

**ANKARA ÜNİVERSİTESİ
NÜKLEER BİLİMLER ENSTİTÜSÜ**

DOKTORA TEZİ

**RADYOTERAPİDE MONTE CARLO DOZ HESAPLAMA ALGORİTMASININ
GELİŞTİRİLMESİ**

SÜMEYRA CAN

**MEDİKAL FİZİK ANABİLİM DALI
MEDİKAL FİZİK DOKTORA PROGRAMI**

ANKARA

2022

Her hakkı saklıdır

Bu tezdeki tüm bilgilerin akademik kurallara ve etik davranış ilkelerine uygun olarak elde edildiğini ve sunulduğunu beyan ederim. Ayrıca, bu kurallar ve davranışların gerektirdiği şekilde, başka kaynaklardan aldığım tüm materyalleri ve sonuçları alıntı yaparak, bunlara kaynak gösterdiğimi beyan ederim.

16/06/2022

Sümeyra CAN



ÖZET

Doktora Tezi

RADYOTERAPİDE MONTE CARLO DOZ HESAPLAMA ALGORİTMASININ GELİŞTİRİLMESİ

SÜMEYRA CAN

Ankara Üniversitesi
Nükleer Bilimler Enstitüsü
Medikal Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Niyazi MERİÇ (20/08/2022 tarihine kadar)

Danışman: Doç. Dr. Eren ŞAHİNER

İkinci Danışman: Prof. Dr. Didem KARAÇETİN

Teorik olarak, Monte Carlo (MC) yöntemi, tıbbi medikal fizik alanında soğrulan dozun hesap edilmesinde önemli bir rol oynar. Bu çalışmada, radyoterapide soğrulan dozun hesap edilmesi için tüm atom-foton etkileşim mekanizmalarının simüle edilmesi ve Elekta VersaHD lineer hızlandırıcının sanal kaynak modellemesini yapmak için yeni bir Monte Carlo doz hesaplama algoritması (MC-SCAN) geliştirilmesi hedeflendi. MC-SCAN modellemesinde rastgele sayılar üretmek için Mersenne Twister (MT) algoritmasından yararlanıldı. Fotonların enerji spektrumunu simüle etmek amacıyla Mohan 6 MV foton spektrumu kullanıldı ve kaynak bir nokta kaynak olarak modellendi. Soğrulan doz, Su fantomu ve RW3 fantom geometrisi ile hesaplandı ve tüm etkileşim mekanizmaları, enerji birikimini elde etmek için modellendi. Mutlak doz, her iki fantom için output faktörleri, $TPR_{20/10}$, PDD, farklı alan boyutları için (5×5 cm² ila 40×40 cm²) foton profili ve ayrıca 10×10 cm² alanda nokta doz geliştirilen MC-SCAN algoritması ile hesaplandı. Daha sonra, elde edilen tüm sonuçlar deneysel ölçümlerle karşılaştırıldı. Ortalama foton enerjisi yaklaşık 1,983 MV olarak hesap edildi. Hesaplanan ortalama enerji ile teorik enerji değeri olan 2 MV arasındaki fark <1% elde edildi. MC-SCAN modellemesi ile hesaplanan $TPR_{20/10}$ değeri ($0,685 \pm 0,03$). Hesaplanan ve ölçülen değer arasındaki fark 1,31% idi. Deneysel PDD ve foton profili ile MC-SCAN modellemesi ile hesaplanan değerler arasındaki fark, tüm alan boyutları için <3% olarak hesaplandı. Sanal kaynak modelini simüle etmek için alternatif bir araç olarak kullanılma potansiyeline sahip olan MC-SCAN Monte Carlo doz hesaplama algoritması Elekta VersaHD LINAC üzerinde test edildi. MC-SCAN'ın hesaplanan tüm değerler için, deneysel ölçümler arasındaki fark <3% olarak elde edildi ve üretici kriteri olan <3% şartını sağladı. Sonuç olarak bu tez çalışması kapsamında paket program kullanılmadan radyoterapide yeni bir Monte Carlo doz hesaplama algoritması geliştirilmiş oldu.

Bu tez, 21L0405001 kodlu “Radyoterapide Monte Carlo Doz Hesaplama Algoritmasının Geliştirilmesi” başlıklı projeye A.Ü BAP tarafından tam olarak desteklenmiştir.

Haziran 2022, 206 sayfa

Anahtar Kelimeler: Demet modeli, Elekta VersaHD lineer hızlandırıcı, Monte Carlo simülasyonu, Radyasyon dozu, Radyoterapi, Sanal kaynak modeli,

ABSTRACT

Doctoral Thesis

DEVELOPING MONTE CARLO DOSE CALCULATION ALGORITHM IN RADIATION THERAPY

Sümeýra CAN

Ankara University
Institute of Nuclear Sciences
Department of Medical Physics

Supervisor: Prof. Dr. Niyazi MERİÇ (Until 20/08/2022)
Supervisor: Associate Prof. Dr. Eren ŞAHİNER
Co-Supervisor: Prof. Dr. Didem KARAÇETİN

Monte Carlo simulation is conformed as the most accurate method of calculating dose absorption in radiation therapy. The aim of this study is to develop in-house Monte Carlo dose calculation algorithm, namely MC-SCAN, to simulate all mechanisms of interactions for accurate dose calculation in radiation therapy and evaluate the MC-SCAN with beam modeling of Elekta VersaHD linear accelerator. Mersenne Twister (MT) algorithm was taken advantage of in MC-SCAN modeling so as to generate the random numbers. Mohan 6 MV photon spectrum was used to simulate the energy spectrum of the photons and the source is simulated as a point source. The absorbed dose is calculated with Water and RW3 phantom geometry and all interaction mechanisms were modeled to gain energy deposition. MC-SCAN dose engine was used to stimulate absolute dose, output factors of both phantoms, $TPR_{20/10}$, PDD, photon profile of different field sizes ($5 \times 5 \text{ cm}^2$ to $40 \times 40 \text{ cm}^2$) as well as point dose of $10 \times 10 \text{ cm}^2$; after that, a comparison of all the achieved results with experimental measurements went through. The mean photon energy achieved to be approximately 1.983 MV. The difference between calculated mean energy and theoretical one (2 MV) is $<1\%$. The calculated $TPR_{20/10}$ value via MC-SCAN modeling as (0.685 ± 0.03) . The difference between the calculated and measured value turned to be 1.31% . the difference between experimental PDD and photon profile, and the calculated ones by MC-SCAN modeling was $<3\%$ for all field sizes. Owing the potential to be used as an alternative tool to simulate virtual source model, the MC-SCAN Monte Carlo engine was used for the same purpose on Elekta VersaHD LINAC. All calculated values of MC-SCAN turned out to present the difference between experimental measurements to be $< 3\%$. Nonetheless, the algorithm is in dire need of further research for the sake of improvement.

This thesis is fully supported by the Project 21L0405001 and entitled “Developing a Monte Carlo Dose Calculation Algorithm in Radiation Therapy” by A.U. BAP.

June 2022, 206 pages

Key Words: Beam Modelling, Elekta VersaHD linear accelerator, Monte Carlo simulation, Radiation dose, Radiation therapy, Virtual source model,

TEŞEKKÜRLER

Lisansüstü öğrenim hayatım boyunca bana yol gösteren, araştırmalarımın her aşamasında bilgi, öneri ve desteklerini benden esirgemeyen, mesleki deneyimlerini öğrencilerine büyük bir özveriyle aktaran, akademik ortamda olduğu kadar beşeri ve sosyal ilişkilerde de engin tecrübelerini her an paylaşarak yetişme katkıda bulunan, Monte Carlo yöntemine dair tüm bilgi ve becerilerini bana öğreten MC-SCAN doz hesaplama algoritmasının geliştirilmesinde büyük rol oynayan ve 20/08/2021 tarihine kadar danışmanlığımı üstlenen Sayın Prof. Dr. Niyazi MERİÇ'e (Ankara Üniversitesi, Fizik Mühendisliği Emekli Öğretim Üyesi) sonsuz teşekkür ederim.

Danışman hocam Prof. Dr. Niyazi MERİÇ'in emekli olması nedeniyle danışman görevini üstlenen ve söz konusu tez çalışmasının tamamlanmasında büyük katkı sağlayan, her konuda desteklerini benden esirgemeyen danışman hocam Doç. Dr. Eren ŞAHİNER'e sonsuz teşekkür ederim.

Deneyisel ölçümler için Başakşehir Çam ve Sakura Şehir Hastanesi Radyasyon Onkolojisi Kliniği imkânlarını kullanmama izin veren, ölçümlerin her aşamasında bana rehberlik eden, radyasyon onkolojisi alanında klinik deneyimlerini benden esirgemeyen ve mesleki anlamda kendimi geliştirmeme katkıda bulunan ve beni hiçbir zaman yalnız bırakmayan eş danışman hocam Sayın Prof. Dr. Didem KARAÇETİN'e sonsuz teşekkür ederim.

Tezim süresince değerlendirme ve yönlendirmeleriyle önemli katkılarda bulunan tez izleme komitesi üyeleri Sayın Prof. Dr. Ayşe HİÇSÖNMEZ'e, Sayın Doç. Dr. Avni AKSOY'a ve Sayın Doç. Dr. Gazi Erkan BOSTANCI'ya teşekkürlerimi sunarım.

Beni bugünlere getiren, çalışmalarım süresince birçok fedakârlıklar göstererek beni destekleyen ve benden maddi manevi desteklerini esirgemeyen babam Mehmet CAN ve annem Elmas Can'a şükranlarımı ve sevgilerimi sunarım.

Sümeyra CAN
2022

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜRLER	iii
SİMGELER DİZİNİ VE/VEYA KISALTMALAR	x
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	xii
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	xvi
1. GİRİŞ.....	1
2. KURAMSAL TEMELLER	4
2.1 Monte Carlo Yöntemi.....	4
2.1.1 Monte Carlo yönteminin tarihi.....	4
2.1.2 Neden Monte Carlo?	4
2.1.3 Medikal fizikte Monte Carlo yöntemi	6
2.1.4 Monte Carlo yönteminin temelleri	8
2.1.5 π sayısının tahmini	12
2.1.6 Uniform dağılımın örneklenmesi	14
2.1.7 Rastgele sayı üretimi – Mersenne Twister algoritması.....	15
2.1.8 Ters dönüşüm yöntemi.....	16
2.1.9 Reddetme ilkesi.....	18
2.2 X-Işınları.....	19
2.2.1 X-ışını üretimi.....	20
2.2.2 Bremsstrahlung x-ışınları.....	21
2.2.3 Karakteristik x-ışınları.....	22
2.3 İyonlaştırıcı Radyasyon	23
2.3.1 Foton giriciliği	23
2.3.2 Azalım katsayısı.....	24
2.3.3 Yarı değer kalınlığı (Half Value Layer, HVL)	26

2.3.4 Enerji transfer katsayısı	27
2.3.5 Enerji soğurma katsayısı	27
2.4 Atom – Foton Etkileşimleri.....	28
2.4.1 Koherent saçılma (Rayleigh saçılması).....	29
2.4.2 Fotoelektrik olay.....	29
2.4.3 Compton saçılması.....	31
2.4.4 Çift oluşumu	32
2.5 Yüklü Parçacık Etkileşimleri.....	33
2.5.1 Ağır yüklü parçacıklar	34
2.5.2 Elektronlar	35
2.5.3 Nötronlar	35
2.6 İyonlaştırıcı Radyasyonun Ölçümü	36
2.6.1 Röntgen.....	36
2.6.2 İyon odası	37
2.6.3 Çevresel faktörler	39
2.7 Radyoterapide Radyasyon Dozu.....	39
2.7.1 Kerma.....	40
2.7.2 Kerma ve radyasyon pozu arasındaki ilişki.....	41
2.7.3 Soğrulan doz ve kerma	42
2.7.4 Havada soğrulan doz	42
2.7.5 Ortamda soğrulan doz	43
2.7.6 Havada iyon odası ile doz kalibrasyonu.....	44
2.7.7 Ortamda iyon odası ile soğrulan doz ölçümü.....	45
2.7.8 Bragg-Gray teorisi	47
2.7.9 Durdurma gücü.....	47
2.7.10 Foton demeti kalitesi	48
2.7.11 P_{pol}	50

2.7.12 İyon odası kalibrasyon faktörü, $N_{D,w}$	50
2.7.13 IAEA TRS-398 protokolü	51
2.7.14 Termolüminesans dosimetri (TLD)	52
2.7.15 Radyografik film	54
2.7.16 Radyokromik film.....	56
2.8 Doz Dağılımı ve Saçılma Analizi.....	57
2.8.1 Yüzde derin doz (PDD).....	58
2.8.2 Demet kalitesi ve derinliğin yüzde derin doza etkisi.....	60
2.8.3 Alan boyutu ve şekline bağlı olarak yüzde derin doz değişimi	62
2.8.4 Kaynak yüzey mesafesine (SSD) bağlı olarak yüzde derin doz değişimi	63
2.8.5 Doku-hava oranı (Tissue-Air Ratio, TAR)	66
2.8.6 Mesafenin TAR'a etkisi	67
2.8.7 Enerji, derinlik ve alan boyutu ile tar değişimi	68
2.8.8 Geri saçılma faktörü (Back Scatter Factor, BSF).....	68
2.8.9 TAR ile PDD arasındaki ilişki.....	70
2.8.10 Saçılma-hava oranı (Scatter-Air Ratio, SAR).....	71
2.8.11 Doz hesaplama parametreleri	71
2.8.12 Kolimatör saçılma faktörü.....	72
2.8.13 Fantom saçılma faktörü.....	74
2.8.13 Doku-fantom oranı (TPR) ve doku-maksimum oranı (TMR)	75
2.8.14 TMR ve PDD arasındaki ilişki	76
2.8.15 TPR ve PDD arasındaki ilişki	77
2.8.16 Monitör Unit (MU).....	78
2.8.17 İzodoz dağılımları	80
2.8.18 İzodoz eğrilerinin elde edilmesi.....	83
2.8.19 Demet kalitesi.....	83

2.8.20 SSD – penumbra etkisi.....	84
2.8.21 Kolimasyon ve düzleştirici filtre	84
2.8.22 Alan boyutu.....	85
2.9 Radyoterapi	86
2.9.1 Klinik lineer hızlandırıcılar	86
2.9.2 Üç boyutlu konformal radyoterapi (3D-CRT)	91
2.9.3 3D-CRT tedavi planlaması	93
2.9.4 Yoğunluk ayarlı radyoterapi (YART).....	94
2.9.5 YART tedavi planlama tekniği.....	95
2.9.6 Volümetrik ark radyoterapi (VMAT)	97
2.9.7 Helikal tomoterapi	98
2.10 Doz Hesaplama Algoritmaları	99
2.10.1 Düzeltme tabanlı doz hesaplama algoritması	100
2.10.2 Model tabanlı doz hesaplama algoritması	101
2.10.3 Monte Carlo doz hesaplama algoritması	102
3. MATERYAL VE YÖNTEM.....	103
3.1 Beam Data Ölçümleri	103
3.1.1 Absolute doz kalibrasyonu	104
3.1.2 Output faktörlerinin ölçülmesi.....	104
3.1.3 Doku-fantom oranı (TPR _{20/10})	105
3.1.4 Yüzde derin doz ölçümü (PDD).....	105
3.1.5 Doz profili ölçümleri.....	106
3.2 Devreye Alma (Comissioning)	107
3.2.1 BT numarası – rölatif elektron yoğunluğu (RED) dönüşümü.....	107
3.2.2 Beam modellemesinin doğrulanması.....	109
3.2.3 Modelleme sonrasında MLC parametrelerinin kontrol edilmesi.....	109
3.2.4 Farklı tedavi planlamaları için kalite kontrol ölçümleri.....	110

3.3 Monte Carlo Simülasyonu	111
3.3.1 Rastgele sayı üretimi	111
3.3.2 Foton takibi	112
3.3.3 Enerjinin örneklenmesi	113
3.3.4 Foton doğrultusunun örneklenmesi	115
3.3.5 Serbest yolun örneklenmesi.....	118
3.3.6 Etkileşme türünün örneklenmesi	120
3.3.7 Rayleigh saçılmasının örneklenmesi.....	121
3.3.8 Fotoelektrik olayın örneklenmesi	122
3.3.9 Compton saçılmasının örneklenmesi	123
3.3.10 Çift oluşumun örneklenmesi	127
3.3.11 MC-SCAN algoritması ile absolute dozun hesaplanması	130
3.3.12 MC-SCAN algoritması ile fantom saçılma faktörlerinin hesaplanması	132
3.3.13 MC-SCAN algoritması ile doku-fantom oranının hesaplanması.....	132
3.3.14 MC-SCAN algoritması ile yüzde derin dozun hesaplanması.....	132
3.3.15 MC-SCAN algoritması ile doz profillerinin hesaplanması	133
4. BULGULAR	134
4.1 Enerji Histogramı.....	134
4.2 Absolute Doz.....	134
4.3 Output Faktörleri	135
4.4 Doku – Fantom Oranı (TPR_{20/10}).....	137
4.5 Yüzde Derin Doz (PDD).....	137
4.6 Doz Profili	145
4.7 Nokta Doz	153
4.8 MLC Parametrelerinin Kontrolü	154
4.9 Farklı Tedavi Planları İçin Kalite Kontrol Ölçümleri.....	156
5. TARTIŞMA VE SONUÇ	157
KAYNAKLAR	164
EKLER.....	172

Ek-1 IAEA 398 protokolüne göre PTW iyon odası için k_q değerleri.....	173
Ek -2 6 MV Mohan spektrumu	174
Ek-3 Rayleigh (Koherent) Saçılma tesir kesiti değerleri	175
Ek-4 Compton Saçılması tesir kesiti değerleri	177
Ek-5 Fotoelektrik etkileşimi tesir kesiti değerleri	179
Ek-6 Çift oluşumu tesir kesiti değerleri	181
Ek-7 Atomik form faktörleri $F(x,Z)$.....	183
Ek-8 $S(x,Z)$ ise saçıcı ortamın bir molekülü için Compton saçılma fonksiyonu ..	185
Ek-9 Elektronun azaltılmış perdeleme yarıçapı R_{mec}/h.....	187

SİMGELER DİZİNİ VE/VEYA KISALTMALAR

A_w	Atomik Ağırlık
BSF	Geri Saçılma Faktörü
δ	Dirac Deltası
D	Soğrulan Doz
D_{max}	Maksimum Doz
%DD	Yüzde Derin Doz
ϕ	Foton Akısı
HVL	Yarı Değer Kalınlığı
I	Foton Şiddeti
ICRU	Uluslararası Radyasyon Birimleri ve Ölçümleri Komisyonu
ξ	Rastgele Sayı
K	Kerma
k_{elec}	Elektrometre Kalibrasyon Faktörü
k_{pol}	Oda Polarite Düzeltme Faktörü
$k_{T,P}$	Sıcaklık-Basınç Düzeltme Faktörü
LINAC	Lineer Hızlandırıcı
MC	Monte Carlo
MU	Monitör Unit
μ	Lineer Azalım Katsayısı
$a\mu$	Atomik Azalım Katsayısı
$e\mu$	Elektronik Azalım Katsayısı
μ_{en}	Enerji Soğurma Katsayısı
μ_{tr}	Enerji Transfer Katsayısı
N	Foton Sayısı
N_A	Avagadro Sayısı
$N_{D,w}$	İyon Odası Kalibrasyon Faktörü
NIST	Amerika Birleşik Devletleri Ulusal Standartlar ve Teknoloji Enstitüsü
NTCP	Normal Doku Komplikasyon Oranı
OD	Optik Yoğunluk

π	Pi Sayısı
P	Basınç
P_{pol}	Polarite Etkisi
PDF	Olasılık Yoğunluk Fonksiyonu
PS	Faz Uzayı
Q	Yük
σ	Varyans
S	Durdurma Gücü
SAR	Saçılma-Hava Oranı
S_p	Fantom Saçılma Faktörü
SSD	Kaynak Yüzey Mesafesi
TAR	Doku-Hava Oranı
TCP	Tümör Kontrol Olasılığı
TLD	Termolüminesans Dozimetre
TMR	Doku-Maksimum Oranı
$TPR_{20/10}$	Doku-Fantom Oranı
VMAT	Volümetrik Ark Radyoterapi
YART	Yoğunluk Ayarlı Radyoterapi
Z	Atom Numarası

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2. 1 π sayısının tahmini (Haghighat 2020).....	13
Şekil 2. 2 Ters dönüşüm yöntemini kullanarak bir $p(x)$ dağılımından rastgele örnekleme (Salvat vd. 2006)	17
Şekil 2. 3 Bir reddetme yöntemi kullanılarak bir $p(x)$ dağılımından rastgele örnekleme (Salvat vd. 2006)	18
Şekil 2. 4 Geleneksel röntgen tüpü şematik gösterimi (Khan ve Gibbons 2014).	20
Şekil 2. 5 Bremsstrahlung x-ışını oluşumu (Khan ve Gibbons 2014).	21
Şekil 2. 6 Karakteristik x-ışınları (Khan ve Gibbons 2014).	22
Şekil 2. 7 Belli bir kalınlıktaki hedefi geçtikten sonra foton akısında azalma (Khan ve Gibbons 2014).	25
Şekil 2. 8 Rayleigh saçılması (Khan ve Gibbons 2014).	29
Şekil 2. 9 Fotoelektrik olayın şematik gösterimi (Khan ve Gibbons 2014).	30
Şekil 2. 10 Compton saçılmasının şematik gösterimi (Khan ve Gibbons 2014).	31
Şekil 2. 11 Çift oluşumunun şematik gösterimi (Khan ve Gibbons 2014).....	33
Şekil 2. 12 Ağır yüklü parçacığın su içerisindeki Bragg-Eğrisi (Khan ve Gibbons 2014).	34
Şekil 2. 13 Hava içerisinde elektronik denge oluşumu (Khan ve Gibbons 2014).	37
Şekil 2. 14 İyon odasının şematik gösterimi (Khan ve Gibbons 2014).	38
Şekil 2. 15 Soğrulan doz ve Kerma arasındaki ilişki (Khan ve Gibbons 2014).	42
Şekil 2. 16 Havada iyon odası ile radyasyon pozu ölçümü (Khan ve Gibbons 2014). ..	45
Şekil 2. 17 Ortam içerisinde iyon odası ile radyasyon pozu ölçümü (Khan ve Gibbons 2014).....	46
Şekil 2. 18 Termoluminesans (TL) ölçme aparatını gösteren şematik diyagram. PMT, fotoçoğaltıcı tüp; TLD, termoluminesan dozimetre (Khan ve Gibbons 2014).	53
Şekil 2. 19 İyonlaştırıcı radyasyon yoluyla TL sergileyen bir inorganik kristalin enerji düzeyi diyagramı (Blaise vd. 2014)	54

Şekil 2. 20 Yüzde derin doz ölçümü (Khan ve Gibbons 2014).....	59
Şekil 2. 21 Enerjiye bağlı olarak yüzde derin doz değişimi (Khan ve Gibbons 2014) ..	60
Şekil 2. 22 Derinliğe bağlı olarak soğrulan doz ve kermadaki değişim (Khan ve Gibbons 2014)	62
Şekil 2. 23 Bir nokta kaynağından uzaklığın ters kare kanunun fonksiyonu olarak bağlı doz hızı grafiği. Referans mesafesi = 80 cm (Khan ve Gibbons 2014)	64
Şekil 2. 24 Kaynaktan yüzey mesafesine göre yüzde derin dozun (%DD) değişimi (Khan ve Gibbons 2014).....	65
Şekil 2. 25 Doku-hava oranı (TAR) tanımının gösterimi (Khan ve Gibbons 2014).....	67
Şekil 2. 26 Işın kalitesi (yarı değer kalınlığı) ile geri saçılma faktörlerinin (BSF'ler) değişimi. (Khan ve Gibbons 2014).....	69
Şekil 2. 27 S_c ve S_c ölçümü için set-up pozisyonu. A: Alan boyutuna karşı S_c 'yi belirlemek için bir referans alanına göre output ölçmek için havada build-up başlığı olan oda. B: Alan boyutuna karşı S_c 'yi belirlemek için sabit bir referans derinliğinde bir fantomdaki ölçümler. SAD, kaynaktan eksene uzaklık (Khan ve Gibbons 2014).....	73
Şekil 2. 28 Doku-fantom oranı (TPR) ve doku-maksimum oranı (TMR) ölçümü için setup pozisyonu (Khan ve Gibbons 2014).....	75
Şekil 2. 29 Belirli bir derinlikte alanın merkezi boyunca doz değişimi (Khan ve Gibbons 2014)	82
Şekil 2. 30 Demet profili (Khan ve Gibbons 2014)	82
Şekil 2. 31 Tipik bir lineer hızlandırıcı (Khan ve Gibbons 2014).....	87
Şekil 2. 32 Elekta VersaHD LINAC.....	90
Şekil 2. 33 Tomoterapi ünitesi	98
Şekil 2. 34 Foton etkileşiminin geometrisi ve etkileşim bölgesinden radyasyon taşınması (Khan ve Gibbons 2014).....	102
Şekil 3. 1 TPR _{20/10} fantom setup pozisyonu.....	105
Şekil 3. 2 Yüzde derin doz ölçümleri için su fantomu set-up pozisyonu.....	106
Şekil 3. 3 Doz profili ölçümleri için su fantomu set-up pozisyonu	107

Şekil 3. 4 Cheese fantomu	108
Şekil 3. 5 BT-RED dönüşüm tablosu.....	108
Şekil 3. 6 MC-SCAN fantom modeli.....	115
Şekil 3. 7 Nokta kaynak – fantom geometrisi ve fotonların gösterimi	116
Şekil 3. 8 MC-SCAN algoritması ile foton takibi.....	131
Şekil 4. 1 MC-SCAN algoritması ile elde edilen 6 MV foton enerjisi histogramı	134
Şekil 4. 2 Output faktörleri için Elekta Monte Carlo validasyonu ile deneysel ölçüm verilerinin karşılaştırılması.....	136
Şekil 4. 3 5x5 cm ² alanda PDD için Elekta Monte Carlo validasyonu ile deneysel ölçüm verilerinin karşılaştırılması.....	138
Şekil 4. 4 10x10 cm ² alanda PDD için Elekta Monte Carlo validasyonu ile deneysel ölçüm verilerinin karşılaştırılması	138
Şekil 4. 5 15x15 cm ² alanda PDD için Elekta Monte Carlo validasyonu ile deneysel ölçüm verilerinin karşılaştırılması	139
Şekil 4. 6 20x20 cm ² alanda PDD için Elekta Monte Carlo validasyonu ile deneysel ölçüm verilerinin karşılaştırılması	139
Şekil 4. 7 30x30 cm ² alanda PDD için Elekta Monte Carlo validasyonu ile deneysel ölçüm verilerinin karşılaştırılması	140
Şekil 4. 8 40x40 cm ² alanda PDD için Elekta Monte Carlo validasyonu ile deneysel ölçüm verilerinin karşılaştırılması	140
Şekil 4. 9 5x5 cm ² alanda PDD için deneysel ölçüm ile MC-SCAN modelinin karşılaştırılması	142
Şekil 4. 10 10x10 cm ² alanda PDD için deneysel ölçüm ile MC-SCAN modelinin karşılaştırılması	142
Şekil 4. 11 15x15 cm ² alanda PDD için deneysel ölçüm ile MC-SCAN modelinin karşılaştırılması	143
Şekil 4. 12 20x20 cm ² alanda PDD için deneysel ölçüm ile MC-SCAN modelinin karşılaştırılması	143

Şekil 4. 13 30x30 cm ² alanda PDD için deneysel ölçüm ile MC-SCAN modelinin karşılaştırılması	144
Şekil 4. 14 40x40 cm ² alanda PDD için deneysel ölçüm ile MC-SCAN modelinin karşılaştırılması	144
Şekil 4. 15 5x5 cm ² alanda doz profili için Elekta Monte Carlo validasyonu ile deneysel ölçüm verilerinin karşılaştırılması	145
Şekil 4. 16 10x10 cm ² alanda doz profili için Elekta Monte Carlo validasyonu ile deneysel ölçüm verilerinin karşılaştırılması	146
Şekil 4. 17 15x15 cm ² alanda doz profili için Elekta Monte Carlo validasyonu ile deneysel ölçüm verilerinin karşılaştırılması	146
Şekil 4. 18 20x20 cm ² alanda doz profili için Elekta Monte Carlo validasyonu ile deneysel ölçüm verilerinin karşılaştırılması	147
Şekil 4. 19 30x30 cm ² alanda doz profili için Elekta Monte Carlo validasyonu ile deneysel ölçüm verilerinin karşılaştırılması	147
Şekil 4. 20 40x40 cm ² alanda doz profili için Elekta Monte Carlo validasyonu ile deneysel ölçüm verilerinin karşılaştırılması	148
Şekil 4. 21 5x5 cm ² alanda doz profili için deneysel ölçüm ile MC-SCAN verilerinin karşılaştırılması	150
Şekil 4. 22 10x10 cm ² alanda doz profili için deneysel ölçüm ile MC-SCAN verilerinin karşılaştırılması	151
Şekil 4. 23 15x15 cm ² alanda doz profili için deneysel ölçüm ile MC-SCAN verilerinin karşılaştırılması	151
Şekil 4. 24 20x20 cm ² alanda doz profili için deneysel ölçüm ile MC-SCAN verilerinin karşılaştırılması	152
Şekil 4. 25 30x30 cm ² alanda doz profili için deneysel ölçüm ile MC-SCAN verilerinin karşılaştırılması	152
Şekil 4. 26 40x40 cm ² alanda doz profili için deneysel ölçüm ile MC-SCAN verilerinin karşılaştırılması	153
Şekil 4. 28 MLC Testleri a) 3ABUT, b) DMLC, c) HIMRT, d) HDMLC, e) 7SEGA, f) FOURL	155

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 4. 1 Su fantomu için output faktörlerinin MC-SCAN modellemesi ile karşılaştırılması	135
Çizelge 4. 2 RW3 katı fantom için output faktörlerinin MC-SCAN modellemesi ile karşılaştırılması	136
Çizelge 4. 3 PDD ve doz profili için MC-SCAN ile deneysel ölçüm arasında yapılan gama analizi sonuçları	149
Çizelge 4. 4 Düzgünlük ve simetri için MC-SCAN ile deneysel ölçüm karşılaştırması	149
Çizelge 4. 5 Farklı MLC testleri için planlanan doz ve soğrulan doz değerleri	154
Çizelge 4. 6 Tedavi planları ve gama analizi sonuçları	156

1. GİRİŞ

Kanser tedavisinde aktif rol oynayan radyoterapinin temel amacı tedavi dozunu hedef hacimlere verirken risk altındaki organları maksimum düzeyde korumaktır (Aboulbanine ve El Khayati 2018). Aynı gerekçelerle, tedavi planlama dozunun yanı sıra soğurulan dozun tam bilgisi, hastaları radyasyon tehlikelerine karşı korumak açısından oldukça önemlidir. Aynı zamanda, radyoterapinin genel doğruluğu, doğru bir demet modellemesine bağlıdır (Bucci vd. 2005, Brualla vd. 2017). Hastalarda %5'lik toplam doz belirsizliği toleransı elde etmek için; doz hesaplamasındaki belirsizlik düzeyinin en düşük seviyede olması gerekmektedir. %5'lik bir doz hesaplama hatasının, tümör kontrol olasılığı (TCP) açısından %10-20'lik bir değişikliğe ve hatta normal doku komplikasyon olasılığında (NTCP) daha yüksek bir değişikliğe neden olduğu bildirilmiştir (Fraass vd. 2003). Bu tür sonuçlar, klinikte kullanılan radyoterapi demet modellerinin doğru bir şekilde devreye alınmasının (commissioning) ve onaylanmasının önemini vurgulamaktadır (Das vd. 2008, Ezzell vd. 2009, Chang vd. 2020). Ayrıca, doz hesaplama algoritmasının seçimine bağlı olarak lokal tümör kontrol oranları da değişmektedir. Radyasyon dozunun hesaplanması amacıyla çeşitli yöntemler geliştirilmiş olsa da Monte Carlo (MC) yöntemi ile tıbbi radyasyon dozimetrisinde soğurulan dozun hesaplanması en doğru ve en etkili yöntem olarak kabul edilmektedir (Meric 2001, Haryonto vd. 2002). Ayrıca, MC yöntemi, doz hesaplama belirsizliğini azaltma potansiyeline sahip olması nedeniyle medikal fizik alanında önemli bir yere sahiptir (Deng vd. 2000, Cashmore vd. 2012).

MC yöntemi, istatistiksel yöntemler kullanılarak bir deneyin sayısal simülasyonunun yapılmasına olanak sağlayan yöntemdir. Deneysel ölçümlerin mümkün olmadığı durumlarda radyasyon transportunun fiziksel etkileşim mekanizmasını anlamak Monte Carlo simülasyonunun yapılabilmesi için büyük önem taşımaktadır (Fix vd. 2000, Del Nero vd. 2019). Bu yöntem, uygun sayıda bireysel parçacıkların örneklem yoluyla takip edilmesini ve bireysel olarak her bir parçacığın etkileşim mekanizmasını olasılık dağılımları aracılığıyla rastgele olarak modellenmesini içerir (Meric vd. 1998). Çok sayıda parçacığın simülasyonu, parçacık etkisini, enerji spektrumunu ve soğurulan doz dağılımını hesaplama olasılığını da beraberinde getirir. Bir hastada soğurulan dozu belirlemek için parçacık taşınmasını simüle etmek amacıyla gelen foton ile ilgili noktasal

bilgilerden yararlanmak gerekir. Parçacık transportunu başlatmak ve soğurulan radyasyon dozunu hesaplamak için gerekli olan veriler faz uzayı (PS) verileri olarak adlandırılır (Ma vd. 2020). Faz Uzayı (PS) verileri hasta yüzeyine yönlendirilen parçacıkların (elektron, foton, proton, vb.) enerjisini, konumunu, yönünü ve çeşidini içerir (Rucci vd. 2016). Tıbbi lineer hızlandırıcı (LINAC) çıkış penceresindeki yüksek seviyeli radyasyon yoğunlukları nedeniyle bir klinik foton demeti için PS bilgisinin doğrudan ölçümü mümkün değildir (Podgoršak 2006). Aynı zamanda, PS verilerini ölçmek için uygun dedektörlerin olmaması, PS bilgilerinin doğrudan ölçülmesini engelleyen faktörler arasındadır. Bu nedenle hastada soğrulan dozun hesaplaması için gerekli olan PS bilgisi MC tabanlı tedavi planlama sistemi (TPS) tarafından sağlanır (Livingstone vd. 2020). Bu nedenle, PS, demet modelleme ile değiştirilebilir. Demet modellemesi sayesinde MC yöntemi ile radyoterapide soğrulan dozun hesaplanması için radyasyon parçacıklarının doğru PS bilgileri elde edilmiş olur. MC tabanlı tedavi planlama sisteminde kullanılan demet modeli fiziksel nitelikleri yani LINAC gantri geometrisini, kaynak konumunu, foton enerjisini, fotonun açısal dağılımını ve bir fantom veya hasta geometrisine ait bilgileri içerir (Del Nero vd. 2019). Bu bilgiler elde edildiğinde MC simülasyonu ile radyasyon transportunun başlatılabilmesi için minimum bilgiler sağlanmış olur.

Sanal kaynak modeli ise, ölçümlerden iyileştirmeler olsun veya olmasın beam data ölçümlerinden elde edilen sonuçlar aracılığıyla radyoterapide kullanılan tıbbi lineer hızlandırıcıların sanal ve çok kaynaklı bir modelinin oluşturulması için kullanılan yöntemdir (Aboulbanine ve El Khayati 2018, Krim vd. 2021). Beam data ölçümleri kare/dikdörtgen açık alan ölçümleri, yüzde derin doz (PDD) ölçümleri, foton profili ölçümleri ve output faktörleri gibi bir dizi deneysel ölçümleri kapsar. Bu dozimetrik ölçümler LINAC gantrisin tam olarak MC simülasyonunun yapılmasında kullanılan önemli parametrelerdir (Ohira vd. 2020). Bu bilgiler eşliğinde Statik, Konformal ve Step&Shoot yoğunluk ayarlı radyasyon tedavisi (YART) için demet modeli doğru bir şekilde yapılmış olur. Bununla birlikte, volümetrik ark radyasyon tedavisi (VMAT) ve dinamik çok yapraklı kolimatör (DMLC) iletimi için durum daha karmaşıktır, çünkü VMAT ve DMLC ışınları dar segmentleri içerirler. Bu nedenle, çok yapraklı kolimatör (Multi Leaf Collimator, MLC) varyasyonunun planlanan doz üzerinde önemli bir etkisi vardır (Ma vd. 2000, Jang vd. 2006, Henzen vd. 2014). Sonuç olarak, MLC ve Jaw

pozisyonu, radyoterapi doz hesaplamasında ve MC simülasyonunda hastaya özel parametrelerdir. Eksternal radyoterapi için Monaco TPS, belirlenen radyasyon alanından geçen fotonlar ve yüksek atom numaralı hedef malzeme ile etkileştikten sonra foton kaybını ortadan kaldırmak ve hedef hacme göre MLC şekillerini modellemek için İletim Olasılığı Filtresini kullanır. Monaco tedavi planlama sisteminde ölçülen ve hesaplanan doz arasında potansiyel olarak %3'lük bir farka sahip olduğu üretici kriterlerinde bildirilmektedir (Narayanasamy vd. 2017, Clements vd. 2018). Bu, doz hesaplamasında kaçınılmaz belirsizlik olarak kabul edilir. MC tabanlı doz hesaplama algoritmaları, hasta dokuları karmaşık elektron taşıma yörüngelerini içeren heterojen ortamlar olduğundan soğrulan doz dağılımında tüm bu farklılıkları hesaba katar ve gerçeğe en yakın sonucu verir. Bununla birlikte, LINAC modellemesinin doğruluğunun ve MC tabanlı tedavi planlama sisteminin dozimetrik açıdan doğrulamasının sağlanması, hastanın radyasyon hasarına karşı korunmasında ve tedavinin güvenli bir şekilde verilmesinde önemli bir rol oynamaktadır (Lopez-Tarjuelo vd. 2014).

Sonuç olarak, bu doktora tezi çalışması kapsamında, Başakşehir Çam ve Sakura Şehir Hastanesi Radyasyon Onkolojisi Kliniğinde kurulu olan Elekta VersaHD LINAC (Elekta Oncology, UK) üzerinde beam data ölçümlerinin alınması ve Monaco Tedavi Planlama Sistemi v.5.51 dozimetrik doğrulamasının yapılması amaçlanmıştır. Modellenen ve ölçülen foton enerjileri arasındaki uyumsuzluk, doz hesaplamasında yanlışlıklara yol açabilir; bu nedenle, bu çalışmanın temel hedeflerinden biri, hasta tedavisi öncesinde Monaco TPS'nin devreye alma (comissioning) testlerinin yapılması, tedavi planlama sisteminin doğrulunun test edilmesidir. Tezin ikinci aşamasında, ticari programlar kullanılmadan yeni bir Monte Carlo algoritmasının (MC-SCAN) geliştirilmesi hedeflenmiş ve geliştirilen algoritma ile Elekta VersaHD lineer hızlandırıcının demet modelinin oluşturulması amaçlanmıştır. Aynı zamanda geliştirilecek olan algoritma tüm atom foton etkileşim mekanizmalarının modellenmesi, Mersenne Twister rastgele sayı üreticinin tam versiyonunun kullanılması ve takip edilen foton sayısı bakımından emsallerinden farklı olarak dizayn edilmesi hedeflenmiştir. Söz konusu tez projesi tamamlandığında geliştirilen algoritma radyoterapi alanında paket program kullanılmadan geliştirilen ve bir lineer hızlandırıcının sanal kaynak modellemesinin yapılmasına imkan veren ve kurum içi geliştirilen ilk algoritma olacaktır.

2. KURAMSAL TEMELLER

2.1 Monte Carlo Yöntemi

2.1.1 Monte Carlo yönteminin tarihi

Monte Carlo yöntemi, 1940'ların sonlarında Metropolis tarafından, Los Alamos Laboratuvarı'nda geliştirilmekte olan nötron difüzyonu ve çarpma problemlerinin çözümüne yönelik istatistiksel bir yaklaşım için önerilen bir yöntemdi (Metropolis 1987). Yaklaşım, von Neumann tarafından Teorik Bölümün lideri Richtmyer'e gönderilen bir mektupta ana hatlarıyla belirtildi (Ulam 1990). Mektupta, istatistiksel yöntemin ilkesinin Ulam tarafından önerildiği yazıyordu. Ancak bu, günümüzde Monte Carlo olarak bilinen yöntemin radyasyon transportunun bilinen ilk uygulaması değildi. Sergè ve Anderson'a göre, Fermi yöntemi "icat etti" ve onu on yıl önce, 1934'te Roma Üniversitesi'nde nötronların doğasını araştırmak için kullandı. Ancak kullandığı teknik hakkında hiçbir şey yayınlamadı (Segrè 2012).

Metropolis ve Ulam yöntemi, “doğa bilimlerinin çeşitli dallarında ortaya çıkan diferansiyel denklemlerin veya daha genel olarak bütünleşik diferansiyel denklemlerin çözümlenmesine istatistiksel bir yaklaşım” olarak tanımladılar. Günümüzde Monte Carlo yöntemi, diferansiyel ve tam diferansiyel denklemlerin çözülmesinde ve doğa bilimlerinin simülasyonunda ve birçok alanda kullanılmaktadır. Ancak Metropolis ve Ulam, Monte Carlo'yu fizikte etkileşim mekanizmaları sonucunda ortaya çıkan ürünler de dahil olmak üzere matematiksel problemleri ve denklemleri çözmek için sayısal bir yöntem olarak belirlediler. Bu yüzden Monte Carlo yöntemini fiziksel bir probleme uygulamadan önce, problemin bir denklem veya bir denklem sistemi olarak matematiksel terimlerle formüle edilmesi gerekir (Metropolis ve Ulam 1949).

2.1.2 Neden Monte Carlo?

Monte Carlo yöntemi istatistiksel yaklaşımı kullandığı için benzersizdir. Örneklem ve çıkarım gibi istatistiksel yöntemlere dayanır. Bu, yöntemin yalnızca rastgele olayları veya süreçleri içeren problemlere uygulanabilir olduğu anlamına gelmez. Monte Carlo

araştırmasının ilk günlerinden beri yöntem kullanılmış olsa da ağırlıklı olarak rastgele olayları incelemek için daha çok tercih edilmiştir. Radyasyon transportu, doğası gereği rastgele bir süreç olarak Monte Carlo simülasyonu için mükemmel bir örnektir. Klasik istatistiklerin aksine, Monte Carlo yönteminde örnekler, gözlemlerden toplanmak yerine bir bilgisayar algoritması tarafından üretilir. İstatistiksel çıkarımla ilgili olarak, Monte Carlo algoritmalarında bir matematik probleminin çözümü, bir dağılımın parametresinin, genellikle ortalamasının veya daha genel olarak, parametrenin belirli bir fonksiyonunun tahmini olarak bulunur. Bu nedenle, Monte Carlo yönteminde, sayısal çözüm, algoritmanın getirebileceği herhangi bir sistematik hataya ek olarak istatistiksel bir belirsizliğe sahiptir. İstatistiksel belirsizlik, parametre tahmininin dağılımının genişliği ile belirlenir. Belirsizlikler, bir güven aralığı veya basitçe tahminin standart sapması olarak rapor edilir. İstatistiksel belirsizlikler normalde artan örneklem büyüklüğü ile azalır.

Fiziksel bir problemi çözmek için genel Monte Carlo şeması aşağıdaki gibi özetlenebilir.

- Problem matematiksel olarak formüle edilmiştir. Bu, ilgilenilen miktar için bir denklem veya denklem sistemine yol açan bir olay modeli geliştirmeyi içerir.
- İlgilenilen miktarın, örneğin ortalama veya bunun bir fonksiyonu gibi bir dağılımın parametresi olarak ifade edildiği, problemin istatistiksel bir yorumu olarak formüle edilir.
- Dağılımı örneklemek için bir algoritma geliştirilmiştir.
- Parametre ve istatistiksel belirsizliği için tahminler türetilir. Bunlar, örnek ortalaması ve örnek varyansı kadar basit olabilir. Radyasyon transportu hesaplamalarında tahmin edicilere genellikle sayaç denir.
- Algoritma ve tahmin ediciler, istenen istatistiksel belirsizlik düzeyine ulaşmak için gereken hesaplama süresini azaltmak için optimize edilmiştir. Sistematik hata oluşturmadan bu hedefe ulaşmak için yöntemlere genel olarak varyans azaltma yöntemleri denir.
- Parametre tahmini için istenen istatistiksel belirsizliğini elde etmek adına yeterince büyük bir örnek oluşturulur.
- Parametre ve belirsizliği örneklem kullanılarak tahmin edilir.

Rastgele olaylar için, sorunun istatistiksel yorumu hemen açık olabilir. Örneğin, bir radyasyon kaynağından doz dağılımını hesaplamak için, kaynağı karakterize eden dağılımdan bir parçacığın başlangıç parametrelerini örnekleyerek, ardından gerçek süreci bir bilgisayara kopyalayarak bir parçacık yörüngesi oluşturulabilir ve bunu yaparken, bu parçacığın sağladığı radyasyon dozu hesaplanabilir. Yeterince fazla sayıda yörünge üreterek, hesaplanan doz dağılımında istenen istatistiksel belirsizlik düzeyine ulaşılabilir. Bu yaklaşıma analog simülasyon denir. Avantajı, algoritmanın her adımının basitliği ve net fiziksel yorumudur. Dezavantajı, algoritmayı optimize etmek için gerekli esnekliğin olmamasıdır. Bazı optimizasyon teknikleri hala uygulanabilir, ancak problemin matematiksel bir formülasyonu olmadan, bu teknikler yalnızca sezgisel argümanlara dayanabilir ve bu nedenle algoritmanın performansını maksimize etmesi olası değildir (Haghighat 2020).

2.1.3 Medikal fizikte Monte Carlo yöntemi

Monte Carlo yönteminin araştırmalarda ve medikal fiziğin uygulamalı problemlerini çözmek için kullanımı, son yirmi-otuz yılda büyük bir oranda artmıştır (Rogers 2006, Stallings vd. 2013). Yayın sayısı zayıf bir ölçü olmasına rağmen, çok sayıda makale Monte Carlo yöntemiyle çözülen çok sayıda ve çok çeşitli sorunları yansıtmaktadır. Monte Carlo tekniklerine olan ilgi, radyoterapi, tıbbi görüntüleme ve nükleer tıpta ortaya çıkan çeşitli radyasyon taşıma problemlerini çözmek için doğru sayısal yöntemlere duyulan ihtiyaçtan dolayı artmıştır. Bu problemler, bir iyon odasının performansını karakterize eden parametrelerin hesaplanması, radyoterapi tedavi planlaması için hasta doz dağılımlarının belirlenmesi veya bilgisayarlı tomografi gibi görüntüleme cihazlarından hastalara ve personele verilen dozların hesaplanması gibi problemlerdir. Hadron terapisindeki hızlı ilerlemeyle birlikte, Monte Carlo yönteminin de vazgeçilmez bir araç olduğunun kanıtlandığı ve radyasyonun biyolojik etkilerini anlamaya olan ilgi de artmıştır (Incerti vd. 2010).

Radyoterapide tedavi planlaması, modern tıp fiziğinde karşılaşılan hesaplama problemlerinin karmaşıklığına iyi bir örnektir. Tedavi planlaması tümörü ve çevre dokuları içeren bir hacimde üç boyutlu (3D) doz dağılımlarının hesaplanmasını gerektirir. Mevcut radyoterapi tedavi teknikleri çok karmaşıktır. Örneğin foton tedavisi, mümkün

olduğunda hayati organların ışınlanmasını önleyecek şekilde seçilen, tümörü farklı yönlerden hedefleyen çoklu ışınlar kullanır (Kawrakow 2001). Her ışının yoğunluğu, mümkün olan en iyi doz dağılımını üretmek ve tedavi hedeflerine ulaşmak için optimize edilmiş karmaşık bir uzaysal ve zamansal varyasyon modeline sahiptir. Işın yoğunluğu, tedavi planlama yazılımı tarafından oluşturulan yönlendirmeler izlenerek çok yapraklı kolimatörler (MLC) tarafından modüle edilir. MLC tedavi sırasında ışın demetlerini dinamik olarak bloke eder. Fotonlar hastaya ulaşmadan önce, çeşitli modülasyon ve kolimasyon sistemleri tarafından saçılmaya uğrar, bu da fotonların ve ikincil parçacıkların, çoğunlukla elektronların karmaşık bir açısal, uzaysal ve enerji dağılımına neden olur. Hastanın heterojen anatomisinden dolayı radyasyon transportu esnasında radyasyon yumuşak doku, akciğer, kemik, hava boşlukları, vb. farklı malzemelere nüfuz eder. Problemin karmaşıklığına bakılmaksızın, Amerikan Tıpta Fizikçiler Birliği (American Association of Physicist in Medicine - AAPM) (Papanikolaou vd. 2004) hasta doz hesaplama hatasının %2'yi geçmemesini önerir. Hesaplama süresi gereksinimleri de oldukça katıdır. Rutin tedavi planlamasında hasta doz dağılımının hesaplanması belli bir süreden uzun süremez. Bunun nedeni, optimal bir 3D doz dağılımına ulaşmanın, her yinelemede doz dağılımının yeniden hesaplandığı, etkileşimli olarak veya optimizasyon yazılımı tarafından gerçekleştirilen çoklu yinelemeler gerektirmesidir. Diğer bir zorluk ise hastaların tedavi sırasında tamamen hareketsiz hale getirilememesidir. Örneğin, solunum hareketi nedeniyle akciğer tümörleri sürekli hareket eder. Tümör hareket aralığının 1 cm'yi aşması olağandışı değildir. Bu durumda doz dağılımında yüksek bir doğruluk elde etmek için, doz hesaplamaları solunum döngüsünün farklı aşamalarında elde edilen hastanın anatomisinin 3D anlık görüntüsü için ayrı ayrı yapılmalıdır. Hesaplamalar daha sonra hastaya verilen toplam dozu hesaplamak için birleştirilir. Bu prosedür klinik uygulamada henüz standart olmasa da, araştırma ortamında oldukça yaygındır (Babcock ve Sidhu 2010).

Hesaplanan dozun gerekli doğruluk düzeyi, Monte Carlo yönteminin kullanılmasıyla elde edilebilir. Ayrıca, sağlam bir matematiksel temele sahip olan yöntem oldukça güvenilirdir. Hesaplamalar doğru yapılırsa büyük hatalar olası değildir. Ek olarak, yöntem, en azından kavramsal olarak, tekniği öğrenmekten yazılım testine kadar tüm süreci basitleştirir ve sayısal sonuçların yorumlanması zor değildir. Son olarak, tıbbi

radyasyon fiziği alanında karşılaşılan problemlerin Monte Carlo tekniği kullanılarak çözülmesinde kaydedilen ilerleme, en azından şu anki ölçekte, erişim sağlayan kullanıcı dostu bir yazılım geliştirmeden mümkün değildir. Bunun için günümüzde radyoterapi alanında birçok farklı Monte Carlo yazılımı mevcuttur. Medikal fizikte yaygın olarak kullanılan Monte Carlo programları şunlardır:

- EGS, “Electron-Gamma Shower” (Nelson vd. 1985).
- BEAM (Rogers vd. 1995), EGS için tıbbi hızlandırıcıları modellemek için özel olarak tasarlanmış bir grafik kullanıcı arayüzüdür.
- GEANT, “Generation of Events And Tracks” (Allison vd. 2006).
- Geant4-DNA (Bernal vd. 2015), Radyasyon hasarını mikroskobik ölçekte modellemek için genel amaçlı Geant4 araç setinin çok düşük enerjilere genişletilmiş versiyonudur.
- MCNP, “Monte Carlo N-Particle” (Brown 2003).
- PENELOPE, “Penetration and Energy Loss of Positrons and Electrons” (Baró vd. 1995).

2.1.4 Monte Carlo yönteminin temelleri

Monte Carlo simülasyonunun temel özelliği, rastgele sayıların ve rastgele değişkenlerin kullanılmasıdır. Rastgele değişken, tekrarlanabilir bir süreçten kaynaklanan ve gerçek değerleri (gerçekleşmeleri) kesin olarak tahmin edilemeyen bir miktardır. Gerçek dünyada, rastgelelik ya kontrolsüz faktörlerden (örneğin şans oyunlarında olduğu gibi) ya da mikroskobik sistemlerin ve süreçlerin (örneğin nükleer parçalanma ve radyasyon etkileşimleri) kuantum doğasından kaynaklanır. Bilinen bir örnek olarak, bir kutuya iki zar attığımızı varsayalım; üst yüzlerindeki noktaların toplamı, 2 ile 12 arasındaki değerleri alabilen ayrık bir rastgele değişkendir. Zarlar arasındaki x mesafesi ise, sıfır (zarlar temas halinde iken) ile kutunun boyutları tarafından belirlenen maksimum değer arasında değişen sürekli bir rastgele değişkendir. Bir bilgisayarda, rastgele sayıların sayısal dönüşümleri aracılığıyla rastgele değişkenler oluşturulur.

X , $x_{\min} \leq x \leq x_{\max}$ aralığında değerler alan sürekli bir rastgele değişken olsun. Bir (a,b) aralığında x elde etme olasılığını ölçmek için, o aralığa denk gelen x değerlerinin

sayısının n/N oranı olarak tanımlanan $P\{x|a < x < b\}$ olasılığı kullanılır. Burada $N \rightarrow \infty$ limitinde üretilen x değerlerinin toplam sayısıdır. X_1 civarındaki dx uzunluğundaki diferansiyel bir aralıkta x elde etme olasılığı şu şekilde ifade edilebilir:

$$P\{x|x_1 < x < x_1 + dx\} = p(x_1)dx \quad (2.1)$$

Burada $p(x)$, x 'in olasılık dağılım fonksiyonudur. Negatif olasılıkların bir anlamı olmadığı ve elde edilen x değeri $(x_{\min}, x_{\max})$ aralığında bir yerde olması gerektiğinden, PDF kesin pozitif olmalıdır ve 1'e normalize edilmelidir. Bu normalizasyon aşağıdaki şekilde ifade edilir.

$$p(x) \geq 0 \quad \text{ve} \quad \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} p(x)dx = 1 \quad (2.2)$$

Bu iki koşulu karşılayan herhangi bir "işlev" bir PDF olarak yorumlanabilir. Monte Carlo simülasyonunda, tek tip dağılım sıklıkla kullanılır.

$$U_{x_{\max}, x_{\min}}(x) \equiv \left(1/(x_{\max} - x_{\min})\right) x_{\min} \leq x \leq x_{\max} \quad (2.3)$$

Eğer x yukarda belirtilen aralıkta değilse $U_{x_{\max}, x_{\min}} = 0$ olur. İkinci eşitlik ile verilen tanım aşağıdakiler gibi tekil dağılımları da içerir: Bu tekil dağılımlar aşağıdaki özellik tarafından tanımlanan Dirac deltasıdır ($\delta(x - x_0)$).

$$\int_a^b f(x)\delta(x - x_0)dx = \begin{cases} f(x_0), & a < x_0 < b \\ 0, & x_0 < a \quad \text{ve} \quad x_0 > b \end{cases} \quad (2.4)$$

Bu tanım x_0 'da sürekli olan herhangi bir $f(x)$ fonksiyonu içindir. $f(x)$ fonksiyonu için daha doğru bir tanım şudur:

$$\delta(x - x_0) \equiv \lim_{\Delta \rightarrow \infty} U_{x_0 - \Delta, x_0 + \Delta}(x) \quad (2.5)$$

Bu ifade, x_0 noktasında ortalananmış düzgün bir dağılımlar dizisinin sıfır genişlik sınırı olarak delta dağılımını temsil eder. Bu nedenle, Dirac dağılımı tek değerli bir ayrık rastgele değişkeni (yani bir sabit) tanımlar. $x = x_1, x_2$, kesikli değerlerini alan bir rastgele değişken olduğu için; x 'in PDF'si nokta olasılık değerleri olan $p_1, p_2, \dots$ değerlerini alabilir.

$$p(x) = \sum_i p_i \delta(x - x_i) \quad (2.6)$$

Böylece ayrık dağılımlar sürekli dağılımların belirli biçimleri olarak kabul edilebilir. Sürekli bir rastgele değişken x verildiğinde, x 'in kümülatif dağılım fonksiyonu şu şekilde tanımlanır:

$$P(x) \equiv \int_{x_{\min}}^x P(x') dx' \quad (2.7)$$

Bu, $P(x_{\min})=0$ ile $P(x_{\max})=1$ arasında değişen, x 'in azalmayan bir fonksiyonudur. Denklem 2.5'de verilen biçimindeki ayrı bir PDF durumunda, $P(x)$ bir adım fonksiyonudur. Burada (a,b) aralığında x 'e sahip olma olasılığının $P\{x|a < x < b\}$ olduğuna dikkat edilmelidir:

$$P\{x|a < x < b\} = P(b) - P(a) \quad (2.8)$$

Burada $p(x) = dP(x)/dx$ olarak ifade edilir. $p(x)$ 'in n 'inci momenti şu şekilde tanımlanır:

$$\langle x^n \rangle \equiv \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} x^n p(x) dx \quad (2.9)$$

$\langle x^n \rangle$ i momenti basitçe tanım gereği bire eşit olan $p(x)$ 'in integralidir. Bununla birlikte, daha yüksek dereceli anlar var olabilir veya olmayabilir. Eşit sıralı momentleri olmayan bir PDF örneği, Lorentz veya Cauchy dağılımıdır (Salvat vd. 2006).

$$P_L(x) \equiv \frac{1}{\pi} \frac{\gamma}{\gamma^2 + x^2} \quad -\infty < x < \infty \quad (2.10)$$

İlk momenti ve diğer tek sıralı momentler, integrallerin "temel değeri" olarak tanımlanırlarsa sonlu bir değere atanabilir.

$$\langle x \rangle_L = \lim_{a \rightarrow \infty} \int_{-a}^a x \frac{1}{\pi} \frac{\gamma}{\gamma^2 + x^2} dx = 0 \quad (2.11)$$

Bununla birlikte, ikinci ve daha yüksek çift dereceli momentler, tanımlanma biçimlerine bakılmaksızın sonsuzdur. İlk moment, var olduğu zaman, rastgele değişken x 'in ortalama veya beklenen değeri olarak adlandırılır.

$$\langle x \rangle = \int x p(x) dx \quad (2.12)$$

$f(x)$ fonksiyonunun beklenen değeri benzer şekilde tanımlanır.

$$\langle f(x) \rangle = \int f(x) p(x) dx \quad (2.13)$$

$f(x)$ rasgele bir değişken olduğundan, kendi PDF'si $\pi(f)$ 'ye sahiptir, bu öyle ki belirli bir df uzunluk aralığında f 'ye sahip olma olasılığı, karşılık gelen aralıkta veya aralıklarda x 'e sahip olma olasılığına eşittir. Böylece, $f(x)$, x 'in monoton artan bir fonksiyonu ise (böylece x ve f değerleri arasında bire bir uygunluk vardır), $p(x) dx = \pi(f) df$ ve bu aşağıdaki şekilde ifade edilir.

$$\pi(f) = p(x) \left(\frac{df}{dx} \right)^{-1} \quad (2.14)$$

Denklem (2.14) denklem (2.12) ve (2.13) tanımları ile eşdeğerdir. Eğer $f(x)$ x ile monoton artıyorsa, bu önemsizdir: Böylece denklem (2.12)'den aşağıdaki ifade elde edilir.

$$\langle f \rangle = \int f \pi(f) df = \int f(x) p(x) dx \quad (2.15)$$

Bu ifade denklem (2.13) ile uyumludur. Beklenen değer doğrusaldır, yani

$$\langle a_1 f_1(x) + a_2 f_2(x) \rangle = a_1 \langle f_1 \rangle + a_2 \langle f_2 \rangle \quad (2.16)$$

burada a_1 ve a_2 rastgele gerçek sabitlerdir. PDF $p(x)$ 'in birinci ve ikinci momentleri mevcutsa, x [veya $p(x)$]'in varyansı şu şekilde tanımlanır.

$$\text{var}(x) \equiv \langle (x - \langle x \rangle)^2 \rangle = \int (x - \langle x \rangle)^2 p(x) dx = \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2 \quad (2.17)$$

Varyansın karekökü, $\sigma \equiv [\text{var}(x)]^{1/2}$, "standart sapma" (ve bazen "standart belirsizlik") olarak adlandırılır; rastgele değişkenin (yani, PDF'nin genişliğinin) dağılımının bir ölçüsünü verir. Dirac deltası, sıfır varyansa sahip tek PDF'dir. Benzer şekilde, bir $f(x)$ fonksiyonunun varyansı şu şekilde tanımlanır:

$$\text{var}\{f(x)\} = \langle f^2(x) \rangle - \langle f(x) \rangle^2 \quad (2.18)$$

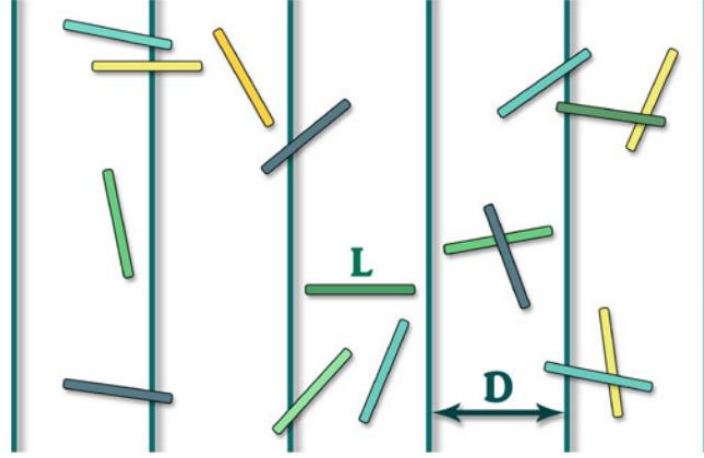
Böylece, bir $f(x) = a$ sabiti için $\langle f \rangle = a$ ve $\text{var} = 0$ olur.

2.1.5 π sayısının tahmini

İlk olarak Buffon (1777) tarafından istatistiksel yöntemlerle deneysel bir sonucu tartışmak için Monte Carlo yöntemi hakkında yayın yapıldı. Burada π sayısının Monte Carlo yöntemi ile nasıl elde edildiğini göstererek yöntemin genel şemasını bu örnekle göstermek mümkündür. Metodun İngilizce olarak bildiğimiz en eski tanımı Hall (1873) tarafından yapılmıştır.

Bir D mesafesi ile ayrılan paralel çizgiler düzlemsel bir yüzey üzerine çizilir. Burada çizgilerin sayısının ve uzunluğunun sonsuz olduğu düşünülmüştür. L uzunluğunda düz bir doğru parçası düzlemsel yüzeye rasgele olarak yerleştirilir. Bu şematik olarak Şekil 2.1'de gösterilmiştir. Bu parçanın paralel bir doğruyu kesme olasılığı p 'dir ve bu değer aşağıdaki denklem ile ifade edilir.

$$p = \frac{L}{\pi D} \quad (2.19)$$



Şekil 2. 1 π sayısının tahmini (Haghighat 2020)

Aynı zamanda p değeri deneysel olarak tahmin edilebilir. Hall tarafından açıklanan deneyde, üzerine eşit uzaklıkta paralel çizgiler çizilen ahşap bir düzlemsel yüzeye ince bir çelik tel atılmıştır. Tel $N_{\text{(toplam)}}$ kez fırlatılmışsa ve paralel bir doğru $N_{\text{(kesişim)}}$ kez kesilmişse, bir denemede kesişme olasılığının tahmini şu şekilde ifade edilebilir.

$$p_{\text{deneysel}} = \frac{N_{\text{kesişim}}}{N_{\text{toplam}}} \quad (2.20)$$

Denklem (2.20) ile verilen ifade ile elde edilen p 'nin gerçek değerini denklem (2.19)'da yerine koyarsak, denklemin çözümü bize π sayının yaklaşık değerini verir.

$$\pi \approx \Theta_{\pi} \approx \frac{L}{D \cdot p_{\text{deneysel}}} \quad (2.21)$$

Bu basit örnek, genel Monte Carlo şemasının tüm öğelerine sahiptir. Problemin istatistiksel yorumu, ilgilenilen niceliğin, p 'nin bir fonksiyonu olarak ifade edilmesidir. Gözlenen $N_{\text{(kesişme)}}$ bir binom dağılımına sahiptir. Dolayısıyla, binom dağılımı p parametresinin bir fonksiyonu olarak ifade edilir. Dağılım, üzerinde paralel çizgilerin çizildiği düzlemsel bir yüzeye ince bir çelik tel atılarak ve telin bir çizgiyi kaç kez kestiği

sayılararak deneysel olarak örneklenir. Ayrıca Denklem (2.21) ile verilen ifade bir tahmin üretmek için kullanılabilir. Ancak bu tahmin edicinin ciddi bir eksiği vardır. $N_{(topl m)}$ denemeden sonra, tel hiçbir çizgiyi hiç kesmediyse, o zaman $N_{(kesişim)}$ 0 olur. Bunun gerçekleşme olasılığı ne kadar küçük olursa olsun, sonuç tam olarak sıfır değildir, sonlu bir sayıdır. Doğrular iyi ayrılmı sa $D \gg L$ küçük bir sayı değildir. Bu, tahmin edicilerin Monte Carlo algoritmasının önemli bir parçası olduğunu ve olası eksikliklerinin gözden kaçırılmaması gerektiğini gösterir. Örneğimizde sorun, tahmininin taraflı olmasıdır, yani Θ_π 'nin tahmini değeri π sayısının gerçek değerine eşit değildir. Tahminin varyansı da sonsuzdur, bu da belirsizliklerin analizini önemsiz hale getirir.

2.1.6 Uniform dağılımın  rneklenmesi

Tek boyutlu uniform bir dağılımla ba lanacak olursa. (0, 1) aralığı içinde eşit olarak dağıtılan rastgele bir sayı için özel bir notasyon kullanılır. Deterministik bir algoritmaya dayalı bir bilgisayar programı olan bir sözde rasgele sayı  reteci bu dağılımı üretmek için kullanılabilir.  arpımsal bağda ık algoritma (Lehmer 1951), uniform olarak dağıtılmış sözde rasgele sayılar üretmek için en basit algoritmadır. Algoritma $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3, \dots, \gamma_N$ olmak üzere bir dizi rasgele sayı üretir. Algoritmanın  alı ması için a, m ve ξ olmak üzere üç parametre gerekir. Her üç parametre de pozitif tam sayılardır; a çarpan olarak adlandırılır, m modüldür ve ξ tohumdur. Parametreler, $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3, \dots, \gamma_N$ dizisini rastgelelik için istatistiksel testleri karşılayacak şekilde seçilir. Parametre seçimini etkileyen diğer bir unsur, rastgele sayı üretecinin çok uzun bir s reye sahip olması gerektiğidir. Bir tamsayı değişkeninin aralığı sonlu olduğundan, sonunda üreteç önceki durumlarından birine döner ve tam olarak aynı sözde rasgele sayı dizisini tekrarlamaya ba lar. Başka bir deyişle, sonlu bir periyodu vardır. Ancak bu durum modern algoritmalar ile giderilmeye çalışılmıştır. Çoğu algoritma, örneğin bir bilgisayarın saatini kullanarak rasgele bir ξ çekirdeği oluşturma seçeneği sunar. Alternatif olarak, kullanıcı tarafından ξ ayarlanabilir. İkinci yöntem, kullanıcının, yazılım testi için çok uygun olan, tamamen aynı rastgele sıra ile hesaplamalar yapmasına izin verir.

