

ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

MELTEM DEĞERLİER

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

İŞIĞIN TANECİKLİ YAPILARDAN SAÇILMASI VE UYGULAMALARI

FİZİK ANABİLİM DALI

ADANA,2001

ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

IŞIĞIN TANECİKLİ YAPILARDAN SAÇILMASI VE
UYGULAMALARI

MELTEM DEĞERLİER

YÜKSEK LİSANS TEZİ

FİZİK ANABİLİM DALI

Bu tez .../.../.../ Tarihinde Aşağıdaki Jüri Üyeleri Tarafından Oybirliği / Oyçokluğu İle Kabul Edilmiştir.

İmza:

Prof. Dr. Gülten GÜNEL
DANIŞMAN

İmza:

Prof. Dr. Emirullah MEHMETOV
ÜYE

İmza:

Yrd.Doç. Dr.Mehmet TEKDAL
ÜYE

Bu tez Enstitümüz Fizik Anabilim Dalında nasırlanmıştır.

Kod No: 1841



Prof. Dr. Melih BORAL
Enstitü Müdürü
İmza ve Mühür

Bu Çalışma Araştırma Fonu Tarafından Desteklenmiştir.

Proje No:F.B.E.2000 Y.L.24

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

ÖZ
YÜKSEK LİSANS TEZİ

IŞIĞIN TANECİKLİ YAPILARDAN SAÇILMASI VE UYGULAMALARI

MELTEM DEĞERLİER
ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

Danışman: Prof.Dr.Gülten Günel

Yıl:2001 , Sayfa :92

Jüri :Prof.Dr.Emirullah Mehmetov

Yrd. Doç.Dr.Mehmet Tekdal

Bu çalışmada küresel olmayan parçacıklar tarafından ışığın saçılması , Mie Teorisine göre incelenmiştir.

Işığın saçılması parçacıkların biçimi hakkında önemli bilgiler verir. T- matris metodu kullanılarak tasarlanmış bilgisayar programları kullanılmıştır.

Anahtar Kelimeler: Işık , Işık Saçılması,Mie-Teorisi, Kırmızı Kan Hücreleri , T-Matrix Metodu .

ABSTRACT

MSc THESIS

**LIGHT SCATTERING BY NONSPHERICAL PARTICLES AND
ITS APPLICATIONS**

MELTEM DEĞERLİER

DEPARTMENT OF PHYSICS

INSTITUTE OF NATURAL APPLIED SCIENCES

UNIVERSITY OF ÇUKUROVA

Supervisor:

Prof.Dr.Gülten Günel

Year:2001, Pages:92

Jury:Prof.Dr.Emirullah Mehmetov

Yrd.Doç.Dr.Mehmet Tekdal

In this work, light scattering by nonspherical particles have been theoretically studied according to Mie-Theory.

Light scattering gives important information about particles' shape.

Computer programs projected using T-matrix method.

Key Words:Light , Light Scattering , Mie-Theory , Red Blood Cells , T-Matrix Method .

TEŞEKKÜR

Bu tezin konusunu veren ve bana akademik çalışma yapmak için bütün olanakları sağlayan değerli hocam Prof. Dr. Gülten GÜNEL ve Prof. Dr. Emirullah Mehmetov ' a ,

Eşsiz yardımlarından dolayı Arş. Gör. Halide ŞAHAN' a , Arş.Gör. Süleyman YILMAZ 'a ve aynı zamanda değerli dostum Mhriban YUSİFOV'a ;

Maddi ve manevi her türlü yardımlarını esirgemeyen aileme sonsuz teşekkürlerimi sunarım.



İÇİNDEKİLER

Öz.....	I
Abstract	II
Önsöz Ve / Veya Teşekkür.....	III
Şekiller Dizini	IV
1. GİRİŞ	1
1.1. Işık.....	1
1.2. Işığın Yansıması	2
1.3. Işığın Kırılması.....	4
1.4. Dağınım.....	7
1.5. Kırınım	9
1.6. Kutuplanma (Polarizasyon).....	12
1.6.1. Lineer Polarize Olmuş Işık.....	13
1.6.2. Dairesel Polarize Olmuş Işık	15
1.6.3. Eliptik Polarize Olmuş Işık	17
1.7. Genel Ve Seçici Soğurma.....	19
1.7.1. Soğurma Ve Saçılma Arasındaki Fark	20
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR.....	21
3. MATERYAL VE METOT	28
3.1. Materyal.....	28
3.1.1. Saçılma , Soğurma , Sönme.....	28
3.1.1.1. Küçük Parçacıklardan saçılma.....	28
3.1.1.2. Moleküler Saçılma.....	32
3.1.1.3. Raman Olayı.....	33
3.1.1.4. Saçılma Teorisi.....	34
3.1.2. Tesir Kesitleri Ve Saçılma Genliği.....	35
3.1.2.1. Tesir Kesitlerinin Genel Özellikleri.....	40
3.1.3. Verim Faktörleri.....	42
3.1.4. Geri Saçılma.....	43
3.1.5. İleri Saçılma Teoremi	44
3.1.6. Mie Teorisi.....	45

3.1.6.1.Hertz –Debye Potansiyelleri ; TM Ve TE Modları.....	47
3.1.6.2.Dalga Eşitliğinin Çözümü.....	49
3.1.7.Kırmızı Kan Hücrelerinden Işık Saçılma Özellikleri.....	55
3.1.7.1.Biooptik.....	55
3.1.7.2.Bioakustik.....	61
3.2.Metot.....	64
3.2.1.T – Matrix Metodu	64
3.2.1.1.Genel Formülasyon.....	64
3.2.1.2..Kırmızı Kan Hücreleri Tarafından Işık Saçılmasının T- Matrix Metodu İle Hesaplanması.....	67
4.BULGULAR VE TARTIŞMA.....	71
5.SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....	88
KAYNAKLAR.....	90
ÖZGEÇMİŞ.....	92

ÇİZELGELER DİZİNİ

Tablo 2.1. Bu tabloda saçılma açısı değerlerine karşı şiddet listelenmiş parametreler için hesaplanmıştır. (Meyer 1977)	22
Tablo 3.1. Tipik saçılma tesir kesiti σ_s , soğurma tesir kesiti σ_a , plazmaya bağlı kırılma indisi $n = n' + in''$, $\bar{\mu}$ bir tek kırmızı hücrenin saçılma açısının cosinüsü anlamındadır, $\rho\sigma_t$ $H = 0.41$ hematocritli tüm kanın geçiş katsayısıdır. (İshimaru 1978).....	60
Tablo 3.2. α tipik zayıflama katsayısı, c ses hızı ve p_a biyolojik dokular için yoğunluktur. (İshimaru 1978).....	61

ŞEKİLLER DİZİNİ

- Şekil 1.1. (a) Tansiyon ışınların tümünün birbirine paralel olduğu düzgün yansıma
(b) Yansıyan ışınların rastgele yönlerde ilerlediği dağınık yansımanın şematik görünüşleri. (Serway 1996).....3
- Şekil 1.2. Yansıma yasasına göre $\theta_i = \theta_r$ dir. Gelen ışın , yansıyan ışın ve normal aynı düzlemedir.(Serway 1996).....3
- Şekil 1.3. Bir ışın hava – cam ara yüzeyine eğik olarak geliyor. Kırılan ışın , $n_2 > n_1$ ve $V_2 < V_1$ olduğu için , normale doğru yaklaşır. Bütün ışınlar ve normal aynı düzlemedir. (Serway 1996).....4
- Şekil 1.4. (a) Işık demeti havadan cama geçtiğinde izlediği yol normale doğru yaklaşır.
(b) Demet , camdan havaya geçtiğinde izlediği yol normalden uzaklaşır. (Serway 1996).....5
- Şekil 1.5. Bir dalga cephesi 1. ortamdan 2. ortama hareket ederken , dalga boyu değişir fakat frekansı sabit kalır.(Serway 1996).....6
- Şekil 1.6. Üç madde için ışığın kırılma indisinin boşluktaki dalga boyu ile değişimi . (Serway 1996).....8
- Şekil 1.7. (a) Eğer ışık algaları yarıkları geçtikten sonra dağılmamış olsalardı hiç girişim olmayacaktı.
(b) İki yarıktan çıkan ışık dalgaları dağıldıkça örtüşmekte ve girişim saçakları oluşmaktadır. (Serway 1996).....9
- Şekil 1.8. (a) Işık geçirmeyen cismin kenara yakın yerlerinde ışık bükülmektedir.
(b) Bükülen ışık bir dizi karanlık ve aydınlık bantlar oluşturmaktadır. Eğer ışık cismin kenarında bükülmemiş olsa idi , bu bantların bulunduğu bölge gölgeli olacaktı. (Serway 1996).....10
- Şekil 1.9. (a) Tek yarıklı Fraunhofer Kırınımı deseni. Desen merkezde parlak bölge ve yanlarda daha zayıf maksimumlardan ibarettir.
(b) Tek yarıklı Fraunhofer Kırınım deseninin fotoğrafı.(Serway 1996)..11
- Şekil 1.10. Tek yarıklı Fresnel Kırınım deseni , gelen ışın paralel olmadığında ve ekran yarıktan belirli bir uzaklıkta olduğunda gözlenir.(Serway1996)11
- Şekil 1.11. x – doğrultusunda yayılan elektromanyetik dalganın şematik gösterimi. E elektrik alan vektörü , xy düzleminde titreşim yapar ve B manyetik

	alan vektöründe xz düzleminde titreşir. (Serway 1996).....	12
Şekil 1.12.	(a) Yayılma yönünde gözlenen polarize olmamış bir ışık demeti (sayfaya dik) enine elektrik alan vektörü , eşit olasılıkla herhangi bir yönde titreşebilir. (b) Düşey doğrultuda titreşen elektrik alanına sahip çizgisel ışık demeti.(Serway 1996).....	13
Şekil 1.13.	Farklı yönlerde lineer polarize ışığın gösterimi . Örnekler (a) x eksenine veya (b) y eksenine boyunca ve (c) x eksenine ile 45^0 ya da (d) 30^0 lik açı oluşturacak şekilde yönelmiş polarizasyonları içermektedir. Işığın şiddeti normalize edilmemiştir. (Kliger, Lewis and Randall 1990).....	15
Şekil 1.14.	Sağ yönlü polarize ışığın gösterimi (a) Eşit genliklere ve 90^0 lik faz farkına sahip ortogonal lineer bileşenler. (b) (a) da 1° den 4° e kadar rakamlarla işaretlenmiş noktalardaki bileşenlerin vektör toplamı (c) Dalganın 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 çizildiği yol.(Kliger , Lewis and Randall 1990).....	16
Şekil 1.15.	Sol yönlü dairesel polarize ışığın gösterilmesi . Gösterimler şekil 1.14 deki sağ yönlü dairesel polarize ışığın gösterim şekline benzerdir. (Kliger , Lewis and Randall 1990)	17
Şekil 1.16.	Sol yönlü eliptik polarize ışığın gösterilmesi. Gösterimler şekil 1.14 deki sağ yönlü dairesel polarize ışığın gösterim şekline benzerdir. (Kliger , Lewis J.W. and Randall L.E.1990).....	19
Şekil 1.17	Dumadaki gibi sonlu bölünen parçacıklardan ışık saçılması. (Jenkis and White 1976).....	20
Şekil 3.1	Küçük parçacıklardan ışığın yansıması ve dağılımının ışığın dalga boyu ile karşılaştırılması (Jenkis and White 1976).....	29
Şekil 3.2.	Rayleigh kanununa göre dalga boyuna karşı saçılma şiddeti. (Jenkis and White 1976).....	31
Şekil 3.3.	Monokromatik ışık tarafından uyarılma ile iyot buharının flüresanının gözlenmesi için deneysel düzenek. (Jenkis and White 1976).....	33
Şekil 3.4.	İnce tabakadan saçılma geometrisi. (Jenkis and White 1976).....	35

Şekil 3.5.	Bir parçacıktan ışık saçılmasının gelen , iç ve saçılan alanlar olarak gösterilmesi . (Barber ; Hill 1990).....	35
Şekil 3.6.	$E_i(r)$ bir düzlem dalga dielektrik bir saçıcının üzerine gelendir ve $E_s(r)$ saçılan alan bir R uzaklığında $\hat{O}$ yönünde gözlenmiştir. (İshimaru 1978).....	36
Şekil 3.7.	Büyük bir parçacık için toplam tesir kesiti ve geometrik tesir kesiti arasındaki ilişki (İshimaru 1978).....	40
Şekil 3.8.	σ_t toplam tesir kesiti ve σ_a soğurma tesir kesiti , σ_g geometrik tesir kesiti için normalize edilmiştir. (İshimaru 1978).....	42
Şekil 3.9.	Büyük bir parçacıktan geri saçılma . (İshimaru 1978).....	43
Şekil 3.10.	Rayleigh saçılması için geometri. - (Kerker 1969).....	46
Şekil 3.11.	Hemoglobin [Hb] ve oxyhemoglobin [HbO ₂] nin optiksel soğurma spektrumu . (İshimaru 1978).....	57
Şekil 4.1.	İç ve dış şiddet hesaplamaları parçacığın referans sistemindeki ekvatoryal düzlemde şekillenmiştir. (Barber, Hill 1990).....	71

1. GİRİŞ

1.1. Işık

17.yüzyılda, ışığın, bir ışık kaynağından yayılan parçacıklar akışı olduğu ve göze girerek görme duygusu uyandırdığı kabul edilmiştir. Işığın bu parçacık teorisinin baş mimarı İsaak Newton 'dur.

Işık için geliştirilen diğer bir teori ise Hooke ve Huygens 'in dalga teorisidir.

İzleyen yıllarda Young, Malus, Euler ve diğer bilim adamları dalga teorisine katıldılar.

Daha sonra 1864'te Maxwell, elektrik ve manyetizmanın eşitliklerini genel bir şekilde birleştirip enine elektromanyetik dalgaların varlığını öne sürdü. Bu dalgaların serbest (boş) uzayda ilerleme hızı

$$c = \sqrt{\frac{1}{\mu_0 \epsilon_0}} \quad (1.1)$$

ile verilmiştir.

Burada μ_0 ve ϵ_0 sırasıyla boş uzayın manyetik ve elektriksel geçirgenlikleridir.

Maxwell teorisi, geniş bir frekans bölgesinde elektromanyetik dalga üretiminin mümkün olduğunu ifade etmiştir.

1887'de Hertz, bir indüksiyon makarasının boşaltılmasıyla kıvılcım aralığı boyunca yerleştirilmiş titreşen elektrik ve manyetik alanları 10m civarındaki dalga boyuyla gözlemiş ve böylece elektromanyetik dalgalar elde etmiştir.

Görünür ışık elektromanyetik spektrumun bir parçasıdır. Böylece dalga teorisi kabul edilir bir teori halini almıştır.

Dalga teorisi girişim ve kırınım olaylarına açıklık getirmekle birlikte ışığın soğurulması ve fotoelektrik olayda hatalı sonuç vermektedir. Işıkla aydınlatıldığında bir katının yüzeyinden elektron ayrılması olayı olan "fotoelektrik olay", 1905'te Einstein

tarafından açıklandı. Einstein enerjinin belli bölgelerde yoğunlaştığını ve parçacık gibi davranarak ilerlediğini öne sürmüştür. O, bu parçacıklara “foton” adını vermiştir.

Bir fotonun enerjisi ile dalga boyu arasındaki bağıntı

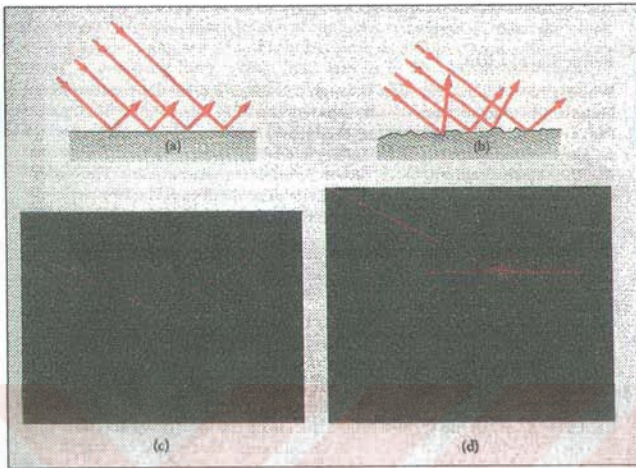
$$E = \frac{hc}{\lambda} \quad (1.2)$$

ile verilir. Burada h Plank sabitidir.

Işığın dalga ve tanecik teorileri birbirine zıt değil aksine tamamlayıcıdır. Özellikle ışığın enerji değişimini içeren deneylerde parçacık (foton, kuantum) doğasının, girişim ve kırınım içeren deneylerde ise dalga doğasının hakim olduğunu söyleyebiliriz.

1.2 Işığın Yansıması

Bir ortamda ilerleyen bir ışık ışını ikinci bir ortamın sınırına çarpınca , gelen ışının bir kısmı , birinci ortama tekrar yansıtılır .Şekil (1.1a) pürüzsüz , ayna gibi , bir yansıtıcı yüzeye gelen ışık demetinin birkaç ışını gösteriyor . Yansıyan ışınlar şekilde belirtildiği gibi birbirlerine paraleldirler. Işığın böyle düzgün bir yüzeyden yansımaya “ düzgün yansıma “ denir. Diğer taraftan , şayet yansıtıcı yüzey , şekil (1.1b) ‘ deki gibi , pürüzlü ise yüzey , ışınları çeşitli yönlerde yansıtacaktır . Herhangibir pürüzlü yüzeyden olan yansıma “ dağınık yansıma “ olarak bilinir . Yüzey değişimleri , gelen ışığın dalgaboyuna göre küçük olduğu sürece yüzey düzgün bir yüzey gibi davranacaktır.

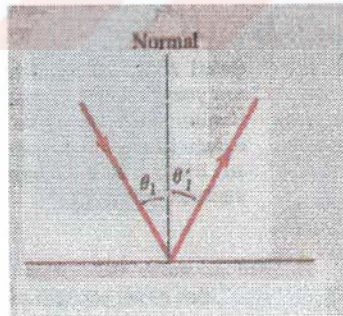


Şekil 1.1 (a) Yansıyan ışınların tümünün birbirine paralel olduğu düzgün yansıma .

(b) Yansıyan ışınların rastgele yönlerde ilerlediği dağınık yansımanın şematik görünümü .

(c) ve (d) lazer ışığı kullanılarak elde edilen düzgün ve dağınık yansıma fotoğrafları .

(Serway 1996)



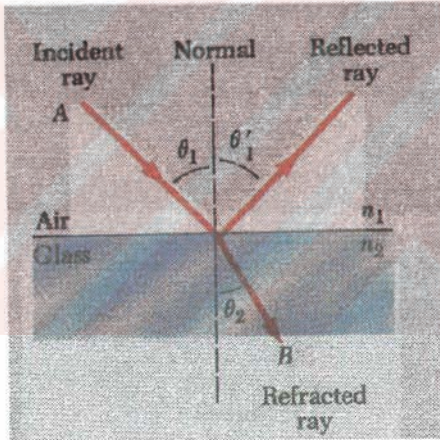
Şekil 1.2 Yansıma yasasına göre $\theta_i = \theta_r$ dir. Gelen ışın , yansıyan ışın ve normal aynı düzlemdir. (Serway 1996)

Şekil (1.2)'deki gibi, düzgün pürüzsüz bir yüzeye belirli bir açı ile gelen ve havada ilerleyen bir ışık ışını dikkate alalım. Gelen ve yansıyan ışınlar, gelen ışının yüzeye çarptığı noktada yüzeye dik olarak çizilmiş bir çizgi ile sırası ile θ_1 ve θ_1' açıları yaparlar. Bu çizgiye yüzeyin normali denir.

Deneyle, yansıma açısını, geliş açısına eşit olduğunu göstermektedir, yani

$$\theta_1' = \theta_1$$

1.3. Işığın Kırılması



Şekil1.3 Bir ışın hava – cam ara yüzeyine eğik olarak geliyor. Kırılan ışın, $n_2 > n_1$ ve $V_2 < V_1$ olduğu için, normale doğru yaklaşır. Bütün ışınlar ve normal aynı düzlemde dirler. (Serway 1996)

Şekil (1.3)'deki gibi, bir ışık ışını saydam bir ortamda ilerlerken başka bir saydam ortamın sınırına çarpınca, ışının bir kısmı yansır, bir kısmında ikinci ortama girer. İkinci ortama giren ışın sınırdaki bükülür ve kırılmış olduğu gözlenir. Gelen ışın, yansıyan ışın ve kırılan ışının tümü aynı düzlemde dir. Şekil (1.3) 'deki θ_2 , kırılma açısı, her iki ortamın özelliklerine ve

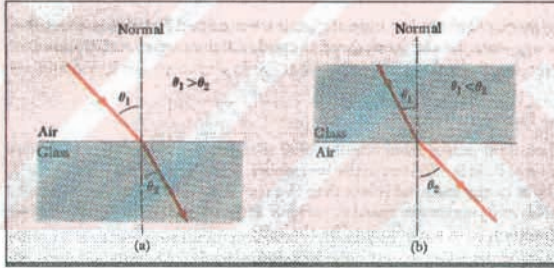
$$\frac{\sin \theta_2}{\sin \theta_1} = \frac{v_2}{v_1} = \text{sabit} \quad (1.3)$$

bağıntısı ile geliş açısına bağlıdır , burada v_1 ışığın 1. ortamdaki , v_2 ise 2. ortamdaki hızlarıdır. Bu bağıntı **Snell Yasası** olarak bilinir .

