

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**LASER DEMET PROFİLLERİNİN
SAÇICI ORTAMDA İLERLEMESİNİN
MONTE CARLO YÖNTEMİ İLE BENZETİMİ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
Bircan SAZAK DİNÇ**

Elektronik ve Haberleşme Mühendisliği Anabilim Dalı

Biyomedikal Mühendisliği Programı

ŞUBAT 2012

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**LASER DEMET PROFİLLERİNİN
SAÇICI ORTAMDA İLERLEMESİNİN
MONTE CARLO YÖNTEMİ İLE BENZETİMİ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
Bircan SAZAK DİNÇ
(504081413)**

**Elektronik ve Haberleşme Mühendisliği Anabilim Dalı
Biyomedikal Mühendisliği Programı**

**Tez Danışmanı: Prof. Dr. İnci ÇİLESİZ
Eş Danışman: Doç. Dr. Selçuk AKTÜRK**

ŞUBAT 2012

İTÜ, Fen Bilimleri Enstitüsü'nün 504081413 numaralı Yüksek Lisans Öğrencisi **Bircan SAZAK DİNÇ**, ilgili yönetmeliklerin belirlediği gerekli tüm şartları yerine getirdikten sonra hazırladığı “**LASER DEMET PROFİLLERİNİN SAÇICI ORTAMDA İLERLEMESİNİN MONTE CARLO YÖNTEMİ İLE BENZETİMİ**” başlıklı tezini aşağıda imzaları olan jüri önünde başarı ile sunmuştur.

Tez Danışmanı : **Prof. Dr. İnci ÇİLESİZ**
İstanbul Teknik Üniversitesi

Eş Danışman : **Doç.Dr. Selçuk AKTÜRK**
İstanbul Teknik Üniversitesi

Jüri Üyeleri : **Doç. Dr. Funda AKLEMAN YAPAR**
İstanbul Teknik Üniversitesi

Prof. Dr. Pınar MENGÜÇ
Özyeğin Üniversitesi

Prof. Dr. Ayşe ERZAN
İstanbul Teknik Üniversitesi

Teslim Tarihi : **29 Şubat 2012**
Savunma Tarihi : **09 Mart 2012**

ÖNSÖZ

Yüksek lisansım boyunca bilgi birikimi ve tecrübesi ile her türlü emeği ve özeni gösteren değerli hocam, tez danışmanım ve Biyomedikal Mühendisliği Bölüm Koordinatörü Prof. Dr. İnci ÇİLESİZ'e teşekkürlerimi ve saygılarımı sunarım. Çalıştığım konuyu bana tanıtip sevdiren değerli hocamın tez çalışmalarında çok önemli yeri vardır. Ondan öğrendiklerim bilimsel çalışmalarında ve tüm hayatım boyunca bana ışık olacaktır.

Tezimin her aşamasında desteklerini esirgemeyen tez danışmanım Doç. Dr. Selçuk AKTÜRK'e çalışmalarında verdiği destekten, tekrar tekrar sorduğum sorularıma sıklıkla verdiği yanıtlardan ve sabrından ötürü teşekkürlerimi ve saygılarımı sunarım.

Ayrıca bugünlere gelmemde büyük pay sahibi olan anneme ve desteğini her zaman hissettiren sevgili eşime teşekkürlerimi sunarım.

Şubat 2012

Bircan Sazak Dinç

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖNSÖZ.....	v
İÇİNDEKİLER	vii
KISALTMALAR	ix
SEMBOL LİSTESİ.....	xi
ÇİZELGE LİSTESİ.....	xiii
ŞEKİL LİSTESİ.....	xv
ÖZET.....	xvii
SUMMARY	xix

1 GİRİŞ	1
1.1. Tezin Amacı.....	2
1.2. Literatür Özeti	3
1.3. Hipotez.....	6
1.4. Doku Optiğinin Temelleri.....	7
1.4.1 Kırılma indisi	8
1.4.2 Emilim.....	8
1.4.3 Saçılma.....	9
1.5. Difüzyon Yaklaşımı	11
1.5.1 Green fonksiyonu.....	12
2 MONTE CARLO YÖNTEMİ.....	15
2.1. Monte Carlo Yöntemi Nedir?	15
2.2. MC Yöntemi ile Foton İlerleyişinin Modellenmesi.....	16
2.3. Dokuda Foton Yayılma Kuralları	18
2.4. Foton Paketinin Hareketi, Emilimi ve Saçılması.....	20
2.5. Doku Sınırlarında ve Arayüzünde Yansıma ve Geçirgenlik.....	21
2.6. Fotonun Sonlanması.....	23
2.7. Yöntemin Özeti	24
3 KONVOLÜSYON PRENSİPLERİ	27
3.1. Gaussian Demetlerinin Konvolüsyonu	28
3.2. Bessel Demetlerinin Konvolüsyonu	29

3.3.	Konvolüsyonda Hata Kaynakları ve Hata Örnekleri	32
4	KODLARIN ÇALIŞTIRILMASI.....	41
4.1.	MCML ve CONV Kodlarının Çalıştırılması	41
4.2.	Programdan Verileri Elde Etme Basamakları	43
5	SONUÇLAR	51
5.1.	Kullanılan Girdiler, Elde Edilen Grafikler ve Sonuçlar	51
5.2.	Gauss ve Bessel Demet Profillerinin Karşılaştırılması	55
6	SONUÇLARIN DEĞERLENDİRİLMESİ.....	59
6.1.	Saçılma Katsayısının Etkisinin İncelenmesi	59
6.2.	Genel Değerlendirme ve İleriye Bakış	62
	KAYNAKLAR.....	64
	ÖZGEÇMİŞ	67

KISALTMALAR

MC	: Monte Carlo
MCML	: Monte Carlo Modeling of Light
mus	: Dokunun Saçılma Katsayısı
mua	: Dokunun Emilim Katsayısı
OCT	: Optik Uyum Tomografisi
d	: Doku Kalınlığı
n	: Kırılma İndisi
W_{th}, E.D.	: Foton Ağırlığı İçin Eşik Değer
HG	: Henvey-Greenstein
T	: Geçirgenlik
A	: Emilim
R	: Yansıma

SEMBOL LİSTESİ

μ_a	: Emilim Katsayısı
μ_t	: Etkileşim Katsayısı
μ_s	: Saçılma Katsayısı
μ_x	: x Eksenine Yönündeki Birim Vektör
μ_y	: y eksenine yönündeki birim vektör
μ_z	: z eksenine yönündeki birim vektör
v	: Işık hızı
p	: Saçılma faz fonksiyonu
ε	: Işınım kaynak terimi
I	: Şiddet
φ	: Akı Yoğunluğu
κ	: Difüzyon Katsayısı
g	: Saçılma Anizotropisi
D	: Lineer Diferansiyel Operatör
δ	: Dirac Delta Fonksiyonu
G	: Green Fonksiyonu
Δs	: Fotonun dokudaki serbest yol uzunluğu
Δz	: z yönündeki ızgara dağılımı
Δr	: r yönündeki ızgara dağılımı
ξ	: Rastlantı değişkeni
α	: Fotonun hareket yönü ile doku yüzeyine normali arasındaki açı
α_i	: Geliş açısı
α_t	: Geçirgenlik açısı
$d\alpha$	: Fotonun geliş açısı ile normal arasındaki açı
dz	: z yönündeki ızgara dağılımı
dr	: r yönündeki ızgara dağılımı
θ	: Sapma açısı
ψ	: Azimutal açı
Φ	: Dalga vektörü konisinin açık açısı
N_z	: z yönündeki ızgara sayısı
N_r	: r yönündeki ızgara sayısı
N_α	: α yönündeki ızgara sayısı
W	: Fotonun başlangıç ağırlığı
W_0	: Bessel demetinin merkezi halkasının çapı
K	: Dalga vektörü
k_r	: Dalga vektörünün radyal bileşeni
J_0	: Sıfırıncı derece Bessel fonksiyonu
A	: Absorbans

ÇİZELGE LİSTESİ

	<u>Sayfa</u>
Çizelge 1: Şekil 4.3 için MCML programında kullanılan girdiler	34
Çizelge 2: Şekil 4.4 için saçılma katsayısı değerlerini değiştirerek kullanılan girdi değerleri.	35
Çizelge 3: Şekil 4.6 deki grafiğin elde edildiği girdi değerleri.....	37
Çizelge 4: Şekil 4.7 için kullanılan girdi değerleri	37
Çizelge 5: Gauss eğrisinin elde edildiği girdi değerleri	38
Çizelge 6: Bessel halkalarını gözlemlemek için kullanılan girdi değerleri	54

ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa

Şekil 1.1 : Farklı kırılma indisine sahip iki ortam arasında ışığın kırılması ($n_1 < n_2$)	8
Şekil 1.2 : Saçıcı olmayan ortamda ışığın zayıflaması	9
Şekil 1.3 : Saçıcı ortamda ışığın zayıflaması	10
Şekil 2.1 : MC benzetiminde homojen ortamda fotonun yayılımı ve yörüngesinin temsili gösterimi	16
Şekil 2.2 : Çok tabakalı dokularda Kartezyen koordinat sisteminin şematığı	18
Şekil 3.1 : d çaplı dairesel yarık ile üretilen Bessel demeti . Yarıktan itibaren odak uzunluğu olan f mesafesine R yarıçaplı bir lens yerleştirilmiş. Yayılma mesafesi Z_{maks}	30
Şekil 3.2 : Aksikona Gauss demeti gönderilmesi ile elde edilen Bessel demeti. Düzlemsel dalgalar Bessel demeti oluşturmak için kırınımına uğruyor. Yayılma mesafesi Z_{maks} Gauss demetinin çapı ve aksikon açısı ile belirleniyor.	31
Şekil 3.3 : Sıfırncı derece Bessel Fonksiyonu grafiği(Sol) Sıfırncı derece Bessel Fonksiyonu olarak tanımlanan demetin görünümü(sağ) [11]	32
Şekil 3.4 : Sonlu enerjili Bessel demetinin şiddet dağılımı	32
Şekil 3.5 : Foton sayısı 10, ızgara dağılımı geniş ve ızgara sayısı az iken elde edilen geçirgenlik değerleri	35
Şekil 3.6 : Foton sayısı ve ızgara dağılımı ve sayısına dikkat edilerek, yarıçapla ilgili hata kaynaklarının dikkate alınmadan çizildiği geçirgenlik değerleri	35
Şekil 3.7 : Hata kaynakları dikkate alınmadığında ortaya çıkan saçılma ve geçirgenlik değerleri	36
Şekil 3.8 : 1 milyon foton ile, ızgara sayısı arttırılıp, ızgara dağılımı genişletildiğinde elde edilen geçirgenlik değerleri	37
Şekil 3.9 : 1 milyon foton ile ızgara sayısı artmışken, dağılım daraltıldığında elde edilen değerler	38
Şekil 3.10 : Uygun ızgara sayı ve dağılımında elde edilen Gauss eğrisi	40
Şekil 4.1 : MCML girdi dosyası örneği	44
Şekil 4.2 : MCML programının çalıştırılışı	45
Şekil 4.3 : CONV programının ilk kısımları ve MCML çıktıların girdi olarak girilişi	46
Şekil 4.4 : Demet özelliklerinin, izin verilen hatanın ve konvolüsyon sonuçlarının belirlenmesi	46
Şekil 4.5 : Yansıma ve yarıçap değerleri elde etmek için girilecek komut	47
Şekil 4.6 : “sc” komutuyla sabit değerlerde elde edilecek çıktılar	48
Şekil 4.7 : “Fr” komutu ile sabit z derinliğinde veri elde etmek için kullanılan komutlar	48
Şekil 4.8 : MCML çıktıların MATLAB dan okuyan dosyaları çalıştırma	49

Şekil 4.9 : 5.9 daki renkli şekilleri lede ettiğimiz MCML çıktısı ve 1 boyutta enerji birikimi $Az[cm^{-1}]$ ve akı oranını $Fz[-]$ gösteren grafikler	49
Şekil 5.1 : Uygun ızgara sayı ve dağılımında elde edilen Gauss eğrisinin saçılma katsayısı ile değişimi	51
Şekil 5.2 : $\mu_s=100\text{ cm}^{-1}$ iken Gardner ve MCML ‘ den elde edilen değerler.....	52
Şekil 5.3 : Uygun ızgara sayı ve dağılımında geçirgenlik ve saçılma katsayısı değerleri.....	52
Şekil 5.4 : Uygun ızgara sayı ve dağılımında dağınık yansıma ve saçılma katsayısı değerleri.....	52
Şekil 5.5 : Uygun ızgara sayı ve dağılımında elde edilen dağınık yansıma ve geçirgenlik değerleri.....	53
Şekil 5.6 : MCML ve Matlab kodlarında dağınık yansıma ve μ_s değerlerinin karşılaştırılması	55
Şekil 5.7 : Gauss ve Bessel demetleri için elde edilen sonuçların dağınık yansıma ve saçılma katsayısı değerleri bakımından karşılaştırılması	55
Şekil 5.8 : $\mu_s=200-15\text{ cm}^{-1}$ değerleri arası Dağınık yansıma değerleri.....	57
Şekil 5.9 : Sol: $\mu_s=10\text{ cm}^{-1}$ iken ışık dağılımı Sağ: $\mu_s=150\text{ cm}^{-1}$ iken ışık dağılımı	58
Şekil 5.10 : Sol: $\mu_s=10\text{ cm}^{-1}$ iken MC benzetiminin Gaussian demetleri için konvolüsyonu ile elde edilen dağılım Sağ: $\mu_s=150\text{ cm}^{-1}$ iken iken MC benzetiminin Gaussian demetleri için konvolüsyonu ile elde edilen dağılım	58
Şekil 5.11 : Sol: $\mu_s=10\text{ cm}^{-1}$ iken MC benzetiminin Bessel demetleri için konvolüsyonu ile elde edilen dağılım Sağ: $\mu_s=150\text{ cm}^{-1}$ iken iken MC benzetiminin Bessel demetleri için konvolüsyonu ile elde edilen dağılım.....	58
Şekil 6.1 : Dokuya çoklu demetlerin uygulandışı [28]	61

LASER DEMET PROFİLLERİNİN SAÇICI ORTAMDA İLERLEMESİNİN MONTE CARLO YÖNTEMİ İLE BENZETİMİ

ÖZET

Monte Carlo (MC) benzetimleri dokuda ışık iletimini modellemek için temel ve çok yönlü yaklaşımlardır. Difüzyon teorisi ışık iletimini modellemek için hızlı ve uygun bir yöntemdir ancak izotropik olmayan dokularda ve emilimin saçılmalardan yüksek olduğu durumlarda doğru sonuçlar vermeyecektir. Bu nedenle MC yönteminin daha verimli olduğu söylenilebilir. Bu yöntem optiğe uygulandığında bir ortam içinde ilerleyen fotonlar saçıldığında ya da emilime uğradığında gerçekleşen değişimlerin değerlendirilmesi esasına dayanır.

Bu tez çalışmalarında MC yöntemi ile farklı fiziksel özelliklere sahip ortam ve dokularda yansıma (reflection), geçirgenlik (transmission), emilim (absorption) ve akı (fluence) hesaplanmıştır. Ayrıca hesaplanan bu fiziksel büyüklükler farklı demet profillerine göre yeniden değerlendirilmiştir. Özellikle Gauss ve Bessel demetlerinin saçıcı ortamda ilerleyişleri karşılaştırılmıştır. Bessel demetlerinin kendini yenileme özellikleri sayesinde daha derinlere nüfuz edebilecekleri gösterilmiştir.

Sözü edilen hesaplama ve değerlendirmelerle ilgili şimdiye kadar yapılan çalışmalarla ilgili incelemeler yapılmış ve bunlarla ilgili bir literatür özeti sunulmuştur. Benzetimini gerçekleştirdiğimiz Bessel demetlerinin MC yöntemi ile benzetimi şimdiye kadar yapılmamıştır.

Bu çalışma kapsamında “ Monte Carlo Modeling of Light” (MCML) programının prensipleri ve uygulamaları ile ilgili gerekli ayrıntılar, sonlu Gauss ve Bessel demetlerinin konvolüsyon hesabının gerçekleştirilmesi ile ilgili analitik ifadeler, bu demet profillerinin saçıcı ortamda ilerleyişinin etkisi ve bu hesaplamalar ile ilgili programlar ve algoritma detayları verilmiştir. MCML programından elde edilen verilerle

dokuda ışığın dağılımı incelenmiştir. Bu inceleme Bessel ve Gauss demetleri için MCML'den elde edilen verilerin her iki demet profili için ayrı ayrı konvolüsyonu gerçekleştirilerek yapılmıştır.

Elde edilen sonuçlar ışığında dokuda yansıma ve geçirgenlik değerlerinin saçılma katsayısına göre nasıl bir değişim gösterdiği belirlenmeye çalışılmıştır. Saçıcı ortamda Bessel demetlerinin Gauss demetlerine kıyasla şiddetinde daha yavaş bir değişim olduğu, Bessel demetlerinin saçıcılığı giderek artan ortamda halka sayısını ve merkezdeki çapını koruduğuna ilişkin sonuçlar elde edilmiştir. Böylece demet profilinin biyomedikal uygulamalarda önemli bir kontrol parametresi olduğu gösterilmek istenmiştir. Bu benzetimlerin ne gibi uygulamalara ışık tutabileceği ve bu sonuçların neden önemli olduğu değerlendirilmiştir.

SIMULATION OF LASER BEAM PROFILE PROPAGATION IN SCATTERED MEDIA USING THE MONTE CARLO METHOD

SUMMARY

The application of lasers and other optical technology to problems in biomedicine is a rapidly growing field. These applications can be classified as either therapeutic or diagnostic. In therapeutic applications, the transformation of light energy into chemical, thermal or mechanical energy, via light absorption, can cause a direct and selective cell death. The light-tissue interactions in the diagnostic approach must by contrast be non-destructive and the main goal is to study the physiology or pathology of the tissue. There are a variety of potential optical methods to evaluate the light-tissue interactions, such as diffusion approximation and the Monte Carlo (MC) method among others.

The MC method is a common model of choice for simulating light transport in tissue. Many problems of practical interest often involve a range of light sources, multiple tissues types, and complex geometries. Analytical solutions for realistic scenarios are complicated, even when possible. These more realistic cases are instead solved with numerical techniques. For RTE (Radiative Transport Equation) problems, one of the most popular models used in the field of tissue optics is the diffusion approximation. This approximation generally do not hold near the source, near the surface and internal boundaries and in anisotropic tissues, and in regions of either high absorption or low scatter. The other one is a stochastic approach to modelling light propagation can also be taken, again based on radiative transfer theory, and one such technique, the MC method. In this method to photon transport, single photons are traced through the sample step by step, and the distribution of light is built up from these single-photon trajectories. The parameters of each step are calculated using functions whose arguments are random numbers.

In this thesis, MC model used and reflection, transmission, absorption and fluence rates of light travelling in tissue are calculated. A MC simulation of absorption and scattering

has 5 main steps: source photon generation, pathway generation, absorption, elimination, and detection.

Then, calculated physical quantities were re-evaluated with respect to beam profiles. Beams that have Gaussian and Bessel profiles were studied as they propagate in scattering medium. It was shown that, because of self-healing property, Bessel beams can provide higher on-axis intensities deeper in turbid media.

A brief review of the literature was introduced for this investigations. There are many experimental studies about non-diffracting Bessel beams but the MC simulation of Bessel beam propagation in tissue hasnot been done until this study. Therefore, the results that obtained by convolving MCML outputs are the first results for Bessel beams. There are no comparison with any other result.

This work provides details necessary for implementation of “Monte Carlo Modeling of Light” (MCML) program to simulate Gaussian and Bessel shaped beam propagation.

Analytical expressions facilitating convolution for finite Bessel and Gaussian beams and the effect of such beams as they propagate in scattering medium; algorithms and programming details are also given. The outputs obtained from MCML program are also used to investigate energy distribution in tissue for infinitely narrow photon beams, Gaussian and Bessel beams.

The obtained results were used to define change of reflection and transmission values in tissue that has different scattering coefficients. The absorption coefficient was kept constant during the simulations. The intensity of Bessel beams change less than Gaussian beams and Bessel beams keeps the number of rings when scattering coefficient is risen. Moreover, Bessel beams keeps Full Width Half Maximum with increasing scattering coefficients as different from Gaussian beams.

The details about generation of Bessels beams with annular slit and axicon were given. The convolution principles of Gaussian and Bessel beams were explained. The MATLAB application of this convolution were obtained to compare and investigate the properties of the Bessel and Gaussian beam shapes in scattering media. Comparised beams had equal power and beam radii. The last simulations also shows Gaussian beam contains much more power within the spot size compared to the same size of central

core in a Bessel beam and distribution of Bessel and Gaussian beams in scattering tissue. Bessel beams shows the properties of multiple beams while propagating tissue. Bessel beams are propagation-invariant as its transverse profile does not alter with propagation distance and these beams are self-healing.

The MC model is described here for modeling photo propagation in a scattering medium. Examples of computed distributions are presented for situations where light scattering in tissue is important. The method can be applied to analyze treatment of Port Wine Stain and the selection of laser wavelengths for cyclophotocoagulation.

A basic method for MC simulation, described by Prahl (1988) and coded by Wang and Jacques (1992), were outlined here. The method employs the technique of implicit photon capture, also known as survival weighting. Rather than each photon being scattered until its path is terminated by a single absorption process, the photons are given a weighting which is reduced, according to the propagation step size, at each scattering site. This improves the statistical efficiency of the method, since it avoids computing the path of photons that may be transported many steps only to be terminated in a single absorption process.

MCML and CONV programs recompiled for understanding the structure and details of the programs in ITU labs. Using MCML outputs and the convolution principles, MATLAB programs were coded for Bessel and Gaussian beams. It was mentioned step by step for obtaining outputs from MCML, CONV and MATLAB codes. Outputs were evaluated according to different properties and reflection, transmission change in rising scattering effects.

If different distribution and effects of light are required in tissue, changing beam profile can be suggested. Note that there are azimuthal symmetry in Bessel and Gaussian beams. These simulations can be applied other beam profiles. That should be noted while trying other beam profiles.

If more efficient methods are found to translate light into tissue, size of lasers will be smaller and their costs will come down. Moreover, different light translation methods can be improved by changing beam profiles and this can ensure transmission of light the target in tissue.

There are many biomedical applications of lasers in which the beam profile is of critical importance. Medical applications, such as Photo Dynamic Therapy, use fiber optics delivery systems, and the efficiency of these systems is strongly affected by beam profiles. Therefore, investigations of beams that have different properties and beam profiles will go on.

1. GİRİŞ

Dokuların ışııkla etkileşimi eski çağlardan günümüze kadar hem sağaltım yöntemlerinde hem de tanı amaçlı olarak çeşitli şekillerde kullanılmıştır. Çağımızda teknolojinin ilerleyişi bu etkileşimler üzerine daha ayrıntılı ve sistematik araştırmalar yapılmasına öncelik etmiştir. Dokuların ışıık demetleri ile etkileşimi ve bu etkileşime bağılı birtakım parametrelerin belirlenmesi için çeşitli istatistiksel yöntemler ve algoritmalar geliştirilmiştir. Bu sayede doku içinde ışıığın girginliği, dokunun ışığı ne kadar emdiği veya ışıığın ne kadarını yansıttığı saptanmaya çalışılmış, bu çalışmalardan elde edilen sonuçlar dokunun görüntülenmesinde ya da sağaltımında kullanılan uygulamalara referans olmuştur.

Burada kullanılan istatistiksel yöntem adını Monte Carlo'daki kumarhanelerde, ruletlerde görülen rastlantısal davranıştan alan, iyi gelişmiş bir "yazı/tura" yöntemidir; yani iyi tanımlanmış olasılık dağılımlarından değışkenlerin rastgele örneklenmesine dayanır. Yöntem basittir; belirsiz bir alanı tamamen çevreleyen belli bir alana çok sayıda dart oku atılır. Daha sonra belirsiz alan içine isabet eden dart oklarının tüm dart oklarına oranı bulunur. Bu oran aynı zamanda alanların birbirine olan oranını yaklaşık olarak verir. Günümüzde, matematikte sayısal integrasyon problemlerinden, iktisatta faiz oranlarının olasılıksal modellenmesine kadar birçok alana yayılmıştır.

Monte Carlo (MC) yönteminin uygulanma nedeni analitik olarak türetilmesi zor ya da olanaksız olan bazı dağılımların elde edilmesine olanak vermesidir [1].

Gerçekleştirilen hesaplamalarda MC yöntemi farklı yoğunluklu ortam ve dokularda yansıma, geçirgenlik ve akı oranlarının hesaplanması için kullanılmıştır. Ayrıca, farklı yoğunluklu ortamlarda yayılan sonlu, ışığa dik düzlemde Gaussian ve Bessel profiline sahip demetlerin silindirik simetri ile impuls yanıtının konvolüsyonunun gerçekleştirilmesi sağlanmıştır.

