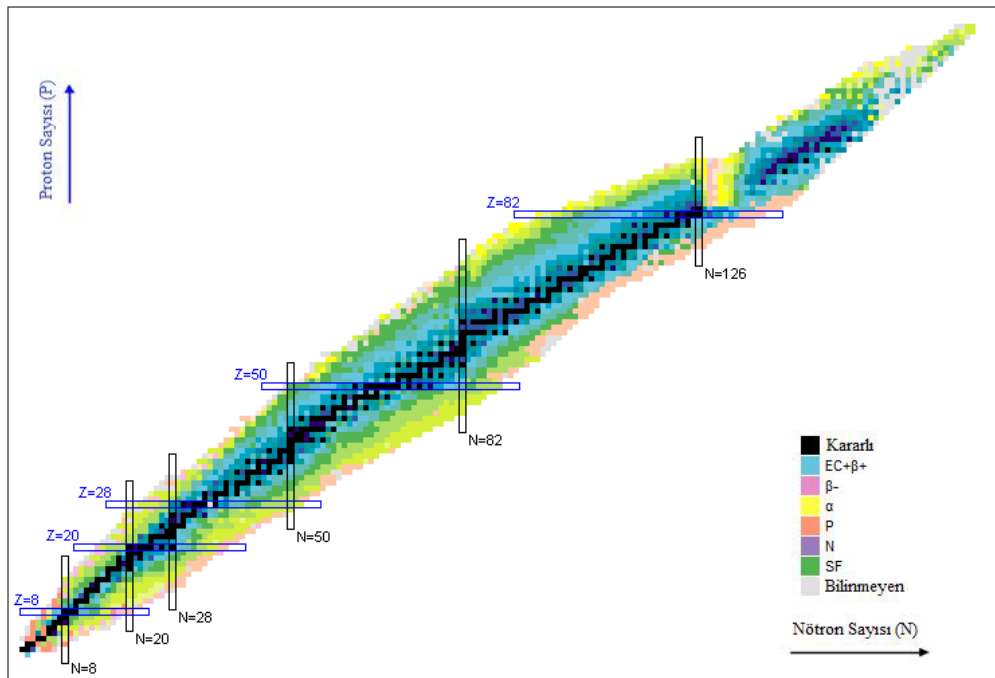
Bu tez Dumlupınar Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Koordinasyon Birimi (Proje No: 2014/51) tarafından desteklenmiştir. Bu çalışmadan elde edilen bazı sonuçlar, 28-29 Mayıs 2015 tarihlerinde Dumlupınar Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünde gerçekleştirilen ADIM Fizik Günleri IV Konferansında iki sözlü bildiri olarak ve 20-22 Eylül 2017 tarihlerinde Karabük Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümünde gerçekleştirilen X. International Conference on Nuclear Structure Properties (NSP2017)'deki uluslararası konferansta poster bildiri olarak sunulmuştur.



2. RADYOAKTİVİTE

Kararsız atom çekirdeğinin kararlı hale gelebilmek için radyasyon yayarak kendiliğinden bozunması olayı radyoaktivite olarak adlandırılır. Radyoaktivite 1896 yılında H. Becquerel tarafından bulunmuştur ve bu buluşta 1895 yılında Wilhelm Conrad Röntgen tarafından keşfedilen X-ışınlarının katkısı büyüktür. Becquerel uranyum tuzunun gözle görülmeyen girici radyasyon yaydığını ve bu radyasyonun tıpkı X-ışınları gibi madde içinden geçerek fotoğraf plağını kararttığını keşfetmiştir. Bu keşiften sonra 1934’de Marie Curie ve Pierre Curie doğal olarak bulunan radyum ve polonyum elementlerinin de radyoaktif olduğu ve önceleri kararlı olan elementleri radyoaktif hale getirmenin mümkün olduğunu göstermişlerdir.

Radyoaktif olan atomların çekirdeği kararsız olmalarından dolayı radyoaktivite özelliğine sahiptirler. Çekirdek kararlılığı, atom çekirdeklerinin parçalanmaya ve nükleer bozunmaya karşı dayanıklılığıdır. Bu kararlılıkta en önemli etken nötron ve protonların oranıdır. Doğada kararlı çekirdeğe sahip atom sayısı ($Z < 20$ (^{40}Ca)) azdır. Kararlı küçük çekirdeklerde nötron sayısı proton sayısına neredeyse eşittir. Kararlı büyük çekirdeklerde ise nötron sayısı proton sayısından fazladır. Nötron ve proton sayılarına göre kararlı olan çekirdekler kararlılık vadisi denilen bölgede yer alır (Şekil 2.1). Bu bölgenin dışına çıktığında yada proton sayısı arttıkça, protonlar arası elektrostatik itme kuvveti çekirdekte bulunan nükleonlar arası çekim kuvvetlerinden üstün gelir ve çekirdek kararsız olur.



Şekil 2.1. Çekirdek tablosu ve bozunma türleri (NUDAT, 2017).

2.1. Radyoaktif Bozunma Kanunu

Kararsız atom çekirdeğinin kendiliğinden alfa, beta ve gama ışınları yayınlayarak kararlı hale gelebilmek için gerçekleştirdiği olaylara radyoaktif bozunma denir. Radyoaktif bozunma istatistiksel bir süreçtir ve atom çekirdeğinin bozunacağı zaman tam olarak bilinemez. Ancak her atom çekirdeğinin bir bozunma sabiti vardır (Das ve Ferbel, 2003). Bir atom çekirdeğinin zamanla bozunumu radyoaktif bozunma kanununa göre üstel olarak değişir.

Herhangi bir t anında N tane radyoaktif çekirdek varsa, bu çekirdeklere yeni çekirdekler eklenmiyorsa, λ bozunma sabiti olmak üzere dt sürede bozunan çekirdek sayısı dN , N ile orantılı olacaktır ve aşağıdaki denklem (2.1) ile ifade edilebilir (Krane, 2011):

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N . \quad (2.1)$$

Diferansiyel denklem çözülürse,

$$\int_{N_0}^N dN = - \int_0^t \lambda dt , \quad (2.2)$$

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

"Radyoaktif Bozunma Kanunu" elde edilir. Burada N_0 , $t = 0$ anındaki bozunmamış radyoaktif çekirdek sayısı, $N(t)$ ise t anındaki radyoaktif çekirdek sayısıdır.

Yarı-ömür herhangi bir radyoaktif çekirdeğin yarısının bozunması için geçen süredir ve denklem (2.3)'de N yerine $N = N_0 / 2$ yazılırsa yarı-ömür elde edilir:

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda t_{1/2}} , \quad (2.4)$$

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} . \quad (2.5)$$

Ortalama ömür radyoaktif bir çekirdeğin tamamen bozununcaya kadar geçen süredir ve τ ile gösterilir:

$$\tau = \frac{1}{\lambda} . \quad (2.6)$$

Radyoaktif bir numunede bozunmamış çekirdeklerin sayısını ölçmek yerine t_1 ve t_2 arasındaki bozunmaların sayısını ölçmek daha basittir. Eğer t ile Δt arasındaki çekirdeklerin sayısındaki değişiklik ΔN ile ifade edilirse denklem (2.7) elde edilir:

$$|\Delta N| = N(t) - N(t + \Delta t) = N_0 e^{-\lambda t} (1 - e^{-\lambda \Delta t}). \quad (2.7)$$

Çekirdeğin sayım süresi λ^{-1} 'den çok küçük olursa ikinci üstel açılımındaki yüksek mertebeli terimler ihmal edilebilir. Bu durumda denklem (2.8) elde edilir:

$$|\Delta N| = \lambda N_0 e^{-\lambda t} \Delta t. \quad (2.8)$$

Sonsuz küçük limit için denklem (2.8), denklem (2.9)'a indirgenir.

$$\left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N_0 e^{-\lambda t}. \quad (2.9)$$

Bir radyoaktif çekirdeğin birim zamanda bozunan çekirdek sayısına aktiflik denir ve bir numunenin aktifliği denklem (2.10) ile hesaplanır:

$$A(t) = \lambda N(t) = A_0 e^{-\lambda t}. \quad (2.10)$$

Burada $A(t)$ numunenin t zamandaki aktifliği, A_0 ise başlangıçtaki aktifliğidir (Krane, 2011; Das ve Ferbel, 2003).

2.2. Radyoaktif Bozunma Türleri

α , β ve γ olmak üzere temelde üç çeşit radyoaktif bozunma vardır. α ve β bozunmasında, kararsız bir çekirdek bir α veya bir β parçacığı yayınlamaya daha kararlı bir çekirdeğe dönüşmeye çalışırken, γ bozunmasında, uyarılmış durumdaki bir çekirdeğin cinsi değişmeden taban duruma bozunmasıdır. Atomlar bozunma sonucunda bozunmadan önceki ilk durumlarına göre daha az enerjiye sahip olurlar.

1899 yılında Rutherford tarafından alfa parçacıkları keşfedilmiştir. Spektroskopik yöntemler sonucunda Rutherford ve Royd, alfa parçacığının helyum (${}^4_2\text{He}$) atomunun çekirdeğine eşit olduğunu göstermişlerdir. Alfa parçacıkları ağır ve iyonlayıcı parçacıklar olmasından dolayı tehlikelidir. Alfa parçacıklarının enerji spektrumu kesikli olup enerjileri yaklaşık olarak 4 MeV ile 9 MeV arasındadır. Menzilleri kısa, giricilikleri çok küçük olup, kağıt veya ince metal folyo ile durdurulabilirler. Alfa yayınlanması bir Coulomb itmesi olayıdır ve

uranyum ve toryum gibi doğal radyoaktif seriler alfa yayınlayarak bozunurlar. Bozunma süreci denklem (2.11) ile ifade edilir:

$${}_Z^AX_N \rightarrow {}_{Z-2}^{A-4}X_{N-2} + {}_2^4He_2. \quad (2.11)$$

Denklem (2.11)'deki ${}_Z^AX_N$ bozunan, ${}_{Z-2}^{A-4}X_{N-2}$ ise ürün çekirdektir. Coulomb itmesiyle alfa parçacığı yayınlanır. Bir çekirdeğin alfa parçacığı yayınlanması ile çekirdek iki proton, iki nötron kaybeder ve kütle numarası dört azalır. Proton sayısı fazla olan atomlarda alfa bozunması genellikle görülür. Bunun nedeni ağır çekirdeklerde elektrostatik itme kuvvetinin bağlanma kuvvetinden daha hızlı artmasıdır. Klasik mekanik kanunlarıyla incelenirse, alfa parçacığının çekirdekten kendiliğinden çıkması mümkün değildir. Alfa parçacığı yaklaşık olarak 25 MeV büyüklüğünde olan potansiyel engeli kuantum tünelleme olayıyla aşabilir (Magill ve Galy, 2005). Çünkü bu bozunumda dışarıdan herhangi bir etki olmadan, sistemden kütle farkından dolayı aniden bir miktar kinetik enerji açığa çıkar. Açığa çıkan enerji pozitif ise bozunum kendiliğinden gerçekleşir ve egzotermik bir reaksiyondur. Buna göre, alfa parçacığı kararlı ve çok sıkı bağlı olmasından dolayı ayrı ayrı bileşenlerinin toplamından daha küçük bir kütleyle sahiptir ve sahip olduğu kinetik enerji her bozunum için farklıdır. Alfa bozunumu reaksiyonunda alfa parçacığı, açığa çıkan bozunum enerjisinin tümünü alırsa ürün çekirdekte taban durum oluşur. Tersisi durumda ürün çekirdek, uyarılmış durumda kalarak gama ışınımı yapar ve taban duruma bozunur. Alfa reaksiyonu, reaksiyon sonunda açığa çıkan kinetik enerjinin maksimum ve parçalanma ürünlerinin hafif olması istenildiğinde kullanılabilir. Enerjinin korunumu, lineer momentumun korunumu ve açısal momentumun korunum yasaları alfa bozunumunda geçerlidir (Krane, 2011; Das ve Ferbel, 2003).

Bazı çekirdekler alfa bozunumu yaparak kararlı hale gelmeye çalışırken, bazı çekirdekler için alfa bozunumu yetersiz kalır ve kararsız durumdan kararlı bir duruma geçmek için beta β bozunumu yayınlar. Beta bozunumunda bir nötronun bir protona dönüşümü negatif beta bozunumu (β^-) olarak, bir protonun bir nötrona dönüşmesi ise pozitif beta (β^+) bozunumu olarak adlandırılır. Serbest nötron ve protonların bozunum denklemleri aşağıda verilmiştir:

$$n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}_e, \quad (2.12)$$

$$p^+ \rightarrow n + e^+ + \nu_e. \quad (2.13)$$

Negatif beta ışınmasında enerji ve açısal momentum korunumu antinötrino ($\bar{\nu}_e$) parçacığıyla pozitif beta ışınmasında ise nötrino (ν_e) parçacığıyla sağlanır. Beta parçacıklarının yayınladıkları enerji reaksiyonun ilk ve son durumları arasındaki kütle enerjisine eşit ve sürekli bir spektrum şeklindedir.

Beta parçacığı alfa parçacığıyla karşılaştırıldığında, yüksek hızlı elektrondur ve hafif bir parçacık olduğundan iyonizasyon yeteneği daha azdır. Bu yüzden alfa radyasyonuna göre giricilik gücü yüz kat daha azdır. Bu parçacığın iyonizasyon olayı bütün kinetik enerjisini kaybedinceye kadar sürer ve sonunda pozitif yüklü bir iyonla birleşerek nötr bir atom oluşturabilir veya serbest bir elektron olabilir. Beta parçacığından korunmak için 2-3 cm kalınlığında alüminyum levhadan yapılmış bir zırh malzemesi yeterlidir. Beta radyasyonunun enerjisi 2.3 MeV olup menzili, yumuşak dokuda 11 mm havada ise 8.8 m'dir. Bir çekirdeğin β bozunma süreci şu şekilde yazılabilir:

$${}_Z^A X_N \rightarrow {}_{Z+1}^A X_{N-1} + \beta^- + \bar{\nu}_e, \quad (2.14)$$

$${}_Z^A X_N \rightarrow {}_{Z-1}^A X_{N+1} + \beta^+ + \nu_e. \quad (2.15)$$

Beta ışınmasında diğer bir bozunum ise elektron yakalamadır. Proton fazlalığından dolayı kararsız olan atomik bir çekirdek, pozitif beta bozunumu yapamadığı zaman kendisine yakın çekirdek atomunun elektronlarından birini yakalar. Yakalanan elektron çekirdekteki bir protonla birleşerek, nötron ve nötrinoya dönüşür. Yani elektron yakalama olayı, yakalanan elektronun yeri başka bir elektron tarafından doldurulması sırasında karakteristik X ışınları açığa çıkması olarak bilinir ve denklemi aşağıdaki gibidir:

$${}_Z^A X_N + e^- \rightarrow {}_{Z-1}^A X_{N+1} + \nu. \quad (2.16)$$

Elektron yakalamada çekirdekten herhangi bir parçacık salınmaz. Bremsstrahlung (frenleme) radyasyonu adı verilen X ışınları, boşalan elektronun yörüngesine üst yörüngelerden başka bir elektronun geçmesiyle yayınlanır. Yayınlanan X ışınlarının enerjisi, yakalanan elektronun bağlanma enerjisine eşittir.

Alfa ve beta bozunumu yapan atomik bir çekirdek, çoğu zaman kararlı duruma (taban enerji seviyesine) geçemez, bozunma sonunda uyarılmış enerji seviyesinde kalır. Bu durumdaki atomik çekirdek gama yayınlarak ya doğrudan taban enerji seviyesine ya da daha düşük enerji

seviyesine geçiş yapar. Bu geçiş sırasında atomik çekirdek tarafından yayınlanan fotonlar gama ışınları olarak adlandırılır ve denklemini aşağıdaki gibi gösterilir:

$${}^A_ZX_N^* \rightarrow {}^A_ZX_N + \gamma. \quad (2.17)$$

Gama ışınları kısa dalga boyuna sahiptir ve frekansları yüksektir. Menzili uzaklıkları elektriksel yükü ve kütlesi olmadığından çok fazladır. Bu ışınların enerji spektrumu kesiklidir ve enerjileri 0.1 – 10 MeV arasındadır. Elektrik ve manyetik alanda sapma yapmazlar. Alfa ve beta ışınlarına göre hava içinde soğurulma oranları daha azdır ve daha hassas bir şekilde ölçülebilirler. Gama ışınları ve iç dönüşüm olayları incelenerek uyarılmış durumların spin ve pariteleri bulunabilir (Krane, 2011).

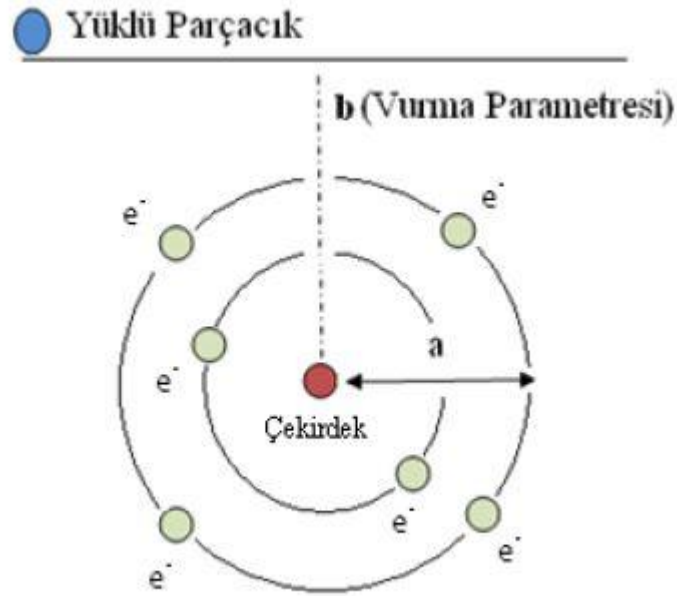
2.3. Radyasyonun Madde ile Etkileşmesi

Radyasyonun ölçülmesinde radyasyonların madde ile yaptığı etkileşmeler oldukça önemlidir. Eğer sürecin mekanizması ve etkileşme boyunca kaybedeceği enerji değeri bilinirse radyasyonu belirleyecek detektörün verdiği tepkinin daha iyi anlaşılması sağlanır (Ağar, 2016).

Nükleer bozunmalarda detektörlerin tespit edebildiği en fazla karşılaşılan radyasyon tipleri, göreceli olmayan enerjilerdeki yüklü parçacıklar olan protonlar ve alfalar, MeV enerjilerdeki göreceli elektronlar, X ışını ve gama ışını bölgesindeki fotonlardır (Krane, 1988).

2.3.1. Yüklü parçacıkların madde ile etkileşmesi

Yüksüz parçacıklar (gama ışınları veya nötronlar) madde ile etkileşirken enerjilerini kaybetmezken yüklü parçacıklar (alfa, müon, proton, vb.) enerjilerinin bir kısmını kaybederler. Yüklü parçacıkların madde ile etkileşmesinde, çekirdek veya elektronlarla etkileşebilme ihtimalleri yüksektir. Yüklü parçacıkların çekirdek ile etkileşirken kaybettikleri enerji ihmal edilebilir düzeyde olduğundan madde ile etkileşmesinde nükleer kuvvetten çok elektromanyetik kuvvet olan Coulomb kuvveti dikkate alınır. Yüklü parçacıklar madde ile etkileşirken ya iyon-elektron çifti oluşturarak iyonizasyon meydana getirirler ya da elektronları bulundukları enerji seviyesinden daha yüksek seviyelere çıkararak uyarılma meydana getirirler. Şekil 2.2’de gösterildiği gibi çekirdek yarıçapı “a” ve vurma parametresi olarak tanımlanan “b” değerlerine bağlı olarak yüklü parçacıkların madde ile etkileşimleri değişmektedir (Attix, 1986).



Şekil 2.2. Yüklü parçacıkların madde ile etkileşmesinde önemli parametreler (Attix, 1986).

Çekirdek yarıçapına a ve vurma parametresine b 'ye bağlı olarak 4 etkileşme meydana gelmektedir.

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

Yumuşak veya inelastik çarpışmalarda Coulomb kuvvetinin etkisiyle ya uyarılma ya da iyonizasyon gerçekleşir. Vurma parametresi b , a 'dan daha yüksek değere ulaşırsa yumuşak birçok çarpışma oluşur ve bu çarpışmalar esnasında yüklü parçacıklar enerjisinin çok küçük bir miktarını kaybederler (Eke, 2015).

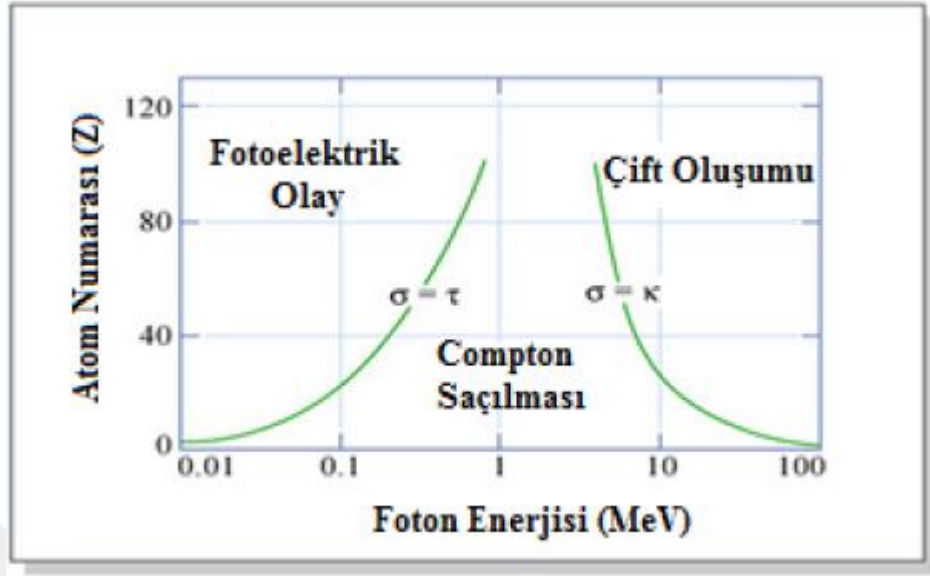
Sert çarpışmalarda vurma parametresi b , atom yarıçapı olan a değerine eşit olursa, yüklü parçacık yalnız tek bir elektronla etkileşir ve kinetik enerjisi yüksek bir elektron, atomdan sökülür ve delta (δ) ışınları olarak adlandırılan ışınlar yayınlanır. Bu ışınlar yüksek enerjilidir ve Coulomb kuvvetine ek olarak yüklü parçacığı kendilerine doğru çektiklerinde kinetik enerjilerini kaybederler. Sert çarpışmalarda elektronlar serbest olarak düşünülür ve bağlanma enerjisi göz ardı edilebilir (Attix, 1986).

Gelen yüklü parçacığın çekirdek ile çarpışması elastik ve inelastik olarak açıklanabilir. Vurma parametresi b , atom yarıçapı a değerinden çok çok küçük olması durumunda Coulomb kuvveti çekirdek ile etkileşir. Eğer gelen yüklü parçacık madde ile etkileşirken elektron koparılıp X ışını fotonlarının yayılması gerçekleşmiyorsa ya da çekirdeğin uyarılması olmuyorsa bu elastik saçılma olarak tanımlanır. Bu etkileşimdeki kaybedilen enerji miktarı ihmal edilebilir seviyededir. İnelastik etkileşme ise elektron çekirdeğin yakınından geçerken, X ışınları yayınlıyorsa gözlemlenebilir. Bu etkileşimde elektron koparılmaz ancak elektron enerjisinin büyük bir kısmını kaybeder ve bu durumda oluşan ışınlar Bremsstrahlung (frenleme) ışınları olarak adlandırılır (Attix, 1986).

Ağır yüklü parçacıkların çekirdek ile etkileşmesinde ise gelen yüklü parçacığın enerjisi büyük ve vurma parametresi b , atomik yarıçap değerinden çok çok küçük ise inelastik olarak etkileşebilir. İnelastik etkileşimde çekirdek daha uyarılmış enerji seviyelerine uyarılarak radyoaktif bozunmalar ve gama ışınları yayınlıyarak daha düşük enerji seviyelerine bozunur. Ancak bu etkileşimin gerçekleşme olasılığı Bremsstrahlung ışıınımlarının gerçekleşme olasılığından daha düşüktür ve ihmal edilebilir düzeydedir (Attix, 1986).

2.3.2. Gama ışınlarının madde ile etkileşmesi

Elektromanyetik spektrumda gama ışınları en yüksek enerjili, yüksüz elektromanyetik radyasyon olarak tanımlanır. Uyarılmış durumdaki çekirdek daha kararlı hale gelmek için taban duruma geçerken yüksüz ve kütsüz olan gama ışınlarını yayar. Gama ışınları madde ile gelen gama ışınlarının enerjisine ve etkileştiği maddenin atom numarasına göre düşük enerjilerde fotoelektrik olay, orta enerjide Compton saçılması ve yüksek enerjide çift oluşumu şeklinde etkileşir. Gama ışınlarının enerjisine göre madde ile etkileşmesinde meydana gelen olaylar Şekil 2.3'de gösterilmiştir.



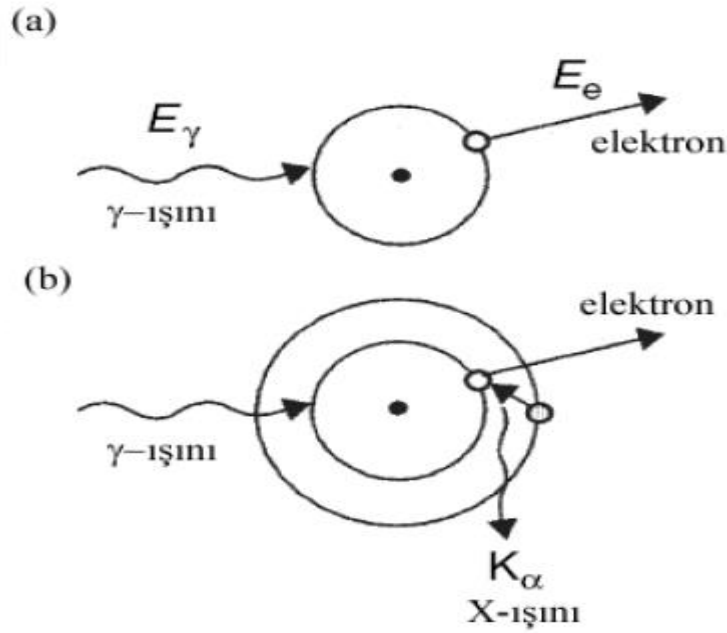
Şekil 2.3. Gama ışınlarının enerjisine göre madde ile etkileşmesinde gerçekleşen olaylar (Ağar, 2016).

Gelen gama ışınının enerjisi yaklaşık 100 keV gibi düşük enerjiliyse ve etkileştiği maddenin atom numarası yüksek ise Şekil 2.4 (a)'da gösterildiği gibi gama ışınları ilk olarak geldiği yüzeyin elektronları ile etkileşir. Eğer gelen gama ışınının enerjisi elektronun bağlanma enerjisinden daha yüksek bir enerjiye sahipse yüzeyden elektronu koparır. Elektron belirli bir kinetik enerjiyle uzaklaşır. Koparılan elektrona fotoelektron, gerçekleşen olaya ise fotoelektrik olay denir. Bu enerji aşağıdaki bağıntı ile verilebilir:

$$T_{e^-} = E_{\gamma} - \phi. \quad (2.18)$$

Burada T_{e^-} elektronun kazandığı kinetik enerji, E_{γ} gelen gama ışınının enerjisi ve ϕ elektronun yüzeye bağlanma enerjisidir.

Fotoelektrik olay sonrasında yörüngeden bir elektronun kopmasıyla boş kalan elektronun yeri bir üst yörüngedeki bir elektronla doldurulması ile birlikte karakteristik X-ışınları (K_{α}) yayılması aşağıdaki Şekil 2.4 (b)'deki gibi gözlenir.



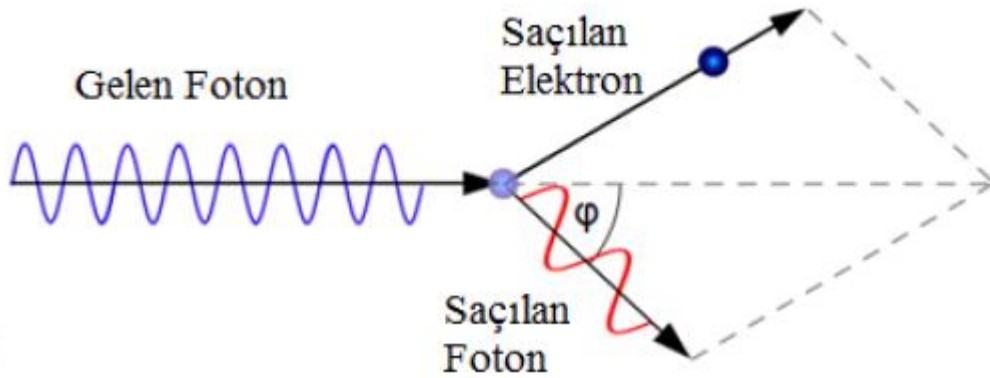
Şekil 2.4. (a) Fotoelektrik olay (b) Karakteristik X-ışını yayımlanması (Gilmore, 2008).

Gelen gama ışınının enerjisi 0.1 - 10 MeV arasındaysa Compton saçılmasının görülmesi yüksektir. Gelen gama ışını, etkileştiği atomun dış yörüngesindeki elektrona çarparak enerjisinin bir kısmını aktarır belirli bir açıyla (φ) Şekil 2.5'deki gibi saçılır. Aynı şekilde, elektron kinetik enerji kazanır atomdan farklı doğrultuda saçılır. Bu saçılma açıları gelen gama ışınının enerjisine ve elektronun kazandığı kinetik enerjiye göre farklılık gösterir. Çizgisel momentum ve toplam enerji korunumu kullanarak elektronun kinetik enerjisi elde edilebilir (Gilmore, 2008):

$$E_e = E_\gamma - E'_\gamma, \quad (2.19)$$

$$E_e = E_\gamma \left\{ 1 - \frac{1}{\left[1 + E_\gamma (1 - \cos\varphi) / m_0 c^2 \right]} \right\}. \quad (2.20)$$

Elektronun kazandığı kinetik enerjisi E_e , gelen fotonun enerjisi E_γ , saçılan fotonun enerjisi E'_γ , fotonun saçılma açısı φ ve elektronun durgun kütle enerjisi $m_0 c^2$ 'dir.

