

T.C.
AKDENİZ ÜNİVERSİTESİ
SAĞLIK BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
RADYASYON ONKOLOJİSİ ANABİLİM DALI

RADYOTERAPİDE FOTONÖTRON ÖLÇÜMÜ ve
ZIRHLAMASI

Tuğçe GÜLÜMSER

YÜKSEK LİSANS TEZİ

2016-ANTALYA

T.C.
AKDENİZ ÜNİVERSİTESİ
SAĞLIK BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
RADYASYON ONKOLOJİSİ ANABİLİM DALI

RADYOTERAPİDE FOTONÖTRON ÖLÇÜMÜ ve
ZIRHLAMASI

Tuğçe GÜLÜMSER

YÜKSEK LİSANS TEZİ

DANIŞMAN
Yrd. Doç Dr. Yiğit ÇEÇEN

“Kaynakça gösterilerek tezinden yararlanılabilir”

2016-ANTALYA

Sağlık Bilimleri Enstitüsü Müdürlüğüne;

Bu çalışma jürimiz tarafından Radyasyon Onkolojisi Anabilim Dalı Radyoterapi Fiziği Programında Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir. 27/06/2016

İmza

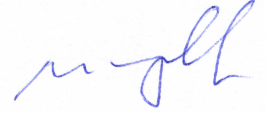
Tez Danışmanı : Yrd. Doç. Dr. Yiğit ÇEÇEN
Akdeniz Üniversitesi



Üye : Prof. Dr. Melek Nur YAVUZ
Akdeniz Üniversitesi



Üye : Doç. Dr. Mustafa YILDIZ
Antalya Eğitim Araştırma Hastanesi



Bu tez, Enstitü Yönetim Kurulunca belirlenen yukarıdaki jüri üyeleri tarafından uygun görülmüş ve Enstitü Yönetim Kurulu'nun/...../..... tarih ve/..... sayılı kararıyla kabul edilmiştir.

Prof. Dr. Narin DERİN

Enstitü Müdürü

ETİK BEYAN

Bu tez çalışmasının kendi çalışmam olduğunu, tezin planlanmasından yazımına kadar bütün safhalarda etik dışı davranışımın olmadığını, bu tezdeki bütün bilgileri akademik ve etik kurallar içinde elde ettiğimi, bu tez çalışmasıyla elde edilmeyen bütün bilgi ve yorumlara kaynak gösterdiğimi ve bu kaynakları da kaynaklar listesine aldığımı beyan ederim.

Tuğçe GÜLÜMSER

İmza

Tez Danışmanı

Yrd. Doç./Dr. Yiğit ÇEÇEN

İmza

TEŐEKKÜR

Yüksek lisans öğrenimim boyunca bilgi, öneri ve yardımlarıyla yol gösteren, tez çalışmalarım süresince katkılarını esirgemeyen, malzeme teminininden, deneysel çalışma imkanının sağlanmasına kadar her konuda beni destekleyen danışman hocam Yrd. Doç. Dr. Yiğit ÇEÇEN'e,

Yüksek lisans öğrenimim boyunca bilgi ve desteklerini esirgemeyen Akdeniz Üniversitesi Radyasyon Onkolojisi Anabilim Dalı çalışanlarına ve sayın hocalarıma,

Cihaz ve malzeme kullanımı izni ile verdikleri destekten ötürü Akdeniz Üniversitesi Nükleer Bilimler Uygulama ve Araştırma Merkezi'ne,

Işınlamalar boyunca yanımda olan ve desteklerini esirgemeyen arkadaşlarım Mahmut Üstün, Çağrı Yazgan, Ali H. Yeşil ve bölüm arkadaşlarıma,

Yüksek lisans öğrenimim boyunca yardımlarını esirgemeyen Akdeniz Üniversitesi Sağlık Bilimleri Enstitüsü çalışanlarına ve akademik personeline,

Öğrenim hayatım boyunca maddi ve manevi desteklerini esirgemeyen, hep yanımda olan babam Ali Gülümser'e, annem Gülhan Bilgen'e teşekkürü borç bilirim.

ÖZET

Amaç: Günümüzde kanserli hastaların radyasyonla tedavisinde, çoğunlukla lineer hızlandırıcılar (LINAK) kullanılmaktadır. Yüksek enerjili X-ışınlarının enerjisi 8 MeV'i geçtiğinde, cihazın yapısında bulunan metallerle etkileşime girerler ve ortaya ikincil radyasyon olarak nötronlar da çıkar (γ, n). Bu nötronlar fotonötron olarak adlandırılırlar. Oluşan fotonötronların çalışanlara, hastaya ve çevreye zararını önlemek için öncelikle odada nötron akısı ve dozu tespit edilmelidir. Bu tez çalışmasındaki amaç, lineer hızlandırıcı odasında oluşan fotonötron akısının ölçülmesi ve bu akıya uygun nötron zırh malzemelerinin tespiti ve geliştirilmesidir.

Yöntem: Fotonötron akısı ölçümü ve nötron zırhlama malzemelerinin testi için nötron aktivasyon analizi metodu kullanılmıştır. Philips SLI-25 lineer hızlandırıcı ile tedavi odasında farklı pozisyonlarda yapılan ölçümlerle, termal nötron akısının konuma bağlı dağılımı elde edilmiştir. Ölçümler, AMATEK-ORTEC marka GMX-20195-P model n-tipi yüksek saflıkta germanyum (HPGe) dedektörü ile alınmıştır ve spektrum analizi için GF3 programı kullanılmıştır.

Bulgular: Lineer hızlandırıcı odasında maksimum termal nötron akısının, LINAK kafasının hemen üzerinde elektronların geliş doğrultusunda olduğu saptanmıştır. Akının duvarlara doğru %92 azaldığı, LINAK kapısının hemen önünde ise maksimum akının %1'inden daha az olduğu görülmüştür. 5 cm kalınlığındaki nötron zırhlama malzemelerinin gantry çıkışındaki nötron akısını zırhlama yüzdeleri; %5 boron katkılı polietilen %89-90, boron katkılı parafin %86, yüksek yoğunluklu polietilen %64, parafin %62, polietilen %59, polipropilen %58, döküm poliamit %53 şeklindedir.

Sonuç: Lineer hızlandırıcı odasındaki fotonötron akısı, hastaya ulaşan nötron dozu çalışmaları için yol gösterici olabilir. Üretilen boron katkılı parafin zırh malzemesinin geliştirilmesi ile daha efektif ve daha az maliyetli nötron zırhı imal edilebilir.

Anahtar Kelimeler: fotonötron, Nötron Aktivasyon Analizi, nötron zırhlama, nötron akısı, LINAK

ABSTRACT

Objective: Nowadays in radiation therapy of cancer patients, mostly linear accelerators (LINAC) are used. If the energy of these beams is over 8 MeV which are produced by linear accelerators, they interact with metallic parts of the device and as a result of these interactions, neutrons are also produced as secondary radiation products (γ, n). These neutrons are called photoneutrons. The photoneutron flux and dose firstly must be determined to prevent the radiation damage from photoneutrons to the workers, patients and the environment. The purposes of this study are the measurement of photoneutron neutron flux consisting in the linear accelerators room and the determination of appropriate shielding materials and the development for this flux.

Method: Photoneutron flux measurement and testing of the neutron shielding neutron activation analysis method is used. Measurements made at different positions in the Philips SLI-25 linear accelerator treatment room and location-based distribution of thermal neutron flux are obtained. Measurements taken with AMATEM-ORTEC brand GMX-20195-P model n-type high purity germanium (HPGe) detector and GF3 spectrum analyzer program was used.

Results: Maximum thermal neutron flux in the treatment room was found in the direction of advent of the electron on the top of the LINAC head. Neutron flux 92% decrease to the walls, just in front of the linac door maximum neutron flux less than 1%. The neutron flux shielding percentage of the 5cm thick shielding material; 5% boron doped polyethylene 89-90%, boron doped paraffin 86%, high density polyethylene 64%, paraffin 62%, polyethylene 59%, polypropylene 58%, cast polyamide 53%.

Conclusion: Linear accelerators photoneutron flux in the room, may lead the way for studies of reaching neutron dose to the patient. Produced a boron doped paraffin with the development of more effective and less costly shielding material can be manufactured neutron shield.

Key words: photoneutron, Neutron Activation Analysis, neutron shielding, neutron flux, LINAC

İÇİNDEKİLER

ÖZET	i
ABSTRACT	ii
İÇİNDEKİLER	iii
TABLolar	vi
ŞEKİLLER	viii
SİMGELER ve KISALTMALAR	xv
1. GİRİŞ	1
2. GENEL BİLGİLER	6
2.1. Radyoaktivite	6
2.2. Yarı Ömür	7
2.3. Radyasyon	7
2.3.1. Alfa Radyasyonu	8
2.3.2. Beta Radyasyonu	9
2.3.3. Gama Radyasyonu	11
2.3.4. Nötron Radyasyonu	13
2.4. Fotonun Madde ile Etkileşimi	13
2.4.1. Fotoelektrik Olay	14
2.4.2. Compton Saçılması	15
2.4.3. Koherent Saçılma	16
2.4.4. Çift Oluşumu	17
2.5. Nötronun Madde ile Etkileşimi	18
2.5.1. Saçılma Reaksiyonları	19
2.5.2. Yutulma Reaksiyonları	21
2.6. Lineer Hızlandırıcılar	26
2.7. Lineer Hızlandırıcılarda Fotonötron Üretimi	30
2.8. Foton, Elektron ve Nötronların Biyolojik Etkinliği	33
2.9. Radyasyondan Korunma	35
2.9.1. Zırh Malzemeleri	39
2.9.2. Nötron Zırhlaması	40
2.10. Nötron Kaynakları	41

2.11. Nötron Dozimetrisi	45
2.12. Nötron Aktivasyon Analizi	49
2.13. Yarı İletken Dedektörler	51
3. GEREÇ ve YÖNTEM	55
3.1. Gereç	55
3.1.1. Philips SLI-25 Lineer Hızlandırıcı	55
3.1.2. İndiyum ve Kadmiyum Yaprakları	56
3.1.3. Nötron Zırhlaması İçin Seçilen ve Üretilen Malzemeler	59
3.1.4. Yüksek Safılıkta Germanyum Dedektör Sistemi	63
3.1.5. GF3 Analiz Programı	68
3.2. Yöntem	69
3.2.1. Fotonötron Akı Tayini İçin Numune Hazırlanması ve Işınlanması	69
3.2.2. Zırh Malzemelerinin Nötron Aktivasyon Analizi ile Testi	72
3.2.3. Nötron Aktivasyon Analizinde Kullanılan Denklemler	73
4. BULGULAR	76
4.1. Lineer Hızlandırıcı Odasında Bulunan Fotonötron Akı Dağılımı	76
4.1.1. Deney Düzeneği I	77
4.1.2. Deney Düzeneği II	80
4.1.3. Deney Düzeneği III	83
4.1.4. Deney Düzeneği IV	87
4.1.5. Deney Düzeneği V	91
4.1.6. Deney Düzeneği VI	95
4.1.7. Deney Düzeneği VII	98
4.2. Lineer Hızlandırıcı Odasında Oluşan Fotonötronlar İçin Seçilen ve Geliştirilen Zırh Malzemelerinin Fotonötron Akısı Zırhlama Oranları	102
4.2.1. Zırhlama Deney Düzeneği I	103
4.2.2. Zırhlama Deney Düzeneği II	104
4.2.3. Zırhlama Deney Düzeneği III	106
5. TARTIŞMA	110
6. SONUÇ VE ÖNERİLER	115
KAYNAKLAR	118



TABLolar DİZİNİ

Tablo	Sayfa
2.1. Lineer hızlandırıcı kafasında bulunan elementlerden fotonötron oluşumu	32
2.2. Farklı radyasyon türlerine ve enerjilerine göre ağırlık faktörleri	34
2.3. Doz limitleri	36
2.4. Fotonötron karakteristikleri	42
2.5. Nötron kaynağı tepkimeleri	44
2.6. Nötron dedeksiyon yapraklarının yarılanma ömürleri ve aktivasyon enerjileri	48
3.1. Radyoterapi tesislerinde kullanılması uygun aktivasyon folyo karakteristiği	59
3.2. Zırhlama malzemesi olarak seçilen polimerlerin fiziksel ve kimyasal özellikleri	61
3.3. DeneYlerde kullanılan ¹¹⁵ In yapraklarının kütleleri	70
4.1. DeneY düzeneği I'de İndiyum ve İndiyum-Kadmiyum deneYlerinden gelen sayımlardan hesaplanan akı değerleri	79
4.2. DeneY düzeneği II'de İndiyum ve İndiyum-Kadmiyum deneYlerinden gelen sayımlardan hesaplanan akı değerleri	82
4.3. DeneY düzeneği III'te indiyum ve kadmiyum kaplı indiyum yapraklarının yerden yükseklikleri	84
4.4. DeneY düzeneği III'te İndiyum ve İndiyum-Kadmiyum deneYlerinden gelen sayımlardan hesaplanan akı değerleri	86
4.5. DeneY düzeneği IV'te İndiyum ve İndiyum-Kadmiyum deneYlerinden gelen sayımlardan hesaplanan akı değerleri	89

4.6. Deney düzeneği V'te İndiyum ve İndiyum-Kadmiyum deneylerinden gelen sayımlardan hesaplanan akı değerleri	93
4.7. Deney düzeneği VI'da İndiyum ve İndiyum-Kadmiyum deneylerinden gelen sayımlardan hesaplanan akı değerleri	97
4.8. Deney düzeneği VII'de İndiyum ve İndiyum-Kadmiyum deneylerinden gelen sayımlardan hesaplanan akı değerleri	100
4.9. Zırhlama deneyi I'de kullanılan zırhlama malzemelerinin fotonötron zırhlama yüzdesi	104
4.10. Zırhlama deneyi II'de kullanılan zırhlama malzemelerinin fotonötron zırhlama yüzdesi	105
4.11. Zırhlama deneyi III'te kullanılan zırhlama malzemelerinin fotonötron zırhlama yüzdesi	107
4.12. İndiyum ve kadmiyum kaplı indiyum yapraklarıyla yapılan deneylerden elde edilen termal nötron akıları	108
4.13. Deneylerde kullanılan malzemelerin fotonötron zırhlama yüzdeleri	108

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil	Sayfa
2.1. Nötron zengini çekirdekler, proton zengini çekirdekler ve uzun ömürlü ağır çekirdeklerin ($Z>83$) kararlı çekirdekler çizgisine göre durumları	6
2.2. Elektromanyetik spektrum	8
2.3. ^{226}Ra α bozunumu	9
2.4. ^{226}Ra , β^- bozunumu	10
2.5. ^{14}C 'ten yayınlanan beta parçacıklarının sürekli spektrumu	11
2.6. Foton etkileşimlerinin enerjiye ve atom numarasına bağlı grafiği	12
2.7. Fotoelektrik olay düzeneği	14
2.8. Compton saçılması	15
2.9. Koherent saçılma	17
2.10. Çift oluşumu	17
2.11. Nötron Etkileşimleri	19
2.12. Elastik nötron saçılma tepkimesi	20
2.13. İnelastik nötron saçılma tepkimesi	20
2.14. (n,γ) etkileşimi	21
2.15. Kütle numarası ile nükleon başına bağlanma enerjisinin değişimi	24
2.16. Nükleer fisyon olayı	25
2.17. Nükleer füzyon olayı	26

2.18. Lineer hızlandırıcı elemanları	27
2.19. Lineer hızlandırıcı kafasında bulunan elemanlar, a) Foton tedavi modu b) Elektron tedavi modu c) Lineer hızlandırıcı	29
2.20. Çok yapraklı kolimatör	30
2.21. Lineer hızlandırıcıda foton etkileşme mekanizmaları ve ikincil parçacıklar	31
2.22. Lineer hızlandırıcı kafasında bulunan elementler	32
2.23. Nötron enerjilerine göre radyasyon ağırlık faktörleri (w_R)	35
2.24. Radyasyon çeşidine göre zırhlama için gerekli malzeme örnekleri	38
2.25. Alınan radyasyon dozunu azaltma prensipleri	39
2.26. Uranyum-235 fisyon tesir kesiti	43
2.27. ^{252}Cf bozunum şeması	44
2.28. Nötron enerjisine göre ^3He , ^6Li ve ^{10}B 'un değişen nötron yutma tesir kesitleri	46
2.29. Uzun sayacın iç yapısı	47
2.30. TLD ile Nötron Alan Monitörü	48
2.31. (n, γ) Reaksiyon şeması	50
2.32. Enerji bantları ve malzemenin iletkenliği	51
2.33. Elektron-deşik hareketi	52
2.34. n-tipi ve p-tipi yarı iletkenlerin a) elektriksel potansiyel uygulanmadan davranışı b) elektriksel potansiyel uygulandığında davranışı	53
2.35. n-tipi yarı iletken bant yapısı ve bağ yapısı	54
2.36. p-tipi yarı iletken bant yapısı ve bağ yapısı	54

3.1. Akdeniz Üniversitesi Nükleer Bilimler Uygulama ve Araştırma Merkezi'ne ait Philips SLI-25 Lineer Hızlandırıcı Odası	55
3.2. Akdeniz Üniversitesi Nükleer Bilimler Uygulama ve Araştırma Merkezi'ne ait Philips SLI-25 Lineer Hızlandırıcı Odası Mimari Planı	56
3.3. İndiyum-115 Nötron Yutma Tesir Kesiti	57
3.4. Kadmiyum-113 Nötron Yutma Tesir Kesiti	57
3.5. Kadmiyum-113 ile İndiyum-115'in toplam nötron tesir kesiti karşılaştırması	58
3.6. İndiyum (^{116}In) bozunum şeması	59
3.7. Zırhlama malzemeleri, a) PA6 G b) BPE c) PP d) PE	60
3.8. Zırhlama malzemeleri, e) HDPE) f) Parafin	61
3.9. B ₄ C katkılı parafinin yapım aşamaları	62
3.10. B ₄ C katkılı parafin levha	62
3.11. Fotonun etkilişimsiz gidebileceği mesafe	63
3.12. Ön yükselteç devre şeması	65
3.13. Sinyalin yükselteçte değişimi, a) Önyükselteç çıkışı b) Yükselteç çıkışı	66
3.14. Deneilerde kullanılan Akdeniz Üniversitesi Nükleer Bilimler Uygulama ve Araştırma Merkezi'ne ait HPGe dedektörü (NIM ve MAESTRO32)	67
3.15. Deneilerde kullanılan Akdeniz Üniversitesi Nükleer Bilimler Uygulama ve Araştırma Merkezi'ne ait HPGe dedektörü (NIM güç kaynağı, sıvı azot tankı ve kurşun zırh)	67
3.16. GF3 programı spektrum analizi	68
3.17. GF3 programı veri kaydı dosyası	69

3.18. a) NAA için kullanılan 13 adet İndiyum yaprağı, b) NAA için kullanılan 13 adet Kadmiyum yaprağı	70
3.19. ^{115}In ve ^{113}Cd yapraklarıyla oluşturulan deney düzeneği	71
3.20. Zırhlama malzemelerinin su fantomu içerisinde konumlandırılması	72
4.1. Lineer hızlandırıcı odasındaki fotonötron akı tayini için içerisinde indiyum ve kadmiyum yaprakları bulunan bardakların konumu (Deney düzeneği I)	77
4.2. #3 indiyum yaprağının aktivasyonu sonucu alınan ölçümden elde edilen gama spektrumu	78
4.3. #3 kadmiyum kaplı indiyum yaprağının aktivasyonu sonucu alınan ölçümden elde edilen gama spektrumu	78
4.4. Deney düzeneği I'den elde edilen fotonötron akısının konuma göre dağılım grafiği	80
4.5. Lineer hızlandırıcı odasındaki fotonötron akı tayini için içerisinde indiyum ve kadmiyum yaprakları bulunan bardakların konumu (Deney düzeneği II, #14 bardak SSD=100 cm'de, 100 cm T yönünde)	80
4.6. #16 indiyum yaprağının aktivasyonu sonucu alınan ölçümden elde edilen gama spektrumu	81
4.7. #16 kadmiyum kaplı indiyum yaprağının aktivasyonu sonucu alınan ölçümden elde edilen gama spektrumu	81
4.8. Deney düzeneği II'den elde edilen fotonötron akısının konuma göre dağılım grafiği (#14 bardak SSD=100 cm'de, 100 cm T yönünde)	83
4.9. Lineer hızlandırıcı odasındaki fotonötron akı tayini için içerisinde indiyum ve kadmiyum yaprakları bulunan bardakların konumu (Deney düzeneği III)	85

4.10. #29 indiyum yaprağının aktivasyonu sonucu alınan ölçümden elde edilen gama spektrumu	85
4.11. #29 kadmiyum kaplı indiyum yaprağının aktivasyonu sonucu alınan ölçümden elde edilen gama spektrumu	85
4.12. Lineer hızlandırıcı odasındaki fotonötron akı tayini için içerisinde indiyum ve kadmiyum yaprakları bulunan bardakların konumu (Deney düzeneği IV, A yönü)	87
4.13. Lineer hızlandırıcı odasındaki fotonötron akı tayini için içerisinde indiyum ve kadmiyum yaprakları bulunan bardakların konumu (Deney düzeneği IV, B yönü)	87
4.14. #43 indiyum yaprağının aktivasyonu sonucu alınan ölçümden elde edilen gama spektrumu	88
4.15. #43 kadmiyum kaplı indiyum yaprağının aktivasyonu sonucu alınan ölçümden elde edilen gama spektrumu	88
4.16. Deney düzeneği IV'ten elde edilen fotonötron akısının konuma göre dağılım grafiği (A yönü duvar)	90
4.17. Deney düzeneği IV'ten elde edilen fotonötron akısının konuma göre dağılım grafiği (B yönü duvar)	90
4.18. Lineer hızlandırıcı odasındaki fotonötron akı tayini için içerisinde indiyum ve kadmiyum yaprakları bulunan bardakların konumu (Deney düzeneği V, A yönü)	91
4.19. Lineer hızlandırıcı odasındaki fotonötron akı tayini için içerisinde indiyum ve kadmiyum yaprakları bulunan bardakların konumu (Deney düzeneği V, B yönü)	91
4.20. #56 indiyum yaprağının aktivasyonu sonucu alınan ölçümden elde edilen gama spektrumu	92

4.21. #56 kadmiyum kaplı indiyum yaprağının aktivasyonu sonucu alınan ölçümden elde edilen gama spektrumu	92
4.22. Deney düzeneği V'ten elde edilen fotonötron akısının konuma göre dağılım grafiği (A yönü duvar)	94
4.23. Deney düzeneği V'ten elde edilen fotonötron akısının konuma göre dağılım grafiği (B yönü duvar)	94
4.24. Lineer hızlandırıcı odasındaki fotonötron akı tayini için içerisinde indiyum ve kadmiyum yaprakları bulunan bardakların konumu (Deney düzeneği VI, B yönü)	95
4.25. Lineer hızlandırıcı odasındaki fotonötron akı tayini için içerisinde indiyum ve kadmiyum yaprakları bulunan bardakların konumu (Deney düzeneği VI, B yönü)	95
4.26. #69 indiyum yaprağının aktivasyonu sonucu alınan ölçümden elde edilen gama spektrumu	96
4.27. #69 kadmiyum kaplı indiyum yaprağının aktivasyonu sonucu alınan ölçümden elde edilen gama spektrumu	96
4.28. Deney düzeneği VI'dan elde edilen fotonötron akısının konuma göre dağılım grafiği	98
4.29. Lineer hızlandırıcı odasındaki fotonötron akı tayini için içerisinde indiyum ve kadmiyum yaprakları bulunan bardakların konumu (Deney düzeneği VII)	98
4.30. #83 indiyum yaprağının aktivasyonu sonucu alınan ölçümden elde edilen gama spektrumu	99
4.31. #83 kadmiyum kaplı indiyum yaprağının aktivasyonu sonucu alınan ölçümden elde edilen gama spektrumu	99

4.32. Deney düzeneği VII'den elde edilen fotonötron akısının konuma göre dağılım grafiği (B yönü dolap)	101
4.33. Lineer hızlandırıcı odasında termal nötron akılarının ölçüldüğü 91 konum (LINAK hedefi ve maksimum termal nötron akısının oluştuğu nokta)	101
4.34. Zırlama malzemeleri, a) PA6 G b) PE1000 c) PP d) BPE	103
4.35. Zırlama malzemelerinin test düzeneği, a) PA6 G b) PE1000 c) PP d) BPE	103
4.36. Zırlama malzemeleri, e) Boron Parafin f) %5 BPE g) Parafin	104
4.37. Zırlama malzemelerinin test düzeneği, e) Boron Parafin f) Boron Polietilen g) Parafin	105
4.38. Zırlama malzemeleri, h) Parafin	106
4.39. Zırlama malzemelerinin test düzeneği, h) Parafin	106
4.40. Malzemelerin fotonötron zırlama yüzdeleri	107
4.41. LINAK odası içerisinde termal nötron akı dağılımı (SSD=100cm, 10000 MU)	109

SİMGELER ve KISALTMALAR

Simgeler

n	:	Nötron
γ	:	Gama Radyasyonu
Z	:	Atom Numarası
α	:	Alfa Radyasyonu
β	:	Beta Radyasyonu
A	:	Kütle Numarası
p	:	Proton
e⁺	:	Pozitron Radyasyonu
ν	:	Nötrino
β^+	:	Pozitron Radyasyonu
ϵ	:	Elektron Yakalama
m_n	:	Nötronun Kütlesi
h	:	Planck Sabiti
J	:	Joule
s	:	Saniye
ν	:	Frekans
ϕ	:	Elektron Koparma Eşik Enerjisi
E	:	Enerji
P	:	Momentum

λ	:	Dalga Boyu
m	:	Kütle
c	:	Işık Hızı
cos	:	Kosinüs
m_e	:	Elektron Kütlesi
θ	:	Açı
ν	:	Hız
σ	:	Mikroskopik Tesir Kesiti
Σ	:	Makroskopik Tesir Kesiti
Hz	:	Hertz
W_R	:	Radyasyon Ağırlık Faktörü
h	:	Hour (Saat)
m	:	Metre
μ	:	Azalma Katsayısı
I	:	Radyasyon Miktarı
T	:	Sıcaklık
y	:	Yıl
b	:	Barn (10^{-28} m^2)
T_{1/2}	:	Yarılanma Ömrü
sa	:	Saat
ϵ	:	Dedektör Verimi

t	:	Zaman
ϕ	:	Nötron Akısı
N_A	:	Avogadro Sayısı



Kısaltmalar

AAPM	:	The American Association of Physicist in Medicine
ALARA	:	As Low As Reasonably Achiveable
BNYT	:	Boron Nötron Yakalama Terapisi
BPE	:	Boron Polietilen
cm	:	Santimetre
ÇNAEM	:	Çekmece Nükleer Araştırma ve Eğitim Merkezi
dk	:	Dakika
DC	:	Direct Current (Doğrusal Akım)
DNA	:	Deoksiribonükleik Asit
eV	:	Elektron Volt
FWHM	:	Full Width Half Maximum (Enerji Pikinin Yarı Yüksekliğindeki Genişlik)
gr	:	Gram
HDPE	:	High Density Polietilen
HpGe	:	High Purity Germanium Detector (Yüksek Safılıkta Germanyum Dedektörü)
HVL	:	Half Value Layer (Yarı Değer Kalınlığı)
IAEA	:	International Atomic Energy Agency
ICRP	:	International Commission on Radiological Protection
KE	:	Kinetik Enerji

keV	:	Kilo Elektron Volt
kg	:	Kilogram
kV	:	Kilo Volt
LET	:	Lineer Enerji Transferi
LINAK	:	Lineer Akseleratör
MCA	:	Multi Channel Analyzer
MW	:	Mega Watt
GHz	:	Giga Hertz
mA	:	Mili Amper
MeV	:	Mega Elektron Volt
Mlc	:	Multi Leaf Collimator (Çok yapraklı kolimatör)
mm	:	Milimetre
mSv	:	Mili Sievert
MU	:	Monitor Unit
mV	:	Mili Volt
MV	:	Mega Volt
NAA	:	Nötron Aktivasyon Analizi
NIM	:	Nuclear Instrument Module
NCRP	:	National Council on Radiation Protection and Measurements
PA6 G	:	Döküm Poliamit
PE1000	:	Polietilen

PP	:	Polipropilen
RBE	:	Rölatif Biyolojik Etkinlik
RF	:	Radyofrekans
SSD	:	Source Skin Distance
Sv	:	Sievert
TLD	:	Termo Lüminesans Dozimetre
TVL	:	Tenth Value Layer (Onda Bir Kalınlık Değeri)
V	:	Volt
µm	:	Mikrometre

1. GİRİŞ

20. yüzyılın başlarında atomun iki parçacığı biliniyordu. Bunlar J.J. Thomson'un bulduğı elektron ve Rutherford tarafından yapılan alfa deneyleri sonucunda bulunan protondu. 1932 yılında James Chadwick, alfa kaynağı ile hafif çekirdeklerin ışınlanması deneylerinde berilyum kullanımı ile ortaya çıkan, elektrik alanından etkilenmeyen, yüksek enerjili yeni radyasyon türünün nötron parçacığı olduğunu keşfetti (Rogers, 2013). Nötron reaksiyonları günümüzde nükleer güç santrallerinde, arkeolojide tahribatsız yöntemle tanılama gibi farklı alanlarda yaygın bir şekilde kullanılmaktadır (Marchese ve ark., 2016). Günümüz enerji üretiminin en önemli alanlarından biri olan nükleer güç santrallerinde enerjinin üretiminin kaynağı nükleer fisyon reaksiyonudur. Bu reaksiyonun indüklenmesinde reaktör tipine göre farklı enerjilerde nötronlar kullanılır (Wang ve ark., 2016; Lamarsh ve Baratta, 2001).

Kanser, dünyada bilinen en yaygın sağlık problemlerinden biridir ve tüm dünyada kanserli hasta sayısı gün geçtikçe artmaktadır (Jemal ve ark., 2003). Bu durum radyoterapi merkezlerinin önemini arttırmaktadır. Kanser tedavisinde gelişen teknoloji ile birlikte yeni yöntemler geliştirilmektedir (Spicka ve ark., 1989). Geliştirilen yöntemlerden biri ise farklı radyasyon türleri ile hasta tedavisidir. Radyoterapi merkezleri nötronların kullanıldığı diğer bir alandır (Yamamoto ve ark., 2002). Nötronun etkileşimlerinden faydalanarak Boron Nötron Yakalama Terapisi (BNYT) uygulanır. Bu yöntemde, tümöre yerleştirilen boronun nötron yutması sonrasında alfa parçacığının açığa çıkar (Watanabe ve ark., 2016; Torabi ve ark., 2013). Alfa parçacığı yüklü olduğu için birim mesafede ortama aktardığı enerji (LET) yüksektir. Böylelikle, tedavi sırasında alfanın yüksek tahribatından yararlanılırken, sağlıklı dokular alfanın gidebileceğı düşük mesafeden ötürü korunmuş olur (Aghevlian ve ark., 2015).

Kanser tedavisinde kullanılan bir diğer tedavi yöntemi ise LINAK'ta hızlandırılan elektronların tungsten hedefe çarpıtılmasıyla elde edilen X-ışınları ile yapılan tedavidir (Biltekin ve ark., 2015). Lineer hızlandırıcılar, ürettikleri farklı enerjilerde foton ve elektronlar ile pek çok tümör türünün tedavisinde kullanılır (Darestani ve ark., 2011). X-ışınları ortamda ilerken, ortamdaki elektronlar ile etkileşime girerek iyonlaşmalara sebep

olurlar. Bu iyonlaşmalarla, tümörlü dokuda hasar oluşturulur (Masztafiak ve ark., 2016). Sayıları gittikçe artan LINAK'lar, radyoterapi merkezlerinin yanı sıra endüstriyel alanlarda da kullanılmaktadır. Kargo konteynerlerinin taranması, gıda ışınlamaları bu uygulamalara örnektir (Martinez-Ovalle ve ark., 2011; Vega-Carrillo ve ark., 2010).

Hızlandırılan elektronlarla oluşturulan X-ışınlarının enerjisi, hızlandırıcı kafasındaki birimlerin yapısında bulunan tungsten gibi yüksek atom numaralı malzemelerin (düzleştirici filtre, kolimatörler gibi) bağlanma enerjilerini aşarsa, çekirdekten nötron kopmasına sebep olabilir. Bu nötronlar, fotonötron olarak adlandırılır. Fotonötron olayı, çekirdekten bir veya daha fazla nötronun koparılmasına dayanır ve çoğu durumda radyoaktif çekirdeklerin oluşmasına sebep olur. Yalnızca bir nötronun üretildiği durumlarda, alfalar veya protonlar da nötrona eşlik edebilir. Üretilen nötron etraftaki malzemelerle etkileşime girerek nükleer reaksiyonlara sebep olabilir. Aktif hale gelen bu malzemeler (n,γ) reaksiyonu ile ortama gama radyasyonu salınmasına sebep olabilirler (Vylet ve Liu, 2011).

Oluşan fotonötronlar kolaylıkla saçılabilirler için cihaz kafasından çıkıp tedavi odasına yayılır. Sonuç olarak hastanın tümörlü hacminde ve bu hacmin dışında kalan bölgelerde az ama gözardı edilemeyecek nötron kaynaklı ek doz oluşur (Juste ve ark., 2016). Hastada oluşacak istenmeyen ek dozun yanı sıra, nötronun sahip olduğu yüksek ağırlık faktöründen ötürü hastada önemli miktarda biyolojik yan etkiye sebep olacaktır (ICRP, 1991). İstenmeyen bu doz ve biyolojik etkinlik, hastada ikincil kanser riskini arttırmaktadır (Howell ve ark., 2005).

Aktivasyon sonucunda oluşan ürünler yalnızca hasta için sorun teşkil etmemektedir. Çalışanların, tesis içinde veya dışında bulunan insanların sağlığını da tehdit etmektedir (Lin ve ark., 2007; Juste ve ark., 2016; Sajó-Bohus ve ark., 2015).

Tedavi odalarında bulunan elektronik cihazlar da fotonötron üretiminden olumsuz etkilenmektedir (Conrad, 1966; Sajó-Bohus ve ark., 2015). LINAK odalarında bulunan malzemelerin tümü nötron yutma reaksiyonunu yapabilmektedir (Naseria ve Mesbahia, 2010). Fotonötronların tedavi odalarındaki dağılımı, farklı pek çok değişkene bağlıdır. Hızlandırıcının bulunduğu oda (odanın geometrisi ve odayı dış ortamdan ayıran zırhlama

duvarlarının iç yapısı), hızlandırıcının cinsi (tasarımı ve içerdiği malzemeler), hızlandırıcının ışınlama yaptığı radyasyon tipi, planlanan tedavi alanı (kama, çok yapraklı kolimatör kullanımı) ve oluşan nötron enerjisi fotonötron dağılımını etkileyen faktörlerdir (Juste ve ark., 2016).

Kullanılan cihaza uygun radyasyondan korunma protokolünün oluşturulması, hasta ve çalışanların alacağı nötron dozunun hesaplanması ile oluşturulabilir. Dozun hesaplanabilmesi için, tedavi odasındaki nötronların karakteristiğinin (akı, dağılım vb.) bilinmesi gerekir (Králik ve Turek, 2004).

Radyasyon takibinde, çoğunlukla radyasyonun girdiği ortamda iyonlaşma yapmasından faydalanılır. Radyasyon tarafından oluşturulan yükler, belirli bir elektriksel potansiyel yardımıyla toplanarak sayıma dönüştürülür. Ancak, yüksüz olan nötronların girdikleri ortamda doğrudan iyonlaşmaya sebep olmamasından ötürü, nötron ölçümlerinde nötron yutarak aktif hale gelen elementleri içeren dozimetrlere kullanılmaktadır (Lavagno ve Gervino, 2015). Örnek olarak, lityum ile katkılandırılmış TLD'ler, boron bileşikleri içeren iyon odaları verilebilir.

Tez çalışmasında radyoterapi odasında oluşan termal nötronların ölçümü yapılmıştır. Bunun nedeni termal nötronların malzeme içerisinde etkileşim yapma olasılıklarının daha yüksek olmasıdır. Canlı doku ve elektronik cihazların devre elemanlarının bulunduğu silikon gibi ortamların termal nötron yutma tesiri daha fazla olduğundan, termal nötronlar bu malzemelerde daha fazla radyasyon hasarı oluşturacaktır (Allred, 2003).

Bu çalışmada, Akdeniz Üniversitesi Nükleer Bilimler Uygulama ve Araştırma Merkezi'ne ait Philips SLI-25 lineer hızlandırıcı ile tedavi odasında farklı pozisyonlarda yapılan ölçümlerle, termal nötron akısının konuma bağlı dağılımı elde edilmiştir. Çalışmanın ölçümlerinde, nötronları yutma tesiri kesiti yüksek metaller kullanılmıştır. Küçük yapraklar halinde kullanılan bu metaller, nötron yutması sonucunda aktif hale gelmektedir. Kullanılan yapraklardan biri olan indiyumun, termal ve termal üstü enerjilerdeki nötronları yutma tesiri kesiti yüksektir. Nötron yutan indiyum metali aktifleşerek gama ışını yayınlar. Yalnızca indiyum yaprakları ile yapılan ölçümler ile elde edilen gama ışını sayımı, bu enerjilerdeki nötronlar hakkında bilgi verir. Bir sonraki

aşamada indiyum yaprakları, termal ve yüksek enerjili nötronları yutma tesir kesiti yüksek olan kadmiyum yapraklarıyla kaplanır. Alınan ölçümler sonucunda, iki farklı indiyum gama sayımının farkı, termal enerjili nötronlar hakkında bilgi verecektir (Konefal ve ark., 2008). Tedavi odasında, farklı konumlara yerleştirilen yapraklarla, odadaki nötronun konuma göre dağılımı elde edilir. Termal nötron akı dağılımını elde etmek için, yapraklar moderatör olarak kullanılan suyun içerisine yerleştirilmiştir. İyi bir yavaşlatıcı olan su, yüksek saçılma tesir kesitine sahiptir ve bu sayede nötronların termal enerjiye düşürülmesini sağlar (Lamarsh ve Baratta, 2001). Bu çalışmada; hasta düzleminde, fotonötrondan zarar görebilecek elektronik cihazların konumunda, labirent içinde farklı noktalarda ve nötron kapısının iç kısmında nötron akıları tespit edilmiştir ve böylece ileride yapılması planlanan çalışmalarla bu noktalarda doz tayini yapılabilecektir. Nötron akısının bilinmesiyle, çalışanların bulunduğu kontrol odalarında oluşabilecek doz hakkında bir öngörü oluşturulabilir. Böylelikle çalışanların radyasyondan korunması için gereken önlemler alınabilir.

Radyasyonun çekirdeklerle etkileşmesi sonucunda, maddenin kristal yapısında kusurlar meydana gelir. Oluşan fotonötronlar tedavi odasında bulunan elektronik cihazlarda, ana devrenin asıl yapı malzemesi olan silikon çiplere zarar verir (Nagamatsu ve ark., 2011).. Nötronlar silikon malzemeyi tahrip ederek, görüntüde zamanla artan ölü piksel oluşumuna neden olurlar.

Tezin diğer bir amacı ise tedavi odalarında oluşan yüksek nötron akısına göre zırh malzemelerinin seçilmesi ve geliştirilmesidir. Nötronların yavaşlatılmasında; hidrojen, berilyum gibi düşük atom numarasına sahip malzemeler kullanılır. Bunun sebebi hidrojen benzeri hafif çekirdeklerin boyutlarının, nötron boyutlarıyla yakın değere sahip olmasıdır. Böylece nötron her çarpışmasında ortama daha fazla miktarda enerji aktarır (Lamarsh ve Baratta, 2001). Mevcut LINAK odalarının etrafı, hidrojen bakımından zengin beton duvarlar ile çevrilmiştir. Nötron kapısı olarak da adlandırılan LINAK kapısının yapısı kurşun levhalar arasında bulunan parafinden oluşmaktadır. Bir petrol ürünü olan parafin yüksek oranda hidrojen içermektedir. Tezde, fotonötron zırhlama oranını tespit etmek amacıyla 6 malzeme seçilmiştir ve 1 malzeme üretilmiştir. Seçilen malzemeler döküm poliamit (PA6 G), polipropilen (PP), polietilen (PE1000), boron polietilen (BPE), yüksek

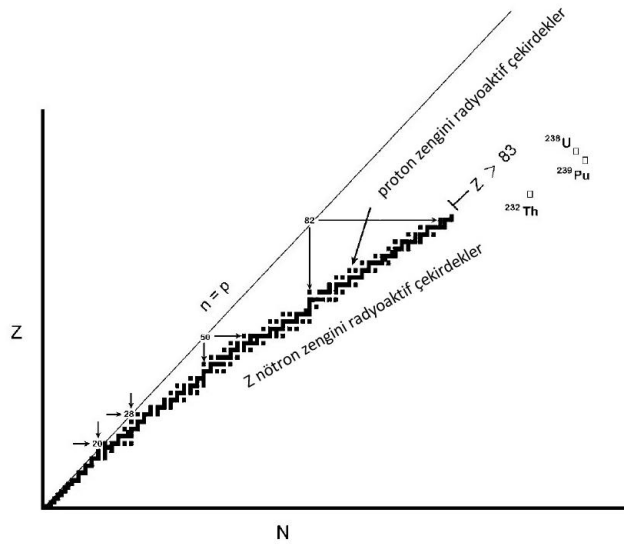
yoğunluklu polietilen (HDPE) ve parafindir. Üretilen malzeme ise boron karbür (B_4C) içeren parafindir. Seçilen malzemeler nötronu yavaşlatacak polimerden ve yavaşlamış nötronları yutacak boron bileşiklerinden oluşmaktadır.

Yapılan zırh malzemesinin geliştirilmesi ile daha efektif ve daha az maliyetli nötron kapıları imal edilebilir. Benzer şekilde, tedavi odalarının duvarları bu malzeme ile güçlendirilerek çalışanların ve halkın radyasyondan korunması sağlanabilir. Malzeme ile üretilecek uygun geometrik şekle sahip koruma kapları ile radyoaktif madde taşınımı daha güvenli bir şekilde yapılabilir. Zırhlanan elektronik cihazların ömrü uzatılabilir. Bu malzeme ilerleyen süreçlerde, çalışanların kişisel ekipmanlarında (önlük, eldiven vb.) da kullanılarak, kullanımı kolay bir nötron zırhı haline getirilebilir. LINAK kafasının bu malzemeler ile zırhlanmasıyla içerde oluşacak fotonötronların cihaz kafasından çıkmaması sağlanarak hasta sağlığı korunabilir. LINAK odalarının havalandırma boşlukları ve kablo kanalları zırhlanarak dışarıya nötron saçılması engellenebilir. Nükleer güç santrallerinde zırhın kullanılması ile reaktörden kaçan nötronların çevreye zarar verilmesinin önüne geçilebilir.

2. GENEL BİLGİLER

2.1. Radyoaktivite

Becquerel'in 1896'da belirli atomların radyoaktifliğini keşfetmesi, Curie'lerin 1898'de radyoaktif maddeleri daha iyi açıklamasına neden olmuştur (Krane, 2001). Bilinen çekirdeklerin yapısı incelendiğinde, bu çekirdeklerin çoğunluğunun kararsız olduğu görülmektedir. Esasen kararlılık, bir çekirdeğin içinde barındırdığı nötron ile proton sayıları arasındaki oranın bire yakınlığı ile alakalıdır. Radyoaktivitenin keşfinden bu yana yapılan birçok çalışma, büyük kütle numarasına sahip kararlı çekirdeklere proton sayısından daha fazla nötron olduğunu, aynı zamanda küçük kütle numarasına sahip kararlı çekirdeklere ise proton ve nötron sayısının eşit olduğunu göstermiştir. Sahip olduğu nötron sayısı protondan sayısından fazla olan çekirdekler, kararlı hale geçmek için çekirdekte bulunan bir nötronu protona dönüştürecek parçacık yayınlamalıdır. Bu süreç beta bozunumu olarak adlandırılır ve çekirdekte negatif yüklü beta parçacığı olarak bilinen bir elektron yayınlamalıdır. Şekil 2.1'de proton sayısı fazla olan çekirdekler ise bu fazlalığı gidermek için çekirdekte artı yüklü bir elektron olan pozitron yayınlamalıdır. Pozitron ışıması olarak bilinen bu olay sonucunda; çekirdekte bir proton, nötrona dönüştürülmüş olur. İki beta olayı sonucunda da proton sayısı değiştiği için çekirdek, farklı bir çekirdeğe dönüşmektedir (Krane, 2001).



Şekil 2.1. Nötron zengini çekirdekler, proton zengini çekirdekler ve uzun ömürlü ağır çekirdeklerin ($Z > 83$) kararlı çekirdekler çizgisine göre durumları (Martin, 2006)

Bu dönüşümlerin sonucunda atom çekirdeklerinin çoğu, sahip oldukları fazla enerjiyi ortama elektromanyetik dalga formunda atarlar. Gama ışınları olarak adlandırılan bu radyasyon yüksüz olup kütsesizdir. Atom çekirdeği kendiğinden dönüşmekteyse buna doğal radyoaktivite denir. Bu dönüşüm eylemine bozunum, dönüşerek başka bir çekirdeğe değışen atom çekirdeğine ise radyoaktif çekirdek adı verilir (Krane, 2001). Bazı ağır çekirdekler kararlı hale geçebilmek için helyum atomunun çekirdeği olan alfa parçacığını yayınlarak bozunurlar. Helyum çekirdeği, yani alfa parçacığı, iki proton ve iki nötron içermektedir ve beta parçacıklarından çok daha ağırdır. Alfalar, elektron bulundurmadığı için iki değerlikli pozitif yüke sahiptirler. Radyoaktif maddelerin saldığı ışımaya, geçtiğı noktalarda bulunan hava molekülleri ile etkileşerek bu molekülleri iyonlaştırdığı için, iyonlaşmış hava içinden geçen elektrik akımları radyasyonun ölçümünde yaygın olarak kullanılan bir yöntemdir. 3 tür radyoaktif ışımının var olduğu bilinmektedir. Rutherford tarafından bu ışımalar α , β ve γ ışınları olarak adlandırılmıştır (Taylor ve Zafaritos, 1996).

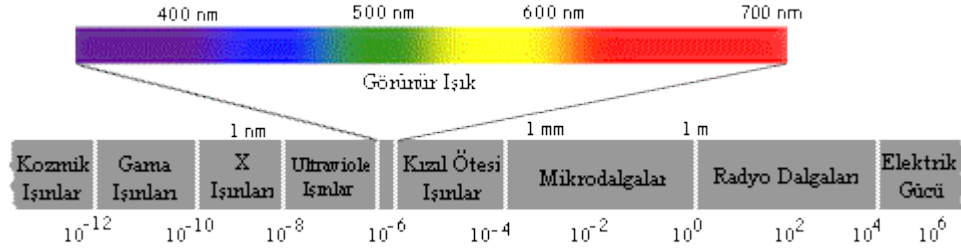
2.2. Yarı Ömür

Radyoaktif maddelerdeki kararsız çekirdeklerin tümü aynı anda bozunmaz. Bu davranış kuantum mekaniğinin olasılık karakterinden kaynaklanır. Kuantum mekaniği bir atomdaki elektronun konumunu tam olarak belirlemez, sadece hangi konumlarda hangi olasılıkla bulunduğunu belirler. Bu sebeple, kuantum mekaniği radyoaktif bir çekirdeğin ne zaman ışımaya yaparak bozunacağını tam olarak belirleyemez; sadece belirli bir zaman aralığındaki bozunma olasılığını verir (Taylor ve Zafaritos, 1996). Radyoaktif atom sayısı veya aktivitenin başlangıç değerinin yarısına inmesi için gereken süreye, yarılanma ömrü denir (Khan ve Gibbons, 2014).

2.3. Radyasyon

Doğal ve yapay kararsız çekirdeklerin kararlı duruma geçebilmek için yayınladıkları parçacıklar ve foton olarak adlandırılan elektromanyetik dalgalar “radyasyon” olarak adlandırılmaktadır. Radyasyonu; enerjilerine göre, iyonlaştırıcı ve iyonlaştırıcı olmayan radyasyon olmak üzere ikiye ayırabiliriz. İyonlaştırıcı radyasyonlar orbital elektronlarının sahip olduğu bağlanma enerjisinden ve/veya çekirdekte bulunan nükleonların bağlanma enerjisinden daha fazla enerjiye sahip oldukları için, madde içerisinden geçerken yaptıkları etkileşimler sonucunda ortamdaki atomları doğrudan veya dolaylı yollarla

iyonlaştırabilen radyasyon türüdür. X-ışınları, alfa, beta, nötron, gama ışınları gibi çeşitli türdeki radyasyonlar yüksek enerjili olup iyonlaştırıcı radyasyon kapsamındadırlar.