Kırıcı yüzeye doğru geçen bir ışık ışınının izlediği yolun tersinir olduğu bulunmuştur. Örneğin şekil (1.3) ' deki ışın , A noktasından B noktasına ilerlemektedir.

Şayet , ışın B noktasından çıksaydı , A noktasına ulaşmak için aynı yolu izleyecekti .

Işık , hızının yüksek olduğu bir maddesel ortamdan , daha düşük hızda olduğu bir ortama geçtiğinde şekil (1.4a)'da gösterildiği gibi , θ_2 , kırılma açısı geliş açısından daha küçük olur .Işık , yavaş ilerlediği bir maddesel ortamdan daha hızlı ilerlediği bir maddesel ortama geçerse , şekil (1.4b) 'de gösterildiği gibi , normalden uzaklaşacak şekilde kırılır.



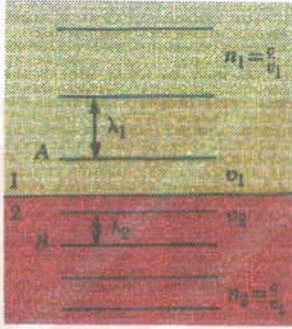
Şekil 1.4 (a) Işık demeti havadan cama geçtiğinde izlediği yol normale doğru yaklaşır.

(b) Demet , camdan havaya geçtiğinde izlediği yol normalden uzaklaşır. (Serway 1996)

Işık bir ortamdan diğerine geçerken , hızı her iki ortamda farklı olduğu için kırılır. Genellikle, herhangi bir maddesel ortamdaki ışık hızı boşluktakinden daha azdır. Gerçekten, boşlukta ışık maksimum hızla ilerler. Bir ortamın n kırılma indisini

$$n = \text{ışığın boşluktaki hızı} / \text{ışığın ortamdaki hızı} = \frac{c}{v} \quad (1.4)$$

oranı olarak tanımlamak uygundur. Bu tanımdan anlıyoruz ki kırılma indisi (1)' den büyük ve boyutsuz bir sayıdır; çünkü v daima c 'den daha küçüktür. Işık bir ortamdan diğerine ilerlerken frekansı değişmez. Bunun için böyle olduğunu görmek için şekil (1.5) inceleyelim.



Şekil 1.5 Bir dalga cephesi 1 ortamından 2 ortamına hareket ederken , dalga boyu değişir fakat frekansı sabit kalır.(Serway 1996)

Dalga cepheleri 1. ortamdaki A noktasında bulunan gözlemciyi belirli bir frekans ile geçip 1. ve 2. ortamlar arasındaki sınıra gelmektedirler. 2. ortamdaki B noktasında bulunan gözlemciyi geçen dalga cephelerinin frekansı , 1. ortamdaki A noktasına ulaşan dalga cephelerinin frekansına eşit olmalıdır. Şayet bu olmasaydı , ya dalga cepheleri sınırdaki bulunacaklar veya sınırdaki yok olacaklar ya da yaratılacaklardır. Bunun böyle olması için herhangi bir mekanizmanın olması nedeniyle , ışık aynı bir ortamdan diğerine geçerken , frekans sabit olmalıdır.

Bundan dolayı , $v=f\lambda$ bağıntısının her iki ortamda geçerli olması ve $f_1 = f_2 = f$ olması nedeniyle ,

$$V_1 = f\lambda_1 \text{ ve } V_2 = f\lambda_2 \quad (1.5)$$

olduğunu görürüz.

Kırılma indisi ve dalga boyu arasındaki ilişki , bu iki denklemi birbirine oranlayarak ve (1.4) denklemiyle verilen kırılma indisi tanımından yararlanarak elde edilebilir.

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{c/n_1}{c/n_2} = \frac{n_2}{n_1} \quad (1.6)$$

buradan

$$\lambda_1 n_1 = \lambda_2 n_2 \quad (1.7)$$

elde edilir.Şayet , i. ortam boşluk veya tüm pratik amaçlar için hava ise , o zaman $n=1$ dir.

Böylece (1.6) denkleminde , herhangi bir ortamın kırılma indisi

$$n = \frac{\lambda_1}{\lambda_n} \quad (1.8)$$

Oranı olarak ifade edilebilir. Burada , λ_0 ışığın boşluktaki dalgaboyu ve λ_n ise kırılma indisi n olan ortamdaki dalga boyudur .(1.6) eşitliğini (1.3) eşitliğinde yerine koyarak

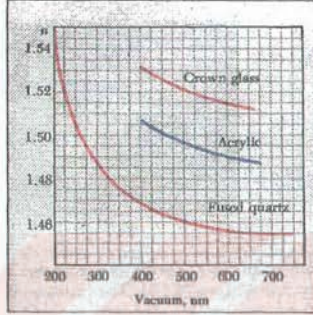
$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (1.9)$$

elde ederiz. Bu , Snell Yasasının en yaygın olarak kullanılan pratik biçimidir.

1.4. Dağınım

Kırılma indisinin önemli bir özelliği , farklı dalgaboylu ışık için farklı olmasıdır. n , dalgaboyunun bir fonksiyonu olduğu için Snell Yasası farklı dalgaboylu ışığın , kırıcı bir maddeye geldiği zaman farklı açılarda büküleceğini ortaya koyar. Şekil(1.6)'dan

görüldüğü gibi , kırılma indisi , artan dalgaboyu ile azalır . Bu ise , kırıcı bir maddeden geçerken , mavi ışığın , kırmızı ışıktan daha fazla büküleceği anlamına gelir.n'in dalgaboyu ile değiştiği herhangi bir maddenin “dağınım “ oluşturduğu söylenir.



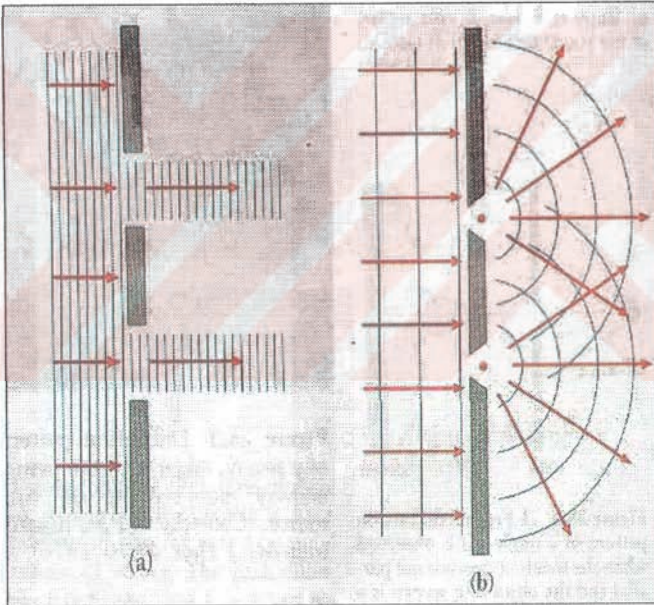
Şekil 1.6 Üç madde için ışığın kırılma indisinin boşluktaki dalga boyu ile değişimi (Serway 1996)

Dağınımın ışık üzerinde sahip olabileceği etkileri anlamak için ışığı bir prizmaya çarptığı zaman ne olacağını dikkate alalım . Sol taraftan prizmaya gelen ışığın tek bir ışını, orijinal ilerleme yönünden sapma açısı denilen δ açısı kadar bükülerek çıkar.

Şimdi, bir beyaz ışık demetinin (tüm görünür dalgaboylarının bileşimi) bir prizmaya geldiğini varsayalım. İkinci yüzeyden çıkan ışınlar, spektrum olarak bilinen renkler serisi halinde saçılırlar. Azalan dalgaboyu sırasındaki bu renkler, kırmızı, truncu,sarı , yeşil ,mavi , çivit ve mor’dur.Newton, her bir rengin özel bir sapma açısına sahip olduğunu , spekturumun daha fazla renklere ayırlamayacağını ve renklerin orijinal beyaz ışığı elde etmek için tekrar birleştirilebileceğini gösterdi. Açıkça , δ sapma açısı , verilen bir rengin dalgaboyuna bağlıdır. En çok mor , en az ise kırmızı ışık sapar ,ve görünür spektrumda kalan renkler bu uç bölgeler arasına düşerler. Işık , prizma gibi bir maddeden yayıldığı zaman , ışığın bir spektrum oluşturarak dağıldığı söylenir.

1.5.Kırınım

Bir ışık demetinin, Young'ın çift yarıç deneyinde olduğu gibi iki yarığa geldiğini varsayalım. Eğer ışık gerçekten yarıkları geçtikten sonra doğrusal bir yol boyunca hareket etmiş olsa idi , şekil (1.7a)'da olduğu gibi dalgalar kesişmeyecek ve hiç bir girişim deseni gözlenmeyecekti. Halbuki , Huygens İlkesi , yarıklardan çıkan dalgaların şekil(1.7b) 'de görüldüğü gibi yayılmalarını gerektirir. Başka bir deyişle , ışık düz ve doğrusal yolundan sapar ve başka türlü gölgelenmiş bir bölgeye girer. İşte ışığın bu geliş doğrultusundan ayrılması kırınım olarak adlandırılır.



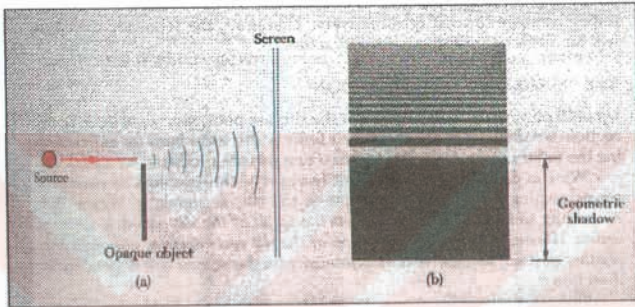
Şekil 1.7 (a) Eğer ışık dalgaları yarıkları geçtikten sonra dağılmamış olsalardı , hiç girişim olmayacaktı .

(b) İki yarıktan çıkan ışık dalgaları dağıldıkça örtüşmekte ve girişim saçakları oluşmaktadır.

(Serway 1996)

Genel olarak kırınım, dalgalar küçük aralıklardan, engeller veya oldukça keskin kenarların yakınılarından geçtiğinde oluşur. Örneğin, şekil (1.8a) 'da olduğu gibi saydam olmayan bir cisim, noktasal ışık kaynağı ile ekran arasına konulmuş olsun.

Ekrandaki gölgelenmiş ve aydınlanmış bölgeler arasındaki sınır keskin olmamaktadır. Sınırın dikkatlice incelenmesi gösterir ki, az miktardaki ışık gölgeli bölgeye doğru bükülmektedir.

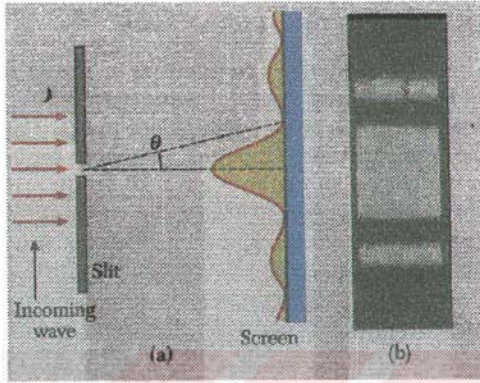


Şekil 1.8 (a) Işık geçirmeyen cismin kenara yakın yerlerinde ışık bükülmektedir.

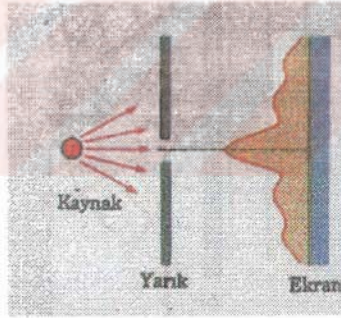
(b) Bükülen ışık bir dizi karanlık ve aydınlık bantlar oluşturmaktadır. Eğer ışık cismin kenarında bükülmemiş olsa idi, bu bantların bulunduğu bölge gölgeli olacaktı. (Serway 1996)

Kırınım olayları çoğu zaman iki şekilde sınıflandırılmıştır. Bu sınıfların adları, onları ilk açıklayan kişilere aittir. Franunhofer Kırınımı adıyla anılan birincisi, bir noktaya ulaşan ışınlar yaklaşık olarak paralel olduklarında meydana gelir.

Ekran, yarıktan ölçülebilir bir mesafeye yerleştirildiğinde ve paralel ışınları odaklamak için hiç mercekle kullanılmadığında gözlenen desen Fresnel Kırınımı deseni adını alır.



Şekil 1.9 (a) Tek yarıklı Fraunhofer kırınımı deseni . Desen merkezde parlak bölge ve yanlarda daha zayıf maksimumlardan ibarettir
(b) Tek yarıklı Fraunhofer kırınım deseninin fotoğrafı. (Serway 1996)



Şekil 1.10 Tek yarıklı Fresnel kırınım deseni , gelen ışın paralel olmadığında ve ekran yarıktan belirli bir uzaklıkta olduğunda gözlenir. (Serway 1996)

1.6 Kutuplanma(polarizasyon)

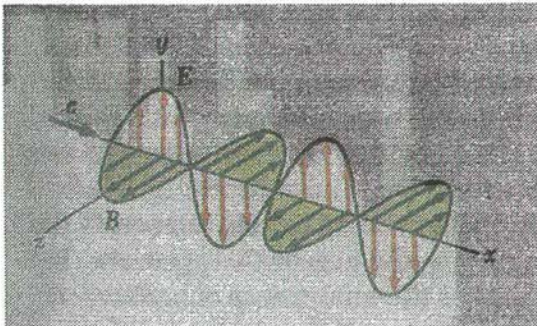
Işığın dalga doğası girişim ve kırınım olaylarını açıklamakta kullanılmıştır. Şekil (1.11) bir elektromanyetik dalgaya ilişkin elektrik ve manyetik alan vektörlerinin hem birbirlerine, hemde yayılma doğrultusuna dik olduklarını göstermektedir.

Kutuplanma (polarizasyon) olayı elektromanyetik dalgaların enine doğasının kesin kanıtıdır.

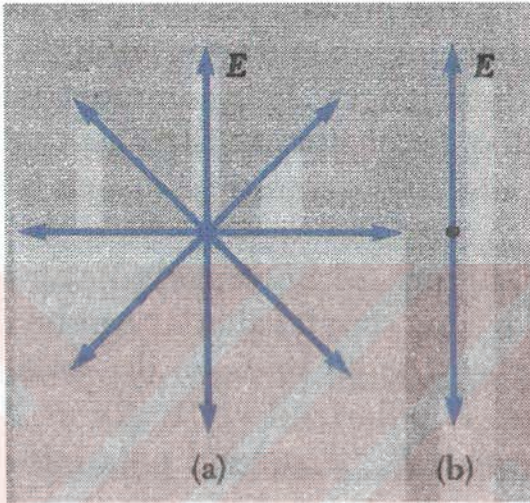
Rastgele ışık demeti , ışık kaynağındaki atom veya moleküller tarafından yayımlanan çok sayıdaki dalgalardan ibarettir. Her atom kendi E yöneliminde dalga meydana getirir; şekil(1.11). Bu yönelim , atomik titreşmelerin de doğrultusudur.

Elektromanyetik dalganın kutuplanma yönü , E ' nin titreşim yaptığı yön olarak tanımlanır. Fakat bütün yönlerde titreşim yapmak mümkün olduğundan, bileşke elektromanyetik dalga, her bir elektromanyetik dalganın (süperpozisyonu) üstüste gelmesidir. Sonuç şekil (1.12a) ' da gösterildiği gibi polarize olmamış (kutuplanmamış) bir ışık dalgasıdır. Şekildeki dalganın yayılma yönü sayfaya diktir. Elektrik alan vektörünün doğrultuları ($\pm y$ yönleri) eşit ihtimalle yayılma doğrultusuna dik bir düzlem içinde bulunurlar . Herhangibir noktada ve herhangibir anda , sadece bir tane bileşke elektrik alanı vardır.

Polarize olmamış ışıktan polarize olmuş ışık elde etmek için dört fiziksel yöntem vardır. Bunlar (1) Seçici soğurma (2) Yansıma (3) Çift kırılma (4) Saçılma.



Şekil 1.11 x- doğrultusunda yayılan elektromanyetik dalganın şematik gösterimi . E elektrik alan vektörü xy düzleminde titreşim yapar ve B manyetik alan vektörü xz düzleminde titreşir. (Serway, 1996)



Şekil 1.12 (a) Yayılma yönünde gözlenen polarize olmamış bir ışık demeti (sayfaya dik) enine elektrik alan vektörü , eşit olasılıkla herhangi bir yönde titreşebilir. (b) Düşey doğrultuda titreşen elektrik alanına sahip çizgisel polarize ışık demeti. (Serway, 1996)

1.6.1 Lineer Polarize Olmuş Işık

Bir ışık dalgası osilasyon yapan bir elektromanyetik alandır. Moleküller üzerindeki ışığın etkisi yüklerin dağılımına neden olduğundan dolayı ışığın sadece elektrik alan elemanları göz önüne alınır ve akım üretilmesinde elektrik alanlar manyetik alanlardan daha büyük etkiye sahiptir. Diğer bir deyişle, ışığı osilasyon yapan bir elektrik alan vektörü ile temsil edebiliriz. Böylece yalnız z eksenini doğrultusunda yayılan , x eksenini doğrultusunda polarize olmuş bir ışık

$$\mathbf{E}_x = E_x^0 \sin [Wt - kz + \phi_0] \hat{i} \quad (1.10)$$

eşitliği ile tanımlanabilir.

Burada E_x elektrik alan vektörünün genliğidir ve i x eksenini doğrultusundaki birim vektördür. Benzer olarak yalnız y eksenini doğrultusunda lineer polarize olmuş ışık;

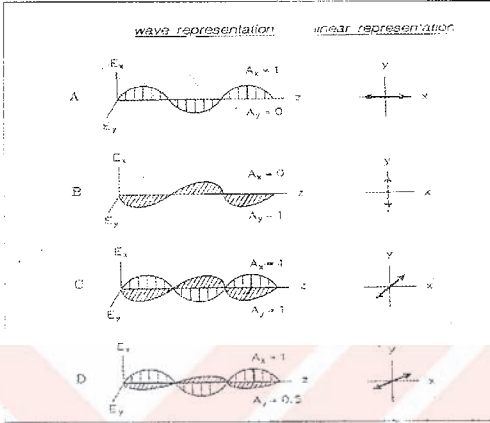
$$E_y = E_y^0 \sin[Wt - kz + \phi_0] j \quad (1.11)$$

ile verilir.

Burada j y eksenini doğrultusundaki birim vektördür. Genel olarak lineer polarize ışığın elektrik alanı, yayılım yönüne dik herhangi bir düzlem içinde bir yöne yönelmiş olur ve böylece E_x ve E_y 'nin vektör toplamı olarak tanımlanabilir.

$$\begin{aligned} E &= E_x + E_y \\ E &= \left\{ E_x^0 i + E_y^0 j \right\} \sin [Wt - kz + \phi_0] \end{aligned} \quad (1.12)$$

xy düzlemindeki her bir doğrultuda polarize olmuş lineer polarize olmuş ışık böylece yalnız x ve y eksenlerine yönelmiş iki elemandan oluşuyor olarak düşünülebilir. İki elemanın bağıl büyüklükleri polarizasyon eksenine yönelmeyle belirlenecektir.



Şekil 1.13 Farklı yönlerde lineer polarize ışığın gösterimi. Örnekler (a) x eksenine veya (b) y eksenine boyunca ve (c) x eksenine ile 45° ya da (d) 30° lik açı oluşturacak şekilde yönelmiş polarizasyonları içermektedir. Işığın şiddeti normalize edilmiştir. (Kluger D.S., Lewis J.W. and Randall L.E. (1990))

1.6.2. Dairesel Polarize Olmuş Işık

Lineer polarizasyonda ışığın x ve y elemanları farklı genliklere fakat aynı faza sahiptir.

Şimdi aynı E_0 büyüklüğüne fakat 90° 'lık bir faz farkına sahip iki elemanın özel bir durumunu inceleyelim ;

$$E_{rep} = E^0 \{ \sin[Wt - kz + \phi_0] \hat{i} + \sin[Wt - kz + \phi_0 + \pi/2] \hat{j} \} \quad (1.13)$$

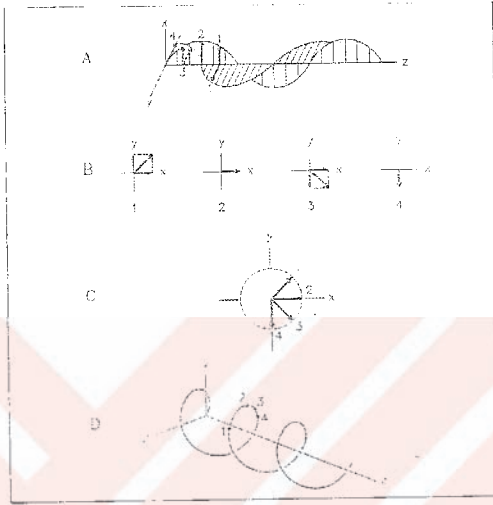
$$E_{rep} = E^0 \{ \sin[Wt - kz + \phi_0] \hat{i} + \cos[Wt - kz + \phi_0] \hat{j} \}$$

ya da

$$E_{rep} = E^0 \{ \sin[Wt - kz + \phi_0] \hat{i} + \sin[Wt - kz + \phi_0 + \pi/2] \hat{j} \} \quad (1.14)$$

$$E_{rep} = E^0 \{ \sin[Wt - kz + \phi_0] \hat{i} - \cos[Wt - kz + \phi_0] \hat{j} \}$$

Bu durum şekil (1.14) ' de gösterildiği gibi çok ilginç bir özelliğe sahiptir.