2.1.7 Rastgele sayı üretimi – Mersenne Twister algoritması

Monte Carlo hesaplamasının ilk bileşeni, belirtilen PDF'lerle rastgele değişkenlerin sayısal örneklenmesidir. Rastgele sayılar üretmenin iki ana yaklaşımı vardır, Sözde Rastgele Sayı Üreticileri (PRNG) ve Doğru Rastgele Sayı Üreticileri (TRNG). TRNG, istatistiksel ve kriptografik uygulamalarda kullanım için yavaş olduklarından, esas olarak gerçek rastgeleliğin gerekli olduğu oyunlarda ve kumarda kullanılır. Bir sözde rastgele sayı üretici (PRNG), rastgele sayıların özelliklerine yaklaşan bir sayı dizisi oluşturmak için kullanılan bir algoritmadır. Dizi, tamamen nispeten küçük bir başlangıç değerleri kümesi tarafından belirlendiği için gerçekten rastgele değildir (Sepehri vd. 2020). Bu yüzden PRNG olarak adlandırılır. TRNG'ye kıyasla, PRNG'ler, rastgele görünen bir sayı dizisi oluşturmak için bir tür matematiksel formül veya önceden hesaplanmış tablolar kullanan algoritmalarlardır. Üretilen sayı dizisi gerçekten rastgele değildir. Tamamen tohum durumu adı verilen keyfi bir başlangıç durumu tarafından belirlenir. Bir PRNG'nin dahili durumu n bit içeriyorsa, periyodu 2^n sonuçtan uzun olamaz. PRNG'ler verimli, deterministik ve periyodiktir, bu da simülasyon ve modelleme gibi çok sayıda sayının gerekli olduğu ve aynı dizinin kolayca tekrar oynatılabilmesinin yararlı olduğu uygulamalar için uygundur. Bir PRNG'nin iyi bir PRNG olarak kabul edilmesi için tekdüzelik, bağımsızlık, uzun süre, uygun başlatma, öngörülemezlik, verimlilik ve taşınabilirlik gibi bazı gereksinimleri olmalıdır. Bir PRNG'nin rastgelelik kalitesi, sert testler adı verilen bir dizi istatistiksel testlere tabi tutularak ölçülür. Her kriptografik olarak güvenli PRNG, sonraki bit testi ve durum uzlaşma uzantıları olmak üzere iki temel gereksinimi karşılamalıdır (Harrison 2010).

Sözde rastgele sayılar, simülasyonlar için örneğin, Monte Carlo yöntemini kullanan fiziksel sistemlerde ve kriptografi uygulamasında oldukça önemlidir. Çoğu sözde rastgele sayı üreticileri, çeşitli testlerden herhangi biri tarafından eşit olarak dağıtılan diziler üretir. Bu algoritmaların ortak yönleri doğrusal eşlenik üreticiler olmalarıdır. Gecikmeli Fibonacci üreticileri, doğrusal geri besleme kaydırmalı yazmaçlar ve genelleştirilmiş geri besleme kaydırmalı yazmaçlar bu sınıflara örnek gösterilebilir. Genel olarak, rastgele örnekleme algoritmaları, $(0,1)$ aralığında düzgün dağılmış rastgele sayıların (ξ) kullanımına dayanır. Bu rastgele sayılar kolayca bilgisayarda üretilebilir. Sözde rastgele

algoritmaların son örnekleri arasında Blum Blum Shub, Fortuna ve MersenneTwister bulunmaktadır. Mersenne Twister algoritması son dönemlerde rastgele sayı üretiminde sıklıkla kullanılan algoritmadır.

Mersenne Twister 1997 yılında Makoto Matsumoto ve Takuji Nishimur tarafından geliştirilmiştir (Bonato vd. 2013). Eski PRNG'lerde bulunan kusurların çoğunu düzeltmek için özel olarak tasarlanmıştır. Mersenne asal olarak seçilen uzun bir periyot uzunluğuna sahip çok yüksek kaliteli sözde rasgele sayıların hızlı bir şekilde üretilmesini, yüksek boyutlu eşit dağılımı, hız ve güvenilirliği sağlar. Daha sonra, kriptografik kullanımlar için daha iyi hız ve güvenlik için MT'nin birçok farklı çeşidi tanıtılmıştır. Mersenne twister rastgele sayıların $2^{19937}-1$ yineleme ($>43 \times 106000$) gibi devasa bir periyodu vardır, 623 boyutta (en fazla) eşit olarak dağıtıldığı kanıtlanmıştır (32 bit değerler için) ve istatistiksel olarak makul diğer oluşturuculardan daha hızlı oluşturulabilir. Bu özellikleri, Mersenne twister'ı istatistiksel simülasyonlarda ve üretken modellemede giderek daha fazla tercih edilen rastgele sayı üretici haline getirmiştir (Tian ve Benkrid 2009, Noel 2016).

2.1.8 Ters dönüşüm yöntemi

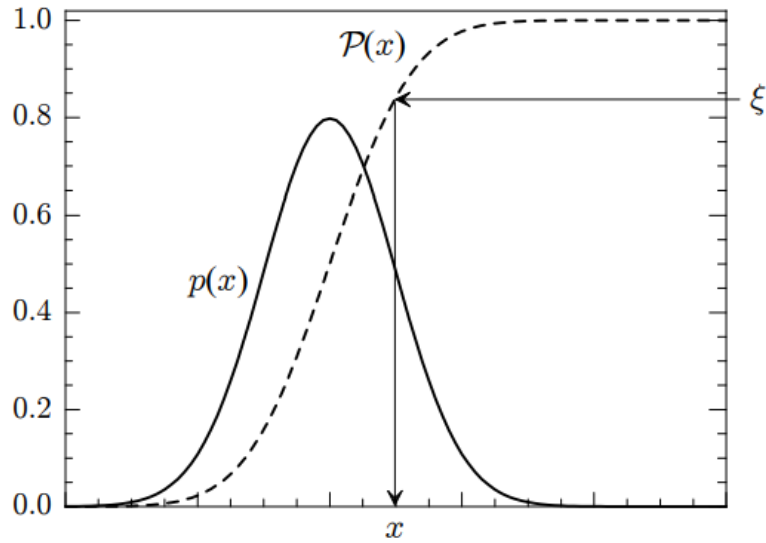
$p(x)$ 'in kümülatif dağılım fonksiyonu (Denklem 2.7), x 'in azalan olmayan bir fonksiyonudur ve bu nedenle ters bir $P^{-1}(\xi)$ fonksiyonuna sahiptir. $\xi = P(x)$ dönüşümü, $(0,1)$ aralığında değerler alan yeni bir rastgele değişken tanımlar ve bu Şekil 2.2'de gösterilmiştir. x ve ξ değerleri arasındaki uygunluk nedeniyle, ξ , $p_\xi(\xi)$ ve x , $p(x)$ 'in PDF'si $p_\xi(\xi)d\xi = p(x) dx$ ile ilişkilidir. Buna göre aşağıdaki eşitlik yazılabilir.

$$P_\xi(\xi) = p(x) \left(\frac{d\xi}{dx} \right)^{-1} = p(x) \left(\frac{dP(x)}{dx} \right)^{-1} = 1 \quad (2.22)$$

yani, ξ $(0,1)$ aralığında düzgün olarak dağılır. Şimdi, eğer ξ rasgele bir sayıysa, $x = P^{-1}(\xi)$ ile tanımlanan x değişkeni, PDF $p(x)$ ile $(x_{\min}, x_{\max})$ aralığında rasgele dağıtılır.

Bu, (0,1) aralığında eşit olarak dağılmış bir rasgele sayı üretici kullanılarak x 'in rasgele değerlerinin üretilmesi için pratik bir yöntem sağlar. x 'in rastgeleliği şu şekilde ifade edilir.

$$\xi = \int_{x_{\min}}^x P(x') dx' \quad (2.23)$$

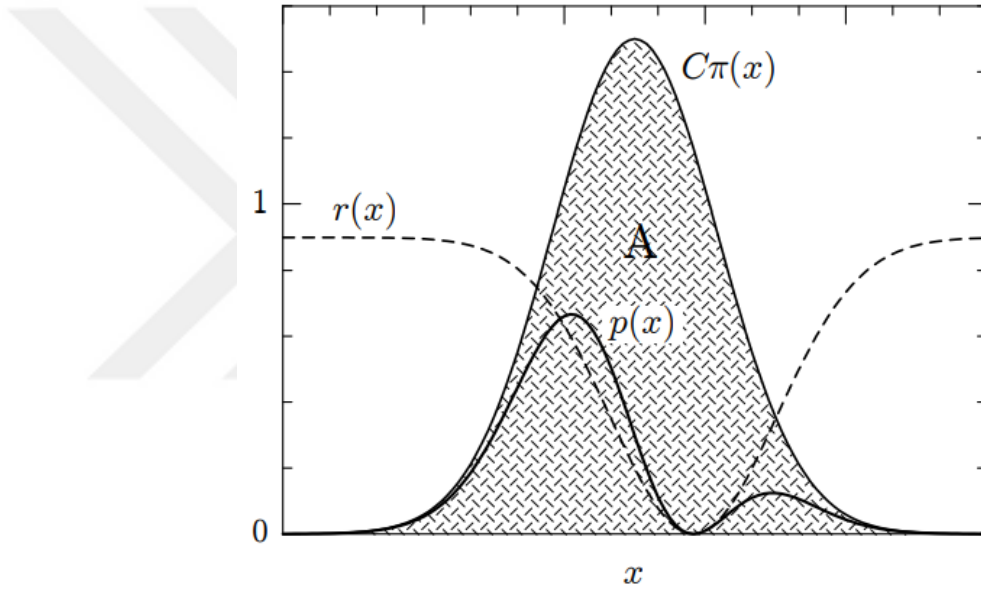


Şekil 2. 2 Ters dönüşüm yöntemini kullanarak bir $p(x)$ dağılımından rastgele örnekleme (Salvat vd. 2006)

Bu ifade, x değişkeninin örneklem denklemi olarak tanımlanır. Rastgele örnekleme için bu prosedüre, **ters dönüşüm yöntemi** denir; özellikle basit analitik ifadelerle verilen $p(x)$ PDF'leri için yeterlidir, öyle ki örnekleme denklemi (Denklem 2.23) analitik olarak çözülebilir. Ters dönüşüm yöntemi, sayısal biçimde verilen veya analitik olarak örneklenemeyecek kadar karmaşık olan $p(x)$ sürekli dağılımlarından rastgele örnekleme için de verimli bir şekilde kullanılabilir. Bu yöntemi uygulamak için, kümülatif dağılım fonksiyonu $P(x)$ belirli bir dilimin x_i noktalarında değerlendirilmelidir. Örnekleme denklemi $P(x) = \xi$ daha sonra ters interpolasyonla, yani, $\xi_i \equiv P(x_i)$ (ξ 'nin bağımsız değişken olarak kabul edildiği) tablosunda (ξ_i, x_i) interpolasyon yapılarak çözülebilir (Salvat vd. 2006, Liang vd. 2020).

2.1.9 Reddetme ilkesi

Rastgele örneklem için ters dönüşüm yöntemi, tek değerli bir fonksiyon olarak ifade edilen x ve ξ değerleri arasında bire bir örtüşmeye dayanır. Von Neumann'a göre, belirli bir dağılımdan $[p(x)]$ 'den farklı bir rastgele değişkeni örneklemek ve kullanım için kabul edilip edilmeyeceğini belirlemek için rastgele bir teste tabi tutmaktan oluşan başka bir tür örnekleme yöntemi vardır. Buna **reddetme yöntemi** denir ve bu yöntemler çok genel tekniklerle herhangi bir PDF'den örnekleme yapılmasını sağlar. Reddetme algoritmaları, Şekil-3'de gösterildiği gibi basit grafik argümanlarla anlaşılabilir (Horowitz vd. 1975).



Şekil 2. 3 Bir reddetme yöntemi kullanılarak bir $p(x)$ dağılımından rastgele örnekleme (Salvat vd. 2006)

Ters dönüşüm yöntemi veya diğer herhangi bir mevcut örnekleme yöntemi aracılığıyla, bir PDF $\pi(x)$ 'den rastgele x değerlerinin üretildiğini düşünelim. Örneklenen her x değeri için $(0, C\pi(x))$ aralığında düzgün bir şekilde dağılmış rastgele bir y değeri örneklenebilir. Burada C pozitif bir sabittir. Görüldüğü gibi, bu şekilde oluşturulan (x, y) noktaları, x eksenini ($y = 0$) ve $y = C\pi(x)$ eğrisi ile sınırlanan düzlemin A bölgesinde düzgün bir şekilde dağılmıştır. Tersine, eğer (bir şekilde) A 'da düzgün dağılmış rastgele noktalar (x, y) üretirsek, bunların x koordinatları $\pi(x)$ 'e göre (C 'nin değerinden bağımsız olarak) dağıtılmış bir rastgele değişkendir. Şimdi, $\pi(x)$ dağılımının, bazı $C > 0$ için $C\pi(x) \geq p(x)$

olacak şekilde olduğunu ve yukarıda açıklandığı gibi A bölgesinde eşit olarak dağılmış rastgele noktalar (x, y) ürettiğimizi düşünelim. $y > p(x)$ olan noktaları reddedersek, kabul edilenler ($y \leq p(x)$ ile) x ekseni ile $y = p(x)$ eğrisi arasındaki bölgede düzgün bir şekilde dağılır ve dolayısıyla $p(x)$ değerleri x koordinatına göre dağıtılır. Bu nedenle, $p(x)$ için PDF şu şekilde ifade edilerek bir reddetme yöntemi ile belirlenebilir.

$$p(x) = C\pi(x)r(x) \quad (2.24)$$

$\pi(x)$ kolayca örneklenebilen bir PDF olduğunda, örneğin, ters dönüşüm yöntemiyle, C pozitif bir sabittir ve $r(x)$ işlevi $0 \leq r(x) \leq 1$ koşullarını karşılar. $p(x)$ 'ten örnekleme için reddetme algoritması aşağıdaki gibi ilerler:

- (i) $\pi(x)$ 'den rastgele bir x değeri üretin.
- (ii) Rastgele bir sayı üretin ξ .
- (iii) $\xi > r(x)$ ise, adım (i)'ye gidin.
- (iv) Değil ise x 'i kaydedin.

Yukarıda verilen geometrik argümanlardan, algoritmanın $p(x)$ 'e göre dağıtılmış x değerleri verdiği açıktır. Adım (i) $\pi(x) dx$ olasılıkla $(x, x + dx)$ aralığında x değerleri üretir, bu değerler $r(x) = p(x) / [C\pi(x)]$ olasılıkla kabul edilir ve bu nedenle (bir normalizasyon sabiti dışında) $(x, x + dx)$ 'de bir değer verme olasılığı gerektiği gibi $p(x) dx$ 'e eşittir (Salvat vd. 1996).

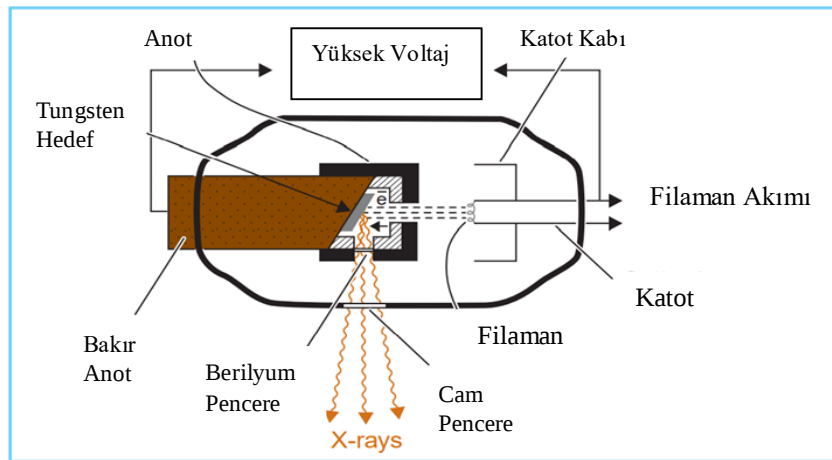
2.2 X-Işınları

X-ışınları, 1895 yılında Wilhelm Konrad Röntgen tarafından bir gaz deşarj tüpünde katot ışınları (elektron akışı) incelenirken keşfedildi. Röntgen elektronların hedef malzeme ile etkileşimi sonucunda bir başka radyasyon türünün oluşabileceğini ve bunu tüpün dışında tespit edilebileceğini gösterdi. Yeni keşfedilen bu radyasyon türü opak maddelere nüfuz edebilme, floresan üretebilme özelliğine sahipti. Yeni keşfedilen bu radyasyon türünün doğasını henüz anlamadığı için Röntgen bu radyasyon türünü x-ışını olarak adlandırdı.

X-ışınlarının keşfedilmesi ile birlikte ve radyoterapinin başlangıcından hemen sonra x-ışını üretim teknolojisinin geliştirilmesi hedeflenmiştir. Radyoterapinin ilk 50 yılında teknolojik ilerleme oldukça yavaştı ve radyoterapi esas olarak x-ışını üretimi x-ışını tüpleri, van de Graff jeneratörleri vasıtasıyla üretiliyordu. Günümüzde ise teknolojinin gelişmesi sayesinde daha yüksek enerjili foton ve elektronlar üretildiği için radyoterapi daha farklı bir boyut kazanmış oldu.

2.2.1 X-ışını üretimi

Geleneksel bir röntgen tüpü bir ucunda katot (negatif elektrot) ve diğer ucunda anotun (pozitif elektrot) bulunduğu cam bir hazneden oluşur. Cam hazne içerisindeki hava boşaltılmıştır ve cam haznenin içerisinde katot ısıtıldığında termiyonik emisyon ile elektron yayan ince bir tungsten flaman bulunur. Anot ise sonunda küçük bir tungsten parçası yerleştirilmiş bir bakır çubuktan oluşur. Geleneksel röntgen tüpü Şekil 2.4'te şematik olarak gösterilmiştir. Anot ve katot arasına yüksek voltaj uygulandığında; katot filamandan yayılan elektronlar anoda doğru hızlandırılır ve hedefe yüksek bir hızla çarptırılır. X-ışınları tungsten çekirdeğin neden olduğu çekici kuvvetin etkisiyle elektronun hızlanmasından dolayı elektromanyetik radyasyon yayınlanması sonucu oluşur. X-ışını tüpünde hızlandırılan elektronların enerjisinin %99'unu ortam elektronlarıyla çarpışarak kaybederek ısıya dönüşürken, %1'lik kısmı sadece x-ışınlarını oluşturur (Khan ve Gibbons 2014).



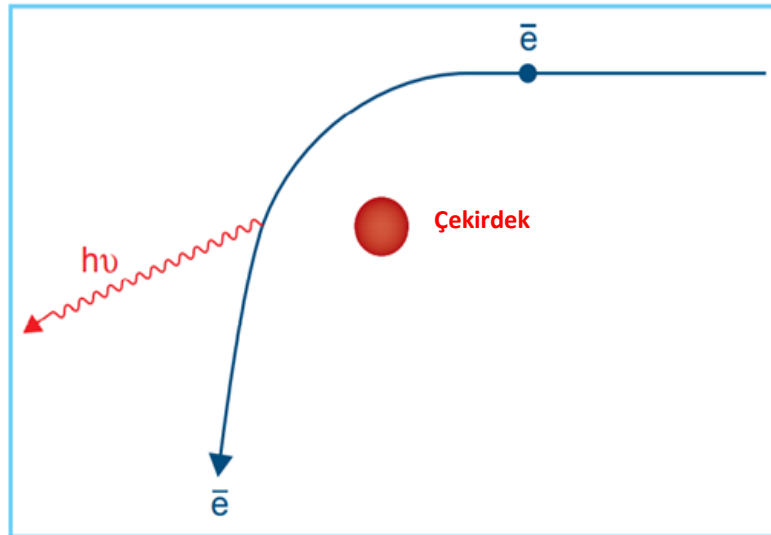
Şekil 2. 4 Geleneksel röntgen tüpü şematik gösterimi (Khan ve Gibbons 2014).

2.2.2 Bremsstrahlung x-ışınları

Bremsstrahlung x-ışınları gelen elektron ve hedef materyalin çekirdeği arasında oluşan Coulomb etkileşimleri sonucunda meydana gelir. Hızlandırılmış elektronlar hedef materyalin yakınında hedef materyalin atom çekirdekleri tarafından coulomb kuvvetine maruz kalırlar ve yavaşlarlar. Böylece gelen elektron kinetik enerjisinin bir kısmını bremsstrahlung şeklinde kaybeder. Bu yavaşlama sonucunda elektronların kinetik enerjisindeki kayıp sonucunda x-ışını oluşur. Bu ışınlar bremsstrahlung (frenleme) x-ışını denir. Belirli bir x-ışını hedefinde üretilen bremsstrahlung spektrumu gelen elektronun kinetik enerjisine, hedef materyalin kalınlığına ve atom numarasına (Z) bağlıdır. Aynı zamanda x-ışının verimi tüp voltajına (V) da bağlıdır. Verimlilik; x-ışınlarının çıkış enerjisinin elektronlar tarafından depolanan giriş enerjisine oranı olarak tanımlanır (Kramers 1923, Khan ve Gibbons 2014).

$$\text{Verimlilik} = 9 \times 10^{-10} ZV \quad (2.25)$$

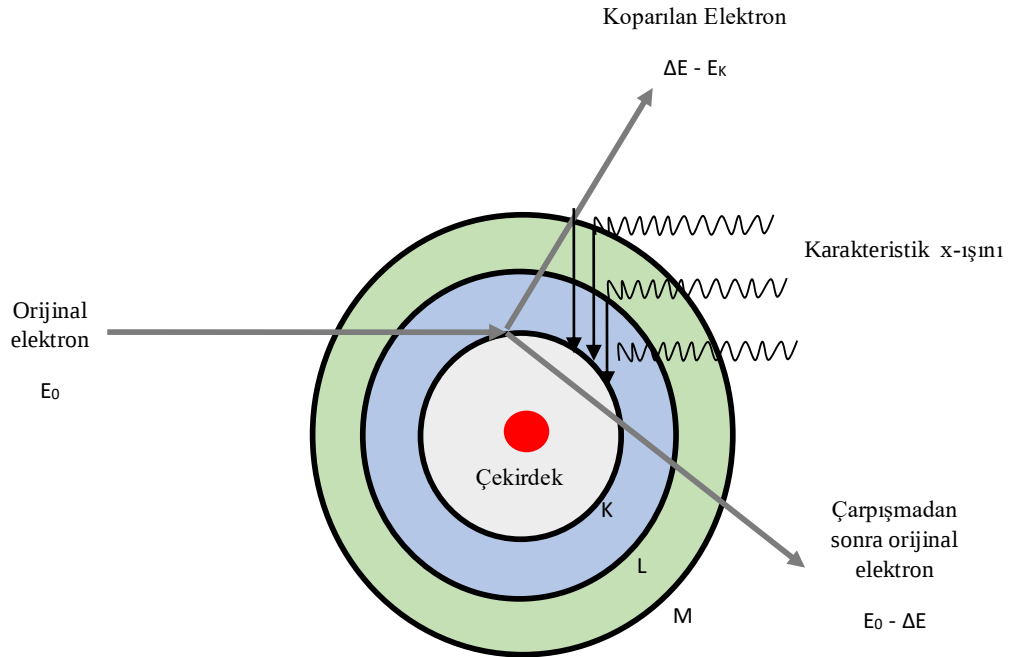
Bremsstrahlung x-ışını oluşumunun şematik gösterimi Şekil 2.5'te gösterilmiştir.



Şekil 2. 5 Bremsstrahlung x-ışını oluşumu (Khan ve Gibbons 2014).

2.2.3 Karakteristik x-ışınları

Hedef materyale E_0 kinetik enerjisi ile çarpan elektronlar hedef malzemenin K, L, veya M elektronu gibi yörünge elektronlarını kopartarak hedefin atomlarını iyonize edebilir. Orijinal elektron çarpışmadan sonra $E_0 - \Delta E$ enerjisine sahip olur. ΔE enerjisi bağlanma enerjisi ve yörünge elektrona aktarılan enerjidir. Bu enerjinin bir kısmı bağlanma enerjisini yenmek için kullanılırken geri kalan enerji tamamen yörünge elektronuna aktarılır. Yörüngeden ayrılan elektron geride bir boşluk bırakır. Atom kararsız halde bulunamayacağından bu boşluk bir üst yörüngedeki elektronlar tarafından doldurulur. Atomun yörüngeleri arasında gerçekleşen elektron geçişleri esnasında elektronun bir önceki ve sonraki yörüngeleri arasındaki bağlanma enerjisinin farkına eşit enerjide bir x-ışını yayınlanır. Bu yayınlanan x-ışınlarına karakteristik x-ışınları denir. Karakteristik x-ışınlarının oluşumunun gösterimi Şekil 2.6'da gösterilmiştir (Khan ve Gibbons 2014). Bremsstrahlung x-ışınlarından farklı olarak, karakteristik x-ışınları kesikli enerji değerine sahiptirler. Örneğin, L kabuğundan K kabuğuna bir elektron geçişi söz konusu olduğu zaman yayılan foton $h\nu = E_K - E_L$ enerjisine sahip olacaktır. Burada E_K ve E_L sırasıyla K ve L kabuğunun bağlanma enerjisidir (Hendee 1970).



Şekil 2. 6 Karakteristik x-ışınları (Khan ve Gibbons 2014).

2.3 İyonlaştırıcı Radyasyon

Bir x-ışını veya γ -ışını bir ortamdan geçtiğinde, madde ile foton arasındaki etkileşim enerjinin transfer edilmesi yoluyla gerçekleşebilir. Enerji transferi söz konusu olduğunda ortamın atomlarından elektron kopartılır. Bu yüksek hızlı elektronlar ortamın atomlarına uyarma veya iyonizasyon yoluyla enerji aktarırlar. Çoğu zaman transfer edilen enerji ısıya dönüşür. İyonizasyon nötr bir atomun atom foton etkileşimi sonucunda pozitif veya negatif yük kazandığı süreçtir. İyonlaştırıcı radyasyon ortamdan geçerken ortamın atomlarından elektronları sıyrabilir. Eğer ortamın atomundan elektron kopartılmışsa atom pozitif iyon haline gelir. Bazı durumlarda kopartılan elektron daha sonra negatif iyon oluşturmak için nötr bir atomla birleşebilir. Pozitif yüklü ve negatif yüklü bir iyon iyon çifti denir. Elektronlar, protonlar ve α parçacıkları gibi yüklü parçacıklar atomu doğrudan iyonlaştırıcı radyasyon oluştururlar, çünkü yeterli kinetik enerjiye sahip bu parçacıklar atomla çarpışmaları halinde atoma enerjilerini aktararak radyasyonun oluşumuna neden olurlar. Öte yandan, gelen parçacığın enerjisi atomdan bir elektron koparmak için yeterli olmadığı durumlarda bu enerji atomun elektronlarını bir enerji seviyesinden diğer enerji seviyesine yükseltmek için kullanılır. Bu durumda atom uyarılmış olur ve iyonlaştırıcı radyasyon oluşumu gözlemlenmez. Diğer taraftan, nötronlar ve fotonlar gibi yüksüz parçacıklar atomun dolaylı olarak iyonlaşmasına neden olurlar. İyonlaştırıcı fotonlar yüksek hızlı elektronlar üretmek için bir malzemenin veya soğurucu ortamın atomları ile etkileşime girerek atomun iyonlaşmasına neden olurlar (Podgoršak 2006).

2.3.1 Foton giriciliği

Hedef bir atomla etkileşme olasılığı hedefe yönlendirilen parçacığın yüküne ve kütlesine bağlıdır. Diğer taraftan hedefin yükü ve kütlesi de bu etkileşme olasılığını etkileyen diğer faktörlerdir. Bu etkileşmelerin tümü için bu olayların meydana gelme olasılığının ölçüsü olarak etkileşme tesir kesiti tanımlanır. Bir hedeften yayılan x-ışını veya bir radyoaktif kaynaktan yayınlanan bir γ -ışını çeşitli enerjilere sahip çok sayıda fotondan oluşur (Tonnessen ve Pounds 2011). Belli bir kalınlıktaki malzemedan geçen fotonların

akısındaki azalma miktarı hedef malzemede meydana gelen etkileşme oranının bir ölçüsüdür. Buna göre foton akısı (ϕ) aşağıdaki denklem ile ifade edilir.

$$\phi = \frac{dN}{dx} \quad (2.26)$$

Burada N foton sayısını, x ise hedef malzemenin kesit kalınlığını ifade eder. Fotonların akı yoğunluğu (ϕ) ise birim zamandaki foton akısı olarak tanımlanır (Khan ve Gibbons 2014).

$$\phi = \frac{d\phi}{dt} \quad (2.27)$$

2.3.2 Azalım katsayısı

Dar bir monoenerjik foton demeti belli bir kalınlıktaki hedef malzemeye yönlendirildiğinde ve kaynaktan belli bir mesafe uzaklığa yerleştirilen dedektör tarafından hedef malzemeyi geçen fotonlar ölçüldüğünde foton sayısında belli bir miktar azalma olduğu gözlemlenir. Aynı zamanda soğurucu ortam tarafından saçılan fotonların da olduğu gözlemlenir. Dolayısıyla bir foton demeti hedef malzemeye yönlendirildiği zaman fotonlar hedef malzeme tarafından tamamen soğrulabilir, saçılabilir veya hiç etkileşim yapmadan hedef malzemeyi geçebilirler. Gelen bir foton demetinin akısındaki azalmanın ölçülmesi Şekil 2.7’de gösterilmiştir (Arasoğlu vd. 2013). Bu koşullar altında, foton sayısındaki (dN) azalma miktarı, gelen foton sayısı (N) ve soğurucu malzemenin kalınlığı (dx) ile orantılıdır. Bu azalma matematiksel olarak şu şekilde ifade edilir.

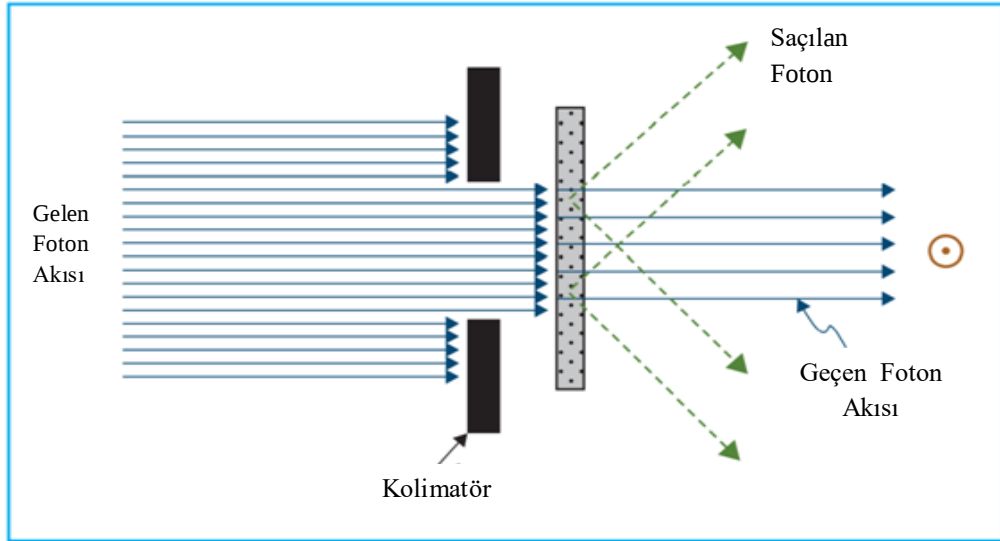
$$dN \propto Ndx \quad (2.28)$$

$$dN = -\mu Ndx \quad (2.29)$$

Denklemdaki μ , azalım katsayısı olarak adlandırılan orantı sabitidir. Eksi işareti soğurucu kalınlığı arttıkça foton sayısındaki azalımı ifade eder. Bu ifade fotonların şiddeti cinsinden de yazılabilir.

$$dI = -\mu I dx \quad (2.30)$$

$$\frac{dI}{I} = -\mu dx \quad (2.31)$$



Şekil 2. 7 Belli bir kalınlıktaki hedefi geçtikten sonra foton akısında azalma (Khan ve Gibbons 2014).

Eğer x kalınlığı bir uzunluk olarak ifade edilirse μ lineer azalım katsayısı olarak adlandırılır ve birimi cm^{-1} 'dir. Bu denklemin integrali alınarak çözülmüşse foton şiddetindeki azalma aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (2.32)$$

Denklemden $I(x)$; I_0 şiddeti ile belli bir kalınlıktaki hedef malzemeye gelen fotonların şiddetindeki azalmayı ifade eder. Genel olarak, azalım katsayısı gelen fotonun enerjisine ve hedef malzemenin doğasına bağlıdır. Herhangi bir x kalınlığındaki malzemenin foton şiddetinde meydana getirdiği azalma miktarı malzemenin yoğunluğuna bağlıdır. Böylece lineer azalım katsayısını malzemenin yoğunluğuna bölünürse (μ/ρ) azalım katsayısı yoğunluktan bağımsız hale gelir ve μ/ρ ifadesi kütle azalım katsayısı olarak adlandırılır. Foton şiddetindeki azalma malzemenin doğasına bağlı olduğu için bu ifade lineer azalım

katsayısından daha temel bir katsayı olup malzemenin yoğunluğundan ziyade malzemenin atomik bileşenini içerir. Eğer ρ g/cm³ cinsinden ifade edilirse o zaman kütle azalım katsayısının birimi cm²/g olacaktır. Cm veya g/cm² birimlerine ilave olarak, hedef malzemenin kalınlığı elektron/cm² (elektronik azalım katsayısı = μ_e) veya atom/cm² (atomik azalım katsayısı = μ_a) olarak da ifade edilebilir.

$$\mu_e = \frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{1}{N_0} \text{ cm}^2/\text{elektron} \quad (2.33)$$

$$\mu_a = \frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{Z}{N_0} \text{ cm}^2/\text{atom} \quad (2.34)$$

Denklemde Z hedef malzemenin atom numarasını, N_0 ise gram başına elektron sayısını ifade eder. Buna göre N_0 aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$N_0 = \frac{N_A Z}{A_w} \quad (2.35)$$

N_A avagadro sayısı ve A_w ise atomik ağırlıktır. Zayıflama katsayısı birim kalınlık başına hedef malzemeyi geçen fotonların oranını temsil eder. $I(x)$ şiddeti malzeme ile etkileşime girmeyen fotonların şiddetidir (Hendee 1970, Khan ve Gibbons 2014).

2.3.3 Yarı değer kalınlığı (Half Value Layer, HVL)

Yarı değer kalınlığı (HVL) fotonun şiddetini yarıya düşürmek için gerekli olan kalınlık olarak tanımlanır. Buna göre HVL;

$$\frac{I}{I_0} = 1/2 \quad (2.36)$$

Anlamına gelir. Böylece yarı değer kalınlığı denklem 2.36'nın çözümünden şu şekilde ifade edilir.

$$\text{HVL} = \frac{\ln 2}{\mu} \approx \frac{0.693}{\mu} \quad (2.37)$$

Daha öncede belirtildiği gibi eksponansiyel azalma sadece monoenerjik foton demeti için uygundur. Bununla birlikte, bir x-ışını jeneratörü tarafından üretilen bir x-ışını demeti farklı enerjilerde fotonlar içerir. Bu foton demeti için azalma artık eksponansiyel olmaz. Genel olarak, heterojen bir demet için ilk HVL, sonraki HVL değerlerinden daha azdır. Filtre kalınlığı arttıkça, iletilen ışının ortalama enerjisi artar veya ışın giderek daha sert bir hale gelir. Böylece, polienerjik bir x-ışını demetinde filtrasyon artırılarak ışının hedef malzeme içine giriciliği artırılabilir (Turner 2005).

2.3.4 Enerji transfer katsayısı

Etkileşime giren fotonlar enerjilerinin bir kısmını ve/veya tamamını hedef malzemenin elektronlarına kinetik enerji olarak aktarır. Elektronla fotonun enerjisinin bir kısmı aktarılmış ise foton başlangıçtaki enerjisinden daha düşük bir enerji ile saçılır. Saçılan foton, elektronlarla kısmi veya tam bir enerji transferi ile tekrar etkileşime girebilir. Böylece bir foton enerjisinin elektronların kinetik enerjisine dönüştürüldüğü bir veya birden fazla etkileşime girebilir. Bir hedef malzemenin içinden geçen bir foton demeti için, hedef malzemenin birim kalınlığı başına yüklü parçacıkların kinetik enerjisi olarak aktarılan foton enerjisinin kesri enerji transfer katsayısı (μ_{tr}) olarak ifade edilir ve aşağıdaki eşitlik ile hesaplanır.

$$\mu_{tr} = \frac{E_{tr}}{h\nu} \mu \quad (2.38)$$

Denklemden E_{tr} ortama transfer edilen ortalama kinetik enerjiyi ifade eder (Nilsson ve Brahme 2014).

2.3.5 Enerji soğurma katsayısı

Fotonlar tarafından enerji aktarılan elektronların çoğu, malzemenin atomik elektronları ile esnek olmayan çarpışmalarla enerjilerini kaybederler (iyonizasyon ve uyarma). Bazı durumlarda ise malzemenin atom numarasına bağlı olarak elektronlar çekirdeklerle etkileşerek bremsstrahlung etkileşimi ile enerjilerini kaybederler. Hedef hacimden x-ışını olarak yayınlanan bremsstrahlung enerjisi lokal olarak soğrulan enerjiye dahil edilmez.

Enerji soğurma katsayısı, enerji transfer katsayısı ile $(1-g)$ ile çarpılmasıyla elde edilir. Burada g malzeme içerisinde ikincil yüklü parçacıkların enerjisinin bremsstrahlung enerjine dönüşüm kesridir.

$$\mu_{en} = \mu_{tr}(1 - g) \quad (2.39)$$

Yumuşak doku veya düşük Z 'li malzemeler için etkileşimlerin çoğu için enerjinin neredeyse tamamı iyonlaşma ile kaybolur ve bremsstrahlung kesri ihmal edilebilir. Bu koşullar altında $\mu_{en} = \mu_{tr}$ olarak alınabilir. Ancak bu katsayılar yüksek atom numaralı malzemelerde ve ikincil parçacıkların kinetik enerjilerinin yüksek olduğu durumlarda farklıdır. Enerji soğurma katsayısı radyoterapi için önemli bir büyüklüktür çünkü dokuda soğrulan enerjinin değerlendirilmesi ve radyasyonun biyolojik etkilerinin analiz edilmesi bu niceliğin bilinmesine bağlıdır (Khan ve Gibbons 2014).

2.4 Atom – Foton Etkileşimleri

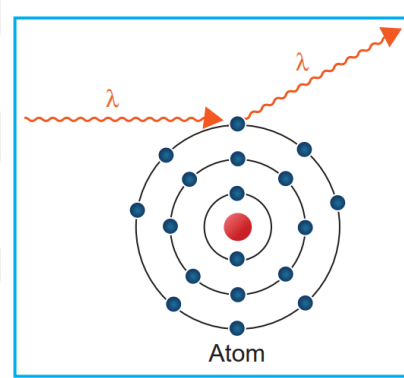
Bir soğurucu malzeme tarafından bir foton demetinin şiddetinin azalması atom foton etkileşim mekanizmalarına bağlıdır. Bu etkileşim mekanizmaları koherent saçılma (Rayleigh saçılması), fotoelektrik olay, Compton saçılması ve çift oluşumdur. Bu süreçlerin her biri gelen fotonun enerjisine ve ortamın azalım katsayısına bağlıdır. Toplam azalım katsayısı bu etkileşimler için geçerli olan azalım katsayılarının toplamı olarak ifade edilir.

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\sigma_{ray}}{\rho} + \frac{\sigma_{foto}}{\rho} + \frac{\sigma_{comp}}{\rho} + \frac{\sigma_{çift}}{\rho} \quad (2.40)$$

Denklemden σ_{ray} , σ_{foto} , σ_{comp} , $\sigma_{çift}$ sırasıyla Rayleigh saçılması, fotoelektrik olay, Compton saçılması ve çift oluşumu için azalım katsayılarını ifade etmektedir (Tannoudji vd. 1992).

2.4.1 Koherent saçılma (Rayleigh saçılması)

Rayleigh saçılmasında gelen foton enerjisini atomun son yörüngesindeki elektrona aktararak elektronun titreşimine neden olur. Bu titreşim gelen fotonun enerjisine bağlıdır. Elektron gelen fotonun dalga boyuna eşit bir dalga boyunda elektromanyetik dalga yayınlanmasına neden olur. Rayleigh saçılmasında ortama herhangi bir enerji aktarımı söz konusu olmadığı için gelen foton enerjisini kaybetmeden farklı bir açıda yön değiştirir. Rayleigh saçılması düşük enerjili fotonlar ile yüksek atom numaralı hedef malzemeler arasında gerçekleşir. Radyoterapide yüksek enerjili fotonlar söz konusu olduğundan Rayleigh saçılması radyoterapide ihmal edilir. Rayleigh saçılmasının şematik gösterimi Şekil 2.8’de gösterilmiştir (Khan ve Gibbons 2014).



Şekil 2. 8 Rayleigh saçılması (Khan ve Gibbons 2014).

2.4.2 Fotoelektrik olay

Fotoelektrik olay fotonun atom tarafından soğrulduğu ve sonuç olarak atomun yörünge elektronlarından birinin kopartıldığı bir süreçtir. Bu süreçte fotonun tüm enerjisi ($h\nu$) atomun elektronlarına aktarılır. Kopartılan elektron fotoelektron olarak adlandırılır ve fotoelektronun kinetik enerjisi aşağıdaki eşitlik ile ifade edilir.

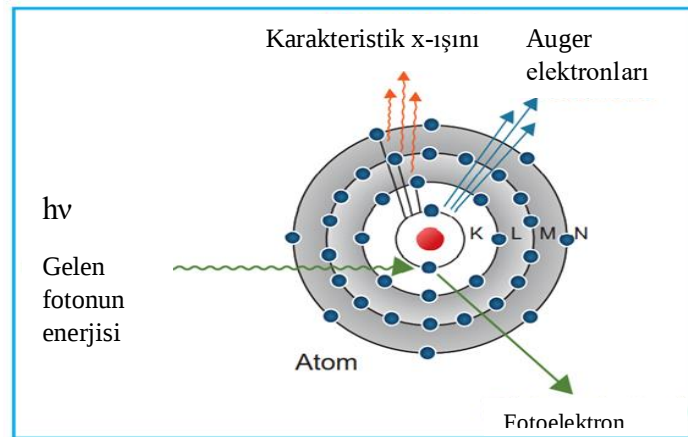
$$E_{\text{fotoelektron}} = h\nu - E_{\text{bağlanma}} \quad (2.41)$$

Bu etkileşimde foton atomun K,L,M veya N kabuğundaki elektronlar ile etkileşir. Elektron atomdan kopartıldıktan sonra elektronun kopartıldığı kabukta bir boşluk oluşur

ve böylece atom uyarılmış olur. Atom kararsız halde kalamaz ve oluşan boşluk bir dış yörünge elektronu tarafından doldurulur. Bu esnada atomdan bir x-ışını yayınlanarak atom kararlı hale gelir. Yayınlanan bu x-ışını atomdan dışarı çıkabilir veya atomun diğer yörüngelerinde bulunan elektronlardan birini kopartarak başka bir elektron fırlatılmasına neden olur. Bu elektronlara Öje (Auger) elektronları denir. Aynı şekilde bu elektronun yarattığı boşluk yine dış yörüngedeki elektron tarafından doldurulur ve bu esnada yine karakteristik bir x-ışını yayınlanır. Ancak bu karakteristik x-ışını ilk yayınlanan x-ışınından daha düşük bir enerjiye sahiptir. Fotoelektrik olayın şematik gösterimi Şekil 2.9'da gösterilmiştir (Khan ve Gibbons 2014). Yumuşak dokuların K-kabuğunun bağlanma enerjisi oldukça düşüktür (~0,5 keV), biyolojik materyallerde üretilen karakteristik x-ışınlarının enerjisi çok düşüktür. Bu nedenle bu x-ışınlarının lokal olarak soğrulduğu kabul edilir. Daha yüksek atom numarasına sahip malzemeler için fotoelektrik olay sonucunda oluşan karakteristik x-ışınlarının enerjisi daha yüksektir. Fotoelektrik olayın meydana gelme olasılığı gelen fotonun enerjisine bağlıdır. Buna göre farklı malzemeler için fotoelektrik olayın azalım katsayısı için aşağıdaki ifade geçerlidir.

$$\frac{\mu}{\rho} \propto Z^3 \quad (2.42)$$

Bu ilişki tanısal radyolojide birçok uygulamanın temelini oluşturur. Kemik, kas ve yağ dokusu gibi farklı atom numarasına sahip dokularda x-ışını soğrulma derecesi farklıdır. Tanısal radyoloji enerji aralığında fotoelektrik olayın gerçekleşme olasılığı baskındır (Gazda ve Coia 2001).



Şekil 2. 9 Fotoelektrik olayın şematik gösterimi (Khan ve Gibbons 2014).

2.4.3 Compton saçılması

Compton saçılmasında gelen fotonun enerjisi atomun çekirdeğinin en dış yörüngesindeki elektronlardan biriyle etkileşir. Dış yörüngedeki elektronların bağlanma enerjisi gelen fotonun enerjisine kıyasla oldukça düşüktür. Böylece gelen fotonun enerjisinin bir kısmı bu elektronu koparmak için aktarılır ve enerjisi azalan foton ϕ açısıyla saçılarak farklı yönde yoluna devam eder. Enerji ve momentumun korunumu yasalarına göre elektronun enerjisi aşağıdaki denklem ile ifade edilir.

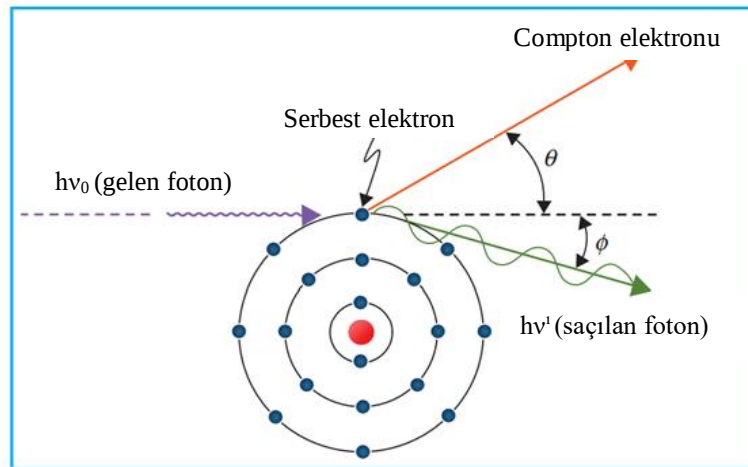
$$E = h\nu_0 \frac{\alpha(1-\cos\phi)}{1 + \alpha(1-\cos\phi)} \quad (2.43)$$

$$\alpha = \frac{h\nu_0}{m_0c^2} \quad (2.44)$$

Denklemden $h\nu_0$ gelen fotonun enerjisidir. Buna göre saçılan fotonun enerjisi aşağıdaki eşitlik ile ifade edilir.

$$h\nu' = h\nu_0 \frac{1}{1 + \alpha(1-\cos\phi)} \quad (2.45)$$

Compton saçılmasının şematik gösterimi Şekil 2.10'da gösterilmiştir (Khan ve Gibbons 2014).

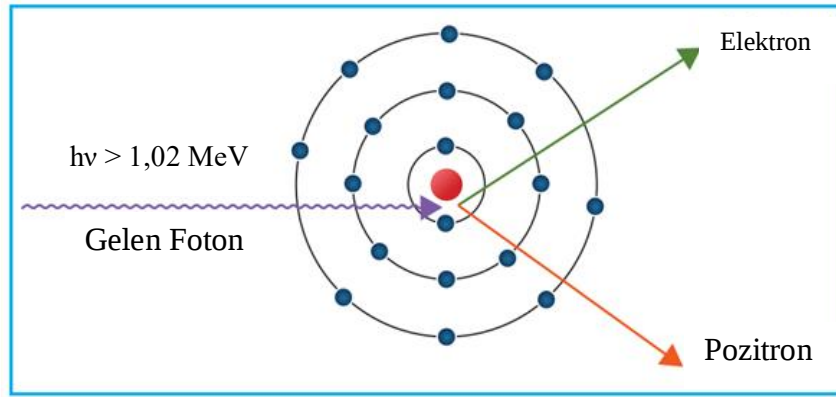


Şekil 2. 10 Compton saçılmasının şematik gösterimi (Khan ve Gibbons 2014).

Daha öncede belirtildiği gibi Compton saçılması bir foton ile atomun serbest elektronu arasında gerçekleşen bir etkileşimdir. Bu nedenle gelen fotonun enerjisi elektronun bağlanma enerjisinden büyük olmalıdır. Bu olay fotoelektrik olayın tam tersidir. Gelen fotonun enerjisi arttıkça fotoelektrik olma olasılığı azalır Compton saçılma olasılığı artar. Bu yüzden fotoelektrik olay diagnostik enerji aralığında baskın bir etkileşim türü iken; Compton saçılması teröpatik enerji aralığında baskın olan bir etkileşim türüdür. Aynı zamanda Compton saçılması maddenin atom numarasından bağımsızdır. Ancak maddenin elektron yoğunluğu olarak bilinen atomun gram başına elektron sayısı ile orantılıdır (Cooper vd. 2004).

2.4.4 Çift oluşumu

Diğer etkileşim türlerinden farklı olarak çift oluşumunun gerçekleşebilmesi için gelen fotonun enerjisi 1,02 MeV'den daha büyük olması gerekmektedir. Bu süreçte foton bir atomun çekirdeğinin elektromanyetik alanı ile güçlü bir şekilde etkileşime girer ve enerjisinin tamamını atoma aktarır. Sonuç olarak bir elektron ve bir pozitron çifti oluşur. Bu eşik enerjiyi aşan foton enerjisi parçacıklar arasında kinetik enerji olarak paylaşılır. Elektron ve pozitron çifti için mevcut toplam kinetik enerji ($h\nu - 1,02 \text{ MeV}$) olarak ifade edilir. Parçacıklar gelen fotona göre ileri yönde yayılma eğilimindedir. Çift oluşumu enerjinin kütleye dönüştüğü bir etkileşimdir. Çift oluşumu esnasında oluşan pozitron ortamın elektronları ile etkileşimde bulunur ve enerjisini kaybeder. Sonuç olarak giderek yavaşlayan pozitron bir serbest elektronla birleşerek yok olur. Bu esnada pozitronun kütlesi elektromanyetik radyasyona dönüşür ve oluşan bu fotona yok olma (annihilasyon) fotonu denir. Çift oluşumunun şematik gösterimi Şekil 2.11'de gösterilmiştir (Khan ve Gibbons 2014). Çift oluşumu gelen fotonun atomun çekirdeğinin elektromanyetik alanı ile etkileşme süreci olduğundan çift oluşumunun gerçekleşme olasılığı atom numarası ile doğru orantılıdır. Aynı zamanda gelen fotonun enerjisi arttıkça çift oluşumunun gerçekleşme ihtimali de artar (Motz vd. 1969).



Şekil 2. 11 Çift oluşumunun şematik gösterimi (Khan ve Gibbons 2014).

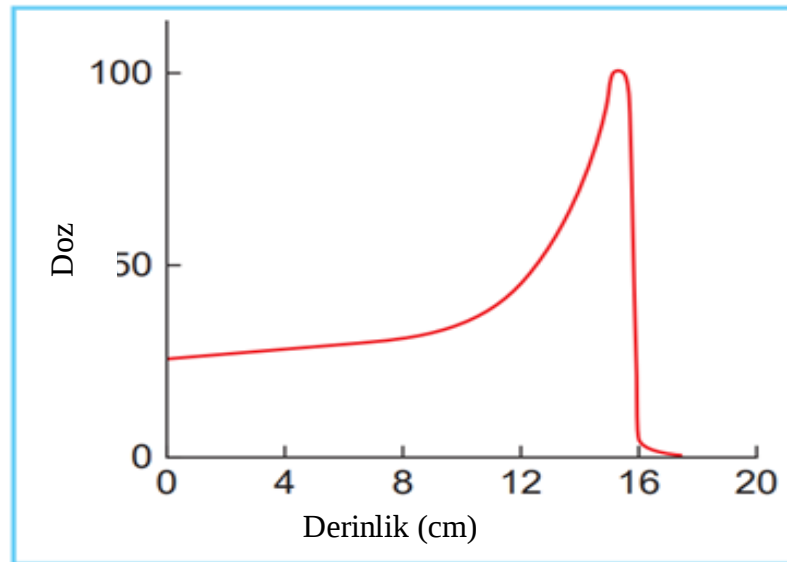
2.5 Yüklü Parçacık Etkileşimleri

Fotonlar madde ile fotoelektrik, Compton saçılması veya çift oluşumu ile etkileşime girerken, yüklü parçacıklar (elektronlar, protonlar, α parçacıkları) iyonlaşma ve uyarılma yolu ile etkileşime girerler. Yüklü parçacıkların atom ile etkileşmesi sonucunda oluşan bremsstrahlung fotonları ağır yüklü parçacık etkileşiminden ziyade elektronların atomla etkileşimi sonucunda meydana gelir. Yüklü parçacık etkileşimleri ve çarpışmaları, hızlandırılan parçacığın elektrik alanı ile hedef malzemenin yörünge elektronlarının elektrik alanları ve atomun çekirdeği arasındaki Coulomb etkileşmelerinin sonucudur. Parçacık ve atomik elektronlar arasındaki etkileşme, atomların uyarılmasına veya iyonlaşmasına neden olur. Parçacık ve çekirdek arasındaki çarpışmalar radyasyon enerjisi kaybına veya bremsstrahlung fotonlarının oluşmasına neden olur. Ayrıca daha küçük kütleli elektronlar ağır parçacıklara göre büyük bir enerji kaybına uğramadan çoklu saçılmaya maruz kalabilirler. Coulomb kuvveti etkileşimlerine ek olarak, ağır yüklü parçacıklar radyoaktif nükleit üreterek nükleer enerji üretilmesini sağlarlar. Parçacığın birim yol uzunluğu başına kinetik enerjisindeki kayıp durdurma gücü olarak adlandırılır ve genellikle $\text{MeV.cm}^2/\text{gr}$ olarak ifade edilir (Raju 2012).

$$S \text{ (Durdurma Gücü)} = \frac{dE}{dx} \quad (2.46)$$

2.5.1 Ağır yüklü parçacıklar

Parçacıklar kütlelerine göre ağır yüklü ve hafif yüklü parçacıklar olarak adlandırılır. Elektronlar ve pozitronlar hafif yüklü parçacıklardır ($m_e \sim 1/1840 m_p$). Ağır yüklü parçacıkların kütlesi elektronun durgun kütlesine oranla çok büyüktür. Protonlar, mezonlar, α -parçacıkları ve atom çekirdeği ağır yüklü parçacıklardır. Yüklü parçacıklar için iyonizasyon etkileşimlerinin neden olduğu birim yol uzunluğu veya durdurma gücü başına enerji kaybı oranı, parçacık yükünün karesiyle doğru orantılı ve parçacığın hızının karesiyle ters orantılıdır. Böylece, parçacık yavaşlarken enerji kayıp hızı artar ve ortama iyonizasyon yoluyla aktarılan radyasyon dozu değeri artar. Enerji kaybı miktarı başlangıçta sabittir. Ancak yolun sonunda bir pik noktasına ulaşır. Bu nokta parçacığın enerji kaybının maksimum olduğu noktadır. Parçacığın izlediği yol başına birim enerji kaybını gösteren eğriye Bragg-Eğrisi, pik noktayı gösteren nokta da Bragg-pik olarak adlandırılır. Ağır yüklü bir parçacığın su içerisindeki Bragg-Eğrisi Şekil 2.12’de gösterilmiştir (Khan ve Gibbons 2014). Bragg-Pik etkisi ve ağır yüklü parçacıklarının saçılma oranlarının çok düşük olması nedeniyle proton tedavisi radyoterapide son dönemlerde önemli bir tedavi yöntemi haline gelmiştir. Bu sayede hedef hacimlere tedavi dozu verilirken kritik organlar maksimum seviyede korunmuş olur.



Şekil 2. 12 Ağır yüklü parçacığın su içerisindeki Bragg-Eğrisi (Khan ve Gibbons 2014).

2.5.2 Elektronlar

Elektronların madde içerisinde geçerken yaptıkları etkileşim ağır yüklü parçacıkların yaptıkları etkileşime oldukça benzerdir. Ancak elektronların kütlesi ağır yüklü parçacıkların kütlesine oranla oldukça küçüktür. Bu yüzden madde içerisinde geçerken çoklu saçılmaya uğrarlar ve hareket yönleri değişir. Sonuç olarak elektronların madde ile etkileşimlerinde Bragg-Pik gözlemlenmez. Suda veya yumuşak dokuda elektronlar, diğer yüklü parçacıklar gibi iyonizasyon ve uyarılma yoluyla enerjilerini kaybederler. Böylece iyonizasyon sonucunda ortamda radyasyon dozu birikmiş olur. Eğer elektronun enerjisi, maddenin yörünge elektronunun bağlanma enerjisinden az ise atom uyarılır. Eğer elektronun enerjisi maddenin yörünge elektronlarının bağlanma enerjisinden büyük ise madde atomlarından elektron kopartılır ve atom iyonlaştırılmış olur. Elektronun kütlesi çok küçük olduğu için maddenin çekirdeği ile elektromanyetik etkileşim yapar ve enerjisinin bir kısmını bremsstrahlung olarak kaybeder. Elektronun enerjisindeki bremsstrahlung kayıp oranı yüksek atom numaraları maddelerde daha fazladır. Elektronların madde ile etkileşimi enerji kaybı radyoterapi tedavisi yöntemi olarak kullanılmaktadır. Özellikle cilt tümörlerinin tedavisinde elektron tedavisi etkili bir yöntem olarak kabul edilmektedir (Klevenhagen 1985).

2.5.3 Nötronlar

X-ışınları ve γ -ışınları gibi, nötronlar da dolaylı olarak iyonlaştırıcıdır. Ancak nötronların madde ile etkileşim mekanizmaları oldukça farklıdır. Nötronlar hidrojen gibi düşük atom numaraları maddelerle etkileşime girerek hedef malzemenin çekirdeğine nüfuz eder. Etkileşim sonucunda nötron çekirdekte soğurularak çekirdekten proton yayınlanmasına neden olur. Bu süreçte nötron ve protonun kütlesi birbirine çok yakın olduğundan etkileşim sonucunda oluşan enerji miktarı büyüktür. Yüksek enerjili bir nötron doku ile etkileşime girerse dokuda biriken radyasyon dozu ağırlıklı olarak geri tepen protondan kaynaklanır (Romero-Expósito vd. 2016). Eğer nötron yüksek atom numaralı madde ile etkileşime girerse, çekirdeğin parçalanmasına neden olur. Bu tür etkileşimler sonucunda nükleer parçalanmalar meydana gelir. Nötronların madde ile etkileşmesi sonucunda oluşan elastik ve in-elastik çarpışmaların meydana gelme olasılığı, nötronların enerjisine

ve hedef malzemenin atom numarasına bağlıdır. Ancak bu ilişki oldukça karmaşıktır. Nötronlar hedef malzeme içerisinde elastik çarpışma yoluyla enerjisinin büyük bir kısmını kaybeder. Enerjisi azalarak yavaşlayan nötronlar madde içerisinde soğrulurlar. Böylece bazen nötronlar hedef malzemenin çekirdeği tarafından yakalanabilirler ve atom uyarılmış hale gelir. Uyarılan atom çekirdekten γ -ışını ile birlikte nötron yayınlanarak karalı hale gelir. Böyle bir etkileşim nötronlar ile hedef malzemenin in-elastik çarpışması sonucunda meydana gelir. İn-elastik çarpışma sonucunda oluşan reaksiyona nötron yakalama reaksiyonu denir ve nötronun enerjisi ile ters orantılıdır (Rinard 1991).

2.6 İyonlaştırıcı Radyasyonun Ölçümü

Tanı ve tedavi amaçlı kullanılan radyasyonun dokuda meydana getirdiği biyolojik ve kimyasal etkilerinin belirlenmesi için radyasyon ölçümü çok önemlidir. 1928 yılında Uluslararası Radyasyon Birimleri ve Ölçümleri Komisyonu (ICRU) tarafından Röntgen x ve γ ışınlarına maruz kalmanın ölçü birimi olarak tanımlandı.

2.6.1 Röntgen

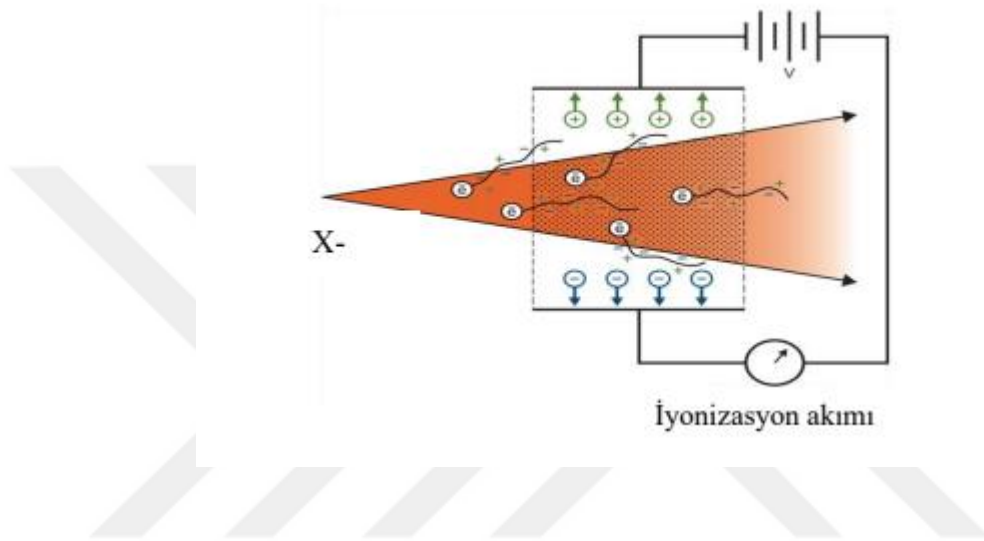
Röntgen radyasyona maruziyeti açıklayan radyasyon pozunun birimidir. Aynı zamanda iyonlaşmanın da bir ölçüsüdür. ICRU radyasyon pozunu (X) belli bir kütlede (d_m) havada oluşan iyonlaşma miktarı (d_Q) olarak tanımlar ve birimi röntgendir (Menzel 2014).

$$\text{Exposure (radyasyon Pozu)} = \frac{d_Q}{d_m} \quad (2.47)$$

$$1R = 2.58 \times 10^{-4} C/kg \quad (2.48)$$

Havadan geçen bir x-ışını daha önce bahsedilen etkileşim mekanizmaları aracılığıyla elektronları harekete geçirirler. Bu yüksek hızlı elektronlar, etkileşim yolları boyunca iyonizasyon üretir. İyon toplama plakaları boyunca uygulanan voltaj tarafından üretilen elektrik alan nedeniyle, negatif yükler pozitif yüklere doğru hareket ederek bir elektrik akımı oluştururlar. Toplanan yük bir elektrometre aracılığıyla ölçülür. Röntgenin tanımına göre, belirli bir hacimde fotonlar tarafından üretilen elektronlar tüm enerjilerini

plakalar tarafından çevrelenen hava içerisinde iyonlaşma yoluyla kaybederler. Ancak bazı durumlarda, belirli hacimde üretilen elektronlar enerjilerini iyon bölgesinin dışında biriktirirler. Diğer taraftan, belirtilen hacim dışında üretilen elektronlar, iyonlaşma bölgesine girerek burada iyonizasyona neden olabilirler. Böylece kayıp kazanca eşit olur ve elektronik denge oluşur. Bu mekanizma Şekil 2.13’de gösterilmiştir (Khan ve Gibbons 2014).



Şekil 2. 13 Hava içerisinde elektronik denge oluşumu (Khan ve Gibbons 2014).

2.6.2 İyon odası

İyon odası röntgen tanımına uygun olarak radyasyon pozunu ölçmek için kullanılan bir ölçüm aletidir. Bir diyafram aracılığı ile yönlendirilen x-ışını, odak noktasından geçerek bir çift paralel plaka arasındaki hava dolu bölgeye gelir. Plakalar arasına uygulanan yüksek voltaj sayesinde havada üretilen iyonlar plakalar arasında toplanır. Daha önce tartışıldığı gibi, belirli bir hacimde x-ışını tarafından üretilen elektronlar tüm enerjilerini plakalar arasında kalan havayı iyonlaştırmak için harcarlar. Böyle bir durum ancak gelen x-ışını tarafından oluşturulan elektronların menzillerinin plakalar arasında kalan mesafenin uzunluğundan küçük olduğu durumlarda gözlemlenir. Ayrıca elektronik denge oluşması için birim zamandaki foton akısı belirtilen hacim ve diyafram ile iyon toplama bölgesi arasındaki mesafe boyunca sabit olmalıdır. İyon odasının şematik gösterimi Şekil 2.14’de gösterilmiştir (Khan ve Gibbons 2014). Eğer ΔQ toplanan yük (Coulomb) ve r

2.6.3 Çevresel faktörler

İyon odası ortamın sıcaklığından ve hava basıncından etkilenir. Çünkü havanın yoğunluğu, gaz yasalarına göre sıcaklık ve basınca bağlı olduğu için iyon odası içerisinde yer alan havanın yoğunluğu da sıcaklık ve basınca bağlı olacaktır. Sıcaklık azaldıkça iyon odası içerisindeki havanın yoğunluğu veya kütlesi artacaktır. Böylece hazne içerisindeki basınç azalmış olur. Radyasyon pozu, birim kütle başına toplanan iyonizasyon yükü olarak tanımlandığından belirli bir radyasyon pozu için oda okuması sıcaklık azaldıkça azalır. Amerika Birleşik Devletleri Ulusal Standartlar ve Teknoloji Enstitüsü (National Institute of Standards and Technology, NIST) ile Akredite Doz Kalibrasyon Laboratuvarı (ADCL) tarafından iyon odası kalibrasyonu için standart sıcaklık (T_0) 22°C ve çevresel koşullar için basıncı (P_0) 760 mmHg veya 101,33 kilopaskal (kPa) olarak belirlenmiştir. Buna göre iyon odası kalibrasyonu için sıcaklık ve basınç düzeltmesi ($P_{T,P}$) için aşağıdaki eşitlik kullanılır.

$$P_{T,P} = \left(\frac{760}{P}\right) \left(\frac{273,2+T}{273,2+22,0}\right) \quad P = \text{mmHg} \quad (2.50)$$

$$P_{T,P} = \left(\frac{101,33}{P}\right) \left(\frac{273,2+T}{273,2+22,0}\right) \quad P = \text{kPa} \quad (2.51)$$

Denklemlerde 273,2 mutlak sıcaklık değeridir (Boag 1987).