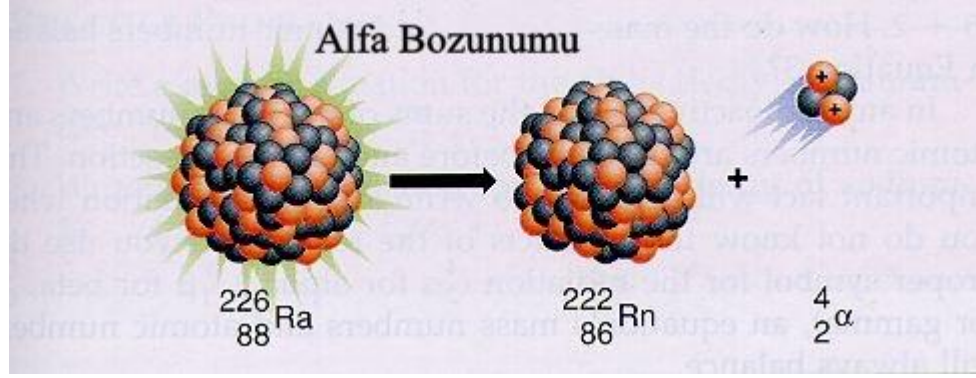


Şekil 2.2. Elektromanyetik spektrum (Url-1)

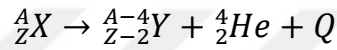
İyonlaştırıcı olmayan radyasyon, Şekil 2.2’de gösterilen elektromanyetik dalga spektrumunda, X-ışınlarından daha büyük dalga boyuna sahip bölgedeki kısımdır; yani, ultraviyole ışık (morötesi ışık), güneş ışınları, görülebilir ışık, kızılötesi ışınlar, radyo dalgaları, elektromanyetik dalgalardır ve maddede iyonizasyona yani atomdan elektron koparılmasına sebep olmaz. İyonlaştırıcı radyasyonlar ise biyolojik yapıda iyonizasyona sebep olduklarından, radyasyona maruz kalan kişilerde DNA hasarı gibi farklılaşmalara sebep olur. Parçacık radyasyonu ve elektromanyetik radyasyon olmak üzere ikiye ayrılırlar. Alfa, beta ve nötron parçacık radyasyonuna, foton (X-ışınları ve γ) elektromanyetik radyasyona örnek verilebilir (Oto, 2012).

2.3.1. Alfa Radyasyonu

Alfa (α) parçacıkları 1903’te Rutherford tarafından keşfedildi ve bu parçacıkların şüphelendiği gibi gerçekte helyum çekirdekleri olduğunu 1909’da gösterdi. Kararlı olmayan ağır çekirdeklerin birçoğu (özellikle doğal radyoaktif çekirdekler), α yayınlayarak bozunurlar. α yayınlanması, çekirdekte bulunan yüklerin Coulomb etkileşmesinden kaynaklanan bir olaydır. Bu durum ağır çekirdeklerde daha da baskın hale gelmektedir. Bunun sebebi, Coulomb etkileşiminin atom numarasının karesiyle (yani Z^2 ile) artarken, nükleer bağlanma kuvvetinin kütle numarası (A) ile artmasıdır. Bu farklılık ağır çekirdeklerde Coulomb etkileşiminin daha baskın hale gelmesine sebep olmaktadır. α parçacığı, çok kararlı ve sıkıca bağlı yapısı nedeniyle, ayrı ayrı bileşenlerinin toplam kütlesine kıyasla daha küçük bir kütle sahiptir (Krane, 2001).



Şekil 2.3. ^{226}Ra α bozunumu (Url-2)



α radyasyonunda çekirdek daha kararlı hale gelebilmek için pozitif yükün bir kısmını dışarı atar. Dışarı atılan pozitif yük iki kez iyonlaşmış helyum atomundan ibaret olup alfa parçacığı olarak adlandırılır. Alfa parçacığı bozunma sonunda hafif parçalanma ürünlerine ve dolayısıyla mümkün olan en büyük kinetik enerjiye sahip olur (Arya, 1999; Krane, 2001).

2.3.2. Beta Radyasyonu

Çekirdekten salınan negatif yüklü elektronun keşfi, ilk gözlemlenen radyoaktif olaylardan biridir. Çekirdeğin elektronlarla gerçekleştirdiği diğer bir olay olan elektron yakalaması, salınım reaksiyonun tersi mekanizmaya sahiptir. Çekirdeğin atomik orbitallerde bulunan elektronlardan birini yakalaması, 1938'de Alvarez tarafından keşfedilmiştir. Çekirdek tarafından elektron yakalaması sonucunda boşalan orbitalin, üst enerji seviyesinden gelen elektronlarla doldurulması sırasında yayınlanan karakteristik X-ışınlarının gözlemlenmesi ile reaksiyonun keşfi gerçekleştirilmiştir. Pozitif yüklü elektron olan pozitron ise 1934'de Joliot-Curies tarafından yapılan deneylerde gerçekleşen radyoaktif bozunma sonucunda ilk defa gözlemlenmiştir. Bu keşiften kısa bir zaman sonra, kozmik ışınların arasında pozitron parçacığı gözlenmiştir. Bu üç nükleer olayın her biri eksi veya artı yüklü elektronun çekirdekle etkileşmesiyle meydana gelmektedir ve üç tepkime de beta (β) bozunumu olarak adlandırılmaktadır (Krane, 2001).

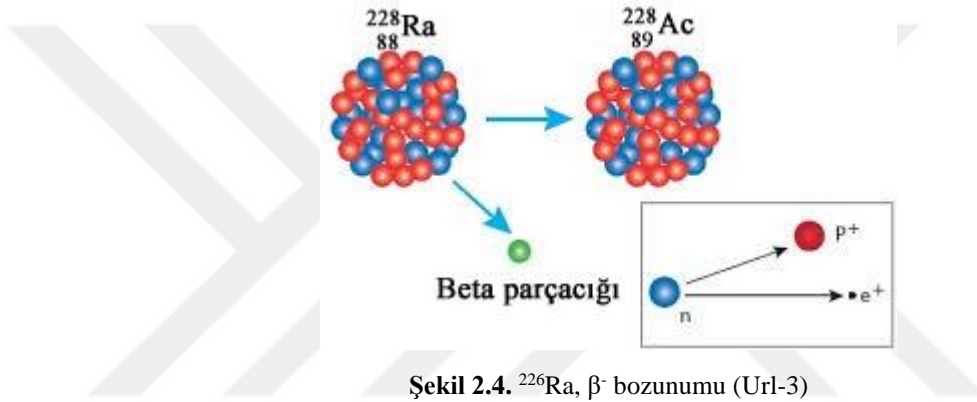
Bir protonun pozitron atarak nötrona veya bir nötronun negatif beta atarak bir protona dönüşmesi reaksiyonları, en temel β bozunma reaksiyonlarıdır. Bir çekirdekte meydana

gelen β bozunumu, hem atom numarasını hem de nötron sayısını bir birim değiştirir. Toplam nükleon sayısının değişmemesinden ötürü kütle numarası sabit kalır (Krane, 2001).

Temel β bozunma işlemleri:

$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ negatif β bozunumu (β^-)

Çekirdekte nötron fazlası olması durumunda, nötron bozunuma uğrayarak bir protona, elektrona ve enerji ile momentumun korunumunu sağlayan antinötrinoya dönüşür.



$p \rightarrow n + e^+ + \nu$ pozitif β bozunumu (β^+)

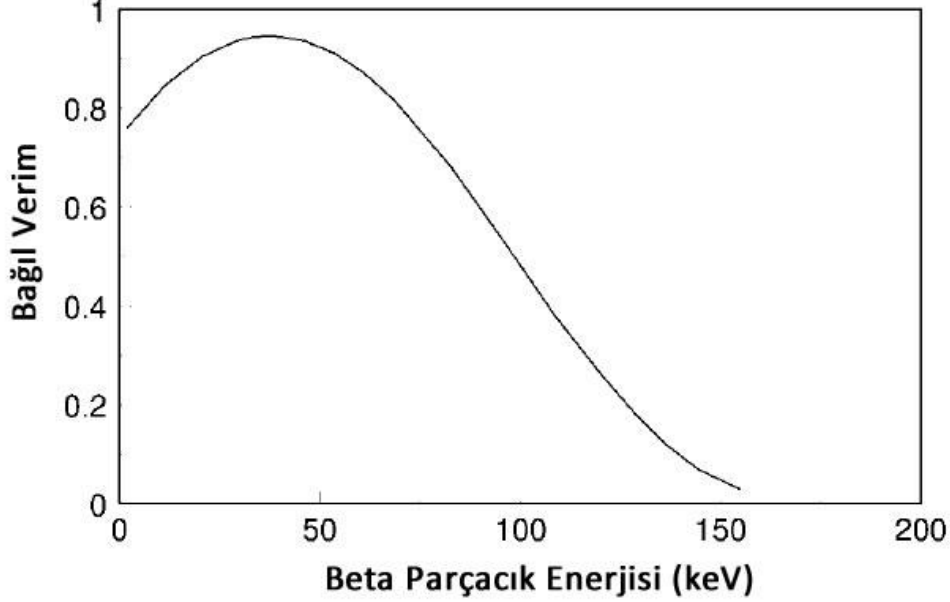
Çekirdekte proton fazlası olması halinde proton, bir pozitron yayınlarken nötrona dönüşür ve bir nötrino meydana gelir. Bu esnada radyonüklidin yükü “1” azalır.

$p + e^- \rightarrow n + \nu$ elektron yakalanması (ϵ)

Çekirdeğinde fazla protonu olan atomlarda görülen bir radyoaktif bozunma şeklidir. Çekirdeğe yakın yörüngedeki elektron çekirdeğe atlar ve bir protonu nötrona dönüştürür. Elektronu eksilmiş yörüngeye üst yörüngelerden bir elektron geçer ve bu elektron, enerjisi yüksek düzeyden daha düşük bir düzeye geçtiği için X-ışını salar. Bu bozunumda çekirdekten parçacık salınmaz ancak elektron ile bir protonun birleşmesi sonucunda proton sayısı bir eksilir. Bir birim artan nötron sayısı ise kütle numarasının aynı kalmasını sağlar (Krane, 2001).

β parçacıkları, yayımlandıkları en küçük enerji değeri ile en yüksek enerji değeri arasında sürekli bir enerji spektrumuna sahiptir. Örneğin, ^{210}Bi (Bizmut) çekirdeğinden salınan β

parçacıkları, 0 ile 1,16 MV'lik bir enerji değerine kadar uzanan sürekli bir dağılıma sahiptir (Martin, 2006).



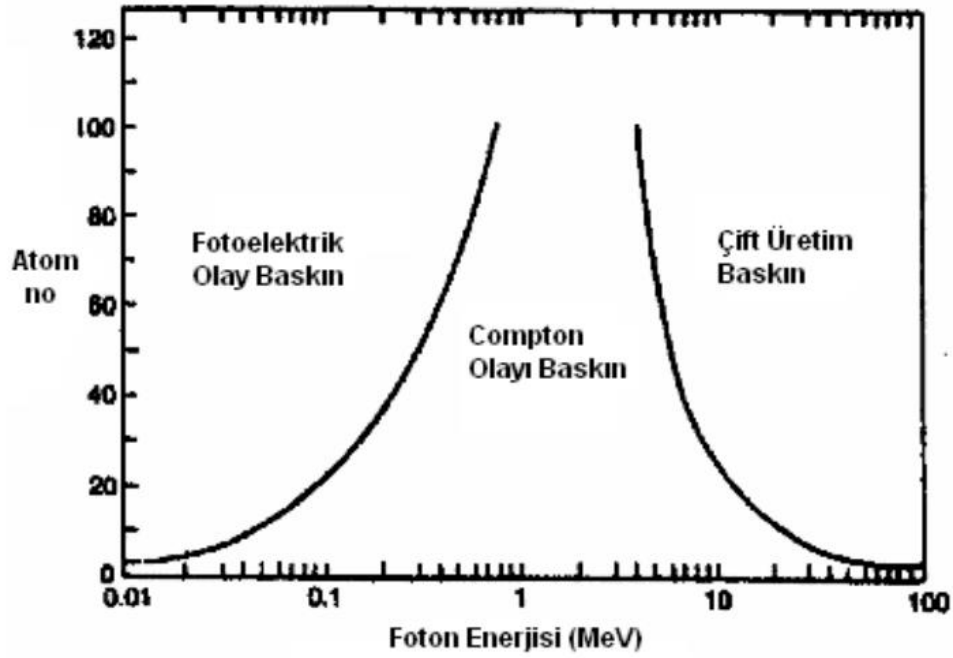
Şekil 2.5. ^{14}C 'ten yayımlanan beta parçacıklarının sürekli spektrumu (Martin, 2006)

2.3.3. Gama Radyasyonu

Nükleer reaksiyonların birçoğunun sonucunda oluşan farklılaşma, ürün çekirdeğinin uyarılmış enerji seviyesinde bulunmasına sebep olur. Uyarılmış halde bulunan ürün çekirdek, temel enerji seviyesine geçmek için kısa bir süre içerisinde bir veya birden fazla γ ışını yayımlayarak fazla enerjisini ortama aktarır (Krane, 2001).

Gama ışınımı radyoaktif bir elementten salınan yüksek enerjili elektromanyetik ışınımlardır. Radyoaktif elementlerde de atom çekirdeği bir ışına yaptıktan sonra kararlı bir enerji yapısında bulunmak durumundadır. Bazı radyoaktif elementler, bir alfa veya beta ışınması yaptıktan sonra çekirdek temel enerji düzeyinin üstünde, uyarılmış durumda kalır. Bu çekirdek, temel enerji düzeyine geçerken aradaki enerji farkını gama ışınması olarak salar. Bozunma sonucunda yarı kararlı çekirdekten parçacık salınımı gerçekleşmediği için, atom ve kütle sayılarında bir değişme olmaz ve bu nedenle, bu bozunma izomerik bozunma olarak adlandırılır (Oto, 2012).

X ve gama ışınları elektromanyetik dalgalar (foton) olup madde ile etkileşimleri aynıdır. Gama ışınları kararsız atomun çekirdeğinden yayınlanırken, X-ışınları hızlandırılmış elektronların yüksek atom numaralı hedef malzemesinin çekirdeklerine yaklaştıklarında çekirdeğe çarpmasıyla meydana gelir. Elektromanyetik radyasyonun soğurulması ve saçılması, çeşitli foton-parçacık etkileşimleri sonucunda meydana gelmektedir. Bu etkileşimlerin en temel olanları fotoelektrik olay, Compton ve Koherent saçılmaları ve çift oluşum olayıdır. Bu olayların meydana gelme ihtimali, Şekil 2.6'da gösterildiği gibi foton enerjisi ve etkileştiği madde ile değişmektedir (Oto, 2012).



Şekil 2.6. Foton etkileşimlerinin enerjiye ve atom numarasına bağlı grafiği (Krane, 2001)

Şekil 2.6'da görüldüğü gibi, 0.001 MeV ile 0.5 MeV arasında fotoelektrik olay etkin iken, Compton saçılması olayı 0.1 MeV ve 0.5 MeV arasında baskın hale gelmektedir. Çift oluşum olayı gerçekleşmesi ise, alt enerji sınırı olan 1.022 MeV'den başlar ve artan foton enerjisi bu etkileşimin ihtimalini arttırır (Oto, 2012).

2.3.4. Nötron Radyasyonu

1932 yılında Chadwick tarafından keşfedilen nötron, elektriksel olarak yüksüz olup çekirdekte birlikte bulunduğu artı yüklü proton ile neredeyse eşit ağırlığa sahiptir ($m_n=1.67495 \times 10^{-27}$ kg) (Lamarsh ve Baratta, 2001). Çekirdekte bulunan artı yüklü protonların Coulomb kuvvetsel etkileşmelerine rağmen, çekirdeğin dağılıp bozulmaması dönemin nükleer fizikçilerinin açıklamak için çalıştıkları bir problemdi. Çekirdekte elektron bulunduğu düşünülse de elektron kütlesi yeterli değildi. Hafif elementleri alfa radyasyonu ile ışınlayan Joilet ve Curie, berilyum çekirdeğini ışınladıklarında farklı bir sonuç elde ettiler. Tepkime sonrasında elektromanyetik alandan etkilenmeyen ürün ortaya çıktığı gözlemlendi. Bu ürüne yüksek enerjili gama denildi. Daha sonra tepkime, etkileşim sonucunda açığa çıkan radyasyonu tutması için farklı malzemelerle tekrarlandı. Denenen malzemelerden biri de parafindi. Parafinle etkileşimi sonucunda 50 MeV'lik protonların oluştuğu saptandı ve bu enerji bilinen tüm gama ışınlarından büyük bir değerdi. Bu radyasyonun Rutherford'un önerdiği yüksüz ve kütlece protona yakın parçacık olabileceğini düşünen Chadwick, etkileşimi bir kez daha gerçekleştirdi. Gerekli yük ve kütle düzeltmelerini yaparak nötronun varlığını kanıtlamış oldu (Rogers, 2013).

Çekirdekte olmayıp, serbest olan nötron kararlı değildir. Serbest nötron, elektriksel olarak artı yüklü protona ve negatif yüklü elektrona bozunur (Lamarsh, 2001). Nötronlar, yüksüz olmalarından ötürü ortamda ilerlerken negatif yüklü orbital elektronlarıyla veya çekirdekte bulunan artı yüklü protonlarla elektriksel etkileşime girmezler. Dolayısıyla ortamda ilerleyen nötronun yapacağı etkileşimlerin hesaplanması, foton gibi diğer radyasyon türlerine göre daha karmaşıktır. Bu etkileşimlerin doğru bir şekilde hesaplanması, nötron radyasyonu ile ilgili uygulamalar açısından büyük önem taşımaktadır. Nötron radyasyonu hesaplamaları için simülasyon programları kullanılabilir.

2.4. Fotonun Madde ile Etkileşimi

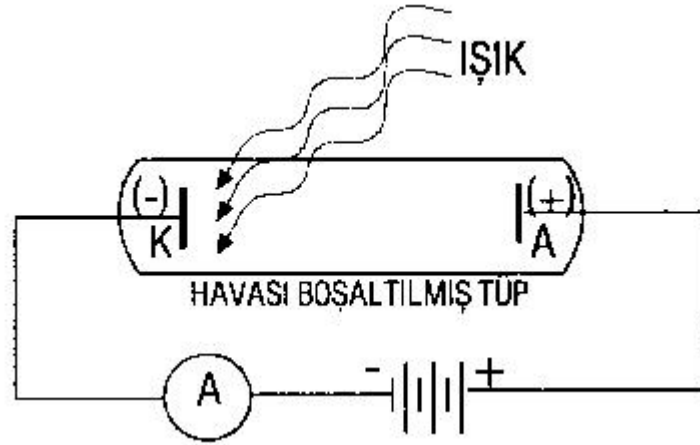
Bir büyüklük sadece bazı kesikli değerler alabiliyorsa kuantumlanmış demektir. 20. yüzyılın başlarında, atomdan yayınlanan elektromanyetik ışımının kuantumlanmış olduğu anlaşıldı. Sabit bir frekansla yayılan ışığın taşıdığı enerjinin süreklilik gösteren bir değişken değil, enerji kuantumunun katları olabileceği görüldü. Ayrıca elektromanyetik

dalganın küçük enerji paketlerinden oluştuğu ve bu paketlerin momentum da taşıyabildiği, diğer parçacıkların birçok özelliğine sahip ama kütlelerinin sıfır olduğu anlaşıldı. Bu paketlere veya ışık kuantumuna foton adı verilir (Taylor ve Zafaritos, 1996).

Foton, tüm bu özelliklerinden ötürü diğer parçacıklar gibi madde ile etkileşime girip etkileştiği maddenin konum, enerji ve momentum gibi özelliklerini değiştirebilir. Bu etkileşimler sırasında foton, enerjinin tamamını aktararak yok olabilir veya enerji aktararak doğrultusunu değiştirip farklı bir yönde yoluna devam edebilir.

2.4.1. Fotoelektrik Olay

Fotonun, madde ile bir parçacık gibi etkileşmeme durumlarından biri olan fotoelektrik olay deney düzeneği Şekil 2.7’de gösterilmektedir.



Şekil 2.7. Fotoelektrik olay düzeneği (Url-4)

Havası boşaltılmış bir tüpün içinde, değişken bir voltaj kaynağına bağlanmış iki elektrot vardır. Yüzeyine ışık düşürülen metal plaka, anot görevi görür. Işık dalgaları, enerji ve momentum taşıdıkları için metal ile etkileşirler. Bu etkileşim sonucunda enerji, metal atomu tarafından soğurular ve bir elektron atomdan koparak serbest hale gelir. Soğurulan enerjinin bir kısmı, elektronların kinetik enerjisi haline gelir. Bu durum, plajda su dalgalarının çakıl taşlarını yerinden oynatmasına benzetilebilir (Beiser, 2003). Bu olay ‘fotoelektrik olay’ olarak, ortaya çıkan elektronlar ise fotoelektron olarak adlandırılır. Bu olay sırasında gelen foton tüm enerjisini elektrona aktarır ve soğurular. Gelen foton enerjisinin bir kısmı elektronu orbitalden koparmaya harcanır. Enerjinin kalan kısmı ise

elektrona kinetik enerji kazandırır. İki elektrot arasına uygulanan gerilim arttırılınca, fotoelektron akımında artış gözlemlenir.

Gelen fotonun enerjisi, Planck sabiti ($h=6.626 \times 10^{-34}$ J.s) ve frekansının (ν) çarpımına eşittir. Belirli bir eşik enerjinin altında enerjiye sahip fotonun, anot yüzeyinden elektron koparamadığı görülmüştür. Bu eşik enerji değerine koparma enerjisi (ϕ) denir. 'Eş 2.1'de ϕ denklemi gösterilmiştir.

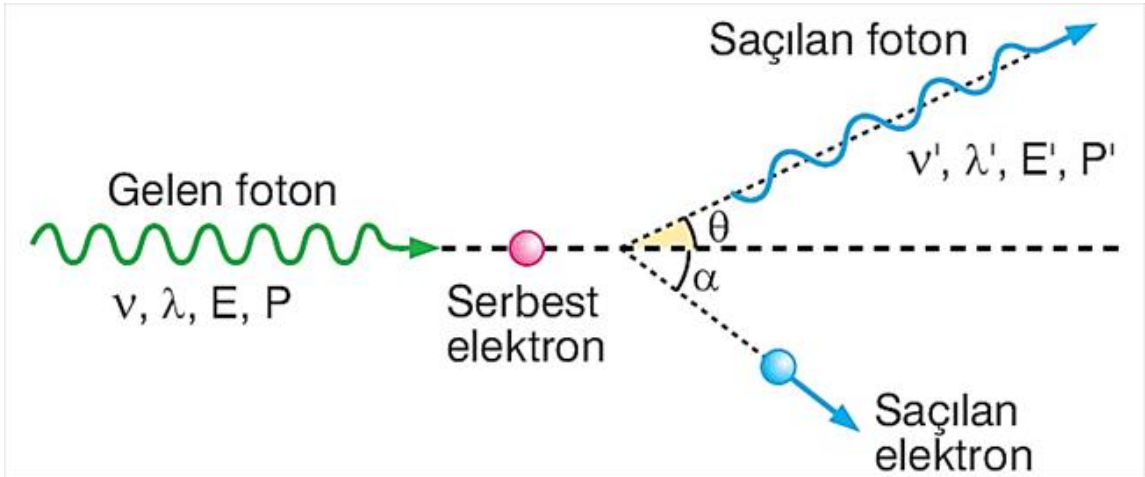
$$\phi = h\nu_0 \quad (2.1)$$

Sonuç olarak gelen fotonun enerjisi belirli bir eşik değerin üzerinde olmalıdır. Eşik değerin üzerindeki enerji, fotoelektrona kinetik enerji olarak aktarılır. Bu durum 'Eş 2.2' ile ifade edilebilir.

$$\text{Gelen foton enerjisi } (h\nu) = \text{Eşik enerjisi } (\phi) + \text{Elektronun kinetik enerjisi (KE)} \quad (2.2)$$

2.4.2. Compton Saçılması

Bu olayda gelen foton, teorik olarak serbest kabul edilen elektrona çarparak ilk hareket doğrultusundan saçılır. Elektron ise bir anlık itme alır ve hareket etmeye başlar.



Şekil 2.8. Compton saçılması (Url-5)

Saçılan foton ile gelen foton arasında, elektrona aktarılan enerji kadar enerji farkı oluşur. Gelen fotonun frekansı (ν), saçılan fotonun frekansından (ν') daha büyük olacaktır (Beiser, 2003). Şekil 2.8'de Compton saçılması gösterilmektedir.

$$hv - hv' = KE \quad (2.3)$$

Bu etkileşimde korunması gereken diğer bir özellik ise momentumdur. Momentum, enerjinin aksine, hem yön hem mutlak değer içeren vektörel bir büyüklük olup, bir çarpışmada birbirine dik her iki yön boyunca korunmalıdır. Burada seçilen doğrultular; gelen foton doğrultusu (x-doğrultusu) ve gelen fotonun doğrultusuna dik doğrultu (y-doğrultusu) şeklindedir. Çarpışma öncesinde, x-doğrultusu ve y-doğrultusundaki momentum, çarpışma sonrasındaki x-doğrultusu ve y-doğrultusundaki momentuma eşit olmalıdır. Momentum ve enerji korunum denklemlerinin çözümüyle, gelen foton ile saçılan foton arasında 'Eş 2.4'de gösterildiği gibi bir bağıntı oluşur.

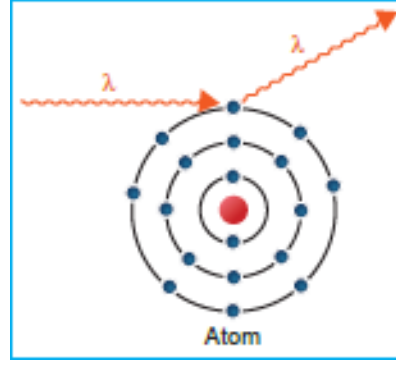
$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{mc} (1 - \cos\theta) \quad (Beiser, 2003) \quad (2.4)$$

Burada h; Planck sabiti, λ ; gelen fotonun dalga boyu, λ' ; saçılan fotonun dalga boyu, c; ışık hızı, m; elektronun kütlesi, θ ise gelen foton ile saçılan foton arasındaki açıyı ifade etmektedir.

2.4.3. Koherent Saçılma

Compton saçılmasının bir başka tipi olan koherent saçılmada, gelen foton atomik elektronlarla elastik bir saçılma yapar. 'Rayleigh Saçılması' olarak da bilinen bu etkileşim sonrasında, ortamda iyonlaşma veya atomda uyarılma meydana gelmez ve gelen foton etkileşim sonrasında enerjisi değişmeden yoluna devam eder. Çünkü etkileşim sırasında fotondan atoma transfer edilen enerji miktarı önemsenmeyecek kadar küçük miktardadır. Bunun yanında, etkileşim sonrasında fotonun doğrultusu ilk duruma göre değişir (Knoll, 2000).

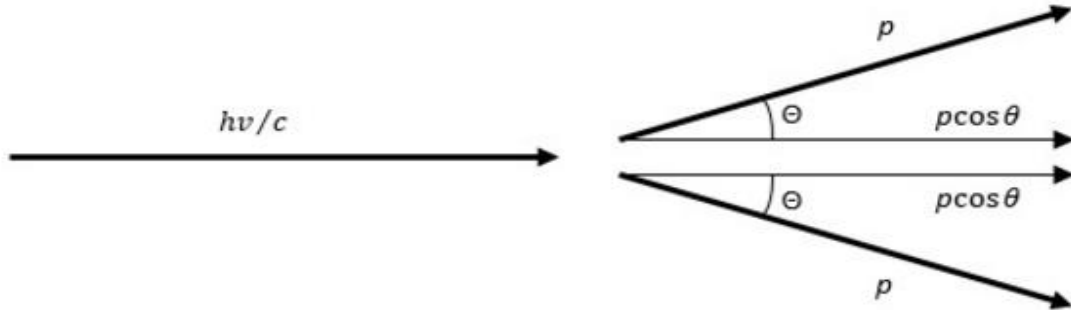
Bu etkileşim, düşük enerjili gama radyasyonunda baskın hale gelmektedir (pek çok malzeme için bu enerji 100keV'den daha düşüktür) ve bu etkileşim tipi yüksek atom numarasına sahip elementlerde öne çıkmaktadır (Knoll, 2000). Şekil 2.9'da koherent saçılma şematiği gösterilmektedir.



Şekil 2.9. Koherent saçılma (Khan ve Gibbons, 2014)

2.4.4. Çift Oluşumu

Foton madde etkileşimlerinde, foton enerjisinin tamamını (fotoelektrik olay) veya bir kısmını (Compton saçılması) maddeye verebilir. Bunun yanı sıra, fotonun bir elektrona ve pozitif yüklü elektron olan pozitrona bozulma olasılığı da vardır. Elektromanyetik enerjinin, elektron ve pozitrona dönüştüğü bu sürece çift oluşumu adı verilir. Şekil 2.10'da çift oluşumu olayı gösterilmektedir.



Şekil 2.10. Çift oluşumu (Url-6)

Bu olayın gerçekleşmesi için gelen fotonun enerjisi, en az ortaya çıkan iki elektronun durgun kütle enerjilerinin ($2m_e=1.022\text{MeV}$) toplamına eşit olmalıdır. Gelen foton yüksüz olduğu için etkileşim öncesinde toplam yükün sıfır olması, etkileşim sonucunda da zıt ve eşit yüklü iki parçacığın yüklerinin toplamının sıfır olmasıyla, toplam yük korunmaktadır. Oluşan parçacıkların kütleleri eşit olduğu için momentum korunumu açısından hızları eşittir ve gelen fotonun doğrultusuyla eşit açı yaparak ilerler. Etkileşimin enerji korunumu 'Eş 2.5'de belirtilmiştir.

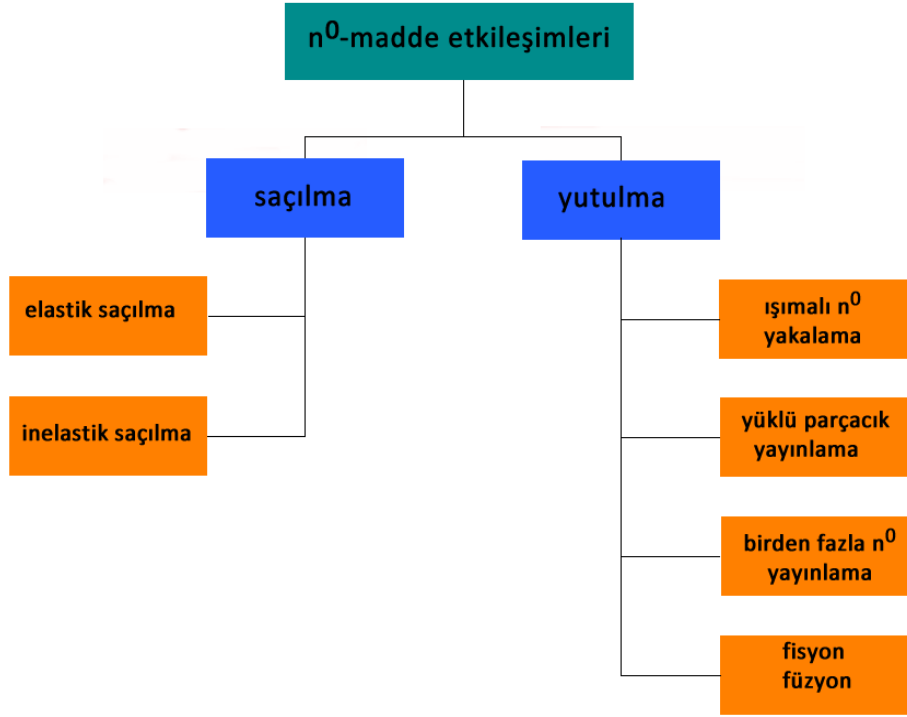
$$hv = \frac{2mc^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \frac{v}{c} \cos\theta \quad (2.5)$$

Momentum korunumu için, etkileşim çekirdeğin yakınında gerçekleşmelidir. Çekirdek kütlesi fotona göre çok büyük olduğundan, foton enerjisinin önemsiz bir kısmını soğurur (Beiser, 2003).

2.5. Nötronun Madde ile Etkileşimi

Elektriksel olarak yüksüz olan nötronun çekirdeklere kadar ulaşip etkileşim yapma olasılığı; proton, alfa gibi yüklü parçacıklara göre daha yüksektir. Bu sebeple, nükleer etkileşimlerde nötronların baskın olduğu söylenilebilir (Martin,2006). Bazı çekirdeklerin alfa radyasyonu yutması sonucunda nötron salınımı yapması, bilinen nötron kaynaklarından biridir. Bu reaksiyon ile diğer bir nötron kaynağı olan nükleer reaktör tiplerinin bazılarında fisyon reaksiyonu başlatılır. Bu olay zincirleme bir reaksiyona dönüşür ve her fisyon sonucunda 2-3 nötron ortaya çıkar. Diğer nötron kaynakları ise enerjisi yüksek gama kaynakları ve kendiliğinden fisyon yapabilen çekirdeklerdir (Duderstadt ve Hamilton, 1976).

Nötronların madde ile etkileşimlerini iki grupta inceleyebiliriz. Bunlar saçılma reaksiyonları ve yutulma reaksiyonlarıdır. Şekil 2.11'de nötronların saçılma ve yutulma etkileşimleri gösterilmektedir.



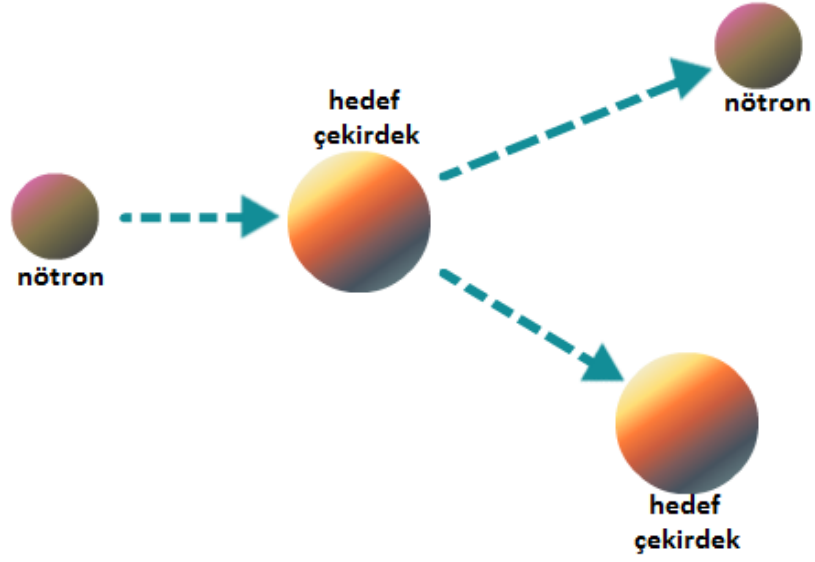
Şekil 2.11. Nötron Etkileşimleri (Oto, 2012)

2.5.1. Saçılma Reaksiyonları

Saçılma reaksiyonlarında nötron, atom çekirdeğiyle etkileşime girerek farklı bir doğrultuda yoluna devam eder. Oluşacak reaksiyonun türü, çekirdeğin cinsi ve gelen nötronun enerjisi gibi değişkenlere bağlıdır.

a. Elastik Saçılma Reaksiyonları

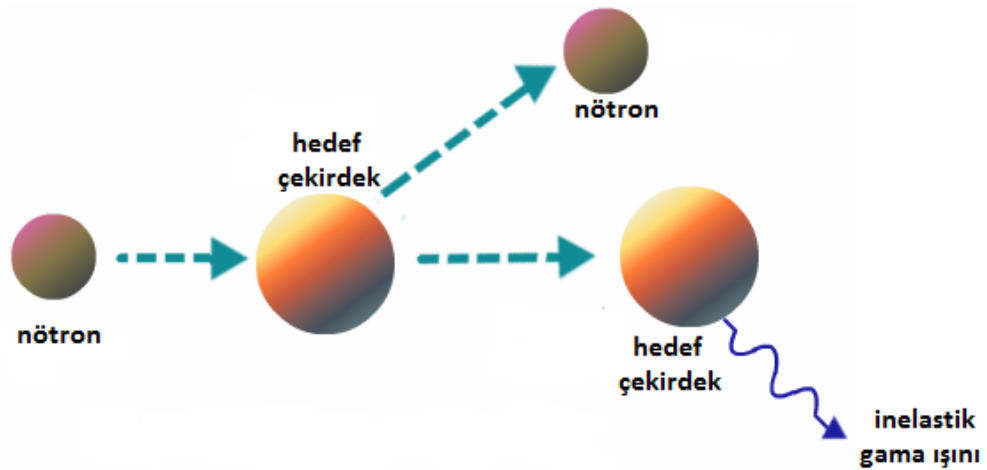
Bu reaksiyonda gelen nötron, temel enerji seviyesindeki çekirdeğe çarpar. Etkileşimden sonra nötron farklı bir doğrultuda yoluna devam eder. Hedef atom ise hala temel enerji seviyesinde kalmaktadır. Etkileşim sırasında çekirdeğin büyük olmasından ötürü, çekirdeğe aktarılan enerji önemsenmeyecek kadar azdır. Elastik saçılma reaksiyonu (n,n) şeklinde gösterilmektedir (Lamarsh ve Baratta, 2001). Şekil 2.12’de elastik nötron saçılma tepkimesi gösterilmektedir.



Şekil 2.12. Elastik nötron saçılma tepkimesi (Url-7)

b. İnelastik Saçılma Reaksiyonları

Bu reaksiyon, çekirdeğin uyarılması ile sonuçlanması dışında elastik saçılma reaksiyonuyla tamamen aynıdır. Gelen nötron atom çekirdeğiyle etkileşerek, farklı bir doğrultuda saçılır. Etkileşim sırasında nötron enerjisinin bir kısmını çekirdeğe aktararak enerji kaybeder (n, n'). Uyarılan çekirdek bir gama radyasyonu yayımlayarak temel enerji seviyesine döner. Bu sırada salınan gama ışınına, inelastik gama ışını denir (Lamarsh ve Baratta, 2001).



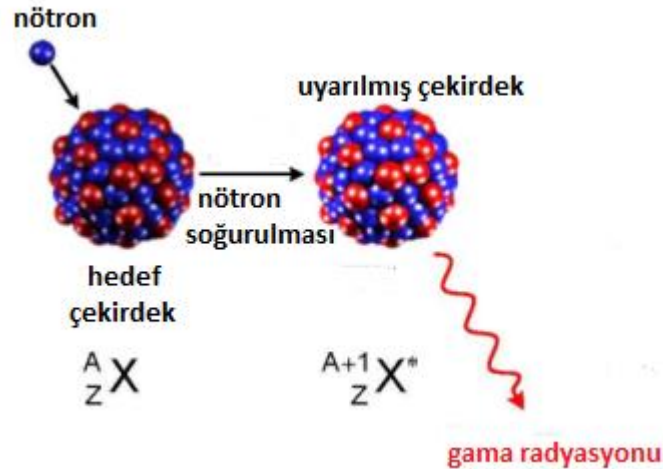
Şekil 2.13. İnelastik nötron saçılma tepkimesi (Url-8)

2.5.2. Yutulma Reaksiyonları

Yutulma reaksiyonlarında, gelen nötron etkileştiği çekirdek tarafından yutulur. Reaksiyon sonucunda ortaya çıkacak ürünlerin ne olacağı gelen nötronun enerjisine ve nötronun etkileştiği çekirdeğin cinsine bağlıdır. Bu reaksiyonlardan bazıları ışımali yutulma (n,γ) reaksiyonları, fisyon reaksiyonu veya parçacık salınımına ((n,p) , (n,α) vb.) sebep olan yutulma reaksiyonlarıdır (Rinard, 2004). Nötronun hedef çekirdek ile etkileşimden sonra, bu reaksiyonlardan hangisinin meydana geleceği olasılıksal bir durumdur ve reaksiyonun 'tesir kesitine' bağlıdır. Mikroskobik tesir kesiti (σ) kavramı, gelen nötronun bir çekirdekle ilgili reaksiyonu yapma olasılığıdır. Birimi 'barn' olup, 1 barn bir santimetrenin on üzeri yirmi dörtte birine karşılık gelmektedir ($1\text{barn}=10^{-24}\text{cm}^2$). Mikroskobik tesir kesitinin atom yoğunluğu (atom sayısı/ cm^3) ile çarpılmasıyla makroskobik tesir kesiti (Σ) elde edilir. Makroskobik tesir kesiti ise bir nötronun N tane atomla reaksiyon yapma olasılığıdır ve birimi cm^{-1} 'dir (Lamarsh ve Baratta, 2001).

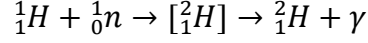
a. Işımalı Yutulma (n,γ) Reaksiyonları

Bu etkileşimler, nötronu yutan çekirdeğin kütle numarasını bir birim arttırmaktadır. Nötronu yutan çekirdekte meydana gelen uyarılma enerjisi ise yayımlanan bir gama ışını ile ortama salınır. Bu reaksiyonda atom numarası sabit kaldığı için element değişmez, izotopu oluşur (Martin, 2006). Şekil 2.14'de (n,γ) etkileşimi gösterilmektedir.

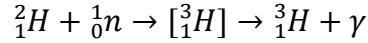


Şekil 2.14. (n,γ) etkileşimi (Url-9)

Çoğu (n,γ) reaksiyonu yavaş nötronlarla meydana gelir. Örnek olarak, ağır su moderatörlü nükleer reaktörde soğutucu ve moderatör olarak kullanılan döteryumun, hidrojenle başlayan reaksiyonu verilebilir. Bu reaksiyon:

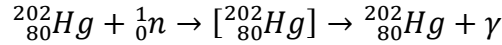
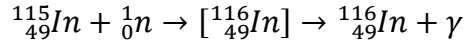
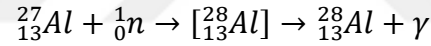
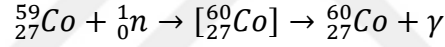


şeklinindedir. Burada oluşan döteryum yavaş nötronla bombardıman edilirse trityum üretilebilir.



Döteryum moderatörlü reaktörlerde, bu reaksiyonun oluşma tesir kesitinin düşük olmasından ötürü, uranyum yakıtının oksijenli bileşiğinin doğal haliyle (zenginleştirmeden) kullanılabilmesi mümkün olmaktadır (Lamarsh ve Baratta, 2001).

Termal nötronların olası diğer (n,γ) reaksiyonları aşağıda sıralanmaktadır.



Yukarıda sıralanmış reaksiyonlar sonucunda oluşan yapay radyoaktif kaynaklardan kobalt-60 kaynağı, endüstriyel uygulamalarda ve kanser tedavisinde kullanılmaktadır. Benzer şekilde, indiyum-115 elementinin nötron yutması sonucunda oluşan indiyum-116 izotopunun yayımladığı gama ışınlarının tespit edilmesiyle, takibi nispeten zor olan nötronun ortamdaki akı dağılımı ve oluşturduğu doz saptanabilir.

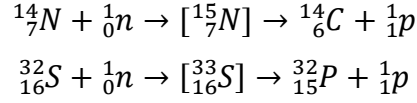
b. Yüklü Parçacık Yayınlanan Yutulma Reaksiyonları

Yüklü parçacık yayımlanan reaksiyonlarda, gelen nötronun çekirdek tarafından yutulmasının ardından, proton (n,p), alfa (n,α) gibi radyasyonların salınımına sebep olur.

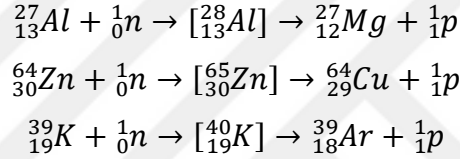
Proton Yayınlanmalı (n,p) Nötron Reaksiyonları

Bu reaksiyonlar genellikle hızlı nötronların hedef çekirdekle etkileşiminden oluşur. Çünkü protonun çekirdek salınması için gerekli olan bağlanma enerjisinin, nötron

tarafından çekirdeğe aktarılması gerekmektedir. Bunun yanında ${}^3_2\text{He}$, ${}^{14}_7\text{N}$ gibi çekirdekler yavaş nötronlarla bu etkileşimi gerçekleştirebilir. Bu tepkimelere örnek olarak;

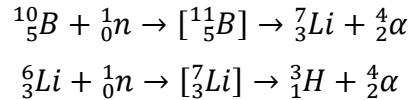


Atmosferde bulunan azotun kozmik radyasyonlarla etkileşiminden, ${}^{14}\text{C}$ oluştuğu düşünülmektedir. Karbonun bu izotopu, arkeoloji alanında yaş tayininde sıkça kullanılır. (n,p) reaksiyonunun hızlı nötron gerektiren örnekleri ise aşağıda sıralanmaktadır (Martin, 2006)



Alfa Yayınlanmalı (n, α) Nötron Reaksiyonları

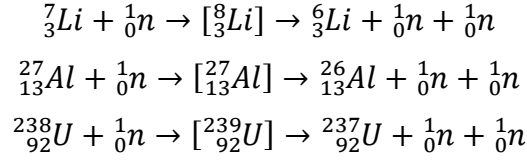
Bu tip nötron madde etkileşiminde, çekirdek tarafından yutulan nötron, çekirdekten bir alfa parçacığının salınmasına sebep olur. Bu reaksiyonların oluşma ihtimali hızlı nötronlar için daha yüksektir. Nötron yüksüz olduğu için, elektronlarla etkileşime girme olasılığı neredeyse sıfırdır. Elektronlara etkileşmeden çekirdeğe kadar ulaşabilen nötron, çekirdekle etkileşime girer. Etkileşim sonucunda nötronu yutan çekirdek, artı iki yüklü alfa parçacığı yayınlar. Ortamda alfanın sebep olduğu iyonlaşma miktarının ölçülmesi ile nötron akısı ve dozu tespit edilmiş olur. Bu reaksiyonlara örnek olarak aşağıdaki tepkimeler verilebilir (Knoll, 2000).



c. Birden Fazla Nötronun Yayınlandığı Yutulma Reaksiyonları

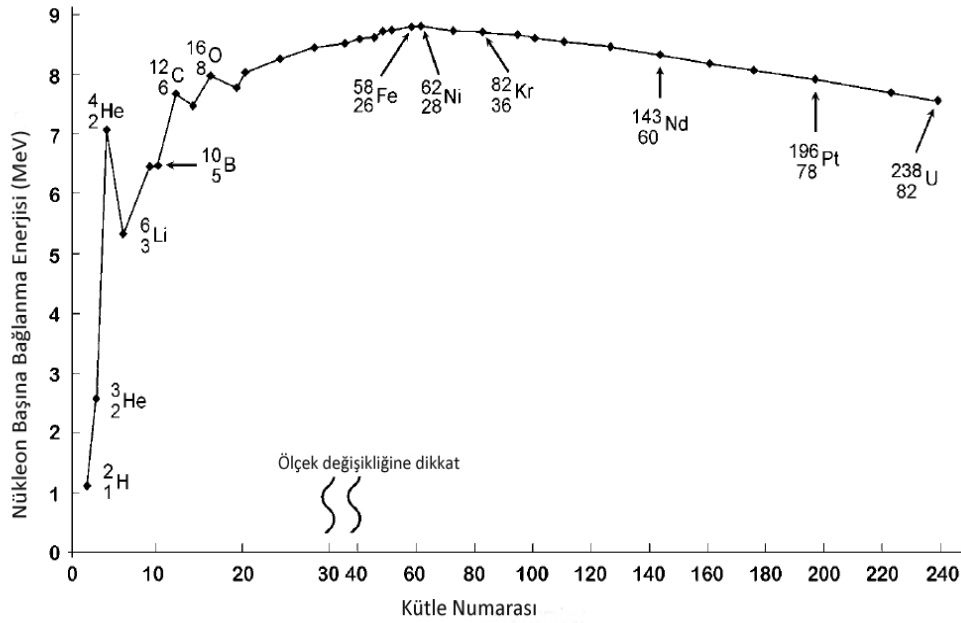
Gelen nötronun hedef çekirdek tarafından yutularak, hedef çekirdekten birden fazla nötronun yayımlandığı tepkimelerdir. Bu reaksiyonların ürün tarafının enerjisi, giren tarafın enerjisinden büyük olduğu için gelen nötronun hızlı (enerjik) bir nötron olması gerekmektedir. Çok enerjik nötronların çekirdekle etkileşmesi sonucunda 3 veya 4 nötron çekirdek tarafından salınabilir. (n,2n) reaksiyonu, çekirdeğin atom numarasını değiştirmez

fakat kütle numarasında bir birim azalmaya sebep olarak çekirdeğin izotopunu oluşturur (Martin, 2006). Bu reaksiyona örnek olarak aşağıda sıralanan tepkimeler verilebilir.



d. Nükleer Filyon ve Füzyon Reaksiyonları

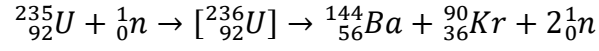
Nükleer filyon ve nükleer füzyon tepkimelerinde çekirdekler daha sıkı bağı bir çekirdek yapısına geçerek, nükleon başına bağlanma enerjilerini arttırırlar. Bu şekilde ürün çekirdekler daha kararlı hale gelmektedir.