Şekil 1.14 Sağ yönlü dairesel polarize ışığın gösterimi

- (a) Eşit genliklere ve 90° lik faz farkına sahip orthogonal lineer bileşenler
- (b) (a) da 1 den 4 e kadar rakamlarla işaretlenmiş noktalardaki bileşenlerin vektör toplamı
- (c) Dalğanın yayılma yönünden ışık kaynağına bakıldığında zaman , elektrik alan vektörünün ucu daire çizmektedir
- (d) (a) , (b) ve (c) de gösterilen sonuç elektrik alan vektörünün zaman içinde çizildiği yol.

(Kliger D.S. , Lewis J.W. and Randall L.E. 1990)

z ekseninde görüldüğü gibi , ışığın elektrik alanını temsil eden vektör sabit bir büyüklüğe sahiptir fakat yönü zamanla değişir şöyle ki vektörün ucu (tepesi) zamanla dairesel yolun dışına çıkar .

Böylece , eşitlik (1.13) ile gösterilen durum için , $z = 0$ noktasındaki vektör E_0 genliğine sahiptir ki burada $W_t = 0$ dir ve uçları sadece + y eksenli noktalardır.

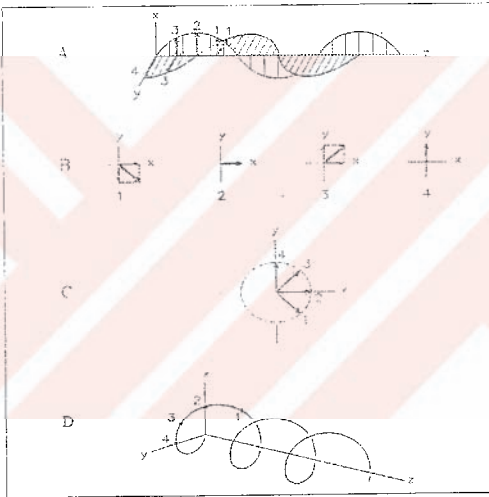
Kısa bir zaman sonra vektör saat yönünde biraz döndüğünde aynı genliğe sahip olduğundan y elemanı yavaşça küçülür ve x elemanı yavaşça büyür. Bu zamanla devam eder .Örneğin $W_t = 90^\circ - \phi_0$ olduğu zaman vektörün ucu yalnız x ekseninde noktalardır.

Bu durum devam ettiği için $z = 0$ düzlemindeki vektör , kaynaktan bakılan pozitif z ekseninde görüldüğü gibi , saat yönünde bir daire çizer gibi görülür.

Zamanın herhangi bir anında gözleendiği gibi (şekil 1.14) sağ tarafa dönen bir vüda ya da spiral gibi davranır.

Bu karakterle ışık sağ yönü dairesel polarize ışık olarak adlandırılır.

Alternatif olarak , eşitlik (1.12)' daki bağıntı geçerli olduğu zaman , ışığın elektrik alan vektörü saat yönünün tersi dairesel bir yol çizer. Bu durumda ışığın sol dairesel polarize olduğu söylenir.



Şekil 1.15 Sol yönlü dairesel polarize ışığın gösterilmesi. Gösterimler şekil 1.14' deki sağ yönlü dairesel polarize ışığın gösterim şekline benzerdir. (Kliğer D.S. , Lewis J.W. and Randall L.E. 1990)

1.6.3 Eliptik Polarize Olmuş Işık

Polarize ışığın diğer şekillerini üretmek için lineer polarize ışığın ortogonal elemanları birleştirilir. Özel durumda , aynı fazlara sahip ortogonal çeşitli yönelimli lineer polarize ışık üretilir veya 90° lik faz farkı oluşturulup dalga genlikleri aynı bırakılarak dairesel ışık üretilir.

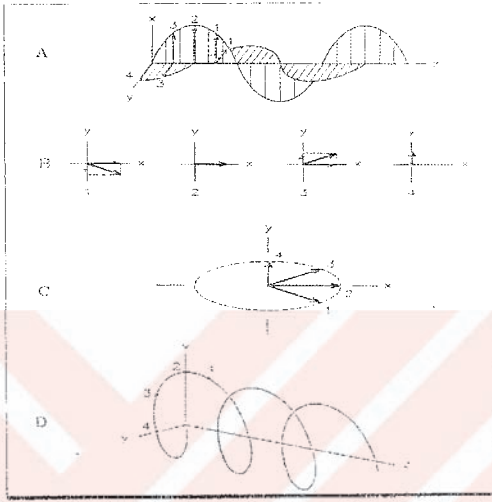
Eğer elemanlar bu özel kriteri taşımadan birleştirilirse, eliptik polarize ışık üretilmiş olur. Özetle söylersek, polarize olmuş ışık ya polarizasyonun genel bir şekli olan eliptik polarize ışık veya bunun özel durumları olan dairesel veya lineer polarize ışık şeklindedir. Böylece, $E_x = E_y$ ve iki elemanın fazları 90° den farklı olduğunda, ışık dairesel polarizedir. Faz ilişkisini değiştirmeksizin, $E_y = 0$ ise ışık yalnız x eksenini doğrultusunda lineer polarize olacaktır.

Eğer $E_y \neq 0$ fakat $E_y < E_x$ ise, ışık, yalnız x eksenini büyük elips eksenini olacak şekilde eliptik polarize olacaktır. Ayrıca eğer $E_x = 0$ ise ışık yalnız y eksenini doğrultusunda lineer polarize olacaktır ve eğer $E_x \neq 0$ fakat $E_x < E_y$ ise ışık, yalnız y eksenini büyük elips eksenini olacak şekilde eliptik polarize olacaktır. Daha genel durumda, elipsin polarizasyonun yönelim ve dış merkezliliği bu elemanların bağlı fazları üzerine ve E_x ve E_y 'nin her ikisine bağlı olacaktır. Böylece,

$$E = E_x^0 \sin[\omega t - kx] \hat{i} + E_y^0 \sin[\omega t - kx + \Delta] \hat{j} \quad (1.13)$$

Burada, Δ , x eksenine bağlı yalnız y eksenini doğrultusunda yönelmiş lineer elemanın fazıdır.

$0^\circ < \Delta < 180^\circ$ olduğu zaman, E sağ yönlü polarizasyon durumlarını $-180^\circ < \Delta < 0^\circ$ olduğu zaman ise E sol yönlü polarizasyon durumlarını tanımlamaktadır. Dairesel polarize olmuş ışık için benzer olarak, eliptik polarize olmuş ışığın elektrik alan vektörü z ekseninden bakıldığı zaman elips çizecektir. xy düzleminden bakıldığı zaman ise elektrik alan vektörünün çizdiği yol yasılaştırılmış bir spiral gibi gözükmetedir. Bu durumdada elektrik alan vektörünün saat veya saat yönüne ters yönde hareket etmesine göre ışık sağ veya sol yönlü eliptik polarize ışık olacaktır.



Şekil 1.16 Sol yönlü eliptik polarize ışığın gösterilmesi. Gösterimler şekil 1.14'deki sağ yönlü dairesel polarize ışığın gösterim şekline benzerdir. (Kluger D.S., Lewis J.W. and Randall L.E. 1990)

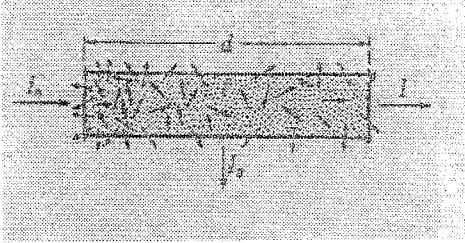
1.7. Genel Ve Seçici Soğurma

Bir maddeden geçirilen ışığın bütün dalgaboylarının şiddeti yaklaşık aynı oranda azaltılırsa, madde genel soğurma gösteriyor denir.

Seçici soğurma ise diğerlerine tercihen ışığın belli dalgaboylarının soğurulması anlamındadır.

Pratik olarak bütün renkli maddeler görünür spektrumun bazı kısımlarında seçici soğurmaya sahip olmaları nedeniyle renkli görünürler. Böylece yeşil bir cam parçası, spektrumun kırmızı ve mavi kısımlarını bütünüyle soğurur, geçen ışığın geri kalan kısmı gözde yeşil renk hissiyi oluşturur.

1.7.1 Soğurma Ve Saçılma Arasındaki Fark



Şekil 1.17 Duman gibi sonlu bölünen parçacıklardan ışık saçılması
(Jenkins and White 1976)

Şekilde I_0 şiddetli ışık, dumanla doldurulmuş uzun cam bir silindire girer. Diğer uçtan çıkan demetin I şiddeti I_0 'dan daha küçük olacaktır. Dumanın verilen bir yoğunluğu için deneyler, I 'nın d uzunluğuna eksponansiyel olarak bağlı olduğunu gösterir.

$$I = I_0 e^{-\alpha d} \quad (1.16)$$

Burada α gelen demetten ışık kayıp oranının bir ölçüsü olduğundan soğurma katsayısı olarak adlandırılır. Fakat I şiddetindeki azalmanın tek nedeni ışığın gerçekten kaybolması değildir. Asıl neden ışığın bir kısmının duman parçacıkları tarafından çeşitli yönlerde saçılması ve böylece gelen demetten uzaklaşmış olmasıdır. Çok açık bir dumanda bile, I_s saçılan ışık şiddeti, karartılmış bir odada bir taraftan bütün gözlenmesiyle kolaylıkla belirlenebilir.

Gerçek soğurmada ışık enerjisi, soğuran maddenin moleküllerinin ısı hareketine dönüşerek kaybolur. Genellikle α ya , gerçek soğurma ve saçılmadan kaynaklanan iki parçanın birleşimi olarak bakabiliriz. Böylece eşitlik,

$$I = I_0 e^{-(\alpha_a + \alpha_s) d} \quad (1.17)$$

halini alır.

Meyer (1977) , yayınladığı çalışmasında kırmızı kan hücre taslaklarından ışık saçılması ve zar kalınlığına açığa bağlı yapının kırılma indisi duyarlılığı incelemiştir.

Kırmızı kan hücreleri uygun bir hypotonik ortama maruz bırakıldığı zaman , hemogloblin hücrenin dışına çıkar ve hücre şekli bikonkavdan küresele dönüşür. Bu kırmızı kan hücresi taslakları esas olarak çok ince zarlı boş kürelerdir; biolojik hücreler için bu morfolojik sadeleştirme basit ışık saçılma modellerini test etmek için onları ideal hücreler haline getirir. Bu çalışmada , kırmızı kan hücre taslağı, zarı temsil eden dış küre ve hücrenin içini temsil eden iç küre olmak üzere ortak merkezli iki küre şeklinde modellendirilmiştir. Model için ışık saçılma deseni Lorentz- Mie Teorisi ve Rayleigh – Gans Teorisinin ikisi birden kullanılarak belirlenmiştir. Açığa bağımlı yapı, kırılma indisi ve zar kalınlığının farklı değerleri için, maksimumların bağıl şiddetleri ile minimumların açısıl konumlarının karşılaştırılması ile incelenmiştir. Bu çalışma göstermiştir ki kırmızı kan hücre taslağının açığa açısıl bağımlı yapısının ışık saçılma deseni taslağın çapına bağlıdır fakat zar kalınlığından ve kırılma indisinden bağımsızdır. Kırmızı kan hücre zarları çoğunlukla lipit ve proteinlerden oluşmuştur ki bunların kırılma indisleri 1.46 ile 1.54 arasında değerlere sahiptir. Böylece zarın bağıl kırılma indisinin $1.10 < m_2 < 1.16$ aralığında olması beklenir.(süspansiyon ortamının kırılma indisi 1.33 olarak kabul edilmiştir.)

Kırmızı kan hücre zarının kalınlığı 200 Å^0 ' dan daha küçüktür ve kırmızı kan hücre taslağının çapıda 10 µm^0 ' den daha küçüktür. İki ortak merkezli kürenin ışık saçılma deseni için tam bir çözüm; Aden ve Kerker tarafından geliştirilen Lorentz –Mie eşitlikleri ile verilmiştir.

Kırmızı kan hücrelerinin taslaklarının ışık saçılma deseninin , zar kalınlığına ve kırılma indisine bağlı olup olmadığını tayin etmek için ; Tablo 1 ' de verilen v, δ ve m_2 değerleri için , Brunsting ve Mullaney tarafından geliştirilen Lorentz –Mie bilgisayar kodu kullanılarak saçılma açılarına bağlı şiddet verileri hesaplanmıştır. Kırmızı kan hücresi taslakları için değerlerin , bu tabloda listelenen değerler aralığında olması beklenmiştir.

Açıya bağlı yapı , Mie hesaplamalarından elde edilen şiddet deseninin normalize edilmesi ile araştırılmıştır.Bu normalizasyonda , sıfır derecedeki şiddet birim olarak alınmış ve farklı zar kalınlıkları ve kırılma indisi değerleri için maksimumların şiddet değerleri ve minumumların açısıl konumları karşılaştırılmıştır..

Sonuçta kırmızı kan hücre taslaklarından ışık saçılma deseninin aşıya bağlı yapısının hem zar kalınlığından hem de kırılma indisiden bağımsız olduğu bulunmuştur.

Bununla birlikte saçılma tesir kesiti toplam saçılma deseninin , aydınlatılan demet şiddetine göre bağlı şiddeti , zarın optiksel özelliklerine bağlıdır. Bu sonuçlar eş merkezli küre modelini kullanan Mie teorisi tarafından tahmin edilen desenle kırmızı kan hücre taslakları süspansiyonundan ölçülen ışık saçılma desenini karşılaştırmış olan Mullaney ve Fiel ' nin yorumları ile uyumlu değildir. Bu çalışmada kullanılan

$$(\delta\phi)^2 / 6 \ll 1 \quad (2.1)$$

eşitliğindeki hata bu uyumsuzluğu açıklar. Aynı zamanda , deneysel verilerden elde edilen maximumların bağlı şiddetleri, burada bahsedilen içi boş kabuk modeli ile tahmin edilienden daha düşüktür.

Tablo 2.1. Bu tabloda saçılma açısı değerlerine bağlı şiddet listelenmiş parametreler için hesaplanmıştır (Meyer 1977)

$v[2b]$	$\delta[b-a]$	m_2	θ
80 [$10\mu m$]	0.16 [100.4°]	1.10(0.02)1.16	$0(0.2)180^\circ$
80 [$10\mu m$]	0.32 [200.4°]	1.10 (0.02)1.16	$0(0.2)180^\circ$
60 [$7.5\mu m$]	0.08 [50.4°]	1.12	$0(0.2)180^\circ$
60 [$7.5\mu m$]	0.16 [100.4°]	1.12	$0(0.2)180^\circ$
60 [$7.5\mu m$]	0.24 [150.4°]	1.12	$0(0.2)180^\circ$
60 [$7.5\mu m$]	0.32 [200.4°]	1.12	$0(0.2)180^\circ$
40 [$5\mu m$]	0.16 [100.4°]	1.10(0.02)1.16	$0(0.2)180^\circ$
40 [$5\mu m$]	0.32 [200.4°]	1.10(0.02)1.16	$0(0.2)180^\circ$

Tomita ,Gotoh ,Yamamoto , Tanahashi ve Kobari (1983) , yayınladıkları çalışmalarında, 0,26 cm yarıçaplı geçirgen bir tübde kandan ışık saçılması üzerine hemolysis , hematocrit , RBC (kırmızı kan hücresi) büyümesi ve akı oranının etkilerini incelemişlerdir.

0.26 cm yarıçaplı bir tübteki kandan ışık saçılma şiddeti bir gelme tesir kesitli düzlem üzerindeki farklı açılarda M. Tomita ve arkadaşları tarafından tasarlanmış bir aletle ölçülmüştür. Akı oranı , kırmızı kan hücrelerinin büyümesi , hematocrit (Ht) ' deki değişimler ve hemoliz'e bağlı olarak ışık şiddetinin açısal dağılımındaki değişimler polar koordinatlarda işaretlenmiştir 45⁰ 'deki ışık şiddetinin 135⁰ deki ışık şiddetine oranı olarak tanımlanmış disimetri indisi ve ışık saçılma diagramının şeklini karakterize etmekde kullanılmıştır.

Indis, Ht ile ve akı oranı ile azalır fakat RBC büyümesi ile artar. Kandan ışık saçılmasının gerçekleşmesi için RBS zarının hasar görmemiş olması gerektiği görülmüştür. Hücre zarı hasarsız olduğunda bile , ışık saçılmasının kanın akış hızına bağlı değişimler gösterdiği görülmüştür.

Sugihara (1984) , bu çalışmada iki paralel duvar arasındaki basınç bir kesme akımındaki bir tek kırmızı kan hücresinin hareketi ve deformasyonu teorik olarak çalışmıştır. Tank lastik tırtıla benzer biçimde , dış kısımda ince hareketli bir zara sahip ve sabit alanlı eliptik bir biçime deforme olan , iki boyutlu deformasyonlu iki boyutlu bir mikro kapsül , hücre için bir model olarak geliştirilmiştir.

Duvarlar ve hücre arasındaki akışkan dinamiği etkileşimleri altında ; Stokes eşitliklerine sonlu eleman yöntemi uygulanarak, tank lastik tırtıl hareketi ve deformasyon tayin edilmiştir. Mikrokapsülün hareketinin ve deformasyonunun , iki duvar arasındaki kanal genişliğine bağlı olduğu gösterilmiştir. Genişlik azaldıkça, mikrokapsülün daha uzatılmış şekil aldığı ve tank lastik tırtılının hareket frekansının azaldığı gözlenmiştir.

Ayrıca iç sınırın viskozitesinin dış sınırın viskozitesine oranının küçük olduğu bölgelerde , eğim açısının azaldığı ; büyük olduğu bölgelerde arttığı görülmüştür. Elde edilen bu sonuçlar , deneysel gözlemlerle karşılaştırılmış ve karşılıklı etkileşime halinde bulunan hücrelerin davranışına uygulanmıştır.

Mohandas , Kim , Tycko ve Wyart (1986) yayınladıkları çalışmalarında lazer ışık saçılması ile bireysel kırmızı hücrelerin hemoglobinin yoğunluğunun ve hacminin doğru ve bağımsız olarak ölçümünü incelemişlerdir.

Hücre hacmi (MCV) ve hemoglobin yoğunluğu (MCHC) anemili hastaların kanını karakterize etmek için kullanılan kırmızı hücre indisleridir. Bu indislerin ölçümü için akı sitometrik yöntemleri kullanılmaya başlandıktan beri, genellikle bu aletler

tarafından elde edilen değerler doğru olarak farz edilmiştir. Fakat ,son zamanlarda gösterilmişirki deformasyondaki değişiklikler gibi,bazı hücresel faktörler bu otomatik aletlerle yapılan hücre hacmi ölçümlerinde hatalara neden olmaktadır.Hücre hemoglobini yoğunluğu ve hemotocrit, hücre hacminin ölçülen değerlerinden hesaplandığından, bu indislerin doğruluğu hücre hacminin yanlış ölçümünden etkilenmektedir. Yakınlarda geliştirilmiş deneysel akı sitometric metodu, hacim ve hemoglobini yoğunluğunu bağımsız olarak ölçebilen lazer ışığı saçılmasına dayanır.Bu yöntem , yoğunlaştırılmış – damıtılmış normal ve orak biçimli kırmızı hücrelerin , su ile karıştırarak bileşik oluşturulmuş ve suyu çıkarılmış normal kırmızı hücrelerin ve çeşitli patolojik hücrelerin MCV ve MCHC 'sini ölçmek için bu çalışmada kullanılmıştır. MCV (30 dan 120 fl.) ve MCHC (27 ' den 45 ' e g / dL) değerlerini kapsayan geniş bir aralıktaki hacim ve hemoglobini konsantrasyonlarının her ikisinde bu yeni yöntemle doğru bir şekilde ölçüldüğünü bulmuşlardır. Bu yeni yöntemin , hemoglobini konsantrasyon değerlerinin (27 ' den 35 g / dL) aralığında ölçülebildiği kullanımda olan yöntemden , farkını ortaya koyar. Ek olarak bu yeni deneysel metot , bireysel kırmızı hücrelerin hacim ve hemoglobini konsantrasyonunu bağımsız olarak ölçtüğü için , hemoglobini konsantrasyon dağılımının standart sapması ve hacim dağılımı için çeşitli katsayıların elde edilmesi , hacim ve hemoglobini konsantrasyon dağılımının histogramlarını oluşturmak için bize imkan verir. Patolojik kırmızı hücre örneklerindeki hacim ve hemoglobini konsantrasyon dağılımlarının birbirinden bağımsız olarak değişebildiği saptanmıştır.

Bitbol (1986) , yayınladığı çalışmasında $C = 0$ yörüngesinde kırmızı kan hücresinin yönelimi incelemiştir.

Kesilmiş bir alanda sadece insanın kırmızı hücrelerinin davranışının iki yöneliminden bahsedilmiştir. Düşük viskoz ortamda ve $< 20 \text{ s}^{-1}$ kesilmiş oranlarda hücreler Jeffery (1922) ' nin teorisine göre oblate küresimler için periyodik olarak değişen açısız hızla döner. Viskozluğun $> \approx 5 \text{ mPa s}$ büyük olma durumlarında ve yeteri kadar yüksek kesme oranlarında , hücrelerde depo davranış hareketinin olması zar ile akının yönelimi için sabit bir açıda kendileri sıraya girer. Aynı zamanda , düşük viskozlu ortamında , kesme oranı artarken , çok daha fazla küre kesme düzlemine uzanır, $C = 0$ olan bir yörüngede kesilen alanın vorticity eksenli simetri eksenli olan spin sıraya girmiştir.