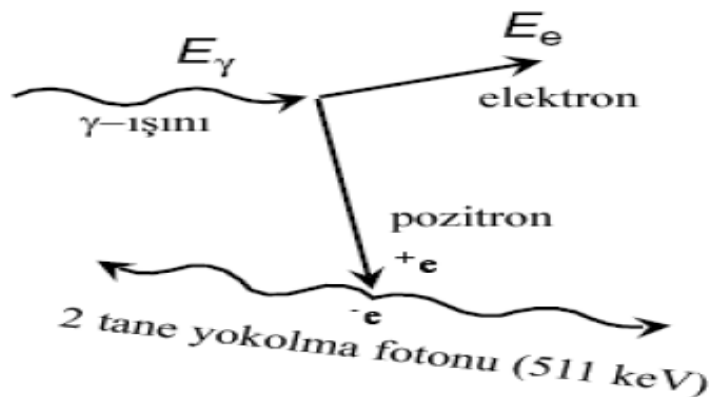


Şekil 2.5. Compton saçılması (Ağar, 2016).

Gelen gama ışını madde tarafından soğurulduktan sonra yeterli bir enerjiye sahipse elektron-pozitron çifti oluşturarak kaybolur. Bu enerji elektron ve pozitronun kütleleri aynı olduğundan durgun kütle enerjileri kadar yani en az 1022 keV olmalıdır. Bu etkileşim ile oluşan pozitron bir elektron ile birleşerek iki gama ışını oluşturur (Şekil 2.6). Çift oluşumunda enerjinin korunumu yasasına göre foton enerjisi denklem (2.21)'deki gibi elde edilir:

$$E_{\gamma} = 2mc^2 + T_{+} + T_{-} . \quad (2.21)$$

Denklemden T_{+} , pozitronun kazandığı kinetik enerji T_{-} , elektronun kazandığı kinetik enerjidir. Çekirdeğin geri tepme enerjisi, diğer enerjilerle kıyaslandığında çok düşük olmasından dolayı ihmal edilmiştir.

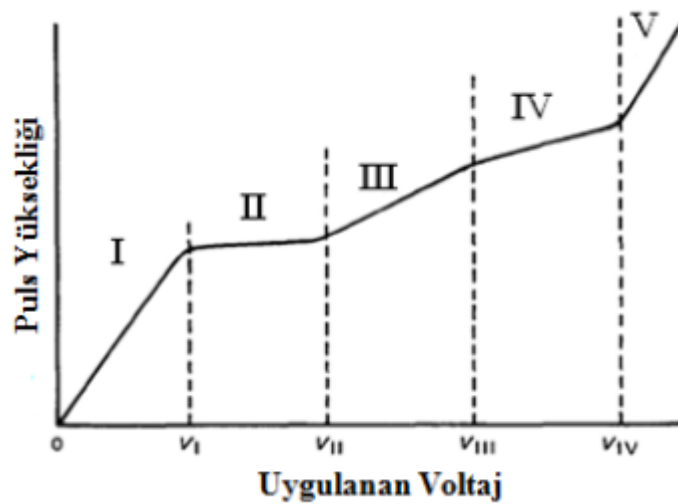


Şekil 2.6. Çift oluşumu (Gilmore, 2008).

2.4. Nükleer Radyasyon Ölçüm Detektörleri

Nükleer radyasyonun ölçümünde kullanılan detektörler genel olarak benzer çalışma özelliklerine sahiptirler. Gelen foton detektöre girer ve detektör materyalinin atomlarıyla etkileşerek, enerjisinin bir kısmını veya tamamını atomun yörüngelerindeki daha düşük enerjili elektronlara aktararak koparılmasına sebep olur. Bu elektronlar toplanır ve analiz edilmek üzere elektronik devre sistemi tarafından akım pulsu ya da voltaj şekline dönüştürülür. Detektör seçiminde; algılayıcının uygulama çözünürlüğü, verimi, ilgili deneyi yapmaya uygunluğu ve amaca uygun olarak X ışını veya gama ışınlarının enerji değerleri gibi önemli noktalara dikkat etmek gerekir. Bu yüzden, gama ışınlarının ölçülmesinde gazlı sayaçlar, sintilasyon ve yarı iletken detektörler kullanılır (Ağar, 2016).

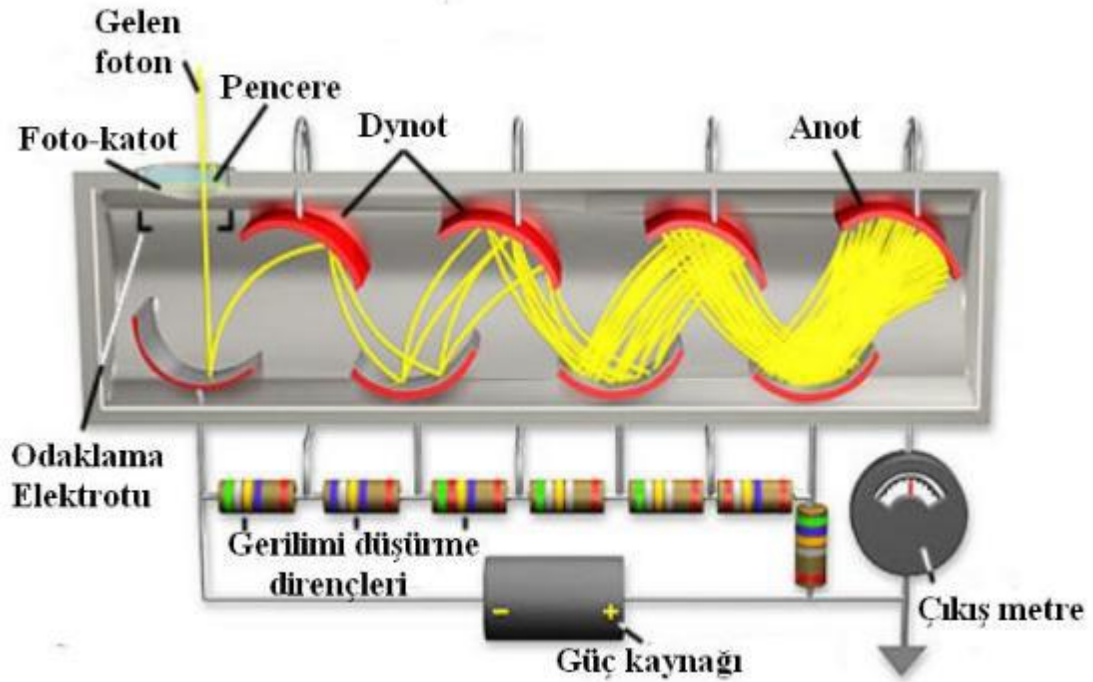
Gazlı sayaçlarda, radyasyon gaz içinden geçerken iyonlaşma oluşturur. Gazlı sayaçlar genel olarak iki elektrot arasına gaz doldurulup, elektrik alanı uygulanarak kullanılır. Radyasyon gaz içinden geçerken enerjisinin tamamını ya da bir kısmını aktararak elektron iyon çiftini meydana getirir. İyonların elektronlarla birleşmesini elektrik alan engeller. Bu süre içerisinde pozitif yüklü iyonlar negatif plakaya doğru ilerlerken, elektronlar pozitif yüklü plakaya doğru hareket ederler. Radyasyon ile oluşturulan yüklü parçacıkların hareketleri elektronik araçlar kullanılarak sinyallere dönüştürülür. Oluşturulan bu sinyalleri gözlemleyebilmek için yükseltilmesi gerekmektedir. Uygulanan voltaja göre puls yüksekliğinin değişimi beş bölgede incelenebilir (Tsoulfanidis, 1995).



Şekil 2.7. Uygulanan voltaja göre puls yüksekliğinin değişimi (Tsoulfanidis, 1995).

Şekil 2.7’de görüldüğü gibi uygulanan voltaja göre puls yüksekliğinin değişimi 5 bölgede incelenebilir. I. bölgede, uygulan elektrik alan çok güçlü değildir ve voltaj çok zayıftır. Elektronlar ve iyonlar birbirine göre yavaş hızlarda hareket ederler ve yeniden birleşme olasılıkları oldukça fazladır. Uygulanan voltajın artmasıyla, elektronlar ve iyonlar birbirine göre çok hızlı hareket ederler ve yeniden birleşme olasılıkları düşer. Bu bölgeye yeniden birleşme bölgesi olarak bilinir. II. bölgede, puls yüksekliği voltajın arttırılmasına rağmen sabittir. Çünkü yeni yük üretilmez ve yeniden birleşme ihtimali yoktur. Bu voltaj bölgesi iyonizasyon odası olarak bilinir. III. bölgede, puls yüksekliği uygulanan voltaj, yüklü parçacıkların çarpışmaları ve elektronların ikinci iyonizasyon meydana getirmesinden dolayı artar. Elektronların ikincil iyonizasyonu oluşturabilmesi için elektrik alanın oldukça güçlü olması gerekir. Bu bölgede uygulanan voltaj birincil iyonizasyondan bağımsız iken, sayaç tarafından sayılan pulsler birincil iyonizasyonla orantılıdır. Bu bölge orantılı bölge olarak bilinir ve orantılı sayaçlar burada çalışır. IV. bölgede elektron iyon çığı başlatmak için tek bir elektron iyon çiftinin enerjisi oldukça büyüktür. Bu çığlar, parçacığın türünden ve birincil iyonizasyonun yüksekliğinden bağımsızdır ve yalnızca sayacın elektroniğine bağlı olarak değişen çok güçlü bir sinyal oluştururlar. Bu bölge Geiger-Müller bölgesi olarak bilinir ve Geiger-Müller sayaçları bu bölgede çalışır. V. bölgedeki voltaj değeri IV. bölgede uygulanan voltajdan daha fazladır. Tek bir iyonizasyondan sonra gaz içinde devamlı olarak yük boşalması olur ve sayaç tekrar kullanılamaz. Bu yüzden gazlı sayaçlara IV. bölgede uygulanan voltaj değerinden daha yüksek bir voltaj değeri uygulanmamalıdır (Eke, 2015; Tsoulfanidis, 1995).

Sintilasyon detektörler radyasyon ölçümünde kullanılan en eski tekniklerdendir. Sintilatörler, gama ışınları ve enerjisi yüksek parçacıklarla etkileştiğinde iyonizasyon veya uyarılma oluşturarak düşük enerjili fotonlar yayınlayan kristallerdir. Kısaca çalışma prensibi, gelen foton sintilasyon detektörün kristaline çarparak çok sayıda görünür foton oluşturur. Fotonların kaçması optik bağlantıyla engellenir. Fotonlar katot, elektron odaklayıcı ve dinotdan oluşan fotoçoğaltıcı tüpe girerler. Gelen fotonlar katota çarpıp, fotoelektrik yoluyla fotoelektron koparır. Gelen radyasyonun enerjisiyle koparılan elektronlar doğru orantılıdır. Meydana gelen az sayıdaki elektronlar, elektrik alanla dinot adı verilen metal bir yüzeye doğru ivmelendirilir ve dinotlara çarparak çok sayıda elektronun yayılmasını sağlar. Fotokatottan yayınlanan her bir elektrona karşılık son dinottan yayınlanan elektron sayısı 10^6 ile 10^7 civarındadır. Çoğaltılan bu elektronlar elektrot toplayıcısı olan anota ulaşır ve elektronik modüller yardımıyla çıkış pulslarına dönüştürülür (Ağar, 2016). Bir sintilasyon detektörün çalışma mekanizması Şekil 2.8’de gösterilmiştir.



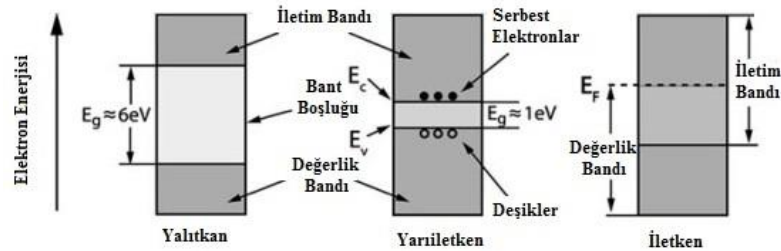
Şekil 2.8. Sintilasyon detektörün çalışma mekanizmasının gösterimi (Radyoloji, 2011; Ağar, 2016).

Organik ve inorganik olmak üzere iki çeşit sintilatör detektörü vardır. Organik sintilatörleri çoğunlukla küçük atom numarasına sahip atomlardan meydana gelir ve oluşan radyasyonun dalga boyu büyüktür. Bu sintilatörler, enerjileri 10 keV - 10 MeV arasında olan hızlı nötronlar ile yüklü parçacıkların oluşturdukları radyasyonu ölçmek için kullanılır. Organik sintilatörler, organik kristaller, organik sıvılar ve plastik sintilatörler olmak üzere üç gruptur. Organik kristallerin verimi yüksektir ancak kullanımı zor ve maliyeti yüksektir. Organik sıvı sintilatörler diğerlerine göre daha ucuz olup, geniş hacimde bulunan örneklerin sintilasyonunda ve sıvı içinde çözünebilen radyoaktif materyallerin sayımında kullanılabilir. Ayrıca, arkeolojik örneklerin yaşını belirlemede ^{14}C sayımı gibi düşük beta aktivitelerinin sayımında kullanılır. Plastik sintilatörler geniş bir kullanım alanına sahiptir. Üretimi kolaydır ve ihtiyaç duyulan her şekilde elde edilebilir. Organik sintilatörlerin esas kullanım amacı yüklü parçacıkları ölçmektir. Çünkü organik sintilatörlerin bozunum zamanı azdır ve bu detektörler zaman hakkında oldukça iyi bilgi edinmemizi sağlar (Tavernier, 2010).

İnorganik sintilatörler, atom numaraları büyük olan atomlardan meydana gelir ve meydana gelen radyasyonun dalga boyu küçüktür. Bu sintilatörler, X ışınlarını ve gama ışınlarını ölçmek için kullanılır ve genellikle iyonik kristallerdir. Katıların band yapısı ile inorganik sintilatörlerin yapısı açıklanabilir (Tavernier, 2010). Değerlik bandı ve iletim bandı en yüksek iki

bandtır. En sık kullanılan inorganik sintilatörlerden olan *NaI* gibi yalıtkan bir materyalde iletim bandı boş, değerlik bandı ise doludur. Gelen radyasyon, değerlik bandında bulunan bir elektronu iletim bandına, enerji aralığını atlatacak şekilde geçirir. Bu durumda iletim bandında bulunan elektron, foton yayınlayıp enerjisini kaybederek değerlik bandına geri döner. Foton yayınlanma olasılığını arttırmak ve ışığın kendisinin soğurulmasını en aza indirmek için kristale aktivatör adı verilen safsızlıklar eklenir. Talyum en çok kullanılan aktivatördür ve *NaI (Tl)* şeklinde gösterilir (Krane, 2011).

Yarı iletken detektörler gelen radyasyonu elektron-boşluk çiftleri oluşturarak ölçerler. Bu detektörler diğer detektörlere göre maliyetlidir. Genellikle germanyum (*Ge*) veya silisyum (*Si*) detektör materyali olarak kullanılır. Ancak germanyumun atom numarası silisyumdan büyük ve yüksek enerjili gama ışınlarını ölçmek için uygun olmasından dolayı daha çok tercih edilir. Ayrıca silisyum'a göre yasak bölge band genişliği değeri daha düşüktür. Son yıllardaki teknolojik gelişmelerle parçacık detektörleri olarak kadmiyum tellür (*CdTe*) ve kadmiyum-çinko-tellür (*CdZnTe*)'de geliştirildi. Gama spektroskopisinde gelen radyasyonun ölçümünde kullanılacak detektörlerin verimi yüksek, detektör materyalinin atom numarası büyük, çıkış sinyali gelen gama ışınının enerjisi ile orantılı ve yüksek soğurma katsayısına sahip olmalıdır. Enerji çözünürlüğü yüksek ve detektörden elde edilen sinyali biriktirmek için basit bir mekanizması olmalıdır. Zaman, sıcaklık gibi ölçüm parametreleri kararlı ve uygun ölçülerde olması beklenir. Yarı iletken detektörler bu özelliklerin büyük çoğunluğunu sağlamaktadır. Atomda, elektronlar nasıl belirli enerji yörüngelerindeyse, yarı iletkenlerde de bunun karşılığı elektronlar belirli enerji bandlarında yer alır (Gilmore, 2008). Yalıtkanlar, iletkenler ve yarı iletkenlerde enerji bant yapısının gösterimi Şekil 2.9'da gösterilmiştir.



Şekil 2.9. Yalıtkanlar, iletkenler ve yarı iletkenlerde enerji bant yapısının gösterimi (Tavernier, 2010).

Serbest bir atomun enerji seviyeleri kristalde değerlik ve iletim bandı olmak üzere iki banttandır. Değerlik bandı, kristalin içinde bağlı durumda bulunan ve düşük enerjiye sahip

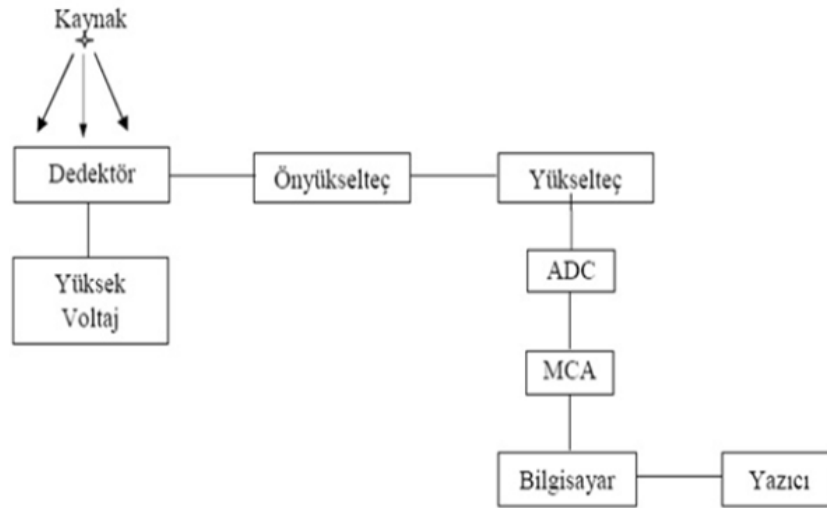
elektronların bulunduğu banttır. İletim bandı ise uyarılmış enerji seviyesinde bulunan ve elektronların serbestçe hareket edebildiği banttır. Bu iki izinli enerji bantları arasında yasaklı enerji bölgeleri vardır ve bu bölgeler bant boşluğu olarak adlandırılır. Durağan haldeki bir elektron bant boşluğuna düşmez. İletken ve yalıtkan arasındaki farklılık bant boşluğu genişliğinden dolayıdır. Bant boşluğu genişliğinin birimi enerji cinsinden tanımlanır. İletkenlerde değerlik bandı ile iletim bandı birbirine geçtiğinden dolayı aralarında bant boşluğu yoktur. Yalıtkanlarda bant boşluğu yaklaşık 6 eV'dir. Yarı iletkenlerin bant yapısı yalıtkanların bant yapısından farklıdır. Yarı iletkenlerde değerlik bandındaki tüm enerji seviyeleri elektronlarla doludur ve bant boşluğu yaklaşık 1 eV'dir (Tavernier, 2010).

Germanyum ve silisyumun içinde dört değerlik elektronuna sahip ve değerlik elektronları, diğer komşu elektronlarla dört kovalent bağ oluşturan kök kristalleri şeklinde bir dolu birde boş iletim bandından oluşur. Yarı iletkenlerin elektrik iletimini kolaylaştırmak için yeterli miktarda katkı maddesi ilave edilir. Üç veya beş değerlikli atomlar katkı maddesi sayesinde örgü içine girer. Beş değerlikli bir atom (*P*, *As*, *Sb*) kristal içine katkısı yaparsa, bu elektronlardan dördü komşu *Si* veya *Ge* ile kovalent bağ yaparlar, örgü içinde bağ yapmayan bir elektron serbestçe hareket eder ve tam olarak iletim bandının hemen altında kesikli verici durumlar meydana getirir. Böyle materyallerde negatif yük taşıyıcıları olan elektronların fazla olmasından dolayı materyal *n*-tipi yarı iletken olarak tanımlanır. Üç değerlikli atomlar kristal içine katkısı yaparsa, üç değerlik elektronu komşu elektronlarla kovalent bağ yaparak boşluk fazlalığı meydana getirir ve değerlik bandının üzerinde alıcı durumları oluşturur. Böyle materyallerin yük taşıyıcıları pozitif yüklü olduğundan *p*-tipi yarı iletken olarak tanımlanır. *n*-tipi ve *p*-tipi yarı iletkenler birbiriyle birleştirilirse, *n* tipi materyalden çıkan elektronlar *p* tipi materyale doğru hareket eder ve boşluklarla birleşirler. Yük taşıyıcılarının eklem yakınında nötr hale geldikleri bölge tüketim bölgesi olarak adlandırılır. Radyasyon eğer tüketim bölgesine girerse elektron boşluk çiftleri oluşturur. Elektronlar bir yönde hareket ederken boşluklar da ters yönde hareket ederler ve biriken elektronların sayısı bir elektronik puls meydana getirir. Gelen radyasyonun enerjisi ile oluşan bu pulsun genliği radyasyonun enerjisiyle orantılıdır. Bu detektörler yaklaşık 1000 V ile 3000 V arası ters besleme voltajlarıyla çalıştırılırlar. Bu uygulanan voltajın iki önemli sebebi vardır. Birincisi, elektrik alan büyüklüğünü ve yük birikimini daha verimli hale getirerek artırır. İkincisi ise tek tip materyalden diğerine daha fazla yük sürükleyecek bir kuvvet etki ederek tüketim bölgesinin genişliğini artırır ve dolayısıyla detektörün duyarlı hacmi artırılır. *Ge* ve *Si* yarı iletken detektörler elde etmek için lityum (*Li*) atomları *p* tipi yarı iletkenin üzerine yayılarak *n* tipi ince bir bölge oluşturulur. *Li* geniş tüketim bölgesi, ters besleme voltajı ve az miktarda arttırılan sıcaklık altında oluşturularak *p* tipi bölgeye doğru sürüklenir. Bu

detektörlere *Li*-sürüklenmiş *Ge* ve *Si* detektörleri denir ve sırasıyla *Ge(Li)*, *Si(Li)* şeklinde gösterilir. *Li* sürüklenmesiyle *Ge(Li)* detektörü 77 K'lık sıvı azot sıcaklığında tutulmalıdır. Bu sıcaklıkta tutulmaması durumunda *Li*, tükenme bölgesindeki örgüsünün dışına çıkarak detektörün verimini bozar. Detektörün soğukta tutulmasının diğer faydası ise elektronların enerji aralığını geçerken termal uyarılmalarını ve detektörün ürettiği elektriksel gürültüleri azaltır (Krane, 2011).

2.5. Gama Spektrometresi

Gama spektroskopisi numunedeki radyoaktif izotopların yayınladığı gama ışınlarının enerjilerini tespit etmede en hassas, hızlı ve pratik analitik ölçüm tekniğidir. Bir gama spektrometre sistemi yüksek saflıktaki germanyum (HPGe), yarı iletken detektör (D), önyükseltici (PA), yüksek voltaj filitresi, güç kaynağı (HV), yükseltici (MA), analog sayısal dönüştürücü (ADC), çok kanallı analizör (MCA), bilgisayar (PC) ve yazıcıdan oluşmaktadır. (Ağar, 2016). Gama spektroskopisinin çalışma prensibi kısaca şöyledir; kaynaktan yayılan gama ışınları detektör kristalleriyle etkileşerek pulslar oluşturur. Bu pulsların önyükselteç ve yükselteç de işlenmesiyle oluşan sinyaller analog sayısal dönüştürücülerde sayısal hale getirilip çok kanallı analizörde spektrum olarak kaydedilerek bilgisayara aktarılır. Bir gama spektrometresinin çalışma düzeneği Şekil 2.10'da gösterilmiştir.

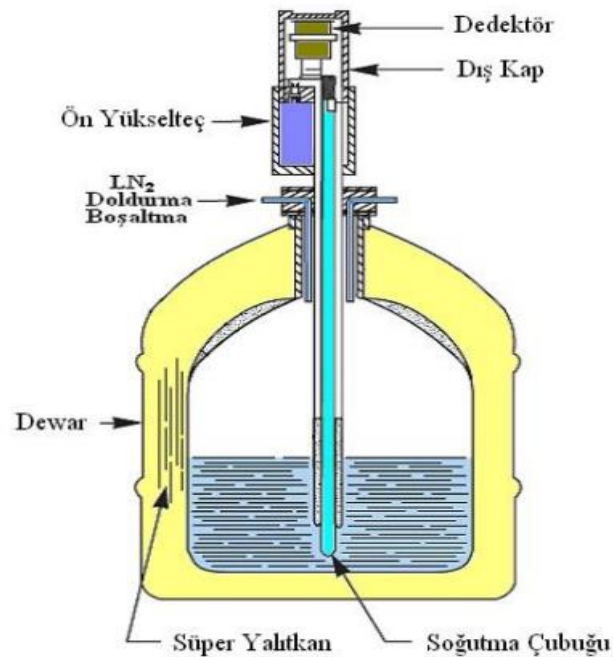


Şekil 2.10. Gama spektrometresinin çalışma düzeneği (Cesur, 2015).

Gama spektroskopisinde gerekli geniş aktif hacimdeki bir detektör, silindirik yada koaksiyel konfigürasyona sahip detektördür. Bu detektörler kuyu tipi şeklinde de olabilirler. Böyle bir detektörde, kuyu içindeki kaynak germanyum materyal tarafından çevrelenerek detektörün veriminin artması sağlanabilir (Knoll, 2000).

Kaynaktan yayılan gama ışınları detektöre gelip, kristalle etkileşime girerek enerji kaybına uğrar. Bu etkileşimle kristalde elektron-boşluk çiftleri oluşur. Detektör kristaline 2000 V - 5000 V arasında yüksek gerilim uygulanarak elektrik alan oluşturulur ve kristalde meydana gelen elektron-boşluk çiftleri elektrik alan ile diyotlara sürüklenir. Kaynaktan gelen radyasyonun enerjisine göre biriken bu yükler ön yükselteçte voltaj sinyaline dönüştürülür (Korkulu, 2010).

HPGe detektörü deneysel nükleer fizikte enerji seviyeleri ve yarı-ömürlerin belirlenmesi, nükleer reaksiyonlarla gama geçişlerin incelenmesi, çevresel radyasyonun ölçülmesi gibi birçok çalışma alanlarında kullanılmaktadır. HPGe detektörlerin en belirgin özelliği yüksek ayırma gücüne ve yüksek verime sahip olmasıdır. Bu sayede daha hassas ölçümlerin elde edilmesine imkan sağlamaktadır. HPGe detektörlerin korunması alüminyumdan oluşan içi boş kaplar ile sağlanmaktadır. Kristal, soğuk uca (coldfinger) bağlı olduğundan iyi bir termal iletkenlik söz konusudur. Soğuk uç, devar içinde uzanır. Detektör kristalinin çalışma sırasında soğutulması, detektörün devarına sıvı azot ($-196\text{ }^{\circ}\text{C}$) doldurularak (sıvı azot içindeki kriyostat sayesinde) sağlanmaktadır (Ağar, 2016). Şekil 2.11’de germanyum detektörün yapısı gösterilmiştir.



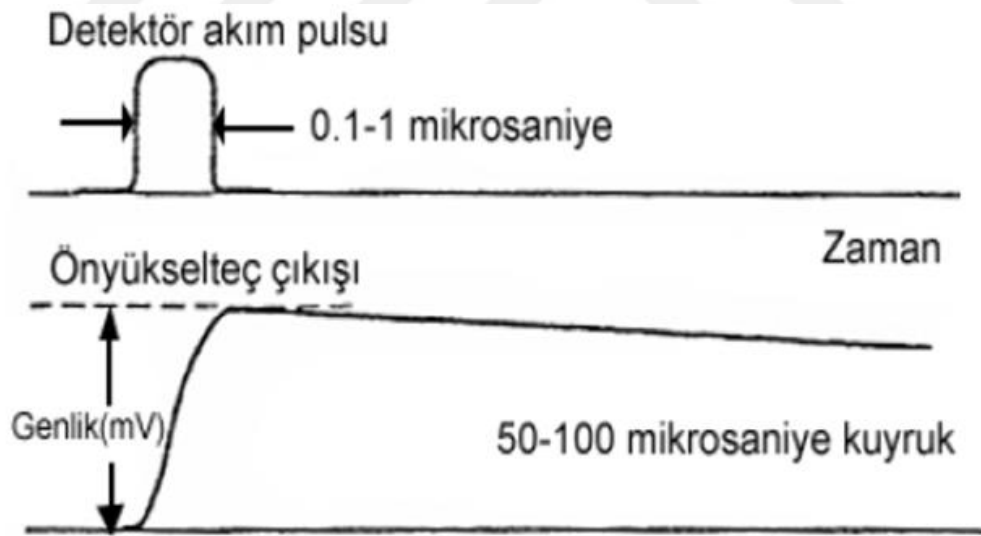
Şekil 2.11. Germanyum detektör sistemi (Ağar 2016).

Yüksek voltaj kaynağı detektörün yük birikimi için gerekli elektrik alanı oluşturmada kullanılır ve yüksek saflıktaki germanyum (HPGe) detektör için 2500 V’a kadar gerilim sağlar (Bostancı, 2011).

Gama ışını detektörlerinin çoğu dışarıdan yüksek voltajlı bir kaynağa bağlıdır. Bu voltaj detektör beslenmesi olarak da bilinir. Detektör güç kaynağının özellikleri; cihazdan sağlanan en yüksek akım, en yüksek-en düşük gelirim potansiyeli ve polaritesi, geçiş gerilimlerinde veya sıcaklık değişimlerine bağlı olarak oluşabilecek sapmalara göre düzeltme derecesi ve alçak frekans gürültülerini önleme derecesi olarak söylenebilir (Knoll, 2000).