Böylece demet profillerinin saçıcı ortamda ilerleyişinin etkisi belirlenmiş ve Bessel demetlerinin kendini yenileme özelliğinden dolayı saçıcı ortamda şiddetlerinin daha yavaş düştüğü görülmüştür. Bu da Bessel demetlerinin insan derisi gibi güçlü saçıcı ortamlarda daha derinlerde yüksek ışık şiddeti sağlayabileceğini böylelikle de görüntüleme ve tedavi gibi uygulamalarda sağlayabileceklerini göstermektedir. Girginlikte Gaussian demetlerine oranla üstün olan Bessel demetleri ile Optik Uyum (Optical Coherence) mikroskopisi, yüksek çözünürlüklü Optik Uyum Tomografisi, canlı hücrelerin üç boyutlu ve hızlı olarak görüntülenmesine olanak verebilecektir.

Biyolojik dokuların optik özellikleri tanı ve sağaltım yöntemleri için çok sayıda olanak sunar. Laserin farklı doku türleri tarafından farklı oranlarda Emilimi; sinir hücresi ya da kanser hücrelerinden farklı saçılması bu olanakları vermektedir. Ayrıca dokuya odaklanabilme sağlayan özel kimyasallar bu olanakların daha da gelişmesini sağlamıştır. Tanı aşamasında dokuların daha derinini görüntülemek, fotonların çok ya da az saçıldığı yerlerde ve çevresinde fotonun istatistiksel davranışını anlamayı gerektirir. MC benzetimi optik özellikleri dokunun daha derininde oluşturmak için kullanılan çeşitli teknikler açısından esnek bir çalışma çerçevesi sağlar. Dokuların emilim ve saçılmasının modellenmesini sağlayan yöntem; Fotoakustik Tomografide ve Optik Tomografide ileri modelin oluşturulmasında, deneysel yöntemlerden önce doku cevabının tahmin edilmesinde kullanılır. Sağaltım amaçlı uygulamalardan Radyasyon sağaltımı ve Fotodinamik sağaltımda MC yöntemi hastanın maruz kalabileceği periferik dozu belirlemede ve etkin madde aktivasyonunun modellenmesinde kullanılır.

1.1 Tezin Amacı

Bu çalışmada farklı fiziksel özellikteki ortamlara Gauss ve Bessel profilili laser demetleri uygulanarak deneysel olarak elde edilen sonuçların MC yöntemi ile değerlendirilmesi amaçlanmıştır. Saçıcı ortamlarda bu demetlerin şiddetinde, yansıma ve geçirgenlik gibi optik özelliklerde ne gibi değişiklikler olacağı da incelenmiştir. Elde edilen sonuçların daha önce gerçekleştirilen hesaplama ve deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması yapılmıştır. Farklı demet profiline sahip ışığın saçıcı ortamda ilerleyişinin gösterilmesi amaçlanmıştır.

1.2 Literatür Özeti

Doku-laser etkileşimleri üzerine ve bu etkileşimlerdeki bazı fiziksel özelliklerin belirlenebilmesi amacıyla kullanılan istatistiksel yöntemler arasında MC yöntemi verdiği sonuçların belirleyici olması nedeniyle çok sayıda çalışmada kullanılmıştır. Bu çalışmada kullanılan yönteme ait uygulamalar 80’li yıllarda çalışılmaya ve uygulanmaya başlanmıştır.

1989 yılında, Keijzer ve arkadaşları, yaptıkları çalışmalarda atar damar dokusuna uygulanan sonlu çaplı laser demetleri için, Gaussian demetleri kullanılarak MC benzetimleri gerçekleştirmiştir [2].

2002 yılında Bargo ve arkadaşları tarafından yapılan çalışmalarda ise yoğun ortamda optik fiberler üzerinde optik özelliklerin etkileri deneysel olarak çalışılmış ve MC yöntemi ile modellenip verimlilik tahmini yapmak için analitik bir ifade elde edilmiştir [36].

2004 yılında, Carp ve arkadaşları yaptıkları çalışmalarda, homojen, yoğun ve yarı sonlu ortam için 1B planar akış oranı ve 2B Gauss dağılımı için analitik çözümler geliştirmiştir. Bu çözümlerin sonuçları ise yine MC yönteminden elde edilen sonuçlarla oranlanarak denetlenmiştir [37].

2005 yılına gelindiğinde, Chen ve arkadaşları, çalışmalarında kompozitlerden fotonların emilimi sırasında ışığın yayılımını MC yöntemi ile göstermiş ve doğrulamışlardır [38].

Prahl ve arkadaşları 2009 yılında yayımladıkları “Monte Carlo Propagation of Spatial Coherence”, adlı çalışmalarında, kompleks belirleyici optik sistemler için rastgele kaynaklardan kısmen eşfazlı olarak yayılan ve Gaussian demetleri kullanılarak gerçekleştirilen MC tahminlerinin istatistiğini yapmış ve her durumda fiziksel optik ve MC tahminleri arasında mükemmel uyum olduğunu göstermişlerdir [39].

Duncan ve arkadaşları, 2010 yılındaki yayınlarında, homojen ve çeşitli doku özelliklerine sahip ortamlar oluşturulduktan sonra, ışık ile etkileşimleri “Differential interference contrast” [DIC] mikroskopu kullanılarak gerçekleştirdikleri incelemelerden söz etmişlerdir.

MC yöntemi ile saçılma ve emilim özellikleri elde edilerek mikroskoptan elde edilen sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Böylece DIC mikroskopunun kalibrasyonu sağlanmıştır [40].

Bu tez kapsamında doku-laser etkileşimleri MC yöntemi ile Gaussian ve Bessel demetleri kullanılarak analiz edilmiştir. Şimdiye kadar MC yöntemi kullanılarak Bessel demetlerinin simüle edilmesi ile herhangi bir çalışma gerçekleştirilmemiştir. Deneysel olarak yapılan çalışmalarda Bessel demetlerinin doku benzeri ortamlarda yayılımının sonuçları elde edilmiştir. Elde edilen sonuçlar biyomedikal optik uygulamalarında dokuların daha derini görüntüleme gibi uygulamalar için oldukça önemli sonuçlardır [5]. Kuramsal olarak 1987 yılında Durnin tarafından keşfedilen Bessel demetleri üzerinde birçok çalışma yapılmıştır. Durnin tarafından kırınımsız ilerleyen sıfırıncı derece Bessel fonksiyonunun dalga denkleminin tam olarak çözümü olduğu ispatlanmış [19] ve deneysel olarak yaklaşık kırınımsız ilerleyen dalgalar gözlemlenmiştir [25]. Sonraları Bessel demetlerinin kendini yenileme ve kırınımsız ilerleme davranışını farklı yöntemlerle üretilmiş demetlerle gösteren çalışmalar yapılmaya devam edilmiştir. Bu davranış OCT[19]den çok fotonlu görüntüleme ([20] multi-photon imaging) ve katılarda [19,22] , sıvılarda [19,23,24] gazlarda [47,31] doğrusal olmayan optik etkileşimlerin üretilmesine kadar [plazma oluşumunu içeren] birçok uygulama için oldukça verimli olmuştur. Bessel demet profiline oldukça yaklaşan profiller gösterilmiştir. Bunlar; odaklanan lenslerle ikili yarık[25] , dairesel periyodik ızgaralar[26] , ayarlanabilir akustik gradyanlar ve aksikon odaklama yöntemleri aracılığıyla yapılmıştır [27].

Sogomonian ve arkadaşları 1996 ‘ da yayımladıkları “Self-reconstruction of a Bessel beam in a nonlinear medium” isimli çalışmalarında; Bessel demeti aparatının azimütal açısının % 80 ‘i bloke edilerek, demet sıvıdan geçtikten sonra benzer özellikte Bessel halkalarının uzak bir alanda yeniden oluşturulabileceğini göstermişlerdir[35] .

Butkus ve arkadaşları, 2002 yılında yayımladıkları “Nonlinear self-reconstruction of truncated Bessel beam” isimli çalışmalarında; azimutal bir engel ile bir kısmı bloke edilen Bessel demetinin halkalarının uzak alanda, Kerr doğrusal olmayan özelliğe sahip ortamda yeniden oluşturulduğunu gösterdiler [43].

McGloin ve arkadaşları, 2003 yılında yayımladıkları “Interfering Bessel beams for optical micromanipulation” isimli çalışmalarında girişim yapan yüksek dereceli Bessel demetlerinin özelliklerini incelediler. Böylelikle Bessel demetlerinin kendini yenileme özelliğini gösterdiler ve bu özelliği numune hücrelerde parçacıkların optik yönlendirme ve rotasyonunu incelemek için kullandılar[44].

Tao ve arkadaşları, 2004 yılında yayımladıkları “Self-reconstruction property of fractional Bessel beams” isimli çalışmalarında kesirli Bessel demetlerini [Fractional Bessel Beam-FBB] çalışmışlardır. Benzetim ve deneysel sonuçlar FBB nin engel kütlelerin üstesinden gelebildiğini ve karakteristik bir uzaklıktan sonra kendini yenileyebildiğini göstermişlerdir. Bir karşılaştırma yapmak amacıyla, aynı engel boyunca Gaussian demetleri ve tamsayı dereceli Bessel demetleri çalışılmıştır[45].

McLeod ve arkadaşları, 2006 yılında yayımladıkları, “Multiscale Bessel beams generated by a tunable acoustic gradient index of refraction lens,” isimli çalışmalarında ayarlanabilir akustik gradyanlar kullanarak ürettikleri Bessel demetlerinin kendini yenileme ve kırınımsız ilerleme özelliklerini gösterdiler [27].

2006 yılında Fischer ve arkadaşları, yayımladıkları “ Wavelength dependent propagation and reconstruction of white light Bessel beams” isimli başka bir çalışmada ise; dairesel bir engelin varlığında yeniden oluşumun ya da kendini yenileme özelliğinin spektral karakteristiğini araştırmışlardır. Belli bir bölge üzerinde sadece beyaz ışık demetinin merkezinde dağıtıcı odak çizgisinde, demet oluşumunun spektral karakteristiğini ve yeniden oluşumun sonuçlarını elde etmiş; sıfırıncı derece Bessel fonksiyonunun karesiyle uyumlu sonuçlar ve dairesel engele rağmen demet profilinin yeniden oluşum sonuçlarını elde etmişlerdir[46].

2010 yılında yapılan diğer bir çalışmada, Fahrbach ve arkadaşları, “Microscopy with self-reconstructing beams” isimli çalışmalarında, saçılmanın kontrollü olarak azaltılmasıyla, demetin yayılımında ışık mikroskopları için yeni bir aydınlatma düzeni oluşturabileceğini göstermişlerdir. Homojen olmayan ortamda kırılma indisinin 3 farklı değerini sağlayan sistemde 2 büyük cam küre, bir dizi küçük cam küre ve bir parça insan derisi kullanılarak, demetlerin kendini yenileme özelliğinin gerçekleştirilebileceğini; Bessel demetlerinin engellerden sapmaya karşı dirençli olduğunu göstermişler ve bu bağlamda

demetlerin yeniden oluşum ölçümleri tanımlamışlardır. Kendini yenileyen demetlerle bir mikroskop prototipi (microscope with self-reconstructing beams MISERB) oluşturmuşlardır. Bu mikroskopta holografik olarak şekillendirilmiş Bessel demetlerinin sadece saçılmadan kaynaklanan görüntü bozukluklarını azaltmakla kalmadığını aynı zamanda yoğun ortamda görüntünün daha derinini gözlemlemeyi sağladığını ve dokuya girginliği arttırdığını göstermişlerdir[5]. Bu çalışma, Bessel profilli laser hüzmelerinin biyomedikal uygulamalarda oldukça önemli olabileceğini göstermiştir.

2010 yılında yayımlanan ve Bessel demet profil özelliklerini gösteren bir diğer çalışma Aktürk ve arkadaşlarının “Generation of high quality tunable Bessel beams using a liquid-immersion axicon” isimli çalışmasıdır. Geleneksel cam bir aksikonu indisi uyan bir sıvıya daldırarak, yüksek kaliteli, ayarlanabilir, kırınım yapmayan Bessel benzeri demetleri üretmişlerdir[30].

Şimdiye kadar yapılan yayınların bir kısmı burada örneklenmiştir. Bessel demetlerinin kendini yenileme ve kırınımsız ilerleme özelliklerini içeren bu çalışmaların sayısı artmaya devam etmektedir. Bu tez kapsamında MC yöntemiyle daha önce gerçekleştirilmiş çalışmalar ışığında Gaussian ve Bessel demetlerinin benzetimi yapılmıştır. Tez çalışmalarında daha önce yayınlanan bu çalışmalarda sunulan teorik ve deneysel sonuçlardan da yararlanılmıştır. Yararlanılan bu sonuçlar sayesinde programlarda elde edilen sonuçlarla ilgili değerlendirmeler yapılmıştır.

1.3 Hipotez

MC yöntemi kimyadan termodinamiğe ve atom fiziğine kadar pek çok alanda başarı ile uygulanan ve oldukça iyi sonuçlar elde edilen bir yaklaşım ve tekniktir. Bu yöntem ile ilgili, çeşitli alanlarda pek çok literatür oluşturulmuştur. Bu tez kapsamında MC yöntemi dokularda yansıma, geçirgenlik, ve akının hesaplanmasında kullanılacaktır. Hesaplamalara farklı doku sınırları koşulları da, anizotropik saçılma da dahil edilerek modelin gerçekçiliği arttırılmıştır.

MC metodu farklı saçıcılığa sahip ortamlarda yayılan Gaussian ya da Bessel demetlerinin impuls yanıtları üzerinden konvolüsyonunun gerçekleştirilmesinde,

demetlerin dokuyla etkileşerek değişen fiziksel özelliklerini hesaplanmasında kullanılabilmektedir.

Bessel demetlerinin en önemli özelliği kırınımına uğramıyor olmaları ve bu sebeple Gaussian demetlerine oranla çok daha uzun uzaklıkta odaklı kalabiliyor olmalarıdır.

Bu durum için belirli bir uzaklık boyunca elde edilen Gaussian ve Bessel demetlerin profilleri karşılaştırıldığında; Bessel demetlerinin kendini yenileme özelliğinden dolayı saçıcı ortamda şiddeti daha yavaş düşecektir. Böylece Bessel demetlerinden güçlü saçıcı ortamlarda bile daha derinlerden görüntüler üretebilecek, doku derinliklerine doku yüzeyine daha az zarar vererek ışık iletimi sağlanabilecektir.

1.4 Doku Optiğinin Temelleri

Laserin biyomedikal uygulamaları hızla gelişmektedir ve bu uygulamalar tanı ve tedavi amaçlı uygulamalardır. Tedavi amaçlı uygulamalarda ışığın emilmesiyle ışık enerjisi kimyasal, termal ve mekanik enerjiye çevrilir, doğrudan ya da seçilmiş hücre ölümüne neden olunur. Tanı amaçlı uygulamalar doku fizyolojisini ve patolojisini anlamaya yöneliktir ve ilkinin tersine hücre ölümü gerçekleştirmek istenilmez.

Dokuda fotonun yayılması, temel optik özellikler emilim, saçılma ve kırılma indisi ile karakterize edilir. Bu özellikler dokuya iletilen foton sayısını belirlemekte ve sözünü ettiğimiz biyomedikal uygulamalar için önem teşkil etmektedir.

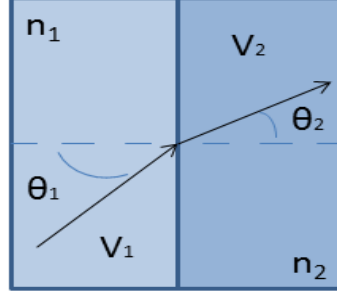
1.4.1 Kırılma indisi

Kırılma indisi, n , ışığın ortamdaki hızını belirler. Kırılma indisindeki değişimler, saçılma, kırılma ve yansımaları arttırır. Kırılma genellikle farklı kırılma indisine sahip ortamlar arasında sınırdan ışığın geçişiyle oluşur.

Kırılma davranışı Snell kanunu ile ifade edilir;

$$n_1 \cdot \sin(\theta_1) = n_2 \cdot \sin(\theta_2) \quad (1.1)$$

Burada θ_1 geliş açısı, θ_2 kırılma açısıdır (yüzeyin normaline göre) ; n_1 ve n_2 her ortamın kırılma indisidir ve ışığın ortamdaki hızı ile ilişkilidir ($n = c_{vakum} / v$).



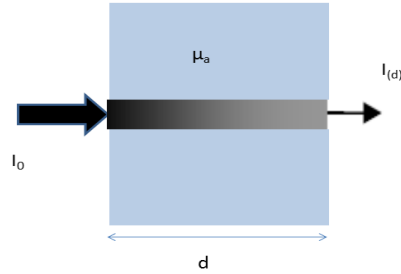
Şekil 1.1: Farklı kırılma indisine sahip iki ortam arasında ışığın kırılması ($n_1 < n_2$).

Dokuların bileşimi heterojen olduğundan, farklı doku bileşenlerinin kırılma indisleri bilinmesine ihtiyaç vardır ya da dokunun tamamı için ortalama bir değer kullanılır. Birçok doku türü için bu değer 1.4 civarı bir değer olarak dikkate alınır [17]. Buradaki çalışmada da suyun da kırılma indisi değerine yakın bir değer olan 1.3 değeri kullanılmıştır.

1.4.2 Emilim

I_0 şiddetine sahip ve λ dalgaboyunda ışığın (şekillendirilmemiş paralelleşen demet için), homojen ve saçıcı olmayan, d kalınlıklı bir ortamdan geçtiğindeki şiddeti $I(d)$ şu şekilde verilir;

$$I(d) = I_0 \cdot e^{(-\mu_a \cdot d)} \quad (1.2)$$



Şekil 1.2: Saçıcı olmayan ortamda ışığın zayıflaması.

μ_a verilen dalga boyunda, emilim katsayısıdır [cm^{-1}] ve emilen fotonun her birim uzunluk için olasılığını ifade eder.

Diğer parametreler gelen ve geçiş yapan ışığın oranından belirlenir, örneğin geçirgenlik, T ;

$$T = I(d) / I_0 \quad (1.3)$$

ve absorbans A (ışığın şiddetindeki kaybı ifade eder) ve optik yoğunluk (OD) biriminde ölçülür ve şu denklemlerle verilir;

$$A = \log_{10} (1/T) = k \cdot d \quad (1.4)$$

burada k , sönümlenme katsayısıdır [41].

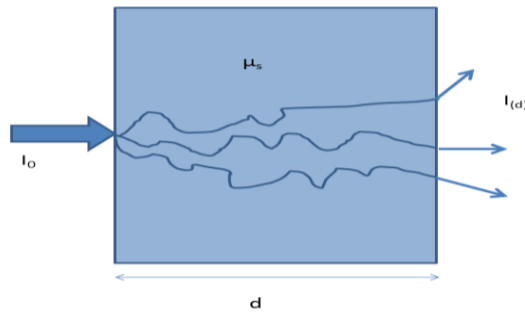
1.4.3 Saçılma

Saçılma ışığın madde ile etkileşime girerek ışığın yönünün değiştiği fiziksel bir süreçtir. Farklı şekil ve boyutlarda parçacıklardan ışığın saçılmasını tanımlamak için çeşitli yaklaşımlar öne sürülmüştür. Genel olarak tekli ve çoklu saçılma yaklaşımları olarak ikiye ayrılmıştır.

Dokuda ışığın saçılması saçıcı parçacıkların boyutu, ışığın dalgaboyu ve farklı doku bileşenlerinde kırılma indislerinin değişimi gibi birçok değişkene bağlıdır.

Tekli saçılma yaklaşımında parçacıkların dağılımının yeterince geniş ya da parçacıkların sayısı yeterince azdır ve tüm parçacıklara göre toplam saçılan demet, gelen demetle kıyaslandığında oldukça küçüktür [13]. Başka bir deyişle, parçacıkların etraflarındaki parçacıklardan saçılan ışık ile etkileşmediği farzedilir.

Gelen ışık demetinin dalgaboyuna kıyasla küçük parçacıklardan ışığın saçılma olayı Rayleigh saçılması olarak bilinir. Gerçekte, parçacıklardan saçılan ışığın birinin diğerinden bağımsız olduğu varsayımının geçersiz olduğu birçok sistem vardır, bu sistemlerde parçacıkların çevresindeki parçacıklardan saçılan ışık ihmal edilemez ve çoklu saçılmalar dikkate alınır.



Şekil 1.3: Saçıcı ortamda ışığın zayıflaması.

Elastik saçılma durumunda (enerji kaybının olmadığı durum) fotonların başlangıçtaki gidiş yolundaki sapmadan ötürü ışık şiddetinde azalma olabilir.

Emilimde olduğu gibi, ışığın son saçılmadan sonra şiddet bileşeni $I(d)$, kaynaktan gelen I_0 şiddetinde ışık d mesafesinden geçiş yaptığında şöyle tanımlanır;

$$I(d) = I_0 e^{-\mu_s d} \quad (1.5)$$

μ_s verilen dalga boyunda , saçılma katsayısıdır [cm^{-1}] dır ve fotonun her birim uzunluk için saçılma olasılığını ifade eder.

Çoklu saçılmaların baskın olduğu ışık iletimini tanımlamak için Maxwell 'in Elektromanyetik teorisinden yararlanılabilir ancak bu çözümler oldukça karmaşık olacaktır.

Işığın dalga davranışının ihmal edildiği ve fotonların iletiminin, saçılma ve emilimin düşünüldüğü daha uygun bir yaklaşım vardır. Bu yaklaşım Işınımsal Transfer Teorisidir ve Işınımsal Transfer Denklemi ile formüle edilir[13];

$$\frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} I(r, t, \hat{s}) + \hat{s} \cdot \nabla L(r, t, \hat{s}) = -(\mu_a + \mu_s) I(r, t, \hat{s}) + \mu_s \int_{4\pi} p(\hat{s}, \hat{s}') d^2 \hat{s}' + \varepsilon(r, t, \hat{s}) \quad (1.6)$$

Denklem ortamdaki ışıma enerjisi $L(r, t, \hat{s})$ davranışını, her birim açı ve birim zaman için $\hat{s}$ yönünde r konumunda ve $\hat{s}$ yönüne normal olarak her birim alan için tanımlar [50]. Denklemdaki diğer parametrelerden v , ortamdaki ışığın hızı, μ_a ve μ_s emilim ve saçılma katsayıları, p , saçılma faz fonksiyonu ve $\varepsilon(\mathbf{r}, t, \hat{s})$, ışıma kaynağı terimidir. Işınımsal Transfer Denkleminin analitik çözümlerinde en popüler model difüzyon yaklaşımıdır. Ayrıca yine ışınımsal transfer teorisine dayanan istatistiksel bir yöntem olan Monte Carlo yöntemi ile ışığın yayılımı modellenilebilir. Burada Difüzyon yaklaşımından genel olarak bahsedilecek ve konumuz olan Monte Carlo yönteminin takip eden bölümlerde ayrıntılarından bahsedilecektir.

1.5 Difüzyon Yaklaşımı

Işınımsal Transfer Denklemindeki şiddet $I(r, t, \hat{s})$, faz fonksiyonu $p(\hat{s}, \hat{s}')$ ve kaynak terimi $\varepsilon(\mathbf{r}, t, \hat{s})$ $\hat{s}$ yönüne bağlıdır. Hesaplanması zor olan Işınımsal transfer denkleminin Difüzyon denklemine dönüştürülerek çözümü yaygın olarak benimsenmiştir. Difüzyon denkleminin türetilmesinde kaynağın izotropik noktasal kaynak ve ortamdaki saçılmaların yaklaşık olarak izotropik olduğu varsayımları yapılarak zamana bağlı

difüzyon denklemi şöyle verilir [51];

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Phi(r,t)}{\partial t} - \nabla \cdot \kappa(r) \nabla \Phi(r,t) + \mu_a(r) \Phi(r,t) = \varepsilon_0(r,t) \quad (1.7)$$

bu denklemde

$$J(r,t) = \nabla \cdot \kappa(r) \nabla \Phi(r,t) \quad (1.8)$$

birinci Fick Kanunu olarak bilinir.

Bu denklemde ise $J(r,t)$ akı yoğunluğu, $\Phi(r,t)$ foton yoğunluğu ve $\kappa(r)$ difüzyon katsayısıdır ve şöyle verilir;

$$\kappa(r) = \frac{1}{3 \cdot [\mu_a(r) + \mu_s(r) \cdot (1-g)]} \quad (1.9)$$

Bu denklemde ise g anizotropidir ve sapma açısının ortalama kosinüs değerine $\langle \cos\theta \rangle$ eşittir. Değeri 1,0 ve -1 civarındadır ve sırasıyla bu değerler için ileri (forward) saçılma, izotropik saçılma ve geri(backward) saçılmayı ifade eder.