İki deneysel metot kullanarak bu son olayı elde etmişlerdir. İlk olarak, erythrocytesler rheoscopeda gözlenmiştir ve yarıçapları ölçülmüştür. İleri ışık saçılma örnekleri kırmızı hücre yönelim durumuyla aralarında uygunluk olmuştur. Akının başlangıcı ve sona ermesi ölçüldükten sonra sonar ışık akışı değişmiştir ve erythrocytelerin yönelim ve yönelmemelerinin karakteristik zamanları belirlenmiştir. $C=0$ yönügesindeki erythrocyte yöneliminin karakteristik zamanı kesme oranının tersi ile orantılıdır. Uygun gelen orantı katsayısı süspansiyon ortamının viskozluğu η_0 ' a bağlıdır. Akı durduktan sonra sonar yönelmeme zamanı τ_D , τ_D / η_0 gibi uygulanan ilk kesme şiddetinden bağımsızdır.

Fakat , eğer saf Brownian hareketi katılmışsa τ_D nin diğerinden çok daha kısa olması beklenir.

Steinke ve Shepherd (1988), yayınladıkları çalışmalarında kırmızı kanı hücrelerinin ışık saçılmasını ile Mie Teorisinin karşılaştırılmasını incelemişlerdir.

Kırmızı kan hücrelerinin iki önemli optiksel özelliği , σ_s mikroskobik saçılma tesir kesiti ve $\bar{\mu}$ saçılma açılarının kosinüsleri ortalaması tüm kanın optiksel davranışına katkıda bulunur. Böylece , σ_s ve $\bar{\mu}$ nin değerleri için Mie Teorisinin tahmin yeteneği, deneylerle test edilmiştir. Ek olarak , kırmızı kan hücrelerinin büyüklüğünün, σ_s ve $\bar{\mu}$ üzerindeki etkisi iki şekilde incelenmiştir: (1) farklı kırmızı kan hücreleri büyüklüklerine sahip üç tür (köpek , keçi ve insan) eritrositlerin incelenmesi ile (2) Her bir türden alınan kırmızı kan hücrelerinin ozmotik olarak küçülme ya da büyümelerine izin verilerek incelenmesi ile dir. Bir He - Ne lazeri ile aydınlatılan sulandırılmış RBC süspansiyonlarının geçirgenliklerinin ölçülmesi ile bulunan σ_s değerlerinin Mie Teorisi ile tahmin edilen değerlerle uyduğu gözlenmiştir. σ_s değerleri RBC hacmi ile doğru orantılı olduğu görülmüştür. Bunun tersine , Mie teorisinden bulunan $\bar{\mu}$ ' nün değerlerinin, ganiometrede yapılan açısal saçılma ölçümlerinden bulunan deneysel değerlerden olduğu gözlenmiştir. Böylece Mie teorisinin RBC ' ler için mikroskobik saçılma tesir kesitleri için uygun değerler verdiği fakat RBC'leri eşit hacimli bir küre gibi ele alıp onlardaki anizotropiyi dikkate almadığından hatalı bir biçimde $\bar{\mu}$ ler için oldukça büyük değerler verdiği gözlenmiştir.

Lindberg ve Öberg (1993) , yayınladıkları çalışmalarında hareket halindeki kanın optiksel özelliklerini incelemişlerdir. Katı ve bükülebilir tüplerde (yapay damarlar) akan kanın optiksel ve fiziksel karakteristiklerini incelemek üzere bir model geliştirilmiştir. Sonuçlar , ışığın yansınası ve geçişinin herikisinde kan hacmi değişimlerine ve kırmızı kan hücrelerinin deformasyon yeteneği ile yönelimlerine bağlı olduğunu göstermiştir. İnsan kanındaki ışık geçişi ve yansınası , kan akısına bağlı olarak çizildiğinde % 40 ' dan daha fazla hematocrit seviyelerinde parabolik bir davranış gösterir. Düşük ve yüksek akı oranlarının her ikisinde , ışık geçişi kullanılan geçişin minimum olduğu orta seviyedeki bir akı için olan değerle kıyaslandığı zaman artar.

Kullanılan optiksel dalga boyuda hareket eden kandaki ışık geçişi ve yansınası özelliklerini etkiler.

Streekstra , Hoekstra , Nijhof ve Heerhaar (1993) , yayınladıkları çalışmalarında ektasitometride kırmızı kan hücreleri tarafından ışık saçılmasını Fraunhofer difraksiyonu yaklaşımı ile incelemişlerdir.

Ektasitometri hakkında şimdiyedek yayınlanan literatürde , elipsoidai kırmızı kan hücreleri tarafından küçük açılı ışık saçılması, Fraunhofer difraksiyonu yaklaşımı ile incelenmiştir. Bir kırmızı hücrenin bağıl kırılma indisi ve büyüklüğüne sahip bir küre üzerinden yapılan hesaplar göstermiştirki Fraunhofer kırınımı yaklaşımı ile teoristen önemli ölçüde sapmaktadır. Anomalous Difraksiyonunu çok daha iyi bir yaklaşım olduğu bulunmuştur. Anomalous difraksiyon teorisi, deforme olmuş elipsoidai kırmızı kan hücreleri tarafından saçılan ışığın şiddet dağılımını hesaplamak için kullanılmıştır. Elde edilen ifade , ileri yönde saçılan ışıktaki eş şiddet eğrilerinin elipsliğinin kırmızı kan hücrelerinin elipsliğine eşit olduğunu göstermiştir. Teorik ifade, bir ektasitometre ile ölçülen şiddet deseni ile uyumlandırılmıştır. Ektasitometrede kullanılan küçük gözlem açıları için , deneysel sonuçlar anomalous difraksiyon yaklaşımının geçerliliğini doğrulamıştır.

Kashima , Sohda , Yagyu ve Ohsawa (1995) , yayınladıkları çalışmalarında saçılma tesir kesitindeki değişimle eritrositlerin deformasyonunun belirlenmesini incelemişlerdir. Eritrositlerin deformasyonunun ölçülmesi için basit bir yöntem tasarlanmıştır. Saçılma tesir kesitindeki değişmeden yararlanılarak , makaslama zoru

etkisindeki eritrositlerin deformasyonu bulunabilir. Özel bir akı hücresi ve bir toplayıcı küre spektrofotometresi, kan örneklerinin optiksel özelliklerini ölçmek için kullanılmıştır.

Bir pompa tarafından kontrol edilen çeşitli hızlarda akı hücreleri içinde akması sağlanmıştır. Normal , küçülmüş ve şişmiş eritrositler bu metotla karşılaştırılmıştır.

Kesme zoru altında saçılma tesir kesitindeki değişimin karakteristiği, her bir örnek için farklı bulunmuştur. Ayrıca, eritrositlerin şekli bir hesaplama yöntemi ile tahmin edilmiştir.

Englmeier , Herpers , Jacoby ve Zwiebel (1996), yayınladıkları çalışmalarında, gastroskopik görüntülerdeki hemoglobinin dağılımının tahmini için bir metod geliştirmişlerdir. Gastrointestinal mukozadaki kan akışının belirlenmesi ,ulser , gastrit , kolit tedavisi ya da erken kanser teşhisi için yararlı bir göstegedir. Kan akışının miktarı , mukozadaki uzaysal hemoglobin dağılımının hesaplanması ile yaklaşık olarak tahmin edilir . Burada sunulan metod rutin araştırmalar esnasında kaydedilen endoscopic gerçek – renkli görüntülerin spectrofotometrik analizine dayanır ve yaklaşık olarak hemoglobin konsantrasyonunun hesaplanması ile gerçekleştirilir. Kubelka – Munk spektroskopik yansıtma yasasına dayanan bir sistem modeli geliştirilmiştir ve bu model , görüntülerin renk değerleri vasıtasıyla hemoglobin konsantrasyonunun tahmin edilmesini mümkün olmaktadır. Ayrıca luminesans etkisinden kurtulması amacıyla , renk değerleri için transformasyon geliştirilmiştir. Bu transformasyonun uygulanması ve her bir piksel için hemoglobin konsantrasyonunun tayin edilmesi ile hemoglobin dağılımı hesaplanabilmektedir. Elde edilen sonuçlar luminesanstan oldukça bağımsızdır.

3.1. Materyal

3.1.1. Saçılma , Soğurma , Sönme

Işığı çoğu zaman doğrusal olmayan bir yolla gözümüze ulaşır görürüz. Bir ağaç ya da eve bakarken yaygın olarak yansımış güneş ışığını görürüz. Bulut ya da gökyüzüne bakarken saçılmış güneş ışığını görürüz.

Bir elektrik lambası bile parlak bir filamentten doğrudan doğruya ışığı bize göndermez.

Ampul camı tarafından saçılmış olan ışığı gönderir. Endüstriyel uygulamalarda bu ışıkla ilgili çalışmalarda saçılma problemi ile karşılaşırız.

Saçılma çoğu kez soğurmanın yanında onunla birlikte oluşur. Bir ağacın yaprağı yeşil görünür çünkü yaprak, yeşil ışığı kırmızı ışıktan daha etkili bir şekilde saçar. Yaprak üzerine düşen ışık yaprak tarafından soğurulur ; bunun anlamı enerjinin diğer şekillere dönüşmüş olmasıdır.

Soğurma, kömür ve siyah duman gibi materyallerde daha etkilidir, bulutlarda (görünür dalga boylarında) neredeyse yok gibidir.

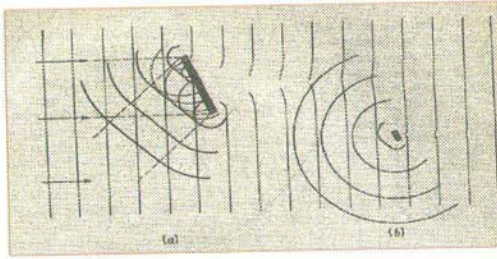
Saçılma ve soğurmanın her iki şiddeti ortamdaki geçen bir ışık demetinden enerjiyi uzaklaştırır. Böylece demet azalmış olur. Sönme olarak adlandırılan bu azalma bizi ışık kaynağına doğrudan baktığımız zaman görülür.

Ölçümler, orijinal demetten uzaklaşan ışığın, saçılmış ışık gibi görüldüğünü gösterir. Yani ,

$$SÖNME = SAÇILMA + SOĞURMA$$

3.1.1.1. Küçük Parçacıklardan Saçılma

Işığın bir bulutun karşısına geçmesi, bir ışık demetinin yana saçılması , ışığın sapıp kırılması ve yansması olaylarının tümünü kapsayan bu olay şekli (3.1)' de gösterilmiştir.



Şekil 3.1 Küçük parçacıklardan ışığın yansınması ve dağılımının ışığın dalga boyu ile karşılaştırılması
(Jenkis and White 1976)

Şekil (3.1.a) sağa doğru ilerleyen düzlem dalgalarından oluşan ve küçük yansıtıcı bir düzleme çarpan demeti göstermektedir. Ardarda çizilen dalga cepheleri birbirinden bir dalgaboyu uzaklıktadır ve yansıtıcı bu uzaklıktan biraz daha büyüktür.

Yansıtıcının yüzeyinden çıkan ışık, yansıtıcı yüzeyindeki elektrik yüklerinin aralarında belirli faz bağıntıları olan titreşimleri tarafından üretilen küresel dalgacıkların bir araya gelmesiyle oluşan düzlem dalga cephelerinden ibarettir. Yansıyan bu ışığın açrya bağılı şiddet dağılımı , tek yarıkdan geçen ışığınki ile aynıdır. Yarık genişliğini burada yansıtıcı genişliği alır ve dalga boyuna göre yansıtıcı genişliği azaldıkça yayılma artar , okadar fazladır ki yansımış dalgalar küresel dalgalar gibidir. Bu durumda yansım kanununun uygulanabilirliği sona erdiğinden ana demetten alınan ışığın yansımadan ziyade saçıldığı söylenir. Saçılma, böylece ışığın kırınımının özel bir durumudur. Işğın , bir dalga boyundan daha küçük bir objeden saçılması sonucunda oluşan dalga, obje ister düzlem yüzeyli olsun olmasın , küresel olacaktır.Şekil(3.1b) de farz edilen düzlem formuna sahip olacaktır. Bunun nedeni saçıcı parçacığın yüzeyi üzerindeki saçıcı noktaların birbirlerine uzaklığının ışğın boyundan çok küçük olması nedeniyle , bunlardan yayılan dalgacıklar arasında girişim olmamasındandır.

Küçük parçacıklar tarafından saçılma kanunlarının ilk nicel çalışması 1871' de Rayleigh tarafından yapılmıştır ve bu nedenle saçılma çoğunlukla Rayleigh saçılması olarak adlandırılır.

Problemin matematiksel incelenmesi, saçılan ışğın şiddeti için genel bir kanun verir.Bu yasa , dış ortamdan farklı kırılma indisli her bir parçacığa uygulanabilir.

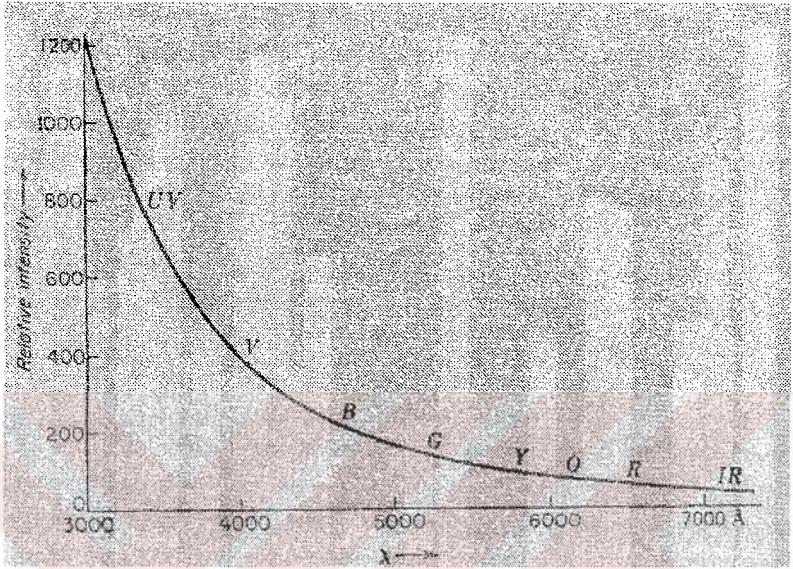
Parçacıkların lineer boyutlarının dalga boylarından oldukça küçük olması bir sınırlamadır. Saçılma şiddetini, saçılan parçacığın hacminin karesine ve gelen şiddetle orantılı olduğunu bulmayı bekleriz. Bu çok ilginç bir sonuçtur fakat saçılma dalgaboyuna bağlıdır.

Parçacığın verilen bir büyüklüğü ile , uzun dalga boylarının kısa olanlardan etkili bir şekilde daha az saçılması beklenmiştir

Aslında şiddet $1/\lambda^4$ ile orantılıdır.

$$I_s = k \frac{1}{\lambda^4} \quad (3.1)$$

Kırmızı ışık (λ 7200) , menekşe renkli (λ 4000) 1.8 katı büyüklükte bir dalga boyuna sahiptir . Yasaya göre, büyüklüğü her iki dalgaboyundanda küçük parçacıklar; menekşe renkli ışığı $(1.8)^4$ kez daha fazla saçılacaktır. Şekil (3.2) bu bağıntıyı göstermektedir.



Şekil 3.2 Rayleigh kanununa göre dalga boyuna karşı saçılma şiddeti (Jenkins and White 1976)

Eğer beyaz ışık, tütün dumanında olduğu gibi yeteri kadar ince parçacıklardan saçılmışsa, saçılan ışık daima mavimsi bir renge sahip olur. Eğer parçacıkların büyüklüğü arttırılırsa, dalga boylarıyla kıyasla daha kısa olmadıklarından ışık beyaz olur çünkü bu durumda çünkü bu durumda parçacıkların yüzeyinden yaygın yansıma mevcuttur. Mavi renk çok küçük parçacıklar tarafından saçılmada görülür ve rengin parçacıkların büyüklüğüne bağlılığı ilk olarak Tyndall tarafından deneysel olarak çalışılmıştır.

Bir silgideki tebeşir tozunun karbon arkından çıkan bir ışık demeti ile incelenmesi büyük parçacıklar tarafından beyaz ışığın çok etkili bir şekilde saçılmasını gösterecektir.

3.1.1.2. Moleküler Saçılma

Eğer kuvvetli bir güneş ışığı demeti; toz vs gibi tüm yabancı parçacıklardan arındırılmış şekilde dikkatle hazırlanan saf bir sıvıdan geçirilirse, karanlık bir odada yapılan gözlem, demetten yana doğru saçılan mavimsi bir ışığın varlığını gösterecektir .

Bu saçılmış ışığın bir kısmından tamamen kurtulmanın hemen hemen imkansız olduğu , süspansiyondaki mikroskobik parçacıklar neden olmakla birlikte , geri kalan kısmına sıvı molekülleri neden neden olmaktadır. Diğer bir deyişle sıvı molekülleri ışığı saçmaktadır.

İlk bakışta, mevcut moleküllerin büyük yoğunluğuna rağmen sıvılardan saçılmanın oldukça 'zayıf' olması şaşırtıcıdır. Aslında aynı sayıdaki gaz moleküllerinden olan saçılmadan çok daha zayıftır. Gazlarda moleküller uzayda rastgele dağıldıklarından , ileri yönde saçılmanın dışında her yönde farklı moleküllerden saçılan dalgalardan her biri tamamen rastgele fazlara sahiptir. Böylece , N molekül için ortaya çıkan şiddet , bir molekül için olan saçılmanın N katıdır.

Bir sıvıda ve özellikle katıda, uzaysal dağılım belirli bir düzene sahiptir.Buna ek olarak , moleküller arasındaki kuvvetler, fazların bağımsızlığını bozarlar. Bunun sonucu olarak katılardan ve sıvılardan saçılma ileri yönde olan dışında, diğer yönlerde gerçekten çok zayıftır. İleri yönde saçılan dalgalar kuvvetlidir ve ortamdaki ışık hızının belirlenmesinde önemli bir rol oynar .

Gazlardan yana doğru olan saçılma zayıftır fakat buradaki zayıflık, saçılma merkezlerinin nispeten daha küçük sayıda olmalarından kaynaklanır Atmosferde olduğu gibi kalın bir gazın kütlesi mevcut ise , saçılan ışık kolaylıkla gözlenir .

Berrak bir gökyüzünde gördüğümüz tüm ışığın, hava molekülleri tarafından saçılma nedeniyle olduğu Rayleigh tarafından gösterilmiştir.Eğer atmosferimiz olmasaydı , gökyüzü tamamen siyah görülürdü.

Aslında moleküler saçılma direkt güneş ışığının moleküler saçılmasıyla tüm yönlerde gözlemciye ulaşan saçılmış ışığın oluşmasını sağlar ve böylece gökyüzü parlak görülür.Gökyüzünün mavi rengi, kısa dalga boylarının daha çok saçılmasının sonucudur.

Rayleigh, gökyüzü ışığındaki farklı dalga boylarının bağlı miktarlarını ölçmüş ve $1/\lambda^4$ kanununa uyduğunu bulmuştur.Aynı olay güneşin kırmızı rengi ve güneş batımındaki gökyüzü renginden de sorumludur.

Bu durumda saçılma, direkt demetden mavi ışığı etkin bir biçimde uzaklaştırır ve kalın atmosfer tabakalarını geçen ışığa kırmızı rengini verir.

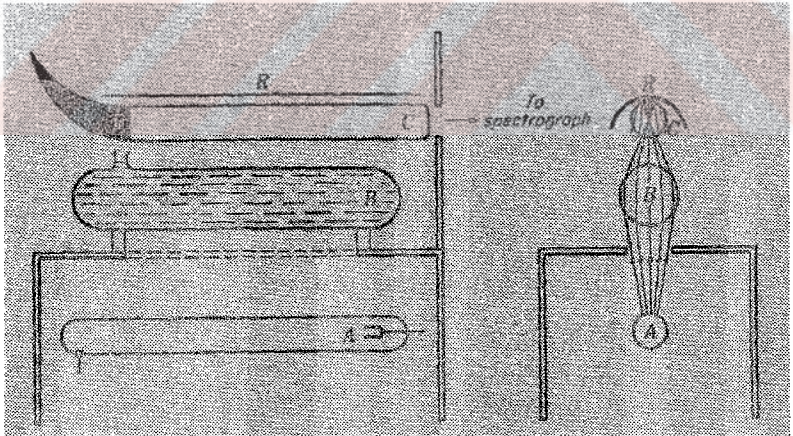
3.1.1.3. Raman Olayı

Bu olay, dalgaboyunu değiştirdiği bir saçılmadır. Flüresana benzer fakat iki bakımdan ondan farklıdır. Öncelikle gelen ışığın dalga boyunun , saçıcı materyalin soğurma çizgilerinden farklı olması gerekir aksi taktirde flöresan ışıma elde edilir.

Diğer taraftan, Raman olayında saçılan ışığın şiddeti flüoresan ışıma olandan çok daha az şiddetlidir. Bu nedenle, Raman olayını gözlemek hayli zordur ve gözlemler genellikle fotoğrafik yöntemle yapılır.

Şekil (3.3)' de gösterilen aygıtlar Raman olayının gözlemlerine çok iyi adapte edilebilir. Bu amaçla gelen ışığı geçirebilen şeffaf bir sıvı ya da gaz , C tübüne konulur.