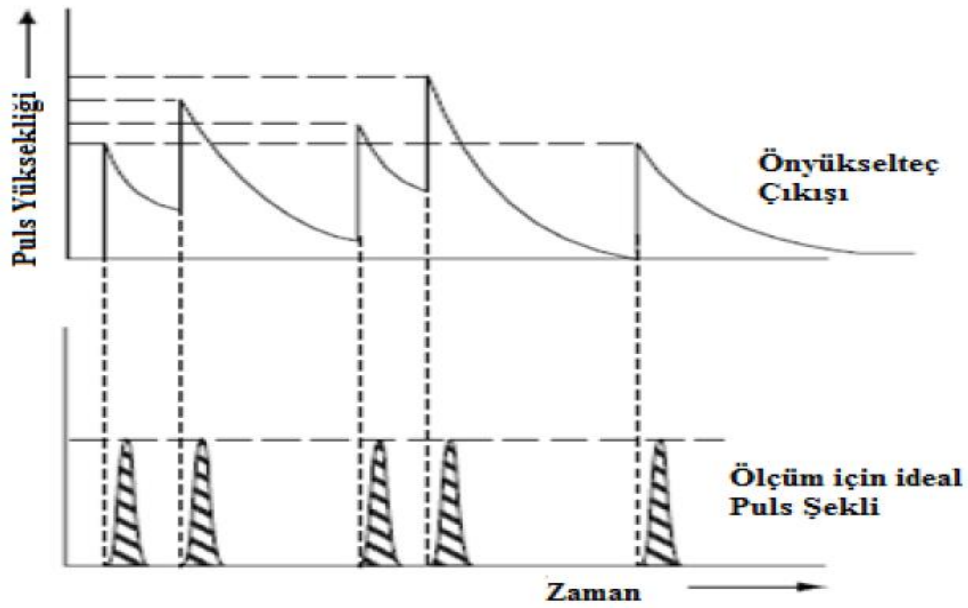
Önyükselteç, detektörden gelen küçük sinyalleri büyütmek, detektör ve diğer bileşenler arasındaki direnci ayarlamak, sinyal şeklini düzenlemek ve biçimlendirmek amacıyla kullanılır (Bostancı, 2011).

Önyükselteç, detektörün kapasitans yüklenmesini minimuma indirilebilmek için detektöre mümkün olduğunca yakın yerleştirilmeli ve detektörle arasındaki bağlantı kabloları uzun tutulmamalıdır. Buradaki çıkışlar lineer kuyruklu puls şeklindedir. Çıkış pulsunun oluşma zamanı, detektörün yük toplama süresine uygun bir şekilde oldukça kısa tutulur. Pulsun azalım zamanı 50–100 μ s aralığındadır ve detektördeki bütün yükü toplayabilir. Şekil 2.12’de pulsun önyükselteçten çıkış şekli gösterilmektedir (Knoll, 2000).



Şekil 2.12. Önyükselteç devresi puls çıkışı (Gilmore, 2008).

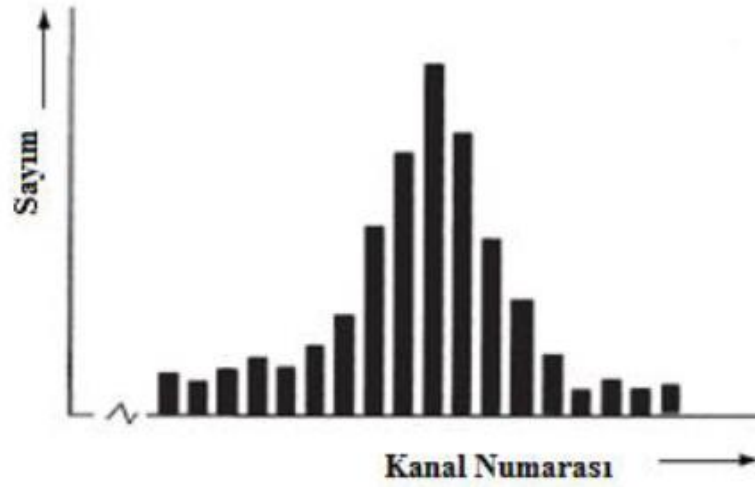
Detektöre gelen gama ışınlarının enerjisiyle orantılı olarak önyükselteçten çıkan kuyruklu pulslar, puls yüksekliğinin ölçülmesi için uygun değildir. Çünkü önyükseltecin zaman sabiti uzundur ve bu yüzden sinyallerin üst üste binmesine sebep olmaktadır. Önyükselteçten çıkan kuyruklu pulslar daha kısa doğma zamanlı ve çok daha hızlı azalım zamanı olan yükselticide yükseltilerek yeniden şekillenir. Şekil 2.13’de önyükselteç çıkış pulsu ve ölçüm için gerekli ideal puls şekline sahip yükselteç çıkış pulsu gösterilmiştir (Ağar, 2016).



Şekil 2.13. Önyükselteç çıkış sinyali ve ölçüm için ideal puls şekli (Gilmore, 2008).

Analog-dijital çevirici (ADC), yükselteçten gelen analog elektrik sinyallerini sayısal sinyallere dönüştürür. Kanal sayısı ile ayırma gücü belirlenir. Her puls genliklerine göre sıralanarak uygun kanallara gönderilir. Aynı genliğe sahip pulsler aynı kanallara kaydedilir. Spektrumun kanal sayısı ADC'nin oluşturduğu bitlik sayısına göre değişmektedir. 10 bitlik bir ADC 2^{10} (1024) tane kanal oluşturur. ADC dönüşüm hızı ya da ölü zamanı çok kanallı analizörün ölü zamanını sınırlar. Lineer yokuş dönüştürücüler, ardışık yaklaşım devreleri ve hızlı ADC'ler puls analizinde kullanılan ADC çeşitleridir. Lineer yokuş dönüştürücüler doğrusallığı en iyi olan dönüştürücülerdir fakat hızı diğerlerine göre daha yavaştır. Ardışık yaklaşımlı ve hızlı ADC'lerin doğrusallıkları kötü olmasına rağmen daha hızlı dönüşüm zamanına sahiptirler (Şahiner, 2010).

Çok kanallı analizör, pulslerin her birinin ayrı ayrı yüksekliğini ölçerek küçük voltaj aralıklarında meydana gelen sayımlarını yapar. Her bir pulsun yüksekliği detektöre gelen enerji miktarı ile orantılı olmasından dolayı oluşan sayım numaralarının listesi gama ışın spektrumu oluşturur (Gilmore, 2008). MCA elektronik sistemiyle spektrum analizinin basitçe yapılabilmesine olanak sağlar. ADC'de sinyal işleme evrelerinden geçen sinyaller uygun adresleme düzeni yapan MCA'da histogram şeklinde görülebilir (Şekil 2.14). Oluşan gama spektrumu, monitörde gözlemlenerek analiz edilir ve bilgisayarlara aktarılır. Çok kanallı analizörler gama spektrometrelerinde bilgi saklama ve işleme birimidir. Gama spektroskopisiyle ilgili detaylı bilgilere (Knoll, 2000; Gilmore, 2008) ve (Tavernier, 2010) kaynaklarından ulaşılabilir (Ağar, 2016).



Şekil 2.14. Kanal sayısına karşılık sayım histogramı (Gilmore, 2008).

2.6. Sayım İstatistiği

Radyoaktif bir çekirdeğin bozunması rastgele gerçekleştiğinden dolayı nükleer bozunmada yayınlanan radyasyonun ölçümü, istatistiksel dalgalanma şeklindedir. Kendiliğinden oluşan bu dalgalanmalar nükleer ölçümlerde deneysel verinin belirsizlik kaynağıdır. Sayım istatistiğinin yapılmasıyla deneysel sayım verilerinin sonuçlarının doğruluğu ve ölçümlerden ortaya çıkan niceliğin hassasiyeti belirlenebilir. Sayım istatistiği, hem nükleer sayımda kullanılan düzeneğin parçasının normal işleyişinin kontrol edilmesinde hem de tek bir ölçümle doğruluğu tahmin ederek istatistiksel belirsizliği belirlemede kullanılır (Eke, 2015).

Bir deneyde $z_1, z_2, z_3, \dots, z_N$ şeklinde N tane bağımsız ölçüm alınırsa. Bu ölçümler de voltaj, uzunluk veya sayım sürecinde gerçekleşen olaylar sayısı gibi çok fazla nicelik olabilir. Ölçümlerin gerçek formda bir dağılım şekli vardır ve bu dağılım $E(z)$ gibi beklenen bir değere sahiptir. Ölçülen değer iyi tahmin edilip edilmediği, ölçülen değer ile beklenen değer arasındaki farktan anlaşılabilir. Yapılan bütün ölçümlerin farkı, tüm ölçümlerin belirsizliği hakkında bilgi verir. Ölçümler beklenen değer altında ya da üzerinde olabilir (Gilmore, 2008).

Tüm verilerin toplamı,

$$\Sigma = \sum_{i=1}^N z_i, \quad (2.22)$$

ile tanımlanır. Verilerin ortalaması ise,

$$\bar{z} = \frac{\sum}{N}, \quad (2.23)$$

şeklinde yazılabilir. Deneysel veri seti frekans dağılım fonksiyonu $F(z)$ ile gösterilebilir. Bu dağılım fonksiyonunun değeri, verilerin toplamı ve ölçüm sayısı ile (N) ilgili göreceli frekanstır. $F(z)$ fonksiyonunun normalizasyon denklemini aşağıdaki gibi yazabiliriz:

$$\sum_{i=0}^{\infty} F(z) = 1. \quad (2.24)$$

Deneysel verilerin ortalaması, veri dağılım fonksiyonuyla hesaplanabilir. Herhangi bir dağılım ortalaması için denklemi aşağıdaki gibi yazabiliriz:

$$\bar{z} = \sum_{z=0}^{\infty} z \cdot F(z). \quad (2.25)$$

Elde edilen veriyle gerçek ortalama değeri $\bar{z}$ arasındaki fark, sapma σ olarak adlandırılır ve aşağıdaki gibi yazabiliriz:

$$\sigma_i = z_i - \bar{z}. \quad (2.26)$$

Ölçümlerdeki sapma değerinin karesi alınarak ölçümün varyansı s hesaplanır:

$$s^2 = \sigma^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^N (z_i - \bar{z})^2. \quad (2.27)$$

Varyans değeri ortalama dağılımın merkezsel noktası bulunurken hangi ölçekte ve ne derece yaygın olduğunu hesaplayan kullanışlı bir parametredir (Ağar, 2016).

Sayım istatistiğindeki modellerden en yaygın olanı Binom dağılımıdır. Radyoaktif bozunma prensip olarak binom dağılımı şeklindedir. Deneylerde farklı çekirdeklerin bozunumu tekrar edilirse her bir çekirdeğin aynı zamanda farklı oranlarda bozunduğu görülür. Binom dağılımı, sayımların uygun fonksiyon ile fit edilmesiyle elde edilir ve her bir çekirdeğin iki olasılık durumu vardır. Bu durumlar sayım süresince bozunan çekirdeğin olasılığının bağımsız olduğu ve bir çekirdeğin bozunmasının diğer bir çekirdeği etkilemediği durumlarda geçerlidir. Bozunma sürecindeki herhangi bir çekirdeğin belirli zaman aralığında istatistiksel olarak bozunma olasılığı p ile bozunum arasındaki ilişki denklem (2.28) ile gösterilebilir (Gilmore, 2008):

$$p = 1 - e^{-\lambda \Delta t} . \quad (2.28)$$

Denklemden λ bozunma sabiti, Δt sayım süresidir. Her çekirdeğin iki olası durumu olacağından bozunmama olasılığı $1 - p$ olarak yazılabilir. Binom dağılımı, belirli bir zaman aralığında bozunan n tane çekirdek için x tanesinin bozunma olasılığının hesaplanmasını sağlar (Gilmore, 2008):

$$P(x) = \frac{n!}{(n-x)!x!} p^x (1-p)^{n-x} . \quad (2.29)$$

Poisson dağılımı istatistiksel olarak toplam çekirdek sayısının bilinmediği nükleer bozunmalarda kullanılır. Nükleer ölçüm deneyleri genellikle bu kategoridedir. Numunedeki çekirdek sayısı fazladır ancak radyoaktif ürünlerin yarı-ömrüyle kıyaslandığında gözlenme zamanı kısadır. Parçacık ışınlama deneylerinde de benzer durum vardır. Elektron doğrusal hızlandırıcıda hızlandırılan parçacıkların hedefe çarpma olasılığı düşüktür ancak çarpma sürekli. Binom dağılımı bu durumda Poisson dağılımına denklem (2.30)'daki gibi indirgenir (Knoll, 2000):

$$P(x) = \frac{(pn)^x e^{-pn}}{x!} . \quad (2.30)$$

$pn = \bar{x}$ eşitliği kullanılarak denklem (2.31) elde edilir:

$$P(x) = \frac{(\bar{x})^x e^{-\bar{x}}}{x!} . \quad (2.31)$$

Binom dağılımı, $p \ll 1$ limitinde Poisson dağılımına indirgenmiş halidir. Ayrıca dağılımın ortalama değeri 20'den büyük olursa olasılık dağılımı Gaussian dağılımına dönüşür ve aşağıdaki gibi yazılır (Knoll, 2000):

$$P(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{x}}} \exp\left(-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\bar{x}}\right) . \quad (2.32)$$

3. FOTONÜKLEER REAKSİYON

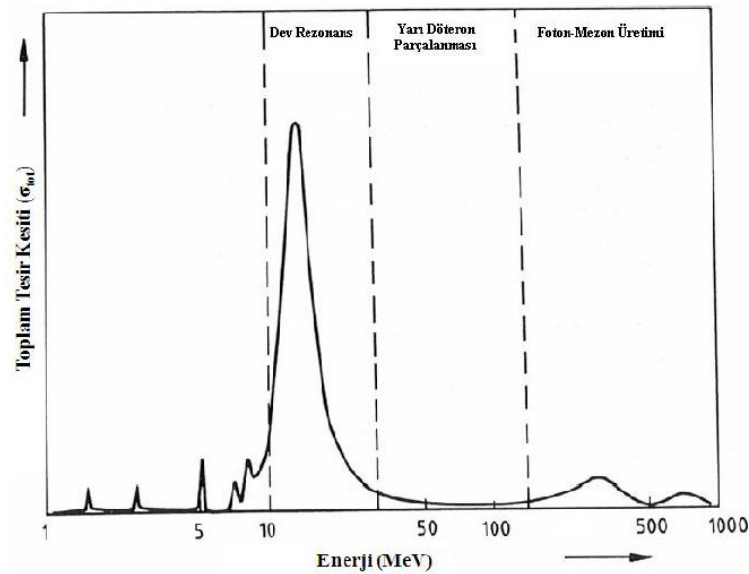
Atomik çekirdeğin geçmişi yüzyıldan fazla olmasına rağmen çekirdeği oluşturan nükleonların etkileşimleri henüz kesin olarak açıklanmış değildir. Nükleer reaksiyonlar bu etkileşimleri daha iyi anlayabilmek için en iyi yöntemlerden biridir. Bir nükleer reaksiyonun meydana gelmesi için çekirdeğin herhangi bir yüksek enerjili parçacıkla bombardımanına ihtiyaç duyulur. Fakat elektromanyetik dalga olan fotonun kullanılmasının farklı avantajları vardır (Kaplan, 2003). Nükleer reaksiyonlarda yüksüz ve kütesiz olan foton, çekirdekle daha zayıf etkileşir ve diğer parçacıklara göre hedef çekirdeğe daha az zarar verir. Bu yüzden foton diğer parçacıklara göre daha çok tercih edilir (Akkurt, vd., 2001). Atomik çekirdeğin yapısını ve dinamiklerini fotonükleer reaksiyon ile anlamak önemlidir (Kaplan, vd., 2012). Fotonükleer reaksiyon verileri, radyasyon taşıma analizi, aktivasyon analizi, astrofiziksel nükleosentez, koruma ve denetim, radyoterapide soğrulan doz hesaplaması gibi uygulamalarda kullanılmıştır (IAEA, 2000; Akkurt, vd., 2013).

İlk fotonükleer deneyler, 1934 yılında döteryum üzerinde Chadwick ve Goldhaber tarafından 2.62 MeV'lik gama ışınları kullanılarak gerçekleştirildi (Chadwick ve Goldhaber, 1934). 1966 yılında Oka ve arkadaşları kapsamlı olarak ilk kez 75 farklı çekirdek üzerinde fotonükleer analiz gerçekleştirilmiş ve ürün çekirdeklerine ait enerji seviyeleri ile yarı-ömürleri belirlemişlerdir. (Oka, vd., 1967). Fotonükleer reaksiyon ile elde edilen ürün çekirdeğinin yarı-ömürünün belirlenmesi mümkündür (Kürkçüoğlu ve Göker, 2016). Günümüzde fotonükleer reaksiyonlar, dünyanın çeşitli yerlerinde, özellikle TU Darmstadt'taki S-DALINAC (Mohr, vd., 1999; Sonnabend 2011) ve Rossendorf'daki Forschungszentrum Dresden ELBE'de süper-iletken linak kullanılarak gerçekleştirilmektedir (Schwengner, vd., 2005).

Fotonükleer reaksiyonlar fotonun hedefteki çekirdek ile etkileşmesi sonucu meydana gelen reaksiyonlar olarak tanımlanır. Fotonükleer reaksiyonda fotonlar enerjisine göre hareket ederler. Reaksiyon sürecinde yüksek enerjili bir X -ışının (enerjisi nedeniyle γ ışını olarak adlandırılır) enerjisi çekirdek tarafından kısmen ya da tamamen soğurulur ve çekirdeğin uyarılmış duruma geçmesine zorlanır. Çekirdek ile etkileşen fotonların enerjisine ve çekirdeğin nükleon ayırma enerjisine bağlı olarak nötron, proton ya da alfa parçacığı yayımlanabilir. Ayrıca $2n$, döteron, pn , $2p$, trityum gibi yüksek enerji gerektiren parçacıklarda yayımlanabilir. Foton ve çekirdeğin etkileşimiyle (γ, xn) , (γ, xp) , $(x=1,2,3...)$ veya (γ, γ') fotonükleer reaksiyonları gerçekleşebilir (Ağar, 2016).

3.1. Fotonun Soğurulması

Gelen fotonun dalga boyu değişiminden dolayı çekirdeğin elektromanyetik etkileşimi enerjiye bağlıdır. Bir fotonun soğurulması çekirdeğin uyarılmış duruma geçmesine neden olur. Bu durumda uyarılma enerjisine göre çekirdek foton, nötron, yüklü parçacık salınımı meydana getirebilir. Çekirdekte gelen fotonun enerjisine bağlı olarak farklı rezonans (mod) durumları gerçekleşebilir. Cüce dipol rezonans proton ve nötron koruna karşı nötron yüzeyinin titreşmesidir ve nötron yüzey kalınlığı, nötron ayrılma enerjisi, nükleer simetri enerjisi gibi nükleer sistemler hakkında bilgi vermektedir (Mohan, vd., 1971). Cüce dipol rezonans modu 14 MeV (uranyum) ve 26 MeV (lityum) arasındaki enerjilerdedir (Dietrich ve Berman, 1988). Fotonlarla uyarılmış dev dipol rezonansa en fazla katkı elektrik dipol moddan gelir ve bu mod tüm protonların tüm nötronlara karşı kolektif hareketi olarak yorumlanır. Fotonun sahip olduğu enerji dev dipol bölgesinin ilerisinde $E > 30$ MeV'i geçtiğinde diğer etkileşim türleri önemli olur. Tüm nükleonların kolektif uyarımı yerine yüksek enerjili bir foton çekirdek tarafından soğurulursa her bir nükleonun kendi etkileşimi gözlenir. Çekirdeğin toplam soğurma tesir kesitinin büyüklüğü ve enerjiye olan bağımlılığı, döteron benzeri parçalanma şeklinde yorumlanabilmektedir. Bu modele göre foton, diğer nükleonların katkıları olmadan çekirdek içinde nötron-proton çifti ile etkileşime girerek doğrudan nükleon yayınlanmasına sebep olur. Yüksek enerjili fotonlar yalnızca düşük sayıda nükleonla etkileşime girdiğinden dolayı soğurma tesir kesiti dev rezonans bölgesine göre oldukça küçüktür (Cesur, 2015). Fotonükleer reaksiyonda çekirdekte oluşan rezonanslar Şekil 3.1'de gösterilmiştir.

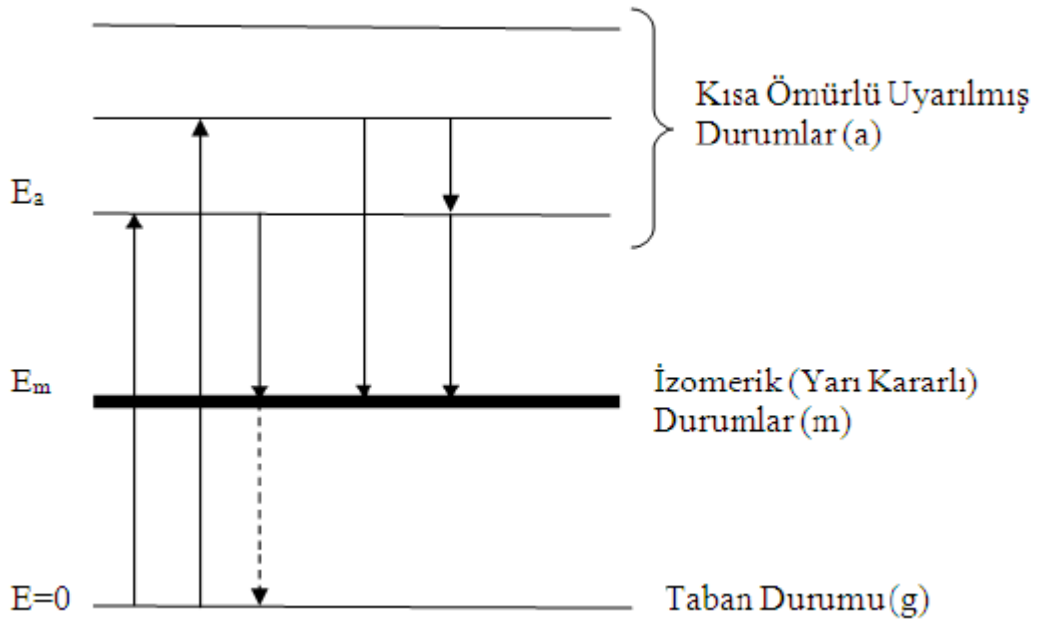


Şekil 3.1. Fotonükleer reaksiyonda çekirdekte oluşan rezonanslar (Segebade, vd., 1988).

3.2 Çekirdeğin Daha Düşük Enerji Seviyelerine Geçiş

Gelen fotonun enerjisine göre, elastik saçılma (γ, γ), inelastik saçılma (γ, γ'), nötron, proton veya yüklü parçacıkların yayınlanması olabilir. Fotoaktivasyon yönteminde, parçalanma reaksiyonları ile parçacık yayınlanması ve azda olsa inelastik saçılma (γ, γ') reaksiyonlarının kullanılmasının nedeni numunenin kalıcı olarak radyoaktif olarak kalmasını sağlayarak numunenin analizi için uygun ölçüm şartlarını oluşturmaktır (Segebade, vd., 1988).

Çekirdeğin enerji seviyeleri kullanılarak inelastik foton saçılmasının fiziksel mekanizması Şekil 3.2’de gösterildiği gibi kolayca anlaşılabilir. İzole edilmiş enerji seviyeleri ve taban durum enerjisi seviyesi arasındaki farka uygun bir enerjiyle gelen fotonun enerjisi çekirdek tarafından soğurulmasıyla çekirdek uyarılmış enerji seviyelerine geçer. Genellikle uyarılmış enerji durumları, daha düşük enerji durumlarına ya da taban duruma geçişlerde çok küçük yaşam süresine sahiptirler (< 1 ns). Bazı çekirdeklerin izomerik durumlarının yaşam süresi geçiş olasılığının çok düşük olmasından dolayı çok uzundur. Çekirdek foton soğurarak kısa ömürlü izomerik duruma uyarılabilir ve böylece izomerik durumlardan yayınlanan ışınlar uygun detektörler yardımıyla ölçülebilir (Eke, 2015).



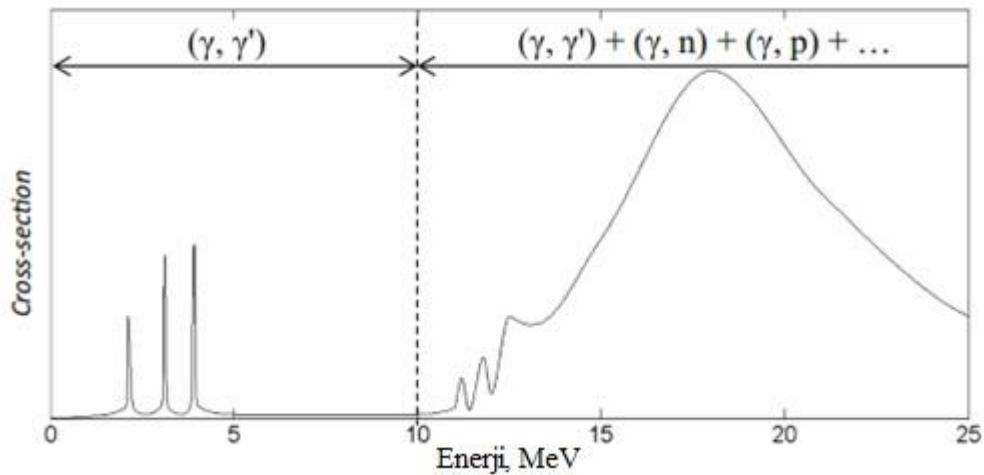
Şekil 3.2. İzomerik durumlara sahip olan çekirdeğin enerji seviyeleri (Eke, 2015; Segebade, vd., 1988).

Pratikte ışınlanan inelastik saçılma reaksiyonunun gerçekleşme olasılığı, fotonötron reaksiyonlarının gerçekleşme olasılığından çok daha küçük olduğundan dolayı inelastik saçılma reaksiyonları ile numune içinde meydana gelen aktivite, fotonötron reaksiyonlarıyla elde edilenden çok daha düşüktür. Bu yüzden inelastik saçılma reaksiyonlarının analitik hassasiyetleri düşüktür (Ertuğay, 2015).

İnelastik foton saçılma reaksiyonlarındaki diğer bir zorluk gelen fotonun çekirdek tarafından rezonans soğurması gerekliliğidir. Gelen fotonun enerjisi ile uyarılmış enerji seviyesi arasındaki enerji 1 eV değerinden daha düşük olması durumunda izole edilmiş enerji seviyelerine geçiş olabilir. Bu zorluğu çözebilmek için, geniş bir enerji aralığına sahip sürekli foton spektrumunun kullanılması gerekmektedir. Uygun sürekli kaynak olarak yüksek enerjili elektronların ağır metal bir hedefe çarptırılması sonucu elde edilen Bremsstrahlung ışınları kullanılır. Bu sayede (γ, γ') reaksiyonları ile aktivasyon analizleri yapılabilmektedir. Gelen elektronun enerjisi Bremsstrahlung ışınlarının maksimum enerjisiyle doğrusal olarak değişmektedir. Gelen fotonun enerjisi arttırılarak, daha yüksek enerji seviyeleri uyarabilir (Segebade, vd., 1988).

3.3. Fotonötron Reaksiyonları

Çekirdeğin uyarılma enerjisi proton, nötron ya da alfa gibi yüklü bir parçacığın bağlanma enerjisinden daha büyük olursa çekirdekten nötron veya yüklü bir parçacık yayımlanabilir. Şekil 3.3'de orta değerde atom numarasına sahip bir çekirdek için 25 MeV'e kadar foton enerji bölgesindeki toplam soğurma tesir kesiti gösterilmiştir (Ağar, 2016).



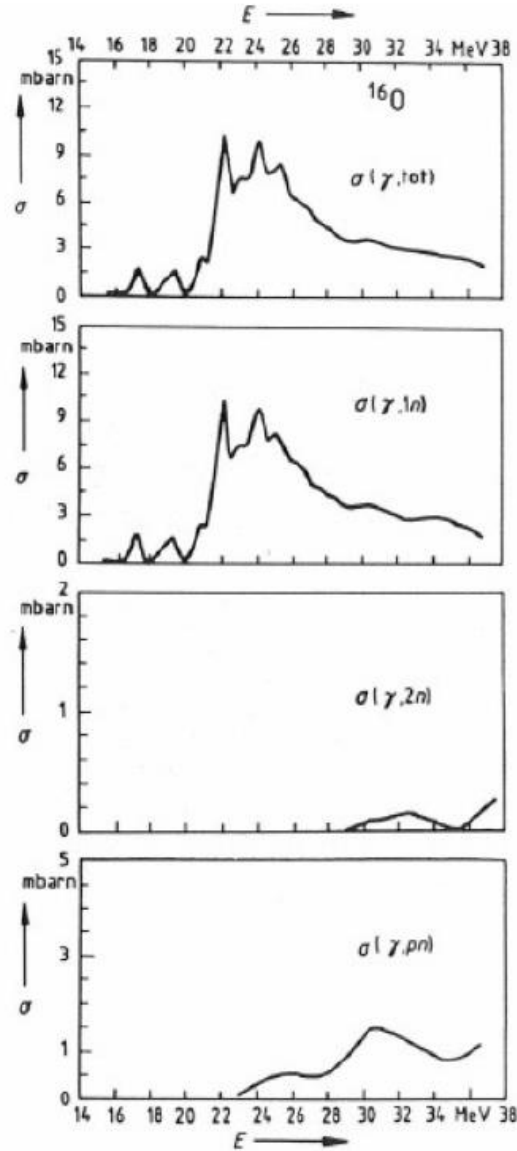
Şekil 3.3. Farklı enerji bölgelerinde gerçekleşen reaksiyonların tesir kesiti (Starovoitova ve Segebade, 2016).