Biyolojik dokularda g , $0.69 \leq g \leq 0.99$ aralığında değerler alır [52, 6]. Burada yapılan çalışmada da bu aralıkta bir değer kullanılmıştır. “ g ” görünür spektrumda genellikle ~ 0.9 değerindedir [6].

Denklem 1.7 deki difüzyon denklemi, kaynağın izotropik noktasal kaynak ve ortamdaki saçılmaların yaklaşık olarak izotropik olduğu, ışığın difüz olarak yayıldığı (toplu dokularda (bulk tissue) olduğu gibi), kaynak ve dokunun yakın olmadığı varsayımları gerçekleştirdiğinde doğru sonuç vermesine rağmen çok kullanılan bir modeldir. Işık kaynağı yakınında, yüzey yakınında ve farklı doku katmanlarının sınır kısımlarında ve izotropik olmayan dokularda ve emilimin saçılmalardan yüksek olduğu durumlarda doğru sonuçlar vermeyecektir. Bu gibi durumlarda Işınımsal Transfer Denkleminin daha yüksek dereceli yaklaşımları gerekebilir [53].

1.5.1 Green fonksiyonu

$\mathbf{D}$ lineer bir diferansiyel bir operatör olsun. Bu durumda,

$$\mathbf{D} U(x) = 0 \quad (1.10)$$

homojen bir diferansiyel denklem ve

$$\mathbf{D} U(x) = f(x) \quad (1.11)$$

homojen olmayan bir denklemi temsil eder. Bu denklemlerin çözümlerini belirlememiz için sınır şartlarını da vermemiz gerekir. Denklem 1.11 in sağ kısmı $f(x) = \delta(x-x')$ olduğu takdirde 1.11 denkleminin çözümü mevcut ve tek değerli ise, verili sınır şartlarına uygun çözümüne Green fonksiyonu adı verilir. Şu halde bu fonksiyon verilen sınır şartları altında

$$\mathbf{D} G(x, x') = \delta(x-x') \quad (1.12)$$

denklemini gerçekleyecektir. Bu denklemin sağ tarafı x ve x' ye bağlı olduğundan, çözümünde aynı değişkenlere bağlı olur. Bunun için $G = G(x, x')$ yazılmıştır. Şimdi 1.12 deki ifadenin her iki yanını da $f(x')$ ile çarpıp x' nün değişim bölgesi olan B bölgesi üzerinden integre edelim.

$$\int_B f(x') \mathbf{D} G(x, x') dx' = \int_B \delta(x-x') f(x') dx' \quad (1.13)$$

Sol taraftaki integralde $\mathbf{D}$ 'nin yalnız x in bileşenlerine etki etmesi dolayısıyla $\mathbf{D}$ integral dışına alınabilir. Sağ taraftaki integral ise Dirac delta fonksiyonunun özelliği kullanılarak yeniden yazılırsa

$$\mathbf{D} \left[\int_B G(x, x') f(x') dx' \right] = f(x) \quad (1.14)$$

ifadesi bulunur. 1.11 denkleminin 1.14 ile karşılaştırılması, 1.11 denkleminin verili sınır şartlarına uygun çözümü olan $U(x)$ in

$$U(x) = \int_B G(x, x') f(x') dx' \quad (1.15)$$

ile verildiğini göstermektedir. Buna göre eğer 1.11 gibi bir diferansiyel denklemi belirli bir B bölgesinin sınırında geçerli olan bazı sınır şartları altında çözmek istersek, 1.12 denklemini gerçekleyen Green fonksiyonu yardımıyla 1.15 ifadesini oluşturmamız yeterlidir. Difüzyon denklemi gibi kısmi diferansiyel denklemleri çözmek için kullanılan yöntemlerden biri Green fonksiyonunun uygulanmasıdır. Kaynak terimi $\varepsilon(\mathbf{r}, t, \hat{s})$ sonsuz kısa darbeler (pulse) ya da Dirac-Delta fonksiyonu ya da konvolüsyonla elde edilebilecek herhangi başka bir kaynak olabilir. Green fonksiyonları istenen kaynak koşulları ve sınır koşulları altında bu çözümlere ulaşmamızı sağlar [54]. Bu çalışmada Green fonksiyonu konvolüsyon işlemlerinin gerçekleştirilmesinde kullanılacaktır.

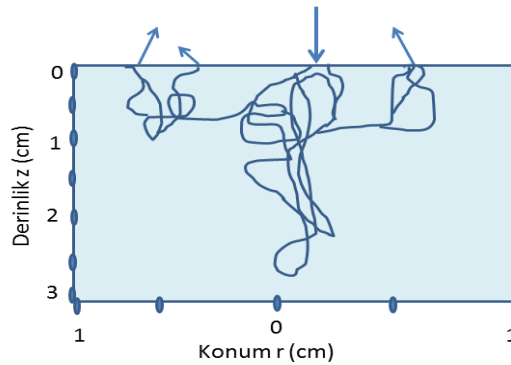
2. MONTE CARLO YÖNTEMİ

Bu bölümde son kısımdaki özet dışında verilen bilgiler ağırlıklı olarak Jacques ve Wang'ın(1995) [6], Prahl'ın (1989) [7] yayınları ve Jacques'in (2011) [49] kitabından yararlanılarak yazılmıştır.

2.1 Monte Carlo Yöntemi Nedir?

Monte Carlo benzetimleri dokularda ışık iletimini modellemek için kullanılan temel ve çok yönlü yaklaşımlardır. Difüzyon Teorisi ışık iletimini modellemek için hızlı ve uygun bir yöntemdir ancak emilim saçılmadan fazla olduğunda ya da kaynak dokuya yakın olduğunda kesin sonuçlar vermemektedir.

Monte Carlo tekniği olasılık temelli bir yöntemdir. Bu nedenle çok fazla hesaba ve rastgele ortamları modelleyebilecek sayıya ihtiyaç duymaktadır. Bunun içinde güçlü bilgisayarlara ve rastgele sayı üreteçlerine ihtiyaç duyulmaktadır. Günümüzde bilgisayarların hızlanması ile olasılıksal temelli işlemlerin çözümünde verimli bir yöntem haline gelmektedir [1].



Şekil 2.1: Monte Carlo benzetiminde fotonun homojen ortamda yayılımı ve yörüngesinin temsili gösterimi

Bu tez kapsamında MC benzetimleri, foton yayılması için ifade edilen kuralları tanımlar (Bkz Şekil 2.1).

Foton-doku arasında, foton yayılımını tanımlayan olasılık dağılımları ve saçılma olayı olduğunda fotonun yörüngesindeki sapma açıları bu kurallara örnek verilebilir.

Benzetimler aynı anda birçok fiziksel niceliği hesaplayabilir. Yöntem büyük sayıda fotonların dağılımlarının bilgisayar tarafından hesaplanmasına dayanmaktadır.

Burada tanımlanan benzetimlerde fotonlar dalga gibi davranmaz; faz ve kutuplaşma gibi özellikleri ihmal edilir.

2.2 MC Yöntemi ile Foton İlerleyişinin Modellenmesi

Gerçekleştirilen birçok MC yönteminde her foton küçük, sabit artışlara sahip adımlarla ilerler. Sabit adım büyüklüğü Δs bir fotonun dokudaki serbest yol uzunluğuna göre olmalıdır. Ortamala serbest yol uzunluğu toplam etkileşim katsayısı μ_t ile belirlenir:

$$\Delta s \ll 1/\mu_t = 1/(\mu_a + \mu_s) \quad (2.1)$$

Burada μ_t etkileşim katsayısı, μ_a emilim katsayısı, μ_s saçılma katsayısıdır.

Eğer adım büyüklüğü çok küçükse, foton dokuyla nadiren etkileşime girecektir ve MC yöntemi verimsiz olacaktır. Tam tersine eğer adım büyüklüğü çok büyükse fotonun gittiği mesafe gerçek bir fotonunkine hiç benzemeyecektir.

Her foton adımı için farklı bir adım büyüklüğü seçmek daha verimli bir yöntemdir. Bu nedenle burada tanımlanan adım büyüklüğü MC benzetimi için ihtiyaç duyulan rastlantı değişkeni ile tanımlanır. Adım büyüklüğü için olasılık yoğunluk fonksiyonu Beer Kanunu olarak bilinen Denklem 2.2 deki ifadedir.

Rastlantı değişkeni ξ ise Δs ,

$$\Delta s = -\ln[\xi]/\mu_t \quad (2.2)$$

olacaktır. Δs fotonun doku ile etkileşime girmeden önce (emilim ve saçılma olmadan önce) aldığı mesafedir.

Bu çalışmada kullanılan MC benzetiminde, foton demetinin çok tabakalı bir dokuya dik olarak gelişi için tanımlanmıştır (Bkz Şekil 2.1). Her tabaka için kalınlık, kırılma indisi, emilim katsayısı μ_a , saçılma katsayısı μ_s , ve anizotropi g , parametreleri tanımlıdır.

seçersek, dağınık yansıma ve geçirgenlik hesaplanırken doğru sonuçlar elde edilmesini sağlarız. Izgara elemanlarının sayısı N_α dır. Bu nedenle ızgara çizgilerinin dağılımı $\Delta\alpha = \pi/(2 N_\alpha)$ şeklindedir. Tüm birimler cm^{-1} dir; emilim ve saçılma katsayısı birimi cm^{-1} ‘ dir. Fotonun adım büyüklüğünü tahmin etmek için ilk olarak s adım büyüklüğünün olasılık yoğunluk fonksiyonu belirtilmelidir.

$$P[s] = \mu_t \exp[-\mu_t s] \quad (2.3)$$

İkinci olarak s_1 adımındaki fotonun olasılık yoğunluk fonksiyonu belirlenmelidir;

$$\xi = \int_0^{s_1} p(s)ds = \int_0^{s_1} \mu_t \exp(-\mu_t s)ds = 1 - \exp(-\mu_t s_1) \quad (2.4)$$

s_1 için denklemini çözersek;

$$s_1 = \frac{-\ln(1-\xi)}{\mu_t} \quad (2.5)$$

veya

$$s_1 = \frac{-\ln(\xi)}{\mu_t} \quad (2.6)$$

olur. $(1-\xi)$ ve ξ , $[0,1]$ arasındaki rastgele sayıların düzgün dağılımı nedeniyle olasılıksal anlamda eşittir.

2.3 Dokuda Fotonun Yayılma Kuralları

Bu kısımda saçılma ve emilim özellikleriyle dokuda, durgun halde, fotonların MC benzetiminin temel biçiminden bahsedilecektir. Durgun halde olması ışığın sabit bir dağılımda olması ve zamana bağımlılığın olmaması demektir.

Fotonlar dokuya fırlatılırken her foton paketine başlangıçta, 1’e eşit ağırlık atanır, bu ağırlık W ile gösterilir. Fotonun geçerli pozisyonu kartezyen koordinatlar tarafından belirlenir. Geçerli foton yönü bir birim vektör tarafından belirlenir, r , bu birim vektör yön kosinüslerini tanımlar (directional cosines), (μ_x, μ_y, μ_z) :

$$\mu_x = \mathbf{r} \cdot \mathbf{x} ; \mu_y = \mathbf{r} \cdot \mathbf{y} ; \mu_z = \mathbf{r} \cdot \mathbf{z} \quad (2.7)$$

burada $\mathbf{x}$, $\mathbf{y}$, ve $\mathbf{z}$ her eksen boyunca birim vektörlerdir.

Fotonun konumu başlangıçta (0, 0, 0,) dır ve yön kosinüsleri (0, 0, 1)'e ayarlanır. Bu kartezyen koordinatlarda bir fotonun konum ve yönünün tanımıdır [8].

Bir foton başladığında, eğer doku yüzeyinin (doku sınırı) kırılma indisi fotonun geldiği ortamından farklı ise açısız [speküler] yansıma gerçekleşecektir.

Eğer ortamların kırılma indisleri sırasıyla n_1 ve n_2 ise, sonrasında yüzeye dik gelme durumunda açısız yansıma, R_{sp} , [9]:

$$R_{sp} = \frac{(n_1 - n_2)^2}{(n_1 + n_2)^2} \quad (2.8)$$

olacaktır. Fotonun başlangıçta ağırlığı 1 'dir ve eşik değerin altına düşene kadar azalır. Bu eşik değeri 10^{-4} mertebesinde alınabilir. Eşik değere ulaşması için gereken zaman foton tarafından alınan adımların sayısına bağlıdır:

$$E.D. = \left(\frac{\mu_s}{\mu_s + \mu_a} \right)^{N_{adim}} \quad (2.9)$$

Her foton için gerekli adım sayısı;

$$N_{adim} = \frac{\ln(E.D.)}{\ln\left(\frac{\mu_s}{\mu_s + \mu_a}\right)} \quad (2.10)$$

Yansımalar hesaplanırken eğer etkileşimlerin sayısı sıfır ise yansıma dağınık yansımadır, sıfır değilse açısız yansımadır. Fotonun ağırlığı R_{sp} ile azalır ve çıktı olarak kaydedilir:

$$W = 1 - R_{sp} \quad (2.11)$$

MC benzetiminde yansıma, geçirgenlik ve emilimi kaydedilir. z ve r yönlerindeki son ızgara elemanı konumun gerçek değerini vermeyecektir.

Fotonlar ızgara sisteminin ötesinde yayılabilir; dağınık yansıma, geçirgenlik ya da emilim dizilerinde foton ağırlıkları kaydedildiğinde, foton konumu ızgara sistemini dolduramayabileceğinden son ızgara elemanı foton ağırlığını toplamak için kullanılır.

2.4 Foton Paketinin Hareketi, Emilimi ve Saçılması

Foton yörüngesiyle başlatıldıktan ve bu yörünge boyunca bir basamak ilerledikten sonra Denklem 2.6 dan fotonun adım büyüklüğü hesaplanır. Fotonun konumu sol taraftaki değişkenler yeni, sağ taraftaki değişkenler eski değerleri belirtecek şekilde yenilenir:

$$x = x + \mu_x s, \quad y = y + \mu_y s, \quad z = z + \mu_z s \quad (2.12)$$

Yeni konumuna ulaştığında fotonun doku ile etkileşimi üzerine foton ağırlığının bir kısmı μ_a/μ_t emilir, kalan kısmı saçılır μ_s/μ_t ve yayılmaya devam eder. Fotonun ağırlığı olan W , ızgara elemanında depolanır. Depo edilen foton miktarı ΔW , şöyle hesaplanır:

$$\Delta W = W \frac{\mu_a}{\mu_t} \quad (2.13)$$

Bu ızgara elemanında depo edilen toplam birikimli foton ağırlığı $A[r,z]$, ΔW eklenerek yenilenir:

$$A[r, z] \leftarrow A[r, z] + \Delta W \quad (2.14)$$

Ayrıca foton ağırlığı da yenilenir:

$$W \leftarrow W - \Delta W \quad (2.15)$$

Yeni W ağırlıklı foton paketi etkileşim alanında saçılmaya uğrayacaktır. Dikkat edilirse foton paketinin tamamı mutlaka etkileşime giriyor; basamağın sonunda ya emiliyor ya saçılmaya uğruyor.

İlk olarak foton paketi hareket ettiğinde, emilim gerçekleştiğinde ve ağırlığı azaldığında, foton paketi saçılmaya hazırdır. İstatistiksel olarak örneklemek amacıyla bir sapma açısı, $\theta \in [0, \pi]$, ve bir azimutal açı $\psi \in [0, 2\pi]$ olacaktır.

Jacques ve arkadaşları [14] deneysel olarak Henvey-Greenstein'in dokuda saçılmayı tanımladığı faz fonksiyonunun dokuda saçılmayı en iyi belirleyen fonksiyon olduğunu göstermişlerdir. (Denklem 2.16 daki ifadedir)

Sapma açısının kosinüsü $\cos \theta$, için olasılık dağılımı ,

$$p(\cos \theta) = \frac{1 - g^2}{2(1 + g^2 - 2g \cos \theta)^{3/2}} \quad (2.16)$$

ifadesi ile belirtilir.

Diğer saçılma açısı olan 0 ile 2π arasında azimutal açı örneklenirse:

$$\psi = 2\pi \xi \quad (2.17)$$

Sapma açısı ve azimutal açı seçildikten sonra ve foton paketinin yeni yönü şu şekilde hesaplanabilir:

$$\mu'_x = \frac{\sin \theta}{\sqrt{1 - \mu_z^2}} (\mu_x \mu_z \cos \psi - \mu_y \sin \psi + \mu_x \cos \theta) \quad (2.18)$$

$$\mu'_y = \frac{\sin \theta}{\sqrt{1 - \mu_z^2}} (\mu_y \mu_z \cos \psi - \mu_x \sin \psi + \mu_y \cos \theta) \quad (2.19)$$

$$\mu'_z = -\sin \theta \cos \theta \sqrt{1 - \mu_z^2} + \mu_z \cos \theta \quad (2.20)$$

Sonrasında, foton yörüngeleri, $\mu_x = \mu'_x$, $\mu_y = \mu'_y$, $\mu_z = \mu'_z$ olarak değişir.

2.5 Doku Sınırlarında ve Arayüzünde Yansıma ve Geçirgenlik

Dokuya ışık gelirken dokunun ön ve arka kısmındaki ortamların veya çok tabakalı dokuların tabakalarının kırılma indisleri farklı olduğundan programda foton-doku sınırından foton ağırlığının bir kısmı yansıyacak ve dokudan ayrılacaktır. Kalan foton ağırlığı ise dokuda yayılmaya devam edecektir.

Foton adımıyla sonra foton dokudan ayrılıp ayrılmadığını ya da hala dokunun içinde olup olmadığını anlamak için program fotonun konumunu kontrol eder.

Adım büyüklüğü, s_1 foton konumu ile fotonun yayılma yönündeki sınır arasındaki mesafedir. Adım büyüklüğü sınıra çarpacak kadar büyük olduğunda bu problemin üstesinden gelmek için öncelikle adım büyüklüğü s_1 hesaplanır:

$$s_1 = \begin{cases} (z - z_0) / \mu_z, & \mu_z < 0 \text{ ise} \\ (z - z_1) / \mu_z, & \mu_z > 0 \text{ ise} \end{cases} \quad (2.21)$$

Burada fotonun konumu z' dir, z_0 ve z_1 tabakanın alt ve üst sınırlarının koordinatlarıdır [Bkz. Şekil 2.2 de kartezyen koordinat sistemi]. s_1 fotonun konumu ile yayılma yönü üzerindeki sınır arasındaki mesafedir. μ_z sıfır olduğunda foton sınıra çarpmayacağından Denklem 2.21 μ_z nin sıfır olma durumunu içermez.

Doku ile etkileşimden sonra kalan adım büyüklüğü bir sonraki basamakta alınarak $s \leftarrow s - s_1$ şeklinde yenilenir.

Eğer içeride yansırsa foton paketi kalan adım büyüklüğünü alacaktır. İkinci olarak, geliş açısı, α_i 'ye bağlı olan foton paketinin içeride yansıma olasılığını hesaplamak için α_i değeri şu şekilde hesaplanır:

$$\alpha_i = \cos^{-1}(|\mu_z|) \quad (2.22)$$

Bölüm 1.4.1 de bahsettiğimiz Snell kanunu ile geliş açısı α_i , ve geçirgenlik açısı α_t , ve fotonun geldiği ortamın kırılma indisi n_i , fotonun geçiş yaptığı ortamın kırılma indisi n_t :

$$n_i \sin \alpha_i = n_t \sin \alpha_t \quad (2.23)$$

İç yansıma, $R[\alpha_i]$, Fresnel bağıntılarından hesaplanır[[15] [9]]:

$$R(\alpha_i) = \frac{1}{2} \left[\frac{\sin^2(a_i - a_t)}{\sin^2(a_i + a_t)} + \frac{\tan^2(a_i - a_t)}{\tan^2(a_i + a_t)} \right] \quad (2.24)$$

Üçüncü olarak, rastgele sayı üreterek ξ ve bu rastgele sayıyı iç yansımalarla oranlayarak fotonun yansıyıp yansımadığını belirlenir. Örneğin:

Eğer $\xi \leq R[\alpha_i]$, ise foton içeride yansımıştır;

Eğer $\xi > R[\alpha_i]$, ise foton dokudan çıkmıştır. (2.25)

Eğer foton içeride yansımışsa, sonrasında foton paketi yüzeyde kalacaktır. Bu durumda yön kosinüsleri $[\mu_x, \mu_y, \mu_z]$, şu şekilde yenilenir;

$$[\mu_x, \mu_y, \mu_z] \leftarrow [\mu_x, \mu_y, -\mu_z] \quad (2.26)$$

Bu noktada, kalan adım büyüklüğü diğer sınıra çarpacak kadar büyükse, yukarıdaki işlemler tekrar edilir, değilse foton paketi küçük adım büyüklükleri ile hareket eder; saçılma ve emilim buna uygun olarak gerçekleşir.

Foton paketi dokudan ayrılırsa, $[r, \alpha_t]$ özel ızgara elemanında yansıma ve geçirgenlik artar, $R_d[r, \alpha_t]$, ve $T_t[r, \alpha_t]$, dokudan kaçan foton ağırlığı (W) ile güncellenir:

$$\begin{aligned} R_d(r, \alpha_t) &\leftarrow R_d(r, \alpha_t) + W, \quad z = 0 \text{ ise} \\ T_t(r, \alpha_t) &\leftarrow T_t(r, \alpha_t) + W, \quad z = \text{dokunun en dibinde ise} \end{aligned} \quad (2.27)$$

Foton dokudan tamamen çıktığında, fotonun izi burada yok olur. Yeni bir foton başlatılabilir ve sonrasında izi sürülebilir.

2.6 Fotonun Yokolması

Foton başladıktan sonra, yansıma yaparak ve dokunun dışına geçiş yaparak doğal şekilde sonlanabilir. Hala dokunun içinde yayılan bir foton paketi için, eğer foton ağırlığı, W , birçok etkileşim adımından sonra eşik değerin altına düşüyse; fotonun daha fazla yayılması yeterli bilgi sağlamayacaktır.

Enerjinin korunmasını [ya da foton sayısının korunmasını] sağlamak için foton dağılımının korunması ve uygun bir şekilde sonlanması sağlanmalıdır.

Sonlanma için $W \leq W_{th}$ olduğunda, yani foton ağırlığı eşik değerin altına düştüğünde rulet denen bir teknik foton paketini sonlandırmak için kullanılır. Rulet tekniği foton paketinin m ile belirtilen bir değerle yok olmamasını sağlar. Eğer rulet tekniğinde foton paketi yok oluyorsa, foton ağırlığı sıfıra düşer ve foton sonlanır.

$$W = \begin{cases} mW, & \xi \leq 1/m \text{ ise} \\ 0, & \xi > 1/m \text{ ise} \end{cases} \quad (2.28)$$

burada ξ düzgün dağılımlı yalancı (pseudo) sayıdır ve programda kullanılan rastgele değişkendir. Eğer bu rastgele sayı $1/m$ (bu kesrin değeri 0.10 olarak alınır) kesrinden küçükse, foton ağırlığı W bu kesre bölünerek arttırılır, $1/m=0.1$ için W ağırlığında 10 kat artış olur. Diğer türlü foton sonlanır. Sonuç olarak 10 taneden 9 tanesi sonlanır, 1 tanesinde foton ağırlığı 10 kat artar ve yayılmaya devam eder. Genelde fotonlar sonlanır ve sonlanmayan fotonlara ekstra ağırlık verilir. Büyük sayıda fotonlar koşturulduğundan, istatistiki olarak ortalama sonuç doğrudur. Girdi dosyasında belirtilen foton sayısına ulaşana kadar yeni fotonlar başlatılır. Bu sayıya ulaşıldığında benzetim sonlanır.

2.7 Yöntemin Özeti

MC yöntemi Işınımsal Transfer Denklemi için en fazla kullanılan yaklaşımdır. Yöntem bu denkleme dayanır ve saçıcı ortamda foton yayılımının istatistiksel benzetimidir. Işınımsal transfer teorisinde olduğu gibi, MC fotonlara parçacık olma özelliği ile muamele eder ve dalga benzeri yapısını ihmal eder.

Bu çalışmadaki yeniden derlenilen MCML programının mimarları Wang ve Jacques bunun mazur görülebileceğini çünkü fotonların çoklu saçılmasıyla bu özellikler kolayca randomize edilebileceğini savunurlar.

“Fotonun yayılma kuralları olasılık dağılımları olarak ifade edilir ve ortamın optik ve geometrik özelliklerine dayanır [6]”.

