

ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Mehriban YUSİFOVA

**T.C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ**

112518

**MİE SAÇILMA YÖNTEMİYLE ERİTROSİT VE DİĞER
BİO-ORGANİK YAPILARIN OPTİK ÖZELLİKLERİNİN
İNCELENMESİ**

FİZİK ANABİLİM DALI

**ADANA
2001**

ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**MİE SAÇILMA YÖNTEMİYLE ERİTROSİT VE
DİĞER BİO-ORGANİK YAPILARIN OPTİK
ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

Mehriban YUSİFOVA

YÜKSEK LİSANS TEZİ

FİZİK ANABİLİM DALI

**Bu tez 24/01/2001 Tarihinde Aşağıdaki Jüri Üyeleri Tarafından Oybirliği İle
Kabul Edilmiştir.**

İmza:

**Prof.Dr.Emirullah
MEHMETOV**

DANIŞMAN

İmza:

**Prof.Dr. Süleyman
GÜNGÖR**

ÜYE

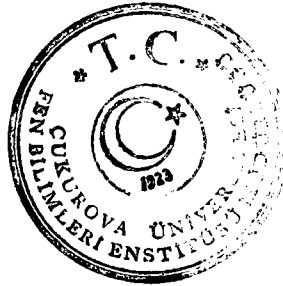
İmza:

**Prof.Dr. Viktor
POGREBNYAK**

ÜYE

Bu tez Enstitümüz Fizik Anabilim Dalında hazırlanmıştır.

Kod No: 1788



İmza:

Prof.Dr. Melih BORAL
Enstitü Müdürü
İmza ve Mühür

Bu Çalışma Ç.Ü. Rektörlüğü Araştırma Fonu Tarafından Desteklenmiştir.

Proje No: FBE 99 YL 75

☐ Not: Bu tezde kullanılan özgün ve başka kaynaktan yapılan bildirişlerin, çizelge, şekil ve fotoğrafların kaynak gösterilmeden kullanımı, 5846 sayılı Fikir ve Sanat Eserleri Kanunundaki hükümlere tabidir.

İÇİNDEKİLER	SAYFA
ÖZ	I
ABSTRACT	II
TEŞEKKÜR	III
ŞEKİLLER DİZİNİ	IV
1. GİRİŞ.....	1
1.1 Işığın özellikleri.....	1
1.1.1 Yansıma.....	1
1.1.2 Kırılma.....	2
1.1.2.1 Dispersiyon.....	4
1.1.3 Difraksiyon.....	5
1.1.4 Soğurulma.....	7
1.1.4.1 Soğurulma, Rezonans Radyasyonu ve Seçici Yansıma	10
Arasındaki Bağlantı.....	
1.1.4.2 Soğurulma ve Genel Yansıma Arasındaki Bağlantı....	11
1.1.5 Saçılma.....	11
1.1.5.1 Saçılma, Yansıma ve Difraksiyon Arasındaki	13
Bağlantı.....	
1.1.5.2 Saçılma, Parlak Yansıma ve Kırılma Arasındaki	14
Bağlantı.....	
1.1.6 Işığın Polarizasyonu.....	14
1.1.6.1 Işığın Lineer Polarizasyonu.....	16
1.1.6.2 Işığın Dairesel Polarizasyonu.....	17
1.1.6.3 Işığın Eliptik Polarizasyonu.....	19
1.2 Işık Saçılması.....	21
1.2.1 Brillouin Saçılması veya Floresans.....	22
1.2.2 Raman Saçılması	23
1.2.2.1 Raman Saçılması, Soğurulma ve Flüoresans	24
Arasındaki Bağlantı.....	
1.2.3 Rayleigh Saçılması.....	25
1.2.3.1 Mavi Gökyüzü.....	27

1.2.3.2 Kızılı Günbatımı.....	28
1.2.3.3 Alacakaranlık Işıkları.....	30
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR.....	32
2.1 Elektromanyetik Dalgaların Chebyshev Parçacıklarından Saçılması	32
2.1.1 Chebyshev Polinomları.....	32
2.1.2 Chebyshev Parçacıkları.....	33
2.1.3 Chebyshev Parçacıklarından Saçılma.....	36
2.1.3.1 Saçılma Etkinliği, Soğurulma Etkinliği, Dağılım	37
Kırılma Sabitesi, Asimetri Faktörü ve Geriye Saçılma.....	
2.1.3.1(1) Saçılma Etkinliği (Q_{sca}).....	38
2.1.3.1(2) Soğurulma Etkinliği (Q_{abs}).....	38
2.1.3.1(3) Tekli Saçılma Dağılım Kırılma Sabitesi (ω)..	39
2.1.3.1(4) Asimetri Faktörü ve Geriye Saçılma.....	39
2.1.3.2 Açısal Saçılma Desenlerinin Ortalamaları. Öne,	40
Yana ve Geriye Doğru Saçılmalar.....	
2.1.3.2(1) Mikro-Büyükölçek Ortalaması.....	40
2.1.3.2(2) Makro-Büyükölçek Ortalaması.....	41
2.1.3.2(3) Yönelme ve Biçim Ortalamasının Etkileri.....	41
2.1.3.2(4) Küresel Olmayan Açısal İzlerin Genel	42
Özellikleri.....	
2.1.3.2(5) Yakın ve Orta Öne Doğru Saçılma.....	42
2.1.3.2(6) Yana Doğru Saçılma.....	43
2.1.3.2(7) Geriye Doğru Saçılma.....	44
3. MATERYAL VE METOD.....	45
3.1 Materyal.....	45
3.1.1 Kırmızı Kan Hücrelerinin Biyolojik ve Fiziksel Özellikleri...	45
3.2 Metod.....	46
3.2.1 Mie Saçılma Teorisi.....	46
3.2.1.1 Vektör ve Skaler potansiyeller.....	47
3.2.1.2 Hertz-Debye potansiyelleri.....	49
3.2.1.3 TM ve TE modları.....	52

3.2.1.4 Dalga Denkleminin Çözümü.....	55
3.2.2 T-Matris Metodu.....	62
4. BULGULAR VE TARTIŞMA.....	64
4.1 Kırmızı Kan Hücrelerinden Saçılma.....	64
4.1.1 İki Boyutta Yapılan İncelemeler.....	64
4.1.1.1 Şiddet Dağılımları.....	64
4.1.1.1(a) İç Şiddet Dağılımı.....	65
4.1.1.1(b) Dış Şiddet Dağılımı.....	66
4.1.2 Üç Boyutta Yapılan İncelemeler.....	70
4.1.2.1 Uzak Alan.....	71
4.1.2.2 Yakın Alan.....	74
5. SONUÇLAR.....	76
KAYNAKLAR.....	78
ÖZGEÇMİŞ.....	80

ÖZ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**MİE SAÇILMA YÖNTEMİYLE ERİTROSİT VE
DİĞER BİO-ORGANİK YAPILARIN OPTİK
ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

Mehriban YUSİFOVA

**ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI**

Danışman: Prof. Dr. Emrullah Mehmetov

Yıl: 2001, Sayfa: 79

Jüri: Prof. Dr. Emrullah Mehmetov

Prof. Dr. Süleyman Güngör

Prof. Dr. Viktor Pogrebnyak

Elektromagnetik dalga saçılması, hücre ve hücre altı yapıların morfolojisi ve fiziksel özelliklerinin belirlenmesinde büyük katkısı olan bir yöntemdir. Saçılma mekanizmalarının incelenmesi hücrelerdeki şifrelenmiş bilgileri açığa çıkarıyor ve hücrelerdeki fizyolojik ve morfolojik değişimi, bu değişimlerin hangi dış etkidен kaynaklandığını veya bağıllığı gözler önüne seriyor.

Elektromagnetik dalgaların hücrelerden saçılmasındaki belirli kanunlara uygunluğu incelenerek, bu nesnelerin (trombosit, eritrosit, lemfosit, vs...) yaşamsal özelliklerinin nasıl değiştiği gözlenebilir. Tüm bunlar, biyoorganik sistemlerden saçılan ışığın özelliklerinin hem fiziksel hem de tıbbi açıdan önemli olduğunu gösterir. Bilindiği gibi bir çok hücreler öyle yapıya sahiptir ki, onlar için standart saçılma denklemleri yazılamaz ve bilenen yöntemler uygulanamaz. O zaman, standart saçılma denklemleri farklı matematiksel yöntemlerle öyle değiştirilmelidir ki, incelenecek hücre yapısına uygun denklemler bulunabilsin. Bu yöntemlerden birisi de T-matris yöntemidir.

Yukarıda söylenelerin doğrultusunda Mie saçılma teorisi esas alınarak bio-organik parçacıklardan ışık saçılması teorik olarak incelenmiştir. Teorik yapılan bu çalışmada, ışığın dalgaboyuna yakın büyüklükteki küresel olmayan parçacıklardan ışık saçılmasını hesaplamak için en kesin ve etkili yöntemlerden biri olan T-matris metodu kullanılarak tasarlanmış bilgisayar programları kullanılmıştır. Alınan ışık saçılması sonuçları, T-matris yönteminin hücre yapısının fizyolojisi ve morfolojisi açısından önemli bir yöntem olduğunu göstermiştir.

Anahtar kelimeler: Işık saçılması, Mie saçılma teorisi, T-matrix metodu, Chebyshev Parçacıkları, Eritrositler

ABSTRACT

MSc THESIS

INVESTIGATION OF OPTICAL PROPERTIES OF ERYTHROCYTE AND OTHER BIO-ORGANIC PARTICLES BY USING MIE SCATTERING

Mehriban YUSIFOVA

**DEPARTMENT OF PHYSICS
INSTITUTE OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES
UNIVERSITY OF ÇUKUROVA**

Supervisor: Prof. Dr. Emrullah Mehmetov
Year: 2001, Pages: 79

Jury: Prof. Dr. Emrullah Mehmetov
Prof. Dr. Süleyman Güngör
Prof. Dr. Viktor Pogrebnyak

The light scattering and absorption properties of media (or particles) and their analysis are the important problems in many areas of biomedical optics, in particular for determining cell and subcell structures, like erythrocyte, hemoglobin, oxyhemoglobin and etc. It is well known that the investigation of properties (intensity, polarization, dispersion and etc.) of the scattered waves give us more detail information about morphological and physiological features of cells and their changes under influence of the internal and external factors.

Various theoretical methods and corresponding computer programs exist which can be used to compute electromagnetic scattering by a cluster of several arbitrarily shaped (ellipsoid, sphere, Chebyshev particle, paraboloid, and etc) particles.

Our investigation dedicated to problem of light scattering by a discoid (red blood cell) on a substrate, which is treated using Mie's solution for scattering by a spheroid in a homogeneous medium and a T-matrix method for calculating the scattering characteristics of spheroidal particles, like red blood cell.

In this work the theoretical scattering solution for a plane wave incident normal an a lossy dielectric discoid ($a/b=2$) is obtained. Also scattering phase matrices are calculated for some orientations of discoid. Computational results and model show that there is general agreement for the internal and external intensity, far and near field functions for discoid with the same overall dimensions.

Key Words: Light Scattering, Mie Scattering Theory, T-matrix Method, Chebyshev Particles, Erythrocytes.

TEŞEKKÜR

Bu tezin konusunu veren ve bana akademik çalışma yapmak için bütün olanakları sağlayan, sadece bilimsel çalışmalarımda değil, hayatımın bütün alanlarında kelimenin tam anlamıyla “danışmanım” olan, değerli hocam, Prof. Dr. Emirullah MEHMETOV’a;

Eşsiz yardımlarından dolayı Melahat YUSİFOVA’ya, Süleyman YILMAZ’a ve Mahal EMRAHOV’a;

19 yıllık eğitim hayatım boyunca en büyük destekçim ve moral kaynağım olan ve daha nice yıllar desteğine ihtiyacım olacak, sevgili babam Vahit YUSİFOV’a, anneme, son parasını bana harçlık olarak gönderen ağabeyime ve kardeşime sonsuz anlayış ve desteklerinden dolayı teşekkür borçluyum.

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1	Yansıma geometrisi. Gelme düzlemi, iki ortam arasındaki yüzeyin normali ile gelen ışının bulunduğu düzlemdir. Yansıyan ışın, normalin, gelen ışının bulunduğu tarafın tersinde bulunuyor, $\theta_1 = \theta_1$, (Keller).....	1
Şekil 1.2	Yansıyan ışınların birbirine paralel olduğu parlak yansımanın (a) ve yansıyan ışınların rastgele yönlerde yayıldığı dağınık yansımanın (b) şematik olarak gösterilmesi. (c) ve (d) laser ışığı ile elde edilen parlak ve dağınık yansımanın fotoğrafları (Serway).....	2
Şekil 1.3	Kırılma geometrisi. Kırılan ışın ikinci ortamda fakat gelme düzleminde bulunuyor ve iki ortam arasındaki yüzeyin normali ile θ_2 açısı oluşturuyor (Keller).....	3
Şekil 1.4	Işık, (a) havadan cama geçerken normale yaklaşıyor, (b) camdan havaya geçerken ise normalden uzaklaşıyor (Serway).....	3
Şekil 1.5	Üç farklı madde için vakum dalgaboyu ile kırılma indisinin değişmesi (Serway).....	4
Şekil 1.6	(a) Işığın prizma ile dispersiyonu. n dalgaboyuna göre değiştiği için, prizma beyaz ışığı farklı spektral bileşenlere ayırıyor. (b) Camın kırılma indisi ışığın dalgaboyuna göre değiştiği için farklı renkler farklı açılarda kırılıyor. Mavi ışık en fazla, kırmızı ışık ise en az kırılan ışıktır (Serway).....	5
Şekil 1.7	Işık dalgaları (a) dalgaboyundan çok büyük olan yarıkla karşılaştığı zaman olduğu gibi yayılmaya devam ediyor. (b) dalgaboyuna eşit veya küçük boyutlardaki yarıktan geçerken ise eğiliyor. Ve difraksiyon olayı gerçekleşiyor (Serway).....	6
Şekil 1.8	(a) Işık saydam olmayan cismin kenarından geçerken eğilme gerçekleşiyor. (b) ışınların eğilmediği durumda karanlık olan bölgede bu durumda aydın ve karanlık çizgiler serisi oluşacaktır (Serway).....	7

Şekil 1.9	Moleküller, ışıktan enerji soğurarak salınım yaparlar.....	8
Şekil 1.10	Moleküler salınım frekanslarını spektrum ortaya çıkarıyor.....	8
Şekil 1.11	Işğın dalgaboyuna kıyasla küçük parçacıklardan (a) yansıma ve (b) difraksiyon (Jenkins, Francis).....	13
Şekil 1.12	Farklı yönelimlerde lineer polarize ışğın gösterim şekli. Örnekler, (A) x eksenini veya (B) y eksenini boyunca ve (C) x eksenini ile 45°'lik ya da (D) 30°'lik açı oluşturacak şekilde yönelmiş polarizasyonları içermektedir. Işğın şiddeti normalize edilmemiştir (Kliger D.S., Lewis J.W. and Randall L.E).....	17
Şekil 1.13	Sağ yönlü dairesel polarize ışğın gösterim şekli. (a) Eşit genliklere ve 90°'lik faz farkına sahip ortogonal lineer bileşenler; (b) (a)'da 1'den 4'e kadar rakamlarla işaretlenmiş noktadaki bileşenlerin vektör toplamı; (c) dalğanın yayılma yönünden ışık kaynağına bakıldığı zaman, elektrik alan vektörünün ucu daire çizmektedir; (d) (a), (b) ve (c)'de gösterilen sonuç elektrik alan vektörünün zaman içinde çizdiği yol (Kliger D.S., Lewis J.W. and Randall L.E).....	18
Şekil 1.14	Sol yönlü dairesel polarize ışğın gösterilmesi. Gösterimler Resim 11'deki sağ yönlü dairesel polarize ışğın gösterim şekline benzerdir (Kliger D.S., Lewis J.W. and Randall L.E).....	19
Şekil 1.15	Sol yönlü eliptik polarize ışğın gösterilmesi. Gösterimler Resim 11'deki sağ yönlü dairesel polarize ışğın gösterim şekline benzerdir (Kliger D.S., Lewis J.W. and Randall L.E).....	20
Şekil 1.16	Işğın hava moleküllerinden saçılması.....	21
Şekil 1.17	Atom ve moleküller gelen dalgalarla enerji alarak uyarılmıştır.....	22
Şekil 1.18	Moleküller uyarılmıştır ve düşük enerji seviyelerine geçiyorlar.....	22
Şekil 1.19	Gerçekleşen her 10 ⁸ saçılmadan biri inelastiktir.....	23
Şekil 1.20	Molekül titreşimi sonucu ışık enerjisini değiştiriyor.....	23
Şekil 1.21	(a) Tek foton elektronik soğurma, (b) floresans, (c) iki foton elektronik soğurma, (d) Rayleigh saçılması, (e) Stokes-Raman saçılması, (f) anti-Stokes Raman saçılması, (g) tek foton titreşim	

	soğurulması, (h) sistemdahili geçiş, (i) fosforesans ve (j) iç dönüşüm. Işık yayamayan geçişler kırık hatlarla gösterilmiştir. Tekil elektronik durumları temel durum için S_0 ; birinci uyarılmış durum için S_1 ile gösterilmiştir: uyarılmış titreşim seviyeleri $v=1$, $v=2$ veya $v=3$ ile gösterilmiştir. Üçlü durumlar ise T_1 ile gösterilmiştir (Kliger D.S., Lewis J.W. and Randall L.E).....	24
Şekil 1.22	Rayleigh Yasası'na göre saçılma şiddetinin dalgaboyuna göre değişmesi (Jenkins, Francis).....	26
Şekil 1.23	Rayleigh Saçılmasında elastik saçılma baskındır. Elastik olarak saçılan ışık, gelen ışıkla aynı dalgaboyuna sahiptir.....	26
Şekil 1.24	Dışarı giden ışık, çok sayıda farklı açılarda saçılırken içeri giren ışıkla aynı frekansa sahiptir.....	27
Şekil 1.25	Mavi Gökyüzü.....	27
Şekil 1.26	Yeryüzüne yakın olan toz katmanından ışığın saçılması güneşin renginin A'da beyaz, B'de sarı, C'de turuncu ve D'de ise kırmızı görünmesine neden oluyor (Jenkins, Francis).....	28
Şekil 1.27	Kızılı Günbatımı.....	29
Şekil 1.28	Alacakaranlık Işımları.....	30
Şekil 2.1	$ \varepsilon =0.1$ şekil değiştirme parametrelili Chebyshev parçacıklarının üç boyutlu gösterimi. $T_n(+e)$ ve $T_n(-e)$ ifadeleri, n dalgalılık parametresine ve $\varepsilon=+e$ ve $-e$ şekil değiştirme parametresine sahip Chebyshev parçacıklarını göstermektedir.....	34
Şekil 3.1	Kırmızı kan hücreleri.....	45
Şekil 4.1	Küresel olmayan parçacığın içine ve dışına çizilmiş küre.....	65
Şekil 4.2	Eksenlerinin oranı $a/b=2$, büyüklük parametresi $ka=10$ ve kırılma indisi $m_r=1.5$ olan yayık küresel parçacığın, r/r_{ik} 'nin fonksiyonu olarak x eksenini boyunca iç şiddeti. Gelen ışık $x-z$ düzlemine paralel polarizedir. Nokta sayısı 200 olarak alınmıştır.....	67
Şekil 4.3	Eksenlerinin oranı $a/b=2$, büyüklük parametresi $ka=10$ ve kırılma indisi $m_r=1.5$ olan yayık küresel parçacığın, r/r_{ik} 'nin fonksiyonu olarak x eksenini boyunca iç şiddeti. Gelen ışık $x-z$ düzlemine dik polarizedir. Nokta sayısı 200 olarak alınmıştır.....	67
Şekil 4.4	Paralel polarize ışık için nokta sayısı 1000'in üzerinde olduğu zaman dağılımın değişimi.....	

	zaman değişkeninin değeri çok küçük olduğu için Bessel fonksiyonları kararsızdır ve sonuç elde edilemiyor.....	68
Şekil 4.5	Dik polarize ışık için de paralel polarize ışıktaki olduğu gibi, nokta sayısı 1000'in üzerinde olduğu zaman değişkeninin değeri çok küçük olduğu için Bessel fonksiyonları kararsızdır ve sonuç elde edilemiyor.....	68
Şekil 4.6	Eksenlerinin oranı $a/b=2$, büyüklük parametresi $ka=10$ ve kırılma indisi 1.5 olan yayık küresel parçacığın $r/r_{\text{dık}}$ 'nin fonksiyonu olarak x eksenini boyunca dış şiddeti. Gelen ışık paralel polarizedir. Nokta sayısı 200'dür.....	69
Şekil 4.7	Eksenlerinin oranı $a/b=2$, büyüklük parametresi $ka=10$ ve kırılma indisi 1.5 olan yayık küresel parçacığın $r/r_{\text{dık}}$ 'nin fonksiyonu olarak x eksenini boyunca dış şiddeti. Gelen ışık dik polarizedir. Nokta sayısı 200'dür.....	69
Şekil 4.8	T-matris yönteminde kullanılan referans sistemi.....	70
Şekil 4.9	T-matris hesaplamalarında kullanılan eşit hacimli küresel kırmızı kan hücrelerinin geometrik şekilleri; (a) Eşit hacimli yassı küresel parçacık ve küre; (b) farklı uzamalara sahip üç yayık küresel parçacık.....	70
Şekil 4.10	632.8 nm dalgaboyunda paralel polarize ışık saçılmasının T-matris yöntemiyle hesaplanmış açısal dağılımının düzlemsel desenle 3 boyutta gösterilmesi; (a) $\theta_i=0^\circ$, (b) $\theta_i=45^\circ$, (c) $\theta_i=90^\circ$ eşit hacimli yassı küresel ve (d) eşit hacimli küresel kırmızı kan hücresinden saçılma.....	72
Şekil 4.11	940 nm dalgaboyundaki paralel polarize ışığın farklı uzamalardaki 3 yayık küresel parçacıktan saçılmasının T-matris yöntemiyle hesaplanmış açısal dağılımının düzlemsel desenle 3 boyutta gösterilmesi.....	73
Şekil 4.12	940 nm dalgaboyundaki paralel polarize ışığın, (a) küreden; (b) yassı ve (c), (d), (e) farklı uzamalara sahip yayık küresel kan hücrelerinden saçılması sonucu oluşan yakın alan şiddetleri.....	75

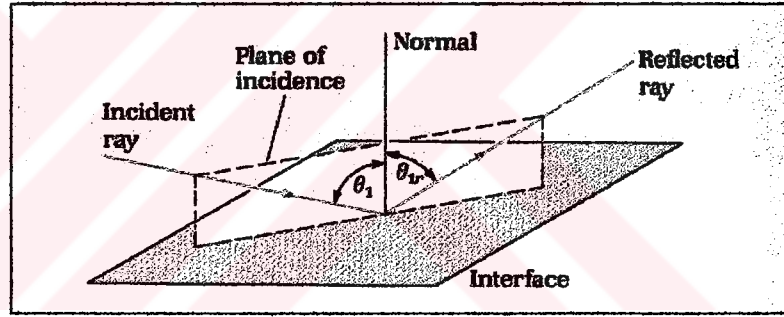
1. GİRİŞ

1.1 Işığın Özellikleri

1.1.1 Işığın Yansıması

Işık demeti, ışık hızının farklı olduğu iki saydam cisim arasındaki sınırdan geçerken ışığın bir kısmı geriye doğru yansıyor. Yansıyan ışık gelen ışık ile aynı düzlemde olup, yansıma açısı düşme açısına eşittir. Bu Yansıma Yasası olarak bilinmektedir:

$$\theta_i = \theta_{ir} \quad (1.1)$$

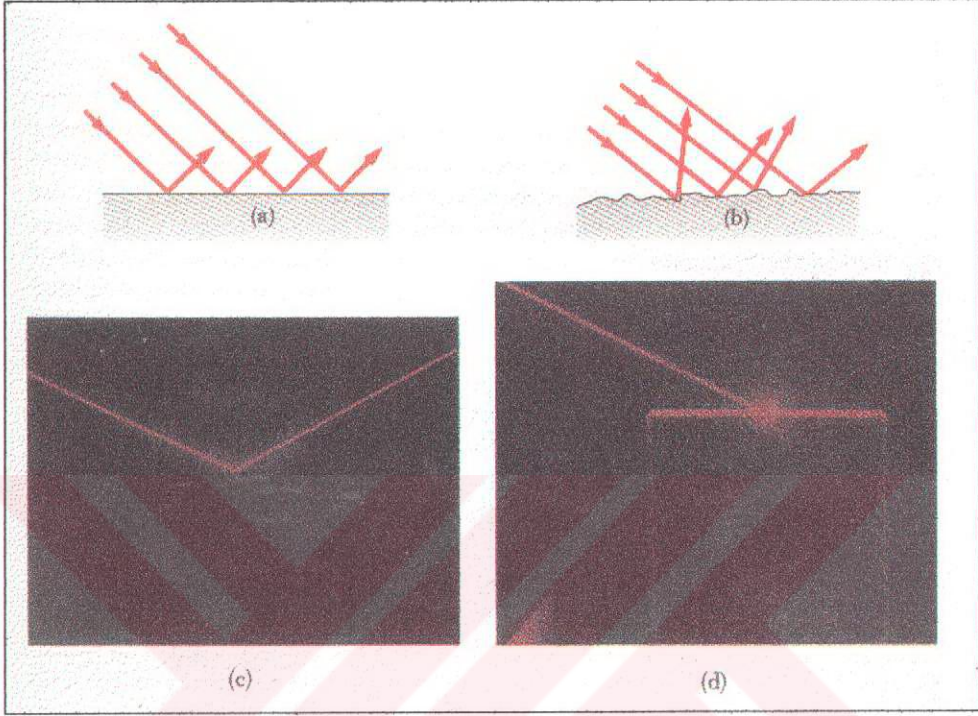


Şekil 1.1 Yansıma geometrisi. Gelme düzlemi, iki ortam arasındaki yüzeyin normali ile gelen ışının bulunduğu düzlemdir. Yansıyan ışın, normalin, gelen ışının bulunduğu tarafın tersinde bulunuyor, $\theta_i = \theta_{ir}$. (Keller)

Eğer ışık pürüzsüz bir yüzeyden yansır, yansıyan ışınlar paralel olacaktır (Şekil 1.2a). Işığın pürüzsüz yüzeyden yansımasına **parlak yansıma** denir. Fakat eğer yüzey pürüzlü ise ışık farklı yönlerde yansıyacaktır. Pürüzlü yüzeylerden yansıma **dağınık yansıma** olarak bilinmektedir. Yüzey pürüzlülüğünün gelen ışığın dalgaboyuna kıyasla küçük olduğu sürece yüzey pürüzsüzmüş gibi davranmaktadır.

Işığın bütün dalgaboyları cisimden eşit şekilde yansır o zaman **genel yansıma** söz konusudur. Belirli dalgaboylarının diğerlerine göre çok daha fazla yansımaya uğraması ise **seçici yansımanın** olduğunu göstermektedir. Bu dalgaboyları genelde ortamın kuvvetli soğurma yaptığı dalgaboylarıdır.

İki ortam arasında yansımaya maruz kalan enine dalgalar kısmen boyuna dalgalara dönüşecektir.



Şekil 1.2 Yansıyan ışınların birbirine paralel olduğu parlak yansımanın (a) ve yansıyan ışınların rastgele yönlerde yayıldığı dağınık yansımanın (b) şematik olarak gösterilmesi. (c) ve (d) laser ışığı ile elde edilen parlak ve dağınık yansımanın fotoğrafları. (Serway)

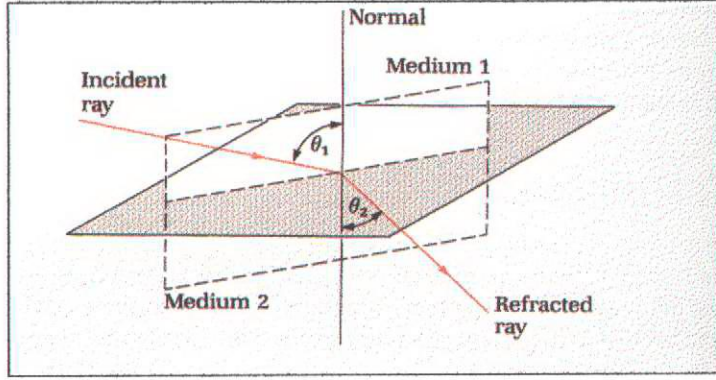
1.1.2 Işığın Kırılması

Işık demeti, ışık hızının farklı olduğu iki saydam cisim arasındaki sınırdan geçerken ışığın bir kısmı yansıyor, diğer kısmı kırılarak ikinci ortama geçiyor. Kırılan ışık, gelen ışık ve yansıyan ışık ile aynı düzlemde olup, kırılma açısının sinüsü ile gelme açısının sinüsünün oranı iki ortamın kırılma indislerinin oranına eşittir:

$$\frac{\sin \theta_i}{\sin \theta_2} = \frac{n_2}{n_1} \quad (1.2)$$

Kırılma açısı iki ortamın özelliklerine ve gelme açısına bağlıdır. Işığın maddeye dahil olma açısı ve dalgaboyu ile maddenin yoğunluğu, ışığın kırılma

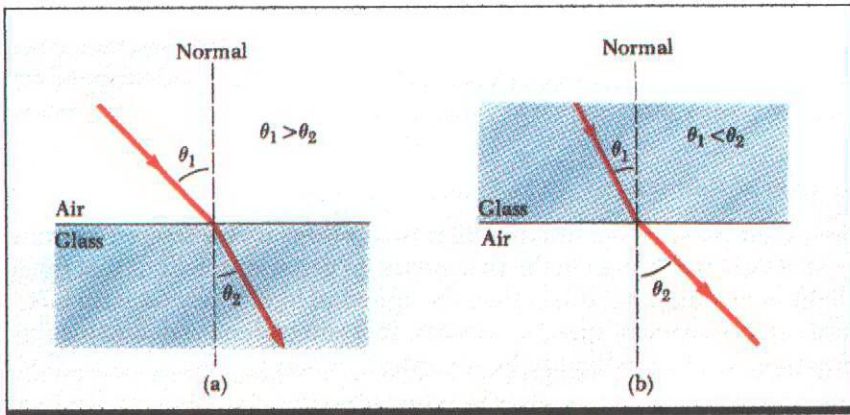
derecesini belirlemektedir. Bu Kırılma Yasası veya Snell Yasası olarak bilinmektedir.