Nükleon ayırma eşiğinin altında cüce dipol rezonans olarak bilinen enerji bölgesinde, elastik ve inelastik saçılmalar toplam soğurma tesir kesitine büyük katkı sağlar. Gerekli olan eşik enerjisinden daha yüksek enerjilerde uyarılan çekirdekler fotonlar yayarak bozunabilir. Eşiğin üzerindeki nükleer seviyelerin ömürleri çok az olduğundan soğurma çizgileri artarak genişler. Daha yüksek enerjilerde nükleer seviyelerin çok küçük olmasından dolayı uyarılmış seviyeler kısmen üst üste biner ve foton soğurması daha yüksek enerjilerde tüm nükleonların kollektif uyarılmalarını sağlar. Bu bölge dev rezonans bölgesi olarak bilinir. Dev rezonans bölgesinde toplam tesir kesitini elastik saçılmalar, inelastik saçılmalar, bir ya da birden fazla nükleon yayınlanması ve yüklü parçacık yayınlanması oluşturur. Coulomb bariyeriyle, orta ve ağır çekirdeklerden proton ve diğer yüklü parçacıkların yayınlanması engellenir. Bu yüzden foton soğurma tesir kesiti, nötron soğurma tesir kesitiyle hemen hemen aynıdır. Fotonötron (γ, n) reaksiyon analitik teknikler için oldukça önemlidir. (Segebade, vd., 1988).

^{16}O izotopunun foto-nötron tesir kesitleri Şekil 3.4’de gösterilmiştir. İlk grafik toplam nötron üretim tesir kesitini diğer grafikler ise bir ya da daha fazla nötron yüklü parçacık yayılımı için kısmi tesir kesitini göstermektedir. Toplam soğurma tesir kesitini aşağıdaki gibi yazabiliriz:

$$\sigma(\gamma, \text{top } n) = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, np) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, 2np) + \sigma(\gamma, 3n) + \dots \quad (3.1)$$

^{16}O ’nın foto-nötron tesir kesitine en fazla katkısı, $^{16}\text{O}(\gamma, n)^{15}\text{O}$ reaksiyonunun sağladığı görülmektedir. Daha yüksek mertebedeki reaksiyonların katkıları ise küçüktür (Ağar, 2016).

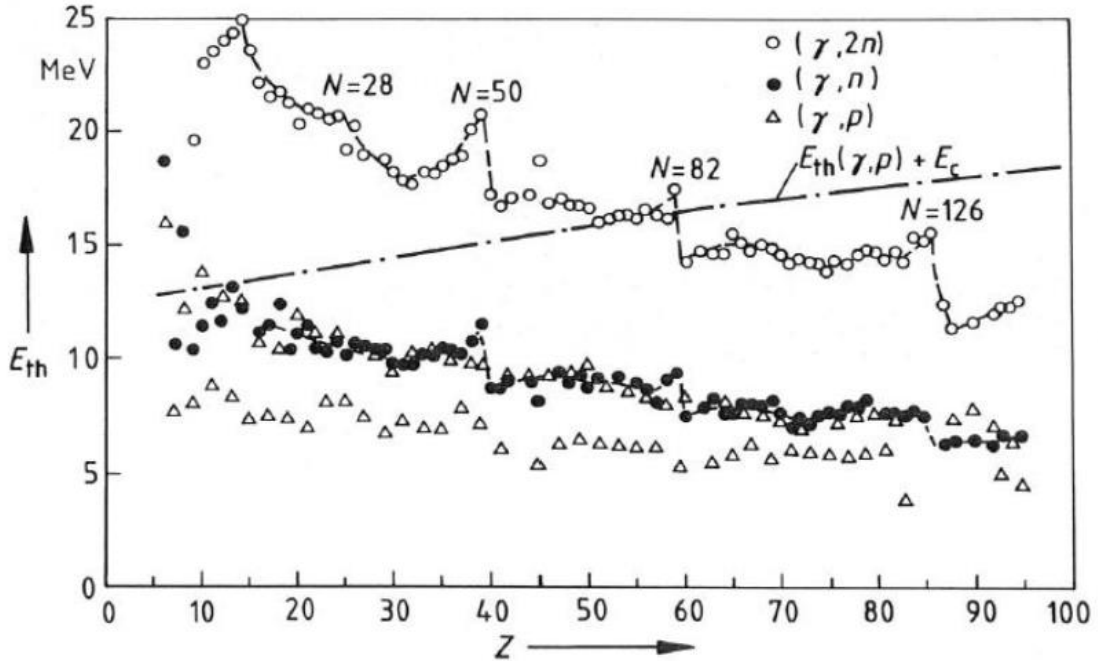


Şekil 3.4. ^{16}O için foto-nötron tesir kesitlerinin gösterimi (Cesur 2015; Segebade, vd., 1988).

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

Toplam foto-nötron tesir kesitine dev rezonans bölgesinde en büyük katkı uyarılmış durumdaki bir çekirdekten tek bir nötronun koparılmasıdır. Bu yüzden dev rezonans bölgesi (γ, n) reaksiyonları tesir kesitleri olarak bilinir. Orta ve ağır çekirdeklerde kısmi tesir kesitleri neredeyse (γ, n) tesir kesitiyle aynıdır. Çünkü Coulomb bariyeri tarafından proton yayınlanması önemli derecede engellenmektedir. Atom numarasına göre fotonükleer reaksiyonların eşik enerjilerinin değişimi aşağıdaki Şekil 3.5’de gösterilmiştir. Eşik enerjileri ağır çekirdekler için 8 MeV’den itibaren yavaş azaldığı, hafif çekirdekler için ise 15 MeV’den itibaren azaldığı görülmektedir.

Ayrıca bazı atom numaralarının (28, 50, 82 ve 126) eşik enerjisi değerlerinde pikler gözlenmektedir ve bu pikler nükleer kabuk yapısını yansıtmaktadır (Ağar, 2016).



Şekil 3.5. Eşik enerjisinin atom numarasına göre değişimi (Eke, 2015; Segebade, vd., 1988).

(γ, n) reaksiyonları ile bazı radyoaktif çekirdekler analitik olarak üretilemezler. Bu durumda $(\gamma, 2n)$ ya da $(\gamma, 3n)$ gibi daha yüksek mertebeli reaksiyonlar kullanılır. $(\gamma, 2n)$ reaksiyonu eşik enerjisi değeri (γ, n) reaksiyonu eşik enerjisi değerinden neredeyse iki kat daha büyük olup ve pik tesir kesiti daha küçüktür. Bu yüzden bu tür reaksiyonlar (γ, n) reaksiyonlara göre analitik ölçümlerde daha az gerçekleştirilir. Lineer hızlandırıcılar ile üretilen fotonların kullanılmasıyla uyarılan aktivite daha yüksek bir elektron enerjisinin kullanılmasıyla artırılabilir. Çünkü etkin tesir kesiti Bremsstrahlung enerjisi, üretilen foton spektrumu ile tesir kesiti eğrisinin daha uygun şekilde üst üste gelmesinden dolayı artar (Segebade, vd., 1988).

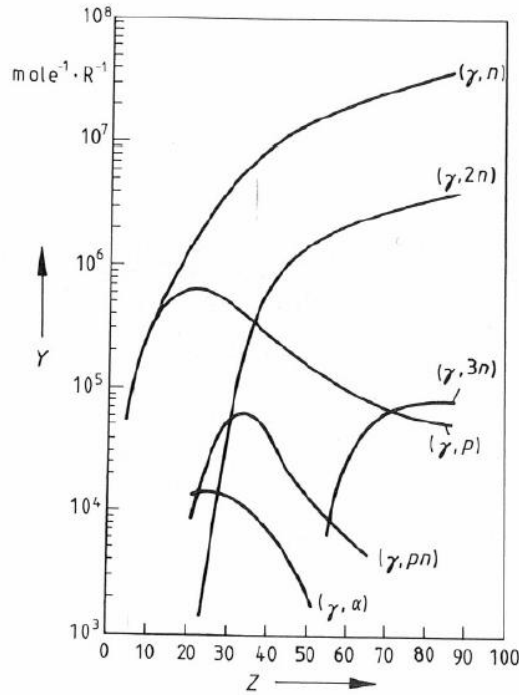
3.3.2 Yüklü parçacık yayan reaksiyonlar

Uyarılmış çekirdekten yüklü parçacıkların yayınlanması, nükleer kuvvetler ve Coulomb bariyeri tarafından engellenir. Çekici kuvvetler fotonükleer reaksiyonların eşik enerjisi ile aynı olan parçacıkların bağlanma enerjisinden sorumludur. Gelen fotonun enerjisi yüklü parçacıkların bağlanma enerjisinden fazla olsa da yüklü parçacık yayınlama ihtimali düşüktür. Çünkü parçacık yayınlanmasını Coulomb bariyeri olarak bilinen elektrostatik potansiyel duvarı engeller. Ancak

kuantum mekaniksel tünelleme etkisiyle yüklü parçacıkların bu engeli aşma olasılığı vardır. Eşik enerjisinin üzerinde fotonükleer reaksiyonlar ile yüklü parçacıkların üretimi için reaksiyon tesir kesiti oldukça yavaş artar. Fakat fotonun enerjisi Coulomb engelini aşması durumunda reaksiyon tesir kesiti hızlı bir şekilde yükselir (Segebade, vd., 1988).

3.4. Fotonükleer Reaksiyon Ürünleri

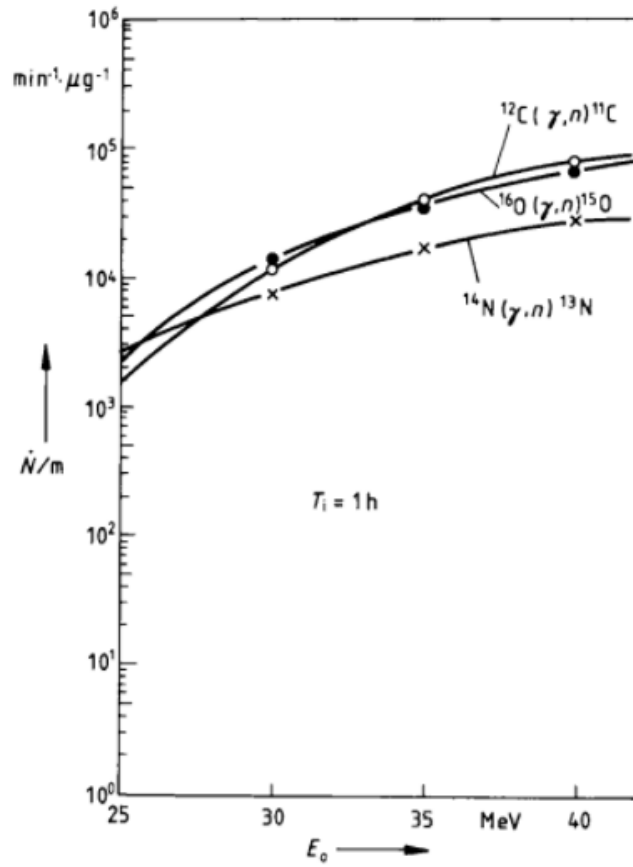
Fotonükleer reaksiyon ürünleri, ışınlama süresi ve diğer fiziksel ışınlama değişkenleriyle farklı şekillerde tanımlanabilir. Standart ışınlama koşulları altında sabit bir ışınlama zamanı sonundaki aktivitenin kullanılması analitik uygulamalarda daha uygundur. Farklı fotonükleer reaksiyon tiplerinin karşılaştırılması Şekil 3.6’da gösterilmiştir (Cesur, 2015).



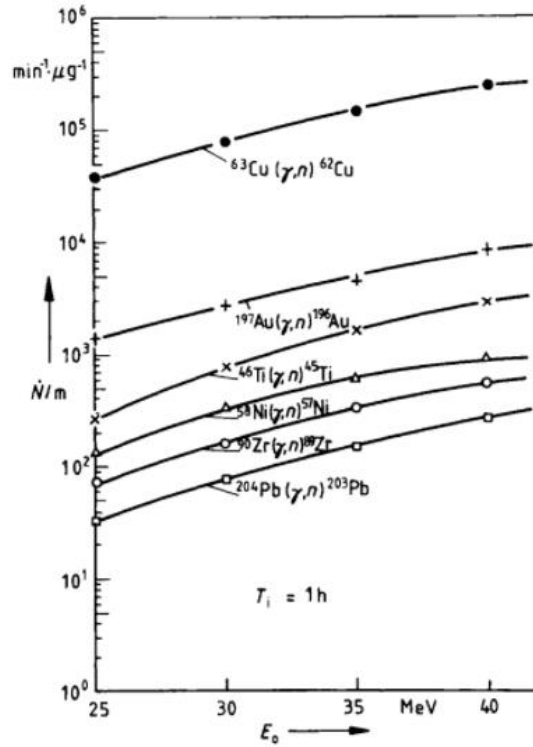
Şekil 3.6. 30 MeV’lik Bremsstrahlung için atom numarasına göre fotonükleer reaksiyon ürünleri (Cesur, 2015; Segebade, vd., 1988).

Buradaki radyasyon kaynağı 30 MeV’lik değere sahip elektronlarla ışınlanan platin bir Bremsstrahlung dönüştürücüdür. Yalnızca nötron üretilen (γ, n) , $(\gamma, 2n)$ ve $(\gamma, 3n)$ reaksiyonları için ürün eğrileri atom numarasına göre monoton olarak artar. (γ, n) reaksiyonunun ürünü diğer reaksiyonlardan $(\gamma, 2n)$ ve $(\gamma, 3n)$ daha yüksektir. Atom numarası 20’ye kadar olan (γ, p) reaksiyonlarının ürünü (γ, n) ürünüyle hemen hemen aynıdır. Ancak yüksek atom numaralarında Coulomb bariyerinden dolayı (γ, p) ürün eğrisi hızla azalarak $(\gamma, 3n)$ eğrisinin altında kalır. Yüklü

parçacık yayınlanması durumunda ürün eğrisi ilk olarak maksimuma ulaşır daha sonra yüksek atom numaralarında monoton olarak düşer. (γ, α) , (γ, an) ve (γ, np) reaksiyonlarının ürün değerleri o kadar düşüktür ki analitik uygulamalarda çok az sayıda durum için kullanılabilir (Cesur, 2015). Bazı temsili (γ, n) reaksiyonlarının ölçülen ürün eğrileri ve bir saatlik ışınlamadan sonra hedef elementin kütle başına bozunma hızı Şekil 3.7 ve Şekil 3.8’de Bremsstrahlung enerjisinin bir fonksiyonu olarak gösterilmiştir.



Şekil 3.7. Bremsstrahlung enerjisinin fonksiyonu olarak (γ, n) reaksiyonları için ürün eğrileri-1 (Cesur, 2015; Segebade, vd., 1988).



Şekil 3.8. Bremsstrahlung enerjisinin fonksiyonu olarak (γ,n) reaksiyonları için ürün eğrileri-2 (Cesur, 2015; Segebade, vd., 1988).

Hafif elementler için özgül aktivite 25 MeV'den 40 MeV'e kadar Bremsstrahlung enerjisinde artış göstermektedir. Bunun sebebi Bremsstrahlung üretiminin sabit akımlı elektron enerjisiyle artması ve Bremsstrahlung foton spektrumunun tesir kesiti eğrisiyle daha iyi örtüşmesindendir. Ağır elementlerde elektron enerjisindeki artış, hafif elementlere nazaran çok fazla değildir. Şekil 3.7 ve Şekil 3.8'den elde edilen ürün değerlerinde Şekil 3.6'daki gibi atom numarasıyla birlikte monoton bir artış gözlenmez. Bu durum farklı ürün nüklitlerinin yarı-ömürleri dikkate alındığında açıklanabilir. Yarı-ömür değeri ışınlama süresinden çok daha yüksek ise maksimum aktivitenin (doygunluk değeri) çok küçük bir bölümü gerçekleşebilirken kısa yarı-ömürlü nüklitler bir saatlik ışınlamayla neredeyse doyuma erişebilmektedirler. Buna göre kimyasal elementin belirlenmesi için gerçekleştirilebilir olan analitik hassasiyet hem fotonükleer reaksiyonun etkin tesir kesitine hem de ışınlama süresi, ürün nüklitin yarı-ömürü ve analiz edilen elementteki hedef çekirdeklerin izotopik bolluklarına bağlıdır. Şekil 3.7 ve Şekil 3.8'e göre bir elementin analizi için ideal elektron enerjisi hızlandırıcının maksimum enerjisine eşittir. Çok yüksek enerjilerde, girişim yapan daha yüksek mertebeli birçok fotonükleer reaksiyon gerçekleşir ki bunlar analizi özellikle kompleks numunelerin çoklu element analizlerini önemli ölçüde etkileyebilir. Uygulamada ideal ışınlama enerjisi daima iyi bir analitik hassasiyet ve yeterince

düşük girişim arasında bir orta yoldur. Özellikle 30 MeV'lik bir elektron enerjisi çoklu element analizleri başta olmak üzere çoğu problemler için uygun bir değere karşılık gelmektedir (Cesur, 2015).

3.5. Fotonükleer Reaksiyonlarla Üretilen Radyonükleitler

Fotonükleer reaksiyonlarda analitik olarak faydalı olmayan radyonükleitler H elementinden B elementine kadar üretilenlerdir. Saf β^+ yayıcılar, karbon, azot, flor ve oksijenden (γ, n) reaksiyonlarıyla üretilir. Bu radyonükleitler gama ışını nükleitleriyle analiz edilemezler, ancak belirsiz olan ve radyoaktif çekirdeklerden yayınlanan pozitronlardan kaynaklanan 511 keV'lik yok olma radyasyonu ile belirlenebilirler. Pozitronun çevredeki materyallerden bir elektron yakalamasıyla yok olma gerçekleşir. Zıt yönlü iki foton eş zamanlı olarak 511 keV değerinde oluşur. Flor'a kadar olan hafif elementlerin analizinde yalnızca 511 keV değerinde yok olma radyasyonu olduğundan bu elementler için kimyasal ayırma işlemi yapılmalıdır. Orta ve ağır çekirdeklerde ise genellikle radyonükleitler, çekirdekler için karakteristik olan gama radyasyonu yayınlayan fotonükleer reaksiyonlar ile üretilir. Yüksek çözünürlüklü gama ışını spektroskopisi kullanılarak karakteristik gama radyasyonu sayesinde orta ve ağır çekirdeklerin element analizlerini yapmak mümkündür. Foto-nötron reaksiyonlarıyla $((\gamma, n), (\gamma, 2n)$ vb.) hedef elementin kararlı çekirdeklerinden nötron fakiri çekirdekler üretilir. Orta ve ağır atom numarasına sahip nötron fakiri radyonükleitler β^+ yayını ve elektron yakalama sayesinde bozunurlar. Çoğunlukla elektron yakalama ve gama yayınlama yoluyla taban duruma geri dönen uyarılmış durumdaki bir bozunum ürünü oluşturur. Pozitron yayınlanması yerine, çekirdek genellikle K-elektronunu yakalar ve böylece K-kabuğunda bir elektron boşluğu bırakır. Elektron boşluğu daha üst seviyedeki kabukta bulunan elektron tarafından doldurulduğunda karakteristik X-radyasyonu meydana gelir veya bir Auger-elektronu yayınlanır. Ağır çekirdeklerde öncelik X-radyasyonudur. X-ışınının enerjisi atom sayısının karesiyle orantılıdır. X-ışını spektroskopisi ağır elementler söz konusu olduğunda gama ışını spektroskopisine alternatif olarak kullanılabilir. Çünkü X-ışını fotonları yaklaşık 80 keV'lik enerjiye sahiptirler ve yayınlanma olasılıkları oldukça yüksektir. Hedef element birkaç kararlı izotopa sahipse, foto-nötron reaksiyonlarıyla bu elementlerden β^- yayınlayan radyonükleitler üretilir ve gama ışını spektroskopisiyle analizi yapılabilir. Ayrıca fotoaktivasyon analizinde β^- aktif radyonükleitlerin en önemli üretim modu, çekirdekteki proton sayısını düşüren ve nötron zengini radyonükleitler oluşturan (γ, p) reaksiyonudur. Gama spektroskopisiyle birçok durumda bu radyonükleitler analiz edilebilir. Reaksiyon ürünü uzun yarı-ömürlü izomerik duruma sahipse, reaksiyon ürününden meydana gelen gama radyasyonunun analizi laboratuvarında yapılabilir. Bu analiz özellikle reaksiyon ürününün izomerik durumdaki

kararlı bir nükleit olduğu durumlarda daha basittir. Reaksiyon ürünü izomerik bir duruma sahipse kararsızdır. Fotonükleer reaksiyondan dolayı izomer gama yayınlamayla birlikte kendi kararsız olan taban durumuna geçerek taban durum bozunum ürününün uyarılmış durumuna dönüştürülür. Bazı durumlarda ise izomerik reaksiyon ürünü bozunum ürününe direkt olarak dönüştürülür. Bu durumda gama radyasyonu ürün taban durumuna geçmesinden dolayı gerçekleşir. Bölünebilir bir çekirdek yüksek enerjili fotonlarla uyarılırsa fisyon yoluyla çekirdek daha düşük enerji seviyelerine geçebilir. Atom numarası düşük elementlerden ağır elementlere kadar geniş bir radyonükleit spektrumu üretilir. Bu ürünler genellikle β^+ yayıcılarıdır. Gama ışın spektrumu radyoaktif fisyon ürünlerinin çeşitliliği nedeniyle oldukça karmaşıktır. Bu yüzden foto-fisyon reaksiyonu bölünebilir elementlerin analizi için sınırlı değerlerdedir. Nötron indüklemeye reaksiyonlarından sorumlu olan nötron kaynağı elektron hızlandırıcısının Bremsstrahlung dönüştürücüsüdür. Dönüştürücüdeki ağır metal sayesinde Bremsstrahlung yoluyla fotonötronlar üretilerek numunenin ışınlama pozisyonunda önemli bir nötron akısı elde edilir. Bremsstrahlung dönüştürücüsü etrafındaki materyal nötron spektrumunun şeklini belirler. Ayrıca düşük enerjili birincil fotonötronlar materyal etrafındaki birincil nötronların yavaşlatılmasıyla üretilir. Bu yüzden numune içinde iki tip nötron kaynaklı reaksiyon oluşabilir. (n,γ) reaksiyonları düşük enerjili nötronlar yakalanabilirler ve yeterince yüksek enerjili nötronlar eşik reaksiyonları $((n,p), (n,\alpha))$ süreçleri gibi indükleyebilirler. (n,γ) reaksiyonlarıyla, (γ,n) reaksiyonlarının aksine nötron zengini β^- yayıcıları üretilir (Segebade, vd., 1988; Ertuğay, 2015).

3.6. Aktive Edici Radyasyon Kaynakları

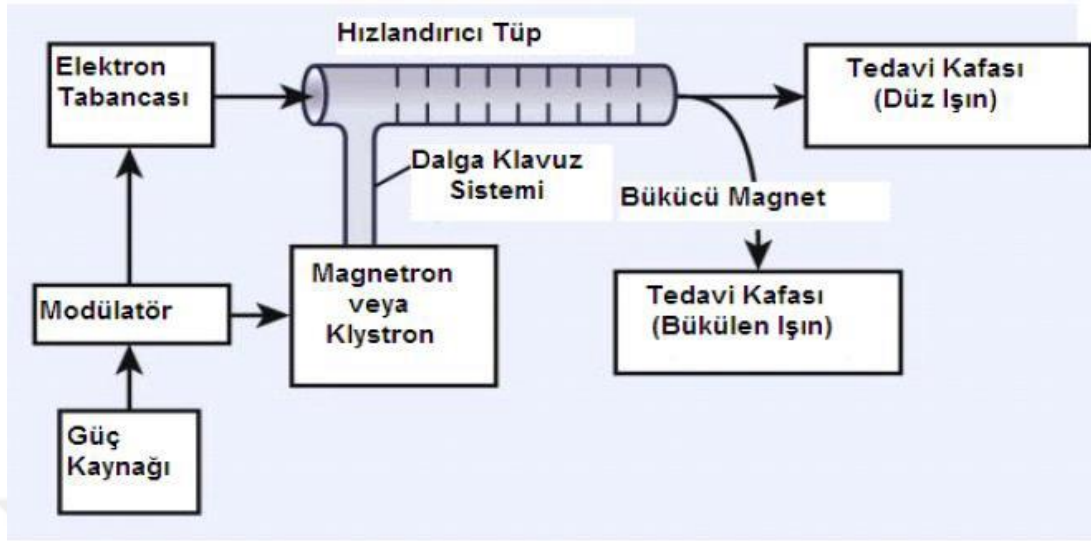
Radyonükleit kaynaklar fotoaktivasyon analizi için kullanılan ilk kaynaklardır (Gaudin vd., 1950; Gaudin ve Pannell, 1951). Güçlü ^{124}Sb gama radyasyon kaynakları da bir çok uygulamada kullanılarak rapor edilmiştir. Nükleit ışınlamıyla ilk izomerik durumların foto uyarılmalarında ^{226}Ra (Goldhaber, 1939), ^{182}Ta ve ^{60}Co kaynakları kullanılmıştır (Harbottle, 1954). ^{60}Co laboratuvar uygulamalarında kullanılan en güçlü kaynaktır (10^{13} Bq'dan 10^{15} Bq'ya kadar). Bu kaynakların kullanımı analitik hassasiyete ulaşmada, aktive edici radyasyonun uygun olmayan enerjisinden dolayı sorun yaratabilir. Normalde hedef nükleitlerin soğurma rezonans seviyelerini nükleitlerin gama enerjileri uyarmaz. Bu yüzden radyonükleit aktivasyon kaynaklarının kullanımıyla yalnızca Compton saçılması nedeniyle aktive edici radyasyondan faydalanılabilir (Cesur, 2015). Çizelge (3.1)'de Foto uyarmada kullanılan gama ışın kaynağı izotopları özetlenmiştir.

Çizelge 3.1. Foto uyarmada kullanılan gama ışın kaynağı izotopları (Cesur 2015; Segebade, vd., 1988).

İzotop	Yarı-Ömür	Aktivite (Bq)	Üretilen İzomerler
^{60}Co	5.27 yıl	$4 \cdot 10^{14}$	^{115m}In
^{60}Co	5.27 yıl	$6 \cdot 10^{12} - 7 \cdot 10^{13}$	^{115m}In
^{60}Co	5.27 yıl	$7 \cdot 10^{13}$	^{111m}Cd
^{60}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}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}Co	5.27 yıl	$2 \cdot 10^{14} - 4 \cdot 10^{14}$	$^{77m}\text{Se},$
^{60}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}Ta	115 gün	$5 \cdot 10^{13}$	^{115m}In
^{116m}In	56 dakika	verilmemiş	$^{79m}\text{Br}, ^{107m}\text{Ag}, ^{109m}\text{Ag}, ^{115m}\text{In},$
^{24}Na	15 saat	$7 \cdot 10^{12}$	^{167m}Er

3.7. Lineer Elektron Hızlandırıcı

Lineer elektron hızlandırıcılar elektronları yüksek frekanslı elektromagnetik dalgaları kullanarak lineer ve havası boşaltılmış bir tüp boyunca yüksek enerjiye ulaşıncaya (4 MeV'den 25 MeV'e) kadar hızlandırarak, X-ışınları ve yüksek enerjili elektronların elde edildiği cihazdır (Khan, 1994). Genel olarak "LINAC" olarak adlandırılır ve sağlık fiziği ile nükleer fizikte kullanılmaktadır. 1928 yılında ilk çalışan LINAC rapor edilmiştir (Wideroe, 1928). Civa iyonları için 1930'lu yıllarda (Sloan ve Lawrence, 1931) 1 MeV'den fazla ve elektronlar için yaklaşık 2.5 MeV civarında enerjiler üretebilen makinalar yapıldı (Beams ve Snoddy, 1933; Beams ve Trotter, 1934; Trotter ve Beams, 1935; Sloan ve Coates, 1934). İlerleyen yıllarda Amerika-Stanford'da 20 GeV'den fazla elektron enerjilerine çıkmayı başaran LINAC'lar yapılmıştır (Chodorow, vd., 1955; Ginzton, vd., 1948; Slater, 1948). Şekil 3.9'da Lineer hızlandırıcının temel bileşenleri ve yardımcı sistemleri gösterilmektedir.

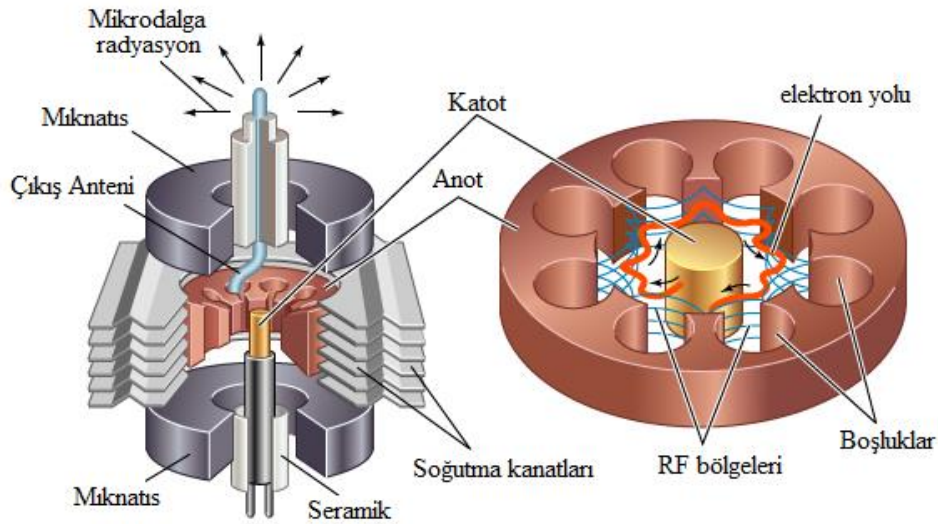


Şekil 3.9. Bir lineer hızlandırıcının çalışma düzeneği (Khan, 2003).