MC benzetiminde difüzyon yaklaşımından avantajlı olarak doğru sonuç elde etmek için saçılmanın emilimden fazla olması şartı yoktur ve kaynak ve sınır yakınında da doğru sonuçlar elde edilir. Ayrıca optik özellikleri değişken karmaşık geometriler ve çok tabakalı dokulara kolay uygulanabilir. MC ile bu sonuçları elde etmek bol hesaplamalı ve zaman alıcı bir işlemdir, ancak ilerleyen bilgisayar teknolojisi ile bu bir sorun olmaktan çıkmıştır. Bu tez kapsamında kullanılan, Prahl tarafından tanımlanmış, Jacques ve Wang tarafından kodu yazılmış yöntemin ilerleyişinden kısaca bahsedilirse;

1. İlk olarak foton doku sınırına α açısına ve $W=1$ ağırlığına sahip olarak gelir;
2. Dokuya geldiğinde doku sınırında yansıyan bileşene eşit miktarda foton ağırlığı azaltılır;
3. Fotonun yeni yönü geliş açısı α_i den ve doku sınırında kırılma indisinden hesaplanır;
4. Fotonun adım büyüklüğü, $s = -\ln[\xi]/\mu_t$ ile hesaplanır, burada ξ , 0–1 arasında rastgele sayı ve μ_t toplam etkileşim katsayısıdır. Ortalama adım büyüklüğü ortalama serbest gidiş yoluna eşittir $\Delta s = 1/\mu_t$;
5. Emilime uğrayan miktar kadar foton ağırlığı tekrar azaltılır, $\Delta W = W (\mu_a/\mu_t)$, burada W , 2 numaralı adımdan sonraki W 'dir.

6. Fotonun saçılıp saçılmadığını belirlemek için rastgele bir sayı, 0 ya da 1, üretilir. Eğer sıfır üretilirse saçılma olmaz ve 3 numaradaki prosedür tekrar edilir; 1 değeri için foton saçılır.
 7. Saçılan fotonun yeni açısı iki açı kullanılarak hesaplanır; 0 ile π arası değerler alan sapma açısı θ , 0 ile 2π arasında değerler alan azimutal açı ψ . Sapma açısı HG saçılma faz fonksiyonundan hesaplanabilir. Azimutal açı 0 ile 2π arasında düzgün dağılımlıdır ve bu nedenle $\psi = 2\pi\xi$ ile hesaplanır.
- 3-6 arası adımlar istenilen foton sayısı için tekrar edilir. Eğer benzetim daha karmaşık heterojen bir model gerektirirse, işlem birinci basamağa döner bir doku sınırına ulaşıldığında, işlem aynı usulle yapılır ancak yeni bölgenin optik özellikleri kullanılır.

3. KONVOLÜSYON İLKELERİ

Bu bölümün 1. Kısımında ağırlıklı olarak Jacques ve Wang'ın (1995) [6] ve Prahl'ın (1989) [7] yayınlarında verdikleri bilgilerden yararlanılmıştır.

Bu bölümde foton demetinin yanıtları için MC benzetim sonuçlarına konvolüsyonun uygulama ilkelerinden söz edilecektir. Konvolüsyon Gaussian ve Bessel demetleri için gerçekleştirilecektir. Kullanılan yöntem, içinde düzensiz nesne gömülü doku gibi, konvolüsyonu yapılamayan doku yapıları için uygun değildir.

Burada ilgilenilen sistem doğrusal ve zamanla değişmeyen bir sistemdir. Bu nedenle foton demetinin yanıtı doku sisteminin Green fonksiyonu olacaktır ve foton demetinin yanıtı demetinin profiline göre Green fonksiyonunun konvolüsyonu olacaktır.

Sözünü ettiğimiz foton demetinin yanıtı doku içi emilim dağılımı, yansıma ya da geçirgenlik dağılımlarıdır. Konvolüsyonun genel tanımından söz edilirken; yanıtlar $C[x,y,z]$ olarak belirtilsin, Green fonksiyonunu $G[x,y,z]$ olarak düşünülen cevaba karşılık gelen fiziksel özellik olarak belirtilsin. Foton demeti doku yüzeyine normal olarak geldiği için, $G[x,y,z]$ fonksiyonunda silindirik simetri vardır. $S[x,y]$, şiddet profiline sahip foton demeti için yanıtlar konvolüsyonla elde edilebilir [7]:

$$C(x, y, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G(x', y', z) S(x - x', y - y') dx' dy' \quad (3.1)$$

Eğer kaynağın şiddet profili $S[x', y']$ de silindirik simetriye sahipse, $S[x', y']$ sadece kaynak noktası $S[x', y']$ 'nin koordinat sisteminin başlangıç noktasına göre yarıçapının bir fonksiyonudur.

Yarıçap ;

$$r' = \sqrt{x'^2 + y'^2} \quad (3.2)$$

olur.

Problem silindirik koordinat sisteminde ele alınırsa;

$$C(r, z) = \int_0^{\infty} S(r') \left[\int_0^{2\pi} G(\sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos \theta'}, z) d\theta' \right] dr' \quad (3.3a)$$

$$C(r, z) = \int_0^{\infty} G(r'', z) r'' \left[\int_0^{2\pi} S(\sqrt{r^2 + r''^2 - 2rr'' \cos \theta''}) d\theta'' \right] dr'' \quad (3.3b)$$

Denklem 3.3b de θ'' den integrasyon z ye bağımlı değildir, tüm z değerleri için sadece bir kez hesap yapmaya ihtiyaç vardır. θ'' üzerinden integrasyon yapılması daha kolay olacaktır.

3.1 Gaussian Demetlerinin Konvolüsyonu

Gaussian demeti durumunda genel ilkelerde söz ettiğimiz konvolüsyon uygulanabilir. Programlarda Gauss demetleri için konvolüsyonu gerçekleştiren ifadeye nasıl ulaşıldığı burada kısaca açıklanacaktır.

Bir Gaussian demetinin şiddet profili [7]:

$$S(r') = \frac{2P}{\pi R^2} e^{(-2(r'/R)^2)} \quad (3.4)$$

olarak ifade edilir. Burada R , $1/e^2$ demet yarıçapıdır. Genel konvolüsyon ilkeleri göz önüne alınarak düzenlenirse;

$$C(r, z) = S(r) \int_0^{\infty} G(r'', z) \exp(-2(r''/R)^2) \left[\int_0^{2\pi} \exp(4rr'' \cos \theta'' / R^2) d\theta'' \right] r'' dr'' \quad (3.5)$$

ifadesi elde edilir ve bu ifadede köşeli parantezler içindeki integral modifiye Bessel fonksiyonunun integral gösterimine benzer [16] ve I_0 sıfırıncı derece değiştirilmiş Bessel fonksiyonu ile denklem,

$$C(r, z) = S(r) \int_0^{\infty} G(r'', z) \exp(-2(r''/R)^2) I_0(4rr''/R^2) 2\pi r'' dr'' \quad (3.6)$$

şeklını alır . $I_0()$ 'a dayanan

$$I_{0e}(x) = I_0 \exp(-x) \quad (3.7)$$

fonksiyonu tanımlanırsa ve denklemde yerine konulursa;

$$C(r, z) = \frac{4P}{R^2} \int_a^b G(r'', z) \exp \left[-2 \left(\frac{r'' - r}{R} \right)^2 \right] I_{0e} \left(\frac{4rr''}{R^2} \right) r'' dr'' \quad (3.8)$$

şeklindeki konvolüsyon ifadesi elde edilir. Burada integralin sınırları

$$a = \text{Max}(0, r - K R) \quad (3.9)$$

$$b = \text{Min}(r_{\max}, r + K R) \quad (3.10)$$

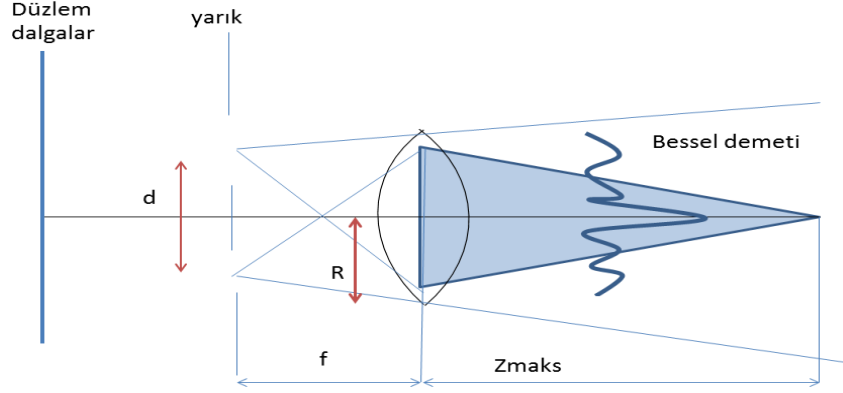
olarak tanımlanır. $r_{\max}$, r yönünde ızgara sayısı ve ızgara dağılımları kullanılarak $(N_r - 0.5)\Delta r$ olarak tanımlanmak üzere; K , Gauss eğrisinin yarıçapının kaç katına kadar veri elde edeceğimizi belirleyen sabittir. Max ve Min fonksiyonları sırayla verilen aralıkta en yüksek ve en az değerleri veren fonksiyonlardır.

3.2 Bessel Demetlerinin Konvolüsyonu

Bessel demeti durumunda genel ilkelerde söz ettiğimiz konvolüsyon uygulanabilir. Bessel demetleri için de Gaussian demetlerinde olduğu gibi silindirik simetri söz konusu olduğundan bu bölümün başındaki Denklem 3.1 ile verilen denklem Bessel demetleri için de uygulanabilir.

Yapılan çalışmalarda dik düzlemde Bessel fonksiyonu ile verilen elektrik alan bileşenlerinin Maxwell dalga denkleminin çözümü olduğunu [33] ve bu çözümün belirttiği dalganın kırınımına uğramadan sürekli odaklı kaldığı tespit edilmiştir [34]. Bu kırınım yapmayan demetler özellikle uzun odak mesafelerine ihtiyaç duyulduğunda kullanışlıdır[18]. Bessel demetleri konik mercek [aksikon] ve dairesel açıklık gibi yöntemlerle üretilirler [10].

Dairesel yarık kullanılarak Bessel demetleri ilk kez Durnin tarafından oluşturuldu [18]. Şekil 3.1 de gösterildiği gibi bir merceğin arka odak düzlemine dairesel bir yarık yerleştirilerek Bessel demeti oluşturmak amacıyla Fourier Dönüşümü gerçekleştirilir. Bessel demetinin özellikleri, merceğin özellikleri ve boyutları, yarık ve yarığa gelen demetin özellikleri ile belirlenir. Geometrik yaklaşımlarla $\tan \Phi$ ile verilen dalga vektörü konisinin açık açısını buluruz.



Şekil 3.1: d çaplı dairesel yarık ile üretilen Bessel demeti. Yarıktan itibaren odak uzunluğu olan f mesafesine R yarıçaplı bir lens yerleştirilmiş. Yayılma mesafesi Zmaks ([10] numaralı referansdan esinlenerek çizilmiştir).

$$\tan \Phi = \frac{d}{2f} \quad (3.11)$$

İfadede d dairesel yarığın çapı, f ise merceğin odak uzunluğudur.

Denklem 3.11' den maksimum şiddet elde edilen mesafe şu şekilde ifade edilir:

$$Z_{maks} = \frac{R}{\tan \Phi} \quad (3.12)$$

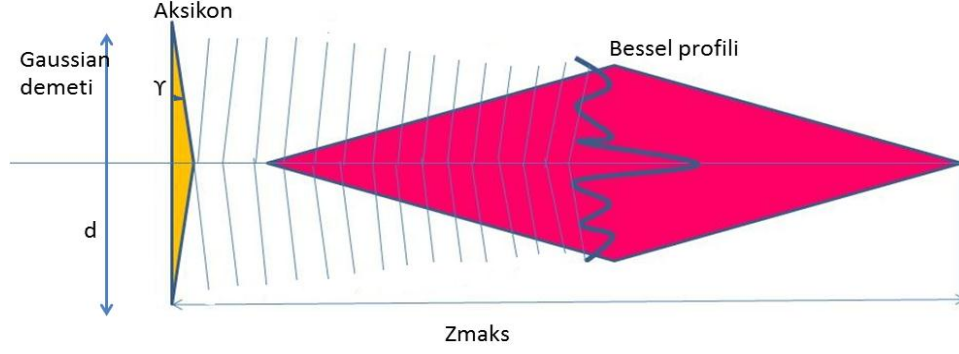
Bu ifadeden demetin yayılma mesafesinin, odak uzunluğu arttırılarak ya da dairesel yarığın çapı azaltılarak maksimum yapılabileceği görülmektedir. Yarık yöntemi gelen ışık demetinin büyük bir kısmının geçiş yapamaması ve böylece Bessel demetine iletilen enerjinin azalması nedeniyle verimli bir yöntem değildir. Aksikon kullanımı Bessel demeti üretiminde daha verimli bir yöntemdir.

Aksikon bir düzlem ve konik yüzey tarafından oluşturulan mercek olarak ifade edilebilir [28]. Aksikon kullanılarak dairesel yarığa kıyasla daha yüksek güç iletimi ile Bessel demetleri oluşturulabilir.

Taban açısı β olan bir aksikondan geçen ışık, yarım açısı α_a olan bir konik bölge oluşturur. Küçük açılar için α_a ;

$$\alpha_a = (n_a - 1) \beta \quad (3.13)$$

olarak yazılabilir.



Şekil 3.2: Aksikona Gauss demeti gönderilmesi ile elde edilen Bessel demeti. Düzlemsel dalgalar Bessel demeti oluşturmak için kırınıma uğruyor. Yayılma mesafesi Z_{maks} Gauss demetinin çapı ve aksikon açısı ile belirleniyor ([10] numaralı referansdan esinlenerek çizilmiştir).

Burada n_a aksikonun kırılma indisidir. Bessel demeti üreten bir aksikon için maksimum şiddet (odak) mesafesi şöyle yazılabilir:

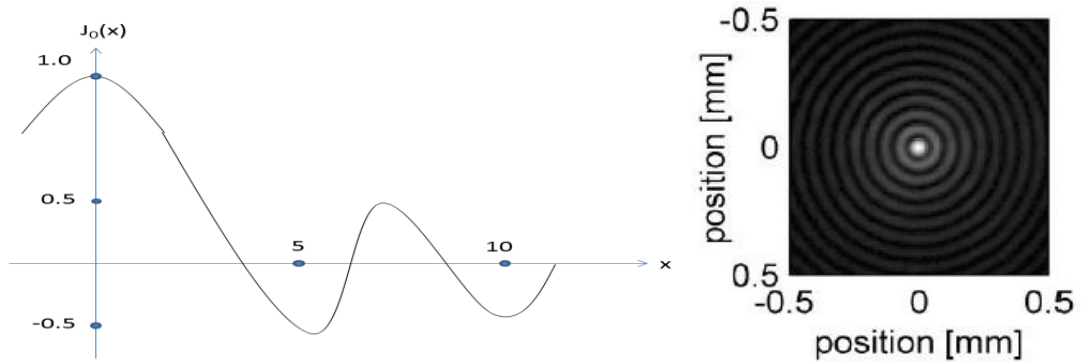
$$Z_{maks} = \frac{k}{k_r} W_0 \approx \frac{W_0}{\alpha_a} \quad (3.14)$$

Burada k dalga vektörü k_r dalga vektörünün radyal bileşeni W_0 merkezi halkanın çapıdır [10]. Bessel hüzmelerinin gözlemlendiği bölge yaklaşık olarak Z_{maks} 'ın iki katı kadardır.

Bu bölgede dik düzlemde elde edilen elektrik alan profili yaklaşık olarak şu şekilde ifade edilebilir:

$$E(r) \propto J_0(k_r r) \quad (3.15)$$

Burada k_r dalga vektörünün radial bileşeni ve r radyal uzaklık, J_0 sıfırıncı derece Bessel fonksiyonudur.



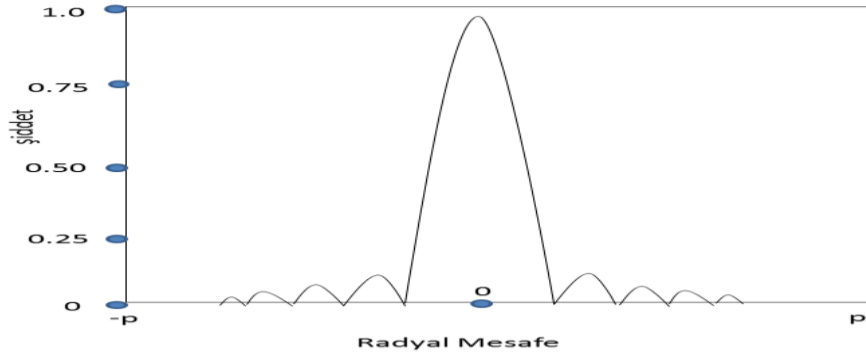
Şekil 3.3: Sıfırıncı dereceden Bessel Fonksiyonu grafiği(sol) Sıfırıncı derece Bessel fonksiyonu olarak tanımlanan demetin görünümü (sağ [29])

Bessel demetleri merkezi bir nokta ve etrafındaki halkalardan oluşur [12] (Bkz. Şekil 3.3). Bu Bessel demetinin elektrik alanı şu şekildedir:

$$E(r, t) = J_0(k_r r) \exp(-i(Wt - k_z z)) \quad (3.17)$$

Burada k_z dalga vektörünün boylamsal bileşenidir. W ise dairesel frekansı ifade etmektedir.

Bessel demetinin şiddeti elektrik alanının karesi ile orantılıdır, $S(r, z) \propto |E(r, z)|^2$. Elektrik alanı kendi kompleks eşleniği ile çarparsak, şiddet dağılımı $J_0^2(k_r r)$ ile orantılı olur. Şekil 3.4 te Bessel demetinin şiddet dağılımı görülmektedir.



Şekil 3.4: Sonlu enerjili Bessel demetinin şiddet dağılımı.

Bu verilen şiddet denklemini Green fonksiyonu ile birlikte kullanarak Gauss demetleri için gerçekleştirildiği gibi, Bessel demetleri için konvolüsyonu gerçekleştirilmiştir. Denklem 3.3b 'de şiddet ifadesi yerine $J_0^2(k_r r)$ ile orantılı olan şiddet dağılımı konulmuştur.

3.3 Konvolüsyonda Hata Kaynakları

Konvolüsyon ifadesinde integralin üst sınırı $r_{\max}$ ile sınırlandırılabilir; bu MC benzetimi sırasında r yönündeki ızgara sınırıdır. Özgün ızgara sınırının ötesindeki fiziksel nicelikler konvolüsyona katkıda bulunmaz, hata verirler.

Gauss demetleri için, geçerli aralığı tanımlamak amacıyla açık bir bağıntı yoktur. Gauss demetinin konvolüsyon sonuçları $1/e^2$ nin R yarıçapı $r \gg R$ için,

$$r_{\max} \geq r + R \quad (3.19)$$

olduğunda ya da

$$r \leq r_{\max} - R \quad (3.20)$$

olduğunda r yönündeki sınırlı ızgara sayısı konvolüsyonu etkilemez. Bu nedenle Denklem 3.20 için konvolüsyon datasına güvenmeliyiz.

Eğer Gauss demetinin ızgara dağılımı Δr nin 3 katından az ise veriler hatalı sonuçlanabilir. Diğer bir deyişle, uygun bir sonuç almak için şu denkleme uyulmalıdır:

$$R \geq 3 \Delta r \quad (3.21)$$

Ayrıca programda “e” ile belirtilen, izin verilen konvolüsyon hatası çok büyük ise program anlaşılamayan süreksizliklerle sonuçlanabilir. Programda en iyi konvolüsyon hatasını tahmin etmek için henüz iyi bir yol geliştirilememiştir; temel kural hesaplanması çok uzun sürmeyecek en küçük konvolüsyon hatasını seçmektir. Eğer sonuç olmaması gereken süreksizliklerle sonuçlanıyorsa; “e” değerini azaltarak işlemi yeniden yapmak gerekir.

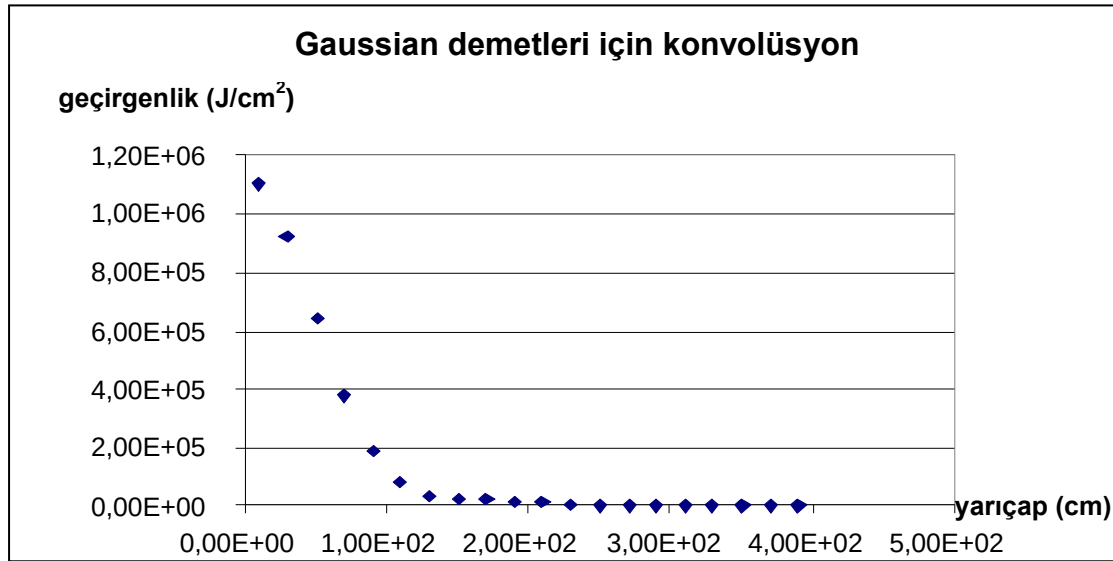
Veri girdi dosyasındaki veri parametreleri belirtildiği sırada olmalıdır. Ayrıca veri girdi dosyasında foton paketlerinin sayısı, tabaka sayıları ve ızgara elemanlarının sayıları için tamsayı kullanılmalıdır. Bu hata kaynaklarını dikkate almadan yapılan denemelerde sağlıklı sonuçlar elde edilememiştir.

Çizelge 1: Şekil 3.5 için MCML programında kullanılan girdiler

10000	# No. of photons
0.002 0.002	# dz, dr [cm]
10 20 30	# No. of dz, dr, da.
1	# Number of layers
#n mua mus g d	# One line for each layer
1	# n for medium above
1.3 20 200 0.7 0.01	# layer 1
1	# n for medium below

Buradaki çalışmalarda öncelikle az foton sayıları ile (10-20-30) benzetimler yapılmıştır. Az foton ile sağlıklı bilgi verebilecek grafikler elde edilememiştir, örneğin Gauss eğrisinde, eğriyi bozan küçük pikler oluşmuştur. 10 foton ile ilk denemeler gerçekleştirilmiş ve saçılma katsayısı sabit tutularak (200 cm^{-1}) dokunun kalınlığı (d) arttırıldı (100 mikron ile başladık) ve geçirgenlik değerlerine bakılmış ve doku kalınlığı arttıkça (200 mikronluk artışta) geçirgenlik değerlerinin sıfırlandığı gözlemlenmiştir. Demet enerjisi için 5 mW, demet yarıçapı $25 \mu\text{m}$ değerleri kullanılmıştır.

Çizelge 1 deki verilerle Şekil 3.5 deki gibi bir grafik elde edilmiştir. Gauss eğrisinin tepe noktası elde edilememiştir. Saçılma katsayısı değerini arttırdığımızda grafikte, Gauss eğrisinde noktaların ani çıkış ve inişlerinin olduğu gözlemlenmiş, attırdıkça veri alınamamış ve değerlerin sıfırlandığını gözlemlenmiştir.



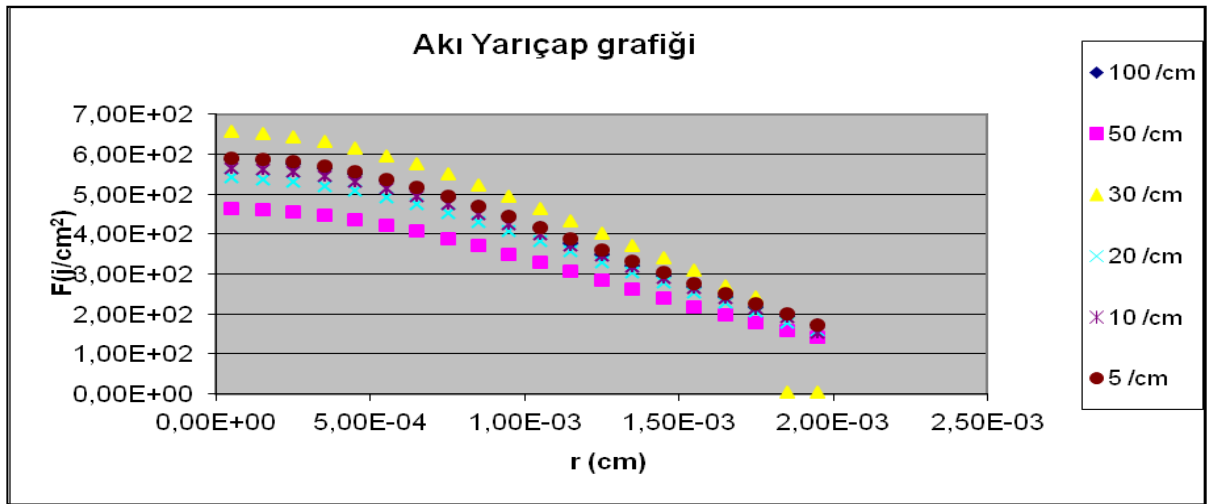
Şekil 3.5: Foton sayısı 10, ızgara dağılımı geniş ve ızgara sayısı az iken elde edilen geçirgenlik değerleri.