Civa arkının ultraviyole çizgilerini soğurduğundan ve mavi menekşe çizgisini(λ 4358) geçirdiğinden , B tübünü sodyum nitritin doyurulmuş bir eriği ile doldurmak uygundur.



Şekil 3.3 Monokromatik ışık tarafından uyarılma ile iyot buharının flüresanının gözlenmesi için deneysel düzenek (Jenkis and White 1976)

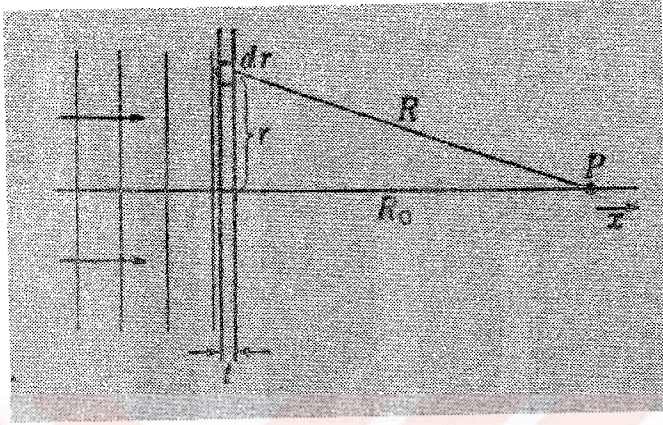
3.1.1.4.Saçılma Teorisi

Bir elektromanyetik dalga elastik küçük bir yüklü parçacığın üzerinden geçtiği zaman parçacık E elektrik alanı tarafından hareket ettirilecektir. Bu durumda dalgaının frekansı parçacığın serbest titreşim frekansına eşit olacaktır. Belli şartlar altında rezonans ve flüresans ve diğer şatlar altında seçici yansıma gerçekleşecektir.

Tüm bu durumlarda önemli miktarı soğurma vardır. Diğer taraftan saçılmada parçacığın doğal frekanslarına uymayan frekanslar vardır. Parçacığın hareketi, zorlamalı titreşimdir. Eğer parçacık Hooke kanununa uyan bir kuvvet ile hareket ettirilmişse, bu titreşim, dalgaındaki elektriksel alana aynı yön ve frekansa sahip olur. Fakat genliği, rezonansla üretilebildiğinden çok daha küçük olacaktır.

Böylece saçılan dalgaının genliği çok daha küçük olacak ve bu da moleküler saçılmanın zayıflığının nedenini açıklayacaktır. Zorlanmış titreşimin fazı, gelen dalgaınınkinden farklı olacak ve bu da ışığın bir ortamdaki hızının, boş uzaydaki hızından farklı oluşundan sorumlu olacaktır. Eğer yüklü osilatöre Hooke kanununa uymayan fakat daha karmaşık bir yasaya uyan bir kuvvet uygulanırsa, osilatörün temel ve overtone frekansları ve bu frekansların çeşitli kombinasyonları olan frekansları yayımlayabilecektir.

Fakat bu olayın tam olarak açıklanması için sadece elektromanyetik teori yeterli değildir. Frekansdaki değişimlerin gerçek büyüklüğünü ya da daha küçük frekanslara doğru değişmesinin nedenini açıklayamaz. Bunun için kuantum teorisi gereklidir. Rayleigh saçılması, ana demete göre farklı yönlerdeki şiddetin karakteristik bir dağılımını verir. Saçılan ışık aynı zamanda güçlü bir şekilde polarize olmuştur. Bu özellikler elektromanyetik teorisinin öngördükleri ile genelde uyur.



Şekil 3.4 İnce bir tabakadan saçılma geometrisi
(Jenkins and White 1976)

3.1.2. Tesir Kesitleri Ve Saçılma Genliği



Şekil 3.5 bir parçacıktan ışık saçılmasının gelen , iç ve saçılan alanlar olarak gösterilmesi.(Barber ; Hill 1990)

Yalnız bir parçacık bir dalga ile aydınlatıldığı zaman , gelen gücün bir kısmı dışa saçılır ve diğer kısmı parçacıkta soğurur.

Saçılma ve soğurma olaylarının karakteristikleri, gelen dalganın bir düzlem dalga gibi farz edilmesi ile açıklanır.

$$\mathbf{E}_i(\mathbf{r}) = \mathbf{e}_i \exp (ik \hat{i} \cdot \mathbf{r}) \quad (3.2)$$

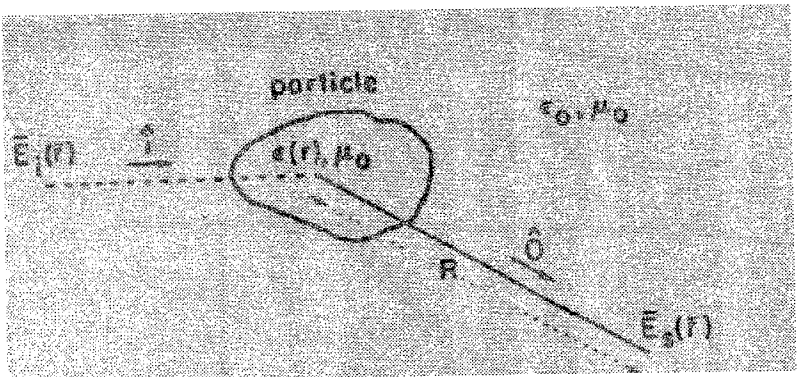
İle verilen elektrik alan ile , μ_0 geçirgenlik ve ϵ_0 dielektrik sabitli ortamda yayılan lineer polarize elektromanyetik düzlem dalganın denklemdir.

Parçacıklardan ışık saçılmasının genel problemi şekil(3.5)' de anlatılmıştır.

Zamana bağımlı bir gelen elektrik alanı, $\vec{\mathcal{E}}$ bir parçacığı aydınlatır ve $\vec{\mathcal{E}}$ ile gösterilen bir iç alana sebep olur.

$\vec{\mathcal{E}}$ 'nin bazı kısımları obje tarafından saçılır ve $\vec{\mathcal{E}}$ ile gösterilen bir alan oluşturur.

$|E_i|$ bir olarak seçilmiştir (volt/ metre). $k = W \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} = 2\pi / \lambda$ dalga sayısı , λ ortamdaki dalgaboyu, $\hat{i}$ dalganın yayılım yönündeki birim vektör ve $\mathbf{e}_i$ dalganın polarizasyon yönündeki birim vektördür.



Şekil 3.6 $\vec{E}_s(r)$ bir düzlem dalgadır ve dielektrik bir saçıcının üzerine gelmektedir. $\vec{E}_s(r)$ saçılan alandır ve bir R uzaklığında $\hat{O}$ yönünde gözlenmiştir.
(Ishimaru 1978)

Dalga şeklindeki gibi bağıl dielektrik sabitli,

$$\epsilon_r(r) = \frac{\epsilon(r)}{\epsilon_0} = \epsilon'_r(r) + i \epsilon''_r(r) \quad (3.3)$$

ile verilen bir parçacık üzerine gelir. $\epsilon_r(r)$ inhomojen ve kayıplı olabilen bir parçacık için durum fonksiyonudur ve genellikle kompleksdir. Parçacıktaki bir referans noktasından R uzaklığındaki alan, $\hat{O}$ birim vektörü yönündeki gelen alanı kapsar ve $\vec{E}_s$ alanı parçacık tarafından saçılır. $R < \frac{D^2}{\lambda}$ çapı içinde (burada D parçacığın çapıdır) $\vec{E}_s$ alanının parçacığın farklı kısımlarından gelen katkılar arasında girişim nedeniyle faz ve genlik değişimleri komplike olmuştur ve r noktasındaki gözlemin parçacığın yakın alanı içinde olduğu söylenir.

$R > D^2/\lambda$ olduğu zaman, $\vec{E}_s$ saçılan alan küresel bir dalga gibi davranır ve

$$\vec{E}_s(r) = f(\hat{O}, \hat{i}) (e^{ikr}/R) \quad R > \frac{D^2}{\lambda} \text{ için} \quad (3.4)$$

ile verilir.

$f(\hat{O}, \hat{i})$, parçacık birim genlikli $\hat{i}$ yönünde yayılan bir düzlem dalga ile aydınlatıldığı zaman $\hat{O}$ yönündeki uzak alanda saçılan dalganın genlik, faz ve polarizasyonunu temsil eder ve saçılım genliği olarak adlandırılır. Gelen dalga lineer polarize olsa bile saçılan dalganın genel olarak eliptik polarize olduğuna dikkat edilmelidir.

$\hat{O}$ yönündeki parçacıktan R kadar bir uzaklıkta S_s saçılma güç akı yoğunluğuna S_i gelen güç akı yoğunluğu tarafından neden olunduğunu düşünelim.

$$\begin{aligned}\sigma_d(\hat{O}, \hat{i}) &= \lim_{R \rightarrow 0} \left[(R^2 S_s) / S_l \right] = |f(\hat{O}, \hat{i})|^2 \\ &= (\sigma_l / 4\pi) p(\hat{O}, \hat{i})\end{aligned}\quad (3.5)$$

olarak gösterilen difraksiyel saçılma tesir kesitini tanımlarız ki burada S_l ve S_s gelen ve saçılan güç akı yoğunluk vektörlerinin büyüklüğüdür.

$$S_l = \frac{1}{2} (\vec{E}_l \times \vec{H}_l^*) = \frac{|\vec{E}_l|^2}{2\eta_0} \quad (3.6)$$

$$S_s = \frac{1}{2} (\vec{E}_s \times \vec{H}_s^*) = \frac{|\vec{E}_s|^2}{2\eta_0} \quad (3.7)$$

Burada $\eta_0 = (\mu_0 / \epsilon_0)^{1/2}$ ortamın karakteristik empedansıdır. σ_d 'nin her bir katı açının boyutlarına sahip olduğunu görürüz. Bu fiziksel olarak şu şekilde tanımlanabilir:

$\hat{O}$ yönünde gözlenmiş saçılma güç akı yoğunluğunun, $\hat{O}$ civarındaki katı açının 1 steradyan (1 sr) üzerinden daima aynı tarzda açıldığını farz edelim. Sonra saçılımın bu miktarına neden olan bir parçacığın tesir kesiti σ_d dir ki σ_d , $\hat{O}$ ile değişir.

$P(\hat{O}, \hat{i})$ boyutsuzluk büyüklüğü faz fonksiyonu olarak adlandırılır. σ_l ise toplam tesir kesitidir.

Radar uygulamalarında σ_{th} , bistatik tesir kesiti ve σ_b geri saçılma tesir kesiti sık kullanılmıştır.

$$\sigma_{th}(\hat{O}, \hat{i}) = 4\pi \sigma_d(\hat{O}, \hat{i}) \quad (3.8)$$

$$\sigma_b = 4\pi \sigma_d(-\hat{i}, \hat{i}) \quad (3.9)$$

eşitlikleri ile σ_a 'ye bağlanmışlardır. σ_b aynı zamanda radar tesir kesiti olarakta adlandırılır.

σ_{bi} 'nin fiziksel içeriği uygun bir yolla bulunabilir. O_i yönünde gözlenen güç akı yoğunluğu , katı açının 4π steradyan girişi üzerindeki parçacıktan bütün yönlerde daima aynı tarzda dağılmıştır. Buna neden olan tesir kesiti de O_i yönü için σ_a , 4π katı olur.

Parçacık etrafındaki bütün açılarda gözlenen toplam saçılma gücünü düşünelim.

Saçılmanın miktarını oluşturan bir parçacığın tesir kesiti σ_s olarak adlandırılır ve

$$\begin{aligned}\sigma_s &= \int_{4\pi} \sigma_a dW = \int_{4\pi} |\hat{r}(O, i)|^2 dW \\ &= \frac{\sigma_i}{4\pi} \int_{4\pi} p(O, i) dW\end{aligned}\quad (3.10)$$

ki burada dW diferansiyel katı açıdır.

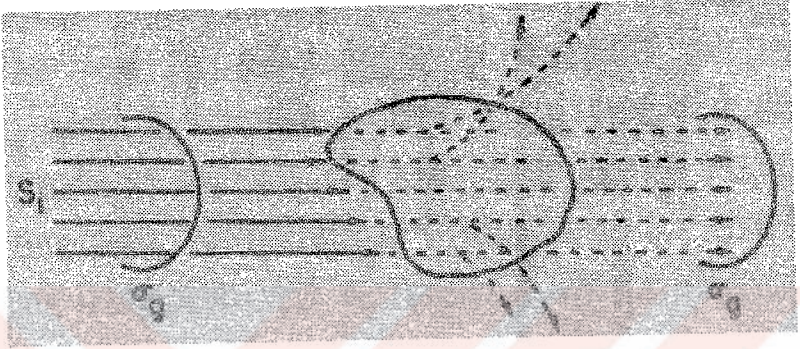
Saçılma tesir kesitinin toplam tesir kesimine oranı olan W_o , tek bir parçacığın beyazlık derecesi olarak adlandırılır ve

$$\begin{aligned}W_o &= \frac{\sigma_s}{\sigma_T} = \frac{1}{\sigma_i} \int_{4\pi} |\hat{r}(O, i)|^2 \\ &= \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} p(\hat{O}, \hat{i}) dW\end{aligned}\quad (3.11)$$

olarak verilmiştir. Sonuç olarak saçılma ve soğurma tesir kesitinin toplamı , toplam tesir kesiti ya da sönüm tesir kesiti olarak adlandırılır.

$$\sigma_t = \sigma_{ext} = \sigma_{scat} + \sigma_{abs}\quad (3.12)$$

3.1.2.1. Tesir Kesitlerinin Genel Özellikleri



Şekil 3.7 Büyük bir parçacık için toplam tesir kesiti ve geometrik tesir kesiti arasındaki ilişki
(Ishimaru 1978)

Parçacık büyüklüğü dalgaboyundan daha büyükse , toplam tesir kesiti σ_t , σ_g geometrik tesir kesitinin iki katına yaklaşık değerdedir.

Bunu göstermek için, şekil (3.7), S_i güç akı yoğunluğu ile gelen bir dalga düşünelim.

σ_g geometrik tesir kesiti içindeki $S_i \sigma_g$ toplam akı, parçacıkla ne dışa saçılmış ne de absorbe olmuştur. Parçacık arkasında pratik olarak dalganın var olmadığı bir bölge vardır. Bu karanlık bölge içinde parçacıktan saçılan dalga , gelen dalgaya tamamen eşittir fakat fazın 180° dışındaki değerlerinde ve bu saçılan akı büyüklüğü içinde $S_i \sigma_g'$ eşittir. Toplam saçılan ve absorbe olan akı böylece $S_i \sigma_g + S_i \sigma_g$ eşit olur ve toplam tesir kesiti σ_t

$$\sigma_t \rightarrow 2 S_i \frac{\sigma_g}{S_i} = 2 \sigma_g \quad (3.13)$$

yaklaşır.

Parçacık çok geniş olduğu zaman, toplam soğurulmuş güçde aynı zamanda görülür, $S_1 \sigma_g$ 'den daha büyük olamaz ve böylece σ_a absorpsiyon tesir kesiti, geometrik tesir kesitinden biraz daha küçük bir sabite yaklaşır.

$$\sigma_a \rightarrow \sigma_g$$

Boyut bir dalgaboyundan daha küçükse, saçılma tesir kesiti σ_s , dalgaboyunun dördüncü kuvveti ile ters ve parçacığın hacminin küresiyle doğru orantılıdır.

Saçılan alan E_s ' ye, parçacıktaki alanın neden olduğuna dikkat etmeliyiz ve böylece R uzaklığındaki E_s , saçıcının V hacmi ve gelen E_i alanıyla orantılı olacaktır.

$$|E_s| = |E_i| \{ (\text{sabit}) V/R \} \quad (3.14)$$

Bu eşitlikteki sabit (uzunluğun)⁻² boyutundadır ve dalgaboyunun bir fonksiyonu olduğundan eşitlik (3.3) için bu eşitlik λ^{-2} ile orantılı olur.

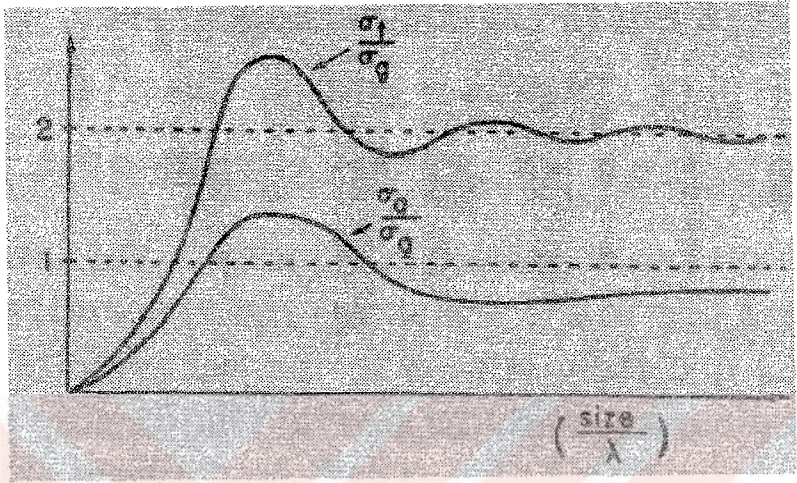
$$|E_s| \approx |E_i| \frac{V}{R\lambda^2} \approx |E_i| \frac{\left| \int f(\vec{Q}, t) \right|}{R} \quad (3.15)$$

bulunur. Böylece

$$\sigma_s \approx \left| \int f(\vec{Q}, t) \right|^2 \approx \frac{V^2}{\lambda^4} \quad (3.16)$$

olur. Küçük parçacıkların bu karakterleri genellikle Rayleigh Saçılması olarak adlandırılır.

Küçük bir saçıcı için σ_s soğurma tesir kesiti, dalgaboyuyla ters orantılıdır ve hacim ile doğru orantılıdır.



Şekil 3.8 σ_1 toplam tesir kesiti ve σ_0 soğurma tesir kesiti, σ_g geometric tesir kesiti için normalize edilmiştir. (Ishimaru 1978)

3.1.3. Verim Faktörleri

Bir çok parçacık belirli bir σ_g geometric tesir kesitine sahiptir. Örneğin a yarıçaplı bir küre için, $\sigma_g = \pi a^2$ dir. Boyutsuz sabitler ;

$$Q_{ext} = \frac{\sigma_{ext}}{\sigma_g} \quad (3.17)$$

$$Q_{sca} = \frac{\sigma_{sca}}{\sigma_g} \quad (3.18)$$

$$Q_{abs} = \frac{\sigma_{abs}}{\sigma_g} \quad (3.19)$$

sırasıyla sönme , saçılma ve soğurma verim faktörleri olarak adlandırılır.

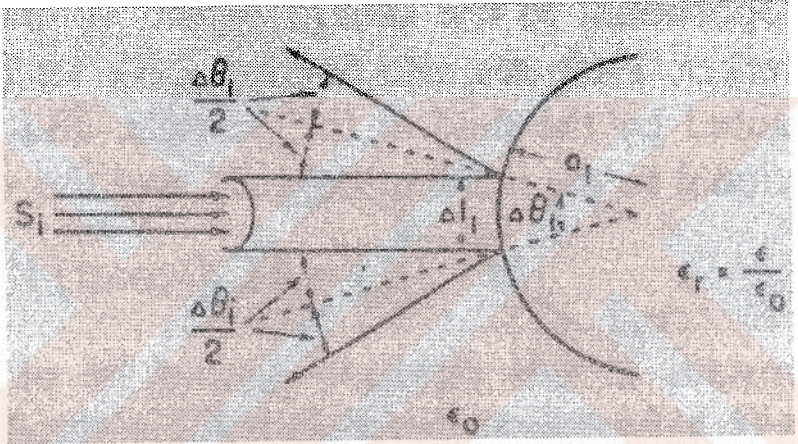
Oldukça genel parçacıklar için bu faktörler parçacığın yönelimine ve gelen ışığın polarizasyon durumuna bağlıdır. Küre için ise her ikisinden bağımsızdır. Bütün durumlarda;

$$Q_{\text{ext}} = Q_{\text{scat}} + Q_{\text{abs}} \quad (3.20)$$

3.1.4. Geri Saçılma

Büyük bir parçacık için σ_b geri saçılma tesir kesitinin davranışını bulmak mümkündür.

Parçacığın yüzeyinde ayna gibi yansıma yapan bir nokta düşünelim



Şekil 3.9 Büyük bir parçacıktan geri saçılma .
(Ishimaru 1978)

S_1 güç akı yoğunluklu gelen bir dalga

$$\Delta I_1 = \Delta I_2 = (a_1 \Delta \theta_1)(a_2 \Delta \theta_2) \quad (3.21)$$

ile verilen küçük bir alan üzerine düşer. Eğrinin yarıçapı büyük olduğundan , yüzey düzlem gibi düşünülmüş olabilir ve böylece bir düzlem sınırı üzerine normal gelen dalga için yansıma katsayısı kullanılır. Yüzey üzerine düşen yansımış güç akı yoğunluğu

$$S_r = \left| \left(\sqrt{\varepsilon_r} - 1 \right) / \left(\sqrt{\varepsilon_r} + 1 \right) \right|^2 S_i \quad (3.22)$$

ile verilmiştir. Parçacıktan büyük bir R uzaklığında $\Delta l_1 \Delta l_2$ küçük alan içindeki akı $R^2(2\delta\theta_1)(2\delta\theta_2)$ alanı üzerinde dışa yayılır ve böylece R^* de S_r saçılan akı yoğunluğu

$$\begin{aligned} \sigma_r &= 4\pi\sigma_r(-i, i) = \lim_{R \rightarrow \infty} (4\pi R^2 S_r / S_i) \\ &= \pi \alpha_1 \alpha_2 \left| \left(\sqrt{\varepsilon_r} - 1 \right) / \left(\sqrt{\varepsilon_r} + 1 \right) \right|^2 \end{aligned} \quad (3.23)$$

geri saçılma tesir kesitini bulduğumuzdan

$$S_r R^2 (2\delta\theta_1)(2\delta\theta_2) = S_i (\alpha_1 \delta\theta_1 \alpha_2 \delta\theta_2) \quad (3.24)$$

içinde S_r^* a bağlıdır.