2.7 Radyoterapide Radyasyon Dozu

Daha öncede belirtildiği gibi radyasyon pozu düşük enerjili x ve γ ışınları için geçerli olan bir tanımlamadır ve 3 MeV'in üzerindeki enerjiler için bu tanımlama kullanılmaz. Soğrulan doz miktarı yüklü ve yüksüz parçacıklar da dahil olmak üzere tüm iyonlaştırıcı radyasyon türleri için radyasyon miktarının ölçüsü olarak tanımlanan bir büyüklüktür. Aynı zamanda soğrulan doz değeri biyolojik malzemelerde radyasyonun oluşturduğu etkinin belirlenmesinde kullanılır. Soğrulan doz iyonlaştırıcı radyasyon tarafından malzemenin birim kütlesine aktarılan ortalama enerji miktarı olarak tanımlanır. Buna göre soğrulan doz aşağıdaki eşitlik ile ifade edilir.

$$\text{Soğrulan Doz} = \frac{dE}{dm} \quad (2.52)$$

Soğrulan dozun birimi rad olarak tanımlanır. Buna göre;

$$1 \text{ rad} = 100 \frac{\text{erg}}{\text{gr}} = 10^{-2} \text{Joule/kg} \quad (2.53)$$

SI birim sistemine göre soğrulan doz gray (Gy) olarak tanımlanır ve 1 Gy aşağıdaki şekilde ifade edilir (Menzel 2014).

$$1 \text{ Gy} = 1 \text{ Joule/kg} \quad (2.54)$$

$$1 \text{ Gy} = 100 \text{ rad} = 100 \text{ cGy} \quad (2.55)$$

2.7.1 Kerma

Dokuda soğrulan dozun miktarı dokuda fotonlar tarafından serbest bırakılan yüklü parçacıkların sayısına, parçacık enerjisine ve foton akısına bağlıdır. Kerma (K) birim kütle başına yüklü parçacıklar tarafından ortama aktarılan enerji olarak tanımlanır.

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \quad (2.56)$$

dE_{tr} yüklü parçacıkların ortama aktardığı toplam enerji miktarıdır. Kermanın birimi joule/kg'dır. Bir noktadaki kerma aynı zamanda foton akısını da bağlıdır. Buna göre kerma aşağıdaki şekilde ifade edilir.

$$K = \phi \frac{\mu_{tr}}{\rho} \quad (2.57)$$

Denklemden μ_{tr}/ρ ortam için kütle enerji transfer katsayısıdır.

$$\frac{\mu_{en}}{\rho} = \frac{\mu_{tr}}{\rho} (1 - g) \quad (2.58)$$

Burada $\frac{\mu_{en}}{\rho}$ ortalama kütle enerji soğurma katsayısıdır ve g radyatif süreçte elektronların kaybettiği enerji miktarının bir ölçüsüdür. Buna göre kerma aşağıdaki eşitlik ile ifade edilir.

$$K = \phi \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right) / (1 - g) \quad (2.59)$$

Hava, su, yumuşak doku gibi düşük atom numaralı malzemelerde elektronlar başlangıç kinetik enerjilerinin büyük bir kısmını maddenin atomik elektronları ile yaptığı esnek olmayan çarpışmalar sonucunda iyonizasyon ve uyarma yolu ile kaybeder. Atom çekirdeği ile gerçekleşen radyatif süreç sonucunda elektronlar enerjilerinin küçük bir kısmını kaybederler. Buna göre toplam kerma çarpışma (K_{col}) ve radyatif (K_{rad}) olmak üzere iki kısma ayrılabilir (Khan ve Gibbons 2014).

$$K = K_{col} + K_{rad} \quad (2.60)$$

$$K_{col} = \phi \frac{\mu_{en}}{\rho} \quad (2.61)$$

$$K_{rad} = \phi \cdot \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right) \cdot \frac{g}{(1-g)} \quad (2.62)$$

2.7.2 Kerma ve radyasyon pozu arasındaki ilişki

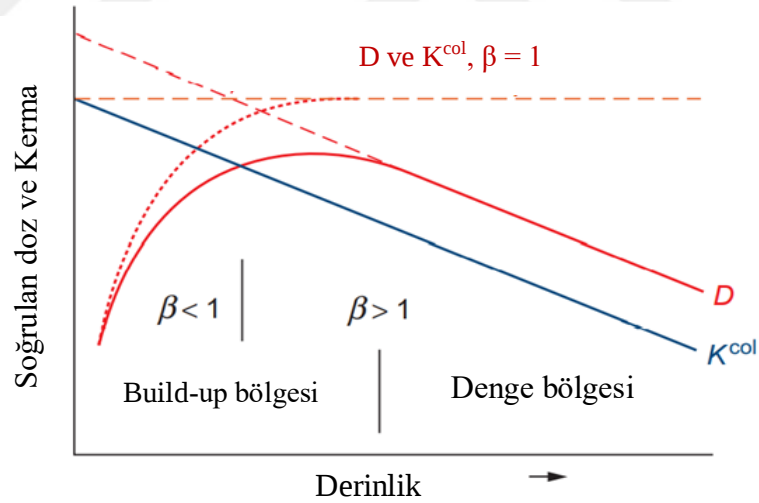
Daha öncede belirtildiği gibi, radyasyon pozu kuru havada fotonlar tarafından oluşturulan yük miktarıdır. Radyasyon pozu kermanın havadaki çarpışma için iyonizasyon eşdeğeridir ve fotonlar tarafından depolanan enerji birimi başına iyonlaşma yükü olarak tanımlanır. Kuru havada bir iyon çifti üretmek için gerekli olan enerji miktarı tüm elektronlar için sabittir ve bu değer 33,97 eV/iyon çifti olarak tanımlanır. Eğer elektronik yük $1,602 \times 10^{-19}$ C ise W/e bir iyon çifti üretmek için gerekli olan enerji miktarı olup 33,97 J/C değerindedir. Buna göre 1 eV $1,602 \times 10^{-19}$ J olup radyasyon pozu kerma cinsinden aşağıdaki şekilde ifade edilir (Bonnell 1972).

$$X = (K_{col})_{hava} \times \left(\frac{e}{W} \right) \quad (2.63)$$

$$X = \phi_{\text{hava}} \times \left(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho}\right)_{\text{hava}} \left(\frac{e}{W}\right)_{\text{hava}} \quad (2.64)$$

2.7.3 Soğrulan doz ve kerma

Soğrulan doz ile kermanın çarpışma kısmı arasındaki ilişki Şekil 2.15'te gösterilmiştir (Khan ve Gibbons, 2014). Bir foton demeti bir ortama girdiğinde, kerma derinlik arttıkça azalır. Soğrulan doz başlangıçta belli bir bölgeye kadar artar maksimum değere yükselir ve sonra kerma ile orantılı olarak azalır. İki eğri birleşmeden önce elektronik build-up bölgesi $\beta < 1$ dir. İki eğrinin birleştiği bölgeye build-up bölgesi denir ve bu noktada Doz/kerma değeri 1'dir ($\beta = 1$). Derinliğin elektronların menziline büyük olduğu nokta elektronik dengenin sağlandığı noktadır ve bu noktada Doz/Kerma > 1 olur (Loevinger 1981).



Şekil 2. 15 Soğrulan doz ve Kerma arasındaki ilişki (Khan ve Gibbons 2014).

2.7.4 Havada soğrulan doz

Radyasyon pozundan soğrulan dozun belirlenmesi, elektron dengesinin sağlandığı koşullarda gerçekleşir. Bununla birlikte, megavoltaj enerji aralığında bir noktada soğrulan doz için elektron akısı foton akısının bir sonucudur. Sonuç olarak foton akısındaki azalma soğrulan dozda artışa neden olabilir. Elektronik dengenin sağlanmadığı

noktalarda radyasyon pozundan soğrulan dozun hesaplanması oldukça zordur ve enerjiye bağılı olarak bazı düzeltmelerin yapılması gerekir. Bu nedenle radyasyon pozunun belirlenmesi ve soğrulan doza dönüşümü ^{60}Co 'a kadar olan enerji aralıkları mümkündür. Yüklü parçacık dengesi oluştuğunda, herhangi bir noktadaki soğrulan doz kermanın çarpışma kısmına eşittir. Bu koşullar altında havada soğrulan doz aşağıdaki eşitlik ile ifade edilir (Task Group 21 1983).

$$D_{\text{hava}} = (K_{\text{col}})_{\text{hava}} = X \cdot \frac{W}{e} \quad (2.65)$$

$$D_{\text{air}} \left(\frac{\text{J}}{\text{kg}} \right) = X(R) \cdot 2,58 \times 10^{-4} \left(\frac{\text{C}}{\text{R}} \right) \cdot 33,97 \left(\frac{\text{J}}{\text{C}} \right) = 0,876 \times 10^{-2} \left(\frac{\text{J/kg}}{\text{R}} \right) \cdot X(R) \quad (2.66)$$

$$D_{\text{hava}}(\text{cGy}) = 0,876 \left(\frac{\text{cGy}}{\text{R}} \right) \cdot X(R) \quad (2.67)$$

2.7.5 Ortamda soğrulan doz

Ortamda soğrulan doz enerji akısına ve ortamın kütle enerji soğurma katsayısına bağılıdır.

$$D = \phi \frac{\mu_{\text{en}}}{\rho} \quad (2.68)$$

Havada bir noktada enerji akışı olduğunu ve ortamda da aynı noktada enerji akışı olduğunu düşünürsek, elektronik dengenin oluştuğu koşullarda havada soğrulan doz ortamda soğrulan doz ile ilişkilidir. Buna göre her iki soğrulan doz arasındaki ilişki aşağıdaki eşitlik ile ifade edilir.

$$\frac{D_{\text{ortam}}}{D_{\text{hava}}} = \frac{(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{ortam}}}{(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{hava}}} \cdot A \quad (2.69)$$

A transfer katsayısı olup $\phi_{\text{ortam}}/\phi_{\text{hava}}$ olarak tanımlanır. Buna göre havadaki radyasyon pozundan ortamda soğrulan doz elde edilebilir.

$$D_{\text{ortam}} = X \cdot \frac{W_{\text{air}}}{e} \cdot \frac{(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{ortam}}}{(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{hava}}} \quad (2.70)$$

Eğer radyasyon pozu röntgen ve soğrulan doz cGy cinsinden ifade edilirse radyasyon pozu ve soğrulan doz arasındaki ilişki aşağıdaki eşitlikle ifade edilir (Srdoč 1981).

$$D_{\text{ortam}} = \left[0,876 \cdot \frac{(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{ortam}}}{(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{hava}}} \right] \cdot X \cdot A \quad (2.71)$$

Denklemdaki parantez içerisindeki ifade röntgenden rad değerine dönüşüm faktörü olarak adlandırılır. Bu faktör havanın ortama göre kütle enerji soğurma katsayısına bağlıdır. Böylece f faktörü ortama bağlı bir katsayıdır. Su ve yumuşak doku gibi atom numarası havaya yakın olan ortamlar için $\frac{(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{ortam}}}{(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{hava}}}$ oranı foton enerjisi ile yavaş değişir. Ayrıca törepatik enerji aralığında baskın olan etkileşim türü Compton saçılmasıdır. Compton enerji aralığında f faktörü gram başına elektron sayısı ile orantılıdır. Dolayısıyla törepatik enerji aralığında f faktörü-enerji bağımlılığı düşüktür. Bununla birlikte, kemik gibi yüksek atom numaralı ortamlarda diagnostik enerji aralığında f faktörü-enerji bağımlılığı oldukça önemlidir. Çünkü bu enerji aralığında baskın olan etkileşim türü fotoelektrik olaydır ve daha öncede bahsedildiği gibi fotoelektrik olayın meydana gelme olasılığı atom numarasına bağlıdır.

2.7.6 Havada iyon odası ile doz kalibrasyonu

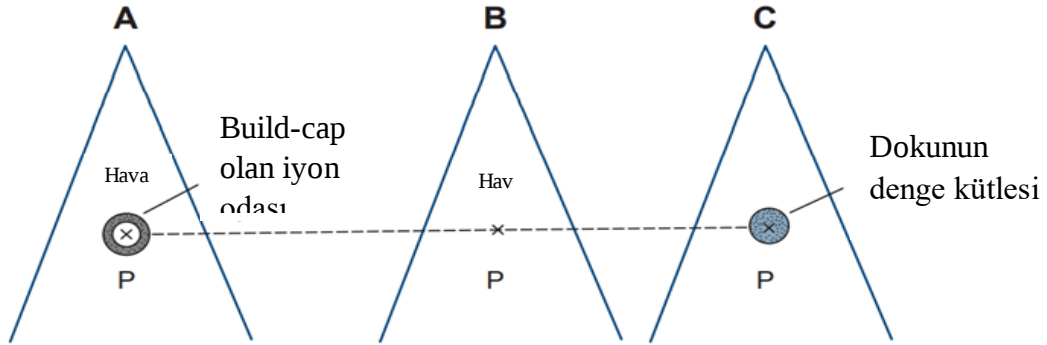
Düşük enerjili x-ışınları için, iyon odası duvarı genellikle istenilen dengeyi sağlayacak kadar kalındır. Bu nedenle iyon odası kalibrasyonu bir build-cap olmadan da sağlanabilir. Diğer taraftan, daha yüksek enerjili fotonlar için, iyon odası duvarı elektronik dengeyi sağlayacak kadar kalın değildir bu yüzden iyon odası ile birlikte plexiglas malzemeden yapılmış bir build-cap kullanılması gerekir. Böylece elektronik denge sağlanmış olur. Hava sıcaklığı ve basınç düzeltmesinin yapıldığı okuma değeri M olarak kabul edilirse radyasyon pozu aşağıdaki eşitlik ile ifade edilir.

$$X = M \cdot N_x \quad (2.72)$$

Denklemdaki N_x değeri verilen radyasyon pozu ve ışın demeti kalitesi için pozlama kalibrasyon faktörüdür. İyon odası aktif hacminin merkezi olarak kabul edilen P noktasında elde edilen radyasyon pozudur. P noktasında, elektronik dengeyi sağlamaya yetecek kalınlıkta bir yumuşak doku olduğunu kabul edersek, bu denge kütlesinin merkezindeki dokuda soğrulan doz serbest uzaydaki doz değeri olarak kabul edilir. Buna göre serbest uzayda elde edilen doz değeri dokuda soğrulan doz değerine doku-hava dönüşüm faktörleri ile dönüştürülebilir (Greening 1957).

$$D_{\text{yumuşak doku}} = f_{\text{yumuşak doku}} \cdot X \cdot A_{\text{eq}} \quad (2.73)$$

Denklemda A_{eq} dokunun denge kütlesinin aynı noktadaki serbest hava kütlesine oranı olan iletim faktörüdür. Bu yüzden A_{eq} merkezdeki P noktasında enerji akış oranıdır. Havada ve dokuda iyon odası kalibrasyonunun şematik gösterimi Şekil 2.16'da gösterilmiştir (Khan ve Gibbons 2014).

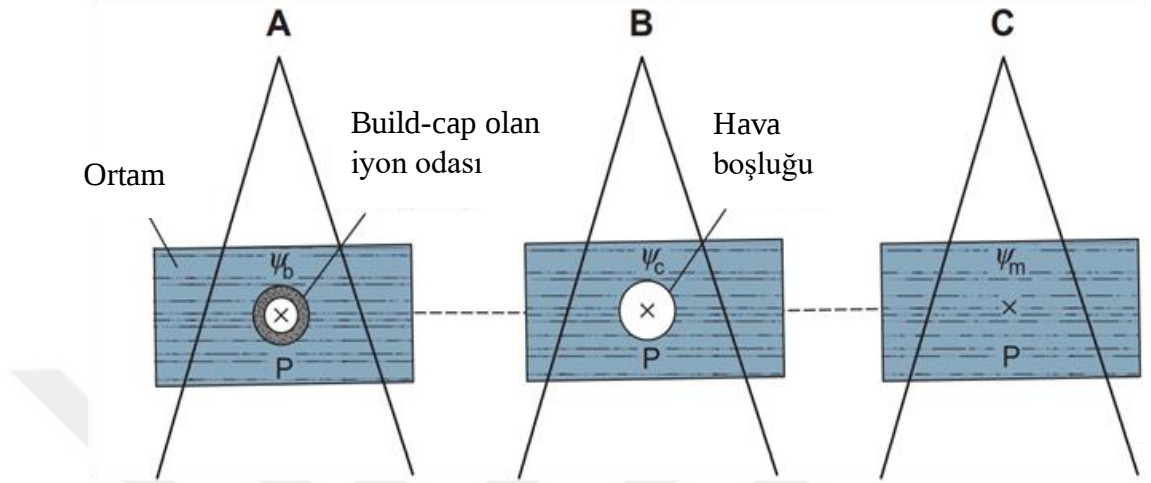


Şekil 2. 16 Havada iyon odası ile radyasyon pozu ölçümü (Khan ve Gibbons 2014).

2.7.7 Ortamda iyon odası ile soğrulan doz ölçümü

Daha önce verilen iki denklem havadaki radyasyon pozundan herhangi bir ortam içinde soğrulan dozun hesap edilmesi için bir temel oluşturur. Ortam içerisinde iyon odası ile

radyasyon pozu ölçümü ve soğrulan doza geçiş Şematik olarak Şekil 2.17’de gösterilmiştir (Khan ve Gibbons 2014).



Şekil 2. 17 Ortam içerisinde iyon odası ile radyasyon pozu lm (Khan ve Gibbons 2014).

Şekil 2.17 A’da build-cap olan iyon odası ortam tarafından çevrelenir ve iyon odasının merkez noktası (P noktası) bir foton akısına maruz kalır. Foton demetinin enerjisi iyon odası içerisindeki hava içerisinde elektronik denge oluşmasını sağlarsa, iyon odasından build-cap çıkartılmış haldeyken P noktasındaki radyasyon pozu aşağıdaki eşitlik ile ifade edilir.

$$X = M \cdot N_x \quad (2.74)$$

Bu Şekilde llen radyasyon pozu, ϕ_c enerji akısı nedeniyle P noktasındaki serbest hava içerisinde tanımlanır (Şekil-14B). Bu noktada iyon odasının buil-cap çıkartılmış vaziyettedir. Bu radyasyon pozunu P noktasında ortamda soğrulan doza çevirmek için, boşluktaki hava ortam ile değiştirilmelidir (Şekil-14C). Buna göre ortamda soğrulan doz aşağıdaki eşitlik ile ifade edilmiş olur.

$$D_{\text{ortam}} = X \cdot f_{\text{ortam}} \cdot A_m \quad (2.75)$$

$$D_{\text{ortam}} = M \cdot N_x \cdot \frac{W}{e} \cdot \left(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho}\right)_{\text{hava}}^{\text{ortam}} \cdot A_m \quad (2.76)$$

Burada A_m , boşluktaki P noktasındaki foton enerji akışı için iletim faktörüdür.

2.7.8 Bragg-Gray teorisi

Daha öncede bahsedildiği gibi radyasyon pozundan soğrulan doza geçiş için bazı sınırlılıklar vardır. Elektronik dengenin olmaması halinde 3 MeV'den büyük enerjiler için bu geçiş söz konusu değildir. Ayrıca radyasyon pozunu sadece x ve γ -ışınları için geçerlidir. Bu nedenle radyasyon pozundan soğrulan doza geçiş pratikte radyasyon dozimetrisinde kullanılmaz. Bragg-Gray teorisi bu sınırlılıkları ortadan kaldırarak iyon odası ile ortamda soğrulan dozun ölçülmesini sağlar. Bragg-Gray teorisine göre, bir ortama yerleştirilmiş gazla dolu boşlukta üretilen iyonizasyon, boşluğu çevreleyen ortam tarafından soğrulan enerji ile ilgilidir. Boşluğun küçük olması boşluk olmadan ortamda var olan ve ortama giren elektronların sayısını veya dağılımını değiştirmez. Böyle bir durumda Bragg-Gray soğrulan doz ilişkisi şu şekilde ifade edilir (Committee ve Khan 1991).

$$D_{\text{ortam}} = J_g \cdot \frac{W}{e} \cdot (S/\rho)_g^{\text{ortam}} \quad (2.77)$$

J_g boşluktaki gazın birim kütlesi başına üretilen iyonlaşma miktarıdır. S/ρ ortamın durdurma gücüdür.

2.7.9 Durdurma gücü

Durdurma gücü terimi, bir malzemenin birim yol uzunluğu başına elektronların kaybettiği enerjiyi ifade eder. Bragg-Gray teorisinde durdurma gücünü kullanabilmek için ilgili materyal içerisinde foton spektrumu tarafından oluşturulan elektronların ortalama durdurma gücü oranının bilinmesi gereklidir. Durdurma gücünü hesap etmek için farklı teoriler öne sürüldü. Ancak üstteki denklemde sınırlı bir kütle durdurma gücü kullanan

Spencer-Attix formülü durdurma gücü için iyi bir yaklaşım sağladı. Buna göre durdurma gücü aşağıdaki denklem ile ifade edilir (Nahum 1978).

$$L/\rho = \frac{\int_{\Delta}^{E_0} \phi(E) \cdot L/\rho(E) dE}{\int_{\Delta}^{E_0} \phi(E) \cdot dE} \quad (2.78)$$

Denklemde $\phi(E)$ elektron akısıdır. L/ρ kütle çarpışma durdurma gücü ve Δ ise kesme enerjisidir.

Birincil elektronların (orijinal elektronlar veya fotonlar tarafından üretilen elektronlar) yanı sıra ikincil elektronlar ve γ -ışınları da iyonizasyona sebep olurlar. Δ cutoff enerjisi limit değer olarak kabul edilir ve bu limit değerden daha düşük değerlerdeki enerjilerin ortama transfer edildiği varsayılarak ikincil elektron etkileşimleri Spencer-Attix durdurma gücü formülünde dahil edilmiştir. Yanı kesme enerjisinden küçük değerlerde ikincil elektronun oluştuğu yere yakın bölgede elektronun enerjisini ortama transfer ettiği düşünülür. Böylece elektron akısı ile boşlukta biriken enerjiyi elde etmek için kesme enerjisi sıfırdan büyük olmalıdır. İyon odalarında bu enerji değeri genellikle 10 keV ile 20 keV arasında değişir. Bragg-Gray teorisi ile Spencer-Attix durdurma gücü formülü arasındaki ilişki aşağıdaki eşitlik ile ifade edilir (Burns vd.1996).

$$D_{\text{ortam}} = J_g \cdot \frac{W}{e} \cdot \left(\frac{L}{\rho}\right)_g^{\text{ortam}} \quad (2.79)$$

Denklemde L/ρ elektronların kütle çarpışma durdurma gücüdür.

2.7.10 Foton demeti kalitesi

TG-21 protokolü nominal hızlanma potansiyeli açısından foton demetinin enerjisinin iyonlaşma oranı ile orantılı olduğunu gösterdi. Buna göre iyonizasyon oranı belli kaynak detektör mesafesinde $10 \times 10 \text{ cm}^2$ alan boyutu için 20 cm derinlikte ölçülen dozun 10 cm derinlikte ölçülen doza oranı olarak tanımlanır. Bu oran doku-fantom oranı ($\text{TPR}_{20/10}$) ile aynıdır. AAPM TG-51 protokolü bu oran yerine %derin doz (%DD) değerini ışın

demetinin kalitesi olarak belirledi. %DD 10x10 cm² alan boyutu için kaynak yüzey mesafesi (SSD) 100 cm olacak şekilde bir su fantomu ile 10 cm derinlikteki dozun su yüzeyindeki doza oranı olarak tanımlanır (Ding vd. 2000). Kosunen ve Rogers (Kosunen ve Rogers 1993) 4 MV değerinden yüksek foton enerjileri için %DD değerinin foton demeti kalitesinin belirleyicisi olduğunu gösterdi. Buna göre demetin herhangi bir foton bileşeni için %DD ile durdurma gücü arasında lineer bir ilişki vardır. Bu ilişki aşağıdaki eşitlik ile ifade edilir.

$$(L/\rho)_{\text{hava}}^w = 1,276 - 0,002224(\%DD) \quad (2.80)$$

%DD'uz belirlenmesi için foton demetinin elektron kontaminasyonundan arınmış olması gerekmektedir. Klinik lineer hızlandırıcılarda foton demetinin elektron kontaminasyonundan arınması mümkün değildir. Bu yüzden TG-51 protokolü %DD'un 1 mm kalınlığında kurşun (Pb) bir plaka arkasından ölçülmesi gerektiğini önerir. Bu kalınlıktaki kurşun plaka elektron filtresi gibi davranacağından fantom yüzeyinde meydana gelecek olan elektron kontaminasyonunun en aza indirgenmiş olur. 10 MV'den küçük enerjiler için elektron kontaminasyonundan d_{max} referans derinlikteki doza katkısı 10x10 cm² alan boyutu için minimumdur. Böylece açık alan için kurşun plaka olmadan ölçülen %DD kurşun plaka kullanıldığında ölçülen %DD'a eşit olabilir. Ancak bu durum 10 MV'den büyük enerjiler için geçerli değildir ve %DD ölçümlerinde kurşun plaka kullanılması gerekmektedir. Farklı enerji değerleri için TG-51 protokolüne göre %DD aşağıdaki eşitlikler ile hesaplanır.

$$\%DD = \%DD \quad \%DD \leq \%75 \quad (2.81)$$

$$\%DD = [0,8905 + 0,00150\%DD_{\text{Pb}}]\%DD_{\text{Pb}} \quad \%75 < \%DD \leq \%89 \quad (2.82)$$

Denklemden %DD_{Pb} kurşun plaka varlığında ölçülen %DD değeridir. Burada kurşun plakanın sadece foton demetinin kalitesi belirlenirken kullanılması gerektiği unutulmamalıdır. Kurşun plakanın olmaması halinde %DD aşağıdaki ifade ile hesaplanabilir (Khan ve Gibbons 2014).

$$\%DD = 1,267.\%DD - 20 \quad \%75 < \%DD \leq \%89 \quad (2.83)$$

2.7.11 P_{pol}

Oda polaritesi etkileri, oda tasarımına, kablo konumuna ve ıfın kalitesine bağlıdır. P_{pol} , olası polarite etkileri için iyon odasının tepkisini düzelten polarite düzeltme faktörüdür. P_{pol} lm, her iki polarite ile oda okumaları almayı ve P_{pol} ' afağıdakilerden belirlemeyi içerir.

$$P_{pol} = \left| \frac{M_+ - M_-}{2M} \right| \quad (2.84)$$

Denklemdede M_+ , pozitif yük toplandığındaki okuma değeri ve M_- , negatif yük toplandığındaki okumadır ve M , ıfın kalibrasyonu için kullanılan polariteye karşılık gelen okumadır (oda kalibrasyonu için kullanılanla aynı olması önerilir). Ayrıca, okumaları stabilize etmek için polarite değişiklikleri arasında yeterli zaman verilmelidir (Almond vd. 1999).

2.7.12 İyon odası kalibrasyon faktörü, $N_{D,W}$

TG-51 protokolüne göre, soğrulan dozdan su ortamındaki soğrulan doza geçmek için kalibrasyon faktörüne ihtiyaç duyulur. Bu kalibrasyon faktörü iyon odası kalibrasyon faktörü $N_{D,W}$ olarak adlandırılır. Birimi Gy/C'dur.

$$N_{D,W} = \frac{D_W^{Co}}{M} \quad (2.85)$$

Burada D_W^{Co} , kalibrasyon laboratuvarının ^{60}Co ıfınında referans koşullar altında, iyon odasının yokluğunda odanın ölçüm noktasında su içerisinde soğrulan dozdur. Kalibrasyon faktörü için standart evre koşulları, 22°C sıcaklık, 101,33 kPa basınç ve %20 ile %80 arasındaki bağıl nem olmalıdır (Almond vd. 1999).

2.7.13 IAEA TRS-398 protokolü

IAEA, en son kalibrasyon protokolünü 2000 yılında Teknik Rapor Serisi (TRS) No. 398'i yayınladı. Bu protokol, önceki IAEA TRS-277 protokolünün yerini aldı. TRS-398'in geliştirilmesi, AAPM TG-51 protokolününkiyle paralellik göstermiştir. Sonuç olarak, iki protokol formalizmlerinde çok benzerdir ve her ikisi de bir kobalt-60 ışınında iyon odasının soğurulan doz-su kalibrasyonuna dayanır. Q kaliteli bir ışın için suda soğurulan dozun belirlenmesi için temel denklem IAEA'nın notasyonuna göre şu şekilde ifade edilir.

$$D_{W,Q} = M_Q N_{D,W,Q_0} k_{Q,Q_0} \quad (2.86)$$

Denklemde $D_{W,Q}$, kullanıcının Q kaliteli ışın için suda soğurulan dozdur, N_{D,W,Q_0} soğurulan dozdan su ortamındaki soğurulan doza geçmek için kalibrasyon faktörüdür. k_{Q,Q_0} , Q_0 kalitesine sahip referans ışınındaki suda soğurulan doz açısından referans ışın kalitesi Q_0 ile kullanıcı kalitesi Q arasındaki farkın etkilerini düzelten oda kalibrasyon faktörüdür. M_Q tamamen düzeltilmiş oda okumasıdır ve aşağıdaki eşitlik ile verilir.

$$M_Q = M_1 h_{p1} k_{TP} k_{elec} k_{pol} K_s \quad (2.87)$$

Burada M_1 normal voltaj V_1 'deki dozimetre okumasıdır, h_{p1} plastikteki elektron akışındaki (eğer kalibrasyon bir plastik fantomda gerçekleştirilirse) ve eşdeğer derinlikte sudaki farkı düzeltmek için fantoma bağlı akış ölçeklendirme faktörüdür. k_{TP} sıcaklık ve basınç düzeltme faktörüdür.

$$k_{TP} = \frac{P_0(273,2+T)}{P(273,2+T_0)} \quad (2.88)$$

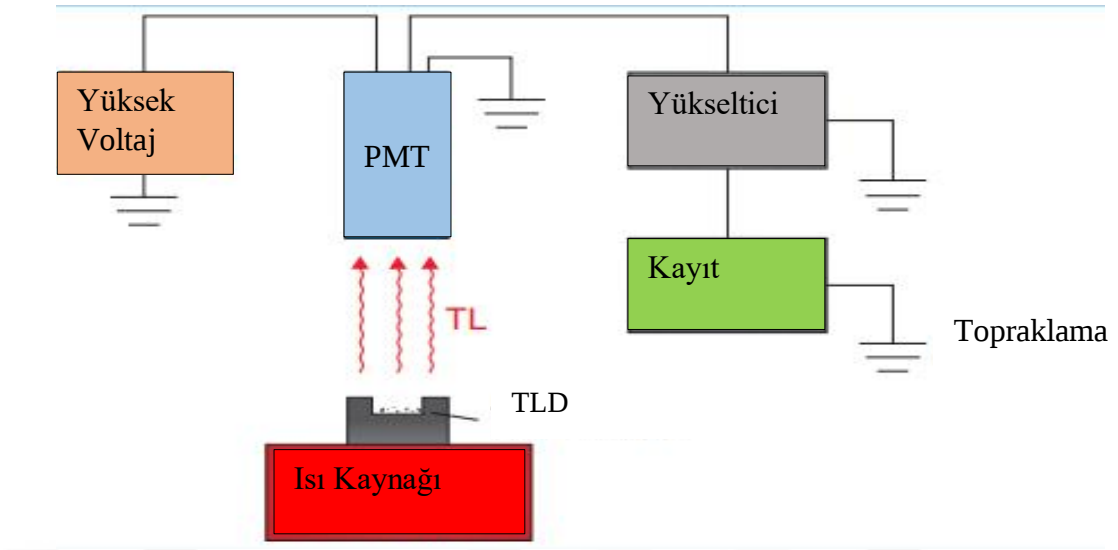
k_{elec} elektrometre kalibrasyon faktörü, k_{pol} oda polarite düzeltme faktörü ve K_s iyon rekombinasyon düzeltmesidir. TRS-398'de K_s , V_1 (normal çalışma voltajı) ve V_2 (V_1 'in yarısı veya daha azı) voltajlarında M_1 ve M_2 iyon odası okumaları alınarak şu şekilde hesaplanarak belirlenir.

$$k_s = a_0 + a_1 \left(\frac{M_1}{M_2} \right) + a_2 \left(\frac{M_1}{M_2} \right)^2 \quad (2.89)$$

burada a_0 , a_1 ve a_2 , ışın tipine bağlı olan sabitlerdir. TG-51 ve TRS-398 arasındaki önemli bir fark, ışın kalitesi spesifikasyonundan oluşur. TG-51 yüzde derin dozu önerirken, TRS-398 ışın kalitesinin $TPR_{20/10}$ ile belirlenmesi gerektiğini tavsiye eder. Literatürde birinin veya diğ erinin seçimi tartışıl sa da, bu farkın k_Q veya suda soğ rulan dozun hesaplanması üzerinde çok az etkisi vardır. $TPR_{20/10}$ yönteminin uygulanması daha kolaydır, çünkü bir kurş un filtre kullanımından veya d_{max} 'ta bir miktar dağ ınık olan doz ölçümünden bağı msızdır. Ek olarak, $TPR_{20/10}$ 'un belirlenmesi, yer değ iştirme düzeltmesi gerektirmez veya haznenin her derinlikte konumlandırılmasındaki küçük sistematik hatalara duyarlıdır. Ancak, her iki protokolün de kullanıcı sına protokol tarafından önerilen ilgili yöntemi izlemesi tavsiye edilir. $TPR_{20/10}$ 'un belirlenmesi için ölçümler, Kaynak-detektör mesafesi 100 cm ve referans alan boyutu olan $10 \times 10 \text{ cm}^2$ olacak şekilde 10 cm ve 20 cm derinlikte alınmalıdır. 20 cm derinlikteki iyonlaş ma değ erinin 10 cm derinlikteki iyonlaş ma değ erine olan oranı $TPR_{20/10}$ 'u verir (Khan ve Gibbons 2014).

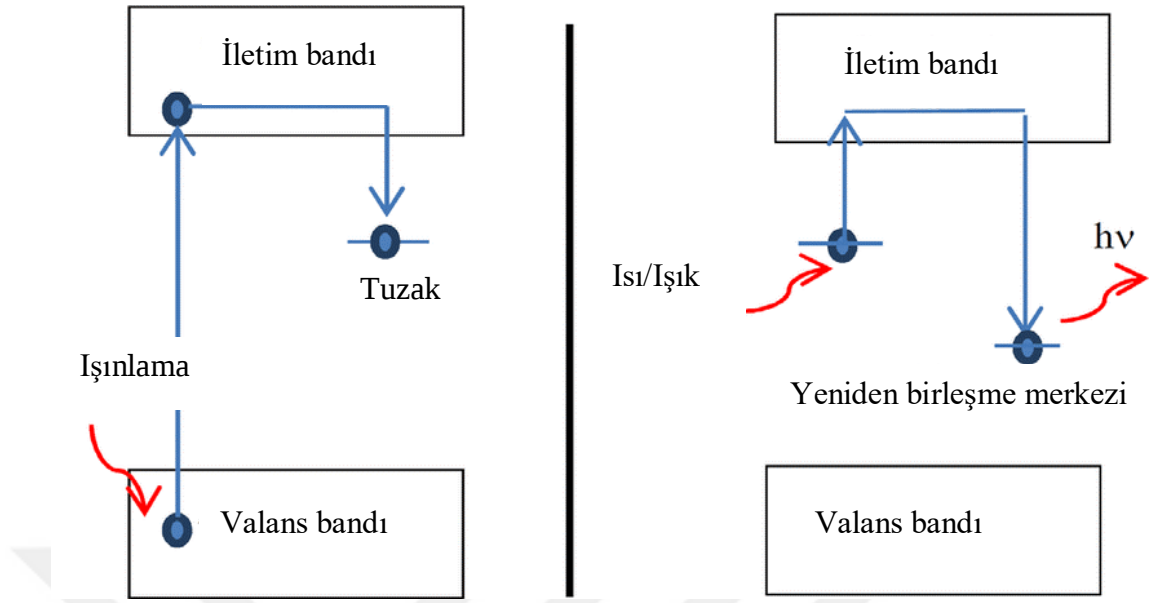
2.7.14 Termolüminesans dosimetri (TLD)

Birçok kristal malzeme, termolüminesans (TL) özelliğ ine sahiptir. Böyle bir kristal ısı nlandığı nda, soğ rulan enerjinin çok küçük bir kısmı kristal kafeste depolanır. Bu enerjinin bir kısmı, malzeme ısı tılırsa daha sonra görünür ış ık olarak geri kazanılabilir. Görünür fotonların termal yollarla serbest bırakılması olayı termolüminesans olarak bilinir. TL çıktısını ölçmek için gerekli olan düzenek Ş ekil 2.18'de ş ematik olarak gösterilmiştir (Khan ve Gibbons 2014). Iş ınlanan malzeme, tekrar üretilebilir olması için ısı tıldığı bir ısı tıcı kab yerleştirilir. Yayılan ış ık, ış ığı elektrik akımına dönüştüren bir fotoçoğ altıcı tüp (PMT) ile ölçülür. Akım daha sonra yükseltilir ve bir kaydedici veya bir sayaç tarafından ölçülür. Mevcut birkaç TL fosforu vardır, ancak en yaygın olarak kullanılan TLD lityum florür (LiF), lityum borat ($Li_2B_4O_7$) ve kalsiyum florürdür (CaF_2). Bu fosforlardan LiF , en kapsamlı şekilde çalış ılan ve klinik dozimetri için en sık kullanılanıdır. En saf haliyle LiF , nispeten az TL sergiler.



Şekil 2. 18 Termolüminesans (TL) ölçme aparatını gösteren şematik diyagram. PMT, fotoçoğaltıcı tüp; TLD, termolüminesans dozimetre (Khan ve Gibbons 2014).

Ancak eser miktarda safsızlığın (örneğin magnezyum) varlığı radyasyonun neden olduğu TL'yi sağlar. Bu safsızlıklar, LiF'nin kafes yapısında kusurlara yol açar ve TL fenomeninin ortaya çıkması için gerekli olan özelliktir. TLD'nin kimyasal ve fiziksel teorisi tam olarak bilinmemektedir, ancak fenomeni niteliksel olarak açıklamak için basit modeller önerilmiştir. Şekil 2.19'da iyonlaştırıcı radyasyon yoluyla TL sergileyen bir inorganik kristalin enerji düzeyi diyagramını göstermektedir. Bireysel bir atomda, elektronlar ayrı enerji seviyelerini işgal eder. Öte yandan bir kristal kafeste, elektronik enerji seviyeleri atomlar arasındaki karşılıklı etkileşimler tarafından bozulur ve "izin verilen" enerji bantları ve "yasak" enerji bantları olmak üzere iki farklı enerji bandının oluşmasına neden olur. Ek olarak, kristaldeki safsızlıkların varlığı, yasak bölgede enerji tuzakları oluşturarak elektronlar için yarı kararlı durumlar sağlar. Malzeme ısımlandığında, değerlik bandındaki (temel durum) elektronların bir kısmı, iletim bandına yükseltilmek için yeterli enerjiyi alır. Değerlik bandında bu şekilde oluşturulan boşluğa pozitif boşluk denir. Elektron ve boşluk, yeniden birleşene kadar (elektron temel duruma geri dönene kadar) veya bir tuzığa düşene kadar (metastabil durum) ilgili bantları boyunca bağımsız olarak hareket eder. Bu geçişler nedeniyle anlık ışık yayılımı varsa, olaya floresans denir. Tuzaktaki bir elektronun tuzaktan çıkması ve değerlik bandına düşmesi için enerji gerekiyorsa, bu durumda ışık yayılımına fosforesans (gecikmeli floresans) denir.



Şekil 2. 19 İyonlaştırıcı radyasyon yoluyla TL sergileyen bir inorganik kristalin enerji düzeyi diyagramı (Blaise vd. 2014)

Oda sıcaklığında fosforesans ise çok yavaştır, ancak orta derecede bir ısıtma ($\sim 300^{\circ}\text{C}$) ile önemli ölçüde hızlandırılabilir, bu fenomene termolüminesans denir. TL'nin sıcaklığa karşı grafiğine ısıtma eğrisi denir. Radyasyona maruz kalan TL malzemesinin sıcaklığı arttıkça, yakalanan elektronları serbest bırakma olasılığı artar. Yayılan ışık (TL) önce artar, maksimum değere ulaşır ve tekrar sıfıra düşer. Çoğu fosfor, yasak bantta çeşitli enerji seviyelerinde bir dizi tuzak içerdiğinden, ısıtma eğrisi, bir dizi ısıtma zirvesinden oluşabilir. Bu farklı tepe noktaları, farklı "kapalı" enerji seviyelerine karşılık gelir.

2.7.15 Radyografik film

Bir radyografik film, çok küçük gümüş bromür kristalleri içeren bir emülsiyonla kaplanmış şeffaf bir film bazından (selüloz asetat veya polyester reçine) oluşur. Film iyonlaştırıcı radyasyona veya görünür ışığa maruz kaldığında, maruz kalan kristaller içinde latent görüntü olarak adlandırılan görüntüyü oluşturmak için kimyasal bir değişiklik meydana gelir. Film geliştirildiğinde, etkilenen kristaller küçük metalik gümüş taneciklerine azalır. Film daha sonra sabitlenir. Etkilenmemiş granüller, yerinde şeffaf bir

film bırakarak sabitleme solüsyonu ile çıkarılır. Sabitleyiciden etkilenmeyen metalik gümüş, filmin kararmasına neden olur. Bu nedenle, filmin bir alanının kararma derecesi, biriken serbest gümüş miktarına ve sonuç olarak emilen radyasyon enerjisine bağlıdır. Filmin kararma derecesi, bir yoğunluk ölçer ile optik yoğunluk belirlenerek ölçülür. Bu alet, bir ışık kaynağından, ışığın yönlendirildiği küçük bir açıklıktan ve filmden iletilen ışık yoğunluğunu ölçmek için bir ışık detektöründen (fotosel) oluşur. Optik yoğunluk, OD, şu şekilde tanımlanır.

$$OD = \log \frac{I_0}{I_t} \quad (2.90)$$

Burada I_0 filmsiz toplanan ışık miktarıdır ve I_t filmden iletilen ışık miktarıdır. Bir yoğunluk ölçer, bilinen optik yoğunluk bölgelerine sahip standart bir film şeridi ile kalibre edilmişse, optik yoğunluğun doğrudan bir okumasını verir. Dozimetride, ilgilenilen miktar genellikle, ölçülen optik yoğunluktan baz sis (pozlanmamış işlenmiş filmin OD) okumasının çıkarılmasıyla elde edilen net optik yoğunluktur. Radyasyona maruz kalmanın veya dozun bir fonksiyonu olarak net optik yoğunluğun grafiği, sensitometrik eğri veya H-D eğrisi olarak adlandırılır. Film hızı ve sensitometrik eğrinin doğrusallığı, dozimetri için bir film seçerken göz önünde bulundurulacak iki ana özelliktir. Doğrusal olmayan bölgede bir film açığa çıkarsa, optik yoğunluğu doza dönüştürmek için düzeltmeler gereklidir. Film, elektron demeti dağılımlarını ölçmek için bir yöntem olarak iyi sonuç vermesine rağmen, foton dozimetrisindeki kullanışlılığı nispeten sınırlıdır. Fotoelektrik etki atom numarasının küpüne bağlı olduğundan, film emülsiyonundaki gümüş ($Z = 45$) 150 keV'nin altındaki radyasyon fotoelektrik olayın oluşmasında baskındır. Çoğu klinik ışın, düşük enerjili fotonların saçılma bileşenini içerdiğinden, optik yoğunluk ve doz zayıf hale gelir. Ek olarak film, işleme koşullarındaki değişiklikler, filmler arası emülsiyon farklılıkları ve filme bitişik hava ceplerinin neden olduğu artefaktlar gibi çeşitli potansiyel hatalardan ölçüm doğruluğunu etkiler. Bu nedenlerle film ile mutlak dozimetri pratik değildir. Bununla birlikte, radyasyon alanlarını, ışık alanı çakışmasını, alan düzlüğünü ve simetriyi kontrol etmek ve bir radyasyon dağılımının hızlı nitel modellerini elde etmek için çok kullanışlıdır. Bununla birlikte, foton enerjilerinin megavoltaj aralığında, izodoz eğrilerini kabul edilebilir doğrulukla ($\pm 3\%$) ölçmek için film kullanılabilir. Tekniklerden biri, demetin merkez eksenine paralel olarak polistiren

bir fantom içinde sıkıca paketlenmiş filmi açığa çıkarmaktan ibarettir. Film kenarı, fantom yüzeyi ile dikkatlice hizalanır. Optik yoğunluklar 10×10 cm² gibi bir referans alan için bilinen merkezi eksen derinlik doz verilerinden türetilen derinliğe bağlı sensitometrik eğri kullanılarak dozla ilişkilendirilir. Yöntem, bilgisayar kontrollü bir yoğunluk ölçer ve gerekli izodansiteden izodoza eğri dönüşümünü gerçekleştiren bir bilgisayar programı ile pratik hale getirilmiştir (Niroomand-Rad vd. 1998, Devic 2011).

2.7.16 Radyokromik film

Radyasyon dozimetrisi için radyokromik filmlerin kullanımı 1960'lardan beri gelişmektedir. Bu filmlerin üretimiyle ilgili teknolojiye son gelişmelerle, onların kullanımı özellikle brakiterapi dozimetrisinde giderek daha popüler hale gelmiştir. Radyokromik film dozimetrelerinin başlıca avantajları arasında doku eşdeğeri malzemeden üretilmesi, yüksek uzaysal çözünürlüğe sahip olması, geniş dinamik aralığının olması (10^{-2} - 10^6 Gy), nispeten düşük spektral duyarlılık değişiminin olması (veya enerji bağımlılığı), görünür ışığa duyarsızlığının olması ve kimyasal işlemeye gerek duyulmaması gibi özellikler sayılabilir. Radyokromik film, 100 mm kalınlığında bir Mylar tabanı üzerine bağlanmış ultra ince (7-23 mm kalınlığında), renksiz, radyosensitif löko boyasından oluşur. Diğer çeşitler, iki parça polyester baz arasına sıkıştırılmış ince radyasyona duyarlı boya katmanlarını içerir. Işınlanmamış film renksizdir ve iyonlaştırıcı radyasyonun neden olduğu polimerizasyon işleminin bir sonucu olarak mavi tonlarına dönüşür. Bu rengi ortaya çıkarmak veya stabilize etmek için herhangi bir fiziksel, kimyasal veya termal işleme gerek yoktur. Renklendirme derecesi genellikle dar bir spektral dalga boyu (nominal 610 ila 670 nm) kullanan bir spektrofotometre ile ölçülür. Filmleri taramak için piyasada bulunan lazer tarayıcılar ve şarj bağlantılı cihaz (CCD) mikrodensitometre kameraları kullanılabilir. Bu ölçümler, Denklem 2.98'de tanımlandığı gibi optik yoğunluk cinsinden ifade edilir. Radyokromik filmler dozimetri için kullanılmadan önce kalibre edilmelidir. Sensitometrik eğri, belirli bir doz düzeyine kadar lineer bir ilişki gösterir; bunun ötesinde yanıt, dozdaki bir artışla azalır. Dozimetri için ticari olarak temin edilebilen en yaygın kullanılan radyokromik filmler, GafChromic EBT filmi [Uluslararası Özel Ürün (ISP), Wayne, NJ] ve Çift katmanlı GafChromic MD-55-2

filmidir. MD-55-2 filmleri 3Gy - 100 Gy aralığında kullanışlıyken, EBT filmleri 1 cGy - 800 cGy aralığında kullanışlıdır (Ju vd. 2010).

2.8 Doz Dağılımı ve Saçılma Analizi

Radyasyonla tedavi edilen hastalarda doz dağılımını doğrudan ölçmek nadiren mümkündür. Doz dağılımına ilişkin veriler, neredeyse tamamen, verilen ışın için tam dağılım koşullarını sağlamak için hacim olarak yeterince büyük olan fantom dokusuna eşdeğer malzemelerdeki ölçümlerden elde edilir. Bu temel veriler, gerçek bir hastada doz dağılımını tahmin etmek için tasarlanmış bir doz hesaplama sisteminde kullanılır. Klinik durumlarda doz hesaplamasını kolaylaştırmak için çeşitli dozimetrik değerler ve metodolojiler geliştirilmiştir. Bunlar; yüzde derin dozları (PDD'ler), doku-hava oranları (TAR'lar) ve saçılan hava oranlarıdır (SAR'lar). Bunlar geleneksel olarak düşük enerjili ışınları (60Co'ya kadar) içeren ve genellikle havada maruz kalma oranı veya boş alanda doz oranı baz alınarak kalibre edilen doz hesaplaması için kullanılmıştır. Mevcut doz hesaplama yöntemleri, daha yüksek enerjili ışınlar için daha uygun olan doku fantom oranlarını (TPR'ler) veya doku maksimum oranlarını (TMR'ler) kullanır ve havadan ziyade fantomdaki ölçümleri içerir.

Temel doz dağılım verileri genellikle, kas ve diğer yumuşak dokuların radyasyon soğrulması ve saçılma özelliklerine çok yakın olan bir su fantomunda ölçülür. Fantom malzemesi olarak suyun seçilmesinin nedeni, evrensel olarak yeniden üretilebilir radyasyon özelliklerine sahip olmasıdır. Bununla birlikte, bir su fantomu, su geçirmez olacak şekilde tasarlanmadıkça, sudan etkilenen iyon odaları ve diğer detektörlerle birlikte kullanıldığında bazı problemlere neden olur. Ayrıca, çoğu durumda, detektör, su fantomuna daldırılmadan önce ince bir plastik (su eşdeğeri) kılıf içine yerleştirilmiştir. Radyasyon detektörlerini suya koymak her zaman mümkün olmadığından, suyun yerine katı fantomlar geliştirilmiştir. İdeal olarak, belirli bir malzemenin doku veya su eşdeğeri olması için, aynı etkin atom numarasına, gram başına elektron sayısına ve kütle yoğunluğuna sahip olması gerekir. Bununla birlikte, Compton etkisi, klinik aralıktaki mega-voltaj foton ışınları için en baskın etkileşim modu olduğundan, bu tür ışınlar için su eşdeğerliği için gerekli koşul, suyunkiyle aynı elektron yoğunluğuna (santimetre küp

başına elektron sayısı) sahip olmaktır. Bir malzemenin elektron yoğunluğu (ρ_e), kütle yoğunluğundan (ρ_m) ve atomik bileşiminden aşağıdaki formüle göre hesaplanabilir (Shrimpton 1981):

$$\rho_e = \rho_m N_A \left(\frac{Z}{A} \right) \quad (2.91)$$

$$\frac{Z}{A} = \sum_i a_i \frac{Z_i}{A_i} \quad (2.92)$$

N_A , Avogadro sayısıdır ve a_i , atom numarası Z_i ve atom ağırlığı A_i olan i 'inci elementin ağırlıkça kesridir. Çeşitli insan dokularının ve vücut sıvılarının elektron yoğunlukları Shrimpton tarafından Denklem 2.92'ye göre hesaplanmıştır. Bu malzemelerin kütle yoğunluğu belirli bir numuneye bağlı olarak değişebilmesine rağmen, bu malzemelerin atomik bileşimi ve gram başına elektron sayısı, yüksek enerjili foton ve elektron dozimetrisi için kullanımlarını garanti etmek için yeterince sabittir. Homojen fantomlara ek olarak, klinik dozimetri için antropomorfik fantomlar sıklıkla kullanılır. Alderson Rando fantom olarak bilinen böyle bir ticari olarak temin edilebilen sistem, çeşitli vücut dokuları kas, kemik, akciğer ve hava boşluklarını simüle etmek için malzemeler içerir. Fantom, bir insan gövdesi şeklinde şekillendirilmiştir ve film veya diğer dozimetreleri yerleştirmek için enine dilimler halinde kesitler içerir.

2.8.1 Yüzde derin doz (PDD)

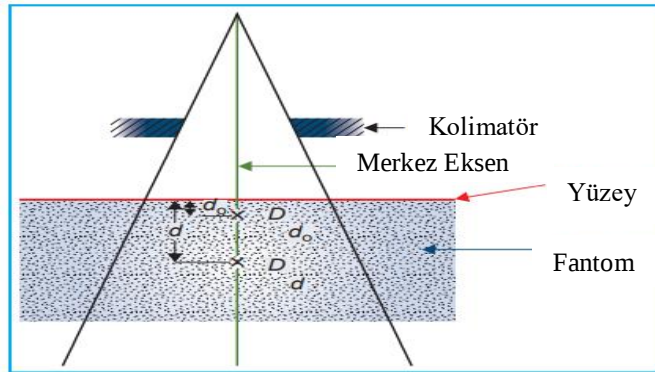
Işın bir hasta (veya bir fantom) üzerine geldiğinde, hastada soğurulan doz derinliğe bağlı olarak değişir. Bu değişim ışın enerjisi, derinlik, alan boyutu, kaynak ve ışın kolimasyon sistemi, uzaklık olmak üzere farklı parametrelere bağlıdır. Bu nedenle, bir hastada dozun hesaplanması için, derin doz dağılımını etkiledikleri için bu parametreler ile ilgili değişim göz önüne alınmalıdır. Doz hesaplama sistemindeki önemli bir adım, ışının merkez eksen boyunca derin doz varyasyonunu oluşturmaktır. Bu amaç için bir dizi parametre tanımlanmıştır. Bunlar yüzde derin doz, TAR, TPR ve TMR'dir. Bu miktarlar genellikle küçük iyon odaları kullanılarak su fantomlarında yapılan ölçümlerden elde edilir. Termolüminesans dozimetreler (TLD), diyotlar ve film gibi diğer dozimetri sistemleri

bazen kullanılsa da, daha iyi hassasiyetleri ve daha küçük enerji bağımlılığı nedeniyle iyon odaları tercih edilir. Merkez eksen doz dağılımını karakterize etmenin bir yolu, referans derinlikteki doza göre farklı derinlikteki dozu normalize etmektir. Yüzde derin doz, ışının merkezi eksenı boyunca herhangi bir d derinliğinde soğurulan dozun d_0 referans derinliğinde soğurulan doza oranı olarak tanımlanabilir. Yüzde derin doz (P) böylece aşağıdaki eşitlikle ifade edilir (Boles 1972).

$$P = \frac{D_d}{D_{d_0}} \times 100\% \quad (2.93)$$

Yüzde derin doz ölçümü şematik olarak Şekil 2.20’de gösterilmiştir (Khan ve Gibbons 2014). Orta-voltaj (yaklaşık 400 kVp’ye kadar) ve düşük enerjili x-ışınları için referans derinliği genellikle yüzeydir ($d_0 = 0$). Daha yüksek enerjiler için, referans derinliği genellikle, enerjiye bağlı olarak daha büyük derinliklerde meydana gelen soğurulan doz pik ($d_0 = d_m$) konumunda alınır. Belirli bir enerji için soğurulan dozun pik derinliği aynı zamanda alan boyutuna da bağlı olduğundan (yüzeyde meydana gelen değişen miktarda elektron kontaminasyonu nedeniyle), küçük bir alan boyutu için referans derinliği, d_0 , belirlenmelidir (örn. $3 \times 3 \text{ cm}^2$). Referans derinlik elektron kontaminasyonunu en aza indirmek ve gerçek pik noktasının nerede meydana geldiğine bakılmaksızın tüm alan boyutları için aynı tutulması gerekir. Klinik uygulamada, merkez ekseninde soğurulan doza bazen maksimum doz, maksimum doz ($D_{\max}$) adı verilir. Böylece, $D_{\max}$;

$$D_{\max} = \frac{D_d}{P} \times 100\% \quad (2.94)$$

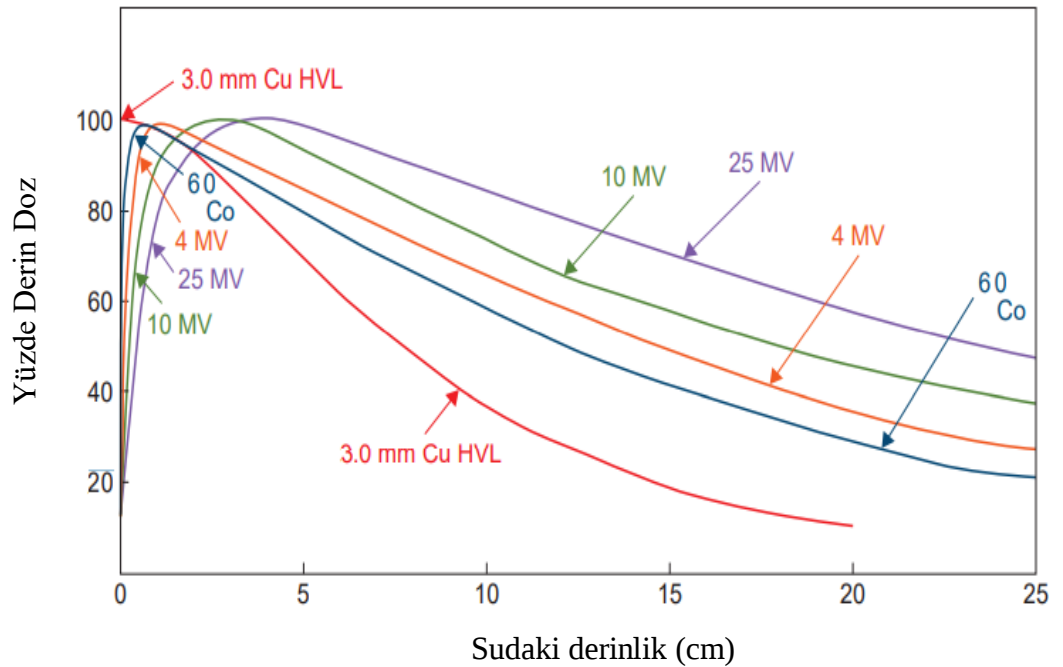


Şekil 2. 20 Yüzde derin doz ölçümü (Khan ve Gibbons 2014)

Bir dizi parametre, merkezi ekseninde yüzde derin doz dağılımını etkiler. Bunlar, ışın kalitesi veya enerjisi, derinlik, alan boyutu ve şekli, kaynak yüzey mesafesi (SSD) ve ışın kolimasyonunu içerir.

2.8.2 Demet kalitesi ve derinliğin yüzde derin doza etkisi

Yüzde derin dozu (maksimum dozun derinliğinin ötesinde) derinlikle azalır ve ışın enerjisiyle artar. Daha yüksek enerjili demetler daha büyük nüfuz gücüne sahiptir ve bu nedenle belirli bir derinlikte daha yüksek yüzdeli bir derin doz dağılımı elde edilir. Ters kare yasasının ve saçılmanın etkileri dikkate alınmazsa, derinlikle yüzde derin doz değişimi yaklaşık olarak üstel zayıflama tarafından yönetilir. Böylece ışın kalitesi, ortalama azalım katsayısı katsayısının karesi ile değiştiğinden yüzde derin doz azalım katsayısına bağlı olarak değişir. Azalım katsayısı azaldıkça, ışın daha fazla nüfuz eder hale gelir ve bu da build-up bölgesinin ötesindeki herhangi bir derinlikte daha yüksek yüzde derin doza neden olur. Enerjiye bağlı olarak yüzde derin doz dağılımı Şekil 2.21’de gösterilmiştir (Khan ve Gibbons 2014).



Şekil 2. 21 Enerjiye bağlı olarak yüzde derin doz değişimi (Khan ve Gibbons 2014)

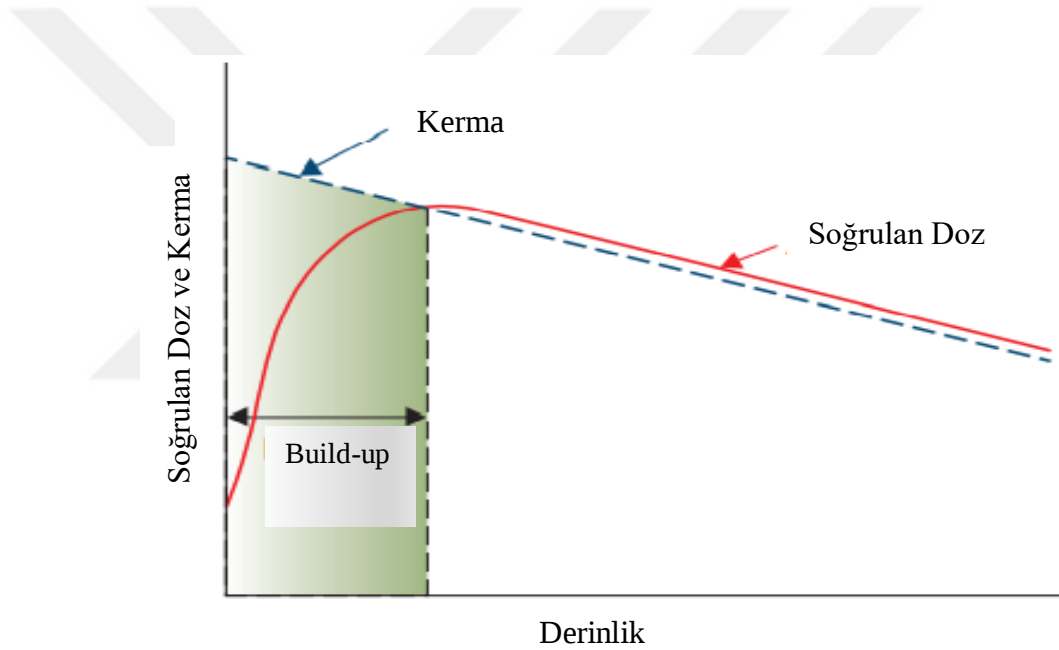
Yüzde derin doz, maksimum doz derinliğinin ötesinde derinlikle azalır. Bununla birlikte, enerji arttıkça daha belirgin hale gelen bir başlangıç dozu birikimi vardır. Orta-voltaj veya düşük enerjili x-ışınları durumunda, doz yüzeyde veya yüzeye çok yakın bir bölgede maksimuma ulaşır. Ancak daha yüksek enerjili ışınlar için maksimum doz noktası doku veya fantomun daha derinlerinde bulunur. Yüzey ile maksimum doz noktası arasındaki bölgeye build-up bölgesi denir. Daha yüksek enerjili ışınların doz oluşturma etkisi, klinik olarak cilt koruyucu etki olarak bilinen bir etkiye neden olur. Kobalt-60 ve daha yüksek enerjiler gibi megavoltaj ışınları için yüzey dozu D_{max} 'tan çok daha küçüktür. Bu, D_{max} 'ın cilt yüzeyinde veya çok yakınında meydana geldiği düşük enerjili ışınlarla göre belirgin bir avantaj sunar. Böylece, daha yüksek enerjili foton ışınları durumunda, derinin toleransını aşmadan derin yerleşimli tümörlere daha yüksek dozlar verilebilir. Bu, hem tümördeki daha yüksek PDD hem de derideki daha düşük yüzey dozu nedeniyle mümkündür. Yüksek enerjili foton ışını hastaya veya fantoma girerken, yüzeyden ve sonraki katmanlardan yüksek hızlı elektronlar fırlatılır. Bu elektronlar enerjilerini durdurulana kadar biriktirirler, bu da çıkış noktalarından aşağı doğru önemli bir mesafede meydana gelir. Elektron akışı ve dolayısıyla soğurulan doz, maksimuma ulaşana kadar derinlikle artar. Ancak foton enerji akışı derinlikle sürekli azalır ve sonuç olarak elektron üretimi de derinlikle azalır. Net etki, belirli bir derinliğin ötesinde, dozun derinlikle birlikte azalmaya başlamasıdır.

Buil-up fenomenini, soğrulan doz ve kerma ("Ortamda Yayılan Kinetik Enerji" veya "Birim Kütle Başına Salınan Kinetik Enerji"nin kısaltması) olarak bilinen bir miktar cinsinden açıklamak önemlidir. Daha öncede belirtildiği gibi kerma (K), " dE_{tr} 'nin dm 'ye bölümü olarak tanımlanabilir; burada dE_{tr} , yüksüz iyonlaştırıcı parçacıklar (fotonlar) tarafından serbest bırakılan tüm yüklü iyonlaştırıcı parçacıkların (elektronlar) dm kütleli bir malzeme içerisindeki ilk kinetik enerjilerinin toplamıdır."

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \quad (2.95)$$

Kerma, fotonlardan doğrudan iyonlaştırıcı elektronlara aktarılan enerjiyi temsil ettiğinden, foton enerji akışındaki azalma nedeniyle kerma yüzeyde maksimumdur ve

derinlikle azalır. Diğer taraftan, çeşitli derinliklerde fırlatılan yüksek hızlı elektronlar akış aşağı hareket ettiği için soğrulan doz, ilk önce derinlikle artar. Sonuç olarak, derinliği olan bir elektronik birikim oluşur. Ancak, doz elektron akışına bağlı olduğundan, ortamdaki elektronların aralığına yaklaşık olarak eşit bir derinlikte belirli bir maksimum değere ulaşır. Bu derinliğin ötesinde, elektron üretimi ve dolayısıyla elektron akışında net bir azalma gözlemlendiğinden, kerma azalmaya devam ettikçe doz azalır. Derinliğe bağlı olarak soğrulan doz ve kermadaki değişim Şekil 2.22’de gösterilmiştir. Kerma eğrisi başlangıçta doz eğrisinden daha yüksektir ancak birikim bölgesinin ötesinde doz eğrisinin altına düşer. Bu etki, sonsuza alınan iki eğrinin altındaki alanların aynı olması gerektiği gerçeğiyle açıklanır (Nilsson ve Brahme 1983).



Şekil 2. 22 Derinliğe bağlı olarak soğrulan doz ve kermadaki değişim (Khan ve Gibbons 2014)

2.8.3 Alan boyutu ve şekline bağlı olarak yüzde derin doz değişimi

Alan boyutu geometrik veya dozimetrik olarak belirtilebilir. Geometrik alan boyutu, "kaynağın ön merkezinden görüldüğü gibi kolimatörün distal ucunun ışın eksenine dik bir düzlem üzerindeki izdüşümü" olarak tanımlanır. Bu tanım genellikle, radyasyon kaynağının ön yüzeyinin merkezine bir nokta ışık kaynağı yerleştirilmiş gibi düzenlenen ışık lokalizörü tarafından tanımlanan alana karşılık gelir.