Şekil 2.15. Kütle numarası ile nükleon başına bağlanma enerjisinin değişimi (Martin, 2006)

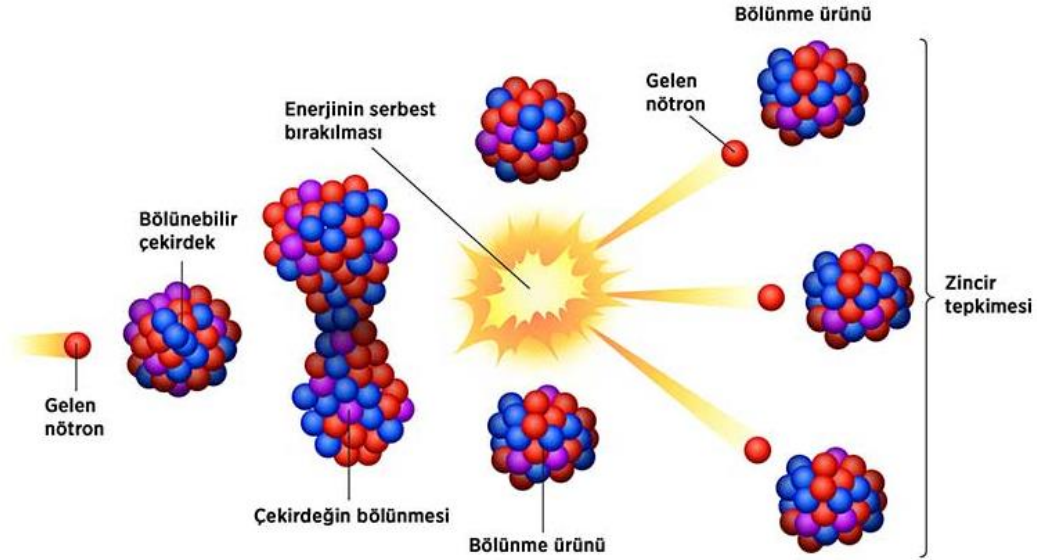
Filyon reaksiyonunda gelen nötronu yutan yüksek nükleon sayısına sahip bazı çekirdekler, iki farklı çekirdeğe bölünerek yüksek enerji ve nötron salınımı gerçekleştirirler. Bu reaksiyonu gerçekleştiren ${}^{235}\text{U}$, ${}^{239}\text{Pu}$ gibi çekirdekler, filyona uğrayarak nükleonları daha sıkı bağı iki çekirdeğe bölünür. Filyon reaksiyonu sonucunda enerji açığa çıktığı için bu reaksiyon çeşidi ekzotermik bir tepkimedir ve enerji kaynağı

olarak kullanılır (Lamarsh ve Baratta, 2001). Şekil 2.16’da fisyon tepkimesi gösterilmektedir. Fisyon tepkimesine örnek olarak,



tepkimesi verilebilir. Bu reaksiyon sonucunda ortaya ortalama olarak 200 MeV’lik bir enerji çıkar. Fisyon olayı, içinde Enrico Fermi’yi de bulunduran ekibin uranyum sonrası elementleri elde etmek için uranyumu nötron ile bombardıman etmesiyle keşfedilmiştir.

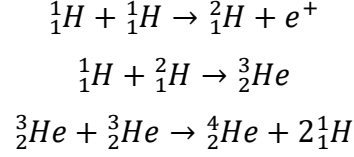
Bu tepkime günümüz nükleer güç santrallerinde enerji üretilmesinin temelini oluşturmaktadır. Yakıt çubukları olarak bilinen yapıların içeriğinde zenginleştirilmiş uranyum bulunur. Nötron kaynağıyla başlatılan fisyon reaksiyonundan çıkan nötronlarla zincirleme tepkime devam eder. Açığa çıkan ısı enerjisi, soğutucu ile türbinlere taşınarak elektrik enerjisine çevrilir (Martin, 2006).



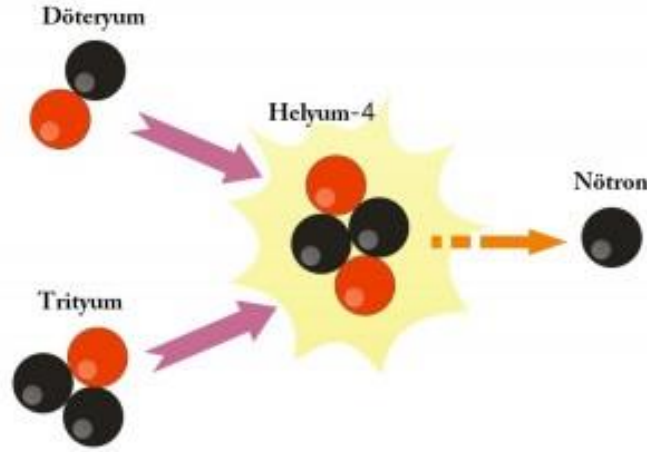
Şekil 2.16. Nükleer fisyon olayı (Url-10)

Füzyon reaksiyonu ise hafif elementlerin, nükleonları daha sıkı bağlı ve daha ağır çekirdekler oluşturmak için nötron yutarak birleşmesiyle gerçekleşir. Oluşan çekirdeğin nükleon başına enerjisi, tepkimeye giren çekirdeğin nükleon başına enerjisinden daha büyük olduğu için bu reaksiyon sonucunda ortaya önemli bir miktarda enerji çıkar (Martin, 2006).

Füzyon reaksiyonu, güneşteki büyük enerji üretiminin ve termonükleer silahlarda açığa çıkan büyük enerjinin kaynağıdır. Füzyon reaksiyonuna örnek olarak aşağıdaki tepkime verilebilir.



Güneşte meydana gelen bu reaksiyonda elektriksel yükün nötr kalmasını sağlayan elektronlar, güneşteki yüksek sıcaklığın etkisiyle atomdan kopar ve reaksiyona katılmazlar. Bir döteron oluştuğunda, bir proton ile füzyon yaparak ${}^3\text{He}$ çekirdeği oluşur. ${}^3\text{He}$ çekirdeği, diğer bir ${}^3\text{He}$ çekirdeğiyle birleşerek bir alfa ve iki proton oluşturur ve daha sonra bunlar da diğer reaksiyonlara katılırlar. Bu tepkimeler sonucunda, ortaya 26,7 MeV'lik bir enerji açığa çıkar (Martin, 2006). Bu etkileşim Şekil 2.17'de gösterilmektedir. Bu tepkimeler termonükleer tepkimeler olarak adlandırılır. Bunun sebebi, elektron koparmak için gerekli eşik enerjisinin yüksek sıcaklıklara bağlı olmasıdır.

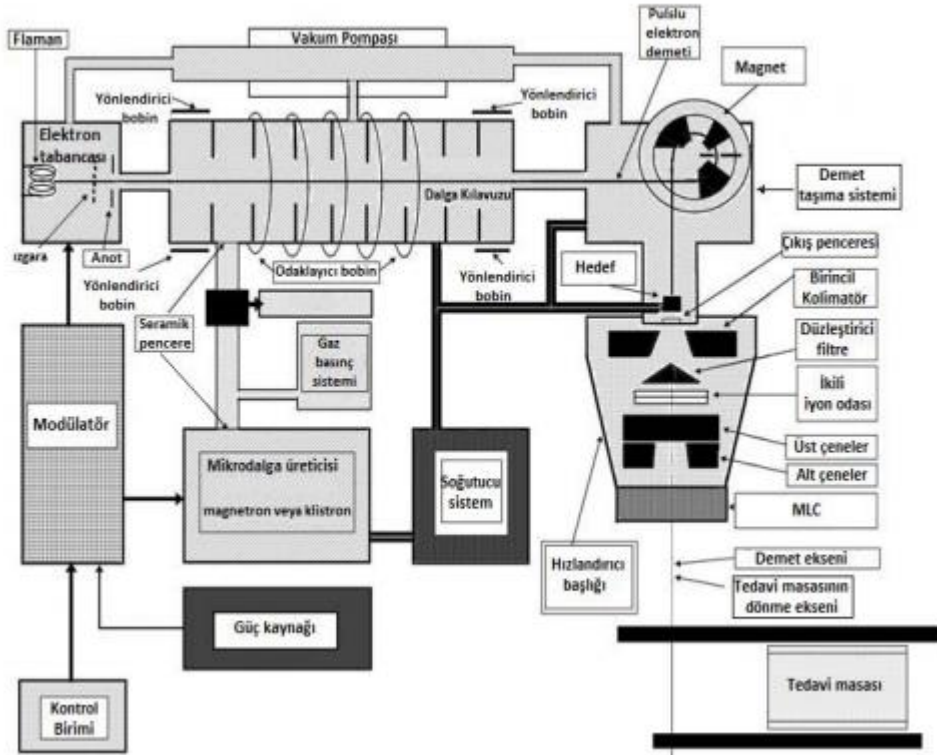


Şekil 2.17. Nükleer füzyon olayı (Url-11)

2.6. Lineer Hızlandırıcılar

Lineer hızlandırıcının çalışma prensibi, ısıtılarak koparılan elektronların vakum ortamında doğrusal bir dalga kılavuzunun içinde mikrodalgalarla hızlandırılması ve hızlandırma işleminden sonra manyetik alanlar ile yönlendirilmesine dayanmaktadır. Süreç, vakum

ortamında bulunan tungsten filamandan elektrik akımı geçirilmesi sayesinde ısıtılması ile başlar. Isı artışı ile yüzeyin potansiyel engelini geçecek kadar enerji kazanan elektronlar atomdan salınır. Isı enerjisi ile filamandan elektronların kopması olayına termiyonik salınım denir. Bu elektronlar belirli bir potansiyel fark ile 50 keV'lik enerjiye çıkarılarak, dalga kılavuzuna yönlendirilir. Dalga kılavuzuna giren elektronlar, radyofrekans (RF) üretici (magnetron veya klystron) ile oluşturulan RF dalgalarına bindirilerek, doğrusal dalga kılavuzunda hızlandırılırlar. Bu dalga kılavuzunun çevresinde bulunan kuadrapol (dört kutuplu) mıknatıslar ile elektron demeti doğrusal olarak şekillendirilir, yönlendirilir ve odaklanır. Daha sonra isteğe bağlı olarak, elektron demetinin önüne tungsten bir hedef yerleştirilerek yüksek enerjili frenleme (bremsstrahlung) X-ışınları elde edilir (Boztosun ve ark., 2014). Elde edilen X-ışını veya elektron, LINAK kafa yapısında ilgili yapı ve kısımları geçtikten sonra hastaya için hesaplanan doz miktarını, protokollerle belirlenen açılarla verilir. Şekil 2.18, lineer hızlandırıcının iç yapısını göstermektedir.

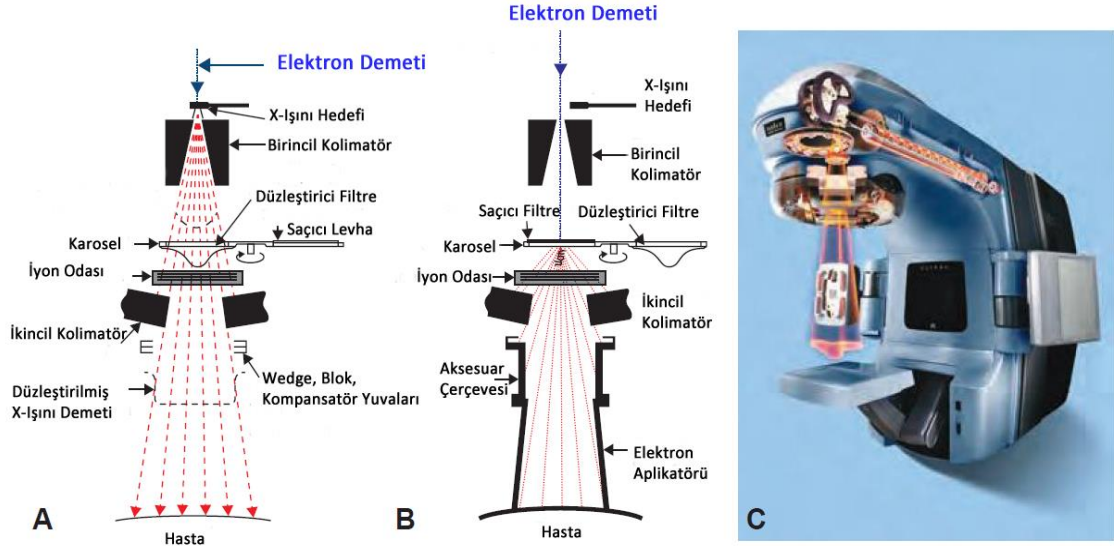


Şekil 2.18. Lineer hızlandırıcı elemanları (Podgorsak, 2005)

Bir doğru akım (DC) güç kaynağı tarafından beslenen modülatör, pulslu akım oluşturarak yüksek voltaj sinyalleri üretir. Bu sinyaller magnetron veya klystron ile birlikte eş zamanlı

olarak elektron tabancasına gönderilir. Magnetron ve klystron frekansı 300 Hz olan elektromanyetik dalgaların üretildiği birimlerdir. Modülatörden gelen sinyaller, bu birimleri uyararak elektromanyetik dalga üretilmesini sağlar. Üretilen elektromanyetik dalgalar dalga kılavuz sistemiyle hızlandırıcı yapıya iletilir. Elektron tabancasında bulunan tungsten tel ısıtılır ve bu sayede elektronlar koparılır. Modülatörden gelen sinyal ile bu elektronların dalga kılavuzuna girmesi sağlanır. Hızlandırıcı yapı, içerisinde farklı çap ve farklı aralıklara sahip bakır sekmelerden oluşmuş bir tüptür. Oluşturulan potansiyel farkla bu tüpün içine hızlandırılan elektronlar, magnetron veya klystron tarafından üretilmiş dalgalara bindirilerek tüp boyunca hızlandırılır. Üretilen elektronun enerjisinin büyüklüğünü, hızlandırıcı tüpün büyüklüğü belirler. Düşük enerjili hızlandırıcılarda bu tüp diğerlerine göre daha kısadır. Hızlandırıcı yapı içerisinde, dalgaların tepe noktasına bindirilerek hızlandırılan elektronlar bu yapının sonuna kadar ilerler. Hızlandırıcı yapıdan sonra, elektronları 90^0 ve 270^0 gibi açılarla bükerek tungsten hedefe çarptırarak bükücü magnetler bulunur. Elektromanyetik alan içeren bu magnetler, manyetik alanla elektronun yükünü etkileyerek, elektronların dairesel bir yörünge takip etmesini sağlar. Böylelikle elektronlar tungsten hedef yüzeyine dik açı ile çarptırılır (Khan ve Gibbons, 2014).

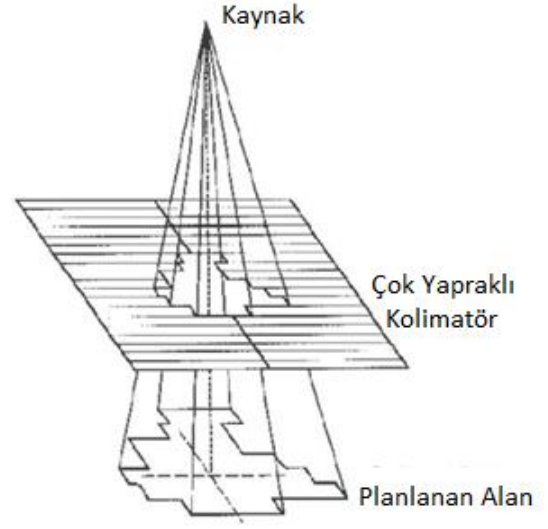
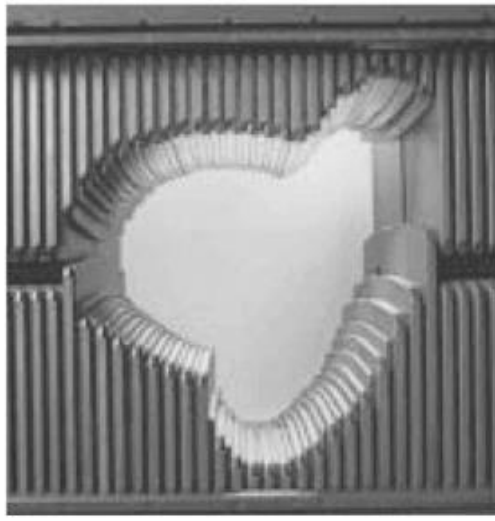
Tungsten hedefe çarpan elektronlar, hedef tarafından durdurularak bremsstrahlung X-ışını oluşmasını sağlar. Magnetlerde bükülen elektronlar, hedefe çarptırmadan deri yüzeyine yakın tümörlerin tedavisinde (elektronların gericilikleri düşük olduğu için) kullanılır. Daha derin tümörlerin tedavisinde kullanılan X-ışını modunda; hedefte üretilen x-ışınları, koni şeklinde bir kolimatörden geçirelerek demet düzenlenir. Ayrıca bu kolimatör, yüksek yoğunluklu malzemelerden yapılarak (kurşun, tungsten gibi) alan dışına saçılan X-ışınlarının içeride tutulmasını sağlar. Şekil 2.19'da, bir lineer hızlandırıcının kafasının içinde bulunan elemanlar gösterilmektedir. a)'da foton tedavi modu, b)'de ise elektron tedavi modunda, lineer hızlandırıcı kafası iç yapısının durumu gösterilmektedir. Kolimatörden geçen demet, ardından düzleştirici filtreden geçer ve demetin merkez eksen kısmındaki yüksek enerjili bölge azaltılarak enerji spektrumu daha homojen bir hale getirilir (Khan ve Gibbons, 2014).



Şekil 2.19. Linear hızlandırıcı kafasında bulunan elemanlar, a) Foton tedavi modu b) Elektron tedavi modu c) Linear hızlandırıcı (Khan ve Gibbons, 2014)

Düzleştirici filtreden geçen X-ışını demeti, iyon odalarının bulunduğu kısma gelir. Bu iyon odaları ölçtükleri dozu kendi aralarında kıyaslayarak, okunan değerler arasındaki farkın belirli bir limitin üzerinde olup olmadığını kontrolünü sağlarlar. Ayrıca bu iyon odaları sayesinde, hesaplanan dozun hastaya doğru verildiğinin kontrolü sağlanmış olur (Khan ve Gibbons, 2014).

İyon odalarını geçen X-ışını demetleri, yüksek atom numarasına sahip elementlerden yapılmış ve iki aşamadan oluşan ikincil kolimatör olarak adlandırılan alandan geçer. Bu kolimatör (jawlar), belirlenen alanın dışına radyasyon kaçağının olmamasını sağlar. Bu şekilde hasta vücudunda belirlenmiş alanın dışındaki sağlıklı dokuların doz almasının önüne geçilmiş olunur. İkincil kolimatörle kare/dikdörtgen alanlar açılarak tümörü kapsayacak en küçük alan elde edilir. Açılan bu alanın içinde radyasyonun tümöre uygulanıp, sağlıklı dokuların korunmasını sağlayan ‘Çok Yapraklı Kolimatörler’ (MLC) bulunur. Bu kısım, birbirinden bağımsız olarak bir doğrultuda hareket edebilen, cihazın modeline göre 1cm veya daha az kalınlığa sahip yaprakçıklardan oluşur. Genellikle tungsten metalinden yapılan, Şekil 2.20’de gösterilen yaprakçıklar, tümörün farklı açılardaki kesit alanına göre alanı açarak sağlıklı dokuların korunmasını sağlarlar (Khan ve Gibbons, 2014; Karzmark, 1993).



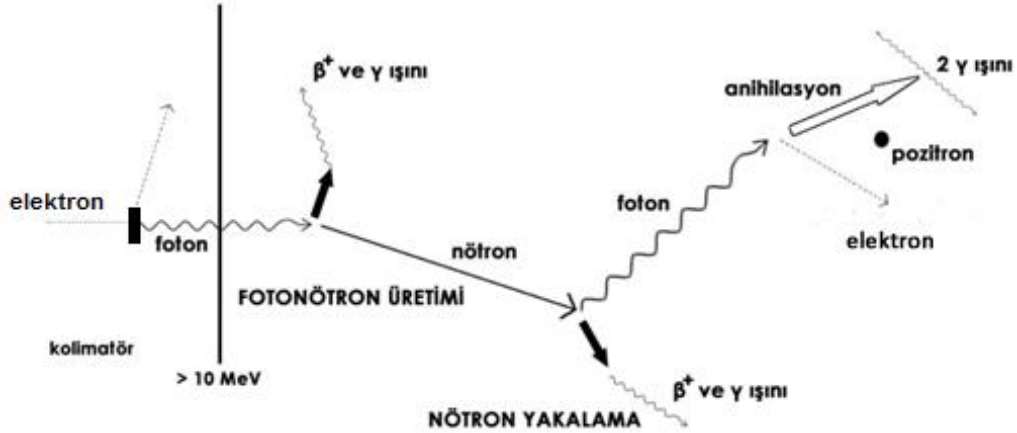
Şekil 2.20. Çok yapraklı kolimatör (Url-12)

2.7. Lineer Hızlandırıcılarda Fotonötron Üretimi

Lineer hızlandırıcılarda hedefe çarptırılan elektronlar hedef malzemenin çekirdeğiyle etkileşerek foton üretir. Foton ışın demetinin, yüksek atom numaralı (Z) kolimatör ve hedefle etkileşimi sonucu çekirdekten parçacık (nötron, proton vb.) salınımı olur (Pisharody ve ark., 1999). Bu etkileşim fotonükleer reaksiyon olarak adlandırılır. Fotonükleer olaylar genel olarak üç etkileşme sonucu oluşur. Bunlar: dev nükleer dipol rezonansı, yarı-döteron üretimi-bozunumu ve çekirdek içi kademeli fotopion üretimidir. Dev nükleer dipol rezonansı, gelen fotonun enerjisi çekirdek parçacıklarının bağlanma enerjisine çok yakın olduğunda ($>5-15$ MeV) oluşur. Gelen fotonun yutulmasıyla, çekirdek daha yüksek bir kesikli enerji düzeyine uyarılır ve fazla enerji nötron veya proton formunda salınır. Hafif çekirdekler için dev nükleer dipol rezonansı, tek çekirdek içi parçacık bozunumu olarak baskınken, fotonötron veya fotoproton oluşum olasılıkları neredeyse eşittir. Ağır parçacıklar için, dev rezonans bozunumu nötron salınımıyla olur (γ, n). Daha yüksek foton enerjilerinde ise çift nötron salınımı olasılığı yüksektir ($\gamma, 2n$). Coulomb bariyerinin varlığı, ağır çekirdekli parçacıklardan proton salınımını engeller. Fotonların enerjisi 50 MV altında ise üretilen fotonötronların açısal dağılımı neredeyse izotropik olarak kabul edilir (Evans, 1955). Bahsedilen enerji aralığı lineer hızlandırıcılarda üretilen fotonun enerji aralığı civarındadır ve bu nedenle baskın olarak dev nükleer dipol rezonansı etkileşimi, fotonötron oluşumuna neden olur. Nötronlar

yüksüz olduğundan, lineer hızlandırıcı kafasındaki herhangi bir malzemeyle etkileşmezler (Howell ve ark., 2005). Protonlar ise yüklü olduklarından durdurulmaları daha kolaydır. Ayrıca fotoprotonların, fotonötronlara göre tesir kesiti daha düşük, katedebilecekleri mesafe daha az, eşik enerjisi daha yüksektir (Starovoitova, 2013). Bu nedenlerle, tezde sadece fotonötronlar incelenecektir.

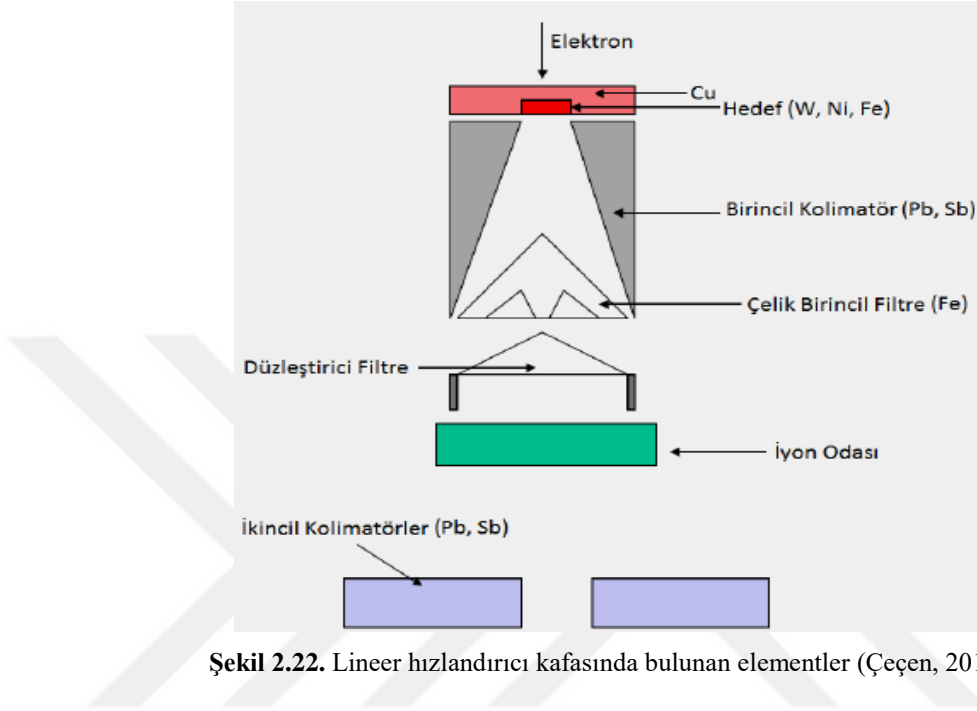
Fotonötronlar (γ, n), lineer hızlandırıcılarda hem cihaz kafasında hem de oda zırhlamasında oluşmaktadır (Mao ve ark., 1997). Fotonötron eşik enerjisi 8 MeV olmasına rağmen, lineer hızlandırıcı yapımında kullanılan malzemeye bağlı olarak fotonötron oluşumu 10 MeV enerjinin altında belirgin halde görülememektedir (NCRP, 1986). Fotonötronlar lineer hızlandırıcı kafasında oluşuktan sonra tedavi odasına saçılarak hastayla, masayla, ekipmanlarla ve bina yapım malzemeleriyle etkileşirler ve enerjilerine bağlı olarak etkileştikleri malzemeden foton salınımına (n, γ) neden olabilirler (NCRP, 2005).



Şekil 2.21. Lineer hızlandırıcıda foton etkileşme mekanizmaları ve ikincil parçacıklar (NCRP, 2005)

Lineer hızlandırıcı kafasında fotonötron oluşumunun ana kaynakları yüksek atom numaralı malzemelerden yapılan hedef, birincil kolimatör, ikincil kolimatör, kamalar, bloklar ve çok yapraklı kolimatörlerdir. Tungsten (W), Kurşun (Pb), Demir (Fe), Bakır (Cu) ve Antimon (Sb) fotonötron üretimi için yüksek tesir kesitine sahip, lineer hızlandırıcı cihazı kafasında bulunan elementlerdir (Çeçen ve ark., 2013). Şekil 2.22’de lineer hızlandırıcı cihazı kafasında bulunan bileşenlerin içerdiği elementler

gösterilmektedir. Tablo 2.1.'de ise bu elementlerin fotonötron eşik enerjileri ve yarı ömür süreleri verilmiştir.



Şekil 2.22. Lineer hızlandırıcı kafasında bulunan elementler (Çeçen, 2013)

Tablo 2.1. Lineer hızlandırıcı kafasında bulunan elementlerden fotonötron oluşumu (Çeçen ve ark., 2013)

Element	Atom No. (Z)	Kütle No. (A)	Eşik Enerjisi ($\gamma, 2n$) (MeV)	Doğada Varolma Yüzdesi	Oluşan Çekirdeğin Yarı Ömrü
Fe	26	54	13.4	5.8	Kararlı
		56	11.2	91.8	2.7 y
Cu	29	63	10.85	69.2	9.7 dakika
		65	9.91	30.8	12.7 saat
Sb	51	121	9.2	57.25	5.8 gün
		123	9.0	42.75	2.7 gün
		182	8.1	26.1	121 gün
W	74	183	6.2	14.3	Kararlı
		184	7.4	30.6	Kararlı
		186	5.8	28.6	Kararlı
		204	8.4	1.4	51.9 saat
Pb	82	206	8.1	24.1	15 milyar yıl
		207	6.7	22.1	Kararlı
		208	7.4	52.4	5.8 saat

Tedavi odasındaki fotonötronların doz tayini için birçok çalışma yapılmıştır (Barquero ve ark., 2005; Fang-Yuh Hsu ve ark., 2010) Fakat deneysel metotlar nötron kaynağının orijinine ulaşmada yeterli olamamıştır. Bir çalışmada Varian 2100C/2300C lineer hızlandırıcı cihazı kafası ve bileşenleri Monte Carlo yöntemiyle modellenmiştir (Mao ve ark., 1997). Cihazda oluşan fotonötronların bileşenlere göre yüzdeleri hesaplanmış, en çok fotonötron üretiminin birincil kolimatörde oluştuğu gösterilmiştir.

2.8. Foton, Elektron ve Nötronların Biyolojik Etkinliği

Radyasyonun türü ne olursa olsun, belirli miktarda enerji ve momentum taşımaktadır. Radyasyon, madde ile etkileşimi sonrasında taşıdığı enerji ve momentumun bir kısmını veya tamamını ortama aktarır. Ortamda oluşan enerji birikimi radyasyon dozu olarak adlandırılır. Hedef (ortam) canlı doku ise aktarılan enerji sonucunda sağlıklı dokuda istenmeyen değişimler görülebilir. Radyasyon, madde atomlarıyla etkileşerek iyonlaşmalara ve çekirdek tepkimelerine sebep olur. İyonlaşan atom/molekül, kararsız hale gelerek dönüşümlere uğrar. Doğal haline dönmek isteyen kararsız parçacık, etraftaki yapı atomlarıyla etkileşerek yapıyı değişime uğratar. Çekirdek tepkimelerinden sonra ise, oluşan ürün çekirdek veya çekirdekler radyoaktif hale geçer ve kararlı hale dönmek için radyasyon yayarlar. Salınan radyasyonun türü, hedef çekirdek ve gelen radyasyonun tipi gibi değişkenlere bağlıdır (Barendsen,1979).

Canlı dokularda radyasyon etkileşimleri sonucunda DNA molekülü kalıcı hasar görebilir. Bu durum iki farklı yolla oluşabilir. Bu yollardan ilki, radyasyonun canlı dokuların neredeyse tamamında bulunan su molekülleriyle etkileşmesi sonucunda oluşur. Bu etkileşme sonucunda su molekülü, serbest radikal (OH, H₂O₂ gibi) olarak bilinen yapılara dönüşür. Bu yapılar eksik bağ yapılarından dolayı çok kararsızlardır. Serbest radikallerin, kararlı hale geçmek için DNA molekülüyle etkileşmesi sonucunda hasar meydana gelir. Bu hasar tamir edilemezse hücre ölümüne veya genetik mutasyonlara sebep olabilir. Radyasyonun bu yolla DNA hasarı oluşturmasına, dolaylı radyasyon hasarı denir. X-ışınları gibi radyasyonların canlı dokularda sebep oldukları DNA hasarının büyük kısmı bu yolla meydana gelmektedir (Niu ve ark., 2013).

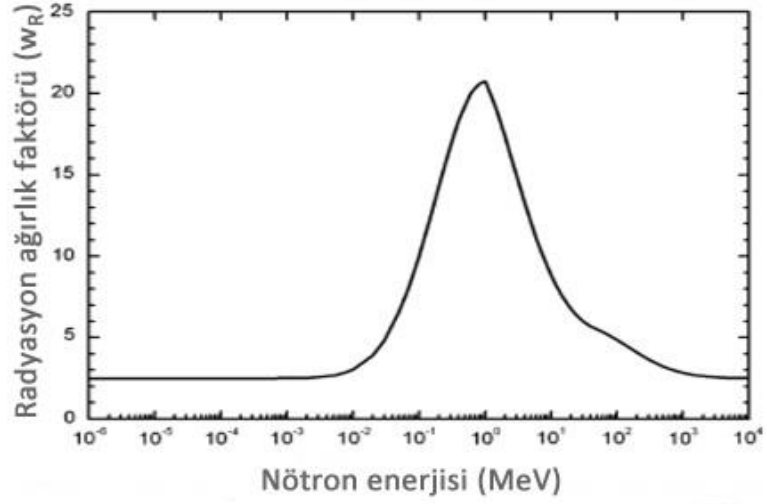
İkinci yol ise, radyasyonun DNA molekülüyle doğrudan etkileşime girerek DNA hasarı oluşturmasıdır. Bu süreç, direk etki olarak adlandırılmaktadır. Bu etkileşim sonucunda

DNA'nın tek bir zincirinde veya iki zincirinde birden kırıklar oluşabilir. Oluşan hasar tiplerine bakıldığında, bu hasarın tamir edilmesi daha güçtür. Bu hasar sonucunda, hücre ölümü veya hücrede kalıcı hasarlar görülür. Alfa gibi ağır radyasyonların, DNA'da oluşturdukları hasar direk etki ile olur (Barendsen, 1996).

Radyasyonun canlı dokularda ilerlerken oluşturacağı iyonlaşma miktarı ve hasarın boyutları, dokuda depo edilen dozun dışında, radyasyonun türüne de bağlıdır. Bu kavram LET (lineer enerji transferi) olarak bilinir ve birim mesafede ortama aktardığı enerji olarak tanımlanır. Birimi keV/ μm 'dir. Radyasyon hasarı, artan LET ile artar. Radyasyon türlerinin aynı dozda, aynı dokuda oluşturacağı hasarın ölçütü olan diğer bir kavram ise rölatif biyolojik etkidir (RBE). RBE, 250 kV'luk X-ışınıyla aynı etkiyi oluşturmak için diğer radyasyon tipiyle verilmesi gereken dozların oranıdır. RBE ve LET kavramları, birbirleriyle doğrusal bir ilişkiye sahiptir. RBE, artan LET ile artar (Sezen ve ark., 2015). Bu iki kavram ile alınan doz arasındaki ilişki, radyasyon ağırlık faktörü (w_R) olarak bilinen bir faktörle kurulur. Tablo 2.2'de farklı radyasyonların, farklı enerjilerinin ağırlık faktörleri verilmiştir.

Tablo 2.2. Farklı radyasyon türlerine ve enerjilerine göre ağırlık faktörleri (ICRP, 2007)

Radyasyon	Ağırlık Faktörü, w_R
Fotonlar	1
Elektronlar ve müonlar	1
Protonlar ve yüklü pionlar	2
Alfa parçacıkları, fisyon parçacıkları ve ağır iyonlar	20
Nötronlar	Şekil 2.23.'te gösterilen nötron enerjisinin fonksiyonuna bağlı devamlı eğri



Şekil 2.23. Nötron enerjilerine göre radyasyon ağırlık faktörleri (w_R)

Tablo 2.2’de ve Şekil 2.23.’te belirtilen ağırlık faktörlerine bakıldığında, aynı dozda dokuya verilen X-ışınının, elektronun ve nötronun sebep olacağı hasar kıyaslanırsa, nötronun daha fazla hasar oluşturacağı görülmektedir. Nötronun sahip olduğu LET ve RBE değeri elektron ve fotona göre daha fazladır. Nötron sahip olduğu yüksek LET değerinden ötürü direk DNA hasarına sebep olur. Ayrıca nötronun LET ve RBE’si yüksek olduğu için hücrenin radyasyon duyarlılığını etkileyen faktörlere (hücre siklusu, oksijenlenme) bağımlılığı daha düşüktür (Eroğlu, 2013).

2.9. Radyasyondan Korunma

Radyasyondan korunmanın amacı, radyasyonun sağlığa etkisini minimize etmektedir. Radyasyondan korunma kuralları, çeşitli uluslararası kuruluşlar [International Commission on Radiological Protection (ICRP) gibi] tarafından yirminci yüzyılın başlarında, radyasyonun tehlikeli etkilerinin farkına varılmasından sonra oluşturulmuştur (Khan ve Gibbons, 2014).

Radyasyonun, etkileri iki başlık altında incelenir. Bunlar, deterministik etki ve stokastik etkidir. Deterministik etkiler, radyasyonun belirli bir limitinin üzerindeki dozlarda ortaya çıkan etkilerdir. Cilt yanıkları, katarakt ve hatta ölüm deterministik etkiye örnek verilebilir. Stokastik etkide ise böyle bir doz limiti kavramı yoktur. Çok düşük dozlarda

ortaya çıkması olası etkilerdir. Etkinin doza maruz kalınan süreden sonra ortaya çıkma ihtimali, etkinin sebebinin ve mekanizmasının saptanmasında zorluklar oluşturmaktadır (Ahmed, 2015).

Radyasyondan korunmada temel prensipler; gerekçelendirme, optimizasyon ve doz sınırları şeklinde sıralanabilir. Gerekçelendirme prensibine göre, topluma veya kişiye net fayda sağlamayacak herhangi bir radyasyon uygulamasına izin verilmemelidir. Tüm radyasyon uygulamaları gerekçelendirilmelidir. Optimizasyon prensibi ise, tedavi amaçlı radyasyon uygulamaları haricindeki uygulamalarda; kişiye verilecek dozun büyüklüğü, ışınlanacak kişilerin sayısı ve olası tüm ışınlamalar için ekonomik ve sosyal etkenler göz önünde bulundurularak mümkün olan en düşük dozun verilmesini sağlamaktır. Bu ilke ALARA (As Low As Reasonably Achievable) olarak bilinir. Doz sınırları, radyasyon çalışanları ve toplum bireyleri için belirlenmiş doz limitleridir. Tablo 2.3’de bu doz limitleri gösterilmektedir (Ahmed, 2015).

(Sievert (Sv), dokuda radyasyon sonucu depo edilen enerjinin biyolojik etkinliğinin SI sistemindeki birimidir. Foton için $W_R=1$ olduğundan $1 \text{ Sv} = 1 \text{ J/kg} = 1 \text{ m}^2/\text{s}^2$ ’dir.)

Tablo 2.3. Doz limitleri (NCRP, 2005)

Mesleki Maruziyet	
1. Efektif Doz Limitleri	
a) Yıllık	50 mSv
b) Kümülatif	10 mSv-yılda
2. Doku ve Organlar İçin Yıllık Eşdeğer Doz Limiti	
a) Lensler	150 mSv
b) El, ayak, cilt	500 mSv
Halk Maruziyeti (Yıllık)	
1. Efektif Doz Limiti (Sürekli veya Sık Maruziyet)	1 mSv
2. Efektif Doz Limiti (Seyrek Maruziyet)	5 mSv

Tablo 2.3. Doz limitleri (NCRP, 2005) ‘devam’

3. Doku ve Organlar İçin Eşdeğer	
Doz Limiti	
a) Lensler	15 mSv
b) El, ayak, cilt	50 mSv
4. Doğal Kaynaklar İçin Düzeltici	
Eylem	
a) Efektif Doz (Radon Hariç)	>5 mSv
b) Radon Bozulma Ürünlerine Maruziyet	$> 7 \times 10^{-3} \text{ J-h/m}^3$
Eğitim ve Öğretim Maruziyeti (Yıllık)	
1. Efektif Doz Limiti	
	1 mSv
2. Doku ve Organlar İçin Eşdeğer	
Doz Limiti	
a) Lensler	15 mSv
b) El, ayak, cilt	50 mSv
Embriyo-fetüs Maruziyeti (Aylık)	
1. Efektif Doz Limiti	
	0.5 mSv
İhmal Edilebilir Bireysel Doz (Yıllık)	
	0.01 mSv

Radyasyon bulunan ortamda çalışılması gerekli ise maruz kalınan radyasyon miktarını mümkün olduğunca düşürmek için uygulanması gereken temel prensipler, zaman, mesafe ve zırhlamadır.

a. Zaman

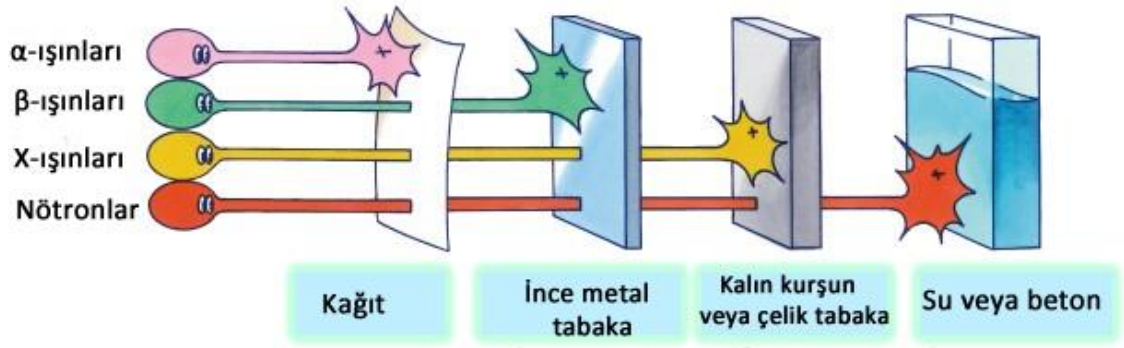
Radyoaktif kaynaktan salınan radyasyon miktarı, radyasyon çalışanının birim zamanda belirli bir doz almasına sebep olacaktır. Birim zamanda alınan doz ile kaynağın yanında geçirilen toplam zamanın çarpılması, kişinin aldığı toplam dozu ifade eder. Bu lineer ilişkinin gösterdiği gibi kaynağın yanında kalınan sürenin minimuma indirilmesiyle, alınan doz azaltılır (Ahmed, 2015).

b. Mesafe

Radyoaktif kaynaktan salınan radyasyon akısı (birim zamanda birim mesafeden geçen radyasyon miktarı), kaynak ile hedef arasındaki mesafenin karesiyle ters orantılı olarak azalır. Bu ilkeye ters kare kanunu denir. Bu ilke doğrultusunda, kişinin kaynak ile arasına koyduğu mesafenin artmasıyla, kişiye ulaşan radyasyon miktarı o derecede azalacaktır (Ahmed, 2015).

c. Zırlama

Kaynak ile hedef arasına belirli bir kalınlıkta uygun bir malzeme konulursa, o malzemenin atomlarıyla etkileşen radyasyonun bir kısmı, saçılma ve yutulma tepkimeleri sonucunda azalacaktır. Farklı radyasyon türleri için seçilmesi gereken malzemeler farklı olmalıdır. Örnek olarak, yüksek enerjili X-ışınları için yeterli kalınlıkta beton bariyer ile zırlama yapılır. Bu bariyer ile kişinin alacağı doz azaltılmış olur. Şekil 2.24’de çeşitli radyasyonları zırlamak için örnek malzemeler gösterilmektedir.



Şekil 2.24. Radyasyon çeşidine göre zırlama için gerekli malzeme örnekleri (Url-13)

Radyoaktivitenin bulunduğu ortamda çalışılması gerekli ise bu üç prensip ile alınan radyasyon ve dolayısıyla alınan doz azaltılabilir. Şekil 2.25.’de alınan dozu azaltmak için kullanılan üç prensip gösterilmiştir.



Şekil 2.25. Alınan radyasyon dozunu azaltma prensipleri (Url-14)

2.9.1. Zırh Malzemeleri

Farklı tür radyasyonların zırhlanması için farklı malzemeler gerekmektedir. Uygun malzemenin seçilmesinden sonra önemli olan bir diğer husus ise zırhın kalınlığıdır. Seçilecek zırh kalınlığı, gelen radyasyonun enerjisine bağlıdır. Radyoterapi odalarının zırhlanması için gerekli hesaplama formülleri, NCRP'nin (National Council on Radiation Protection and Measurements) 151 nolu raporunda yayınlanmıştır. Bu rapor ile farklı malzemeler için, o malzemenin gelen radyasyonu yarıya düşüreceği kalınlık (HVL) ve onda birine düşüreceği (TVL) kalınlıklar verilmektedir. HVL ve TVL değerleri maddelerin azalma katsayısına bağlıdır. Azalma katsayısı yüksek olan malzemenin, düşük olana göre aynı zırhlama oranını elde etmek için ihtiyaç duyacağı kalınlık daha düşük olacaktır. Bu ilişki 'Eş. 2.6' ile gösterilmiştir

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (2.6)$$

Bu denklemde, $I(x)$ radyasyon miktarının x kalınlığıyla değişimini ifade etmektedir. I_0 başlangıçtaki radyasyon miktarıdır. μ maddenin azaltma katsayısını, x kalınlığı ifade etmektedir (Lamarsh ve Baratta, 2001).

a. Alfa Parçacıklarının Zırhlanması

Alfa parçacıkları, büyük kütlelerinden ve yüklü olmasından ötürü madde içinde ilerlerken atomik elektronlarla etkileşime girerek düz bir yol izler ve enerji kaybederler. Ortamdaki elektron yoğunluğunun fazla olması ve alfa parçacığının büyük kütlesi enerji kaybını artırır. Alfaların ortamda alabilecekleri mesafe birkaç mikrometre (μm) iken havada

birkaç cm kadardır. Bu durum alfa parçacığı zırhlamasını kolaylaştırmaktadır. Alfaların tüm bu özellikleri, vücut içinde daha tahrip edici olmalarının sebebidir (Martin, 2006).

b. Beta Parçacıklarının Zırhlaması

Beta parçacıkları hafif ve yüklü parçacıklardır. Hafif parçacıklar oldukları için ortamdaki etkileşimleri sonucunda saçılarak düz olmayan, zikzaklı bir yol izlerler. Enerji kaybı ise sebep oldukları iyonlaşmalar ile olur. Beta parçacıklarının havada alabileceği en uzun mesafe birkaç metredir. Havadan daha büyük yoğunluğa sahip maddelerde bu mesafe milimetrelere kadar düşer. Beta radyasyonunun zırhlaması, kaynağın yayınladığı en yüksek enerjili betaya uygun bir kaplama ile sağlanabilir (Martin, 2006).

c. Foton Zırhlaması

Foton madde etkileşimlerinde belirtildiği gibi, foton madde ile üç farklı mekanizma ile etkileşerek enerji kaybetmektedir. Bunlar Compton saçılması, fotoelektrik olay ve çift oluşumdur. Bu etkileşimlerde foton yutulur veya saçılarak enerji kaybedip farklı bir doğrultuda ilerlemeye devam eder. Fotonun zırhlaması için beton, kurşun gibi yoğun malzemelerden yapılmış bariyerler kullanılır (Hassan, 2015).

2.9.2. Nötron Zırhlaması

Nötronların etkileşim yapma ihtimali tesir kesiti kavramıyla ifade edilir. Nötron zırhlamasında, yutma ve saçılma tesir kesitleri yüksek olan malzemeler seçilir. Özellikle yüksek enerjili nötronların enerjilerini azaltıp yavaş nötron haline gelmesini sağlayacak, yüksek saçılma tesir kesitli malzemeler kullanılır. Bu maddeler yavaşlamış nötronları yutacak malzemelerle karıştırılarak uygun bir zırh malzemesi elde edilir. Hızlı nötronların yavaşlatılmasında özellikle hidrojen kullanılır. Boyutları nötronla neredeyse aynı olan hidrojen atomunun saçılma tesir kesiti yüksektir. Bu yüzden nötron zırhlamak için hidrojen zengin polimerler kullanılır. Aynı şekilde su veya beton da kullanılmaktadır. Betonun kolay şekillendirilebilir olması, yanı sıra fotonları zırhlaması ve hidrojen zengin olması tercih sebebidir (Oto, 2015).