Şekil 1.3 Kırılma geometrisi. Kırılan ışın ikinci ortamda fakat gelme düzleminde bulunuyor ve iki ortam arasındaki yüzeyin normali ile θ_2 açısı oluşturuyor. (Keller)

Işık, yoğunluğu az olan ortamdaki yoğunluğu fazla olan ortama (örneğin havadan suya) geçerken kırılarak normale yaklaşıyor (a). Yüzey normali, iki yüzey arasındaki sınıra dik olan doğrudur.

Işık, yoğun bir ortamdaki daha az yoğun bir ortama (örneğin sudan havaya) geçerken kırılarak yüzey normalinden uzaklaşıyor (b). Sapmanın nedeni, yoğun ortamda ışığın oldukça yavaş hareket etmesidir.

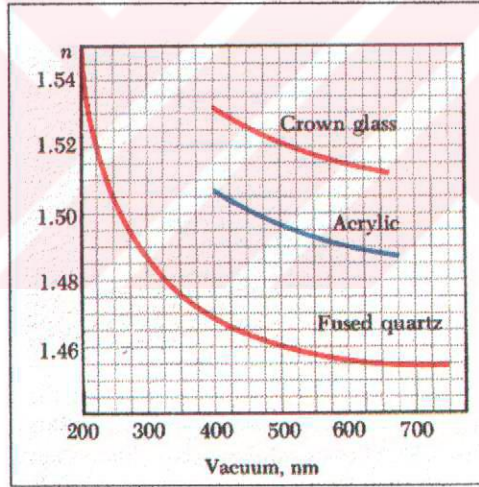


Şekil 1.4 Işık, (a) havadan cama geçerken normale yaklaşıyor, (b) camdan havaya geçerken ise normalden uzaklaşıyor. (Serway)

Kırılan dalgalar sadece enine dalgalardan oluşmuştur ve yansımaya uğramamış tüm enerjiyi içermektedir.

1.1.2.1 Dispersiyon

Kırılma indisinin en önemli özelliği, ışığın farklı dalgalırları için farklı değrlere sahip olmasıdır. Üç farklı malzeme için kırılma indisinin dalgalırlırlına bağılı olarak değışme grafiğı verilmiştir. n Kırılma indisi dalgalırlırlının fonksiyonu olduğı için Snell Yasası'ndan bir ortamdan başka ortama geçerken ışığın farklı dalgalırlırlarının farklı açılarda kırıldığı anlaşılmaktadır. Grafikten de gördüğümüz gibi dalgalırlırlı arttıkça kırılma indisi azalmaktadır. Dolayısıyla mavi ışık kırmızı ışığa göre daha fazla kırılmaktadır.

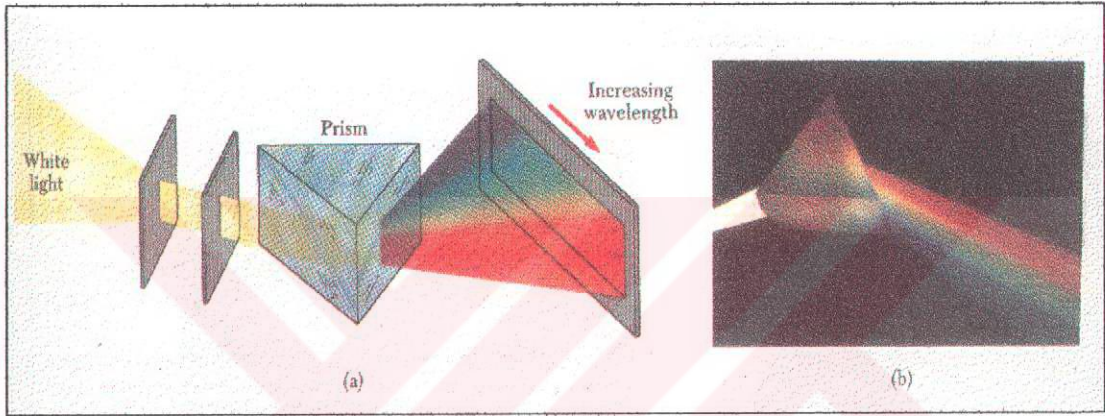


Şekil 1.5 Üç farklı madde için vakum dalgalırlırlı ile kırılma indisinin değışmesi. (Serway)

Kırılma indisinin dalgalırlırlına göre değıştiğı maddelere dispersiyon sergileyen maddeler denmektedir. Dispersiyonun ışık üzerindeki etkilerini anlamak için, ışık prizmayla karşılaştığı zaman neler olduğunu incelemek gerekiyor. Prizma yüzeyine düşen tek ışın, ilerleme yönünden δ sapma açısı kadar bükülmüş bir durumda ortaya çıkıyor. Şimdi bütün görünür ışık dalgalırlırlarını içeren beyaz ışık demetinin prizma yüzeyine çarptığını varsayalım. Prizmanın diğer yüzeyinden çıkan

ışınlar genişleyerek renk dizisi yani spektrum oluşturuyorlar. Bu renkler azalan dalgaboyuna göre sıralanmıştır: kırmızı, turuncu, sarı, yeşil, mavi, mor.

Newton her bir rengin kendine has sapma açısının olduğunu, dolayısıyla spektrumun daha fazla bölünemeyeceğini ve bu renklerin tekrardan birleşerek beyaz ışık oluşturabileceklerini göstermiştir. Daha açık ifade edecek olursak, δ sapma açısı dalgaboyuna bağlıdır. Mor ışık en çok, kırmızı ışık ise en az sapan ışıktır, görünür spektrumun geri kalan renkleri ise bu uç noktalar arasında yer almaktadır.

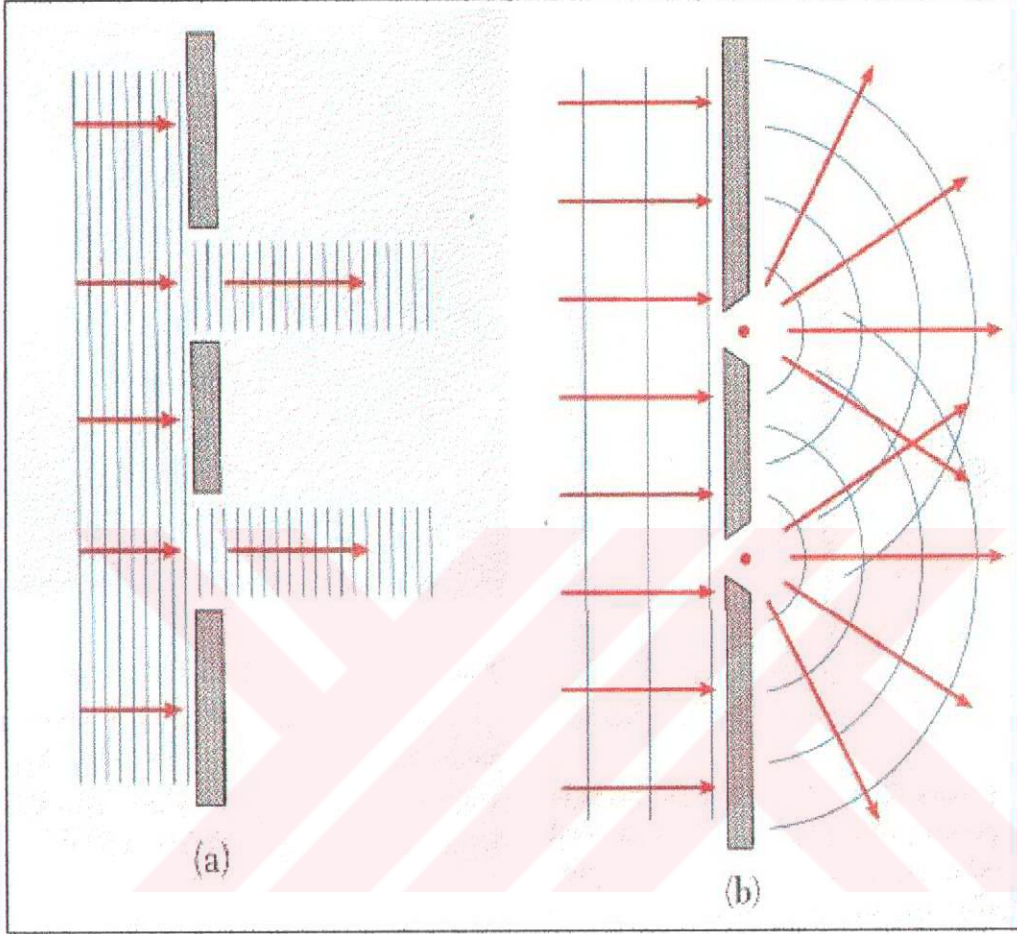


Şekil 1.6 (a) Işığın prizma ile dispersiyonu. n Dalgaboyuna göre değiştiği için, prizma beyaz ışığı farklı spektral bileşenlere ayırıyor. (b) Camın kırılma indisi ışığın dalgaboyuna göre değiştiği için farklı renklerin farklı açılarda kırılması. Mavi ışık en fazla, kırmızı ışık ise en az kırılan ışıktır. (Serway)

1.1.3 Difraksiyon

Eğer ışık demeti, iki yarıklı bir levha üzerine gönderilirse ve bu yarıkların boyutları ışığın dalgaboyuna kıyasla çok büyükse, o zaman ışık demeti yarığı geçtikten sonra da doğrusal biçimde hareket edecektir. Fakat yarıkların boyutları ışığın dalgaboyuna eşit ve daha küçük olursa ışık dalgaları yarıkları geçtikten sonra eğilerek önceki durumda gölgeli olan alana dahil olacaktır. Işığın başlangıç hareket çizgisinden bu şekilde sapmasına **difraksiyon** denir. Eğilme veya sapmanın derecesi, dalgaboyunun yarığın ölçüleriyle kıyasla olan büyüklüğüne bağlıdır. Eğer yarık, ışığın dalgaboyuna kıyasla çok büyükse eğilme belli olmayacak düzeyde

gerçekleşecektir. Bununla birlikte, eğer bu iki değer çok yakın veya eşitse, eğilme çok olacak ve çıplak gözle bile kolaylıkla görülebilecektir.

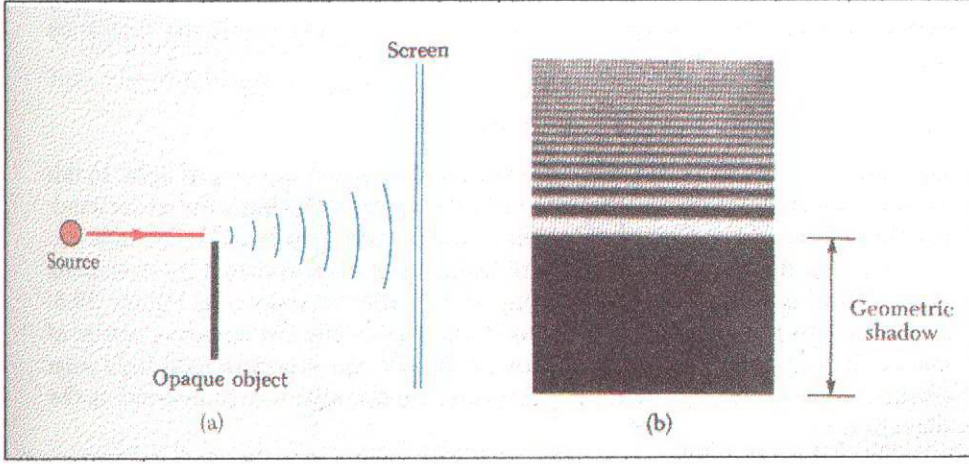


Şekil 1.7 Işık dalgaları (a) dalga boyundan çok büyük olan yarıklarla karşılaştığında yayılmaya devam ediyor. (b) dalga boyuna eşit veya küçük boyutlardaki yarıktan geçerken ise eğiliyor ve difraksiyon olayı gerçekleşiyor. (Serway)

Genelde difraksiyon olayı, ışık dalga boylarının küçük yarıklarla ya da cisimlerin kısmen keskin kenarları ile karşılaştığında gerçekleşiyor. Şeffaf olmayan bir cisim ışık kaynağı ile ekran arasına koyulduğu zaman, ekrandaki gölgeli ve aydınlık bölgeler arasındaki sınır keskin değildir. Dikkatli bir inceleme sonucunda az miktarda ışığın gölgeli alana doğru eğildiği ortaya çıkmaktadır.

Difraksiyona uğramış ışık, ışık saçacağı başka sözle karanlık veya rengarenk şeritler oluşturabiliyor. Örneğin akşamları sokakta yanan lambaya penceredeki tül

perdenin arkasından bakarsak bu rengarenk şeritleri rahatlıkla görebiliriz. Bu rengarenk şeritler ışık dalgalarının girişimi sonucu ortaya çıkmaktadır.



Şekil 1.8 (a) Işık saydam olmayan cismin kenarından geçerken eğilme gerçekleşiyor. (b) ışınların eğilmediği durumda karanlık olan bölgede bu durumda aydın ve karanlık çizgiler serisi oluşacaktır. (Serway)

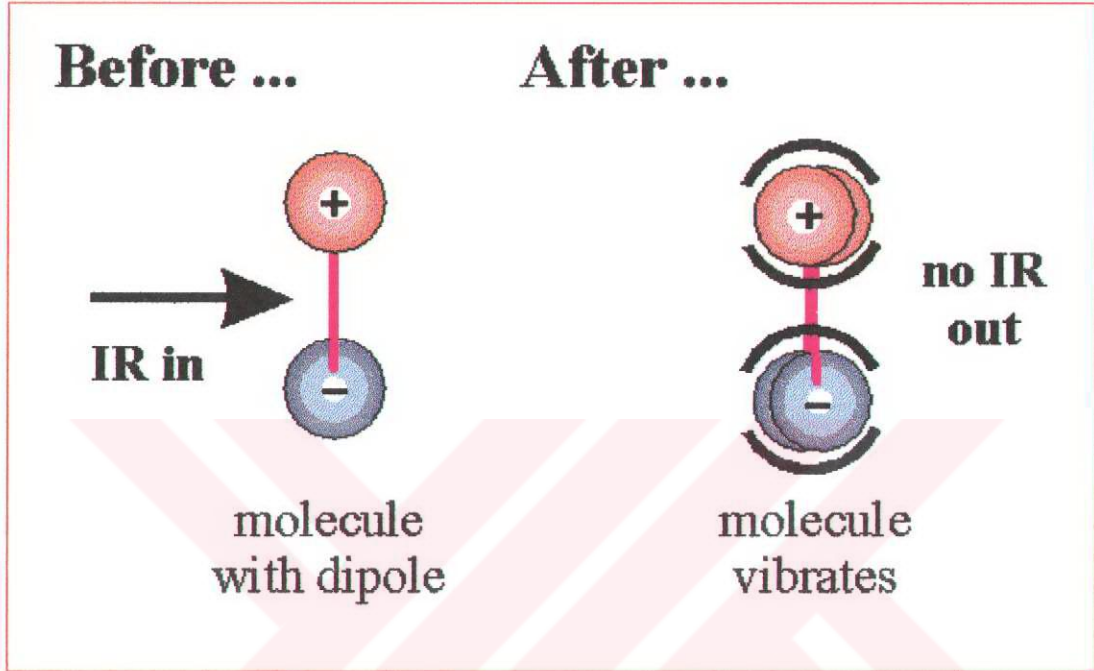
Difraksiyon olayı genelde iki tür olarak sınıflandırılmaktadır. **Fraunhofer difraksiyonu**, ışınların belli bir noktaya hemen hemen paralel geldiği durumda gerçekleşiyor. Bu deneysel olarak ya gözlem ekranını yarıktan uzak mesafede yerleştirmekle ya da yakınsak lens kullanarak mümkün olabilir.

Eğer gözlem ekranı yarığa yakın bir mesafeye yerleştirilirse ve herhangi bir lens kullanılmazsa, gözlenen desen **Fresnel difraksiyonu** desenidir.

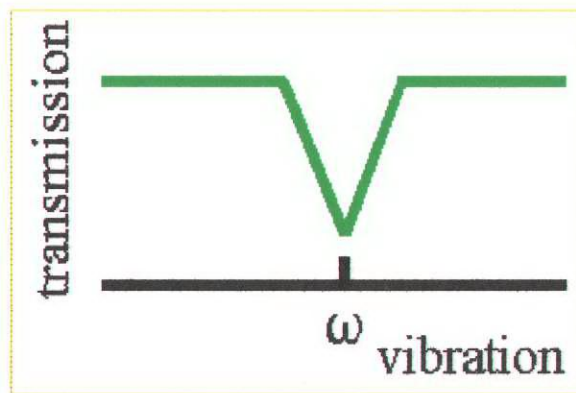
1.1.4 Soğurulma

Soğurma, radyasyon alanından atom veya moleküle enerji transferi sonucu, atom veya molekülün düşük enerji seviyesinden yüksek enerji seviyesine geçişidir. Atom ve moleküller ışığı soğurduğu zaman gelen enerji kuantize yapıyı yüksek enerji seviyesine çıkartıyor. Uyarılmanın tipi dalgaboyuna bağlıdır. Elektronların yüksek enerjiye sahip orbitlere geçişi ultraviyole veya görünür, salınımlar ve diğer atomlar arası hareketler kızılötesi, dönme hareketleri ise mikrodalgalarla sağlanmıştır.

Soğurulma spektrumu, dalgaboyunun fonksiyonu olarak ışığın soğurulmasıdır. Atom veya molekülün spektrumu, onun enerji seviyelerinin yapısına bağlıdır ve soğurulma spektrumu bileşiklerin belirlenmesinde çok kullanışlıdır.



Şekil 1.9 Moleküller, ışıktan enerji soğurarak salınım yaparlar .



Şekil 1.10 Moleküler salınım frekanslarını spektrum ortaya çıkarıyor.

Gerçek soğurma ışığın soğurularak enerjisinin ışığı soğuran maddenin moleküllerinin termal hareketine dönüşmesi demektir.

Eğer madde veya cisim, ışığın bütün dalgaboylarının şiddetini yaklaşık olarak aynı derecede soğuruyorsa, o zaman bu maddenin veya cismin **genel soğurma** özelliği gösterdiği söylenir. Görünür ışık için yukarıda söylenenlerin anlamı, maddenin içinden geçen ışık çıplak gözle bakıldığı zaman herhangi belirgin bir renk göstermemesidir. Sadece beyaz ışığın şiddetinde azalma söz konusudur ve bu cisimler gri görünüyorlar. Bütün dalgaboylarını eşit derecede soğuran bir madde bilinmemektedir fakat bazı maddeler geniş dalgaboyu bandında yaklaşık olarak bu koşulu sağlıyorlar.

Selektif (seçici) soğurma ise belli dalgaboyundaki ışığın diğer dalgaboylarına göre daha çok hatta bazen tamamen soğurulmasıdır. Pratik olarak bütün renkli maddelerin görünür spektrumun bazı bölge veya bölgelerinde selektif soğurmadan dolayı kendilerine has renkleri vardır. Örneğin, yeşil cam parçası spektrumun kırmızı ve mavi kısımlarını tamamen soğuruyor ve camdan sadece yeşil ışık geçiyor. Boyalar, çiçekler ve. b. gibi birçok doğal cisimlerin rengi selektif soğurmadan kaynaklanmaktadır. Bu cisimlerin doğal renk maddesi içerdiği veya *gövde rengi* gösterdiği söylenir. Gövde rengi *yüzey renginden* farklıdır. Çünkü gövde rengini cismin içine nüfuz ederek belli bir mesafe kat eden ışık belirlemektedir. Bu gibi durumlarda, soğurma dalgaboyuna bağlıdır. Öte yandan yüzey rengi, ışığın yüzeyden yansımından kaynaklanmaktadır. Bazı maddeler, özellikle de altın ve bakır gibi metaller bazı renkler için diğerlerine kıyasla yüksek yansıtma gücüne sahiptir ve bundan dolayı renklerini yansıyan ışık belirlemektedir. İnce altın plaka yansımadan dolayı sarı, geçirgenlikten dolayı mavi-yeşil görünüyor.

Gazlardaki soğurma olayını biraz daha inceleyelim. Eğer gerçek soğurma olmuşsa bu enerji ısıya dönüşecek ve gaz bir şekilde ısınacaktır. Basınç çok düşük olmadıkça soğurulmuş enerji bir şekilde ısıya dönüşüyor. Atom veya molekül ışık demetinden enerji aldıktan sonra başka bir parçacıkla çarpışabilir ve bu şekilde enerjisini kaybeder. Enerji kazanmış atomun çarpışmadan önceki hareket süresi sadece 10^{-7} veya 10^{-8} s'dir ve eğer çarpışma bu süreden önce olmazsa, atom enerjisini radyasyon şeklinde yayar. Düşük basınçlarda, çarpışmalar arasındaki zamanın hayli uzun olduğu durumlarda, gaz ikinci radyasyon kaynağı olarak davranıyor. Bu durumda yayılan ışık genellikle gelen ışık ile aynı dalgaboyuna sahiptir ve böyle

radasyona **rezonans radyasyonu** denir. Rezonans olayının gerçekleşmesi için ışık dalgalarının, bu dalgaların doğal frekansında salınım yapabilecek bağlı yükler içeren madde üzerine düşmesi gerekmektedir. Dolayısıyla E elektrik alanının e yükü üzerine uyguladığı kuvvet eE olacaktır ve eğer E elektrik alanı yüklü parçacığın doğal frekansı ile tam olarak uyacak frekansla değişiyorsa, büyük genlik ortaya çıkacaktır. Sonuç olarak yüklü parçacık aynı frekansta elektromanyetik dalga yayınlayacaktır. Atomlar arasındaki mesafenin daha büyük olduğu düşük basınçtaki gazlarda hangi frekansın soğurulacağı kesin olarak bellidir ve farklı parçacıklardan yeniden yayınlanan ışığın fazları arasında herhangi bir sistematik ilişki olmayacaktır. N kadar parçacıktan yayılan şiddet, bir parçacıktan yayılan şiddetin N katı kadar olacaktır.

Bu koşullarda yayılan ışığın dalgaboyu gelen ışığın dalgaboyundan uzun da olabilir. Buna **fluoresans** diyoruz.

İster rezonans isterse de fluoresans olayında ışığın bir kısmı ışık demetinden uzaklaştırılıyor ve geçen ışığın spektrumunda karanlık çizgiler oluşuyor.

Eğer katı veya sıvı madde, soğurabileceği ışıkla kuvvetli bir şekilde aydınlatılırsa, fluoresans ışık yayabilir. Fluoresans ışığın dalgaboyu her zaman soğurulan ışığın dalgaboyundan daha uzundur. Belirli katı maddeler ışık yaymakta devamlılık gösteriyorlar. Bu maddeler gelen ışık kesildikten birkaç saniye hatta birkaç dakika sonra bile ışık yaymaya devam ediyorlar. Bu **fosforesans** olaydır.

1.1.4.1 Soğurma, Rezonans Radyasyonu ve Selektif Yansıma Arasındaki Bağlantı

Soğurma, selektif yansıma, ve rezonans radyasyonu arasında çok yakın ilişki vardır. Çok düşük basınçta buhar, kaynaktan gelen ışıkla aydınlatıldığı zaman rezonans radyasyonu gerçekleşiyor. Buharın basıncı arttırıldıkça rezonans radyasyonu giderek daha çok gelen ışığın giriş yaptığı bölgeye yani buharın yüzeyine doğru yoğunlaşıyor. Sonuç olarak yeterince yüksek basınçta ikinci radyasyon (rezonans radyasyonu), yansıma yasasına uygun olan açıdan bakıldığı durum hariç, görünür olmaktan çıkıyor. Bu açıyla gelen ışığın bir kısmı normal bir şekilde yansıyor, geriye kalan kısmı ise soğuruluyor ve atomik çarpışmalar sonucunda ısıya

dönüşüyor. Diğer dalgaboyları serbest bir şekilde geçiyorlar. Görünür dalgaboyunda kuvvetli soğurma bantları olan bazı katı maddeler aynı zamanda selektif yansıma da sergilemektedir.

1.1.4.2 Soğurma ve Genel Yansıma Arasındaki Bağlantı

Eğer ışık dalgaları, sıvı ve katı maddeler gibi atomların birbirine çok yakın ve birbiriyle çok güçlü etkileşimde olduğu maddelerle karşılaşır, soğurma belli frekanslarla sınırlı kalmayıp epeyce geniş bir frekans aralığına dağılıyor. Bu durumda sadece belli frekanslar değil, belli frekans aralığında soğurulma gözlemlendiğinden dolayı parçacıklar tarafından yeniden yayılan dalgalar da değişik frekanslarda olacaklardır. Maddenin yüzeyindeki atomlardan yayılan çeşitli ikincil dalgalar birleşerek gelme açısına eşit açıyla yayılan, yansıyan dalgayı oluşturacaklardır ki, bu da genel yansımayı ortaya çıkaracaktır.

1.1.5 Saçılma

Elektromanyetik dalga, elastik olarak bağlanmış yüklü parçacığın üzerinden geçerken parçacık E elektrik alanının etkisiyle harekete başlayacaktır. Dalga frekansının parçacığın serbest salınım hareketinin doğal frekansına eşit olduğu durumları daha önce tartışmıştık. Bu durumda belirli koşullarda rezonans ve floresans, diğer koşullarda ise seçici yansıma ile karşılaşmıştık. Her iki durumda da göz ardı edilmeyecek kadar soğurulma olabilir. Elektromanyetik dalga frekansının parçacıkların doğal frekansı ile uyuşmadığı durumlarda ise sönme ile sonuçlanan başka bir olay, yani **saçılma** olayı gerçekleşiyor. Bu durumda parçacıklardaki elektrik yükleri gelen dalga'nın elektrik alanı tarafından salınım yapmaya zorlanacaklardır. Buna *mecburi salınım* denir. Elektrik yükleri her yönde elektromanyetik enerji yayacaklardır; bu ikincil radyasyona parçacıktan saçılan radyasyon diyoruz.

$$\text{Saçılma} = \text{Yanılma} + \text{Yeniden yayınlama}$$

Saçılma olayına çoğu zaman soğurulma da eşlik etmektedir. Hem saçılma hem de soğurulma ortamdan geçen ışık demetinin enerjisinin azalmasına neden oluyor: ışık demeti zayıflıyor. Bu azalmaya sönme diyoruz:

$$\text{Sönme} = \text{Saçılma} + \text{Soğurulma}$$

Eğer parçacık, ışığın dalgaboyu ile aynı boyutlarda ise o zaman **selektif saçılma** veya Rayleigh saçılması gerçekleşiyor. Rayleigh saçılması ışığın dalgaboyunun dördüncü kuvvetiyle ters orantılıdır. Oksijen ve Nitrojen gibi bazı hava moleküllerinin boyutları küçük olduğundan dolayı ışığın kısa dalgaboylarının (mavi ve eflatun) saçılmasında daha etkilidirler. Açık, güneşli günde gökyüzünün mavi görünmesinin sebebi de hava moleküllerinden kaynaklanan selektif saçılma'dır.

Saçılmanın diğer şekli ise **genel saçılma** veya Mie Saçılması'dır ki, bu da bulutların beyaz görünmesine neden olmaktadır. 20 mikrometre çapında bulut tanecikleri, görünür ışık bandındaki tüm dalgaboylarının hemen hemen eşit olarak saçılması için yeterince büyüktürler. Bu o demektir ki, bulutun içine dahil olan ışığın hemen hemen hepsi saçılacaktır. Bütün dalgaboyları saçıldığı için bulutlar beyaz görünüyor. Bulutlar çok kalın olduğu zaman, çok az miktarda güneş ışığı bulutun içinden geçerek yeryüzüne ulaşabiliyor. Dolayısıyla bulut koyu görünüyor.