Bir lineer hızlandırıcının çalışma prensibi kısaca şöyledir. Güç kaynağı kullanılarak modülatöre doğru akım (DC) şeklinde güç sağlanır. Modülatör şebekeye içinde bulunan thytron lambaları ile elde edilen pulslu akım sağlar. Modülatörden gelen birkaç mikro saniyelik yüksek voltajlı pulslu akım eş zamanlı olarak elektron tabancasına ve magnetron veya klystrona gönderilir. Magnetron yüksek güçlü bir osilatör gibi çalışabilen ve mikrodalga üreten bir cihazdır. Klystron üretilen mikrodalgaları güçlendirir ve osilatörde üretilen dalganın genliğini yükseltir. Üretilen mikrodalgalar (frekansı yaklaşık 3000 MHz) iç tarafı bakır disklerle ayrılmış bakır tüplerden oluşan hızlandırıcı tüpe dalga kılavuzu sistemi ile aktarılır. Ayrıca elektron tabancasında tungsten flamanın ısıtılmasıyla üretilen elektronlar, yaklaşık 50 keV civarında enerji kazandırılarak hızlandırıcı tüpün içerisine gönderilmektedir. Elektronlar tüp içerisinde mikrodalgaın elektromanyetik alanı ile etkileşir ve sinüsel elektrik alanla enerjileri yükseltilir. Yüksek enerji elektronlar hızlandırıcı tüpün çıkış penceresinden çıkarken yaklaşık 3 mm çapı olan huzme şeklindedir. 6 MV gibi düşük enerjili lineer hızlandırıcılarda kısa hızlandırma tüpü bulunurken yüksek enerjili lineer hızlandırıcılarda yatay olarak yerleşmiş uzun tüp bulunmaktadır. Elektronlar, hızlandırıcı tüp ve hedef arasında uygun bir açıyla saptırılarak hedef üzerine ya da hızlandırıcı tüpün dışına gönderilmektedir. Elektron demetinin tam eğimi, saptırıcı mıknatıslar, odaklama bobinleri ve diğer bileşenlerden oluşan demet geçiş sistemiyle gerçekleştirilir. İstenilen ışının oluşturulması aşamasındaki saçılmayı önlemek için lineer hızlandırıcının kafa bölgesinde kolimatör ve hedef düzleştirici filtre kullanılır. Yüksek enerjili elektronlar tedavi amaçlı olarak kullanılabilirdiği gibi tungsten veya bakır karışımı metal hedefe

çarpıtılmasıyla oluşan Bremsstrahlung-frenleme ışınlarından yüksek enerjili X-ışınları oluşturmada da kullanılabilir (Hasanoğlu, 2016; Dirican, 2008a; Dirican, 2008b; Khan 1994).

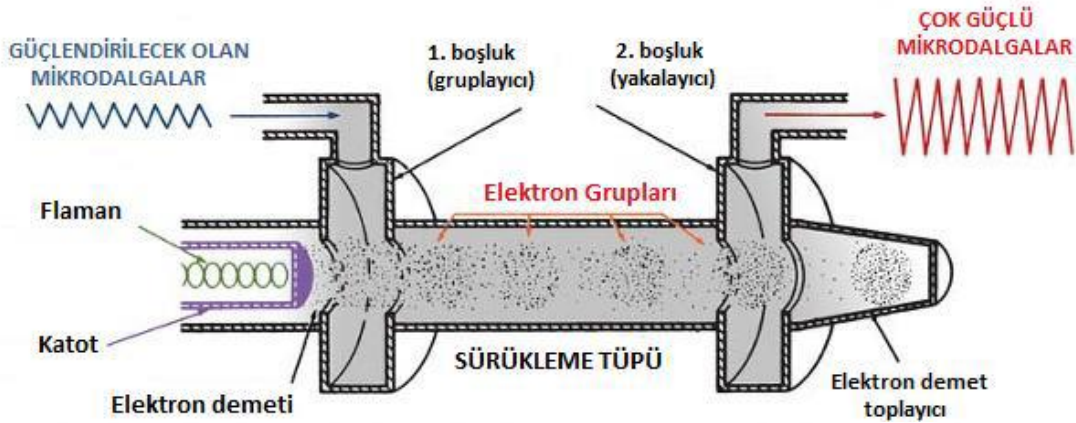
Lineer hızlandırıcılarda magnetron ve klystron olarak adlandırılan iki tür mikro dalga güç kaynağı bulunmaktadır. Bu hızlandırıcılarda gerekli olan elektromanyetik dalga gücü 2-10 MW arasındadır. Magnetron mikrodalga üretebilen bir cihazdır ve birkaç mikrosaniyelik mikrodalgalı pulsları meydana getirerek yüksek voltajlı osilatör olarak çalışır. Magnetronda oluşturulan her pulstaki mikrodalgaların frekansı yaklaşık 3000 MHz'dir. Silindirik bir yapıya sahip olan magnetronun merkezinde bir katot ve bakır bir anot bulunmaktadır (Şekil 3.10). Anot ve katot arasındaki hava boşaltılmış olup, içten tellerle ısıtılan katotta elektronlar termoiyonik yayımla iletilir. Boşluk düzlemine dikey yönde durgun bir manyetik alan oluşturularak anot-katot arasında pulslu bir doğru akım elektrik alanı uygulanır. Katottan yayılan elektronlar, uygulanan elektrik alanın etkisiyle anota doğru hızlandırılır. Elektronlar, manyetik dalganın eş zamanlı etkisiyle mikrodalgalar halinde enerji yayarak rezonans boşluklara doğru karmaşık spiraller şeklinde hareket eder. Dalga kılavuzu sayesinde mikrodalga pulslar hızlandırıcı tüpüne yönlendirilir (Kavun, 2017).



Şekil 3.10. Magnetronun iç yapısının gösterimi (Kavun, 2017).

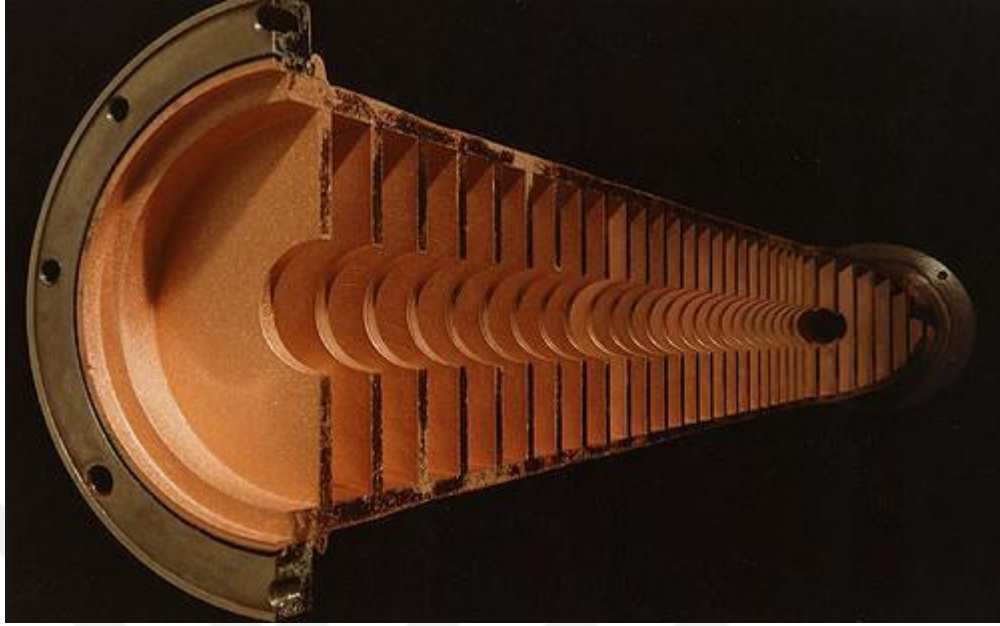
Klystron mikrodalga üreticisinden ziyade mikrodalga yükselticisidir ve düşük enerjili bir mikrodalga osilatörü ile çalıştırılmalıdır. Şekil 3.11'de kesiti gösterilen iki boşluklu klystronda, katottan koparılan elektronlar gruplayıcı boşluğa doğru negatif puslu voltaj ile hızlandırılır. Mikrodalgalar boşluklar arasında alternatif bir elektrik alan meydana getirir. Bu elektrik alanın

etkisiyle elektronların hızı değiştirilir. Bazı elektronlar hızlanırken bazı elektronların hızı değişmez. Bazı elektronlar yavaşlar ve yavaşlayan elektronlara hızlanan elektronların yetişmesiyle sürüklenme tüpü içerisinde geçen hızları değiştirilmiş elektron demeti oluşur. (Khan, 2010; Gülmen, 2011). Elektron demeti ikinci boşluğa ulaştığında boşluğun uçlarındaki yüklerle uyarılarak geciktirilmiş bir elektrik alan oluşturulur. Böylece elektronlar yavaşlar ve enerjinin korunumundan dolayı elektronların kinetik enerjileri yüksek voltajlı mikrodalgaya dönüşür (Ağar, 2016).



Şekil 3.11. Klystronun iç yapısı (Khan, 2010).

Dalga kılavuzları mikrodalgaların iletiminde kullanılan içerisindeki havası boşaltılmış dikdörtgen ya da daire kesitli yapılardır (Şekil 3.12). Doğrusal hızlandırıcılarda (Linac) iki tip dalga kılavuzu kullanılır: Radyofrekans (RF) güç iletimi dalga kılavuzları ve hızlandırıcı dalga kılavuzlarıdır. Güç iletimi dalga kılavuzları, güç kaynağından elektronların hızlandırıldığı hızlandırıcı dalga kılavuzlarına RF gücünü iletir. Elektronlar, yüksek güç radyofrekans alanlarından enerji transferiyle hızlandırıcı dalga kılavuzunda hızlandırılır. Yüksek güçlü radyofrekans alanları hızlandırıcı dalga kılavuzuna kurulmuş olup RF güç jeneratörleri ile üretilir. Hızlandırıcı dalga kılavuzunun en basit türü, tüp boyunca eşit mesafelerde yerleştirilen, merkezdeki dairesel boşluklar aracılığıyla bir dizi diskler ekleyerek silindir şeklinde tek düze bir dalga kılavuzundan elde edilir. Bu diskler dalga kılavuzunu bir dizi silindir boşluklara ayırır, bu boşluklar hızlandırıcıda bulunan hızlandırıcı dalga kılavuzunun temel yapısını şekillendirir. Hızlandırıcı kılavuzu boşluklar arasındaki mikrodalga gücü dağıtır veya birleştirir ve elektronların hızlanması için elektrik alan sağlar (Podgorsak, 2005).



Şekil 3.12. Dalga kılavuzu (<https://www.flickr.com/photos/capstan/294735226/>).

Elektron tabancası hızlandırıcı dalga kılavuzu için gerekli olan elektronun sağlandığı kaynaktır (Şekil 3.13). Medikal hızlandırıcılarda elektronların kaynağı olarak diod ve triod şeklinde iki tip tabanca vardır. Elektronlar ısıtılmış katottan termo-iyonik olarak iletildikten sonra bükülmüş bir odaklama elektrotla bir kalem demetinin içine odaklandırılıp dalga kılavuzuna sürüklenmek üzere anota doğru hızlandırılırlar (Podgorsak, 2005).



Şekil 3.13. Elektron tabancası (<http://lampes-et-tubes.info/sp/sp168.php?l=e>).

Düşük enerjili X-ışınları üreten sabit dalga kılavuzlu hızlandırıcılarda hızlandırıcı tüp radyasyon demetinin merkezi eksenine paralel yerleştirilir. Kısa tüp boyundan dolayı elektronların demet yönlendirmesine gerek yoktur. Bununla birlikte neredeyse bütün hareketli dalga hızlandırıcılı ve yüksek enerjili sabit dalga kılavuzlu hızlandırıcılarda kılavuz boyu uzun olup yaklaşık 1.5 m'dir. Bu tür cihazlarda tüp demet eksenine dik yerleştirilerek kılavuz sonuzda hızlandırılmış elektronlar hızlandırıcı başlığına yönlendirilir (Okutan, 2010).

Lineer hızlandırıcılarda elektron doğrusal hızlandırıcı başlığı, elektronların başka bir materyal ile etkileşebildiği yerdir. Kurşun, tungsten veya kurşun-tungsten karışımı gibi kalın kabuklu, yüksek yoğunluklu ve elektronla etkileşim sonucu oluşacak ısıya karşı dayanıklı bir materyalden meydana gelmektedir. Hızlandırıcı başlığında ayrıca fotonların şekillendirilmesi, lokalize edilmesi ve izlenilmesi için bir X-ışını hedefi, düzleştirici filtre, iyon çemberi, sabit ve hareket edilebilir kolimatör gibi özel yapılar mevcuttur. Yeterli bir zırhlamayla radyasyon sızıntısına karşı korunma sağlanır (Khan, 1994).

Elektron demetleri veya X-ışınları, Bremsstrahlung fotonu üretmek için birinci kolimatörler aracılığıyla hizalandırılarak düzleştirilmiş filtreden geçerek doz izleme çemberine ulaşır. Bu çember birkaç iyon çember ya da çok plakalı tekli bir iyon çemberden oluşur. Doz izleme çemberi tüm demeti kapsayacak şekilde düz paralel plakalı veya silindirik şeklinde tercih edilmektedir. İyon çemberi doz oranını, bütünleşmiş dozu ve alan simetrisini izleme gibi fonksiyonları vardır. Çemberlerin iyon verimi, foton demetlerin pulslu yapıda olması ve çemberler içerisinde yoğun radyasyon alanı bulunmasından dolayı sürekli ölçülmeli ve doz oranları izlenmelidir. Çemberin elektrotlarına çemberin tasarımına bağlı olarak 300 V ile 1000 V arasında voltaj uygulanmaktadır. Foton demetleri iyon çemberini geçtikten sonra hareket edebilen X-ışını kolimatörüyle hizalanır. Bu kolimatörler tungsten ya da kurşundan yapılmış iki çift metal bloğundan oluşur ve foton demetini 0x0 cm'den 40x40 cm'ye kadar dikdörtgen açıklıkla hizalayabilir. Hızlandırıcının başlığında bulunan ışık sistemi ile bu açıklık ayarlanır. Bir ayna kombinasyonu ve blok-çember arasındaki ışık kaynağının, ışık demeti yansıtmasıyla radyasyon alanı ayarlanır. Lineer hızlandırıcıdaki elektronlar, tungsten gibi büyük atom numarasına sahip bir hedefe çarptığında Bremsstrahlung foton demeti oluşur. Çarpışma olasılığını arttırmak için çarptırılan hedef oldukça kalın olmalıdır. Bremsstrahlung tipli etkileşimle oluşan foton enerjisi, gelen elektronlarınkine eşit ve maksimum enerjiye sahip X-ışınlı bir spektruma çevirir. Demetin ortalama foton enerjisi yaklaşık olarak maksimum enerjinin üçte biri kadardır (Ağar, 2016; Kavun, 2017).

4. MATERYAL VE METOT

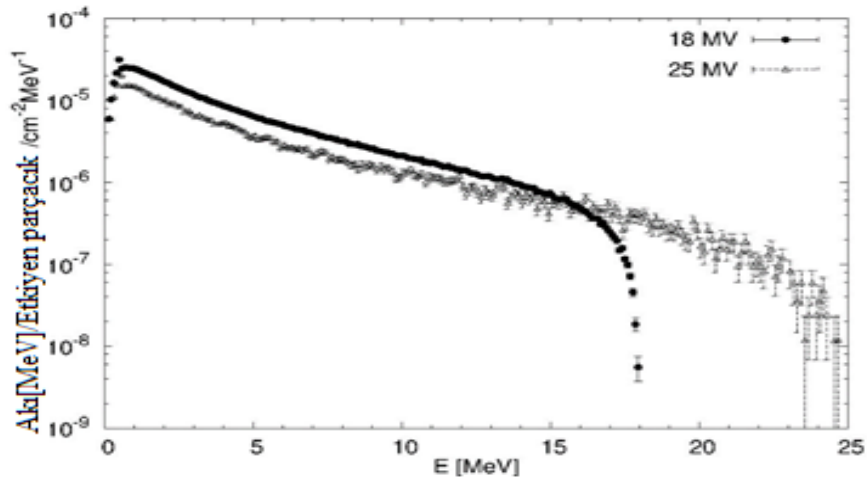
Fotonükleer reaksiyon ile analiz edilecek olacak rubidyum ve baryum örnekleri için gerekli olan deneysel düzenek; klinik elektron lineer hızlandırıcısı, yüksek saflıkta germanyum detektörü (HPGe) ve bilgisayar ekipmanlarından oluşmaktadır. Çalışmanın deneysel kısmında hedef çekirdeklerin ilk önce aktivasyonu sağlanmıştır. Daha sonra ise fotonükleer reaksiyon sonucu oluşan ürün çekirdeklerin sayımı yapılarak enerji değerleri ile yarı-ömür değerleri hata oranlarıyla birlikte elde edilmiştir.

4.1. Deneyde Kullanılan Klinik Lineer Hızlandırıcı

Bu tez çalışmasında aktivasyon için kullanılan frenleme (Bremsstrahlung) fotonları, Şekil 4.1’de gösterilen Akdeniz Üniversitesi Nükleer Bilimler Uygulama ve Araştırma Merkezinde bulunan ve tedavi amaçlı kullanılan, Philips SLI-25 marka klinik elektron lineer hızlandırıcıdan (c-LINAC) (Elekta, 2003) üretilmiştir. Bu hızlandırıcının çalışma prensibi kısaca şöyledir: Hızlandırıcıdaki birincil elektron demetleri, yaklaşık olarak 50 keV demet enerjisine ve 400 Hz frekansta 2.2 μ s puls genişliğine sahip elektron tabancasıyla elde edilmiştir. Üretilen elektronlar daha sonra bakır bir kavite içerisinde yaklaşık 5 MW üst sınır gücünde 3 GHz’lik frekansa sahip radyofrekans (RF) dalgaları tarafından hızlandırılır. Hızlandırılan elektronlar kuadrapol magnet ve bükücü (bending) magnetler ile odaklanarak, 3 mm kalınlığındaki tungsten hedefine çarptırılır ve Şekil 4.2’deki gibi frenleme (Bremsstrahlung) fotonları elde edilir. c-LINAC sayesinde üretilen sürekli spektrumlu Bremsstrahlung fotonları 4, 6, 18 ve 25 MeV aralığındaki uç nokta enerjisine sahiptir (Boztosun, vd., 2014).



Şekil 4.1. Philips (Elekta TM Synergy) SLI-25 marka klinik elektron lineer hızlandırıcı.



Şekil 4.2. 18 MeV ve 25 MeV’lik nihai enerjilerde üretilen foton dağılımları (Boztosun, vd., 2015).

Bu tez çalışmasındaki c-LINAC ile elde edilen Bremsstrahlung foton dağılımı, sürekli bir enerji spektrumuna sahip olduğundan fotonükleer reaksiyon deneylerinin yapılmasına olanak sağlamaktadır. c-LINAC’a ait işletim özellikleri Çizelge 4.1’de verilmiştir.

Çizelge 4.1. c-LINAC’a ait işletim özellikleri (Ağar, 2016).

Elektron kinetik enerjisi	6 - 25 MeV
Elektron puls genişliği	0.5 - 4 μ s
Puls oranı	60 – 400 Hz
Demet akımı	300 μ A
Hedef genişliği	0.3 mm (diameter)

4.2. Deneyde Kullanılan Germanyum Yarı İletken Detektörü

Yüksek saflıktaki germanyum yarı iletken gama spektrometresi ölçüm detektörü, yüksek voltaj kaynağı (güç kaynağı), yükseltici, analog sayısal dönüştürücü, çok kanallı analizör, yazıcı ve bilgisayardan oluşur. Gama ışınları detektör kristali tarafından algılanarak detektörün diğer elektronik parçalarıyla analiz edilerek gama ışını yayan izotopların tanımlaması yapılır. Gama ışınlarının enerjisi her bir çekirdek için kesikli ve karakteristik olduğundan gama spektroskopisi radyoaktif numunelerdeki radyoizotopların tanımlamasında sık kullanılan tekniktir.

Akdeniz Üniversitesi Nükleer Bilimler Uygulama ve Araştırma Merkezi’nde bulunan ORTEC marka bir HPGe detektörü Şekil 4.3’de gösterilmiştir.

Işınlanan numunelerden yayınlanan gama ışınlarının sayımı için *p*-tipi koaksiyel, elektrik soğutuculu olan yüksek saflıkta germanyum detektörü (HPGe) kullanılmıştır. Detektör, AMATEK-ORTEC (GEM40P4-83) markadır (Ortec, 2008). Bağlı verimi % 40 olup ^{57}Co radyoizotopunun 122 keV'deki piki için FWHM değeri (yarı yükseklikteki tam genişlik) 768 eV, ^{60}Co radyoizotopunun 1332 keV'deki piki için FWHM değeri 1,85 keV'dir. HPGe detektörü, ORTEC firmasına ait güç kaynağı, spektroskopi yükseltici, analog dijital dönüştürücüden meydana gelen NIM (Nuclear Instrumentation Module) kasa ile bilgisayara bağlanmıştır ve 10 cm kalınlığında kurşun bir zırh içerisinde yer almaktadır. Zırhtan meydana gelebilecek X-ışınlarını filtrelemek için kurşun zırhın iç tarafı 2 mm bakırla kaplanmıştır. Veri toplama ve analiz işlemleri ORTEC Maestro programı (Maestro, 2016) ve gf3 (Radware) yazılımları ile enerji kalibrasyonu ise ROOT (Brun ve Rademakers, 1997) programıyla yapılmıştır.

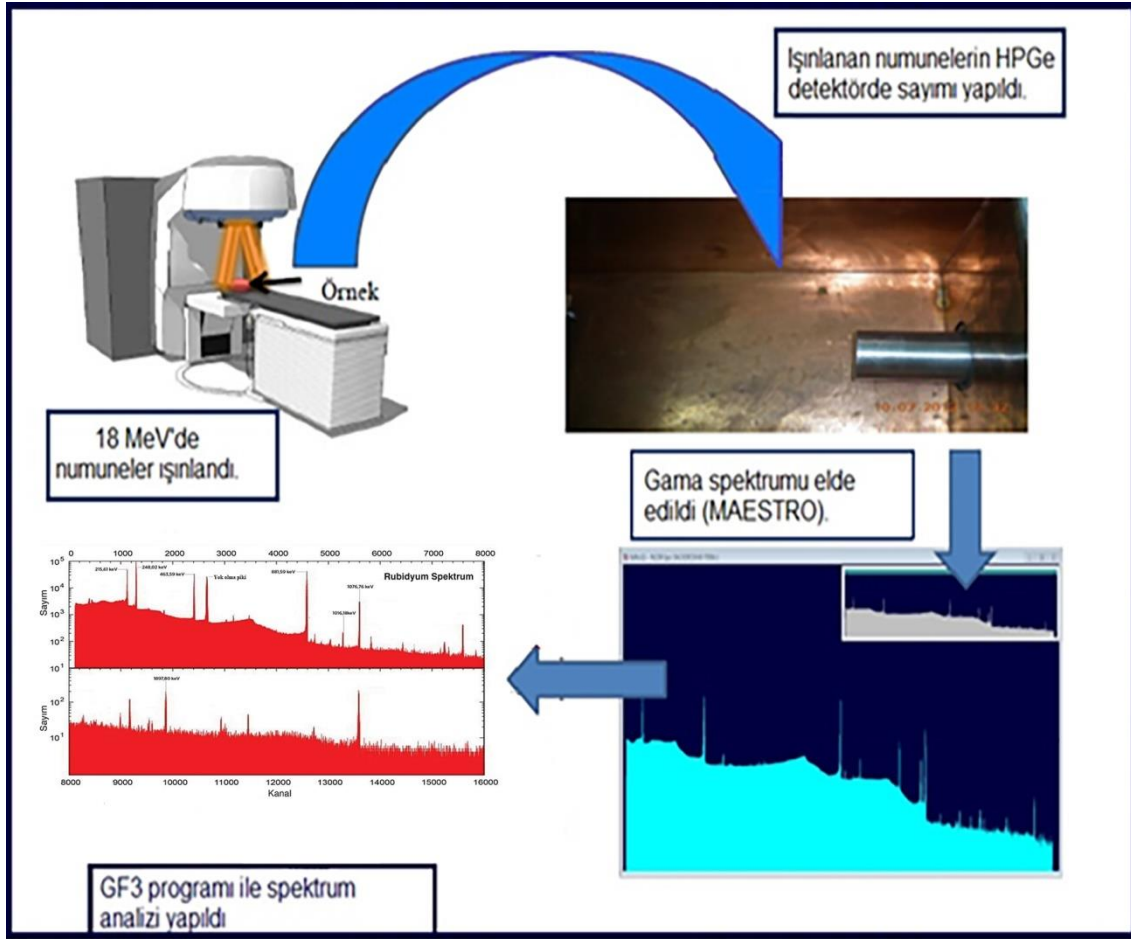


Şekil 4.3. ORTEC marka HPGe detektör ve gama spektrometre donanımı (Ertuğay, 2015).

c-LINAC ile ışınlanan numuneler radyoaktif hale getirilmiştir. Radyoaktif haldeki numunelerin atomları fotonükleer reaksiyon oluşturarak karakteristik gama fotonları yayınlamaktadır. Bu fotonların deteksiyonu için numuneler yüksek saflıkta germanyum detektörüne konularak yüksek çözünürlüklü gama spektroskopisinde sayımı yapılmıştır.

4.3. Deney Aşaması

Deneyde kullanılacak rubidyum ve baryum örnekleri 4x2 cm boyutlarındaki ufak bir cam şişeye yaklaşık 10 gram olarak konuldu. Hazır hale getirilen örnekler başlangıç noktasından yaklaşık 56 cm uzaklıktaki c-LINAC'ın baş kısmının dışarısına 40x40 cm² bir alana yerleştirildi. Numuneler 18 MeV'lik Bremsstrahlung enerjisine sahip klinik lineer hızlandırıcıda yaklaşık bir saat boyunca yüksek enerjili fotonlar ile ışınlanıp fotonükleer deney gerçekleştirildi. Şekil 4.4'de gerçekleştirilen deneyin Aktivasyon→Sayım→Spektrum sürecinin şematik gösterimi sunulmuştur.



Şekil 4.4. Deney sürecinin tüm aşamalarını gösteren şema.

Işınlamanın $40 \times 40 \text{ cm}^2$ bir alanda olması kenar bölgelerdeki kurşun bloklardan gelebilecek nötron akısını en aza indirerek ışınlanan çekirdeklerin nötron yakalama sürecine girmesini engellemektir. Deneyde kullanılan numunelerin büyük bir kısmının aktive olması elde edilen spektrumun net olmasında oldukça önemlidir. Çünkü elde edilecek verimli karakteristik bir pik daha hassas ve doğru sonuçlar almamızı sağlayacaktır. Fotonükleer deney ile numuneler gama ışınlarıyla ışınlanarak çekirdeklerden nötron kopması ve $^A X + \gamma \rightarrow ^{A-1} X + n$ reaksiyonunun gerçekleşmesi sağlandı. Bu reaksiyon ile oluşan ürün çekirdekler ışınlamadan 10 dakika sonra Akdeniz Üniversitesi Nükleer Bilimler Uygulama ve Araştırma Merkezinde bulunan 16830 kanal sayısına sahip detektöre yerleştirilerek, sayım geometrisine dikkat edilerek detektörden 8 cm uzaklıkta 3 gün boyunca detektörde sayıma bırakılmıştır. Sayım süresi temelde analiz edilecek her bir enerji pikinin sayım sayısı (pik alanı integrali) en az 20000 sayım olacak şekilde ayarlanmıştır. Bunun sebebi sayım istatistiğinden gelecek belirsizliklerin bu sayım değeri civarında çok düşük olmasıdır. Sayım esnasında spektrumlar belirli zaman aralıklarıyla

kaydedilmiştir. Kısa yarı-ömürlü izotoplar da dikkat alınarak zaman aralıkları dört döngü belirlenmiştir.

1. Döngü: 9 saniye aralıklarla 200 spektrum kaydı alındı.
2. Döngü: 90 saniye aralıklarla 200 spektrum kaydı alındı.
3. Döngü: 900 saniye aralıklarla 200 spektrum kaydı alındı.
4. Döngü: 8775 saniye aralıklarla 8 spektrum kaydı alındı.

Bu döngüler için bir çalışma dosyası oluşturulmuştur ve Maestro analiz programına bu dosya tanıtılarak sayıma geçilmiştir. Uyarılan çekirdeğin enerji geçişleri sırasında yayınladığı fotonlar sayılarak karakteristik pikler elde edildi. Pikler Linux tabanlı germanyum detektörlerinden elde edilen gama-ışın spektrumlarının analizinde kullanmak üzere dizayn edilmiş, en küçük kareler pik fitleme metodunu kullanan bir gama spektrum analiz programı olan gf3 ile analiz edilmiştir. Bu programın kullanılmasının nedeni hassas olması ve iç içe geçen pikleri iyi bir şekilde ayırt edebilmesidir.

4.4. Kalibrasyon ve Enerji Seviyeleri Hesaplamaları

Deney düzeneği offline bir yapıya sahip olduğundan detektörde ölçüm alma işlemiyle deneysel süreç eş zamanlı değildir. Bu yüzden numuneler hazırlandıktan sonra ışınlama öncesi ve sonrası olmak üzere iki kez kalibrasyon yapılmıştır. Deneyin başında kalibrasyon yapılarak fotonükleer reaksiyon gerçekleştirilmiş ve HPGe detektörde sayımı yapılmıştır. Numunelerin sayımı bittikten sonra aynı sayım süreci arka plan radyasyonu için yapılmış ve kaydedilmiştir. En son olarak detektör kalibrasyonu tekrar yapılarak deney tamamlanmıştır. İki ayrı kalibrasyon yapılmasının nedeni nem, sıcaklık gibi kontrol edilemeyen etkiler nedeniyle kanallarda yaşanabilecek kaymaları önlemektir. Deneyde kullanılan iki çekirdek için aynı kalibrasyonlar yapılmıştır. Kalibrasyon işlemleri için Çekmece Nükleer Araştırma ve Eğitim Merkezinden temin edilen gama ışını enerjileri 47 keV ile 1837 keV arasında değişen yedi adet nokta kaynak ^{60}Co , ^{57}Co , ^{137}Cs , ^{54}Mn , ^{109}Cd , ^{133}Ba , ^{22}Na ve TAEK'den temin edilen silindir geometrisinde toz bir karma kalibrasyon kaynağı (Soil) kullanılmıştır. Kullanılan kaynak izotopların pik enerjileri ve enerji belirsizlikleri Çizelge 4.2'de gösterilmiştir.