Daha sonra yapılan denemelerde hata ayarlaması yapılmadığı için grafiklerde istenmeyen sonuçlar elde edilmiştir. Foton sayısını 10000 yapılmıştır. Program kendisi bir hata aralığı önermiş, programın önerdiğinden daha küçük değerlerde hataya izin vermek daha tutarlı sonuçlar elde edilmesini sağlamıştır.

Çizelge 2: Şekil 3.4 için saçılma katsayısı değerlerini değiştirerek kullandığımız girdi değerleri.

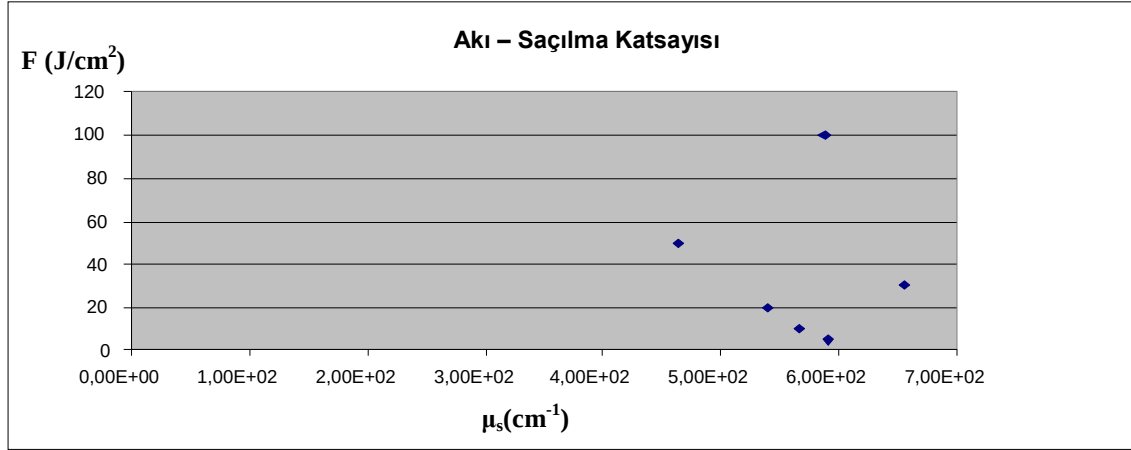
10000					# No. of photons
2E-4 2E-4					# dz, dr
30	30	30	# No. of dz, dr & da.		
1					# No. of layers
# n	mua	mus	g	d	# One line for each layer
1.3	20	100	0.70	0.01	# layer 1
1.0					# n for medium above.
1.0					# n for medium below

Z=50 mikron için, demet enerjisi 5 mW, demet yarıçapı 25 μ m kullanarak; ayrıca Çizelge 2'deki verileri kullanarak yarıçap ve akı grafikleri çizilmiştir (Şekil 3.6). Yarıçap ve ızgara dağılımı ile ilgili hata kaynakları dikkate alınmamıştır. İlk olarak yukarıdaki veri girdileri için saçılma katsayısı arttırıldığında akı değerleri azalmıştır.



Şekil 3.6: Foton sayısı, ızgara dağılımı ve sayısına dikkat edilerek, yarıçapla ilgili hata kaynaklarının dikkate alınmadan çizildiği geçirgenlik değerleri.

Sonrasında 3. değ r arttırmada [$\mu_s=30 \text{ cm}^{-1}$ den 50 cm^{-1} ’e] , $\mu_s=10 \text{ cm}^{-1}$ ‘de olduğu değ rden daha yüksek bir akı artışı gözlenmiştir. Bu beklenilmeyen bir durumdur. Bu durum şekil 3.6 ve 3.7 de açıkça görülmektedir. Beklenen saçılma katsayısı arttıkça merkezdeki akının azalmasıdır.



şekil 3.7: Hata kaynakları dikkate alınmadığında ortaya çıkan saçılma ve geçirgenlik değ rleri.

Çizelge 3: şekil 3.8 deki grafiği elde ettiğimiz girdi değ rleri.

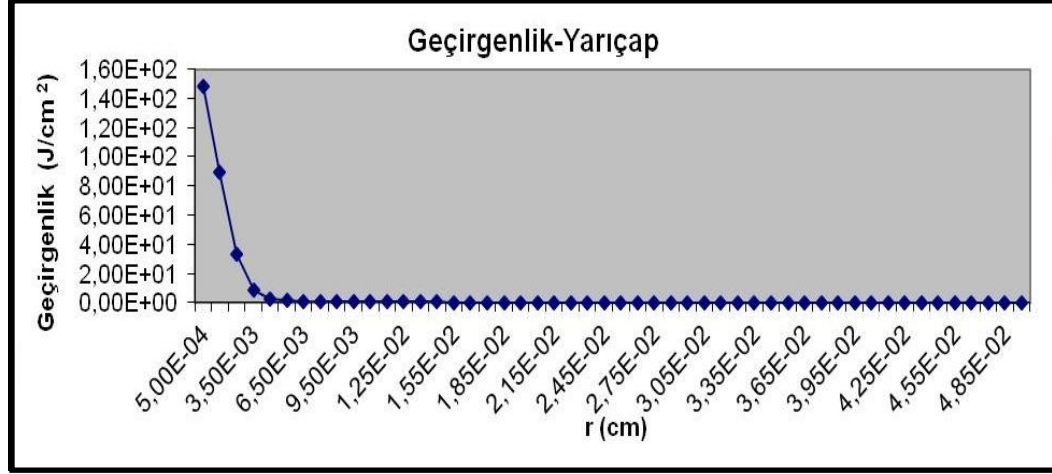
1000000	# No. of photons				
.001	.001	# dz, dr			
40	50	1	# No. of dz, dr & da.		
1	# No. of layers				
# n	mua	mus	g	d	# One line for each layer
1.0	# n for medium above.				
1.3	1	10	0.7	0.1	# layer 1
1.0	# n for medium below.				

Sonraları şekil 3.7 deki uygunsuz sonuçların elde edildiği denemeler devam etmiştir.

Çizelge 3 ‘deki gibi bir girdi dosyası denenmiřtir.

Izgara dağılımları ve sayıları ile oynamanın elde edilen veriler üzerindeki etkilerini incelenmiştir.

Çizelge 3'deki girdinin Gauss demetlerinin konvolüsyonundan [Güç: 5mW, Demet yarıçapı 25 μm , $e=0.0001$ iken] Şekil 3.8'deki grafiği elde edilmiştir.



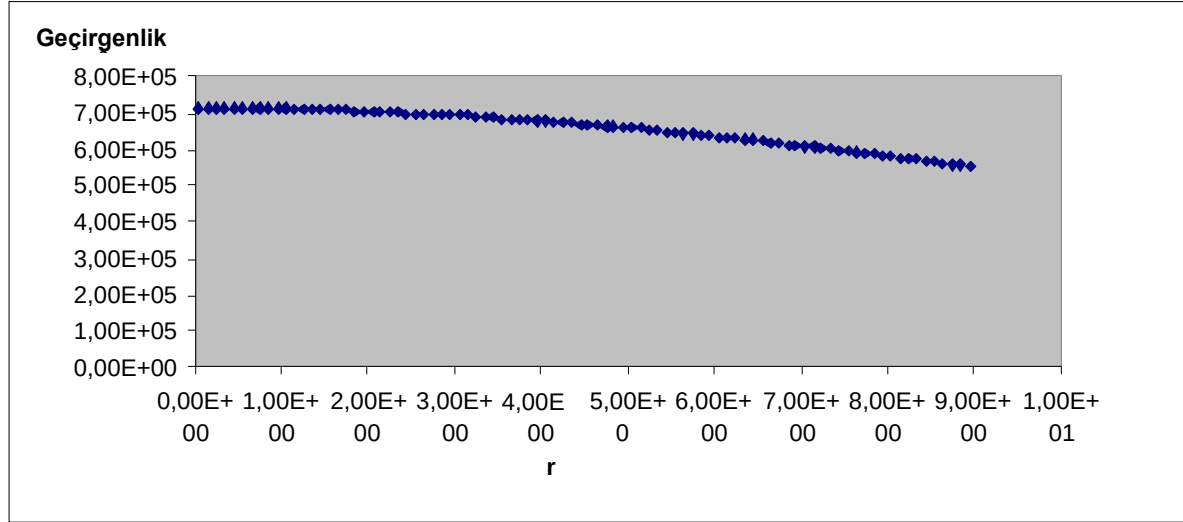
Şekil 3.8: 1 milyon foton ile, ızgara sayısı artırılıp, ızgara dağılımı genişletildiğinde elde edilen geçirgenlik değerleri.

Çizelge 4: Şekil 3.9 için kullanılan girdi değerleri

1000000	# No. of photons			
.00001 .00001	# dz, dr			
40 50 1	# No. of dz, dr & da.			
1	# No. of layers			
# n mua mus g d	# One line for each layer			
1.0	# n for medium above.			
1.3 1 20 0.7 0.1	# layer 1			
1.0	# n for medium below.			

Şekil 3.8 deki grafiğin Gauss eğrisinin tepe noktasını vermediği ve eğriyi örneklenmediği görülmüştür.

Önceleri “e” seçeneğinden hata için izin verilecek değer değiştirilmemiş; programın sunduğu bizim girdilerimiz için küçük olmayan [0.1] gibi bir hata değeri kullanılmıştır ve bu eğrilerde ani çıkış ve inişlere neden olmuştur. Bundan sonraki tüm denemelerimizde $e=0.0001$ hatasına izin verilmiştir. Bu defa Şekil 3.9 deki gibi Gaussian eğrisinin sadece tepe değerinin elde edildiği görülmüştür.

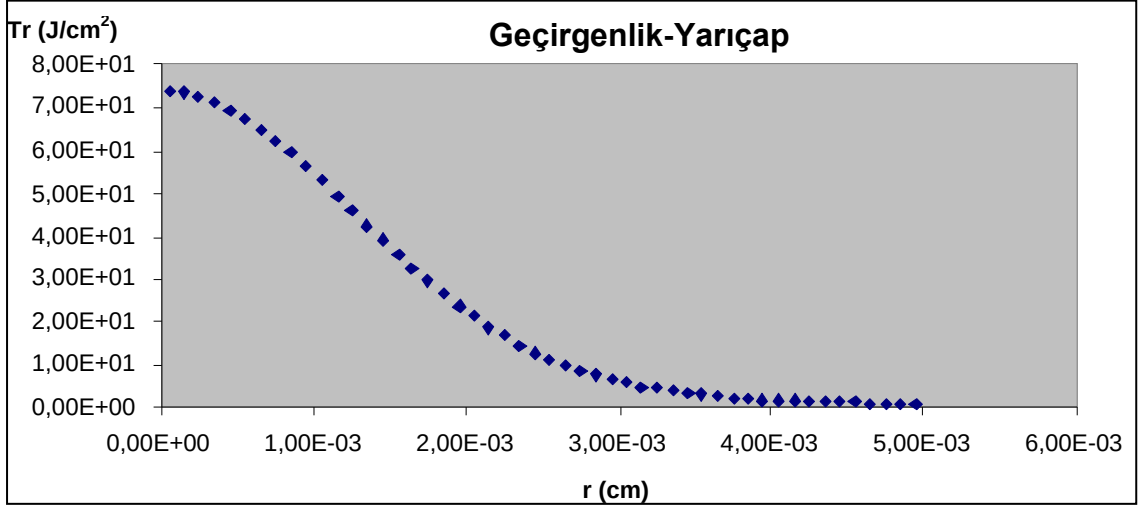


Şekil 3.9. 1 milyon foton ile ızgara sayısı artmışken, dağılım daraltıldığında elde edilen değerler

Çizelge 5: Gauss eğrisi elde ettiğimiz girdi değerleri

1000000	# No. of photons			
.0001 .0001	# dz, dr			
40 50 1	# No. of dz, dr & da.			
1	# No. of layers			
# n mua mus g d	# One line for each layer			
1.0	# n for medium above.			
1.3 1 10 0.7 0.1	# layer 1			
1.0	# n for medium below.			

Hem $r=0$ daki değeri veren hem de eğriyi örnekleyen Gauss eğrisi elde etmek için başka ızgara aralığı ve ızgara sayısı denemeleri gerçekleştirilmiş ve Çizelge 5'deki verilerle Gauss eğrisini elde edilmiştir.



Şekil 3.10: Uygun ızgara sayısı ve dağılımında elde edilen Gauss eğrisi

Sonuç olarak, kullandığımız laser demeti yarıçapının r yönündeki ızgara dağılımı ve sayısının çarpımından 3 kat büyük veya 3 katına eşit olma, 3000 fotondan az foton kullanmama durumlarını dikkate alarak ve programda “e” ile belirtilen izin verilen hatayı mümkün olduğunca küçük tutarak uygun çıktılar elde etmenin mümkün olduğu görülmüştür.

4. KODLARIN ÇALIŞTIRILMASI

4.1. MCML ve CONV Kodlarının Çalıştırılması

Bu tez kapsamında yeniden derlenen MCML programı birkaç dosyaya bölünmüştür. Başlık dosyası olan **mcml.h**, birkaç yapı ve programda kullanılacak sabitleri tanımlar. **mcmlmain.c** dosyası ana fonksiyonu ve durum raporlama fonksiyonunu içerir. **mcmllo.c** verilerin yazılmasını ve okunmasını sağlar. **mcmlnr.c** veriler için dinamik yer ayırma ve hata rapor etme fonksiyonlarını içerir. **mcmlgo.c** foton izleme kodunun tamamını içerir. Derleme sırasında öncelikle main fonksiyon okunmalıdır.

MATLAB ortamında geliştirilen kodun yazımında kullanılan MCML ve CONV isimli kodlar 2000 yılına ait olmakla birlikte; 1992 yılında Wang ve Jacques tarafından geliştirilmiştir. Kodlar ANSI Standart C de yazıldığı için ancak ANSI C’yi destekleyen herhangi bir bilgisayarda derlenebilmektedir. Kodların çalıştırılmasına ilişkin çalışmalar öncelikle Linux ya da Macintosh işletim sistemleriyle yapılmıştır. Kullanılan ve kodun çalıştırılmasının denendiği Windows XP işletim sisteminde kurulu olan DevC yada Visual C gibi derleyicilerle birçok deneme yapılmış ancak kodun tamamını çalıştırmak mümkün olmamıştır.

Yapılan araştırmalar sonucunda İTÜ laboratuvarlarında kodun derlenme işlemi gerçekleşmiştir. Bilindiği gibi üniversitemizin sistemine Windows işletim sistemi kullanan bir bilgisayardan bağlanıp kod derleyebilmek için öncelikle “putty” ya da “ssh secure shell” gibi programlar kullanmak gerekmektedir. Sisteme **mcml.h**, **mcmlgo.c**, **mcmllo.c**, **mcmlmain.c**, **mcmlnr.c** dosyaları ve **conv.h**, **convconv.c**, **conv.c**, **conviso.c**, **convmain.c**, **convnr.c**, **convo.c** kodları aktarılır. Kodları derlemek için gcc komutu kullanılır, kullanımı şu şekildedir:

```
gcc -o main.x mcmlmain.c mcmllo.c mcmlgo.c mcmlnr.c mcml.h
```

Ancak derleyicilerde hem kütüphaneler ve hemde bazı temel özellikler bakımından farklar olabileceğinden aşağıdaki gibi bir dizi hata ortaya çıkacaktır:

```
mcmllo.c: In function 'CheckChar':
mcmllo.c:163: warning: comparison is always false due to limited range of data type
/tmp/ccuhY9Cs.o: In function `CriticalAngle':
mcmllo.c:[.text+0xd8f]: undefined reference to `sqrt'
mcmllo.c:[.text+0xe1f]: undefined reference to `sqrt'
/tmp/ccuhY9Cs.o: In function `ScaleRdTt':
mcmllo.c:[.text+0x1a80]: undefined reference to `sin'
mcmllo.c:[.text+0x1af8]: undefined reference to `sin'
mcmllo.c:[.text+0x1d23]: undefined reference to `sin'
/tmp/ccUffGf8.o: In function `Spin':
mcmlgo.c:[.text+0x792]: undefined reference to `sqrt'
mcmlgo.c:[.text+0x7cb]: undefined reference to `cos'
mcmlgo.c:[.text+0x80c]: undefined reference to `sqrt'
mcmlgo.c:[.text+0x83a]: undefined reference to `sqrt'
mcmlgo.c:[.text+0x8f6]: undefined reference to `sqrt'
/tmp/ccUffGf8.o: In function `StepSizeInTissue':
mcmlgo.c:[.text+0xbc5]: undefined reference to `log'
/tmp/ccUffGf8.o: In function `Drop':
mcmlgo.c:[.text+0xe56]: undefined reference to `sqrt'
/tmp/ccUffGf8.o: In function `RFresnel':
mcmlgo.c:[.text+0x10fd]: undefined reference to `sqrt'
mcmlgo.c:[.text+0x1171]: undefined reference to `sqrt'
/tmp/ccUffGf8.o: In function `RecordR':
mcmlgo.c:[.text+0x12e0]: undefined reference to `sqrt'
mcmlgo.c:[.text+0x135c]: undefined reference to `acos'
/tmp/ccUffGf8.o: In function `RecordT':
mcmlgo.c:[.text+0x1498]: undefined reference to `sqrt'
mcmlgo.c:[.text+0x1510]: undefined reference to `acos'
```

Öncelikle **math.h** kütüphanesinde yer alan `acos`, `sqrt`, `log`, `cos`, `sin` gibi fonksiyonların hata sebebi olduğu görüldü ve derleme esnasında komuta `-lm` eklenerek bu sorunun çözülmesi sağlandı. **Mcmllo.c** isimli kodda **CheckChar** fonksiyonunun hata veren 163. satırında

```
if [Str[i]<0 || Str[i]>255]
```

sınırlı sayıda data alımı sağlayan aynı zamanda mantıksal veya operatörü kullanılan satıra karşılaştırma yapmasın ve sadece o aralığı kullansın diye mantıksal ve operatörü

getirildi. Bunu yaparken Linux işletim sisteminde koda ulaşp düzeltme yapılmasını sağlayan

`pico mcml.c`

komutu kullanıldı ve 163. satırdaki hata giderildikten sonra gcc ile başlayan kodların derlenmesi işlemi tekrar edildi ve hata ortaya çıkmadığı görüldü. Böylece derlenmiş exe dosyası diğer kayıtlı dosyaların arasında yerini aldı.

CONV kodları aktarıldıktan sonra İTÜ sisteminde kullanılan Linux komutları ile çalıştırıldı:

```
gcc -o main.x convmain.c convi.c conviso.c conv.h convnr.c convo.c
```

system şu hataları verdi:

```
convmain.c:144: error: expected identifier or '[' before '{' token
```

```
convi.c: In function 'FindDataLine':
```

```
convi.c:235: warning: function returns address of local variable
```

daha sonra **convi.c** de 235. satırdaki `return [buf];` `return;` yapıldı ve ortaya çıkan hata şu oldu:

```
convmain.c:144: error: expected identifier or '[' before '{' token
```

Bu hata ise main fonksiyonun türü void yerine char yapınca giderildi.

`void`

`main[char] }` ve çalıştırılabilir exe dosyası yine aynı klasör içinde yerini aldı.

Bu kodların haricinde Gaussian demetlerinin konvolüsyonu gerçekleştiren ve birçok yayında referans olarak kullanılan MCML ve CONV kodları ile benzer sonuçlar elde eden MATLAB kodları yazıldı. Bu kodlarda hem Gaussian hem Bessel demetleri için konvolüsyon gerçekleştirildi. Kodlar EK A ,B ,C ve E de mevcuttur] . Bu kodlar MATLAB kodları olduğundan programın yüklü olduğu herhangi bir bilgisayarda çalıştırılabilir.

4.2. Programdan Veri Elde Etme Basamakları

İlk olarak MCML programında kullanılan girdi dosyasında istenen parametreler belirtilir (Bkz Şekil 4.1). Tabaka sayıları azaltılabilir ve arttırılabilir. Her tabakaya ait emilim katsayısı, saçılma katsayısı, anizotropi faktörü ve tabaka dağılımları önemlidir.

Izgara dağılımlarını belirten dr, dz ve da parametreleri ve bunların sayısının çarpımından elde edilen sonuç, konvolüsyon aşamasında girilecek olan demet yarıçapının Bölüm 3.3 de hatalı sonuçlar elde etmemek için verilen $[r \leq r_{\max} - R]$ ve $R \geq 3 \Delta r$ denklemlerine uygun değerlerde olmalıdır.

```

#####
# Template of input files for Monte Carlo simulation (mcml).
# Anything in a line after "#" is ignored as comments.
# Space lines are also ignored.
# Lengths are in cm, mua and mus are in 1/cm.
#####

1.0                                # file version
1                                # number of runs

### Specify data for run 1
150icin.mco                       # output filename, ASCII/Bin.
1000000                           # No. of photons
.02 .001                          # dz, drno dz0001 40idi
200 50 1                          # No. of dz, dr & da.

1                                # No. of layers
# n      mua      mus      g      d      # one line for each layer
# n for medium above.
1.0      1      200      0.7      4      # layer 1
1.3      1      200      0.7      4      # n for medium below.
1.0      1      200      0.7      4

```

Şekil 4.1: MCML girdi dosyası örneği.

Örneğin konvolüsyon aşamasında yukarıdaki örnekte 0.01 olarak verilen dr değeri ve buna ait ızgara sayısı olan 50 çapıldığında elde edilen 0.5 cm değerinin 3 katından az bir demet yarıçapı girmemeliyiz, aksi halde program yanlış çıktı verebilecektir.

Şekil 4.1 de verilen girdi dosyasına istenilen parametreler girildikten sonra, bu girdi dosyasının adı MCML exe dosyasına girilir ve MCML benzetiminin sonuçları elde edilir (Bkz Şekil 4.2). Örneğin teks formatındaki bu girdi dosyasının adı mcmlinput.mci olsun (Ekteki CD de de bu isimde kayıtlıdır).

```

Monte Carlo Simulation of Light Transport in Multi-layered Turbid Media
Version 1.2.2, 2000

Lihong Wang, Ph.D.
Biomedical Engineering Program, Texas A&M University, 3120 TAMU
College Station, Texas 77843-3120, USA
Email: LWang@tamu.edu

Steven L. Jacques, Ph.D.
Oregon Medical Laser Center
Providence/St. Vincent Hospital
9205 SW Barnes Rd., Portland, OR 97225, USA
Email: SJacques@eeap.ogi.edu

The program can be obtained from http://oilab.tamu.edu
Please cite the following article in your publications:
L.-H. Wang, S. L. Jacques, and L.-Q. Zheng, MCML - Monte
Carlo modeling of photon transport in multi-layered
tissues, Computer Methods and Programs in Biomedicine, 47,
131-146 (1995)

Input filename(or . to exit):mcmlinput.mci

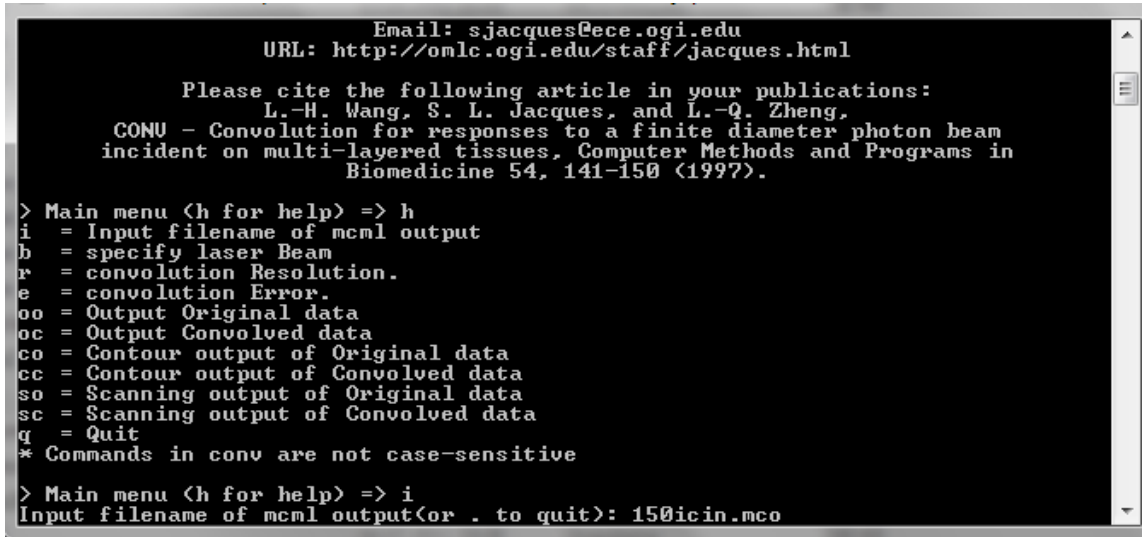
```

Şekil 4.2: MCML programının çalıştırılışı.