Parçacığın büyüklüğü sonsuza kadar artındığında bu σ_r^* nin limit değeri olur ve böylece σ_r^* nin her bir sonlu değeri için eşitlik (3.23) için oldukça farklı bir değere sahip olabilir.

3.1.5. İleri Saçılma Teoremi

Toplam tesir kesiti σ , parçacık tarafından bir dalganın saçılma ve soğurmasına neden olan, gelen dalgadan toplam güç kaybını temsil eder. Bu kayıp ileri yönde saçılan dalganın davranışı ile yakından bağlıdır ve bu genel ilişki ileri saçılma teoremi içinde somutlaştırılmıştır ve aynı zamanda optiksel teorem olarak adlandırılır.

İleri saçılma teoremi :

$$\sigma_i = \left(\frac{4\pi}{k} \right) \text{Re} \left[f(i, i) \right] \cdot e_i \quad (3.25)$$

şeklinde dir. $f(\hat{i}, \hat{i})$ ileri yönünde saçılma genişliğinin imajiner kısmı ile alakalı olan σ_i toplam tesir kesitini ifade eder. Burada I_m imajiner kısmı gösterir ve e_i gelen dalganın polarizasyon yönündeki birim vektörüdür. Bu teorem saçılma genişliği bilindiği zaman toplam tesir kesitini hesaplamak için kullanılmıştır.

3.1.6. Mie Teorisi

İsotropik, homojen bir küre ufindan elektromanyetik bir düzlem dalgaının saçılmasının tam çözümü, 1908 yılında Mie tarafından bulunmuştur ve genellikle Mie Teorisi olarak adlandırılır.

Ne zaman bir düzlem dalga, farklı bir sınıra ve bu ortamdan farklı optiksel sabitlere sahip bir obje üzerine düşerse , saçılan dalga meydana gelmiştir. Uzayın elektromanyetik özelliklerini tanımlayan alan vektörleri: E_i, H_i gelen dalga , E_s, H_s parçacık içindeki dalga ve E_r, H_r saçılan dalga olmak üzere üç kısımdan oluşur. Ek olarak

$$\nabla \cdot B = 0 \quad \text{ için } \quad (3.26)$$

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad (3.27)$$

eşitliklerine uymak için , bu nicelikler aynı zamanda

$$\nabla^2 E - \sigma\mu \frac{\partial E}{\partial t} - \epsilon\mu \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0 \quad (3.28)$$

ve

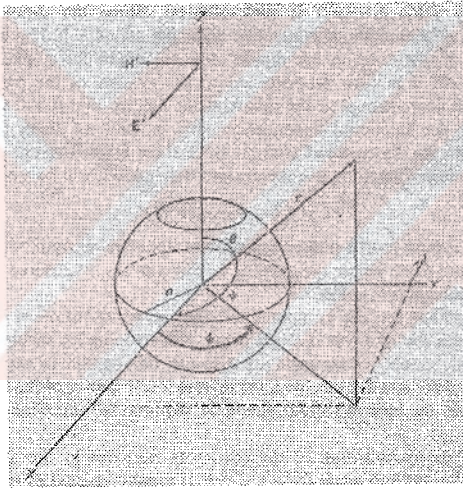
$$\nabla^2 H - \sigma\mu \frac{\partial H}{\partial t} - \epsilon\mu \frac{\partial^2 H}{\partial t^2} = 0 \quad (3.29)$$

vektör dalga eşitliklerini sağlar. Vektör dalga eşitliklerinin belirli bir çözümü E_r, H_r obje içindeki alan ve $E_i + E_s, H_i + H_s$ dış alan için araştırılmıştır.

$$(H_2 - H_1) \times n = L \quad (3.30)$$

$$(B_2 - B_1) \cdot n = 0 \quad (3.31)$$

ile formüle edilen dört sınır şartı sağlanır. Bir kez bu çözüm bulunmuştur. Sadece saçılan dalganın tamamının tanımlanması değil fakat obje içindeki elektromanyetik şartlar iyi bir biçimde bilinir. Bir küre için r , θ , ϕ küresel koordinatları şekil (3.10) gösterildiği gibi doğal bir koordinat sistemi sağlar.



Şekil 3.10 Rayleigh saçılması için geometri . Gelen dalga yalnız x eksenine polarize olmuş elektrik vektörü ile yalnız pozitif z eksenine eşlik eder. a yarıçaplı parçacığın merkezi orijindedir. Saçılan dalganın yönü θ ve ϕ polar açıları ile tanımlanmıştır.

(Kerker 1969)

3.1.6.1. Hertz – Debye Potansiyelleri : T_m Ve T_e Modları

Doğrudan vektör dalga eşitliği ile çalışmak yerine

$$\nabla^2 U - \sigma\mu \frac{\partial U}{\partial t} - \epsilon\mu \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = 0 \quad (3.32)$$

skaler dalga eşitliği ile çalışmak mümkündür. Stratton , π_1 elektrik Hertz vektörü ve π_2 manyetik Hertz vektörü olan iki yardımcı fonksiyonu olan bir uygulama tanımlar.

$$\mathbf{B}_1 = \mu\epsilon \nabla \times \frac{\partial \pi_1}{\partial t} \quad (3.33)$$

$$\mathbf{E}_1 = \nabla \nabla \cdot \pi_1 - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \pi_1}{\partial t^2} \quad (3.34)$$

$$\mathbf{D}_2 = -\mu\epsilon \nabla \times \frac{\partial \pi_2}{\partial t} \quad (3.35)$$

$$\mathbf{H}_2 = \nabla \nabla \cdot \pi_2 - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \pi_2}{\partial t^2} - \sigma\mu \pi_2 \quad (3.36)$$

Bu tanımlama tek değildir ve sabit alan vektörlerini ayıran dönüşümler için yukarıda konu edildiği gibi, diğer Hertz vektörleri bulunmuş olabilir.

Fakat , bunlar daima aşağıdaki vektör dalga eşitlikleri formunda tanımlanır:

$$\nabla^2 \pi_1 - \sigma\mu \frac{\partial \pi_1}{\partial t} - \epsilon_0\mu \frac{\partial^2 \pi_1}{\partial t^2} = -\frac{P}{\epsilon_0} \quad (3.37)$$

$$\nabla^2 \pi_2 - \sigma\mu_0 \frac{\partial \pi_2}{\partial t} - \epsilon\mu_0 \frac{\partial^2 \pi_2}{\partial t^2} = -M \quad (3.38)$$

ki burada P ve M $\{ P = \mathbf{D} \cdot \epsilon_0 \mathbf{E} \}$ ve $\{ M = (1/\mu_0) \mathbf{B} \cdot \mathbf{H} \}$ elektrik ve manyetik polarizasyonlar elektrik ve manyetik dipollerin her biri kendisinden olan dağılımlarından

ortaya çıkar ve ϵ_0 , μ_0 serbest uzayı için değerlerdir. Böylece , bu Hertz vektörlerinin her birinden doğrudan bulunan alan vektörlerinin iki grubu vardır ve toplam alan, onların toplanmasıyla bulunabilir .

Parça alanların dikkate alınması fiziksel ilgi nedeniyledir . Geçen manyetik dalga (TM) ya da elektrik dalga olarak adlandırılan ve elektrik Hertz vektörlerinden elde edilen birisidir.

$H_{1r} = 0$, onun manyetik alan şiddetinin radyal elemanın sıfır değeri ile karak terize edilmiştir. Manyetik dalga ya da geçen elektrik dalga (TE) için , elektrik alan şiddetinin radyal elemanı $E_{2r} = 0$ 'dır. Toplam çözüm üreten bu parça dalgalar, çok kutup (multipole) momentlerinin özel bir dağılımına sahip , orijinde yer alması , elektrik ve manyetik çok kutup osilasyonlarının alternatif olarak süperpozisyonundan ya da osilasyon yapan manyetik dipoller (TE) ve osilasyon yapan elektrik dipollerin (TM) nin uzaydaki bir dağılımından oluşuyor olarak ifade edilmiş olabilir

Hertz vektörlerinin bağlantılarının ne olduğunu düşünürsek , bunlar orijinal vektör niceliklerinin nasıl tanımlandığı üzerine tamamen bağlı olan ne Hertz potansiyelleri ne de Debye potansiyelleri olarak bilinen uygun geien skaler potansiyel fonksiyonlarından basit bir yolla elde edilmiş olur .

$$-\nabla \cdot \pi_1 = \pi_1 \quad (3.39)$$

$$-\nabla \cdot \pi_2 = \pi_2 \quad (3.40)$$

π_1 ve π_2 Hertz – Debye potansiyellerine dönersek, bunlar skaler dalga eşitliğinin çözümleridir. Daha sonra bunun gibi sınır şartlarını uygulamış uygun koordinat sisteminde çözüm yapılırsa TM ve TE dalgaları için alan vektörleri bulunmuş olur ve en son sonuca bu parça dalgaların eklenmesiyle ulaşılır .

Debye potansiyellerinin terimleri içinde , küresel koordinatlardaki alan vektörlerinin elemanları aşağıdakiler eşitliklerle verilmiştir.

$$E_r = E_{1r} + E_{2r} = -\frac{\partial^2 (r\pi_1)}{\partial r^2} + k^2 r\pi_1 + 0 \quad (3.41)$$

$$E_{\theta} = E_{1\theta} + E_{2\theta} = \frac{1}{r} \frac{\partial^2(r\pi_1)}{\partial r \partial \theta} + \kappa_2 \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial(r\pi_2)}{\partial \phi} \quad (3.42)$$

$$E_{\phi} = E_{1\phi} + E_{2\phi} = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial^2(r\pi_1)}{\partial r \partial \phi} - \kappa_2 \frac{1}{r} \frac{\partial(r\pi_2)}{\partial \theta} \quad (3.43)$$

$$H_r = H_{1r} + H_{2r} = 0 + \frac{\partial^2(r\pi_2)}{\partial r^2} + k^2 r \pi_2 \quad (3.44)$$

$$H_{\theta} = H_{1\theta} + H_{2\theta} = -\kappa_1 \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial(r\pi_1)}{\partial \phi} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2(r\pi_2)}{\partial r \partial \theta} \quad (3.45)$$

$$H_{\phi} = H_{1\phi} + H_{2\phi} = \kappa_1 \frac{1}{r} \frac{\partial(r\pi_1)}{\partial \theta} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial^2(r\pi_2)}{\partial r \partial \phi} \quad (3.46)$$

Burada yayılın sabiti ($k^2 = \mu\omega^2 - i\mu\sigma\omega$) kullanılarak

$$k^2 = -\kappa_1 \kappa_2 \quad (3.47)$$

ve

$$\kappa_1 = \hbar \omega \varepsilon + \sigma \quad (3.48)$$

ve

$$\kappa_2 = \hbar \nu \quad (3.49)$$

Tüm ortamın manyetik olmadığı düşünüldüğünde, μ indirgenmiş olur.

3.1.6.2. Dalga Eşitliğinin Çözümü

Sinüzoidal zaman bağımlılığı $e^{-i\omega t}$ için, (3.32) homojen olmayan skaler dalga eşitliği homojen şekle indirgenir.

$$\nabla^2 U' + k^2 U' = 0 \quad (3.50)$$

Burada

$$U = U' e^{i\omega t} \quad (3.51)$$

Hertz - Debye potansiyelleri, değişkenlere ayırma metoduyla çözülmüş olan bu eşitliğin çözümleridir. Küresel koordinatlarda dalga eşitliği

$$\frac{1}{r} \left(\frac{\partial^2 r \pi}{\partial r^2} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \pi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 \pi}{\partial \phi^2} + k^2 \pi = 0 \quad (3.52)$$

$$\frac{\partial^2 \pi}{\partial r^2} + k^2 \pi = 0 \quad (3.53)$$

Burada exponansiyel zaman bağımlılığı olan potansiyel fonksiyonunun dış çarpanları bulunmuş olur. π potansiyelinin üç fonksiyonun bir çarpımı olduğu düşünülmüştür; bunların biri r 'nin bir fonksiyonu, diğeri θ 'nin bir fonksiyonu ve üçüncüsü ϕ 'nin bir fonksiyonudur.

$$\Pi = R(r)\Theta(\theta)\Phi(\phi) \quad (3.54)$$

Bu fonksiyonların her biri iyi bilinen sıradan diferansiyel eşitlikleri tanımlar.

$$\frac{d^2 r R(r)}{dr^2} + \left[k^2 - \frac{n(n+1)}{r^2} \right] R(r) = 0 \quad (3.55)$$

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\Theta(\theta)}{d\theta} \right) + \left[n(n+1) - \frac{m^2}{\sin^2 \theta} \right] \Theta(\theta) = 0 \quad (3.56)$$

$$\frac{d^2 \Phi(\phi)}{d\phi^2} + m^2 \Phi(\phi) = 0 \quad (3.57)$$

Burada n integral ve m , - n , 0 , , +n integral değerlerim gösterir (3.55)
radyal eşitliklerinin çözümü Ricati Bessel fonksiyonları

$$\psi_n(kr) = (\pi kr / 2)^{1/2} J_{n+1/2}(kr) \quad (3.58)$$

$$\chi_n(kr) = -(\pi kr / 2)^{1/2} N_{n+1/2}(kr) \quad (3.59)$$

olarak tanımlanmıştır.

Burada $J_{n+1/2}(kr)$ ve $N_{n+1/2}(kr)$ yarım integral düzenindeki Bessel ve Neumann fonksiyonlarıdır.

$$\rho_n(kr) = \psi_n(kr) + i\chi_n(kr) = (\pi kr / 2)^{1/2} H_{n+1/2}^{(2)}(kr) \quad (3.60)$$

lineer birleşimi de önemlidir.

Burada $H_{n+1/2}^{(2)}(kr)$ ikinci çeşit yarım integral düzenindeki Hankel fonksiyonu kr sonsuz olduğu zaman kaybolma özelliğine sahiptir ve bu sonuç için yararlı olacaktır.

(3.56) için çözümler, m ve n üzerindeki, yukarıdaki sınırlamalar için associated Legendre polinomlarının konusudur.

$$\Theta = P_n^{(m)}(\cos \theta) \quad (3.61)$$

ve (3.57) için çözümler $\sin(m\phi)$ ve $\cos(m\phi)$ dir.

Küresel koordinatlardaki skaler dalga eşitliğinin genel çözümü her biri sabit bir katsayı ile çarpılmış belirli çözümlerin tümünün lineer bir süperpozisyonuyla bulunmuş olur, böylece

$$r \pi = r \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \pi_n^{(m)}$$

$$r \pi = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ c_n \psi_n(kr) + d_n \chi_n(kr) \right\} \left\{ P_n^{(m)}(\cos \theta) \left[\{ a_m \cos(m\phi) + b_m \sin(m\phi) \} \right] \right\} \quad (3.62)$$

π_1^i ve π_2^i gelen dalga için , π_1^r ve π_2^r parçacık içerisindeki dalgalar için ve π_1^s ve π_2^s saçılan dalgalar için, bunları belirleyen orijinal alan vektörleri içindeki π kısım için uygun gelen potansiyel fonksiyonlarına ihtiyaç duyarız. İsootropik homojen küre complex olan ya da olmayan k_1 yayılım sabiti ile karakterize edilmiştir. İsootropik homojen ortamın bir dielektrik olduğu düşünülmüş olacak öyle ki onun yayılım sabiti olan k_2 , reeldir. Bu niceliklerin oranı bağıl kırılma indisi tanımlar.

$$n = \frac{k_1}{k_2} = \frac{m_1 k_0}{m_2 k_0} = \frac{m_1}{m_2} \quad (3.63)$$

a yarıçaplı bir parçacık , yüzeyi sabit koordinat yüzeyine uyması nedeniyle küresel koordinat sisteminin orijinine yerleştirilmiştir. Geometri Rayleigh saçılması için de aynıdır.

Yalnız pozitif z - ekseninde yayılan düzlem polarize olmuş dalga, x - eksenine doğrultusunda paralel titreşen birim genlikli elektrik vektörüne sahiptir.

$$|E^r| = |\exp(-ik_2 z)| = 1 \quad (3.64)$$

Bu eşitlik (3.62) eşitliğinin şeklinde açıldığı zaman

$$r \pi_1^r = \frac{1}{k_2^2} \sum_{n=1}^{\infty} i^{n-1} \frac{2n+1}{n(n+1)} \psi_n(k_2 r) P_n^{(1)}(\cos \theta) \cos \phi \quad (3.65)$$

$$r \pi_2^i = \frac{1}{k_2^2} \sum_{n=1}^{\infty} i^{n-1} \frac{2n+1}{n(n+1)} \psi_n(k_2 r) P_n^{(1)}(\cos \theta) \sin \phi \quad (3.66)$$

olur . Burada $P_n^{(1)}(\cos\theta)$ birinci çeşit associated Legendre fonksiyonudur. $\chi_n(k_2, r)$ fonksiyonları, gelen dalgı içinden orijinde sonsuz olduğundan, bu ifadelerden indirgenmiş olur. Böylece yalnız $\psi_n(k_2, r)$ Riccatti – Bessel fonksiyonunu kullanmıştır.

Yukarıdaki eşitlik gelen dalgayı tanımlar. Eşleştirmek için , bu , iç ve saçılan dalgalı potansiyeller olur , sonuncusunda benzer şekilli seriler içinde ifade edilmiş olur fakat buradaki katsayılar keyfidir. Yalnız $\psi_n(k_1, r)$ fonksiyonu , $\chi_n(k_1, r)$ orijinde sonsuz olduğundan , parçacık içindeki potansiyel tekrar açıklamada kullanılabılır.

Diğer taraftan, saçılan dalgı, sonsuzda kaybolmalıdır ve $\rho_n(k_1, r)$ Hankel fonksiyonları bu özelliğı verecektir.

Saçılan dalgı için yapılan açıklamada kullanılması aşağıdaki gibidir:

$$r\pi_1^r = -\frac{1}{k_2^2} \sum_{n=1}^{\infty} i^{n-1} \frac{2n+1}{n(n+1)} a_n \xi_n(k_2, r) P_n^{(1)}(\cos\theta) \cos\phi \quad (3.67)$$

$$r\pi_2^s = -\frac{1}{k_2^2} \sum_{n=1}^{\infty} i^{n-1} \frac{2n+1}{n(n+1)} b_n \xi_n(k_2, r) P_n^{(1)}(\cos\theta) \sin\phi \quad (3.68)$$

ve

$$r\pi_1^r = \frac{1}{k_1^2} \sum_{n=1}^{\infty} i^{n-1} \frac{2n+1}{n(n+1)} c_n \psi_n(k_1, r) P_n^{(1)}(\cos\theta) \cos\phi \quad (3.69)$$

$$r\pi_2^s = \frac{1}{k_1^2} \sum_{n=1}^{\infty} i^{n-1} \frac{2n+1}{n(n+1)} d_n \psi_n(k_1, r) P_n^{(1)}(\cos\theta) \sin\phi \quad (3.70)$$

Sınır şartları, $r = a$ küresel yüzeyin karşısında sürmüş olan E ve H tanjantısal elemanlarıdır. (3.41) 'i (3.46) 'ya yerleştirirsek , bu Debye potansiyeli şunlara eşit olur :

$$(\partial/\partial r)[r(\pi_1^r + \pi_1^s)] = (\partial/\partial r)[r\pi_1^r] \quad (3.71)$$

$$(\partial/\partial r)[r(\pi'_2 + \pi''_2)] = (\partial/\partial r)[r\pi'_2] \quad (3.72)$$

$$r=a \text{ ' da } \kappa_1^{(2)} r(\pi'_1 + \pi''_1) = \kappa_1^{(1)} r\pi'_1 \quad (3.73)$$

$$\kappa_2^{(2)} r(\pi'_2 + \pi''_2) = \kappa_2^{(1)} r\pi'_2 \quad (3.74)$$

Potansiyel fonksiyonlarının seri açılımlarındaki terimlerin her biri diğerinden bağımsız olduğundan , sınır şartlarını açıklayan yukarıdaki eşitlikler serilerdeki her bir uygun terim için ele alınır. a_n , b_n , c_n ve d_n katsayıları aşağıdaki dört lineer eşitliğe öncülük eder .

$$m[\psi'_n(k_2 a) - a_n \xi'_n(k_2 a)] = c_n \psi'_n(k_1 a) \quad (3.75)$$

$$m[\psi'_n(k_2 a) - b_n \xi'_n(k_2 a)] = d_n \psi'_n(k_1 a) \quad (3.76)$$

$$\psi_n(k_2 a) - a_n \xi_n(k_2 a) = c_n \psi_n(k_1 a) \quad (3.77)$$

$$m^2[\psi_n(k_2 a) - b_n \xi_n(k_2 a)] = d_n \psi_n(k_1 a) \quad (3.78)$$

Kürenin bağıl complex kırılma indisleri ile yayılma sabitleri arasındaki eşitlikler, $k_1 = m_1 k_0$; $\kappa_1^{(1)} = im_1^2 k_0$, $\kappa_2^{(1)} = ik_0$

$$k_2 = m_2 k_0 \text{ , } \kappa_1^{(2)} = im_2^2 k_0 \text{ , } \kappa_2^{(2)} = ik_0 \quad (3.79)$$

Burada $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ serbest uzaydaki yayılma sabitidir. Bu eşitlikler şimdi, a_n , b_n , c_n ve d_n katsayılarının dört takımı için çözülmüş olur.Bunlardan yalnız ilk ikisi ile ilgileneceğiz ve bunlar ;

$$a_n = \frac{\psi_n(\alpha)\psi'_n(\beta) - m\psi_n(\beta)\psi'_n(\alpha)}{\xi_n(\alpha)\psi'_n(\beta) - m\psi_n(\beta)\xi'_n(\alpha)} \quad (3.80)$$

$$b_n = \frac{m\psi_n(\alpha)\psi'_n(\beta) - \psi_n(\beta)\psi'_n(\alpha)}{m\xi_n(\alpha)\psi'_n(\beta) - \psi_n(\beta)\xi'_n(\alpha)} \quad (3.81)$$

ile verilmiştir. Burada

$$\alpha = k_1 a = 2\pi a / \lambda = 2\pi m_1 a / \lambda_0 \quad (3.82)$$

$$\beta = k_2 a = 2\pi m_2 a / \lambda_0 = m_2 z \quad (3.83)$$

Bu eşitliklerdeki λ_0 , boşluktaki dalga boyu, λ ortamdaki dalga boyu ve $m = m_1 / m_2$ parçacığın ortama göre bağlı kırılma indistir.