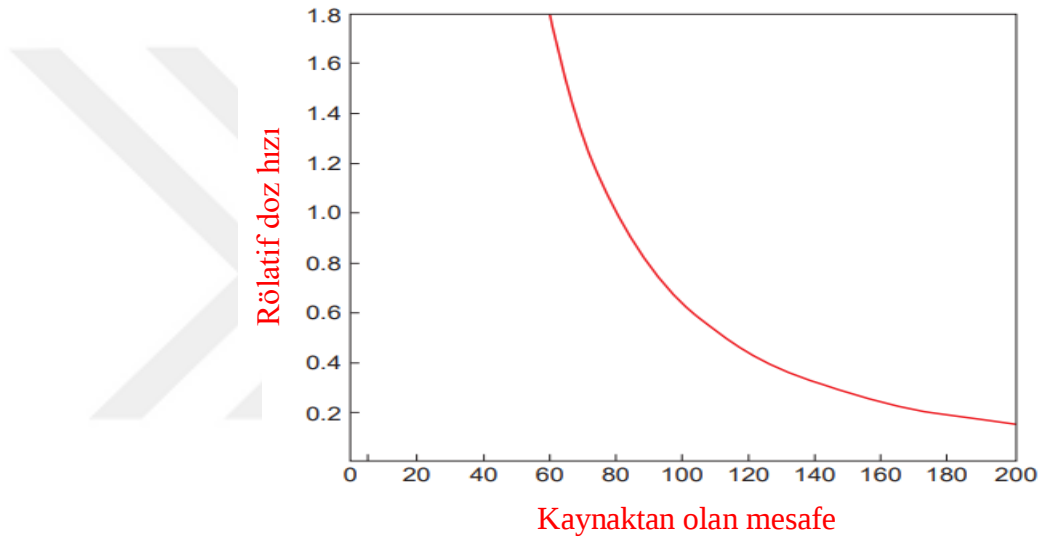
Dozimetrik veya fiziksel alan boyutu, kaynaktan belirtilen bir mesafede ışın eksenine dik bir düzlemde belirli bir izodoz eğrisi (genellikle %50 izodoz) tarafından kesilen mesafedir. Ayrıca, alan boyutu, SSD veya kaynaktan eksene uzaklık (SAD) gibi önceden belirlenmiş bir mesafede tanımlanır. İkinci terim, kaynaktan izomerkez olarak bilinen portal dönme eksenine olan mesafedir. Yeterince küçük bir alan için, bir noktadaki derin dozun birincil olarak birincil radyasyondan, yani üstteki ortamı etkileşime girmeden geçen fotonlardan kaynaklandığı varsayılabilir. Bu durumda saçılan fotonların derin doza katkısı ihmal edilebilecek kadar küçüktür ve 0 olduğu varsayılır. Ancak alan boyutu arttıkça, radyasyon saçabilen hacim nedeniyle saçılan fotonların soğurulan doza katkısı artar ve bu katkı alan boyutu ile büyür. Ayrıca saçılan dozdaki bu artış daha büyük derinliklerde daha fazla olur. Alan boyutundaki artışın neden olduğu PDD'deki artış, ışın kalitesine bağlıdır. Saçılma olasılığı veya saçılma enine kesiti, enerjideki ve daha yüksek enerjideki artışla azaldığından fotonlar daha baskın olarak ileri yönde saçılır, PDD'nin alan boyutu bağımlılığı, yüksek enerji için düşük enerjili demetlere göre daha az belirgindir. Radyasyon tedavisi için yüzde derin doz verileri genellikle kare alanlar için elde edilir. Klinik uygulamada karşılaşılan tedavilerin çoğu dikdörtgen veya düzensiz şekilli (bloke) alanlar gerektirdiğinden, kare alanları farklı alan boyutları ve şekillerine eşitleyen bir sistem gereklidir. Merkezi eksen derin dozunu ilişkilendirmek için kare, dikdörtgen, dairesel ve düzensiz şekilli alanlar için yarı deneysel yöntemler geliştirilmiştir (Jones 1949).

2.8.4 Kaynak yüzey mesafesine (SSD) bağlı olarak yüzde derin doz değişimi

Bir nokta radyasyon kaynağı tarafından yayılan foton akışı, kaynaktan uzaklığın karesi ile ters orantılı olarak değişir. Eksternal ışın tedavisi için klinik kaynağın (izotopik kaynak veya röntgen odak noktası) sonlu bir boyutu olmasına rağmen, SSD genellikle büyük (≥ 80 cm) olacak şekilde seçilir, böylece kaynak boyutları foton değişimiyle ilgili olarak mesafe ile foton akısı önemsiz hale gelir. Başka bir deyişle, kaynak büyük SSD'lerde bir nokta olarak kabul edilebilir. Böylece, radyasyona maruz kalma oranı veya böyle bir kaynaktan gelen "boş alandaki doz hızı", mesafenin karesi ile ters orantılı olarak değişir. Tabii ki, doz hızının ters kare kanunu bağımlılığı, saçılma olmadan bir birincil ışın ile etkileştiği

varsayımı kullanılır. Bununla birlikte, belirli bir klinik durumda, ışındaki kolimasyon veya diğer saçılma materyali, ters kare yasasından sapmaya neden olabilir.

Yüzde derin doz, ters kare yasasının bir sonucu olarak SSD ile artar. Bir noktadaki gerçek doz hızı, kaynaktan uzaklaştıkça azalmakla birlikte, bir referans noktasına göre göreceli bir doz olan PDD, SSD ile artar. Bu, bir nokta radyasyon kaynağından gelen doz hızının, ters kare yasasını izleyerek kaynaktan uzaklığın bir fonksiyonu olarak çizildiği Şekil 2.23'te gösterilmektedir (Khan ve Gibbons 2014).



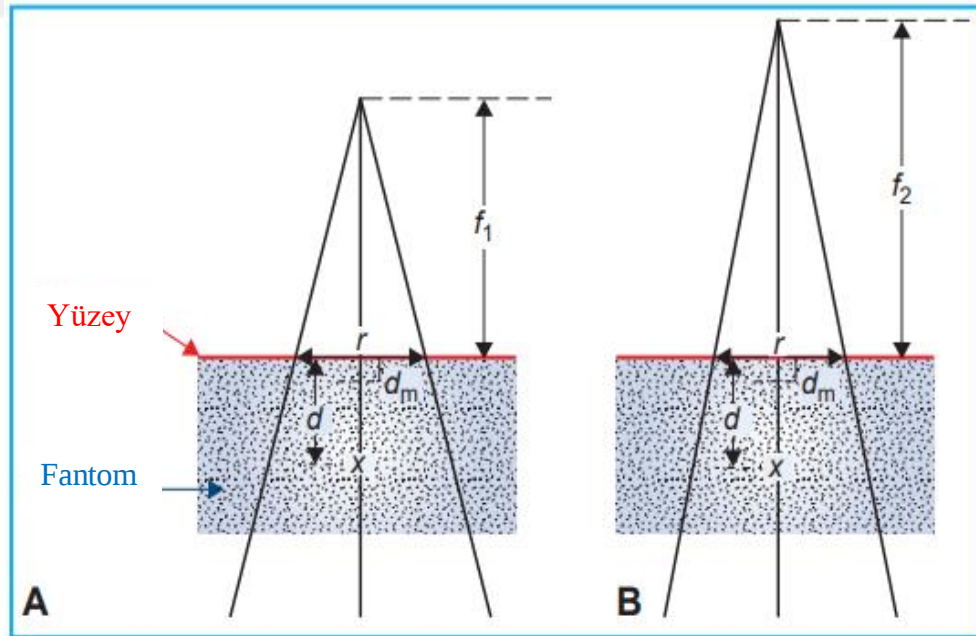
Şekil 2. 23 Bir nokta kaynağından uzaklığın ters kare kanunun fonksiyonu olarak bağıl doz hızı grafiği. Referans mesafesi = 80 cm (Khan ve Gibbons 2014)

Eğride görüldüğü gibi, iki nokta arasındaki doz hızında gözlemlenen düşüş, kaynaktan daha küçük mesafelerde, büyük mesafelerdeki düşüşe göre çok daha fazladır. Bu, bir referans noktasına göre derinlik dozunu temsil eden PDD'nin, kaynağın yakınında, kaynaktan uzakta olduğundan daha hızlı azaldığı anlamına gelir (Johns vd. 1958).

Klinik radyasyon tedavisinde SSD önemli bir parametredir. PDD, Dmax'a göre derinlikte ne kadar doz verilebileceğini belirlediğinden, SSD'nin mümkün olduğu kadar büyük olması gerekir. Ancak doz hızı mesafeyle birlikte azaldığı için, SSD pratikte doz hızı ile PDD arasında uyum sağlayan bir mesafeye ayarlanır. Mega-voltaj ışınlarıyla derin yerleşimli lezyonların tedavisi için önerilen minimum SSD 80 cm'dir. Klinik kullanım

için yüzde derin doz genellikle standart bir SSD'de ölçülür (kobalt teleterapi için 80 cm veya linac kırışlar için 100 cm). Ancak belirli bir klinik durumda, bir hastada ayarlanan SSD, standart SSD'den farklı olabilir. Örneğin, standart SSD'lerde mevcut olanlardan daha büyük alan boyutları içeren tedavi teknikleri için daha büyük SSD'ler gereklidir. Bu nedenle, standart bir SSD için PDD'ler, gerçek SSD için geçerli olanlara dönüştürülmelidir. Daha kesin yöntemler mevcut olsa da Mayneord F faktörü SSD dönüşümü için kullanılabilir. Bu yöntem, SSD değişikçe saçılmadaki değişiklikleri dikkate almadan, ters kare yasasının katı bir şekilde uygulanmasına dayanır. Şekil 2.24, yalnızca SSD'ye göre farklılık gösteren iki ışınlama koşulunu göstermektedir. P (d,r,f), SSD = f ve alan boyutu r için d derinliğindeki PDD olsun (örneğin, r × r boyutlarında kare bir alan). Derinlik ile dozdaki değişim üç etki tarafından yönetildiğinden; ters kare yasası, üstel zayıflama ve saçılma aşağıdaki eşitlik ile ifade edilir (Burns 1958).

$$P(d, r, f_1) = 100 \times \left(\frac{f_1 + d_m}{f_1 + d} \right)^2 \times e^{-\mu(d - d_m)} \times K_s \quad (2.96)$$



Şekil 2. 24 Kaynaktan yüzey mesafesine göre yüzde derin dozun (%DD) değişimi (Khan ve Gibbons 2014)

$$P(d, r, f_2) = 100 \times \left(\frac{f_2 + d_m}{f_2 + d}\right)^2 \times e^{-\mu(d - d_m)} \times K_s \quad (2.97)$$

Eşitlik 2.96 ve eşitlik 2.97 birbirine oranlanırsa;

$$\frac{P(d, r, f_2)}{P(d, r, f_1)} = \left(\frac{f_2 + d_m}{f_1 + d_m}\right)^2 \cdot \left(\frac{f_1 + d}{f_2 + d}\right)^2 \quad (2.98)$$

Buna göre Maynard F Faktörü aşağıdaki gibi elde edilir.

$$F = \left(\frac{f_2 + d_m}{f_1 + d_m}\right)^2 \cdot \left(\frac{f_1 + d}{f_2 + d}\right)^2 \quad (2.99)$$

Tüm $d > d_m$ derinlikleri için F faktörünün $f_2 > f_1$ için 1'den büyük ve $f_2 < f_1$ için 1'den küçük olduğu gösterilebilir. Bu nedenle, SSD'deki artışla PDD'nin arttığı yeniden ifade edilebilir. Mayneord F faktörü yöntemi, küçük alanlarda saçılma oranı düşük olduğu için küçük alanlarda oldukça etkili bir yöntemdir. Ancak yöntem, daha düşük enerji, geniş alan, büyük derinlik ve büyük SSD değişimi gibi aşırı koşullar altında önemli hatalara yol açabilir.

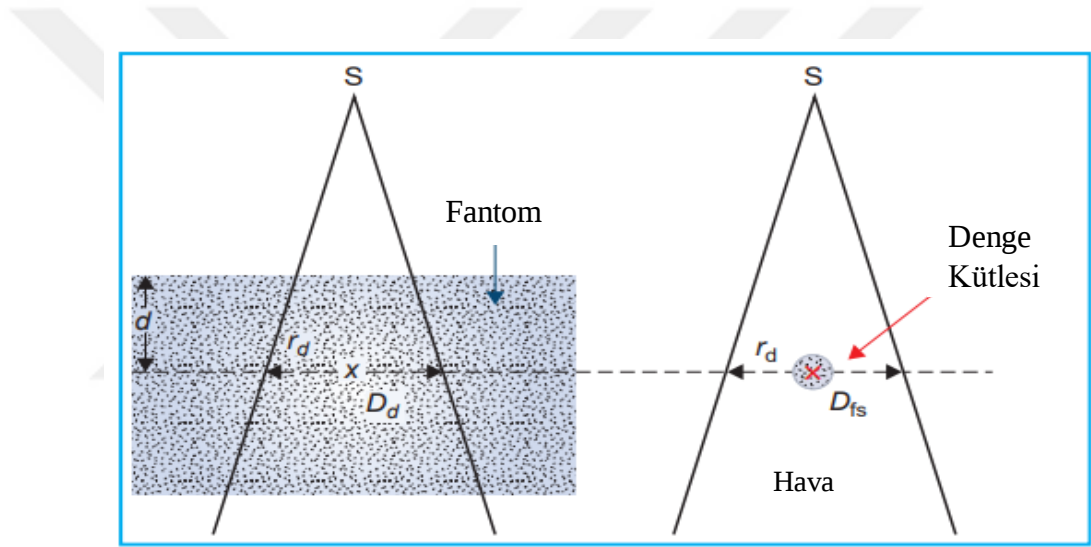
2.8.5 Doku-hava oranı (Tissue-Air Ratio, TAR)

Doku-hava oranı (TAR) ilk olarak 1953'te Johns tarafından tanıtıldı ve başlangıçta "tümör-hava oranı" olarak adlandırıldı. O zamanlar bu miktar özellikle rotasyon tedavisi hesaplamaları için tasarlanmıştı. Rotasyon terapisinde, radyasyon kaynağı, genellikle tümörün içine yerleştirilen dönme eksenini etrafında bir daire içinde hareket eder. SSD, yüzey konturunun şekline bağlı olarak değişebilse de, kaynak eksen mesafesi (SAD) sabit kalır. PDD, SSD'ye bağlı olduğundan, değişen SSD'yi düzeltmek için PDD'ye SSD düzeltmesinin uygulanması gerekecektir; bu, klinik uygulamada rutin olarak uygulanması zor olan bir prosedürdür. SSD bağımlılığını ortadan kaldırmak için daha basit bir nicelik, yani TAR tanımlanmıştır (Gupta ve Cunningham 1966). Tanıtıldığı zamandan beri, TAR konsepti sadece rotasyon tedavisi için değil, aynı zamanda sabit izosentrik teknikler ve düzensiz alanlar için de hesaplamaları kolaylaştırmak için geliştirilmiştir. TAR, fantomda

belirli bir noktadaki dozun (D_d), aynı noktadaki boş uzaydaki doza (D_{fs}) oranı olarak tanımlanabilir. Bu, Şekil 2.25'te gösterilmektedir. Belirli bir ışın demeti için TAR, o derinlikteki d derinliğine ve r alan boyutuna bağlıdır. Buna göre TAR aşağıdaki eşitlik ile ifade edilir.

$$TAR(d, r_d) = \frac{D_d}{D_{fs}} \quad (2.100)$$

Alan boyutu parametresi, r_d , d derinliğinde yansıtılan eşdeğer bir kare alanın kenarını belirtir.



Şekil 2. 25 Doku-hava oranı (TAR) tanımının gösterimi (Khan ve Gibbons 2014)

2.8.6 Mesafenin TAR'a etkisi

TAR'a atfedilen en önemli özelliklerden biri, kaynağa olan mesafeden bağımsız olmasıdır. Ancak bu, klinik olarak kullanılan mesafeler aralığında genellikle %2'den daha iyi bir doğruluk için geçerli olan bir tahmindir. TAR, aynı noktadaki iki dozun (D_d ve D_{fs}) oranı olduğundan, foton akısının mesafe bağımlılığı ortadan kalkar. Bu nedenle, TAR, serbest havaya yerleştirilen mini fantomda (veya denge fantomunda) aynı noktadaki dozla karşılaştırıldığında, yalnızca fantomdaki ışının zayıflaması ve saçılması nedeniyle bir noktadaki dozun modifikasyonunu temsil eder. Birincil ışın, derinlikle üstel olarak zayıflatıldığından, birincil ışın için TAR, SSD'nin değil, yalnızca derinliğin bir

fonksiyonudur. Bununla birlikte, dağılım bileşeninin durumu açık değildir. Bununla birlikte, derin doza fraksiyonel saçılma katkısının, ışının diverjansından neredeyse bağımsız olduğunu ve sadece o derinlikteki derinliğe ve alan boyutuna bağlı olduğunu göstermiştir. Dolayısıyla, derin dozun hem birincil hem de saçılma bileşenini içeren TAR, kaynak mesafesinden bağımsızdır (Holt vd. 1970).

2.8.7 Enerji, derinlik ve alan boyutu ile tar değişimi

TAR, PDD'ye çok benzer şekilde enerji, derinlik ve alan boyutuna göre değişir. Megavoltaj kırımları için, TAR maksimum dozun (d_m) derinliğinde bir maksimuma kadar yükselir ve daha sonra derinlikle aşağı yukarı katlanarak azalır. Doza saçılma katkısının ihmal edildiği dar bir ışın veya 0×0 alan boyutu için, d_m 'nin ötesindeki TAR, derinlikle yaklaşık olarak üssel olarak değişir.

$$TAR(d, 0) = e^{-\mu(d-d_m)} \quad (2.101)$$

Burada μ , verilen fantom için ışının ortalama azalım katsayısıdır. Alan boyutu arttıkça dozun saçılan bileşeni artar ve TAR'ın derinlikle değişimi daha karmaşık hale gelir. Bununla birlikte, saçılmanın minimum olduğu ve aşağı yukarı ileri yönde yönlendirildiği yüksek enerjili megavoltaj demetleri için, derinlikle TAR değişimi, etkili bir zayıflama katsayısı (μ_{eff}) sağlanması koşuluyla, yine de üstel bir fonksiyonla yaklaşık olarak tahmin edilebilir (Khan ve Gibbons 2014).

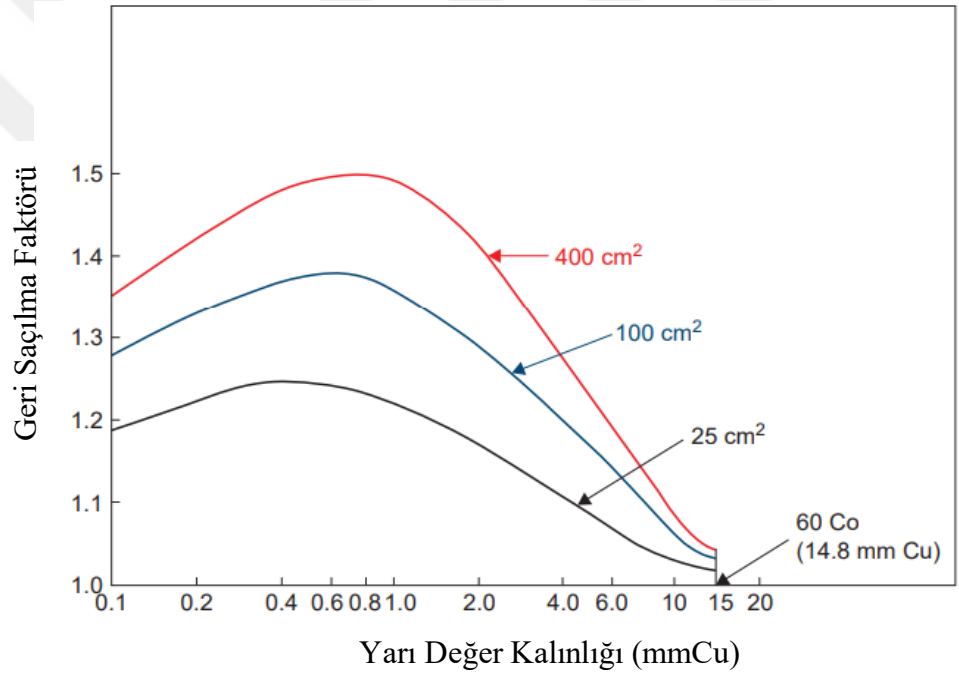
2.8.8 Geri saçılma faktörü (Back Scatter Factor, BSF)

Geri saçılma faktörü (BSF) veya pik saçılma faktörü (PSF) terimi, ışının merkez eksenindeki maksimum dozun referans derinliğindeki TAR değerine karşılık gelir. Maksimum dozun referans derinliğindeki merkezi eksenindeki dozun, boş uzayda aynı noktadaki doza oranı olarak tanımlanabilir. Matematiksel olarak,

$$BSF = \frac{D_{max}}{D_{fs}} \quad (2.102)$$

$$BSF = TAR(d_m, r_{d_m}) \quad (2.103)$$

Burada r_{d_m} , maksimum dozun referans derinliği d_m 'deki alan boyutudur. BSF, TAR gibi, kaynağa olan mesafeden bağımsızdır ve yalnızca ışın kalitesine ve alan boyutuna bağlıdır. Şekil 2.26, çeşitli kalitedeki ışın demetleri ve alan boyutları için BSF'leri göstermektedir. BSF alan boyutu ile artarken, maksimum değeri alan boyutuna bağlı olarak 0,6 ila 0,8 mm Cu arasında yarı değerli bir katmana (HVL) sahip demetler için ortaya çıkar. Bu nedenle, olağan filtrasyonlu ortovoltaj demetleri için BSF, büyük alan boyutları için 1,5 kat daha fazla olabilir.



Şekil 2. 26 Işın kalitesi (yarı değer kalınlığı) ile geri saçılma faktörlerinin (BSF'ler) değişimi. (Khan ve Gibbons 2014)

Bu, serbest alandaki doza kıyasla yüzeye yakın dozda %50'lik bir artışa veya maruziyet açısından, havada maruz kalmaya kıyasla ciltte maruziyette %50'lik bir artışa neden olur (Cunningham vd. 1965).

2.8.9 TAR ile PDD arasındaki ilişki

TAR ve PDD birbiriyle ilişkilidir. İlişki aşağıdaki gibi türetilir: Şekil 9.9A'yı göz önünde bulundurarak, d derinliğinde r_d alan boyutu için TAR(d, r_d) Q noktasında TAR olsun. r, yüzeydeki alan boyutu, f SSD ve d_m , P noktasındaki maksimum dozun referans derinliği olsun. $D_{fs}(P)$ ve $D_{fs}(Q)$, P ve Q noktalarındaki boş uzaydaki dozlar olsun, $D_{fs}(P)$ ve $D_{fs}(Q)$ ters kare yasası ile ilişkilidir (Khan ve Gibbons 2014).

$$\frac{D_{fs}(Q)}{D_{fs}(P)} = \left(\frac{f+d_m}{f+d}\right)^2 \quad (2.104)$$

Alan boyutları r ve r_d aşağıdaki ifade ile ilişkilidir.

$$r_d = r \frac{f+d}{f} \quad (2.105)$$

TAR tanımına göre

$$TAR(d, r_d) = \frac{D_d(Q)}{D_{fs}(Q)} \quad (2.106)$$

Veya

$$D_d(Q) = TAR(d, r_d) \cdot D_{fs}(Q) \quad (2.107)$$

P noktasındaki maksimum doz aşağıdaki eşitlik ile verildiğinden;

$$D_{max}(P) = D_{fs}(P) \cdot BSF(r) \quad (2.108)$$

ve tanım gereği, PDD $P(d,r,f)$ şu şekilde verilir:

$$P(d, r, f) = \frac{D_d(Q)}{D_{max}(P)} \times 100 \quad (2.109)$$

Bu eşitliklerden PDD ve TAR arasındaki ilişki aşağıdaki eşitlikler ile ifade edilir.

$$P(d, r, f) = \text{TAR}(d, r_d) \times \frac{1}{\text{BSF}(r)} \times \frac{D_{fs}(Q)}{D_{fs}(P)} \times 100 \quad (2.110)$$

Veya

$$P(d, r, f) = \text{TAR}(d, r_d) \times \frac{1}{\text{BSF}(r)} \times \left(\frac{f+d_m}{f+d}\right)^2 \times 100 \quad (2.111)$$

2.8.10 Saçılma-hava oranı (Scatter-Air Ratio, SAR)

SAR'lar, ortamdaki saçılan dozu hesaplamak amacıyla kullanılır. Birincil ve saçılan dozun ayrı ayrı hesaplanması, düzensiz alanların dozimetrisinde özellikle yararlıdır. SAR, fantomda belirli bir noktada saçılan dozun aynı noktadaki boş uzaydaki doza oranı olarak tanımlanabilir. SAR, TAR gibi, SSD'den bağımsızdır ancak ışın enerjisine, derinliğine ve alan boyutuna bağlıdır. Fantomdaki bir noktadaki saçılan doz, toplam doz o noktadaki birincil doza eşit olduğundan, SAR matematiksel olarak, verilen alan için TAR ile 0×0 alanı için TAR arasındaki farkla verilir.

$$\text{SAR}(d, r_d) = \text{TAR}(d, r_d) - \text{TAR}(d, 0) \quad (2.112)$$

Burada TAR (d,0) demetin birincil bileşenini temsil eder. SAR'lar öncelikle herhangi bir şekilde bir alandaki saçılmanın hesaplanmasında kullanıldığından, SAR'lar o derinlikteki dairesel bir alanın derinliğinin ve yarıçapının fonksiyonları olarak tablo haline getirilebilir.

2.8.11 Doz hesaplama parametreleri

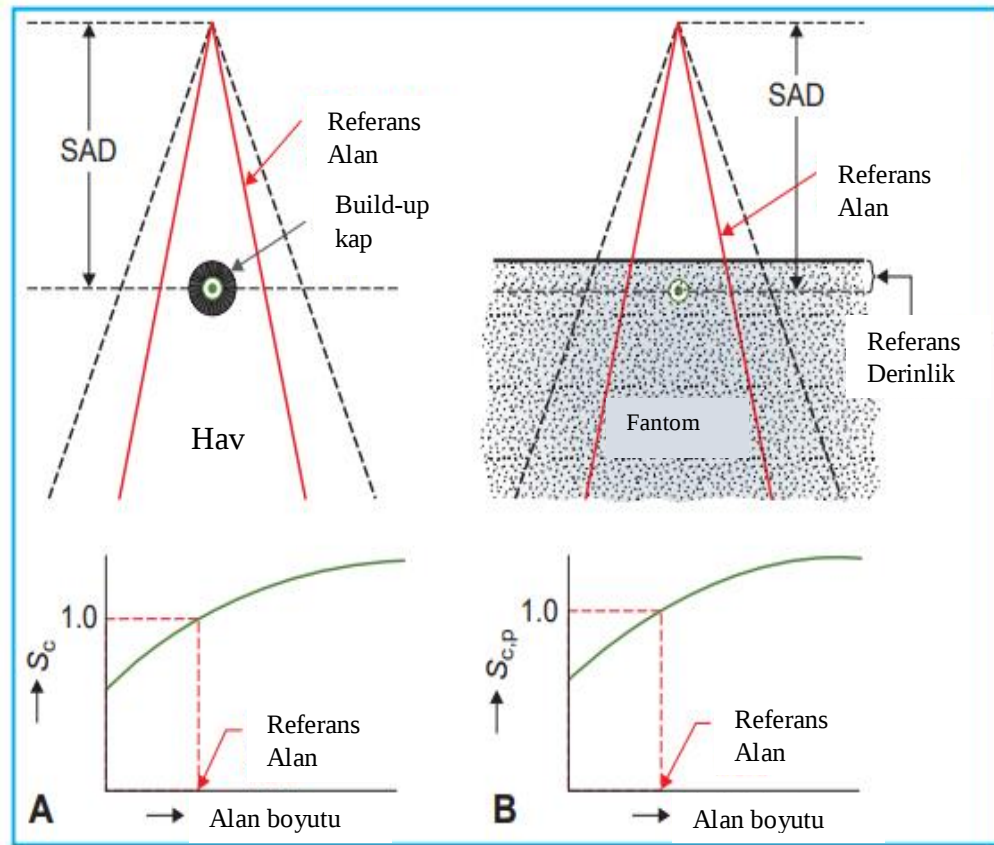
Bir hastada soğurulan dozu hesaplamak için çeşitli yöntemler geliştirilmiştir. Yüzde derin dozlar (PDD'ler) ve doku-hava oranları (TAR'lar) kullanan bu yöntemlerden bazılarıdır. Ancak, bu yöntemlerde bazı sınırlamalar vardır. Örneğin, PDD'nin kaynak-yüzey mesafesine (SSD) bağımlılığı, bu miktarı eş merkezli teknikler için uygun hale getirmez. TAR'lar ve saçılma-hava oranları (SAR'lar) bu sorunu ortadan kaldırırsa da, bunların ^{60}Co 'nunkinden daha yüksek enerjilere sahip olan ışın demetlerine uygulanması, serbest uzayda doz ölçümü gerektirdiğinden ciddi şekilde sorgulanmıştır. Işın enerjisi arttıkça, hava içi ölçümler için hazne build-up kapağının boyutu artırılmalıdır. Dolayısıyla bu tür

ölçümlerden serbest uzayda dozu hesaplamak giderek daha zor hale gelir. Ek olarak, build-up kapağının malzemesi genellikle fantomunkinden farklıdır ve bu, TAR ölçümlerinde bir yanlılık veya belirsizliğe neden olur. Bir ortamdaki nokta doz, birincil ve saçılan bileşenler olarak analiz edilebilir. Birincil doza, kaynaktan yayılan birincil veya orijinal fotonlar katkıda bulunur ve saçılan doz, saçılan fotonların sonucudur. Saçılan doz ayrıca kolimatör ve fantom bileşenlerinden etkilenebilir, çünkü ikisi bağımsız olarak değişebilir. Örneğin, alanın bir kısmını bloke etmek, ışının açık kısmındaki olay çıkışı veya foton enerji akışını önemli ölçüde değiştirmez, ancak bloğun derecesine bağlı olarak fantom saçılmasını önemli ölçüde azaltabilir. Hem kolimatör hem de fantom saçılımını hariç tutan bir fantomda birincil dozun belirlenmesi oldukça zordur. Bununla birlikte, megavoltaj foton ışınları için, fantom saçılımının ayrı olarak hesaplanabilmesi için, kolimatör saçılımını birincil ışının bir parçası olarak makul bir yaklaşım olarak kabul etmek mümkündür. Bu nedenle, birincil fotonların yanı sıra kolimasyon sisteminden saçılanlardan kaynaklanan doz olarak etkili bir birincil doz tanımlaması yapılır. Bir fantomdaki etkili birincil, derinlikteki doz fantom saçılımı olarak düşünülebilir. Alternatif olarak, etkili birincil doz, kolimatör açıklığı sabit tutulurken saçılma hacmi sıfıra düşürüldüğünde fantomda soğrulan doz olarak tanımlanabilir. Bir fantomdaki birincil dozun 0×0 alanındaki dozla temsil edilmesi, yanal elektronik dengenin olmaması nedeniyle pratik sorunlar doğurur. Sonuç olarak, bu, birincil dozun doğrudan ölçümünü imkansız hale getirir. Bu konu literatürde tartışılmıştır, ancak pratik çözümler üzerinde hala anlaşmaya varılamamıştır. Dozun birincil ve saçılmış bileşenlerinin hesaplanmasında elektron taşınmasını kullanan sistemler uygun olur, ancak rutin hesaplamalar için henüz tam olarak geliştirilmemiş ve uygulanmamıştır.

2.8.12 Kolimatör saçılma faktörü

Havada ölçülen ışın çıkışı (maruz kalma hızı, boş alandaki doz hızı veya enerji akış hızı) alan boyutuna bağlıdır. Alan boyutu arttıkça, birincil ışına eklenen katkı artan kolimatör saçılımı nedeniyle artar. Kolimatör saçılma faktörü (S_c) ayrıca hava çıkış oranı olarak da adlandırılır ve belirli bir alan için havadaki çıkışın bir referans alan için olana oranı olarak tanımlanabilir (örn., $10 \times 10 \text{ cm}^2$). S_c , verilen enerji ışını için maksimum doz birikimini sağlamaya yetecek büyüklükte bir birikim başlığına sahip bir iyon odası ile ölçülebilir.

Ölçüm için set-up pozisyonu Şekil 2.27'de gösterilmektedir (Khan ve Gibbons 2014). İyonizasyon okumaları alan boyutuna [eşdeğer karenin kenarı veya alan/çevre (A/P)] karşı çizilir ve değerler referans alana normalize edilir (örn., $10 \times 10 \text{ cm}^2$). S_c ölçümünde, ölçümler göreceli foton enerji akışlarını yansıtacaksa, alan tüm alan boyutları için build-up kapağını (penumbral etkiler olmadan) tamamen örtmelidir. Alan kenarı ile build-up başlığı arasında en az 1 cm'lik bir yan kenar boşluğu yeterli kabul edilir. Yüksek enerjili fotonlar için, gerekli birikme başlığı boyutu, küçük alan boyutları için S_c 'yi ölçmek için çok büyük olabilir. Bu durumlar için van Gasteren ve ark. saçılan elektronları (ör. 10 cm) önlemek için d_{max} 'ın yeterince ötesinde bir ölçüm derinliğine sahip dar (ör. 4 cm çapında) silindirik ışın-koaksiyel fantom veya "mini fantom" kullanılmasını önermiştir.



Şekil 2. 27 S_c ve $S_{c,p}$ ölçümü için set-up pozisyonu. A: Alan boyutuna karşı S_c 'yi belirlemek için bir referans alanına göre output ölçmek için havada build-up başlığı olan oda. B: Alan boyutuna karşı $S_{c,p}$ 'yi belirlemek için sabit bir referans derinliğinde bir fantomdaki ölçümler. SAD, kaynaktan eksene uzaklık (Khan ve Gibbons 2014)

S_c için mini fantomların kullanımı AAPM TG-74 raporu tarafından tavsiye edilen ölçümler için açıklanmıştır (Das vd. 2008). Normal olarak, kolimatör saçılma faktörleri, iyon odası kaynak-eksen mesafesi (SAD) ile ölçülür. Bununla birlikte, küçük alanlar için, SAD'den daha büyük mesafelerde output ölçümleri (referans alanı için olanlar dahil) alınabilir, böylece en küçük alan build-up kapağını veya mini fantomu uygun bir marjla kaplar. Bu ölçümlerdeki alan boyutlarının tümü SAD'de tanımlanmıştır.

2.8.13 Fantom saçılma faktörü

Fantom saçılım faktörü (S_p), alan boyutu değişikçe bir referans derinlikte fantomdan kaynaklanan saçılma nedeniyle radyasyonundaki değişikliği hesaba katar. S_p , referans derinlikte belirli bir alan için doz hızının (veya monitör birimi başına dozun (MU)) referans alan için aynı nokta ve derinlikteki doz hızına oranı olarak tanımlanabilir (örn., $10 \times 10 \text{ cm}^2$). Bu tanımda, S_p 'nin sabit bir kolimatör açıklığı için ışınlanan fantom hacmindeki değişikliklerle ilgili olduğu belirtilmelidir. Böylece, farklı kesit boyutlarındaki fantomlar üzerinde geniş bir alan kullanılarak S_p belirlenebilir. Geri saçılma faktörlerinin doğru bir şekilde ölçülebildiği (örneğin, kobalt-60'a kadar) foton ışınları için, maksimum dozun referans derinliğindeki S_p faktörü basitçe geri saçılma faktörünün (BSF) referans alanı için verilen alana oranı olarak tanımlanabilir [aynı zamanda tepe saçılım faktörü olarak da adlandırılır (PSF)]. Matematiksel olarak, bu tür demetler için fantom saçılma faktörü aşağıdaki eşitlik ile ifade edilir.

$$S_p(r) = \frac{BSF(r)}{BSF(r_0)} \quad (2.113)$$

Burada r eşdeğer kare alanın boyutu ve r_0 referans alanının boyutudur (örneğin, $10 \times 10 \text{ cm}^2$). Tüm ışın enerjileri için kullanılabilen daha pratik bir S_p ölçme yöntemi, aşağıdaki denklemden dolayı olarak belirlenebilir.

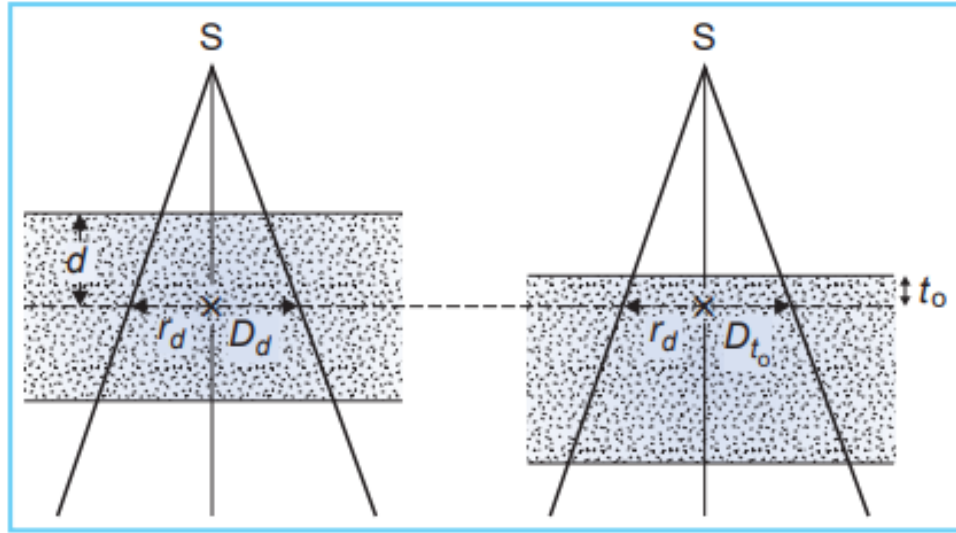
$$S_p(r) = \frac{S_{c,p}(r)}{S_c(r)} \quad (2.114)$$

Burada $S_{c,p}(r)$, belirli bir alan boyutu r için bir referans derinlikte doz hızı (veya MU başına doz) olarak tanımlanan toplam saçılma faktörüdür. Bu değer referans alan için aynı

nokta ve derinlikteki doz hızına bölünerek elde edilir (örn., $10 \times 10 \text{ cm}^2$). Böylece, $S_{c,p}(r)$ hem kolimatör hem de fantom saçılmasını içerir ve $S_c(r)$ 'ye bölündüğünde $S_p(r)$ verir.

2.8.13 Doku-fantom oranı (TPR) ve doku-maksimum oranı (TMR)

TPR, fantomda belirli bir derinlikteki doz hızının, aynı kaynak noktası mesafesindeki ancak bir referans derinliğindeki doz hızına oranı olarak tanımlanır. Bu, Şekil 2.28'te gösterilmektedir. Saçılan doz hesaplaması için karşılık gelen miktar, SAR'a benzer olan saçılma-fantom oranı (SPR) olarak adlandırılır (Karzmark vd. 1965).



Şekil 2. 28 Doku-fantom oranı (TPR) ve doku-maksimum oranı (TMR) ölçümü için setup pozisyonu (Khan ve Gibbons 2014)

TPR, herhangi bir referans derinliğine (örneğin, maksimum dozun referans derinliği veya 10 cm derinlik) normalize edilebilen genel bir fonksiyondur. Bu miktar için kullanılacak referans derinliği ile ilgili genelleştirme olmamasına rağmen, merkezi eksen $d_{\max}$ noktası, doz hesaplamalarında çok kullanışlı bir basitliğe sahiptir. $d_{\max}$ sabit bir referans derinlik olarak kabul edilirse, TPR miktarı TMR'ye neden olur. Dolayısıyla TMR, TPR'nin özel bir durumudur ve fantomda belirli bir noktadaki doz hızının, aynı kaynak noktası mesafesindeki ve maksimum dozun referans derinliğindeki doz hızına oranı olarak tanımlanabilir. Megavoltaj foton ışınları için maksimum dozun derinliğinin alan boyutuna

ve SSD'ye bağılı olduğu bulunmuştur. Bu bağımlılık, alan boyutu ve SSD'nin bir fonksiyonu olarak yüzeydeki elektron kontaminasyonundaki değişiklikten kaynaklanmaktadır. Hesaplama fonksiyonlarının elektron kontaminasyonundan bağımsız olması için, build-up bölgesindeki doza normalize edilmesi gerekir. Başka bir deyişle, normalizasyonun derinliği, referans derinliğinden daha büyük olmalıdır.

Elektron kontaminasyonu alan boyutu ile arttığı ve SSD ile azaldığı için maksimum doz (d_m) derinliği alan boyutu ile azalma ve SSD ile artma eğilimindedir. Bu nedenle, tüm alan boyutları ve SSD'ler için referans derinliği olarak d_m seçilirse, yanıl elektronik denge (örneğin, $3 \times 3 \text{ cm}^2$) ve büyük bir SSD (100 cm veya daha büyük) için gereken en küçük alan için bu olmalıdır. Bu koşullar altında, elektron kontaminasyonu minimumdur ve d_m 'deki doz, saf bir foton ışımına oldukça yakındır. Alternatif olarak, d_m 'yi bulmak için $[(\%DD) \times (SSD + d)^2]$ d derinliğinin bir fonksiyonu olarak çizilebilir. Bu, SSD'ye olan bağımlılığı ortadan kaldırır. Referans d_m , daha sonra, d_m 'nin alan boyutunun ($3 \times 3 \text{ cm}^2$ 'ye kadar) bir fonksiyonu olarak çizilmesi ve 0×0 alan boyutuna ekstrapolasyon yapılmasıyla elde edilebilir. Yukarıda belirlenen maksimum dozun (t_0) referans derinliği, tüm alan boyutları ve ilgili tüm dozimetrik miktarlar (örneğin, PDD'ler, TMR'ler, S_p faktörleri ve hızlandırıcı için MU başına dozun ayarlandığı derinlik) için aynı tutulmalıdır. TPR'ler için referans derinliği d_0 ile belirtilir. d_0 10 cm olarak seçilirse, TPR'lere dayalı doz hesaplamaları formalizmi, ilgili tüm dozimetrik miktarların (örneğin, TPR'ler, PDD'ler, S_p faktörleri ve kalibrasyon dozu/MU) aynı referans derinliğe normalize edilmesini de sağlamalıdır.

2.8.14 TMR ve PDD arasındaki ilişki

TMR'ler için, bir noktadaki derinlik dozuna fraksiyonel saçılma katkısının, ışının sapmasından bağımsız olduğu ve sadece noktadaki alan boyutuna ve üstteki dokunun derinliğine bağılı olduğu varsayılır. TAR ve TPR'nin de temelini oluşturan bu ilke, tüm bu işlevleri pratik olarak SSD'den bağımsız hale getirir. Böylece, her radyasyon kalitesi için tüm SSD'ler için tek bir TMR tablosu kullanılabilir. Mega-voltaj demetleri için, birincil ışın zayıflaması yaklaşık olarak şu şekilde ifade edilebilir.

$$\text{TMR}(d, 0) = e^{-\mu(d-t_0)} \quad (2.115)$$

Burada μ etkin lineer azalım katsayısı ve t_0 maksimum dozun referans derinliğidir. μ 'yi alan boyutunun (eşdeğer karenin kenarı) bir fonksiyonu olarak çizerek ve onu 0×0 alanına geri tahmin ederek TMR verilerinden belirlenebilir. TMR ve yüzde derin dozu P, aşağıdaki denklemle birbiriyle ilişkilidir.

$$\text{TMR}(d, r_d) = \left(\frac{P(d, r, f)}{100} \right) \times \left(\frac{f+d}{f+t_0} \right)^2 \times \left(\frac{S_p(r_{t_0})}{S_p(r_d)} \right) \quad (2.116)$$

Burada P, yüzde derin dozudur, d derinliktir, t_0 maksimum dozun referans derinliğidir, r yüzeydeki alan boyutudur, f = SSD'dir. Aynı zamanda;

$$r_d = r \left(\frac{f+d}{f} \right) \quad (2.117)$$

$$r_{t_0} = r \left(\frac{f+t_0}{f} \right) \quad (2.118)$$

Denklem (10.4)'te, yüzde derin doz P referans derinlikteki doza normalize edilirse, tüm alan boyutları ve SSD'ler için $P(t_0, r, f) = 100$ olacak şekilde ifade edilebilir. TMR'ler doğrudan ölçülebilmemesine rağmen, Denklem 10.4'te gösterildiği gibi yüzde derin dozlarından da hesaplanabilir. ^{60}Co için, TMR'leri hesaplamak için Denklem 2.115 ve 2.116 kullanılabilir. Ek olarak, ^{60}Co gibi TAR'lerin doğru olarak bilindiği durumlarda TMR'ler TAR verilerinden türetilir:

$$\text{TMR}(d, r_d) = \frac{\text{TAR}(d, r_d)}{\text{TAR}(t_0, r_d)} = \frac{\text{TAR}(d, r_d)}{\text{BSF}(r_d)} \quad (2.119)$$

2.8.15 TPR ve PDD arasındaki ilişki

TMR için Denklem 10.4, herhangi bir referans derinlik (örn., 10 cm) için TPR'ye genelleştirilebilir:

$$TPR(d, r_d) = \left(\frac{P_N(d, r, f)}{100} \right) \times \left(\frac{f+d}{f+d_0} \right)^2 \times \left(\frac{S_p(r_{d_0})}{S_p(r_d)} \right) \quad (2.120)$$

d_0 referans derinlik olduğu için, P_N normalize edilmiş yüzde derin dozdur. Aynı zamanda;

$$r_{d_0} = r \left(\frac{f+d_0}{f} \right) \quad (2.121)$$

Normalize edilmiş yüzde derin doz, aşağıdaki denklem kullanılarak (maksimum doz, t_0 referans derinliğine normalize edilmiş) yüzde derin dozlarından (P) elde edilebilir:

$$P_N(d, r, f) = \frac{P(d, r, f)}{P(d_0, r, f)} \times 100 \quad (2.122)$$

2.8.16 Monitör Unit (MU)

Radyoterapi kurumları, tedavi teknikleri ve kalibrasyon uygulamalarında farklılık göstermektedir. Örneğin, bazıları yalnızca SAD (izosentrik) tipi tekniklere güvenirken, diğerleri her iki SSD tipini de kullanır. Buna göre, cihaz kalibrasyonları, standart SSD (SSD tipi kalibrasyon) için bir referans derinliğinde veya izomerkezde (SAD tipi kalibrasyon) bir su fantomunda gerçekleştirilir. Çoğu kurum şu anda MU hesaplamalarında kullanılan dozimetrik miktarlar için maksimum doz referans derinliğini kullanmasına rağmen, bazıları referans derinlik olarak 10 cm derinliği tercih etmektedir. Ek olarak, klinik alanlar, temelde dikdörtgen veya kare olmasına rağmen, çoğu zaman vücudun kritik veya normal bölgelerini korumak için şekillendirilmez. Bu nedenle, bir hesaplama sistemi, rutin kullanım için kabul edilebilir doğruluk ve basitlikle, yukarıdaki uygulamalara genel olarak uygulanabilir olmalıdır. Aşağıdaki genel denklemler, MU hesaplamalarını içeren klinik durumların çoğunu kapsar. İzosentrik alanlar için,

$$MU = \frac{D}{D_{cal} \times S_c(r_c) \times S_p(r_d) \times TPR(d, r_d) \times WF(d, r_d, x) \times TF \times OAR(d, x) \times \left(\frac{SCD}{SPD} \right)^2} \quad (2.123)$$

Veya

$$MU = \frac{D}{D_{cal} \times S_c(r_c) \times S_p(r_d) \times TMR(d, r_d) \times WF(d, r_d, x) \times TF \times OAR(d, x) \times \left(\frac{SCD}{SPD}\right)^2} \quad (2.124)$$

İzosentrik olmayan alanlar için MU;

$$MU = \frac{D}{D_{cal} \times S_c(r_c) \times S_p(r_d) \times \frac{P}{100}(d, r, f) \times WF(d, r_d, x) \times TF \times OAR(d, x) \times \left(\frac{SCD}{f+t_0}\right)^2} \quad (2.125)$$

Veya

$$MU = \frac{D}{D_{cal} \times S_c(r_c) \times S_p(r_d) \times \frac{PN}{100}(d, r, f) \times WF(d, r_d, x) \times TF \times OAR(d, x) \times \left(\frac{SCD}{f+t_0}\right)^2} \quad (2.126)$$

denklemde

D = ilgilenilen noktada verilecek doz;

D_{cal} = Referans koşullar altında referans derinlikte MU başına kalibrasyon dozu;

$S_c(r_c)$ = Kolimatör tanımlı alan boyutu r_c için kolimatör saçılma faktörü

$S_p(r)$ = Yüzeydeki alan boyutu r için referans derinlikte fantom saçılma faktörü;

$S_p(r_d)$ = d derinliğinde r_d alan boyutu için referans derinlikte fantom saçılma faktörü;

$WF(d, r_d, x)$ = d derinliğinde , alan boyutu r_d ve eksen dışı mesafe x için kama faktörü;

TF = Tepsi faktörü;

$OAR(d, x)$ = d derinliğinde ve eksen dışı x mesafesinde eksen dışı oran;

SCD = Kaynaktan D_{cal} 'in belirtildiği kalibrasyon noktası mesafesi;

SPD = Kaynaktan D'nin iletildiği ilgi noktasına uzaklık;

d_0 = TPR ve PDD_N için referans derinlik;

t_0 = TMR ve PDD için maksimum dozun elde edildiği referans derinlik.

Yukarıdaki MU denklemleri şunları varsayar:

- MU, D_{cal} başına referans alan boyutu için kaynak-kalibrasyon noktası mesafesinde, SCD'de ve referans derinliğinde kalibrasyon dozunu belirtilir.
- D_{cal} ve S_p için d_{ref} , birlikte kullanıldıkları ilgili dozimetrik miktar (TPR, TMR, PDD veya PDD_N) ile aynıdır.
- Tepsi faktörü, TF, alan boyutu ve derinlikten bağımsız olarak engelleme tepsisi için bir aktarım faktörüdür.
- Ters-kare yasası, kaynaktan uzaklığın bir fonksiyonu olarak havadaki foton enerji akışındaki değişim için geçerlidir (Khan ve Gibbons 2014).

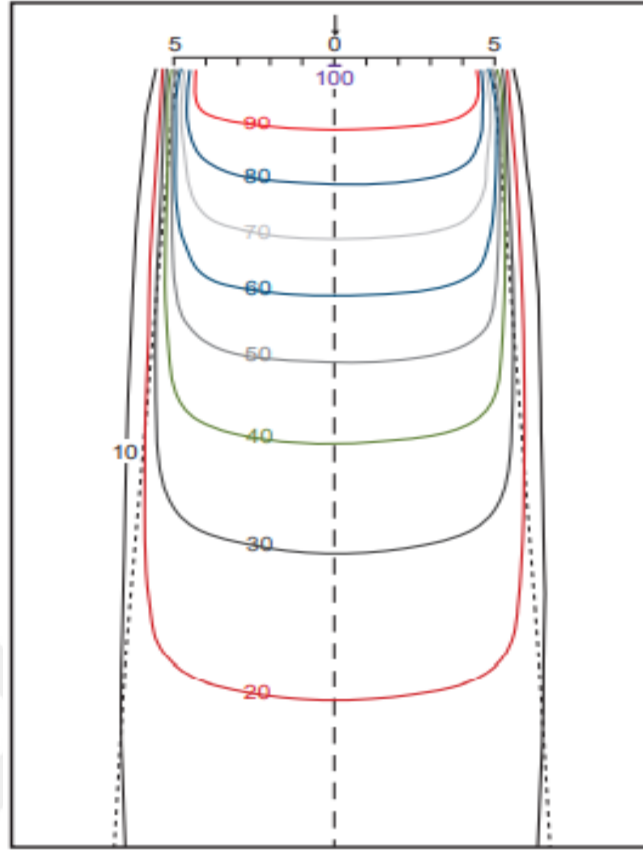
2.8.17 İzodoz dağılımları

Merkezi eksen derinlik doz dağılımı tek başına üç boyutlu bir hacimde doz dağılımı üreten bir radyasyon ışını karakterize etmek için yeterli değildir. Soğurulan dozdaki hacimsel veya düzlemsel varyasyonları temsil etmek için dağılımlar, eşit doz noktalarından geçen çizgiler olan izodoz eğrileri aracılığıyla gösterilir. Eğriler genellikle soğurulan dozun düzenli aralıklarında çizilir ve bir referans noktasındaki dozun yüzdesi olarak ifade edilebilir. Bu nedenle, izodoz eğrileri, ısı ve izobarlar, basınç için kullanılan izotermilerle aynı şekilde soğurulan doz seviyelerini temsil eder.

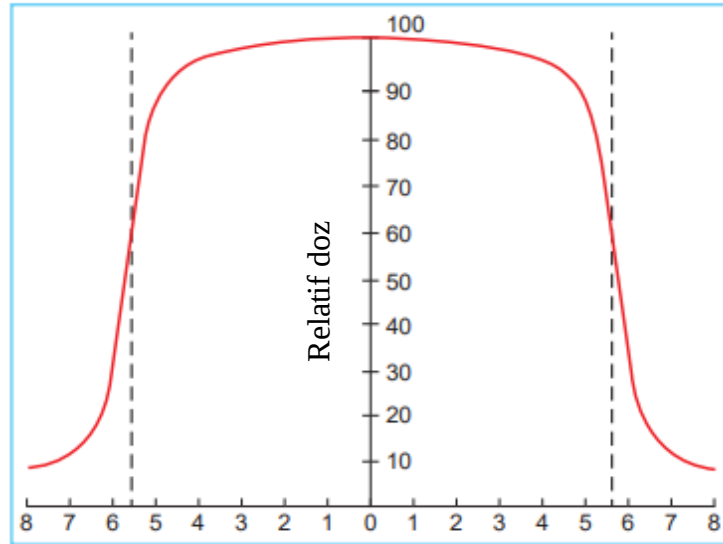
Belirli bir ışın için bir izodoz eğrisi, genellikle yüzde derin dozun eşit artışlarıyla çizilen bir izodoz eğrileri kümesinden oluşur ve bu, merkezi eksenden derinliğin ve enine uzaklığın bir fonksiyonu olarak dozdaki değişimi temsil eder. Eğrilerin yüzde derin doz değerleri, ya merkezi eksen üzerindeki maksimum dozun referans noktasında ya da ışınlanmış ortamda merkezi eksen boyunca sabit bir mesafede normalize edilir. Birinci kategorideki eğriler, ışın yönünden bağımsız olarak, hasta sabit bir kaynak yüzey mesafesine (SSD) göre tedavi edildiğinde geçerlidir. İkinci kategoride, izodoz eğrileri, bir izosentrik terapi ünitesinin dönme eksenine karşılık gelen maksimum doz derinliğinin ötesinde belirli bir derinliğe normalize edilerek elde edilir. Bu eğriler, bilgisayarlı tedavi planlamasının kullanılmasından önce, rotasyon tedavisi ve izosentrik tedavilerin tedavi planlaması için kullanılmıştır. İzodoz çizelgelerinin incelenmesi, x-ışını ve g-ışını doz dağılımlarının bazı genel özelliklerini ortaya koymaktadır.

- Herhangi bir derinlikteki doz, ışının merkezi ekseninde en büyüktür ve periferde yüzeye yakın yüksek doz sergileyen bazı linac x-ışını ışınları dışında, ışın alanının kenarlarına doğru giderek azalır. Bu kısımlar, daha büyük derinliklerde düz izodoz eğrileri elde etmek için genellikle yüzeye yakın yerlerde düzleştirici filtre tarafından yok edilir.
- Işının kenarlarına yakın (penumbra bölgesi), ışın ekseninden yanal mesafenin bir fonksiyonu olarak doz hızı hızla azalır. Kirişin geometrik sınırlarının hem içinde hem de dışında bulunan geometrik yarı gölgenin genişliği, kaynağın boyutuna, kaynaktan uzaklığa ve kaynaktan diyaframa olan mesafeye bağlıdır.
- Kirişin kenarına yakın yerlerde, kirişin düşmesi sadece geometrik yarı gölgeden değil, aynı zamanda azaltılmış yan saçılmadan da kaynaklanır. Bu nedenle, geometrik yarı gölge kenarlara yakın ışın keskinliği için iyi bir ölçü değildir. Bunun yerine, fiziksel yarı gölge terimi kullanılabilir. Fiziksel yarı gölge genişliği, belirtilen derinlik için (örneğin, D_{max} derinliğinde %90 ile %20 izodoz çizgileri arasındaki yanal mesafe) belirli bir noktada belirtilen iki izodoz eğrisi arasındaki yanal mesafe olarak tanımlanır.
- Işın ve yarı gölgenin geometrik sınırlarının dışında, doz değişimi alandan yan saçılmaların, kolimatör sisteminden sızıntının ve saçılmanın sonucudur. Bunun ötesinde kolimatör bölgesi, doz dağılımı, ortamdan yanal dağılım ve makinenin kafasından sızıntı (genellikle terapötik muhafaza veya kaynak muhafazası olarak adlandırılır) tarafından yönetilir.

Şekil 2.29, belirli bir derinlikte alanın merkezi boyunca doz değişimini gösterir. Demetin böyle bir temsili demet profili olarak bilinir. Alan boyutunun, bir referans derinlikte %50 izodoz çizgileri arasındaki yanal mesafe olarak tanımlandığı not edilebilir. Bunun alan tanımlayıcı ışık tarafından tanımlanan alan boyutuyla uyumlu olmasını sağlamak için, alan tanımlayıcı ışığın dikey bir düzlem üzerine yansıtılan radyasyon ışınının %50 izodoz çizgileriyle çakıştığı, ışın eksenine ve standart SSD'de veya kaynaktan eksene olan mesafede (SAD) ışın hizalaması adı verilen bir prosedür gerçekleştirilir. $10 \times 10 \text{ cm}^2$ alan boyutu için referans derinlikteki demet profili Şekil 2.30'da gösterilmiştir (Khan ve Gibbons 2014).



Şekil 2. 29 Belirli bir derinlikte alanın merkezi boyunca doz değişimi (Khan ve Gibbons 2014)



Şekil 2. 30 Demet profili (Khan ve Gibbons 2014)

2.8.18 İzodoz eğrilerinin elde edilmesi

İzodoz eğrileri iyon odaları, katı hal dedektörleri veya radyografik filmler aracılığıyla ölçülebilir. Bunlardan iyon odası, esas olarak nispeten düz enerji tepkisi ve kesinliği nedeniyle en güvenilir yöntemdir. İyonometrik ölçümler için su fantomu tercih edilen ortamdır. İzodoz ölçümleri için kullanılan iyon odası küçük olmalıdır, böylece ışın kenarları gibi yüksek doz gradyanlı bölgelerde ölçümler yapılabilir. Haznenin hassas hacminin 15 mm'den kısa olması ve iç çapının 5 mm veya daha az olması tavsiye edilir. Odanın enerji bağımsızlığı diğer bir önemli gerekliliktir. X-ışını spektrumu, saçılma nedeniyle fantomdaki konumla değiştiği için, iyon odasının enerji yanıtı mümkün olduğunca düz olmalıdır. İzodoz eğrilerinin hızlı ölçümü için otomatik cihazlar veya ışın tarama sistemleri mevcuttur. Bu sistemler bilgisayar desteklidir ve bilgisayar yazılımı kullanarak bir su fantomunda doz dağılımını ölçer. Su fantomunda demetin merkez eksenine dik bir düzlemde kesitsel izodoz dağılımı elde etmek için iki iyon odasına ihtiyaç vardır. İzodoz değerleri, merkezde %100'e normalize edilir. Kesik çizgi geometrik alanın sınırını gösterir. Sonda, çeşitli noktalarda doz oranını örneklemek için su fantomunda hareket edecek şekilde düzenlenirken, monitör, ışın yoğunluğunu zamanın bir fonksiyonu olarak izlemek için ışın alanındaki sabit bir noktada konumlandırılır. Detektörün monitör yanıtına oranı (A/B), prob fantomda hareket ettirilirken kaydedilir. Bu nedenle, nihai yanıt A/B , ışın çıkışındaki dalgalanmalardan bağımsızdır. Su fantomunda, sondanın hareketi ışın tarama bilgisayarı tarafından kontrol edilir. Prob-monitör yanıt oranı, prob sahada önceden ayarlanmış artışlarla hareket ettikçe örneklenir. Bu ışın profilleri bir dizi derinlikte ölçülür ve bu şekilde elde edilen veriler, daha sonra izodoz eğrilerine veya bilgisayar programı tarafından izin verilen diğer doz dağılım biçimlerine dönüştürülebilen bir matris biçiminde bilgisayarda depolanır.

2.8.19 Demet kalitesi

Merkezi eksen derinliğindeki doz dağılımı ışın enerjisine bağlıdır. Sonuç olarak, belirli bir izodoz eğrisinin derinliği, ışın kalitesiyle birlikte artar. Işın enerjisi ayrıca alan sınırlarına yakın izodoz eğrilerinin şeklini de etkiler. Çok düşük enerjili ışınlarla (örneğin ortovoltaj) ilişkili daha büyük yanal saçılma, alanın dışındaki izodoz eğrilerinin dışarı

çıkmasına neden olur. Başka bir deyişle, birincil ışının dışındaki ortamda soğurulan doz, düşük enerjili demetler için, mega voltaj enerji aralığındaki demetlerde daha fazladır. Beklendiği gibi, birincil ışının dışındaki izodoz eğrileri (örneğin %10 ve %5), ortovoltaj radyasyonu durumunda büyük ölçüde genişler. Bu nedenle, ortovoltaj ışınlarının bir dezavantajı, tedavi bölgesinin dışındaki dokuda saçılan dozun artmasıdır. Megavoltaj demetleri için ise, ağırlıklı olarak ileriye doğru saçılmanın bir sonucu olarak alan dışındaki saçılma en aza indirilir ve saçılma enerjiden çok kolimasyonun bir fonksiyonu haline gelir.

2.8.20 SSD – penumbra etkisi

Kaynak boyutu, SSD, geometrik yarı gölge sayesinde izodoz eğrilerinin şeklini etkiler. Ek olarak, SSD yüzde derin dozu ve dolayısıyla izodoz eğrilerinin derinliğini etkiler. Alan sınırı boyunca doz değişimi, ışın enerjisinin, geometrik yarı gölgenin, yanal saçılımın ve kolimasyonun karmaşık bir fonksiyonudur. Ek olarak, megavoltaj aralığında ışın enerjisi arttıkça, yanal olarak saçılan elektron aralığındaki artış nedeniyle alan sınırlarına yakın yanal doz varyasyonu daha kademeli hale gelir. Bu nedenle, derinlik arttıkça alan belirginliği sadece kaynak veya odak noktası boyutu tarafından belirlenmez.

2.8.21 Kolimasyon ve düzleştirici filtre

Kolimasyon terimi burada sadece ışına şekil ve boyut veren kolimatör bloklarını veya çok yapraklı kolimatörleri değil, aynı zamanda hedef ile hasta arasındaki ışındaki düzleştirici filtreyi ve diğer soğurucuları veya saçıcıları belirtmek için kullanılır. Bunlardan megavoltajlı x-ışını ışınları için kullanılan düzleştirici filtre, izodoz eğrilerinin şeklini belirlemede en büyük etkiye sahiptir. Bu filtre olmadan, izodoz eğrileri, merkezi eksen boyunca belirgin şekilde artan x-ışını yoğunluğu ve enine yönde hızlı bir azalma gösteren konik şekilli olacaktır. Düzleştirici filtrenin işlevi, ışın yoğunluğu dağılımını alan boyunca nispeten tek biçimli (yani "düz") yapmaktır. Bu nedenle, filtre ortada en kalındır ve kenarlara doğru inceler. Filtre kalınlığının kesitsel değişimi, ışının filtre tarafından sertleştirilmesi nedeniyle alan boyunca foton spektrumunda veya ışın kalitesinde de değişime neden olur. Genel olarak, ışının ortalama enerjisi, ışının merkezi kısmı ile

karşılaştırıldığında çevresel alanlar için biraz daha düşüktür. Demet boyunca kalitedeki bu değişiklik, düzlüğün derinlikle değişmesine neden olur. Bununla birlikte, düzlüğün derinlikle değişimi sadece alan boyunca ışının sertleşmesine değil, aynı zamanda derinlik arttıkça radyasyon saçılımının dağılımındaki değişikliklere de bağlıdır.

Işın düzlüğü genellikle maksimum doz derinliğinde belirlenen maksimum limitler ile 10 cm derinlikte belirtilir. Bu düzlük derecesi, belirtilen derinlikte veya alanın kenarından 1 cm'de alan boyutlarının en az %80'i ile sınırlanan merkezi alana yayılmalıdır. Filtrenin dikkatli tasarımı ve kirişe doğru yerleştirilmesi ile 10 cm derinlikte merkezi eksen doz değerinin $\pm 3\%$ 'ü kadar düzlük elde etmek mümkündür. Yukarıdaki spesifikasyon, radyasyon terapisinde gerekli olan hassasiyet için önemli bir kriterdir. 10 cm derinlikte kabul edilebilir düzlük elde etmek için yüzeye yakın yüksek dozlu bir alanın kabul edilmesi gerekebilir. Yüksek doz bölgelerinin kapsamı, filtrenin tasarımına göre değişse de, düşük enerjili ışınlar, yüksek enerjili ışınlardan daha büyük bir çeşitlilik gösterir. Uygulamada, yüzeye paralel herhangi bir düzlemde hiçbir noktanın merkezi eksen değerinin %107'sinden daha büyük bir doz almaması koşuluyla, bu "süper düz" izodoz eğrilerinin yüzeye yakın olması kabul edilebilir.

2.8.22 Alan boyutu

Alan büyüklüğü tedavi planlamasında en önemli parametrelerden biridir. Tümörün yeterli dozimetrik kapsamı, uygun alan boyutunun belirlenmesini gerektirir. Bu belirleme her zaman geometrik olarak değil dozimetrik olarak da yapılmalıdır. Başka bir deyişle, tedavi hacmini çevreleyen belirli bir izodoz eğrisi (örneğin, 90% ila 95%), alanın geometrik boyutlarından ziyade bir alan boyutu seçiminde yol gösterici olmalıdır. Alanın nispeten büyük bir bölümünün yarı gölge bölgesinde olduğu 6 cm'den küçük alan boyutlarının kullanılmasında da çok dikkatli olunmalıdır. Düzleştirici filtrenin kaynak boyutuna, kolimasyonuna ve tasarımına bağlı olarak, küçük alan boyutları için izodoz eğrileri genel olarak çan şeklinde olma eğilimindedir. Alan boyutu aşırı genişledikçe izodoz eğriliği artar. Bu etkinin nedeni, birincil ışınların eğikliği kadar merkezi eksenden uzaklaştıkça saçılan radyasyonun aşamalı olarak azalmasıdır.

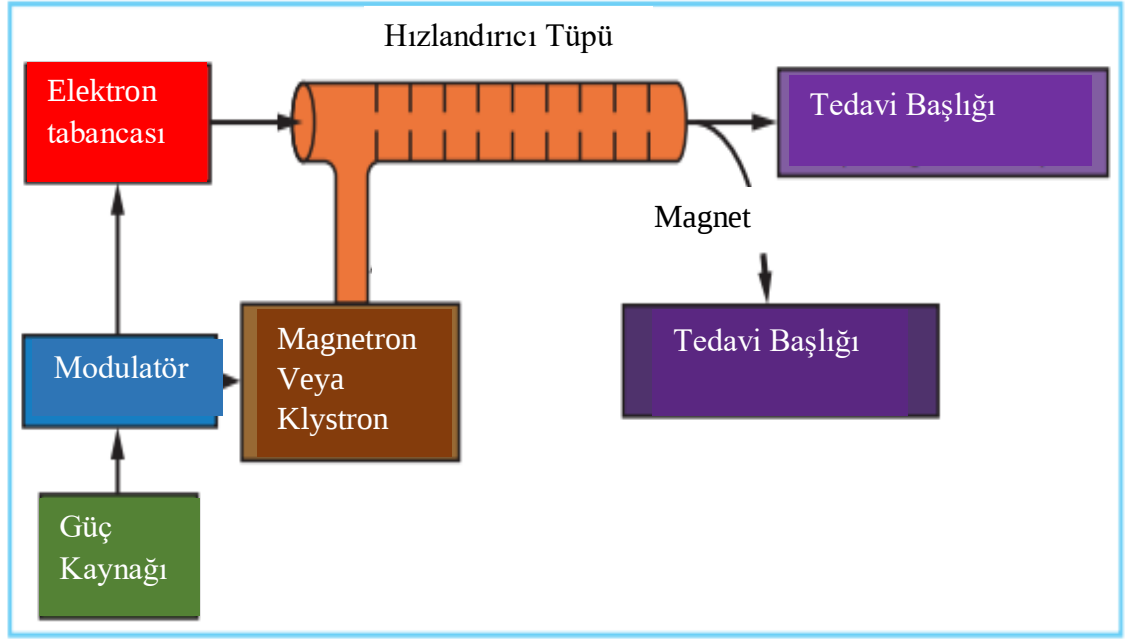
2.9 Radyoterapi

Radyasyon tedavisi, radyasyon onkolojisi veya terapötik radyoloji olarak da adlandırılan radyoterapi, malign hastalıkların (kanser) tedavisinde kullanılan üç temel modaliteden biridir, diğer ikisi cerrahi ve kemoterapidir. Esas olarak tıp uzmanlarının klinik bilgi ve deneyimine dayanan diğer tıbbi uzmanlıkların aksine, kanser tedavisinde iyonlaştırıcı radyasyon kullanımıyla radyoterapi, modern teknolojiye, koordineli ekip yaklaşımına ve büyük ölçüde birçok profesyonelin iş birliğine dayalı bir tedavi yöntemidir.