Çizelge 4.2. Kalibrasyonda kullanılan kaynak izotopların γ enerji seviyeleri ve hata oranları (NUDAT, 2017).

Kaynak İzotop	γ Enerji Seviyesi (keV)	Hata Oranı
^{133}Ba	53.16	0.006
^{133}Ba	302.85	0.0005
^{133}Ba	356.01	0.0007
^{133}Ba	383.85	0.0012
^{109}Cd	88.03	0.0011
^{57}Co	122.06	0.00012
^{57}Co	136.47	0.00029
^{137}Cs	661.66	0.003
^{54}Mn	834.84	0.005
^{60}Co	1173.23	0.003
^{60}Co	1332.49	0.004
^{22}Na	1274.54	0.003
$^{214}\text{Pb (Soil)}$	295.22	0.002
$^{214}\text{Pb (Soil)}$	351.93	0.002
$^{214}\text{Bi (Soil)}$	609.32	0.003
$^{214}\text{Bi (Soil)}$	1120.29	0.001
$^{214}\text{Bi (Soil)}$	1764.54	0.015
$^{214}\text{Bi (Soil)}$	2204.07	0.021
$^{214}\text{Bi (Soil)}$	2447.67	0.01
$^{208}\text{Tl (Soil)}$	2614.51	0.01
$^{40}\text{K (Soil)}$	1460.82	0.006

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

$$E = \sum_i^n a_i ch^i, \quad (4.1)$$

şeklinde tanımlı olan enerji kalibrasyon eşitliğinden elde edilen hata yayılımı tüm hataları hesaplamaktadır. Buradaki ch numunenin gf3 analizi ile elde edilen pik merkezi kanal sayısı, a_i

katsayıları detektörün standart kaynaklar ile kalibrasyonundan elde edilen katsayı parametreleridir. Fit parametrelerinin hataları σ_{a_i} , kovaryans (covariance) COV_{ij} , korelasyon cor_{ij} matrisi ve kanal sayısı belirlemenin (centroid) kendi hatası σ_{ch_i} şeklindedir (Cesur, 2015).

Böylece hata formülü şu şekilde yazılabilir:

$$\sigma_E^2 = \sum_i^n \left(\frac{\partial E}{\partial a_i} \right)^2 \sigma_{a_i}^2 + 2 \sum_i^n \sum_{j>i}^n \left(\frac{\partial E}{\partial a_i} \right) \left(\frac{\partial E}{\partial a_j} \right) cov_{ij} + \left(\frac{\partial E}{\partial ch} \right)^2 \sigma_{ch}^2, \quad (4.2)$$

$$\sigma_E^2 = \sum_i^n \left(\frac{\partial E}{\partial a_i} \right)^2 \sigma_{a_i}^2 + 2 \sum_i^n \sum_{j>i}^n \left(\frac{\partial E}{\partial a_i} \right) \left(\frac{\partial E}{\partial a_j} \right) cor_{ij} \sigma_i \sigma_j + \left(\frac{\partial E}{\partial ch} \right)^2 \sigma_{ch}^2. \quad (4.3)$$

Kalibrasyon kaynaklarının kombine edilmiş durumları, örnek sayımı öncesi ve sonrası kalibrasyon kanal değerleri ile elde edilir. Bu parametreler aşağıdaki gibidir:

$$\sigma_C^2 = \frac{n_1 \sigma_{bef}^2 + n_2 \sigma_{aft}^2}{n_1 + n_2} + \frac{n_1 (\bar{C}_{bef} - \bar{C})^2}{n_1 + n_2}, \quad (4.4)$$

$$\sigma_C^2 = \frac{n_1 \bar{C}_{bef} + n_2 \bar{C}_{aft}}{n_1 + n_2}. \quad (4.5)$$

Burada $\bar{C}_{bef}$ ve $\bar{C}_{aft}$ sayımdan önce ve sonraki kalibrasyondan elde edilen kanal sayıları (centroid), $\sigma_{C_{bef}}$ ve $\sigma_{C_{aft}}$ ise sırasıyla kanal sayılarına karşılık gelen hatalardır. Deneylerde örnek boyutu hep aynı kaldığı için $n_1 + n_2 = n$ olacaktır ve denklemi şu şekilde basitleştirilebilir:

$$\sigma_C^2 = \frac{\sigma_{C_{bef}}^2 + \sigma_{C_{aft}}^2 + (\bar{C}_{bef} - \bar{C})^2 + (\bar{C}_{aft} - \bar{C})^2}{2}, \quad (4.6)$$

$$\bar{C} = \frac{(\bar{C}_{bef} + \bar{C}_{aft})}{2}. \quad (4.7)$$

Ayrıca, denklem (4.6) ve (4.7) ile istatistiksel ve sistematik hataları ayırmada kullanılabilir:

$$\sigma_{stat}^2 = \frac{\sigma_{bef}^2 + \sigma_{aft}^2}{2}, \quad (4.8)$$

$$\sigma_{sys}^2 = \frac{(\bar{C}_{bef} - \bar{C})^2 + (\bar{C}_{aft} - \bar{C})^2}{2}. \quad (4.9)$$

Böylece istatistiksel hatalar enerji kalibrasyonlarındaki foto-pik pozisyonunun belirsizliğini temsil ederken, sistematik hatalar ise deney sırasında kalibrasyon kaynaklarının detektöre olan uzaklıkları nedeniyle meydana gelen kanal kaymalarını temsil eder. Sistematik hatalar genellikle birkaç güçlü pik için söz konusuyken, istatistiksel hatalar güçlü piklerin çoğunda görülebilir.

Burada yapılmak istenen kısaca şöyle özetlenebilir: Gama geçişleri belirlenecek çekirdeklerin gama spektrumunun pik merkezleri (centroid), yani pik merkezlerine karşılık gelen kanal numaraları gf3 analizi ile belirlenir. Daha sonra bu kanal numaralarına karşılık gelen enerji değerleri detektör kalibrasyonundan elde edilen parametreleri kullanarak hassas bir şekilde belirlemektir. Bu işlemin hassasiyetini arttırmak için detektör standart kaynaklar kullanılarak hem numunelerin sayımı öncesinde hem de sonrasında kalibre edilmektedir. Böylece her iki kalibrasyondan elde edilen parametrelerin kombinasyonu ile hesaplanması istenilen çekirdeklerin piklerinin enerji değerleri elde edilir.

4.5. Yarı-Ömür Hesaplamaları

Yarı-ömür hesabı genellikle ölçümün aktivite'ye Denklem (2.10)'a fitlenmesini içerir. Spektrumdaki net pik alanı ile aktivite arasındaki ilişkiden faydalanılarak bozunma sabitine (λ), bozunma sabitinden de yarı-ömür hesabına gidilebilir. Zamanın bir fonksiyonu olan aktiviteyi bozunmaya göre üstel olarak fit etmek yerine fitleri doğrudan sayımları temsil eden aktivitenin integraliyle ilişkilendirilerek yapılabilir. Ancak her bir ardışık adımda bağımsız olarak piklerin fit edilmesi, hatalarda belirsizliğe yol açmaktadır (Boztosun, vd.,2015). Bu yüzden aktivitenin eşit büyüklükte zaman adımlarına göre integrasyonu ile daha iyi bir yaklaşım elde edilmektedir.

$$C(T) = \int_{T-\Delta T}^{T+\Delta T} A(t)dt = C_0 e^{-\lambda t} (e^{\lambda \Delta T} - e^{-\lambda \Delta T}). \quad (4.10)$$

Burada; $C_0 = A_0/\lambda$ ve T sayım zamanıdır. ΔT sabit olduğu sürece, fonksiyon aktivitede olduğu gibi sadece T 'ye üstel olarak bağlıdır. Uygulamada, ΔT boyutunda bağımsız spektrumların ele alınmasıyla ve her bir zaman adımının sonunda sayıma yeniden başlanmasıyla bu yöntem iyi sonuçlar verir. Böylece ardışık iki spektrum parçası için elde edilen sayımlar birbiriyle ilişkili olmadığından, sayım hataları birbirinden bağımsız olur.

Eşitlik 4.10'un logaritmasının fitleme işlemi için kullanılmasıyla fit daha sade bir biçimde ifade edilebilir. Bu durumda, bozunma sabiti λ 'nın hesaplanabileceği lineer basit bir fit elde edildikten (Şekil 4.5) sonra Denklem (2.5)'i kullanılarak yarı-ömür değerine kolayca ulaşılabilir. Sayımları temsil eden aktivitenin $C(T)$, sayım zamanına $T(s)$ göre değişimini veren bu fitleme eğrisinde, grafiğin sol üst köşesinde yer alan b parametresi program tarafından eğime göre hesaplanan λ değeridir. a parametresi ise eğrinin y-ekseni üzerinde başlama noktası olan $\ln(C_0)$ değerini verir.

Detektörde örneğin sayımına başlamadan önce, elde edilecek spektrumun ne kadar süre aralıklarla kayıt edileceğini MAESTRO programının okuyacağı şekilde bir çalışma dosyası oluşturulur.

Çizelge 4.3. Numunelerin sayımı için Maestro'ya verilen çalışma dosyası.

```
LEAR
START
LOOP 1
WAIT 1
SAVE "C:\User\photonuclear_exp\Rubidium\count\Rbtest.SPE"
END_LOOP

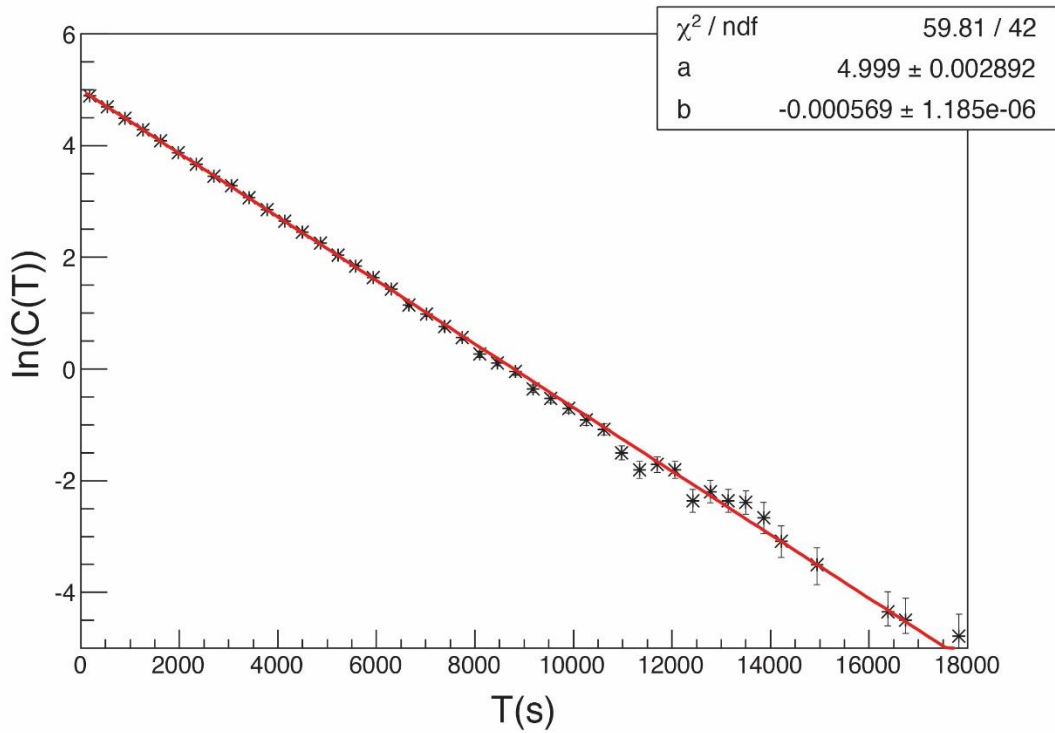
CLEAR
START
LOOP 200
WAIT 9
SAVE "C:\User\photonuclear_exp\Rubidium\count\Rb1???.SPE"
END_LOOP

LOOP 200
WAIT 90
SAVE "C:\User\photonuclear_exp\Rubidium\count\Rb2???.SPE"
END_LOOP

LOOP 200
WAIT 900
SAVE "C:\User\photonuclear_exp\Rubidium\count\Rb3???.SPE"
END_LOOP

LOOP 8
WAIT 8775
SAVE "C:\User\photonuclear_exp\Rubidium\count\Rb4???.SPE"
END_LOOP
```

Yukarıdaki dosyaya göre 4 ayrı döngü içerisinde 9, 90, 900 ve 8775 saniye aralıklarla 3 tane 200 adet ve 1 tane de 8 adet spektrum kaydı alınması istenmiştir. Hazırlanan komut dosyaları her çekirdek reaksiyonu için farklıdır. Detektördeki sayım sürecinden sonra elde edilen sayım sayılarıyla ve gerekli yazılımların kullanılmasıyla (ROOT için yazılmış fit programı) yarı-ömür değeri elde edilir.



Şekil 4.5. Hesaplama sonuçlarına göre Root programı ile çizdirilen yarı-ömür eğrisi.

Buna göre; program içerisinde $T_{1/2} = \ln 2 / 0,000569$ hesaplaması yapılmış ve yaklaşık 1218 saniyelik (~20,31 dakika) yarı-ömür değerine ulaşılmıştır. λ 'nın verilen hata oranının (1.185×10^{-6}) da hesaba katılmasıyla elde edilen sonuç dosyası Çizelge 4.4'de sunulmuştur.

Çizelge 4.4. Elde edilen yarı-ömür değeri.

Chi2/ndf	1.42401
par1	1218.29 s
par1	20.3048 min
par1	0.338414 hours
par1	0.0141006 day
err1	2.53759 s
err1	0.0422932 min
err1	0.000704887 hours
err1	2.93703e-05 day
cov	8.36316e-06
cov	-2.45793e-09
cov	-2.45793e-09
cov	1.40441e-12
cor	1
cor	-0.717194
cor	-0.717194
cor	1

Elde edilen dosyadaki “par1” olarak verilen parametre piklerden elde edilen sayımlarla hesaplanmış olan izotopunun yarı-ömrüdür. Çıktıdan da görülebileceği gibi hazırlanan dosyalarda yazılan istekler neticesinde yarı-ömür parametresi (par1) saniye, dakika, saat ve gün olarak verilebilmektedir. Benzer şekilde “err1” parametreleri de yarı-ömür için hata oranlarını göstermektedir. Program çıktısında fit parametre hataları “cov” ve “cor” değerleri ile seçilen polinoma ait sabit bir değer olan chi2/ndf değeri gösterilmektedir.

5. ARAŞTIRMA SONUÇLARI

5.1. Rubidyum ve Baryum İzotoplarının Enerji Seviyelerinin Belirlenmesi

5.1.1 Sayımdan önce ve sonraki enerji kalibrasyon değerleri

Enerji seviyelerinin belirlenebilmesi için öncelikle ölçüm öncesi ve sonrası kalibrasyonlara ait kanal değerlerinin ortalama değeri ile ortalama hata oranının tespit edilmesi gerekmektedir. Numunelerin sayımından önce ve sonra elde edilen kalibrasyon kaynaklarının spektrum analizi gf3 ile yapılmıştır. Sayım öncesi ve sonrası enerji kalibrasyonu için elde edilen kanal değerleri, birleştirilmiş değerler ile bu değerlerin hata oranları rubidyum ve baryum için sırasıyla Çizelge 5.1 ve Çizelge 5.2’de gösterilmiştir. Buradaki sütunlarda;

$\overline{C}_{bef}$: Numune sayımı öncesinde sayılan kalibrasyon kaynaklarının gf3 analizi ile elde edilen kanal değerlerini,

$\sigma_{C_{bef}}$: Numune sayımı öncesinde sayılan kalibrasyon kaynaklarının gf3 analizi ile elde edilen kanal değerlerinin hata oranlarını,

$\overline{C}_{aft}$: Numune sayımı sonrasında sayılan kalibrasyon kaynaklarının gf3 analizi ile elde edilen kanal değerlerini,

$\sigma_{C_{aft}}$: Numune sayımı sonrasında sayılan kalibrasyon kaynaklarının gf3 analizi ile elde edilen kanal değerlerinin hata oranlarını,

$\overline{C}$: Numunelerin sayımı öncesinde ve sonrasında sayılan kalibrasyon kaynaklarının gf3 analizi ile elde edilen kanal değerlerinin kombinasyon değerini,

σ_{stat} : İstatiksel hata oranını,

σ_{sys} : Sistematik hata oranını,

σ_C : Numunelerin sayımı öncesinde ve sonrasında sayılan kalibrasyon kaynaklarının gf3 analizi ile elde edilen kanal değerlerinin göstermektedir.

Çizelge 5.1. Rubidyum için sayım öncesi ve sonrası enerji kalibrasyon kanal değerleri ve birleştirilmiş kanal değerleri.

$\bar{C}_{bef}$	$\sigma_{C_{bef}}$	$\bar{C}_{aft}$	$\sigma_{C_{aft}}$	$\bar{C}$	σ_{stat}	σ_{sys}	σ_C
277.990	0.064	277.819	0.060	277.904	0.121	0.086	0.106
1576.621	0.011	1576.617	0.011	1576.619	0.011	0.002	0.011
1852.803	0.007	1852.862	0.006	1852.832	0.006	0.029	0.030
1997.630	0.017	1997.539	0.017	1997.584	0.017	0.045	0.048
459.602	0.032	459.608	0.033	459.605	0.033	0.003	0.033
636.632	0.014	636.679	0.014	636.655	0.014	0.024	0.027
711.715	0.041	711.604	0.040	711.660	0.040	0.055	0.068
3441.456	0.008	3441.345	0.008	3441.400	0.008	0.056	0.056
4341.555	0.029	4341.246	0.030	4341.401	0.030	0.155	0.157
6099.848	0.016	6099.884	0.016	6099.866	0.016	0.018	0.024
6927.516	0.018	6927.445	0.018	6927.480	0.018	0.036	0.040
6626.150	0.019	6626.297	0.019	6626.223	0.019	0.073	0.076
1536.805	0.028	1536.678	0.036	1536.741	0.032	0.063	0.071
1831.740	0.021	1831.701	0.022	1831.720	0.022	0.019	0.029
3169.669	0.028	3169.571	0.028	3169.620	0.028	0.049	0.057
5824.755	0.084	5825.210	0.084	5824.982	0.084	0.228	0.242
7593.123	0.204	7592.085	0.208	7592.604	0.206	0.519	0.558
9173.028	0.106	9173.067	0.111	9173.048	0.108	0.020	0.110
11456.094	0.283	11455.887	0.261	11455.990	0.272	0.104	0.291
12722.417	0.686	12721.916	0.574	12722.167	0.632	0.251	0.680
13589.246	0.103	13589.584	0.147	13589.415	0.127	0.169	0.211

Çizelge 5.2. Baryum için sayım öncesi ve sonrası enerji kalibrasyon kanal değerleri ve birleştirilmiş kanal değerleri.

$\bar{C}_{bef}$	$\sigma_{C_{bef}}$	$\bar{C}_{aft}$	$\sigma_{C_{aft}}$	$\bar{C}$	σ_{stat}	σ_{sys}	σ_C
277.660	0.064	277.855	0.088	277.757	0.138	0.097	0.124
1576.608	0.012	1576.587	0.011	1576.598	0.015	0.011	0.016
1852.861	0.006	1852.979	0.008	1852.920	0.084	0.059	0.059
1997.598	0.018	1997.563	0.019	1997.581	0.025	0.017	0.025
459.610	0.034	459.390	0.048	459.500	0.156	0.110	0.118
636.679	0.014	636.634	0.016	636.656	0.032	0.023	0.027
711.610	0.040	711.329	0.061	711.469	0.199	0.141	0.150
3441.368	0.008	3441.302	0.009	3441.335	0.047	0.033	0.034
4341.546	0.029	4341.472	0.030	4341.509	0.052	0.037	0.047
6099.936	0.016	6099.656	0.017	6099.796	0.198	0.140	0.141
6927.496	0.018	6927.332	0.018	6927.414	0.116	0.082	0.084
6626.332	0.019	6625.998	0.020	6626.165	0.236	0.167	0.168
1537.075	0.041	1537.114	0.029	1537.095	0.028	0.020	0.040
1831.578	0.023	1831.815	0.023	1831.697	0.168	0.119	0.121
3169.662	0.029	3169.615	0.029	3169.639	0.033	0.024	0.037
5825.144	0.085	5825.092	0.082	5825.118	0.037	0.026	0.088
7593.012	0.255	7593.253	0.222	7593.133	0.170	0.120	0.267
9172.876	0.113	9172.728	0.108	9172.802	0.105	0.074	0.133
11457.367	0.261	11455.817	0.258	11456.592	1.096	0.775	0.817
12721.657	0.687	12723.155	0.857	12722.406	1.059	0.749	1.079
13589.660	0.107	13589.053	0.105	13589.356	0.430	0.304	0.322

5.1.2. Deneyde gözlemlenen reaksiyonlar

Rubidyum için gerçekleşen reaksiyonlar;



gözlemlenen bozunum reaksiyonları;



Baryum için gerçekleşen reaksiyonlar;

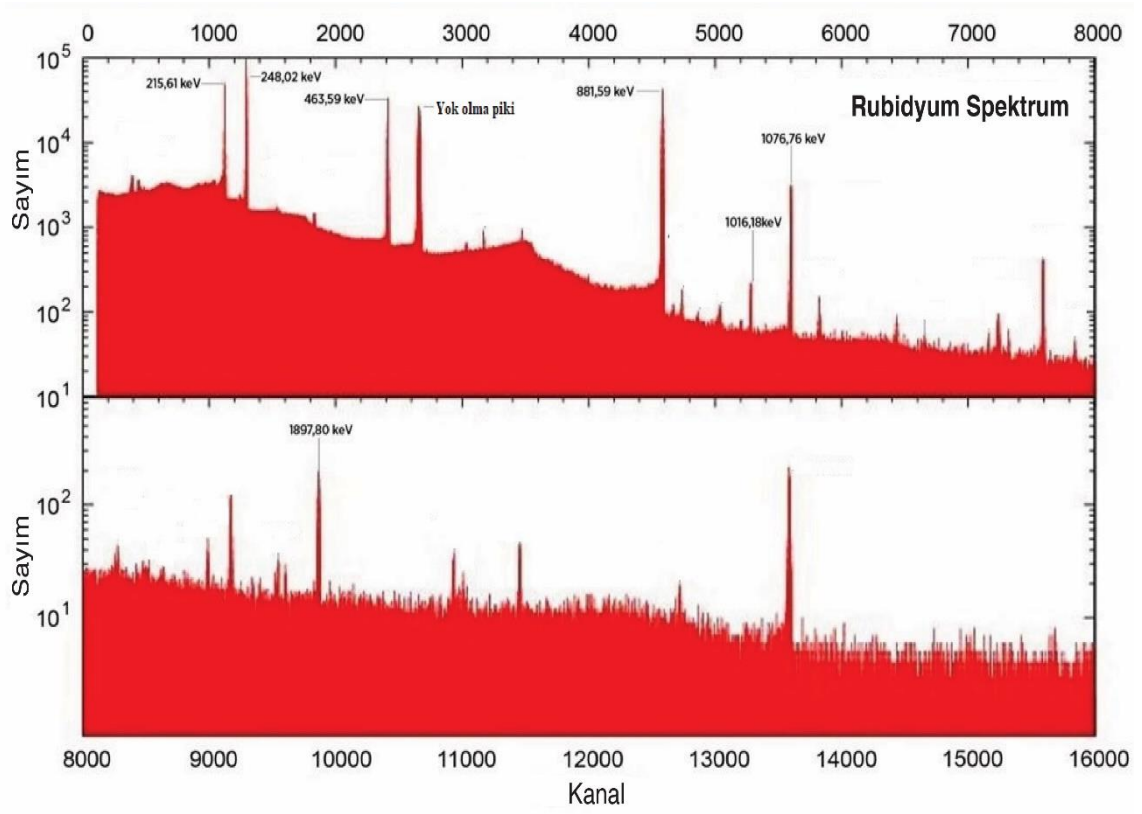


gözlemlenen bozunum reaksiyonları;

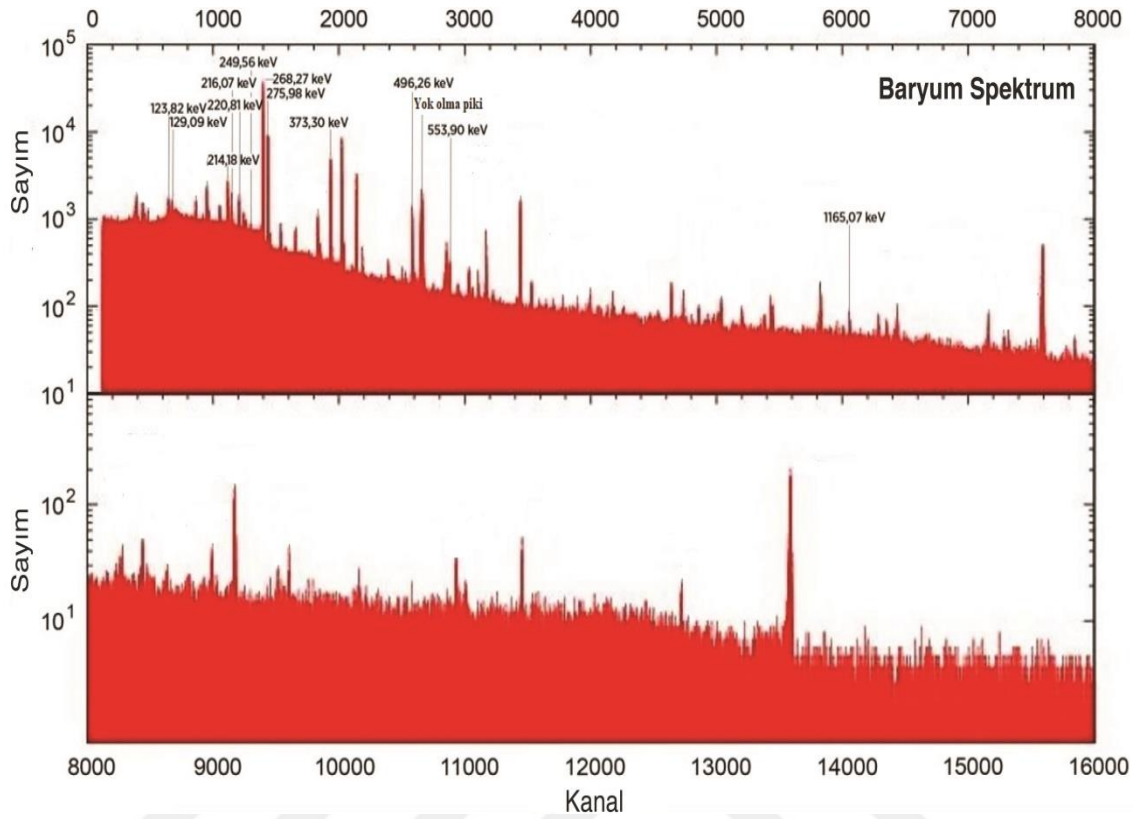


5.1.3. Işınlanmış rubidyum ve baryum çekirdeklerinin enerji spektrumu

Bu tez çalışmasında gerçekleştirilen fotonükleer reaksiyon ile rubidyum ve baryum için elde edilen enerji spektrumları Şekil (5.1) ve Şekil (5.2)'de verilmiştir. Elde edilen spektrumun analizi ile çekirdeklerin enerji seviyeleri ve yarı-ömür değerleri hesaplanmış ve literatür değerleriyle karşılaştırılmıştır. Rubidyumun bozunumundan 7 enerji geçişi, baryumun bozunumundan 12 enerji geçişi gözlenmiştir.



Şekil 5.1. Rubidyumun enerji spektrumu ve gözlenen γ geçiş enerjilerinin spektrumdaki yeri.



Şekil 5.2. Baryumun enerji spektrumu ve gözlenen γ geçiş enerjilerinin spektrumdaki yeri.

5.1.4. Enerji seviye değerleri

Enerji hesaplaması için numune sayımı öncesi ve sonrası kalibrasyon kaynaklarının spektrumları gf3 ile analizi yapılarak kombinasyon değerleri hesaplanır. Elde edilen kanal değerlerinin kombinasyon değerleri polinom fonksiyonlar ile fitlenir. Fitleme sonucu elde edilen fitleme parametreleri kullanılarak enerjiler ve hatalar hesaplanır. Fitleme işlemi CERN tarafından yazılan C++ tabanlı “ROOT” programı ve NUBA tarafından hazırlanan fitleme dosyası ile birinci, ikinci ve üçüncü derece polinom fonksiyonlar elde edilmiştir. Enerjilerin hesaplanması için kullanılacak üçüncü derece polinom fonksiyonu Denklem (5.18)’deki gibidir:

$$E = a_0 + a_1 \cdot ch + a_2 \cdot ch^2 + a_3 \cdot ch^3. \quad (5.18)$$

Rubidyum ve baryum için elde edilen kalibrasyon parametrelerindeki;

χ^2 / ndf değeri her kalibrasyon işlemi için seçilen polinoma ait sabit bir değer içerir.

par0: $E = a_0 + a_1 \cdot ch$ şeklindeki birinci derece polinom fonksiyon ile fitleme sonucunda elde edilen a_0 parametresi.

err0: a_0 parametresinin belirsizliği.

par1: $E = a_0 + a_1 \cdot ch$ şeklindeki birinci derece polinom fonksiyon ile fitleme sonucunda elde edilen a_1 parametresi.

err1: a_1 parametresinin belirsizliği.

par2: $E = a_0 + a_1 \cdot ch + a_2 \cdot ch^2$ şeklindeki ikinci derece polinom fonksiyon ile fitleme sonucunda elde edilen a_2 parametresi.