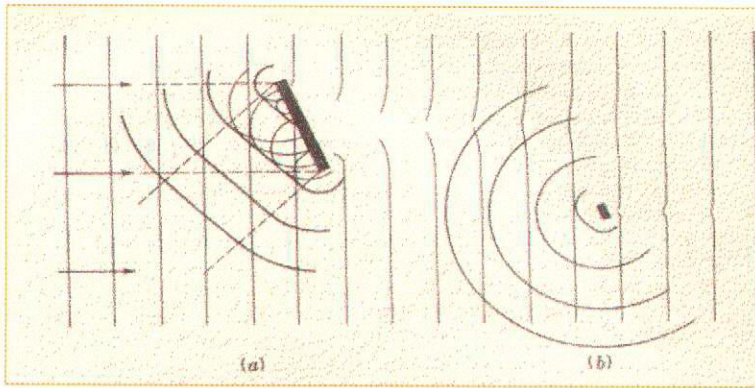
Elektromanyetik dalga'nın herhangi sistemden saçılması o sistemin heterojenliğine bağlıdır: bu heterojenlik moleküler veya birçok molekülden oluşan küme bazında olabilir. Vakum dışında bütün ortamlar bir ölçüde heterojendir. Hatta bizim genelde homojen olduğunu düşündüğümüz (karışıksız gazlar, sıvılar veya katılar) ortamlarda bile yeterli miktarda heterojenlik (atomlar ve moleküller) vardır. Dolayısıyla, bütün ortamlar ışığı belli ölçülerde saçmaktadır. Saçılma olarak bakmadığımız olayların çoğu aslında saçılmanın sonucudur. Bunlar arasında:

1. Pürüzlü yüzeylerden gerçekleşen dağınık yansım;
2. Yarık, kafes ve cisimlerin kenarlarında oluşan difraksiyon;
3. Optik olarak pürüzsüz yüzeylerde gerçekleşen parlak yansım ve kırılma.

1.1.5.1 Saçılma, Yansım ve Difraksiyon Arasındaki Bağlantı

Saçılma olayı, yansıma ve difraksiyon ile sıkı bir şekilde bağlantılıdır. Bu Şekil 1.11'den görülmektedir. Şekil 1.11(a)'da düzlem dalgalardan oluşan paralel ışık demetinin sağ tarafa doğru ilerlediği ve küçük yansıtıcı yüzeye çarptığı gösterilmiştir. Şekilde çizilmiş dalga cepheleri arasındaki mesafe dalgaboyuna eşittir. Burada yansıtıcı yüzey ışığın dalgaboyundan büyüktür. Yüzeyden yansıyan ışık, yüzeydeki elektrik yüklerinin belirli fazda salınımı sonucu oluşmuştur ve bu salınımların oluşturduğu küresel dalgalar birleşerek düzlem dalga cephesinin kısa bölümünü oluşturuyorlar. Bu küresel dalgalar etrafa dağılmaktadır.

Şekil 1.11(b)'de ise yansıtıcı yüzey dalgaboyuna göre çok küçüktür ve burada dağılma o kadar büyüktür ki, yansıyan dalgalar düzgün küresel dalgalardan çok az değişiklik göstermektedir. Bu durumda ilk demetten alınan ışığın yansımaya değil saçılmaya uğradığı söylenir, çünkü yansıma kanunu geçerli değildir. Dolayısıyla saçılma olayına difraksiyonun özel bir durumu olarak da bakabiliriz. Işık, dalgaboyundan küçük olan parçacıklardan saçıldığı zaman saçıldığı parçacığın şekli nasıl olursa olsun, saçılan dalgalar küresel olacaktır. Bu, parçacığın uç noktaları yani kenarları arasındaki mesafe dalgaboyundan çok küçük olduğu sürece, parçacığın yüzeyindeki farklı noktalardan yayılan dalgalar arasında herhangi bir girişim söz konusu olamayacağından kaynaklanmaktadır.



Şekil 1.11 Işığın dalgaboyuna kıyasla küçük parçacıklardan (a) yansıma ve (b) difraksiyon (Jenkins, Francis).

1.1.5.2 Saçılma, Parlak Yansıma ve Kırılma Arasındaki Bağlantı

Üzerine ışık gelen saydam ortam çok sayıda parçacıkların kümesidir. Molekül üzerine etki eden elektrik alanı salınım yapan dipol oluşmasına neden oluyor ki, bu da ikincil dipol radyasyonunun oluşması ile sonuçlanıyor. Katılar, sıvılar ve çoğu gazlar optik olarak yoğundurlar: moleküller arasındaki mesafe, ışığın dalgaboyundan çok küçüktür. Katılarda ve sıvılarda moleküllerarası mesafe yaklaşık $2-3 \text{ Å}^0$ iken, gazlarda bu değer standart sıcaklık ve basınçta (STP) yaklaşık 30 Å^0 'dur. Böylece her bir molekül üzerine sadece gelen alan değil, aynı zamanda tüm diğer moleküllerin ikincil alanları etkilemektedir. Fakat molekülün ikincil alanı, maruz kaldığı alana da bağlı olmaktadır. Ortamda ikincil dalgalar birbiriyle ve gelen dalga ile üst-üste gelerek, yayılma hızı c/n olan kırılmaya uğramış dalgayı oluşturuyorlar. Burada c , ışığın vakumdaki hızı, n ise kırılma indisidir. Gelen dalga ortam içinde tamamiyle sönüyor. Ortamın dışında ise ikincil dalgalar üst-üste gelerek parlak, yansıyan dalgayı meydana getirecektir. n , birim hacimdeki molekül sayısına ve molekülün polarize olabilmesine bağlıdır; bu, kırılmanın aslında saçılma olayı olduğunun altını çizmektedir. Kırılma indisi, ortamı oluşturan çok sayıda moleküllerden olan saçılmanın bir göstergesidir.

1.1.6 Işığın Polarizasyonu

Işığın dalga modeli, ışığın tüm etkileşimlerini açıklamak için uygun olmasa da birçok spektroskopik etkileşimleri açıklamak için oldukça uygundur.

Işığın modeli olarak Maxwell'in görüşünü yani ışığın elektromanyetik dalga olduğu görüşünü kabul ediyoruz. Bu modele göre elektrik ve manyetik alanlar birbirine diktirler ve aynı frekansta salınım yapıyorlar:

$$E(z, t) = E_x^0 \sin[2\pi\nu t - 2\pi z / \lambda + \phi_0] \quad (1.3)$$

Burada ışık z yönünde yayılıyor ve x yönünde lineer polarizedir (elektrik alan vektörünün genliği ν frekansı ile değişiyor fakat her zaman $+x$ veya $-x$ yönünde yönelmiştir). ν ışık dalgasının frekansı, λ dalgaboyu, E_x^0 maksimum genliği ve ϕ_0 ise fazı ifade eden sabittir. Frekans çoğunlukla dairesel frekansla $\omega=2\pi\nu$, dalgaboyu ise dalga sayısı $\kappa=2\pi/\lambda$ ile ifade edilir:

$$\mathbf{E}(z, t) = E_x^0 \sin[\omega t - kz + \phi_0] \quad (1.4)$$

Işığın manyetik alanı elektrik alanla aynı fazda salınacaktır fakat manyetik alan vektörü $\mathbf{H}$ elektrik alan vektörüne $\mathbf{E}$ dik olacak şekilde yönelecektir:

$$\mathbf{H}(z, t) = H_y^0 \sin[\omega t - kz + \phi_0] \quad (1.5)$$

Boşlukta enerji yoğunluğu:

$$U = \frac{1}{8\pi} (|\mathbf{E}|^2 + |\mathbf{H}|^2) \quad (1.6)$$

ile verilmiştir.

Işık dalgası için $|\mathbf{E}| = |\mathbf{H}|$, dolayısıyla enerji yoğunluğu:

$$U(z, t) = \frac{1}{4\pi} |\mathbf{E}(z, t)|^2 \quad (1.7)$$

Işığın şiddeti birim zamanda birim alandan geçen enerji akısıdır:

$$I = \frac{[E_x^0]^2}{8\pi} \lambda \nu \quad (1.8)$$

1.1.6.1 Işığın Lineer Polarizasyonu

Daha önce de söylediğimiz gibi ışık dalgası, birbirine dik olarak yönelmiş salınım yapan elektrik alan ve manyetik alan vektöründen oluşmuştur. Işığın moleküller üzerindeki etkisi yüklerin yeniden dağılmasını kapsadığı ve bu yüklerin uyarılmasında elektrik alanının manyetik alana kıyasla daha büyük etkisi olduğu için biz ışığın sadece elektrik alan vektörü ile ilgileneceğiz. Işığı, değeri zamanla salınım yapan elektrik alanı olarak ele alacağız. **Lineer polarize** ışık için elektrik alanı ışığın polarizasyon eksenini boyunca yönelmiştir. Böylece, z eksenini yönünde yayılan ve x eksenini yönünde lineer polarize ışık için:

$$\mathbf{E}_x = E_x^0 \sin[\omega t - kz + \phi_0] \mathbf{i} \quad (1.9)$$

Burada E_x^0 genliğinin elektrik alanının değeri ve $\mathbf{i}$ ise x eksenini yönünde birim vektördür. Benzer şekilde, y eksenini boyunca lineer polarize ışık için:

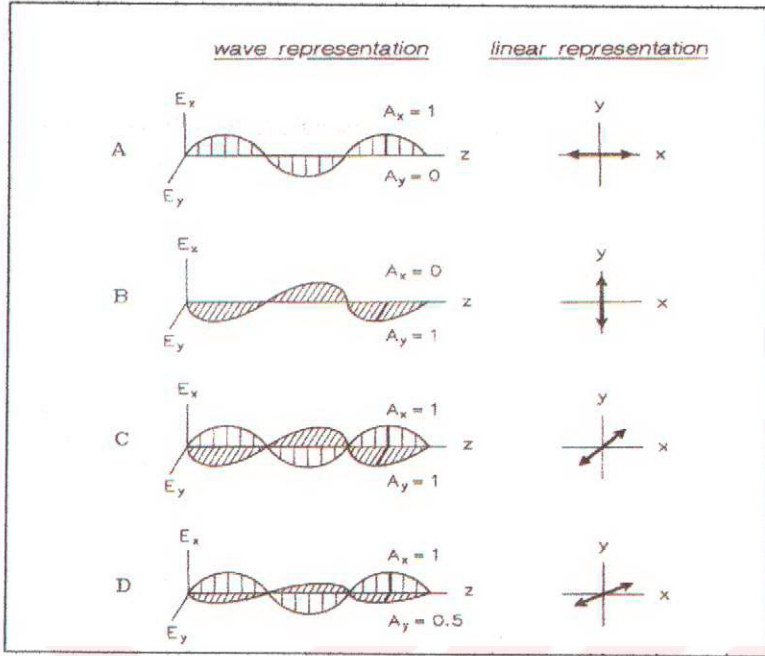
$$\mathbf{E}_y = E_y^0 \sin[\omega t - kz + \phi_0] \mathbf{j} \quad (1.10)$$

Burada $\mathbf{j}$, y eksenini boyunca birim vektördür. Lineer polarize ışığın elektrik alanı dalganın yayılma yönüne dik olacak şekilde herhangi yönde yönelmiş olabilir ve $\mathbf{E}_x$ ve $\mathbf{E}_y$ 'nin vektör toplamı olarak tanımlanabilir:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_x + \mathbf{E}_y = \{E_x^0 \mathbf{i} + E_y^0 \mathbf{j}\} \sin[\omega t - kz + \phi_0] \quad (1.11)$$

Polarizasyon eksenini xy düzleminde herhangi yönde yönelmiş lineer polarize ışığın x ve y eksenleri boyunca yönelmiş iki bileşenden oluştuğunu düşünebiliriz.

Bu iki bileşenin birbirine göre olan büyüklüğü polarizasyon ekseninin yönünü tayin etmektedir. Bileşenler aynı frekansa (ω) ve aynı mutlak faza (ϕ_0) sahiptir.



Şekil 1.12 Farklı yönelimlerde lineer polarize ışığın gösterim şekli. Örnekler, (A) x eksenine veya (B) y eksenine boyunca ve (C) x eksenine ile 45° 'lik ya da (D) 30° 'lik açı oluşturacak şekilde yönelmiş polarizasyonları içermektedir. Işığın şiddeti normalize edilmemiştir. (Kliger D.S., Lewis J.W. and Randall L.E)

1.1.6.2 Işığın Dairesel Polarizasyonu

Aynı frekansa, aynı mutlak faza fakat farklı genliğe sahip elektrik alan bileşenlerinin birleşerek lineer polarize ışık oluşturduğunu gördük. Şimdi ise aynı genliğe ve frekansa fakat farklı mutlak faza sahip olan bileşmelerin oluşturduğu dalganın polarizasyon durumuna bakalım. Faz farkının 90° olduğu durumda:

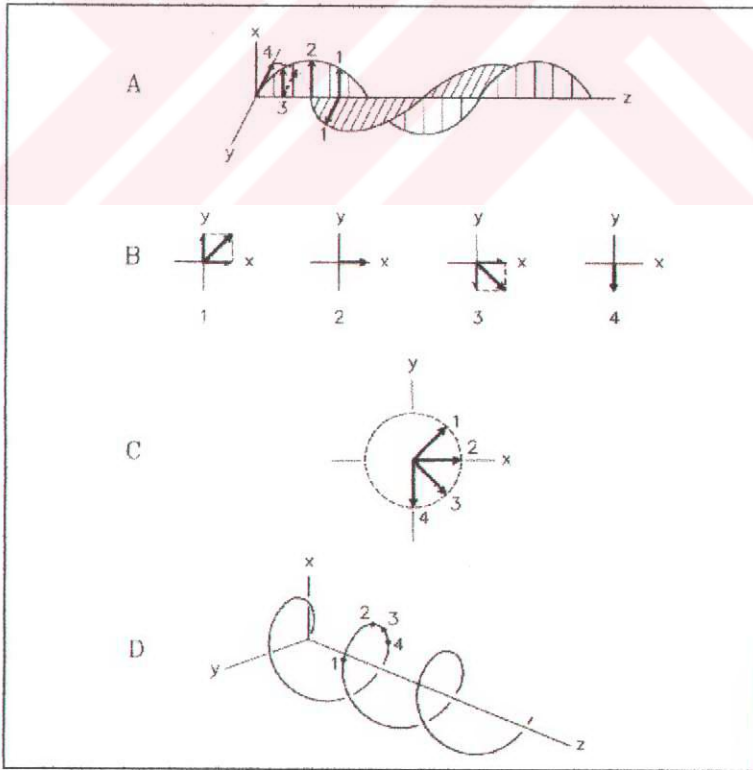
$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{\text{rcp}} &= E_0 \{ \sin[\omega t - kz + \phi_0] \mathbf{i} + \sin[\omega t - kz + \phi_0 + \pi/2] \mathbf{j} \} \\ &= E_0 \{ \sin[\omega t - kz + \phi_0] \mathbf{i} + \cos[\omega t - kz + \phi_0] \mathbf{j} \} \end{aligned} \quad (1.12)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{\text{lcp}} &= E_0 \{ \sin[\omega t - kz + \phi_0] \mathbf{i} + \sin[\omega t - kz + \phi_0 - \pi/2] \mathbf{j} \} \\ &= E_0 \{ \sin[\omega t - kz + \phi_0] \mathbf{i} - \cos[\omega t - kz + \phi_0] \mathbf{j} \} \end{aligned} \quad (1.13)$$

Bu durum Şekil 1.13'de çizilmiştir. Z ekseninden orijine doğru bakarsak ışığın elektrik alanını gösteren vektörün sabit büyüklüğe sahip olduğunu fakat yönünün vektör ucunun zamanla dairesel yol çizeceği şekilde değiştiğini göreceğiz.

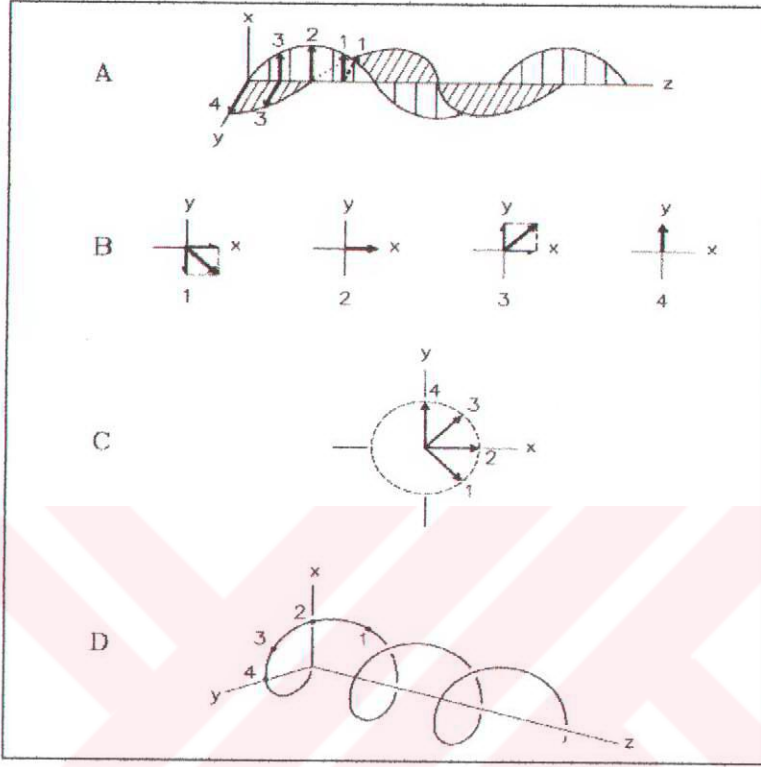
Dolayısıyla (10) denklemi ile ifade edilen durum için zamanın $\omega t = -\phi_0$ olduğu anda $z=0$ noktasında vektörün genliği E_0 'dır ve $+y$ eksenı boyunca yönelmiştir. Kısa süre sonra y bileşeni daha küçük ve x bileşeni ise daha büyük olacaktır, dolayısıyla vektör saat yönünde dönmüş fakat büyüklüğü değişmemiştir. Zaman geçtikçe bu süreç de devam ediyor ve $\omega t = 90^\circ - \phi_0$ olduğu anda vektör $+x$ yönünde yönelmiş olur. Bu işlem devam ettikçe $z=0$ düzlemindeki vektör, pozitif z ekseninden direk olarak ışık kaynağına bakıldığı zaman, saat yönünde daire çiziyormuş gibi davranıyor. Şekil 1.13'de gösterildiği gibi herhangi bir anda elektrik alan vektörünün çizdiği yolu üç boyutta incelersek sağ yönlü spirale benzediğini göreceğiz Dolayısıyla bu karaktere sahip ışığa **sağ yönlü dairesel polarize** ışık denir.

Alternatif olarak (11) denkleminin geçerli olduğu durumda, elektrik alan vektörü saat yönüne ters yönde dairesel çizgi çizmektedir. Bu durumda ışık **sol yönlü dairesel polarizedir**.



Şekil 1.13 Sağ yönlü dairesel polarize ışığın gösterim şekli. (a) Eşit genliklere ve 90° 'lık faz farkına sahip ortogonal lineer bileşenler; (b) (a)'da 1'den 4'e kadar rakamlarla işaretlenmiş noktadaki bileşenlerin vektör toplamı; (c) dalğanın yayılma yönünden ışık kaynağına

bakıldığı zaman, elektrik alan vektörünün ucu daire çizmektedir; (d) (a), (b) ve (c)'de gösterilen sonuç elektrik alan vektörünün zaman içinde çizdiği yol. (Kliger D.S., Lewis J.W. and Randall L.E)



Şekil 1.14 Sol yönlü dairesel polarize ışığın gösterilmesi. Gösterimler Şekil 1.13'deki sağ yönlü dairesel polarize ışığın gösterim şekline benzerdir. (Kliger D.S., Lewis J.W. and Randall L.E)

1.1.6.3 Işığın Eliptik Polarizasyonu

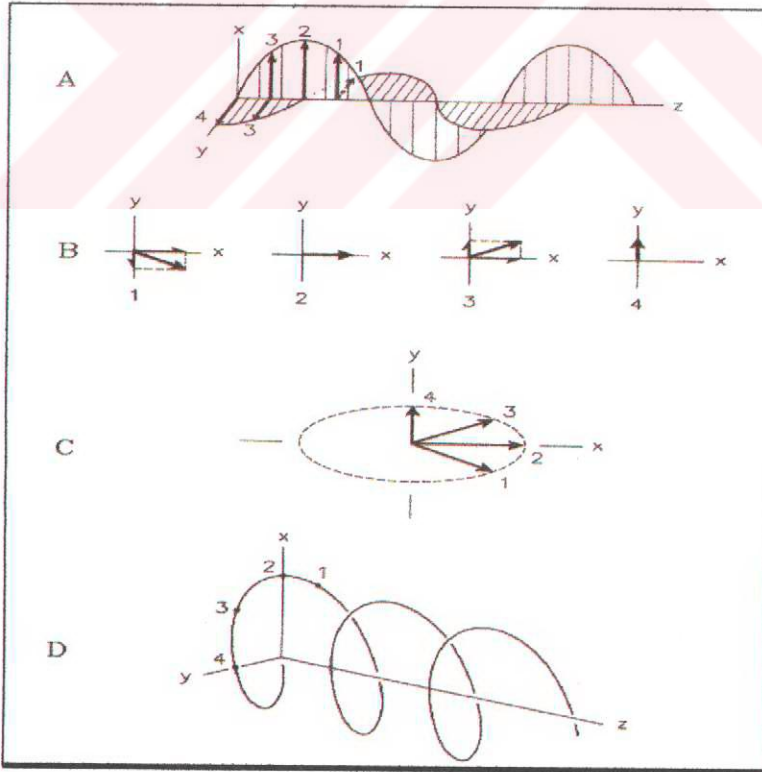
Önceki bölümde elektrik alan bileşenlerinin aynı fazda olduğu özel durumda lineer polarize ışığın ortaya çıktığından bahsettik. 90° 'lik faz kaymasının ve dalga genliklerinin eşit olduğu diğer bir özel durumda ise küresel polarize ışık meydana çıkıyordu. Eğer elektrik alan bileşenleri birleşerek bu iki özel durum dışında farklı bir durum ortaya çıkarıyorsa, o zaman ışık eliptik polarize olmuştur.

Eliptik polarize ışığı, polarizasyonun genel hali, lineer ve küresel polarizasyon gibi durumları ise onun özel durumu olarak değerlendirebiliriz. Eğer bileşenler arasındaki faz farkı 90° ve $E_y \neq 0$ fakat $E_y < E_x$ ise, ışık büyük elips eksenini x eksenine yönünde olacak şekilde eliptik polarize olacaktır. Eğer elektrik alan bileşenleri

arasındaki faz farkı 90° , $E_x \neq 0$ fakat $E_x < E_y$ ise ışık büyük elips eksenini y eksenine yönünde olacak şekilde eliptik polarize ışıktır. Böylelikle:

$$\mathbf{E} = E_x^0 \sin[\omega t - kz] \mathbf{i} + E_y^0 \sin[\omega t - kz + \Delta] \mathbf{j} \quad (1.14)$$

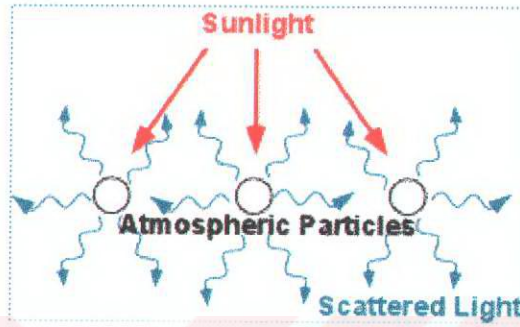
Burada Δ , y eksenini boyunca yönelmiş lineer bileşenin x eksenini bileşenine göre fazıdır. $0^\circ < \Delta < 180^\circ$ olduğu zaman $\mathbf{E}$ sağ yönlü polarizasyon durumlarını, $-180^\circ < \Delta < 0^\circ$ olduğu zaman ise $\mathbf{E}$ sol yönlü polarizasyon durumlarını tanımlamaktadır. Dairesel polarize ışıktaki olduğu gibi, eliptik polarize ışıktaki da elektrik alan vektörü, z ekseninden bakıldığı zaman elips çizecektir. xy düzleminde bakıldığı zaman ise elektrik alan vektörünün çizdiği yol yassılaştırmış spiral gibi görülmektedir. Bu durumda da elektrik alan vektörünün saat veya saat yönüne ters yönde hareket etmesine göre ışık **sağ veya sol yönlü eliptik polarize** ışık olacaktır.



Şekil 1.15 Sol yönlü eliptik polarize ışığın gösterilmesi. Gösterimler Şekil 1.13'deki sağ yönlü daireysel polarize ışığın gösterim şekline benzerdir. (Kliger D.S., Lewis J.W. and Randall L.E)

1.2 Işık Saçılması

Saçılma, ışığın madde ile karşılıklı etkileşimi sonucu rastgele yön değiştirmesidir. Enerji transferi ile ya da olmadan gerçekleşebilir, saçılan radyasyon, gelen radyasyonla aynı veya azıcık farklı dalgaboyuna sahiptir.



Şekil 1.16 Işığın hava moleküllerinden saçılması.

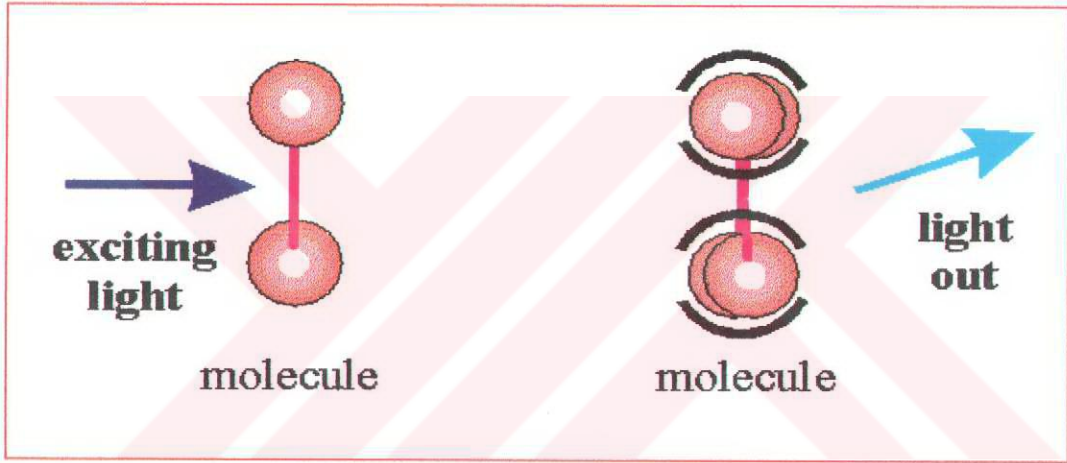
Eğer saçılan dalganın frekansı gelen dalganın frekansı ile aynı değilse bu saçılma **inelastik saçılma**dır. Brillouin saçılması ve Raman saçılması inelastik saçılmaya birer örnektir. Saçılan dalganın frekansının gelen dalganın frekansı ile aynı olduğu durumda ise **elastik saçılma** gerçekleşmiş demektir. Elastik saçılmaya örnek olarak ise Rayleigh saçılması ve Mie saçılmasını gösterebiliriz.

Işık dalgaları ile aydınlatılmış ortamdaki herbir parçacık dış alan ve o ortamdaki tüm diğer parçacıklardan saçılan toplam alanın etkisiyle uyarılmıştır; fakat parçacıktan yansıyan alan, parçacığın içinde bulunduğu alana bağlıdır. Parçacığın, çevresindeki diğer parçacıklardan saçılan toplam alanın dış alan ile kıyaslandığı zaman çok küçük olmasının sağlanacağı şekilde, parçacıkların sayısının oldukça az ve aralarındaki mesafenin oldukça büyük olduğu durumda **tekli saçılmadan** bahsedebiliriz. Tekli saçılma yaklaşımında dış alanın etkisi altında olan parçacıkların her biri diğer parçacıklardan izole edilmiştir ve toplam saçılan alan, her bir parçacıktan saçılan alanların toplamına eşittir. Tekli saçılmanın olduğu koşulları kesin olarak belirlemek çok zordur.

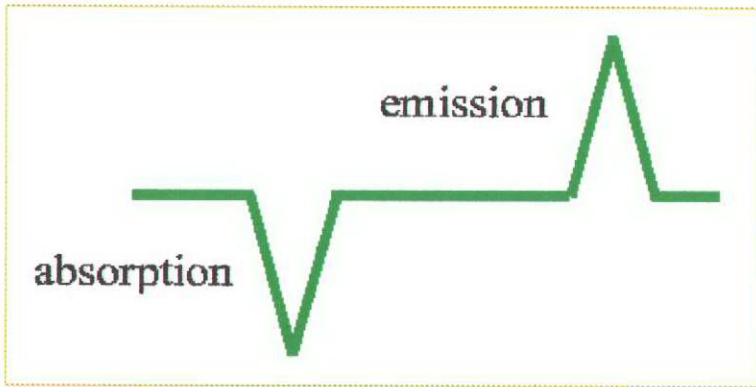
Ortamda parçacık sayısının oldukça çok, aralarındaki mesafenin ise az olduğu durumlarda **çoklu saçılma** söz konusudur. Örneğin bulutlarda çoklu saçılma gerçekleşmektedir.