Radyoterapi ekibi radyasyon onkologları, medikal fizik uzmanları, dozimetristler ve radyoterapi teknikerlerinden oluşur. Çok farklı eğitim geçmişleri ve ortak bir bağlantı ile karakterize edilen tüm profesyoneller radyasyon fiziğinin temel unsurlarını ve iyonlaştırıcı radyasyonun özellikle insan dokusu ile etkileşimini anlamak zorundadır. Radyasyon onkolojisindeki mevcut ilerlemeler, esas olarak radyoterapi prosedürleri ve görüntüleme için ekipmanın teknolojik gelişimi tarafından yönlendirilmektedir; ancak, geçmişte olduğu gibi, bu ilerlemeler büyük ölçüde temeldeki fiziğe dayanmaktadır. Radyoterapinin temel mantığı tedavi dozunu hedef hacimlere verirken, tümör komşuluğunda yer alan tüm kritik yapıların ve normal dokuların maksimum seviyede korunmasına dayanır. Bu temel esas olarak brakiterapi, proton terapi ve klinik lineer hızlandırıcılar gibi birçok radyoterapi cihazı farklı tedavi yöntemlerini uygulamak için geçmişten günümüze geliştirilmiştir.

2.9.1 Klinik lineer hızlandırıcılar

Lineer hızlandırıcı (linac), elektronlar gibi yüklü parçacıkları lineer bir tüp aracılığıyla yüksek enerjilere hızlandırmak için yüksek frekanslı elektromanyetik dalgalar kullanan bir cihazdır. Lineer hızlandırıcılar ile elektron ve foton olmak üzere iki farklı tedavi yapmak mümkündür. Yüzeysel tümörleri tedavi etmek için elektron ve derin yerleşimli tümörleri tedavi etmek için foton tedavisi kullanılır. Medikal lineer hızlandırıcı dizaynı Şekil 2.31’de gösterilmiştir.



Şekil 2. 31 Tipik bir lineer hızlandırıcı (Khan ve Gibbons 2014)

Lineer hızlandırıcı tasarımlarının birkaç türü vardır, ancak radyoterapide mikrodalga bölgesinde (~ 3.000 megasıkl/sn) hareket eden veya sabit elektromanyetik frekans dalgaları ile elektronları hızlandıran lineer hızlandırıcılar kullanılırlar. Hareketli dalga ve sabit dalga hızlandırıcıları arasındaki fark, hızlandırıcı yapısının tasarımıdır. İşlevsel olarak, hareketli dalga yapıları, yapının sonunda kalan gücü emmek için bir sonlandırıcı veya "kukla" yük gerektirir, böylece dalganın geriye yansımalarını önler. Diğer taraftan, sabit dalga yapıları, yapının her iki ucundaki dalgaların maksimum yansımalarını sağlar, böylece ileri ve geri hareket eden dalgaların birleşimi durağan dalgalara yol açar. Sabit dalga tasarımında, mikrodalga gücü yapıya yan bağlantı boşlukları aracılığıyla bağlanır. Böyle bir tasarım, aksenel, giriş taşıma boşluklarından ve yan boşluklardan bağımsız olarak optimize edilebildiğinden, hareketli dalga tasarımlarından daha verimlidir. Ancak daha pahalıdır ve yansımaların güç kaynağına ulaşmasını önlemek için güç kaynağı ile yapı arasına bir sirkülatör (veya izolatör) kurulmasını gerektirir. Modülatör bölümünden gelen yüksek voltaj darbeleri, süresi birkaç mikrosaniye olan düz tepeli DC pulslarıdır. Bu darbeler magnetron veya klystron²'ye ve aynı anda elektron tabancasına iletilir. Magnetron veya klystronda üretilen pulslar mikrodalgalar, bir dalga kılavuzu sistemi aracılığıyla hızlandırıcı tüp veya yapıya enjekte edilir. Uygun anda elektron tabancası tarafından üretilen elektronlar da hızlandırıcı yapıya puls gönderir. Hızlandırıcı yapısı

(veya hızlandırıcı dalga kılavuzu), iç kısmı bakır disklerle veya değişen açıklık ve aralıktaki diyaframlarla bölünmüş bir bakır borudan oluşur. Bu bölüm yüksek bir vakuma boşaltılır. Elektronlar yaklaşık 50 keV başlangıç enerjisi ile hızlandırıcı yapıya enjekte edildiğinden, elektronlar mikrodalgaların elektromanyetik alanı ile etkileşir. Elektronlar, sörfçülerinkine benzer bir hızlanma süreciyle sinüzoidal elektrik alanından enerji kazanır.

Yüksek enerjili elektronlar hızlandırıcının çıkış penceresinden çıktıkları için yaklaşık 3 mm çapında bir pencil beam şeklindedirler. Daha kısa hızlandırıcı tüplü düşük enerjili linac'larda (6 MV'ye kadar), elektronların doğrudan ilerlemesine ve x-ışını üretimi için bir hedefe çarpmasına izin verilir. Bununla birlikte, yüksek enerjili linac'larda, hızlandırıcı yapı çok uzundur ve bu nedenle, yatay olarak veya yataya göre bir açıyla yerleştirilmiştir. Elektronlar daha sonra hızlandırıcı yapısı ile hedef arasında uygun bir açıyla (genellikle yaklaşık 90 veya 270 derece) bükülür. Elektron demetinin hassas bükülmesi bükme mıknatısları, odaklama bobinleri ve diğer bileşenlerden oluşan ışın taşıma sistemi tarafından gerçekleştirilir.

Bremsstrahlung x-ışınları, elektronlar tungsten gibi yüksek Z'li bir malzemenin hedefine çarptığında üretilir. Hedef su ile soğutulur ve gelen elektronları emecek kadar kalındır. Bremsstrahlung tipi etkileşimlerin bir sonucu olarak, elektron enerjisi, meydana gelen elektron enerjisine eşit maksimum enerjiye sahip bir x-ışını enerjileri spektrumuna dönüştürülür. Oluşan ortalama foton enerjisi, maksimum enerjinin yaklaşık üçte biri kadardır.

Tedavi başlığı, kurşun, tungsten veya kurşun-tungsten alaşımı gibi yüksek yoğunluklu koruyucu malzemeden yapılmış kalın bir kabuktan oluşur. Tedavi başlığı; bir x-ışını hedefi, saçılma folyosu, düzleştirici filtre, iyon odası, sabit ve hareketli kolimatörler ve ışık lokalizör sistemini içerir. Kafa, radyasyondan korunma yönergelerine uygun olarak sızıntı radyasyonuna karşı yeterli koruma sağlar. Tedavi ışını ilk önce x-ışını hedefinin hemen ötesinde bulunan sabit bir birincil kolimatör tarafından yönlendirilir. X-ışınları durumunda, hizalanmış ışın daha sonra düzleştirici filtreden geçer. Elektron modunda, filtre devre dışı bırakılır. Düzleştirilmiş x-ışını veya elektron demeti, doz izleme odalarına gelir. İzleme sistemi, birkaç iyon odasından veya birden fazla plakalı tek bir odadan oluşur. Hazneler genellikle iletim tipi, yani tüm kirişi kaplayacak düz paralel plaka

hazneler olmasına rağmen, bazı linaklarda silindirik yüksük hazneler de kullanılmıştır. İyon odası, doz oranını, entegre dozu ve alan simetrisini takip etmek için kullanılır. Hazneler yüksek yoğunluklu radyasyon alanında olduğundan ve ışın darbeli olduğundan, haznelerin iyon toplama verimliliğinin doz hızındaki değişikliklerle değişmediğinden emin olmak önemlidir. Hazne tasarımına bağlı olarak hazne elektrotlarına 300 ila 1.000 V aralığında ön gerilim uygulanır. Işın kalibrasyon odalarının aksine, tedavi başlığındaki izleme odaları genellikle sızdırmazdır, böylece tepkileri dış havanın sıcaklığından ve basıncından etkilenmez. Ancak bazı linaklarda (örneğin Elekta), monitör odaları sızdırmaz değildir ancak otomatik basınç ve sıcaklık kompanzasyon sistemine sahiptir. Her iki durumda da, tepkilerinin ortam sıcaklığından ve basıncından bağımsız olduğundan emin olmak için bu odaların periyodik olarak kontrol edilmesi gerekir. İyon odalarından geçtikten sonra ışın, sürekli hareket edebilen bir x-ışını kolimatörü tarafından ayrıca yönlendirilir. Bu kolimatör iki çift kurşun veya tungsten bloktan (jaw) oluşur. 0×0 'dan maksimum alan boyutuna ($40 \times 40 \text{ cm}^2$ veya biraz daha az) dikdörtgen bir açıklık sağlayan, x-ışını kaynağından 100 cm gibi standart bir mesafede yansıtılır (odak noktası hedef). Kolimatör blokları, blok kenarı her zaman x-ışını kaynağı konumundan geçen bir radyal çizgi boyunca olacak şekilde hareket etmek üzere sınırlandırılmıştır. X-ışını jawlarına ek olarak, modern hızlandırıcılar, yoğunluk ayarlı radyasyon tedavisi (IMRT) için düzensiz şekilli alan engelleme ve yoğunluk modülasyonu sağlamak üzere çok yapraklı kolimatörlerle (MLC) donatılmıştır. Alan boyutu tanımı, tedavi başlığındaki hafif bir lokalizasyon sistemi tarafından sağlanır. Odacıklar ve jawlar arasındaki boşlukta bulunan bir ayna ve bir ışık kaynağı kombinasyonu, sanki x-ışınının odak noktasından yayılan bir ışık huzmesi gibi yansıtılmasını sağlar. Böylece ışık alanı radyasyon alanı ile uyumlu hale gelir.

Çoğu tıbbi lineer hızlandırıcıların x-ışını kolimasyon sistemleri benzer olsa da, elektron kolimasyon sistemleri çok farklıdır. Elektronlar havada kolayca saçıldığından, ışın kolimasyonu hastanın cilt yüzeyine yakın elde edilir. Hareketli jawlar da dahil olmak üzere kolimatör yüzeylerinden önemli miktarda elektron saçılması vardır. Kolimatör jawları maksimum alan boyutu sınırlarına kadar açıldığından doz hızı iki veya üç kat değişebilir. Elektronlar, x-ışınlarında olduğu gibi aynı jawlar tarafından hizalanırsa, doğruluk konusunda son derece katı bir gereklilik olacaktır.

Çıkış, kolimatörün yüzey alanına çok kritik bir şekilde bağlı olduğundan, jaw açıklığının boyutu önemlidir. Bu sorun, x-ışını kolimatörünü sonuna kadar açık tutarak ve cilt yüzeyine kadar uzanan düzelticiler şeklinde elektronlar için yardımcı bir kolimatör takarak çözülmüştür. Diğer sistemlerde, yardımcı elektron kolimatörü, çeşitli boyutlarda bir dizi takılabilir koniden oluşur. Bir elektron alanındaki doz dağılımı, elektron saçılması nedeniyle makine ile sağlanan kolimasyon sisteminden önemli ölçüde etkilenir.

Halihazırda üretilen lineer hızlandırıcıların çoğu, radyasyon kaynağı yatay bir eksen etrafında dönebilecek şekilde yapılandırılmıştır. Gantri döndükçe, kolimatör eksenini (kirişin merkezi eksenine çakıştığı varsayılır) dikey bir düzlemde hareket eder. Kolimatör ekseninin kesişme noktası ve gantrinin dönme eksenini izomerkez olarak bilinir. Şekil 2.32’de gösterilen gibi modern hızlandırıcılar ayrıca görüntü kılavuzlu radyasyon tedavisi için gantriye monte görüntüleme sistemleriyle donatılmıştır (Ahmad vd. 2012).



Şekil 2. 32 Elekta VersaHD LINAC

2.9.2 Üç boyutlu konformal radyoterapi (3D-CRT)

Üç boyutlu konformal radyoterapi (3D-CRT), tümöre tedavi dozunu verirken normal dokulara mümkün olan en düşük dozu vermek için hedef hacme mümkün olduğunca yakın olan tedavi alanlarını kullanan ve 3 boyutlu anatomik bilgilere dayanan tedavi yöntemidir. Uygun doz dağılımı kavramı, tümör kontrol olasılığını (TCP) en üst düzeye çıkarmak ve normal doku komplikasyon olasılığını (NTCP) en aza indirmek gibi klinik hedefleri içerecek şekilde genişletilmiştir. Bu nedenle, 3D-CRT tekniği, istenen klinik sonuçların elde edilmesinde hem fiziksel hem de biyolojik gerekçeleri kapsar.

3D-CRT optimal doz dağılımını gerektirse de, bu hedeflere ulaşmanın önünde birçok engel vardır. En büyük sınırlama, tümörün yaygınlığının bilinmemesidir. Görüntülemedeki modern gelişmelere rağmen, klinik hedef hacim (CTV) genellikle tam olarak fark edilemez. Hastalığın invaziv kapasitesine bağlı olarak, görüntülenen genellikle CTV değildir. Görüntülenen bu tümör hacmi brüt hedef hacimdir (GTV). Bu nedenle, kesit görüntüler üzerine çizilen CTV'ler hastalığın mikroskobik yayılımını tam olarak içermiyorsa, 3 boyutlu CRT konformal olma anlamını kaybeder. Hastalıklı dokunun herhangi bir kısmı atlanırsa veya ciddi şekilde düşük doz verilirse, tedavi planlaması, tedavinin uygulanması ve tedavi öncesinde yapılan kalite kontrol testleri için harcanan tüm özen ve çabaya rağmen tedavinin sonucu başarısız olacaktır. TCP bakış açısından, CTV'nin lokalizasyonundaki doğruluğu artırmak için ve tümör lokalizasyonundaki belirsizliği telafi etmek için hedef hacimlere geniş marjlar vermek 3D-CRT'nin başarısını artırmada önemli bir rol oynar.

CTV'nin değerlendirilmesi ve lokalizasyonundaki zorluklara ek olarak, 3D-CRT planlanmadan önce dikkate alınması gereken başka potansiyel hatalar da vardır. Simülasyon ve tedavi sırasında tümör hacminin görüntülenmesi, kritik organlar ve harici referans işaretleri dahil olmak üzere hasta hareketinin belirlenmesi, planlanan hedef hacmi (PTV) tasarlarırken hesaba katılması gereken sistematik ve rastgele hatalara yol açabilir. PTV oluşturulurken yeterli büyüklükte marjlar kullanılarak bu hatalar azaltılabilir. Daha sonra alan boyutu daha sonra PTV'ye uyacak ve yeterince kaplayacak şekilde şekillendirilir (örneğin, öngörülen doza göre %95 ila %105 izodoz yüzeyi

içindekalacak şekilde alan boyutunun belirlenmesi). PTV'yi uygun şekilde tedavi etmek için uyumlu alanların tasarımında, derinliğin, eksen dışı mesafenin ve doku yoğunluğunun bir fonksiyonu olarak çapraz demet profili, yarı gölge gibi parametrelerin dikkate alınması gerekmektedir. Bu nedenle, her tedavi seansında PTV'ye yeterli doz verilmesini sağlamak için PTV ana hatları ile alan sınırı arasında yeterli marjlar verilmesi tedavinin doğruluğunu sağlamak ve başarısını artırmak için çok önemlidir.

Alanlar optimal olarak tasarlanmış olsa bile, 3D-CRT'nin başarısını değerlendirmek için tümörün ve normal dokuların biyolojik yanıtının dikkate alınması gerekir. Başka bir deyişle, bir tedavi planının optimizasyonu yalnızca doz dağılımı (örneğin, doz hacmi histogramları) açısından değil, aynı zamanda verilen hastalığın ve ışınlanmış normal dokuların doz-yanıt özellikleri açısından da değerlendirilmesi gerekmektedir. TCP ve NTCP'yi içeren çeşitli modeller önerilmiş olsa da bu modelleri doğrulamak içingerekli olan klinik veriler oldukça yetersizdir. Daha güvenilir veriler elde edilene kadar, tedavi planlarını değerlendirmek için bu kavramları kullanırken dikkatli olunmalıdır. Bu, PTV içinde veya yakınında normal doku toleransının sınırlarını değişmez bir şekilde test eden dozu artırmak için uygulanan doz fraksiyon şemaları dikkate alındığında özellikle önem kazanır. Hastalığın gerçek boyutunu tanımlama ve ana hatlarıyla belirleme konusundaki zorlu engellere rağmen, klinisyen Uluslararası Radyasyon Birimleri ve Ölçümleri Komisyonu (ICRU) tarafından önerilen bir analitik planı izlemelidir. Çeşitli hedef hacimler (GTV, CTV, PTV, vb.), sürecin her adımındaki doğal sınırlamalar veya belirsizlikler göz önünde bulundurularak hastanın radyoterapi tedavi planlaması dikkatlice tasarlanmalıdır. Nihai PTV, yalnızca verilen görüntüleme verilerine (PET görüntüleme, MRI ve BT gibi), aynı zamanda bu hastalığın yönetiminde elde edilen klinik deneyim göz önünde bulundurularak belirlenmelidir. Gizli hastalığa, hasta hareketine veya doz dağılımının teknik sınırlamalarına çok az dikkat edilerek görüntü tabanlı GTV etrafındaki alan marjlarının daraltılması, her ne pahasına olursa olsun kaçınılması gereken 3D-CRT konseptinin yanlış kullanılmasına neden olur. 3D-CRT'nin yeni bir tedavi yöntemi olmadığı başarılı ve iyi test edilmiş geleneksel radyasyon tedavisinden daha iyi sonuçlarla eş anlamlı olmadığı kabul edilmelidir. Üstünlüğü tamamen PTV'nin ne kadar doğru olduğuna ve doz dağılımının ne kadar iyi olduğuna bağlıdır (Webb 1993).

2.9.3 3D-CRT tedavi planlaması

3D-CRT ile konvansiyonel radyasyon tedavisinin tedavi planlaması arasındaki temel fark, 3D-CRT tedavi planlamasının 3D anatomik bilginin varlığında hedef hacimler ve kritik organlar için 3D doz dağılımlarını ve doz hacim istatistiklerini hesaplayabilen bir tedavi planlama sistemi ile yapılmasıdır. 3D olarak anatomik bilgi hastayı herhangi bir düzlemde yatırarak hastanın çeşitli görüntüleme teknikleri aracılığıyla belli kesit kalınlıklarında enine görüntülerin alınmasıyla elde edilir. Görüntüleme yöntemine bağlı olarak, görünür tümör, kritik yapılar ve diğer ilgili işaretler radyasyon onkoloğu tarafından her kesitte konturlanır. Radyasyon onkoloğu, görünür tümörü, şüpheli tümör yayılımını ve hasta hareket belirsizliklerini dahil etmek için her dilimdeki hedef hacimleri uygun marjlar vererek oluşturur. Hedefleri ve ilgili anatomik yapıların belirlenmesini içeren bu sürece segmentasyon veya konturlama denir.

Bir sonraki adım, alanları ve ışın düzenlemelerini tasarlamak için 3 boyutlu tedavi planlama sistemi ile tedavi planının oluşturulmasıdır. Bu sistemlerin en kullanışlı özelliklerinden biri, sınırları belirlenmiş hedeflerin ve diğer yapılar için demet alanlarının görüntülenmesidir (BEV). BEV terimi, ışın kaynağının bakış açısından bakıldığında, ışının merkezi eksenine dik bir düzlemde parçalı hedef ve normal yapıların görüntülenmesini ifade eder. BEV seçeneğini kullanarak, alan marjları (alan kenarı ile PTV anahattı arasındaki mesafe), PTV'yi dozimetrik olarak yeterince yüksek bir izodoz seviyesi içinde (örneğin, öngörülen dozun $\geq 95\%$) kapsayacak şekilde ayarlanabilir. Normalde bunu başarmak için yaklaşık 2 cm'lik bir alan marjı yeterli kabul edilir, ancak verilen ışın profiline ve PTV'nin çevresindeki kritik yapıların varlığına bağlı olarak bu mesafe değişebilir. Bununla birlikte, her ışının, dozun hızla değiştiği ve alan kenarındaki dozun, merkezdeki dozun yaklaşık %50'si olduğu bir fiziksel yarı gölgeye (örneğin, %90 ila %20 izodoz seviyesi arasındaki bölge) sahip olduğu göz önünde bulundurulmalıdır. PTV'nin düzgün ve yeterli bir şekilde ışınlanması için, alan yarı gölgesi, PTV'deki herhangi bir belirsizliği dengelemek için PTV'nin yeterince dışında olmalıdır. Bir tedavi planının optimizasyonu, yalnızca optimal alan genişliğinin tasarımını değil, aynı zamanda uygun ışın yönlerini, alan sayısını, ışın ağırlıklarını ve yoğunluk değiştiricileri (örneğin, kamalar, dengeleyiciler, dinamik çok yapraklı kolimatörler) gerektirir. İleriye dönük bir

planlama sisteminde, bu parametreler yinelemeli olarak veya deneme yanılma temelinde seçilir ve bu nedenle, yüksek derecede bir optimizasyon isteniyorsa planlama sürecine tüm bu parametrelerin eklenmesi gerekmektedir (Perez vd. 1995).

2.9.4 Yoğunluk ayarlı radyoterapi (YART)

Geleneksel eksternal radyoterapide, çoğu tedavi, alan boyunca (düzlük spesifikasyon sınırları dahilinde) eşit yoğunlukta olan radyasyon ışınları ile sağlanır. Bazen, kontur düzensizliklerini dengelemek ve/veya daha tekdüze bileşik doz dağılımları üretmek için yoğunluk profilini değiştirmek için kamalar veya dengeleyiciler kullanılır. Bileşik bir planın hedeflerini karşılamak için bu ışının yoğunluk profillerini değiştirme işlemine yoğunluk modülasyonu denir. Bu nedenle, kompensatörler ve kamalar, dinamik çok yapraklı kolimatörler gibi modern bilgisayar kontrollü yoğunluk modülasyon sistemleri, yoğunluk modülatörleri olarak adlandırılabilir.

Yoğunluk modülasyonlu radyasyon tedavisi (YART) terimi, kompozit doz dağılımını optimize etmek için tedavi ışınının herhangi bir konumundan hastaya düzgün olmayan bir akıcılığın verildiği bir radyasyon tedavisi tekniğini ifade eder. Plan optimizasyonu için tedavi kriterleri planlayıcı tarafından belirlenir ve belirli bir demet yönü için optimal akış profilleri “ters planlama” ile belirlenir. Bu şekilde oluşturulan akıcılık dosyaları, bilgisayar kontrollü, yani yoğunluk modülasyonlu ışınları (IMB'ler) hesaplandığı gibi, tedaviyi iletmek için gerekli yazılım ve donanımla donatılmış lineer hızlandırıcıya elektronik olarak aktarılır. YART'ın klinik uygulaması en az iki sistem gerektirir:

- kritik normal yapılara verilen dozu en aza indirirken hedef hacme dozu en üst düzeye çıkarmak için farklı yönlerden yönlendirilen çoklu ışınlar için düzgün olmayan akış haritalarını hesaplayabilen bir tedavi planlama bilgisayar sistemi
- planlandığı gibi tek biçimli olmayan akıcılıkların sağlanması için bir sistem.

Bu sistemlerin her biri, gerçek klinik kullanımdan önce uygun şekilde test edilmeli ve devreye alınmalıdır (Webb 2015).

2.9.5 YART tedavi planlama tekniği

YART'ın ilkesi, bir hastayı, hedef hacme yüksek tedavi dozunu verirken çevredeki normal yapılara kabul edilebilir düşük doz vermek üzere optimize edilmiş, tek biçimli olmayan akışların ışınları ile bir dizi farklı yönden (veya sürekli yaylardan) tedavi etmektir. Tedavi planlama programı, her ışını çok sayıda ışın demetine böler ve akıcılıklarının veya ağırlıklarının optimum ayarını belirler. Optimizasyon süreci, bileşik plan için önceden tanımlanmış doz kriterlerini karşılamak üzere ışın demeti ağırlıklarının veya yoğunluklarının ayarlandığı ters planlamayı (inverse planning) içerir. Optimum yoğunluk profillerini (1–10) hesaplamak için bir dizi bilgisayar yöntemi geliştirilmiştir. Ters planlamaya dayanan bu yöntemler iki geniş kategoriye ayrılabilir:

- **Analitik yöntemler:** Bunlar, bir geri projeksiyon algoritması kullanılarak istenen doz dağılımının tersine çevrildiği matematiksel teknikleri içerir. Aslında bu, iki boyutlu görüntülerin görüntülendiği bilgisayarlı tomografi (BT) rekonstrüksiyon algoritmasının tersidir. Tek boyutlu yoğunluk fonksiyonlarından yeniden yapılandırılmıştır. Doz dağılımının nokta-doz çekirdeği ve çekirdek yoğunluğunun erişimlerinin sonucu olduğu varsayılırsa, bunun tersi de mümkündür, yani bir doz çekirdeğini istenen doz dağılımından ayırıştırarak, çekirdek yoğunluğu veya akış dağılımı elde edilebilir. Bu akılar daha sonra gelen ışın yoğunluk profilleri oluşturmak için ışın geometrisine yansıtılabilir. Analitik yöntemlerle ilgili bir problem, CT rekonstrüksiyonunun aksine, negatif ışın ağırlıklarına izin vermeden istenen doz dağılımını üretecek olay akışlarını belirlemek için kesin analitik çözümlerin mevcut olmamasıdır. Negatif ağırlıkları sıfıra ayarlayarak problemin üstesinden gelinebilir, ancak istenen hedeften istenmeyen sapmalar gözlemlenebilir. Bu nedenle, hem analitik hem de yinelemeli prosedürleri içerecek şekilde bazı algoritmalar tasarlanmıştır.
- **Yinelemeli yöntemler:** Belirli sayıda giriş için ışın demeti ağırlıklarının, istenen hedeften sapmayı nicel olarak temsil eden bir maliyet fonksiyonunun değerini en aza indirmek için yinelemeli olarak ayarlandığı optimizasyon

teknikleri geliştirilmiştir. Örneğin, maliyet işlevi, şu formun en küçük kareler işlevi olabilir:

$$C_n = \left[\left(\frac{1}{N} \right) \sum_r W(\vec{r}) (D_0(\vec{r}) - D_n(\vec{r}))^2 \right]^{0.5} \quad (2.127)$$

burada C_n , n'inci iterasyondaki maliyettir, $D_0(\vec{r})$ hastada bir noktada istenen doz, $D_n(\vec{r})$ aynı noktada hesaplanan dozdur, $W(\vec{r})$ ağırlık (göreceli önem) olup farklı yapılardan maliyete katkı sağlayan faktördür ve toplamı çok sayıda N doz noktası üzerinden alınır. Bu nedenle hedefler için maliyet, istenen (reçete edilen) doz ile planlanan doz arasındaki ortalama kare farkıdır. Belirlenen kritik normal yapılar için maliyet, sıfır doz (veya kabul edilebilir bir düşük doz değeri) ile gerçekleşen doz arasındaki ortalama kare farkıdır. Genel maliyet, hedefler ve normal maliyetler için maliyetlerin toplamıdır.

Optimizasyon algoritması, istenen hedefe (önceden tanımlanmış bir doz dağılımına yakın) ulaşılan kadar her yinelemede toplam maliyeti en aza indirmeye çalışır. Denklem 2.127'de verildiği gibi ikinci dereceden bir maliyet fonksiyonunun yalnızca bir minimumu vardır. Bununla birlikte, küresel bir minimuma ulaşmak için farklı yönlerden gelen tüm girişler için giriş ağırlıklarını optimize ederken, aynı maliyet fonksiyonu birden fazla yerel minimum sergileyebilir.

Ters planlama algoritması için hasta girdi verileri, ileriye dönük planlama için gerekli olanlarla aynıdır. YART için planlama yaparken üç boyutlu görüntü verileri, görüntü kaydı ve segmentasyon gereklidir. Her bir hedef [planlanan hedef hacim (PTV)] için, kullanıcı plan kriterlerini girer. Bunlar maksimum doz, minimum doz ve/veya doz hacmi hedef(ler)ini içerebilir. Kritik yapılar için kullanıcı, istenen maksimum doz ve/veya doz hacmi hedef(ler)ini girebilir. YART yazılımına bağlı olarak, yoğunluk profillerini optimize etmeye ve ortaya çıkan doz dağılımını hesaplamaya geçmeden önce kullanıcının ışın enerjisi, ışın yönleri, yineleme sayısı vb. gibi diğer verileri sağlaması gerekebilir. Bir IMRT tedavi planının değerlendirilmesi, aynı zamanda, "geleneksel" üç boyutlu

geleneksel radyoterapi (3D-CRT) planlarıyla aynı hususları, yani izodoz eğrilerini ortogonal düzlemlerde, ayrı dilimlerde veya 3 boyutlu hacim yüzeylerinde görüntülemeyi gerektirir. İzodoz dağılımları genellikle doz hacmi histogramları ile desteklenir. Kabul edilebilir bir IMRT planı oluşturulduktan sonra, her bir ışın için yoğunluk profilleri (veya akış haritaları), planlanan IMB'leri iletmek için uygun donanım ve yazılımla donatılmış tedavi hızlandırıcısına elektronik olarak iletilir. Planlanan tedavinin doğru ve verimli bir şekilde verilmesini sağlamak için tedavi planlama ve uygulama sistemleri entegre edilmelidir (Mell vd. 2005).

2.9.6 Volümetrik ark radyoterapi (VMAT)

Gantri açısı ile değişen ışın yoğunluğunun, sınırlı sayıda gantri açısına sahip gantri statik IMRT'den daha üstün izodoz dağılımları üretebileceği, tomoterapi deneyiminden açıkça görülmüştür. Sonuç olarak, 2000'lerin sonlarında hem Varian hem de Elekta, lineer hızlandırıcılarına değişken doz oranlı rotasyonel dağıtım seçeneklerini tanıttı. Değişken şekil ve yoğunluğa sahip bir döner koni ışınının verilmesine genel olarak hacimsel modülasyonlu ark tedavisi (VMAT) denir. Bir VMAT tedavisinde, MLC ark boyunca değişen doz hızı ile sürekli olarak hareket eder. TPS, birkaç farklı portal açısında iletimi örnekleyerek dozu hesaplar. Tek bir yay ile tatmin edici bir doz planı oluşturmak için, çok sayıda portal açısından alan şekillerini ve ışın yoğunluklarını optimize etmek gerekir. Bununla birlikte, MLC yapraklarının, gantrinin numuneler arasında dönmesi için gereken süre içinde yeni konumlarına hareket edebilmesi gerektiği için alan şekilleri sınırlıdır. Ne yazık ki, örneklenen gantri açılarının sayısı ne kadar büyük olursa, TPS'nin MLC yaprak hareketi kısıtlamaları içinde optimize etmesi o kadar zor olur.

Bir VMAT tedavisinin belki de en büyük avantajı, tedavi verimliliğindedir. Birkaç araştırmacı, geleneksel IMRT'ye göre hem tedavi sürelerinde hem de MU değerlerinde önemli azalmalar bildirmiştir (Palma vd. 2010). Bu azalmanın büyüklüğü, her kurumda yürürlükte olan planlama protokolüne bağlıdır. Daha kısa tedavi süreleri, en önemlisi tedavi sırasında meydana gelen hasta hareketi miktarını azaltmada bir dizi avantaja sahiptir.

2.9.7 Helikal tomoterapi

Tomoterapi, hastanın BT görüntülemeye benzer şekilde IMB'ler tarafından dilim dilim tedavi edildiği bir IMRT tekniğidir. Gantri hastanın uzunlamasına eksenini etrafında dönerken IMB'leri oluşturmak için özel bir kolimatör tasarlanmıştır. Bir cihazda, masa bir seferde bir ila iki dilim indekslenir ve diğerinde masa, sarmal CT'de olduğu gibi sürekli hareket eder. Hasta, sarmal bir CT tarayıcıya benzer bir şekilde halka şeklindeki açıklıktan çevrilirken linac başı ve gantrinin döndüğü bir IMRT verme yöntemi önerdi. Bu tomoterapi biçiminde, kirişin hastanın uzunlamasına eksenini etrafında sürekli sarmal hareketi nedeniyle dilimler arası eşleşme çizgileri sorunu en aza indirilir. Mackie ve diğerleri tarafından önerilen tomoterapi ünitesinin şematik bir diyagramı Şekil 2.33'de gösterilmiştir. Lineer hızlandırıcı, CT benzeri bir portal üzerine monte edilmiştir ve tam bir döngü boyunca döner. Aynı zamanda, hasta yatağı açıklıktan yavaşça çevrilir, böylece ışının hastaya göre sarmal bir hareketi oluşturulur. Ünite ayrıca lineer hızlandırıcının karşısında hedef lokalizasyon ve tedavi planlaması için bir megavoltaj CT (MVCT) taramasının elde edilmesini sağlayan bir dedektör dizisi ile donatılmıştır. Fan ışınının yoğunluk modülasyonu, özel olarak tasarlanmış dik açılarda çok sayıda yaprak içeren uzun, dar bir yarıktan oluşan geçici olarak modüle edilmiş bir (MLC) kolimatör tarafından yaratılır. Yapraklar, IMB'nin tek boyutlu bir profilini tanımlamak için yarıkların açıklığının içine ve dışına bilgisayar kontrolü altında dinamik olarak hareket ettirilebilir.



Şekil 2. 33 Tomoterapi ünitesi

2.10 Doz Hesaplama Algoritmaları

Bir hastada bir noktada dozun hesaplanmasına uygun yarı deneysel yöntemlerin bazı unsurları, piyasada bulunan bazı bilgisayarlı tedavi planlama sistemlerinde doz hesaplama algoritmalarına uyarlanmıştır. Modern tedavi planlama sistemleri, yazılımı 3 boyutlu veri girişi ve işleme, doz hesaplama ve özel 3 boyutlu grafikler için ek olarak yükseltmiştir. Bazı 3 boyutlu tedavi planlama sistemleri, temel olarak iki boyutlu doz hesaplama algoritmalarını kullanmaya devam etmektedir. Bu algoritmalarda belirli bir dilimdeki doz dağılımı, bitişik dilimlerdeki doku bileşimindeki değişiklikleri hesaba katmaz, ancak doz dağılımı interpolasyon yoluyla üç boyuta dönüştürülür. Doku heterojeniteleri durumunda, bitişik dilimlerin doku bileşiminde dozun hesaplandığı dilimle aynı olduğu varsayılır. Bu varsayım 3D doz hesabı için yetersiz bir yaklaşımdır. Komşu dilimlerden yanal saçılma, tümörleri veya akciğer veya büyük hava ile çevrili yapıları tedavi etmek için küçük alanların kullanıldığı durumlar dışında, genellikle ikinci dereceden bir etkidir. Öte yandan, bitişik dilimler için aynı kompozisyonu varsayarak, doz hesaplama sürecini büyük ölçüde hızlandıran daha basit algoritmalar kullanılabilir. Bununla birlikte, düzlemsel olmayan ışınların sıklıkla kullanıldığı ve doz dağılımlarının birden fazla düzlemde veya hacimde değerlendirildiği 3D-CRT'de, doz hesaplama algoritmasının kabul edilebilir bir doğruluğa sahip olması esastır (homojen dokular için $\pm\%3$ ve akciğer gibi heterojen dokular için $\pm\%5$ içinde olmalı). Plan optimizasyonu yinelemeli bir süreç olduğundan, hesaplama hızı çok önemlidir. Bu nedenle, en iyi hesaplama algoritması, doğruluk ve hızın iyi dengelendiği algoritmadır. Bilgisayarlı tedavi planlaması için doz hesaplama algoritmaları 1950'lerin ortasından beri gelişmektedir. Geniş anlamda algoritmalar üç kategoriye ayrılır:

- düzeltme tabanlı,
- model tabanlı ve
- doğrudan Monte Carlo.

3 boyutlu tedavi planlaması için yöntemlerden herhangi biri kullanılabilir, ancak hepsi için hesaplama süresi ve doğruluk derecesi farklıdır. Ancak son zamanlarda, model tabanlı algoritmalar ve doğrudan Monte Carlo algoritması giderek daha yaygın kullanılmaktadır. Bunun nedeni, radyasyon transportunu üç boyutlu olarak simüle edebilmeleri ve dolayısıyla akciğer ve heterojen doku ara yüzleri gibi düşük yoğunluklu

dokularda meydana gelebilen yüklü parçacık dengesizliği koşulları altında doz dağılımını daha doğru bir şekilde tahmin edebilmeleridir. Modern bilgisayarların sürekli artan hızı ve veri depolama kapasitesi klinik uygulamalarda bu yöntemleri daha kullanılabilir hale getirmiştir.

2.10.1 Düzeltme tabanlı doz hesaplama algoritması

Bu algoritmalar yarı deneyseldir. Bunlar esas olarak bir kübik su fantomunda elde edilen ölçülen verilere (örneğin yüzde derinlik dozları ve çapraz demet profilleri) dayanmaktadır. Bir hastada doz dağılımlarını hesaplamak için analitik fonksiyonlar veya faktörler şeklinde çeşitli düzeltmeler uygulanır. Düzeltmeler tipik olarak

- kontur düzensizliği için zayıflama düzeltmelerinden;
- saçılma hacminin, alan boyutunun, şeklin ve radyal mesafenin bir fonksiyonu olarak saçılma düzeltmeleri;
- ters kare yasasına dayalı olarak kaynaktan noktaya hesaplama mesafesi için geometrik düzeltmeler;
- kama filtreler, dengeleyiciler ve bloklar gibi ışın yoğunluğu değiştiricileri için zayıflama düzeltmeleri;
- radyolojik yol uzunluğuna (birim-yoğunluk eşdeğer derinliği) dayalı doku heterojeniteleri için zayıflama düzeltmeleri.

Düzeltmeye dayalı algoritmalar, ölçülen derin doz verilerini basitçe interpolasyon yaparak, belirli koşullar altında çeşitli düzeltme faktörlerini tahmin eden özel olarak formüle edilmiş analitik fonksiyonlara kadar çeşitli yöntemleri temsil eder. Herhangi bir noktadaki doz, genellikle ayrı ayrı hesaplanan ve daha sonra toplam dozu elde etmek için toplanan birincil ve dağınık bileşenler halinde analiz edilir. Yüzde derin doz değerleri, doku-hava oranları, doku-maksimum oranları, vb. gibi nicelikleri ve herhangi bir şekilli alan için doz entegrasyonunun Clarkson yöntemi gibi nicelikleri ölçen hesaplama örnekleridir. Kontur düzeltmeleri ve doku heterojenliği düzeltmeleri, manuel hesaplamalar için kullanılabildiği gibi, hastada bir noktada soğurulan dozun hesaplanması için de kullanılır. Düzeltme tabanlı algoritmaların doğruluğu 3D için sınırlıdır. Özellikle

elektronik dengenin tam olarak kurulmadığı durumlarda akciğer ve doku ara yüzlerinde heterojenlik düzeltmeleri oldukça önemlidir.

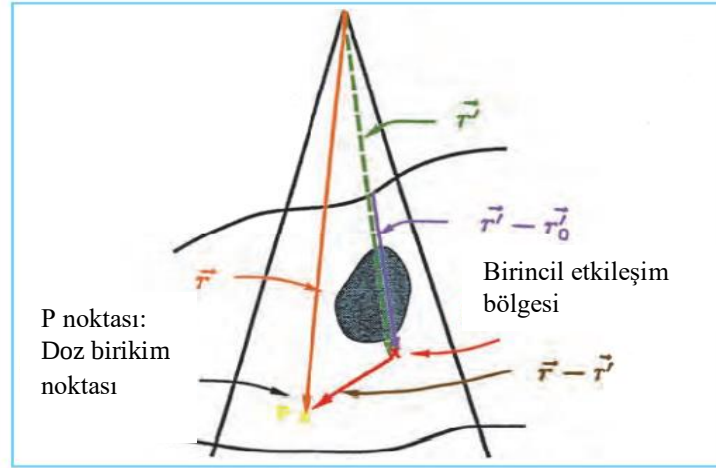
2.10.2 Model tabanlı doz hesaplama algoritması

Model tabanlı bir algoritma, gerçek radyasyon transportunu simüle eden fiziksel bir modelle doz dağılımını hesaplar. Bir noktada birincil foton enerji akışı olayını modelleme yeteneği ve birincil foton etkileşiminin ardından enerji dağılımını modelleme yeteneği nedeniyle, saçılan fotonların ve elektronların etkileşim alanından uzağa taşınmasını simüle edebilir. Konvolüsyon-Süperpozisyon adı verilen bir model tabanlı algoritma sınıfı, 1980'lerin ortalarından beri geliştirilmektedir.

Bir Konvolüsyon-Süperpozisyon yöntemi, birincil fotonların taşınmasını ve saçılma fotonunun ve elektrondan çıkan elektronun taşınmasını ayrı ayrı dikkate alan bir konvolüsyon denklemini içerir. $\vec{r}$ noktasındaki $D(\vec{r})$ dozu şu şekilde verilir:

$$D(\vec{r}) = \int \frac{\mu}{\rho} \Psi_{\rho}(\vec{r}') A(\vec{r} - \vec{r}') d^3\vec{r}' = \int T_{\rho}(\vec{r}') A(\vec{r} - \vec{r}') d^3\vec{r}' \quad (2.128)$$

Denklemde $\frac{\mu}{\rho}$ kütle azalım katsayıdır, $\Psi_{\rho}(\vec{r}')$ birincil fotonun enerji akısıdır, $A(\vec{r} - \vec{r}')$ ise konvolusyon kernelidir (birincil foton etkileşim bölgesinde harekete geçen saçılan fotonlar ve elektronlar tarafından biriktirilen bir doz dağılımı matrisi). Radyasyon transportu Şekil 2.34'te gösterilmiştir. Kütle zayıflama katsayısının ürünü ve birincil enerji akışı, birim kütle başına salınan toplam enerji anlamına gelen terma, $T_{\rho}(\vec{r})$ olarak adlandırılır. Kernel, etkileşim bölgesinde birim terma başına üretilen doz matrisidir. Terma ve doz çekirdeğinin çarpımı, bir hacim üzerinde dönüştürüldüğünde Denklem 2.136'da $D(\vec{r})$ verilen dozunu verir. Konvolüsyon kerneli $A(\vec{r} - \vec{r}')$, hesaplama veya doğrudan ölçüm yoluyla elde edilen bir doz dağılım dizisi ile temsil edilebilir. En yaygın olarak kullanılan yöntem, çok sayıda birincil fotonun etkileşimlerini simüle eden ve birincil foton etkileşim bölgesinden kaynaklanan elektronlar ve saçılan fotonlar tarafından her yöne bırakılan dozu belirleyen Monte Carlo'dur (Khan ve Gibbons 2014).



Şekil 2. 34 Foton etkileşiminin geometrisi ve etkileşim bölgesinden radyasyon taşınması (Khan ve Gibbons 2014)

2.10.3 Monte Carlo doz hesaplama algoritması

Monte Carlo tekniği, milyonlarca fotonun ve parçacığın madde yoluyla taşınmasını simüle eden bir bilgisayar programından (MC kodu) oluşur. Fotonların ve parçacıkların bireysel etkileşimlerinin olasılık dağılımlarını belirlemek için temel fizik yasalarını kullanır. Simüle edilmiş parçacıkların sayısı ne kadar büyük olursa, dağılımlarını tahmin etme doğruluğu da o kadar yüksek olur. Bununla birlikte, simüle edilmiş parçacıkların sayısı arttıkça, hesaplama süresi engelleyici bir şekilde uzar. Dolayısıyla, bir MC kodu yazmanın zorluğu, kırıktaki parçacıkların ortalama davranışını tahmin etmek için nispeten küçük bir rastgele seçilmiş parçacık örneğini kullanabilmektir. Doz dağılımı, ortamda enerji birikimine yol açan voksellerde iyonlaşma olayları biriktirilerek hesaplanır. Radyoterapi tedavi planlaması için yeterli hassasiyetle birkaç yüz milyon ila bir milyar parçacığın taşınmasının gerekli olacağı tahmin edilmektedir. Uzun hesaplama süresine rağmen, Monte Carlo bir hastada doz dağılımını hesaplamının en doğru yöntemidir. Monte Carlo simülasyonu ile yapılan örnek planlar, özellikle heterojen dokuların ara yüzlerinde ve belirli koşullar altında elektron dengesizliğinin meydana gelebileceği akciğerde doz hesaplama doğruluğunda iyileştirmeler göstermiştir. Bilgisayar teknolojisindeki ve hesaplama algoritmalarındaki sürekli ilerleme ile, Monte Carlo metodolojisinin çok uzak olmayan bir gelecekte rutin tedavi planlaması için uygulanması mümkün olabilecektir (Brualla vd. 2017).

3. MATERYAL VE YÖNTEM

3.1 Beam Data Ölçümleri

Parçacık transportunu başlatmak ve soğrulan radyasyon dozunu hesaplamak için gerekli olan veriler faz uzayı verileri olarak adlandırılır. Faz uzayı verileri hasta veya fantom üzerine yönlendirilen parçacıkların (elektron, foton, proton, vb.) enerjisini, konumunu, yönünü ve türünü içerir. Medikal lineer hızlandırıcıların (LINAC) gantri kısmında ölçülen radyasyon seviyesi nedeniyle faz uzayı bilgilerinin doğrudan ölçülmesi mümkün değildir. Ayrıca, uygun detektör çeşidinin olmaması da bu ölçümlerin yapılmasını sınırlayan faktörlerdendir.

Monte Carlo tabanlı radyoterapi tedavi planlama sistemlerinde Monte Carlo simülasyonu iki ayrı aşamadan oluşur. İlk aşama faz uzayı bilgilerini elde etmek için gerekli olan LINAC kafasının modellemesidir. Hızlandırıcının gantri kısmı modellendiğinde ve simülasyon işlemi tamamlandığında her parçacık için elde edilen veriler faz uzayı verisi olarak saklanır. İkinci aşama; radyasyon tedavisinin uygulandığı ve radyasyon transportunun simüle edildiği hastanın veya fantomun geometrisinin modellenmesidir. İlgili yüzeyden yalnızca bir kez geçen ve kaydedilen parçacıklar bir faz uzayı verisinde toplanır. Bu tür Monte Carlo parçacıkları simülasyon sürecinde örnekleme amacıyla kullanılır. Diğer taraftan, hızlandırıcı genellikle simülasyonun doğruluğunun sağlanması için yeterli ayrıntı sunmaz. Bu nedenle faz uzayı bilgilerini elde etmek için beam data ölçümleri en etkili yöntemlerden biridir. Kare / dikdörtgen açık alan verileri, yüzde derin doz ölçümleri, doz profili ölçümleri, output faktörleri beam data ölçümleri olup LINAC gantri kısmının modellenmesini sağlar.

Tezin ilk aşamasında Elekta VersaHD LINAC cihazı için beam data ölçümleri AAPM TG-106 ve üretici kriterleri baz alınarak yapılmıştır.

3.1.1 Absolute doz kalibrasyonu

Absolute doz kalibrasyonu; 100 cm ve 90 cm SSD’de, 10 cm derinlikte ve 10 x 10 cm² referans alan için yapıldı. Ölçümler için, PTW Farmer tipi iyon odası (Aktif Hacim = 0,6 cm³) ve PTW Unidose Weblin Elektrometre kullanıldı. Daha sonra k_s ve k_{pol} değerlerinin hesaplanması için $\pm 400V$ ve $+100V$ değerleri için yük okuma değerleri kaydedildi. k_s ve k_{pol} değerlerinin hesaplanması için aşağıdaki eşitlikler kullanıldı.

$$k_{pol} = \frac{M_{+400V} + M_{-400V}}{2M_{+400}} \quad (3.1)$$

$$k_s = \alpha_0 + \alpha_1 \left(\frac{M_{+400V}}{M_{+100V}} \right) + \alpha_2 \left(\frac{M_{+400V}}{M_{+100V}} \right)^2 \quad (3.2)$$

Denklemden M değeri okuma değerini göstermektedir. Ayrıca, α katsayıları iyon odasına özgü katsayılar olup; $\alpha_0 = 2,337$, $\alpha_1 = -3,636$, $\alpha_2 = 2,299$ olarak alındı. k_q değeri ise PTW Farmer iyon odası foton demet kalitesi değerine göre interpolasyon yöntemi ile hesaplandı. PTW Farmer tipi iyon odası için foton demet kalitesine göre k_q değerleri Ek-1’de listelendi. İyon odası $N_{D/W}$ değeri üretici kriteri olan 53,87 olarak alındı. Daha sonra absolute doz hesabı için aşağıdaki formül kullanıldı ve cihaz 1Gy/100 MU değerine kalibre edilmiş oldu.

$$Doz = Okuma \times k_{TP} \times k_s \times k_{pol} \times k_q \times N_{D/W} \div \%DD \quad (3.3)$$

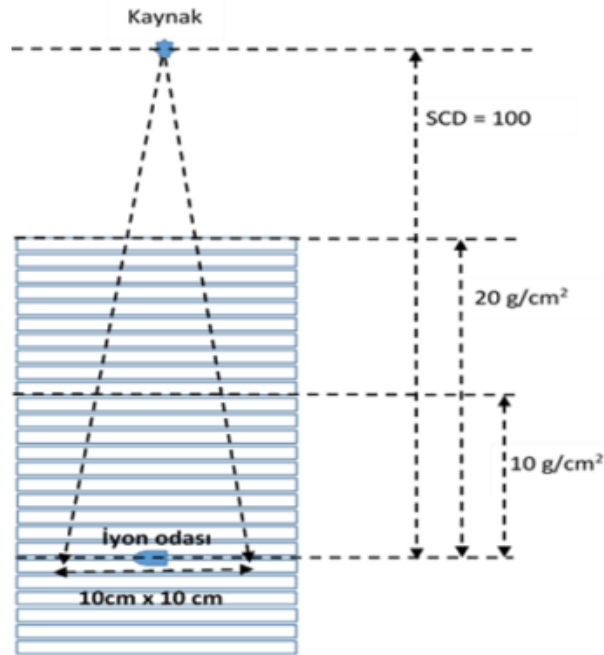
3.1.2 Output faktörlerinin ölçülmesi

Açık alanlar için kafa saçılma faktörünü (S_c) elde etmek için havada kaynak detektör mesafesi 100 cm olacak şekilde okuma değerleri elde edildi. Ölçümler 5x5 cm² den 40x40 cm² ye kadar olan tüm alan boyutları için elde edildi. Daha sonra, diğer alanlarda elde edilen okuma değerleri 10x10 cm² alan referans alan kabul edildiği için referans alanda elde edilen okuma değerine normalize edilerek S_c değerleri hesaplandı. İkinci aşamada ise yine aynı alanlar için okuma değerleri su içerisinde ölçüldü ve fantom saçılma

faktörleri yine aynı şekilde hesap edildi. Her iki ölçüm için PTW Semiflex 3D iyon odası (Aktif Hacim = 0,07 cm³) ve PTW Unidose Weblin Elektrometre kullanıldı.

3.1.3 Doku-fantom oranı (TPR_{20/10})

Doku-Fantom oranı için PTW RW3 katı fantom kullanıldı. Ölçümler 10x10 cm² referans alan için 10 cm derinlikte, SSD 90 cm ve 20 cm derinlikte SSD 80 cm’de okuma değerleri elde edildi. TPR_{20/10} ölçümleri için PTW Farmer tipi iyon odası (Aktif hacmi = 0,6 cm³) ve PTW Unidose Weblin Elektrometre kullanıldı. Daha sonra 20 cm derinlikteki okuma değeri 10 cm derinlikteki okuma değerine bölünerek TPR_{20/10} değeri hesaplandı. TPR_{20/10} ölçümü için fantom set-up pozisyonu Şekil 3.1’de gösterildi.

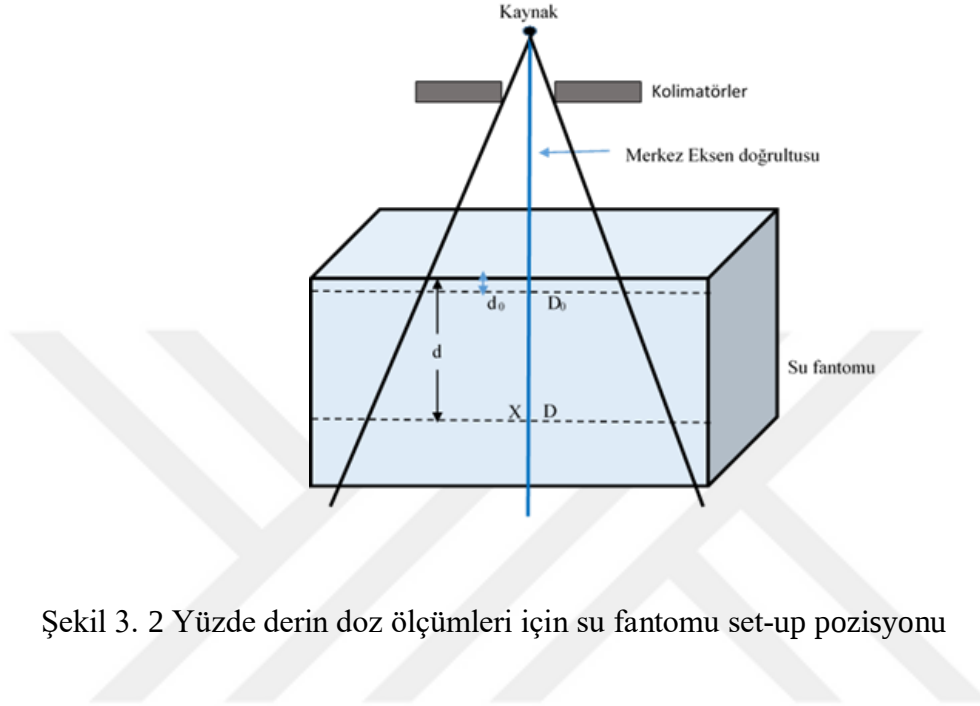


Şekil 3. 1 TPR_{20/10} fantom setup pozisyonu

3.1.4 Yüzde derin doz ölçümü (PDD)

Yüzde derin doz (PDD) ölçümü için PTW BEAMSCAN (PTW, Freiburg, Almanya) su fantomu ve PTW MEPHYSTO Navigator yazılımı kullanıldı. Tüm PDD ölçümleri için 5x5 cm² den 40x40 cm²’ye kadar olan alan boyutları için açık alan ölçümleri alındı. Ölçümlerde PTW Semiflex 3D iyon odası (Aktif Hacim = 0,07 cm³) kullanıldı. Tüm

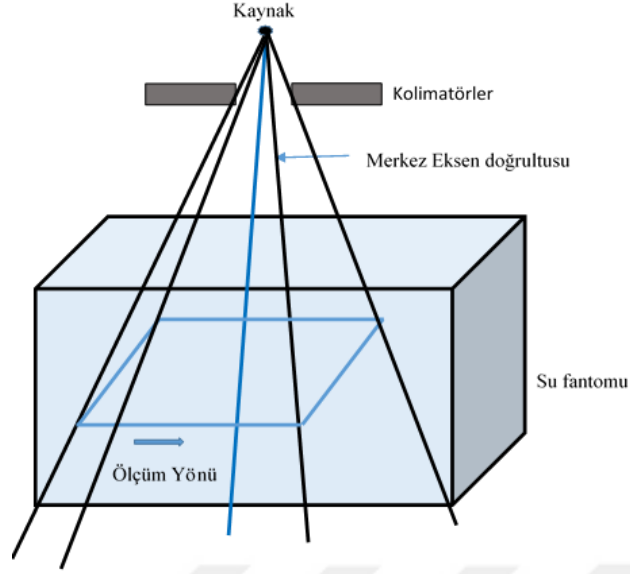
ölçümlerde iyon odasının başlangıç noktası için 35 cm derinlik seçildi. İyon odasının adımı 1 mm olarak ayarlandı ve bu mesafeden başlayarak her derinlik için doz değerleri elde edildi. Yüzde derin doz ölçümleri için fantom setup pozisyonu Şekil 3.2’de gösterildi.



Şekil 3. 2 Yüzde derin doz ölçümleri için su fantomu set-up pozisyonu

3.1.5 Doz profili ölçümleri

Doz profili ölçümü için PTW BEAMSCAN (PTW, Freiburg, Almanya) su fantomu ve PTW MEPHYSTO Navigator yazılımı kullanıldı. Tüm profil ölçümleri 5x5 cm² den 40x40 cm²’ye kadar olan alan boyutlarında alındı. Ölçümlerde PTW Semiflex 3D iyon odası (Aktif Hacim = 0,07 cm³) kullanıldı. Tüm ölçümlerde iyon odasının başlangıç noktası açık alan boyutunun 5 cm dışından başlayarak 1 mm aralıklarla soğrulan doz değerleri elde edildi. Ölçümler d_{max} , 5 cm, 10 cm ve 20 cm derinlikte alındı. İyon odasının adımı 1 mm olarak seçildi ve bu mesafeden başlayarak her derinlik için doz profilleri x (Crossline) ve y (Inline) yönlerinde elde edildi. Üretici kriterlerinin belirlediği tüm beam data ölçümleri tamamlandıktan sonra ölçüm verileri Elekta Fizik Platformuna yüklendi. Böylece alınan ölçümlerin kontrolleri üretici firma tarafından tamamlanmış oldu. Ayrıca Monaco 5.51 Tedavi Planlama Sistemi için Monte Carlo analizi ve beam modellemesi yapılmış oldu. Doz profili ölçümleri için fantom set-up pozisyonu Şekil 3.3’de gösterildi.



Şekil 3. 3 Doz profili ölçümleri için su fantomu set-up pozisyonu

3.2 Devreye Alma (Comissioning)

Beam data ölçümleri tamamlandıktan ve tedavi planlama sistemi modellendikten sonra comissioning testlerinin yapılması gerekmektedir. Comissioning testleri LINAC MLC parametrelerinin test edilmesi, nokta doz ölçümlerini ve farklı tedavi planları için kalite kontrol ölçümlerini içermektedir. Tezin bu aşamasında tüm Comissioning testleri üretici kriterleri baz alınarak yapılmıştır.

3.2.1 BT numarası – rölatif elektron yoğunluğu (RED) dönüşümü

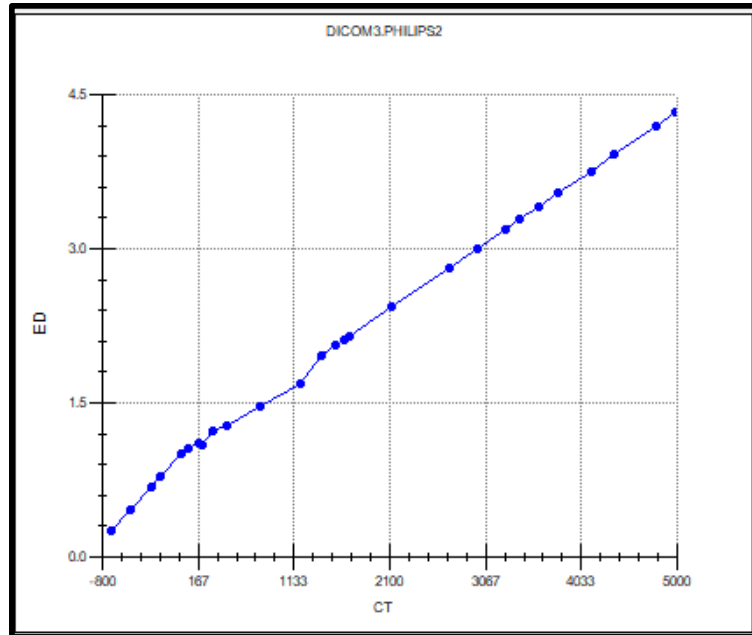
BT numarası – rölatif elektron yoğunluğu (RED) dönüşümü, tedavi planlama sisteminde soğrulan dozun hesaplanması için önemli bir parametredir. Bununla birlikte, bu dönüşüm tarayıcı tipine, tüp voltajına, görüntü alanına (FOV) rekonstrüksiyon algoritmasına ve seçilen filtreye bağlıdır. BT – RED dönüşümü, dokuyu belirli bir tüp voltajı ve FOV rekonstriksiyonu ile elde edilen farklı yoğunluklara sahip tıkaçları ile karakterize edilen özel bir fantom (Cheese Fantom) ile elde edildi. Cheese fantomu Şekil 3.4’te gösterildi. Fantom, lazerlerle hizalanacak şekilde BT cihazının gantri merkezine yerleştirildi. Fantom Philips Big Bore BT (Philips Health Care, Andover, MA, ABD) ile 2 mm kesit

kalınlığında tarandı. Fantom görüntüsü 120 kV tüp voltajında, 43 mAs/Kesit ile elde edildi.



Şekil 3. 4 Cheese fantomu

Ayrıca FOV 600 mm olarak seçildi. Görüntü rekonstrüksiyonundan sonra, BT numaraları kaydetmek için her bir farklı yoğunluktaki daire üzerine 1 cm çapında dairesel bir alan belirlendi. Elektron yoğunluğuna bağlı olarak BT-RED dönüşüm tablosu oluşturuldu ve Monaco 5.51 TPS'ne girildi. BT-RED dönüşüm tablosu Şekil 3.5'te gösterildi.



Şekil 3. 5 BT-RED dönüşüm tablosu

3.2.2 Beam modellemesinin doğrulanması

Elekta Fizik Platformu tarafından oluşturulan Monte Carlo Tedavi Planlama Sisteminin doğrulanması için nokta doz ölçümleri yapıldı. Bu ölçümler için PTW RW3 katı fantom kullanıldı. PTW Farmer tipi iyon odası (Aktif Hacim = 0,6 cm³) fantomun merkezine yerleştirildi. Fantom, lazerlerin hizalanmasıyla BT Gantri merkezine yerleştirildi ve Philips Big Bore BT (Philips Health Care, Andover, MA, ABD) ile 3 mm kesit kalınlığında tarandı. Daha sonra fantom görüntüleri Monaco 5.51 TPS'e aktarılarak nokta doz ölçümü için üretici firmanın talimatlarına göre farklı tedavi planları oluşturuldu. Planlara göre, SSD 90 cm seçildi ve 10x10 cm² açık alan için 6 MV foton enerjisinde Monte Carlo algoritması kullanılarak tedavi planları oluşturuldu. Kontrol noktası başına istatistiksel belirsizlik %0,5 ve grid aralığı 0,3 cm seçildi. Tedavi dozu fraksiyon başına 2 Gy olarak belirlendi ve 6 MV foton enerjisi için 100 MU verildi. Merkezde yer alan iyon odasında okunan doz değeri belirlendi. Soğrulan doz ölçümü yapıldıktan sonra ölçülen doz ve tedavi planlama dozu karşılaştırıldı.

3.2.3 Modelleme sonrasında MLC parametrelerinin kontrol edilmesi

Monaco 5.51 TPS'nde Monte Carlo modellemesinin doğrulanması için MLC parametrelerinin kontrol edilmesi ve absolute doz kalibrasyonu için 10x10 cm² referans alan da dahil olmak üzere sekiz farklı statik ve IMRT alanı ile oluşturulan tedavi planlaması seti üzerinden değerlendirme yapıldı. Açık alanlar için düzgünlük ve simetri yanıtını doğrulamak için 20x20 cm² açık alanda plan oluşturuldu. MLC minör ve majör ofset değişikliğini kontrol etmek için "3ABUT" testi kullanılırken, dinamik MLC alanı "DMLC" testi ile kontrol edildi. IMRT ve DMLC performansını kontrol etmek için sırasıyla 33 segment HN IMRT ve DMLC ışını ile yüksek doz IMRT (HIMRT) ve yüksek yoğunluklu MLC (HDMLC) alanları kullanıldı. 4L MLC segmentlerinden oluşan "FOURL" testi, tedavi dozu için fraksiyon başına 2 Gy verebilmek için, SSD 95 cm olacak şekilde ve 5 cm derinlikte hesaplandı. Bu planlar MLC ofset değerini ayarlamak için kullanıldı. Tüm planlar için hesaplanan doz ile soğrulan dozu karşılaştırmak için 759 diyot dozimetreden oluşan PTW 2D Array QA fantomu kullanıldı. Ölçüm sonrası analiz Verisoft programı ile yapıldı. Gama analizi için doz farkı (DD) %2, uyum mesafesi

(DTA) 2 mm olarak seçildi ve global normalizasyona dayalı doz eşik değeri %10 olarak belirlendi.

3.2.4 Farklı tedavi planlamaları için kalite kontrol ölçümleri

Hasta tedavisinden önce çeşitli anatomik bölgelerde oluşturulan farklı tedavi planlarına göre 6 MV foton enerjisinde soğrulan doz için kalite kontrol ölçümleri alındı. Tedavi planlarını oluşturmak için Alderson RANDO fantom kullanıldı. Fantom, Philips Big Bore BT (Philips Health Care, Andover, MA, ABD) ile 2 mm kesit kalınlığında tarandı. BT görüntüleri farklı anatomik bölgelerde hedef hacimleri ve kritik yapıları kontrollemek için Monaco 5.51 tedavi planlama sistemine aktarıldı. Tedavi planları için Elekta VersaHD LINAC tarafından üretilen 6 MV foton enerjisi ile Monte Carlo ve Collapse Cone doz hesaplama algoritmaları doz hesaplamak için kullanıldı. Baş boyun, glioblastoma ve akciğer tümörleri için VMAT planları oluşturuldu. Tedavi sırasında, masa ve kolimatör açısı 0° seçildi ve iki ark kullanıldı. Step&Shoot IMRT planı ile yedi alanlı meme IMRT planı oluşturuldu. VMAT ve IMRT planları için kontrol noktası başına istatistiksel belirsizlik %1, grid aralığı 2 mm olarak seçildi. Ayrıca doz hesabı için Monte Carlo algoritması kullanıldı. Aynı zamanda meme, akciğer ve tüm beyin ışınlamaları için 3D konformal radyoterapi (3D-CRT) planları oluşturuldu. 3D-CRT planları için farklı gantri açıları kullanıldı. Masa açısı 0° olarak seçildi ve doz hesabı için Collapse Cone algoritması kullanıldı. Tüm tedavi planları, hedef hacimlere tedavi dozunun minimum 95%'ini verirken kritik organları maksimum seviyede koruyacak şekilde oluşturuldu. Tedavi planları oluşturulurken kritik organ dozları için Radyasyon Tedavisi Onkoloji Grubu 0615 protokolü (RTOG 0615) baz alındı. Tedavi planları için kalite kontrol (QA) ölçümleri 729 dedektörlü PTW Octavius 4D QA fantom kullanılarak yapıldı. Ölçüm sonrası değerlendirme için gama analizi yapıldı. Gama analizinde doz farkı 2%, uyum mesafesi kriteri (DTA) 2 mm seçildi global normalizasyona dayalı doz eşik değeri 10% olarak belirlendi.