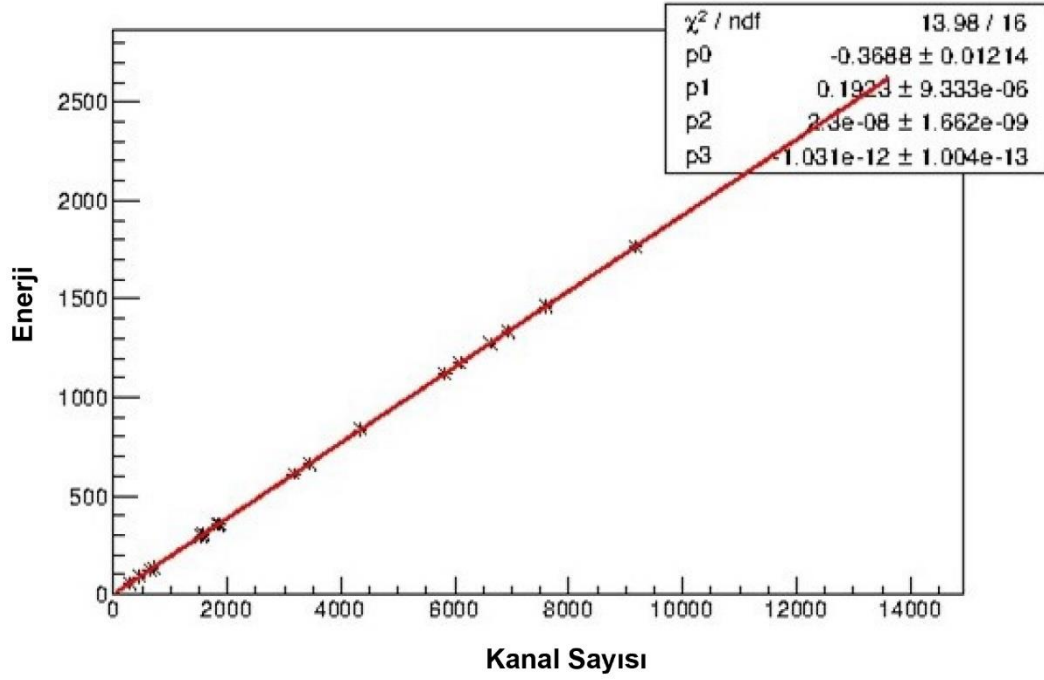
err2 : a_2 parametresinin belirsizliği.

par3: $E = a_0 + a_1 \cdot ch + a_2 \cdot ch^2 + a_3 \cdot ch^3$ şeklindeki üçüncü derece polinom fonksiyon ile fitleme sonucunda elde edilen a_3 parametresi.

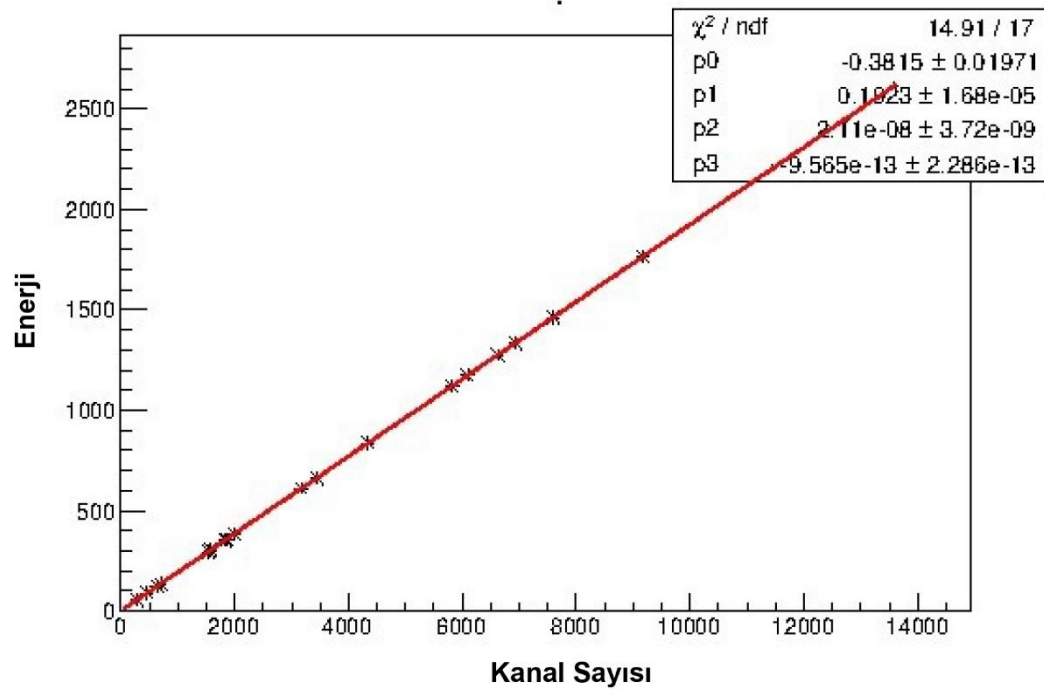
err3: a_3 parametresinin belirsizliği.

16 adet cov değeri: Üçüncü derece polinom fonksiyon ile fitleme sonucu elde edilen kovaryans matris elemanlarını (cov_{ij}) sıralı bir şekilde göstermektedir. Üçüncü derece polinom fonksiyondaki 4 parametrede (a_0, a_1, a_2 ve a_3) 4x4'lük bir matris söz konusudur.

Rubidyum ve baryuma ait verilerin üçüncü dereceden bir polinom (kübik) ile fit edilmiş hali Şekil (5.3) ve Şekil (5.4)'deki gibidir.



Şekil 5.3. Rubidyuma ait verilerin üçüncü dereceden bir polinoma fit edilmesi.



Şekil 5.4. Baryuma ait verilerin üçüncü dereceden bir polinoma fit edilmesi.

Çizelge 5.3. Rubidyum ve baryuma ait kübik fit ile elde edilen fitleme parametreleri.

Rubidyum fit parametreleri	Rubidyum parametrelerin sayısal değerleri	Baryum fit parametreleri	Baryum parametrelerin sayısal değerleri
χ^2 / ndf	0.87375	χ^2 / ndf	0.87705
par0	-0.36882	par0	-0.381488
err0	0.011697	err0	0.0197148
par1	0.192294	par1	0.192306
err1	1.3E-05	err1	1.68E-005
par2	2.3E-08	par2	2.11E-008
err2	3.7E-09	err2	3.72E-009
par3	-1E-12	par3	-9.57E-013
err3	2.71E-13	err3	2.29E-013
COV _{0,0}	0.000137	COV _{0,0}	0.0003887
COV _{0,1}	-1.3E-07	COV _{0,1}	-3.05E-007
COV _{0,2}	3.09E-11	COV _{0,2}	5.58E-011
COV _{0,3}	-2E-15	COV _{0,3}	-2.63E-015
COV _{1,0}	-1.3E-07	COV _{1,0}	-3.05E-007
COV _{1,1}	1.68E-10	COV _{1,1}	2.82E-010
COV _{1,2}	-4.6E-14	COV _{1,2}	-5.79E-014
COV _{1,3}	3.1E-18	COV _{1,3}	2.97E-018
COV _{2,0}	3.09E-11	COV _{2,0}	5.58E-011
COV _{2,1}	-4.6E-14	COV _{2,1}	-5.79E-014
COV _{2,2}	1.37E-17	COV _{2,2}	1.38E-017
COV _{2,3}	-9,8E-22	COV _{2,3}	-7,97E-022
COV _{3,0}	-2E-15	COV _{3,0}	-2,63E-015
COV _{3,1}	3,1E-18	COV _{3,1}	2,97E-018
COV _{3,2}	-9,8E-22	COV _{3,2}	-7,97E-022
COV _{3,3}	7,33E-26	COV _{3,3}	5,22E-026

Çizelge (5.3)'de Rubidyum ve baryuma ait kübik fit ile elde edilen fitleme parametreleri verilmiştir. Burada rubidyum için χ^2 / ndf değeri lineer fit için ($\chi^2 / ndf = 3.97957$), kuadratik fit için ($\chi^2 / ndf = 2.35479$), kübik fit için ($\chi^2 / ndf = 0.87375$) sonuçlarını bulunmuştur. Baryum için χ^2 / ndf değeri lineer fit için ($\chi^2 / ndf = 2.52187$), kuadratik fit için ($\chi^2 / ndf = 1.37937$), kübik fit için ($\chi^2 / ndf = 0.876903$) sonuçları bulunmuştur. Burada en uygun χ^2 / ndf değerini veren fitlemeden elde edilen parametreler kullanılarak ilgilenilen numunenin pikleri için enerji hesaplamaları yapılmıştır. Bu deneyde en iyi (1'e en yakın)

χ^2 / ndf değeri üçüncü derece polinom fonksiyon ile fitleme sonucunda elde edilmiştir. Bu nedenle rubidyum ve baryum spektrumlarının gf3 ile analizi sonucu elde edilen merkez kanal değerleri ve kalibrasyon kaynaklarının üçüncü derece polinom fonksiyon ile fitlenmesi sonucu elde edilen fitleme parametreleri kullanılarak rubidyum ve baryum'un pikleri için enerji ve enerji hata oranları hesaplanmıştır. Üçüncü derece polinom fonksiyon için hata oranları Denklem (4.2)'nin açık hali olan Denklem (5.19) ile hesaplanmıştır:

$$\sigma_E = \left\{ \sigma_{a_0}^2 + ch^2 \cdot \sigma_{a_1}^2 + (ch^2)^2 \cdot \sigma_{a_2}^2 + (ch^3)^2 \cdot \sigma_{a_3}^2 + \right. \\ \left. 2 \cdot \left[(ch \cdot cov_{0,1} + ch^2 \cdot cov_{0,2} + ch^3 \cdot cov_{0,3}) + \right. \right. \\ \left. \left. ch \cdot (ch^2 \cdot cov_{1,2} + ch^3 \cdot cov_{1,3}) + ch^2 \cdot ch^3 \cdot cov_{2,3} \right] + \right. \\ \left. (a_1 + 2 \cdot a_2 \cdot ch + 3 \cdot a_3 \cdot ch^2)^2 \cdot \sigma_{ch}^2 \right\}^{1/2} \quad (5.19)$$

Burada;

ch : Çalışılan izotopunun ilgilenilen pikinin gf3 analizi ile elde edilen kanal değerini (centroid),

a_0, a_1, a_2, a_3 : Kalibrasyon kaynaklarının üçüncü derece polinom fonksiyon ile fitlenmesi sonucu elde edilen katsayı parametreleri,

$\sigma_{a_0}, \sigma_{a_1}, \sigma_{a_2}, \sigma_{a_3}$: Sırasıyla a_0, a_1, a_2, a_3 katsayı parametrelerinin fitlemesinden elde edilen hata oranları,

$cov_{0,1}, cov_{0,2}, cov_{0,3}, cov_{1,2}, cov_{1,3}, cov_{2,3}$: Üçüncü derece polinom ile fitleme söz konusu olduğunda kullanılması gereken ve fitlemeden elde edilen covariance elemanlar,

σ_{ch} : Söz konusu izotopun ilgili pikinin kanal değerinin gf3 analizi ile elde edilen hata oranları değeridir.

Denklem (5.20) ve Denklem (5.21)'i Microsoft Visual Studio 2015 üzerinde c# ile hazırlanan program kullanılarak enerji ve enerji hata oranları elde edilmiştir (Şekil 5.5).

ENERGY and ENERGY ERROR CALCULATION

err0= 0,0116968

cov01= -1,29405E-07

cov12= -4,56023E-14

par0= -0,368817

err1= 1,29676E-05

cov02= 3,08701E-11

cov13= 3,10141E-18

par1= 0,192294

err2= 3,69655E-09

cov03= -1,98291E-15

cov23= -9,80468E-22

par2= 2,30007E-08

err3= 2,70713E-13

par3= -1,03091E-12

☐ Second Order

☒ Third Order

HESAPLA

Şekil 5.5. Enerji ve enerji hata hesaplama ekranı.

Rubidyum için elde edilen γ geçiş enerjileri ve hata oranları Çizelge 5.4, Çizelge 5.5 ve Çizelge 5.6'da literatürde bulunan değerlerle karşılaştırılmaktadır. Çizelgeler incelendiğinde tüm γ geçiş enerjileri literatür ile uyumludur. ^{84m}Rb ile ^{86}Rb 'nin hata oranlarının literatürdeki değerlerden daha düşük olduğu, ^{84}Rb 'ün ise literatüre yakın olduğu görülmüştür.

Baryum için elde edilen γ geçiş enerjileri hata oranları Çizelge 5.7, Çizelge 5.8, Çizelge 5.9 ve Çizelge 5.10'da gösterilmiştir. Çizelgeler incelendiğinde tüm γ geçiş enerjileri literatür ile uyumludur. ^{129}Ba ve ^{135m}Ba 'in hata oranları literatürdeki değerlerden daha düşüktür. ^{133m}Ba hata oranı literatür ile aynı ^{131}Ba 'in hata oranı ise literatüre yakın değer olarak bulunmuştur.

Çizelge 5.4. ^{84m}Rb izotoplarının γ geçiş enerjileri ve literatürle karşılaştırılması.

Çekirdek	Hesaplanan Enerji ve Hata Değeri (keV)	Literatür Enerji ve Hata Değeri (keV) (Müller, ve Tepel, 1979)	Literatür Enerji ve Hata Değeri (keV) (Pathak, 1970)	Literatür Enerji ve Hata Değeri (keV) (Grütter, 1982; Abriola, 2009)
^{84m}Rb	215.610±0.005	216.1±0.3	216.3±0.25	215.61±0.10
^{84m}Rb	248.020±0.005	248.24±0.20	248.2±0.25	248.02±0.10
^{84m}Rb	463.590±0.006	464.3±0.4	464.5±0.25	463.62±0.10

Çizelge 5.5. ^{84}Rb izotoplarının γ geçiş enerjileri ve literatürle karşılaştırılması.

Çekirdek	Hesaplanan Enerji ve Hata Değeri (keV)	Literatür Enerji ve Hata Değeri (keV) (Abriola, 2009)	Literatür Enerji ve Hata Değeri (keV) (Cline ve Heath, 1967)	Literatür Enerji ve Hata Değeri (keV) (Hill ve Wang, 1972)
^{84}Rb	881.591±0.009	881.6041±0.0016	881.46±0.20	881.6±0.1
^{84}Rb	1016.18±0.03	1016.158±0.011	1015.86±0.30	1015.9±0.3
^{84}Rb	1897.80 ±0.04	1897.751±0.011	1897.02 ±0.30	1897.6 ±0.2

Çizelge 5.6. ^{86}Rb izotoplarının γ geçiş enerjileri ve literatürle karşılaştırılması.

Çekirdek	Hesaplanan Enerji ve Hata Değeri (keV)	Literatür Enerji ve Hata Değeri (keV) (Harpster, vd., 1963)	Literatür Enerji ve Hata Değeri (keV) (Negret ve Singh, 2015)
^{86}Rb	1076.80±0.01	1077.2±0.5	1077.0±0.4

Çizelge 5.7. ^{129}Ba izotoplarının γ geçiş enerjileri ve literatürle karşılaştırılması.

Çekirdek	Hesaplanan Enerji ve Hata Değeri (keV)	Literatür Enerji ve Hata Değeri (keV) (Timar, vd., 2014)	Literatür Enerji ve Hata Değeri (keV) (Taylor, vd., 1972)
^{129}Ba	129.095±0.026	129.140±0.10	129.100±0.10
^{129}Ba	214.185±0.011	214.300±0.10	214.300±0.10
^{129}Ba	220.815±0.012	220.830±0.10	220.800±0.10
^{129}Ba	553.902±0.028	554.000±0.20	554.100±0.20
^{129}Ba	1165.074±0.112	1164.400±0.20	1164.600±0.20

Çizelge 5.8. ^{131}Ba izotoplarının γ geçiş enerjileri ve literatürle karşılaştırılması.

Çekirdek	Hesaplanan Enerji ve Hata Değeri (keV)	Literatür Enerji ve Hata Değeri (keV) (Khazov, vd., 2006)
^{131}Ba	123.828±0.020	123.804±0.003
^{131}Ba	216.071±0.021	216.088±0.014
^{131}Ba	249.563±0.064	249.435±0.011
^{131}Ba	373.302±0.042	373.256±0.012
^{131}Ba	496.265±0.011	496.321±0.005

Çizelge 5.9. $^{133\text{m}}\text{Ba}$ izotoplarının γ geçiş enerjileri ve literatürle karşılaştırılması.

Çekirdek	Hesaplanan Enerji ve Hata Değeri (keV)	Literatür Enerji ve Hata Değeri (keV) (Khazov, vd., 2011)
$^{133\text{m}}\text{Ba}$	275.981±0.007	275.925±0.007

Çizelge 5.10. $^{135\text{m}}\text{Ba}$ izotoplarının γ geçiş enerjileri ve literatürle karşılaştırılması.

Çekirdek	Hesaplanan Enerji ve Hata Değeri (keV)	Literatür Enerji ve Hata Değeri (keV) (Singh, vd., 2008)
$^{135\text{m}}\text{Ba}$	268.276±0.007	268.218±0.02

5.2. Rubidyum ve Baryum İzotoplarının Yarı-Ömürlerinin Belirlenmesi

Fotonükleer reaksiyon sonrası HPGe detektörüyle alınan ölçümler üzerinde yapılan analizler sonucu yarı-ömür hesabı Bölüm 4.5’de belirtildiği gibi spektrumdaki piklerin alanı ile aktivite arasındaki ilişkiden elde edilen bozunma sabitinden (λ) bulunmuştur.

Rubidyum için elde edilen yarı-ömür değerleri Çizelge 5.11’de literatürde bulunan değerlerle karşılaştırılmaktadır. Çizelge 5.11 incelendiğinde, 215 keV’lik pikden elde edilen sayımlarla hesaplanmış olan $^{84\text{m}}\text{Rb}$ ’ün yarı-ömür değeri 20.31±0.04 dakika olarak bulunmuştur.

NUDAT'ın güncel olarak rapor ettiği ^{84m}Rb yarı-ömür değeri 20.26 ± 0.04 dakikadır (NUDAT, 2017). Benzer şekilde 248 keV için 20.30 ± 0.03 dakika ve 463 keV için 20.23 ± 0.04 dakika olarak bulunmuştur. Aynı izotopun elde edilen yarı-ömür değerlerinin ağırlıklı ortalamaları alınarak da yarı-ömür değeri elde edilebilir. 215 keV, 248 keV ve 463 keV'in ağırlıklı ortalamaları alındığında ise yarı-ömür değeri 20.28 ± 0.04 dakika olarak bulunmuştur. 881 keV'lik pikden elde edilen sayımlarla hesaplanmış olan ^{84}Rb 'ün yarı-ömür değeri 32.60 ± 4.64 gün olarak bulunmuştur. Literatürde ise yarı-ömür değeri 32.82 ± 0.07 gündür (NUDAT, 2017). 1016 keV ve 1076 keV için ise yarı-ömür değeri elde edilememiştir. 1897 keV'lik pikden elde edilen sayımlarla hesaplanmış olan ^{86}Rb 'nın yarı-ömür değeri 19.051 ± 6.38 gün olarak bulunmuştur. Literatür değeri 18.642 ± 0.018 gündür (NUDAT, 2017).

Baryum için elde edilen yarı-ömür değerleri Çizelge 5.12'de literatürde bulunan değerlerle karşılaştırılmaktadır. Çizelge 5.12 incelendiğinde, 214 keV, 220 keV, 553 keV ve 1165 keV'in ağırlıklı ortalamaları alındığında ^{129}Ba 'un yarı-ömür değeri 2.23 ± 0.13 saat olarak bulunmuştur. Literatürde ise yarı-ömür değeri 2.23 ± 0.11 saattir (NUDAT, 2017). 496 keV'lik pikten elde edilen yarı-ömür değeri 11.54 ± 4.81 gün olarak bulunmuş 123 keV, 216 keV, 249 keV ve 373 keV değerleri için ise literatür ile uyumlu sonuçlar bulunamamıştır. ^{131}Ba 'ın literatürdeki yarı-ömür değeri 11.50 ± 0.06 gündür (NUDAT, 2017). 275 keV'lik pikden elde edilen sayımlarla hesaplanmış olan ^{133m}Ba 'ün yarı-ömür değeri 38.99 ± 0.94 saat, 268 keV'lik pikden elde edilen sayımlarla hesaplanmış olan ^{135m}Ba 'ın yarı-ömür değeri ise 28.59 ± 0.18 saat olarak bulunmuş olup literatürdeki değerleri sırasıyla 38.93 ± 0.1 saat ve 28.7 ± 0.2 saattir (NUDAT, 2017).

Çizelge 5.11. Rubidyum için elde edilen yarı-ömür değerlerinin literatür (NUDAT, 2017) değerleriyle karşılaştırılması.

Çekirdek	Hesaplanan Enerji ve Hata Değeri (keV)	Hesaplanan Yarı-Ömür ve Hata Değeri	Literatür Yarı-Ömür ve Hata Değeri
^{84m}Rb	215.610 ± 0.005	20.31 ± 0.04 dakika	20.26 ± 0.04 dakika
^{84m}Rb	248.020 ± 0.005	20.30 ± 0.03 dakika	20.26 ± 0.04 dakika
^{84m}Rb	463.590 ± 0.006	20.23 ± 0.04 dakika	20.26 ± 0.04 dakika
^{84}Rb	881.591 ± 0.010	32.60 ± 4.64 gün	32.82 ± 0.07 gün
^{84}Rb	1016.185 ± 0.031	-	32.82 ± 0.07 gün
^{84}Rb	1897.804 ± 0.041	-	32.82 ± 0.07 gün
^{86}Rb	1076.770 ± 0.014	19.051 ± 6.38 gün	18.642 ± 0.018 gün

Çizelge 5.12. Baryum için elde edilen yarı-ömür değerlerinin literatür (NUDAT, 2017) değerleriyle karşılaştırılması.

Çekirdek	Hesaplanan Enerji ve Hata Değeri (keV)	Hesaplanan Yarı-Ömür ve Hata Değeri	Literatür Yarı-Ömür ve Hata Değeri
^{129}Ba	129.095±0.026	2.86±0.13 saat	2.23±0.11 saat
^{129}Ba	214.185±0.11	2.18±0.03saat	2.23±0.11 saat
^{129}Ba	220.815±0.12	2.28±0.05 saat	2.23±0.11 saat
^{129}Ba	553.902±0.028	2.27±0.12saat	2.23±0.11 saat
^{129}Ba	1165.074±0.112	2.19±0.35 saat	2.23±0.11 saat
^{131}Ba	123.828±0.020	4.02±1.57 gün	11.50±0.06 gün
^{131}Ba	216.071±0.021	2.20±0.32 gün	11.50±0.06 gün
^{131}Ba	249.563±0.064	4.36±2.46 gün	11.50±0.06 gün
^{131}Ba	373.302±0.042	1.68±0.06 gün	11.50±0.06 gün
^{131}Ba	496.265±0.011	11.54±4.81 gün	11.50±0.06 gün
$^{133\text{m}}\text{Ba}$	275.981±0.007	38.99±0.94 saat	38.93±0.1 saat
$^{135\text{m}}\text{Ba}$	268.276±0.007	28.59±0.18 saat	28.7± 0.2 saat

6. SONUÇLAR VE TARTIŞMA

Bu tez çalışmasında, Akdeniz Üniversitesi Nükleer Bilimler Araştırma ve Uygulama Merkezinde bulunan klinik lineer elektron hızlandırıcı ile üretilen yüksek enerjili Bremsstrahlung fotonlarıyla rubidyum ve baryum çekirdeklerinin enerji seviyeleri ve yarı-ömür değerleri deneysel olarak hesaplanmıştır. Gerçekleştirilen fotonükleer reaksiyonda kullanılan hızlandırıcının medikal amaçlı bir cihaz olması ve bu cihazın fotonükleer deneyler içinde gerçekleştirebilecek şekilde düzenlenmiş olması literatürdeki diğer çalışmalardan farklı kılmıştır. İlk kez bu çalışmada, rubidyum ve baryum elementleri bir c-LINAC içerisinde gerçekleştirilen fotonükleer reaksiyon için kullanılmış ve elde edilen ürün çekirdeklerin enerji seviyeleri ve yarı-ömrüleri araştırılmıştır.

Numuneler klinik doğrusal elektron hızlandırıcısı (c-LINAC) tarafından üretilen 18 MeV nihai enerjili Bremsstrahlung fotonları kullanılarak ışınlanmıştır. Fotonükleer reaksiyon sonucu ortaya çıkan gama ışınları yüksek saflıktaki Germanyum detektör (HPGe) ile sayılmıştır. Sayım sonucu ortaya çıkan spektrum gf3 pik analiz programı ve ROOT ile analiz edilerek bulunan sonuçlar uluslararası nükleer veri tabanı olan NUDAT'la karşılaştırılmıştır.

Yapılan deneyde, $^{85}\text{Rb}(\gamma,n)^{84}\text{Rb}$, $^{87}\text{Rb}(\gamma,n)^{86}\text{Rb}$, $^{130}\text{Ba}(\gamma,n)^{129}\text{Ba}$, $^{132}\text{Ba}(\gamma,n)^{131}\text{Ba}$, $^{134}\text{Ba}(\gamma,n)^{133}\text{Ba}$ ve $^{136}\text{Ba}(\gamma,n)^{135}\text{Ba}$ fotonükleer reaksiyonlarının sonucu olarak ^{84}Rb , ^{86}Rb , ^{129}Ba , ^{131}Ba , ^{133}Ba ve ^{135}Ba izotoplarının enerji seviyeleri ve yarı-ömür değerleri hata oranlarıyla beraber elde edilmiştir. Enerji seviye hesaplamalarından elde edilen bulgulara bakıldığında γ enerji seviyelerinin literatür ile uyumlu olduğu hatta çoğu seviyeler için hata oranlarının çok daha düşük olduğu saptanmıştır. Yarı-ömür değerlerinde ise elde edilen sonuçlar literatür değeriyle uyumludur. Ancak yarı-ömrü yüksek olan ^{84}Rb , ^{86}Rb ve ^{131}Ba 'in hata oranları literatür ile uyumlu değildir. ^{84}Rb 'ün en güçlü piki olan 881 keV için sadece yarı-ömür değeri elde edilmiş ve yarı-ömrün hatasını veren ± 4.64 gün değeri bulunmuştur. Bu değer beklenenden oldukça yüksek bir değerdir. Bunun sebebi ölçümün eş zamanlı olmaması yani ışınlama işleminin sonlandırılması ile spektrometrik ölçüme başlanması arasında geçen kayıp zaman (~ 15 dakika) ve ölçümün 72 saat sürmesidir. Çok düşük ve yüksek yarı-ömre sahip çekirdekler gerekli yarılanmayı yapamayarak arka plan içinde kayboldular. Diğer sebepler ise ürün çekirdeklerin uyarılmış duruma bozunmadan doğrudan kararlı hale gelmesi ve bazen de uyarılmış enerji seviyelerine ait bir çok bozunum yollarından bazılarının dallanma oranlarının “branching ratio” çok düşük olmasıdır. Bu kısıtlamalar γ geçişlerinin ve buna bağlı olarak da yarı-ömrün tam olarak belirlenmesini engellemiştir (Boztosun vd., 2014).

Bu tez çalışmasından elde edilen sonuçlar literatürle uyumludur ve elde edilen bazı değerlerin hata oranı literatürdeki deneysel değerlerin hata oranlarından daha düşüktür. Rubidyum ve baryum çekirdekleri için bu tez ile elde edilen sonuçlar nükleer veri tabanlarına katkı sağlayacaktır.

Bu tez çalışmasında kullanılan klinik hızlandırıcı ve detektör sisteminden oluşan deneysel düzenek oldukça küçük bütçeli imkanlar ile temel nükleer bilim çalışmalarına katkı yapılabileceğini göstermektedir. Buradan görüleceği gibi, sınırlı yerel imkanlarla literatürde eksik olan fotonükleer deneysel verilerin tamamlanması mümkündür.

Bu yöntemle ileride yapılacak olan çalışmalarda ölçümün eş zamanlı olarak yapılması ve ölçüm süresini artırılmasıyla görülmemiş olan bütün geçişler görülerek daha iyi sonuçların elde edilmesi mümkün olacaktır.

KAYNAKLAR DİZİNİ

Abriola, D., Bostan, M., Erturk, S., Fadil, M., Galan, M., Juutinen, S., ve Nica, N. (2009), Nuclear data sheets for A= 84, Nuclear Data Sheets, 110(11), 2815-2944.

Ağar, O., (2016), Toprak Numunelerindeki Ağır Metallerin Fotoaktivasyon Analizi ile Belirlenmesi ve Fotofisyon Ürünlerin Takibi, Doktora Tezi, Akdeniz Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Antalya.

Ağar, O., Boztosun, I., ve Segebade, C., (2017), Multielemental analysis of some soils in Karaman by PAA using a cLINAC, Applied Radiation and Isotopes, 122, 57-62.

Ajzenberg-Selove, F., Bingham, H.G. ve Garrett, J.D., (1973), Energy levels of ^{14}C , Nuclear Physics A, 220.1 152-160.

Akkoyun, S., Bayram, T., Dulger, F., Dapo, H., Boztosun, I., (2016), Energy level and half-life determinations from photonuclear reaction on Ga target, International Journal of Modern Physics E, 25 1650045.

Akkurt, İ., Kaplan, A., Annand, J.R.M., (2001), Hızlandırıcılarla fotonükleer reaksiyonlar, I. Ulusal Parçacık Hızlandırıcıları ve Uygulamaları Kongresi, TAEK, Ankara.

Akkurt, İ., Karpuz, N., ve Mavi, B., (2013), Kurşun izotoplarının toplam fotonötron tesir kesiti, Süleyman Demirel Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Dergisi, 17(3).

Attix, F.H., (1986), Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co.KGaA, 505 s.

Atzeni, S. ve Meyer-ter-Vehn, J., (2004), The Physics of Inertial Fusion (First Edition). Oxford: Clarendon Press, 27-29.

Aygun, M., Cesur, A., Dogru, M., Boztosun, I., Dapo, H., Kanarya, M., Kuluozturk, M.F., Bal, S.S., Karatepe, S., (2016), Using a clinical linac to determine the energy levels of $^{92\text{m}}\text{Nb}$ via the photonuclear reaction, Applied Radiation and Isotopes, 115, 97-99.

Bayram, T., Akkoyun, S., Uruk, S., Dapo, H., Dulger, F., Boztosun, I., (2016), Transition energy and half-life determinations of photonuclear reaction products of erbium nuclei, International Journal of Modern Physics E, 25(12), 1650107.

Beams, J.W. ve Snoddy, L.B., (1933), The production of high velocity ions and electrons, Physical Review, 44(9), 784.