Yavaşlatılan nötronların yutulması için boron gibi yutma tesir kesiti yüksek malzemeler kullanılır. Boron-10, nötron yutarak lityum-7'ye dönüşür ve bir alfa yayımlanır. Alfa'nın düşük giriciliği bu elementi cazip hale getirir. Boron-10'un bileşiklerinin yanında lityum-6, kadmiyum, indiyum, gadolinyum elementli bileşikler de yüksek nötron yutma tesir

kesitine sahip olduğu için hidrojenle bol maddelerle birlikte nötron zırhlamada kullanılabilir. Nötron yutarak, gama radyasyonu yayan malzeme içeren zırhlar, gamanın zırhtan sızmasını engellemek için kurşun gibi metallerle kaplanır (Özdemir ve ark.,2016).

2.10. Nötron Kaynakları

Farklı radyasyon türlerinin çekirdek ile nükleer etkileşimlerinden (filyon gibi) nötron üretilebileceği gibi çekirdeğin kendiliğinden filyonu sonucunda da nötron üretimi sağlanır. Nötron kaynağına örnek olarak $\text{Be}(\alpha,n)^{12}_6\text{C}$ reaksiyonu verilebilir. Bu tepkimede berilyum doğal olarak alfa salınımı yapan bir çekirdekle karıştırılarak nötron kaynağı elde edilmiştir. Berilyum, döteryum gibi çekirdeklerin amerisyum veya plutonyum ile karıştırılması sonucunda, aktivitesi alfa yayınlayıcı malzemenin aktivitesine göre ayarlanabilecek bir nötron kaynağı oluşturulur. Bilinen iki çekirdek ile oluşturulan kaynaktan çıkan alfa enerjileri belirli olduğu için oluşan nötronlar da tek enerjilidir. Ancak, alfa parçacıklarının alfa yayıcı kaynak tarafından yutulması sonucunda, bu tek enerji değişerek oluşan nötronların farklı enerjilerde ortaya çıkması sağlanır. Ortaya çıkan nötron enerji aralığı, tepkimelere göre Tablo 2.5.'de gösterilmektedir (Martin, 2006).

Döteron-nötron (d,n) reaksiyonları diğer nötron kaynaklarından biridir. Döteryum-trityum jeneratörlerinde nötron üretmek için bu etkileşimden faydalanılır. 200 keV'e hızlandırılmış döteronlar, trityum hedefle etkileşime girerek yüksek enerjili nötronlar açığa çıkarırlar. Döteronlarla bombardıman edilen ağır su (D_2O) etkileşiminden kararsız helyum çekirdeği oluşur. Bu helyum çekirdeği kararlı hale geçerken helyum-3 çekirdeği oluşur ve bir nötron salınır (Martin, 2006).

Çekirdeklerin proton ile bombardıman edilerek nötron açığa çıkarılması ile diğer bir nötron kaynağı elde edilir. Bu reaksiyonda, gelen protonu yutan çekirdeğin proton sayısı bir artarak farklı bir atom çekirdeğine dönüşür. Proton-nötron tepkimesine örnek olarak, $^{56}\text{Fe}(p,n)^{56}\text{Co}$, verilebilir. Demir atomu proton ile bombardıman edilerek kobalt-56 atomuna dönüşür ve bir nötron açığa çıkar (Martin, 2006).

Fotonlarla, nötron elde edilmesi iki farklı şekilde gerçekleştirilir. Bu yollardan ilki, farklı çekirdekler için farklı eşik enerjilerinin ($>8\text{MeV}$) üzerinde enerjiye sahip fotonlarla çekirdeklerin ışınlanmasıdır. Bu tepkimede gelen fotonların enerjileri eşit ise oluşan

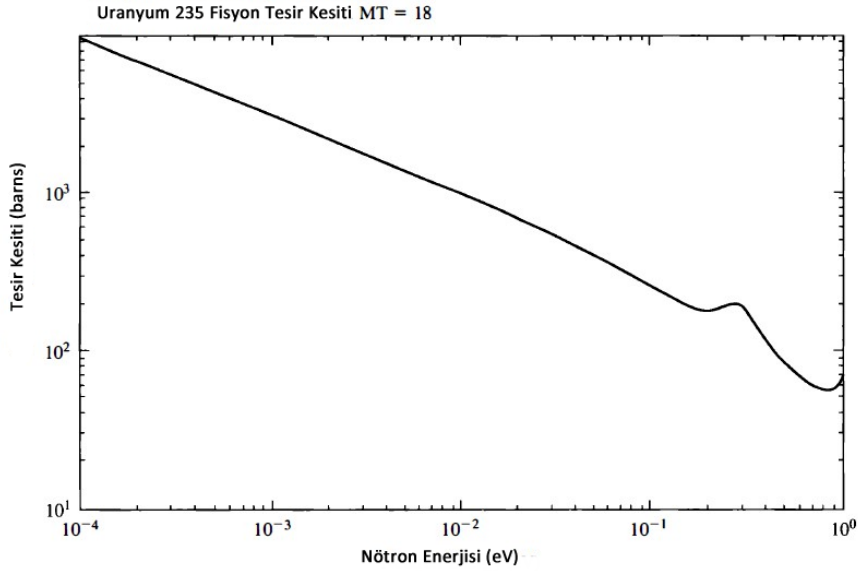
nötronlar tek enerjili olacaktır. Elde edilen bu tek enerjili nötron demetleri çeşitli alanlarda yapılan çalışmalarda, nötron dedektör ve dozimetrelerinin kalibrasyonunda kullanılır. Bu tepkime radyoterapi cihazlarında, hasta tedavisinde kullanılan X-ışınlarının cihaz içinde bulunan metalleriyle etkileşmesi sonucunda görülmektedir. Ortaya çıkan nötronlar tedaviye ek doz oluşturmakta ve sağlıklı dokuların aldığı dozda bir belirsizlik teşkil etmektedir (Martin, 2006).

Diğer bir foton-nötron kaynağı ise düşük enerjili gama ışınlarının etkisiyle çekirdeklerin nötron yayımlamasıdır. Bu tepkimelerin önemli bir oranı, yalnızca iki çekirdekte görülmektedir. Bu çekirdekler, berilyum ve döteryumdur. Düşük gama enerjilerinde bile bu reaksiyonu gerçekleştirebilmektedirler. Tablo 2.4’de farklı gama ışını kaynaklarına göre berilyum ve döteryumun yayınladıkları nötron enerjileri gösterilmiştir (Knoll, 2000).

Tablo 2.4. Fotonötron karakteristikleri (Knoll, 2000)

Gama-Işını Kaynağı	Yarı Ömür	Gama Enerjisi (MeV)	Hedef	Nötron Enerjisi (keV)
²⁴ Na	15.0 sa.	2.7541	Be	967
		2.7541		263
²⁸ Al	2.24 dk.	1.7787	D	101
³⁸ Cl	37.2 dk.	2.1676	Be	446
⁵⁶ Mn	2.58 sa.	1.8107	Be	129
		2.1131		398
		2.9598		1.149
		2.9598		365
⁷² Ga	14.1 sa.	1.8611	Be	174
		2.2016		476
		2.5077		748
		2.5077		140
⁷⁶ As	26.3 sa.	1.7877	Be	109
		2.0963		383
⁸⁸ Y	107 gün	1.8361	Be	152
		2.7340		949
		2.7340		253
^{116m} In	54.1 dk.	2.1121	Be	397
¹²⁴ Sb	60.2 gün	1.6910	Be	23
¹⁴⁰ La	40.3 sa.	2.5217	Be	760
		2.5217		147
¹⁴⁴ Pr	17.3 dk.	2.1856	Be	462

Nükleer reaktörler ise bir diğer önemli nötron kaynağıdır. Filyon yapabilen çekirdeklerin nötron yutmaları sonucunda, 2 veya 3 nötron salınması sağlanır. Filyon yapabilen çekirdeklerin filyon tesir kesitleri, termal nötronlar için daha yüksektir. Kaynaktan çıkan ve filyon sonucu oluşan nötronlar hızlı nötronlardır ve yavaşlatılarak termal enerjiye (0.0253eV) getirilmelidir. Nötronları yavaşlatmak için reaktörlerde hafif su (H₂O), ağır su (D₂O) veya grafit gibi yapılar moderatör olarak kullanılır. Şekil 2.26'da Uranyum-235 izotopunun nötron enerjisine göre tesir kesitinin değişimi gösterilmektedir.

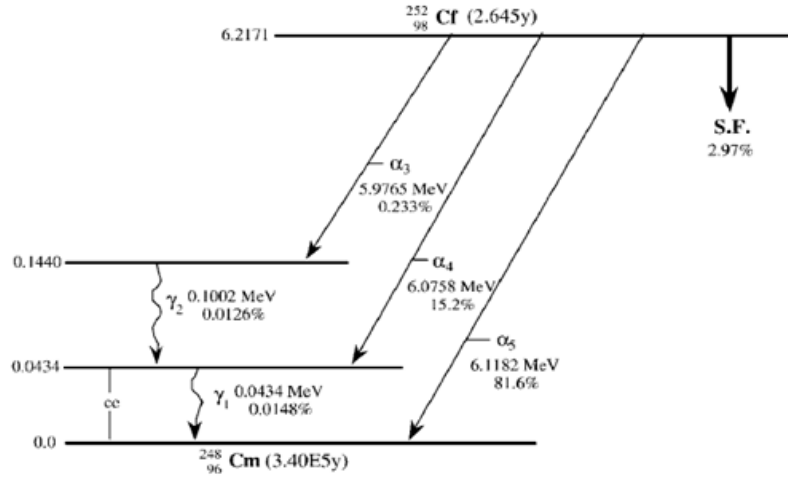


Şekil 2.26. Uranyum-235 filyon tesir kesiti (Lamarsh ve Baratta, 2001)

Nötron enerji aralıkları ve bu enerji aralıklarında nötronlara verilen isimler şu şekilde sıralanabilir:

- Soğuk (T<20°) : <0.0253 eV
- Termal: 0.0253 eV
- Epitermal: 0.0253~ 1 eV
- Yavaş: 0.0253-100 eV
- Orta Enerjili: 0.5-10⁴ eV
- Hızlı: 0.01-10 MeV
- Yüksek Enerjili: >10 MeV

Nötron kaynaklarından bir diğeri ise enerji ya da etkileşim ihtiyacı duymadan fisyon yapabilen çekirdeklerdir. Bu süreç, kendiliğinden fisyon olarak isimlendirilir. ^{252}Cf gibi elementler sahip oldukları fazla enerjiyi ortama atarak daha kararlı bir hale gelmek için fisyonu uğrarlar. Bu tepkime sonrasında çekirdek, iki farklı çekirdeğe bölünerek 2-4 arasında nötron açığa çıkar. Şekil 2.27’de ^{252}Cf ’nin bozulma şeması gösterilmektedir. Yarı ömrü 2.645 yıl olan kaliforniyum bozunumunda yüzde 3 oranında kendiliğinden fisyon gerçekleşir, diğer % 97 oranında bir alfa salınımı gerçekleştirerek ^{248}Cm ’e dönüşür.



Şekil 2.27. ^{252}Cf bozunum şeması

Tablo 2.5. Nötron kaynağı tepkimeleri (Martin, 2006)

Kaynak	Reaksiyon	Enerji Aralığı	Ortalama Enerji (MeV)
^{124}Sb -Be	(γ ,n)	[a]	0.024
^{88}Y -Be	(γ ,n)	[a]	0.16
^{24}Na -D ₂ O	(γ ,n)	[a]	0.22
^{88}Y -Be	(γ ,n)	[a]	0.31
^{24}Na -Be	(γ ,n)	[a]	0.83
Fisyon	(n,n)	0-8 MeV	2
^2H - ^2H (D-D)	(d,n)	[a]	3.27
^{226}Ra -Be	(α ,n)	0-8 Mev	5
^{239}Pu -Be	(α ,n)	0-8 Mev	4.5
^{252}Cf	Ani fisyon	0-10 Mev	2.3
^2H - ^3H (D-T)	(d,n)	[a]	14.1

[a] Özellikle kaynaktaki yutulmaya bağlı olarak tek enerjili

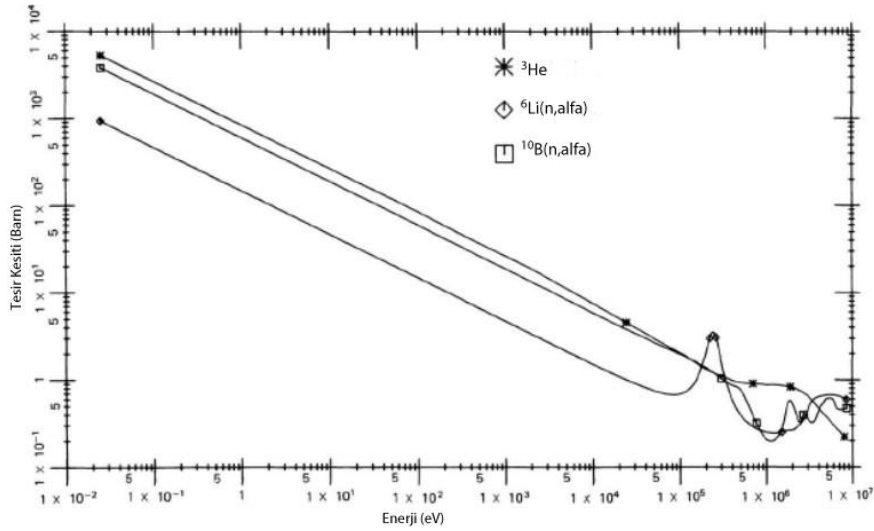
2.11. Nötron Dozimetrisi

Nötronlar yüksüz oldukları için, orbital elektronlarıyla etkileşim yaparak iyonlaşmaya sebep olma olasılıkları çok düşüktür. Bu yüzden nötron takibinde kullanılan dedektörlerin iç yapısında, farklı fiziksel fazlarda (gaz, katı gibi) ve farklı şekillerde nötron yutma reaksiyonları yapan malzemeler kullanılır. Bu reaksiyonlara örnek olarak (n,α) tepkimesi verilebilir. Boron elementinin kendisi veya bileşikleri kullanılabilir. Bu ve buna benzer reaksiyonlar sonucunda, nötron yutan çekirdeğin alfa, proton gibi ortamda iyonlaşmalara sebep olan parçacıkların salınmasından faydalanılır. Bazı dedektörlerin iç yüzeyi fisyon yapabilen malzemeler ile kaplanır. Benzer şekilde, fisyon sonucunda oluşan ürünlerin ortamda iyonlaşma yapmasından faydalanılır. Oluşan ürünlerin yüksek iyonlaştırma kabiliyetleri sayesinde elde edilen iyonlar elektrik akımı oluşturur. Bu akım, gerekli elektronik elemanlarla sinyale çevrilerek ihtiyaç duyulan bilgi elde edilir (Martin, 2006). Nötron takip sistemleri pasif ve aktif olmak üzere ikiye ayrılır. Aktif takip sistemlerinde; örneğin oluşan doz, anlık olarak ölçülür. Pasif takip sistemlerinde ise nötron etkileşim sonucunda malzemede meydana gelen değişimler ölçülerek takip gerçekleştirilir (NCRP, 2005).

Nötronların aktif takibi nötron dedektörleriyle gerçekleştirilir. Bu dedektörlerde nötron yutma tepkimesinden faydalanılır. Boronun flor ile yaptığı BF_3 bileşiğinin gazı, bir orantılı sayaç gazı olarak kullanılır. BF_3 gazının gelen nötronu yutması sonucunda bir alfa parçacığı ve lityum-7 atomu oluşur. Ürün parçacıklarının ortamda ilerlerken oluşturdukları iyonlaşmalar, dedektörün merkezinde bulunan anot elektrodu ile dedektörün çevresini saran duvara uygulanan potansiyel fark sayesinde yönlendirilir. Bu yönlendirilme sonucunda negatif yüklü elektronlar, artı yüklü merkez elektroda gider. BF_3 gazının dedektörde nötron yutucu malzeme olmasının yanı sıra, oluşan ürünlerin iyonlaşma yaptıkları madde ortamını da oluşturur. Boronun farklı bir uygulamasıyla elde edilen diğer bir gazlı dedektörde ise dedektörü çevreleyen yapının iç kısmı boron bileşiğiyle kaplanır. Dedektörün iç yapısını oluşturan gaz farklıdır. Gelen nötronu yutan boron sonucunda oluşan ürünler, dedektör boşluğunu dolduran gazı iyonlaştırır ve aynı süreç devam eder. Boron veya boronun bileşiklerinden yararlanılan bu dedektörlerde, boronun yüksek termal nötron yutma tesir kesitinden ötürü, termal nötronların takibi yapılır (Knoll, 2000).

Gerçekleştirdiği benzer etkileşimlerden ötürü lityum-6 ve helyum-3 nötron dedektörlerinin iç yapısında kullanılır. Termal bölgedeki nötronların takibinde kullanılan ${}^6\text{Li}$, nötronla girdiği etkileşim sonucunda alfa parçacı ve trityum meydana gelir (${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$). Lityumun nötron yutma tesir kesiti borondan daha düşük ($\sigma({}^{10}\text{B})= 3840\text{b}$ ve $\sigma({}^6\text{Li})= 941\text{b}$) olduğu için verimi daha düşüktür. Ancak, bu reaksiyon sonucunda ortaya çıkan ürünlerin sahip oldukları enerji daha yüksektir. Bu değer (Q değeri), boron için 2.79 MeV ve lityum için 4.78 MeV'dir. Lityum, sintilatörlü dedektörlerde $\text{LiI}(\text{Eu})$ kristali olarak kullanılır.

Helyum-3, nötron ile etkileşimi sonucunda bir proton ve bir trityum (${}^3\text{He}(n,p){}^3\text{H}$) oluşmasına sebep olur. 5330 b'lık termal nötron yutma tesir kesitine sahiptir. Ancak sahip olduğu düşük Q değerinden ötürü ($Q= 0.76\text{ MeV}$) oluşan sinyallerin kaybedilmesi olasıdır. ${}^3\text{He}$ gaz olarak, orantılı sayaç gazlı dedektörleri yapımında kullanılır. Sinyal kaybını engellemek ve dedektör verimini arttırmak için yüksek basınç altında tutulur. Şekil 2.28'de ${}^{10}\text{B}$, ${}^6\text{Li}$ ve ${}^3\text{He}$ 'ün nötron enerjisine göre değişen nötron yutma tesir kesiti grafiği gösterilmektedir.



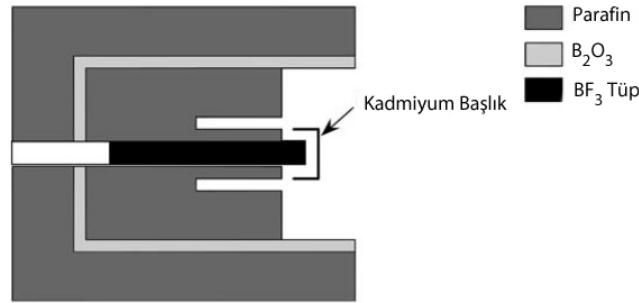
Şekil 2.28. Nötron enerjisine göre ${}^3\text{He}$, ${}^6\text{Li}$ ve ${}^{10}\text{B}$ 'ün değişen nötron yutma tesir kesitleri (Knoll, 2000)

Nötron dedektörlerinde kullanılan bir diğer reaksiyon fisyonudur. Fisyon sonucunda oluşan ürünlerin iyonlaştırma yeteneklerinden faydalanılır. İçerisindeki boşluğuna gaz doldurulan dedektörün etrafını saran duvarın iç yüzeyi ${}^{233}\text{U}$, ${}^{235}\text{U}$, ${}^{239}\text{Pu}$ gibi termal

nötronlarla etkileştiğinde fisyon yapabilen elementlerle kaplanır. Dedektör boşluğunda bulunan bulunan gaz iyonlaşmayı sağlar. Bu şekilde orantılı sayaç yapılır. Fisyon sonucunda oluşan yüksek enerjili ürünlerin oluşturduğu piklerin, ortam kaynaklı diğer radyasyon iyonlaşmalarından ayırt edilmesi kolaydır (Martin, 2006).

Hızlı nötronların aktif takibi ise dedektöre yavaşlatıcı malzeme eklenmesiyle sağlanır. Bu dedektörlerin dış kısmı, hidrojen zengin malzemelerle (parafin gibi) kaplanır. Hidrojenin tercih edilmesinin sebebi nötron saçılma reaksiyonu tesir kesitinin yüksek olmasıdır. Saçılma reaksiyonlarında nötron her etkileşim sonrasında enerji kaybederek termal enerji seviyesine ulaşır. Termal enerjide dedektörün aktif kısmına ulaşan nötron, yutulma etkileşimi sonrasında ortaya çıkan ürünlerin sebep olduğu iyonlaşmalarla sayılır (Krain, 2001).

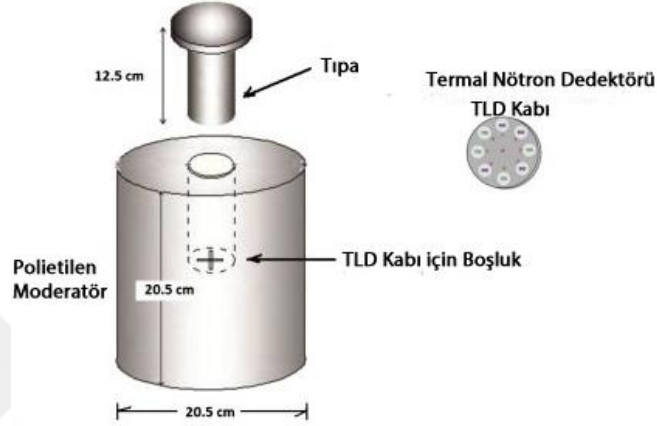
Aktif hızlı nötron sayaçlarına örnek olarak uzun sayaç verilebilir. Şekil 2.29'da bir uzun sayacın iç yapısı gösterilmiştir. Bu sayaç, parafin moderatör tarafından kaplanmış BF₃ tüpünden oluşmaktadır. Aktif kısım olan BF₃ tüpüne, doğrudan gelen nötronlar, parafin moderatörde yavaşlatılarak aktif kısımda ölçülür. Diğer doğrultularda gelen nötronlar, parafin tarafından yavaşlatılarak boron oksit (B₂O₃) tabakada yutulur. Nötronların ölçülme işleminden önce yavaşlatılması, ölçümün gelen nötron enerjisinden bağımsız olmasına sebep olur. Bu nedenle, uzun sayaçlarda nötron enerji dağılımı hakkında bilgi elde edilemez (Martin, 2006).



Şekil 2.29. Uzun sayacın iç yapısı (Martin, 2006)

Nötron dozimetrisinde kullanılan TLD'ler, içerisinde lityum-6 gibi (n, α) reaksiyonu gerçekleştiren malzemeler barındırır. ⁶Li(n, α)⁴He reaksiyonu sonrasında alfa etkileşimleri sonucunda tuzaklanan elektronlar, belirli bir periyot sonrasında ısıtma işleminden

geçirilerek tuzaktan kurtarılır. Tuzaktan çıkan elektronlar, orbitale dönerken reaksiyon başında aldığı enerjiyi bir foton olarak yayınlırlar. Bu fotonların sayılması ile nötron takibi gerçekleştirilir. Şekil 2.30’da TLD alan monitörü gösterilmiştir. Düzenekte bulunan TLD’ler ile yutulan nötron dozu ölçülmektedir (Vega-Carrillo ve ark., 2014).



Şekil 2.30. TLD ile nötron Alan Monitörü (Vega-Carrillo ve ark., 2014)

Yaprak aktivasyonu analizinde ise, nötron yutarak radyoaktif hale gelen malzemelerden yapılmış, kullanım yerine göre boyutları belirlenen yaprakçıklar kullanılır. Işınlama ile aktif hale getirilen yapraklardan salınan gama ışınları dedektörlerle sayılarak nötron takibi sağlanır. Ortaya çıkan gama ışını, nötron enerjisinden bağımsız olduğu için nötron enerji spektrumu hakkında bilgi edinilemez. Gelen nötron akısı ve oluşturduğu doz belirlenebilir. Tablo 2.6’da nötron aktivasyonunda kullanılan yaprak malzemelerinin yarılanma ömürleri ve eşik enerji değerleri gösterilmektedir.

Tablo 2.6. Nötron dedeksiyon yapraklarının yarılanma ömürleri ve aktivasyon enerjileri(Martin, 2006)

Reaksiyon	T _{1/2}	Eşik Enerji (MeV)
In(n,n,γ) ^{115m} In	4,49 sa	0,5
⁵⁴ Fe(n,p) ⁵⁶ Mn	312 gün	2,2
⁵⁸ Ni(n,p) ⁵⁸ Co	70,9 gün	2,9
²⁷ Al(n,p) ²⁷ Mg	9,45 dak	3,8
⁶⁴ Zn(n,p) ⁶⁴ Cu	12,8 sa	4,0
⁵⁶ Fe(n,p) ⁵⁶ Mn	2,58 gün	4,9
⁵⁹ Co(n,α) ⁵⁶ Mn	2,58 gün	5,2

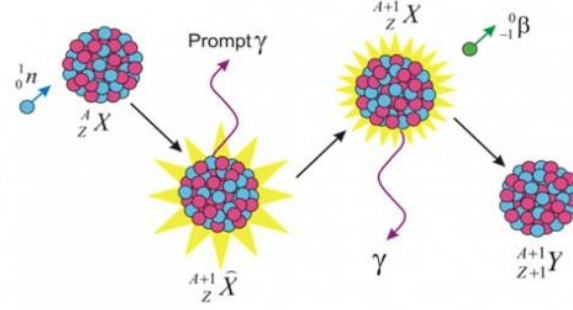
Tablo 2.6. Nötron dedeksiyon yapraklarının yarılanma ömürleri v aktivasyon enerjileri ‘devam’

$^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$	15 sa	6,0
$^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{27}\text{Mg}$	15 sa	8,1
$^{197}\text{Au}(n,2n)^{196}\text{Au}$	6,18 gün	8,6
$^{19}\text{F}(n,2n)^{18}\text{F}$	110 dak	11,6
$^{58}\text{Ni}(n,2n)^{57}\text{Ni}$	36 sa	13

2.12. Nötron Aktivasyon Analizi

Nötronlar yüksüz parçacıklardır; bu nedenle nötron takibinde dolaylı yollara başvurulur. Nötron bir malzeme tarafından yutulur ve takibi mümkün bir radyoaktif ürün çıkarır. Nötron Aktivasyon Analizi (NAA) element analizi veya dozimetri yöntemi olarak kullanılabilir. Bu analizler ana olarak nitelik ve nicelik analizi şeklinde iki başlığa ayrılır. Bu teknikte, küçük bir malzeme numunesi nötronlar ile bombardıman edilir. Nötronların kendileri iyonlaşma meydana getirmedikinden, kararlı elementlerin çekirdeklerinin nötronlarla etkileşmesi sonucu ortaya çıkan α , β , γ gibi radyasyon çeşitlerinin ölçülmesiyle malzemenin nitelik ve nicelik analizi yapılır. Nitelik analizi, oluşan izotopların verdiği radyasyonların cinsi, yani α , β , γ enerjileri ve yarı ömürlerinden yararlanılarak yapılır. Nicelik analizi ise, oluşan radyoizotopun radyoaktivitesi ölçülerek örnekteki miktarının belirlenmesidir (Krane, 2001; Giordani, 2005; Günay, 2010).

NAA'nin analitik bir teknik olarak kullanılabilceği, ilk olarak 1936'da Hevesy ve Levi tarafından öne sürülmüştür. Jeolojide kullanım alanının başarısına rağmen, bu tekniğin gelişimi 1960'da yüksek çözünürlüklü germanium (HpGe) dedektörlerinin kullanımına kadar durmuştur. Nükleer reaktörler ve nötron jeneratörleri gibi yüksek akıllı nötron kaynaklarının geliştirilmesi, yarı iletken dedektörlerin yapımı ve nükleer elektronikteki gelişmeyle birlikte NAA mümkün hale gelmiştir. Bu teknik 60'dan fazla nadir toprak elementinin etkin bir şekilde belirlenmesini sağlayan, yüksek hassasiyetli analiz yöntemidir. İlk zamanlar yarı iletkenler gibi yüksek saflıktaki malzemelerde, eser miktarda safsızlıkların tayininde kullanılan NAA, günümüzde biyolojik bilimler, jeokimya, kriminoloji, arkeoloji vb. alanlarda geniş olarak kullanılmaktadır (Blaauw, 1993).



Şekil 2.31. (n, γ) Reaksiyon şeması (Url-15)

Nötron aktivasyon analizinde, kararlı çekirdeklere nötron akısı uygulanırsa çekirdek radyoaktif hale gelir ve Şekil 2.31’de gösterildiği gibi, malzemenin içerdiği elementlerin çekirdeklerinin bazıları bir nötron yutar ve uyarılmış bir izotop oluştururlar. Aktive olmuş örneğin bozunumuyla oluşan ürünlerin kütlesi ilk kütleden azdır ve bozunum sürecinde, kararlı seviyeye ulaşmaya kadar çeşitli türde radyasyon yayınlanır. Bu izotoplar 10^{-14} saniye civarında çeşitli enerjilerde foton yayımlayarak kararlı duruma geçerler fakat çok kısa ömürlü oldukları için ölçülemezler. Oluşan izotop, α veya β bozunumunun ardından yeni bir elemente dönüşürken kararlı duruma geçmek için γ ışını yayımlar. Bu ışınlar karakteristik enerji değerine sahip olup, o izotopun kimliğini belirler. Bu gama ışınlarının enerjileri saptanarak, onları oluşturan elementlerin varlığı nitelik olarak belirlenebilir. Radyoaktif bozunum süreci rastgele (veya istatistik) bir süreçtir; yani uyarılmış bir çekirdeğin belli bir zaman aralığında bozunma olasılığından söz edebilir (Soete ve ark., 1972).

Nötron aktivasyonu, nötron spektrumu hakkında bilgi edinmek için kullanılan en iyi metodlardan biridir, çünkü hedefler Tablo 2.6’da gösterildiği gibi farklı aktivasyon eşik enerjilerine sahiptir. Hedefler nötron yakalayıp aktif hale gelebilirler ve böylece radyasyon ölçülebilir. Bunlar, kişisel nötron dozimetrelerinin temelini veya nötronlara maruz kalınan bölgeler için kararlı gözlem sonuçlarını oluşturur. Aktivitenin miktarı, seçilen element, hedefin kütlesi, nötron enerji spektrumu, yutma tesir kesiti ve ışınlama süresi olmak üzere pek çok faktöre bağlıdır. Mangane, kobalt, bakır, gümüş, indiyum, disporisyum ve altın termal nötronları tespit etmek için kullanılan yapraklara örnektir.

Analitik problemlerin çözümü için NAA’nın seçilmesi; metodun hassas, süratli, ekonomik, kolay, güvenilir, numune tahrip edici olmayışı ve başka uygun analiz

metodunun olmayışına bağlanabilir. NAA'nın en önemli özelliklerinden biri de aynı numunede aynı anda birden fazla elementin nitel ve nicel analizine imkan vermesidir. Diğer eser analiz teknikleriyle karşılaştırıldığında bu özelliklerin tamamını bünyesinde taşıyan tek analiz metodunun NAA olduğu görülmektedir. Birçok element ve uygulama için diğer metotlara kıyasla NAA daha iyi duyarlılıkta analiz imkanı sağlar (Soete ve ark., 1972).

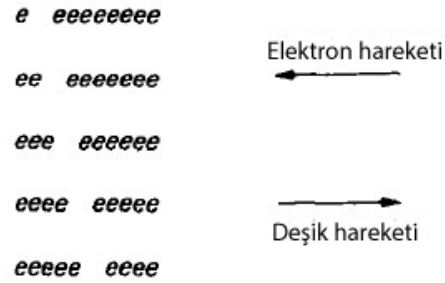
2.13. Yarı İletken Dedektörler

Işınlanan numunelerin sayımının yapıldığı dedektör, yarı iletken bir dedektör olduğundan bu kısımda yarı iletken dedektörlerin özelliklerine yer verilmiştir. Katı fazında bulunan malzemelerin periyodik olarak tekrar eden kafes yapıları, elektronların bulunduğu bantları meydana getirirler. Saf (katıksız) bir malzemenin elektronlarının bulunabileceği yerler, bu bantlarda sınırlanmıştır. Bu bantlar, elektronlar için yasak bölge olarak bilinen enerji boşlukları ile birbirinden ayrılmıştır. Şekil 2.32'de bantlar gösterilmektedir. Altta duran bant, değerlik (valans) bandı olarak adlandırılır. Bu bant, elektronların bulunduğu en yüksek enerjili banttır. Üstteki enerji bandı ise iletkenlik bandı olarak adlandırılır. İletkenlik bandında bulunan elektron neredeyse serbesttir ve kristal boyunca hareket edebilir. Bu iki bant arasındaki enerji farkı, maddenin iletkenlik durumunu belirler. Fark büyükse, bu madde yalıtkan bir maddedir. Metallerde ise bu enerji farkı yok denecek kadar azdır ve küçük bir enerji artışı, değerlik bandından iletkenlik bandına elektron çıkışına sebep olur. Bu yüzden metaller yüksek elektriksel iletkenlik kabiliyetine sahiptirler. Yalıtkanlar ve yarı iletkenlerde ise elektriksel iletkenliği sağlamak için öncelikle elektronun eşik enerji ile iletkenlik bandına çıkarılması gerekir (Knoll, 2006).



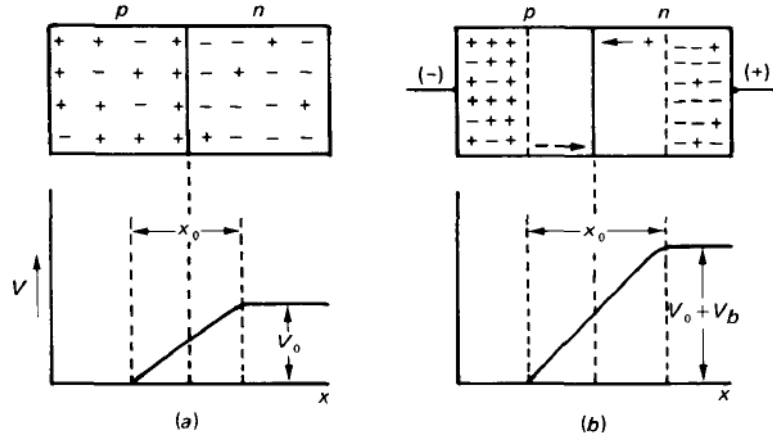
Şekil 2.32. Enerji bantları ve malzemenin iletkenliği (Url-16)

Yarı iletkenlerde bu boşluk, yalıtkan maddelerin sahip olduklarına oranla daha küçüktür. Belirli bir miktar enerji artışıyla elektronlar değerlik bandından iletkenlik bandına çıkarılabilir. Bu sayede madde iletken hale gelir. Bir elektronun değerlik bandına iletkenlik bandına geçmesi sonucunda değerlik bandında bir boşluk oluşur. Bu boşluk deşik olarak adlandırılır. Şekil 2.33'te görüldüğü gibi elektron bir doğrultuda hareket ettiği zaman, deşik ters istikamette hareket eder. Deşikler pozitif yüklü gibi davranmaktadır (-(-e)=+e) ve elektriksel iletkenliğe elektronlarla aynı şekilde katkıda bulunurlar. Tamamen saf ve elektriksel olarak nötr olan bir yarı iletkende elektron sayısı ile deşik sayısı birbirine eşittir. İyonlaştırıcı radyasyonun bu ortamda etkileşim yapması sonucunda yeterli enerji aktarılan elektronlar iletkenlik bandına çıkar ve değerlik bandında deşikler oluşur. Bu süreçten hemen sonra (10^{-12} saniye) iletkenlik bandının alt kısmında elektron, değerlik bandının üst kısmında ise deşik konsantrasyonu oluşur. Uyarılma sürecinin devam etmesiyle elektron-deşik çifti sayısı sürekli artar. Uyarılma devam etmezse elektron ve deşikler yeniden birleşerek madde temel haline döner.



Şekil 2.33. Elektron-deşik hareketi (Tsoulfanidis, 1995)

Yarı iletkenlerin yapısında n-tipi ve p-tipi olarak adlandırılan malzemeler kullanılır. Bu malzeme tiplerinden yalnızca biri ile yapılan yarı iletken dedektörler de mevcuttur. N-tipi yarı iletken malzemeler fazladan elektron taşırlar. P-tipi yarı iletkenler ise fazladan deşik bulundurlar. Bu iki yarı iletkenin yan yana getirilmesi ile elektron ve deşikler, hem yüksek konsantrasyondan düşük konsantrasyona doğru hareket etme eğilimi gösterir, hem de zıt yüklü oldukları için maruz kaldıkları elektrik alandan ötürü birbirlerine doğru hareket ederler. Temas ettirilen n-tipi ve p-tipi yarı iletkenlerin, elektrik alan uygulamadan ve belirli bir elektriksel potansiyel altında davranışları Şekil 2.34'te gösterilmektedir.

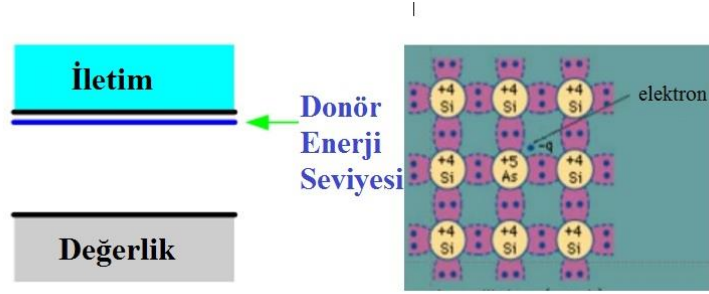


Şekil 2.34. n-tipi ve p-tipi yarı iletkenlerin a) elektriksel potansiyel uygulanmadan davranışı b) elektriksel potansiyel uygulandığında davranışı (Tsoulfanidis, 1995)

n-tipi yarı iletkenin sahip olduğu yüksek elektron konsantrasyonundan ve p-tipinin sahip olduğu yüksek deşik konsantrasyonundan ötürü, deşikleri doldurmak için n-tipi yarı iletkenin elektronları p-tipi yarı iletkenine doğru hareket edecektir. İki tip yarı iletkenin de doğal halleri nötrdür. Ancak elektron hareketinden ötürü p-tipi yarı iletken negatif, n-tipi yarı iletken pozitif yüklerle yüklenecektir. Elektron hareketinin durmasından sonra oluşan denge durumunda n-tipi ve p-tipi yarı iletkenler arasında bir gerilim oluşur. Pozitif yüklü bölge ile negatif yüklü bölge arasında, elektronların deşikleri doldurduğu bir bölge kalır. Bu bölge nötrdür ve tüketim bölgesi olarak adlandırılır. Uygulanacak harici bir potansiyel ile bu bölge büyütülebilir. Gelen iyonlaştırıcı radyasyon, tüketim bölgesinde etkileşimler yaparak iyonlaşmaya sebep olur. Boşalan deşikleri doldurmak için hareketlenen elektronlar, elektrik akımı oluşturur. Oluşan akım sinyale çevrilerek sayım gerçekleşir (Tsoulfanidis, 1995).

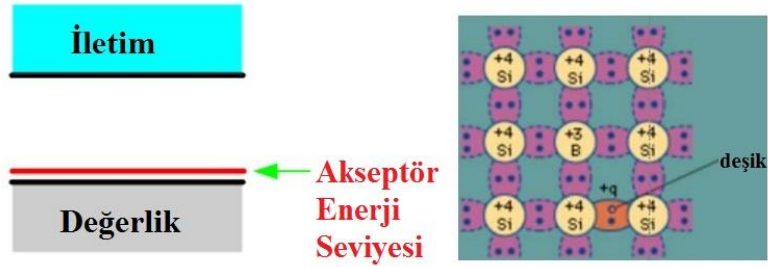
Yarı iletkenler yapılırken germanyum veya silikon gibi elementler kullanılır. N-tipi yarı iletken yapılırken periyodik cetvelin 4A grubunda bulunan silikon kullanılırsa normal kristal yapı ile dört bağ yapacaktır. Eğer silikon 5A grubundan bir elementle katkılandırılırsa, aralarında kovalent bağ yapıları oluşur. Ancak normal kristalde 5 bağ yapan 5A grubu elementinin bir elektronu boşta kalır. Bu nedenle bu tip yarı iletkenler “fazladan elektron bulundurur” şeklinde tanımlanır ve bu elektronlar değerlik bandının dolmasından ötürü yasak bant aralığında bulunan enerji seviyesinde (katkılandırma sonucunda oluşan enerji seviyesi) bulunur. Bu enerji seviyesinin varlığı ile fazlalık

elektron küçük bir etki sayesinde iletkenlik bandına çıkar. Bu enerji seviyesi donör enerji seviyesi olarak adlandırılır. Şekil 2.35'te n-tipi yarı iletkenin bağ yapısı ve bant yapısı görülmektedir.



Şekil 2.35. n-tipi yarı iletken bant yapısı ve bağ yapısı (Url-17)

P-tipi yarı iletkenler ise silikon 3A grubu elementlerle katkılandırılır. Silikonun dört bağ yapma isteğine karşın 3A grubu elementinde üç değerlik elektronu vardır. Aralarında kurulan bağ sonucunda silikonun bir bağ eksikliği kalır. Eksik olan bu bağ pozitif bir yük gibi davranan deşik olarak adlandırılır. Bu nedenle p-tipi yarı iletkenler “fazladan deşik içerir” şeklinde tanımlanır. Yakalanan bir elektronla bu boşluk tamamlanmış olur. Kristalde oluşan bu bağ tam olarak silikon atomuna ait değildir. Oluşan enerji seviyesi yasak bantta oluşur. Bu enerji seviyesi, akseptör enerji seviyesi olarak adlandırılır. Şekil-2.36'da p-tipi yarı iletkenin bağ yapısı ve bant yapısı görülmektedir.



Şekil 2.36. p-tipi yarı iletken bant yapısı ve bağ yapısı (Url-18)

3. GEREÇ ve YÖNTEM

3.1. Gereç

Radyoterapi odasında fotonötron akısını ve seçilen malzemelerin nötron zırhlama kabiliyetlerini NAA ile ölçmek için Philips SLI-25 lineer hızlandırıcı, 13 adet indiyum (^{115}In) ve 13 adet kadmiyum (^{113}Cd) yaprağı, zırhlama malzemeleri olarak; döküm poliamit (PA6 G), polipropilen (PP), polietilen (PE1000), boronpolietilen (BPE), yüksek yoğunluklu polietilen (HDPE), parafin, boron karbür (B_4C) katkılı parafin, AMATEK-ORTEC marka GMX-20195-P model n-tipi yüksek saflıkta germanyum (HPGe) dedektörü ve GF3 spektrum analiz programı kullanılmıştır.

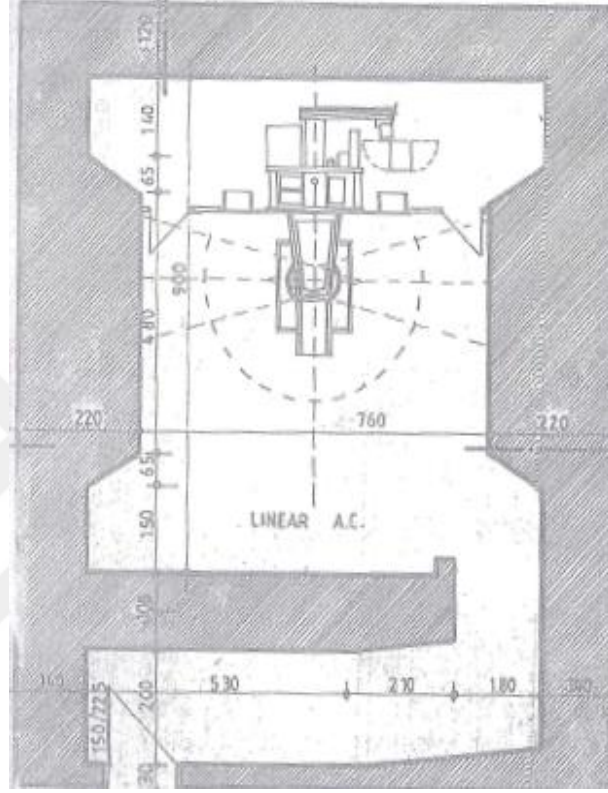
3.1.1. Philips SLI-25 Lineer Hızlandırıcı



Şekil 3.1. Akdeniz Üniversitesi Nükleer Bilimler Uygulama ve Araştırma Merkezi'ne ait Philips SLI-25 Lineer Hızlandırıcı Odası

Tezde, Akdeniz Üniversitesi Nükleer Bilimler Uygulama ve Araştırma Merkezi bünyesinde bulunan, fotonükleer reaksiyonlar için foton kaynağı olarak kullanılan Philips SLI-25 klinik lineer hızlandırıcı kullanılmıştır. Hızlandırıcının elektron tabancasında üretilen birincil elektron demeti enerjisi 50 keV'dir. Sonrasında radyo dalgaları ile hızlandırmak için elektronlar, bakır bir kavite içerisine enjekte edilerek gücü 5MW civarında olan 3 GHz radyo frekansı (RF) ile hızlandırılır. RF gücünü magnetrondan alır (5MW). Devamında ise bremsstrahlung fotonu üretmek için elektronlar, saptırıcı magnetler ile tungstene yönlendirilir. SLI-25, 3 mikro saniye atma (pulse) genişliğine

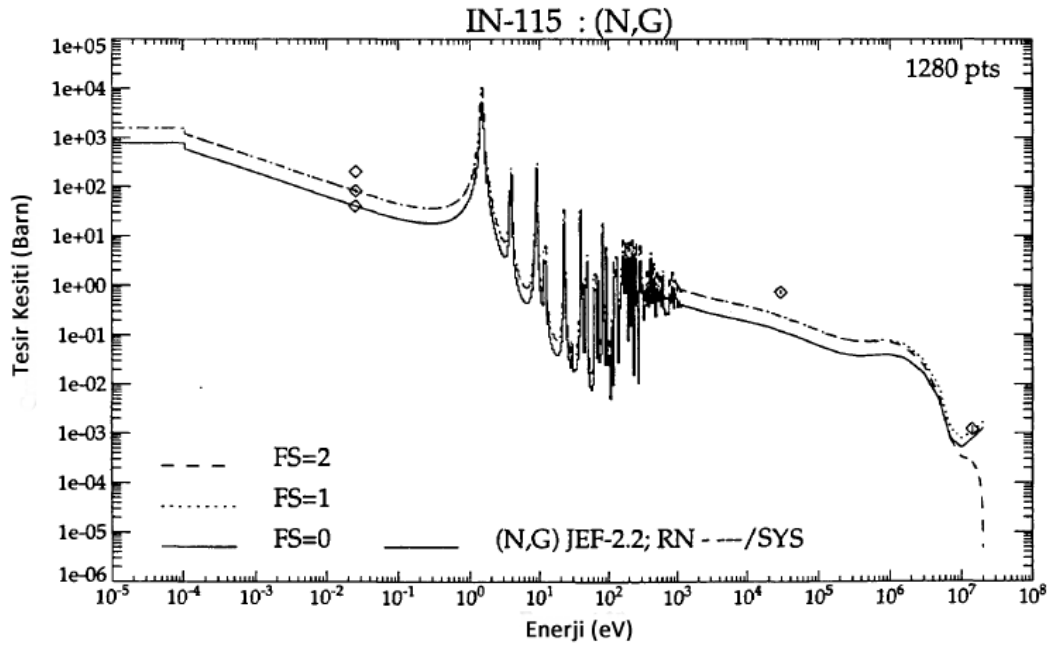
sahip ve saniyede 400 atma üreten bir elektron hızlandırıcısıdır. Elektron demetinin yönlendirilmesi ve odaklandırılması standart manyetik ve elektrostatik cihazlarla sağlanır.