1.2.1 Brillouin Saçılması veya Fluoresans

Brillouin Saçılması, saydam katı maddelerdeki salınımlar (fonon) sonucu ortaya çıkmaktadır. Brillouin Saçılması genelde gelen ışıktan 0.1 ile 1 dalga sayısı kadar kaymıştır.



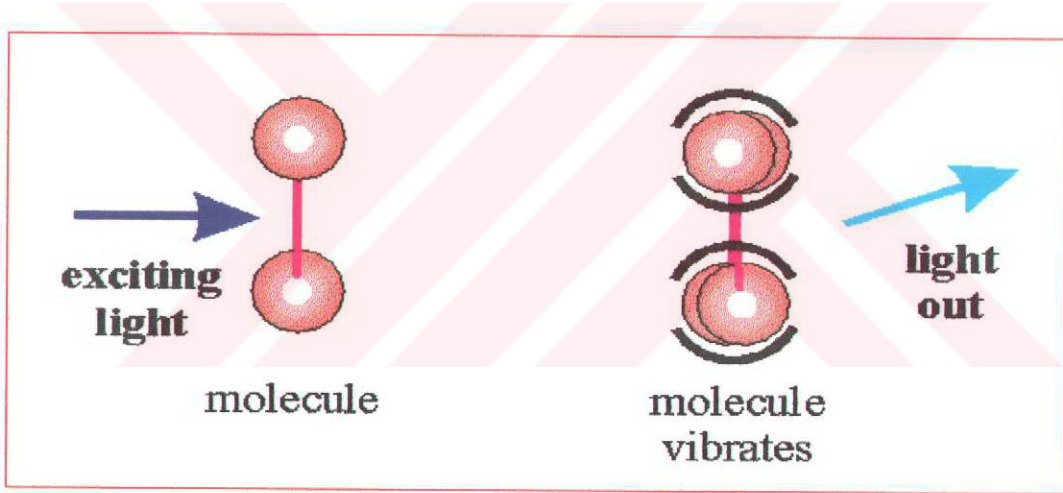
Şekil 1.17 Atom ve moleküller gelen dalgalardan enerji alarak uyarılmıştır.



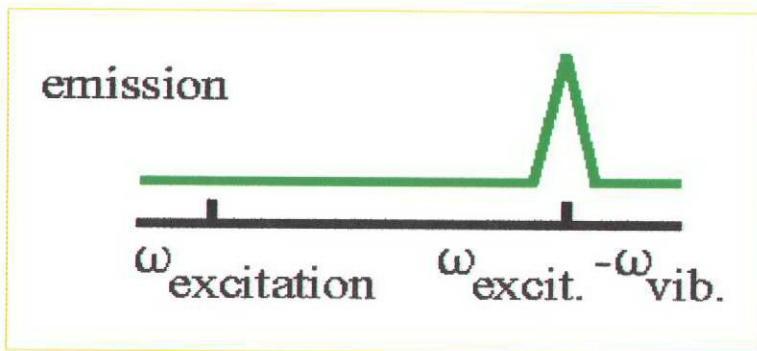
Şekil 1.18 Moleküller uyarılmıştır ve düşük enerji seviyelerine geçiyorlar.

1.2.2 Raman Saçılması

Raman Saçılmasında ışık, moleküllerdeki salınımlardan (fononlar) veya katı maddelerdeki optik fononlardan dolayı saçılmıştır. Burada saçılan ışık, gelen ışıktan 4000 dalga sayısı kadar kaymıştır. Dolayısıyla frekansta da değişme vardır. Frekanstaki bu değişme moleküller ve radyasyon alanı arasında enerji transferinden kaynaklanmaktadır. Raman deneylerinde ölçülen frekans değeri $\Delta\nu$, saçılan ışık frekansı ν_r ile gelen ışık frekansı ν_0 arasındaki farktır ($\Delta\nu = \nu_r - \nu_0$). Eğer $\nu_r < \nu_0$ ise bu saçılmaya Stokes saçılması, $\nu_r > \nu_0$ ise anti-Stokes saçılması denir. Frekans kayması, moleküle veya molekülden enerji transferi sonucu ortaya çıktığı için, Raman spektrası molekül durumları hakkında bilgi içeriyor.

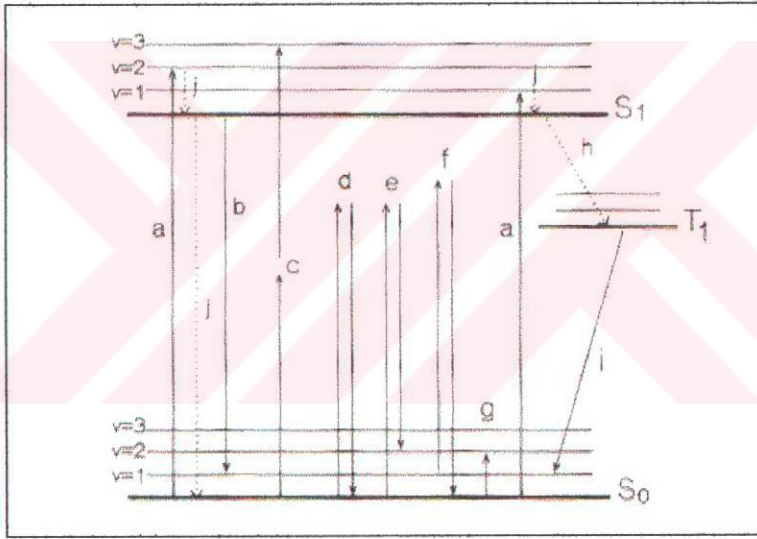


Şekil 1.19 Gerçekleşen her 10^8 saçılmadan biri inelastiktir.



Şekil 1.20 Molekül titreşimi sonucu ışık enerjisini değiştiriyor.

Fiziksel olarak farklı frekansların saçılması, temel durumun farklı salınım seviyelerine geçişlerine tekabül ediyor. Şekil 1.21'de Rayleigh saçılması, Raman Stokes saçılması ve Raman anti-Stokes saçılması “d”, “e” ve “f” olarak oklarla gösterilmiştir. Normal Raman spektrasında gelen ışığın enerjisi, temel salınım seviyelerinin üzerindeki enerjiye tekabül ediyor fakat en düşük uyarılmış elektronik durumun enerjisinden bir hayli azdır. Molekül uyarılarak kararlı olmayan “sanal” duruma geçiyor ve geriye, ya başlangıç durumdan yüksek (Stokes) ya da düşük (anti-Stokes) salınım durumuna dönüyor. Bu da fotonun, gelen fotondan başlangıç ve son salınım seviyeleri arasındaki enerji farkına eşit miktarda bir enerji ile kaymış bir şekilde saçılmasına neden oluyor.



Şekil 1.21 (a) Tek foton elektronik soğurma, (b) fluoresans, (c) iki foton elektronik soğurma, (d) Rayleigh saçılması, (e) Stokes-Raman saçılması, (f) anti-Stokes Raman saçılması, (g) tek foton titreşim soğurulması, (h) sistemdahili geçiş, (i) fosforesans ve (j) iç dönüşüm. Işık yayamayan geçişler kırık hatlarla gösterilmiştir. Tekil elektronik durumları temel durum için S_0 ; birinci uyarılmış durum için S_1 ile gösterilmiştir: uyarılmış titreşim seviyeleri $v=1$, $v=2$ veya $v=3$ ile gösterilmiştir. Üçlü durumlar ise T_1 ile gösterilmiştir. (Kliger D.S., Lewis J.W. and Randall L.E)

1.2.2.1 Raman Saçılması, Soğurulma ve Flüoresans Arasındaki Bağlantı

Raman Saçılması fluoresans olayındaki gibi dalgaboyunun değişmesi ile ışığın saçılmasıdır. Fakat flüoresans olayından iki önemli farkı vardır. Birincisi, saçıcı malzeme üzerine gelen ışık, saçıcı malzemenin soğurma bantları ile uygun

olmayan dalgaboyuna sahip olmalıdır. Aksi taktirde flüoresans olayı gerçekleşecektir. İkincisi Raman Saçılması'nda saçılan ışığın şiddeti flüoresans ışığın şiddetinden epeyce azdır. Bu sebeptendir ki, Raman Saçılmasını algılamak çok zordur ve genelde gözlemler fotografi ile yapılır.

1.2.3 Rayleigh Saçılması

Küçük parçacıklardan ışık saçılmasının kurallarını nicel olarak ilk defa Rayleigh 1871 yılında araştırmıştır. Bu yüzden çoğu zaman bu saçılmaya Rayleigh saçılması denmektedir. Problemin matematiksel olarak araştırılması, saçılan ışık şiddeti için ortamın kırılma indisinden farklı kırılma indisine sahip olan parçacıklar için de uygulanabilir genel bir yasayı ortaya çıkarıyor. Tek koşul ise parçacıkların lineer boyutlarının ışığın dalgaboyundan bir hayli küçük olmasıdır. Saçılan ışığın şiddeti, gelen ışığın şiddeti ve saçılmaya neden olan parçacığın hacminin karesi ile orantılıdır. En ilginç olanı ise saçılmanın dalgaboyuna bağlı olmasıdır. Uzun dalgaboyları kısa dalgaboylarına kıyasla daha az saçılmaktadır, çünkü parçacıklar boyutlarından bir hayli büyük olan uzun dalgaboylarına daha çok engel oluşturuyorlar. Saçılma şiddeti:

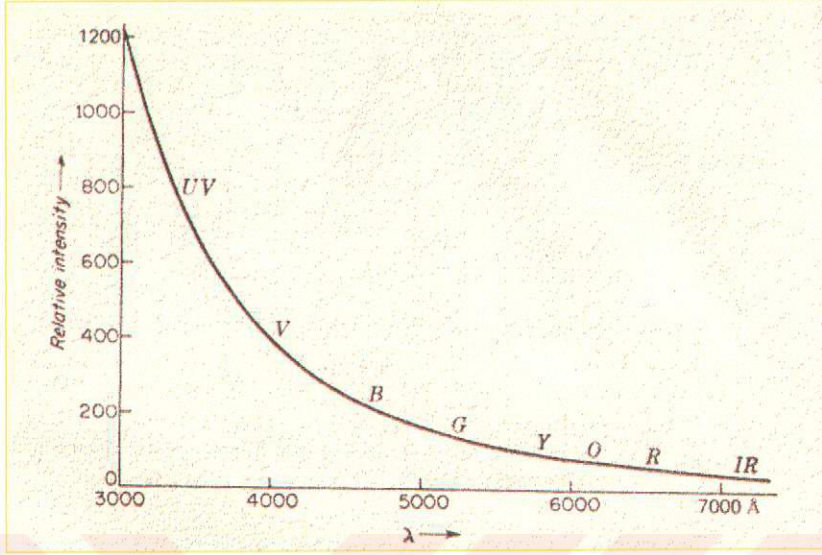
$$I_s = k \frac{1}{\lambda^4} \quad (1.15)$$

Kırmızı ışık ($\lambda=7200$), mor ışığın ($\lambda=4000$), 1.8 katına eşit olduğu için yasa mor ışığın kırmızı ışığa göre $(1.8)^4$ veya 10 defa daha fazla saçılacağını öngörüyor.

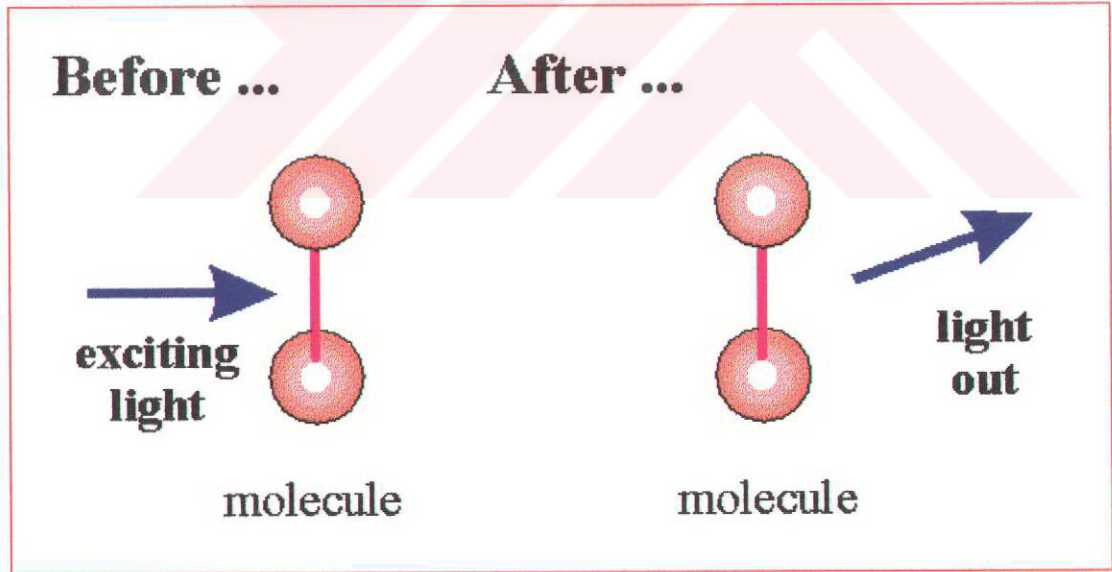
Kırmızı	Turuncu	Sarı	Yeşil	Mavi	Mor
1	2	2.5	3	6	10

Tüm spektral renkler arasında mor ve mavi renkler en çok saçılan renklerdir. Bunları; yeşil, sarı, turuncu ve kırmızı takip ediyor.

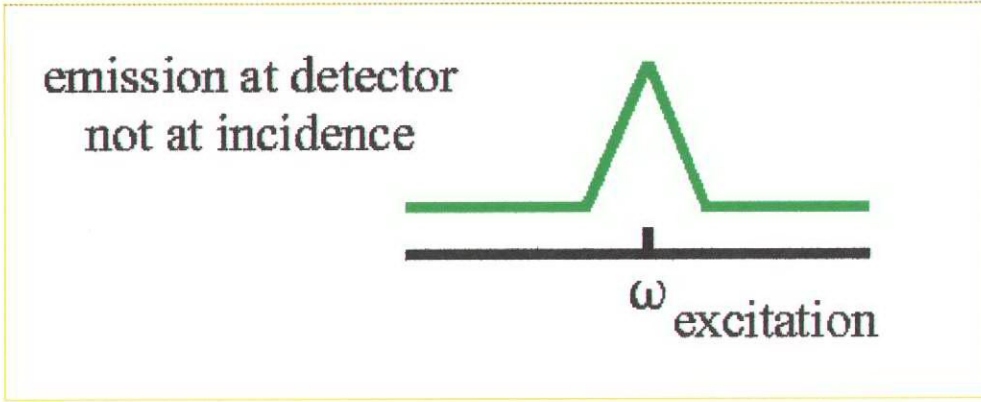
Şekil 1.22 bağıntının sayısal olarak grafiğini göstermektedir.



Şekil 1.22 Rayleigh Yasası'na göre saçılma şiddetinin dalgaboyuna göre değişmesi. (Jenkins, Francis)



Şekil 1.23 Rayleigh Saçılmasında elastik saçılma baskındır. Elastik olarak saçılan ışık, gelen ışıkla aynı dalgaboyuna sahiptir.



Şekil 1.24 Dışarı giden ışık, çok sayıda farklı açılarda saçılırken içeri giren ışıkla aynı frekansa sahiptir.

Eğer beyaz ışık yeterince küçük parçacıklardan, örneğin tütün dumanındaki parçacıklardan saçılmışsa, saçılan ışık her zaman mavimsi renkte olacaktır. Eğer parçacıkların boyutları dalgaboyundan küçük olmayacak kadar büyütülürse, ışık parçacıkların yüzeyinden normal yansıma yapacağı için beyaz olacaktır.

1.2.3.1 Mavi Gökyüzü

Güneş ışığı atmosferden geçerken büyük bir kısmı hava molekülleri tarafından soğurulmakta ve dışarıya yön değiştirilerek verilmektedir. Mavi gökyüzü, görünür ışığın kısa dalgaboylarının (eflatun ve mavi) ışığın dalgaboyuna kıyasla çok küçük olan oksijen ve nitrojen moleküllerinden seçici saçılmaya uğraması sonucu gerçekleşiyor.

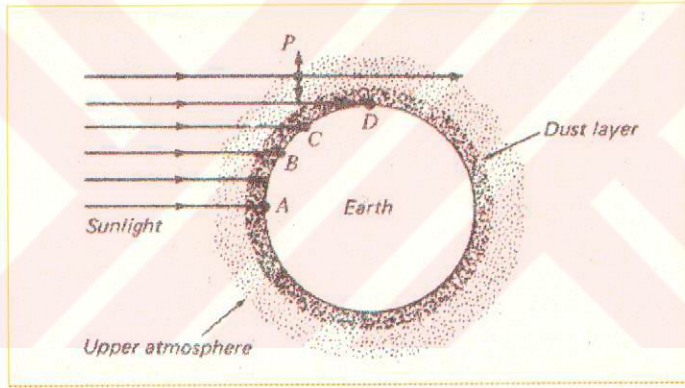


Şekil 1.25 Mavi Gökyüzü.

Gökyüzünün açık olduğu bir günde, sema açık mavi görünüyor. Bu, hava moleküllerinden saçılan tüm spektral renklerin karışımıdır. Bu spektral renkler arasında en çok saçılan mavi ve mor olduğu için bu renkler atmosferde baskın oluyor ve gökyüzüne mavimsi renk veriyor.

1.2.3.2 Kızılı Günbatımı

Açık, bulutsuz bir günde güneş batımı hiçbir zaman çok renkli olmaz. Muhteşem renkleri olan güneş batımının olması için havada küçük toz ve duman parçacıklarının olması gerekiyor. Bunların neden gerekli olduğu Şekil 1.26'da gösterilmiştir.



Şekil 1.26 Yeryüzüne yakın olan toz katmanından ışığın saçılması güneşin renginin A'da beyaz, B'de sarı, C'de turuncu ve D'de ise kırmızı görünmesine neden oluyor. (Jenkins, Francis)

1 veya 2 km kalınlığında olan toz ve duman katmanı yeryüzüne dağılmıştır. Böyle sisli bir günde güneş gökyüzünde yüksekte olduğu için görünür ışığın bütün dalga boyları A noktasındaki gözlemciye hemen hemen eşit şiddette ulaşır. Güneş ışığı toz ve duman katmanında daha az, yani 1 veya 2 km yol kat ediyor. Güneş diski beyaz, gökyüzü ise mavi görünür.

Gün yavaş yavaş batmaya doğru giderken güneş ışınları atmosfere çok daha küçük açıyla dahil oluyor ve toz ve duman katmanından geçmek için daha fazla yol

kat etmeleri gerekiyor. Gözlemci ışınları B yönünden görmektedir. Güneş sarı görünüyor.

Güneşin batmasına bir saat ya da daha fazla zaman kaldığında gözlemci, ışınları C yönünden görüyor ve ışığın çizdiği yol ufuk çizgisiyle oldukça büyük açı çiziyor. Öğlen vaktine kıyasla toz ve duman katmanında daha fazla mesafe kat eden ışığın mor ve mavi dalgaboyları tamamen saçılarak gözlemciye sadece kırmızı, turuncu, sarı ve yeşil ışık ulaşacaktır ki, bunlar da turuncu renk oluşturacaklardır.

Güneş batmadan hemen önce, gözlemci ışığın D yönünden geldiğini görmektedir. Işınlar toz ve duman parçacıklarının arasından geçerken 10 km ile 100 km arasında bir mesafe kat ediyorlar. Güneş ışığının kırmızı ışık hariç tüm dalgaboyları saçılıyor. Güneşin diski kırmızı, hemen çevresi ise turuncu ve kırmızı görünüyor. Gökyüzü ise hala mavidir. Eğer toz ve duman katmanı çok yoğun ise, hatta kırmızı ışık bile her tarafa saçılacak ve koyulaşmış kırmızı güneş ufuk çizgisine ulaşmadan görüntüden kaybolacaktır.

Kızılı günbatımları, okyanusların üzerindeki havada tuz parçacıkları yoğun olduğundan dolayı okyanusların kıyılarında sıklıkla görülüyor. Volkanik püskürmelerle atmosfere enjekte edilmiş toz ve kül parçacıkları da kırmızı günbatımına neden oluyor.



Şekil 1.27 Kızılı Günbatımı.

Güneş ışığı atmosferde kırıldığı için güneş gökyüzünde gerçekte olduğundan daha yüksekte görünüyor.

Güneş ışığının atmosferdeki parçacıklardan kırılması ve saçılması, hatta güneş ufuk çizgisinin altında olduğunda bile gökyüzünün hala parlak görünmesine neden olan alacakaranlık ışığını doğuruyor.

1.2.3.3 Alacakaranlık Işınları

Alacakaranlık ışınları, dağların tepeleri veya bulutlar güneş ışınlarının bir kısmını gölgelediği zaman ortaya çıkar. Bu ışınlar güneş doğarken ve batarken gözlenmektedir. Alacakaranlık ışınları güneşten uzaklaştıkça dağılıyormuş gibi görünmektedir ve gölgelenmemiş güneş ışığının gözlemciye doğru saçılabilmesi için sadece atmosferde yeterince toz parçacıklarının veya dumanın olduğu zamanlarda görülür.



Şekil 1.28 Alacakaranlık Işınları.

Gerçekte ışınlar paraleldir, fakat “perspektif”ten dolayı güneşe doğru gittikçe yaklaşıyormuş gibi gözüküyorlar. Perspektif, paralel tren raylarına baktığımız zaman belli bir mesafede sanki birleşiyorlarmış gibi görmemize neden olan görsel bir olaydır. Alacakaranlık ışınları, çoğu zaman kırmızı ya da sarı görünmektedir. Çünkü

güneşten gelen ışığın mavi dalgaboyu, bu dalgaboyuna kıyasla küçük boyutlardaki hava molekülleri tarafından seçici saçılmaya maruz kalmıştır.



2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

2.1 Elektromanyetik Dalgaların Chebyshev Parçacıklarından Saçılması

2.1.1 Chebyshev Polinomları

Legendre, Hermit ve Laguerre polinomları tarafından paylaşılan birçok ortak özellikler, bu polinomların özel durumu olduğu daha genel polinom setlerinin olabileceğini ileri sürmektedir. Gerçekten de Gegenbauer ve Jacobi polinomları birer genel polinom setleridir. Gegenbauer polinomları, n boyutta eksensel olarak simetrik potansiyellerle yakından bağlantılıdır ve Legendre, Hermite ve Chebyshev polinomlarını özel durum olarak içine almaktadır. Jacobi polinomları ise daha genel bir settir, çünkü Gegenbauer polinomlarını özel durum olarak içermektedir.

Chebyshev polinomları Gegenbauer polinomlarının önemli bir altbölümünü oluşturmaktadır. Chebyshev polinomları iki tür olmaktadır. Birinci tür. Chebyshev polinomları:

$$T_n(x) = \frac{n}{2} \sum_{k=0}^{\lfloor n/2 \rfloor} \frac{(-1)^k (n-k-1)!}{k!(n-2k)!} (2x)^{n-2k} \quad (2.1)$$

İkinci tür Chebyshev Polinomları:

$$U_n(x) = \frac{\sin[(n+1)\cos^{-1}x]}{\sqrt{1-x^2}} \quad (2.2)$$

Polinom yaklaşımının kullanıldığı yöntemlerde Chebyshev polinomları çok büyük pratik önem kazanmıştır. Chebyshev polinomları, diğer Gegenbauer polinomlarına göre daha hızlı bir şekilde yakınsamaktadır.

2.1.2 Chebyshev Parçacıkları

Chebyshev parçacıkları,

$$r = r_0 [1 + \varepsilon T_n(\cos \theta_s)] \quad (2.3)$$

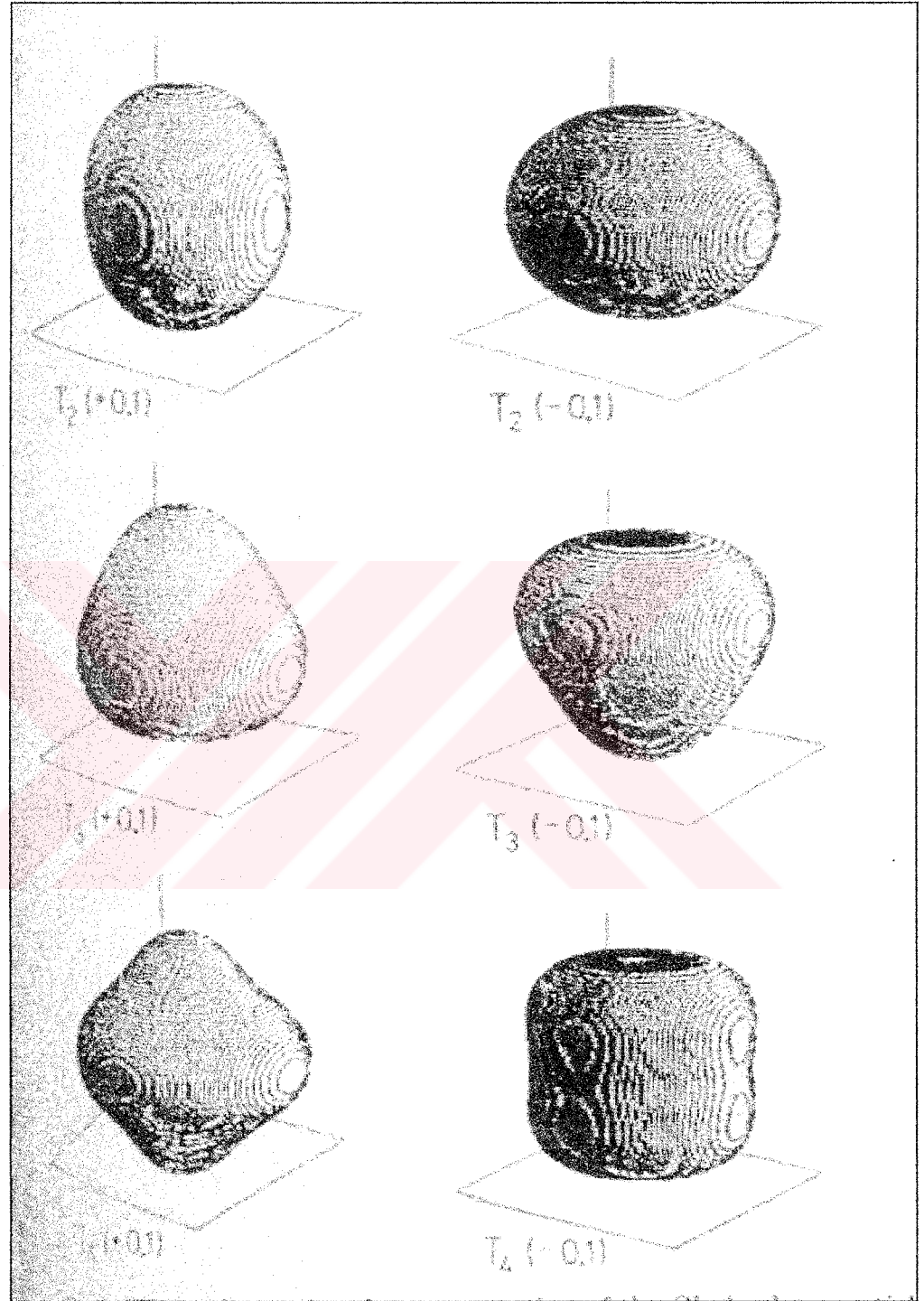
eğrisinin $\theta_s=0$ dikey eksenini etrafında dönmesiyle elde edilir. Dolayısıyla azimutal olarak simetrikler. Burada r_0 kürenin yarıçapı, ε ($|\varepsilon| < 1$) şekil değiştirme parametresi, ve $T_n(\cos \theta) = \cos n\theta$ ise n . dereceden Chebyshev polinomudur.