Böylece üretici kriterlerine göre Monaco v5.51 TPS için beam modellemesinin doğrulanması ve tedavinin doğruluğunun test edilme aşaması tamamlanmış oldu.

3.3 Monte Carlo Simülasyonu

Bilindiği gibi Monte Carlo yöntemi ile radyoterapide doz hesabının yapılması gerçeğe en yakın sonucu veren yöntemlerden biri olması nedeniyle son dönemlerde yaygın kullanılan bir araç haline gelmiştir. Bu sebeple radyoterapide soğrulan dozun hesaplanabilmesi için farklı ticari programlar geliştirilmiştir (DoseXY, Penelope, ...). Ancak bu çalışmada tüm etkileşim mekanizmalarını modellemek için yeni bir Monte Carlo algoritması geliştirildi. Bu algoritmanın adı MC-SCAN olarak adlandırıldı. Algoritmanın geliştirilmesi için Visual Studio 2019 idesi ve C/C++ programlama dilleri kullanıldı. Geliştirilen algorithmada 10^{10} foton takip edildi ve etkileşim mekanizmaları aşağıda belirtildiği şekilde simüle edilerek soğrulan doz hesaplandı. Beam data ölçümleri ile MC-SCAN modellemesi kıyaslanarak geliştirilen algoritmanın doğruluğu test edildi.

3.3.1 Rastgele sayı üretimi

Bilindiği gibi Monte Carlo istatistiksel yöntemler kullanılarak bir olayın simülasyonunun oluşturulmasıdır. Bunun için Monte Carlo algoritması rastgele sayı üretilmesine ve bu sayıların uniform dağılımına bağlıdır. Rastgele üretilen sayıların birbirlerini sık tekrar etmemeleri Monte Carlo örnekleminin olasılık yoğunluk fonksiyonun düzgün dağılımı için önemli rol oynamaktadır.

Bu proje için (0-1) arasında double rastgele sayı üretmek için Mersenne Twister rastgele sayı üretici kullanıldı. Bu algoritma Mersenne asal olarak seçilen uzun bir periyot uzunluğuna sahip çok yüksek kaliteli sahte rasgele sayıların hızlı bir şekilde üretilmesini, yüksek boyutlu eşit dağılım, hız ve güvenilirlik sağlaması nedeniyle tercih edildi. Mersenne Twister rastgele sayıların $2^{19937}-1$ yineleme ($>43 \times 106000$) gibi devasa bir periyodu olduğu ve 623 boyutta (en fazla) eşit olarak dağıtıldığı kanıtlanmıştır (32 bit değerler için). Ayrıca istatistiksel olarak makul diğer oluşturuculardan daha hızlı oluşturulabilir. Bu özellikleri, Mersenne Twister'ı istatistiksel simülasyonlarda ve üretken modellemede giderek daha fazla tercih edilen rastgele sayı üretici haline getirmiştir. Bu çalışmada kullanılmasının nedeni takip edilen foton sayısı aralığında (10^{10} foton) random

sayının tekrar etmemesidir. Oluşturulan bu rastgele sayılar fotonun ortam içindeki serbest yolunu belirlemede ve buna bağlı olarak etkileşim türlerini örneklemede kullanıldı.

Algoritmanın Oluşturulması:

```
void randomize(void)
{
    srand((unsigned)time(NULL));
}

double random_number()
{
    double x;
    randomize();
    std::mt19937_64 eng{ std::random_device{}() };
    std::uniform_real_distribution<double> dist{ 0.,1. };
    x = dist(eng);

    return x;
}

double random_number1()
{
    double x;
    randomize();
```

3.3.2 Foton takibi

Monte Carlo tabanlı tedavi planlama sistemlerinde doz simülasyonu iki ayrı aşamadan oluşur. İlk aşama; parçacığın doğrultusunu, enerjisini ve yönünü içeren faz uzayı (PS) bilgilerini elde etmek için gerekli olan medikal lineer hızlandırıcıların gantri kısmının modellenmesidir. Hızlandırıcıların gantri kısmı modellendiğinde ve simülasyon işlemi

tamamlandığında her parçacık için veri çıkışı bir PS verisinde saklanır. PS verileri aynı zamanda parçacığın çıkış noktası hakkında da bilgi verir. İkinci aşama ise; radyasyon tedavisinin gerçekleştirildiği ve radyasyon transportunun simüle edildiği hastanın veya fantomun geometrisidir. Parçacıklar ilgili yüzeyden yalnızca bir kez geçtikten sonra kaydedilir ve bir PS verisinde toplanır. Bu tür Monte Carlo parçacıkları simülasyon sürecinde örnekleme amacıyla kullanılmaktadır. Diğer taraftan üretici firmalar genellikle cihazın gantri kısmı hakkındaki detaylı bilgiye erişimi kısıtlamışlardır. Bu nedenle, PS bilgilerini elde etmek için beam data ölçümleri kullanılır. Beam data ölçümleri doz hesaplama süresini kısaltırken daha verimli bir Monte Carlo simülasyonunun yapılmasını sağlar.

MC-SCAN modellemesinde Elekta VersaHD lineer hızlandırıcının gantri kısmına ait bilgilere ulaşılamadığından sanal kaynak modellemesi kullanıldı ve kaynak nokta kaynak olarak düşünüldü. Kaynaktan çıkan her bir fotonun takibi yapıldı. Modellemede her bir foton için aşağıdaki işlemler takip edilerek ilgili geometri içerisinde soğrulan doz hesaplandı.

3.3.3 Enerjinin örneklenmesi

Klinik lineer hızlandırıcılarda hızlandırılan elektronlar tungsten hedefe çarptıktan sonra yüksek enerjili ışınlar üretirler. 6 MeV enerji ile hızlandırılan elektronların oluşturduğu fotonların maksimum enerjisi 6 MV'dir. Fotonların bremsstrahlung spektrumu 0 MV - 6 MV arasında değişir. Klinik lineer hızlandırıcılarda düşük enerjili fotonlar gantri içerisinde yer alan filtreler sayesinde elimine edilir. Kolimatörler yardımı ile de ilgili yüzeye yönlendirilirler. Dolayısıyla Monte Carlo modellemesinde soğrulan dozun hesap edilmesi için ilgili yüzeye yönlendirilen fotonların enerji spektrumunun bilinmesi gereklidir. MC-SCAN modellemesinde Mohan 6MV bremsstrahlung spektrumu kullanıldı. Mohan spektrumu değerleri Ek-2'de listelendi. Spektrumda ara değerlere ait Sayma/MeV değerleri lineer interpolasyon yöntemi ile 0 keV – 6 MeV arasındaki her bir enerji değeri için elde edildi ve kaydedildi. Örneklenecek olan fotonların enerjisi 0 MeV ile 6 MeV arasında değiştiği için sınır şartları $a = 0$, $b = E_m = 6$ MeV olarak alındı. Mohan

spektrumunun fit fonksiyonu için Özmütlu (1992) tarafından geliştirilen $f(E)$ fit fonksiyonu kullanıldı.

$$f(E) = P_1 \times e^{-(E+P_2)^2/(2P_3^2)} + P_4 \times E \times e^{-E^2/(2P_5)} \quad (3.4)$$

Fonksiyonda $P_1 = 1,488011$, $P_2 = 3,621140$, $P_3 = 3,086142$, $P_4 = -3,804164$, $P_5 = 0,09053989$ olarak alındı. Reddetme fonksiyonu $r(E)$ için aşağıdaki denklem kullanıldı.

$$r(E) = m - nE \quad (3.5)$$

Burada m ve n sabit katsılar olup $m = 0,561816$ ve $n = 0,091712$ değerleri üzerinden $r(E)$ fonksiyonu hesap edildi. Enerjinin örneklenmesi için rastgele bir sayı üretildi. Temel Monte Carlo ilkesine göre E 'nin çözümü ve sınır şartları için aşağıdaki eşitlikler kullanıldı.

$$c = -\xi(2mb - nb^2) \quad (3.6)$$

$$E = \frac{m - \sqrt{m^2 + nc}}{n} \quad (3.7)$$

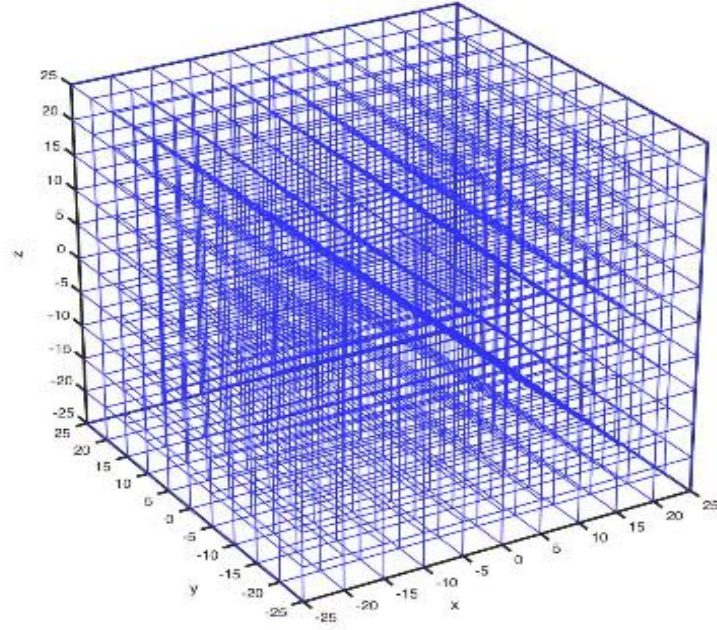
Daha sonra ikinci bir rastgele sayı üretildi ve Monte Carlo simülasyonu ile enerjinin örneklemesi için aşağıdaki denklem ile belirtilen şartı sağlayıp sağlamadığına bakıldı.

$$\xi \leq \frac{f(E)}{r(E)} \quad (3.8)$$

Sınır şartı sağlayan fotonların Denklem 3.6'da belirtilen denklemdeki enerjiye sahip olduğu düşünüldü ve fotonun ilgili alanın yüzeyine bu enerji ile geldiği varsayılarak foton takibi yapıldı. Şartı sağlamayan fotonlar MC-SCAN modellemesi için dikkate alınmadı ve yeni bir foton için enerji örneklemesi yapıldı. Daha sonra MC-SCAN modellemesi ile enerjileri örneklenen fotonlardan enerji histogramı elde edildi.

3.3.4 Foton doğrultusunun örneklenmesi

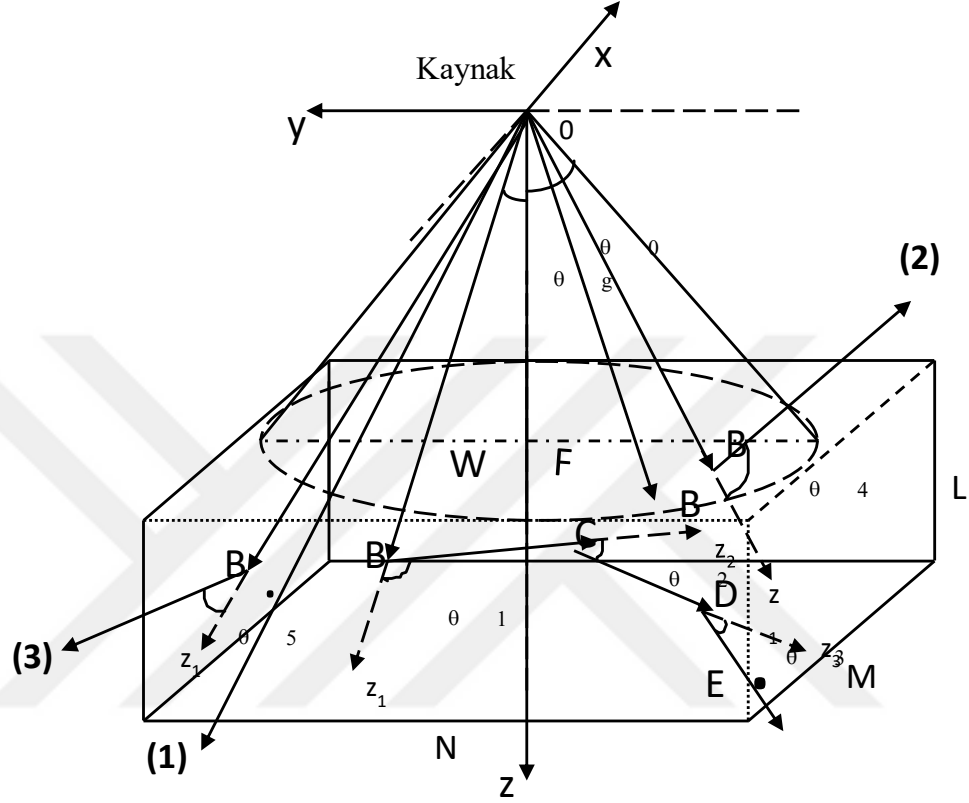
Gelen fotonun enerjisinin örneklenmesinden sonraki en önemli aşama foton doğrultusunun ve fotonun yönlendirildiği ilgili hedef materyalin geometrik şeklinin modellenmesidir. MC-SCAN modellemesinde PTW BeamScan su fantomu geometrisi ve PTW RW3 katı fantom geometrisi göz önüne alındı. Su fantomunun boyutları 50x50x50 cm³ ve RW3 katı fantomun boyutları ise 30x30x30 cm³ olarak modellendi. İlgili fantom geometrileri içerisinde soğrulan dozu hesap edebilmek için fantomlar 5 mm büyüklüğündeki voxellere ayrıldı. PTW BeamScan su fantomunun geometrisi örnek olarak Şekil 3.6’da gösterildi.



Şekil 3. 6 MC-SCAN fantom modeli

MC-SCAN modellemesinde kaynak yüzey mesafesi (SSD) elektronların çarptırıldığı ve bremsstrahlung fotonlarının oluştuğu tungsten hedeften çok büyük olduğu için tungsten hedef nokta kaynak olarak modellendi. Modellemede A-P yönü x eksen, gun-target yönü y eksen ve hedef-fantom yönü yani SSD doğrultusu z eksen olarak kabul edildi. MC-SCAN modellemesinde nokta kaynak – fantom geometrisi ve fotonların gösterimi Şekil 3.7’de gösterildi. Şekil 3.7’de 1 numaralı foton fantomla etkileşmeden fantom

dışına çıkan fotonu, 2 numaralı foton fantom yüzeyinden saçılan fotonu, 3 numaralı foton ise fantomun kenarından kaçan fotonu, diğer noktalar ise fantom içerisinde etkileşim yapan fotonları temsil etmektedir.



Şekil 3. 7 Nokta kaynak – fantom geometrisi ve fotonların gösterimi

X-ışınları izotropik kaynaktan çıktıktan sonra uzayın her yönüne eşit olasılıkla yayılır. Kaynaktan yayınlandıktan sonra küresel koordinatlarda x-ışınının doğrultusu kutup açısı (θ) ve azimut açısı (ϕ) ile belirlenir. θ $0-\pi$ arasında değişirken, ϕ $0-2\pi$ arasında değişir. Klinik uygulamalarda alan kolimasyonu kare veya dikdörtgen olacak şekilde yapılır. Belli bir katı açı ile yayılan ışınların şekli konidir ve koninin ilgili alan üzerindeki iz düşümü dairedir. Şekil 3.7’de gösterildiği gibi dairenin çapı belirlenen kare alanın köşegenidir.

MC-SCAN modellemesinde kullanılan kare alanlar belli bir kaynak yüzey mesafesinde gelen x-ışınlarının oluşturduğu koninin iz düşümü olan dairenin çapı olacak şekilde modellendi. X-ışınlarının θ_0 kutup açısı rastgele olarak örneklendi. Daha sonra temel

Monte Carlo ilkesi kullanılarak x-ışınlarının kutup açısı aşağıdaki eşitlik ile belirlendi. Denklemden ξ rastgele sayıdır.

$$\xi = \frac{\int_{\Omega_i}^N d\Omega}{\int_{\Omega_{tot}}^N d\Omega} \quad (3.9)$$

$$\xi = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^\theta \sin\theta' d\theta' d\phi}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_0} \sin\theta d\theta d\phi} = \frac{\int_0^\theta \sin\theta' d\theta'}{\int_0^{\theta_0} \sin\theta d\theta} \quad (3.10)$$

Bu ifadenin tersine çözümünden θ açısı elde edildi. Buna göre θ açısı;

$$\cos\theta = 1 + \xi(\cos\theta_0 - 1) \quad (3.11)$$

olarak elde edildi. Yine temel Monte Carlo ilkesi kullanılarak azimut açısı ϕ örneklendi. Azimut açısı $0-2\pi$ arasında düzgün dağıldığından azimut açısı aşağıdaki eşitlik ile hesaplandı.

$$\xi = \frac{\int_0^\phi d\phi'}{\int_0^{2\pi} d\phi} \quad (3.12)$$

Bu ifadenin tersine çözümünden ϕ açısı elde edildi. Buna göre ϕ açısı;

$$\phi = 2\pi\xi \quad (3.13)$$

olarak hesaplandı. X-ışının θ ve ϕ açısı elde edildikten sonra, rotasyon matrisi $R(\theta, \phi)$ kutup açısı ve azimut açısından belirlendi.

$$R_z(\phi)R_y(\theta)\hat{z} = \begin{pmatrix} \sin\theta \cos\phi \\ \sin\theta \sin\phi \\ \cos\theta \end{pmatrix} \quad (3.14)$$

Buna göre x-ışının doğrultman kosinüsleri olan α, β, γ aşağıdaki gibi ifade edildi.

$$\alpha = \sin\theta \times \cos\emptyset \quad (3.15)$$

$$\beta = \sin\theta \times \sin\emptyset \quad (3.16)$$

$$\gamma = \cos\theta \quad (3.17)$$

X-ışınının fantom yüzeyine giriş koordinatları olan x_0 , y_0 ve z_0 koordinatları doğrultman kosinüsleri aracılığıyla hesap edildi.

$$r = \frac{SSD}{\cos\theta} \quad (3.18)$$

$$x_0 = r\alpha \quad y_0 = r\beta \quad z_0 = r\gamma \quad (3.19)$$

MC-SAN modellemesinde alan boyutları en ve boy olarak tanımlandı. Fantoma gelen x-ışınları için aşağıdaki ifade ile fotonların belirtilen alan içinde kalıp kalmama şartına bakıldı.

$$-\frac{En}{2} \leq x_0 \leq \frac{En}{2} \quad \text{ve} \quad -\frac{Boy}{2} \leq y_0 \leq \frac{Boy}{2} \quad (3.20)$$

Eğer x-ışınının fantoma girdiği x_0 ve y_0 noktaları belirlenen kolimasyon alalının içinde kalıyorsa x-ışınının fantom içerisine girdiği düşünüldü ve foton takibine devam edildi. Eğer x-ışınının koordinatları bu şartı sağlamıyorsa x-ışınının fantoma girmediği yani saçıldığı kabul edildi ve yeni bir foton takibine geçildi.

3.3.5 Serbest yolun örnekleme

X-ışını fantom yüzeyine geldikten sonra belli bir mesafe hiçbir etkileşim yapmadan fantom içerisinde ilerler. Belli bir enerjide ve I_0 şiddetinde gelen x-ışınları fantom içerisinde belli bir mesafeyi geçerken şiddeti azalır ve bu azalım aşağıdaki eşitlik ile ifade edilir.

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (3.21)$$

Bu ifadeye temel Monte Carlo ilkesi uygulandı ve rastgele bir ξ sayısı üretildi.

$$\xi = \frac{\int_0^x I dx'}{\int_0^\infty I dx} = \frac{\int_0^x I_0 e^{-\mu x'} dx}{\int_0^\infty I_0 e^{-\mu x} dx} \quad (3.22)$$

Bu ifadenin tersine çözümünden x-ışının fantom içerisindeki ortalama serbest yolu hesap edildi.

$$\xi = (1 - e^{-\mu x}) \quad (3.23)$$

$$x = -\frac{\ln(1-\xi)}{\mu} \quad (3.24)$$

Rastgele üretilen sayının $[0,1]$ aralığında gelme olasılığı eşit olduğu için denklemde $1 - \xi$ yerine ξ yazılarak x-ışının ortalama serbest yolu aşağıdaki eşitlik ile hesap edildi.

$$x = -\frac{\ln(\xi)}{\mu} \quad (3.25)$$

X-ışınının serbest yol vektörünün x, y, z noktaları için koordinat dönüşümü yapıldı.

$$x_1 = x\alpha \quad y_1 = x\beta \quad z_1 = x\gamma \quad (3.26)$$

X-ışınının ilk etkileşim noktasını belirlemek için ışının fantoma giriş vektörü ile ortalama serbest yol vektörü toplandı ve ilk etkileşim noktasının vektörel bileşenleri elde edildi.

Bu nokta x_{primer} , y_{primer} , z_{primer} olarak adlandırıldı.

$$x_{\text{primer}} = x_0 + x_1 \quad (3.27)$$

$$y_{\text{primer}} = y_0 + y_1 \quad (3.28)$$

$$z_{\text{primer}} = z_0 + z_1 \quad (3.29)$$

X-ışınının ilk etkileşim noktası belirlendikten sonra bu noktanın fantomun içinde olup olmadığı şartına bakıldı. X_f , Y_f , Z_f fantom boyutları olup sınır şartı aşağıdaki gibi ifade edildi.

$$-\frac{X_f}{2} \leq x_{\text{primer}} \leq \frac{X_f}{2} \quad (3.30)$$

$$-\frac{Y_f}{2} \leq y_{\text{primer}} \leq \frac{Y_f}{2} \quad (3.31)$$

$$\text{SSD} \leq z_{\text{primer}} \leq \text{SSD} + Z_f \quad (3.32)$$

Eğer modellemeye su fantomu göz önüne alındıysa fantom boyutları $50 \times 50 \times 50 \text{ cm}^3$, PTW RW3 Katı fantom göz önüne alındıysa fantom boyutları $30 \times 30 \times 30 \text{ cm}^3$ olacak şekilde sınır şartlarına bakıldı. Eğer ilk etkileşim noktası için bu şartlar sağlanıyorsa x-ışınının fantom içerisinde kaldığı düşünüldü ve ortam ile yaptığı etkileşmenin türü belirlendi. İlk etkileşim noktası bu sınır şartını sağlamıyorsa x-ışının fantomun dışına çıkarak saçıldığı kabul edildi ve yeni bir foton takibine geçildi.

3.3.6 Etkileşme türünün örneklenmesi

Etkileşme türünü örneklemek için rastgele bir sayı üretildi ve aşağıdaki eşitlikler ile her bir etkileşim türü için ortalama serbest yol hesaplandı.

$$x'_{\text{ray}} = -\ln \xi / \mu_{\text{ray}} \quad (3.33)$$

$$x'_{\text{Foto}} = -\ln \xi / \mu_{\text{Foto}} \quad (3.34)$$

$$x'_{\text{Comp}} = -\ln \xi / \mu_{\text{Comp}} \quad (3.35)$$

$$x'_{\text{PairPro}} = -\ln \xi / \mu_{\text{PairPro}} \quad (3.36)$$

Denklemden belirtilen μ her bir etkileşim türü için lineer azalım katsayısı olup birim uzunluk başına etkileşme olasılığıdır. Tüm etkileşim türlerine ait tesir kesiti değerleri Ek-6'da listelendi. 6 MV foton enerjisi için 1 keV-6000 keV arasındaki tüm değerler lineer interpolasyon yöntemi ile hesaplandı ve kaydedildi. Fotonun ortama girdikten sonra yapacağı ilk etkileşme türü ortalama serbest yolların en kısa olanı ile belirlendi. Böylece her fotonun hem ortalama serbest yolu hem de yapacağı etkileşmenin türü belirlenmiş oldu.

3.3.7 Rayleigh saçılmasının örneklenmesi

Rayleigh etkileşiminde atom uyarılması söz konusu olduğu için ortama herhangi bir enerji aktarımı olmaz. Ancak MC-SCAN modellemesine tüm etkileşim türlerinin modellenmesi amaçlandığı için Rayleigh etkileşimi de algoritmaya dahil edildi. Rayleigh saçılmasında etkileşimin toplam tesir kesiti Thompson Saçılma (Hubbell 1975) denklemi ile modellendi.

$$\frac{d\sigma_{\text{Koh}}}{d\theta} = \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2\theta) F^2(x, Z) \quad (3.37)$$

$F(x, Z)$ saçıcı ortamın tek bir molekülüne ait Thompson saçılma fonksiyonu olup aşağıdaki denklem ile ifade edilir.

$$F^2(x, Z) = \sum_{i=1}^N n_i F_i^2 \quad (3.38)$$

Saçıcı ortama ait tüm atomik form faktörleri $F(x, Z)$ Ek 7'de listelendi. 6 MV foton enerjisi için 1 keV - 6000 keV arasındaki tüm $F(x, Z)$ değerleri interpolasyon yöntemi ile hesap edildi ve kaydedildi. Rayleigh etkileşimindeki momentum transfer katsayısı eşitlik 3.39 ile hesap edildi.

$$x = 20,6074 \frac{q}{m_e c^2} \quad (3.39)$$

Denklemden x boyutsuz bir büyüklük olup; x 'in 0 ile $x_{\max}$ arasında değiştiği kabul edildi.

$$x_{\max} = 20,6074 \times 2k \quad (3.40)$$

$$k = \frac{E}{m_e c^2} \quad (3.41)$$

$$q = \left(\frac{E}{c}\right) [2(1 - \cos\theta)]^{1/2} \quad (3.42)$$

Eşitlik 3.42 ile $\cos\theta$ 'yı elde etmek için;

Algoritmanın Oluşturulması

- i) Yeni bir rastgele sayı üret ξ
- ii) x^2 hesapla
- iii) Aşağıdaki eşitlik ile $\cos\theta$ hesapla

$$\cos\theta = 1 - \frac{1}{2} \frac{x^2}{(20,6074k)^2} \quad (3.43)$$

- iv) Yeni bir rastgele sayı üret ξ
- v) Eğer $\xi > g(\cos\theta)$ ise ikinci adıma git

$$g(\cos\theta) \equiv \frac{1 + \cos^2\theta}{2} \quad (3.44)$$

- vi) Değil ise $\cos\theta$ 'yı kaydet

Rayleigh saçılmasında $\cos(\theta)$ elde edildikten sonra bu nokta fantomun içinde olduğu kabul edildi ve Rayleigh etkileşim sayısı bir artırılarak yeni bir foton takibine geçildi.

3.3.8 Fotoelektrik olayın örneklenmesi

Fotoelektrik olayda oluşan elektronların menzilleri fantom boyutuna göre çok küçüktür. Etkileşme türü fotoelektrik olay olması halinde gelen fotonun enerjisini ortama aktardığı ve soğrulan enerjinin koordinatlarının değişmediği kabul edildi. Bu nedenle MC-SCAN modellemesinde etkileşim türü fotoelektrik olay olduğunda gelen fotonun enerjisinin

etkileşme noktasında soğrulduğu varsayıldı. Foton enerjisi kaydedilerek yeni bir foton takibine geçildi ve fotoelektrik etkileşim sayısı bir artırıldı.

3.3.9 Compton saçılmasının örnekleme

Compton saçılmasının modellenmesinde E enerjisi ile gelen fotonun atomik elektronlarla olan etkileşiminin toplam tesir kesiti Klein-Nishina (Hubbell 1975) denklemi ile modellendi.

$$\frac{d\sigma_{KN}(\theta)}{d\theta} = \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{E'}{E}\right)^2 \left(\frac{E'}{E} + \frac{E}{E'} - \sin^2\theta\right) S(x, Z) \quad (3.45)$$

$S(x, Z)$ ise saçıcı ortamın bir molekülü için Compton saçılma fonksiyonu olup aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$S(x, Z) = \sum_{i=1}^N n_i S_i(v, Z_i) \quad (3.46)$$

Denklemdaki $r_e = e^2/mc^2$ olup klasik elektron yarıçapıdır. Saçıcı ortama ait $S(x, Z)$ değerleri Ek 8'de listelendi. 6 MV foton enerjisi için 1 keV - 6000 keV arasındaki tüm $S(x, Z)$ değerleri interpolasyon yöntemi ile hesap edildi ve kaydedildi. Saçılan fotonun ve etkileşim sonrasında oluşan elektronun enerjisi aşağıdaki eşitlikler ile hesaplandı.

$$E' = \frac{E}{1 + k(1 - \cos\theta)} \quad (3.47)$$

$$E_e = E - E' \quad (3.48)$$

$$k = \frac{E}{m_e c^2} \quad (3.49)$$

Temel Monte Carlo ilkesine göre bu denklemin tersine çözümü analitik olarak mümkün değildir. Bu yüzden MC-SCAN modellemesinde reddetme yöntemi kullanılmış olup

modellemede Özmütlu (1992) reddetme fonksiyonu kullanıldı. Özmütlu örten reddetme fonksiyonu için aşağıdaki eşitlik kullanıldı.

$$r(k, x) = \frac{a(k)}{b(k) - x} \quad (3.50)$$

Burada $a(k)$ ve $b(k)$ sınır şartları olup $x = \cos\theta$ 'dir.

$$c_0 = 2(2k^2 + 2k + 1)/(2k + 1)^3 \quad (3.51)$$

Olmak üzere $a(k)$ ve $b(k)$ sınır şartları aşağıdaki eşitlikler kullanılarak hesaplandı.

$$a(k) = 2[b(k) - 1] \quad (3.52)$$

$$b(k) = \frac{1 + c_0/2}{1 - c_0/2} \quad (3.53)$$

Özmütlu tarafından geliştirilen temel Monte Carlo ilkesi bu reddetme fonksiyonuna uygulanarak aşağıdaki analitik ifade elde edildi.

$$x = b(k) - \frac{b(k) + 1}{(c_0/2)^\xi} \quad (3.54)$$

Algoritmanın Oluşturulması

- i) Yeni bir rastgele sayı üret ξ
- ii) x değerini Denklem 3.54'e göre hesapla
- iii) İkinci bir rastgele sayı üret ξ
- iv) Eğer

$$\xi \leq \frac{\frac{d\sigma_{KN}}{d\Omega}}{r(k, x)} = g(k, x) \quad (3.54)$$

ise x 'i kaydet

- v) Değil ise başa dön ve yeni bir rastgele sayı üret ξ

Compton saçılmasında, elektronların voxellerin dışına kaçırdıkları enerji değeri ihmal edildi ve elektronların enerjilerinin Compton saçılmasının gerçekleştiği noktada söğrulduğu kabul edildi. Bu andan itibaren foton takibine Compton saçılmasında elde edilen fotonun enerjisi ile devam edildi. Daha sonra saçılan fotonun ortalama serbest yolu (x') Eşitlik 3.25 ile belirlendi. Saçılan fotonun ortalama serbest yolunun x , y , z koordinatları aşağıdaki eşitlik ile bulundu.

$$x_2 = x'\alpha \quad y_2 = x'\beta \quad z_2 = x'\gamma \quad (3.55)$$

İkinci etkileşme noktasının bulunması için saçılan fotonun serbest yolu ile ilk etkileşme noktasının vektörel bileşenleri toplandı. İkinci etkileşme noktası X_{second} , Y_{second} , Z_{second} olarak adlandırıldı. X- ışınının ikinci etkileşim noktası belirlendikten sonra bu noktanın fantomun içinde olup olmadığı şartına bakıldı. X_f , Y_f , Z_f fantom boyutları olup sınır şartı aşağıdaki gibi ifade edildi.

$$-\frac{X_f}{2} \leq X_{\text{second}} \leq \frac{X_f}{2} \quad (3.57)$$

$$-\frac{Y_f}{2} \leq Y_{\text{second}} \leq \frac{Y_f}{2} \quad (3.58)$$

$$SSD \leq z_{\text{second}} \leq SSD + Z_f \quad (3.59)$$

Eğer ikinci etkileşim noktası için bu şartlar sağlanmıyorsa foton takibi sonlandırıldı ve yeni bir foton takibine geçildi. Eğer bu şart sağlanıyorsa Compton saçılmasının sayısı bir artırıldı ve yeni foton için etkileşim türünün belirlenmesi aşamasına geçilerek aynı aşamalar tekrar edildi. Foton takibinin üç boyutlu yapılabilmesi için ikinci etkileşim noktasında koordinat dönüşümü yapıldı. Yeni koordinat sisteminde x-ışının saçılma açısı θ' ışının geliş doğrultusu ile yaptığı açı olarak kabul edildi. Yeni θ' açısı Eşitlik 3.45'te verilen Klein-Nishina formülünden elde edilirken, saçılan fotonun azimut açısı Eşitlik 3.13'den elde edildi. Buna göre saçılan fotonun doğrultman kosinüsleri denklem θ' ve ϕ' değerleri dikkate alınarak yeniden hesap edildi.

$$\alpha' = \sin\theta' \times \cos\phi' \quad (3.60)$$

$$\beta' = \sin\theta' \times \sin\phi' \quad (3.61)$$

$$\gamma' = \cos\theta' \quad (3.62)$$

$$r' = \frac{SSD}{\cos\theta'} \quad (3.63)$$

Hesap edilen doğrultman kosinüsleri yeni koordinat sistemindeki ($x'y'z'$) doğrultman kosinüsleri olup bunun xyz koordinat sistemine dönüşüm matrisi aşağıdaki gibi ifade edildi.

$$T = \begin{bmatrix} \frac{\alpha\gamma}{\sqrt{1-\gamma^2}} & -\frac{\beta}{\sqrt{1-\gamma^2}} & \alpha \\ \frac{\beta\gamma}{\sqrt{1-\gamma^2}} & \frac{\alpha}{\sqrt{1-\gamma^2}} & \beta \\ -\sqrt{1-\gamma^2} & 0 & \gamma \end{bmatrix} \quad (3.64)$$

Matriste belirtilen α , β , γ değerleri Eşitlik 3.15, 3.16 ve 3.17' de belirtilen ifadeler ile hesaplanan değerlerdir. ($x'y'z'$) koordinat sisteminden xyz koordinat sistemine dönüşüm aşağıdaki gibi elde edildi.

$$\begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \end{bmatrix} = T \begin{bmatrix} \alpha' \\ \beta' \\ \gamma' \end{bmatrix} \quad (3.65)$$

Daha sonra saçılan foton için ortalama serbest yolun bulunmasından itibaren tüm işlemler tekrar edildi. Takibi yapılan foton için fantomun içinde kalıp kalmadığı belirlendi. Eğer foton fantomun içinde kalıyorsa foton takibine devam edildi. Saçılan fotonun enerjisi 5 keV olana kadar takip edildi. Enerjisi 5 keV'den küçük olan fotonların fantomun içinde soğrulduğu kabul edildi. Eğer foton fantom dışına kaçtıysa fotonun takibi sonlandırılıp yeni foton takibine başlandı.

3.3.10 Çift oluşumun örneklenmesi

Z atom numarasına sahip bir atom için çift oluşumunun modellenmesinde yarı ampirik model kullanıldı (Baro vd. 1994). Bizim modellememizde çift oluşumu toplam tesir kesiti Bethe-Heitler denklemine göre modellendi.

$$\frac{d\sigma_{pp}}{d\epsilon} = r_e^2 \alpha Z [Z + \eta] C_r \frac{2}{3} \left[2 \left(\frac{1}{2} - \epsilon \right)^2 \phi_1(\epsilon) + \phi_2(\epsilon) \right] \quad (3.66)$$

Denklemde belirtilen C_r radyatif düzeltme katsayısı olup değeri 1,0093 alındı. 6 MV enerji için triplet oluşumu ihmal edildi. Denklemde belirtilen ϵ elektronun azaltılmış enerjisi olup aşağıda belirtilen eşitlik ile hesaplandı.

$$\epsilon = \frac{(E_- + m_e c^2)}{E} \quad (3.67)$$

$\phi_1(\epsilon)$ ve $\phi_2(\epsilon)$ fonksiyonları için aşağıdaki analitik ifadeler kullanıldı (Tsai 1974).

$$\phi_1 = 2 - \frac{2 \ln(1 + b^2) - 4b \tan^{-1}(b^{-1}) + 4 \ln R m_e c^2}{h} \quad (3.68)$$

$$\phi_2 = \frac{4}{3} - 2 \ln(1 + b^2) + 2b^2 [4 - 4b \tan^{-1}(b^{-1}) - 3 \ln(1 + b^{-2})] + 4 \ln\left(\frac{R m_e c^2}{h}\right) \quad (3.69)$$

$$b = \frac{R m_e c^2}{h} \frac{1}{2\kappa \epsilon(1-\epsilon)} \quad (3.70)$$

$$\kappa = \frac{E}{m_e c^2} \quad (3.71)$$

Burada elektronun azaltılmış perdeleme yarıçapı (reduced screening Radius) $R m_e c^2/h$ ile verilmiş olup çift oluşumu ile ilgili tüm toplam tesir kesiti verileri Ek 9'da listelendi (Hubbell vd. 1980). Elektronun azaltılmış enerjisi ϵ değeri κ^{-1} , $1 - \kappa^{-1}$ arasında değiştiği

kabul edildi. Buna bağılı olarak olasılık yoğunluk fonksiyonu olan PDF (Probability Density Function) aşağıdaki eşitlik ile hesaplandı.

$$P_{pp}(\epsilon) = 2\left(\frac{1}{2} - \epsilon\right)^2 \phi_1(\epsilon) + \phi_2(\epsilon) \quad (3.72)$$

PDF'nin değeri $\epsilon = 1/2$ için simetrik olduğu kabul edildi. Çift oluşumu modellemesi için oluşturulan algorithmada $\phi_1(\epsilon)$ ve $\phi_2(\epsilon)$ değerlerinin negatif olmadığı ve $\epsilon = 1/2$ için maksimum değere sahip oldukları yaklaşımı yapıldı. Buna göre PDF aşağıda belirtilen forma sadeleştirildi.

$$P_{pp} = u_1 U_1(\epsilon) \pi_1(\epsilon) + u_2 U_2(\epsilon) \pi_2(\epsilon) \quad (3.73)$$

$$u_1 = \frac{2}{3} \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{\kappa}\right)^2 \phi_1(1/2) \quad (3.74)$$

$$u_2 = \phi_2(1/2) \quad (3.75)$$

$$\pi_1(\epsilon) = \frac{3}{2} \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{\kappa}\right)^{-3} \left(\frac{1}{2} - \epsilon\right)^2 \quad (3.76)$$

$$\pi_2(\epsilon) = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{\kappa}\right)^{-1} \quad (3.77)$$

$$U_1(\epsilon) = \phi_1(\epsilon) / \phi_1(1/2) \quad (3.78)$$

$$U_2(\epsilon) = \phi_2(\epsilon) / \phi_2(1/2) \quad (3.79)$$

Algoritmanın Oluşturulması

- i) Nokta olasılığa bağılı olarak rastgele sayı üret ($i = 1$ veya 2)

$$p_1 = \frac{u_1}{u_1 + u_2} \text{ ve } p_2 = \frac{u_2}{u_1 + u_2} \quad (3.80)$$

- i) Yeni bir rastgele sayı üret ξ

ii) π_i örneklem fonksiyonu kullanarak ϵ değerini modelle

$$\epsilon = \frac{1}{2} + \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{\kappa}\right)(2\xi - 1)^{1/3} \quad i=1 \quad (3.81)$$

$$\epsilon = \frac{1}{\kappa} + \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{\kappa}\right)(2\xi) \quad i=2 \quad (3.82)$$

iii) Eğer $\xi > U_i(\epsilon)$ ise i. adıma git

iv) Değil ise ϵ enerjisini kaydet

Üretilen Parçacıkların Açısal Dağılımı

Üretilen parçacıkların açısal dağılımları sadece parçacığın kinetik enerjisinden elde edilmez. Gelen fotonun yönüne göre elektron ve pozitronun hareket yönlerinin kutup açıları (θ_- ve θ_+) yüksek enerji teorisinde elde edilen ifadeden örneklenir (Motz vd. 1969, Heitler 1984).

$$p(\cos \theta_{\pm}) = \alpha(1 - \beta_{\pm} \cos \theta_{\pm})^{-2} \quad (3.83)$$

Denklemdaki α normalizasyon sabitidir.

$$\beta_{\pm} = \frac{\sqrt{E_{\pm}(E_{\pm} + 2m_e c^2)}}{E_{\pm} + m_e c^2} \quad (3.84)$$

Oluşan parçacık hızının birimi ışık hızı birimidir. Parçacık açısı $\cos \theta_{\pm}$ rastgele olarak aşağıdaki denkleme göre örneklendi.

$$\cos \theta_{\pm} = \frac{2\xi - 1 + \beta_{\pm}}{(2\xi - 1)\beta_{\pm} + 1} \quad (3.85)$$

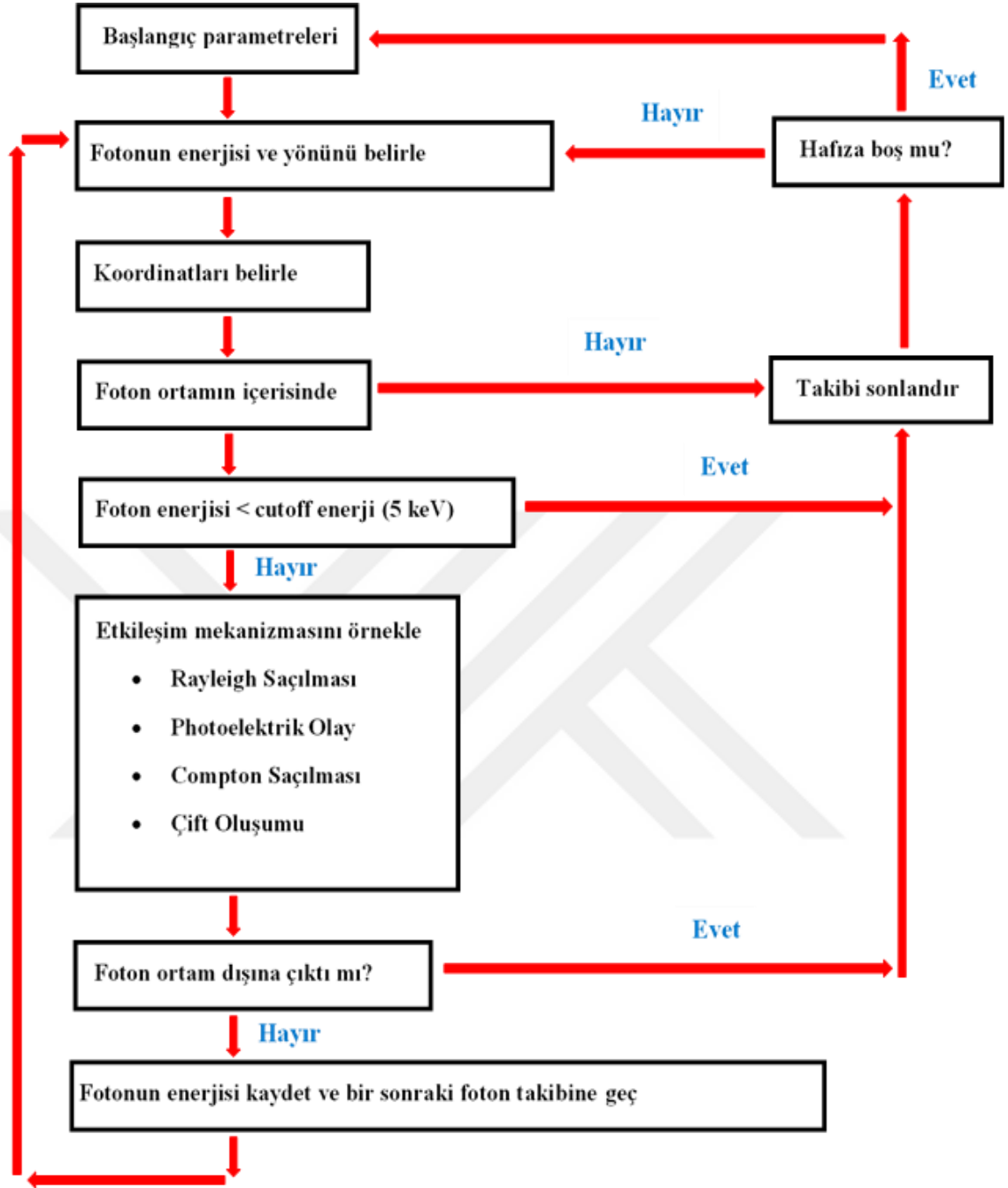
Üretilen parçacıkların yönleri ve gelen fotonun co-planar olmak zorunda değildir. Elektronun ve pozitronun azimut açısı olan θ_- ve θ_+ bağımsız olarak modellendi ve $(0, 2\pi)$ arasında değiştiği kabul edildi. Bu nokta elektron ve pozitron çiftinin yok olduğu ve yok olma fotonunun yayınlandığı nokta olduğu kabul edildi. Bu andan itibaren yok olma

fotonunun takibi yapıldı. Eşitlik 3.15, 3.16, 3.17’de verilen ifadeler ile yok olma fotonunun doğrultman kosinüsleri hesaplandı. Daha sonra yok olma fotonu için serbest yol Eşitlik 3.25’de verilen denklem ile elde edildi. Yok olma fotonun ilk etkileşim noktasının fantom sınırlarının içerisinde olup olmadığına bakıldı. Eğer foton fantom içerisinde değilse foton takibi sonlandırıldı ve yeni bir foton takibine başlandı. Eğer foton fantom içerisindeyse daha önce belirtildiği gibi etkileşim türü belirlendi. Yok olma fotonunun ikincil etkileşme noktası hesaplandı. İkinci etkileşim noktası belirlendikten sonra bu noktanın fantomun içinde olup olmadığına bakıldı. Eğer ikinci etkileşim noktası fantomun içindeyse; sırasıyla etkileşim türü belirlenerek fotonun enerjisi 5 keV den küçük olana kadar yok olma fotonunun takibine devam edildi. Eğer belirlenen ikinci etkileşim noktası fantomun dışındaysa foton takibine son verildi ve yeni bir foton takibine başlandı. MC-SCAN algoritmasının şeması Şekil 3.8’de gösterildi.

3.3.11 MC-SCAN algoritması ile absolute dozun hesaplanması

MC-SCAN algoritması ile yukarda bahsedildiği şekilde foton takibi yapılarak fantom içerisinde kalan fotonların enerjileri kaydedildi ve soğrulan enerji olarak tanımlandı. Absolute doz kalibrasyonu için SSD 100 cm olarak seçildi. İlgili geometri olarak PTW RW3 katı fantom kullanıldı ve fantom boyutları 30cm x 30cm x 30cm olarak tanımlandı. PTW RW3 katı fantomun özkütlesi 1,043 gr/cm³ olarak kabul edildi. Alan boyutu 10cm x10cm standart alan boyutu seçildi ve en x boy olarak tanımlandı. Tüm foton takibi bitince soğrulan enerjinin kütleye bölünmesi ile absolute doz hesap edildi.

$$\text{Doz} = \frac{\text{Enerji}}{\text{Kütle}} \quad (3.86)$$



Şekil 3. 8 MC-SCAN algoritması ile foton takibi

3.3.12 MC-SCAN algoritması ile fantom saçılma faktörlerinin hesaplanması

MC-SCAN ile output faktörleri su fantomu ve RW3 katı fantom için hesaplandı. Su fantomu için fantom boyutları 50cm x 50cm x 50cm ve suyun özkütlesi 1 gr/cm³ olarak alındı. PTW RW3 katı fantom için fantom boyutları 30cm x 30cm x 30cm olarak tanımlandı. PTW RW3 katı fantomun özkütlesi 1,043 gr/cm³ olarak kabul edildi. Soğrulan doz Eşitlik 3.86’da verilen ifade ile su fantomu ve RW3 katı fantom için 5x5 cm² den 40x40 cm² ye kadar olan tüm alan boyutları için hesap edildi. Daha sonra, diğer alanlarda elde edilen doz değerleri 10x10 cm² referans alanda elde edilen soğrulan doz değerine normalize edilerek fantom saçılma faktörleri hesap edildi. Daha sonra deneysel ölçümler ile elde edilen output faktörleri MC-SCAN algoritması ile hesap edilen output faktörleri ile karşılaştırıldı.

3.3.13 MC-SCAN algoritması ile doku-fantom oranının hesaplanması

Doku-Fantom oranı için PTW RW3 katı fantom geometrisi modellendi. Ölçümler 10x10 cm² referans alan için 10 cm derinlikte, SSD 90 cm ve 20 cm derinlikte SSD 80 cm olarak iki farklı şekilde soğrulan doz hesaplandı. Daha sonra 20 cm derinlikteki soğrulan doz değeri 10 cm derinlikteki soğrulan doz değerine bölünerek TPR_{20/10} değeri hesaplandı. Daha sonra deneysel ölçümler ile elde edilen TPR_{20/10} ile MC-SCAN ile hesaplanan TPR_{20/10} değeri ile karşılaştırıldı.

3.3.14 MC-SCAN algoritması ile yüzde derin dozun hesaplanması

Yüzde derin doz (PDD) hesapları için su fantomu geometrisi modellendi. PDD hesapları 5x5 cm²’den 40x40 cm²’ye kadar olan alan boyutları için yapıldı. Tüm PDD hesapları için başlangıç noktası 35 cm ve derinlik olarak z eksenini seçildi. Soğrulan doz 35 cm derinlikten başlayarak her 5 mm derinlik için elde edildi. Daha sonra yüzde derin doz değeri her bir derinlik için Eşitlik 2.94’te verilen ifade ile hesaplandı. Deneysel ölçümler ile elde edilen PDD değerleri MC-SCAN algoritması ile elde edilen PDD değerleri ile karşılaştırıldı.

3.3.15 MC-SCAN algoritması ile doz profillerinin hesaplanması

Doz profilinin MC-SCAN ile hesaplanması için su fantomu geometrisi modellendi. Tüm profil ölçümleri için 5x5 cm² den 40x40 cm²'ye kadar olan alan boyutları göz önüne alındı. Tüm hesaplarda başlangıç noktası açık alan boyutunun 3 cm dışı kabul edildi. Ölçüm yönü x eksenini olarak belirlendi ve 5 mm aralıklarla soğrulan doz değerleri hesaplandı. Derinlik z eksenini üzerinde 10 cm olarak kabul edildi. Her bir mesafede elde edilen soğrulan doz değerleri x eksenini üzerindeki 0 başlangıç noktasında elde edilen doz değerine normalize edildi. Elde edilen tüm profil hesapları deneysel ölçümler ile elde edilen değerler ile karşılaştırıldı. Daha sonra her bir alan için simetri ve düzgünlük değerleri aşağıda verilen eşitlikler ile hesaplandı.

$$\text{Düzgünlük} = \frac{D_{\max}}{D_{\min}} \times 100 \quad (3.87)$$

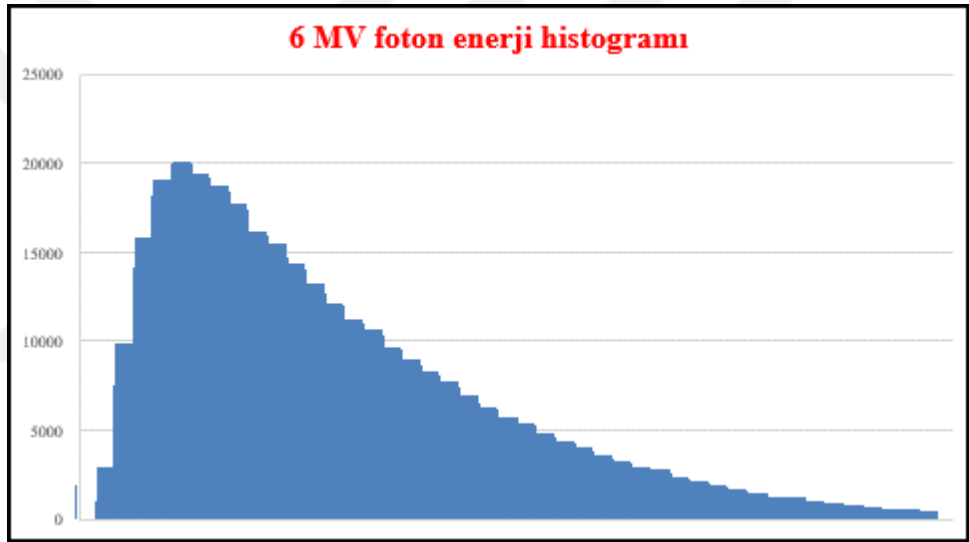
$$\text{Simetri} = \frac{(D_{\max} - D_{\min})}{(D_{\max} + D_{\min})} \times 100 \quad (3.88)$$

Deneysel ölçümler ile elde edilen simetri ve düzgünlük değerleri MC-SCAN algoritması ile elde edilen simetri ve düzgünlük değerleri ile karşılaştırıldı.

4. BULGULAR

4.1 Enerji Histogramı

MC-SCAN algoritması ile 6 MV foton spektruma ait enerji histogramı elde edildi. Elde edilen enerji histogramına göre ortalama foton enerjisi 1983 keV olarak hesaplanmıştır. Buna göre, teorik değer olan $E_{\text{ort}} = 2000$ keV foton enerjisi ile MC-SCAN ile elde edilen değer arasındaki fark $<1\%$ olarak elde edildi. MC-SCAN ile elde edilen 6 MV foton enerjisine ait enerji histogramı Şekil 4.1’de gösterildi.



Şekil 4. 1 MC-SCAN algoritması ile elde edilen 6 MV foton enerjisi histogramı

4.2 Absolute Doz

Nokta doz ölçümlerinden önce, 10×10 cm² referans alan ve 100 cm SSD için absolute doz kalibrasyonu 100 cGy/100 MU olacak şekilde yapıldı. Buna göre deneysel ölçüm sonucunda elde edilen doz $(100,10 \pm 0,001)$ cGy olarak ölçüldü. Teorik doz ile ölçülen doz arasındaki fark $<1\%$ elde edildi. İkinci aşamada ise; deneysel ölçümler ile MC-SCAN modellemesi karşılaştırıldı. MC-SCAN modellemesine göre elde edilen absolute doz değeri $(100,96 \pm 0,005)$ cGy olarak hesaplandı. Buna göre, deneysel ölçümler ile MC-SCAN modellemesi arasındaki fark $0,1\%$ olarak elde edilirken, teorik değer ile MC-

SCAN modellemesi arasındaki fark %0,96 olarak elde edildi. Böylece MC-SCAN modellemesi ile elde edilen değerler üretici kriteri olan <%3 değerini absolute doz kalibrasyonu için sağlamış oldu.

4.3 Output Faktörleri

Monte Carlo tabanlı tedavi planlama sistemleri için fantom saçılma faktörünü ifade eden output faktörleri farklı alanlarda elde edilen değerlerin referans alanda elde edilen değere normalize edilmesiyle elde edildi. İlk aşamada SSD = 90 cm’de su fantomunda ve PTW RW3 katı fantomda elde edilen output faktörleri MC-SCAN modellemesi ile elde edilen faktörler ile karşılaştırıldı. Elde edilen değerler Çizelge 4.1 ve Çizelge 4.2’te gösterildi.

Su fantomu ile elde edilen output faktörleri için deneysel ölçümler ile MC-SCAN modellemesi arasındaki fark bütün alanlar için <%3 elde edildi. Buna göre, MC-SCAN modellemesi üretici kriteri olan <%3 değerini su fantomunda elde edilen output faktörleri için sağlamış oldu. PTW RW3 katı fantom ile elde edilen output faktörleri için deneysel ölçümler ile MC-SCAN modellemesi arasındaki fark 2x2 cm² alan için >%3 elde edilirken, diğer alanlar için <%3 elde edildi. Buna göre, MC-SCAN modellemesi üretici kriteri olan <%3 değerini PTW RW3 katı fantomunda elde edilen output faktörlerini 2x2 cm² alan haricindeki diğer alanlar için sağlamış oldu.

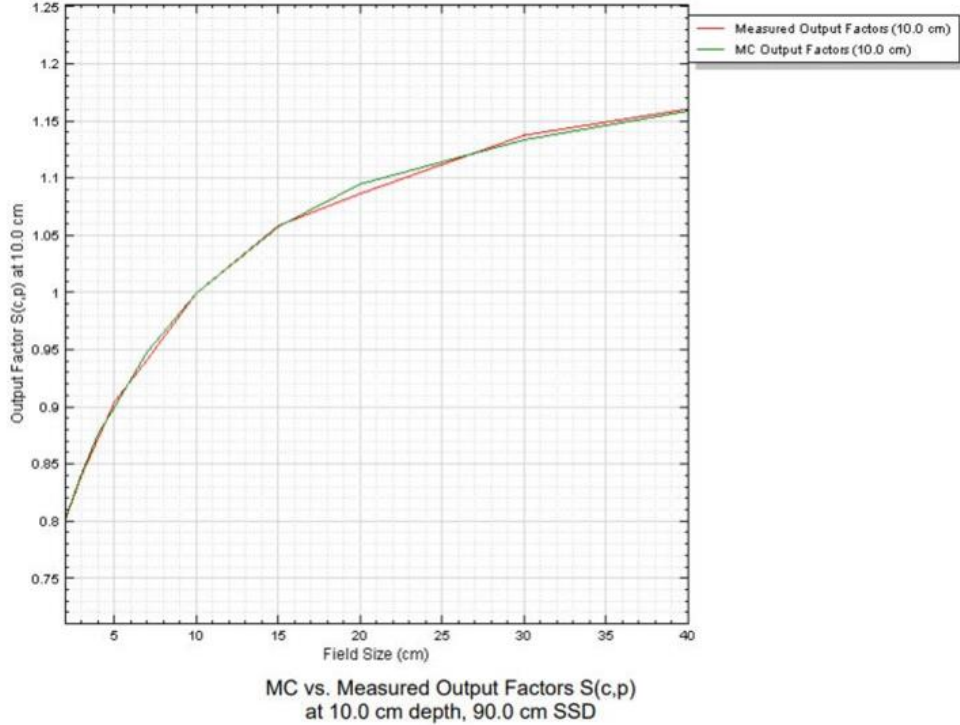
Çizelge 4. 1 Su fantomu için output faktörlerinin MC-SCAN modellemesi ile karşılaştırılması

Alan Boyutu (cm x cm)	Deneysel	MC-SCAN	%Fark
2x2	0,789 ± 0,003	0,800 ± 0,003	1,39
4x4	0,869 ± 0,004	0,850 ± 0,002	2,18
5x5	0,905 ± 0,004	0,878 ± 0,005	2,98
10x10	1	1	-
15x15	1,059 ± 0,005	1,042 ± 0,002	1,60
20x20	1,087 ± 0,005	1,084 ± 0,002	0,27
30x30	1,138 ± 0,005	1,130 ± 0,003	0,70
40x40	1,161 ± 0,005	1,156 ± 0,002	0,430

Çizelge 4. 2 RW3 katı fantom için output faktörlerinin MC-SCAN modellemesi ile karşılaştırılması

Alan Boyutu (cm x cm)	DeneySEL	MC-SCAN	% Fark
2x2	0,713 ± 0,003	0,736 ± 0,002	3,2
4x4	0,876 ± 0,004	0,887 ± 0,005	1,2
5x5	0,908 ± 0,005	0,908 ± 0,004	0,00
10x10	1	1	-
15x15	1,051 ± 0,005	1,067 ± 0,012	1,52
20x20	1,083 ± 0,005	1,084 ± 0,003	0,09
30x30	1,113 ± 0,005	1,111 ± 0,001	0,17
40x40	1,115 ± 0,010	1,145 ± 0,002	2,69

Aynı zamanda su fantomunda elde edilen output faktörü değerleri Elekta Fizik Platformuna yüklenmiş olup Monaco 5.51 TPS için modelleme yapıldı. Yapılan modellemede output faktörlerinin analizi Şekil 4.1’de gösterildi.



Şekil 4. 2 Output faktörleri için Elekta Monte Carlo validasyonu ile deneysel ölçüm verilerinin karşılaştırılması

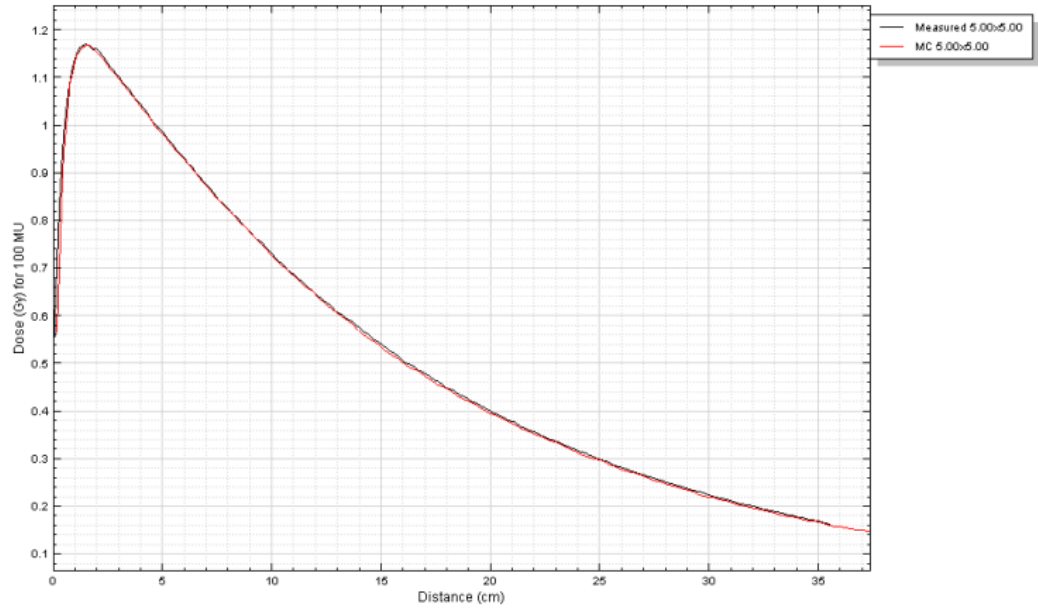
4.4 Doku – Fantom Oranı (TPR_{20/10})

Doku-Fantom oranı (TPR_{20/10}) deneysel ve teorik değer olarak karşılaştırıldı. Üretici kriterlerine göre; 6 MV foton enerjisi için TPR_{20/10} değeri 0,67 olarak belirlenmiştir. Deneysel TPR_{20/10} değeri ($0.676 \pm 0,04$) olarak ölçülmüş olup teorik değer ile deneysel değer arasındaki fark <%1 olarak elde edilmiştir. İkinci aşamada, deneysel ölçümler MC-SCAN modellemesi ile karşılaştırıldı. MC-SCAN modellemesine göre TPR_{20/10} değeri ($0,685 \pm 0,03$) olarak hesaplandı. MC-SCAN ile elde edilen TPR_{20/10} değeri ile deneysel TPR_{20/10} değeri arasındaki fark %1,31 olarak elde edildi. Aynı zamanda MC-SCAN ile hesaplanan değer ve teorik TPR_{20/10} arasındaki fark ise %2,20 idi. Böylece MC-SCAN modellemesi TPR_{20/10} değeri için üretici kriteri olan <%3 şartını sağlamış oldu.

4.5 Yüzde Derin Doz (PDD)

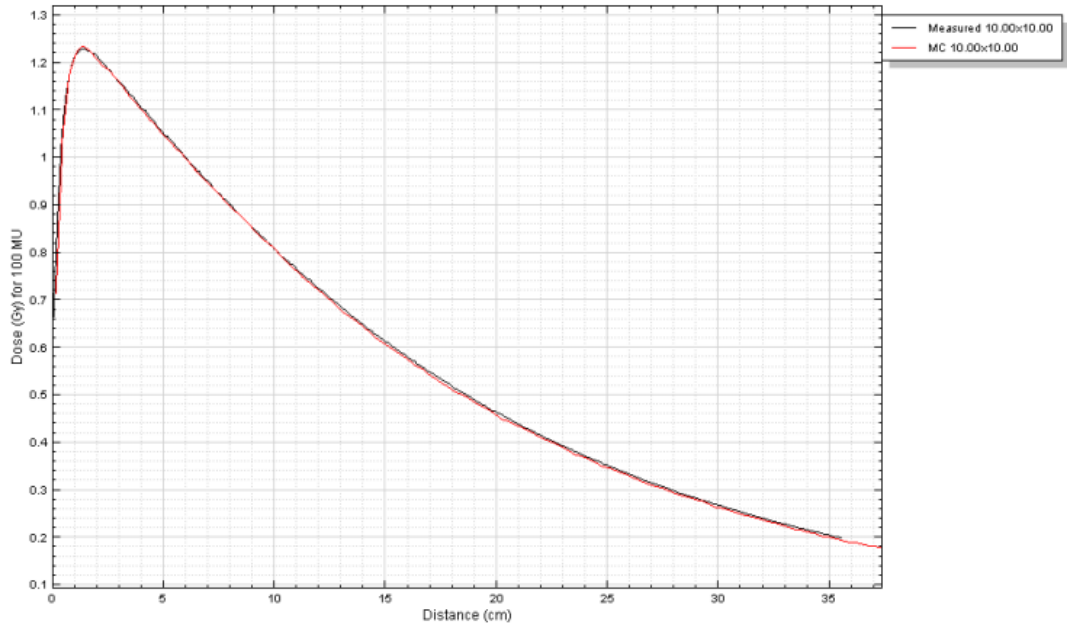
Monaco 5.51 tedavi planlama sistemi beam data ölçümlerine göre modellendi. Elde edilen tüm ölçümlerin doğruluğu ve Monte Carlo modellemesi Elekta Fizik Platformu tarafından yapıldı. Tüm açık alanlar için elde edilen yüzde derin doz ölçümleri ile Monte Carlo modellemesi arasındaki fark <%3 elde edildi. Deneysel penetrasyon kalitesi (D₁₀) %67 olarak ölçüldü. Bu değer Monte Carlo modellemesinde %67,5 olarak hesaplandı. Monte carlo modellemesi ile deneysel ölçüm arasındaki fark <%1 olarak elde edildi. Açık alanlara ait yüzde derin doz ölçümü ve Elekta Fizik Platformu tarafından yapılan Monte Carlo validasyonu Şekil 4.2 - 4.8’de sırasıyla gösterildi.