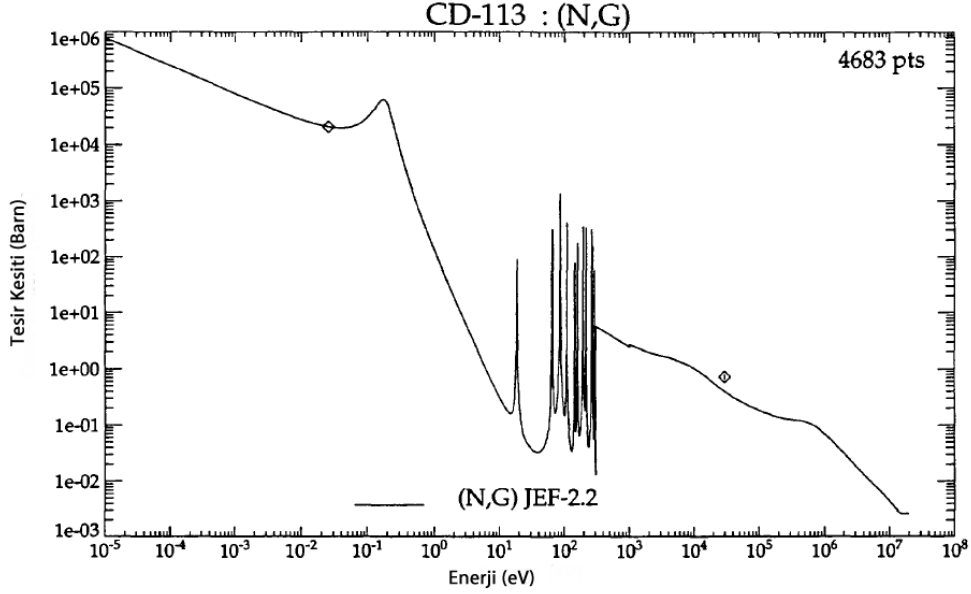
Şekil 3.2. Akdeniz Üniversitesi Nükleer Bilimler Uygulama ve Araştırma Merkezi'ne ait Philips SLI-25 Lineer Hızlandırıcı Odası Mimari Planı

3.1.2. İndiyum ve Kadmiyum Yaprakları

Nötron aktivasyon analizinde (NAA) bazı kriterler sebebiyle indiyum ve kadmiyum yaprakları seçilmiştir. Şekil 3.3'de görüldüğü gibi indiyumun tesir kesiti, termal ve termal üstü enerji bölgesindeki nötronlar için yüksek olduğundan (Konefal ve ark., 2008), yalnızca indiyum kullanılarak yapılan ölçümlerle alınan sonuçlar, bu enerji aralığındaki nötronlarla ilgili bilgi vermiştir. Sonrasında, aynı deney düzeneği ile kadmiyum kaplı indiyum yapraklarının ölçümü alınmıştır. Bu işlemin sebebi, Şekil 3.4'de görüldüğü gibi, kadmiyumun tesir kesitinin termal ve yüksek enerji bölgesindeki nötronlar için yüksek (Konefal ve ark., 2008) olmasıdır. Böylece termal nötronlar indiyuma ulaşmadan önce, kadmiyum tarafından yutulmuş ve indiyumdan aldığımız ölçümler sadece termal üstü nötronlar hakkında bilgi vermiştir.

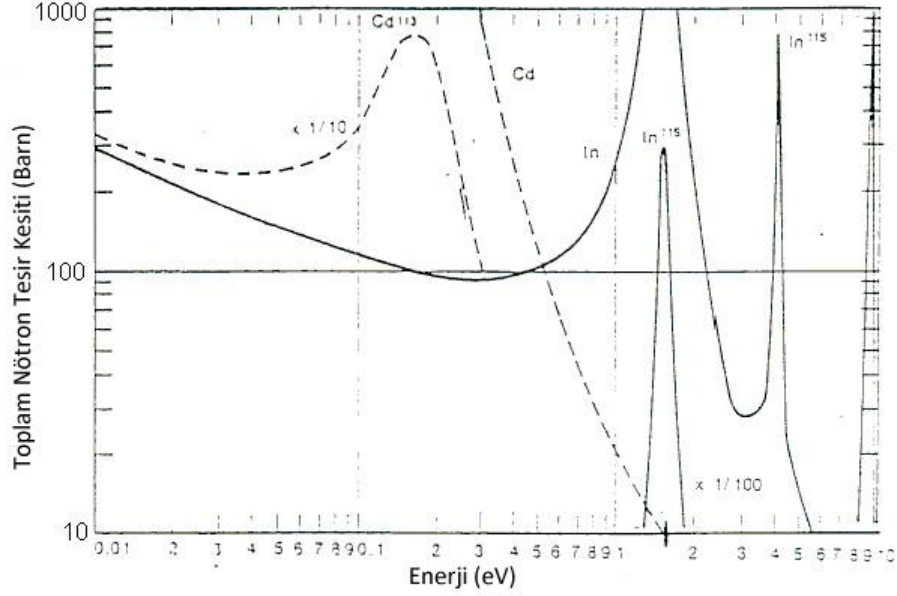


Şekil 3.3. İndiyum-115 Nötron Yutma Tesir Kesiti (IAEA, 1997)

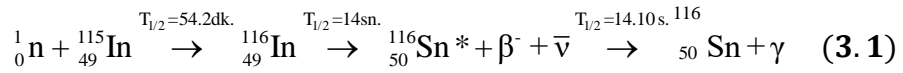


Şekil 3.4. Kadmiyum-113 Nötron Yutma Tesir Kesiti (IAEA, 1997)

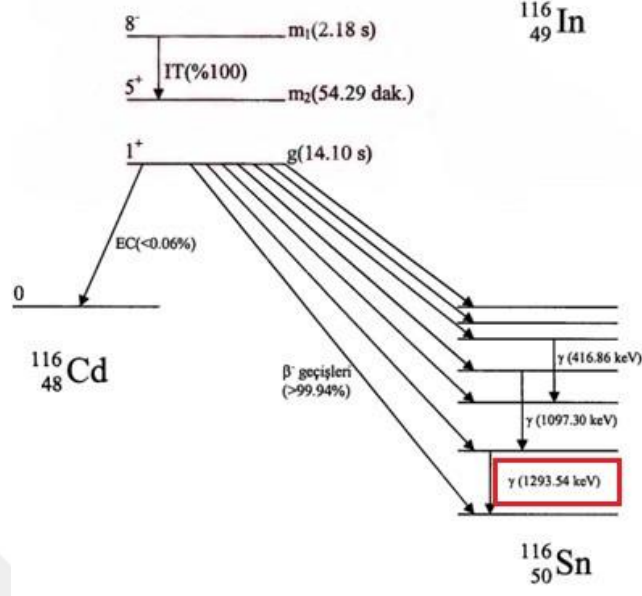
Termal nötron bilgisi için ise yalnızca indiyum yapraklarından alınan ölçümler ile kadmiyum kaplı indiyum yapraklarından alınan ölçümlerin farkının alınması gerekir. Böylece termal ve termal üstü enerjilerdeki nötronların akısı birbirinden ayrılabilir.



Şekil 3.5. Kadmiyum-113 ile İndiyum-115'in toplam nötron tesir kesiti karşılaştırması



'Eş. 3.1'de gösterildiği gibi ${}^{115}\text{In}$ bir nötron yutar ve 14 saniye içinde yarılanma ömrü 54.2 dk. olan ${}^{116}\text{In}$ 'a dönüşür. Uyarılmış halde bulunan ${}^{116}\text{In}$ izotopu, çekirdekte nötron fazlası olduğundan bozunuma uğrayarak, yarı ömrü 4.1 sa olan ${}^{116}\text{Sn}$ ile birlikte β^- ve enerji ile momentumun korunumunu sağlayan antinötrinoya dönüşür (Lawson ve Cork, 1937). Deneyler, indiyum yapraklarının aktivitesinin sıfırlanması beklenerek yapılmıştır. ${}^{116}\text{Sn}$ 'nin yarılanma ömrünün 4.1 sa olmasından dolayı, deneyler arasında yaklaşık 10 yarı ömür süresine tekabül eden iki gün beklenmiştir.



Şekil 3.6. İndiyum (^{116}In) bozunum şeması (Budak, 2002)

Tablo 3.1. Radyoterapi tesislerinde kullanılması uygun aktivasyon folyo karakteristiği (AAPM,1986)

Reaksiyon	Tesir Kesiti (barns)	Doğada Varolma Yüzdesi	Ürün Yarı Ömrü	Bozunum	Kullanımı
$^{115}\text{In}(n, \gamma)$ ^{116m}In	194	95.7	54 dakika	β^- : 1.00 γ : 0.138- 2.111	Tedavi odası içinde; moderatörle birlikte birincil ışının içinde ve dışında

Ayrıca İndiyum, Tablo 3.1’de gösterildiği gibi lineer hızlandırıcı odalarında, primer ve sekonder alanda kullanıma uygun olması nedeniyle seçilmiştir (AAPM,1986).

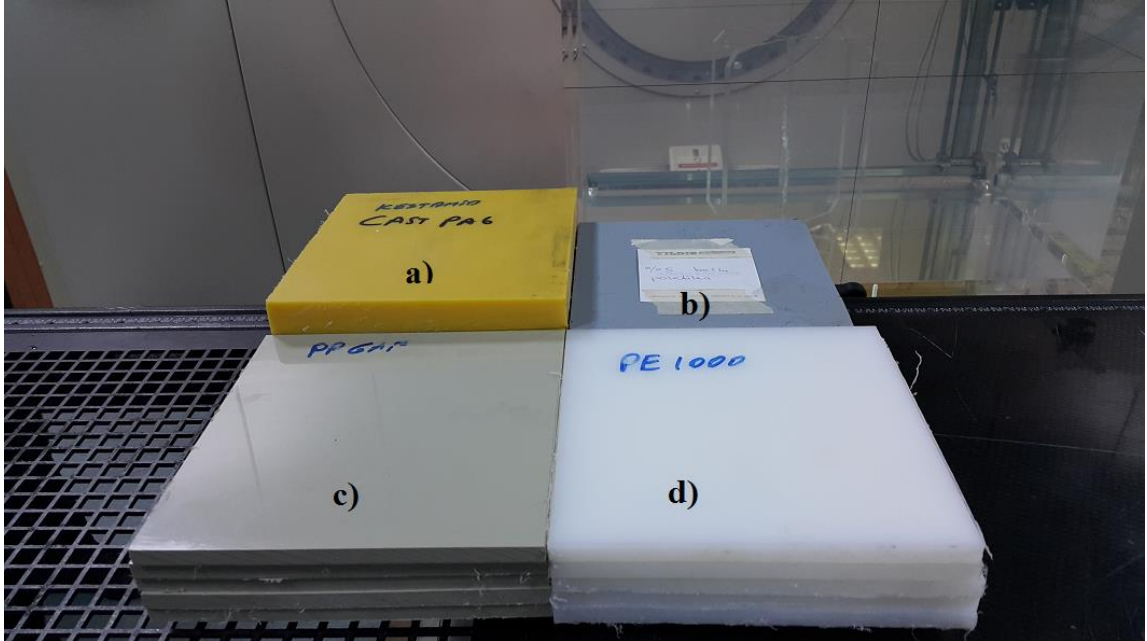
3.1.3. Nötron Zırhlaması İçin Seçilen ve Üretilen Malzemeler

Radyoterapi odasında oluşan fotonötronların ve fotonların çalışanlara ve çevreye zararını önlemek için tedavi odaları hidrojen zengin beton duvarlarla zırhlanırken, odanın kapısı da sandviç şeklinde parafin ve kurşun zırhla tasarlanır. Bu bilgilerden yola çıkarak radyoterapi odası için fotonötron zırh malzemeleri araştırılmıştır. Tezdeki amaçlardan biri de radyoterapi odasındaki nötron akısına dayanıklı zırh malzemelerinin literatürden

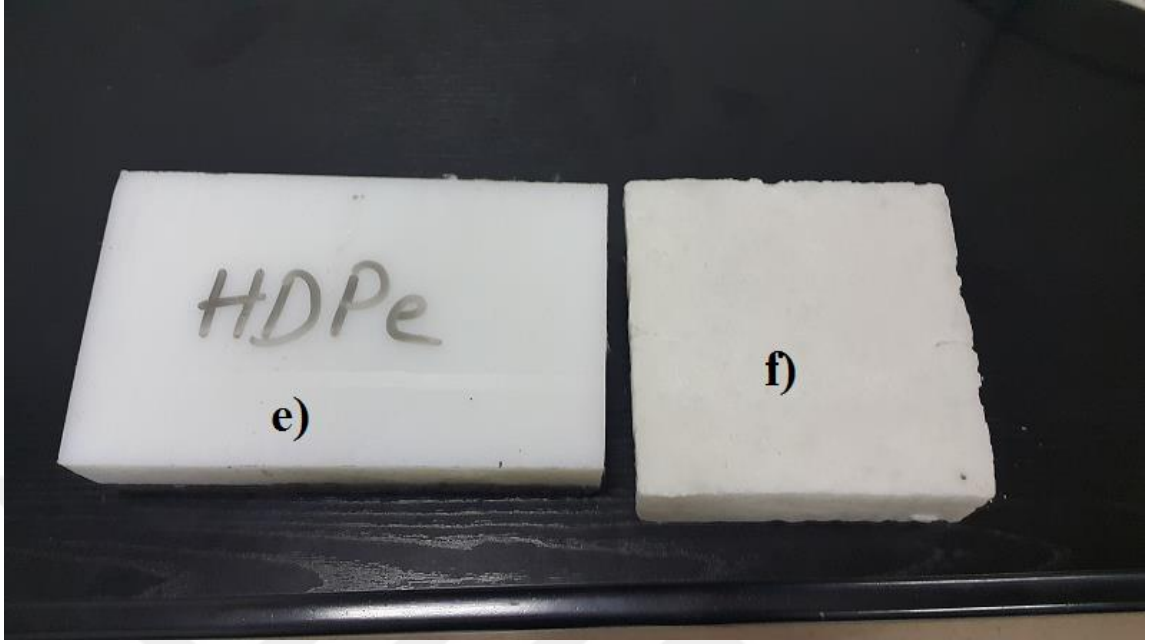
tespiti, üretimi, deneyi ve maliyet optimizasyonuna göre en uygun malzemenin seçimidir. Bu malzemeler, fotonötron akısının kaynağı olan lineer hızlandırıcı kafasını, lineer hızlandırıcı odasında bulunan elektronik cihazları, lineer hızlandırıcılarda bulunan nötron kapısı olarak adlandırılan kapıyı zırlamada da kullanılabilir.

Radyoterapi odasında oluşan fotonötronları zırlamak için 6 adet malzeme seçilmiş ve 1 adet malzeme üretilmiştir. Seçilen malzemeler döküm poliamit (PA6 G), polipropilen (PP), polietilen (PE1000), boronpolietilen (BPE), yüksek yoğunluklu polietilen (HDPE) ve parafindir. Üretilen malzeme ise boron karbür (B_4C) içeren parafindir.

Seçilen ve üretilen malzemelerin genel yapısı polimerdir. Polimer malzemeler yüksek hidrojen ihtiva ederler. Hidrojen, hızlı nötronlar için iyi bir moderatör olduğundan malzemeler polimer tabanlı seçilmiştir. Malzemelerde kullanılan boron (^{10}B) ise, termal nötronlar için iyi bir yutucudur. Şekil 3.7 ve 3.8’de seçilen malzemeler, Şekil 3.10’da ise üretilen malzeme gösterilmiştir.



Şekil 3.7. Zırlama malzemeleri, a) PA6 G b) BPE c) PP d) PE



Şekil 3.8. Zırhlama malzemeleri, e) HDPE) f) Parafin

Tablo 3.2. Zırhlama malzemesi olarak seçilen polimerlerin fiziksel ve kimyasal özellikleri

Malzeme	Kimyasal Formülü	Erime Sıcaklığı (C°)	Yoğunluğu (g/cm ³)
PA6 G	(C ₆ H ₁₁ NO) _n	220	1.15
%5 BPE	(CH ₂) _n , B karışım	149	1.08
PP	(C ₃ H ₆) _n	160-170	0.946
Parafin	C _n H _{2n+2}	70-80	0.910
PE	(C ₂ H ₄) _n	115-135	0.940
HDPE	(C ₂ H ₄) _n	135	0.970

B₄C içeren parafinin üretim aşamaları şu şekildedir:

- Öncelikle, granül halindeki 900 gr. parafin eritilip soğumaya bırakıldı.
- Sonrasında B₄C tozu soğumakta olan parafine karıştırıp yoğuruldu. B₄C tozunun içerisindeki ¹⁰B ve ¹⁴C ağırlığı, toplam ağırlığın %97'sinden fazladır.
- Homojen hale gelen karışım, 15x15x5 cm³ ölçülerinde köpük kalıba dökülerek soğumaya bırakıldı.



Şekil 3.9. B₄C katkılı parafinin yapım aşamaları

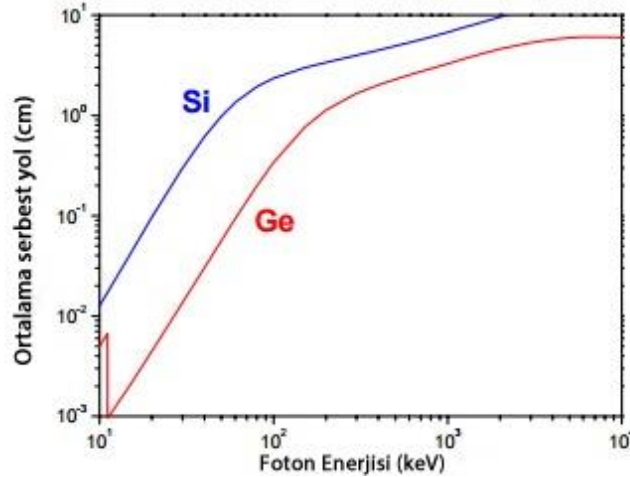


Şekil 3.10. B₄C katkılı parafin levha

3.1.4. Yüksek Saflıkta Germanyum Dedektör Sistemi

Analizlerde, Akdeniz Üniversitesi Nükleer Bilimler Uygulama ve Araştırma Merkezi'ne ait AMATEK-ORTEC marka GMX-20195-P model n-tipi yüksek saflıkta germanyum yarı iletken dedektörü kullanılmıştır.

Silikon ile elde edilen yarı iletken malzemelerin tüketim bölgesinin derinliği 1mm'den daha azdır. Bu özellik silikonlu yarı iletken dedektörlerinde yüklü parçacık takibi ve düşük enerjili foton spektroskopisini uygun kılar. 100 keV ile birkaç MeV enerj aralığındaki fotonların enerji spektroskopisi için tüketim bölgesi daha kalın yarı iletken dedektöre ihtiyaç vardır. Şekil 3.11'de germanyum ve silikon içinde fotonun çarpışma yapmadan gidebileceği mesafe gösterilmektedir. Şekilden anlaşılacağı üzere silikonda foton için tüketim bölgesinin derinliği en az birkaç cm olmalıdır. Silikona göre daha yüksek atom numarasına sahip olan germanyumun lineer azalma katsayısı daha yüksektir. Bunun sonucunda fotonun etkileşim yapmadan gidebileceği mesafe germanyumda daha kısadır. Bu durum germanyum yarı iletkenini yüksek enerjili foton spektroskopisi için daha elverişli kılar ve germanyumdan yapılan dedektörün daha verimli olmasını sağlar.



Şekil 3.11. Fotonun etkileşimsiz gidebileceği mesafe (Url-19)

Tüketim bölgesinin gerekli derinliğini veren denklem 'Eş. 3.2' ile gösterilmiştir.

$$d = \left(\frac{2\varepsilon V_0}{eN} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.2)$$

Eşitlikteki N, katkı maddesinin atom yoğunluğunu (atom/cm^3) ifade etmektedir. Eğer Si veya Ge yarı iletken dedektörlerinde saflık derecesi arttırılırsa tüketim bölgesi derinliği birkaç mm'ye düşürülebilir. Derinliği cm mertebelerine kadar çıkarmak için, safsızlığa sebep olan malzemenin atom yoğunluğu en az 10^{10} atom/cm^3 olmalıdır. Safsızlık konsantrasyonu bu değere getirilirse, 1 kV'luk bias voltaj ile 1 cm'lik derinlik elde edilebilir. Ge yarı iletkenlerinde uygulanan ek saflaştırma işleminden sonra safsızlık konsantrasyonu daha düşük değere çekilmektedir. Bu dedektörlere yüksek saflıkta germanyum dedektörü (HPGe) denilmektedir. Bu dedektör, yüksek veriminden ve iyi çözünürlüğü açısından, foton spektroskopisinde diğer yarı iletken dedektörlerden daha fazla tercih edilmektedir (Haj-Heidari ve ark., 2016).

Yapılan tez çalışmasında, aktif hale getirilen yapraklardan salınan gamaların takibinde AMATEK-ORTEC marka GMX-20195-P model n-tipi HPGe dedektörü kullanılmıştır. Dedektörün rölatif foto-pik verimi %20'dir. 1.33 MeV'de FWHM (full width half maximum, enerji pikinin yarı yüksekliğindeki genişlik) değeri 1.90 keV'dir. 59 keV'de ise bu değer 650 eV'dir. Dedektör, hızlı nötronların oluşturabileceği zarara karşı dirençlidir. Ayrıca ince bir giriş penceresine sahiptir. Böylelikle dedektör kaplama malzemesi ile foton arasında oluşabilecek Compton olayı azaltılmış ve keV mertebesinde enerjilerin ölçülebilmesi sağlanmıştır. Dedektörün dışını kaplayan karbon fiber kaplama ile çevre radyasyonunun etkisi azaltılmıştır. Enerji kalibrasyonu, Çekmece Nükleer Araştırma ve Eğitim Merkezi'nden (ÇNAEM) temin edilmiş farklı enerjilerde gama salan karma gama kaynağı ile yapılmıştır. Dedektörün güç ihtiyacı ORTEC marka bias güç sağlayıcı ile karşılanmıştır. Dedektörde iyonlaşma sonucunda oluşan akımın işlenerek sinyale dönüştürülmesi işlemi, ön yükselteç ve yükselteç ile sağlanmıştır. Sayımın yapıldığı düzenek, içerdiği ORTEC marka çoklu kanal analizörü (MCA) ile sinyalleri genliklerine göre bünyesinde barındırdığı 16384 kanala yerleştirmektedir. Ölçüm düzeneğinin son aşamasında elde edilen verilerin görselleştirildiği bir bilgisayar bulunmaktadır. Verilerin görselleştirilme süreci, bu bilgisayarda bulunan MAESTRO32 adlı program ile yapılmaktadır. MAESTRO32 programı ile sayım ve spektroskopi işlemlerinin çıktısı elde edilmektedir. Dedektör ile bilgisayar arasındaki işlemleri yapan elektronik elemanlar (yükselteç, MCA vd.), NIM (Nuclear Instrument Module) adı verilen

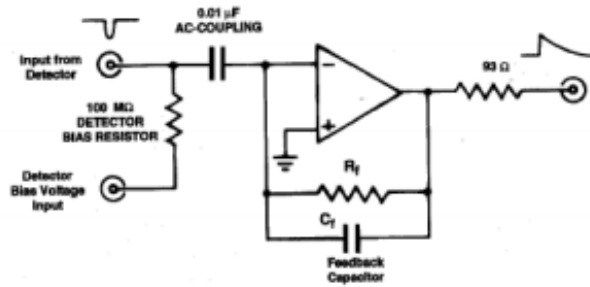
yapıya yerleştirilmiştir. Deney süresince sıvı azot ile soğutulan dedektör, kurşun bloklarla düzenek dışından gelen radyasyona karşı muhafaza edilmiştir.

a. Güç Kaynağı

Gama etkileşimleri sonucunda oluşan yüklerin toplanması için dedektörler, güç kaynağı ile bias voltaja gereksinim duyar. Ge ve Si dedektörleri genellikle düşük akımlara ihtiyaç duyar (10^{-9} A). Gerekli olan voltaj ise birkaç kilovolt seviyesindedir. Bu tip dedektörler, yüksek çözünürlüğü ve düşük frekansları filtreleme gibi özellikleri sebebiyle ek voltajlara gereksinim duymadan düşük gerilimlerde çalışabilmektedir. Ölçümlerde ORTEC marka bias voltaj kaynağı kullanılmıştır. Sintilatörlü dedektörlerin ihtiyaç duyduğu bias voltaj ve çekilen akım ise daha yüksektir. Bu değer MV ve mili amper (mA) seviyesindedir. Sintilatörlü dedektörün foto-çoğaltıcı tüpünde elektron çoğaltmak ve stabiliteyi sağlamak için gerekli olan voltaj, bu dedektörün gereksinim duyduğu fazla voltajın nedenidir (Parker, 1991). Şekil 3.14’de ölçümlerde kullanılan güç kaynağı gösterilmektedir.

b. Ön Yükselteç

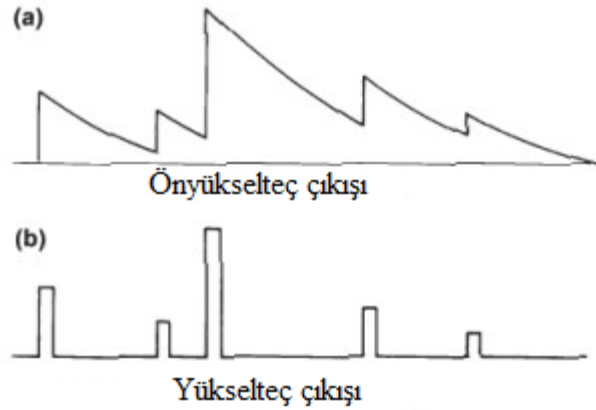
Ön yükselteçler, sinyal ölçüm prosesinin ilk bileşenidir. Dedektörde radyasyon etkileşimleri sonucunda oluşan yükler ön yükselteç tarafından toplanır. İsmine aksine ön yükselteçler tam anlamıyla yükseltme işlemi yapmamaktadırlar. Ön yükselteçlerin asıl görevi, sinyali dedektörden alınırken elektronik gürültüden ötürü bozulmasını en aza indirmektir. Elektronik gürültü, kullanılan kablo boyunca artarak devam edeceği için, ön yükselteçler dedektöre mümkün olduğunca yakın mesafede tutulur. Ön yükselteçlerde sinyal-gürültü oranı yükselttilerek maksimum değerine çıkarılır. Bu sayede sinyalin taşıdığı bilgi korunmuş olur. Şekil 3.12’de, ön yükseltecin devre şeması gösterilmektedir.



Şekil 3.12. Ön yükselteç devre şeması (Url-20)

c. Spektroskopi Yükselteci

Üretilen lineer sinyalin genliğinin (yüksekliği) veya spektroskopisinin gerektirdiği şekilde temel sinyal fonksiyonlarına çevrimi ve şeklinin düzenlenmesi bu bileşende yapılır. Yükseltecin asıl görevi mili volt (mV) mertebesinde gelen sinyal yüksekliğini arttırarak yükselteç çıkışında volt mertebesine ulaştırmaktır. Sinyalin genliğinin yükseltilmesiyle, analogdan dijitale çeviricide (MCA) sinyalin okunabilmesi sağlanır. Şekil 3.14, ölçüm düzeneğinde kullanılan yükselteci göstermektedir. Yükseltecin diğer görevi, sinyali şekillendirerek çözünürlüğü arttırmaktır. Ayrıca yükselteç, yakın genliğe sahip sinyallerin üst üste binmesini engeller. Şekil 3.13'te sinyalin yükselteç girişinde (a) ve çıkışındaki (b) durumu gösterilmektedir.



Şekil 3.13. Sinyalin yükselteçte değişimi, a) Önyükselteç çıkışı b) Yükselteç çıkışı (Url-21)

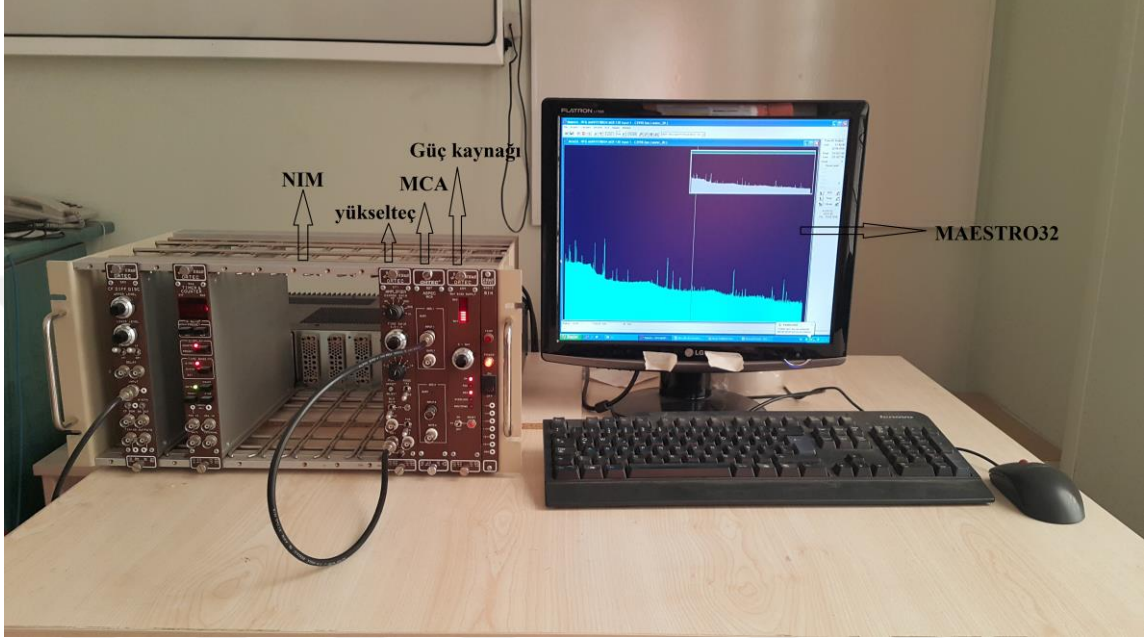
d. Çok Kanallı Analizör (MCA)

Dedektörden çıkan elektronlar, ön yükselteç ve yükselteçte sinyale çevrilip yükseltme ve şekillendirilme işlemlerinden geçtikten sonra MCA'ya gelir. MCA, içerisinde çok sayıda kanal barındırır. Gelen sinyaller, genliklerinin yüksekliğine göre kanallara ayrılırlar. Bilinen gama radyasyon kaynakları ile yapılan kalibrasyon işlemi ile kanallar enerjiye çevrilir. Bu sayede gelen sinyalin enerjisine göre, etkileşime giren radyasyonun enerjisi öğrenilmiş olur.

e. NIM (Nuclear Instrument Module)

NIM; önyükselteç, yükselteç gibi elektronik elemanların bulunduğu birimdir. NIM bünyesinde bulunan elektronik cihazların güç kaynağı görevini görür. Barındırdığı

elektronik elemanlara +/-6, +/-12, +/-24 volt DC akım sağlayabilir. Şekil 3.14'te tezde kullanılan elemanları barındıran NIM ve Şekil 3.15.'te dedektörün kurşun zırhı ve sıvı azot tankı görülmektedir.



Şekil 3.14. Deneylede kullanılan Akdeniz Üniversitesi Nükleer Bilimler Uygulama ve Araştırma Merkezi'ne ait HPGe dedektörü (NIM ve MAESTRO32)

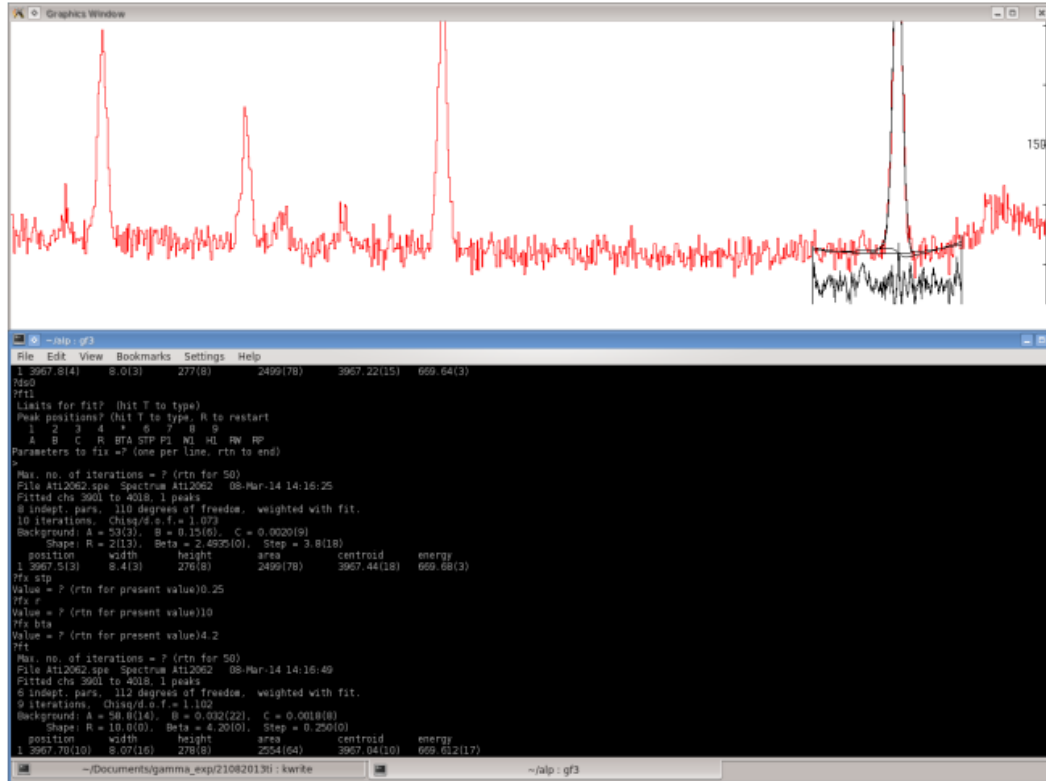


Şekil 3.15. Deneylede kullanılan Akdeniz Üniversitesi Nükleer Bilimler Uygulama ve Araştırma Merkezi'ne ait HPGe dedektörü (NIM güç kaynağı, sıvı azot tankı ve kurşun zırh)

3.1.5. GF3 Analiz Programı

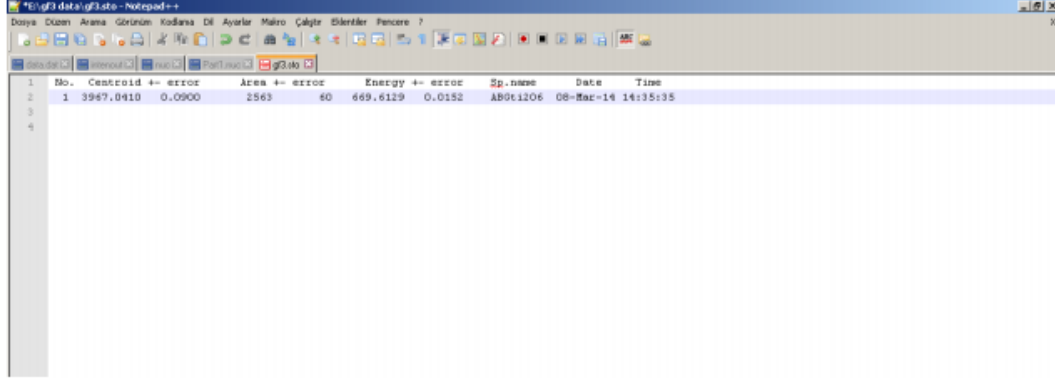
GF3 birincil olarak germanyum dedektörlerinden elde edilen gama-ışını spektrumunu analiz etmek için kullanılan Gaussiyel dağılımı fitleme programıdır. Spektrumdaki Gaussiyel dağılımlar, dedektör içindeki fotoelektrik olayların, dedektörün kristal yapısındaki düzensizliklerin ve tuzakların oluşturduğu yük toplamından gelir. Bazı durumlarda Si(Li) elektron dedektörü ve silikon yüzeyli bariyer dedektörlerinden elde edilen farklı spektrumlar da bu programla analiz edilebilir (Url-22).

Linux işletim sistemlerine kurulabilen bu program, spektrum analizinde MAESTRO32 programına göre daha kesin sonuçlar verdiği için seçilmiştir. Program kurulumunun ardından, analizi yapılacak spektrumların MAESTRO32 spektrum programı ile yapılan enerji kalibrasyonu, enerji-kanal uyumunu sağlamak için GF3 programına tanıtılmalıdır. Böylece istenilen enerjide oluşan pik doğru olarak seçilecektir. Sonrasında istenilen pik Şekil 3.16'da gösterildiği gibi sağından ve solundan işaretlenerek altındaki alan bulunur. Bu enerji pikinin altındaki alan, dedektörde o enerjide alınan sayım anlamına gelir.



Şekil 3.16. GF3 programı spektrum analizi

Alınan sayım, enerji ve hata değerleri, program içerisinde mevcut olan komutlarla Şekil 3.17'deki gibi text dosyasına kaydedilebilir.



No.	Centroid +/- error	Area +/- error	Energy +/- error	Sp.name	Date	Time			
1	3947,0410	0,0900	2563	e0	669,6129	0,0152	AB0c1206	06-Mar-14	14:35:35

Şekil 3.17. GF3 programı veri kaydı dosyası

3.2. Yöntem

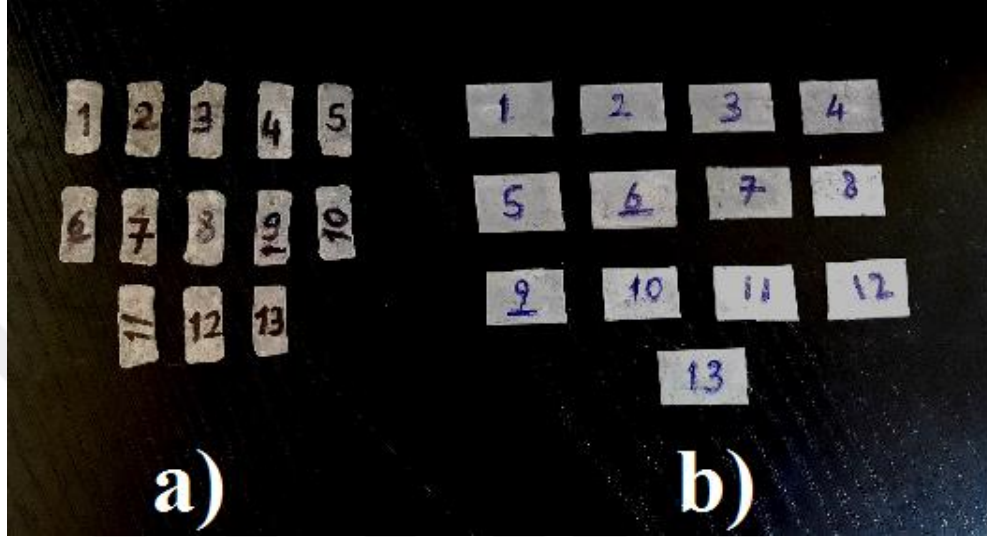
Tez çalışması iki ana kısımdan oluşmaktadır. İlk kısım, NAA ile radyoterapi odasının belirlenmiş konumlarında moderatör olarak kullanılan su içerisine yerleştirilmiş indiyum ve indiyum-kadmiyum yapraklarıyla, o noktadaki termal nötron akılarının analizidir. İkinci kısım ise, fotonötron zırlaması için seçilen malzemelerin NAA ile zırlama yüzdeleri tespit etmektir.

3.2.1. Fotonötron Akı Tayini İçin Numune Hazırlanması ve Işınlanması

NAA ile fotonötron akı tayini için Şekil 3.18'de kullanılan 1 cm² yüzey alanına sahip, 1 mm kalınlığında 13 adet ¹¹⁵In ve 2 cm² yüzey alanına sahip, 1 mm kalınlığında 13 adet ¹¹³Cd yaprakları kullanılmıştır. İndiyum yapraklarının kütleleri, NAA yöntemiyle yapılan deneylerde termal nötron akısının hesaplanması için gerekli olduğundan Tablo 3.3'de gösterilmiştir.

Yumuşak bir metal olan ¹¹⁵In, haddeleme olarak isimlendirilen fiziksel işlem sonucu şekillendirilir. Isıl işlemler kimyasal yapısına zarar vereceğinden, büyük silindirlerle ince levha haline getirilen indiyum kesilerek Şekil 3.18'de görülen yapraklar haline getirilir. Yumuşak ve kolay işlenebilir olan kadmiyum elementi ise doğada saf halde bulunmaz. Diğer metallerin eldesinde yan ürün olarak elde edilir. Kadmiyum, tavlama yani ısıtarak yumuşatma işlemiyle şekillendirilir. Kadmiyum belirli bir sıcaklığa getirilip, o sıcaklıkta

bir süre tutulduktan sonra soğutulur. Bu yöntem, kadmiyum işlenebilirliği açısından önemli bir işlemdir. Kadmiyumun tavlama ve soğutma işlemlerinin ardından, yapraklar Şekil 3.18'deki gibi şekillendirilir.



Şekil 3.18. a) NAA için kullanılan 13 adet indiyum b) NAA için kullanılan 13 adet kadmiyum yaprağı

Tablo 3.3. Deneylerde kullanılan ^{115}In yapraklarının kütleleri

In No.	Kütle (gr)
#1	0,3975
#2	0,407
#3	0,397
#4	0,3815
#5	0,407
#6	0,418
#7	0,395
#8	0,416
#9	0,3968
#10	0,41
#11	0,405
#12	0,415
#13	0,395

Radyoterapi odasındaki fotonötron akısının analizi için, 18 MeV bremsstrahlung enerjisinde, indiyum ve kadmiyum kaplı indiyum yaprakları, 7 farklı deney düzeneği kurularak 91 ayrı noktada, 10000 ve 30000 MU (ışınlama süresi) verilerek, 0°, 90°, 180° ve 270° gantry açılarında (ışınlama açısı), Philips SLI-25 marka lineer hızlandırıcı ile ışınlanarak, nötron aktivasyonu gerçekleştirilmiştir. Bu doğrultuda öncelikle 13 adet indiyum, sonrasında kadmiyum kaplı indiyum yaprakları, Şekil 3.19’da görüldüğü gibi moderatör olarak kullanılan su içerisine yerleştirilerek ışınlama yapılmıştır. Deneylerde kullanılan bardakların içerisindeki su yükseklikleri ve yaprakların konumları aynıdır. Fotonötron reaksiyonu sonucu oluşan ürünlerden, ^{116m}In ($T_{1/2}=54.2$ dakika) 1293 keV pik enerjisine sahip fotonlar, gama spektroskopisi analizi ile incelenmiştir. Işınlamalar arasında en az 2 gün indiyum yapraklarının aktivitesinin sıfırlanması beklenmiştir. Bu aktivasyon sonucu oluşan ürünlerden, Şekil 3.6’daki indiyum bozunum şemasında gösterilen, %99,94 olasılıkla 1293,54 keV pik enerjisine sahip fotonlar sayılarak, nötron akısı hakkında bilgi edinilmiştir. Bu sayım işlemi, HPGe dedektör sisteminde gerçekleştirilip, veriler gama spektroskopisi analizi programı GF3 ile incelenmiştir. Kurulan deney düzeneği, sadece alan merkezine değil yatay ve dikey eksenlerde farklı noktalara yerleştirilerek konuma bağlı nötron akısı elde edilmiştir.

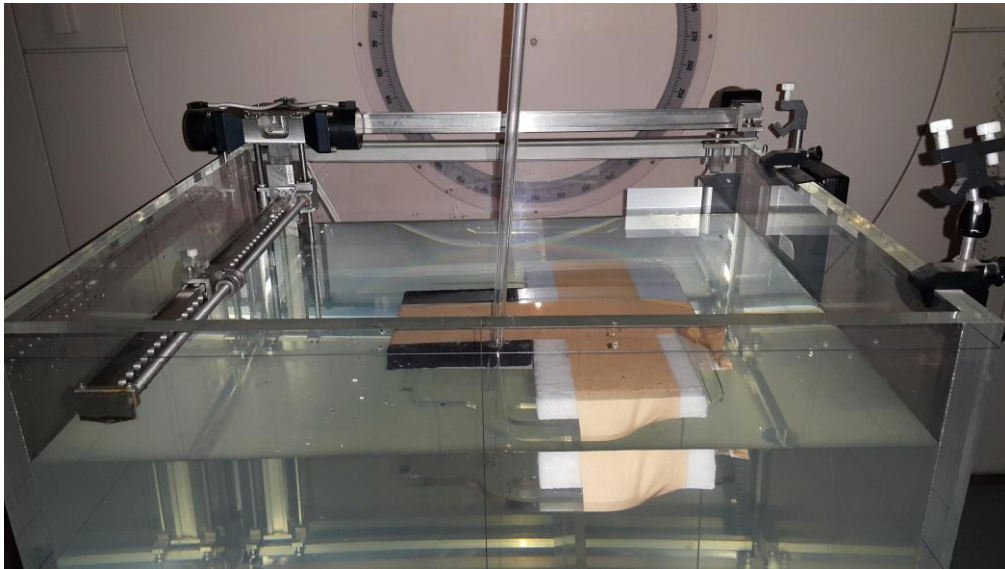


Şekil 3.19. ^{115}In ve ^{113}Cd yapraklarıyla oluşturulan deney düzeneği

3.2.2. Zırh Malzemelerinin Nötron Aktivasyon Analizi ile Testi

Bölüm 3.1.3’de özelliklerine detaylıca yer verilen zırhlama malzemelerinin alt ve üst kısımlarına 1 cm² yüzey alanına sahip, 1 mm kalınlığında indiyum yaprakları moderatör olarak kullanılan su içerisine yerleştirilerek (PTW MP3 su fantomu), Philips SLI-25 marka lineer hızlandırıcı ile 18 MeV bremsstrahlung enerjisinde 10000 MU verilerek, nötron aktivasyonu gerçekleştirilmiştir. Daha sonra yapraklardan, HPGe dedektör sisteminde 3’er dakika sayım alınmıştır. Fotonötron reaksiyonu sonucu oluşan ürünlerden, ^{116m}In (T_{1/2}=54.2 dakika) 1293 keV pik enerjisine sahip fotonlar, gama spektroskopisi analizi ile incelenmiştir. Sayım işlemi, HPGe dedektör sisteminde gerçekleştirilip, veriler gama spektroskopisi analizi programı GF3 ile incelenmiştir.

Lineer hızlandırıcıdan çıkan fotonötronların büyük oranını hızlı nötronlar oluşturmaktadır. Cihaz kafasından çıkan hızlı nötronların 5 cm su ile termal ve epitermal enerjiye indirilmesi sağlanır. Zırh malzemeleri su fantomu içerisine su yüzeyinin 5cm altına, yatay olarak yerleştirilmiştir. Bu sayede çevreden saçılan nötronların, zırh malzemelerine ulaşması en aza indirgenmiş olur. Zırh malzemelerinin üst ve alt kısmına yapıştırılan indiyumlardan alınan sayım oranı, rölatif olarak malzemelerin fotonötron zırhlama yüzdelerini vermektedir. Alan sadece 2x2 cm² açılarak daha fazla nötron oluşmasını sağlayacak en kötü senaryo uygulanmıştır. Ayrıca foton ve elektronların ortamda bulunmaları engellenerek saf nötron oluşması sağlanmıştır.



Şekil 3.20. Zırhlama malzemelerinin su fantomu içerisinde konumlandırılması

3.2.3. Nötron Aktivasyon Analizinde Kullanılan Denklemler

Lineer hızlandırıcı odasında oluşan termal nötron akısını hesaplamak için kullanılan denklemler aşağıda detaylıca açıklanmıştır.

$$C_0 = \frac{I\lambda}{\varepsilon(1 - e^{-\lambda t_1})(e^{-\lambda t_2} - e^{-\lambda t_3})} \quad (3.3)$$

'Eş. 3.3'de C_0 ; ışınlanan yaprağın doygunluk aktivitesini, I ; t_3-t_2 zaman aralığında yapraktan alınan sayım sayısını, λ ; yaprak malzemenin (^{116}In) bozunma katsayısını ($\lambda=0,0002130$), ε ; ölçümlerde kullanılan dedektörün iç verimi ve geometrik verimin çarpımını ifade eder. t_1 ; yaprakların ışınlanma süresini, t_2 ; ışınlamanın bitmesi ile ölçümün başlaması arasında kalan süreyi, t_3 ise ışınlamanın bitiminden, ölçümün bitimine kadar geçen süreyi ifade eder.