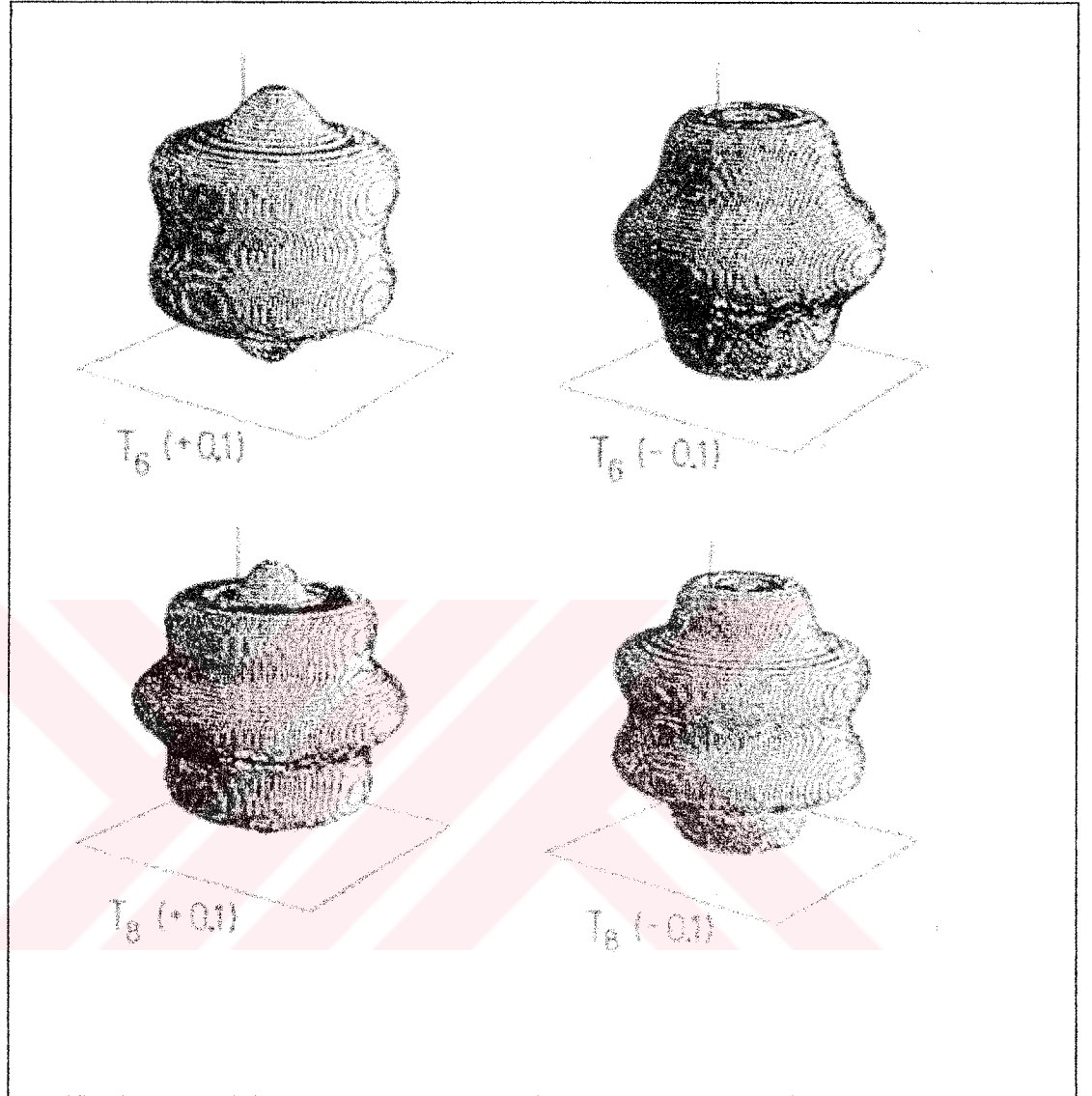
n . dereceden Chebyshev parçacıkları aşağıdaki şekillerde ifade edilebilir: T_n ; veya $T_n(+e)$, $T_n(-e)$. İlk notasyon, verilen n . dereceye uygun, tüm parçacıkları belirlemek için; ikincisi ise şekil değiştirme parametresinin $\varepsilon=+e$ veya $\varepsilon=-e$ olan parçacıkları tam olarak belirlemek için kullanılmıştır. Rastgele yönelmiş Chebyshev parçacıkları için ise $\langle \rangle$ parantezi içinde aynı notasyonlar kullanılmıştır.

Chebyshev parçacıklarının bazıları Şekil 4.1'de gösterilmiştir. Aslında aynı olan $T_3(+0.1)$ ve $T_3(-0.1)$ parçacıkları, çift n 'li Chebyshev parçacıklarından farklı olarak, dönme eksenine dik olan düzleme göre ayna simetrisine sahiptir. Simetrinin olmamasını küresellikten daha fazla sapma olarak düşünebiliriz

Elipsi cisimlerin ve silindirlerin yanısıra, Chebyshev parçacıkları, saçılma özellikleri merak doğuran temel küresel olmayan şekillerin en ilginç ailesini oluşturmaktadır. Tüm diğer analitik şekiller arasında Chebyshev parçacıkları bazı özelliklerden dolayı en ilginçidir:

1. Bu parçacıklar, daha önce çalışılmış diğer şekillerden (küresel cisimler ve silindirler) kesin olarak farklıdır. Bu parçacıklar, tek bağımsız biçim parametresi içeren küresel cisimlerden farklı olarak iki bağımsız biçim parametresine sahiptirler. İki parametrelili elipsi cisimlerden farklı olarak ise azimutal simetriye sahiptirler.
2. Şekil değiştirme parametresi ε 'nin değerini arttırarak, küreden giderek daha çok uzaklaşan deformasyon elde edebiliriz.





Şekil 2.1 $|\varepsilon|=0.1$ şekil değiştirme parametrelili Chebyshev parçacıklarının üç boyutlu gösterimi. $T_n(+e)$ ve $T_n(-e)$ ifadeleri, n dalgalılık parametresine ve $\varepsilon=+e$ ve $-e$ şekil değiştirme parametresine sahip Chebyshev parçacıklarını göstermektedir.

3. Dışbükeylikten başlayarak, ε 'nin değeri arttıkça içbükeylik gelişmeye başlıyor. n . dereceden Chebyshev parçacıkları n 'nin

$$|\varepsilon| > \frac{1}{n^2 + 1}$$

değerinde içbükeydir.

4. Bu parçacıklar mümkün olabilen en basit şekilleriyle yüzey pürüzlülüğü sergilemektedir. Yüzey pürüzlülüğünün etkisi, ϵ ve n dalgalanma parametresi değiştirilerek sistematik bir şekilde incelenebilir;
5. Parçacıklar rotasyonel olarak simetrik.

2.1.3 Chebyshev Parçacıklarından Saçılma

Küresel olmayan parçacıklardan saçılmanın incelenmesinde tercih edilen dalga boyları ya görünür ya da mikrodalga bandındaki dalga boylarıdır. Çok az sayıda olan mikrodalga bandındaki ölçümler arasında en kapsamlı olanı Zerull⁸ ve Schuerman⁹ tarafından yapılan çalışmalardır.

Schuerman 1976 yılında yapmış olduğu çalışmada, ölçü parametreleri $x=3, 4, 5, 6$ olan rastgele yönelmiş küresel cisimleri ve belli silindirleri (toplam 6 farklı şekilde) incelemiştir. Ne yazık ki, bu çalışma Alberto Mugnai ve Warren J. Wiscombe^{10,11,12} tarafından yapılan çalışma ile çok az ortak yöne sahiptir:

1. Schuerman içbükey parçacık kullanmamıştır;
2. Küresel olmayan parçacıklarla yapılan ölçümlerle, küresel parçacık ölçümleri arasında herhangi bağlantı kurulmamıştır;
3. Parçacıklar çok daha fazla uzatılmış ve yassılaştırılmıştır;
4. Çalışmada eşit hacim normalizasyonu değil de, eşit yüzey normalizasyonu kullanılmıştır.
5. Ölçü aralığı çok daha dardır.

Diğer taraftan ise Zerull 1981 yılındaki çalışmasında Alberto Mugnai ve Warren J. Wiscombe^{10, 11, 12} tarafından yapılmış olan çalışmaya benzer bir yol çizmiştir. Zerull çalışmasında değişik şekillerde parçacıklar kullanmıştır. Fakat bu parçacıklar Schuerman'ın kullandığı parçacıklara göre daha küresel yapıdaydılar. Zerull eşit-hacimli-küre büyüklük parametresini $x=1$ 'den 30'a kadar değiştirmiş ve ortalamasını almıştır. Zerull bu çalışmasında daha çok içbükey parçacıkları kullanmıştır. Parçacıkların kırılma indisi $m_1=1.5+i0.005$ ve $m_2=1.5+i0.05$ olarak alınmıştır.

Küresel olmayan parçacıklardan ışık saçılması, mikrodalga bandından daha çok görünür ışık bandında çalışılmıştır. Bu çalışmalar içerisinde en kapsamlı olanları ise Holland ve Gagne¹³, Perry¹⁴, Bottiger¹⁵, ve Coletti¹⁶ tarafından yapılanlardır. Bu çalışmalar Zerull'un çalışmaları ile nitel olarak uyum içinde oldukları için A. Mugnai ve W. J. Wiscombe'un çalışmaları ile kıyaslama yapılırken Zerull'un çalışmasına odaklanıyoruz.

Polarize olmayan gelen radyasyon ve eşit-hacimli-küre büyüklük parametresi $1 \leq x \leq 25$ aralığında ve kırılma indisi $n = 1.5 - i0.02$ 'ye yakın bir değerde olan küresel olmayan parçacıklarla yapılan deneyler küresel parçacıklarla yapılanlarla kıyaslandığı zaman aşağıdaki sonuçlara varıyoruz:

1. $x=3-5$ değerlerinin üstünde çok açık bir uyum söz konusudur ki, bu uyum büyük değerlerde bozulmaktadır;
2. Yana doğru saçılma ($60^\circ-120^\circ$ arasındaki saçılma) daha fazladır;
3. Parçacıklar mat olmadığı sürece geriye saçılma ($140^\circ-180^\circ$) daha azdır ve geriye saçılma küreye kıyasla, açının daha yassı bir fonksiyonudur;
4. Yana doğru saçılma ve geriye doğru saçılma bölgelerine kıyasla, öne doğru saçılma bölgesinde ($5^\circ-50^\circ$) daha fazla uyum söz konusudur;
5. Hem saçılma açısının hem de büyüklük parametresinin fonksiyonu olarak ortaya çıkan dalgalanmalar, küreye kıyasla sönümlüdür veya tamamen önlenmiştir.
6. İçbükey parçacıklar, esasen aynı hacimdeki dışbükey parçacıklara göre daha çok açıda daha fazla enerji saçmaktadırlar.

2.1.3.1 Saçılma Etkinliği, Soğurulma Etkinliği, Dağılım Kırılma Sabitesi, Asimetri Faktörü ve Geriye Saçılma

Alberto Mugnai ve Warren J Wiscombe küresel olmayan Chebyshev parçacıklarından saçılmayı üç ayrı çalışmada incelemişlerdir. Bu çalışmaların ilkinde Q_{sca} saçılma etkinliği, Q_{abs} soğurulma etkinliği, ω tekli saçılma dağılım kırılma sabitesi, g asimetri faktörü ve β gelen izotropik radyasyonun geriye saçılan kısmı incelenmiştir. $n=2, 3, 4, 6, 8$ ve 20 değerlerinde $\epsilon = -0.2$ ile 0.2 değerlerini 0.05 'lik

adımlarla değıştirerek kırılma indisi $m=1.5-i0.02$, eşit hacimli küre büyüklük parametresi $1 \leq x \leq 25$ olan parçacıklar için Genişletilmiş Sınır Koşulu Yöntemiyle hesaplamalar yapılmıştır. Bu hesaplamalar sonucunda aşağıdaki sonuçlar elde edilmiştir.

2.1.3.1(1) Saçılma Etkinliği (Q_{sca})

İncelenen beş saçılma nicelikleri arasında Q_{sca} ve β küresel olmayan parçacıklara göre en fazla değışim göstermektedir. Chebyshev parçacıkları, hatta büyüklük ve biçim ortalaması yapıldığında bile eşit-hacimli-küreden daha fazla saçılmaya neden olmaktadır.

Küresel ve küresel olmayan parçacıklardan saçılma farkının yüzdesi pozitif ve negatif değerler arasında salınım yapmaktadır.

İçbükeylilik, saçılma etkinliğinin eşit-hacimli-küreye göre $x>6$ değerlerinde daha fazla olmasına neden olmaktadır. Dışbükey parçacıklar için saçılma etkinliği her zaman içbükey parçacıklara ve hatta bazen eşit-hacimli-küreye göre daha azdır.

2.1.3.1(2) Soğurulma Etkinliği (Q_{abs})

Soğurulma etkinliğinde $x \leq 6$ değerlerinde sistematik bir değışme yoktur. Bu niceliğin $x \geq 8$ değerleri için iki şeyi belirtmek gerekiyor. Birincisi, tüm Chebyshev parçacıkları için soğurulma etkinliğindeki fark pozitifdir. Soğurulma etkinliği $x=7$ 'den başlayarak hızlı bir şekilde artıyor, $x=15$ değerinde en yüksek değerine ulaşıyor ve yeniden azalmaya başlıyor. İkincisi, içbükeylilik, soğurulma etkinliğini sistematik bir şekilde arttırıyor. İçbükeyliliğin soğurulma etkinliğini arttırmasının nedeni, gelen ışığın parçacığın yüzeyinde ve dahilinde çok sayıda yansımaya maruz kalması ile açıklanmaktadır.

2.1.3.1(3) Tekli Saçılma Dağılım Kırılma Sabitesi (ω)

İncelemeler sonucu dağılım kırılma sabitesinin, incelenen beş saçılma niceliği arasında küreselliğe en az duyarlı olan nicelik olduğu ortaya çıkmıştır. Genelde $|\delta_\omega|$, $|\delta_{sca}|$ ve $|\delta_{abs}|$ değişimlerine kıyasla küçüktür. Bunun sebebi aşağıdaki eşitlik ile açıklanmaktadır:

$$\delta_\omega = \left(\frac{Q_{abs}}{Q_{ext}} \right)_{küre} (\delta_{sca} - \delta_{abs})$$

Bu çalışmada seçilmiş kırılma indisi için, genelde Q_{abs} , Q_{ext} 'ye kıyasla küçüktür. Bundan başka δ_{sca} ve δ_{abs} , pozitif yönde oldukları için δ_ω daha da küçülmektedir.

Büyüklik parametresinin ~ 10 'dan büyük değerlerinde küresel olmayan parçacıklar büyüklik ortalamalı kürelerden daha küçük dağılım kırılma sabitesine sahip olacaklardır. İçbükeylilik büyük değerlerde küresel olmayan dağılım kırılma sabitesindeki düşüşü kuvvetlendirmektedir.

2.1.3.1(4) Asimetri Faktörü ve Geriye Saçılma

Küre için, g asimetri faktörü azaldıkça β artıyor ve tersine. Bunu:

$$\beta = a(x)[1 - b(x)g]$$

eşitliği ile açıklayabiliriz. Buradaki $a(x)$ ve $b(x)$ değerleri genelde pozitiftir.

Küresel olmayan sonuçların çarpıcı özelliklerinden biri, δ_g ve δ_β 'nin genelde zıt işaretli olmasıdır. Her bir büyüklik için $|\delta_g|$ arttıkça $|\delta_\beta|$ de artar.

$X=8-15$ büyüklük aralığında Chebyshev parçacıkları, eşit-hacimli-kürelere kıyasla daha küçük asimetri faktörüne sahiptirler ve daha fazla geriye saçılma gerçekleşmektedir. $X=15-25$ büyüklük aralığında ise durum tam tersidir.

2.1.3.2 Açısal Saçılma Desenlerinin Ortalamaları. Öne, Yana ve Geriye Doğru Saçılmalar.

Alberto Mugnai ve Warren J. Wiscombe tarafından yapılan çalışmaların ikincisinde $x=1-3$; $3-5$; $5-8$; $8-12$; $12-16$; $16-20$ olmak üzere 6 büyüklük aralığında rastgele yönelmiş küresel olmayan Chebyshev parçacıkları için açısal saçılma desenleri incelenmiştir. Parçacıkların kırılma indisi $m=1.5-i0.02$ olarak alınmıştır. Chebyshev parçacıkları için hesaplanmış açısal saçılma özellikleri, üç faktörün (büyüklük, içbükeylik ve dışbükeylik ve biçim değiştirme ölçüsünün) etkisinin incelenmesi için kullanılmıştır. Hem biçim hem de büyüklük ortalaması, belli biçimlerde ve büyüklüklerde açık olmayan açısal saçılma desenin genel özelliklerini ortaya koymak için üretilmiştir.

2.1.3.2(1) Mikro-Büyüklük Ortalaması

Rastgele yönelmiş Chebyshev parçacıklarından Genişletilmiş Sınır Değer Yöntemi (EBCM) sonuçlarıyla uygun eşit-hacimli-küresel parçacıklardan alınan Mie algoritmelerinin sonuçları karşılaştırıldığı zaman uyumsuzluk ortaya çıkmaktadır. Eşit-hacimli-kürenin büyüklüğünün sabit değeri, grafiklerde dalgalı yapının oluşmasına neden oluyor. Küresel olmayan parçacıklardan elde edilen grafiklerde ise dalgalanma mevcut değildir.

Küresel ve küresel olmayan parçacıklardan saçılmalar arasındaki genel farkları görebilmek için, küresel eğrilerdeki dalgalanmaların büyüklük ortalaması ile ortadan kaldırılması ve küresel olmayan eğrilerle uyumun sağlanması gerekiyor. Bu çalışmada büyüklük ortalaması $\Delta x=0.1x$ büyüklük aralığı üzerinden yapılmıştır. Bu işlem küresel ve küresel olmayan sonuçların daha önce mümkün olmayan, özellikle de öne ve geriye doğru saçılma bölgelerinde uyum göstermelerini sağlıyor.

Bu çalışmalarda, saydam parçacıklar için büyüklük ortalamasının küresel-küresel olmayan farkların ayırt edilmesinde gerekli fakat dalgalanmaların olmadığı yüksek soğurmaya sahip parçacıklarda ise gereksiz olduğu ortaya çıkmıştır. 180^0 'de geri saçılma etkinliği ise, hatta yüksek soğurmaya sahip parçacıklarda bile büyüklük ortalamasına duyarlıdır.

Mikro-büyüklük ortalaması, Mie eğrilerindeki çivi şekilli minimumları, dolayısıyla da büyük dalgalanmaları düzleştirmektedir. Bu etki, özellikle x 'in belli değerindeki şiddetine göre faz kaymasının olduğu, yana doğru saçılma bölgesinde çok belirgindir. Bundan başka, mikro-büyüklük ortalaması paralel gelen şiddete kıyasla, dik gelen şiddet üzerinde çok daha büyük etki göstermektedir.

2.1.3.2(2) Makro-Büyüklük Ortalaması

Küresel ve küresel olmayan sonuçlar arasındaki uyumu sağlamak için küresel sonuçların mikro-büyüklük ortalamasının yapılması ile beraber küresel olmayan sonuçların da makro-büyüklük ve biçim ortalamasına tabi tutulması zaruridir. Büyüklük ortalamasının alınması iki aşamadan ibarettir. Birincisi, verilen x büyüklüğü için biz, bütün olası biçimlerin şiddetlerinin ortalamasını alıyoruz. İkincisi, biçim ve büyüklük ortalamalı şiddetler elde etmek için, biçim ortalamalı şiddetlerin büyüklük aralığı üzerinden ortalaması alınır.

2.1.3.2(3) Yönelme ve Biçim Ortalamasının Etkileri

Yönelme ortalaması nitel olarak mikro-büyüklük ortalaması ile aynı etkiye sahiptir. Yönelme ortalamalı küresel olmayan şiddetler, mikro-büyüklük ortalamalı küresel şiddetlerle çok açık bir şekilde uyum içindeler. Ortalamanın bu iki türü olmadan uyum sözkonusu olamaz.

Yönelme ortalaması, küresel olmayan saçılma şiddetlerini böyle dramatik bir şekilde düzleştirdiği için, mikro-büyüklük ortalaması, küresel parçacıklara göre küresel olmayan parçacıklara daha az etki etmektedir.

Bıçım ortalaması, salınımların sönümlenmesine neden olmaktadır ki, bu sönümlenme genelde çok fazla değildir.

İncelemeler sonucunda, bütün büyüklükler için doğru olan genel bir sonuca varmak mümkündür: (küresel parçacıklar için) büyüklük ve (küresel olmayan parçacıklar için) yönelme ile ilgili olan değişkenlik oldukça büyük olmasına karşılık, bıçım ile ilgili olan değişkenlik oldukça azdır.

2.1.3.2(4) Küresel Olmayan Açısal Desenlerin Genel Özellikleri

Küresel olmayan açısal desenlerin genel özellikleri; öne, yana ve geriye saçılma olarak ayrı-ayrı incelenmiştir. Fakat yapılan bazı genel gözlemler aşağıdaki sonuçlara varmamızı sağlıyor:

1. $x=1-3$ ve $3-5$ arasındaki büyüklük aralığında, küresel-küresel olmayan şiddet farkları, $\theta=60^\circ$ 'ye kadar birkaç faizin altındadır. Fakat büyük açı değerlerinde yükseliyor, ama hiçbir zaman -20% ile $+20\%$ değerlerini geçmiyor. Bu, Mie Teorisinin x 'in $3-5$ değerlerinin altındaki değerlerde yeterli olmasının doğurduğu sonuçtur.
2. Büyüklük arttıkça, küresel-küresel olmayan şiddet farkları; şiddetin minimum değerinde daha hızlı, maximum değerinde ise daha yavaş, yana ve geriye doğru saçılma bölgelerinde hızlı bir şekilde belirmektedir.
3. Küreden sapma miktarı olan içbükeylik, farklı sistematik etkiye sahiptir. İçbükey ve dışbükey eğriler, farklı $|\varepsilon|$ değerlerine sahip eğriler olarak çok açık farklılık göstermektedirler.

2.1.3.2(5) Yakın ve Orta Öne Doğru Saçılma

Yakın öne doğru saçılma alanı ($\theta=0^\circ$ 'dan $10-20^\circ$ 'ye kadar) küresel olmamaya en az hassas olan bölgedir; küresel-küresel olmayan şiddet farkları genelde $\%7$ 'nin altındadır.

Yakın öne doğru saçılma bölgesinde, bütün büyüklük aralıklarında, küresel olmayan şiddetler her zaman küresel şiddetlerden daha yüksektir.

En büyük üç büyüklük aralığında ($x=8-12$ 'den $16-20$ 'ye kadar) içbükey parçacıklar, dışbükey parçacıkların iki katı kadar yakın öne doğru şiddet farkı sergilemektedir; küçük büyüklük aralıklarında, dışbükey ve içbükey parçacıklar arasında bu anlamda bir fark yoktur.

Orta öne doğru saçılma alanında ($\theta=10-20^0$ 'den $80-100^0$ 'ye kadar) ise durum daha az sistemattiktir. En küçük dört büyüklük aralığında ($x=1-3, 3-5, 5-8, 8-12$) küresel-küresel olmayan farklarda dalgalanmalar söz konusudur.

Tek biçimli parçacıktansa, çok sayıda farklı şekillerdeki parçacıkların karışımına sahip olmak, $0-60^0$ açı aralığında, küresel sonuçlarla dramatik bir uyum oluşturmaktadır. Diğer bölgelerde ise bu söz konusu değildir.

Ölçümler, küresel olmayan parçacıkların $\theta=5-10^0$ 'den $\sim 50^0$ 'ye kadar olan değerlerde küresel parçacıklara göre daha az saçılmaya neden olduklarını göstermektedir. Bu, deneyde kullanılmış en büyük iki büyüklük aralığı için doğrudur.

Öne doğru saçılma açılarında küresel-küresel olmayan farkların büyük olmamasının nedeni (bu gibi küçük büyüklüklerde geometrik optiğin teknik olarak kullanılmaz olmasına rağmen) geometrik optik ile açıklanabilir: öne doğru saçılmada esas fiziksel olaylar, difraksiyon, yansıma ve iç yansıma olmadan gerçekleşen geçirgenliktir.

2.1.3.2(6) Yana Doğru Saçılma

Yana saçılma, parçacığın büyüklüğüne bağlı olarak, $\theta=80-100^0$ 'den $150-160^0$ 'ye kadar genişlemektedir. Bu bölge, küresel olmayan şiddetlerin küresel şiddetleri dramatik bir şekilde aştığı bir bölgedir. Bu sistematik farklar pratik olarak, açısal saçılma deseninin ölçüldüğü her bir deneysel çalışmada gözlenmiştir.

En büyük üç büyüklük aralığı için, içbükey parçacıklar, yana doğru saçılma bölgesinin büyük bir kısmında dışbükey parçacıklara göre çok daha fazla saçılmaya neden olmaktadır. Açığı büyüterek, geriye saçılma bölgesine geçtiğimiz zaman içbükey ve dışbükey parçacıkların saçılma eğrilerinin birbirine yaklaşarak 180^0 'ye kadar bu şekilde bir yol çizdiklerini gözlenmiştir. Çok sayıda içbükey ve dışbükey

parçacıkları inceledikten sonra şu sonuca varıyoruz: içbükey-dışbükey farklarının oluşmasında en önemli etken içbükeyliliktir.

Deneysel çalışmaların çoğu, küresel olmayan yana doğru saçılmanın, kürelere kıyasla sadece daha büyük değil, aynı zamanda daha yassı olduğunu ve büyüme ve yassılaşmanın daha fazla olması küresel olmayan parçacıkların sayısının arttığını gösterdiğini ortaya çıkarmıştır.

Fakat bu söylenenler, en küçük iki büyüklük aralığı için tamamen geçerli değildir; dik şiddette küreye kıyasla yükselme ve yassılaşma söz konusu iken, paralel şiddette azalma ve yassılaşma gözlenmiştir.

ϵ , şekil değiştirme parametresinin artırılması, genelde dört en büyük aralık için yana doğru saçılmanın artmasına ve yassılaşmasına neden olmaktadır.

2.1.3.2(7) Geriye Doğru Saçılma

Geriye doğru saçılma bölgesi $\theta=150-160^\circ$ 'den 180° 'ye kadar uzayan kavisi içine almaktadır. Bu alan, saçılmanın küreselliğe karşı en çok hassas olduğu ve parlaklığın olduğu bölgedir.

İlk dört büyüklük aralığında ($x=8-12$ 'ye kadar) küresel olmayan parçacıklarda geriye saçılmanın küresel parçacıklardan saçılmaya göre daha az olduğu gözlenmiştir. Fakat bu söylenenlerin geçerli olduğu açısız alan, büyüklük aralığı arttıkça daralmaktadır. En büyük iki aralıkta bu tavır değişmekte ve küresel olmayan geriye saçılma küresel sonuçlardan kat-kat daha fazla olmaktadır.

Şunu da belirtmek gerekiyor ki, bu çalışmadaki grafiklerde $\theta=0-60^\circ$ arasındaki aralık göz ardı edildiğinden dolayı geriye saçılmanın pik noktası oldukça dikkat çekici görüntüye sahiptir. Geriye doğru saçılma, öne doğru saçılma ile aynı grafikte çizildiği zaman bu pik kaybolacaktır.

3. MATERYAL VE METOD

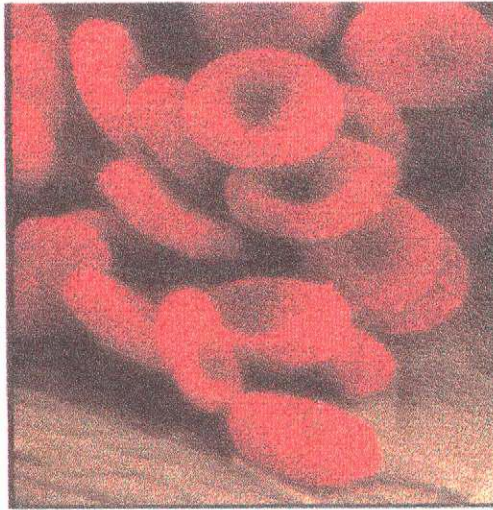
3.1 Materyal

3.1.1 Kırmızı Kan Hücrelerinin Biyolojik ve Fiziksel Özellikleri

Kırmızı kan hücreleri veya alyuvarlar, kanın görevlerinden en önemlisini üstlenmektedirler. Bir damla kanda, insan vücudunun her hücresine oksijen taşıyan ve hücre atıklarını toplayan milyonlarca alyuvar bulunmaktadır.

Alyuvarların başka sözle eritrositlerin, kırmızı olmasının nedeni, onların parlak kırmızı renkli hemoglobin proteinini içermesidir. Hemoglobin ise, oksijenin ve karbon dioksitin mükemmel taşıyıcısı olan demir elementini içermektedir. Kan, akciğerden geçerken oksijen molekülleri hemoglobine tutunuyorlar ve kan vücuttaki dokulardan geçerken hemoglobin oksijeni hücrelere bırakıyor. Oksijen moleküllerini hücrelere bırakmış serbest hemoglobin molekülleri dokulardaki karbon-dioksidi ve diğer zararlı gazları oradan uzaklaştırarak vücuttan atılmasına yardım ediyor.

Zamanla eritrositler yıpranıyor ve sonunda ölüyorlar. Kırmızı kan hücrelerinin ortalama ömrü 120 gündür. İnsan vücudundaki kemik iliği sürekli olarak alyuvarlar üretmektedir.



Şekil 3.1 Kırmızı kan hücreleri.

Buraya kadar eritrositleri biyolojik açıdan inceledik. Eritrositleri, fiziksel açıdan inceleyecek olursak: normal bir eritrosit, iki yüzü içbükey disk şeklindedir. Eritrosit, (%32) hemoglobin; (%65) su; ve (%3) zardan oluşmuştur ve herhangi bir çekirdeğe sahip değildir. Eritrositlerin şekli aşağıdaki denklemle tanımlanmaktadır:

$$z^2 = \left(\frac{0.86d}{2}\right)^2 \times \left[1 - \left(\frac{2x}{d}\right)^2\right] \times \left[0.01384083 + 0.2842917\left(\frac{2x}{d}\right)^2 + 0.01306932\left(\frac{2x}{d}\right)^4\right] \quad (3.1)$$

Burada x, y, z Kartezyen koordinatlar ve d eritrositin maksimum eksen uzunluğudur. Eritrositin maksimum eksen uzunluğu 6 ile 8 µm arasında değişmektedir. λ=0.6328 µm dalgaboyu için eritrositlerin kırılma indisinin reel kısmı 1.40 ile 1.42 arasında değişmektedir ki, bu da esasen hemoglobin (1.615) ve sudan (1.333) kaynaklanmaktadır. Dalgaboyunun yukarıda gösterdiğimiz değerinde kırılma indisinin sanal kısmı (veya soğurulma) gözardı edilebilecek kadar küçüktür.