Bu girdi dosyası Şekil 4.2 deki gibi MCML exe dosyasına girilir ve “Enter” a basılarak çalıştırılır. Sonuçlar Şekil 4.1 de .mco uzantılı olarak adlandırılan çıktı dosyası olarak teks dosyası formatında elde edilecektir.

Bölüm 5 deki sonuçların elde edilmesinde Çizelge 5 daki girdi değerleri kullanılmıştır.

Sonraki aşama konvolüsyon programından veri elde etme aşamasıdır. Bunun için MCML programında elde edilen mco dosyasının adı (farklı saçılma katsayıları için ayrı ayrı MCML programı çalıştırıldığından 150icin.mco çıktı dosyası konvolüsyon için girdi dosyası olarak kullanıldı) Şekil 4.3 de görüldüğü gibi CONV dosyasına girilir.



```
Email: sjacques@ece.ogi.edu
URL: http://omlc.ogi.edu/staff/jacques.html

Please cite the following article in your publications:
L.-H. Wang, S. L. Jacques, and L.-Q. Zheng,
CONV - Convolution for responses to a finite diameter photon beam
incident on multi-layered tissues, Computer Methods and Programs in
Biomedicine 54, 141-150 (1997).

> Main menu (h for help) => h
i = Input filename of mcml output
b = specify laser Beam
r = convolution Resolution.
e = convolution Error.
oo = Output Original data
oc = Output Convolved data
co = Contour output of Original data
cc = Contour output of Convolved data
so = Scanning output of Original data
sc = Scanning output of Convolved data
q = Quit
* Commands in conv are not case-sensitive

> Main menu (h for help) => i
Input filename of mcml output(or . to quit): 150icin.mco
```

Şekil 4.3: CONV programının ilk kısımları ve MCML çıktıların girdi olarak girilişi.

CONV dosyasına mco dosyası girildikten sonra, laser demetinin özellikleri ile ilgili veriler girilir. Demet profili “Flat” olarak ya da “Gaussian” demeti olarak belirtilir. Burada elde edilen veriler de Gaussian sonuçlar elde etmek amaçlandığından “g” girilmiştir (Bkz. Şekil 4.4). Sonrasında demetin enerjisi (J) ve demet yarıçapı (cm) girilir. Sonraki aşama izin verilecek hatayı belirlemektir. Mümkün olan en küçük değeri girmek gerekmektedir (Bölüm 3.3 de verilen uyarılar dikkate alınmalıdır).

Bir sonraki aşama istenilen konvolüsyon sonuçlarını elde etmek amaçlıdır. “oc” komutunu girmek “output convolved data” şeklinde Şekil 4.3 de verilen işlemi gerçekleştirir. Bu aşamadan sonra karşımıza emilim, yansıma, geçirgenlik ve akı değerleri elde etmek amaçlı komutlar çıkacaktır.

```
so = Scanning output of Original data
sc = Scanning output of Convolved data
q = Quit
* Commands in conv are not case-sensitive

> Main menu (h for help) => i
Input filename of mcml output(or . to quit): 150icin.mco

> Main menu (h for help) => b
Beam profile:f=flat, g=Gaussian. q=quit: g
Total energy of the Gaussian beam [J]: 0.005
1/e2 Radius of the Gaussian beam [cm]: 0.0025
Total power: 0.005 J, and radius: 0.0025 cm.

> Main menu (h for help) => e
Relative convolution error
Current value is 0.1 (0.001-0.1 recommended): 0.0001

> Main menu (h for help) => oc

> Output convolved data (h for help) => h
Arz = absorption vs r & z [J/cm3]
Frz = fluence vs r & z [J/cm2]
Rr = diffuse reflectance vs radius r [J/cm2]
Rra = diffuse reflectance vs radius and angle [J/(cm2 sr)]
Tr = transmittance vs radius r [J/cm2]
Tra = transmittance vs radius and angle [J/(cm2 sr)]
Q = Quit to main menu
* input filename: 150icin.mco
```

Şekil 4.4: Demet özelliklerinin, izin verilen hatanın ve konvolüsyon sonuçlarının belirlenmesi.

Bu çalışmada çizilen grafiklerde “Rr” ve “Tr” komutları kullanılmıştır.

```
Q = Quit to main menu
* input filename: 150icin.mco

> Output convolved data (h for help) => Rr
Enter output filename with extension .Rrc (or . to quit): 150icin.Rrc_
```

Şekil 4.5: Yansıma ve yarıçap değerleri elde etmek için girilecek komut.

Şekil 4.5 de görüldüğü gibi sonraki aşamada girilecek komut yansıma ve yarıçap değerleri elde etmek için Rr ve ardından çıktı dosyasına isim verilmesi ile devam edecektir. Verilen isimde dosya teks formatında diğer dosyaların yanında yerini alacaktır.

Benzer şekilde emilim için Arz komutunun ardından, isim verilerek çıktı dosyası Akı için Frz ve geçirgenlik için Tr komutları ile veri elde edilecektir. (Şekil 4.4 de komutlar görülüyor). Rra ve Tra komutları ile r değerleri ile α açısı'na karşılık gelen değerler için sırasıyla yansıma ve geçirgenlik değerleri elde edilecektir.

Belli bir z derinliğinde, belli bir açı ya da r değerinde sonuç elde etmek için Şekil 4.3 de “sc” komutu ile verilen “Scanning Output of Convolved Data” işlemi gerçekleştirir. Örneğin belli bir z derinliğinde Akı elde etmek için “Fr” komutu girilir.

```
Total energy of the Gaussian beam [J]: 0.005
1/e2 Radius of the Gaussian beam [cm]: 0.0025
Total power: 0.005 J, and radius: 0.0025 cm.

> Main menu <h for help> => e
Relative convolution error
Current value is 0.1 <0.001-0.1 recommended>: 0.0001

> Main menu <h for help> => sc

> Scans of convolved data <h for help> => h
Ar = absorption vs r @ fixed z [J/cm3]
Az = absorption vs z @ fixed r [J/cm3]
Fr = fluence vs r @ fixed z [J/cm2]
Fz = fluence vs z @ fixed r [J/cm2]
Rr = diffuse reflectance vs r @ fixed angle [J/(cm2 sr)]
Ra = diffuse reflectance vs angle @ fixed r [J/(cm2 sr)]
Tr = transmittance vs r @ fixed angle [J/(cm2 sr)]
Ta = transmittance vs angle @ fixed r [J/(cm2 sr)]
Q = quit
* input filename: 150icin.mco

> Scans of convolved data <h for help> => Fr
The convolution may take a little while. Wait...
Enter output filename with extension .Frsc <or . to quit>: _
```

Şekil 4.6: “sc” komutuyla sabit değerlerde elde edilecek çıktılar.

“Fr” komutundan sonra Frsc uzantılı olarak dosya adı ve elde edilmek istenen z derinliğine göre bir sayı girilir. Örneğin 30 µm ‘lık z derinliğinde Akı-Yarıçap değerleri elde etmek için 30 değeri girilir (Şekil4.7 de görüldüğü gibi).

```
> Scans of convolved data <h for help> => Fr
Enter output filename with extension .Frsc <or . to quit>: 150icin.Frsc
z grid separation is 0.0001 cm.
Input fixed z index <0 - 39>: 30

> Scans of convolved data <h for help> => _
```

Şekil 4.7: “Fr” komutu ile sabit z derinliğinde veri elde etmek için kullanılan komutlar.

Buraya kadar çalıştırılan programdan çıktı elde edildi. Bu kısımdan sonra elde anlatılacak olan basamaklar yeniden yazılan Gauss ve Bessel demetlerinin konvolüsyonu için elde edilmiştir. Bu konvolüsyonu gerçekleştiren programlar Şekil 4.2’den elde edilen MCML çıktı dosyasını kullanılır (.mco uzantılı dosya).

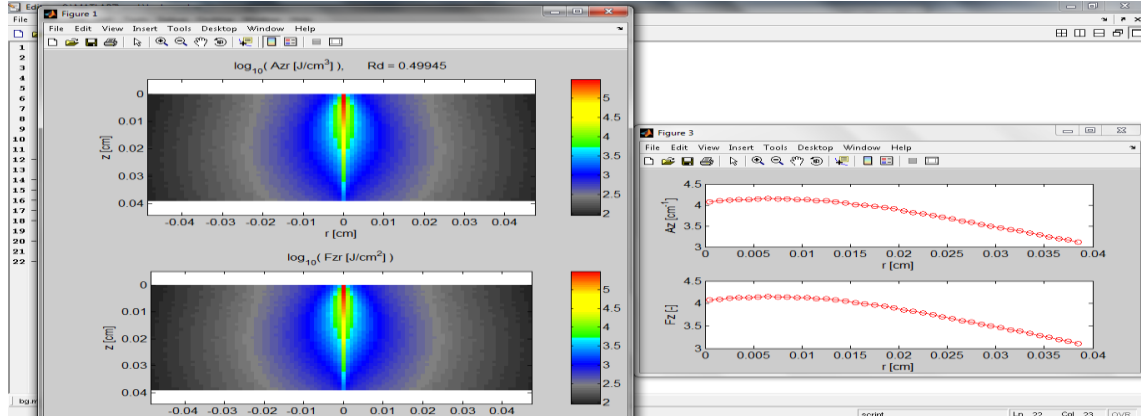
İlk olarak ekteki CD de verilen MATLAB kodları tek tek açılır ve anadosya.m’de verilen kodun son satırına Şekil 4.2 de bahsedilen basamaktan sonra elde edilen “.mco” uzantılı dosyanın adı yazılır ve çalıştırılır. MCML çıktıları ile Şekil 5.9 daki renkli grafiklerin elde edildiği basamak, bu basamaktır.

```

8
9  clear global
10
11  global A Al Az Azr Fzr Fz Na Nc Nlayers
12  global Nr Nz Rd Ra Rr Rra Rsp T Ta Td Tr Tra d dr dz
13  global g mua mus n nabove nbelow r z
14  global rm Azrm Fzrm
15  global PLOTON PRINTON
16
17  PLOTON = 1; PRINTON = 0;
18
19  EKB('150icin.mco')

```

Şekil 4.8: MCML çıktılarını MATLAB dan okuyan dosyaları çalıştırma.



Şekil 4.9. 5.9 daki renkli şekilleri lede ettiğimiz MCML çıktısı ve 1 boyutta enerji birikimi $Az[cm^{-1}]$ ve akı oranını $Fz[-]$ gösteren grafikler

Sonrasında `bessl_r.m` ve `gauss_r.m` adı verilen MATLAB kodları Bessel ve Gauss konvolüsyonunu elde etmek için çalıştırılır. `Plot(r,g_r)` komutuna kadar çalıştırılırsa Bessel ve Gauss demetleri için Şekil 5.6, 5.7 ve 5.8’da elde ettiğimiz sonuçları gözlemleyebiliriz, dokuda ışık emilimini gözlemlediğimiz renkli grafikler için kodlar son kısmına kadar çalıştırılır. “`bessl_r` ve `gauss_r`” programları için diğer programları (`anadosya.m`, `lookmcml.m`, `make2fc.m`) çalıştırmaya gerek yoktur;

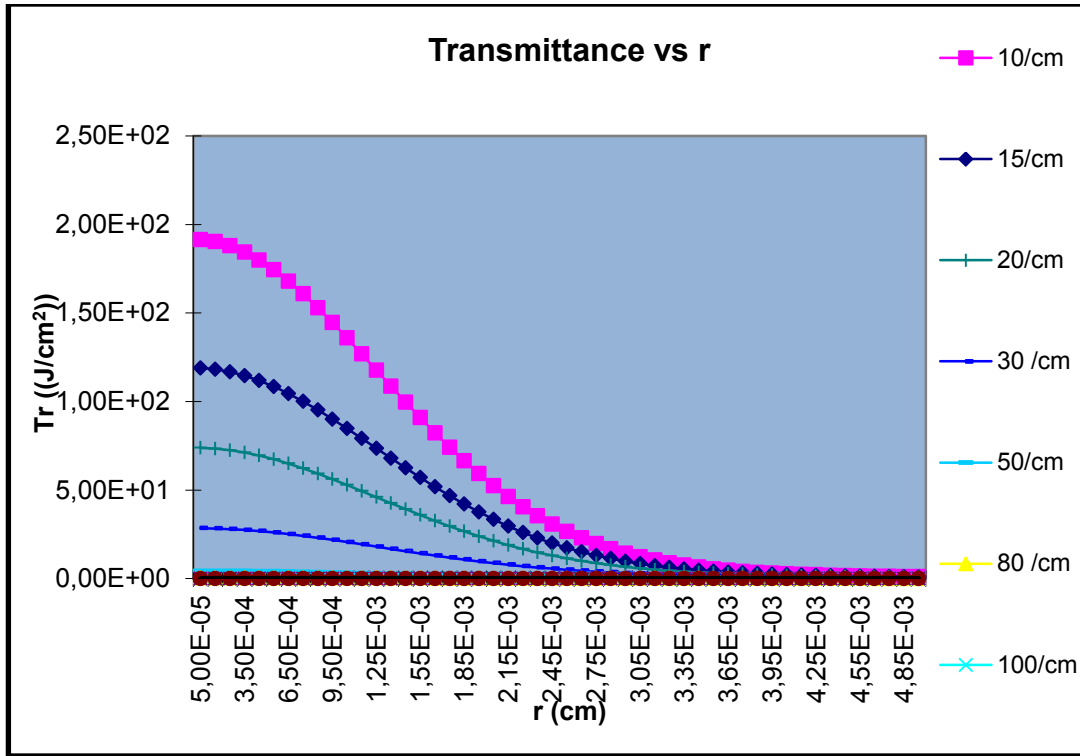
“`anadosya('150icin.mco')`”

programda varolan yukarıdaki satıra `.mco` uzantılı dosya adını girmek yeterlidir.

5. SONUÇLAR

5.1. Kullanılan Girdiler, Elde Edilen Grafikler ve Sonuçlar

MCML programında veri girdi dosyası olarak Çizelge 5’deki verileri kullanarak bundan önceki bölümlerdeki yöntem ve kurallar ışığında sonuç kısmındaki verilere ulaşılmıştır. Ayrıca burada programda “Transmittance” olarak tanımlanan geçirgenlik değeri dokudan geçen ışık akısını (birim alana düşen enerji) ifade eder ve diğer optik uygulamalardaki birimsiz geçirgenlik ile karıştırılmamalıdır. Diğer veriler içinde aynı durum söz konusu olup birim alana düşen enerji için birimler verilmiştir.



Şekil 5.1: Uygun ızgara sayı ve dağılımında Gauss eğrisinin μ_s ile değişimi.

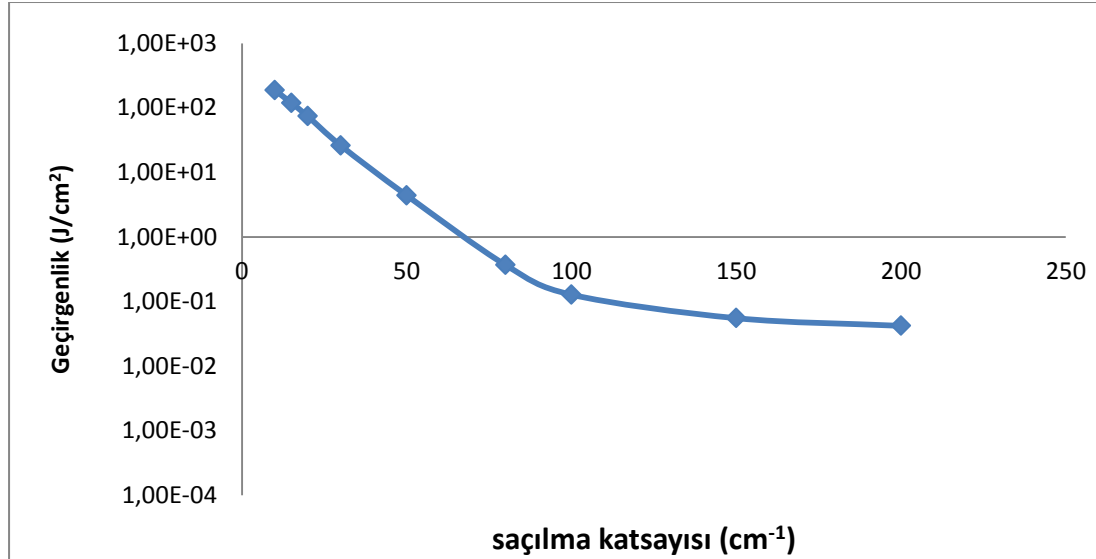
Şekil 3.10 ‘daki Gauss eğrisi 0’dan 200 cm^{-1} ’e kadar saçılma katsayısı değerleri verilerek, geçirgenlik hesabı için çizim sürdürülmüştür ve Şekil 5.1 ‘deki grafik elde

edilmiştir. Saçılma katsayısı değerleri arttıkça, geçirgenlik değerlerinin azaldığı görülmüştür. Programın doğru çalışıp çalışmadığını kontrol etmek amacıyla programın mimarları Wang ve Jacques tarafından da programın değerlerini kontrol etmek amacıyla kullanılan Gardner'ın kullandığı veriler ile program çalıştırılmıştır (Bkz Şekil 5.2).

Elde edilen sonuçların Gardner'ın sonuçları ile uyumlu olduğu görülmüştür [6]. Böylece geçirgenlik değerleri için hesaplanan doğru sonuçlar verdiği doğrulanmıştır. Dokuda ya da ortamda yoğunluk arttıkça geçirgenlik değerlerinin azaldığı bilinmektedir. Elde edilen sonuçlar da bu duruma da uygundur (Bkz Şekil 5.3).

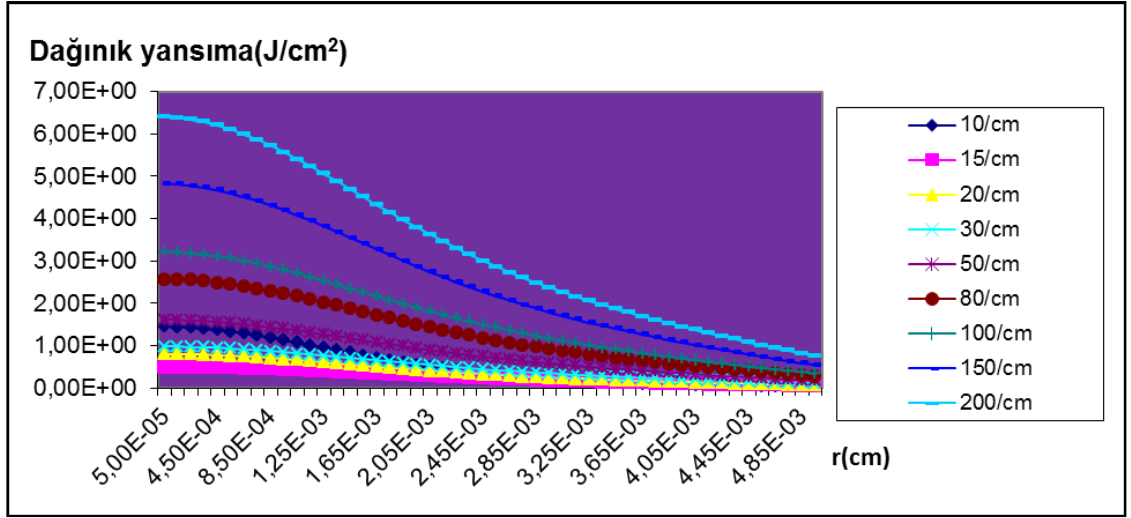
#### Specify data for run 1					Kaynak Rd Tt Gardner 0.2381 0.0974 MCML 0.2375 0.0965 Toplam Dağınık Yansıma ve Geçirgenlik karşılaştırıldığında % 0.2 lik bir fark olduğu görülmektedir.	
comp.mco		A				# output filename,
ASCII/Binary						# No. of photons
1000000						# dz, dr
.01	.01					# No. of dz, dr &
40	50	1				# No. of layers
da.						# One line for each
1						# n for medium
# n	mua	mus	g	d		
layer						
1.0						
above.						
1.3	1	100	0.9	0.1		# layer 1
1.3	1	10	0	0.1		# layer 2
1.3	2	10	0.7	0.2	# layer 3	
1.0					# n for medium	

Şekil 5.2: Sol: Gardner kullandığı veriler Sağ: Gardner'ın sonuçları ile MCML sonuçlarının karşılaştırılması.



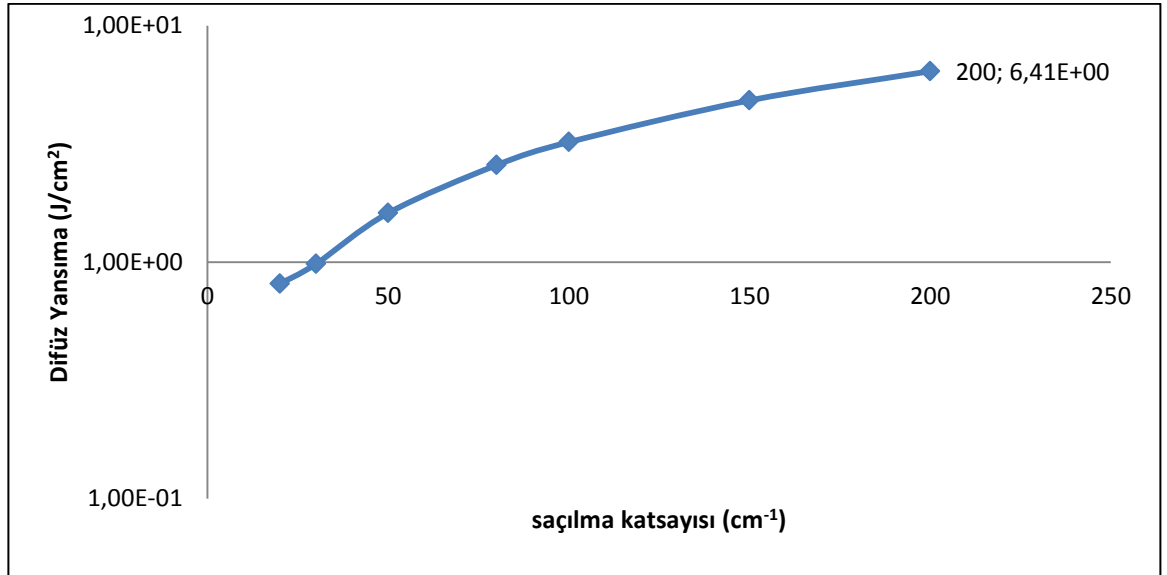
Şekil 5.3: Uygun ızgara sayısı ve dağılımında Geçirgenlik ve μ_s değerleri.

Çizelge 5'de kullanılan girdi değerleri ile bu kez yansıma değerleri için farklı saçılma katsayılarında sonuçlar elde edilmiştir.



Şekil 5.4: Uygun ızgara sayı ve dağılımında elde edilen yansıma değerleri

Bir sonraki adımda saçılma katsayısı arttıkça dokuda dağınık yansıma değerlerinin arttığı gözlemlendi (Bkz Şekil 5.4), (yansıma ifadesinin tanımı geçirgenlikteki gibi yansıyan enerji akısı şeklindedir). Bu sonuç da beklenen bir sonuçtur. Şimdiye kadar doku yoğunluğu arttığında yansımaların da arttığı birçok çalışma ile doğrulanmıştır [55]. Bu çalışmada buna uygun sonuçlar elde edilmiştir.



Şekil 5.5: Uygun ızgara sayı ve dağılımında dağınık yansıma ve μ_s değerleri.