Riccati – Bessel fonksiyonları için bir boş kısım eklenmesi Bu , problemin formal çözümünü tamamlar.

(3.67) ve (3.68) tarafından verilmiş olan π_1^+ ve π_2^+ saçılmış dalganın Debye potansiyelleri şimdi tamamen belirlenmiştir.

a_n ve b_n saçılma katsayıları [(3.80) ve (3.81)] m ve α parametrelerinin terimleri açıklanmıştır. Saçılan dalgayı tanımlayan alan vektörleri (3.41) dan (3.46)' a kadar) doğrudan bulunabilir.

3.1.7 Kırmızı Kan Hücrelerinden Işık Saçılması

3.1.7.1 Biooptik

Biolojik bir parçacığın ışık saçılma özellikleri, parçacık morfolojisi hakkında bilgi içerir.

Böylece hücreler gibi biolojik parçacıkların ışık saçılma özelliklerini anlamak, hücrelerin morfoloji özellikleri hakkında değerli bilgiler sağlar.

Biolojik materyallerdeki optiksel dağılmada saçılma baskındır çünkü parçacık büyüklükleri ve hücresel yapıların homojen olmayan yapıları ,optiksel dalga boyutundadır.

Hücreler çapları çoğunlukla birkaç mikron değerindedir. Kas hücreleri birkaç milimetre uzunlukta olabilir ve sinir hücreleri ise bir metreden daha uzun olabilir. Bir hücre, ince bir zar (yaklaşık $\sim 75 \text{ \AA}$ lık kalınlıkta), sitoplazma ve bir nükleondan oluşur.

Epitel dokular, salgının düzenlenmesi ve korunmasını sağlayan ve bir yüzeyin içini kaplayan ve kapatan katmanlı zar hücrelerinden oluşur.

Kas dokuları çaptı $40 \mu\text{m}$ 'nin üstü ve uzunluğu $1 - 40 \text{ mm}$ aralığında olan hücrelerden oluşur.

Sinir dokuları, merkezi sinir sistemi ve kaslar, ifrazat hücresi vs. ve nöronlar olarak adlandırılan sinir hücrelerinden oluşur.

Işık, kandaki oksijen miktarını belirlemede kullanılmıştır.

Kırmızı kan hücreleri (eritrositler, alyuvarlar) maksimum eksen uzunlukları $5 - 3 \mu\text{m}$ olan iki iç büküye yüzeyden oluşan bir disk şeklindedir. Alyuvarlar sürekli olarak kemik iliği tarafından üretilmektedirler. Bunlar zamanla yıpranmakta ve sonunda ölmektedirler. Ortalama ömürleri yaklaşık 120 gündür.

Normalde yaklaşık olarak 5×10^6 erythrocytes vardır. Bir alyuvarın % 32 si hemoglobin, % 65 i su ve % 3 ü zardan oluşmuştur ve çekirdeği yoktur.

Bütün kan hacminin yaklaşık % 40'ı eritrositlerden oluşur ve bu yüzdelik, H hematocrit olarak adlandırılır. Böylece normal kan $H=0.4$ değerine sahiptir.

Geriye kalan % 60 plazma olarak adlandırılan tuz ve suyun hemen hemen şeffaf bir solüsyonudur.

Bir ortamdan geçen ışığın şiddeti;

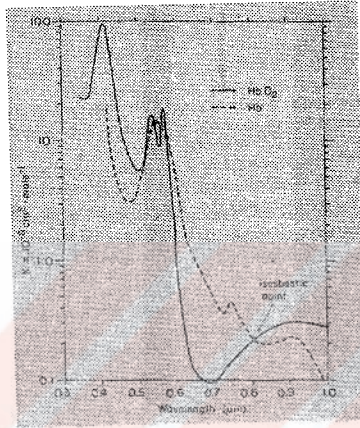
$$I(z) = I(0) \exp(-\alpha z) \quad (3.84)$$

Lambert - Beer Kanunu olarak adlandırılan yasaya göre α soğurma katsayısı ortamın $C (\text{mol/cm}^3)$ moleküler yoğunluğuna bağlıdır ve $K(\text{cm}^2/\text{mol})$ maddeye özgü soğurma katsayısına bağlı olarak

$$\alpha = CK \quad (3.85)$$

eşitliği ile verilir.

Hemolyzed kanın (HbO_2) oksihemoglobin ve (Hb) hemoglobinin K_n ve K_0 soğurma katsayıları Şekil (3.11) gösterilmiştir.



Şekil 3.11 Hemoglobin [Hb] ve oksihemoglobin [HbO_2] nin optiksel soğurma spektrumu. (İshimaru 1978)

Oksihemoglobin (HbO_2) spektrumun kırmızı bölgesini az soğurur ve böylece kan oksihemoglobin baskın olduğu zaman kırmızı görülür. Hb ve HbO_2 ' nin soğurma sınırları $\lambda=0.548, 0.568, 0.587$ ve $0.805 \mu\text{m}$ ' ye eşittir. Bu dalga boyları isosbestik noktalar olarak adlandırılır.

D kalınlıklı bir levha içinden gönderilen bir ışık demeti düşünelim . Geçme T ve yansıma R , sırasıyla gelen şiddetin geçme ve yansımaya oranları olarak tanımlanmıştır. OD optiksel yoğunluk

$$\text{OD} = \log (T^{-1}) \quad (3.86)$$

olarak tanımlanmıştır.OS oksijen doyurulmasıyla hemolize olmuş kanın optiksel yoğunluğu

$$OD = 0.4343 \text{ Ckd} \quad (3.87)$$

ile verilmiştir.

Burada Ck yoğunluklar oranındaki K_n ve K_h ' in bir ortalamasıdır ve

$$CK = C_n K_n + C_h K_h \quad (3.88)$$

ile verilmiştir. C_n ve C_h sırasıyla $[HbO_2]$ ve $[Hb]$ ' nin yoğunluklarıdır ve K_n ve K_h sırasıyla $[HbO_2]$ ve $[Hb]$ ' nin özgül soğurma katsayılarıdır.

$$OS = C_n / (C_n + C_h) \quad (3.89)$$

olduğuna dikkat edersek ;

$$C = C_n + C_h \quad (3.90) \quad K = K_h + OS(K_n - K_h) \quad (3.91)$$

yazabiliriz. İki dalga boyulu hemolize kanın OD optiksel yoğunluğunun yapılan ölçüm leri ile ve şekil (3.11)' den bu dalga boylarından K_n ve K_h değerleri bilinerek, OS ' nin oksijenle doyurulmasını belirleyebiliriz.

Eğer kırmızı dalga boyu (örneğin $\lambda_1 = 0.66 \mu m$ $K_{n1} = 0.10 \times 10^9$ ve $K_{h1} = 0.80 \times 10^9$) ve isosbestik dalga boyu ($\lambda_2 = 0.805 \mu m$ $K_{n2} = K_{h2} = 0.20 \times 10^9$) olan iki dalga boyu seçersek ;

$$OS = \frac{K_{n1}}{K_{h1} - K_{n1}} - \frac{K_{h2}}{K_{h1} - K_{n1}} \left(\frac{OD_1}{OD_2} \right) \quad (3.92)$$

buluruz. Burada OD_1 ve OD_2 sırasıyla $\lambda_1 = 0.66 \mu m$ ve $\lambda_2 = 0.805 \mu m$ deki optiksel yoğunluklarıdır.

Normal kanın optiksel yoğunluğu hemolize kandan önemli olarak farklıdır çünkü normal kanda hemoglobin erythrocyteslerde paketlenir ve önemli ışık saçılmaları gerçekleşir.

Kırmızı kan hücrelerinin saçılma ve soğurma karakteristikleri tesir kesitleri ile çok daha uygun olarak temsil edilmiştir. Tipik tesir kesitleri tablo (1) de gösterilmiştir.

H hemotocriti, tek bir eritrositin V_s hacmi ve ρ sayı yoğunluğu ile bağlantılıdır.

$$\rho = \frac{H}{V_s} \quad (3.93)$$

Böylece $\rho\sigma_s$ soğurma katsayısı,

$$\rho\sigma_s = \frac{H\sigma_s}{V_s} \quad (3.94)$$

ile verilmiştir. $\rho\sigma_s$ saçılma katsayısı, eğer H yeteri kadar küçükse ($H < 0.2$)

$$\rho\sigma_s = H\sigma_s/V_s \quad (3.95)$$

ile verilmiştir.

$H > 0.5$ için parçacıklar yoğun bir şekilde paketlenmiştir ve ortam soğurulan hemoglobin maddesiyle hemen hemen homojen olur. Bu durumda, normal kan homojen hemoglobin ortamı ile kırmızı kan hücreleri arasındaki plazmadan oluşmuş gibi görülebilir.

$H \rightarrow 1$ limitinde plazma parçacıkları kaybolur ve $\rho\sigma_s$ sıfıra yaklaşır.

Bu düşünüş bizi, $\rho\sigma_s$ ' in aşağıdaki yaklaşık gösterimine götürür.

$$\rho\sigma_s = H(1-H)\sigma_s/V_s \quad (3.96)$$

Burada çarpım faktörü $(1-H)$, $H \rightarrow 1$ iken saçılmanın kaybolmasını dikkate alır.

Tam paketleme ($H=1$) durumuna sık sık ulaşamaz ve paketlemenin etkisi basit bir fonksiyonla ($H-1$) ile açıklanamaz. Örneğin parçacık kan küre ise, $H=0.64$ 'ü geçemez.

$$\rho\sigma_s = \left(\frac{H\sigma_s}{V_c} \right) f(H) \quad (3.97)$$

yazılabilir. Burada $f(H)$, $H=0$ 'da i^* den H^* 'ın belli bir değerinde 0 'a, monoton olarak azalır.

Tablo -1 : Tipik Saçılma tesir kesiti σ_s , soğurma tesir kesiti σ_a , plazmaya bağlı kırılma indisi $n=n'+in''$, $\bar{\mu}$ bir tek kırmızı hücrenin saçılma açısının cosinüsü anlamındadır. $\rho\sigma_s$, $H=0.41$ hematocritli tüm kanın geçiş katsayısıdır. (Ishimaru 1978)

Oxygen Saturation	$\lambda(\mu)$	n'	n'' ($\times 10^3$)	σ_s (μm^2)	σ_a (μm^2)	$\bar{\mu}$	$\sigma_s(i-\bar{\mu})$ (μm^2)	$\rho\sigma_s$ (mm^{-1})
100%	0.665	1.036	0.240	57.20	0.060	0.9951	0.283	0.747
	0.675	1.036	0.244	56.14	0.060	0.9950	0.281	0.744
	0.685	1.036	0.248	55.09	0.059	0.9949	0.281	0.739
	0.955	1.036	0.111	33.47	0.191	0.9925	0.251	0.666
	0.960	1.036	0.109	33.18	0.187	0.9924	0.251	0.666
	0.965	1.036	0.109	32.90	0.185	0.9924	0.251	0.665
0 %	0.665	1.036	2.203	56.58	0.542	0.9951	0.279	0.738
	0.675	1.036	2.207	55.53	0.535	0.9950	0.278	
0.735								
	0.685	1.036	2.203	54.56	0.484	0.9949	0.278	
0.731								
	0.955	1.036	0.052	33.54	0.090	0.9925	0.252	
0.668								
	0.960	1.036	0.049	33.27	0.085	0.9924	0.252	
0.667								
	0.965	1.036	0.047	32.98	0.080	0.9924	0.252	
0.666								

Tablo - 2: α tipik zayıflama katsayısı , c ses hızı ve ρ_0 biyolojik dokular için yoğunluktur.

(İshimaru 1978)

Tissue	Frequency(MHz)	α (cm ⁻¹)	c (cm / sec)	ρ_0 (g cm ⁻³)
Fat	1.0	0.06	$1.44 \cdot 10^5$	0.97
Muscle	1.0	0.13	$1.57 \cdot 10^5$	1.07
Bone	1.2	1.7	$3.38 \cdot 10^5$	1.7
Brain	1.0	0.1	$1.54 \cdot 10^5$	
Kidney	2.0	0.04	$1.56 \cdot 10^5$	
Liver	2.0	0.19	$1.55 \cdot 10^5$	

3.1.7.2Bioakustik

Dokular için α yani , her bir birim uzunluk akustik zayıflama katsayısı f^2 ile değişir.

Burada f frekans ve n, 1' den 2' ye kadar değişir.

Kas , karaciğer , böbrek , beyin ve yağın α zayıflama katsayısı yaklaşık olarak f yani frekansı ile orantılıdır ve 0.5×10^{-6} ile 2×10^{-6} f dB/cm arasında değişir. α zayıflama katsayısı , c ses hızı ve ρ_0 yoğunluğun tipik değerleri tablo (2) gösterilmiştir.

Kanın ultrasonik özellikleri üzerinde bir çok çalışma yapılmıştır. 10 MHz ile birkaç yüz kilo hertz arasındaki frekanslar için biyolojik ortam kullanılmıştır, dalga boyu kırmızı kan hücrelerinin büyüklüğünden daha büyüktür . Böylece , saçılma ve soğurma karakteristiklerinin iyi bir yaklaşımla veren, kırmızı kan hücresi gibi aynı hacimli bir küre için Rayleigh formülü

$f(\theta, i)$ saçılma genişliği:

$$f(\theta, i) = \frac{k^2 \alpha^3}{3} \left(\frac{\kappa_e - \kappa}{\kappa} + \frac{3\rho_e - 3\rho}{2\rho_e + \rho} \cos \theta \right) \quad (3.98)$$

ile verilmiştir. Burada $k=2\pi/\lambda$ dir.

λ , çevreleyen ortam (plazma) daki dalga boyu , a eşit kürenin yarıçapı , κ_e ve ρ_e sırasıyla adyabatik sıkışma ve kırmızı kan hücresinin yoğunluğudur. κ ve ρ plazma için değerlerdir ve θ , $\hat{O}$ ve $\hat{i}$ arasındaki açılarıdır.

Normal kan hücreleri için , hacim $87 \mu m^3$ ve eşit yarıçap $a = 2.75 \mu m$ dir.

Kırmızı kan hücrelerinin yoğunluk ve sıkışabilirliği

$$\kappa_e = 34.1 \times 10^{-12} cm^2 / dyn \quad \text{ve} \quad \rho_e = 1.092 \text{ g/cm}^3$$

$$\text{ve plazmanın } \kappa = 40.9 \times 10^{-12} cm^2 / dyn \quad \text{ve} \quad \rho = 1.021 g/cm^3$$

σ_s tesir kesiti

$$\frac{\sigma_s}{\pi a^2} = \frac{4(ka)^4}{9} \left[\left| \frac{\kappa_e - \kappa}{\kappa} \right|^2 + \frac{1}{3} \left| \frac{3\rho_e - 3\rho}{2\rho_e - \rho} \right|^2 \right] \quad (3.99)$$

$\kappa_e, \rho_e, \kappa, \rho$ ve a değerlerini kullanarak $\sigma_s = 1.1 \times 10^{-16} f^4 \text{ cm}^2$ alırız.

Burada f mega hertz cinsinden ölçülen frekanstır.

σ_a soğurma katsayısı, frekansla orantılıdır ve

$$\frac{\sigma_a}{\pi a^2} = \frac{4ka}{3} \text{Im} \left(\frac{\kappa_e - \kappa}{\kappa} + \frac{3\rho_e - 3\rho}{2\rho_e + \rho} \right) \quad (3.100)$$

ile verilmiştir. Burada Im imajiner kısmı belirtir. κ_e, ρ_e, κ ve ρ 'nın imajiner kısımları bilinmez. Fakat σ_a soğurma tesir kesiti 0.1 – 10 MHz aralığındaki σ_s saçılma tesir kesitinden daha büyüktür ve böylece kan içindeki zayıflama, temelde saçılma değil de soğurma nedeniyledir. Aynı zamanda rastgele saçıcılarıdaki düzlem bir dalganın zayıflaması her bir birim uzaklık (Np/cm) neperleri $\rho \sigma_a$ ile verildiği bilinir. Zayıflama sabiti f (megahertz) frekans ve H hematocrit ile orantılıdır ve yaklaşık olarak

$$\alpha = (5 - 7) \times 10^{-2} \text{ Hf Np/cm} = 0.3 \text{ Hf dB/cm} \quad (3.101)$$

ile verilmiştir.

$$\alpha = \rho \sigma_a = (H/V_a) \sigma_a \quad (3.102)$$

olduğu zaman tek bir eritrosit'in soğurma tesir kesitini buluruz.

$$\sigma_a = 6 \times 10^{-12} \text{ fcm}^2 \quad (3.103)$$

Burada f megahertz cinsinden ölçülür.

Saçılma ve soğurma karakterisitikleri üzerinde eritrosit ve plazmanın viskozluk etkileri önemli olabilir.

3.2.METOT

3.2.1.T – Matrix Yöntemi

T – matrix yöntemi, küresel olmayan parçacıklardan elektromanyetik saçılma hesaplanması için ideal bir yöntemdir. Bu yöntem hem silindirik hem de rastgele biçimdeki parçacıklara da uygulanabilir.

3.2.1.1.Genel Formülasyon

T – matrix çözümü, küresel harmonik fonksiyonların vektör terimlerindeki gelen, saçılan ve iç elektrik alanların açılımı ile başlar.

Gelen elektrik alan

$$E^i(kr) = E_0 \sum_v D_v \{ a_v M_v^{-1}(kr) + b_v N_v^{-1}(kr) \} \quad (3.104)$$

ki burada a_v ve b_v gelen alan açılım katsayıları, bilinen E^i gelen alanından belirlenir, v ve σ küresel harmonik üçlü indisi (tek ya da çift) temsil eder, m , n ve M_v^{-1} ve N_v^{-1} birinci çeşit küresel harmonik fonksiyon vektörüdür.

Küresel dalga fonksiyonlarının vektör argümanı kr dir ki burada $k = 2\pi / \lambda$ dir, gelen dalga boyu λ dir ve r pozisyon vektörüdür, $e^{-im\phi}$ zaman değişkenidir, E_0 gelen elektrik alanın genliğidir, D_v normalizasyon sabiti

$$D_{nm} = \frac{\varepsilon_n (2n+1)(n-m)!}{4n(n+1)(n+m)!} \quad (3.105)$$

ki burada ε_n , $m = 0$ için 1'e eşittir ve $m > 0$ için 2^{-m} ye eşittir.

İç elektrik alan

$$E^{int}(mkr) = E_0 \sum_{\mu=1}^{\infty} [c_{\mu} M_{\mu}^{-1}(mkr) + d_{\mu} N_{\mu}^{-1}(mkr)] \quad (3.106)$$

ki burada c_n ve d_n iç alan açılım katsayılarıdır, μ , σ' , m' , n' küresel harmonik üçlü indisini temsil eder ve m çevreleyici ortama bağlı parçacığın kırılma indisidir.

Saçılan elektrik alan

$$E^s(kr) = E_0 \sum_{v=1}^{\infty} D_v [f_v M_v^3(kr) + g_v N_v^3(kr)] \quad (3.107)$$

olarak açılmıştır ki burada f_v ve g_v saçılan alan açılım katsayılarıdır ve M_v^3 ve N_v^3 üçüncü çeşit küresel harmonik fonksiyonların vektörüdür.

İç alan açılım katsayıları

$$\begin{bmatrix} K_{vm} + mJ_{vm} & L_{vm} + mL_{vm} \\ I_{vm} + mL_{vm} & J_{vm} + mK_{vm} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_\mu \\ d_\mu \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -ia_v \\ -ib_v \end{bmatrix} \quad (3.108)$$

Burada I , J , K ve L parçacığın yüzeyi üzerinden nümerik olarak hesaplanmış olan iki boyutlu integrallerdir.

Örneğin, K_{vm} integrali

$$K_{vm} = \frac{k^2}{\pi} \int_S i_n \cdot N_v^3(kr') \times M_\mu^3(mkr') dS \quad (3.109)$$

ile verilmiştir ki burada i_n yüzeye normal birim vektördür ve r' , S parçacık yüzeyindeki iç bir orijinden çizilen konum vektörüdür.