3.2 Metod.

Bu çalışmada kırmızı kan hücrelerinden ışık saçılması Mie Saçılma Teorisi esas alınarak T-matris yöntemiyle incelenmiştir.

3.2.1 Mie Saçılma Teorisi

Teorik optikteki bütün problemler, ışık dalgası elektromanyetik dalga olduğundan dolayı aynı zamanda Maxwell Teorisinde de problem olmaktadır ve tam, formal çözüm gerektiği taktirde bahsedilmelidir. Problemi fiziksel olarak kavramak için kullanılan kısa yol, verilen denklem setinden formal çözümün çıkarılmasına tercih edilmektedir.

Maxwell Teorisine dayanarak homojen, izotropik küreden elektromanyetik düzlem dalganın saçılmasının kesin çözümü, 1908 yılında Mie tarafından yapılmış ve bu nedenle Mie Teorisi olarak bilinmektedir.

Mie Teorisinin matematiği çok açık olmasına rağmen, elektromanyetik dalganın küre ile etkileşiminin fiziki oldukça karmaşıktır. Uzayın bütün noktalarında elektromanyetik dalganın sonsuz seri açılımını yapmak daha kolaydır. Kürenin içindeki ve dışındaki önemli elektromanyetik modları sınıflandırmak ve verilen ölçü ve optik özelliklere sahip kürenin ışığı nasıl soğurduğuna ve saçtığına dair sezgisel duyarlılık kazanmak için, alanları gözönünde canlandırmak ise çok daha zor iştir.

Gezegenlerin atmosferinde ve yıldızlararası ortamda bulunan küresel olmayan parçacıkların herhangi özelliklerini tarif etmek için Mie Teorisinin kullanılması çoğu tarafından eleştirilmesine rağmen bu tür parçacıklarla ışığın etkileşimi Mie Teorisi kullanılarak her açıdan incelenmiştir. Fakat bu tutumların hiçbirisi açıklanmamıştır. Mie Teorisi sınırlı olmasına rağmen, küresel olmayan parçacıkların optik efektleri için birinci dereceden tanımlama sağlamaktadır ve sezgisel olarak açık olmayan birçok küçük-parçacık efektlerini doğru bir şekilde tarif etmektedir. Biz bu çalışmada Mie Teorisini genel olarak ele alacağız.

3.2.1.1 Vektör ve Skaler Potansiyeller

Elektromanyetik alanın incelenmesi çoğunlukla potansiyeller olarak bilinen bir takım yardımcı fonksiyonların kullanılmasıyla basitleştirilir. Uzayın her bir noktasında alan vektörleri:

$$I. \nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0$$

$$II. \nabla \times \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \mathbf{J}$$

$$III. \nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

$$IV. \nabla \cdot \mathbf{D} = \rho$$

III denklemine göre $\mathbf{B}$ vektörünün alanı her zaman solenoit şeklindedir. Bundan dolayı $\mathbf{B}$, başka $\mathbf{A}$ vektörünün eğrisi şeklinde ifade edilebilir:

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (3.2)$$

Eğer I denkleminde $\mathbf{B}$ (3.2) ile değiştirilirse:

$$\nabla \times \left(\mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) = 0 \quad (3.3)$$

Dolayısıyla $\mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$ vektörlerinin alanı girdapsızdır ve ϕ skaler fonksiyonun gradientine eşittir:

$$\mathbf{E} = -\nabla \phi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad (3.4)$$

$\mathbf{A}$ fonksiyonu alanın vektör potansiyeli, ϕ fonksiyonu ise skaler potansiyelidir. (3.2), (3.3) ve (3.4) denklemlerinin yardımı ile aynı alanı verecek olan sonsuz sayıda potansiyel elde etmek mümkündür.

Ortamin homojen ve izotropik olduğunu ve ϵ ve μ 'nün alanın şiddetinden bağımsız olduğunu varsayalım:

$$\begin{aligned} \mathbf{D} &= \epsilon \cdot \mathbf{E} \\ \mathbf{B} &= \mu \cdot \mathbf{H} \end{aligned} \quad (3.5)$$

Potansiyeller cinsinden yazarsak:

$$\begin{aligned} \mathbf{D} &= -\epsilon \cdot \left(\nabla \phi + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) \\ \mathbf{H} &= \frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{A} \end{aligned} \quad (3.6)$$

Elde ettiğimiz bu denklemleri II denkleminde yerleştirirsek:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{A} + \mu\epsilon \cdot \nabla \frac{\partial \phi}{\partial t} + \mu\epsilon \cdot \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = \mu \cdot \mathbf{J} \quad (3.7)$$

A ve ϕ üzerinde başka bir sınırlama koyarsak:

$$\nabla \cdot \mathbf{A} + \mu\epsilon \cdot \frac{\partial \phi}{\partial t} = 0 \quad (3.8)$$

ve (3.7) denklemini yeniden düzenlersek:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{A} - \nabla \cdot \nabla \cdot \mathbf{A} + \mu\epsilon \cdot \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = \mu \cdot \mathbf{J} \quad (3.9)$$

Aşağıdaki vektör eşitliğini kullanırsak:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = \nabla \cdot \nabla \cdot \mathbf{A} - \nabla \cdot \nabla \mathbf{A} \quad (3.10)$$

$$\begin{aligned} \nabla \times \nabla \times \mathbf{A} - \nabla \nabla \cdot \mathbf{A} + \mu\epsilon \cdot \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} &= \nabla \nabla \cdot \mathbf{A} - \nabla \cdot \nabla \mathbf{A} - \nabla \nabla \cdot \mathbf{A} + \mu\epsilon \cdot \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} \\ &= -\nabla^2 \mathbf{A} + \mu\epsilon \cdot \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} \end{aligned}$$

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \mu\epsilon \cdot \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\mu \cdot \mathbf{J} \quad (3.11)$$

3.2.1.2 Hertz-Debye Potansiyelleri

Maxwell denklemlerinin integrasyonunun homojen ortamda tek ve aynı diferansiyel denklemi sağlayan vektör ve skaler potansiyellerin belirlenmesine

indirgenebileceğini gördük. Normal koşullarda elektromanyetik alanın tek vektör fonksiyonu cinsinden tanımlanabileceği Hertz tarafından kanıtlanmıştır.

Şimdi incelemelerimizi, ne iletim akımlarının ne de serbest parçacıkların bulunduğu izotropik, homojen ortamlarda yapalım. Homojen ortam için alan denklemleri:

$$\text{Ia. } \nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0$$

$$\text{IIa. } \nabla \times \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = 0$$

$$\text{IIIa. } \nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

$$\text{IVa. } \nabla \cdot \mathbf{D} = 0$$

A vektör potansiyelinin Π vektörünün zamana göre türevi ile doğru orantılı olduğunu varsayalım:

$$\mathbf{A} = \mu\epsilon \cdot \frac{\partial \Pi}{\partial t} \quad (3.12)$$

Sonuç olarak:

$$\mathbf{B} = \mu\epsilon \cdot \nabla \times \frac{\partial \Pi}{\partial t} \quad (3.13)$$

$$\mathbf{E} = -\nabla \phi - \mu\epsilon \cdot \frac{\partial^2 \Pi}{\partial t^2}$$

Bu denklemi (IIa) denkleminde yerine koyarsak:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \nabla \times \Pi + \nabla \phi + \mu\epsilon \cdot \frac{\partial^2 \Pi}{\partial t^2}) = 0 \quad (3.14)$$

ϕ skaler fonksiyonunu:

$$\phi = -\nabla \cdot \mathbf{\Pi} \quad (3.15)$$

şeklinde seçiyoruz.

(3.14) denkleminin zamana göre integralini alırsak:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{\Pi} - \nabla \nabla \cdot \mathbf{\Pi} + \mu\epsilon \cdot \frac{\partial^2 \mathbf{\Pi}}{\partial t^2} = \text{sabit} \quad (3.16)$$

Sabitin belirli bir değeri alanın bulunmasını etkilemeyecek ve bu yüzden de onu sıfıra eşitleyebiliriz:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{\Pi} - \nabla \nabla \cdot \mathbf{\Pi} + \mu\epsilon \cdot \frac{\partial^2 \mathbf{\Pi}}{\partial t^2} = 0 \quad (3.17)$$

vektör denkleminin her bir çözümü, elektromanyetik alanı doğrudan:

$$\begin{aligned} \mathbf{B} &= \mu\epsilon \cdot \nabla \times \frac{\partial \mathbf{\Pi}}{\partial t} \\ \mathbf{E} &= \nabla \nabla \cdot \mathbf{\Pi} - \mu\epsilon \cdot \frac{\partial^2 \mathbf{\Pi}}{\partial t^2} \end{aligned} \quad (3.18)$$

denklemleri ile belirliyor.

(3.17) denklemini:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{\Pi} - \nabla \nabla \cdot \mathbf{\Pi} + \mu\epsilon \cdot \frac{\partial^2 \mathbf{\Pi}}{\partial t^2} = -\nabla^2 \mathbf{\Pi} + \mu\epsilon \cdot \frac{\partial^2 \mathbf{\Pi}}{\partial t^2}$$

$$\nabla^2 \mathbf{\Pi} - \mu\epsilon \cdot \frac{\partial^2 \mathbf{\Pi}}{\partial t^2} = 0 \quad (3.19)$$

şeklinde yazabiliriz.

Yükün olmadığı bölgede D vektörünün de B vektörü gibi solenoidal olduğundan dolayı aşağıdaki şekilde alternatif bir çözüm önerebiliriz:

$$\begin{aligned} \mathbf{A}^* &= \mu\epsilon \cdot \frac{\partial \Pi}{\partial t} \\ \phi^* &= -\nabla \cdot \Pi^* \end{aligned} \quad (3.20)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{D} &= -\mu\epsilon \cdot \nabla \times \frac{\partial \Pi^*}{\partial t} \\ \mathbf{H} &= \nabla \nabla \cdot \Pi^* - \mu\epsilon \cdot \frac{\partial^2 \Pi^*}{\partial t^2} \end{aligned} \quad (3.21)$$

burada Π (3.17) veya (3.18) denklemlerinin çözümüdür.

Bütün bu sonuçlardan biz, ϵ ve μ 'nün sabit, ρ ve $\mathbf{J}$ 'nin sıfıra eşit olduğu bölgede elektromanyetik alanın, biri Π vektörü, diğeri ise Π^* vektöründen çıkartılacak iki kısmi alana ayrılabilceği sonucuna varıyoruz. Bu alanların kaynağı bölgenin dışında bulunmaktadır.

Π vektörünün ve bu vektörden çıkartılmış elektromanyetik alanın kaynağı, P elektrik polarizasyonunun dağılımıdır. P ortamın birim alanına düşen elektrik dipol momenti olarak değerlendirilebilir. Π elektrik dipollerinin dağılımı ile bağlantılı olduğu için bu vektörün belirlediği kısmi alan elektrik alan olarak tanımlanıyor ve Π 'ye elektrik polarizasyon potansiyeli denir.

Burada M polarizasyonu, manyetik moment dağılımının yoğunluğu olarak değerlendirilebilir. Π^* 'den çıkartılmış kısmi alanın kaynağının manyetik dipoller olduğu hayal edilebilir. Bu alana manyetik alan denir.

3.2.1.3 TM ve TE Modları.

Direk olarak vektör dalga denkleminde, skaler dalga denklemi ile çalışmak da mümkündür. Bunun için yöntemlerden biri, Π elektrik Hertz vektörü ve Π^* manyetik Hertz vektörü gibi iki yardımcı fonksiyon kullanmaktır:

$$\begin{aligned}
\mathbf{B} &= \mu\epsilon \nabla \times \frac{\partial \Pi}{\partial t} \\
\mathbf{E} &= \nabla \nabla \cdot \Pi - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \Pi}{\partial t^2} \\
\mathbf{D}^* &= -\mu\epsilon \nabla \times \frac{\partial \Pi^*}{\partial t} \\
\mathbf{H}^* &= \nabla \nabla \cdot \Pi^* - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \Pi^*}{\partial t^2} - \sigma \mu \Pi^*
\end{aligned} \tag{3.22}$$

Bu tanımlama yegane değildir. Yukarıdaki denklemleri, alan vektörlerini değiştirmeyen geçişlere tabi tutarsak, diğer Hertz vektörlerini de elde edebiliriz. Bununla birlikte elektrik ve manyetik Hertz vektörleri vektör dalga denklemini her zaman doğrulamaktadır:

$$\begin{aligned}
\nabla^2 \Pi - \sigma \mu \frac{\partial \Pi}{\partial t} - \epsilon_0 \mu \frac{\partial^2 \Pi}{\partial t^2} &= -\frac{\mathbf{P}}{\epsilon_0} \\
\nabla^2 \Pi^* - \sigma \mu_0 \frac{\partial \Pi^*}{\partial t} - \epsilon \mu_0 \frac{\partial^2 \Pi^*}{\partial t^2} &= -\mathbf{M}
\end{aligned} \tag{3.23}$$

burada $\mathbf{P}$ ve $\mathbf{M}$ elektrik ve manyetik dipollerin dizilişinden kaynaklanan elektrik ve manyetik polarizasyon ve ϵ_0, μ_0 serbest uzayın indükleyici kapasitesidir. Böylece, her bir Hertz vektöründen elde edilmiş iki alan vektörleri seti vardır ve toplam alan bunların toplanması ile elde edilir.

Bileşke alanlar fiziksel açıdan ilginçtir. Elektrik Hertz vektöründen elde edilen alan vektörleri elektrik dalgası veya enine manyetik dalga (TM) olarak adlandırılmaktadır. Bu dalganın manyetik alan şiddetinin radyal bileşeni sıfırdır, $\mathbf{H}_{1r} = 0$. Manyetik dalga veya enine elektrik dalgası (TE) için elektrik alan şiddetinin radyal bileşeni sıfırdır, $\mathbf{E}_{2r} = 0$. Toplam çözümü oluşturacak olan bu bileşke dalgalar, salınan elektrik dipollerinin (TM) ve salınan manyetik dipollerin (TE) dağılımı veya orijinde yerleşen ve multipol momentleri dağılımına sahip olan salınan elektrik ve manyetik multipollerin üst üste bindirilmesi olarak ifade edilebilir.

Şimdi ilginç olan ise, Hertz vektörlerinin, Hertz Potansiyelleri veya Debye Potansiyelleri olarak bilinen skaler potansiyel fonksiyonlardan elde edilmesidir.

$$\begin{aligned} -\nabla \cdot \Pi &= \Pi \\ -\nabla \cdot \Pi^* &= \Pi^* \end{aligned} \quad (3.24)$$

Hertz-Debye potansiyelleri, Π ve Π^* , skaler dalga denkleminin çözümleridir. Yukarıdaki denklemler uygun koordinat sistemlerinde çözülür ve sınır koşulları uygulanırsa, TM ve TE dalgaları için alan vektörleri elde edilir ve sonuç bu bileşke dalgaların toplanması ile elde edilir.

Küresel koordinatlarda alan vektörleri Debye potansiyelleri cinsinden aşağıdaki şekilde verilir:

$$\begin{aligned} E_r &= E_{1r} + E_{2r} = \frac{\partial^2(r\Pi)}{\partial r^2} + k^2 r\Pi + 0 \\ E_\theta &= E_{1\theta} + E_{2\theta} = \frac{1}{r} \frac{\partial^2(r\Pi)}{\partial r \partial \theta} + k^2 \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial(r\Pi^*)}{\partial \phi} \\ E_\phi &= E_{1\phi} + E_{2\phi} = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial^2(r\Pi)}{\partial r \partial \phi} - k^2 \frac{1}{r} \frac{\partial(r\Pi^*)}{\partial \theta} \end{aligned} \quad (3.25)$$

$$\begin{aligned} H_r &= H_{1r} + H_{2r} = 0 + \frac{\partial^2(r\Pi^*)}{\partial r^2} + k^2 r\Pi^* \\ H_\theta &= H_{1\theta} + H_{2\theta} = -k_1 \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial(r\Pi)}{\partial \phi} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2(r\Pi^*)}{\partial r \partial \theta} \\ H_\phi &= H_{1\phi} + H_{2\phi} = k_1 \frac{1}{r} \frac{\partial(r\Pi)}{\partial \theta} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial^2(r^2\Pi^*)}{\partial r \partial \phi} \end{aligned} \quad (3.26)$$

burada yayılma katsayısı:

$$\begin{aligned} k^2 &= k_1 k_2 \\ k_1 &= i\omega\epsilon + \sigma \\ k_2 &= i\omega \end{aligned} \quad (3.27)$$

Ortaman manyetik olmadığı kabul edildiği için $\mu = 1$ alınmıştır.

3.2.1.4 Dalga Denkleminin Çözümü

Zamana sinüsoidal bağımlılık $e^{i\omega t}$, homojen olmayan skaler dalga denklemini homojen hale getirmektedir:

$$\nabla^2 u - \sigma\mu \frac{\partial u}{\partial t} - \varepsilon\mu \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0$$

$$u = u' e^{i\omega t}$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = i\omega \cdot u' e^{i\omega t} = i\omega \cdot u$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = -\omega^2 u' e^{i\omega t} = -\omega^2 u$$

$$\nabla^2 u - \sigma\mu i\omega \cdot u + \varepsilon\mu\omega^2 u = 0$$

$$\nabla^2 u + (\mu\varepsilon\omega^2 - i\mu\sigma\omega)u = 0$$

$$\nabla^2 (u' e^{i\omega t}) + k^2 u' e^{i\omega t} = 0$$

$$\nabla^2 u' + k^2 u' = 0$$

$$u = u' e^{i\omega t}$$

Bu denklem değişkenlere ayırma yöntemiyle çözüldüğü zaman Hertz-Debye potansiyelleri bu denklemin çözümü olmaktadır. Küresel polar koordinatlarda dalga denklemi:

$$\frac{1}{r} \left(\frac{\partial^2 r\Pi}{\partial r^2} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \Pi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 \Pi}{\partial \phi^2} + k^2 \Pi = 0$$

Şimdi Π potansiyelinin üç fonksiyonun çarpımı olduğunu varsayıyoruz: bunlardan biri r 'nin, ikincisi θ 'nın, üçüncüsü ise ϕ 'nin fonksiyonudur.

$$\Pi = R(r)\Theta(\theta)\Phi(\phi)$$

denklemini daha önceki denklemde yerine koyar ve denklemin her iki tarafını $R\Theta\Phi$ 'ye bölersek:

$$\frac{1}{Rr^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + \frac{1}{\Theta r^2 \sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\Theta}{d\theta} \right) + \frac{1}{\Phi r^2 \sin^2 \theta} \frac{d^2 \Phi}{d\phi^2} = -k^2$$

Bu durumda artık kısmi türevler normal türevlere dönüşmüştür. Denklemin her iki tarafını $r^2 \sin^2 \theta$ 'ya çarparak $\frac{1}{\Phi} \frac{d^2 \Phi}{d\phi^2}$ terimini ayırabiliriz:

$$\frac{1}{\Phi} \frac{d^2 \Phi}{d\phi^2} = r^2 \sin^2 \theta \left[-k^2 - \frac{1}{r^2 R} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) - \frac{1}{r^2 \sin \theta \cdot \Theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\Theta}{d\theta} \right) \right]$$

Elde ettiğimiz denklem ϕ 'nin fonksiyonunu, r ve θ 'nın fonksiyonlarına bağlamaktadır. r , θ ve ϕ değişkenleri bağımsız olduğu için en son denklemin her iki tarafını sabite eşitleyebiliriz. Hemen hemen bütün fizik problemlerinde ϕ azimut açısı olarak verilmektedir. Bu da eksponansiyel değil, periyodik çözümün daha uygun olacağı anlamına gelir. Bunları göz önünde bulundurarak $-m^2$ 'ni ayrılma sabiti olarak kullanalım:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\Phi} \frac{d^2 \Phi(\phi)}{d\phi^2} &= -m^2 \\ \frac{d^2 \Phi(\phi)}{d\phi^2} + m^2 \Phi &= 0 \\ \frac{1}{r^2 R} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta \cdot \Theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\Theta}{d\theta} \right) - \frac{m^2}{r^2 \sin^2 \theta} &= -k^2 \end{aligned}$$

Denklemin her iki tarafını r^2 ile çarpıp düzenlersek:

$$\frac{1}{R} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + r^2 k^2 = -\frac{1}{\sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\Theta}{d\theta} \right) + \frac{m^2}{\sin^2 \theta}$$

Denklemin her iki tarafını Q sabitine eşitlesek:

$$\frac{1}{r^2 R} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + k^2 = Q$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + k^2 R - \frac{QR}{r^2} = 0$$

$$\frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + (k^2 r^2 - Q) R = 0$$

$$r \frac{d}{dr} \left(\frac{dR}{dr} \right) + (k^2 r^2 - Q) R = 0$$

$$\frac{d^2 R(r)}{dr^2} + \left[k^2 - \frac{n(n+1)}{r^2} \right] r R(r) = 0$$

$$-\frac{1}{\sin \theta \cdot \Theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\Theta}{d\theta} \right) + \frac{m^2}{\sin^2 \theta} = Q$$

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\Theta}{d\theta} \right) - \frac{m^2}{\sin^2 \theta} \Theta + Q \Theta = 0$$

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\Theta}{d\theta} \right) + \left(n(n+1) - \frac{m^2}{\sin^2 \theta} \right) \Theta = 0$$

Dolayısıyla en genel çözüm:

$$\Pi_{Q,m}(r, \theta, \phi) = \sum_{Q,m} R_Q(r) \Theta_{Qm}(\theta) \Phi_m(\phi)$$

Bu fonksiyonların her biri çok iyi bildiğimiz diferansiyel denklemlerin çözümüdür:

$$\frac{d^2 r R(r)}{dr^2} + \left[k^2 - \frac{n(n+1)}{r^2} \right] r R(r) = 0 \quad (3.28)$$

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\Theta(\theta)}{d\theta} \right) + \left[n(n+1) - \frac{m^2}{\sin^2 \theta} \right] \Theta = 0 \quad (3.29)$$

$$\frac{d^2 \Phi(\phi)}{d\phi^2} + m^2 \Phi(\phi) = 0 \quad (3.30)$$

burada n tam sayı ve m ise $-n, \dots, 0, \dots, +n$ değerleri almaktadır.

Radyal denklemin (3.28) çözümü:

$$\begin{aligned}\psi_n(kr) &= \left(\frac{\Pi kr}{2}\right)^{1/2} J_{n+1/2}(kr) \\ \chi_n(kr) &= -\left(\frac{\Pi kr}{2}\right)^{1/2} N_{n+1/2}(kr)\end{aligned}\quad (3.31)$$

ile tanımlanmış Ricatti-Bessel fonksiyonlarıdır. Burada $J_{n+1/2}(kr)$ ve $N_{n+1/2}(kr)$ yarım integral dereceli Bessel ve Neumann fonksiyonlarıdır. Bu fonksiyonların lineer birleşimi bize ikinci tür yarım integral dereceli Hankel fonksiyonlarını vermektedir ki,

$$\xi_n(kr) = \psi_n(kr) + i\chi_n(kr) = \left(\frac{\Pi kr}{2}\right)^{1/2} H_{n+1/2}^{(2)}(kr) \quad (3.32)$$

bu fonksiyon kr 'nin sonsuz olduğu durumda sıfıra gidiyor ve bu yüzden çok kullanışlıdır.

(3.29) denkleminin çözümü birleşik Legendre polinomlarıdır. Ve m, n değerleri için yukarıda söylenen sınırlamalar geçerlidir.

$$\Theta = P_n^{(m)}(\cos\theta) \quad (3.33)$$

(3.30) denkleminin çözümleri için $\sin(m\phi)$ ve $\cos(m\phi)$ 'dir.

Küresel koordinatlarda skaler dalga denkleminin genel çözümü, sabit katsayılarla çarpılmış özel çözümlerin superpozisyonu ile elde edilir:

$$r\Pi = r \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \Pi_n^{(m)} = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \{c_n \psi_n(kr) + d_n \chi_n(kr)\} \{P_n^{(m)}(\cos\theta)\} \{a_n \cos(m\phi) + b_n \sin(m\phi)\} \quad (3.34)$$

Orijinal alan vektörlerinin çözülmüş olduğu üç bölgeye uygun gelen potansiyel fonksiyonlarına; gelen dalga için Π^i ve Π^* ; parçacık içindeki dalgalar için Π^s ve Π^{*s} 'ya ihtiyacımız vardır. İzotropik, homojen küre yayılma katsayısı k_1 ile karakterize edilir ki, bu da karmaşık sayı olabilir. İzotropik, homojen ortam dielektrik olarak düşünülebilir, dolayısıyla bu ortamda yayılma katsayısı k_2 reeldir. Bu değerlerin oranı nispi kırılma indisini verir:

$$m = \frac{k_1}{k_2} = \frac{m_1 k_0}{m_2 k_0} = \frac{m_1}{m_2} \quad (3.35)$$

a yarıçaplı parçacık küresel koordinat sisteminin orijinine öyle bir şekilde yerleştirilir ki, parçacığın sınırı sabit koordinat yüzeyine denk gelmektedir ($r=a$). Pozitif z eksenine boyunca yayılan düzlem polarize dalga, x eksenine paralel yönde salınan birim genlikli elektrik vektörüne sahiptir:

$$|\mathbf{E}^i| = |\exp(-ik_2 z)| = 1 \quad (3.36)$$

bu denklem açılırsa:

$$\begin{aligned} r\Pi &= \frac{1}{k_2^2} \sum_{n=1}^{\infty} i^{n-1} \frac{2n+1}{n(n+1)} \psi_n(k_2 r) P_n^{(1)}(\cos\theta) \cos\phi \\ r\Pi^* &= \frac{1}{k_2^2} \sum_{n=1}^{\infty} i^{n-1} \frac{2n+1}{n(n+1)} \psi_n(k_2 r) P_n^{(1)}(\cos\theta) \sin\phi \end{aligned} \quad (3.37)$$

burada $P_n^{(1)}(\cos\theta)$ birinci tip birleşik Legendre fonksiyonudur. $\chi_n(k_2 r)$ fonksiyonu gelen dalga'nın geçmesi gereken bölgede, orijinde sonsuz olduğu için ifadeden atılmıştır. Dolayısıyla, sadece Ricatti-Bessel fonksiyonu $\psi_n(k_2 r)$ kullanılmıştır. Yukarıdaki denklemler gelen bozulmamış dalgayı tanımlamaktadır.

Bu potansiyelleri iç ve saçılan dalgalarla birleştirmek için yukarıdaki denklem benzer şekilde fakat farklı katsayılarla sahip verilerle ifade edilmelidir. Bu durumda

da $\chi_n(k_1 r)$ fonksiyonu orijinde sonsuz değer aldığı için parçacığın içindeki potansiyel için yazacağımız ifadede sadece $\psi_n(k_1 r)$ kullanılacaktır. Diğer taraftan da saçılan dalganın sonsuzda yok olması gerekiyor ve Hankel fonksiyonları $\xi_n(k_2 r)$ bu özelliği kesin olarak açığa vuruyorlar. Benzer şekilde bu da saçılan dalga ifadesinde kullanılacaktır:

$$\begin{aligned} r\Pi^r &= \frac{1}{k_1^2} \sum_{n=1}^{\infty} i^{n-1} \frac{2n+1}{n(n+1)} c_n \psi_n(k_1 r) P_n^{(1)}(\cos\theta) \cos\phi \\ r\Pi^{*r} &= \frac{1}{k_1^2} \sum_{n=1}^{\infty} i^{n-1} \frac{2n+1}{n(n+1)} d_n \psi_n(k_1 r) P_n^{(1)}(\cos\theta) \sin\phi \end{aligned} \quad (3.38)$$

$$\begin{aligned} r\Pi^s &= -\frac{1}{k_2^2} \sum_{n=1}^{\infty} i^{n-1} \frac{2n+1}{n(n+1)} a_n \xi_n(k_2 r) P_n^{(1)}(\cos\theta) \cos\phi \\ r\Pi^{*s} &= -\frac{1}{k_2^2} \sum_{n=1}^{\infty} i^{n-1} \frac{2n+1}{n(n+1)} b_n \xi_n(k_2 r) P_n^{(1)}(\cos\theta) \sin\phi \end{aligned} \quad (3.39)$$

Sınır koşulları, E ve H vektörlerinin teğet bileşenlerinin küresel yüzey $r=a$ 'da sürekli olması gerektiğini ifade ediyor. Debye potansiyelleri için bunun:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial r} [r(\Pi^i + \Pi^s)] &= \frac{\partial}{\partial r} [r\Pi^r] \\ \frac{\partial}{\partial r} [r(\Pi^{*i} + \Pi^{*s})] &= \frac{\partial}{\partial r} [r\Pi^{*r}] \end{aligned} \quad (3.40)$$

$r=a$ 'da:

$$\begin{aligned} k_1^{(2)} r(\Pi^i + \Pi^s) &= k_1^{(1)} r\Pi^r \\ k_2^{(2)} r(\Pi^{*i} + \Pi^{*s}) &= k_2^{(1)} r\Pi^{*r} \end{aligned} \quad (3.41)$$

Potansiyel fonksiyonlarının seri açılımlarındaki terimler birbirindn bağımsız olduğundan dolayı sınır koşullarını ifade eden yukarıdaki denklemler serilerdeki

herbir uygun terim için sağlanmalı ve a_n , b_n , c_n , ve d_n katsayıları için dört lineer denklemle sonuçlanmalıdır:

$$\begin{aligned} m[\psi_n'(k_2 a) - a_n \xi_n'(k_2 a)] &= c_n \psi_n'(k_1 a) \\ m[\psi_n'(k_2 a) - b_n \xi_n'(k_2 a)] &= d_n \psi_n'(k_1 a) \\ \psi_n(k_2 a) - a_n \xi_n(k_2 a) &= c_n \psi_n(k_1 a) \\ m^2[\psi_n(k_2 a) - b_n \xi_n(k_2 a)] &= d_n \psi_n(k_1 a) \end{aligned} \quad (3.42)$$

Kürenin nispi kompleks kırılma indisi, bu denklemlerde yayılma sabiti ile bağlantısına göre şöyle ortaya çıkmaktadır:

$$k_1 = m_1 k_0$$

$$k_1^{(1)} = i m_1^2 k_0$$

$$k_2^{(1)} = i k_0$$

$$k_2 = m_2 k_0$$

$$k_1^{(2)} = i m_2^2 k_0$$

$$k_2^{(2)} = i k_0$$

burada, genelde $k_0 = 2\pi / \lambda_0$ serbest uzayda yayılma sabitidir.