PDD: Field size 5.00 cm x 5.00 cm



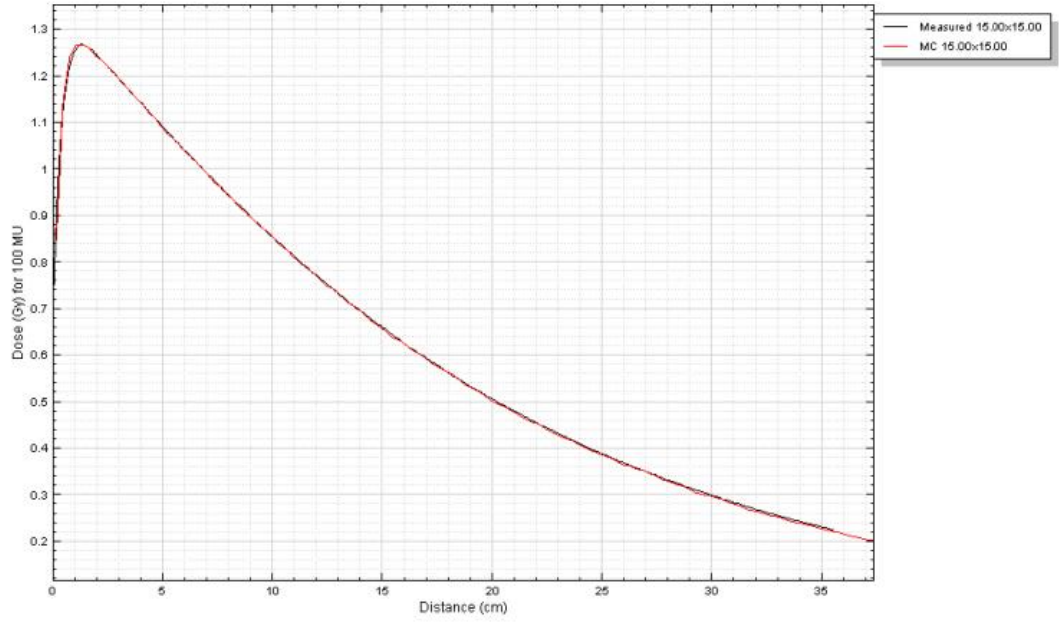
Şekil 4. 3 5x5 cm² alanda PDD için Elekta Monte Carlo validasyonu ile deneysel ölçüm verilerinin karşılaştırılması

PDD: Field size 10.00 cm x 10.00 cm



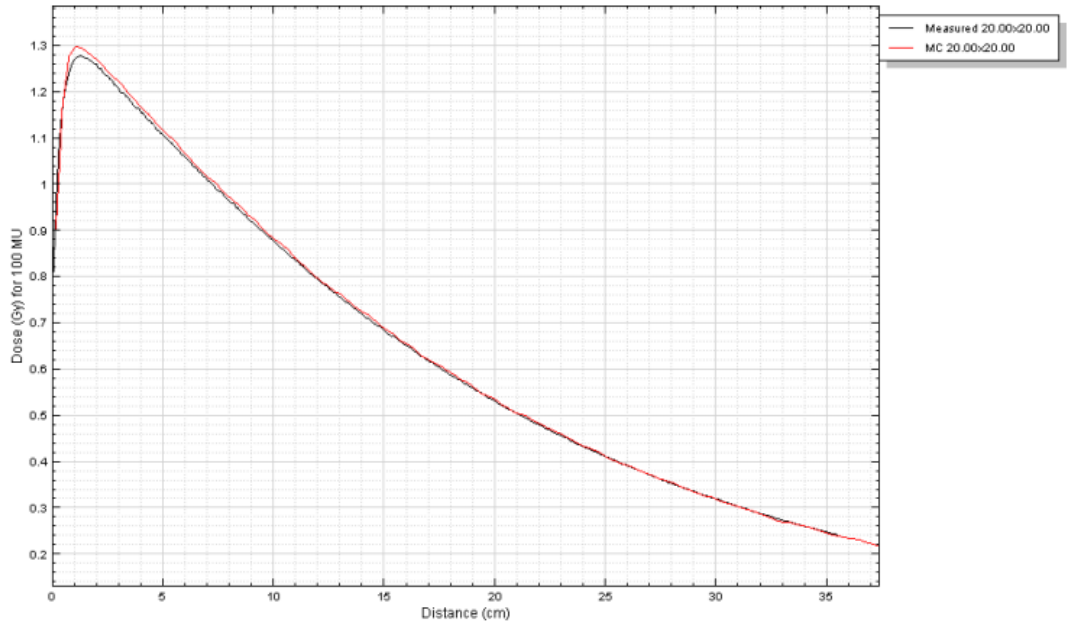
Şekil 4. 4 10x10 cm² alanda PDD için Elekta Monte Carlo validasyonu ile deneysel ölçüm verilerinin karşılaştırılması

PDD: Field size 15.00 cm x 15.00 cm



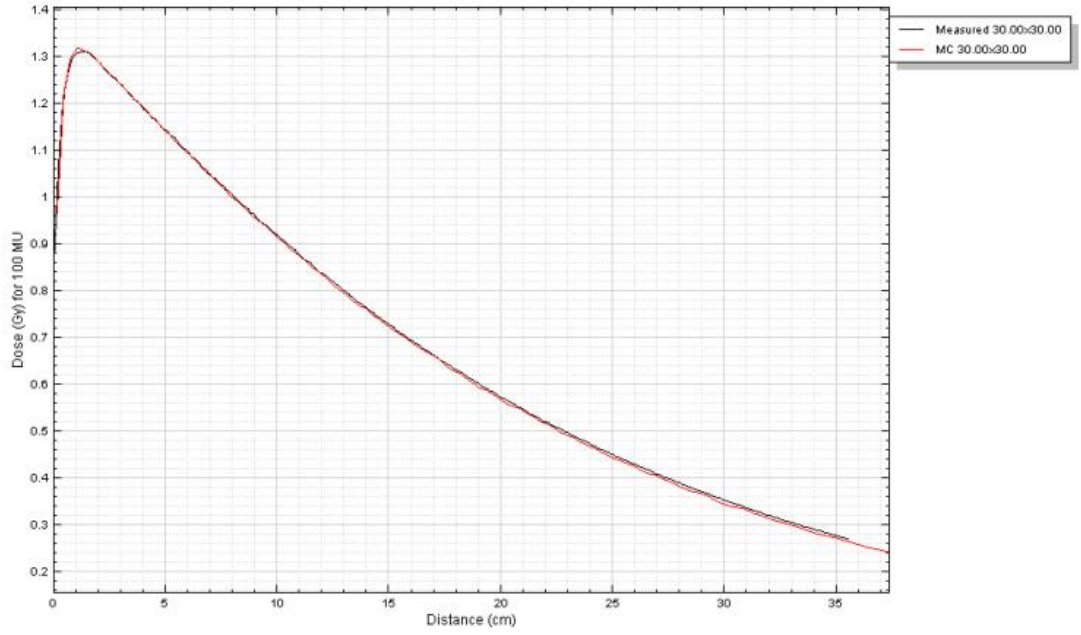
Şekil 4. 5 15x15 cm² alanda PDD için Elekta Monte Carlo validasyonu ile deneysel ölçüm verilerinin karşılaştırılması

PDD: Field size 20.00 cm x 20.00 cm



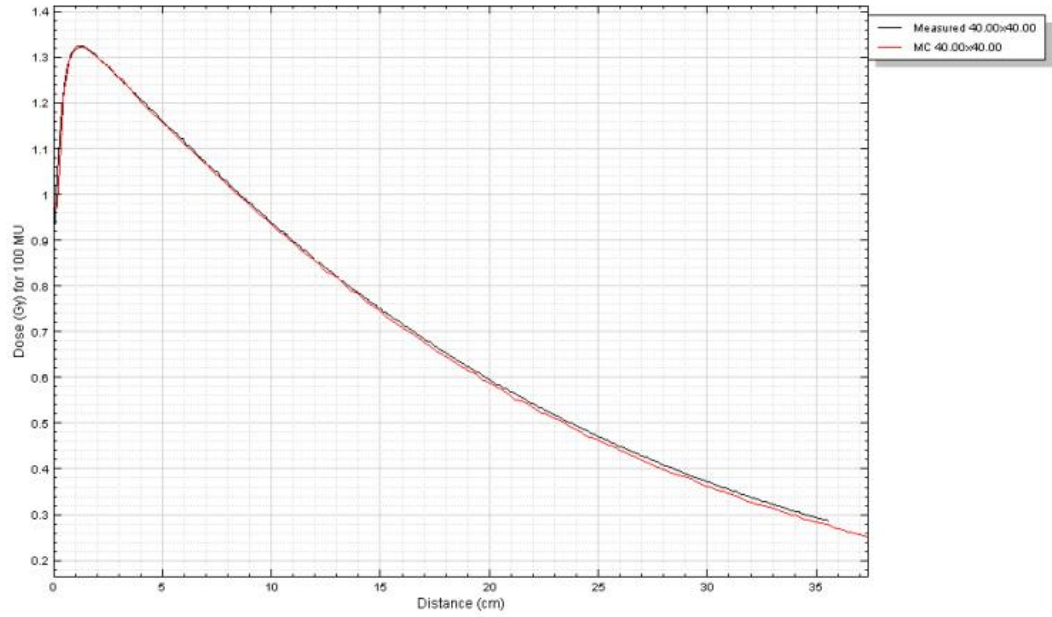
Şekil 4. 6 20x20 cm² alanda PDD için Elekta Monte Carlo validasyonu ile deneysel ölçüm verilerinin karşılaştırılması

PDD: Field size 30.00 cm x 30.00 cm



Şekil 4. 7 30x30 cm² alanda PDD için Elekta Monte Carlo validasyonu ile deneysel ölçüm verilerinin karşılaştırılması

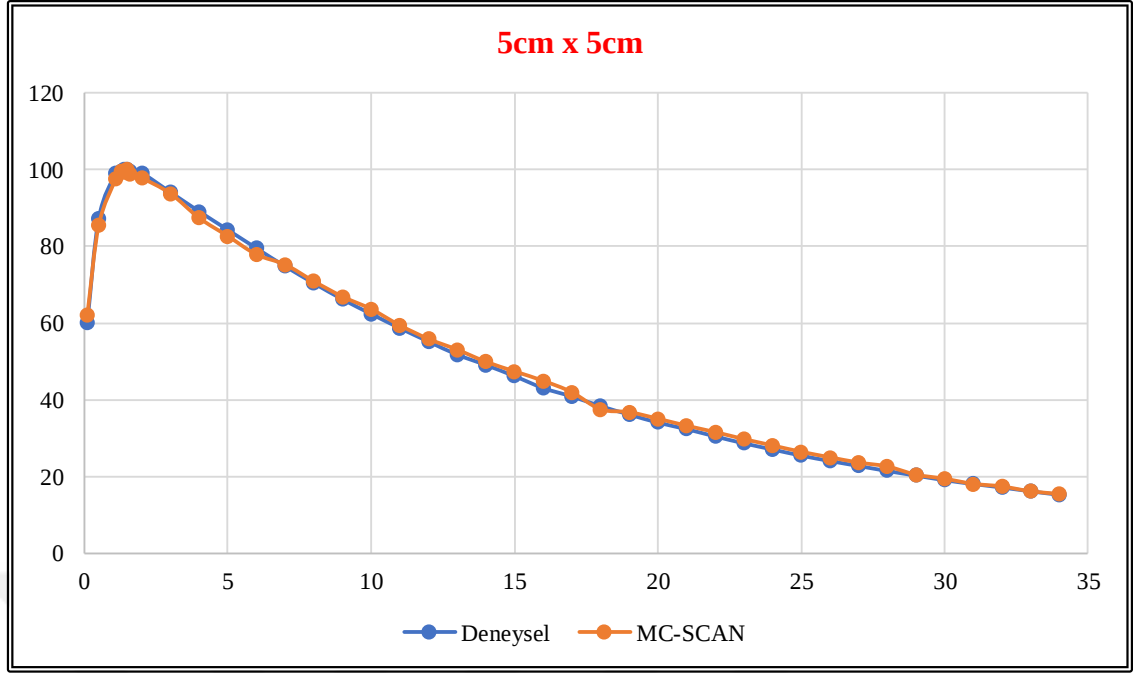
PDD: Field size 40.00 cm x 40.00 cm



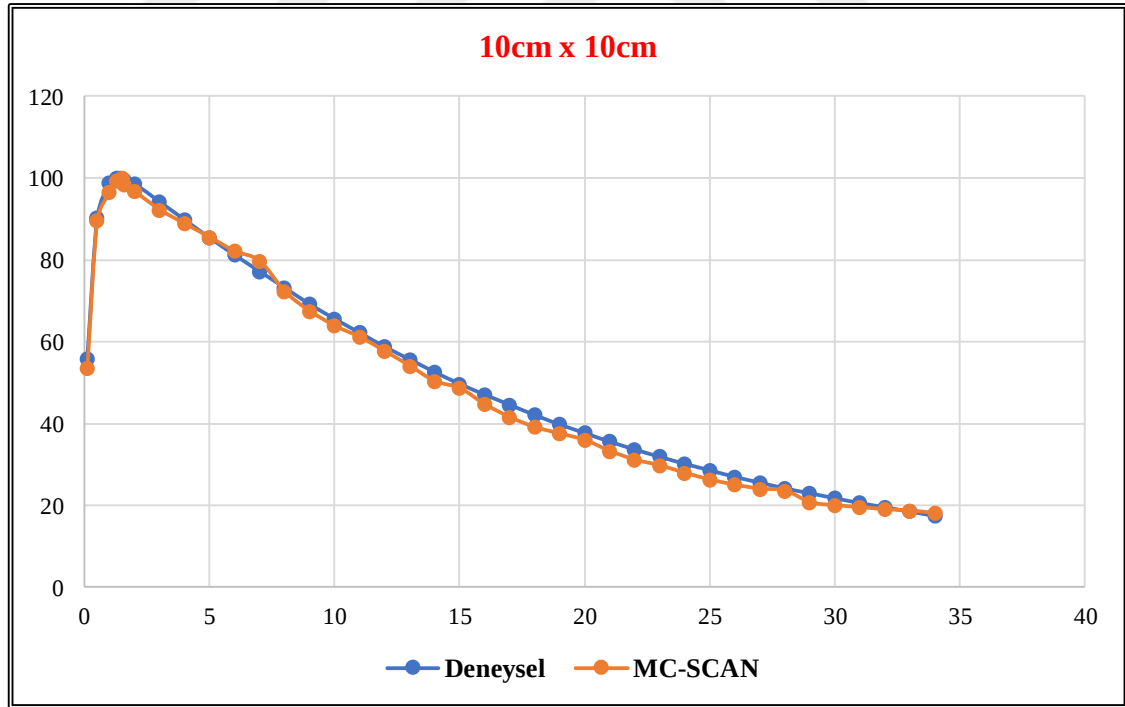
Şekil 4. 8 40x40 cm² alanda PDD için Elekta Monte Carlo validasyonu ile deneysel ölçüm verilerinin karşılaştırılması

İkinci aşamada, deneysel olarak farklı alanlar için elde edilen PDD değerleri ile MC-SCAN modellemesi ile hesaplanan PDD değerleri karşılaştırıldı. Deneysel olarak belirlenen PDD ile MC-SCAN modellemesinde elde edilen PDD değerleri arasındaki farkı değerlendirmek için Gama analizi yapılmıştır. İlk olarak Low ve ark. tarafından önerilen bu yöntem ile doz dağılımları iki boyutlu olarak karşılaştırılabilir. Doz farkının hesaplanması ile ilgili olarak, global ve yerel gama indeksi analizleri olmak üzere iki tür gama indeksi yöntemi vardır. Global gama indeksi analizi, maksimum doza (veya reçete edilen doza) göre doz farkını hesaplar (Low ve Dempsey 2003). Bu çalışma kapsamında PDD karşılaştırması için lokal gama indeksi analizi yapılmıştır. Bu yöntemde deneysel ölçümler referans değer kabul edilmiştir. Gama analizi %5 doz farkı ve 5mm mesafe uyumuna göre yapılmıştır.

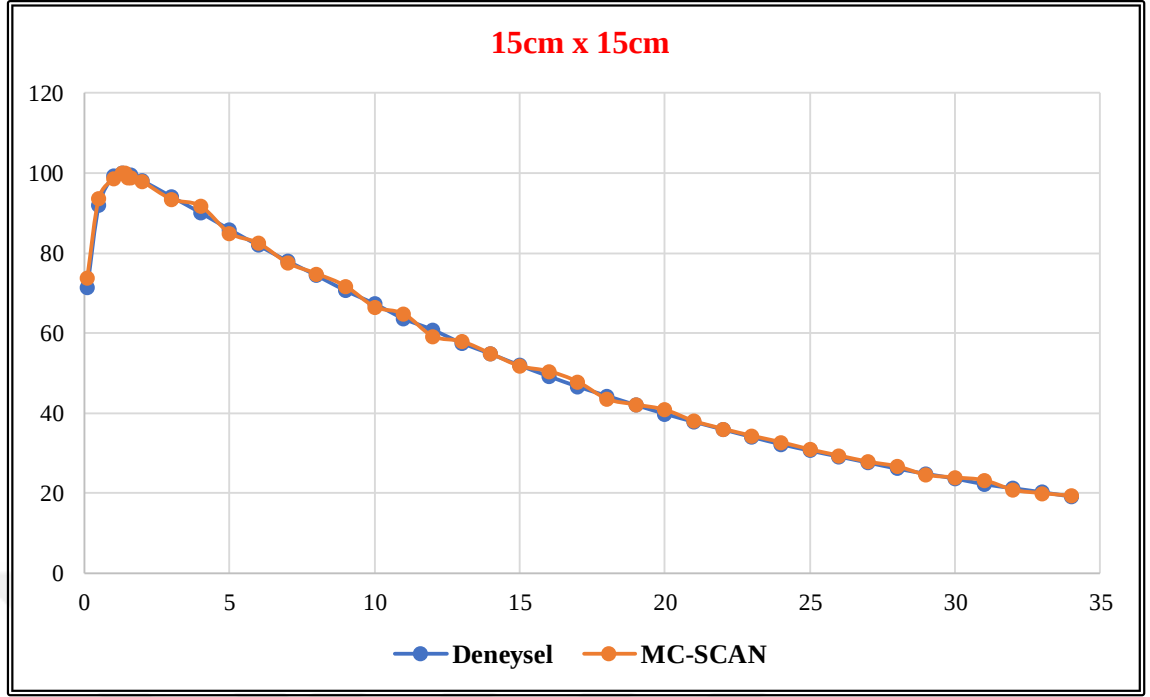
Yapılan analiz sonucunda; tüm alanlar için deneysel PDD ile MC-SCAN modellemesi ile hesaplanan PDD arasındaki fark tüm alanlar için $< \%3$ elde edildi. Yapılan gama analizine göre deneysel PDD ile MC-SCAN modellemesi arasında yaklaşık $\%96 \pm 3$ uyum elde edildi. En iyi uyum $\%98,9$ ile 15cm x 15cm alan için elde edilirken, en düşük uyum $\%96,1$ ile 10cm x 10cm alan için elde edildi. Böylece MC-SCAN modellemesi PDD değeri için üretici kriteri olan $< \%3$ şartını tüm alanlar için sağlamış oldu. Açık alanlara ait yüzde derin doz ölçümü ve MC-SCAN modellemesi ile elde edilen PDD değerlerine ait karşılaştırma Şekil 4.9 - 4.14'de sırasıyla gösterildi. Aynı zamanda deneysel olarak elde edilen PDD ve MC-SCAN ile hesap edilen PDD için gama analizi değerleri Çizelge 4.3'te gösterildi.



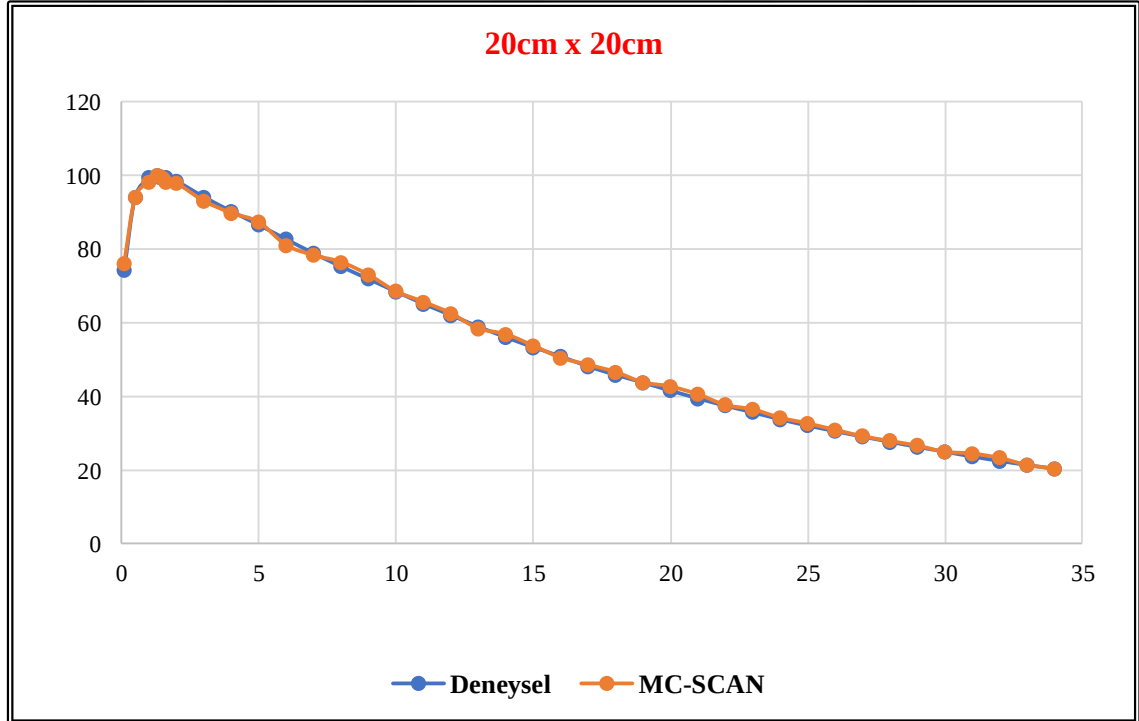
Şekil 4. 9 5x5 cm² alanda PDD için deneysel ölçüm ile MC-SCAN modelinin karşılaştırılması



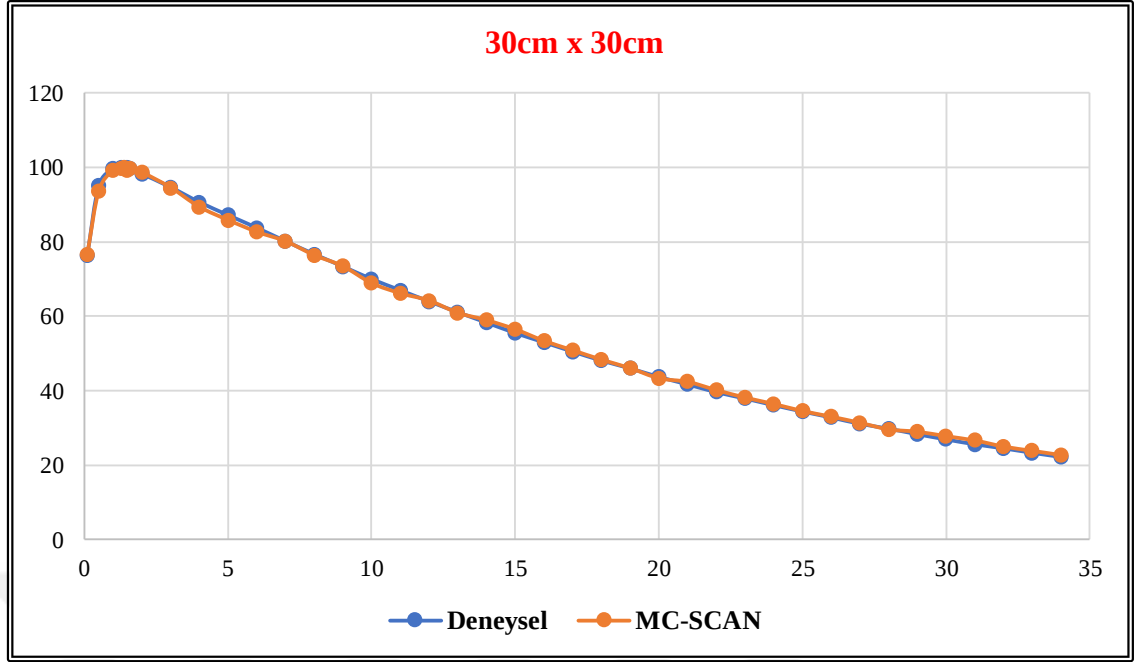
Şekil 4. 10 10x10 cm² alanda PDD için deneysel ölçüm ile MC-SCAN modelinin karşılaştırılması



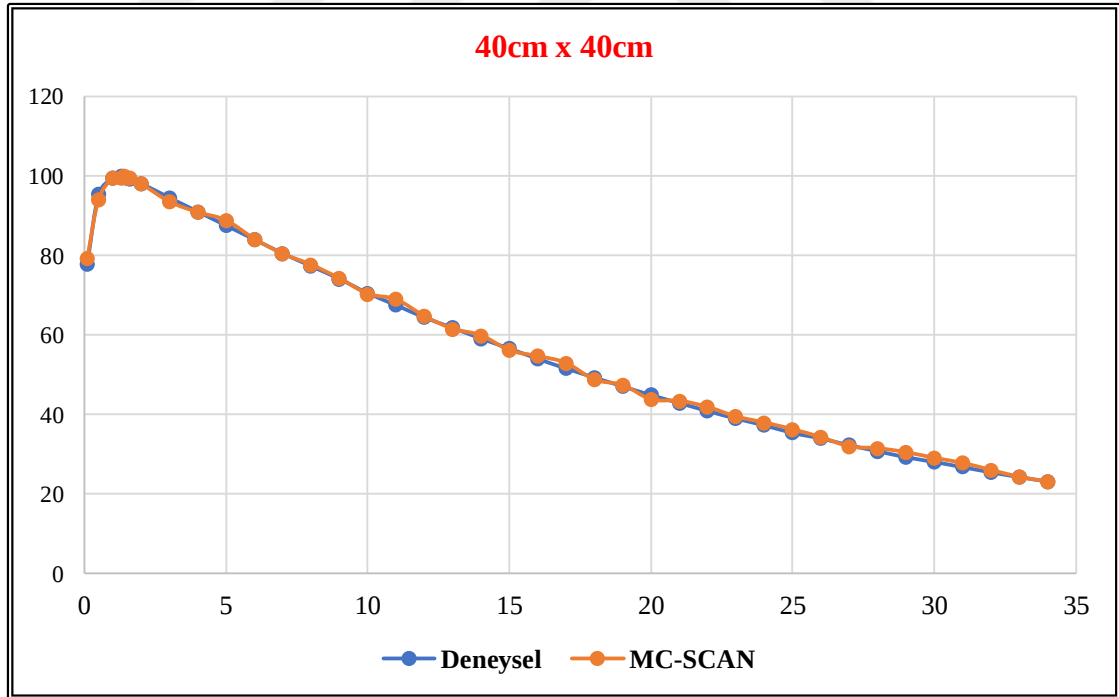
Şekil 4. 11 15x15 cm² alanda PDD için deneysel ölçüm ile MC-SCAN modelinin karşılaştırılması



Şekil 4. 12 20x20 cm² alanda PDD için deneysel ölçüm ile MC-SCAN modelinin karşılaştırılması



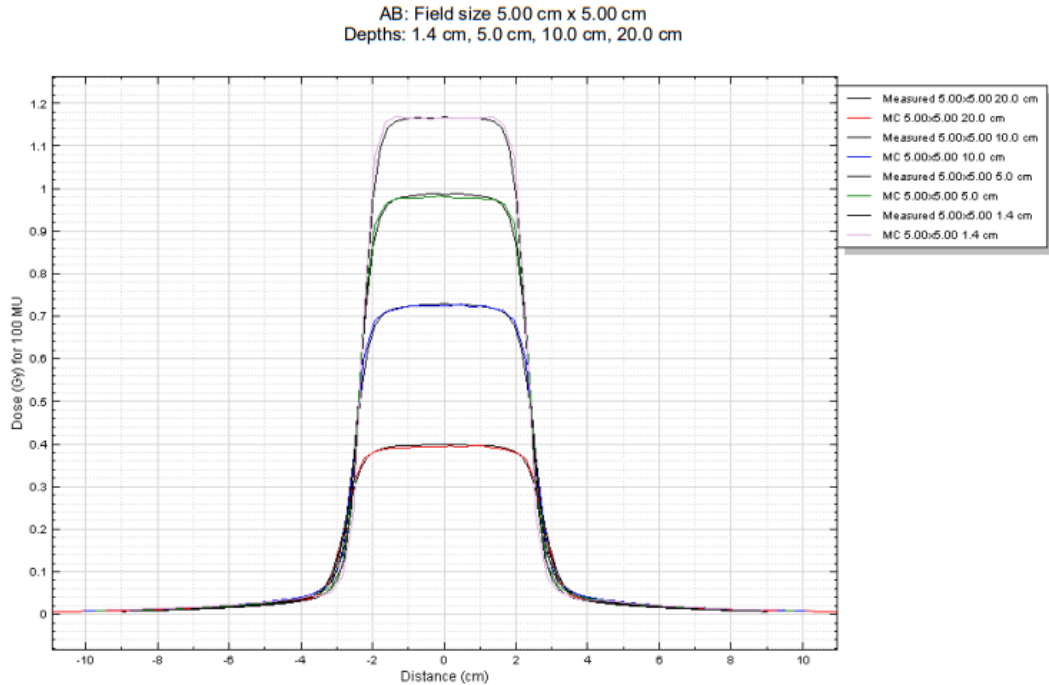
Şekil 4. 13 30x30 cm² alanda PDD için deneysel ölçüm ile MC-SCAN modelinin karşılaştırılması



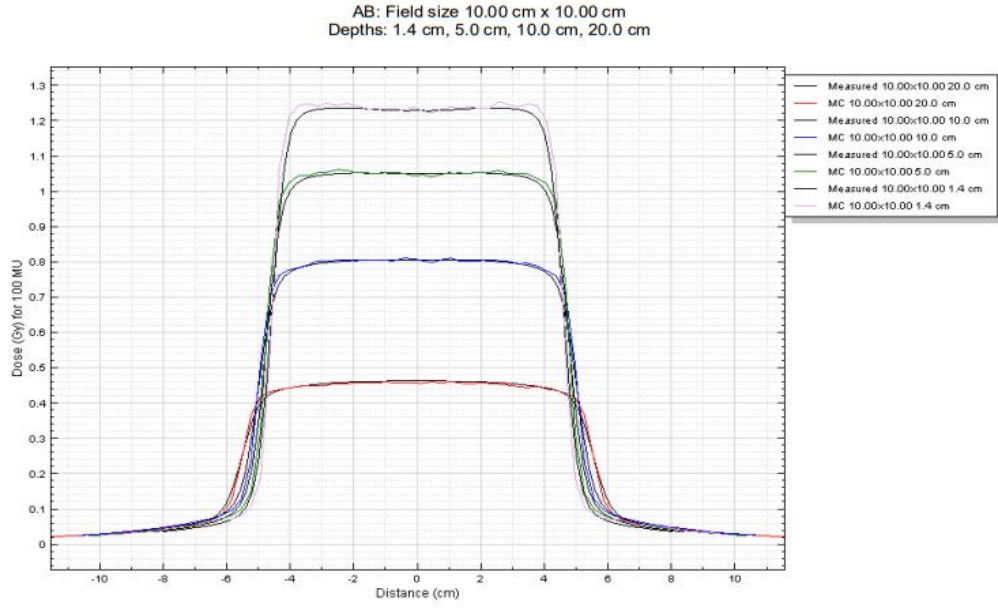
Şekil 4. 14 40x40 cm² alanda PDD için deneysel ölçüm ile MC-SCAN modelinin karşılaştırılması

4.6 Doz Profili

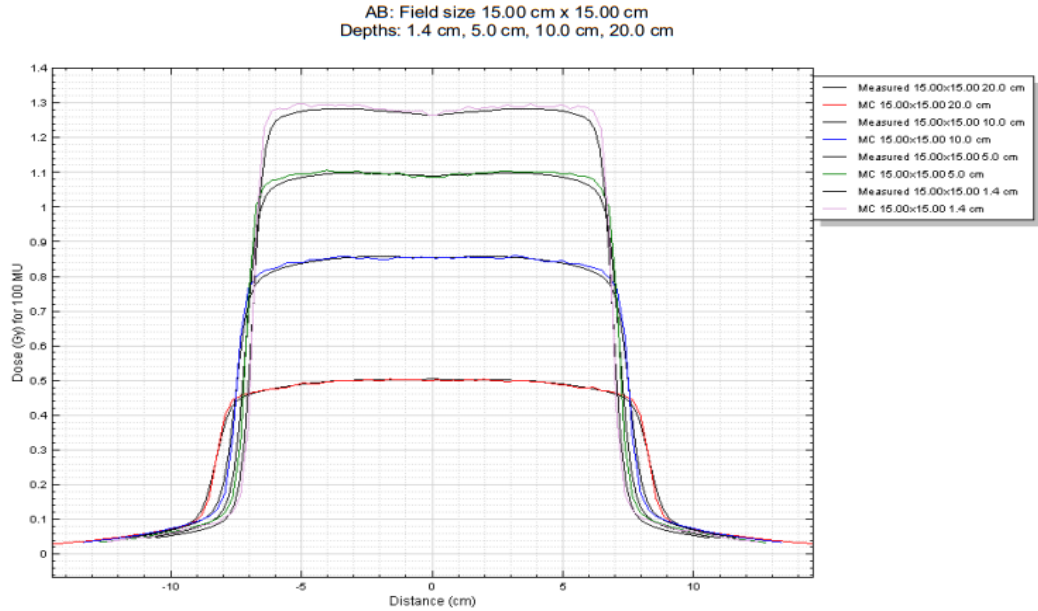
Monaco 5.51 tedavi planlama sisteminin Monte Carlo modellemesi için gerekli olan bir diğer ölçüm de doz profili ölçümleridir. Doz profili ölçümleri SSD 90 cm’de açık alanlar için elde edildi. Ölçümler inplane (y- yönü) ve crossplane (x yönü) yönlerinde alındı ve Elekta Fizik Platformu tarafından kontrol edildi. Aynı zamanda profil ölçümlerinin Monte Carlo modellemesi yapıldı. Yapılan analiz sonucunda deneysel ölçümler ve Monte Carlo modellemesi arasındaki fark $<3\%$ olarak elde edildi. $30 \times 30 \text{ cm}^2$ ’den küçük alanlar için düzgünlük $<6\%$, $30 \times 30 \text{ cm}^2$ ’den büyük alanlar için Düzgünlük $<10\%$ olarak elde edildi. Deneysel ölçümler için düzgünlük değerleri tüm alanlar için üretici kriterini sağlamış oldu. Simetri; $d_{\max}$, 5 cm, 10 cm derinlikte tüm alanlar için $<2\%$ elde edilirken, 20 cm derinlikte simetri tüm alanlar için $<6\%$ olarak hesaplandı. Simetri değerleri tüm alanlar için üretici kriterlerini sağlamış oldu. Açık alanlara ait doz profili ölçümü ve Elekta Fizik Platformu tarafından yapılan Monte Carlo validasyonu Şekil 4.15 – 4.20’de sırasıyla gösterildi.



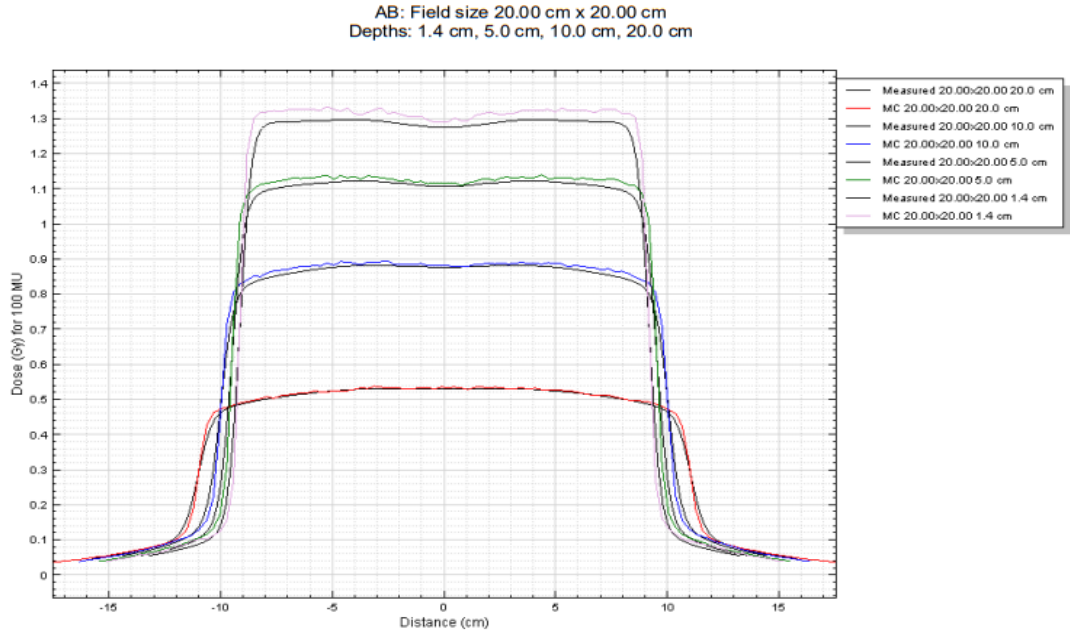
Şekil 4. 15 $5 \times 5 \text{ cm}^2$ alanda doz profili için Elekta Monte Carlo validasyonu ile deneysel ölçüm verilerinin karşılaştırılması



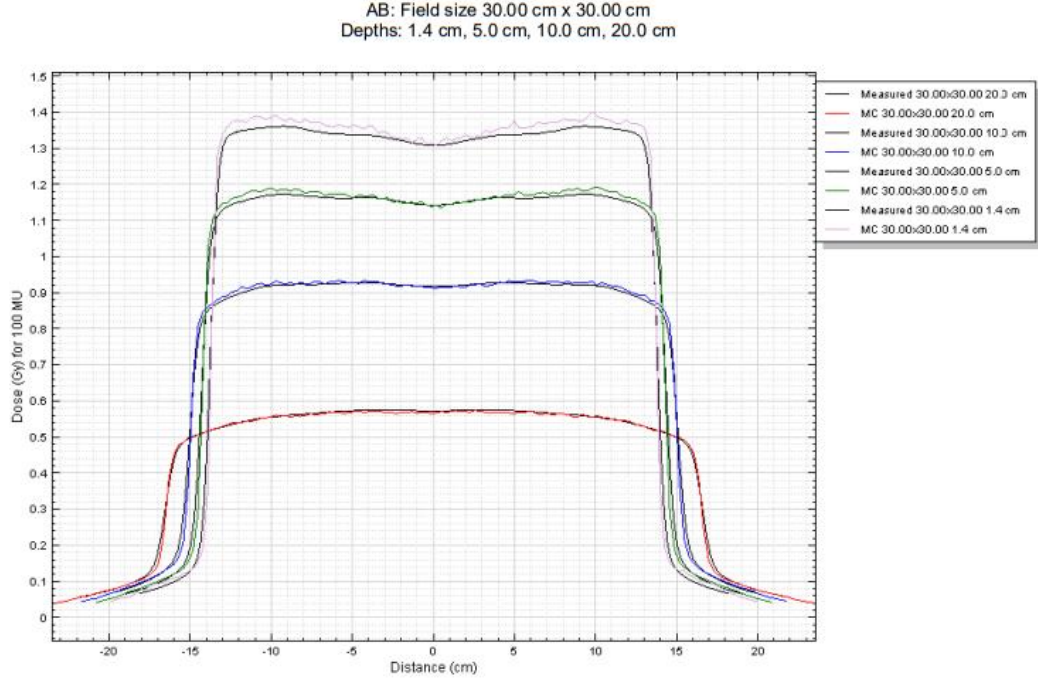
Şekil 4. 16 10x10 cm² alanda doz profili için Elekta Monte Carlo validasyonu ile deneysel ölçüm verilerinin karşılaştırılması



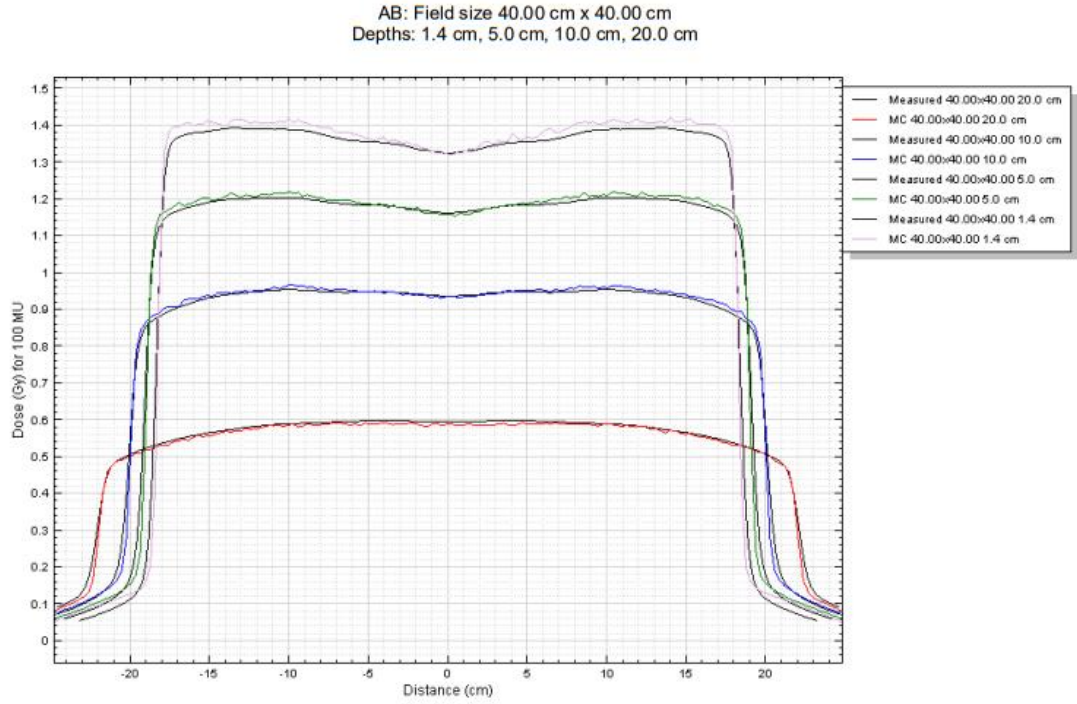
Şekil 4. 17 15x15 cm² alanda doz profili için Elekta Monte Carlo validasyonu ile deneysel ölçüm verilerinin karşılaştırılması



Şekil 4. 18 20x20 cm² alanda doz profili için Elekta Monte Carlo validasyonu ile deneysel ölçüm verilerinin karşılaştırılması



Şekil 4. 19 30x30 cm² alanda doz profili için Elekta Monte Carlo validasyonu ile deneysel ölçüm verilerinin karşılaştırılması



Şekil 4. 20 40x40 cm² alanda doz profili için Elekta Monte Carlo validasyonu ile deneysel ölçüm verilerinin karşılaştırılması

İkinci aşamada, deneysel olarak farklı alanlar için elde edilen doz profili değerleri ile MC-SCAN modellemesi ile hesaplanan değerler karşılaştırıldı. Deneysel olarak belirlenen doz profili ile MC-SCAN modellemesinde elde edilen doz profili değerleri arasındaki farkı değerlendirmek için Gama analizi yapıldı ve doz dağılımları iki boyutlu olarak karşılaştırıldı. Daha öncede belirtildiği gibi gama analizi lokal olarak yapılmıştır ve her noktadaki dozlara göre doz farkı hesaplanmıştır. Bu yöntemde deneysel ölçümler referans değer kabul edilmiştir. Gama analizi %5 doz farkı ve 5mm mesafe uyumuna göre yapılmıştır.

Yapılan analiz sonucunda; tüm alanlar için deneysel doz profili ile MC-SCAN modellemesi ile hesaplanan değerler arasındaki fark tüm alanlar için <%3 elde edildi. Yapılan gama analizine göre deneysel doz profili ile MC-SCAN modellemesi arasında yaklaşık %96,5±3 uyum elde edildi. En iyi uyum %99,0 ile 15cm x 15cm alan için elde edilirken, en düşük uyum %96,5 ile 10xm x 10cm alan için elde edildi. Böylece MC-SCAN modellemesi doz profili değeri için üretici kriteri olan <%3 şartını tüm alanlar için sağlamış oldu. Deneysel olarak elde edilen ve MC-SCAN ile hesap edilen doz profili için gama analizi değerleri Çizelge 4.3'te gösterildi.

Çizelge 4. 3 PDD ve doz profili için MC-SCAN ile deneysel ölçüm arasında yapılan gama analizisunuçları

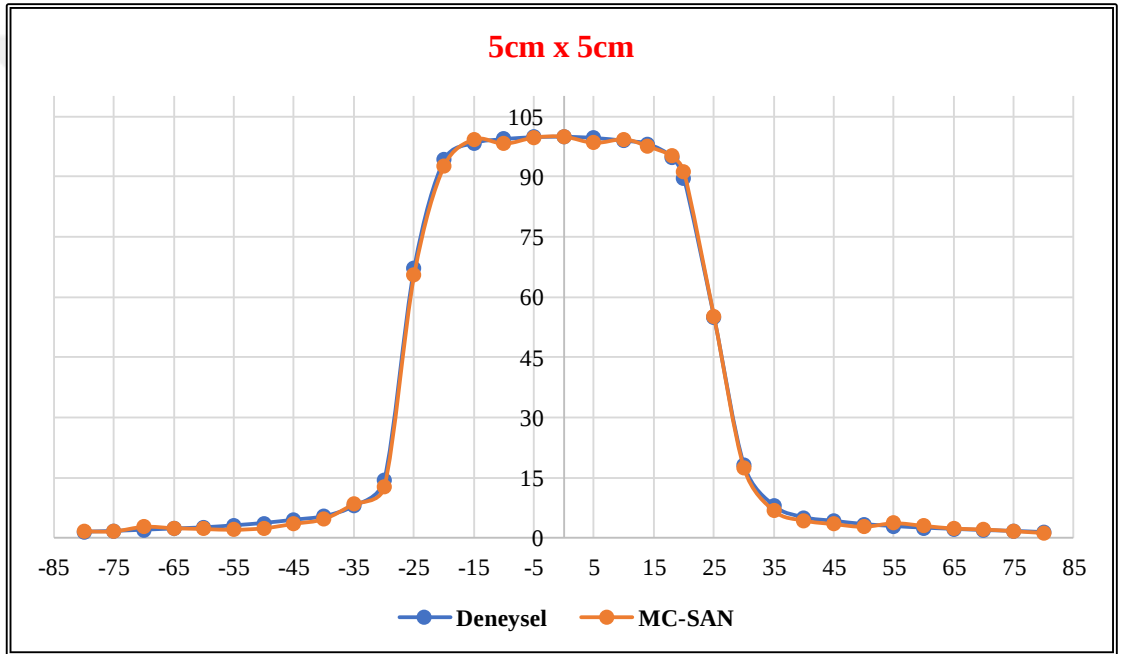
Alan Boyutu (cm x cm)	PDD Gama Analizi (%)	Doz Profili Gama Analizi (%)
5x5	97,7	98,1
10x10	96,1	96,5
15x15	98,9	99,0
20x20	97,6	97,4
30x30	98,7	98,8
40x40	97,3	97,6

Yapılan analiz sonucunda; tüm alanlar için deneysel doz profili ile MC-SCAN modellemesi ile hesaplanan doz profili arasındaki fark tüm alanlar için <%3 elde edildi. Böylece MC-SCAN modellemesi doz profili değeri için üretici kriteri olan <%3 şartını tüm alanlar için sağlamış oldu. Aynı zamanda, elde edilen doz profillerinden düzgünlük ve simetri değerleri hesaplandı. Düzgünlük ve simetri için deneysel ölçümler ve MC-SCAN modellemesi arasındaki fark Çizelge 4.4'te gösterildi.

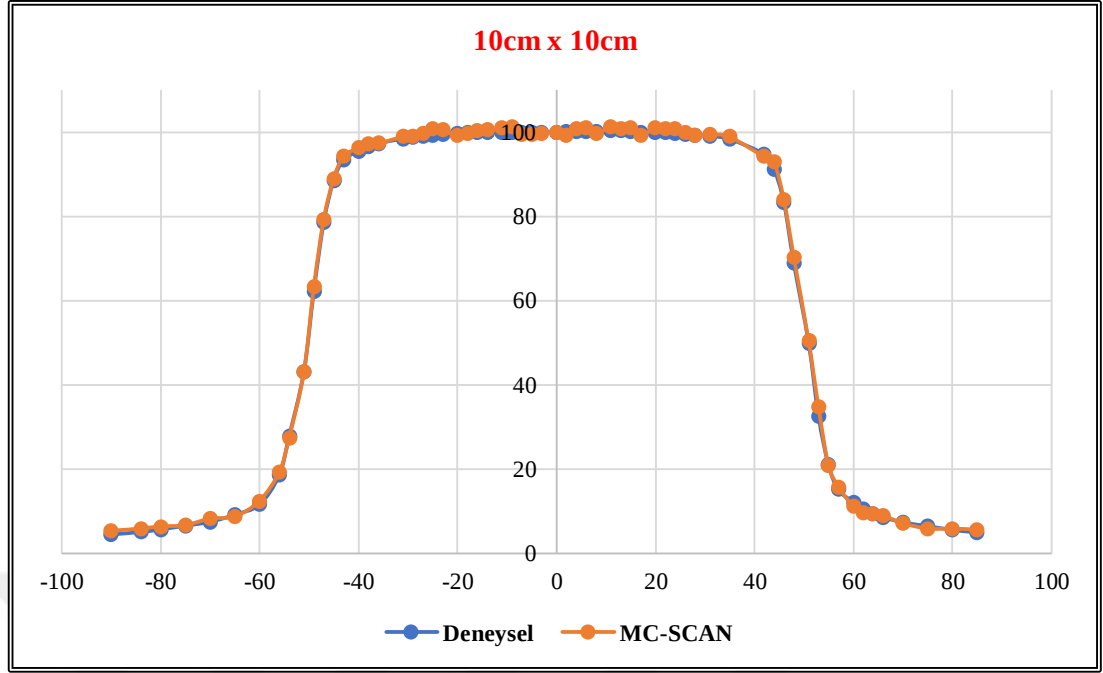
Çizelge 4. 4 Düzgünlük ve simetri için MC-SCAN ile deneysel ölçüm karşılaştırması

Alan Boyutu (cm x cm)	Deneysel		MC-SCAN	
	Düzgünlük (%)	Simetri (%)	Düzgünlük (%)	Simetri (%)
5x5	3,16	0,41	4,61	1,18
10x10	5,30	0,41	3,60	1,00
15x15	5,03	0,69	2,40	1,93
20x20	5,01	0,93	2,80	1,40
30x30	4,70	0,89	1,60	1,28
40x40	6,09	0,78	7,01	1,18

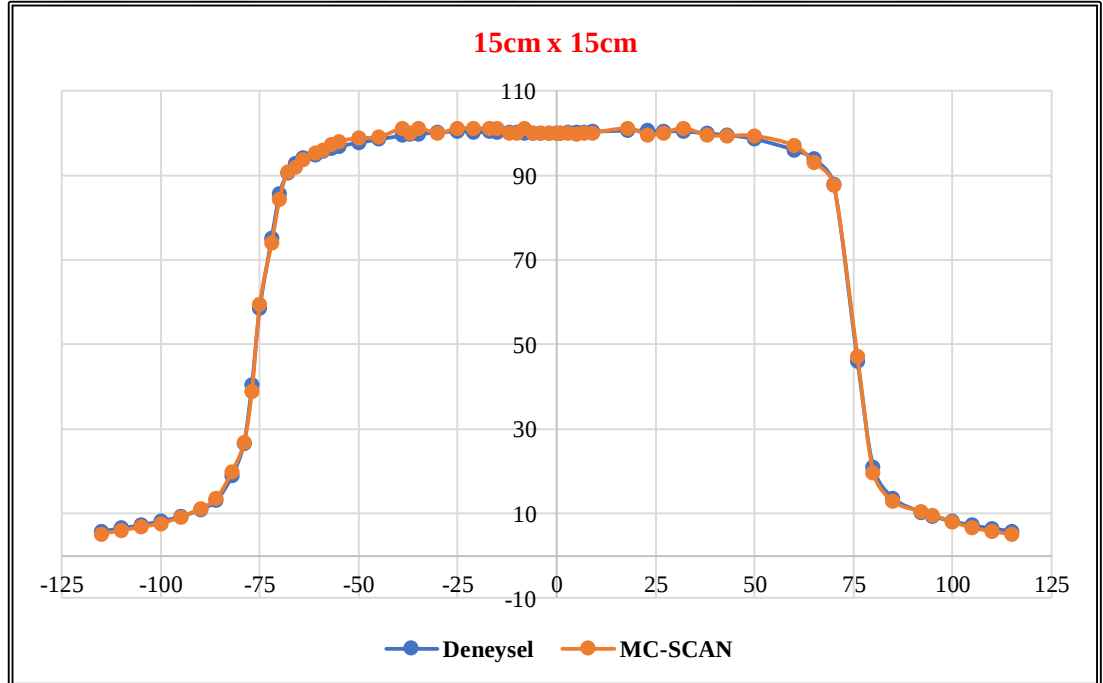
Tüm alanlar için MC-SCAN doz hesaplama motoru ile elde edilen doz profili için simetri ve düzgünlük değerleri üretici kriterlerini sağlamış oldu. Aynı zamanda simetri ve düzgünlük değerleri deneysel ölçümler ile karşılaştırıldığında deneysel ölçümler ile MC-SCAN ile elde edilen değerler arasındaki farkın bütün alanlar için <%2 olarak hesap edildi. Farklı alanlar için elde edilen doz profili değerlerinin deneysel ölçüm ve MC-SCAN modellemesi karşılaştırması Şekil 4.21-4.26’da gösterilmiştir. Elektron kontaminasyonunu elimine etmek için kıyaslama sadece 10 cm derinlikte yapıldı.



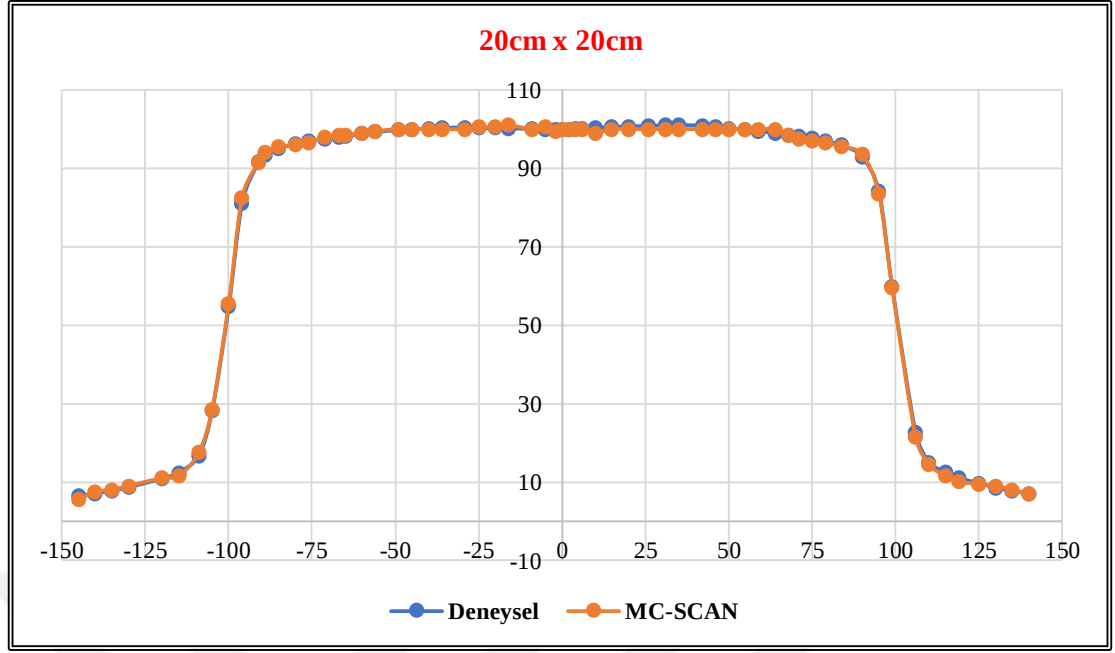
Şekil 4. 21 5x5 cm² alanda doz profili için deneysel ölçüm ile MC-SCAN verilerinin karşılaştırılması



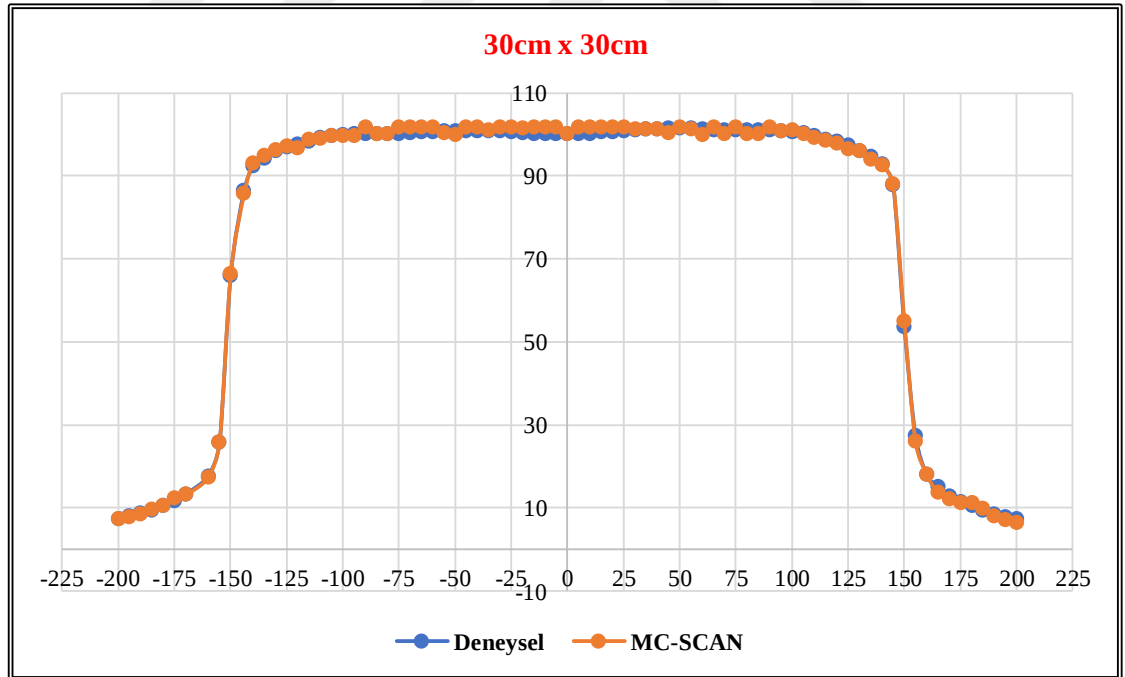
Şekil 4. 22 10x10 cm² alanda doz profili için deneysel ölçüm ile MC-SCAN verilerinin karşılaştırılması



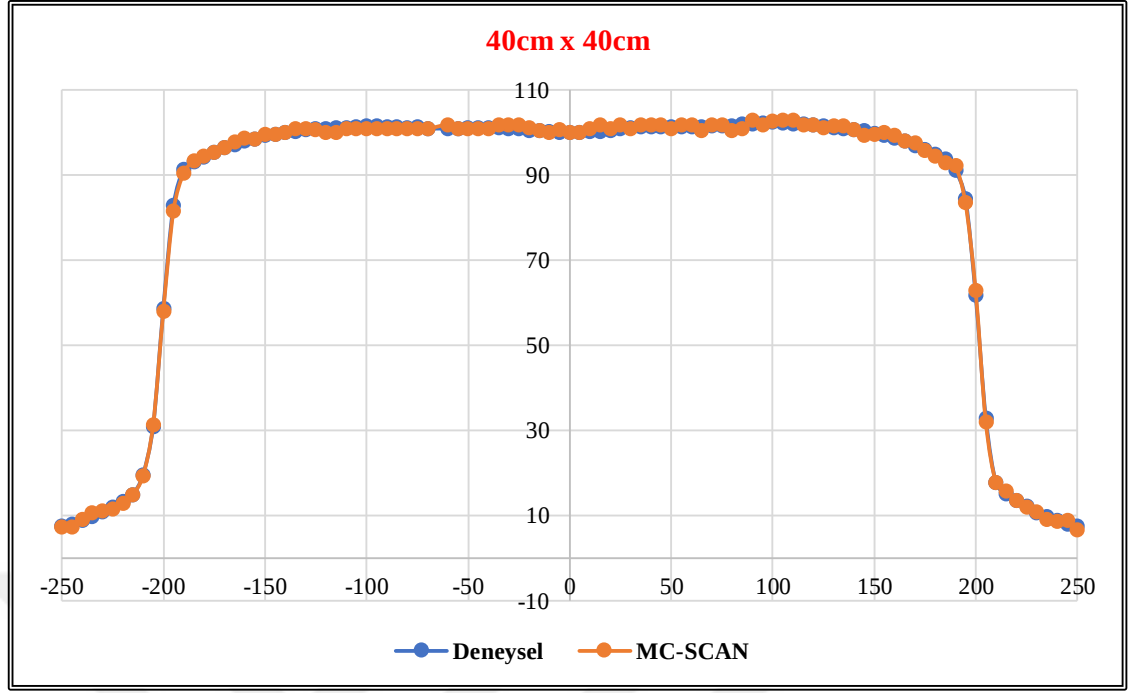
Şekil 4. 23 15x15 cm² alanda doz profili için deneysel ölçüm ile MC-SCAN verilerinin karşılaştırılması



Şekil 4. 24 20x20 cm² alanda doz profili için deneysel ölçüm ile MC-SCAN verilerinin karşılaştırılması



Şekil 4. 25 30x30 cm² alanda doz profili için deneysel ölçüm ile MC-SCAN verilerinin karşılaştırılması



Şekil 4. 26 40x40 cm² alanda doz profili için deneysel ölçüm ile MC-SCAN verilerinin karşılaştırılması

4.7 Nokta Doz

Üretici kriterlerine göre nokta doz ölçümleri için 10x10 cm² alanda tedavi planı hazırlandı. Tedavi planı Monaco 5.51 tedavi planlama sisteminin modellemesini kontrol etmek için Monte Carlo ve Collapse Cone algoritmaları kullanılarak oluşturuldu. Monte Carlo algoritması için planlanan doz ($80,5 \pm 0,005$) cGy ve Collapse Cone algoritması için planlanan doz ($80,7 \pm 0,003$) cGy olarak hesaplandı. Soğrulan doz ise ($80,1 \pm 0,004$) cGy olarak ölçüldü. Soğrulan doz ve planlanan doz arasındaki fark her iki algoritma için $< \%1$ olarak elde edildi. Bu sonuçların üretici kriterlerinde belirtilen $< \%3$ farkını sağladığı görüldü.

İkinci aşamada, MC-SCAN modellemesi nokta doz değerleri için Monaco 5.51 TPS ve deneysel ölçüm verileri ile karşılaştırıldı. MC-SCAN ile nokta doz değeri ($79,26 \pm 0,02$) cGy olarak hesaplandı. MC-SCAN ile deneysel ölçüm arasındaki fark $\%1,04$ ve MC-SCAN ile Monaco v5.51 TPS arasındaki fark $\%1,54$ olarak elde edildi. Buna göre

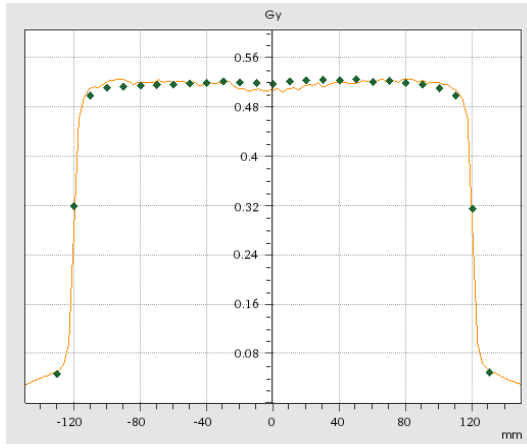
nokta doz değerleri için MC-SCAN modellemesi üreticinin belirlediği <%3 kriterini sağlamış oldu.

4.8 MLC Parametrelerinin Kontrolü

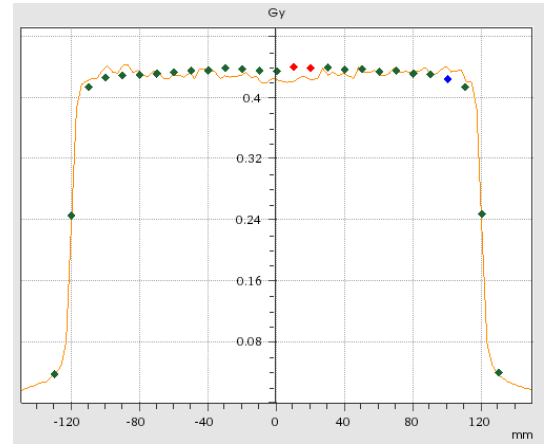
Monte Carlo tabanlı tedavi planlama sisteminin comissioning testlerinin en önemli kısmı MLC parametrelerinin kontrol edilmesidir. Bunun için “3ABUT”, “DMLC”, “HIMRT”, “HDMLC”, “FOURL” testlerinden oluşan ve üretici kriteri olan ekspres QA tedavi planları oluşturuldu. 6 MV foton enerjisi için 5 cm derinlikte 95 cm SSD’de MLC parametrelerinin sonuçları Çizelge 4.6’da verildi. Aynı zamanda, yapılan gama analizine göre test alanları için ortalama gama kriterini geçme yüzdesi (95 ± 4)% olarak elde edildi. Modellenen ve ölçülen verilen arasında maksimum uyum “HDMLC” testinde gözlemlenirken (%100), minimum uyum ise “7SEGA” testinde (%87,5) elde edildi. Tüm alanlara ait gama sonuçları ve uyumu Şekil 4.6’da gösterildi.

Çizelge 4. 5 Farklı MLC testleri için planlanan doz ve soğrulan doz değerleri

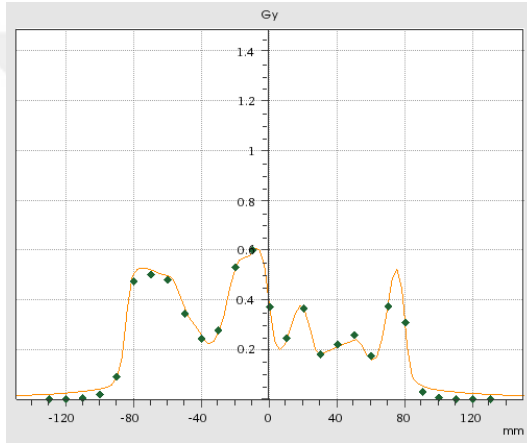
Alan	Alan Boyutu (cm ²)	Planlanan Doz (cGy)	Soğrulan Doz (cGy)	Fark (%)
3ABUT	6x24	52,0	50,9	2,11
20x20	20x20	101,1	99,9	1,18
10x10	10x10	94,4	93,5	0,95
DMLC	2x20	41,2	41,7	1,21
HIMRT	Değişken	33,9	33,5	1,17
HDMLC	Değişken	35,2	34,6	1,70
7SEGA	2x24	110,0	107,1	2,60
FOURL	Değişken	106,7	104,5	2,06



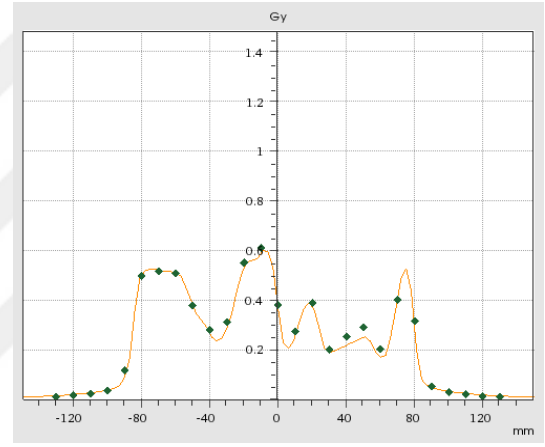
(a)



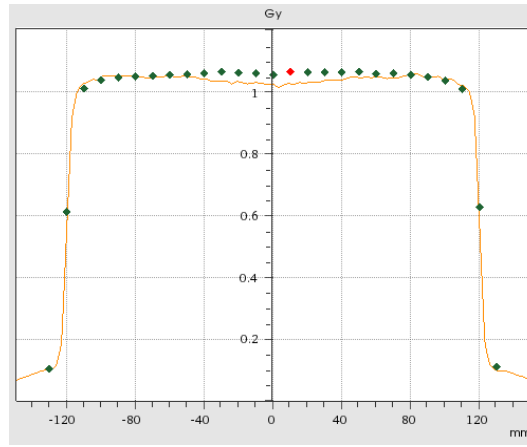
(b)



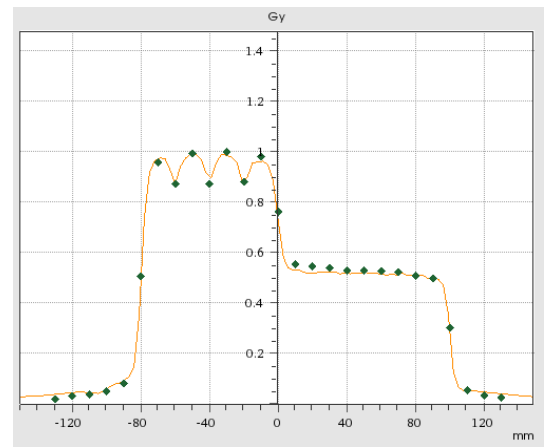
(c)



(d)



(e)



(f)

Şekil 4. 27 MLC Testleri a) 3ABUT, b) DMLC, c) HIMRT, d) HDMLC, e) 7SEGA, f) FOURL

4.9 Farklı Tedavi Planları İçin Kalite Kontrol Ölçümleri

Hasta tedavisine başlamadan önce gerçek durumu simüle etmek amacıyla farklı yerleşim yerlerine ve türlerine göre tedavi planları Monaco 5.51 tedavi planlama sisteminde oluşturuldu. Planlanan doz hesabı için Monte Carlo ve Collapse Cone algoritması oluşturuldu. Tedavi planları için kalite kontrol ölçümleri PTW Octavius 4D QA fantomu ile yapıldı. Klinik protokole göre tedavi planları için gama analizi ve elde edilen sonuçlar Çizelge 4.7’de gösterildi. Yapılan analiz sonucunda planlanan doz ile soğrulan dozun gama analizi tüm planlar için ortalama %97 olarak elde edildi. Sonuç olarak tüm tedavi planları gama analizi kriterini sağlamış oldu. Sonuç olarak beam data ölçümleri ve Monaco v5.51 TPS’nin Monte Carlo modellemesi tamamlanmış oldu.