Çalışma sırasında önce indiyumlar yalnız ışınlanır ve ölçüm alınır. Elde edilen sayım ($C_0(\text{yalın})$) kaydedilir. Sonrasında indiyum yaprakları, termal üstü nötronlara karşı geçirgen olan kadmiyum yaprakları ile kaplanarak ışınlanır. Benzer şekilde ölçümden alınan sayım ($C_0(\text{Cd})$) kaydedilir. Ölçümler alındıktan sonra termal nötron akısını hesaplamak için kullanılan işlemler 'Eş. 3.4' ile 'Eş. 3.10' arasında gösterilmiştir.

$$C_0(\text{yalın}) = N(\phi_{\text{th}}\sigma_{\text{th}} + \phi_{\text{r}}\sigma_{\text{r}}) \quad (3.4)$$

$$C_0(\text{Cd}) = N(\phi_{\text{r}}\sigma_{\text{r}}) \quad (3.5)$$

Denklemlerde kullanılan terimler; N ; yapraktaki atom yoğunluğunu (atom/cm^3), ϕ_{th} ; termal nötron akısını ($\text{nötron}/\text{cm}^2.\text{s}$), σ_{th} ; indiyum yapraklarının termal nötron yutma tesir kesitini, ϕ_{r} ; rezonans nötron akısını ($\text{nötron}/\text{cm}^2.\text{s}$), σ_{r} ; rezonans nötron yutma tesir kesitini ifade etmektedir.

Bu denklemler kullanılarak indiyum yapraklarının, yalın ve kadmiyum yapraklarıyla sarılması durumlarının sayımları alınır. Alınan sayımların farkının alınması ile termal nötronların sayımı elde edilmiş olur.

$$C_0(\text{yalın}) - C_0(\text{Cd}) = N\phi_{\text{th}}\sigma_{\text{th}} \quad (3.6)$$

Yapraklardaki atom yoğunluğunun hesaplanması için;

$$N = \frac{m}{M} N_A \quad (3.7)$$

formülü kullanılır. Termal nötron akısı hesabı için, elde edilen verilerle takip eden işlemler yapılır.

$$R = \frac{C_0(\text{yalın})}{C_0(\text{Cd})} \quad (3.8)$$

$$R - 1 = \frac{N\phi_{\text{th}}\sigma_{\text{th}}}{C_0(\text{Cd})} \quad (3.9)$$

$$\phi_{\text{th}} = \frac{C_0(\text{Cd})}{N\sigma_{\text{th}}} (R - 1) \quad (3.10)$$

Deneyler sırasında alınan bir ölçüm ile termal nötron akısının hesabı aşağıda örnek olarak verilmiştir.

- $t_1=1875$ saniye
- $t_2=3132$ saniye
- $t_3=3315$ saniye
- $\lambda=0,000213$ saniye⁻¹
- $\varepsilon=0,848*0,013$
- $m=0,3975$ g
- $M=115$ g
- $N_A=6,022*10^{23}$ atom
- $I=5955$ sayım

$$C_0(\text{yalın}) = \frac{5955*0,000213}{0,848(1 - e^{-0,000213*1875}) \times (e^{-0,000213*3132} - e^{-0,000213*3315})}$$
$$= 17813,07$$

Verilerin 'Eş. 3.4' ve 'Eş. 3.5'de yerine konulup gerekli hesaplamalar yapıldıktan sonra alınan sonuçlar sırasıyla;

- $C_0(\text{yalın})= 17813,07$
- $C_0(\text{Cd})= 82,23$ şeklindedir.

'Eş. 3.8'den $R=9,082$, $N\phi_{th}$ (makroskopik tesir kesiti)= $0,3232 \text{ cm}^{-1}$ olarak bulunur.

'Eş. 3.10'un hesaplanmasıyla termal akı;

$$\phi_{th} = \frac{82,23}{0,3232} (9,082 - 1) = 54860,74 \frac{\text{nötron}}{\text{cm}^2} \cdot \text{s}$$

olarak bulunur. Bu hesaplamalar tez boyunca ölçüm alınan tüm noktalar için ayrı ayrı yapılmıştır.



4. BULGULAR

4.1. Lineer Hızlandırıcı Odasında Bulunan Fotonötron Akı Dağılımı

Lineer hızlandırıcı odasındaki fotonötron akılarını hesaplamak için toplamda 7 deney düzeneği hazırlanmıştır. Her deney önce yalın indiyum yapraklarıyla, daha sonra kadmiyum kaplı indiyum yapraklarıyla gerçekleştirilmiştir. Her deneyde 13 adet indiyum yaprağı kullanılmıştır. Toplamda 91 noktanın termal nötron akısı hesaplanmıştır. Deneylerde, indiyum yaprakları, moderatör olarak kullanılan su içerisine yerleştirilmiştir. Bulgular kısmında, her deney için indiyum yapraklarının konumunu gösteren fotoğraf, gantry açısı, ışınlama süresi, alan boyutları, hesaplanan akı değerleri, ölçüm hataları ve hesaplanan akı değerinin konuma göre grafiği gösterilmiştir. Örnek teşkil etmesi ve gereksiz gösterimden kaçınılması açısından o deneye ait sadece bir indiyum ve o deneye ait aynı noktadaki kadmiyum kaplı indiyum yaprağının gama spektrumu olmak üzere toplamda 2 adet spektrum gösterilmiştir. Konuma bağlı akı grafiği, 2 boyutlu koordinat sistemi ve akı değeri olmak üzere üç boyuttan oluşmaktadır. Grafiklerdeki akı kolonlarının üzerinde bulunan siyah şeritler ölçüm hatalarını temsil etmektedir. Sadece 3. deneyde, bardakların konumlarının odanın çeşitli yerlerine ve çeşitli yüksekliklerine dağıtılmasından dolayı, deneyin fotoğrafla ve grafikte gösterimi mümkün olmamıştır. Bu sebepten, odaya ait mimari plan üzerinden bardak lokasyonları ölçekli şekilde gösterilmiş ve ardından bardakların yükseklikleri tabloyla belirtilmiştir.

Radyoterapi odalarında, tedavi masasının hareketlerinde belli bir standart oluşturmak için x-y düzleminde ortak bir notasyon oluşturulmuştur. Bu notasyon lineer hızlandırıcının gun yani elektron tabancası yönünü G harfiyle, target yani lineer hızlandırıcının hedef yönünü T harfiyle, hasta tedavi masasına yattığında hastanın sağ tarafını A harfiyle ve hastanın sol tarafını B harfiyle belirtmektedir. Bu notasyon, deneylere ait fotoğrafların ve grafiklerin yönünün daha rahat anlaşılması için kullanılmıştır.

Kurulan altı deney düzeneğinde ışınlama 10000 MU, birinde ise 30000 MU ile gerçekleştirilmiştir. Yalnızca 3. deneyde yapraklar 30000 MU ile aktive edilmiştir. Bunun nedeni lineer hızlandırıcı odasının girişinde fotonötron akısının tayin edilmek istenmesi; fakat labirent tasarımından dolayı nötronların enerjisini ve hızını kaybetmesi ve bu yüzden

tespit etmekte zorluklarla karşılaşılmıştır. 30000 MU verilmesiyle, istatistiksel olarak daha çok nötron indiyum yaprakları tarafından yutulur ve yapraklardan daha doğru sayım alınır.

4.1.1. Deney Düzenegi I



Şekil 4.1. Linear hızlandırıcı odasındaki fotonötron akı tayini için içerisinde indiyum ve kadmiyum yaprakları bulunan bardakların konumu (Deney düzenegi I)

Deney Parametreleri

X-Işını

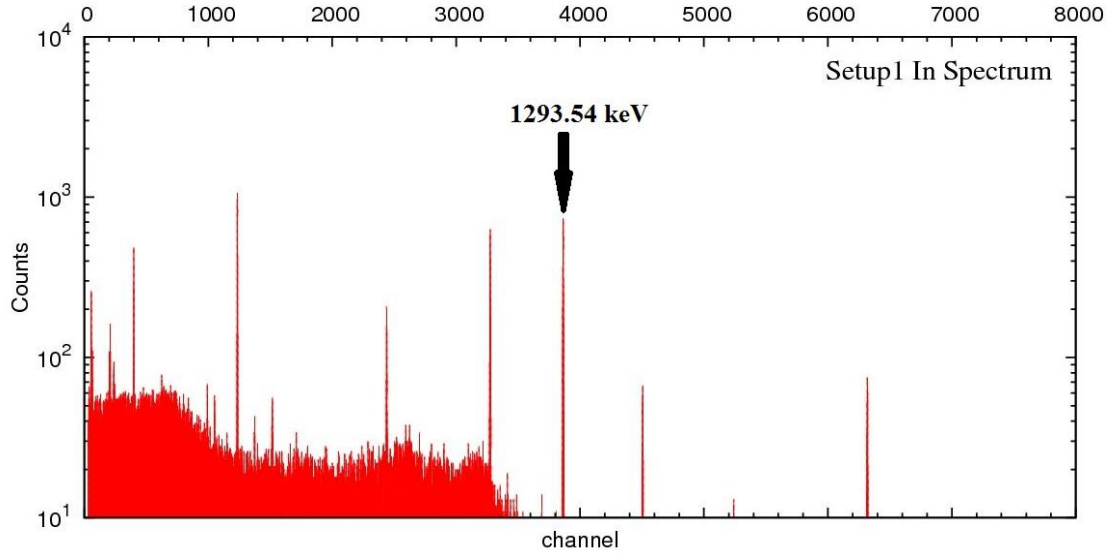
Gantry= 0^0

10000 MU (ışınlama süresi ort. 30 dk)

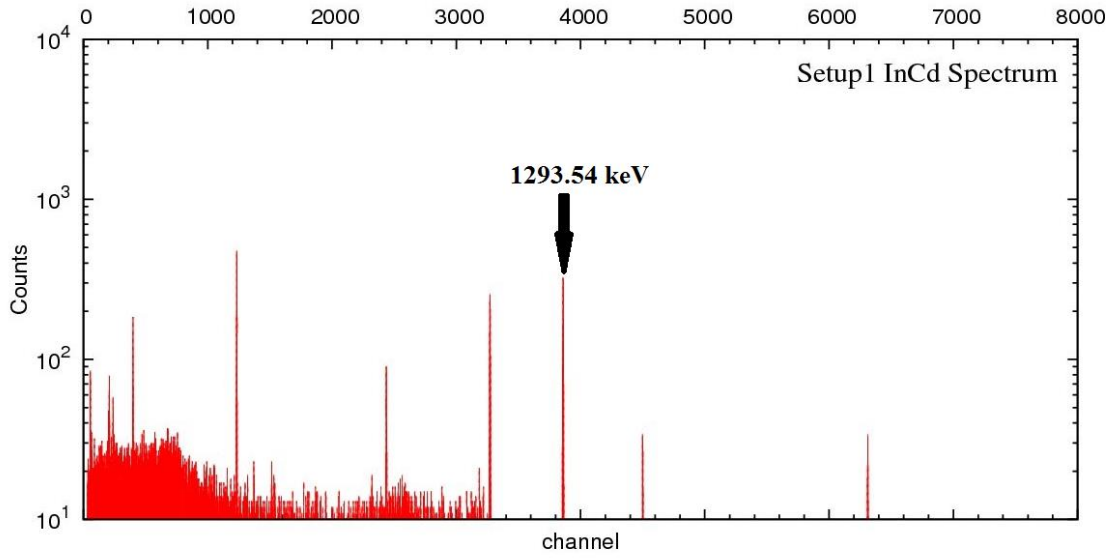
18 MV

40x40 cm² alan

SSD (Source to Skin Distance)=100 cm (İndiyum üzerinde)



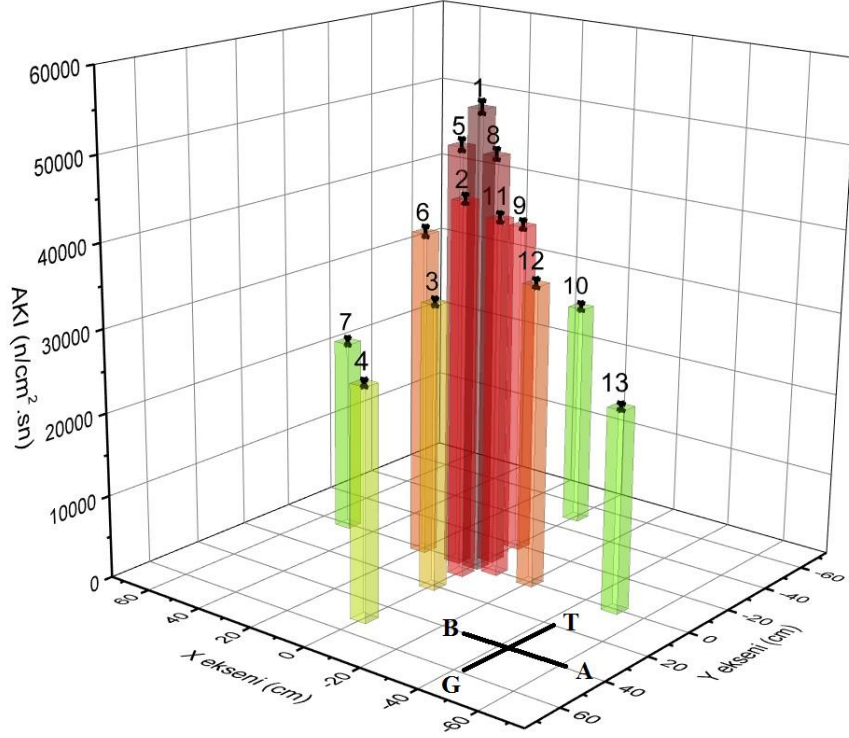
Şekil 4.2. #3 indiyum yaprağının aktivasyonu sonucu alınan ölçümden elde edilen gama spektrumu



Şekil 4.3. #3 kadmiyum kaplı indiyum yaprağının aktivasyonu sonucu alınan ölçümden elde edilen gama spektrumu

Tablo 4.1. Deney düzeneği I' de İndiyum ve İndiyum-Kadmiyum deneylerinden gelen sayımlardan hesaplanan akı değerleri

In-Cd No.	İndiyum Deneyi		İndiyum-Kadmiyum Deneyi			
	1293.54 keV Pik Alanı	Hata	1293.54 keV Pik Alanı	Hata	Termal Nötron Akısı (Φ) (n/cm ² .s)	Hata
#1	17813	±239	182	±2	54861	±740
#2	14894	±175	119	±2	44868	±532
#3	11552	±150	64	±1	34047	±444
#4	8905	±129	45	±1	27585	±400
#5	16678	±229	79	±2	50161	±694
#6	12724	±195	72	±2	39196	±606
#7	7323	±141	28	±1	23518	±454
#8	16308	±210	78	±2	49044	±633
#9	13598	±189	64	±1	39822	±557
#10	8815	±148	58	±1	27267	±460
#11	14529	±184	99	±2	42661	±544
#12	11664	±163	49	±1	36001	±506
#13	8087	±132	49	±1	24114	±395



Şekil 4.4. Deney düzeneği I'den elde edilen fotonötron akısının konuma göre dağılım grafiği

4.1.2. Deney Düzeneği II



Şekil 4.5. Linear hızlandırıcı odasındaki fotonötron akı tayini için içerisinde indiyum ve kadmiyum yaprakları bulunan bardakların konumu (Deney düzeneği II, #14 bardak SSD=100 cm'de, 100 cm T yönünde)

Deney Parametreleri

X-Işını

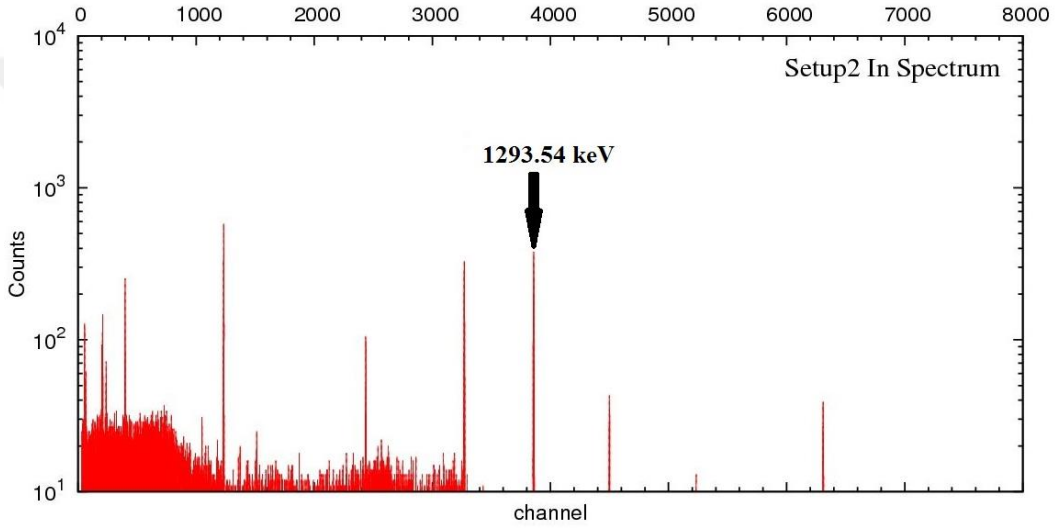
Gantry= 0^0

10000 MU (ışınlama süresi ort. 30 dk)

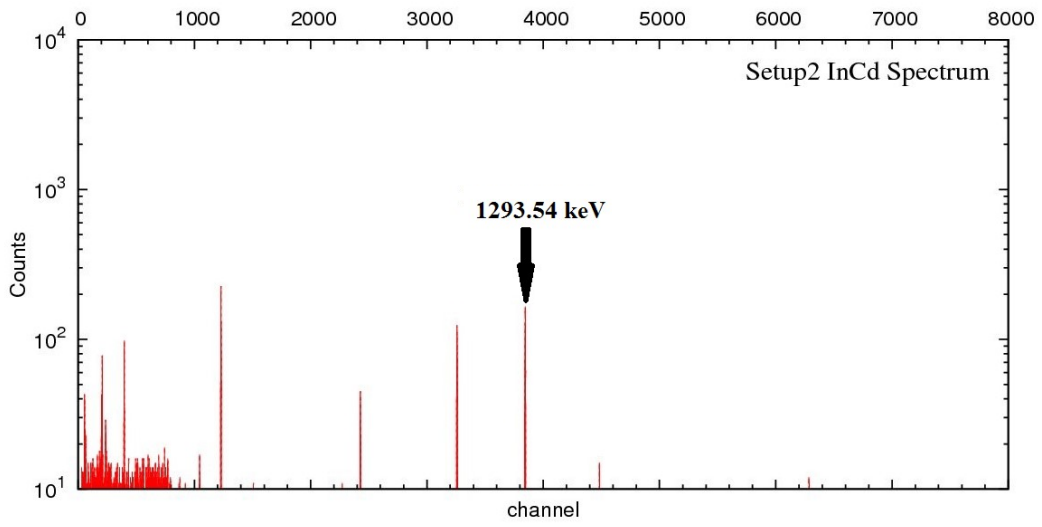
18 MV

40x40 cm² alan

SSD =100 cm (İndiyum üzerinde)



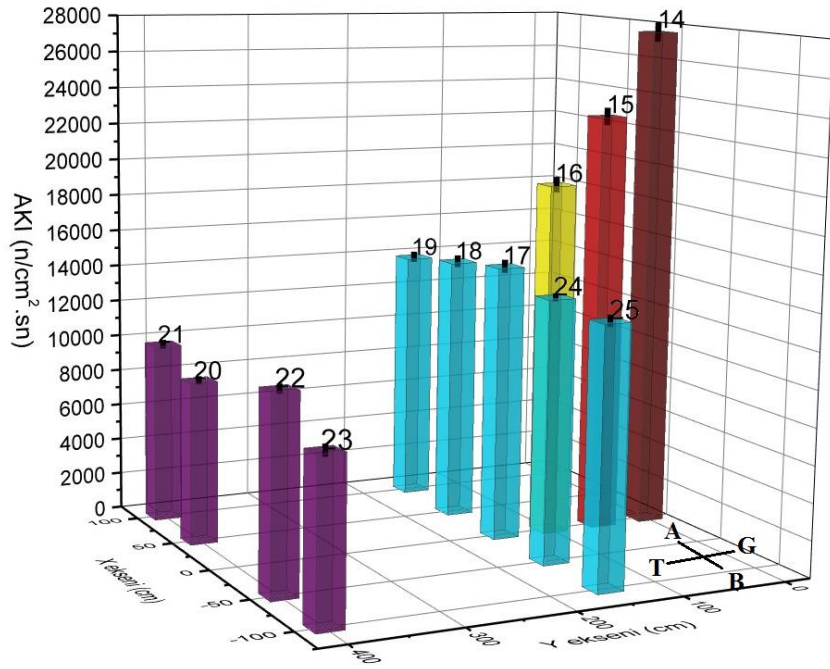
Şekil 4.6. #16 indiyum yaprağının aktivasyonu sonucu alınan ölçümden elde edilen gama spektrumu



Şekil 4.7. #16 kadmiyum kaplı indiyum yaprağının aktivasyonu sonucu alınan ölçümden elde edilen gama spektrumu

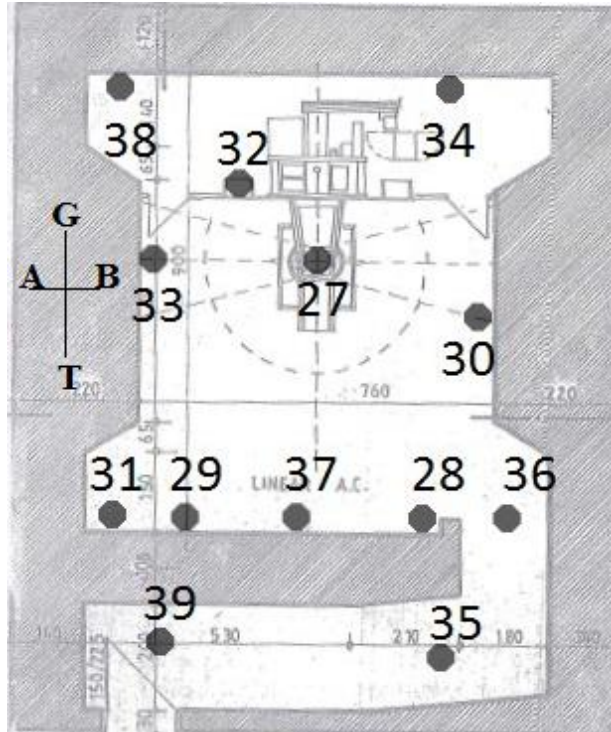
Tablo 4.2. Deneý düzeneđi II’de İndiyum ve İndiyum-Kadmiyum deneylerinden gelen sayımlardan hesaplanan akı deđerleri

In-Cd No.	İndiyum Deneyi		İndiyum-Kadmiyum Deneyi			
	1293.54 keV Pik Alanı	Hata	1293.54 keV Pik Alanı	Hata	Termal Nötron Akısı (Φ) ($n/cm^2.s$)	Hata
#14	8956	± 172	41	± 1	27584	± 531
#15	7645	± 158	33	± 1	23005	± 478
#16	6273	± 137	24	± 1	19360	± 425
#17	4677	± 112	16	± 1	15026	± 362
#18	4672	± 108	18	± 1	14491	± 336
#19	4739	± 103	23	± 1	13941	± 305
#20	2933	± 74	11	± 1	8876	± 224
#21	3340	± 82	11	± 1	9863	± 243
#22	2829	± 86	13	± 1	10617	± 258
#23	4722	± 107	18	± 1	8739	± 226
#24	3553	± 73	10	± 1	14212	± 325
#25	4742	± 108	16	± 1	13904	± 319
#26	2862	± 70	13	± 1	8871	± 219



Şekil 4.8. Deney düzeneği II'den elde edilen fotonötron akısının konuma göre dağılım grafiği (#14 bardak SSD=100 cm'de, 100 cm T yönünde)

4.1.3. Deney Düzeneği III



Şekil 4.9. Linear hızlandırıcı odasındaki fotonötron akı tayini için içerisinde indiyum ve kadmiyum yaprakları bulunan bardakların konumu (Deney düzeneği III)

Deney Parametreleri

X-Işını

Gantry=0⁰

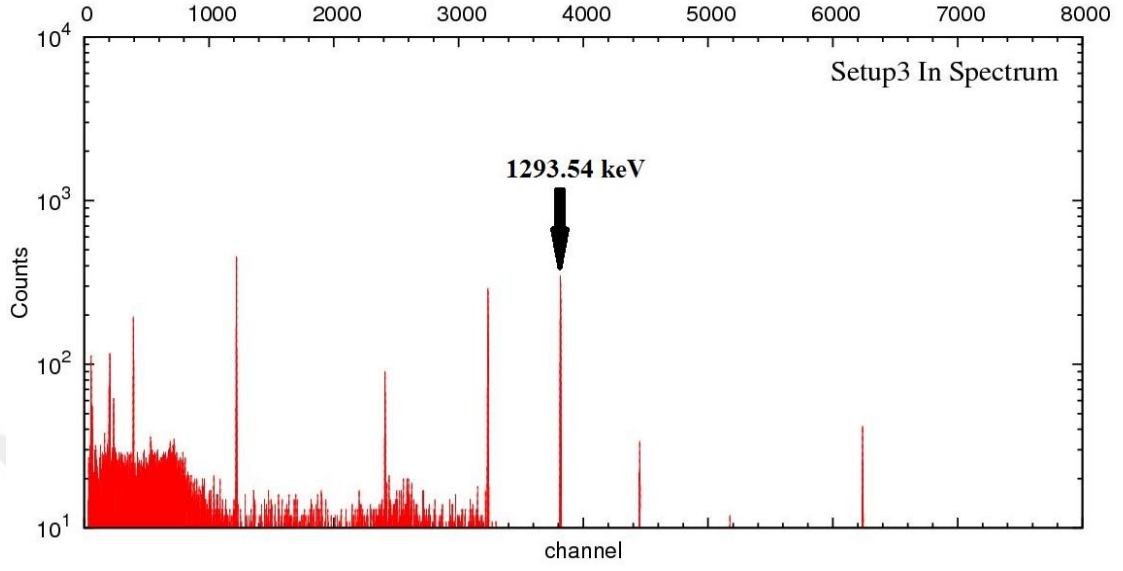
30000 MU (ışınlama süresi ort. 90 dk)

18 MV

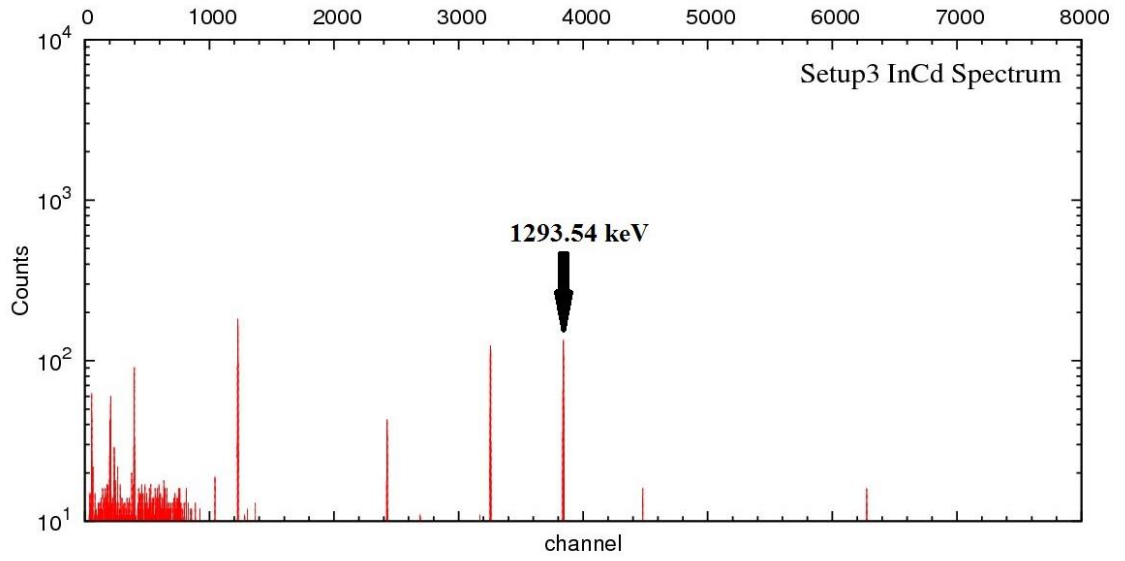
40x40 cm² alan

Tablo 4.3. Deney düzeneği III'te indiyum ve kadmiyum kaplı indiyum yapraklarının yerden yükseklikleri

In-Cd No.	Yükseklikler (cm)
#27	250
#28	226
#29	226
#30	178
#31	203
#32	118
#33	128
#34	200
#35	zemin
#36	zemin
#37	120
#38	200
#39	zemin



Şekil 4.10. #29 indiyum yaprağının aktivasyonu sonucu alınan ölçümden elde edilen gama spektrumu



Şekil 4.11. #29 kadmiyum kaplı indiyum yaprağının aktivasyonu sonucu alınan ölçümden elde edilen gama spektrumu

Tablo 4.4. Deney düzeneği III'te İndiyum ve İndiyum-Kadmiyum deneylerinden gelen sayımlardan hesaplanan akı değerleri

In-Cd No.	İndiyum Deneyi		İndiyum-Kadmiyum Deneyi			
	1293.54 keV Pik Alanı	Hata	1293.54 keV Pik Alanı	Hata	Termal Nötron Akısı (Φ) (n/cm ² .s)	Hata
#27	115784	±1281	759	±6	355895	±3962
#28	6534,	±151	21	±1	19682	±456
#29	5879	±132	23	±1	18141	±409
#30	8930	±165	41	±1	28655	±530
#31	5933	±132	22	±1	17863	±399
#32	8776	±159	38	±1	25711	±467
#33	9618	±162	48	±1	29797	±505
#34	5293	±116	26	±1	15571	±344
#35	235	±16	1	±1	727	±51
#36	2428	±67	10	±1	7255	±200
#37	6895	±128	35	±1	20832	±387
#38	4780	±97	24	±1	14097	±289
#39	79	±15	1	±1	244	±46

4.1.4. Deney Düzeneği IV



Şekil 4.12. Lineer hızlandırıcı odasındaki fotonötron akı tayini için içerisinde indiyum ve kadmiyum yaprakları bulunan bardakların konumu (Deney düzeneği IV, A yönü)



Şekil 4.13. Lineer hızlandırıcı odasındaki fotonötron akı tayini için içerisinde indiyum ve kadmiyum yaprakları bulunan bardakların konumu (Deney düzeneği IV, B yönü)

Deney Parametreleri

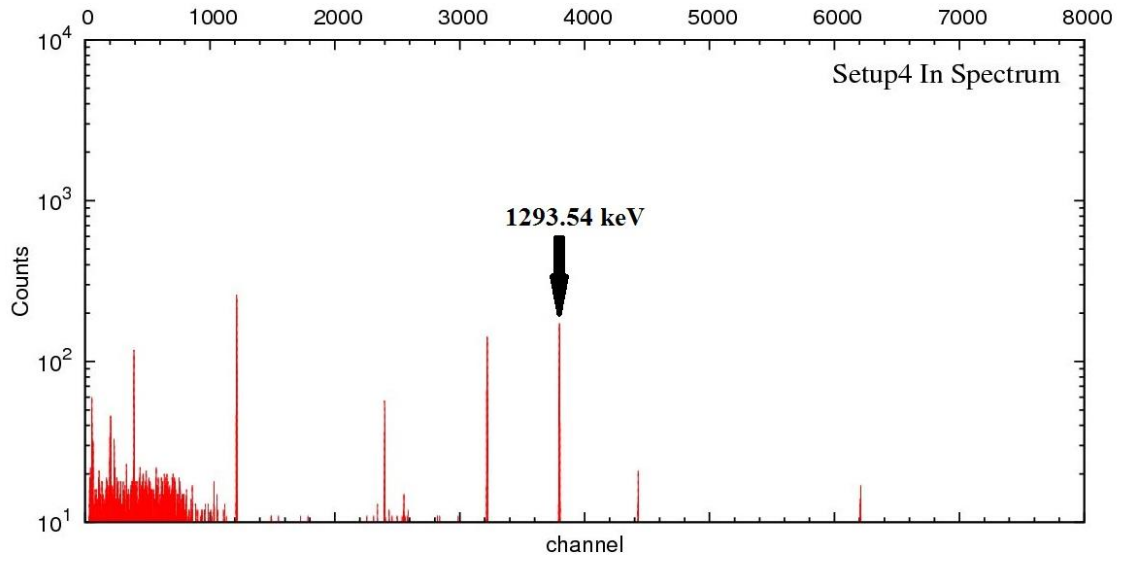
X-Işını

Gantry=90⁰

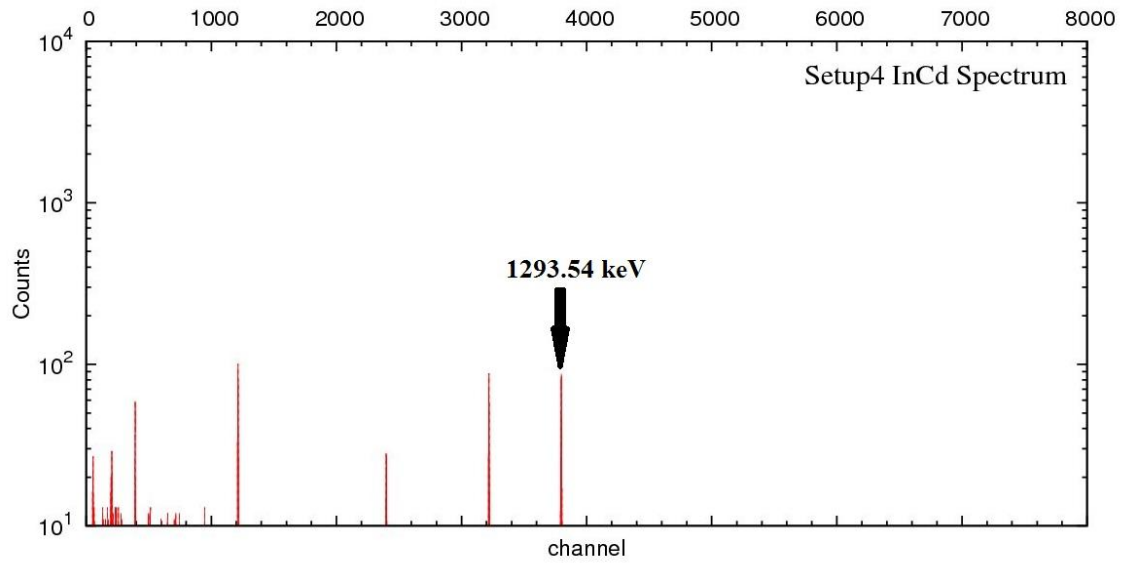
10000 MU (ışınlama süresi ort. 30 dk)

18 MV

40x40 cm² alan



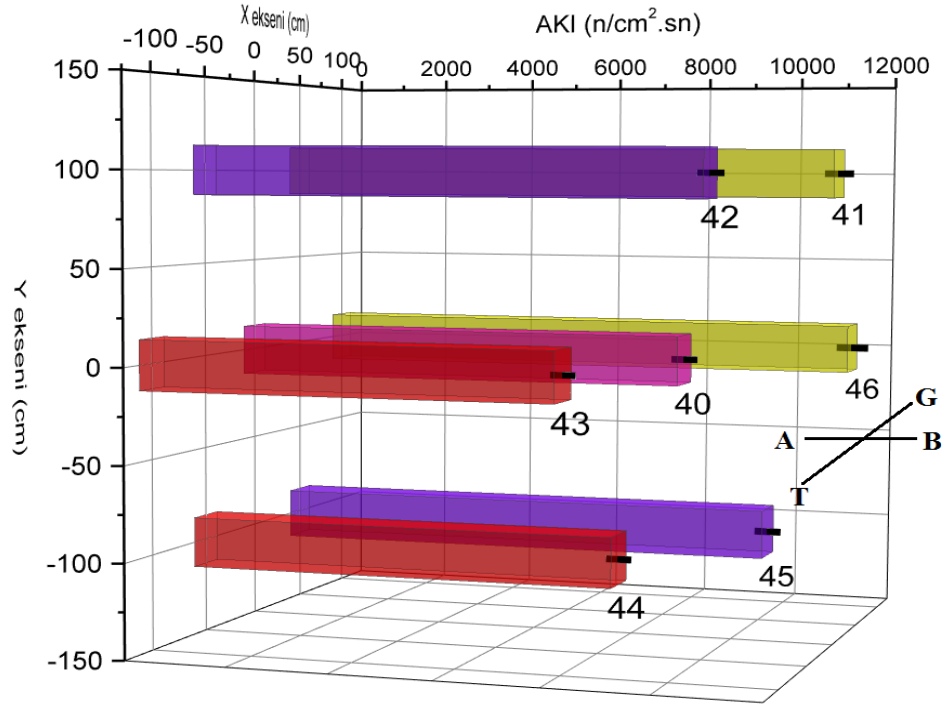
Şekil 4.14. #43 indiyum yaprağının aktivasyonu sonucu alınan ölçümden elde edilen gama spektrumu



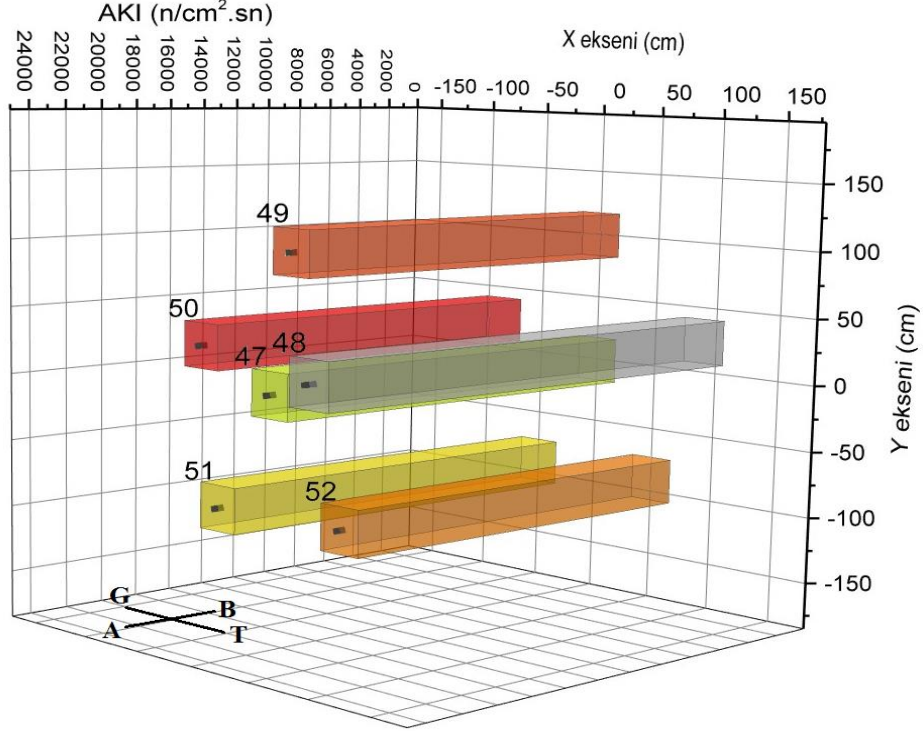
Şekil 4.15. #43 kadmiyum kaplı indiyum yaprağının aktivasyonu sonucu alınan ölçümden elde edilen gama spektrumu

Tablo 4.5. Deney düzeneği IV'te İndiyum ve İndiyum-Kadmiyum deneylerinden gelen sayımlardan hesaplanan akı değerleri

In-Cd No.	İndiyum Deneyi		İndiyum-Kadmiyum Deneyi			
	1293.54 keV Pik Alanı	Hata	1293.54 keV Pik Alanı	Hata	Termal Nötron Akısı (Φ) (n/cm ² .s)	Hata
#40	2932	±84	17	±1	9020	±261
#41	3932	±100	12	±1	11532	±293
#42	3250	±84	11	±1	10086	±261
#43	2600	±77	12	±1	8019	±240
#44	2615	±77	7	±1	8408	±247
#45	3380	±89	11	±1	10178	±269
#46	3786	±110	16	±1	11392	±332
#47	6756	±123	36	±1	20829	±381
#48	8329	±143	41	±1	24504	±424
#49	6354	±108	26	±1	19704	±337
#50	6500	±118	33	±1	19401	±355
#51	6817	±120	39	±1	20584	±364
#52	6801	±117	30	±1	20066	±346



Şekil 4.16. Dency düzeneği IV'ten elde edilen fotonötron akısının konuma göre dağılım grafiği (A yönü duvar)



Şekil 4.17. Dency düzeneği IV'ten elde edilen fotonötron akısının konuma göre dağılım grafiği (B yönü duvar)

4.1.5. Deney Düzeneği V



Şekil 4.18. Linear hızlandırıcı odasındaki fotonötron akı tayini için içerisinde indiyum ve kadmiyum yaprakları bulunan bardakların konumu (Deney düzeneği V, A yönü)



Şekil 4.19. Linear hızlandırıcı odasındaki fotonötron akı tayini için içerisinde indiyum ve kadmiyum yaprakları bulunan bardakların konumu (Deney düzeneği V, B yönü)

Deney Parametreleri

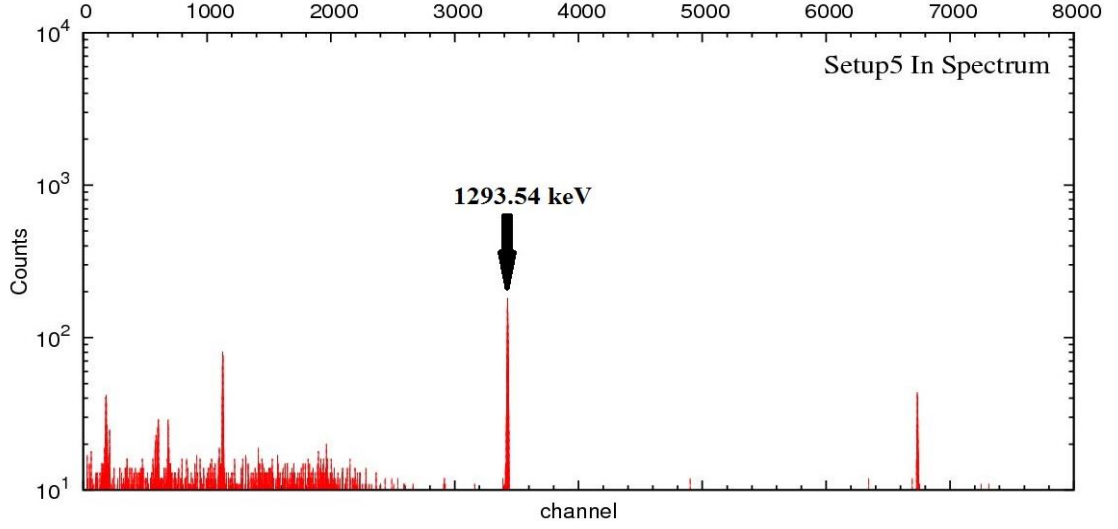
X-Işını

Gantry=270°

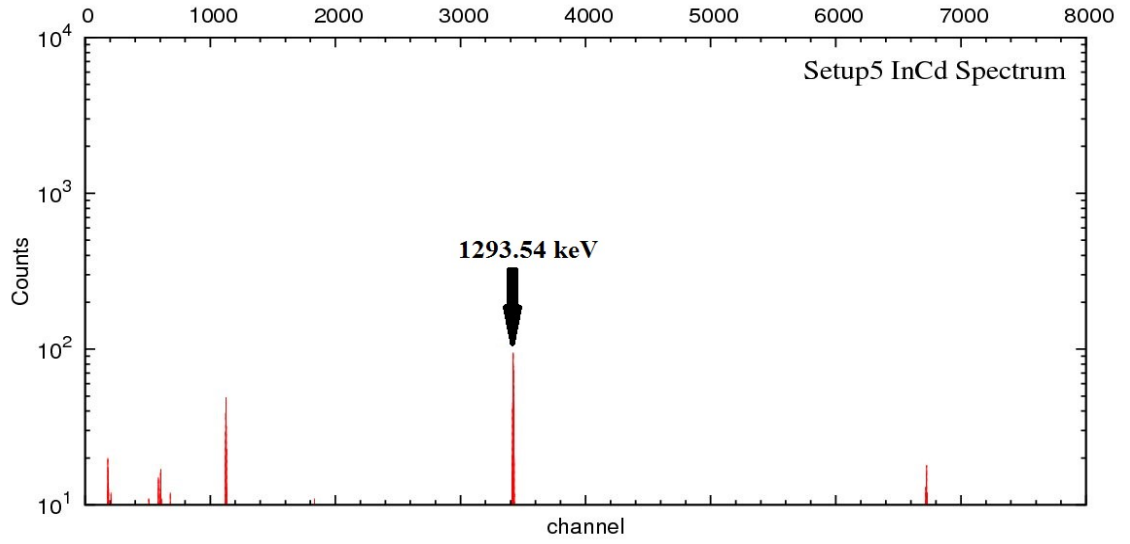
10000 MU (ışınlama süresi ort. 30 dk)

18 MV

40x40 cm² alan



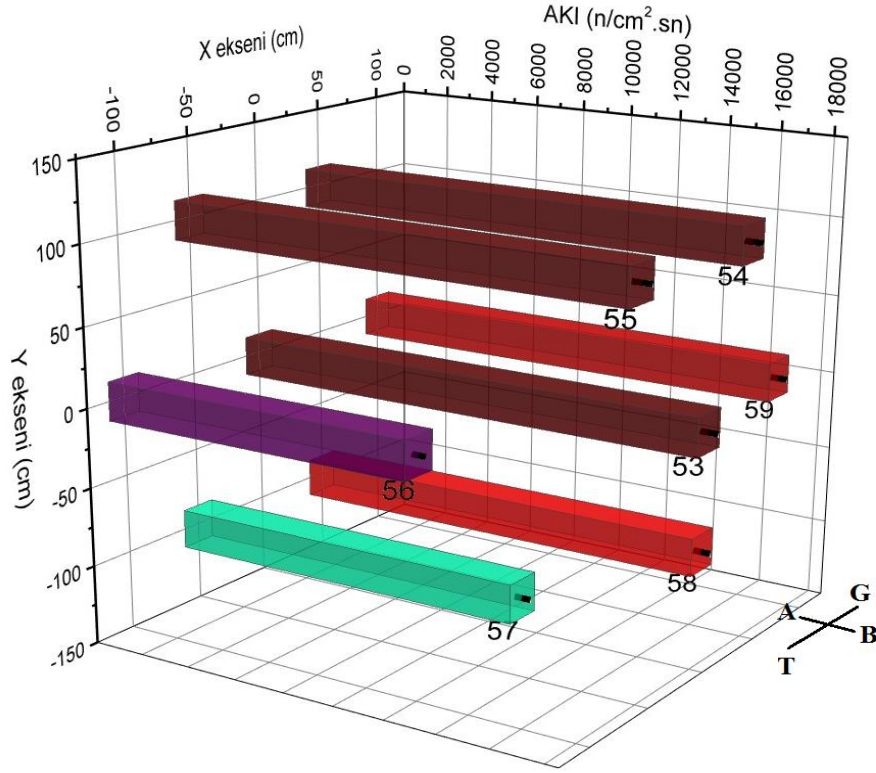
Şekil 4.20. #56 indiyum yaprağının aktivasyonu sonucu alınan ölçümden elde edilen gama spektrumu



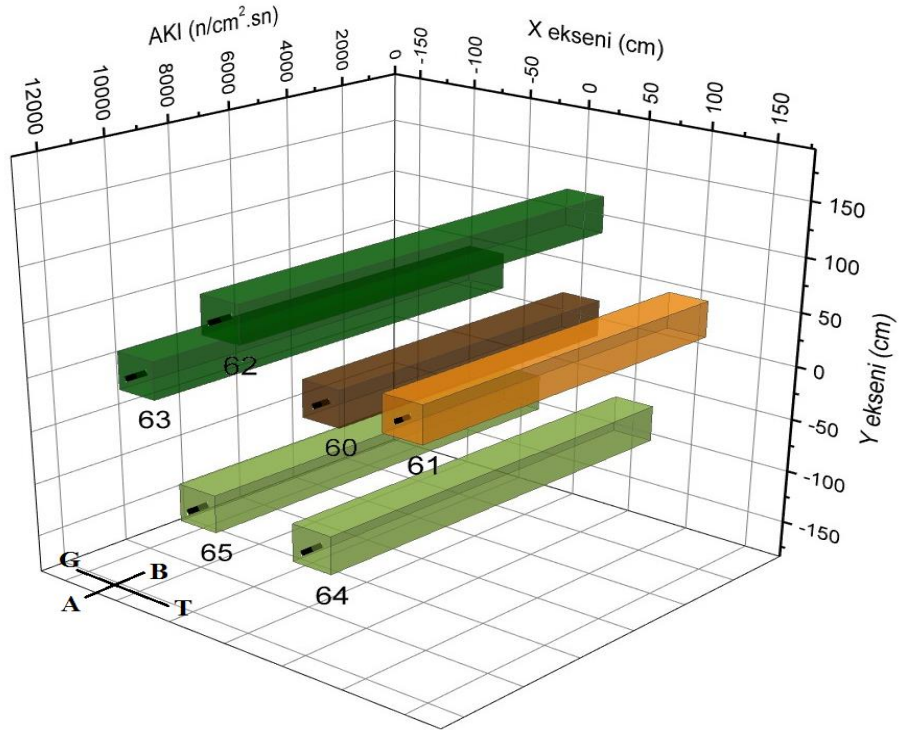
Şekil 4.21. #56 kadmiyum kaplı indiyum yaprağının aktivasyonu sonucu alınan ölçümden elde edilen gama spektrumu