Bu denklemler şimdi dört katsayı seti a_n , b_n , c_n , ve d_n için çözülebilir:

$$\begin{aligned} a_n &= \frac{\psi_n(\alpha) \psi_n'(\beta) - m \psi_n(\beta) \psi_n'(\alpha)}{\xi_n(\alpha) \psi_n'(\beta) - m \psi_n(\beta) \xi_n'(\alpha)} \\ b_n &= \frac{m \psi_n(\alpha) \psi_n'(\beta) - \psi_n(\beta) \psi_n'(\alpha)}{m \xi_n(\alpha) \psi_n'(\beta) - \psi_n(\beta) \xi_n'(\alpha)} \end{aligned} \quad (3.43)$$

burada

$$\begin{aligned}\alpha &= k_2 a = \frac{2\pi a}{\lambda} = \frac{2\pi m_2 a}{\lambda_0} \\ \beta &= k_1 a = \frac{2\pi m_1 a}{\lambda_0} = m\alpha\end{aligned}\quad (3.44)$$

burada λ_0 vakumda, λ ortamdaki dalgaboyu, $m = \frac{m_1}{m_2}$ parçacığın ortama göre kırılma indisidir. (‘) işaretinin Ricatti-Bessel fonksiyonlarına eklenmesi, bu fonksiyonların bağımsız denklemlerine göre diferansiyelinin alınması anlamında kullanılmıştır. Bu problemin formal olarak çözümünü tamamlıyor. Saçılan dalga için (3.39) denklemleri ile verilen Debye potansiyelleri tam olarak belirlenmiştir. a_n ve b_n saçılma katsayıları m ve α parametreleri cinsinden verilmiştir. Saçılan dalgayı ifade eden alan vektörleri şimdi (3.25) ve (3.26) denklemlerinden elde edilebilir.

3.2.2 T-Matris Metodu

T-matris metodu (aynı zamanda Genişletilmiş Sınır Koşulu Yöntemi olarak da bilinmektedir), dalga denkleminin sayısal yöntemle çözülmesi metodudur. Bu yöntemde tüm elektromanyetik alanların-gelen, iç ve saçılan alanların-küresel harmonik dalga fonksiyonları ile açılımı yapılmaktadır. Bu, pürüzsüz yüzeye sahip istediğimiz şekilde parçacıklar için kesin çözümü ortaya koymaktadır. Sınır koşulları uygulandıktan sonra, gelen alanın bilinen açılım katsayıları ile (a, b), saçılan alanın bilinmeyen açılım katsayıları (f, g) arasında bağlantı kuran matris ortaya çıkmaktadır.

$$\begin{bmatrix} f \\ g \end{bmatrix} = -[T] \cdot \begin{bmatrix} a \\ b \end{bmatrix}\quad (3.45)$$

Bu matris geçiş matrisi veya T matrisi olarak bilinmektedir ve sadece büyüklük, şekil ve kırılma indisi gibi saçıcı parçacığın fiziksel özelliklerine bağlıdır. Çözümün yukarıdaki şekli, bu metodu özellikle rastgele yönelmiş parçacıklardan

saçılmanın incelenmesi için oldukça uygun kılmalıdır. T-matrisi hesaplandıktan sonra, gelen ışığa göre keyfi biçimde yönelmiş parçacık için çözüm, yeni gelen alan katsayılarının daha önce hesaplanmış T-matrisi ile çarparak saçılan alan katsayıları bulunabilir. Saçılan alan yakınsayana kadar farklı yönelmeler üzerinden ortalamanın alınması sonucu veriyor.

T-matrisinin elementleri yüzey integrallerinin birleşimidir. Saçıcı cisim eksen simetrisine sahip ise, örneğin küresel cisimler, yüzey integralleri bir boyutlu çizgi integrallerine indirgenerek hesaplamaları daha da basitleştirecektir. Küresel cisimler için ise T-matris diogonaldir ve matris elementleri analitik olarak hesaplanabilir.

T-matris metodu, ışığın dalga boyuna yakın büyüklükteki küresel olmayan parçacıklardan ışık saçılmasını hesaplamak için en kesin ve etkili yöntemlerden biridir.

4. BULGULAR VE TARTIŞMA

4.1 Kırmızı Kan Hücrelerinden Saçılma

Eritrositler ve diğer bio-organik parçacıklar farklı hastalıklar sonucunda çeşitli şekillerde biçim değişmesine maruz kalmaktadırlar. Eritrositlerin ve diğer bio-organik parçacıkların şeklini inceleyerek birçok hastalık teşhis ve tedavi edilebilir. Eritrositlerin ve diğer biyolojik parçacıkların ışığı saçma özellikleri parçacığın şekli hakkında bilgi vermektedir. Bu bakımdan eritrositlerden ışık saçılmasını incelemek oldukça önemlidir.

4.1.1 İki Boyutta Yapılan İncelemeler

4.1.1.1 Şiddet Dağılımları

Bu çalışmada iç ve yakın-alan dış şiddet dağılımlarını teorik olarak hesaplamak için iki ayrı program kullanılmıştır. Bu programlar Fortran Program dilinde yazılmıştır. Hesaplanan nicelik:

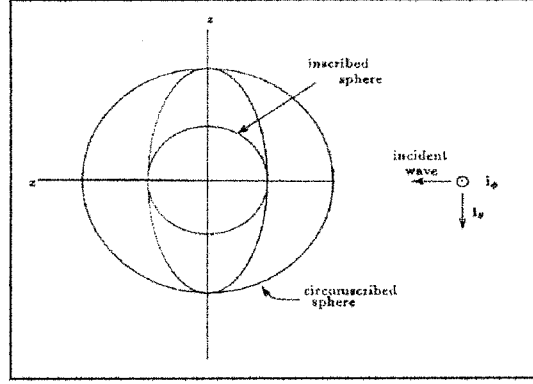
$$I = E \cdot E^* \quad (4.1)$$

burada E incelenen noktadaki elektrik alanıdır. Bu programların her ikisinde de gelen elektrik alanının genliği birim olarak kabul edilmiştir.

T-matris yöntemiyle yapılan hesaplamalarda elde edilen elektrik alanları sadece parçacığın içine çizilmiş (iç alanlar) veya dışını çevreleyen (dış alanlar) küreler dahilinde geçerlidir (Şekil 4.1). Bu koşul, uzak alanın hesaplanmasında sınırlayıcı değildir. Bununla beraber, özellikle de küresellikten çok uzak olan parçacıklar için, iç ve yakın alan hesaplamalarını sınırlamaktadır.

Programlar iç ve dış şiddetlerin, küresel parçacıkların ekvatoryel düzleminde hesaplanmasına göre düzenlenmiştir. Gelen dalga da ekvatoryel düzlemde bulunmaktadır.

Gelen elektrik alanı x-z düzlemine ya paralel ya da dik olarak polarize olmuştur.



Şekil 4.1 Küresel olmayan parçacığın içine ve dışına çizilmiş küre.

4.1.1.1(a) İç Şiddet Dağılımı

T8, programı A matrisini kullanarak iç şiddetin ekvatoryel düzlemde x eksenı boyunca çizgi üzerinde hesaplamaktadır. Hesaplamalar, parçacığın içine çizilmiş küre dahilindeki noktalarla sınırlıdır. Parçacığın içine çizilmiş kürenin yarıçapı $r_{iç}$, a ve b'nin alabileceği en küçük değerlere eşittir ki, burada 2a simetri eksenı boyunca ve 2b ise ekvatoryel düzlemde parçacığın boyutlarıdır.

Hesaplanan nicelik, gelen dalğanın paralel ve dik polarizasyonları için elektrik alan bileşenleri kullanılarak hesaplanan şiddetten başka bir şey değildir (Denklem 4.1)

Küresel parçacığın merkezinden yüzeyine doğru uzayan çizgi boyunca şiddet, $\phi=180^\circ$ olduğu zaman $r/r_{iç}$ oranını 1'den 0'a kadar ve $\phi=0^\circ$ olduğunda ise bu oranı 0'dan 1'e kadar değiştirerek elde edilmiştir. $r/r_{iç} = 1$ dışında şiddet sıfıra eşitlenmiştir. Küresel parçacığın ekvatoryel düzlemine göre paralel ve dik polarize, gelen dalga için elde edilen sonuçlar Şekil 4.2 ve Şekil 4.3'de gösterilmiştir. Gelen dalga soldan sağa doğru ilerlemektedir. Kırılan ve yansıyan dalgaların girişiminden parçacık içerisinde durağan dalga deseni oluşmaktadır. Yayılcık parçacık için $r_{iç} = b$, yassı parçacık için ise $r_{iç} = a$.

Şekil 4.2 ve Şekil 4.3'nin hesaplanması ve çizilmesi için 200 nokta kullanılmıştır. Bu sayı, şiddet değişimini gözlemek için yeterli olan 50 noktadan daha fazladır. Gerektiğinden fazla nokta kullanılması, nokta sayısı çok fazla olmadığı sürece problem yaratmamaktadır. Fakat bu sayı çok büyük olduğu zaman, örneğin 1000'in üzerinde olduğunda Bessel fonksiyonlarının bağımsız değişkeni çok küçük olduğundan dolayı, bu fonksiyonların hesaplanması orijine yakın noktalarda değişken olmaktadır. Eğer bu durum, gerçekleşirse hatalı değerler elde edilir (Şekil 4.4 ve Şekil 4.5).

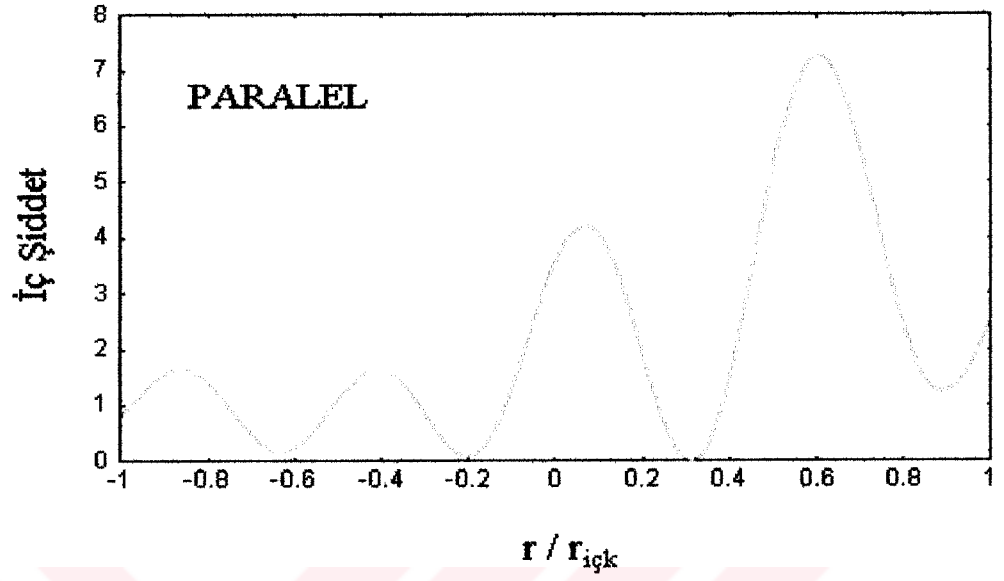
4.1.1.1(b) Dış Şiddet Dağılımı

T9 programı, T-matrisini kullanarak dış bölgedeki şiddeti, ekvatoryel düzlemde x eksenini boyunca çizgi üzerinde hesaplamaktadır. Hesaplamalar, parçacığın dışına çizilmiş ve parçacığı çevreleyen küre dahilindeki noktalarla sınırlıdır. Parçacığı çevreleyen kürenin yarıçapı, $r_{d\phi k}$, a ve b'nin alabileceği en büyük değerlere eşittir ki, burada 2a simetri eksenini boyunca ve 2b ise ekvatoryel düzlem üzerinden küresel parçacığın boyutlarıdır.

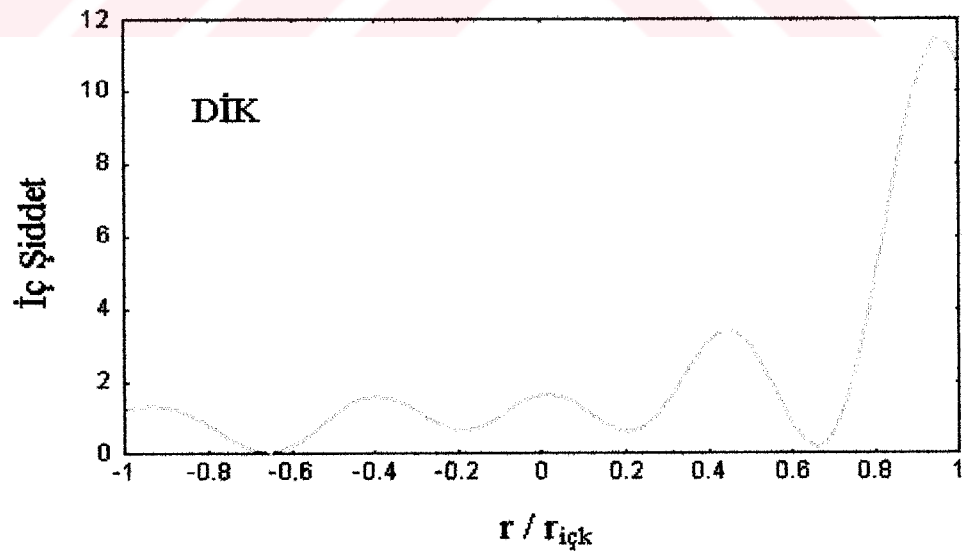
Hesaplanan değer, gelen ve saçılan elektrik alanlarının toplamı olan dış elektrik alanının Denklem 4.1'de yerine koyularak hesaplanan dış şiddettir. Fakat unutmamak gerekir ki, paralel ve dik polarize ışık için gelen ve saçılan elektrik alan ifadeleri farklıdır.

Bu yaklaşım iç şiddet hesaplamalarında kullanılan hesaplamaların aynıdır. Aradaki tek fark, burada dış alan ifadeleri kullanılmasıdır.

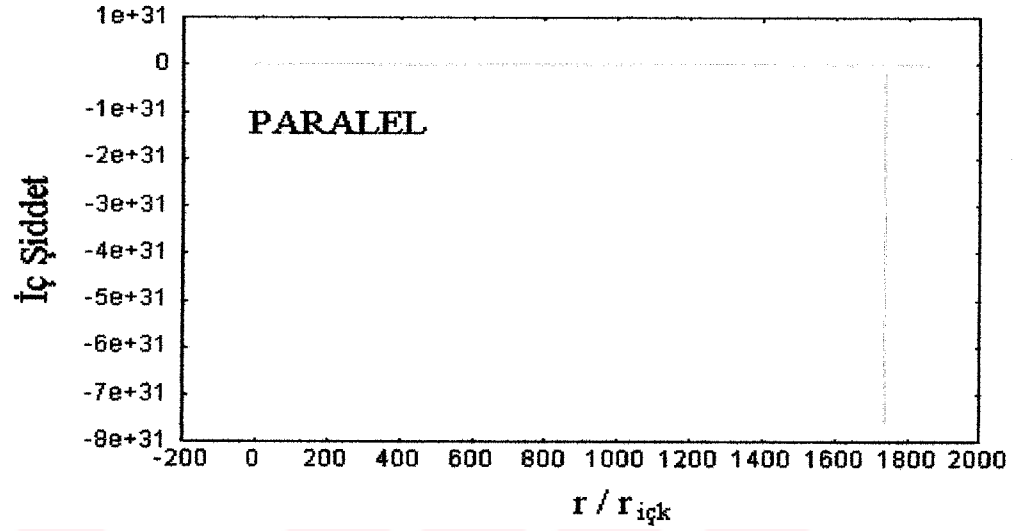
Küresel parçacığın merkezinden yüzeyine doğru uzayan çizgi boyunca şiddet, $\phi=180^\circ$ olduğu zaman $r/r_{d\phi k}$ oranını 2.5'tan 1'e kadar ve $\phi=0^\circ$ olduğunda ise bu oranı 1'den 2.5'a kadar değiştirilerek elde edilmiştir. $r/r_{d\phi k}=1$ içinde şiddet sıfıra eşitlenmiştir. Küresel parçacığın ekvatoryel düzlemine göre paralel ve dik polarize, gelen dalga için elde edilen sonuçlar Şekil 4.6 ve Şekil 4.7'de 200 nokta sayısı ile gösterilmiştir. Gelen dalga soldan sağa doğru ilerlemektedir. Yayık parçacık için $r_{d\phi k}=a$ ve yassı parçacık için $r_{d\phi k}=b$.



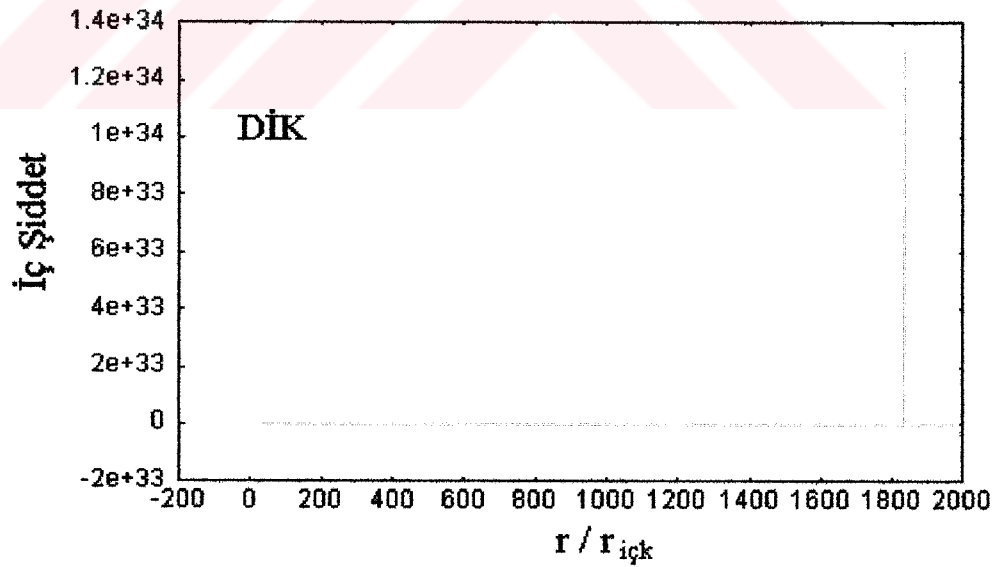
Şekil 4.2 Eksenlerinin oranı $a/b=2$, büyüklük parametresi $ka=10$ ve kırılma indisi $m_r=1.5$ olan yayık küresel parçacığın, $r/r_{içk}$ 'nin fonksiyonu olarak x ekseninde boyuna iç şiddeti. Gelen ışık x-z düzlemine paralel polarizedir. Nokta sayısı 200 olarak alınmıştır.



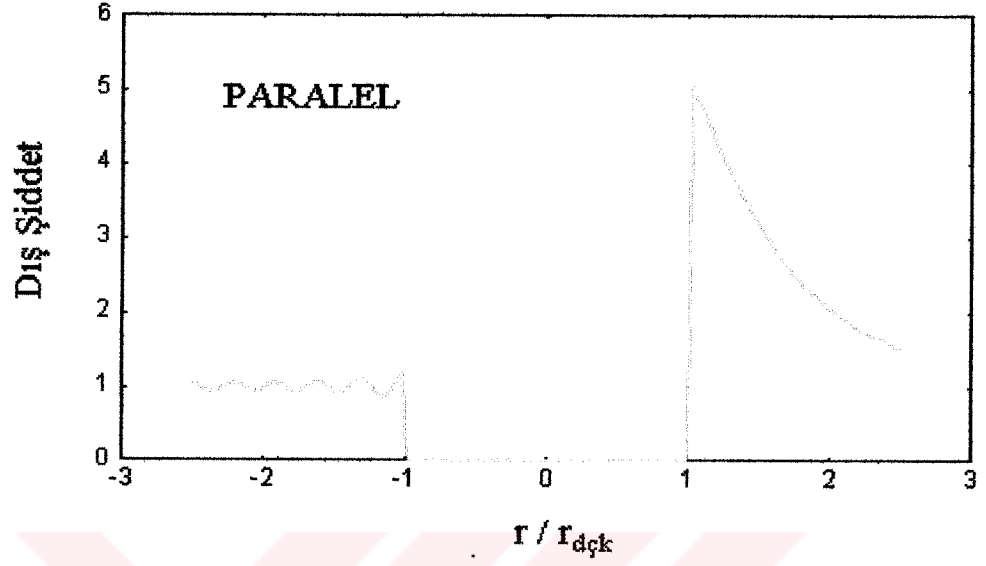
Şekil 4.3 Eksenlerinin oranı $a/b=2$, büyüklük parametresi $ka=10$ ve kırılma indisi $m_r=1.5$ olan yayık küresel parçacığın, $r/r_{içk}$ 'nin fonksiyonu olarak x ekseninde boyuna iç şiddeti. Gelen ışık x-z düzlemine dik polarizedir. Nokta sayısı 200 olarak alınmıştır.



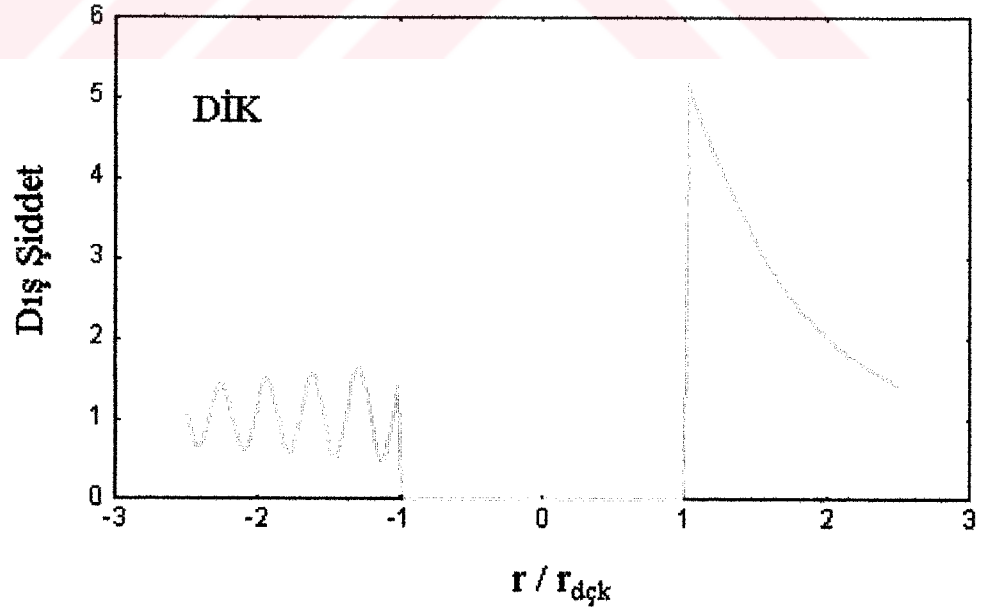
Şekil 4.4 Paralel polarize ışık için nokta sayısı 1000'in üzerinde olduğu zaman değişkenin değeri çok küçük olduğu için Bessel fonksiyonları kararsızdır ve sonuç elde edilemiyor.



Şekil 4.5 Dik polarize ışık için de paralel polarize ışıktaki gibi, nokta sayısı 1000'in üzerinde olduğu zaman değişkenin değeri çok küçük olduğu için Bessel fonksiyonları kararsızdır ve sonuç elde edilemiyor.



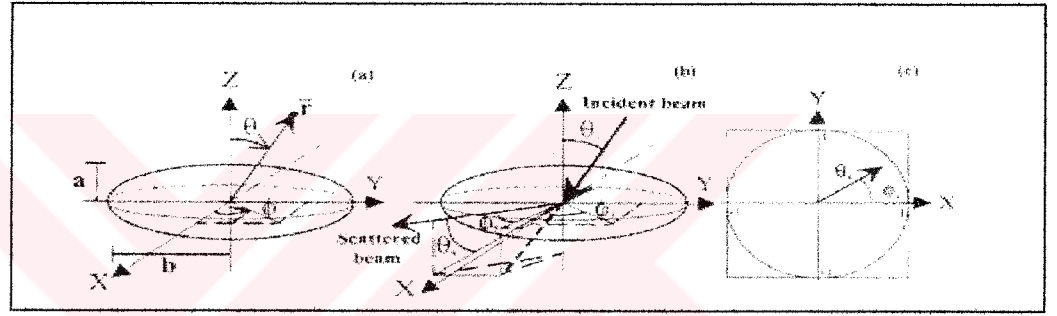
Şekil 4.6 Eksenlerinin oranı $a/b=2$, büyüklük parametresi $ka=10$ ve kırılma indisi 1.5 olan yayık küresel parçacığın $r/r_{dçk}$ 'nin fonksiyonu olarak x ekseninde dış şiddeti. Gelen ışık paralel polarizedir. Nokta sayısı 200'dür.



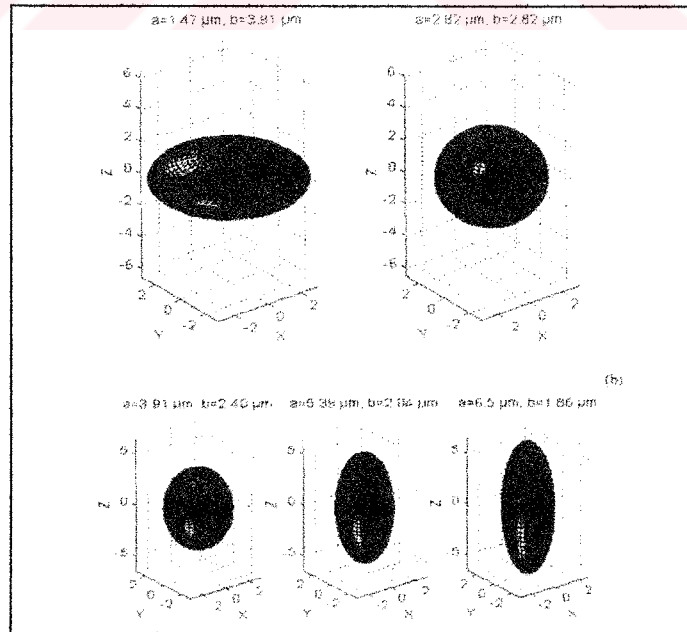
Şekil 4.7 Eksenlerinin oranı $a/b=2$, büyüklük parametresi $ka=10$ ve kırılma indisi 1.5 olan yayık küresel parçacığın $r/r_{dçk}$ 'nin fonksiyonu olarak x ekseninde dış şiddeti. Gelen ışık dik polarizedir. Nokta sayısı 200'dür.

4.1.2 Üç-Boyutta Yapılan İncelemeler

T-matris yöntemiyle beş, farklı şekilde fakat aynı hacimli homojen kırmızı kan hücresinden ışık saçılmasının dağılımı hesaplanmıştır. Kırmızı kan hücrelerinin hacmi $94 \mu\text{m}^3$, rölativ kırılma indisinin reel kısmı 1.045 olarak alınmıştır. Kırmızı kan hücreleri, $\theta_i=0^\circ$, 45° ve 90° açılarıyla gelen 632.8 ve 940 nm dalgaboylarında ışık demeti ile aydınlatılmıştır. Hem paralel hem de dik polarize ışık kullanılmış, fakat polarizasyonun yönünün sonuçlar üzerinde önemli etkisinin olmadığı görülmüştür.



Şekil 4.8 T-matris yönteminde kullanılan referans sistemi.