Beams, J. W., ve Trotter Jr, H., (1934), The acceleration of electrons to high energies, Physical Review, 45(11), 849.

Bethe, H., (1936), An attempt to calculate the number of energy levels of a heavy nucleus, Phys. Rev., 50: 332.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

Bostancı, S., (2011), Ondokuz Mayıs Üniversitesi Kurupelit Kampüsü ve Samsun İl Merkezinin Doğal Radyoaktivite Seviyesinin Belirlenmesi, Yüksek Lisans Tezi, Ondokuz Mayıs Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Samsun.

Bošnjaković, B., Van Best, J.A. ve Bouwmeester, J., (1967), Energy level of ^{38}Ar from the $^{37}\text{Cl}(p,\alpha)^{34}\text{S}$ reaction, Nuclear Physics A, 94(3), 625-652.

Boztosun İ., Dapo H., Özmen S.F., Çeçen Y., Karakoç M., Çoban A., Cesur A., Caner T., Bayram E., Keller G.B., Küçük B., Güvendi A., Derman M., Kaya D., (2014), The results of the first photonuclear reaction performed in turkey: the zinc example, Turkish Journal of Physics, 38, 1–9.

Boztosun, I., Dapo, H., Karakoç, M., Özmen, S.F., Çeçen, Y., Çoban, A., Caner, T., Bayram, E., Saito, T.R., Akdoğan, T., Bozkurt, V., Kuçuk, Y., Kaya, D. ve Harakeh, M.N., (2015), Photonuclear reactions with zinc: a case for clinical linacs. The European Physical Journal – Plus, 130 (9):185.

Boztosun, I., Dapo, H. ve Karakoç, M., (2016), Measuring decay of praseodymium isotopes activated by a clinical LINAC. Modern Physics Letters A, 31(36), 1650212.

Brown, G. ve MacGregor, A., (1966), Level structure measurements with the $(p;\alpha)$ reaction: (II). energy levels of ^{47}V and ^{49}V , Nucl. Phys., 77 (2): 385-393.

Brun, R., ve Rademakers, F., (1997), ROOT—an object oriented data analysis framework, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 389(1-2), 81-86.

Cantone, M.C., Cornolti, E., DE Bartolo, D., Giussani, A., Tsipenyuk, YU. M., Firsov, V.I. ve Gorbunov, A.V., (2000), Proton, photon and neutron activation analysis for the determination of stable isotopes of gadolinium in human blood plasmas, Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, 243(3):707–714.

Cesur, A., (2015), Galyum Ürün Çekirdeklerinin Enerji Seviyelerinin ve Kalay Numunelerinin Derişimlerinin Foto nükleer Reaksiyonlarla Belirlenmesi, Yüksek Lisans Tezi, Akdeniz Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Antalya.

Chadwick, J. ve Goldhaber, M., (1934), A Nuclear photo-effect: Disintegration of the Diplon by rays, Nature, 134: 237.

Chao, J.H., Chuang, C.Y., Yeh, S.A. ve Wu, J.W., (2009), Relationship between radioactivity of radium and concentrations of barium and lead in hokutolite. Applied Radiation and Isotopes, 67: 650-653.

Chodorow, M., Chu, E.L., Ginzton, E.L., Hansen, W.W., Jaynes, E.T., Kyhl, R.L. ve Schiff, L.I., (1955), Stanford high-energy linear electron accelerator (Mark III), The Review of Scientific Instruments, 26(2).

Cline, J.E. ve Heath R.L., (1967), Annual Progress Report, 17222.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

Das, A. ve T. Ferbel, (2003), Introduction to Nuclear and Particle Physics, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd. Second Edition, USA, 399 s.

Dietrich, S.S. ve Berman, B.L., (1988), Atlas of photoneutron cross sections obtained with monoenergetic photons, Atomic Data and Nuclear Data Tables, 38(2), 199-338.

Dirican, B., (2008a), Radyoterapi Fiziği Ders Notları, Ankara.

Dirican, B., (2008b), İleri Radyoterapi Fiziği Ders Notları, Ankara.

Dülger, F., (2016), Fotonükleer Reaksiyon Yöntemi ile Tungsten İzotoplarının Enerji Seviyeleri ve Yarı-Ömürlerinin Belirlenmesi, Yüksek Lisans Tezi, Akdeniz Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Antalya.

Ebihara, M., Oura, Y., Ishii, T., Setoguchi, M., Nakahara, H. ve Ohtsuki, T., (2000), How effectively is the photon activation analysis applied to meteorite samples?, Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, 244 (3):491-496.

Eke, C., (2015), Fotoaktivasyon Yöntemi ile Kum Numunelerinin Elementel Analizi ve Fotofisyon Ürünlerinin Belirlenmesi, Doktora Tezi, Akdeniz Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Antalya.

Eke, C., Boztosun, I., Dapo, H., Segebade, C., Bayram, E., (2016), Determination of gamma-ray energies and half lives of platinum radio-isotopes by photon activation using a medical electron linear accelerator: a feasibility study, Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, 309(1), 79-83.

Eke, C., Agar, O., Boztosun, I., Aslan, A., ve Emsen, B., (2017), Determination of self-attenuation correction factor for lichen samples by using gamma-ray spectrometry. Kerntechnik, 82(1), 136-139.

Elekta, (2003), Digital Accelerator, Technical Training Guide (unpublished).

Ertuğay, C., (2015), Fotoaktivasyon Analiz Yöntemi ile Antik Sikkelerin Element Konsantrasyonlarının Belirlenmesi, Yüksek Lisans Tezi, Akdeniz Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Antalya.

Feldmeier, J.R., ve Collins, G.H., (1941), Phys. Rev., 59: 937.

Fukushima, M., Tamate, H., Sato, S., Terui, S. ve Mitsugashira, T., (1999), Activation analysis of trace metals in several kinds of tissues of even-toed ungulates, Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, 239 (3): 595-599.

Gaudin, A.M., Dasher, J., Pannel, J.H. ve Freyberger, L.W., (1950), Use of an induced nuclear reaction for the concentration of beryl, AIMM Pet Eng Trans, 187, 495-498.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Gaudin, A.M. ve Pannell, J.H., (1951), Determination of beryllium by photodisintegration, *Analytical Chemistry*, 23(9), 1261-1265.
- Gentner, W., (1934), Sur la desintegration du beryllium par les rayons, *Comp.Rend. Acad. Sci*, 2: 1211.
- Gilmore, G.R., (2008), Practical Gamma-ray Spectrometry, 2nd Edition, John Wiley & Sons Ltd, England, 387 s.
- Ginzton, E.L., Hansen, W.W. ve Kennedy, W.R., (1948), A linear electron accelerator, *Review of Scientific Instruments*, 19(2), 89-108.
- Goldhaber, M., (1939), *Phys. Rev.*, 55: 1129.
- Göker, T., (2016), Molibden-99 Radyoizotopunun Enerji Seviyelerinin ve Yarı-Ömrünün Bir C-Linak Kullanılarak Fotonükleer Reaksiyon Mekanizmasıyla Ölçülmesi, Yüksek Lisans Tezi, Süleyman Demirel Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Isparta.
- Grütter, A., (1982), Decay data of $^{81,82m,83,84m+g}\text{Rb}$ and $^{83,85m,87m}\text{Sr}$, *The International Journal of Applied Radiation and Isotopes*, 33(6), 456-461.
- Gülmen, M., (2011), Medikal Alanda Kullanılan LiF: Mg, Ti (TLD-100)'nin Dozimetrik Özelliklerinin İncelenmesi, Yüksek lisans Tezi, Çukurova Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Adana.
- Hamburger, E.W. ve Hamburger, A.I., (1965), Energy levels of ^{90}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.
- Harpster, J.W., Bennett, D.L. ve Casper, K.J., (1963), Energy of the first excited state of Sr^{86} , *Nuclear Physics*, 47, 443-448.
- Hasanoğlu, Ü., (2016), Hacimsel Ayarlı Ark Terapide Lineer Hızlandırıcının Kalite Kontrolü, Yüksek Lisans Tezi, Uludağ Üniversitesi Sağlık Bilimleri Enstitüsü, Bursa.
- Hill, J. C. ve Wang, K. H., (1972), Decay of ^{84}Br , *Physical Review C*, 5(3), 805.
- <https://www.flickr.com/photos/mitopencourseware/3706466731/in/photostream>.
- <http://lampes-et-tubes.info/sp/sp168.php?l=e>.
- IAEA., (2000), Handbook on Photonuclear Data for Applications: Cross Sections and Spectra.
- Jupiter, C.P., Hanson, N.F., Shafer, R.E. ve Fultz, S.C., (1961), Radiations from high-energy positrons incident on a beryllium target. *Phys. Rev.*, 121: 866.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

Kaplan, A., (2003), Ağır Metallerde Düşük Enerjili Foton Kullanılarak (γ, n) Reaksiyonlarının Ölçümü, Doktora Tezi, Süleyman Demirel Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Isparta.

Kaplan, A., Özdoğan, H., Aydın, A., Tel, E., (2012) Photo-neutron cross section calculations of several structural fusion materials, Journal of fusion energy, 32(3), 344-349.

Kato, T. ve Oka, Y., (1972), Yields of photonuclear reactions for photon-activation analysis with high-energy Bremsstrahlung, Talanta, 19 (4): 515-525.

Kavun, Y., (2017), Fotoaktivasyon Analizi ile Diş Örneklerinde Sr/Ca Oranının Belirlenmesi, Doktora Tezi, Celal Bayar Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Manisa.

Kent, J.J., Blatt, S.L., (1975), Energy levels of ^{92}Nb and ^{94}Tc from ^{92}Zr , $^{94}\text{Mo}(p, n\gamma)^{92}\text{Nb}$, ^{94}Tc , Nuclear Physics A, 255(2), 296-306.

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.

Khan, F.M., (1994), The Physics of Radiation Therapy, Second Edition, Williams and Wilkins, USA, pp 51-57, 176-179.

Khan, F.M., (2003), The Physics of Radiation Therapy, Third Edition, Lippincott Williams and Wilkins, Philadelphia, pp 20.

Khan, F.M., (2010) The Physics of Radiation Therapy, Forth Edition, Lippincott Wilkins, USA, pp 560.

Khazov, Y., Mitropolsky, I. ve Rodionov, A., (2006), Nuclear data sheets for A= 131, Nuclear Data Sheets, 107(11), 2715-2930.

Khazov, Y., Rodionov, A., ve Kondev, F.G., (2011), Nuclear data sheets for A= 133, Nuclear Data Sheets, 112(4), 855-1113.

Knoll, G.F., (2000), Radiation Detection and Measurement, 3rd Edition, John Wiley&Sons Inc. New York, 802 s.

Konjin, J., Linderman, E.W.A. ve De Wit, S.A., (1967), The decay of ^{48}Sc and ^{48}V . Nucl. Phys. A, 90 (3): 558-572.

Korkulu, Z., (2010), Kocaeli İli Karadeniz Sahil Kumlarının Doğal Radyoaktivite Seviyelerinin Belirlenmesi, Yüksek Lisans Tezi, Kocaeli Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Kocaeli.

Krane, K.S., (2011), Nükleer Fizik 1. Cilt, (Çeviri Editörü: Prof. Dr. Başar Şarer), Palme Yayıncılık, Ankara, 405 s.

Krane, K.S., (1988), Introductory Nuclear Physics, Canada.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Kürkçüoğlu, M.E. ve Göker, T., (2016), Klinik lineer hızlandırıcı kullanılarak ^{99}Mo radyoizotopunun yarı-ömür tayini, SDÜ Fen Dergisi, 11(2).
- Lin, C.H. , Wu, J.M., Chiu, T.C., Yeh, S.A. ve Chao, J.H., (2012), Determination of Au and Pt in titanate nanotube catalysts by photon activation analysis, Applied Radiation and Isotopes, 70: 1564–1569.
- Lindenberg, K., Neumann, F., Galaviz, D., Hartmann, T., Mohr, P., Vogt, K., Volz, S. ve Zilges, A., (2001), Half-lives of Au, Hg and Pb isotopes from photoactivation. Physical Review C, 63(4).
- Maestro, (2016), Maestro 7 Multichannel Analyzer (MCA) Application Software, AMATEK Advanced Measurement Technology.
- Magill, J. ve Galy J., (2005), Radioactivity, Radionuclides, Radiation, Springer, Germany, 259 s.
- Masumoto, K., Ohtsuki, T., Miyamoto, Y., Zaidi, J.H., Kajikawa, A., Haba, H. ve Sakamoto, K., (1999), Photon activation analysis of iodine, thallium and uranium in environmental materials, Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, 239 (3): 495-500.
- Mizera, J. ve Randa, Z., (2010), Instrumental neutron and photon activation analyses of selected geochemical reference materials, Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, 284: 157-163.
- Mohan, R., Danos, M., ve Biedenharn, L.C., (1971), Three-fluid hydrodynamical model of nuclei, Physical Review C, 3(5), 1740.
- Mohr, P., Enders, J., Hartmann, T., Kaiser, H., Schiesser, D., Schmitt, S., Volz, S., Wissel, F., Zilges, A., (1999), Real photon scattering up to 10 MeV: The improved facility at the darmstadt electron accelerator S-DALINAC, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 423(2), 480-488.
- Mohr, P., Hutter, C., Vogt, K., Enders, J., Hartmann, T., Volz, S. ve Zilges, A., (2000), Half-lives of platinum isotopes from photoactivation, The European Physical Journal A, 7: 45-47.
- Mohr, P., Brieger, S., Witucki, G., Maetz, M., (2007), Photoactivation at a clinical LINAC: The reaction slightly above threshold, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 580(3), 1201-1208.
- Müller, H.W. ve Tepel, J.W., (1979), Nuclear data sheets for A= 84, Nuclear Data Sheets, 27(3), 339-388.
- Negret, A., ve Singh, B. (2015), Nuclear data sheets for a= 86, Nuclear Data Sheets, 124, 1-156.
- NUDAT, (2017), <https://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Oka, Y., Kato, T., Nomura, K. ve Saito, T., (1967), Gamma-ray spectrometric study of the photoactivation products with 20 MeV Bremsstrahlung, *Journal of Nuclear Science and Technology*, 4 (7): 346-352.
- Okutan, M., (2010), Bir Medikal Elektron Hızlandırıcı Cihazının Sanal Elektron Enerjilerinin Dozimetrisi, Doktora Tezi, İstanbul Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, İstanbul.
- Oprea, C., Maslov, O.D., Gustova, M.V., Oprea, I.A., Mihul, A., Belov, A.G., Szalanski, P.J. ve Buzguta, V., (2011), Photoneutron activation analysis applied for environmental researches, *Romanian Report in Physics*, 63(2): 348–356.
- Ortec, (2008), Maestro-32 Software User's Manual, USA.
- Pathak, B. P., Murty, K.S.N. ve Mukherjee, S.K., (1970), High resolution spectroscopy of ^{84m}Rb and ^{86m}Rb , *Zeitschrift für Physik A Hadrons and nuclei*, 233(3), 209-215.
- Penfold, A.S. ve Leiss, J.E., (1959), Analysis of photonuclear cross sections, *Phys. Rev.* 114(5).
- Podgorsak, E.B., (2005), Radiation Oncology Physics: A Handbook for Teacher and Students, EB Podgorsak–Vienna: International Atomic Energy Agency, 657.
- Pougheon, F., Bernas, M., Roy-Stephan, M., Detraz, C., Guillemaud, D., Kashy, E., Langevin, M., F. ve Roussel, P., (1981), First study of the (^{14}C , ^{12}C) reaction: Selectivity of the reaction and energy levels of ^{28}Mg and ^{30}Si , *Nuclear Physics A*, 355(1), 207-220.
- Radyoloji, (2011), Radyonükleid Görüntüleme Cihazları, MEB, Ankara, 16 s.
- Randa, Z., Kucera, J., Mizera, J., ve Frana, J., (2007), Comparison of the Role of Photon and Neutron Activation Analyses for Elemental Characterization of Geological, Biological and Environmental Materials. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 271 (3): 589-596.
- Schuhl, C. ve Zsara, C., (1961), Monochromateur de positrons en secteur d'orange, *Nucl. Instrum. Meth.*, 10: 217-223.
- Schwengner, R., Beyer, R., Dönauf, F., Grosse, E., Hartmann, A., Junghans, A., Mallion, S., Rusev, G., Schilling, K., Schulze, W., Wagner, A., (2005), The photon-scattering facility at the superconducting electron accelerator ELBE, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 555(1), 211-219.
- Segebade, C., Weise, H.P. ve Lutz, G.J., (1988), Photon Activation Analysis, New York: W.de Gruite.
- Singh, B., Rodionov, A.A. ve Khazov, Y.L., (2008), Nuclear data sheets for A= 135, *Nuclear Data Sheets*, 109(3), 517-698.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

Slater, J.C., (1948), The design of linear accelerators, Reviews of Modern Physics, 20 (3): 473-518.

Sloan, D. H. ve Lawrence, E.O., (1931), The production of heavy high speed ions without the use of high voltages, Physical Review, 38(11), 2021.

Sloan, D.H., ve Coates, W.M., (1934), Recent advances in the production of heavy high speed ions without the use of high voltages, Physical Review, 46(7), 539.

Sonnabend, K., Savran, D., Beller, J., Büssing, M.A., Constantinescu, A., Elvers, M., Endres, J., Fritzsche, M., Glorius, J., Hasper, J., Isaak, J., Löher, B., Müller, S., Pietralla, N., Romig, C., Sauerwein, A., Schnorrenberger, L., Wälzlein, C., Zilges, A., Zweidinger, M., (2011), The Darmstadt high-intensity photon setup (DHIPS) at the S-DALINAC. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 640(1), 6-12.

Starovoitova, V. ve Segebade, C., (2016), High intensity photon sources for activation analysis, Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, 310(1), 13-26.

Sun, Z.J., Wells, D.P., Segebade, C., Maschner, H. ve Benson, B. (2013), A provenance study of coffee by photon activation analysis. Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, 296:293–299.

Szilard, L. ve Chalmers, T.A., (1934), Detection of Neutrons Liberated from Beryllium by Gamma Rays, MacMillan & Company.

Şahiner, E., (2010), Doğal Radyoaktif İzotoplarda Gerçek Çakışma Etkisi, Yüksek Lisans Tezi, Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara.

Tavernier, S., (2010), Experimental Techniques in Nuclear and Particle Physics, Springer Science & Business Media.

Taylor, H.W., Singh, B., Prato, F.S. ve King, J.D., (1972), The decay of ^{129}Ba , Nuclear Physics A, 179(2), 417-447.

Timar, J., Elekes, Z. ve Singh, B., (2014), Nuclear data sheets for A= 129, Nuclear Data Sheets, 121, 143-394.

Trotter Jr, H., (1935), The acceleration of electrons to high energies.

Tsoufanidis, N., (1995), Measurement and Detection of Radiation, Second Edition, Taylor & Francis, Washington, 614 s.

Waldman, B., Collins, G.B., Stubblefield, E.M. ve Goldhaber, M., (1939), Nuclear excitation of indium by x-rays, Phys. Rev. 55: 507.

Weisskopf, V., (1937), Statistics and nuclear reactions, Phys. Rev., 52: 295.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

Wesolowski, J.J., Anderson, J.D., Hansen, L.F., Wong, C. ve McClure, J.W., (1965), Energy levels of ^{31}S and ^{19}Ne , Nucl. Phys., 71 (3), 586-592.

Wideroe, R., (1928), Ueber Ein Neues Prinzip Zur Herstellung Hoher Spannungen, Archiv Elektrotechn., 21 (4): 387.



ÖZGEÇMİŞ



Ahmet BİÇER, 24.04.1981’de Soma’da doğdu. İlk, orta ve lise eğitimini Soma’da tamamladı. 2003 yılında Afyon Kocatepe Üniversitesi Atatürk Sağlık Hizmetleri Meslek Yüksekokulu Biyomedikal Cihaz Teknolojisi Bölümünden, 2007 yılında Dumlupınar Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünden, 2010 yılında Dumlupınar Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı’ndan mezun oldu. 2007 yılından beri Mehmet Akif Ersoy Üniversitesi’nde görev yapmaktadır.

Uluslararası Hakemli Dergilerde Yayımlanan Makaleler

- **Ahmet BİÇER** and Kaan MANİSA, “Properties of Symmetric Nuclear Matter with Skyrme Interactions”, Mathematical and Computational Applications, Vol. 16, No. 4, ss. 900-912, (2011).
- Latife SAHİN, Nurgül HAFIZOĞLU, Hakan ÇETİNKAYA, Kaan MANİSA, Engin BOZKURT & **Ahmet BİÇER**, "Assessment of Radiological Hazard Parameters Due to Natural Radioactivity in Soils From Granite-Rich Regions in Kütahya Province, Turkey", Isotopes in Environmental and Health Studies, Vol. 53, No, 2, 212-221, (2017).

Uluslararası Bilimsel Toplantılarda Sunulan ve Bildiri Kitabında Basılan Bildiriler

- **Ahmet BİÇER**, Kaan MANİSA, Ülfet ATAV and Serap BOSTAN, “Parameters Of The Skyrme Interaction In Terms of The Nuclear Matter Constants”, 7th International Student Conference of the Balkan Physical Union, ISCBPU-7, 4-7 September 2009, Bodrum – Turkey (sözlü sunum, özet kitapçığında basıldı, sayfa: 32).
- Kaan MANİSA, Ülfet ATAV and **Ahmet BİÇER**, “Symmetric Nuclear Matter With Skyrme Interaction” Turkish Physical Society 26. International Physics Congress, 24-27 September 2009, Bodrum-Turkey (poster sunum, özet kitapçığında basıldı, sayfa : 537).
- Serap BOSTAN, **Ahmet BİÇER**, Kaan MANİSA, Ülfet ATAV, and Rıza OĞUL, “Properties of Equation of State of Nuclear matter with Skyrme-Type Interactions”, NUFRA2009 Second International Conference on Nuclear Fragmentation From Basic Research to Applications, September 27-October 4, 2009, Kemer (Antalya), Turkey (poster sunum, özet kitapçığında basıldı, sayfa: 45).

- Nurgul HAFIZOĞLU, Latife ŞAHİN YALÇIN, Kaan MANİSA, Hakan ÇETİNKAYA, Engin BOZKURT, **Ahmet BİÇER** and Serap BOSTAN, “Kütahya İli Ve İlçelerinde Çevresel Gama Radyasyonu Ölçümü”, Turkish Physical Society 30. International Physics Congress, 02-05 September 2013, İstanbul-Turkey (sözlü sunum, özet kitapçığında basıldı, sayfa: 215).
- **Ahmet BİÇER**, Nevin Zeynep ERDOĞAN and Kaan MANİSA, “Nükleer Madde İçin Yeni Bir Landau Parametre Seti”, VI. Workshop On Nuclear Structure Properties, 18-20 September, 2013, Karabük / Turkey (sözlü sunum, özet kitapçığında basıldı, sayfa: 11).
- Nurgul HAFIZOĞLU, Latife ŞAHİN YALÇIN, Kaan MANİSA, Hakan ÇETİNKAYA, Engin BOZKURT, Serap BOSTAN, **Ahmet BİÇER**, “Measurement of environmental gamma radiation in province of Kutahya” 3rd European Nuclear Physics Conference, August 31–September 4, 2015, Groningen, The Netherlands (poster sunum, özet kitapçığında basıldı, sayfa : 114).
- T. BABACAN, İ. YÜKSEL, **A. BİÇER**, V. SARIKAYA, K. HAMDOUSH, İ. MARAŞ "The Investigation of Gamow-Teller Transition Properties within the Framework of pn-QRPA: The Case of Fe Isotopes in the Mass Region of 60-80" International Conference on Theoretical and Experimental Studies in Nuclear Applications and Technology (TESNAT 2016), April 28-30, 2016, Mustafa Kemal University, Hatay, Turkey (sözlü sunum, özet kitapçığında basıldı, sayfa: 40).
- Mehmet ERDOĞAN, Kaan MANİSA and **Ahmet BİÇER**, “Determination of Half-Lives of Dysprosium Isotopes via Photonuclear Reaction”, IX. Workshop On Nuclear Structure Properties, 1-3 September, 2016, Sivas / Turkey (sözlü sunum, özet kitapçığında basıldı, sayfa: 41).
- Mehmet ERDOĞAN, Kaan MANİSA and **Ahmet BİÇER**, “Determination of Energy Levels of Dysprosium Isotopes via Photonuclear Reaction”, IX. Workshop On Nuclear Structure Properties, 1-3 September, 2016, Sivas / Turkey (sözlü sunum, özet kitapçığında basıldı, sayfa: 42).
- **Ahmet BİÇER**, Kaan MANİSA, Mehmet ERDOĞAN ve Hasan BİRCAN ve "Equation of state of neutron rich matter" International Conference on Theoretical and Experimental Studies in Nuclear Applications and Technology (TESNAT 2017), May 10-12, 2017, Çukurova University, Adana, Turkey (poster sunum, özet kitapçığında basıldı, sayfa: 56).
- **Ahmet BİÇER**, Kaan MANİSA, A. Engin ÇALIK, Mehmet ERDOĞAN, Hasan BİRCAN, Mürsel ŞEN, Haris DAPO, İsmail BOZTOSUN, “Photonuclear Reaction: Experimental Determination of Energy Levels and Half of Rubidium and Barium

- Isotopes”, X. International Conference on Nuclear Structure Properties, 20-22 September, 2017, Karabük / Turkey (poster sunum, özet kitapçığında basıldı, sayfa: 89).
- Kaan MANİSA, Hasan BİRCAN, Mehmet ERDOĞAN and **Ahmet BİÇER**, “Relation Between Incompressibility and Effective Mass For Nuclear Matter”, X. International Conference On Nuclear Structure Properties (NSP2017)”, 20-22 September 2017, Karabük, TURKEY (poster sunum, özet kitapçığında basıldı, sayfa: 91).
 - Kaan MANİSA, Mehmet ERDOĞAN, Hasan BİRCAN and **Ahmet BİÇER** “Assesment of Gamma Dose Rates in Some Turkish Spas”, 8th International Symposium on Occupational Health and Safety, (SESAM, 2017), 19 October, 2017, Bucharest / Romania (poster sunum, özet kitapçığında basıldı, sayfa: 20).

Ulusal Bilimsel Toplantılarda Sunulan ve Bildiri Kitaplarında Basılan Bildiriler

- Semih ŞENAY, **Ahmet BİÇER**, Faruk KOYUNCU ve Kaan MANİSA “Neden Nükleer Enerji?”, Nüksem 2007 Nükleer Enerji Sempozyumu, 19-20 Ekim 2007, Mersin Üniversitesi Prof. Dr. Uğur ORAL Kültür Merkezi, MERSİN (tam metin, bildiri kitabında basıldı, sayfa: 36-42).
- Faruk KOYUNCU, **Ahmet BİÇER** ve Kaan MANİSA , “Güneş Enerjisi Nükleer Enerjiye Alternatif Mi”, Eskişehir Osmangazi Üniversitesi Fizik Bölümü, II. Ulusal Güneş ve Hidrojen Enerjisi Kongresi, 12-13 Haziran 2008, Eskişehir (poster sunum, özet kitapçığında basıldı, sayfa: 63).
- Kaan MANİSA, Hasan BİRCAN, Mehmet ERDOĞAN ve **Ahmet BİÇER**, “Nükleer Maddenin Sıkıştırılabilirliği ve Etkin Kütlesinin Yoğunluk Bağımlı Skyrme Kuvvetleriyle Olan İlişkisi”, Adım Fizik Günleri-III, 17-18 Nisan 2014, Isparta (sözlü sunum, özet kitapçığında basıldı, sayfa: 38).
- **Ahmet BİÇER**, Kaan MANİSA, Mürsel ŞEN, A. Engin ÇALIK ve Mehmet ERDOĞAN, “Fotonükleer Reaksiyon İle Rubidyum İzotoplarının Yarı-ömürlerinin Belirlenmesi” Adım Fizik Günleri-IV, 28-29 Mayıs 2015, Kütahya (sözlü sunum, özet kitapçığında basıldı, sayfa: 50).
- Mürsel ŞEN, A. Engin ÇALIK, **Ahmet BİÇER**, Kaan MANİSA, ve Mehmet ERDOĞAN, “Fotonükleer Reaksiyon İle Baryum İzotoplarının Yarı-ömürlerinin Belirlenmesi” Adım Fizik Günleri-IV, 28-29 Mayıs 2015, Kütahya (sözlü sunum, özet kitapçığında basıldı, sayfa: 51).
- Kaan MANİSA, Hasan BİRCAN, A.Engin ÇALIK, Mehmet ERDOĞAN ve **Ahmet BİÇER**, “Nükleer Madde Durum Denkleminin (EOS) Önemi Ne? Niçin Üzerinde

Çalışıyoruz? Adım Fizik Günleri-V, 21-23 Nisan 2016, Eskişehir (poster sunum, özet kitapçığında basıldı, sayfa: 118).

Projelerim

- Dumlupınar Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Komisyonu Başkanlığı, Proje adı : Kütahya İl ve İlçelerinden Toplanan Toprak Örneklerindeki Doğal Radyasyon Ölçümü. Proje No:2010/4. Konumu: Araştırmacı. Tarih: 09.03.2010-01.08.2012.
- Dumlupınar Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Komisyonu Başkanlığı, Proje adı : Baryum ve Rubidyum İzotoplarından Fotonükleer Reaksiyon ile Ortaya Çıkan Ürün Çekirdeklerinin Yarı Ömürlerinin ve Enerji Seviyelerinin Belirlenmesi. Proje no: 2014-51. Konumu: Araştırmacı. Tarih: 24.07.2014-12.08.2015.
- Selçuk Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Komisyonu Başkanlığı, Proje adı : Disprosyum İzotoplarının Fotonükleer Reaksiyon ile Ortaya Çıkan Ürün Çekirdeklerin Yarı Ömürlerinin ve Enerji Seviyelerinin Belirlenmesi. Proje no: 2016-14401097. Konumu: Araştırmacı. Tarih: 04.11.2014-29.12.2016.
- Dumlupınar Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Komisyonu Başkanlığı, Proje adı : Kütahya'nın Simav İlçesindeki Termal Sularda ve Toprak Gazında Radon Aktivite Konsantrasyonlarının Belirlenmesi. Proje no: 2017-53. Konumu: Araştırmacı. Tarih:25.08.2017-Devam ediyor.