Tablo 4.6. Deneý düzeneđi V'te İndiyum ve İndiyum-Kadmiyum deneýlerinden gelen sayımlardan hesaplanan akı deđerleri

In-Cd No.	İndiyum Deneýi		İndiyum-Kadmiyum Deneýi			
	1293.54 keV Pik Alanı	Hata	1293.54 keV Pik Alanı	Hata	Termal Nötron Akısı (Φ) (n/cm ² .s)	Hata
#53	5970	±108	26	±1	18390	±333
#54	6097	±121	29	±1	17856	±355
#55	5739	±120	25	±1	17789	±373
#56	3922	±90	20	±1	12087	±278
#57	4267	±96	21	±1	13689	±310
#58	5457	±11	28	±1	16407	±335
#59	5733	±106	26	±1	17246	±321
#60	3085	±90	16	±1	9513	±278
#61	3549	±90	23	±1	10425	±266
#62	4045	±114	9	±1	12568	±354
#63	4098	±108	21	±1	12231	±323
#64	3980	±112	12	±1	11758	±332
#65	3877	±106	18	±1	11718	±321



Şekil 4.22. Deney düzeneği V'ten elde edilen fotonötron akısının konuma göre dağılım grafiği (A yönü duvar)

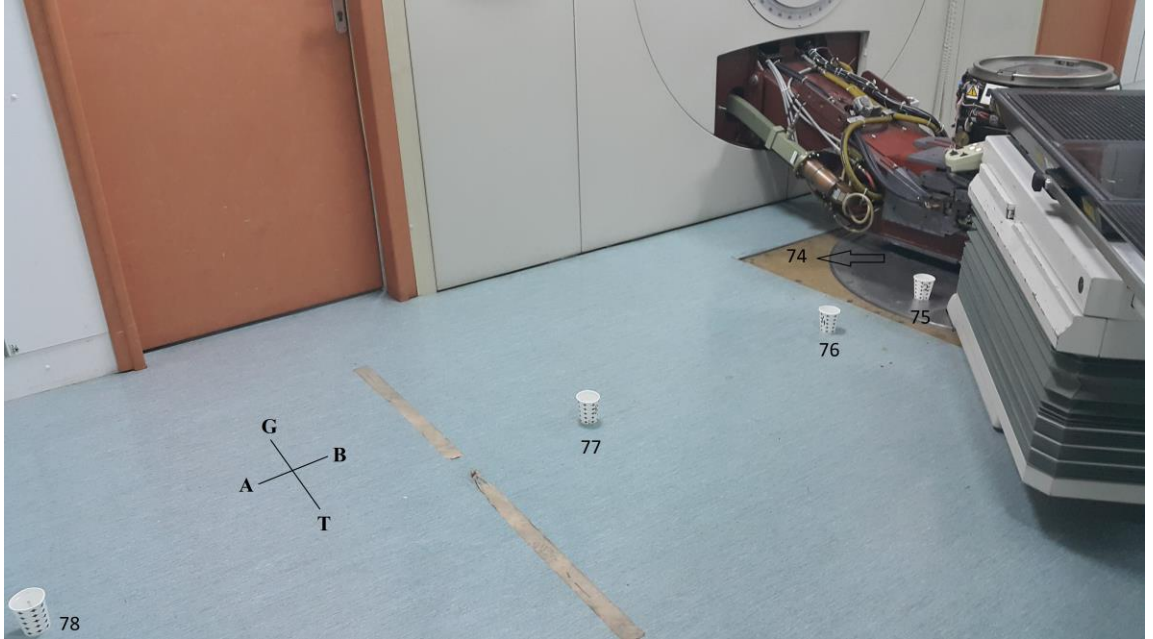


Şekil 4.23. Deney düzeneği V'ten elde edilen fotonötron akısının konuma göre dağılım grafiği (B yönü duvar)

4.1.6. Deney Düzenegi VI



Şekil 4.24. Linear hızlandırıcı odasındaki fotonötron akı tayini için içerisinde indiyum ve kadmiyum yaprakları bulunan bardakların konumu (Deney düzenegi IV, B yönü)



Şekil 4.25. Linear hızlandırıcı odasındaki fotonötron akı tayini için içerisinde indiyum ve kadmiyum yaprakları bulunan bardakların konumu (Deney düzenegi VI, B yönü)

Deney Parametreleri

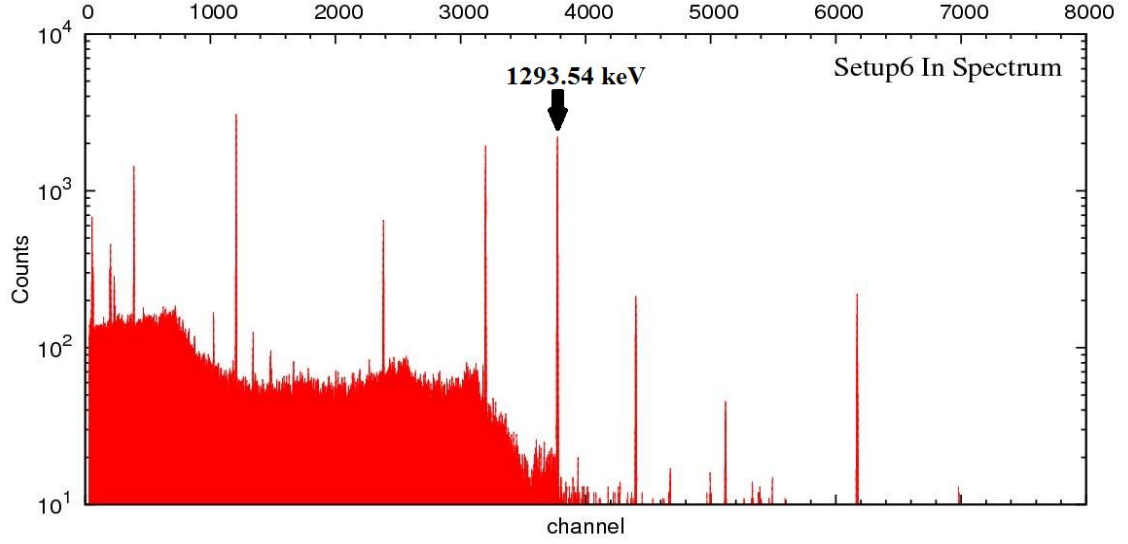
X-Işını

Gantry=180°

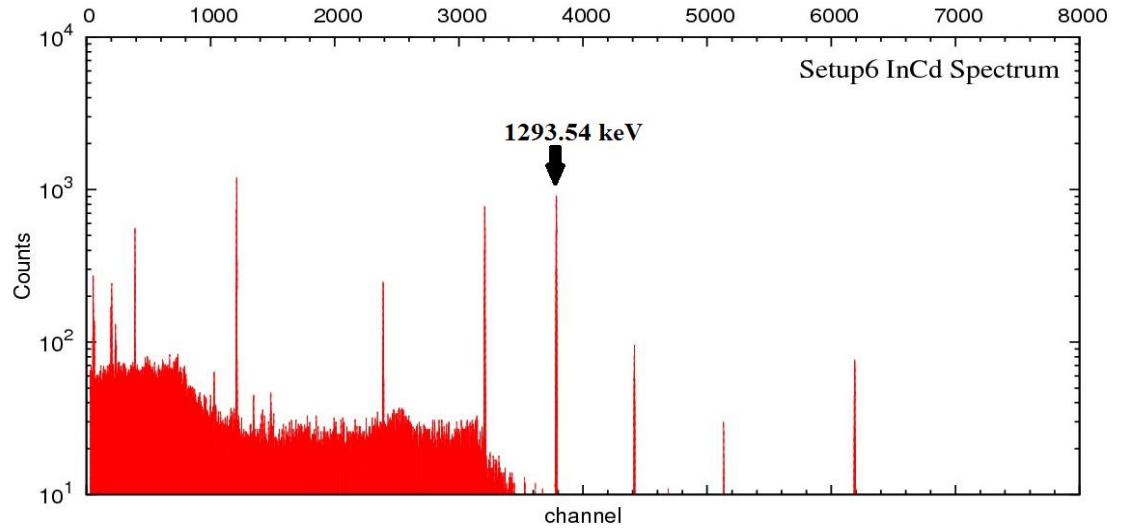
10000 MU (ışınlama süresi ort. 30 dk)

18 MV

40x40 cm² alan



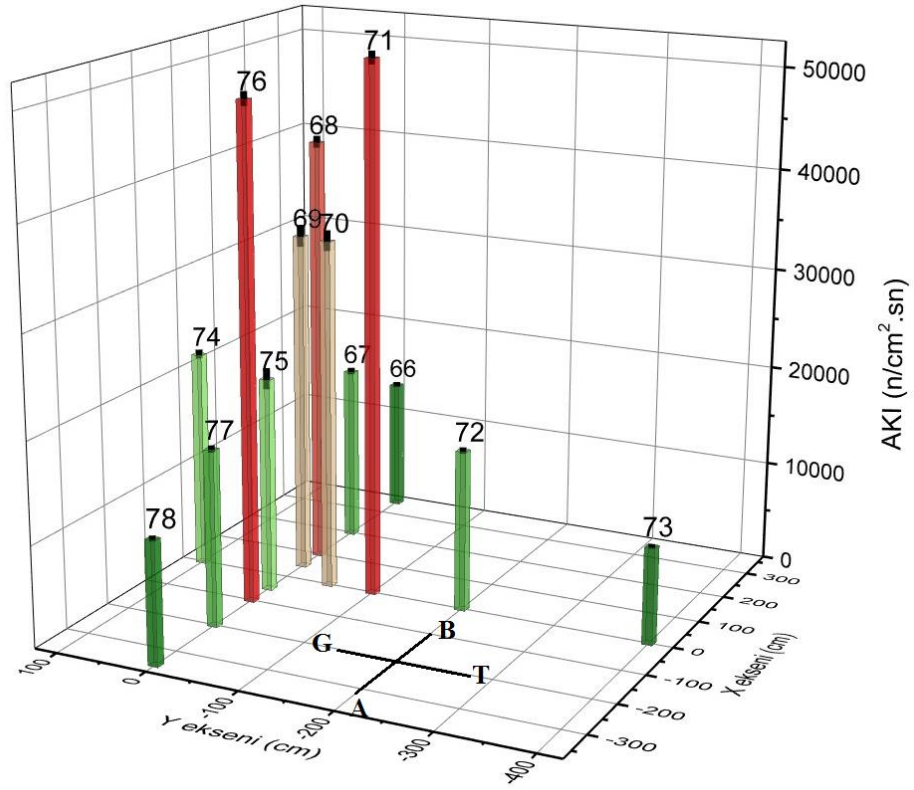
Şekil 4.26. #69 indiyum yaprağının aktivasyonu sonucu alınan ölçümden elde edilen gama spektrumu



Şekil 4.27. #69 kadmiyum kaplı indiyum yaprağının aktivasyonu sonucu alınan ölçümden elde edilen gama spektrumu

Tablo 4.7. Deney düzeneği VI'da İndiyum ve İndiyum-Kadmiyum deneylerinden gelen sayımlardan hesaplanan akı değerleri

In-Cd No.	İndiyum Deneyi		İndiyum-Kadmiyum Deneyi			
	1293.54 keV Pik Alanı	Hata	1293.54 keV Pik Alanı	Hata	Termal Nötron Akısı (Φ) (n/cm ² .s)	Hata
#66	4452	±94	13	±1	13183	±280
#67	5672	±113	35	±1	17471	±351
#68	16930	±206	77	±2	42484	±595
#69	11130	±353	194	±3	33878	±1095
#70	11682	±336	212	±3	34662	±1014
#71	16930	±206	89	±2	52437	±640
#72	5344	±108	34	±1	15929	±324
#73	3073	±73	11	±1	9534	±228
#74	7034	±150	33	±1	21662	±464
#75	7414	±352	347	±5	21354	±1064
#76	15273	±216	83	±2	48972	±697
#77	5917	±119	27	±1	17416	±352
#78	4008	±92	10	±1	12141	±280



Şekil 4.28. Deney düzeneği VI'dan elde edilen fotonötron akısının konuma göre dağılım grafiği

4.1.7. Deney Düzeneği VII



Şekil 4.29. Lineer hızlandırıcı odasındaki fotonötron akı tayini için içerisinde indiyum ve kadmiyum yaprakları bulunan bardakların konumu (Deney düzeneği VII)

Deney Parametreleri

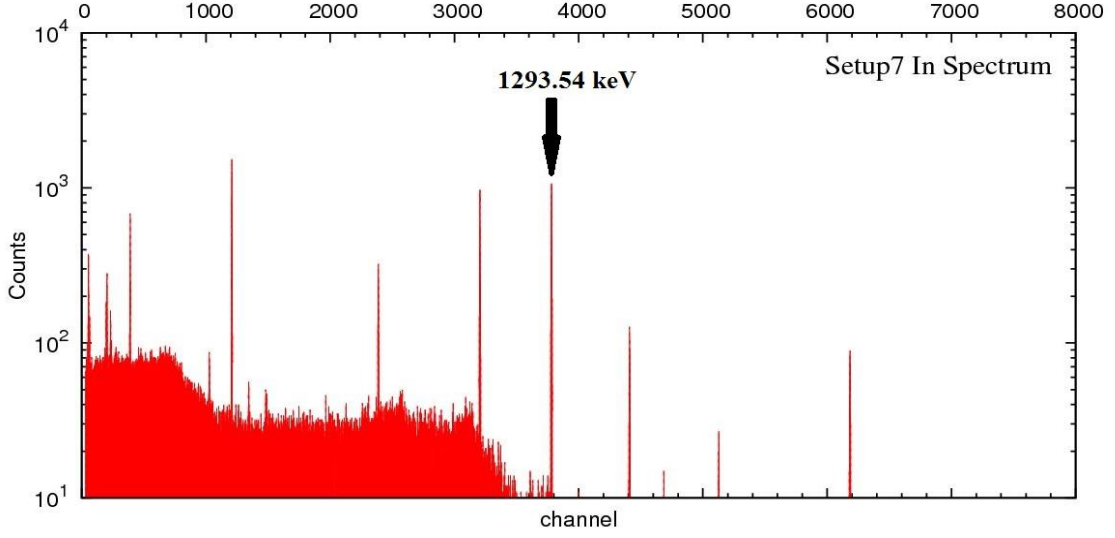
X-Işını

Gantry= 90^0

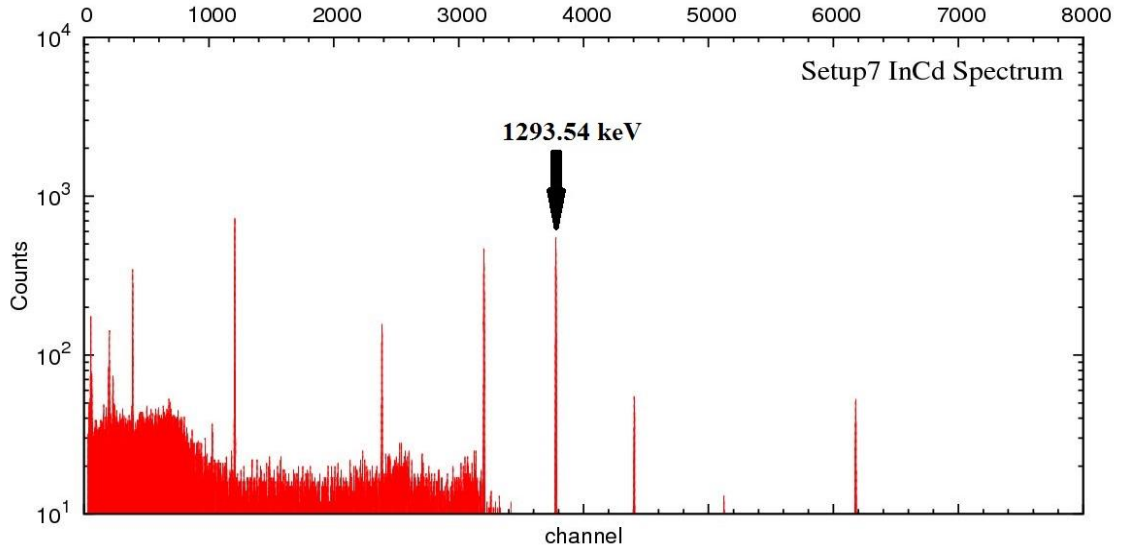
10000 MU (ışınlama süresi ort. 30 dk)

18 MV

40x40 cm² alan



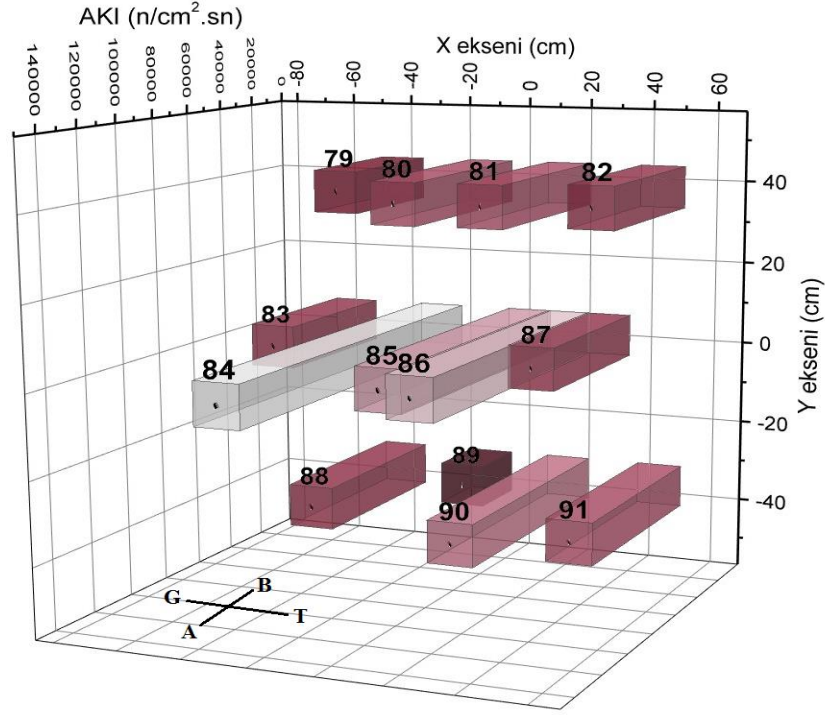
Şekil 4.30. #83 indiyum yaprağının aktivasyonu sonucu alınan ölçümden elde edilen gama spektrumu



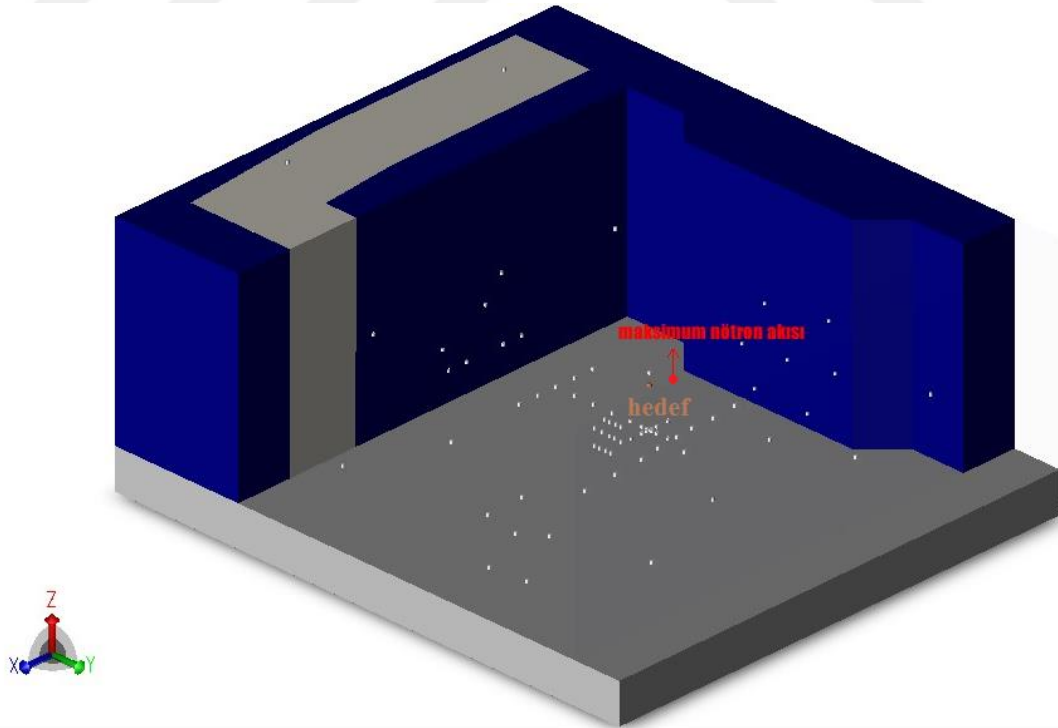
Şekil 4.31. #83 kadmiyum kaplı indiyum yaprağının aktivasyonu sonucu alınan ölçümden elde edilen gama spektrumu

Tablo 4.8. Deney düzeneği VII’de İndiyum ve İndiyum-Kadmiyum deneylerinden gelen sayımlardan hesaplanan akı değerleri

In-Cd No.	İndiyum Deneyi		İndiyum-Kadmiyum Deneyi			
	1293.54 keV Pik Alanı	Hata	1293.54 keV Pik Alanı	Hata	Termal Nötron Akısı (Φ) (n/cm ² .s)	Hata
#79	15809	±179	95	±2	47719	±545
#80	23977	±229	139	±2	71508	±687
#81	23710	±216	113	±2	69934	±640
#82	19879	±196	101	±2	61584	±610
#83	18545	±237	114	±2	57101	±736
#84	48164	±396	256	±3	144769	±1196
#85	35710	±349	228	±3	109787	±1080
#86	36694	±330	272	±3	117417	±1064
#87	21254	±246	147	±2	63782	±742
#88	21538	±235	155	±2	66762	±732
#89	8154	±74	185	±3	23447	±217
#90	31132	±278	155	±2	91586	±821
#91	25062	±248	107	±2	77349	±769



Şekil 4.32. Deney düzeneği VII'den elde edilen fotonötron akısının konuma göre dağılım grafiği (B yönü dolap)



Şekil 4.33. Lineer hızlandırıcı odasında termal nötron akılarının ölçüldüğü 91 konum (LINAK hedefi ve maksimum termal nötron akısının oluştuğu nokta)

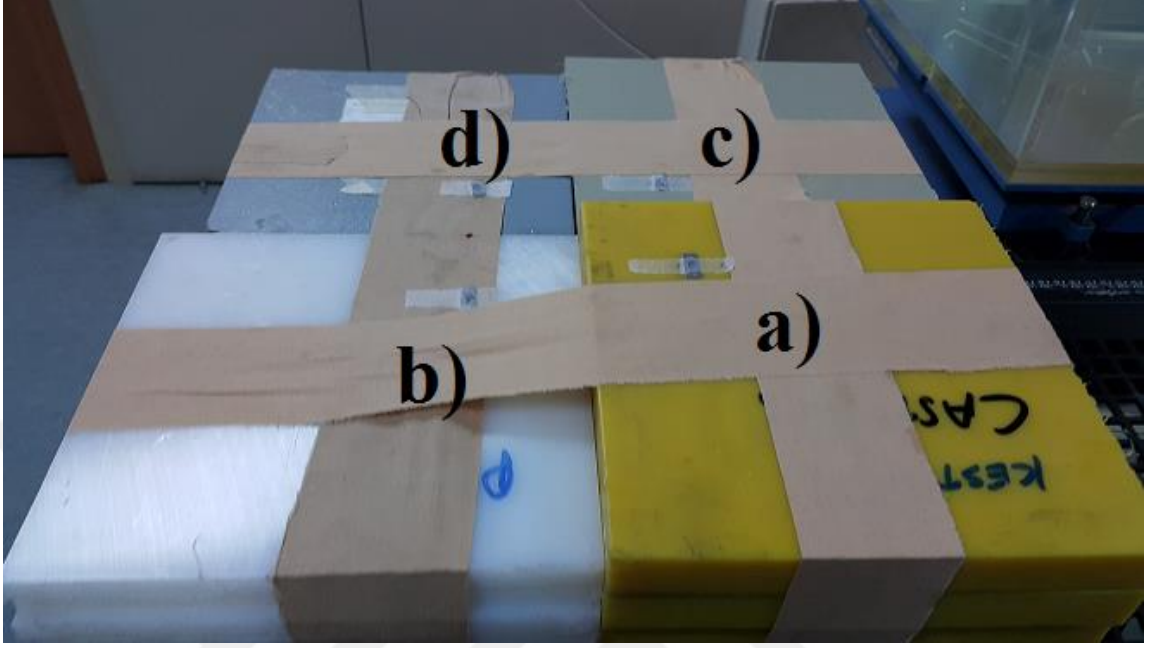
4.2. Lineer Hızlandırıcı Odasında Oluşan Fotonötronlar İçin Seçilen ve Geliştirilen Zırh Malzemelerinin Fotonötron Akısı Zırhlama Oranları

Zırhlama malzemelerinin NAA ile fotonötron zırhlama kalitesinin tayini için 3 adet deney yapıldı. İlk deneyde %5 BPE, PP, PA6 G, PE; ikinci deneyde B₄C katkılı parafin, %5 BPE ve parafin; üçüncü deneyde ise HDPE'nin NAA ile testleri gerçekleştirildi. Her malzemenin üst ve alt kısmına 2'şer adet indiyum yaprağı yapıştırılarak, daha doğru sonuç alınması hedeflendi. Malzeme üstündeki indiyum yapraklarından alınan sayımların ortalamasının, malzeme altındaki yapraklardan alınan sayımlara oranı; o malzemenin zırhlama yüzdesini vermektedir. İlk iki deneyde aynı malzemenin (BPE) kullanılmasının nedeni, verilerin doğruluğunun kontrol edilmesi amacıyla.

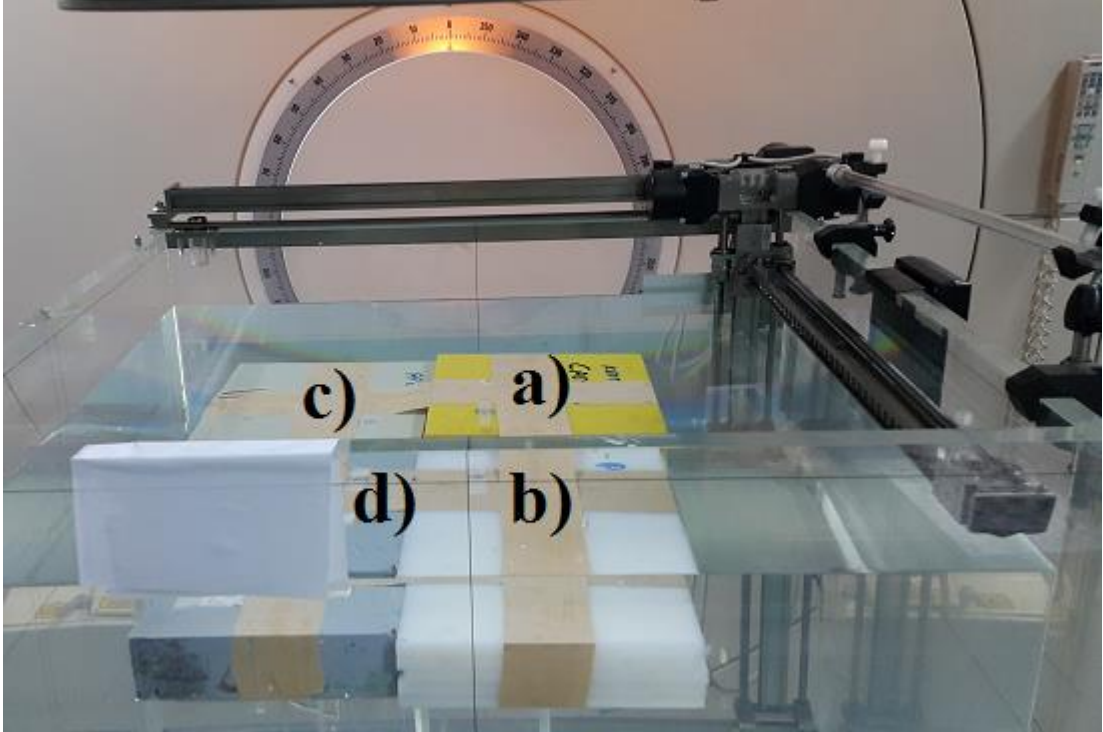
Deneyler PTW MP3 markalı su fantomu ile, malzemeler su fantomu içerisinde alan merkezine denk gelecek şekilde konumlandırılmış ve alan sadece 2x2 cm² açılarak gerçekleştirilmiştir. Bunun nedeni, lineer hızlandırıcı kafasından çıkan fotonların önüne fotonötron üretimini arttıracak malzemelerin konulması ve mümkün olan en kötü senaryoda zırh malzemelerinin test edilmesini sağlamaktır. Malzemeler su fantomu içerisine yatay olarak konulmuştur. Bu deney düzeneği ile çevreden saçılan nötronun, malzeme altındaki indiyum yapraklarına ulaşmasına engel olmaya çalışılmış ve olası ölçüm hatalarından kaçınılmıştır.

Deneylerin tümü SSD suyun yüzeyinde 90 cm, malzemelerin üzerinde 95 cm olacak şekilde yapılmıştır. Bunun tek istisnası PA6 G malzemesi içindir. Kullanılan tüm malzemelerin kalınlığı 5 cm iken PA6 G malzemesinin kalınlığı 6 cm'dir. Bu nedenle PA6 G için malzeme üzerinde SSD 94 cm'dir. Malzemelerin en ve boy uzunlukları ise eşit olup 15cmx15cm'dir (HDPE 14cmx24cm).

4.2.1. Zırhlama Deney Düzeneği I



Şekil 4.34. Zırhlama malzemeleri, a) PA6 G b) PE1000 c) PP d) BPE



Şekil 4.35. Zırhlama malzemelerinin test düzeneği, a) PA6 G b) PE1000 c) PP d) BPE

Deney Parametreleri

X-Işını

Gantry=0°

10000 MU (ort. ışınlama süresi 30 dk)

18 MV

Alan Kapalı

SSD= 90 cm (su üzerinde)

SSD= 95 cm (malzeme üzerinde)

SSD= 96 cm (PA6 G üzerinde)

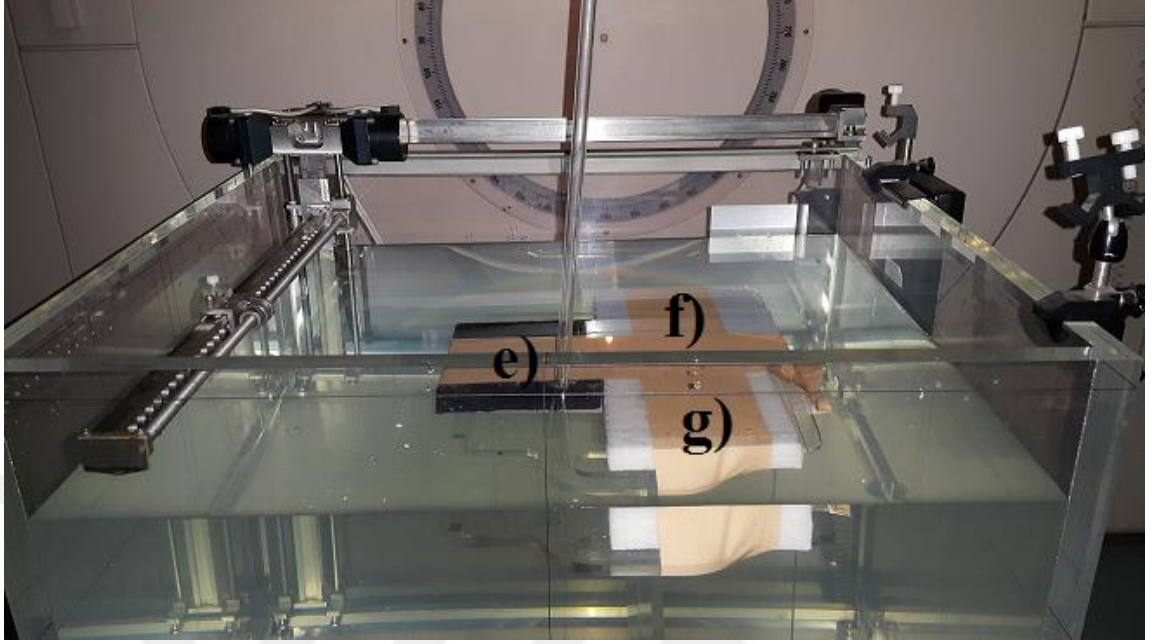
Tablo 4.9. Zırlama deneyi I' de kullanılan zırlama malzemelerinin fotonötron zırlama yüzdesi

Malzeme	Malzeme Üzerinde Sayım		Malzeme Altında Sayım		Malzemenin Zırlama Kalitesi (%)	Hata (%)
	Ortalaması	Hata	Ortalaması	Hata		
a)PA6 G (6 cm)	22086	±221	10601	±138	%53	±1
b)PE1000	20176	±209	8272	±105	%59	±1
c)PP	20425	±213	8579	±112	%58	±1
d)%5 BPE	13816	±156	1302	±59	%89	±1

4.2.2. Zırlama Deney Düzenegi II



Şekil 4.36. Zırlama malzemeleri, e) Boron Parafin f) %5 BPE g) Parafin



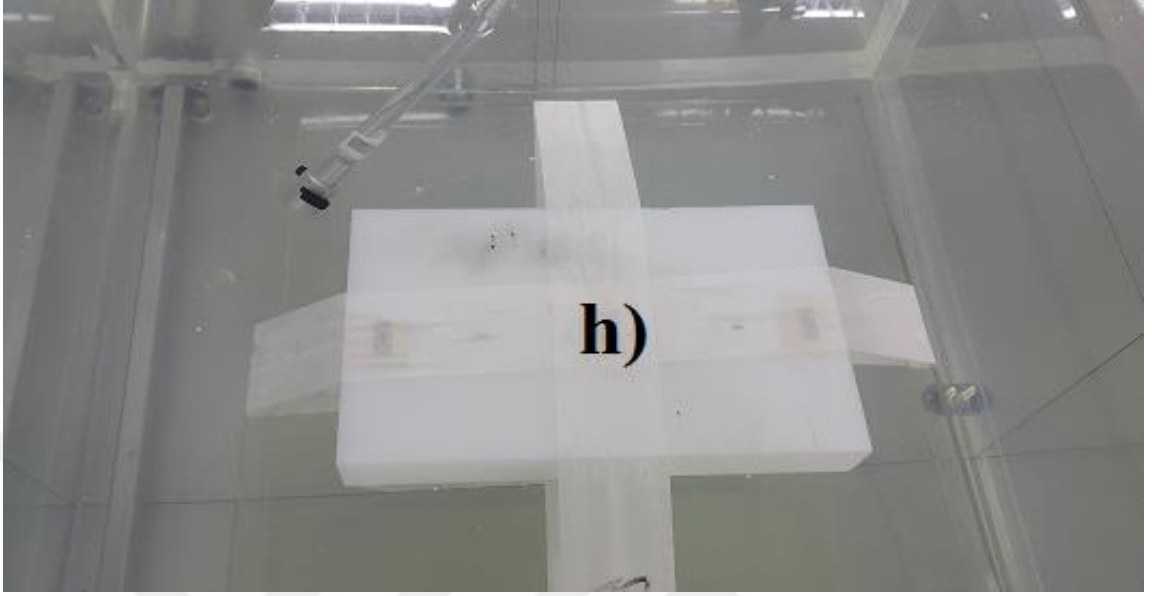
Şekil 4.37. Zırhlama malzemelerinin test düzeneği, e) Boron Parafin f) Boron Polietilen g) Parafin

Deney Parametreleri	
X-Işını	
Gantry=0°	
10000 MU (ışınlama süresi ort. 30 dk)	
18 MV	
Alan Kapalı	
SSD= 90 cm (su üzerinde)	
SSD= 95 cm (malzeme üzerinde)	

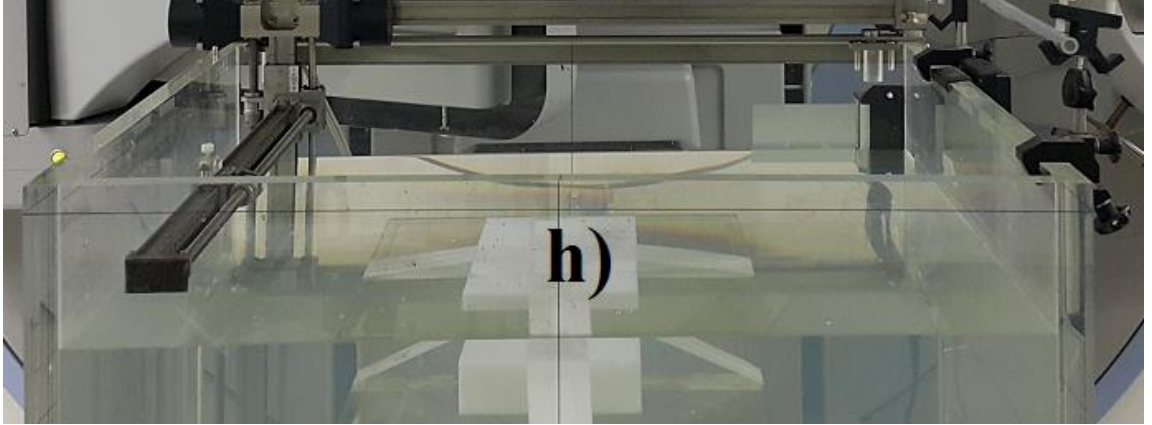
Tablo 4.10. Zırhlama deneyi II’de kullanılan zırhlama malzemelerinin fotonötron zırhlama yüzdesi

Malzeme	Malzeme Üzerinde Sayım		Malzeme Altında Sayım		Malzemenin Zırhlama Kalitesi (%)	Hata (%)
	Ortalaması	Hata	Ortalaması	Hata		
e)Boron Parafin	15696	±174	2162	±68	%86	±1
f)%5 BPE	12815	±173	1282	±59	%90	±1
g)Parafin	56696	±342	21396	±259	%62	±1

4.2.3. Zırlama Deney Düzenegi III



Şekil 4.38. Zırlama malzemeleri, h) Parafin



Şekil 4.39. Zırlama malzemelerinin test düzenegi, h) Parafin

Deney Parametreleri

X-Işını

Gantry=0°

10000 MU (ışınlama süresi ort. 30 dk)

18 MV

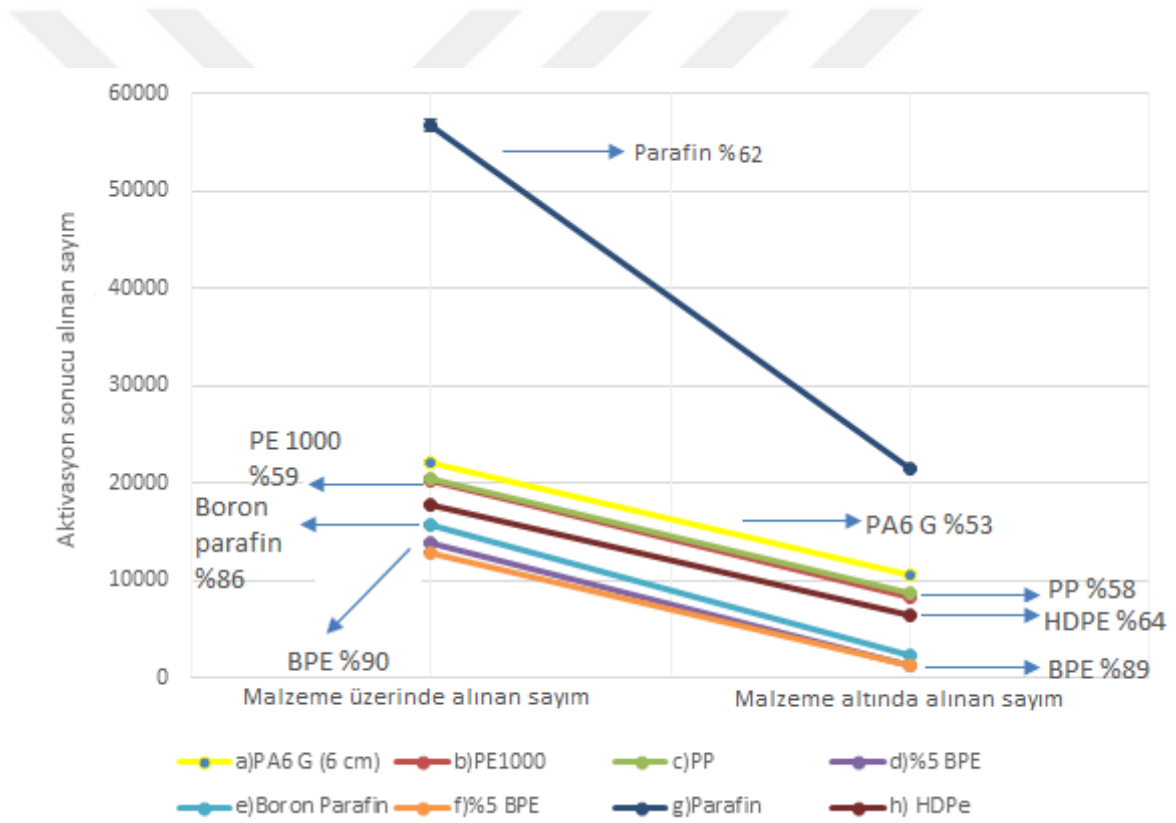
Alan Kapalı

SSD= 90 cm (su üzerinde)

SSD= 95 cm (malzeme üzerinde)

Tablo 4.11. Zırlama deneyi III'te kullanılan zırlama malzemelerinin fotonötron zırlama yüzdesi

Malzeme	Malzeme Üzerinde Sayım		Malzeme Altında Sayım		Malzemenin Zırlama Kalitesi (%)	
	Ortalaması	Hata	Ortalaması	Hata		Hata (%)
h) HDPe	17793	±198	6405	±91	64	±1



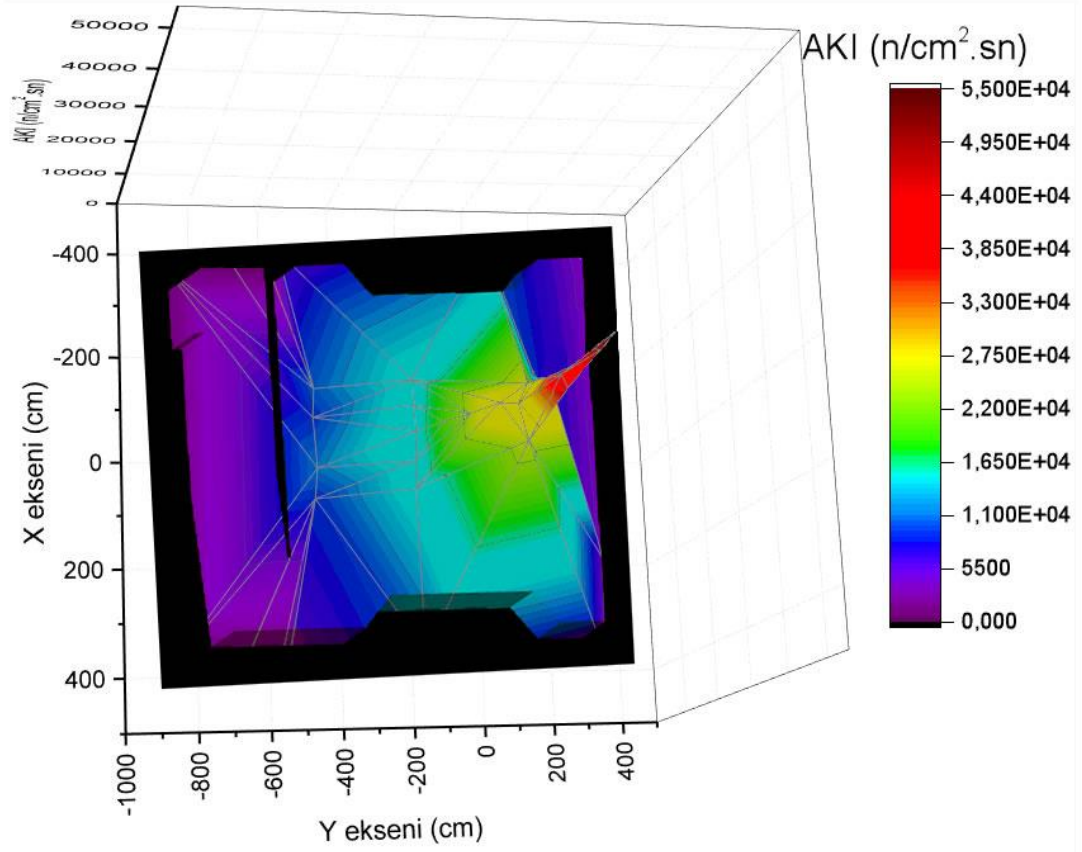
Şekil 4.40. Malzemelerin fotonötron zırlama yüzdeleri

Tablo 4.12. İndiyum ve kadmiyum kaplı indiyum yapraklarıyla yapılan deneylerden elde edilen termal nötron akıları

In-Cd No.	Termal Nötron Akısı (Φ) (n/cm ² .s)	In-Cd No.	Termal Nötron Akısı (Φ) (n/cm ² .s)	In-Cd No.	Termal Nötron Akısı (Φ) (n/cm ² .s)	In-Cd No.	Termal Nötron Akısı (Φ) (n/cm ² .s)
#1	5.4x10 ⁴ ±740	#24	1.4x10 ⁴ ±325	#47	2.0x10 ⁴ ±381	#70	3.4x10 ⁴ ±1014
#2	4.4x10 ⁴ ±532	#25	1.3x10 ⁴ ±319	#48	2.4x10 ⁴ ±424	#71	5.2x10 ⁴ ±640
#3	3.4x10 ⁴ ±444	#26	8.8x10 ³ ±219	#49	1.9x10 ⁴ ±337	#72	1.5x10 ⁴ ±324
#4	2.73x10 ⁴ ±400	#27	1.2x10 ⁵ ±3962	#50	1.9x10 ⁴ ±355	#73	9.5x10 ³ ±228
#5	5.0x10 ⁴ ±694	#28	6.6x10 ³ ±456	#51	2.0x10 ⁴ ±364	#74	2.1x10 ⁴ ±464
#6	3.9x10 ⁴ ±606	#29	6.0x10 ³ ±409	#52	2.0x10 ⁴ ±346	#75	2.1x10 ⁴ ±1064
#7	2.3x10 ⁴ ±454	#30	9.5x10 ³ ±530	#53	1.8x10 ⁴ ±333	#76	4.8x10 ⁴ ±697
#8	4.9x10 ⁴ ±633	#31	5.9x10 ³ ±399	#54	1.7x10 ⁴ ±355	#77	1.7x10 ⁴ ±352
#9	3.9x10 ⁴ ±557	#32	8.5x10 ³ ±467	#55	1.7x10 ⁴ ±373	#78	1.2x10 ⁴ ±280
#10	2.7x10 ⁴ ±460	#33	9.9x10 ³ ±505	#56	1.2x10 ⁴ ±278	#79	4.7x10 ⁴ ±545
#11	4.2x10 ⁴ ±544	#34	5.1x10 ³ ±344	#57	1.3x10 ⁴ ±310	#80	7.1x10 ⁴ ±687
#12	3.6x10 ⁴ ±506	#35	2.4x10 ² ±51	#58	1.6x10 ⁴ ±335	#81	6.9x10 ⁴ ±640
#13	2.4x10 ⁴ ±395	#36	2.4x10 ³ ±200	#59	1.7x10 ⁴ ±321	#82	6.1x10 ⁴ ±610
#14	2.7x10 ⁴ ±531	#37	6.9x10 ³ ±387	#60	9.5x10 ³ ±278	#83	5.7x10 ⁴ ±736
#15	2.3x10 ⁴ ±478	#38	4.6x10 ³ ±289	#61	1.0x10 ⁴ ±266	#84	1.4x10 ⁵ ±1196
#16	1.9x10 ⁴ ±425	#39	8.4x10 ⁴ ±46	#62	1.2x10 ⁴ ±354	#85	1.0x10 ⁵ ±1080
#17	1.5x10 ⁴ ±362	#40	9.0x10 ³ ±261	#63	1.2x10 ⁴ ±323	#86	1.1x10 ⁵ ±1064
#18	1.4x10 ⁴ ±336	#41	1.1x10 ⁴ ±293	#64	1.1x10 ⁴ ±332	#87	6.3x10 ⁴ ±742
#19	1.3x10 ⁴ ±305	#42	1.0x10 ⁴ ±261	#65	1.1x10 ⁴ ±321	#88	6.6x10 ⁴ ±732
#20	8.8x10 ⁴ ±224	#43	8.0 x10 ³ ±240	#66	1.3x10 ⁴ ±280	#89	2.3x10 ⁴ ±217
#21	9.8x10 ⁴ ±243	#44	8.4x10 ³ ±247	#67	1.7x10 ⁴ ±351	#90	9.1x10 ⁴ ±821
#22	1.0x10 ⁴ ±258	#45	1.0x10 ⁴ ±269	#68	4.2x10 ⁴ ±595	#91	7.7x10 ⁴ ±769
#23	8.7x10 ⁴ ±226	#46	1.1x10 ⁴ ±332	#69	3.3x10 ⁴ ±1095		

Tablo 4.13. Deneylerde kullanılan malzemelerin fotonötron zırhlama yüzdeleri

Malzeme	Fotonötron Zırhlama Oranı
%5 BPE	%89-90±1
Boron Parafin	%86±1
HDPE	%64±1
Parafin	%62±1
PE 1000	%59±1
PP	%58±1
PA6 G	%53±1



Şekil 4.41. LINAK odası içerisinde termal nötron akı dağılımı (SSD=100cm, 10000 MU)

5. TARTIŞMA

Kanserli hastaların tedavisinde radyoterapi son yıllarda çok önemli bir tedavi modalitesi haline gelmiştir. Teknolojinin gelişmesiyle, tedavi için kullanılan radyasyon enerjileri artmakta ve sağlıklı dokuya verilen hasar minimum düzeye indirilmeye çalışılmaktadır. Fakat gerekli önlemlerin alınmaması ve analizlerin yapılmaması durumunda, radyasyon enerjilerinin arttırılması; hastaya, çalışanlara ve çevreye öngörülmedik zararlar verebilir. Lineer hızlandırıcılarda fotonötron üretiminin olduğunun anlaşılması da bu duruma bir örnektir. Chadwick tarafından 1932 yılında nötronun keşfine rağmen, akı ve enerji tayini yapmak halen zor bir süreçtir. LINAK odalarında oluşan nötronların kaynağının, akısının ve enerjisinin, cihaz modeline göre tayini son yıllarda önemli bir araştırma konusu haline gelmiştir. Bu araştırmalar hem deneysel yöntemlerle hem de simülasyonlarla devam etmektedir. Tezde, lineer hızlandırıcı odası içerisinde fotonötron akı tayini NAA ile 0^0 , 90^0 , 180^0 , 270^0 gantry açılarında, 18 MeV bremsstrahlung enerjisinde, alan tamamen açık ($40 \times 40 \text{ cm}^2$), aktive edilecek indiyum ve sonrasında kadmiyum kaplı indiyum yaprakları moderatör olarak kullanılan su içerisine yerleştirilerek deneyler gerçekleştirilip, odanın 91 farklı konumunda ölçüm alınmıştır.