Şekil 4.9 T-matris hesaplamalarında kullanılan eşit hacimli küresel kırmızı kan hücrelerinin geometrik şekilleri; (a) Eşit hacimli yassı küresel parçacık ve küre; (b) farklı uzamalara sahip üç yayık küresel parçacık

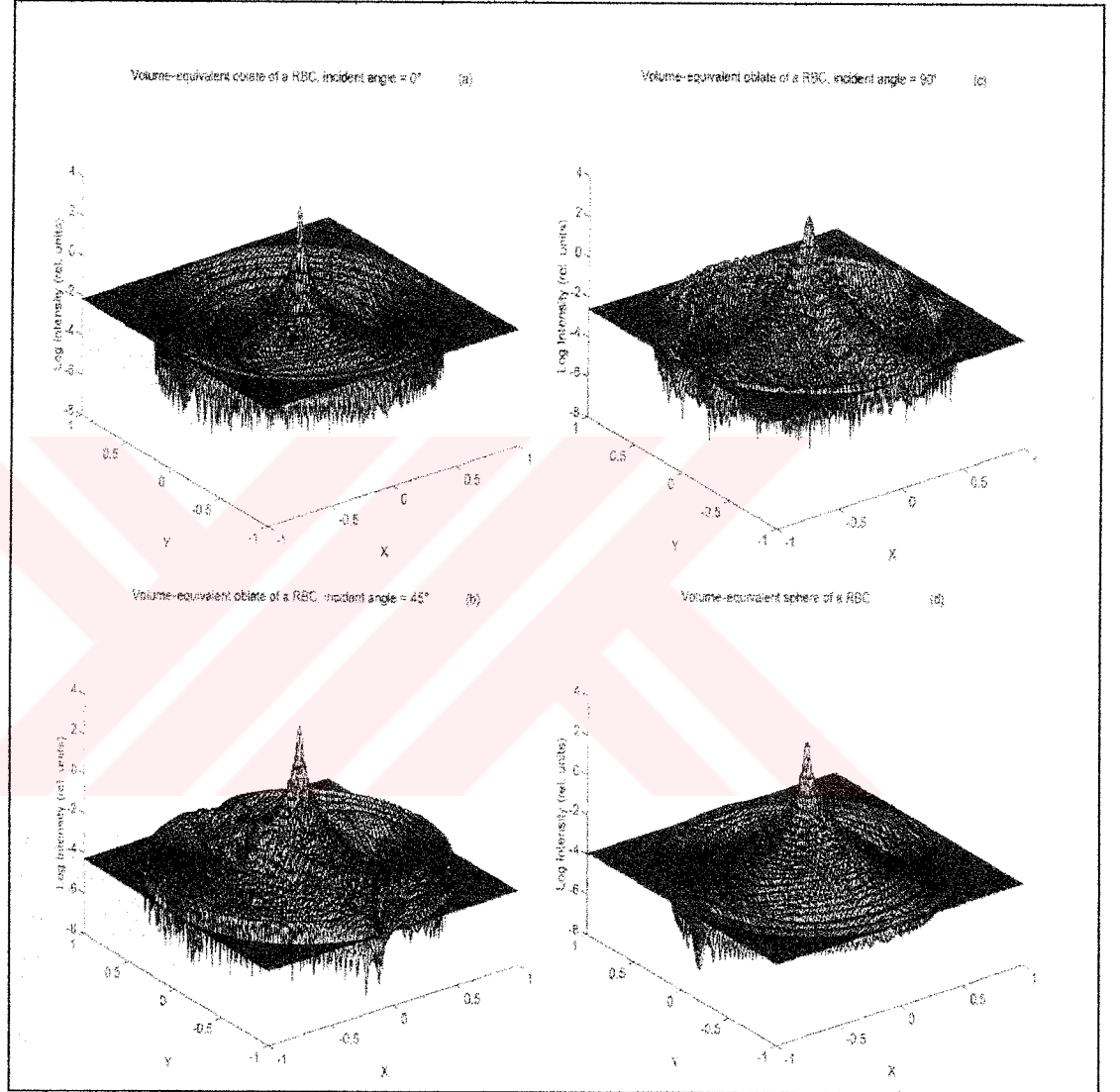
4.1.2.1 Uzak Alan

Eşit hacimli, küresel ve yassı kırmızı kan hücrelerinden 632.8 nm dalgaboyundaki ışığın açısız uzak alan saçılma dağılımı hesaplanmış ve düzlemsel kafeslerle 3-boyutlu grafikler çizilmiştir (Şekil 4.10). Işık polarizasyonunun sonuçlar üzerinde etkisi önemsiz olduğundan dolayı sadece paralel polarizasyonla yapılmış hesaplamalar verilmiştir. Eşit hacimli yassı kırmızı kan hücrelerinden saçılan ışık $\theta_i=0^\circ$, 45° ve 90° değerleri için ayrı ayrılıkta incelenmiştir. Yassı parçacıktan olan saçılmayı gösteren grafikleri (Şekil 4.10 (a), (b), (c)) incelediğimizde, gelme açısı büyüdükçe öne doğru saçılma pikinin küçüldüğünü ve genişlediğini görüyoruz. Işık demeti parçacığın simetri eksenini boyunca geldiği durumda ($\theta_i=0^\circ$) saçılmanın ϕ_s azimut açısına bağıllığının en az olduğunu görmekteyiz. Bununla birlikte, gelme açısının daha büyük değerlerinde ($\theta_i=45^\circ$, 90°) saçılan ışık dağılımında karakteristik ϕ_s 'ye bağılı desen görmekteyiz. Gelen ışık, ekvatoryel düzlemin ve simetri ekseninin parçacığın yüzeyi ile kesişme noktaları gibi durgunluk noktalarıyla ($\theta_i=0^\circ$ ve 90°) karşılaştığı zaman geriye saçılma, gelen ışığın meyilli olduğu ($\theta_i=45^\circ$) duruma göre daha fazladır. Şekil 4.10 (d)'den görünüyor ki, kürenin simetrik yapısından dolayı ışığın dağılımı ϕ_s azimut açısına göre tamamen simetrik. Küre için öne doğru saçılma pikinin gelen ışığın $\theta_i=0^\circ$ ve 45° değerlerinde, yassı parçacık için öne doğru saçılma pikinden daha düşük ve geniş olduğu gözlenmektedir. Gelen ışık demetinin $\theta_i=90^\circ$ olduğu zaman yassı kırmızı kan hücrelerinden öne doğru saçılma piki küreye kıyasla daha yüksektir. Bununla beraber, genişlikte herhangi fark söz konusu değildir. Yassı parçacık için geriye saçılma küreden daha fazladır.

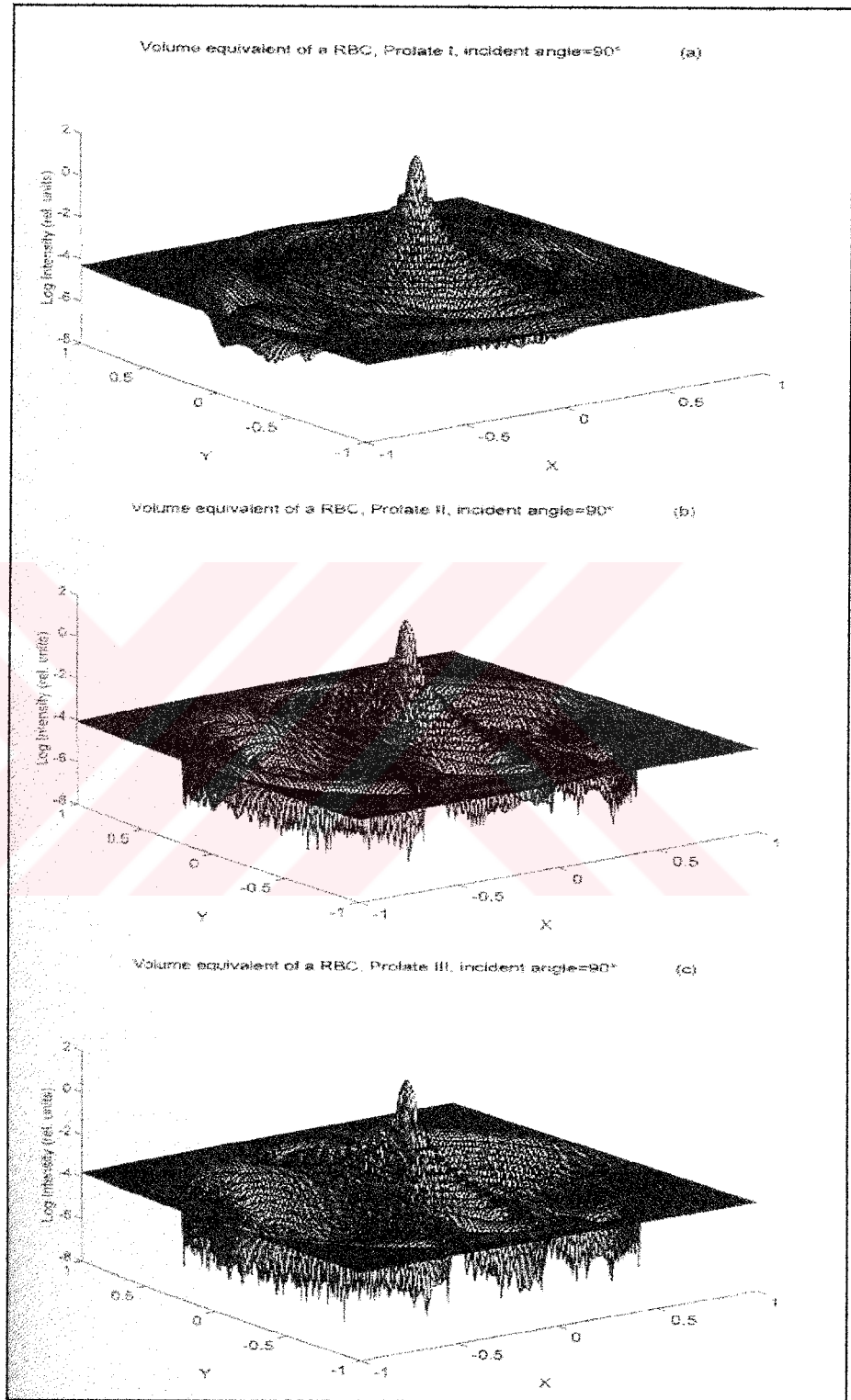
İki ucu kabarık (veya yayık) küresel parçacıklardan saçılmayı incelemek için parçacıklar $\phi_i=0^\circ$ ve $\theta_i=90^\circ$ açılarında 940 nm dalgaboyunda ışık ile aydınlatılmıştır (Şekil 4.11).

θ_i gelen açı, simetri eksenine dik olduğundan dolayı, yayık küresel parçacıklarda ϕ_s açısına bağıllık çok fazladır. ϕ_s açısına bağıllık, $\phi_s=0^\circ$ ve 180° 'deki çukurlarla ortaya çıkmaktadır. Yayık küresel parçacık, hacmi sabit kalmak koşuluyla, daha da uzatılırsa, bu çukurlar daha da derinleşecektir. Öne doğru saçılma piki de bu

uzamadan etkilenecek ve pikin yüksekliği önemli ölçüde azalacaktır. Buna karşılık geriye doğru saçılma, uzamadan farklı bir biçimde etkileniyor ve artış gösteriyor.



Şekil 4.10 632.8 nm dalgaboyunda paralel polarize ışık saçılmasının T matris yöntemiyle hesaplanmış açısal dağılımının düzlemsel desenle 3 boyutta gösterilmesi; (a) $\theta_i=0^\circ$ derecede (b) $\theta_i=45^\circ$ derecede, (c) $\theta_i=90^\circ$ derecede eşit hacimli yassı küresel ve (d) eşit hacimli küresel kırmızı kan hücresinden saçılma.

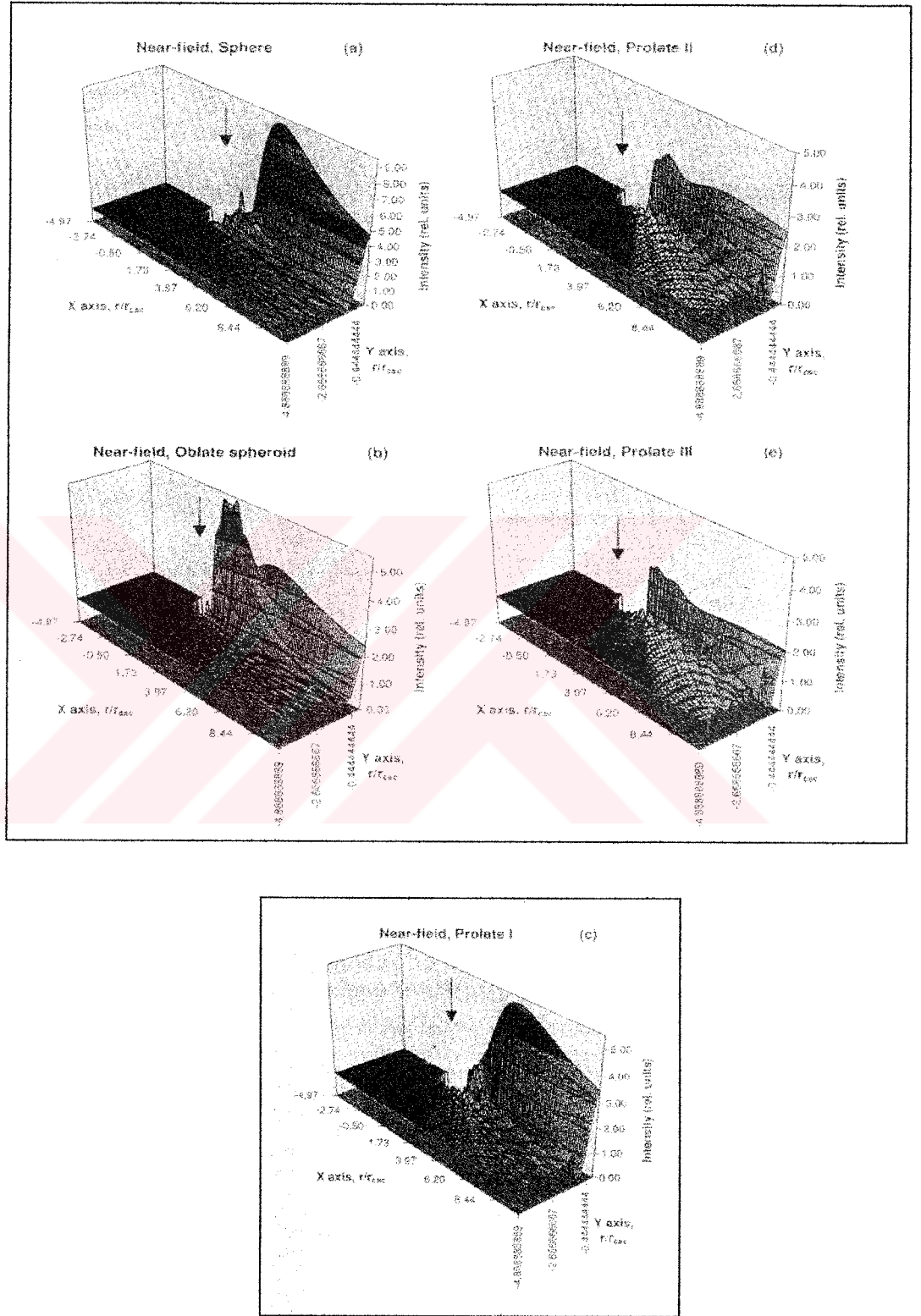


Şekil 4.11 940 nm dalgaboyundaki paralel polarize ışığın farklı uzamalarda 3 yayık küresel parçacıktan saçılmasının T-matris yöntemiyle hesaplanmış açısıl dağılımının düzlemsel desende 3 boyutta gösterilmesi.

4.1.2.2 Yakın Alan

Toplam yakın alan 632.8 ve 940 nm dalgaboylarında hesaplanmış ve 940 nm dalgaboyunda elde edilen sonuçlar Şekil 4.12’da 3-boyutlu olarak gösterilmiştir. Yakın alan gelen ve saçılan ışıktan oluşmaktadır. Küremsi parçacığın maksimum yarıçapı, $r_{d\check{c}k}$ ’ye eşit yarıçapta, çemberlenmiş daire içindeki alan teorik sebeplerden dolayı sıfıra eşitlenmiştir. Herbir grafikte parçacığın bulunduğu yer ok ile gösterilmiştir (Şekil 4.12) ve x ve y eksenlerinin skalası $r_{d\check{c}k}$ cinsinden gösterilmiştir. Z eksenindeki yakın alanın şiddetini gösteren skala, kürenin yakın alanının gösterilmiş olduğu Şekil 4.12 (a) hariç, tüm diğer grafiklerde aynıdır. Kürenin yakın alanı, herhangi yassı veya yayık küremsi cismin yakın alan pikinde önemli ölçüde daha yüksek pik şiddetine sahiptir. Parçacıkların hepsi, gelen ve saçılan alanların girişimi sonucu ortaya çıkan durağan dalga desenine neden olmaktadır. Yakın alan pikinin yüksekliği ve bulunduğu yer, saçılmaya neden olan parçacığın şekline ve büyüklüğüne (dalgaboyuna kıyasla) bağlıdır. Küre (Şekil 4.12 (a)) +x yönünde hafifce kaymış yüksek yakın alan pikini oluşturmaktadır. Yassı ve azacık yayık küremsi parçacıklar (Şekil 4.12 (b) ve (c)) aynı yükseklikte pike sahip iken; yassı parçacığın piki, parçacığın hemen arkasında, yayık parçacığinki ise +x yönünde kaymıştır. Şekil 4.12 (d) ve (e) yayık küremsi cismin uzatılmasının yakın alan pikini bir hayli azaltarak, yavaşça azalan bir plato oluşturduğunu gözler önüne seriyor.

Yakın alan genişliği, yakın alan yarıçapı cinsinden gösterilmektedir. Yakın alan yarıçapı; maksimum şiddetin, gelen alanın 2.5 katı kadar azaldığı noktaya kadar alan mesafedir. Elde edilen değerler $2.0r_{d\check{c}k}$ (940 nm’de III Yayık cismi için) ile $24.5r_{d\check{c}k}$ (632.8 nm’de küre için) arasındadır. Yassı parçacıklardan saçılan ışık, küreye kıyasla, önemli ölçüde kısa yakın alan yarıçapı sergilemektedir. Aynı zamanda yayık parçacıkların uzamasının da yakın alan yarıçapını azalttığı gösterilmiştir.



Şekil 4.12 940 nm dalgaboyundaki paralel polarize ışığın, (a) küreden; (b) yassı ve (c), (d), (e) farklı uzamalara sahip yayık küresel kan hücrelerinden saçılması sonucu oluşan yakın alan şiddetleri.

5. SONUÇLAR

Bu çalışmada biyolojik nesnelerin fiziksel özelliklerinin belirlenmesi için Mie saçılma teorisi esas alınarak simülasyon yöntemleri modeller oluşturulmuş ve örnek olarak kırmızı kan hücresi olan eritrositler incelenmiştir. Eritrositlerin geometrik yapısı discoit (içbükey, yassı, küremsi yapı) şeklinde olup küçük eksen uzunluğu yaklaşık 4 µm., büyük eksen uzunluğu ise, 8 µm.'dir. Eritrositlerin maddesel yapısı su ve hemoglobinden oluştuğu için kırılma indisi, görünür ışık dalga boylarında $n=1.40$ ile 1.42 arasında değişmektedir. Eritrositlerin bu özellikleri göz önünde bulundurularak simülasyon yöntemi ile discoit yapısındaki bir nesneden saçılma şiddeti incelenmiştir. Nesneden saçılan ışık şiddetinin gelen ışığın polarizasyonuna, nesnenin ekvatoriyal düzlem açısına, saçılma açısına, nesnenin parametrelerine $\left(\frac{a}{b} = k\right)$, kırılma indisine, ışığın dalga boyuna vs... bağlı olarak değişimi T-matris yöntemi ile iç ve dış problemi için hesaplanmıştır.

Parametrelerin iki boyutta çizilen grafiği, iç ve dış şiddet dağılımıdır. Parçacığın iç şiddet dağılımı, parçacığın ekvatoriyel düzlemine paralel ve dik polarize gelen ışık için ayrı ayrı incelenmiş ve gelen ışığın paralel polarize olduğu durumda şiddetin daha yüksek olduğu gözlenmiştir. Gözlenen başka bir özellik ise, kırılan ve yansıyan dalgaların girişimi sonucu parçacık içerisinde durağan dalga deseninin oluşmasıdır.

Dış şiddet dağılımının incelenmesi sonucunda, gelen doğal ve polarize olmuş periyodik dalga şiddetinin saçıldıktan sonra eksponansiyel bir şekilde azaldığı görülmektedir. Gelen ışığın polarizasyonunun paralel ve dik olduğu durumlar karşılaştırıldığında; gelen dalganın polarizasyonunun dik olduğu durumlarda şiddetin daha fazla olduğu görülmüştür.

Yassı ve yayık parçacıkların yakın ve uzak alanı üç boyutlu grafikte gösterilmiştir. Işık polarizasyonunun sonuçlar üzerinde etkisi önemsiz olduğundan dolayı sadece paralel polarizasyonla yapılmış hesaplamalar incelenmiştir. Yassı parçacıklar üzerine, parçacığın simetri eksenini ile 0° , 45° , 90° 'lik açı oluşturacak şekilde ışık dalgası gönderilmiştir. Açığı büyüttükçe öne doğru saçılma (forward

scattering) azalmakta ve daha geniş alana yayılmaktadır. Işık demeti parçacığın simetri ekseni boyunca geldiği durumda ($\theta_i=0$) saçılmanın ϕ_s azimut açısına bağlılığının en az olduğu gözlenmiştir. Bununla birlikte gelme açısının daha büyük değerlerinde ($\theta_i=45^\circ, 90^\circ$) saçılan ışık dağılımında karakteristik ϕ_s 'ye bağlı saçılma deseni görülmektedir. Gelen ışık, ekvatoriyel düzlemin ve simetri ekseninin parçacığın yüzeyi ile kesişme noktaları gibi durgunluk noktalarıyla ($\theta_i=0^\circ, 90^\circ$) karşılaştığı zaman geriye saçılma, gelen ışığın meyilli olduğu ($\theta_i=45^\circ$) duruma göre daha fazladır. Yayık küresel parçacıklardan saçılmayı incelemek için parçacıklar $\phi_i=0^\circ$ ve $\theta_i=90^\circ$ açılarında 940 nm dalgaboyunda ışık ile aydınlatılmıştır. Gelen ışık simetri eksenine dik olduğundan dolayı yayık küresel parçacıklarda ϕ_s açısına bağlılığın çok fazla olduğu gözlenmiştir. $\phi_s=0^\circ$ ve $\phi_s=180^\circ$ 'deki çukurlarla ortaya çıkmaktadır. Yayık küresel parçacığın, hacmi değişmeden uzatıldığı zaman çukurlar daha da derinleşmektedir. Öne doğru saçılma da bu uzama sonucunda azalacaktır. Geriye doğru saçılmanın ise arttığı görülmüştür.

Küre, yassı ve yayık parçacıkların yakın alanı karşılaştırılarak incelendiğinde, kürenin yakın alan şiddetinin, herhangi yassı veya yayık küresel cismin yakın alan şiddetinden daha fazla olduğu meydana çıkmaktadır. Küre, hafifçe kaymış yüksek yakın alan maksimumuna sahiptir. Yassı ve azıcık yayık küresel parçacıkların yakın alan şiddeti aynı iken, yassı parçacığın yakın alan şiddetinin en yüksek olduğu bölge parçacığın hemen arkasında bulunuyor; yayık parçacığına ise öne doğru kaymıştır. Yayık küresel parçacıkların uzatılmasının yakın alanın maksimum değerini bir hayli azaltarak, yavaşça azalan bir plato oluşturduğu gözlenmiştir.

KAYNAKLAR

- FREDERICK J. KELLER, W. EDWARD GETTYS, MALCOLM J. SKOVE,
Classical and Modern Physics, 2nd ed., (McGraw-Hill Inc., N.Y.)
- RAYMOND A. SERWAY, *Physics for Scientists and Engineers*, 3rd ed.
F. JENKINS, *Fundamentals of Optics*.
- D. S. KLIGER, J. W. LEWIS and L. E. RANDALL, *Polarized Light in Optics and Spectroscopy*, (Acad. Pr. N.Y., 1990).
- M. KERKER, *The Scattering of Light and Other Electromagnetic Radiation*, (AP. N.Y., 1969).
- H. L. VAN DE HULST, *Light Scattering by Small Particles*, (Dover, New York, 1981).
- A. ISHIMARU, *Wave Propagation and Scattering in Random Media*, (A.P., 1978).
- L. F. BOHREN, D. R. HUFFMAN, *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*, (Wiley, N.Y., 1983).
- J. A. STRATTON, *Electromagnetic Theory*, 1st ed, (1941).
- P.W. BARBER, S.C. HILL, *Light Scattering by particles: Computational Methods*, (World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 1990).
- R. H. ZERULL, *Scattering Measurements of Dielectric and Absorbing Nonspherical Particles*, Beitr. Phys. Atmos. 49, 166 (1976).
- D. W. SCHUERMAN, R. WANG, B. GUSTAFSON, and R. SCHAEFER,
Systematic Studies of Light Scattering. 1: Particle Shape, Appl. Opt. 20, 4039 (1981).
- ALBERTO MUGNAI and WARREN J. WISCOMBE, *Scattering from Nonspherical Chebyshev Particles. 1: Cross Sections, Single Scattering Albedo, Asymmetry Factor, and Backscattered Fraction*, Appl. Opt. 25, 1235 (1986).
- WARREN J. WISCOMBE and ALBERTO MUGNAI, *Scattering from Nonspherical Chebyshev Particles. 2: Means of Angular Scattering Patterns*, Appl. Opt. 27, 2405 (1988).

- ALBERTO MUGNAI and WARREN J. WISCOMBE, *Scattering from Nonspherical Chebyshev Particles. 3: Variability of Angular Scattering Patterns*, Appl. Opt. 28, 3061 (1989).
- A. C. HOLLAND and G. GAGNE, *The Scattering of Polarized Light by Polydisperse Systems of Irregular Particles*, Appl. Opt. 9, 1113 (1970).
- R. PERRY, A. HUNT, and D. HUFFMAN, *Experimental Determination of Mueller Scattering Matrices for Nonspherical Particles*, Appl. Opt. 17, 2700 (1978).
- J. R. BOTTIGER, E. S. FRY, and R. C. THOMPSON, *Phase Matrix Measurements for Electromagnetic Scattering by Sphere Aggregates*, in *Light Scattering by Irregularly Shaped Particles*, D. W. Schuerman, Ed. (Plenum, New York, 1980), p. 283.
- A. COLETTI, *Light Scattering by Nonspherical Particles: A Laboratory Study*, Aerosol Sci. 3, 39 (1984).
- ANNIKA M. K. NILSSON, PETER ALSHOLM, ANDERS KARLSSON and STEFAN ANDERSSON-ENGELS, *T-matrix Computations of Light Scattering by Red Blood Cells*, Appl. Opt. 37, 2735 (1998).
- MICHAEL HOFER and Otto GLATTER, *Mueller Matrix Calculations for Randomly Oriented Rotationally Symmetric Objects with Low Contrast*, Appl. Opt., 28, 2389 (1989).
- ALEXANDR N. SHVALOV, JUHANI T. SOINI, ANDREY V. CHERNYSHEV, PETER A. TARASOV, ERKKI SOINI, and VALERI P. MOLTSEV, *Light scattering properties of individual erythrocytes*, Appl. Opt., 38, 230 (1999).
<http://sin.fi.edu/biosci/blood/red.html>
<http://www.psbcc.org/abtblood/cells.htm>
<http://gepasi.dbs.aber.ac.uk/roy/ftir/scatter.htm>
<http://gepasi.dbs.aber.ac.uk/roy/ftir/emission.htm>
<http://gepasi.dbs.aber.ac.uk/roy/ftir/absorb.htm>
[http://ww2010.atmos.uiuc.edu/\(Gh\)/guides/mtr/opt/home.rxml](http://ww2010.atmos.uiuc.edu/(Gh)/guides/mtr/opt/home.rxml)

ÖZGEÇMİŞ

15 Nisan 1975 tarihinde Bakü’de (Azerbaycan) doğdum. 1981-1982 eğitim yılında Bakü’deki 246 no’lu okulda orta öğretime hazırlık kursuna devam ettim. 1982-1992 tarihleri arasında aynı okulda orta öğretimimi tamamladım. 1992 yılında Çukurova Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü’nü kazandım. 1992-1993 eğitim-öğretim yılında Ankara Üniversitesi Türkçe Öğretim Merkezi (TÖMER) Konya Şubesi’nde, Türkçe; 1993-1994 eğitim-öğretim yılında ise Çukurova Üniversitesi Yabancı Diller Eğitim Merkezi’nde (YADEM) İngilizce eğitimi aldım. Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü’nde 1994 yılında başladığım eğitimimi 1998 yılında tamamladım. Aynı yıl Yüksek Lisans sınavını kazanarak Fizik AnaBilim Dalı’nda Yüksek Lisans eğitimine başladım. Şu anda Yüksek Lisans eğitimine devam ediyorum.