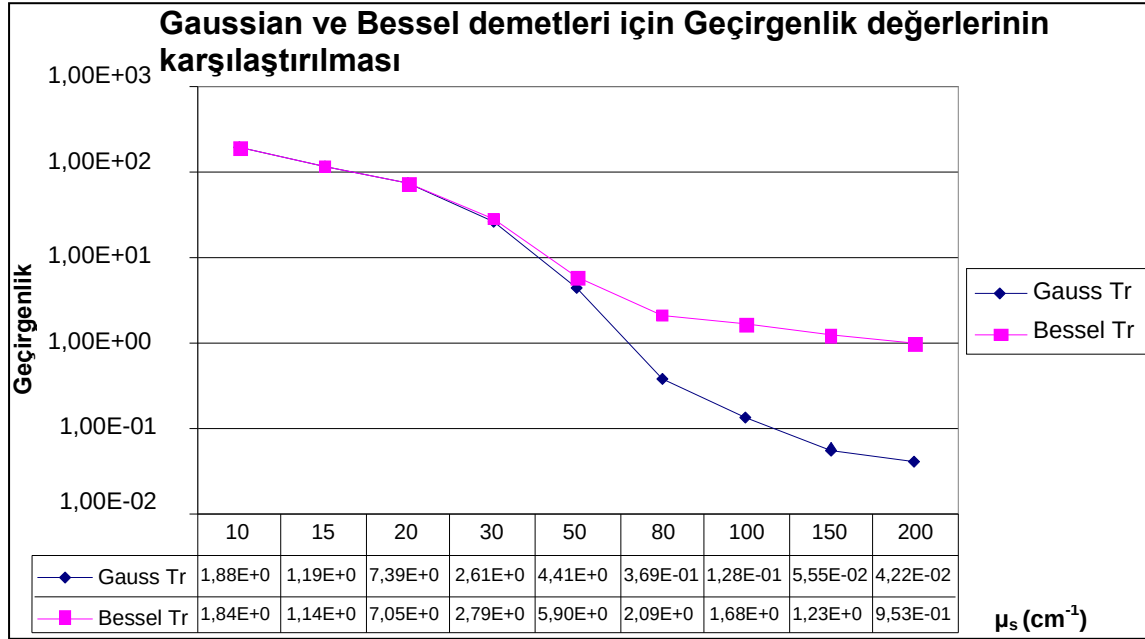
Saçılma katsayıları için yansıma değerlerini veren grafik çizildiğinde Şekil 5.5 deki gibi bir grafik elde edildi. Şekil 5.5 deki logaritmik grafikte eğiminin saçılma katsayısı arttıkça azaldığı gözlemliyoruz.

Şekil 5.3 deki geçirgenlik ve saçılma katsayısı grafiğinde ise artan saçılma katsayısı geçirgenliği azaltmıştır. Bu grafiklerdeki her nokta, söz konusu saçılma katsayılarında $r=0$ 'daki şiddetler alınarak elde edilmiştir.

Geçirgenlik grafiğinin logaritmik eğimine bakıldığında, düşük saçılma katsayıları için eksponansiyel bir düşüş görülmekte ve bu bölgede eğim yaklaşık olarak ortam kalınlığına eşit olmaktadır. Yüksek saçılmalarda ise bu davranıştan sapmalar meydana gelmektedir.

5.2 Gaussian ve Bessel Demet Profillerinin Karşılaştırılması

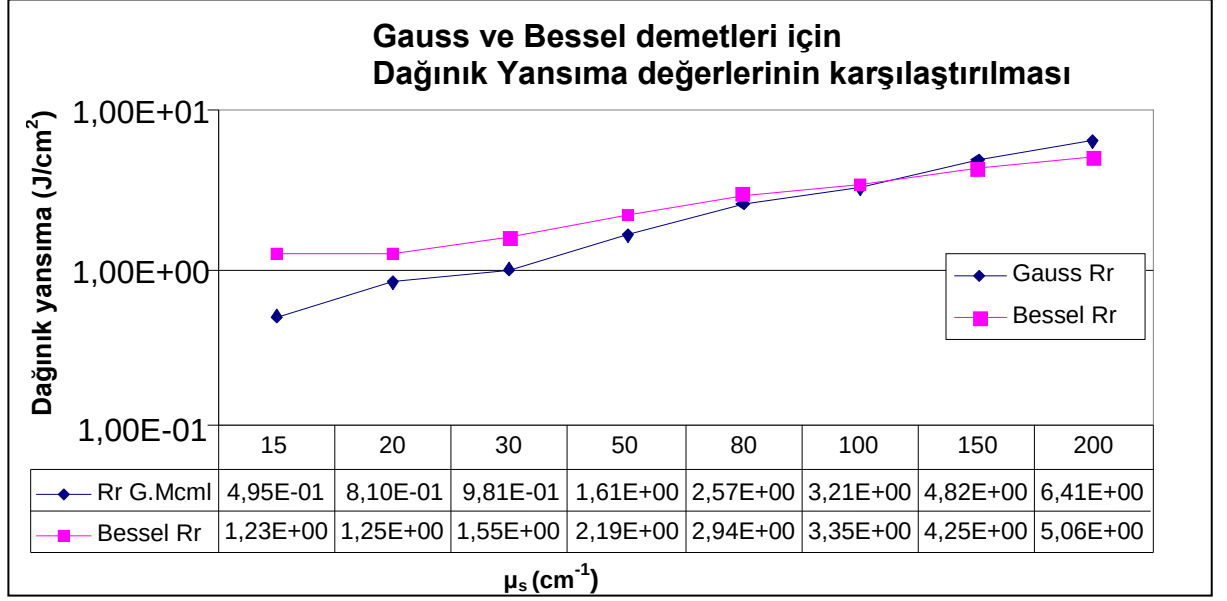
Bessel demetleri neden saçılmalardan Gaussian demetlerine kıyasla daha az etkilenir? Bir Gauss hüzmesi odaklandığında, kısa mesafe (Rayleigh mesafesi: odak noktasının karesiyle orantılı) odaklı kalırken, Bessel hüzmeleri sürekli odaklı kaldığı izlenmiştir.



Şekil 5.6: Gauss ve Bessel demetleri için elde edilen sonuçların geçirgenlik ve saçılma katsayısı değerleri bakımından karşılaştırılması.

Gaussian demetleri enerjisinin çok büyük kısmını orta kısmına iletirken Bessel demeti merkezi lobuna enerjisinin çok daha azını iletir. Halkalara dağılmış olan kalan enerji, ortamda ilerlerken bu halkalardan demetin merkezine transfer edilir. Bu özellik Bessel demetlerinin daha uzun mesafelerde odaklı kalmasını sağlar [5].

Bu tez kapsamında elde edilen sonuçlarda da artan saçılmalardan Bessel demetlerinin şiddetinin saçıcı ortamdaki daha az etkilendiği görülmektedir.



Şekil 5.7: Gauss ve Bessel demetleri için elde edilen sonuçların dağınık yansıma ve saçılma katsayısı değerleri bakımından karşılaştırılması.

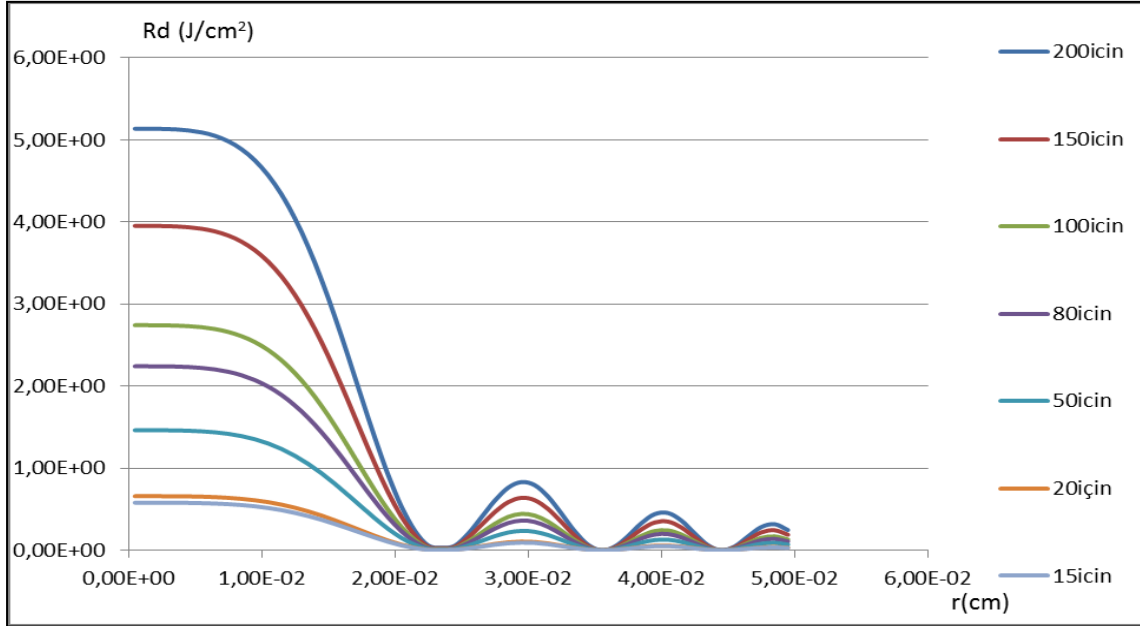
Gauss ve Bessel demetleri için aynı yarıçap ve güç kullanılarak elde edilen grafikler Şekil 5.6 ve 5.7 ‘de görülmektedir. Bu grafikler de Çizelge 5’deki girdiler ile ve yazılan MATLAB kodu ile elde edilmiştir. Bu MATLAB kodu Gaussian ve Bessel demetleri için konvolüsyon işlemini gerçekleştirebilmek için tarafımdan yazılmıştır.

Geçirgenlik değerleri için Bessel demetlerine ait sonuçlar Şekil 5.6 de verilmektedir. Bessel demetlerinin geçirgenlik değerlerinin radyal olarak Gaussian demetlerine kıyasla daha yavaş azaldığı görülmektedir. Şimdiye kadar MC yöntemi kullanılarak Bessel demetleri için benzetim gerçekleştirilmemiştir.

Dağınık yansıma için verilen Şekil 5.7 grafiğinde Bessel demetlerine ait dağınık yansıma değerlerinin saçıcı ortamda Gaussian demetlerine oranla daha az değişiklik gösterdiğini gözlemlenmiştir. Düşük saçılma katsayısı için dağınık yansıma değerleri Bessel demetinde daha yüksek değerde iken $\mu_s > 100 \text{ cm}^{-1}$ den sonra Gauss demetine ait değer daha yüksektir.

Çizelge 6: Bessel halkalarını gözlemlemek için kullanılan girdi değerleri.

1000000	# No. of photons			
.001 .001	# dz, dr			
40 50 1	# No. of dz, dr & da.			
1	# No. of layers			
# n mua mus g d	# One line for each layer			
1.0	# layer 1			
1.3 1 50 0.7 0.1	# layer 1			
1.0	# n for medium below.			

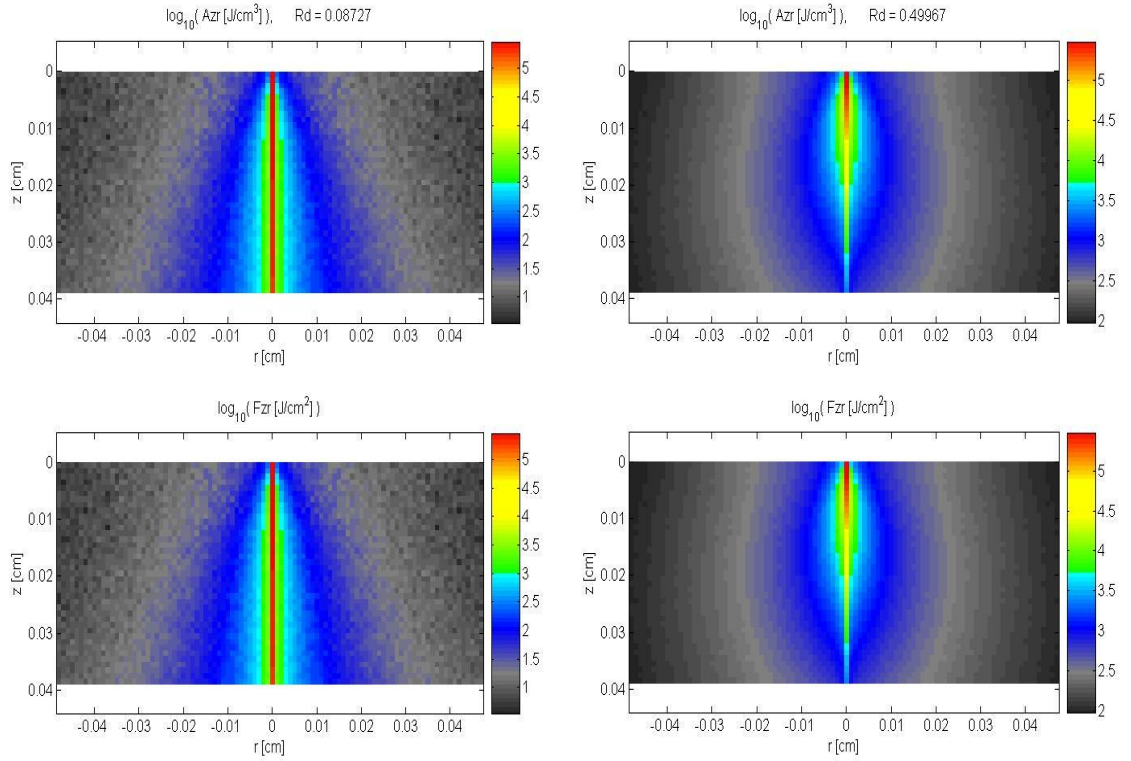


Şekil 5.8: $\mu_s = 200\text{-}15 \text{ cm}^{-1}$ değerleri arası Dağınık yansıma değerleri.

Bessel demeti için ızgara dağılımını daha geniş tutulduğunda, örneğin Çizelge 6 daki veriler kullanıldığında Bessel halkaları daha net gözlemlenmiştir.

Izgara dağılımını geniş tutulduğunda, [Şekil 5.8] daha önce denediğimiz μ_s değerleri ile uyumlu yansıma ve geçirgenlik değerleri elde edildi; halka sayısı ve genişliklerinin saçılma katsayısı değişmesine rağmen korunduğu gözlemlendi.

Işığın dokuda dağılım bilgisi önemlidir. Buna göre hedeflenen enerjinin dokuya iletilmesi ve tanı ve tedavi yöntemlerinin buna göre seçilmesi ve geliştirilmesi, önemli bir araştırma alanıdır. Bunu gözlemlemek adına sonsuz dar demetlerle ve Bessel ve Gaussian demetleri ile ışık şiddetinin dağılımının görülebileceği grafikler elde edilmiştir.



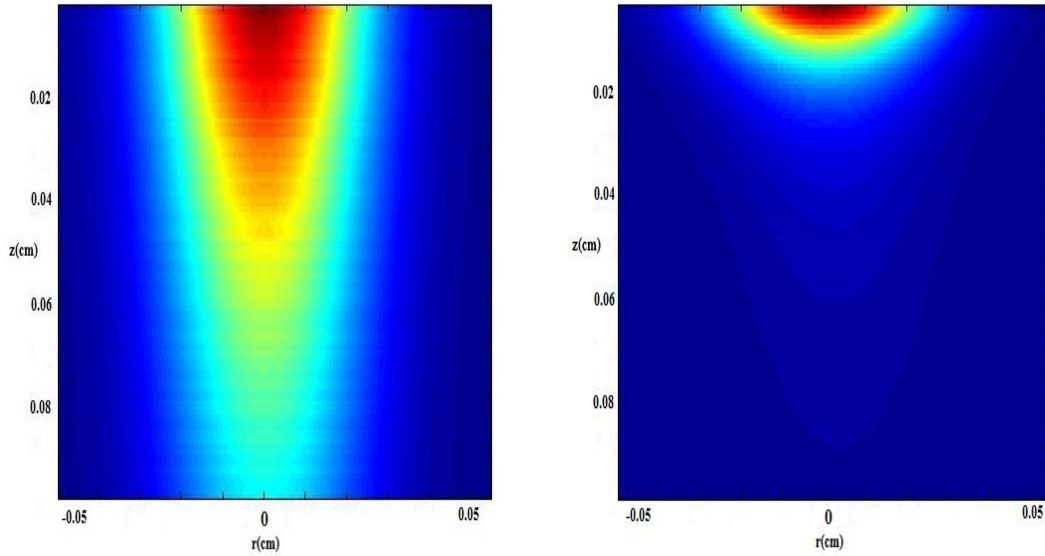
Şekil 5.9: Sol: $\mu_s=10 \text{ cm}^{-1}$ iken MC benzetimi ile sonsuz dar demet için elde edilen dağılım Sağ: $\mu_s=150 \text{ cm}^{-1}$ iken MC benzetimi ile elde edilen dağılım.

Şekil 5.9 daki grafikler MCML programının ilk çıktıları ile konvolüsyon işlemleri yapılmadan, programda sonsuz dar foton demeti (infinitely narrow photon beam) olarak adlandırılan şekillendirilmemiş demetlerden elde edilmiştir. Doku yüzeyinin hemen altındaki emilim ve akı dağılımını göstermek, ışığın farklı saçılma katsayısına sahip ya da farklı yoğunluklu ortamlarda dokudaki dağılımının MC yöntemi ile gösterilmesi amaçlanmıştır.

Bu grafiklerde saçılma katsayısı değeri arttıkça renk haritasında nasıl bir değişim olduğu görülmektedir (Ek D de verilen şekiller MCML programından saçılma katsayısının 10-200 cm^{-1} arası değişen değerler alması ile elde edilen çıktılarla dokudaki enerji birikiminin dağılımını göstermektedir).

Hem emilim hem de akı için aynı grafiklerin elde edilmesinin nedeni programda akının emilimin, emilim katsayısına bölünmesi sonucu elde edilmesidir ($\phi_{rz}[ir, iz] = Arz[ir, iz] / \mu_a [\text{cm}^{-2}]$). Şekil 5.9'da dokunun 400 μm 'lik kısmı için sonuçlar verilmiştir. Çizelge 5 de kullanılan ızgara sayı ve dağılımı kullanılmıştır.

Şekil 5.9'da emilim katsayısı sabit tutulup ($\mu_a=1 \text{ cm}^{-1}$) saçılma katsayısının arttırılmış olması emilim ve akının doku içinde dağılım bilgisinin aynı sonuçları vermesine neden olmuştur.

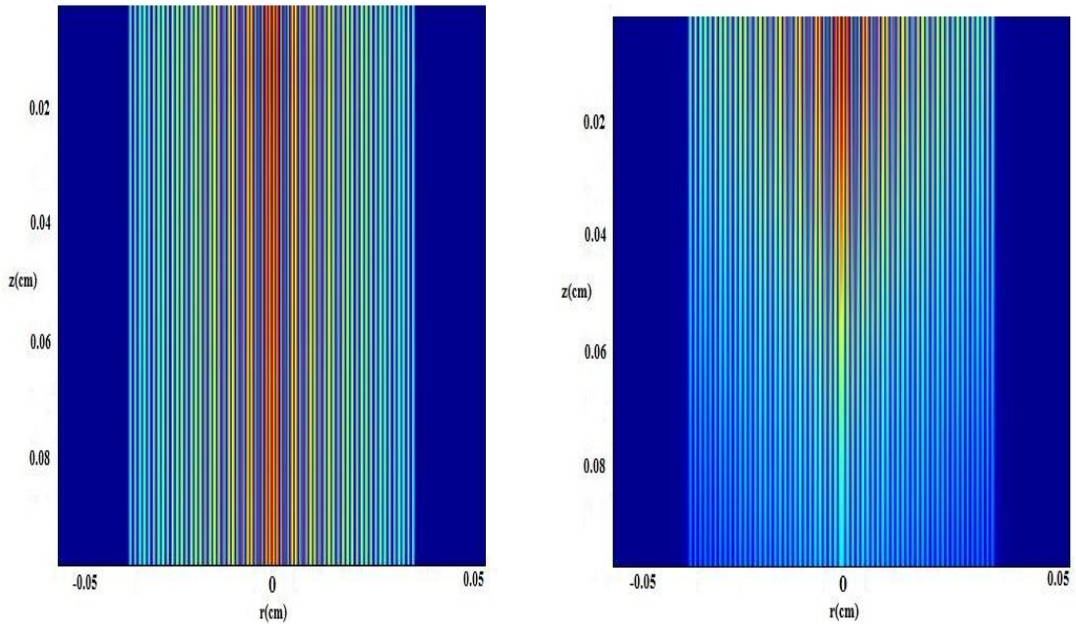


Şekil 5.10: Sol: $\mu_s=10 \text{ cm}^{-1}$ iken MC benzetiminin Gaussian demetleri için konvolüsyonu ile elde edilen dağılım ($A_{rz}= \text{J/cm}^2$). Sağ: $\mu_s=150 \text{ cm}^{-1}$ iken MC benzetiminin Gaussian demetleri için konvolüsyonu ile elde edilen dağılım ($A_{rz}= \text{J/cm}^2$).

MCML'den elde edilen sonuçların Gaussian demetleri için konvolüsyonunun gerçekleştirilmesiyle elde edilen Şekil 5.10'deki sonuçlara bakıldığında saçılma katsayısı arttırıldığında Gauss eğrisinin yayvanlaştığı merkezdeki şiddetin azaldığı gözlemlenmektedir. Ayrıca saçılma katsayısının artmasının doku genelinde şiddette nasıl bir değişime neden olduğu görülmektedir.

Daha önce Gaussian demetlerinin dokuda saçılma katsayısıyla nasıl bir etkiye sebep olduğu incelenmiştir. Örneğin, Song ve arkadaşları dokuya uygulanan demetin Gaussian veya şapka şekilli demet (top-hat beam) oluşunun dokuda belli bir derinliğe enerjinin iletilmesinde etkili olmadığı, saçılma anizotropisine ve saçılma katsayısına bağlı olduğunu göstermişlerdir [48].

Başka demet profilleriyle de dokuya ışığın dağılımını ve bunların dokuya ait saçılma anizotropisi, emilim ve saçılma katsayıları ile nasıl ilişkilendirilebileceği ile ilgili çalışmalar yapılmıştır. Örneğin, M. P. Mengüç ve A.J. Fowler yaptıkları çalışmada odaklanmış demet (focused beam) ve çoklu demetler (multiple beams) için dokuya enerji iletimi ile kollime demetin (collimated beam) iletimini karşılaştırmıştır. Odaklanmış demet ve çoklu demetler kullanmanın dokuya enerji iletiminde kollime demetten daha etkili olduğu sonucuna varmışlardır. Saçılma katsayısının da bu iletimde temel belirleyici olduğunu ve optik özelliklere bağımlılığın akının dokuya iletiminde bu demet şekillerine göre nasıl değiştiğini göstermişlerdir [28].



Şekil 5.11: Sol: $\mu_s=10 \text{ cm}^{-1}$ iken MC benzetiminin Bessel demetleri için konvolüsyonu ile elde edilen dağılım ($A_{rz}= \text{J/cm}^2$). Sağ: $\mu_s=150 \text{ cm}^{-1}$ MC benzetiminin Bessel demetleri için konvolüsyonu ile elde edilen dağılım ($A_{rz}= \text{J/cm}^2$).

Şekil 5.11’de Bessel demetlerinin şiddet dağılımı görülmektedir. Şiddetin daha derinlere iletilebildiğini, demetin daha uzun süre aynı yarıçapta aynı şiddeti koruduğu gözlemlenmektedir. (Ekte **Bessel Sonuçlar** kısmında daha farklı μ_s değerleri ile yapılan çalışmalarda bunu daha net gözlemlenebilir).

Bessel demetinin artan saçılma katsayıları ile Gaussian demetleri gibi yayvanlaşmadığı görülmektedir.

Bessel demetleri halkalı yapılarından dolayı doğal ve sistematik bir çoklu aydınlatma sistemi sunar. Bessel demetlerinin çoklu aydınlatma (multiple illumination) özelliği gösterdiği, Gaussian demetinde şiddetin yaklaşık % 80’lik kısmı demetin merkezinde toplanırken, Bessel demetinde merkezde şiddetin bundan daha az yoğunlukta olduğu, etrafındaki halkalarda bu şiddetin dağılmış olduğu gözlemlenmektedir. Halkalardan merkezdeki şiddet azaldıkça merkeze iletim olmakta ve merkezdeki şiddetin uzun süre azalmamasını sağlamaktadır.

Burada tanımlanan MC benzetimlerinde fotonlar dalga gibi davranmaz; faz ve kutuplaşma gibi özellikleri ihmal edilmiştir. Işınımsal transfer teorisinde olduğu gibi, MC fotonlara parçacık olma özelliği ile muamele eder ve dalga benzeri yapısını ihmal eder. Bu çalışmadaki yeniden derlenilen MCML programının mimarları Wang ve Jacques bunun mazur görülebileceğini çünkü fotonların çoklu saçılmasıyla bu özellikler kolayca randomize edilebileceğini savunmuşlardır.

Kendini yenileme özelliği Bessel demetinin konik faz cephelerinden kaynaklanmaktadır. Hüzmenin içinde belli bir bölge bloke edilirse kısa bir ilerlemeden sonra aynı profil oluşmaktadır. Bu durum 1. Bölümde literatür kısmında özetlendiği gibi deneysel ve hesaplı olarak pek çok çalışmada gösterilmiştir.

Buradaki çalışmada faz bilgisi kullanılmadığından bu durumun benzetimi gerçekleştirilememiştir.