Çizelge 4. 6 Tedavi planları ve gama analizi sonuçları

Tedavi Planı	Tedavi Şekli	Algoritma	Tedavi Dozu (cGy)	Fraksiyon Dozu (cGy)	Gama Analizi (%)
Baş Boyun	VMAT	MC	7000	200	98,7
Akciğer	VMAT	MC	4500	150	96,0
Akciğer	CRT	CC	4500	150	97,9
Tüm Beyin	CRT	CC	3000	300	99,2
Meme	IMRT	MC	5000	200	95,8
Meme	CRT	CC	5000	200	96,7
GBM	VMAT	MC	6000	200	96,2

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Radyoterapide soğrulan dozun hesap edilmesi ve tedavi planlamasının modellemesinin doğrulanması tedavinin en önemli kısımlarıdır. Bilindiği üzere Monte Carlo yöntemi soğrulan dozun hesaplanmasında gerçeğe en yakın sonuç verme özelliğine sahip bir yöntem olarak kabul edilmiştir. Soğrulan dozun doğru bir şekilde hesap edilmesi için çok sayıda parçacık simülasyonunun yapılması gereklidir. Monte Carlo yöntemi ile parçacık taşınımını simüle etmek için faz uzayı bilgisi olarak adlandırılan ve parçacığın enerjisine, konumuna, çeşidine ve yönüne ait bilgilere ihtiyaç duyulur. Bu nedenle, Monaco 5.51 gibi MC tabanlı tedavi planlama sisteminde soğrulan dozun hesaplaması için gerekli olan faz uzayı bilgisi ışın modellemesi yoluyla elde edilir. Ayrıca, homojen ve heterojen ortamlarda doz dağılımını anlamak için MC tabanlı tedavi planlama sisteminin doğrulanması önemlidir. MC tabanlı TPS, Elekta, Varian ve Ray Search dahil olmak üzere birçok üreticide mevcuttur.

Bu tez çalışmasının ilk kısmında Elekta VersaHD lineer hızlandırıcı cihazına ait Monaco 5.51 tedavi planlama sisteminin modellemesi için gerekli olan tüm beam data ölçümleri alınmıştır. Daha sonra alınan ölçümlerin validasyonunun yapılması için Elekta Fizik Platformuna yüklenmiş ve ölçümlerin doğruluğu test edilerek tedavi planlama sisteminin Monte Carlo modellemesi oluşturulmuştur. Hasta alımına başlamadan önce tedavi planlama sisteminin doğruluğunun test edilmesi açısından üretici kriterlerine bağlı kalarak tüm devreye alma testleri başarı ile uygulanmış ve modellemenin doğruluğu test edilmiştir.

Radyoterapide planlanan doz ile hasta tarafından soğrulan doz arasındaki farkın $<5\%$ sınırları içerisinde kalabilmesi için demet modellemesi ve devreye alma (comissioning) prosedürleri çok önemlidir. MC tabanlı tedavi planlama sisteminin devreye alınması birkaç grup tarafından yayınlanmıştır, ancak Monaco TPS'ye çok az referans mevcuttur. Monaco TPS'de yüksek doz hızı düzleştirme filtresiz (FFF) foton modları ve elektron enerjilerine ait demet modellemesi Narayanasamy (2017) ve arkadaşları tarafından dozimetrik doğrulama açısından analiz edilmiştir. Devreye alınan demet modellemesi için yüzde derin doz eğrileri, ışın profilleri ve output faktörleri dahil benzer ölçümler dikkate

alınmıştır. Çeşitli 3B uyumlu alanların dozimetrik analizini yapmak için birleştirilmiş Plastik su/strafor fantomu kullanılmıştır. Tüm foton ve elektron enerjileri için, ölçülen ve hesaplanan doz arasındaki fark homojen fantomda $<2\%$ ve heterojen fantomda $<3\%$ olarak elde edilmiştir.

Diğer bir çalışmada ise; düşük yoğunluklu heterojen ortamlarda Monte Carlo algoritmaları değerlendirilmiş ve VMAT doz dağılım doğruluğu araştırılmıştır. Ölçümler için homojenliği sağlamak adına hava ve kortikal kemik yoğunluğu eşdeğer plakaları içeren katı su fantomu kullanılmıştır. 6 MV ve 18 MV foton enerjileri için bu heterojen ortamda PDD ölçümleri alınmıştır. Sonuç olarak, hava eşdeğeri heterojen ortam ve kortikal kemik heterojen ortamı ile ilgili olarak hesaplanan tüm nokta dozlar arasındaki farkın sırasıyla $<2\%$ ve $<3\%$ aralığında olduğu gözlemlenmiştir (Snyder 2019).

Diğer taraftan, söz konusu tez çalışmasının ilk aşamasında Monaco 5.51 TPS için demet modelinin doğruluğu su fantomu ve RW3 katı fantom kullanılarak değerlendirilmiştir. Bunun için; 6 MV foton enerjisi kullanılarak 3D-CRT, YART ve VMAT tedavi planları oluşturulmuştur. 6 MV ışın modelini değerlendirmek ve üretici kılavuzuna göre Monte Carlo tabanlı tedavi planlama sistemini doğrulamak için tüm kabul kriterleri ve devreye alma protokolleri takip edilmiştir. Üretici kriterlerine göre referans dozu ve absolute doz ölçümleri 1% ve 3% tolerans sınırları içerisinde olmak zorundadır. Bu çalışmada, tüm nokta doz ölçümleri homojen bir ortamda yapılmıştır. Gama kriterlerini geçen puanların ortalama yüzdesi (2% DD/2 mm DTA) tüm kalite kontrol (QA) doğrulamalarında $>90\%$ olarak elde edilmiştir. Sekiz alan için oluşturulan tüm tedavi planlarının sonuçlarına göre 4% 'lük bir standart sapma ile toplam $>95\%$ 'lik bir ortalama ile Gama kriterini sağladığı görülmüştür. Ayrıca, hasta tedavisinden önce tedavi planlamasını değerlendirmek için çeşitli anatomik bölgeler için farklı tedavi planları ve QA planları oluşturuldu. Homojen bir ortamda tüm planlar ≤ 1 mm olan gama kriterini sağladığı gözlemlenmiştir. Elde edilen sonuçlar literatürdeki sonuçlar ile kıyaslandığında sonuçların homojen fantom için elde edilen sonuçlar ile uyum içerisinde olduğu gözlemlenmiştir. Aynı zamanda, YART ve VMAT tedavileri için dinamik MLC kontrolleri 7 farklı statik ve dinamik alanda oluşturulan tedavi planlamaları sayesinde kontrol edilmiştir. Söz konusu çalışmanın ilk kısmında elde edilen sonuçlara göre, LINAC demet modellemesi herhangi bir MLC of-

set ayarına ihtiyaç olmadığı ve doz dağılımının uniform olduğu gözlemlenmiştir. MLC parametrelerinin kontrolü için 729 diyot dozimetreden oluşan PTW 2D Array kalite kontrol fantomu kullanılmıştır. Tüm dozimetrik ölçümler, doz ölçümleri için herhangi bir heterojen ortam dikkate alınmadan sadece homojen bir ortamda yapılmıştır. Diğer taraftan, heterojen bir ortamda standart protokole dayalı olarak farklı tedavi planları oluşturularak gerçek bir senaryo simüle edilmiş olup dozimetrik doğrulama başarılı bir şekilde yapılmıştır. Sonuç olarak söz konusu çalışmanın ilk aşamasında Monte Carlo tabanlı tedavi planlamasının devreye alınması, soğrulan dozun hesap edilmesi için demet modellemesi için gerekli olan ölçümler tamamlanmıştır. Daha sonra, nokta doz ölçümleri ve modelleme sonrası MLC parametreleri için homojen fantom kullanılarak devreye alma testleri başarıyla doğrulanmıştır. Tüm YART alanları, 6 MV foton enerjisi için gama analizini ve nokta doz ölçümlerini %1 sınır şartını sağladığı görülmüştür. Bu doğrulama yöntemi, Elekta VersaHD lineer hızlandırıcının ışın modellemesini doğrulamak için gerekli olan kriterler olduğu üretici firma tarafından belirlenmiştir. Elde edilen tüm sonuçlar için demet modellemesi tamamlanmıştır ve Elekta Fizik Platformu tarafından ölçüm sonuçları doğrulanmıştır. Böylece, tüm alanlar için elde edilen sonuçların üretici kriteri olan $<3\%$ şartını sağladığı validasyon raporu ile onaylanmıştır. Bu aşama tamamlandıktan ve ölçümlerin doğruluğu test edildikten sonra; çalışmanın ikinci aşamasında Monte Carlo yöntemi kullanılarak yeni bir doz hesaplama algoritması geliştirilmiştir.

Bilindiği gibi, MC simülasyonu radyoterapide soğrulan dozun hesap edilmesinde en doğru yöntem olarak kabul edilir; bununla birlikte, rutin klinik uygulamalar için MC yönteminin etkinliğinin artırılması için çalışmalar devam etmektedir. MC simülasyonunun doğruluğunu etkileyen parametrelerden biri de simüle edilen parçacık sayısıdır. Esas olarak, istenen istatistiksel doğruluğu elde etmek için çok sayıda parçacığın takibinin yapılması gerekmektedir. Takip edilen parçacık sayısı arttıkça MC simülasyonu ile hesaplanan doz hesabının elde edilmesi için geçen süre de artar. Ne yazık ki, teknolojinin gelişi, bilgisayar tasarımındaki son gelişmelerin ve son yıllarda CPU hızındaki artışın yolunu açsa da mevcut tam MC doz hesaplama algoritmaları ile kazanılan verimlilik, radyoterapide hasta tedavi planlamasında rutin klinik uygulama için hala tatmin edici değildir. Bu tezin ikinci aşamasında, ticari paket program kullanılmadan

yeni bir Monte Carlo doz hesaplama algoritması olan MC-SCAN doz hesaplama algoritmasının geliştirilmesi amaçlanmıştır. Oluşturulan algoritmada tüm atom foton etkileşim mekanizmaları modellenerek radyoterapide tedavi esnasında oluşabilecek etkileşim mekanizmaları ile soğrulan enerjinin simüle edilmesi ve buna bağlı olarak da soğrulan dozun hesap edilmesi amaçlanmıştır. Geliştirilen MC-SCAN doz hesaplama algoritmasının doğruluğu Elekta VersaHD lineer hızlandırıcının ışın modellemesi ile değerlendirilmiştir.

Monte Carlo yöntemi kullanılarak birçok ticari program radyoterapide, radyolojide ve nükleer tıpta soğrulan dozun hesap edilmesi için geliştirilmiştir. EGSnrc, MCSP, MCNP, Penelope, Geant4 bunlardan en yaygın olanlarıdır. Bu programların her biri simülasyon süresi ve simülasyon sonunda elde edilen fiziksel faktörlerin çıktısı göz önüne alındığında birtakım artıları ve eksileri bulunmaktadır. Deneysel ölçümlerin mümkün olmadığı her durumda, fiziksel faktörlerin anlaşılması için simülasyon çalışmalarından yaygın olarak yararlanılır. Bu nedenle, fantomlarda veya insanlarda Monte Carlo doz hesaplamalarında ilk ve en önemli adım, lineer hızlandırıcılar için bir MC ışın modeli geliştirmektir. Doz hesaplamalarında LINAC geometrisi ve lineer hızlandırıcılarda kullanılan malzemeler oldukça önemlidir. MC yöntemi ile yapılan her LINAC modellemesi, elde edilen farklı PDD, doz profili ve output faktörleriyle elde edilen ve farklı özelliklere sahip faz uzayı bilgilerini içerir. Simülasyonun sonunda elde edilen bilgiler, simüle edilen fantom için belirlenen vokselle boyutları, kaynak yüzey mesafesi kullanılan MC yöntemleri (reddetme yöntemi, temel örneklem ilkesi gibi) ve parçacıkların kesme enerjisi gibi bir dizi simülasyon parametresine bağlıdır.

Son dönemlerde, lineer hızlandırıcıların modellenmesi ve cihazların karakterize edilmesi ile ilgili çok sayıda çalışma bulunmaktadır. 18 MV foton ışını, GEANT4 v10.3.0 ile oluşturulmuş ve Varian Clinac 2100C lineer hızlandırıcı GATE v8.0 kullanılarak simüle edilmiştir. 4x4 cm² ve 10x10 cm² alan boyutlarında SSD 100 cm'de PDD'leri ve doz profillerini ölçmek için su fantomunu kullanılmıştır. GATE tarafından sağlanan doz Actor aracı kullanılarak Monte Carlo yöntemi ile doz dağılımları hesaplanmıştır. Tüm alanlar düşünüldüğünde, yapılan çalışmada hesaplanan veri noktalarının >%96 Gamma

İndeksi test kriterini sağladığı görülmüştür. Ayrıca ölçülen ve hesaplanan $TPR_{20/10}$ arasındaki fark $< \%1$ olarak elde edilmiştir (Fiak 2021).

Hussin Aamri ve ark.adaşları (Aamri 2021) bir TrueBeam Varian lineer hızlandırıcı için 6 MV düzleştirme filtresiz (6 MV FFF) foton ışınını PRIMO kodundan yararlanarak simüle etmiştir. Çeşitli jaw açık alanların yüzde derin doz profillerinin yanı sıra su fantomu içindeki çeşitli derinlikler için demet profillerini belirlemek için PRIMO simülasyonları kullanılmıştır. Elde edilen sonuçlar EGSnrc simülasyon sonuçları ile karşılaştırılmıştır. Buna göre; genellikle iki model arasındaki uyumda sistematik bir varyasyonla her iki kodda da $> \%93$ olarak uyum elde edilmiştir. Ancak 94% ile en yakın uyum 5.0 cm ve 10.0 cm derinlikte $6 \times 6 \text{ cm}^2$ açık alan için elde edilmiştir.

Sitti Yani ve arkadaşları (Yani 2020) Elekta Infinity lineer hızlandırıcı tarafından üretilen 6 MV ve 10 MV foton enerjilerini modellemek ve karakterize etmek amacıyla EGSnrc/BEAMnrc-DOSXYZnrc kodunu kullanmışlardır. Output faktörleri, PDD simülasyonu ve doz hesaplaması MC yöntemi ile yapılmıştır. Tüm sonuçlar deneysel ölçümlerle karşılaştırılmış; ancak devreye alma işlemi sadece $10 \times 10 \text{ cm}^2$ alan boyutu için test edilmiştir. Her iki enerji için deneysel PDD ile hesaplanan PDD dozları arasındaki farkın $< \%2$ olduğu gösterilmiştir. Farklı detektörlerle ölçülen output faktörleri, tüm alan boyutları için $\%2$ 'den daha az bir oranda MC simülasyonu ile iyi bir uyum sağlandığı gözlemlenmiştir.

Monte Carlo simülasyonu yapılacak LINAC bileşenleri ve fantom geometrisinin yanında kullanılan rastgele sayı üreticileri de çok önemlidir. Çünkü Monte Carlo simülasyonun temeli rastgele olarak üretilen sayılar aracılığıyla bir olayı istatistiksel yöntemler kullanılarak modellenmesine dayanır. Bu kapsamda her MC kodu farklı rastgele sayı üreten motorları kullanır. Bunlardan en yaygın olarak kullanılan rastgele sayı üretici Mersenne Twister algoritmasıdır. EGSnrc paket programı kullanılarak elektron-foton modellemesinde CUDA implementasyonu kullanılarak LINAC demet modellemesi yapılmıştır. EGSnrc Monte Carlo kodu farklı bir rastgele sayı üretici kullanmasına rağmen bu çalışmada Mersenne Twister'in bir türevi olan (Matsumoto ve Nishimura 1998) ve GPU'lar için özel olarak tasarlanmış olan Mersenne Twister for Graphics Processors (MTGP) kullanılmıştır. Buna göre, Mersenne asal üssü 3217, büyük bir

periyot ($2^{3217} - 1 \approx 10968$) ürettiği ve mevcut durumunu depolamak için yalnızca 404 bayt gerektirdiği için bu çalışmada tercih edilmiştir (Lippuner 2011).

Diğer bir çalışmada ise GEANT4 programı içindeki farklı rastgele sayı üreteçlerinin Monte Carlo simülasyonuna etkisi araştırılmıştır. Simülasyonlar, 10 ila 1000 keV arasındaki sekiz mono-enerji için, su fantomlarının merkezindeki elektronlar ve fotonlar dahil olmak üzere iki nokta radyasyon kaynağı dikkate alınarak gerçekleştirilmiştir. Monte Carlo simülasyonuna tüm atom foton etkileşimi dahil edilmiştir. Küçük belirsizliklere sahip olmak için her simülasyonda 4×10^8 foton takip edilmiştir. İki parçacık, her parçacık için sekiz enerji ve üç PRNG göz önüne alındığında, toplam 48 bağımsız simülasyon yapılmıştır. Simülasyon sürelerinin 2 ile 30 gün arasında sürdüğü gözlemlenmiş olup, simülasyon fotonlar için en hızlı ve elektronlar için en yavaş olarak elde edilmiştir. Farklı rastgele sayı üreteçleri kullanılarak elde edilen ortalama parametreler arasında sistematik bir fark gözlemlenmemiştir. Rastgele sayı üreteçleri kullanılarak türetilen ilgili verilerdeki istatistiksel dalgalanmalar oldukça yüksek elde edilmiştir. Aynı zamanda, Mersenne Twister rastgele sayı üreticinin seçimi simülasyon süresi göz önüne alındığında avantaj sağladığı savunulmuştur (Sepehri vd. 2020).

Diğer taraftan, bu tez çalışması bazı hususlar göz önüne alındığında emsallerinden farklı olarak dizayn edilmiştir. Bu çalışmada, Elekta Versa HD LINAC demet modeli için MC-SCAN adı verilen bir Monte Carlo doz hesaplama algoritması geliştirilmiştir. Lineer hızlandırıcı için kaynak modellemesi herhangi bir ticari program kullanılmadan yapılmıştır. Işın modellemesi için PTW BeamScan su fantomu ve PTW RW3 fantomu dikkate alınmış olup ölçümler ve soğrulan doz hesabı sadece homojen ortamlar için yapılmıştır. MC-SCAN modellemesinde voksel boyutu 5 mm olarak belirlenmiştir. Ek olarak, büyük miktarda rastgele sayı üretmek için ve çok uzun $2^{19937} - 1$ periyoda sahip olması nedeniyle modifiye bir Mersenne Twister algoritması kullanılmıştır (Matsumoto ve Nishimura 1998). Fantom geometrisi içinde tüm atom-foton etkileşim mekanizmaları tarafından biriken enerji belirlenmiştir. Aynı zamanda, Rayleigh etkileşiminde ortama herhangi bir enerji aktarımı söz konusu olmamasına rağmen radyoterapide gerçekleşebilecek tüm etkileşim mekanizmalarını simüle etmek amacıyla Rayleigh etkileşimi de MC-SCAN modellemesine dahil edilmiştir. Soğrulan doz, her iki fantom

için fantom saçılma faktörleri, $TPR_{20/10}$, PDD, farklı alan boyutları ($5 \times 5 \text{ cm}^2$ ila $40 \times 40 \text{ cm}^2$) için foton profili ve $10 \times 10 \text{ cm}^2$ için nokta doz MC-SCAN algoritması ile simüle edilmiş ve ardından tüm sonuçlar deneysel verilerle karşılaştırılmıştır. MC-SCAN modellemesinde istatistiksel belirsizliği azaltmak için 10^{10} foton takibi yapılmıştır. Elde edilen sonuçlara göre, hesaplanan değerler ile deneysel ölçümler arasındaki fark $<3\%$ olarak elde edilmiştir. MC-SCAN modellemesi tüm parametreler için deneysel ölçümler ile iyi bir uyum gösterdiği kanıtlanmıştır. MC-SCAN algoritması CPU tabanlı bir algoritma olup, algoritmayı çalıştırmak için 3.8 GHz işlemci hızına sahip Intel i9 işlemcili bir iş istasyonu ve 1 TB SSD kullanılmıştır. Tüm atom-foton etkileşimlerinin modellenmesi ve takip edilen foton sayısının artırılmasından dolayı hesaplama süresi 10 iterasyon için hesaplanan parametrelere bağlı olarak değişkenlik göstermiştir. Tek bir açık alan göz önüne alındığında; simülasyon her bir iterasyon ve her bir derinlik için 20 dakika ile 72 saat arasında tamamlandı. Diğer taraftan, MC-SCAN modellemesi sadece su fantomu ve RW3 katı fantomu üzerinde test edilmiş olup; insan vücudu gibi karmaşık geometriler bu çalışma kapsamında dikkate alınmamıştır. Ayrıca, kaynak boyutları kaynak-yüzey mesafesi (SSD) ile karşılaştırıldığında çok küçük olduğundan, kaynak nokta kaynak olarak kabul edilmiştir ve Elekta VersaHD lineer hızlandırıcının gantri kısmı modellemede simüle edilmemiştir.

Sonuç olarak, MC-SCAN Monte Carlo algoritması, Elekta Versa HD lineer hızlandırıcı için sanal kaynak modelini simüle etmek amacıyla alternatif bir program olarak kullanılma potansiyeline sahip olduğu gösterilmiştir. MC-SCAN aracılığıyla hesaplanan tüm değerlerin deneysel ölçümler arasındaki farkın üretici kriteri olan $<3\%$ kriterini sağladığını test edilmiştir. Aynı zamanda, MC-SCAN algoritması, ICRU Report-24 tarafından $\pm 5\%$ aralığında olduğu önerilen tümör dozunun iletilmesi için gerekli doğruluk derecesini sağladığı da bu tez çalışması kapsamında gösterilmiştir. Aynı zamanda, izlenen fotonların sayısının artması, istatistiksel belirsizliğin azalmasında etkili bir rol oynamasına rağmen simülasyon süresinin artmasına neden olmuştur. MC-SCAN doz hesaplama algoritması ile elde edilen hesaplama sonuçları emsalleri ile kıyaslandığında benzer kriterleri karşıladığı görülmüştür. Ancak hesaplamalara heterojen yapıların dahil edilerek tekrar edilmesi MC-SCAN algoritmasının geliştirilmesine ve daha yaygın bir amaç için kullanılmasına katkı sağlayabilir.

KAYNAKLAR

- Aamri, H., Fielding, A., Aamry, A., Sulieman, A., Tamam, N., Alkhorayef, M., & Bradley, D. A. (2021). Comparison between PRIMO and EGSnrc Monte Carlo models of the Varian True Beam linear accelerator. *Radiation Physics and Chemistry*, 178, 109013.
- Aboulbanine, Z., & El Khayati, N. (2018). Validation of a virtual source model of medical linac for Monte Carlo dose calculation using multi-threaded Geant4. *Physics in Medicine & Biology*, 63(8), 085008.
- Ahmad, S. S., Duke, S., Jena, R., Williams, M. V., & Burnet, N. G. (2012). Advances in radiotherapy. *Bmj*, 345.
- Allison, J., Amako, K., Apostolakis, J., Araujo, H., Dubois, P. A., Asai, M., . . . Chytrcek, R. (2006). Geant4 developments and applications. *IEEE Transactions on nuclear science*, 53(1), 270-278.
- Almond, P. R., Biggs, P. J., Coursey, B. M., Hanson, W. F., Huq, M. S., Nath, R., & Rogers, D. W. (1999). AAPM's TG-51 protocol for clinical reference dosimetry of high-energy photon and electron beams. *Medical physics*, 26(9), 1847-1870.
- Arasoğlu, A., Aslan, N., Aydın, A., Babacan, T., Boztosun, İ., Bölükdemir, M., . . . Kaplan, A. (2013). Radyasyon ve Radyasyondan Korunma Fiziği.
- Babcock, K., & Sidhu, N. (2010). The effects of dose calculation resolution on dose accuracy for radiation therapy treatments of the lung. Part I. A Monte Carlo model of the lung. *Medical physics*, 37(2), 675-686.
- Baró, J., Roteta, M., Fernández-Varea, J. M., & Salvat, F. (1994). Analytical cross sections for Monte Carlo simulation of photon transport. *Radiation physics and chemistry*, 44(5), 531-552.
- Baró, J., Sempau, J., Fernández-Varea, J., & Salvat, F. (1995). PENELOPE: an algorithm for Monte Carlo simulation of the penetration and energy loss of electrons and positrons in matter. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 100(1), 31-46.
- Bernal, M. A., Bordage, M. C., Brown, J. M. C., Davidková, M., Delage, E., El Bitar, Z., . . . Ivanchenko, V. N. (2015). Track structure modeling in liquid water: A review of the Geant4-DNA very low energy extension of the Geant4 Monte Carlo simulation toolkit. *Physica Medica*, 31(8), 861-874.
- Blaise, P., Di Salvo, J., Vaglio-Gaudard, C., Bernard, D., Amharrak, H., Lemaire, M., & Ravaux, S. (2014). Nuclear heating measurement in critical facilities and experimental validation of code and libraries—An application to prompt and delayed γ nuclear data needs. *Physics Procedia*, 59, 3-16.
- Boag, J. (1987). Ionization chambers. *The dosimetry of ionizing radiation*, 2, 169-243.
- Boles, M. (1972). Central axis depth dose data for use in radiotherapy. In: The Radiological Society of North America.

- Bonato, V., Mazzotti, B. F., Fernandes, M. M., & Marques, E. (2013). A mersenne twister hardware implementation for the Monte Carlo localization algorithm. *Journal of Signal Processing Systems*, 70(1), 75-85.
- Bonnell, J. (1972). ICRU Report 19. Radiation Quantities and Units. *British Journal of Industrial Medicine*, 29(4), 464.
- Brown, F. (2003). MCNP—a general Monte Carlo N-particle transport code. *Los Alamos, NM: Los Alamos National Laboratory*.
- Brualla, L., Rodriguez, M., & Lallena, A. M. (2017). Monte Carlo systems used for treatment planning and dose verification. *Strahlentherapie und Onkologie*, 193(4), 243-259.
- Bucci, M. K., Bevan, A., & Roach III, M. (2005). Advances in radiation therapy: conventional to 3D, to IMRT, to 4D, and beyond. *CA: a cancer journal for clinicians*, 55(2), 117-134.
- Buffon, G. (1777). Essai d'Arithmétique Morale. Supplement à l'Histoire Naturelle. vol, 4, 1777.
- Burns, D., Ding, G. X., & Rogers, D. W. (1996). R50 as a beam quality specifier for selecting stopping-power ratios and reference depths for electron dosimetry. *Medical physics*, 23(3), 383-388.
- Burns, J. (1958). Conversion of depth doses from one FSD to another. *The British journal of radiology*, 31(371), 643.
- Cashmore, J., Golubev, S., Dumont, J. L., Sikora, M., Alber, M., & Ramtohul, M. (2012). Validation of a virtual source model for Monte Carlo dose calculations of a flattening filter free linac. *Medical physics*, 39(6Part1), 3262-3269.
- Chang, C. W., Huang, S., Harms, J., Zhou, J., Zhang, R., Dhabaan, A., . . . McDonald, M. (2020). A standardized commissioning framework of Monte Carlo dose calculation algorithms for proton pencil beam scanning treatment planning systems. *Medical physics*, 47(4), 1545-1557.
- Clements, M., Schupp, N., Tattersall, M., Brown, A., & Larson, R. (2018). Monaco treatment planning system tools and optimization processes. *Medical Dosimetry*, 43(2), 106-117.
- Committee, A. R. T., & Khan, F. M. (1991). *Clinical electron-beam dosimetry*: American Institute of Physics for the American Association of Physicists in
- Cooper, M., Mijnders, P., Shiotani, N., Sakai, N., & Bansil, A. (2004). *X-ray Compton scattering* (Vol. 5): OUP Oxford.
- Cunningham, J., Johns, H., & Gupta, S. (1965). An examination of the definition and magnitude of back-scatter factor for cobalt 60 gamma rays. *The British journal of radiology*, 38, 637-638.
- Das, I. J., Cheng, C. W., Watts, R. J., Ahnesjö, A., Gibbons, J., Li, X. A., . . . Zhu, T. C. (2008). Accelerator beam data commissioning equipment and procedures: report of the TG-106 of the Therapy Physics Committee of the AAPM. *Medical physics*, 35(9), 4186-4215.

- Del Nero, R. A., Nakandakari, M. V. N., & Yoriyaz, H. (2019). Validating a virtual source model based in Monte Carlo method for profiles and percent depth doses calculation. *Brazilian Journal of Radiation Sciences*, 7(2A).
- Deng, J., Jiang, S. B., Kapur, A., Li, J., Pawlicki, T., & Ma, C. (2000). Photon beam characterization and modelling for Monte Carlo treatment planning. *Physics in Medicine & Biology*, 45(2), 411.
- Devic, S. (2011). Radiochromic film dosimetry: past, present, and future. *Physica Medica*, 27(3), 122-134.
- Ding, G., Cygler, J., & Kwok, C. (2000). Clinical reference dosimetry: Comparison between AAPM TG-21 and TG-51 protocols. *Medical physics*, 27(6), 1217-1225.
- Ezzell, G. A., Burmeister, J. W., Dogan, N., LoSasso, T. J., Mechalakos, J. G., Mihailidis, D., . . . Salter, B. J. (2009). IMRT commissioning: multiple institution planning and dosimetry comparisons, a report from AAPM Task Group 119. *Medical physics*, 36(11), 5359-5373.
- Fiak, M., Fathi, A., Inchaouh, J., Khouaja, A., Benider, A., Krim, M., ... & Jdair, O. (2021). Monte Carlo Simulation of a 18 MV Medical Linac Photon Beam Using GATE/GEANT4. *Moscow University Physics Bulletin*, 76(1), 15-21.
- Fix, M. K., Keller, H., Rüegsegger, P., & Born, E. J. (2000). Simple beam models for Monte Carlo photon beam dose calculations in radiotherapy. *Medical physics*, 27(12), 2739-2747.
- Fraass, B. A., Smathers, J., & Deye, J. (2003). Summary and recommendations of a National Cancer Institute workshop on issues limiting the clinical use of Monte Carlo dose calculation algorithms for megavoltage external beam radiation therapy. *Medical physics*, 30(12), 3206-3216.
- Gazda, M. J., & Coia, L. R. (2001). Principles of radiation therapy. *Cancer management: a multidisciplinary approach*.
- Greening, J. (1957). An experimental examination of theories of cavity ionization. *The British journal of radiology*, 30(353), 254-262.
- Gupta, S., & Cunningham, J. (1966). Measurement of tissue-air ratios and scatter functions for large field sizes, for cobalt 60 gamma radiation. *The British journal of radiology*, 39(457), 7-11.
- Haghighat, A. (2020). *Monte Carlo methods for particle transport*: Crc Press.
- Hall, A. (1873). On an experimental determination of. *Messeng. Math*, 2, 113-114.
- Harrison, R. L. (2010). *Introduction to monte carlo simulation*. Paper presented at the AIP conference proceedings.
- Haryanto, F., Fippel, M., Laub, W., Dohm, O., & Nüsslin, F. (2002). Investigation of photon beam output factors for conformal radiation therapy—Monte Carlo simulations and measurements. *Physics in Medicine & Biology*, 47(11), N133.
- Heitler, W. (1984). *The quantum theory of radiation*. Courier Corporation.
- Hendee, W. R. (1970). *Medical Radiation Physics*.

- Henzen, D., Manser, P., Frei, D., Volken, W., Neuenschwander, H., Born, E. J., . . . Fix, M. (2014). Monte Carlo based beam model using a photon MLC for modulated electron radiotherapy. *Medical physics*, 41(2), 021714.
- Holt, J. G., Laughlin, J. S., & Moroney, J. P. (1970). The extension of the concept of tissue-air ratios (TAR) to high-energy x-ray beams. *Radiology*, 96(2), 437-446.
- Horowitz, Y., Dubi, A., Mordechai, S., & Beersheva, I. (1975). A generalization of the Monte Carlo rejection method. *THE ORGANIZING COMMITTEE*.
- Hubbell, J. H., Veigele, W. J., Briggs, E., Brown, R., Cromer, D., & Howerton, d. R. (1975). Atomic form factors, incoherent scattering functions, and photon scattering cross sections. *Journal of physical and chemical reference data*, 4(3), 471-538.
- Hubbell, J. H., Gimm, H. A., & O/verbo/, I. (1980). Pair, triplet, and total atomic cross sections (and mass attenuation coefficients) for 1 MeV-100 GeV photons in elements Z= 1 to 100. *Journal of physical and chemical reference data*, 9(4), 1023-1148.
- Incerti, S., Ivanchenko, A., Karamitros, M., Mantero, A., Moretto, P., Tran, H., . . . Bernal, M. (2010). Comparison of GEANT4 very low energy cross section models with experimental data in water. *Medical physics*, 37(9), 4692-4708.
- Jang, S. Y., Vassiliev, O. N., Liu, H. H., Mohan, R., & Siebers, J. V. (2006). Development and commissioning of a multileaf collimator model in Monte Carlo dose calculations for intensity-modulated radiation therapy. *Medical physics*, 33(3), 770-781.
- Johns, H., Bruce, W., & Reid, W. (1958). The dependence of depth dose on focal skin distance. *The British journal of radiology*, 31(365), 254-260.
- Johns, H. E., & Cunningham, J. R. (1983). The physics of radiology.
- Jones, D. (1949). A note on back-scatter and depth doses for elongated rectangular X-ray fields. *The British journal of radiology*, 22(258), 342-345.
- Ju, S. G., Han, Y., Kum, O., Cheong, K. H., Shin, E. H., Shin, J. S., . . . Ahn, Y. C. (2010). Comparison of film dosimetry techniques used for quality assurance of intensity modulated radiation therapy. *Medical physics*, 37(6Part1), 2925-2933.
- Karzmark, C., Deubert, A., & Loevinger, R. (1965). Tissue-phantom ratios--an aid to treatment planning. *Brit. J. Radiol.*, 38(446).
- Kawrakow, I. (2001). The EGSnrc code system, Monte Carlo simulation of electron and photon transport. *NRCC Report Pirs-701*.
- Khan, F. M., & Gibbons, J. P. (2014). *Khan's the physics of radiation therapy*: Lippincott Williams & Wilkins.
- Klevenhagen, S. (1985). Physics of electron beam therapy.
- Kosunen, A., & Rogers, D. (1993). Beam quality specification for photon beam dosimetry. *Medical physics*, 20(4), 1181-1188.
- Kramers, H. A. (1923). XCIII. On the theory of X-ray absorption and of the continuous X-ray spectrum. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 46(275), 836-871.

- Krim, D.-e., Bakari, D., Zerfaoui, M., & Rrhious, A. (2021). Implementation of a new virtual source model in Gate 9.0 package to simulate Elekta Synergy MLCi2 6 MV accelerator. *Biomedical Physics & Engineering Express*, 7(5), 055004.
- Lehmer, D. H. (1951). Mathematical methods in large-scale computing units. *Annu. Comput. Lab. Harvard Univ.*, 26, 141-146.
- Liang, Y., Muhammad, W., Hart, G. R., Nartowt, B. J., Chen, Z. J., Yu, J. B., . . . Deng, J. (2020). A general-purpose Monte Carlo particle transport code based on inverse transform sampling for radiotherapy dose calculation. *Scientific reports*, 10(1), 1-18.
- Lippuner, J., & Elbakri, I. A. (2011). A GPU implementation of EGSnrc's Monte Carlo photon transport for imaging applications. *Physics in Medicine & Biology*, 56(22), 7145.
- Livingstone, A., Crowe, S., Sylvander, S., & Kairn, T. (2020). Clinical implementation of a Monte Carlo based independent TPS dose checking system. *Physical and Engineering Sciences in Medicine*, 43(3), 1113-1123.
- Loevinger, R. (1981). A formalism for calculation of absorbed dose to a medium from photon and electron beams. *Medical physics*, 8(1), 1-12.
- Lopez-Tarjuelo, J., Garcia-Molla, R., Juan-Senabre, X., Quiros-Higueras, J., Santos-Serra, A., de Marco-Blancas, N., & Calzada-Feliu, S. (2014). Acceptance and commissioning of a treatment planning system based on Monte Carlo calculations. *Technology in cancer research & treatment*, 13(2), 129-138.
- Low, D. A., & Dempsey, J. F. (2003). Evaluation of the gamma dose distribution comparison method. *Medical physics*, 30(9), 2455-2464.
- Ma, C., Pawlicki, T., Jiang, S., Li, J., Deng, J., Mok, E., . . . Boyer, A. (2000). Monte Carlo verification of IMRT dose distributions from a commercial treatment planning optimization system. *Physics in Medicine & Biology*, 45(9), 2483.
- Ma, C. M. C., Chetty, I. J., Deng, J., Faddegon, B., Jiang, S. B., Li, J., . . . Traneus, E. (2020). Beam modeling and beam model commissioning for Monte Carlo dose calculation-based radiation therapy treatment planning: Report of AAPM Task Group 157. *Medical physics*, 47(1), e1-e18.
- Matsumoto, M., & Nishimura, T. (1998). Mersenne twister: a 623-dimensionally equidistributed uniform pseudo-random number generator. *ACM Transactions on Modeling and Computer Simulation (TOMACS)*, 8(1), 3-30.
- Mell, L. K., Mehrotra, A. K., & Mundt, A. J. (2005). Intensity-modulated radiation therapy use in the US, 2004. *Cancer: Interdisciplinary International Journal of the American Cancer Society*, 104(6), 1296-1303.
- Menzel, H.-G. (2014). International commission on radiation units and measurements. *Journal of the ICRU*, 14(2), 1-2.
- Meric, M., Bor, D., Büget, N., & Oezkili, M. (1998). The use of monte carlo technique for the determination of tissue-air ratios (TAR) in diagnostic energy rate. *Physica Medica*, 14(1), 3-8.

- Meric, N. (2001). Calculation of radiation dose to the lens of the eye using Monte Carlo simulation. *Applied Radiation and Isotopes*, 55(4), 557-560.
- Metropolis, N. (1987). The beginning. *Los Alamos Science*, 15, 125-130.
- Metropolis, N., & Ulam, S. (1949). The monte carlo method. *Journal of the American statistical association*, 44(247), 335-341.
- Motz, J., Olsen, H. A., & Koch, H. (1969). Pair production by photons. *Reviews of modern physics*, 41(4), 581.
- Nahum, A. (1978). Water/air mass stopping power ratios for megavoltage photon and electron beams. *Physics in Medicine & Biology*, 23(1), 24.
- Narayanasamy, G., Saenz, D. L., Defoor, D., Papanikolaou, N., & Stathakis, S. (2017). Dosimetric validation of Monaco treatment planning system on an Elekta Versa HD linear accelerator. *Journal of applied clinical medical physics*, 18(6), 123-129.
- Nelson, W. R., Hirayama, H., & Rogers, D. W. (1985). *EGS4 code system*. Retrieved from
- Nilsson, B., & Brahme, A. (1983). Relation between kerma and absorbed dose in photon beams. *Acta Radiologica: Oncology*, 22(1), 77-85.
- Nilsson, B., & Brahme, A. (2014). Interaction of ionizing radiation with matter.
- Niroomand-Rad, A., Blackwell, C. R., Coursey, B. M., Gall, K. P., Galvin, J. M., McLaughlin, W. L., . . . Soares, C. G. (1998). Radiochromic film dosimetry: recommendations of AAPM radiation therapy committee task group 55. *Medical physics*, 25(11), 2093-2115.
- Noel, K. (2016). Analysis of random generators in Monte Carlo simulation: Mersenne Twister and Sobol. *Available at SSRN 2717465*.
- Ohira, S., Takegawa, H., Miyazaki, M., Koizumi, M., & Teshima, T. (2020). Monte Carlo modeling of the agility MLC for IMRT and VMAT calculations. *in vivo*, 34(5), 2371-2380.
- Özmutlu, E. N. (1992). Sampling of angular distribution in Compton scattering. *International journal of radiation applications and instrumentation. Part A. Applied radiation and isotopes*, 43(6), 713-715.
- Palma, D. A., Verbakel, W. F., Otto, K., & Senan, S. (2010). New developments in arc radiation therapy: a review. *Cancer treatment reviews*, 36(5), 393-399.
- Papanikolaou, N., Battista, J. J., Boyer, A. L., Kappas, C., Klein, E., Mackie, T. R., . . . Van Dyk, J. (2004). Tissue inhomogeneity corrections for megavoltage photon beams. *AAPM Task Group*, 65, 1-142.
- Perez, C. A., Purdy, J. A., Harms, W., Gerber, R., Graham, M. V., Matthews, J. W., . . . Fox, S. (1995). Three-dimensional treatment planning and conformal radiation therapy: preliminary evaluation. *Radiotherapy and oncology*, 36(1), 32-43.
- Podgoršak, E. B. (2006). *Radiation physics for medical physicists* (Vol. 1): Springer.
- Raju, M. (2012). *Heavy particle radiotherapy*: Elsevier.

- Rinard, P. (1991). Neutron interactions with matter. *Passive nondestructive assay of nuclear materials*(375-377).
- Rogers, D., Faddegon, B., Ding, G., Ma, C. M., We, J., & Mackie, T. (1995). BEAM: a Monte Carlo code to simulate radiotherapy treatment units. *Medical physics*, 22(5), 503-524.
- Rogers, D. (2006). Fifty years of Monte Carlo simulations for medical physics. *Physics in Medicine & Biology*, 51(13), R287.
- Romero-Expósito, M., Domingo, C., Sánchez-Doblado, F., Ortega-Gelabert, O., & Gallego, S. (2016). Experimental evaluation of neutron dose in radiotherapy patients: Which dose? *Medical physics*, 43(1), 360-367.
- Rucci, A., Carletti, C., Cravero, W., & Strbac, B. (2016). Use of IAEA's phase-space files for virtual source model implementation: Extension to large fields. *Physica Medica*, 32(8), 1030-1033.
- Salvat, F., Fernandez-Varea, J., Baro, J., & Sempau, J. (1996). PENELOPE, and algorithm and computer code for Monte Carlo simulation of electron-photon showers.
- Salvat, F., Fernández-Varea, J. M., & Sempau, J. (2006). *PENELOPE-2006: A code system for Monte Carlo simulation of electron and photon transport*. Paper presented at the Workshop proceedings.
- Segrè, E. (2012). *From x-rays to quarks: modern physicists and their discoveries*: Courier Corporation.
- Sepehri, F., Hajivaliei, M., & Rajabi, H. (2020). Selection of random number generators in GATE Monte Carlo toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 973, 164172.
- Shrimpton, P. (1981). Electron density values of various human tissues: in vitro Compton scatter measurements and calculated ranges. *Physics in Medicine & Biology*, 26(5), 907.
- Snyder, J. E., Hyer, D. E., Flynn, R. T., Boczkowski, A., & Wang, D. (2019). The commissioning and validation of Monaco treatment planning system on an Elekta Versa HD linear accelerator. *Journal of applied clinical medical physics*, 20(1), 184-193.
- Srdoč, D. (1981). Average Energy Required To Produce An Ion Pair, ICRU Report 31. Published by the International Commission on Radiation Units and Measurements. Washington, DC, USA. In: Pergamon.
- Stallings, J., Vance, E., Yang, J., Vannier, M. W., Liang, J., Pang, L., . . . Wang, G. (2013). Determining scientific impact using a collaboration index. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 110(24), 9680-9685.
- Tannoudji, C. C., Grynberg, G., & Dupont-Roe, J. (1992). Atom-photon interactions.
- Task Group 21, R. T. C., AAPM. (1983). A protocol for the determination of absorbed dose from high-energy photon and electron beams. *Medical physics*, 10(6), 741-771.

- Tian, X., & Benkrid, K. (2009). *Mersenne twister random number generation on FPGA, CPU and GPU*. Paper presented at the 2009 NASA/ESA Conference on Adaptive Hardware and Systems.
- Tonnessen, B. H., & Pounds, L. (2011). Radiation physics. In (Vol. 53, pp. 6S-8S): Elsevier.
- Tsai, Y. S. (1974). Pair production and bremsstrahlung of charged leptons. *Reviews of Modern Physics*, 46(4), 815.
- Turner, J. E. (2005). Interaction of ionizing radiation with matter. *Health Physics*, 88(6), 520-544.
- Ulam, S. M. (1990). *Analogies between analogies: the mathematical reports of SM Ulam and his Los Alamos collaborators* (Vol. 10): Univ of California Press.
- Webb, S. (1993). *The physics of three dimensional radiation therapy: Conformal radiotherapy, radiosurgery and treatment planning*: CRC Press.
- Webb, S. (2015). *Intensity-modulated radiation therapy*: CRC Press.
- Yani, S., Budiansah, I., Rhani, M. F., & Haryanto, F. (2020). Monte carlo model and output factors of elekta infinity™ 6 and 10 MV photon beam. *Reports of Practical Oncology and Radiotherapy*, 25(4), 470-478.

EKLER



Ek-1 IAEA 398 protokolüne göre PTW iyon odası için k_q değerleri

Foton Demet Kalitesi TPR_{20/10}	PTW 23333/ 30001/ 30010 Farmer	PTW 30002/ 30011 Farmer	PTW 30004/ 30012 Farmer	<u>PTW</u> <u>30006/</u> <u>30013</u> <u>Farmer</u>	PTW 31002/ 31010 0,125 cm³ Flexible	PTW 31003/ 31013 0,3 cm³ Flexible
0,50	1,004	1,006	1,006	1,002	1,003	1,003
0,53	1,003	1,004	1,005	1,002	1,002	1,002
0,56	1,001	1,001	1,002	1,000	1,000	1,000
0,59	0,999	0,999	1,000	0,999	0,999	0,999
0,62	0,997	0,997	0,999	0,997	0,997	0,997
0,65	0,994	0,994	0,996	0,994	0,994	0,994
0,68	0,990	0,992	0,994	0,990	0,990	0,990
0,70	0,988	0,990	0,992	0,988	0,988	0,988
0,72	0,985	0,987	0,989	0,984	0,984	0,984
0,74	0,981	0,984	0,986	0,980	0,980	0,980
0,76	0,976	0,980	0,982	0,975	0,975	0,975
0,78	0,969	0,973	0,976	0,968	0,968	0,968
0,80	0,962	0,967	0,969	0,960	0,960	0,960
0,82	0,955	0,959	0,962	0,952	0,952	0,952
0,84	0,943	0,948	0,950	0,940	0,940	0,940

Ek -2 6 MV Mohan spektrumu

Enerji (MeV)	Mohan Spektrumu (Sayma/MeV)
0,25	0,00411
0,50	0,12952
0,75	0,46090
1,00	0,46090
1,25	0,44359
1,50	0,40850
1,75	0,40850
2,00	0,24965
2,25	0,23677
2,50	0,18671
2,75	0,13827
3,00	0,13045
3,25	0,14844
3,50	0,09496
3,75	0,12466
4,00	0,09773
4,25	0,08892
4,50	0,05155
4,75	0,04184
5,00	0,04803
5,25	0,01625
5,50	0,02715
5,75	0,01199
6,00	0,01574

Ek-3 Rayleigh (Koherent) Saçılma tesir kesiti değerleri

Enerji (MeV)	^1H	^{12}C	^{14}N	^{16}O
0,001	0,58000	21,5000	30,0000	39,9000
0,002	0,41400	16,6000	24,3000	33,5000
0,003	0,27700	12,2000	18,6000	26,6000
0,004	0,18800	9,20000	14,2000	20,8000
0,005	0,13400	7,19000	11,1000	16,4000
0,006	0,10000	5,83000	8,94000	13,2000
0,008	0,06140	4,19000	6,26000	9,17000
0,010	0,04130	3,24000	4,73000	6,83000
0,015	0,01950	1,96000	2,81000	3,96000
0,020	0,01120	1,29000	1,87000	2,63000
0,030	0,00509	0,67200	0,98600	1,40000
0,040	0,00288	0,40900	0,60300	0,85700
0,050	0,00185	0,27400	0,40600	0,57800
0,060	0,00129	0,19600	0,29100	0,41500
0,080	0,00000	0,11400	0,17000	0,24400
0,100	0,00000	0,07450	0,11100	0,16000
0,150	0,00000	0,03390	0,05090	0,07330
0,200	0,00000	0,01930	0,02900	0,04180
0,300	0,00000	0,00853	0,01290	0,01850
0,400	0,00000	0,00481	0,00725	0,01050
0,500	0,00000	0,00308	0,00465	0,00671
0,600	0,00000	0,00215	0,00324	0,00467
0,800	0,00000	0,00121	0,00183	0,00264
1,000	0,00000	0,00000	0,00117	0,00169
1,500	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000
2,000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000
3,000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000
4,000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000
5,000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000

6,000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000
8,000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000
10,000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000
15,000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000
20,000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000



Ek-4 Compton Saçılması tesir kesiti değerleri

Enerji (MeV)	^1_1H	$^{12}_6\text{C}$	$^{14}_7\text{N}$	$^{16}_8\text{O}$
0,001	0,0852	0,300	0,258	0,230
0,002	0,2480	0,899	0,820	0,762
0,003	0,3780	1,430	1,380	1,350
0,004	0,4630	1,820	1,860	1,880
0,005	0,5150	2,090	2,210	2,320
0,006	0,5470	2,290	2,490	2,660
0,008	0,5820	2,550	2,850	3,140
0,010	0,5980	2,740	3,090	3,440
0,015	0,6090	3,030	3,450	3,870
0,020	0,6060	3,190	3,650	4,100
0,030	0,5920	3,300	3,800	4,290
0,040	0,5760	3,300	3,810	4,310
0,050	0,5590	3,250	3,760	4,270
0,060	0,5440	3,190	3,700	4,200
0,080	0,5160	3,050	3,550	4,040
0,100	0,4920	2,920	3,400	3,880
0,150	0,4430	2,650	3,080	3,520
0,200	0,4060	2,430	2,830	3,230
0,300	0,3530	2,120	2,470	2,820
0,400	0,3170	1,900	2,210	2,530
0,500	0,2890	1,730	2,020	2,310
0,600	0,2670	1,600	1,870	2,140
0,800	0,2350	1,410	1,640	1,880
1,000	0,2110	1,270	1,480	1,690
1,500	0,1720	1,030	1,200	1,370
2,000	0,1460	0,878	1,020	1,170
3,000	0,1150	0,690	0,805	0,921
4,000	0,0962	0,577	0,673	0,770
5,000	0,0831	0,498	0,582	0,665

6,000	0,0734	0,441	0,514	0,587
8,000	0,0601	0,360	0,420	0,480
10,000	0,0511	0,307	0,358	0,409
15,000	0,0379	0,227	0,265	0,303
20,000	0,0304	0,182	0,213	0,243



Ek-5 Fotoelektrik etkileşimi tesir kesiti değerleri

Enerji (MeV)	^1H	^6C	^7N	^8O
0,001	11,4000	43500,0	76600,00	121000
0,002	2,93000	5980,00	11000,00	18300,0
0,003	1,11000	1780,00	3360,00	5720,00
0,004	0,28100	740,000	1410,00	2450,00
0,005	0,10600	371,000	717,000	1250,00
0,006	0,04940	208,000	409,000	719,000
0,008	0,02650	79,9000	159,000	290,000
0,010	0,00981	39,3000	78,8000	142,000
0,015	0,00455	10,6000	21,6000	39,4000
0,020	0,00116	4,14000	8,51000	15,7000
0,030	0,00000	1,10000	2,27000	4,23000
0,040	0,00000	0,42300	0,88300	1,65000
0,050	0,00000	0,20100	0,42100	0,79300
0,060	0,00000	0,11100	0,23300	0,43800
0,080	0,00000	0,04240	0,08940	0,16900
0,100	0,00000	0,01990	0,04220	0,08040
0,150	0,00000	0,00516	0,01100	0,02110
0,200	0,00000	0,00207	0,00440	0,00843
0,300	0,00000	0,00000	0,00132	0,00251
0,400	0,00000	0,00000	0,00000	0,00105
0,500	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000
0,600	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000
0,800	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000
1,000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000
1,500	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000
2,000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000
3,000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000
4,000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000
5,000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000

6,000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000
8,000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000
10,000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000
15,000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000
20,000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000



Ek-6 Çift oluşumu tesir kesiti değerleri

Enerji (MeV)	^1H	^6C	^7N	^8O
0,001	0,000000	0,00000	0,0000	0,0000
0,002	0,000000	0,00000	0,0000	0,0000
0,003	0,000000	0,00000	0,0000	0,0000
0,004	0,000000	0,00000	0,0000	0,0000
0,005	0,000000	0,00000	0,0000	0,0000
0,006	0,000000	0,00000	0,0000	0,0000
0,008	0,000000	0,00000	0,0000	0,0000
0,010	0,000000	0,00000	0,0000	0,0000
0,015	0,000000	0,00000	0,0000	0,0000
0,020	0,000000	0,00000	0,0000	0,0000
0,030	0,000000	0,00000	0,0000	0,0000
0,040	0,000000	0,00000	0,0000	0,0000
0,050	0,000000	0,00000	0,0000	0,0000
0,060	0,000000	0,00000	0,0000	0,0000
0,080	0,000000	0,00000	0,0000	0,0000
0,100	0,000000	0,00000	0,0000	0,0000
0,150	0,000000	0,00000	0,0000	0,0000
0,200	0,000000	0,00000	0,0000	0,0000
0,300	0,000000	0,00000	0,0000	0,0000
0,400	0,000000	0,00000	0,0000	0,0000
0,500	0,000000	0,00000	0,0000	0,0000
0,600	0,000000	0,00000	0,0000	0,0000
0,800	0,000000	0,00000	0,0000	0,0000
1,000	0,000000	0,00000	0,0000	0,0000
1,500	0,000044	0,00160	0,00219	0,0286
2,000	0,000177	0,00640	0,00871	0,0114
3,000	0,000511	0,01840	0,02500	0,0327
4,000	0,000830	0,02980	0,04060	0,0530
5,000	0,001110	0,04000	0,05440	0,0711
6,000	0,001360	0,04900	0,06670	0,0870

8,000	0,001790	0,06420	0,08730	0,1140
10,000	0,002140	0,07660	0,10000	0,1360
15,000	0,00279	0,10000	0,13600	0,1770
20,000	0,00328	0,11700	0,15900	0,2080



Ek-7 Atomik form faktörleri F(x,Z)

X	¹H	⁶C	⁷N	⁸O
Sin(θ/2) / λ	F(x,Z)	F(x,Z)	F(x,Z)	F(x,Z)
0,00	1,0000E+0,0	6,0000E+0,0	7,0000E+0,0	8,0000E+0,0
5,00E-3,0	9,9945E-1,0	5,9974E+0,0	6,9938E+0,0	7,9974E+0,0
1,00E-2,0	9,9779E-1,0	5,9898E+0,0	6,9870E+0,0	7,9912E+0,0
1,50E-2,0	9,9504E-1,0	5,9771E+0,0	6,9793E+0,0	7,9814E+0,0
2,00E-2,0	9,9121E-1,0	5,9594E+0,0	6,9633E+0,0	7,9669E+0,0
2,50E-2,0	9,8632E-1,0	5,9369E+0,0	6,9428E+0,0	7,9484E+0,0
3,00E-2,0	9,8039E-1,0	5,9093E+0,0	6,9179E+0,0	7,9259E+0,0
4,00E-2,0	9,6554E-1,0	5,8406E+0,0	6,8553E+0,0	7,8692E+0,0
5,00E-2,0	9,4693E-1,0	5,7544E+0,0	6,7760E+0,0	7,7974E+0,0
7,00E-2,0	8,9987E-1,0	5,5369E+0,0	6,5741E+0,0	7,6117E+0,0
9,00E-2,0	8,4238E-1,0	5,2702E+0,0	6,3217E+0,0	7,3767E+0,0
1,00E-1,0	8,1082E-1,0	5,1225E+0,0	6,1844E+0,0	7,2441E+0,0
1,25E-1,0	7,2711E-1,0	4,7407E+0,0	5,7961E+0,0	6,8748E+0,0
1,50E-1,0	6,4129E-1,0	4,3310E+0,0	5,3873E+0,0	6,4698E+0,0
1,75E-1,0	5,5811E-1,0	3,9371E+0,0	4,9692E+0,0	6,0466E+0,0
2,00E-1,0	4,8078E-1,0	3,5775E+0,0	4,5604E+0,0	5,6197E+0,0
2,50E-1,0	3,4974E-1,0	2,9614E+0,0	3,8251E+0,0	4,8047E+0,0
3,00E-1,0	2,5127E-1,0	5,5015E+0,0	3,2184E+0,0	4,0858E+0,0
4,00E-1,0	1,3044E-1,0	1,9512E+0,0	2,3939E+0,0	3,0031E+0,0
5,00E-1,0	7,0592E-1,0	1,6856E+0,0	1,9378E+0,0	2,3351E+0,0
6,00E-1,0	4,0325E-2,0	1,5353E+0,0	1,6948E+0,0	1,9445E+0,0
7,00E-1,0	2,4285E-2,0	1,4245E+0,0	1,5522E+0,0	1,7132E+0,0
8,00E-1,0	1,5335E-2,0	1,3206E+0,0	1,4464E+0,0	1,5667E+0,0
9,00E-1,0	1,0091E-2,0	1,2165E+0,0	1,3521E+0,0	1,4623E+0,0
1,00E+0,0	6,8811E-3,0	1,1221E+0,0	1,2620E+0,0	1,3763E+0,0
1,25E+0,0	2,9947E-3,0	8,6482E-1,0	1,0456E+0,0	1,1820E+0,0
1,50E+0,0	1,4937E-3,0	6,5662E-1,0	8,3780E-1,0	9,9610E-1,0
2,00E+0,0	4,8903E-4,0	3,7202E-1,0	5,2370E-1,0	6,7200E-1,0

2,05E+0,0	2,0353E-4,0	2,1465E-1,0	3,2340E-1,0	4,4170E-1,0
3,00E+0,0	9,9016E-5,0	1,2832E-1,0	2,2750E-1,0	3,1840E-1,0
3,50E+0,0	5,3730E-5,0	8,0452E-2,0	1,3170E-1,0	1,9510E-1,0
4,00E+0,0	3,1604E-5,0	5,2230E-2,0	1,0200E-1,0	1,5240E-1,0
5,00E+0,0	1,2997E-5,0	2,4330E-2,0	4,2500E-2,0	6,6900E-2,0
6,00E+0,0	6,2819E-6,0	1,2650E-2,0	2,2500E-2,0	3,6500E-2,0
7,00E+0,0	3,3953E-6,0	7,1471E-3,0	1,3100E-2,0	2,1100E-2,0
8,00E+0,0	1,9920E-6,0	4,3194E-3,0	1,0100E-2,0	1,5800E-2,0
1,00E+1,0	8,1675E-7,0	1,8364E-3,0	4,1000E-3,0	5,2000E-3,0
1,50E+1,0	1,6150E-7,0	3,7767E-4,0	7,6112E-4,0	1,2872E-3,0
2,00E+1,0	5,1116E-7,0	1,2157E-4,0	2,4632E-4,0	4,1908E-4,0
5,00E+1,0	1,3091E-9,0	3,2336E-6,0	6,6244E-6,0	1,1387E-5,0
8,00E+1,0	1,9976E-10	5,0734E-7,0	1,0425E-6,0	1,8006E-6,0
1,00E+2,0	8,1822E-11	2,1123E-7,0	4,3523E-7,0	7,5371E-7,0
1,00E+3,0	8,1823E-15	3,5964E-11	7,8875E-11	1,4474E-10
1,00E+6,0	8,1823E-27	1,6609E-20	3,9694E-20	7,8204E-20
1,00E+9,0	8,1823E-39	1,6810E-29	4,0375E-29	7,9997E-29

Ek-8 S(x,Z) ise saçıcı ortamın bir molekülü için Compton saçılma fonksiyonu

X	¹H	⁶C	⁷N	⁸O
Sin(θ/2) / λ	S(x,Z)	S(x,Z)	S(x,Z)	S(x,Z)
0,00	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
5,00E-3,0	1,1047E-3,0	3,7900E-3,0	3,0000E-3,0	3,0000E-3,0
1,00E-2,0	4,4098E-3,0	1,2990E-2,0	1,3000E-2,0	1,1000E-2,0
1,50E-2,0	9,8880E-3,0	2,9534E-2,0	2,9200E-2,0	2,5300E-2,0
2,00E-2,0	1,7494E-2,0	5,1640E-2,0	5,1700E-2,0	4,4800E-2,0
2,50E-2,0	2,7167E-2,0	8,0494E-2,0	8,0400E-2,0	6,9800E-2,0
3,00E-2,0	3,8828E-2,0	1,1570E-1,0	1,1510E-1,0	1,0010E-1,0
4,00E-2,0	6,7731E-2,0	2,0150E-2,0	2,0170E-1,0	1,7610E-1,0
5,00E-2,0	1,0332E-1,0	3,0860E-1,0	3,1000E-1,0	2,7100E-1,0
7,00E-2,0	1,9024E-1,0	5,6877E-1,0	5,7970E-1,0	5,1370E-1,0
9,00E-2,0	2,9039E-1,0	8,7559E-1,0	9,0420E-1,0	8,1180E-1,0
1,00E-1,0	3,4257E-1,0	1,0392E+0,0	1,0800E+0,0	9,7700E-1,0
1,25E-1,0	4,7131E-1,0	1,4476E+0,0	1,5397E+0,0	1,4199E+0,0
1,50E-1,0	5,8874E-1,0	1,8662E+0,0	2,0030E+0,0	1,8850E+0,0
1,75E-1,0	6,8851E-1,0	2,2532E+0,0	2,4468E+0,0	2,3497E+0,0
2,00E-1,0	7,6885E-1,0	2,6041E+0,0	2,8580E+0,0	2,7990E+0,0
2,50E-1,0	8,7768E-1,0	3,1979E+0,0	3,5586E+0,0	3,6135E+0,0
3,00E-1,0	9,3687E-1,0	3,6426E+0,0	4,0970E+0,0	4,2930E+0,0
4,00E-1,0	9,8298E-1,0	4,1837E+0,0	4,7920E+0,0	5,2570E+0,0
5,00E-1,0	9,9502E-1,0	4,4777E+0,0	5,1820E+0,0	5,8280E+0,0
6,00E-1,0	9,9837E-1,0	4,6903E+0,0	5,4370E+0,0	6,1750E+0,0
7,00E-1,0	9,9941E-1,0	4,8778E+0,0	5,6350E+0,0	6,4110E+0,0
8,00E-1,0	9,9977E-1,0	5,0511E+0,0	5,8090E+0,0	6,5960E+0,0
9,00E-1,0	9,9990E-1,0	5,2085E+0,0	6,1130E+0,0	6,7550E+0,0
1,00E+0,0	9,9995E-1,0	5,3485E+0,0	6,4157E+0,0	6,9010E+0,0
1,25E+0,0	9,9999E-1,0	5,6153E+0,0	6,6300E+0,0	7,2159E+0,0
1,50E+0,0	1,0000E+0,0	5,7806E+0,0	6,8599E+0,0	7,4620E+0,0
2,00E+0,0	1,0000E+0,0	5,9302E+0,0	6,9470E+0,0	7,7642E+0,0

2,05E+0,0	1,0000E+0,0	5,9770E+0,0	6,9790E+0,0	7,8999E+0,0
3,00E+0,0	1,0000E+0,0	5,9917E+0,0	6,9913E+0,0	7,9570E+0,0
3,50E+0,0	1,0000E+0,0	5,9968E+0,0	6,9960E+0,0	7,9807E+0,0
4,00E+0,0	1,0000E+0,0	5,9986E+0,0	6,9991E+0,0	7,9910E+0,0
5,00E+0,0	1,0000E+0,0	5,9997E+0,0	6,9998E+0,0	7,9977E+0,0
6,00E+0,0	1,0000E+0,0	5,9999E+0,0	6,9999E+0,0	7,9993E+0,0
7,00E+0,0	1,0000E+0,0	6,0000E+0,0	7,0000E+0,0	7,9998E+0,0
8,00E+0,0	1,0000E+0,0	6,0000E+0,0	7,0000E+0,0	8,0000E+0,0
1,00E+1,0	1,0000E+0,0	6,0000E+0,0	7,0000E+0,0	8,0000E+0,0
1,50E+1,0	1,0000E+0,0	6,0000E+0,0	7,0000E+0,0	8,0000E+0,0
2,00E+1,0	1,0000E+0,0	6,0000E+0,0	7,0000E+0,0	8,0000E+0,0
5,00E+1,0	1,0000E+0,0	6,0000E+0,0	7,0000E+0,0	8,0000E+0,0
8,00E+1,0	1,0000E+0,0	6,0000E+0,0	7,0000E+0,0	8,0000E+0,0
1,00E+2,0	1,0000E+0,0	6,0000E+0,0	7,0000E+0,0	8,0000E+0,0
1,00E+3,0	1,0000E+0,0	6,0000E+0,0	7,0000E+0,0	8,0000E+0,0
1,00E+6,0	1,0000E+0,0	6,0000E+0,0	7,0000E+0,0	8,0000E+0,0
1,00E+9,0	1,0000E+0,0	6,0000E+0,0	7,0000E+0,0	8,0000E+0,0

Ek-9 Elektronun azaltılmış perdeleme yarıçapı R_{mec}/h

Z	R_{mec}/h	η_{∞}
$_1H$	122,81	1,157
$_6C$	61,228	1,174
$_7N$	57,524	1,176
$_8O$	54,033	1,169