Elde edilen sonuçlara bakıldığında, $G=0^0$ açısında, 10000 MU'da, 18 MV foton enerjisinde, SSD 100 cm'de, alan maksimum açıklığındayken ($40 \times 40 \text{ cm}^2$), fotonötron akısı merkezde en fazla, kenarlara doğru azalan Gaussiyel bir dağılım göstermiştir. Fakat B yönünde, diğer yönlere nazaran daha fazla akı olduğu tespit edilmiştir. Alan merkezinde $5.4 \times 10^4 \pm 740 \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$ termal fotonötron akısı bulunmuştur. 5. deneyde $G=90^0$, A yönündeki duvarda $1.8 \times 10^4 \pm 333 \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$, B yönündeki duvarda $9.5 \times 10^3 \pm 273 \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$, 3. deneyde 30000 MU ile ışınlama sonucunda, kapı girişinde $244 \pm 46 \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$ termal nötron akısı bulunmuştur.

Benzer bir çalışma Yücel ve arkadaşları tarafından yapılmıştır. Deneyler Varian Clinac DHX cihazında, RW3 katı fantomla, NAA için altın ve kadmiyum kaplı altın yaprakları kullanılmış olup, $G=0^0$ açısında 5000 MU ile $20 \times 20 \text{ cm}^2$ alan açıklığında, SSD 100 cm'de 0,5,10 cm derinliklerinde, alan merkezinde, alan kenarlarında ve odanın farklı konumlarında ölçümler alınmıştır. Sayım için p-tipi Canberra germanyum dedektörü

kullanılmıştır. $d=0$ cm'de $6.65 \pm 0.20 \times 10^5$ n/cm².s, $d=5$ cm'de $3.73 \pm 0.11 \times 10^6$ n/cm².s, $d=10$ cm'de $2.18 \pm 0.06 \times 10^6$ n/cm².s termal nötron akısı hesaplanmıştır. Odanın B yönündeki duvarında $1.00 \pm 0.03 \times 10^5$, A yönündeki duvarında $9.81 \pm 0.30 \times 10^4$, kapı girişinde $2.36 \pm 1.30 \times 10^2$ n/cm².s toplam nötron akısı hesaplanmıştır (Yücel ve ark., 2015).

Esposito ve arkadaşlarının, Elekta Precise lineer hızlandırıcı odasında, 18 MV foton enerjisinde, 15x15 cm² alan açıklığında, altın yapraklarıyla NAA yöntemiyle yaptığı çalışmanın sonucunda en fazla nötron akısı alan merkezinde ölçülmüştür. SSD 100 cm'de alan merkezinden A yönünde 1m uzaklıktaki akı, maksimum nötron akısının %48'i, T yönünde 1.5 m uzaklıktaki akı, maksimum nötron akısının %44'ü, odanın koridor girişindeki akı, maksimum nötron akısının %15'i olarak ölçülmüştür (Esposito ve ark., 2008). Çalışmada verilen değerler doz cinsinden olduğu için, tezdeki değerlerle rölatif olarak karşılaştırmak uygun olacaktır. Tezde, SSD 100 cm'de alan merkezinden A yönünde 80 cm uzaklıkta maksimum nötron akısının %45'i, T yönünde 1.5 m uzaklıkta maksimum nötron akısının %42'si, odanın koridor girişinde maksimum nötron akısının %13'ü ölçülmüştür. Sonuçlar oldukça yakındır.

Konefal ve arkadaşlarının, Siemens Primus cihazında 15 MV foton enerjisinde, NAA yöntemi ile indiyum ve kadmiyum kaplı indiyum yapraklarıyla yaptığı çalışmada, çeşitli noktalarda ölçüm alınmış ve sonuç olarak SSD 100 cm'de alan merkezinde maksimum termal nötron akısı elde edilmiştir. A yönünde duvarda ölçülen termal nötron akısı, alan merkezinde alınan ölçümün %67'si, B yönünde duvarda ölçülen termal nötron akısı, alan merkezinde alınan ölçümün %65'i, SSD 100 cm'de T yönünde 1.5 m mesafede ölçülen termal nötron akısı, alan merkezinde alınan ölçümün %91'i, labirent kesişiminde alınan ölçüm maksimum termal nötron akısının %29'u olarak hesaplanmıştır (Konefal ve ark., 2008). Çalışmada verilen değerler doz cinsinden olduğu için, tezdeki değerlerle rölatif olarak karşılaştırmak uygun olacaktır. Tezde ise A yönünde duvarda ölçülen termal nötron akısı, alan merkezinde alınan ölçümün %33'ü ($G=90^0$), B yönünde duvarda ölçülen termal nötron akısı, alan merkezinde alınan ölçümün %18'i, SSD 100 cm'de T yönünde 1.5 m mesafede ölçülen termal nötron akısı, alan merkezinde alınan ölçümün %42'si, labirent

kesişiminde (deney 3, # 35 yaprak konumu) alınan ölçüm maksimum termal nötron akısının %13'ü olarak hesaplanmıştır.

Liu ve arkadaşlarının 2010 yılında, Varian Clinac 21EX lineer hızlandırıcı ile 15 MV foton enerjisinde, indiyum yaprakları kullanarak yaptıkları çalışmada alan merkezinden kenarlara doğru termal nötron akısı incelenmiştir. A yönünde 20 cm'de alınan ölçüm, alan merkezinde alınan ölçümün %80'i, B yönünde 20 cm'de alınan ölçüm alan merkezinde alınan ölçümün %50'si kadardır (Liu ve ark., 2010). Tezde ise A yönünde 20 cm'de alınan ölçüm, alan merkezinde alınan ölçümün %65'i, B yönünde 20 cm'de alınan ölçüm alan merkezinde alınan ölçümün %71'i kadardır. Bu farkın cihaz kafasındaki metallerin farklılığından kaynaklanıyor olması muhtemeldir.

Sanchez ve arkadaşlarının, lineer hızlandırıcı odasında, indiyum yaprakları ile yapılan deneylerinde, 30x30 cm² alanda, SSD 100 cm'de, alan merkezinde ölçülen termal nötron akısı 7.28×10^4 n/cm².s (Sanchez ve ark., 1988), tezde ise $5.4 \times 10^4 \pm 744$ n/cm².s bulunmuştur. İki çalışmada bulunan fotonötron akısı merteye olarak aynıdır. Fakat Sanchez ve arkadaşlarının kullandığı lineer hızlandırıcının modeli belirtilmemiştir.

NAA ile yapılan tezde, indiyum ve kadmiyum kaplı indiyum yapraklarıyla, odanın çeşitli konumlarında termal nötron akısı ölçülmüştür. Maksimum termal nötron akısı, LINAK kafasının hemen üstünde tespit edilmiştir ($G=0^0$). SSD 100 cm'de, $G=0^0$ da ise maksimum nötron akısı alan merkezinde ve alan kenarlarına doğru azalarak gaussiyel bir dağılım izlemektedir. $G=180^0$ 'de iken maksimum termal nötron akısı LINAK kafasının çevresinde ölçülmüştür. Bunun nedeni yerden saçılan nötronların su içerisinde termalize olarak, termal nötron akısına katkıda bulunmasıdır. Karşılaştırılan çalışmalarla, tezde bulunan değerlerin bir kısmının farklı olmasının sebepleri; aktivasyon için verilen MU, aktivasyon yaprakları, cihaz modeli, deney düzeneği, alan açıklıkları, termal nötron akısı hesaplama modelleri ve dedektör tipi farklılıklarıdır. Nedaei ve arkadaşlarının yaptığı çalışmada Varian marka cihazlarda, Elekta marka cihazlara göre üç kat daha fazla fotonötron oluştuğu gözlenmiştir (Nedaei ve ark., 2014). Liu ve arkadaşlarının yaptığı çalışmada, termal fotonötron akısının aktivasyon yapraklarıyla ölçümünde; LINAK gücündeki dalgalanmalar, indiyum yapraklarının normalizasyonu, yaprakların gama öz soğurması ve

nötron zırhlaması ve ölçüm istatistiği gibi belirsizliklerden kaynaklanan toplamda %12.2-13.9 standart sapma hesaplanmıştır (Liu ve ark., 2010).

Geniş bir literatür taraması sonucunda görülmüştür ki; lineer hızlandırıcı odasında indiyum ve kadmiyum yaprakları ile gerçekleştirilen nötron aktivasyon analizleri, termal nötron akılarının incelendiği konum sayısı (91 konum, farklı yükseklikler) ve deney parametrelerinin fazlalığı (gantry açıları, MU farklılığı) bakımından, en kapsamlı şekilde bu tezde irdelenmiştir. Böylece lineer hızlandırıcı odasında sadece alan merkezinde değil, tüm oda için termal nötron akı analizi yapılabilmektedir.

Lineer hızlandırıcılarda oluşan nötron akısına uygun zırh malzemeleri, hızlı nötronları termalize etmeleri ve termal nötronları zırhlamaları açısından yüksek hidrojen içeren polimer ve B₄C katkılı malzemelerden seçilmiştir.

El-Khayatt, 2010 yılında yaptığı çalışmada farklı polimer malzemelerin hızlı nötron uzaklaştırma tesir kesitlerini incelemiştir. Hızlı nötronlar için uzaklaştırma tesir kesiti (Σ_R), saçılma tesir kesitiyle benzer düşünülebilir; yani oran ne kadar fazlaysa nötron o malzeme içinde daha fazla çarpışma yaparak enerjisini kaybedecektir. PE (0.11870 cm⁻¹) ve PP (0.11423 cm⁻¹) malzemelerinin tesir kesitleri çok yakınken, göreceli olarak PE'nin tesir kesiti daha yüksektir. PA6'nın tesir kesiti ise bu polimerlere göre daha düşüktür (0.10183 cm⁻¹) (El-Khayatt, 2010). Zırhlama deneylerinde bu sonuçlara benzer şekilde PE %59, PP %58, PA6 G %53 oranında fotonötron zırhlamıştır.

Hızlı nötron zırhlamada, saçıcı etkisinden dolayı çoğunlukla plastik malzemeler kullanılırken, yavaş nötronları zırhlama etkisinden dolayı B₄C bileşiği plastikle karıştırılır (Huang ve ark., 2013; Shin ve ark., 2014). Bu bilgi doğrultusunda, erime ısısı düşük olan parafine B₄C bileşiği karıştırılmıştır ve saf parafinin fotonötron zırhlama oranı %62 iken, B₄C katkılı parafinin fotonötron zırhlama oranı %86 olmuştur. Benzer şekilde PE 1000'in zırhlama oranı %59 iken, BPE'nin zırhlama oranı %89-90'dır.

Hadad ve arkadaşlarının yaptığı çalışmada, ²⁵²Cf kaynağından çıkan hızlı nötronları modere etmek için HDPE ve parafinin moderatörlükleri karşılaştırılmış ve yaklaşık aynı olmakla birlikte, göreceli olarak HDPE'nin daha iyi olduğu görülmüştür. Ayrıca HDPE

malzemesi için 5 cm zırh kalınlığının optimal olduğu sonucuna varılmıştır (Hadad ve ark., 2016). Tezde ise benzer bir şekilde HDPE'nin nötronları zırhlama oranı %64, parafininki %62 bulunmuştur.

Geniş bir literatür taraması sonucunda, lineer hızlandırıcı odası için NAA ile zırh malzemelerinin test edilme yönteminin daha önce kullanılmadığı tespit edilmiştir. Araştırmalar sonucunda, bu yöntemin literatürle uyumlu olduğu görölmüştür. Bu tezin, gelecek çalışmalar için yol göstermesi hedeflenmiştir.



6. SONUÇ ve ÖNERİLER

Termal fotonötron akı tayini için NAA ile yapılan 1. deneyde önce yalın indiyum yaprakları, daha sonra kadmiyum kaplı indiyum yaprakları, Şekil 4.1.'de gösterilen konumlara yerleştirilip 10000 MU ile $G=0^0$, SSD=100 cm'de ışınlanmıştır. Termal nötron akısı en fazla alan merkezinde ölçülmüştür. Alan kenarlarına doğru azalan bir akı dağılımı görülmüştür. Alan kenarından 50 cm uzakta, alan merkezindeki maksimum termal nötron akısının ortalama %50 azaldığı tespit edilmiştir. Gantrynin çevresinde homojen bir akı azalımı görülmemiştir; A yönünde, diğer yönlere nazaran daha az termal nötron akısı tespit edilmiştir. Bunun nedeni LINAK kafasında kullanılan metallerin cinsi ve yönüdür.

NAA ile yapılan 2. deneyde önce sade indiyum yaprakları, daha sonra kadmiyum kaplı indiyum yaprakları, Şekil 4.5.'te gösterilen konumlara yerleştirilip 10000 MU ile $G=0^0$, SSD=100 cm'de ışınlanmıştır. Beklendiği üzere termal nötron akısı, LINAK kafasına en yakın konumda fazla çıkmıştır. T yönündeki duvarda, alan merkezindeki maksimum termal nötron akısının ortalama %85 (SSD=100) azaldığı tespit edilmiştir. T yönündeki duvarda, yerden 2m yükseklikte, hasta görüntüleme kameralarının olduğu noktaya yakın bir konumda alan merkezindeki maksimum termal nötron akısının ortalama %15'i kadar nötron akısı tespit edilmiştir.

NAA ile yapılan 3. deneyde önce yalın indiyum yaprakları, daha sonra kadmiyum kaplı indiyum yaprakları, Şekil 4.9.'da gösterilen konumlara yerleştirilip 30000 MU ile $G=0^0$ 'da ışınlanmıştır. Veriler, diğer deneylerle karşılaştırılabilmek için 10000 MU'ya normalize edilmiştir. Maksimum termal nötron akısı LINAK kafasının hemen üzerinde çıkmıştır. LINAK kafası üzerinde ölçülen termal nötron akı değeri, ilk deneyde SSD 100 cm'de alan merkezinde alınan termal nötron akı değerinin yaklaşık 2.2 katıdır. Lineer hızlandırıcı kapısının iç tarafında ölçülen termal nötron akısı, LINAK kafasında ölçülen maksimum nötron akısının yaklaşık % 0.07'si kadardır.

NAA ile yapılan 4. ($G=90^0$) ve 5. ($G=270^0$) deneylerde önce yalın indiyum yaprakları, daha sonra kadmiyum kaplı indiyum yaprakları, deneylere ait şekillerde gösterilen konumlara yerleştirilip 10000 MU ile ışınlanmıştır. Bu deneylerde LINAK kafasının arka

tarafındaki duvarda, ön tarafına göre daha fazla nötron akısı tespit edilmiştir. Bu sonuç da 3. deneyle uyumluluk göstermektedir.

NAA ile yapılan 6. deneyde önce yalın indiyum yaprakları, daha sonra kadmiyum kaplı indiyum yaprakları, Şekil 4.24. ve Şekil 4.25.'de gösterilen konumlara yerleştirilip 10000 MU ile $G=180^0$ 'de ışınlanmıştır. Bu deneyde maksimum termal nötron akısı, LINAK kafasının hemen altında değil etrafında ölçülmüştür. Bunun nedeni, yerden saçılan nötronların nötron akısına katkıda bulunmasıdır. Duvarlara doğru, diğer deneylerle uyumlu olarak termal nötron akısının azaldığı gözlemlenmiştir.

NAA ile yapılan 7. deneyde önce yalın indiyum yaprakları, daha sonra kadmiyum kaplı indiyum yaprakları, Şekil 4.29.'da gösterilen konumlara yerleştirilip 10000 MU ile $G=180^0$ 'de ışınlanmıştır. Yaprakların konumu lineer hızlandırıcı kafasının 80 cm B yönündeki düzlemedir. 3. deneyde, konumlandırılan yapraklar arasında maksimum termal nötron akısının LINAK kafasının hemen üzerinde merkezde olduğu ölçülmüştü. Bu deneyde ise maksimum termal nötron akısının LINAK kafası üzerinde G yönünde olduğu tespit edildi ve merkezdeki ölçümün yaklaşık %25 fazlası bulundu.

Sonuç olarak, lineer hızlandırıcı odasında maksimum termal nötron akısının, LINAK kafasının hemen üzerinde G yönünde doğru olduğu saptanmıştır. Akının duvarlara doğru %92 azaldığı, LINAK kapısının hemen önünde ise fotonötron akısının, maksimum akının %1'inden daha az olduğu görülmüştür. Maksimum termal nötron akısının LINAK kafası üzerinde G yönünde çıkması, o yönde LINAK bileşenlerinin fazlalığı ve bu bileşenlerle fotonların etkileşimi sonucunda fotonötron oluşması olarak açıklanabilir.

Çalışmanın geliştirilmesi gereken yönleri irdelendiğinde; gelecek çalışmalara yol göstermesi açısından, nötron akısına aynı konumlarda birden fazla kez bakılarak verilerin doğruluğu kontrol edilebilir. Kontrol odasında da termal nötron akısı ölçülebilir. Hata analizleri daha detaylı şekilde yapılabilir. Ölçülen akıdan doz hesaplanarak hastaların, çalışanların aldığı istenmeyen nötron dozu hesaplanabilir. Zırh malzemeleri, istenilen cihazlara uygun hale getirilebilir.

Yoğun hidrojen içeriği nedeniyle seçilen ve üretilen zırhlama malzemelerinin, NAA ile fotonötron akılarını zırhlama yüzdelerine bakıldı. Yüzdeler, sırasıyla Tablo 4.13.'te verilmiştir. Bu yüzdelerin çıkmasının nedenleri, malzeme içerikleri irdelenerek tartışma kısmında açıklanmıştır. Bu malzemeler arasında en iyi zırhlama kapasitesine sahip iki malzeme, %5 boron katkılı BPE ve boron katkılı parafindir. Maliyetlerine bakıldığında, boron katkılı parafinin üretim masrafının daha düşük olmasından ve %5 boron katkılı BPE ile rekabet edebilecek düzeyde zırhlama yüzdesinden dolayı, nötron zırhlamasının gerektiği; LINAK kafası, LINAK kapısı, LINAK havalandırması ve LINAK kablo kanalları, LINAK duvarları, elektronik cihazlar, kişisel kullanım ekipmanları, radyoaktif taşıyıcı konteyner gibi yerlere uygun geliştirilerek kullanılabilir.

Bu tez çalışmasında LINAK odası içerisinde farklı konumlarda NAA ile termal nötron akısına bakılmıştır. Konumlar seçilirken, iterasyonla odanın her noktasındaki nötron akısının bulunabilmesine dikkat edilmiştir. Maksimum termal nötron akısı LINAK kafası üzerinde G yönünde tespit edilmiştir ve bu noktada gözardı edilemeyecek termal nötron akısı ölçülmüştür (10000 MU'da $1.4 \times 10^5 \pm 1196$). Fotonötronun, tedavi odalarında hastaya, elektronik cihazlara, ekipmanlara zarar vermesinin bilinmesi nedeniyle bu akıya uygun bir zırh malzemesi geliştirilmesi ve mevcut malzemelerle karşılaştırılması amaçlanmıştır. Yapılan testler sonucunda boron katkılı parafinin, termal nötron akısını piyasada en çok kullanılan nötron zırh malzemesi olan %5 boron katkılı polietilenle rekabet edebilecek kadar yüksek zırhlama kapasitesine sahip (%86), düşük maliyetli ve üretimi kolay bir zırh malzemesi olduğu görülmüştür.

KAYNAKLAR

Aghevlian S, Boyle AJ, Raymond, M. Reilly R. Radioimmunotherapy of cancer with high linear energy transfer (LET) radiation delivered by radionuclides emitting α -particles or Auger electrons. *Advanced Drug Delivery Reviews*. 2015

Ahmed SN. Dosimetry and Radiation Protection. In: Ahmed SN ed. *Physics and Engineering of Radiation Detection*. 2nd ed. Amsterdam: Elsevier; 2015, p: 621–688.

Allred, C.L. *Effects of Radition On Silicon and Borosilicate Glass*. MIT Materials Science and Engineering, 2003, Massachusetts (Danışman: Jeffrey T. Borenstein).

American Association of Physicists in Medicine by the American Institute of Physics. 1986; AAPM Report No. 17, *The Physical Aspects of Total and Half Body Photon Irradiation*.

https://www.aapm.org/pubs/reports/RPT_17.pdf

Son erişim tarihi: 17 Mayıs 2016.

Arya AP. *Fundamentals of Nuclear Physics Çeviren: Şahin Y. Çekirdek Fiziğinin Esasları*. 1. Basım, Aktif Yayınevi, İstanbul; 1991, s: 223-268.

Barendsen GW. RBE - LET relationships for lethal, potentially lethal and sublethal damage in mammalian cells: implications for fast neutron radiotherapy. *Bulletin du Cancer/Radiothérapie*. 1996;83: 15–18.

Barquero R, Mendez R, Vega-Carrillo HR, Iniguez MP, Edwards TM. Neutron spectra and dosimetric features around an 18MV linac accelerator. *Health Phys*. 2005;88: 45–58.

Beiser A. *Particle Properties of Waves*. In: Hass ME, Bruflo D eds. *Concepts of Modern Physics*. 6th ed. New York: The McGraw Hill Co.; 2003, p: 52-90.

Biltekin F, Yeginer M, Ozyigit G. Investigating in-field and out-of-field neutron contamination in high-energy medical linear accelerators based on the treatment factors of field size, depth, beam modifiers, and beam type. *Physica Medica*. 2015;31: 517-523.

Blaauw M. The holistic analysis of gamma-ray spectra in instrumental neutron activation analysis. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 1994; 353: 269-271.

Boztosun İ, Dapo H, Özmen SF, Çeçen Y, Karakoç M, Çoban A, Cesur A, Caner T, Bayram E, Keller GB, 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*. 2014;38: 1–9.

Budak MG. İzotropik Nötron Alanında Işınlanan Sonlu Silindir Numune Geometrisi için Numune Miktarı ile Termal Nötron Öz Soğurma İlişkisi. G.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, 2002, Ankara (Danışman: Doç. Dr. Haluk Yücel).

Çeçen Y, Dapo H, Boztosun İ, Caner T, Özmen S.F. Lineer Hızlandırıcılarda Oluşan Fotonötronların Hasta Üzerine Etkisinin Nötron Aktivasyon Analizi ile İncelenmesi. *Ulusal Medikal Fizik Kongresi*. 2013;XIV, RT-S19.

Çeçen Y. Monte Carlo Radiation Transport in External Beam Radiotherapy. *Bitlis Eren Univ J Sci & Technol*. 2013;3: 1-5.

Conrad ED. Transient Radiation Effects In Electronics. *Advances in Nuclear Science and Technology*. 1966;3: 143-203.

Czapla-Masztafiak J, Szlachetko J, Milne CJ, Lipiec E, Sa' J, Penfold TJ, Huthwelker T, Borca C, Abela R, Kwiatek WM. Investigating DNA radiation damage using X-ray absorption spectroscopy. *Biophysical Journal*. 2016;110: 1304-1311.

Darestani H, Nedaie AH, Arbabi A, Mohammadi K, Allahverdi M, Shahvar A. Measurement of neutron dose component in central axis absorbed dose of 18 MV photon beam by TLD600 and TLD700 dosimeters. *Basic & Clinical Cancer Research*. 2011;3: 22-9.

Doğan C. Nötron Aktivasyon Yöntemi ile Meriç Havzası Örneklerinin İncelenmesi. T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, 2015, Edirne (Danışman: Yrd. Doç. Dr. Nimet Zaim).

Duderstadt JJ, Hamilton LJ. The nuclear physics of fission chain reaction. Nuclear Reactor Analysis. 1st ed. Toronto: John Wiley & Sons Inc.; 1976, p: 10-54.

El-Khayatt AM. Calculation of fast neutron removal cross-sections for some compounds and materials. Annals of Nuclear Energy. 2010;37: 218–222.

Eroğlu C. Radyoterapinin Biyolojik Temelleri. In: akır Ő, Bilge H, zyiğit G, Yıldız OG eds. Temel ve Klinik Radyoterapi. 2nd ed. İzmir: Hürriyet Matbaa; 2015, p:13-18.

Evans RD. The Interaction Of Electromagnetic Radiations with Matter Compton Scattering And Absorption. In: The Atomic Nucleus 1st ed. New York: McGraw-Hill; 1955, p: 662-692.

Giordani L, Rizzio E, Brandone A. Neutron Activation analysis in Forensic Investigation: Trace Elements Characterization of Cigarettes. Journal of Radionalytical and Nuclear Chemistry. 2005;263: 739-744.

Günay E. İnsan Sağının Nötron Aktivasyon Analizi Yöntemi ile Kalitatif ve Kantitatif Analizi. İ.T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, 2010, İstanbul (Danışman: Prof. Dr. C Ő Özben).

Hadad K, Nematollahi M, Sadeghpour H, Faghihi R. Moderation and shielding optimization for a ²⁵²Cf based prompt gamma neutron activation analyzer system. International journal of hydrogen energy. 2016; 1-6.

Haj-Heidaria MT, Safaria MJ, Afarideha H, Rouhib H. Method for developing HPGe detector model in Monte Carlo simulation codes. Radiation Measurements. 2016;88: 1–6.

Hassana HE, Badrana HM, Aydarousa A, Sharshara T. Studying the effect of nano lead compounds additives on the concrete shielding properties for γ -rays. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. 2015;360: 81-89.

Howell RM, Ferenci MS. Investigation of secondary neutron dose for 18 MV dynamic MLC IMRT delivery. American Association of Physicists in Medicine. 2005;32: 786-793.

Huang Y, Zhang W, Liang L, Xu J, Chen Z. A “Sandwich” type of neutron shielding composite filled with boron carbide reinforced by carbon fiber. *Chemical Engineering Journal*. 2013;220: 143–150.

International Commission on Radiological Protection. 1990; ICRP Publication 60, 1990 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection.

<http://www.icrp.org/publication.asp?id=icrp%20publication%2060>

Son erişim tarihi: 16 Mayıs 2016.

International Commission on Radiological Protection. 2007; ICRP Publication 103, The 2007 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection.

<http://www.icrp.org/publication.asp?id=ICRP%20Publication%20103>

Son erişim tarihi: 16 Mayıs 2016.

International Nuclear Data Committee. 1997; IAEA Annual Report for 1997, Atlas of Neutron Capture Cross Sections.

http://www.iaea.org/inis/collection/NCLCollectionStore/_Public/28/060/28060364.pdf

Son erişim tarihi: 17 Mayıs 2016.

Jemal A, Murray T, Samuels A, Ghafoor A, Ward E, Thun MJ. *Cancer Statistics*, 2003. American Cancer Society. 2003;53: 5-26.

Juste B, Morató S, Miró R, Verdú G, Díez S. MCNP6 unstructured mesh application to estimate the photoneutron distribution and induced activity inside a linac bunker. *Radiation Physics and Chemistry*. 2016

Karzmark CJ, Nunan CS, Tanabe E. *Medical Electron Accelerators*. *Medical Physics*. 1993;20: 827-829.

Khan FM, Gibbons JP. *Nuclear Transformations*. In: Pine JW ed. *Physics of Radiation Therapy*. 5th ed. Philadelphia: Lippincott Williams & Wilkins, Inc.; 2014, p: 15-18.

Khan FM, Gibbons JP. *Clinical Radiation Generators*. In: Pine JW ed. *Physics of Radiation Therapy*. 5th ed. Philadelphia: Lippincott Williams & Wilkins, Inc.; 2014, p: 39-57.

Khan FM, Gibbons JP. Interactions of Ionizing Radiation. In: Pine JW ed. Physics of Radiation Therapy. 5th ed. Philadelphia: Lippincott Williams & Wilkins, Inc.; 2014, p: 58-75.

Khan FM, Gibbons JP. Radiation Protection. In: Pine JW ed. Physics of Radiation Therapy. 5th ed. Philadelphia: Lippincott Williams & Wilkins, Inc.; 2014, p: 348-371.

Knoll GF. Radiation Interactions. In: Zobrist B, Factor R eds. Radiation Detection and Measurement. 3rd ed. New York: John Wiley & Sons Inc.; 2000, p: 2-29.

Knoll GF. Radiation Interactions. In: Zobrist B, Factor R eds. Radiation Detection and Measurement. 3rd ed. New York: John Wiley & Sons Inc.; 2000, p: 30-57.

Knoll GF. Semiconductor Diode Detectors. In: Zobrist B, Factor R eds. Radiation Detection and Measurement. 3rd ed. New York: John Wiley & Sons Inc.; 2000, p: 353-382.

Knoll GF. Slow Neutron Detection Methods. In: Zobrist B, Factor R eds. Radiation Detection and Measurement. 3rd ed. New York: John Wiley & Sons Inc.; 2000, p: 505-522.

Konefała A, Orlefb A, Dybekc M, Maniakowskib Z, Polaczek-Grelika K, Zippera W. Correlation between radioactivity induced inside the treatment room and the undesirable thermal/resonance neutron radiation produced by linac. Physica Medica. 2008;24: 212-218.

Králík M, Turek K. Characterisation of neutron fields around high energy X-ray radiotherapy machines. Rad. Prot. Dosim. 2004;110: 503-507.

Krane KS. Introductory Nuclear Physics Çeviren: Şarer B. Nükleer Fizik Cilt 1. 1. Basım, Palme Yayıncılık, Ankara; 2001, s: 2-7.

Krane KS. Introductory Nuclear Physics Çeviren: Şarer B. Nükleer Fizik Cilt 1. 1. Basım, Palme Yayıncılık, Ankara; 2001, s: 246-261.

Krane KS. Introductory Nuclear Physics Çeviren: Şarer B. Nükleer Fizik Cilt 1. 1. Basım, Palme Yayıncılık, Ankara; 2001, s: 272-315.

Krane KS. Introductory Nuclear Physics Çeviren: Şarer B. Nükleer Fizik Cilt 1. 1. Basım, Palme Yayıncılık, Ankara; 2001, s: 327-361.

Krane KS. Introductory Nuclear Physics Çeviren: Şarer B. Nükleer Fizik Cilt 1. 1. Basım, Palme Yayıncılık, Ankara; 2001, s: 441-465.

Krane KS. Introductory Nuclear Physics Çeviren: Şarer B. Nükleer Fizik Cilt 1. 1. Basım, Palme Yayıncılık, Ankara; 2001, s: 788-808.

Lamarsh JR, Baratta AJ. Atomic and Nuclear Physics. In: Horton MJ ed. Introduction to Nuclear Engineering. 3rd ed. New Jersey: Prentice Hall; 2001, p: 5-40.

Lamarsh JR, Baratta AJ. Interaction of Radiation with Matter. In: Horton MJ ed. Introduction to Nuclear Engineering. 3rd ed. New Jersey: Prentice Hall; 2001, p: 52-100.

Lamarsh JR, Baratta AJ. Nuclear Reactors and Nuclear Power. In: Horton MJ ed. Introduction to Nuclear Engineering. 3rd ed. New Jersey: Prentice Hall; 2001, p: 117-219.

Lamarsh JR, Baratta AJ. Radiation Shielding. In: Horton MJ ed. Introduction to Nuclear Engineering. 3rd ed. New Jersey: Prentice Hall; 2001, p: 548-604.

Lavagno A, Gervino G. Neutron detection by large NaI crystal. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. 2016;824: 208-209.

Lawson JL, Cork JM. The radioactive isotope indium. Physical Review. 1937;52: 531-535.

Lina JP, Liu WC, Lin CC. Investigation of photoneutron dose equivalent from high-energy photons in radiotherapy. Applied Radiation and Isotopes. 2007;65: 599-604.

Liu M, Huang SS, ShanLiu WS, Yea DM, Pan LK, Chen CY. Distribution of spatial photo neutrons inside a 70kg water phantom via neutron activation analysis. Applied Radiation and Isotopes. 2010;68: 1816-1821.

Mao XS, Kase KR, Liu JC, Nelson WR, Kleck JH, Johnsen S. Neutron Sources in the Varian Clinac 2100C/2300C Medical Accelerator Calculated by the EGS4 Code. *Health Phys.* 1997;72: 524-9.

Martin JE. Radioactive Transformation. In: Mörlenbach SG, Freiburg S, Freiburg M eds. *Physics for Radiation Protection*. 2nd ed. Weinheim: WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA; 2006, p: 79-107.

Martin JE. Interactions. In: Mörlenbach SG, Freiburg S, Freiburg M eds. *Physics for Radiation Protection*. 2nd ed. Weinheim: WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA; 2006, p: 149-196.

Martin JE. Radiation Shielding. In: Mörlenbach SG, Freiburg S, Freiburg M eds. *Physics for Radiation Protection*. 2nd ed. Weinheim: WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA; 2006, p: 367-420.

Martin JE. Neutrons. In: Mörlenbach SG, Freiburg S, Freiburg M eds. *Physics for Radiation Protection*. 2nd ed. Weinheim: WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA; 2006, p: 639-673.

Martinez-Ovalle SA, Barquero R, Gómez-Ros JM, Lallena AM. Neutron dose equivalent and neutron spectra in tissue for clinical linacs operating at 15, 18 and 20 MV. *Radiat. Prot. Dosim.* 2011;147: 498-511.

Naseria A, Mesbahia A. A review on photoneutrons characteristics in radiation therapy with high-energy photon beams. *Reports of practical oncology and radiotherapy.* 2010;15: 138-144.

National Council on Radiation Protection and Measurements. NCRP 1986; Report No. 086, Biological Effects and Exposure Criteria for Radiofrequency Electromagnetic Fields. <http://www.ncrppublications.org/Reports/086>

Son erişim tarihi: 13 Mayıs 2016.

National Council on Radiation Protection and Measurements. NCRP 2005; Report No. 151, Structural Shielding Design and Evaluation for Megavoltage X- and Gamma-Ray Radiotherapy Facilities.

<http://www.ncrppublications.org/Reports/086>

Son erişim tarihi: 13 Mayıs 2016.

Nedaie HA, Darestani H, Banaee N, Shagholi N, Mohammadi K, Shahvar A, Bayat E. Neutron dose measurements of Varian and Elekta linacs by TLD600 and TLD700 dosimeters and comparison with MCNP calculations. *Journal of Medical Physics*. 2014;39: 10-17.

Niu Y, Zhang X, Zhengc Y, Zhanga R. XRCC1 deficiency increased the DNA damage induced by γ -ray in HepG2 cell: Involvement of DSB repair and cell cycle arrest. *Environmental Toxicology and Pharmacology*. 2013;36: 311–319.

Oto B. Barit, manyetit, bazı bor mineralleri ve atıklarını içeren beton numunelerinin gama radyasyon soğurganlıkları ve nötron tutma kapasitelerinin araştırılması. Y.Y.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi, 2012, Van (Danışman: Doç. Dr. Aycan Gür).

Özdemir T, Akbaya İK, Uzuna H, Reyhancan İA. Neutron shielding of EPDM rubber with boric acid: Mechanical, thermal properties and neutron absorption tests. *Progress in Nuclear Energy*. 2016;89: 102-109.

Parker JL. Instrumentation for Gamma-Ray Spectroscopy. In: Reilly D, Ensslh N, Smith H eds. *Passive Nondestructive Assay of Nuclear Materials*. Washington: Los Alamos National Laboratory: 1991, p: 65-93.

Pisharody M, Semones E, Job PK. Dose Measurements of Bremsstrahlung-Produced Neutrons at the Advanced Photon Source. *Nucl. Instrum. Methods A*. 1999;430: 542-558.

Rinard P. Neutron Interactions with Matter. In: Reilly D, Ensslh N, Smith H eds. *Passive Nondestructive Assay of Nuclear Materials*. Washington: Los Alamos National Laboratory: 1991, p: 357-377.

Rogers JD. The neutron's discovery - 80 years on. *Physics Procedia*. 2013;43: 1 – 9.

Sajó-Bohus L , Vega-Carrillo H R , Virk HS. SSNTD technique in photo-neutron applications. *Solid State Phenomena*. 2015;239: 180-214.

Sanchez F, Madurga G, Arrans R. Neutron measurements around an 18 MV linac. *Radiotherapy and Oncology*. 1989;15: 259-265.

Shina JW, Leea JW, Yua S, Baeka BK, Honga JP, Seoc Y, Kimb WN, Soon Man Honga SM, Kooa CM. *Thermochimica Acta*. 2014;585: 5–9.

Soya D. Çevre Örneklerinde Nötron Aktivasyon Yöntemi ile Eser Ağır Metal Ölçümleri. Y.T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, 2014, İstanbul (Danışman: Doç. Dr. Kutsal Bozkurt).

Spicka JI, Kim H S, Oh DW, Marable V, Fleury K. Equal surface dose compensation. *American Association of Medical Dosimetrists*. 1989;14: 287-90.

Soete De, Gijbels R, Hoste J. *Neutron Activation Analysis*. 1st. ed. New York: Division of Willey; 1972

Starovoitova V. Photoproduction of Medical Radioisotopes with Linacs. *Applied Radiation and Isotopes*. 2013;85: 39-44.

Taylor JR, Zafaritos CD, *Modern Physics for Scientists and Engineers* Çeviren: Karaoğlu B. *Fizik ve Mühendislikte Modern Fizik*. 1. Basım, Güven Kitap Yayın Dağıtım, İstanbul; 1996, s: 73-286.

Torabi F, Masoudi SF, Rahmani F. Photoneutron production by a 25 MeV electron linac for BNCT application. *Annals of Nuclear Energy*. 2013;54: 192–196.

Tsoufanidis N. *Semiconductor Detectors. Measurement and Detection of Radiation*. 2nd ed. Washington: Taylor & Francis: 1995, p: 235-262.

Watanabe T, Tanaka H, Fukutani S, Suzuki M, Hiraoka M, Ono K. L-phenylalanine preloading reduces the $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ dose to the normal brain by inhibiting the uptake of boronophenylalanine in boron neutron capture therapy for brain tumours. *Cancer Letters*. 2016;370: 27-32.

Vega-Carrilloa HR, Guzman-Garciab KA, Gallegob E, Lorenteb A. Passive neutron area monitor with pairs of TLDs as neutron detector. Radiation Measurements. 2014;69: 30–34.

Vega-Carrillo HR, Hernández-Almaraz B, Hernández-Dávila VM, Ortíz-Hernández A. Neutron spectrum and doses in a 18 MV linac. J. Radioanal. Nucl. Chem. 2010;283: 261-265.

Vylet V, Liu JC. Radiation Protection at High Energy Electron Accelerators. Oxford Journals. 2011;96: 333-343.

Wanga H, Otsua H, Sakuraia H, Ahna DS, Aikawab M, Doornenbala P, Fukudaa N, Isobea T, Kawakamic S, Koyamad S, Kuboa T, Kubonoa S, Lorussoa G, Maedac Y, Makinagae A, Momiyamad S, Nakanof K, Niikurad M, Shigag Y, Söderströma PA, Suzukia H, Takedaa H, Takeuchia S, Taniuchid R, Watanabea Y, Watanabef Y, Yamasakid H, Yoshidaa K. Spallation reaction study for fission products in nuclear waste: Cross section measurements for ^{137}Cs and ^{90}Sr on proton and deuteron. Physics Letters B. 2016;754: 104–108.

Yamamoto T, Matsumura A, Yamamoto K, Kumada H, Shibata Y, Nose T. In Phantom two-dimensional thermal neutron distribution for intraoperative boron neutron capture therapy of brain tumors. Phys. Med. Biol. 2002;47: 2387–2396.

Url-1: <http://guide.ceit.metu.edu.tr/thinkquest/tapndx5.htm>

Son erişim tarihi: 21 Mart 2016

Url-2: <https://kurious.ku.edu.tr/tr/derin-bakis/superagir-elementler>

Son erişim tarihi: 21 Mart 2016

Url-3: <https://sivilsavunma.afad.gov.tr/kategori-1205-iyonlastirici-radyasyon-cesitleri.html>

Son erişim tarihi: 21 Mart 2016

Url-4: <http://www.nkfu.com/fotoelektrik-olay-nedir/>

Son erişim tarihi: 23 Mart 2016

- Url-5: <http://www.samanyolufizik.net/compton-olayi>
Son erişim tarihi: 23 Mart 2016
- Url-6: <http://bilisimveteknik.com/cift-olusumu-nedir/>
Son erişim tarihi: 24 Mart 2016
- Url-7: <http://chemistry.tutorvista.com/nuclear-chemistry/nuclear-chain-reaction.html>
Son erişim tarihi: 24 Mart 2016
- Url-8: <http://chemistry.tutorvista.com/nuclear-chemistry/nuclear-chain-reaction.html>
Son erişim tarihi: 24 Mart 2016
- Url-9: <http://www.intechopen.com/books/imaging-and-radioanalytical-techniques-in-interdisciplinary-research-fundamentals-and-cutting-edge-applications/concepts-instrumentation-and-techniques-of-neutron-activation-analysis>
Son erişim tarihi: 24 Mart 2016
- Url-10: <http://bilimfili.com/nukleer-enerji-nasil-calisir/>
Son erişim tarihi: 24 Mart 2016
- Url-11: https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Fusi%C3%B3n_del_hidr%C3%B3geno_pesado_y_del_tritio.JPG
Son erişim tarihi: 24 Mart 2016
- Url-12: <http://www.jkma.org/search.php?where=aview&id=10.5124/jkma.2008.51.7.612&code=0119JKMA&vmode=PUBREADER>
Son erişim tarihi: 24 Mart 2016
- Url-13: <http://hamaoka.chuden.jp/english/radioactivity/aspect.html>
Son erişim tarihi: 2 Nisan 2016
- Url-14: <http://www.nrc.gov/about-nrc/radiation/protects-you/protection-principles.html>
Son erişim tarihi: 3 Nisan 2016
- Url-15: <http://www.naa-online.net/theory/introduction/>

Son erişim tarihi: 3 Nisan 2016

Url-16: <http://www.polimerler.com/iletken%20polimerler/iletken%20polimerler.htm>

Son erişim tarihi: 9 Nisan 2016

Url-17: https://www.science.mcmaster.ca/medphys/images/files/courses/4R06/4R6Notes7_Semiconductor_Detectors.pdf

Son erişim tarihi: 9 Nisan 2016

Url-18: https://www.science.mcmaster.ca/medphys/images/files/courses/4R06/4R6Notes7_Semiconductor_Detectors.pdf

Son erişim tarihi: 9 Nisan 2016

Url-19: http://www.science.mcmaster.ca/medphys/images/files/courses/4R06/4R6Notes8_HPGe_Detector.pdf

Son erişim tarihi: 5 Mayıs 2016

Url-20: https://www.science.mcmaster.ca/medphys/images/files/courses/4R06/4R6Notes6_Pulse_Processing.pdf

Son erişim tarihi: 7 Mayıs 2016

Url-21: https://www.science.mcmaster.ca/medphys/images/files/courses/4R06/4R6Notes6_Pulse_Processing.pdf

Son erişim tarihi: 12 Mayıs 2016

Url-22: <http://www.astro.uwo.ca/~jlandstr/p359/writeup/mca.pdf>

Son erişim tarihi: 12 Mayıs 2016

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Adı	TUĞÇE	Uyruğu	T.C.
Soyadı	GÜLÜMSER	Tel no	05072053687
Doğum tarihi	05.05.1987	e-posta	tugcegulums87@gmail.com

Eğitim Bilgileri

	Mezun olduğu kurum	Mezuniyet yılı
Lise	Pursaklar Anadolu Lisesi	2005
Lisans	Hacettepe Üniversitesi	2012
Yüksek Lisans		
Doktora		

İş Deneyimi

Görevi	Kurum	Süre (yıl-yıl)

Yabancı Dilleri	Sınav türü	Puanı
İngilizce	YDS	66

Proje Deneyimi

Proje Adı	Destekleyen kurum	Süre (Yıl-Yıl)

Burslar-Ödüller:

Yayınlar ve Bildiriler:

Poster

1. Radyoterapi Odasında 18 MV Foton Enerjisinde Nötron Aktivasyon Analizi ile Fotonötron Akısı Ölçümü
Tuğçe Gülümser, Yiğit Çeçen, Çağrı Yazgan, Haris Dapo, Mahmut Üstün
(Yer: 15. Medikal Fizik Kongresi)

2. Radyoterapide Hasta İzleme Amaçlı Kameraların Nötron Zırhlaması
Ali H. Yeşil, Yiğit Çeçen, Çağrı Yazgan, Tuğçe Gülümser
(Yer: I. Ulusal Radyasyondan Korunma Kongresi)

Yayınlar

Gülümser T., Çeçen Y., Yazgan Ç., Dapo H., Üstün M., Boztosun İ., “Radyoterapi Odasında 18 MV Foton Enerjisinde Nötron Aktivasyon Analizi ile Fotonötron Akısı Ölçümü”, *15. Ulusal Medikal Fizik Kongresi, TRABZON, TÜRKİYE, 16-19 Mayıs, ss. 92*

Yazgan Ç., Çeçen Y., Gülümser T., Dapo H., Boztosun İ., “Endüstriyel Kobalt 60 Işınlama Tesisinde Foton Dağılımının Monte Carlo Yöntemiyle Analiz Edilmesi”, *15. Ulusal Medikal Fizik Kongresi, TRABZON, TÜRKİYE, 16-19 Mayıs 2015, ss. 113-114*