6. SONUÇLARIN DEĞERLENDİRİLMESİ

6.1. Saçılma Katsayısının Etkisinin İncelenmesi

Sonuçlardaki 5.1 numaralı grafiğe baktığımızda Gaussian demet profili için yarıçapa bağlı olarak geçirgenlik değerleri görülmektedir. Geçirgenlik değerleri demet yarıçap yönünde açıldıkça azalmıştır ve bu azalma Şekil 5.3 de farklı saçılma katsayıları için gösterilmiştir. Doku ya da saçıcı ortamda demet ilerledikçe, yani aldığı yol arttıkça ya da daha derine ilerledikçe geçirgenlik azalır. Hesaplamaların doğrulanması için Gardner[42,6] 'ın deneysel sonuçlarla doğruladığı hesaplar ve MCML programından elde edilen sonuçlar arasında karşılaştırma yapılmıştır ve sonuçlar arasında %0,2 lik bir hata dışında iyi bir uyum olduğu ortaya çıkmıştır. Bu durum Şekil 5.2 de görülmektedir. Saçılma katsayısındaki artış veya dokudaki yoğunluk artışı geçirgenlik değerlerini azaltır (Şekil 5.3). Dokuda saçılma katsayısının artması dokunun yoğunluğunun arttığı anlamına gelir ve ışık daha çok parçacık engeli ile karşılaşacağından doku derinlerine geçiş yapması zorlaşacaktır; dolayısıyla geçirgenlik değerleri azalacaktır. Gauss eğrisinin demet yarıçapının, saçılma katsayısı arttıkça yanlara yayıldığı/açıldığı gözlemlenmektedir; dolayısıyla Gauss eğrisi daha yayvan bir şekle bürünmüştür. Bu da saçılma etkileriyle orantılıdır.

Dağınık yansıma değerleri için elde edilen sonuçlara baktığımızda (Şekil 5.4, 5.5) ise saçılma katsayısının en fazla olduğu değerde (200 cm^{-1}) en büyük yansıma değerinin elde edildiği görülmektedir. Dolayısıyla saçılma katsayısı değerleri yani doku yoğunluğu arttıkça dokudaki dağınık yansılarda da artış olur. Doku ne kadar yoğun olursa yani dokuda ne kadar çok ışığın çarpacağı parçacık varsa, o kadar çok dağınık yansıma gerçekleşecektir.

Dokuda ya da saçıcı ortamda ilerleyen bir demet için geçirgenlik değerleri arttıkça yansıma değerleri azalmaktadır. Yansıma değerleri için, ortam yoğunluğu azaldıkça

Gauss eğrisinin demet yarıçapının arttığını, eğrinin giderek yayvanlaştığını söylemek mümkündür. Hem geçirgenlik hem de dağınık yansıma değerlerinden yola çıkarak Gaussian demeti için Gaussian eğrisinin yayılırken şiddetin azaldığı sonucuna varılır.

Şekil 5.6 ve 5.7 de geçirgenlik ve dağınık yansıma değerlerinde hem Gaussian hem de Bessel demetler için elde edilen sonuçlarda, Bessel demetlerinde değerler Gaussian demetlerine ait değerlerden daha yavaş azalmaktadır. Bu değerlerden yola çıkılarak, saçıcı ortamın yoğunluğu artırıldığında, Bessel demetlerinin şiddetinin, Gauss demetlerine oranla daha yavaş azaldığı sonucuna varılır. Bu sonucu doğrular nitelikte veriler Aktürk[47] ve Fahrbach[5]'in deneysel sonuçlarında da görülmektedir.

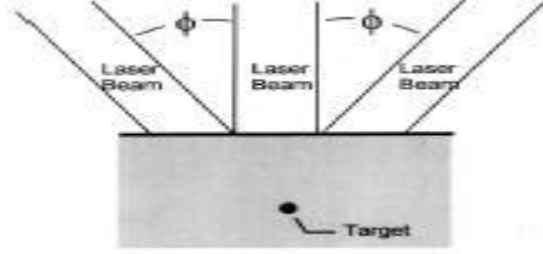
Farklı saçılma değerleri için, Bessel demetlerinde dağınık yansıma değerlerinin görüldüğü Şekil 5.8 da, şiddet azalırken halka sayısı azalmamaktadır. Ayrıca demet yarıçapları Gauss demet profiline göre oldukça farklıdır. Bessel eğrileri için şiddette azalma olmasına rağmen demet yarıçapları korunmuş, demetin şiddeti düşerken dağılma olmamıştır.

Bessel demetlerinin en önemli özelliği kırınımına uğramıyor olmaları ve bu sebeple Gauss demetlerine oranla çok daha uzun mesafeler için odaklı kalabilmeleridir. Saçıcı ortamda belirli bir uzaklık boyunca ilerleyen Gauss ve Bessel demetlerinin profilleri karşılaştırıldığında, Bessel demetlerinin şiddeti, demetin kendini yenileme özelliğinden dolayı daha az düşmüştür. Şekil 5.10 ve 5.11 den bu durum gözlemlenebilir.

Ortam yoğunluğu artsa bile Bessel halkalarının sayılarının değişmemesi, demet yarıçaplarının korunması, programdan elde ettiğimiz sonuçların Bessel demetlerinin odaklı kalabilme ve kendini yenileyebilme özellikleriyle örtüşmektedir.

Gaussian demetleri dokuyla etkileşime girdiklerinde dağılmakta (diffuse) ve enerjileri azalmaktadır. Bessel demetlerinin ortam ile etkileşiminde aynı durum söz konusu olmakta ancak demet profilindeki halkaların da katkısı nedeniyle şiddetinde azalma Gauss demetlerine kıyasla daha az olmaktadır.

M. P. Mengüç ve A.J. Fowler'ın yaptıkları gibi, dokuya çoklu demetler göndermenin bir amacı da, Bessel demetlerinde olduğu gibi, doku yüzeyinde en az zarar vererek dokunun derinlerine daha fazla enerji iletiminin gerçekleşebilmesidir (Bkz. Şekil 6.1)



Şekil 6.1. Dokuya çoklu demetlerin uygulanışı [28]

Şekil 5.9 da yoğunluğu artan ortamda sonsuz dar laser demetinin MC benzetimi ile elde edilen sonuçları sunulmuştur. Laser akısı saçıcı ortamda yüzeyde çok yüksek olup, derinlikle birlikte azalır. Ayrıca $z=0$ da şiddetin maksimum olduğu görülmektedir. Çalışma doku yüzeyinin hemen altında şiddetin saçılma etkisi ile nasıl değiştiğini/yoğunlaştığını incelemek için yapılmıştır. Saçılma katsayısı arttıkça ışığın doku içindeki dağılımı, doku yüzeyinin hemen altında yoğunlaşmakta ve yüzeyden uzaklaştıkça şiddet azalmaktadır.

Şekil 5.10'de Gaussian demetlerinin dokudaki etkisine bakıldığında yoğun dokularda şiddetin yüzeyde toplandığı ve doku derinlerine iletimin az olduğu görülmektedir. Bu doku yüzeyini yakma ve doku derinine şiddetin iletilmemesi gibi durumlara neden olabilir.

Şekil 5.11 de Bessel demetlerinin dokudaki etkisine bakıldığında dokuda aynı bölgeye daha derine şiddet iletimi gerçekleşmektedir. Bu doku yüzeyini yakmadan daha derine ya da hedef bölgeye şiddetin iletilmesini sağlamaktadır.

Bütün bu sonuçlar ışığında laserin biyomedikal uygulamalarında demet profilinin önemli bir kontrol parametresi olduğu gösterilmiştir. Demet profilini ve demetin derinlerdeki etkisini anlamak OCT ve mikroskopi gibi uygulamalarda yararlı olmaktadır. Bessel demet profillerinin optik özellikleri dokunun daha derinini yüksek çözünürlükle görüntülemeye olanak vermektedir.

MC yöntemi kullanılarak Bessel demet profilinin benzetimi şimdiye kadar yapılmamıştır. Bu bağlamda elde edilen sonuçlar literatürde ilktir.

Radyasyon sağaltımı, fotodinamik sağaltım gibi uygulamalarda, cilt lekelerinden kırışıklıklara, yağ yakımına kadar farklı birçok sağaltımda dokunun emilim, saçılma özelliklerini modellemek için kullanılan MC yöntemi ile çalışılan demet profillerinin sonuçları önem arz etmektedir.

6.2. Genel Değerlendirme ve İleriye Bakış

Monte Carlo yöntemi ve bu yöntem kullanılarak ışık doku etkileşimlerine ilişkin yapılan çalışmaların sayısı giderek artmaktadır. Hatta bu yöntem artık birçok mühendislik hesaplama ortamında, kullanıcıların oluşturmaya gerek kalmadan hazır olarak sunulmaktadır. Bu yöntemin daha kesin ve gerçeğe yakın sonuçlar veriyor oluşuyla uzun süre daha optik hesaplarda kullanılmaya devam edecek gibi görülmektedir.

Bu çalışmada elde edilen sonuçlar ışığında Bessel demetinden güçlü saçıcı ortamlarda bile nasıl görece yüksek kaliteli görüntüler elde edildiği anlaşılmaktadır. Bessel demetlerinin, uzun süre odaklı kalabilme ve kendini yenileyebilme özellikleri daha geniş uygulamalar bulacaktır. OCT de ve canlı hücrelerin 3 boyutlu görüntülenmesini sağlayan mikroskoplarda kullanılmaya başlanan Bessel demetleri, güçlü saçıcı ortamda aydınlatma amacıyla farklı mikroskoplarda kullanılmaya devam edecektir.

Bessel demeti gibi farklı fiziksel özellikler sergileyen değişik demet profilleri bulunmaktadır. Ancak Bessel ve Gaussian demetleri azimutal simetriktir. Başka demet profillerine uygularken demetin azimutal simetrik olup olmadığına dikkat etmek gerekecektir. İleride başka demet profilleri için de bu uygulamalar yapılabilir.

Sağaltım amaçlı birçok uygulamada laserin enerjisinin dokuda dağılım bilgisi önemlidir. Bu şekilde yapılan sağaltımlara yüzde ya da vücudun belli bölgelerinde yer alan porto şarabı lekesi (port wine stain) sağaltımı, fotodinamik sağaltım, cilt

lekeleri ve kırışıklıklarının laserle sağıltımı gibi yaygın kullanılan çok sayıda sağıltım buna örnek olarak verilebilir. Bu enerjinin hangi yoğunluktaki dokuda nasıl dağıldığını bilmek, dokuya zarar vermeden sağıltımı gerçekleştirmek bakımından önem arz etmektedir.

Farklı özellikli laser demetinin dokuya yayılımını analiz etmek için çok sayıda MC benzetimi olmasına rağmen, laser akısının derinlik, demetin geometrisi ve doku özelliklerine nasıl bağımlı olduğu tam olarak araştırılmamıştır. Burada saçılma etkisi ve Gaussian ve Bessel demetleri için incelemeler yapılmıştır.

Laser akısı saçıcı ortamda yüzeyin hemen altında çok artmakta, derinlikle birlikte azalmaktadır. Şekil 10 da artan saçılma katsayısı ile akının derinlerde daha fazla azaldığını görüyoruz. Sol taraftaki $\mu_s=10\text{cm}^{-1}$ iken elde edilen sonucu incelediğimizde demetinin enerjisinin iletiminin daha derinlere ve daha dağınık olarak gerçekleştiğini görmekteyiz. Saçılma katsayısı arttıkça ortamda enerji dağılımının daha sınırlı bir alanda kaldığı ve derine indikçe azalmanın daha fazla olduğu görülmektedir.

Bu tür yüksek saçılım ortamlarında eğer gösterildiği gibi bir sonuç istenmiyorsa verilen laserin başlangıçtaki profilini değiştirmek bir çözüm olarak önerilebilir.

Gaussian demetleri daha çok yüzey yakmak istenilirse, daha derine şiddetin iletimi gibi bir hedef yoksa uygulanabilir. Bessel demetleri ise doku yüzeyine daha az zarar vererek daha derine şiddet iletimi gerçekleştirmek için önerilebilir.

Eğer doku içine enerjiyi iletmek için daha verimli yollar bulunabilirse laserlerin boyutları küçülecek ve dolayısıyla fiyatları düşecektir. Bu nedenle farklı optik özelliklere sahip ortamlar için farklı şekilli demetlerin uygulanışı ile elde edilen sonuçlara ait yayınların sayısı artmaya devam edecektir.

Sonuç olarak biyomedikal laser uygulamalarda demet profili önemli bir kontrol parametresidir ve yeni uygulamaların önünü açabilecektir.

KAYNAKLAR

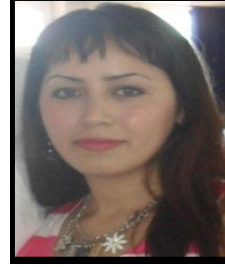
- [1] **R. Y. Rubinstein.** 1981. *Simulation and the Monte Carlo Method*. 10 vols. USA: Wiley.
- [2] **M. Keijzer, S. L. Jacques, and S. A. Prahl A. J. Welch.** 1989. "Light Distributions in Artery Tissue: Monte Carlo Simulations for Finite-Diameter Laser Beams." *Lasers in Surgery and Medicine* 9 (2): 148-154.
- [3] **Berna Yalızay.** 2011. Gauss, Bessel ve Airy demetleri ile femtosaniye laser-malzeme etkileşimlerinin incelenmesi. Yüksek Lisans Tezi, İstanbul Teknik Üniversitesi.
- [4] **Arjun Chennu.** 2007. Optical Coherence Tomography. MSc. Thesis Project, Eriot Watt University.
- [5] **Florian O. Fahrbach, Philipp Simon, and Alexander Rohrbach.** 2010. "Microscopy with self-reconstructing beams" 4 (9): 0-5.
- [6] **Steven L. Jacques, Lihong Wang.** 1995. "Monte Carlo Modeling of Light Transport in Multi-layered Tissues in Standard C." *Computer Methods and Programs in Biomedicine* 47 (2): 131-146.
- [7] **S. A. Prahl, M. Keijzer, and S. L. Jacques A. J. Welch.** 1989. "A Monte Carlo Model of Light Propagation in Tissue." *SPIE Institute Series* 1 (5): 105-111.
- [8] **Adolf N. Witt.** 1977. "Multiple Scattering in Reflection Nebulae I. a Monte Carlo approach." *The Astrophysical Journal Supplement Series* 35 (9): 1-6.
- [9] **Eugene Hecht.** 1987. *Optics*. 2nd ed. Addison-Wesley.
- [10] **Helen Little.** 2007. Optical Micromanipulation Using Ultrashort Pulsed Laser Sources. PhD, Scotland: University of St Andrews.
- [11] **Z. Bouchal.** 2000. Nondiffracting Propagation and Self-Reconstruction of Light Beams. http://mu.j.optol.cz/optics/research/nondiffracting_beams/ son erişim tarihi: Aralık 2011.
- [12] **S. Johnson.** 2002. Nondiffracting Light Beam. <http://www.u.arizona.edu/~sergioj/report.html> son erişim tarihi: Ocak 2012.
- [13] **H.C. Hulst.** 1980. *Multiple light scattering: tables, formulas, and applications*. Vol. 1. Academic Press.
- [14] **S. L. Jacques, C. A. Alter, and S. A. Prahl.** 1987. "Angular Dependence of Hene Laser Light Scattering by Human Dermis." *Lasers Life Sci.* (1): 309-333.
- [15] **M. Born, E. Wolf.** 2003. *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*. 7th ed. NY: Cambridge University Press.
- [16] **Murray R. Spiegel.** 1998. *Mathematical Handbook of Formulas and Tables*. 2nd ed. McGraw-Hill.
- [17] **D.Y. Delpy, M.Cope, van der Z. Pee S. Arridge, and S. Wray, J. Wyatt.** 1988. "Estimation Optical Pathlength through Tissue from Direct Time of Flight

- Measurement.” *Phys Med Biol* 33: 1433-1442.
- [18] **J.Durnin.** 1987. “Exact solutions for nondiffracting beams. I. The scalar theory.” *JOSA A* 4 (4): 651-654.
 - [19] **Z. Ding, H.Ren, and Z.Chen, Y. Zhao, J.S. Nelson.** 2002. “High-resolution optical coherence tomography over a large depth range with an axicon lens.” *Opt. Lett.* 27 (4): 243.
 - [20] **A. Dubietis, P. Polesana, and M. A. Porras Kucinskas.** 2006. “Near-field dynamics of ultrashort pulsed Bessel beams in media with 89 Kerr nonlinearity.” *Phys. Rev. E* (73): 056612.
 - [21] **P. Polesana, D. Faccio, P. Di Trapani A. Dubietis, and A. Piskarkas A. Couairon.** 2005. “High localization, focal depth and contrast by means of nonlinear Bessel Beams.” *Optics Express* 13: 6160-6167.
 - [22] **V. Pyragaite, K. Regelskis, and A. Stabinis V. Smilgevicius.** 2006. “Self-action of Bessel light beams in medium with large nonlinearity.” *Opt. Commun.* 257 (1): 139-145.
 - [23] **P. Polesana, M. Franco, D.Faccio A. Couairon, and P. Di Trapani.** 2008. “Filamentation in Kerr media from pulsed Bessel beams.” *Phys. Rev. A* (77): 4.
 - [24] **P. Polesana, A. Couairon, A. Parola D. Faccio, and A. Dubietis M. A. Porras.** 2007. “Observation of Conical Waves in Focusing, Dispersive, and Dissipative Kerr Media.” *Phys. Rev.* 99: 223902-223904.
 - [25] **J. Durnin, J. J. Miceli, and J. H. Eberly.** 1987. “Diffraction-free beams.” *Phys. Rev.* 58: 1499–1501.
 - [26] **L. Niggl, T. Lanzl, and M. Maier.** 1997. “Properties of Bessel beams generated by periodic gratings of circular symmetry.” *JOSA A* 14 (1): 27-33.
 - [27] **E. McLeod, A. B. Hopkins, and C. B. Arnold.** 2006. “Multiscale Bessel beams generated by a tunable acoustic gradient index of refraction lens.” *Opt. Lett.* 31: 3155-3157.
 - [28] **M. P .Menguc, A.J. Fowler.** 2000. “Propagation of Focused andMultibeam Laser Energy inBiological Tissue.” *Journal of Biomechanical Engineering* 122 (5): 534-540.
 - [29] **S. Akturk, C. L. Arnold, and A.Mysyrowicz B. Prade.** 2009. “Generation of high quality tunable Bessel beams using a liquid-immersion axicon.” *Opt. Commun.* 282 (16): 3206-3209.
 - [30] **S. Akturk, B. Zhou, A. Couairon M. Franco, and A. Mysyrowicz.** 2008. “Generation of long plasma channels in air by focusing ultrashort laser pulses with an axicon.” *Opt. Commun.* 282: 129-134.
 - [31] **G. Roy, R. Tremblay.** 1980. “Influence of the divergence of a laser beam on the axial intensity distribution of an axicon.” *Opt. Commun.* 34: 1-3.
 - [32] **L. Wang, Hsin-I Wu.** 2007. *Biomedical Optics, Principles and Imaging.* 1st ed. Wiley.72-74
 - [33] **M.R. Lapointe.** 1992. “Review of non-diffracting Bessel beam experiments.” *Optics & Laser Technology* 24 (6): 315-321.
 - [34] **P. A. Belanger.** 1984. “Packetlike solutions of the homogeneous-wave equation.” *JOSA A* 1 (7): 723-724.
 - [35] **S. Sogomonian, S. Klewitz, and S. Herminghaus.** 1996. “Self-reconstruction of a Bessel beam in a nonlinear medium.” *Opt. Commun.* 139 (4-6): 313-319.
 - [36] **P.R. Bargo, S.A. Prahl, and S.L. Jacques.** 2001. Collection efficiency of a single

- optical fiber in turbid media for reflectance spectroscopy, OSA Biomedical Topical Meetings, 42 (16): 3187-3197 .
- [37] **S. A. Carp, S. A. Prahl, and V. Venugopalan.** 2004. "Accuracy of Fluence Rate and Optical Penetration Depth Predictions in Turbid Semi-Infinite Media." *Journal of Biomedical Optics* 9 (3): 632-647.
- [38] **Y.C. Chen, J. L. Ferracane, and S. A. Prahl.** 2005. "A Dynamic Monte Carlo Model for Predicting Radiant Exposure Distribution in Dental Composites: model development and verifications." *Lasers in Dentistry* 11 (5687): 90-101.
- [39] **S. A. Prahl, D. D. Duncan, and D. G. Fischer.** 2010. "Monte Carlo Propagation of Spatial Coherence." *SPIE Proceedings on Biomedical Applications of Light Scattering* 4 (71187): 1-6.
- [40] **D. D. Duncan, D. G. Fischer, S. A. Prahl and M. Daneshbod.** 2010. "Differential interference contrast microscopy for the quantitative assessment of tissue organization." *SPIE Proceedings on Three-Dimensional and Multidimensional Microscopy: Image Acquisition and Processing* 7570: DOI: 10.1117/12.842802.
- [41] **Veronica S. Hollis.** 2002. Non-Invasive Monitoring of Brain Tissue Temperature by Near-Infrared Spectroscopy. Ph. D, London: Department of Medical Physics and Bioengineering University College London : 28-29
- [42] **C.M. Gardner, S.L. Jacques, and A.J. Welch.** 1996. "Light transport in tissue: Accurate expressions for one-dimensional fluence rate and escape function based upon monte carlo simulation." *Lasers Surg Med.* 18 (2): 129-138.
- [43] **R. Butkus, R. Gadonas, A. Piskarskas J. Janusonis, V. Smilgevicius K. Regelskis, and A. Stabinis.** 2002. "Nonlinear self-reconstruction of truncated Bessel beam." *Opt. Commun.* 206 (1-3): 201-209.
- [44] **D. McGloin, V. Garces-Chavez, and K. Dholakia.** 2003. "Interfering Bessel beams for optical micromanipulation." *Opt. Lett.* 28 (8): 567-659.
- [45] **S.H. Tao, X.Yuan.** 2004. "Self-reconstruction property of fractional Bessel beams." *JOSA A* 21 (7): 1192-1197.
- [46] **P. Fischer, H. Little, C. Lopez-Mariscal R. L. Smith, C T A Brown C. T. A. Brown, and K. Dholakia.** "Wavelength dependent propagation and reconstruction of white light Bessel beams." *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics* 8 (5): 477.
- [47] **S. Aktürk, İ. Çilesiz, and T. Ersoy B. Yalızay.** 2011. "Propagation of Diffraction-Free and Accelerating Laser Beams in turbid Media." ELS XIII Conference, AAPP Physical, Mathematical and Natural Sciences 89 (1): DOI: 10.1478/C1V89S1P031.
- [48] **Z. Song, K. Dong X.H. Hu, and J.Q. Lu.** 1999. "Monte Carlo Simulation of Converging Laser Beams Propagating in Biological Materials." *Applied Optics* 38 (13): 2944-2949.
- [49] **S. L. Jacques.** 2011. *Optical Thermal response of laser irradiated tissue.* 2nd ed. USA: Springer Science and Business Media: 109-137
- [50] **F. Martelli, D. Contini, and G. Zaccanti.** 1997. "Photon migration through a turbid slab described by a model based on diffusion approximation. I. Theory." *Applied Optics* 36 (19): 4587-4599.
- [51] **M.S. Patterson, B.C. Wilson, and D.R. Wyman.** 1991a. "The propagation of optical radiation in tissue I. Models of radiation transport and their application." *Lasers Med Sci,* 6 :155-168.

- [52] **W. Cheong, S.A. Prahl, and A J. Welch.** 1990.” A review of the optical properties of biological tissues.” *IEEE J Quant Elec* **26**(12): 2166–2185.
- [53] **S.L. Jacques, B.W. Pogue.** 2008. “Tutorial on diffuse light transport.” *Journal of Biomedical Optics* 13 (4): DOI: 10.1117/1.2967535.
- [54] **A.Y. Özemre.** 1981. *Fizikte Matematik Metotlar*. Vol. 826. İstanbul Teknik Üniversitesi Kütüphanesi: 346-347.
- [55] **S.W. Chen, E.H Wu, and C.L. Tsa.** 2003. “Spectral Imaging System for Diffusive Reflectance.” *Journal of Medical and Biological Engineering* 23 (1): 1-6.

ÖZGEÇMİŞ



Ad Soyad: Bircan SAZAK DİNÇ

Doğum yeri/ Tarihi: Sinop - Gerze / 01.09.1985

Adres: Kartaltepe Mah. İncirli Cad. Serievler Sokak No:9/12
Bakırköy/ İst.

Tarihler 2003-2008

Lisans Fizik[İngilizce], Abant İzzet Baysal Üniversitesi

Tarihler 2008-2009

Elektronik ve Haberleşme Mühendisliği Bilimsel Hazırlık Programı
İstanbul Teknik Üniversitesi

Tarihler 2009-2012

Biyomedikal Mühendisliği Yüksek Lisans Programı
İstanbul Teknik Üniversitesi