Saçılan alan açılım katsayıları

$$\begin{bmatrix} f_v \\ g_v \end{bmatrix} = -I \begin{bmatrix} K'_{vm} + mJ'_{vm} & L'_{vm} + mL'_{vm} \\ I'_{vm} + mL'_{vm} & J'_{vm} + mK'_{vm} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_\mu \\ d_\mu \end{bmatrix} \quad (3.110)$$

ki burada c_μ ve d_μ iç alan açılım katsayıları ve I', J', K' ve I'' üçüncü çeşit küresel harmonik fonksiyon vektörlerinin aynı argümanlı birinci çeşit küresel harmonik fonksiyon vektörlerinin yerine konulmasının dışında (3.108) de ki gibi aynı iki boyutlu integrallerdir. Örneğin, $K'_{\nu\mu}$ integrali

$$K'_{\nu\mu} = \frac{k^2}{\pi} \int_S i_n \cdot N_\nu^*(kr') \times M_\mu^*(mkr') dS \quad (3.111)$$

(3.108) matrisini [A], (3.110) matrisini [B] olarak göstererek saçılan alan açılım katsayıları

$$\begin{bmatrix} f_\nu \\ g_\nu \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} B \\ A \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} i(-ia\nu) \\ i(-ib\nu) \end{bmatrix} \quad (3.112)$$

ile bilinen gelen alan açılım katsayılarından bulunmuştur.

[B] [A]⁻¹ niceliği gelen alan katsayılarını saçılan alan katsayılarına dönüştüren dönüşüm (geçiş) matrisini ya da [T] dir.

Çok yaygın olarak, gelen alan bir düzlem dalgadır.

$$E^i(kr) = E_0 e_0 e^{ik \cdot r} \quad (3.113)$$

ki burada e_0 (birim) polarizasyon vektörü ve k yayılım vektörü, düzlem dalga için (3.104) de a_{0mn} ve b_{0mn} gelen alan açılım katsayıları

$$a_{0mn} = 4 i^n e_0 \left[-i_0 \sin m\phi \frac{m}{\sin \theta} P_n^m(\cos \theta) - i_\phi \cos m\phi \frac{d}{d\theta} P_n^m(\cos \theta) \right]_{\theta=\theta_0, \phi=\phi_0} \quad (3.114)$$

$$a_{\text{onm}} = 4i^{n-1} e_0 \cdot \left[i_\theta \cos m\phi \frac{m}{\sin \theta} P_n^m(\cos \theta) - i_\phi \sin m\phi \frac{d}{d\theta} P_n^m(\cos \theta) \right]_{\theta=\theta_i, \phi=\phi_i} \quad (3.115)$$

$$b_{\text{onm}} = -4i^{n-1} e_0 \cdot \left[i_\theta \cos m\phi \frac{d}{d\theta} P_n^m(\cos \theta) - i_\phi \sin m\phi \frac{m}{\sin \theta} P_n^m(\cos \theta) \right]_{\theta=\theta_i, \phi=\phi_i} \quad (3.116)$$

$$b_{\text{omin}} = -4i^{n-1} e_0 \cdot \left[i_\theta \sin m\phi \frac{d}{d\theta} P_n^m(\cos \theta) + i_\phi \cos m\phi \frac{m}{\sin \theta} P_n^m(\cos \theta) \right]_{\theta=\theta_i, \phi=\phi_i} \quad (3.117)$$

ki burada σ tek ($\circ$) ya da çift ($\bullet$), $P_n^m(\cos \theta)$, associated Legendre fonksiyonudur ve θ_i ve ϕ_i , $\mathbf{k}$ 'nin yönelimini gösterir.

3.2.1.2. Kırmızı Kan Hücreleri Tarafından Işık Saçılmasının T - Matrix Metoduyla Hesaplanması

T - Matrix teorisinin genel fikri, E_{int} ve E_s , yani iç ve saçılan elektrik alanları ile E_i ve E_{surf} gelen ve yüzey elektrik alanlarını uygun vektör dalgaları serileri cinsinden açılımlarını elde etmektir.

Alanların integral temsillerinin kullanılmasıyla, gelen ve saçılan alanlar için açılım katsayıları arasında bir bağıntı elde edilir.

Ortamındaki dalga boyu λ olan elektrik alanlar vektörel Helmholtz eşitliği içinde yeniden ifade edildiğinde, Maxwell eşitliklerini sağlamalıdır.

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} - k^2 \mathbf{E} = 0 \quad (k = 2\pi/\lambda) \quad (3.118)$$

Küresel saçıcı bir cisim için , uygun temel fonksiyonlar,küresel vektör dalgaları olan M_ν ve N_ν dir. Burada ν küresel harmonik çift indis olan m ve n yi temsil etmektedir.

$\exp(-i\omega t)$ zaman bağımlılığı kullanıldığı zaman, ($\omega = 2\pi c / \lambda$ burada c ışık hızı) bu fonksiyonlar ,

$$M_\nu^o(r) = \nabla \times r \exp(-im\phi) P_n^m(\cos\theta) \times [J_n(kr) + in_n(kr)] \quad (3.119)$$

$$N_\nu^o(r) = k^{-1} \nabla \times M_\nu(r) \quad (3.120)$$

tarafından verilmiştir.

Burada $P_n^m(\cos\theta)$ lar uygun Legendre Fonksiyonları , $J_n(kr)$ ler küresel Bessel Fonksiyonları ve , $n_n(kr)$ ler Neumann Fonksiyonlarıdır ve indisler $n = 0, 1, 2, \dots, m = -n, -n+1, \dots, n$ dir.

Bu fonksiyonlar, orijinde tekli olan ve dışa doğru ilerleyen dalgalardır. Onlar birim küre üzerinde tam bir fonksiyonlar takımı oluştururlar ve Helmholtz vektör eşitliğini sağlarlar.

Orijinde düzenli olan uygun fonksiyonlar, eşitlik (3.119-3.120) de, $n_n(kr)$ Neumann fonksiyonunun hariç tutulmasıyla bulunmuştur. Böylece M_ν^o ve N_ν^o düzenli vektör dalgaları saf Bessel fonksiyonu radyal bağımlılığına sahiptir.

Çevreleyen ortamdaki gelen alan, orijinde düzenlidir ve böylece oda düzenli dalgalar cinsinden açılmıştır.

$$E_i(k_{surmed} r) = E_{i0} \sum_\nu D_\nu (a_\nu M_\nu^o(k_{surmed} r) + b_\nu N_\nu^o(k_{surmed} r)) \quad (3.121)$$

E_{i0} gelen alanın genliği , D_ν bir normalizasyon sabiti ve a_ν ile b_ν açılım katsayılarıdır. a_ν ve b_ν katsayılarının bulunduğu farz edilmiştir, gelen düzlem bir dalga için , uygun Legendre fonksiyonları ve türevleri cinsinden ifade edilmişlerdir

Cismin içindeki iç alan , aynı düzenli vektör dalgaları cinsinden açılmıştır.

$$E_{in}(k_{object}, r) = E_0 \sum_u c_u M_u^*(k_{object}, r) - d_u N_u^*(k_{object}, r) \quad (3.122)$$

μ yukarıda bahsedilen iki küresel harmonik indis ile uyumludur ve c_u ve d_u iç alanın açılım katsayılarıdır. Saçılan alan dışı doğrudur ve örneğin eşitlik (3.119-3.120)deki Neumann fonksiyonunun korunması ile dışı giden küresel dalgalar şeklinde açılmıştır.

$$E_s(k_{scattered}) = E_0 \sum_v D_v \left[f_v M_v^*(k_{scattered}, r) - g_v N_v^*(k_{scattered}, r) \right] \quad (3.123)$$

Burada f_v ve g_v saçılan alanı karakterize eden açılım katsayılarıdır. Bunlar ve eşitlik (3.123) de saçılan ışığın açılal dağılımını tanımlayan ifade transformasyon matrisi olarak adlandırılan T -matrisi ile çarpılmasıyla elde edilir.

$$\begin{bmatrix} f_v \\ g_v \end{bmatrix} = [T - matrix] \begin{bmatrix} a_v \\ b_v \end{bmatrix} \quad (3.124)$$

Böylece problem T - matrixinin elemanlarının ve gelen alanın açılım katsayılarının hesaplanmasına indirgenmiştir. Özetle , gelen alandan kaynaklanan iç alan ,küresel cisim içinde indükleme polarizasyon akımı olarak düşünülebilirki buda saçılmış alanı oluşturmaktadır.

Böylece , T - matrix tarafından matematiksel olarak ifade edilen saçılan ve gelen alan arasındaki ilişki fiziksel olarak iç alanla ifade edilir.

Matematiksel analizi basitleştirmek için , iç polarizasyon akımları objenin yüzeyi üzerindeki elektrik ve manyetik akımların eşit bir dağılımı ile değiştirilmiştir.

Bu akımlar ,bilinen gelen alana bağlıdır ve ondan yararlanılarak elde edilebilir. Dışa saçılan dalgaların kaynağı olmaları nedeni ile yüzey akımlarında saçılan alana bağlıdır.

Saçılan alan, yüzey akımlarının integrantı olarak alınması ile hesaplanan yüzey integralleri ile bulunmuştur. Böylece saçılan alanın ,açılım katsayıları , iç alanın açılım katsayılarına aşağıda verilen matris formunda bağlıdır.

$$\begin{bmatrix} f_v \\ g_v \end{bmatrix} = -i[B - matrix] \begin{bmatrix} c_\mu \\ d_\mu \end{bmatrix} \quad (3.125)$$

B – matrixinin elemanları , yüzey akımlarının yüzey integrallerinden oluşmuştur.

Ayrıca denge teoremini uyguladığımızda , iç alanın açılım katsayıları gelen alanın açılım katsayılarına aşağıdaki gibi bağlıdır :

$$[A - matrix] \begin{bmatrix} c_\mu \\ d_\mu \end{bmatrix} = -i \begin{bmatrix} a_v \\ b_v \end{bmatrix} \quad (3.126)$$

T matrisi : gelen alanın açılım katsayılarını doğrudan doğruya saçılmış alanın açılım katsayılarına bağlandığından : iki adındaki işlemleri gerçekleştirir ve birleştirir.

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} f_v \\ g_v \end{bmatrix} &= -[B - matrix] [A - matrix]^{-1} \begin{bmatrix} a_v \\ b_v \end{bmatrix} \\ &= -[T - matrix] \begin{bmatrix} a_v \\ b_v \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (3.127)$$

T – matrixinin elemanları , hesaplanabilir yüzey integrallerinden oluşur. Ayrıca saçan cisim simetri eksenli olduğunda bir boyutlu çizgi integrallerine indirgenmiş olur . Küresel cisimler durumunda , T – matrix diagonaldir ve matrix elemanları analitik olarak hesaplanabilir. Saçılan alanın kesin ifadesi Lorentz – Mie tarafından bulunulanla aynıdır.

4.1.Şiddet Dağılımları

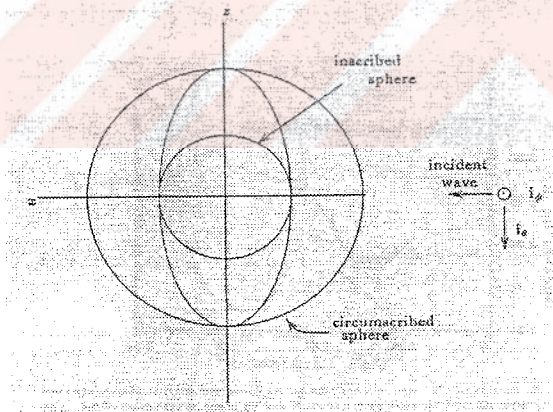
İç ve dış yakın alan şiddet dağılımlarını hesaplamak için iki program geliştirilmiştir.

Hesaplanan nicelik

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

ki burada E ilgili noktadaki elektrik alanıdır. Gelen elektrik alanının genliği iki program da birim olarak kabul edilmiştir.

Burada sunulan T- matris yöntemi ile hesaplanan elektrik alanları aşağıdaki şekilde gösterildiği gibi parçacığın içine çizilen bir küre (iç alanlar) ya da dışına çizilen küre (dış alanlar) içerisinde geçerlidir. Bu sınırlama uzak alan saçılım hesaplamalarındaki bir sınırlama değildir. Fakat özellikle küresel olmayan parçacıklar için, bu iç ve yakın alan hesaplarını sınırlamaktadır.



Şekil 4.1. parçacık referans çerçevesindeki ekvatoryal düzlemde iç ve dış şiddet hesaplamaları gösterilmiştir. Parçacık a ve b eksenli prolate bir sferoiddir.

Programlar küresel parçacıklar için ekvator düzleminde iç ve dış şiddeti hesaplamak için oluşturulmuştur. Gelen dalgada ,şekilde gösterildiği gibi ekvatoryal düzlemde bulunur. Bu belirli durum için , parçacık ve laboratuvar referans çerçevesine ayırma ihtiyacı duyulmuştur.

Gelen elektrik alan şekilde gösterildiği gibi x – z düzlemine ya paralel ya da dik polarize olmuştur ve aşağıdaki tüm referanslar buna uygundur. Her iki programda gelen polarizasyon x – y ekvator düzlemine ya paralel ya da dik olarak tanımlanmıştır ve programlar bu polarizasyonlar için özel olarak hazırlanmıştır.

4.2.Speroidin (Küresmi) İç Şiddet Dağılımı

TS programı ya sadece x eksenindeki bir çizgi üzerinden ya da iç tesir kesiti üzerinden ekvator düzlemindeki şiddeti hesaplamak için kullanılmıştır.

Hesaplamalar içe çizilen bir daire içinde bulunan noktalar için sınırlandırılmıştır. r_{isc} (incirbed circle) içe çizilen dairenin yarıçapıdır a ve b nin alabileceği en küçük değerlere eşittir. Burada 2a yalnız simetri eksenindeki küresinin (spheroid) boyutudur ve 2b ise ekvator düzleminde parçacığın boyuttur.

Hesaplanan nicelik, gelen dalganın dik polarizasyonu için (4.3) ve yine gelen dalganın paralel polarizasyonu için, (4.2) un elektrik alan bileşenleri kullanarak (4.1) ile elde edilen şiddettir.

$$E_r^{int} = n'(n' + 1) - \frac{1}{mkr} J_n'(mkr) \cos m\phi \frac{P_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta} \sin\theta d_{nm} \quad (4.2a)$$

$$E_\theta^{int} = J_n(mkr) \cos m\phi \frac{P_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta} c_{nm} + \left[J_{n-1}(mkr) - n' \frac{J_n'(mkr)}{mkr} \right] \cos m\phi \left[n' \cos\theta \frac{P_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta} - (n' + m) \frac{P_{n-1}^m(\cos\theta)}{\sin\theta} \right]$$

$$d_{nm} \quad (4.2b)$$

$$E_\phi^{int} = -J_n(mkr) \sin m\phi \left[n' \cos\theta \frac{P_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta} - (n' + m) \frac{P_{n-1}^m(\cos\theta)}{\sin\theta} \right] c_{nm} -$$

$$\left[J_{n'-1}(mkr) - n' \frac{J_n(mkr)}{mkr} \right] \sin m\phi \frac{P_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta} d_{nm} \quad (4.2c)$$

$$F_{\tau}^{nm} = n'(n'+1) \frac{1}{mkr} J_{n'}(mkr) \sin m\phi \frac{P_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta} \sin\theta d_{nm} \quad (4.3a)$$

$$F_{\theta}^{nm} = -\sin m\phi J_{n'}(mkr) m \frac{P_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta} c_{nm} + \left[J_{n'-1}(mkr) - n' \frac{J_n(mkr)}{mkr} \right] \sin m\phi \left[n' \cos\theta \frac{P_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta} - (n'+m) \frac{P_{n-1}^m(\cos\theta)}{\sin\theta} \right] d_{nm} \quad (4.3b)$$

$$F_{\phi}^{nm} = -J_{n'}(mkr) \cos m\phi \left[n' \cos\theta \frac{P_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta} - (n'+m) \frac{P_{n-1}^m(\cos\theta)}{\sin\theta} \right] c_{nm} + \left[J_{n'-1}(mkr) - n' \frac{J_n(mkr)}{mkr} \right] \cos m\phi m \frac{P_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta} d_{nm} \quad (4.3c)$$

$$I = E \cdot F^* \quad (4.4)$$

Ekvator düzlemindeki hesaplamalar için , (4.2) ve (4.3) in her ikisi $\theta = 90^\circ$ de elde edilmiştir.

Küresinin merkezine doğru uzanan bir çizgi üzerindeki şiddet ϕ açısı 180° iken r / r_{isc} oranı 1 den 0 'a ve sonra ϕ açısı 0° iken bu oran 0 'dan 1 ' e değiştirilerek elde edilmiştir. Şiddet $r / r_{isc} = 1$ dışında sıfır olarak alınmıştır.

4.3.Spheroidin (Küresi) Dış Şiddet Dağılımı

T9 programı ya ekvator düzleminde x eksenı boyunca dış bölgedeki şiddeti hesaplamak için kullanılmıştır. Hesaplamalar dışa çizilen daire içinde bulunan noktalar için sınırlanmıştır. r_{csc} dışa çizilmiş dairenin yarıçapı a ve b ' nin

Alabileceği değerlerin maksimumudur ki burada 2a simetri ekseninde boyunca küresinin boyutudur ve 2b ise ekvator düzlemi üzerindeki boyutudur.

Hesaplanan nicelikde, gelen ve saçılan elektrik alanların toplamı denklem (4.1) de yerine konularak hesaplanan dış şiddettir.

Gelen dalga sadece x eksenı doğrultusunda yayıldığı zaman, $i_y = -i_x$ olduğundan, gelen polarizasyon i_0 (paralel) için, gelen elektrik alan için kapalı formdaki ifade

$$E^i(kr) = e^{ikx} i_0 = e^{ikx} (-ix) \quad (4.5)$$

olarak eksponansiyel formda yazılmıştır.

Küresel koordinatlarının terimlerinde i_x birim vektörünü yazarak ve $x = r \sin\theta \cos \phi$ alınarak her bir (θ, ϕ) durumunu için, bulunmuş olan gelen elektrik alanın vektör elemanlarına izin veren

$$E^i(kr) = -e^{ikr \sin\theta \cos \phi} (\cos \theta i_r - \sin \theta i_\theta) \quad (4.6)$$

bulunur.

Ekvator düzleminde, $\theta = 90^\circ$ dir ve gelen alan

$$E^i(kr) = e^{ikr \cos \phi} i_0 \quad (4.7)$$

dır.

i_ϕ polarizasyonu için (dik) gelen elektrik alan için kapalı form ifadesi gelen dağa sadece x eksenı doğrultusunda yayıldığı zaman $i_\phi = i_y$ olduğundan

$$E^i(kr) = e^{ikx} i_y = e^{ikx} i_y \quad (4.8)$$

olarak eksponansiyel formda yazılmış olur ve birim vektörler $\phi=0^0$ düzleminde tanımlanmıştır. Küresel koordinat terimlerinde i_ϕ birim vektörünü yazarak ve $x = r \sin\theta \cos\phi$ alınarak her bir (θ, ϕ) durumu için gelen elektrik alanı

$$E^i(kr) = e^{ikr \sin\theta \cos\phi} (\sin\theta \sin\phi i_r + \cos\theta \sin\phi i_\phi + \cos\phi i_\theta) \quad (4.9)$$

buluruz. Ekvator düzleminde $\theta=90^0$ dir ve gelen alan

$$E^i(kr) = e^{ikr \cos\phi} (\sin\phi i_r + \cos\phi i_\phi) \quad (4.10)$$

Toplam dış elektrik alan dik gelen polarizasyon için (4.14) ve (4.10) ve paralel gelen polarizasyon için (4.13) ve (4.7) 'nın elemanlarının toplamıdır. Paralel polarizasyon için $\theta=90^0$ düzlemi üzerinden açık form

$$\left| E_r^s \right|^2 + \left| E_\theta^s + E_\phi^s \right|^2 + \left| E_\phi^s \right|^2 \quad (4.11)$$

ve dik polarizasyon için

$$\left| E_r^s + E_r^p \right|^2 + \left| E_\theta^s \right|^2 + \left| E_\phi^s + E_\phi^p \right|^2 \quad (4.12)$$

Küresinin merkezi üzerinden bir çizgi üzerindeki şiddet ϕ açısı 180^0 iken r / r_{esc} oranı 2.5 dan 1.0 'e ve sonra ϕ sıfır derece iken 1.0 'den 2.5 'a kadar değişim yapılarak bulunmuştur.

$$E_r^{rs} = n(n+1) \frac{1}{kr} h_n^{(1)}(kr) \cos m\phi \frac{P_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta} \sin\theta D_{nm} g_{nm} \quad (4.13a)$$

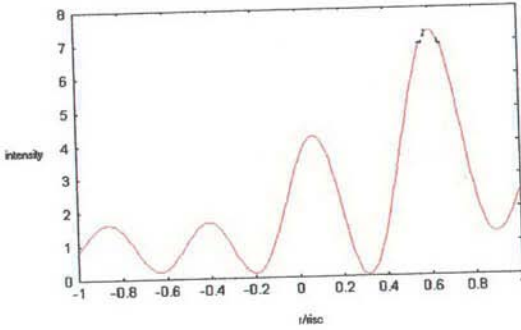
$$E_\theta^s = h_n^{(1)}(kr) \cos m\phi \frac{P_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta} D_{nm} f_{nm} + \left[h_{n-1}^{(1)}(kr) - n \frac{h_n^{(1)}(kr)}{kr} \right] \cos m\phi \left[n \cos\theta \frac{P_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta} - (n+m) \frac{P_{n-1}^m(\cos\theta)}{\sin\theta} \right] D_{nm} g_{nm} \quad (4.13b)$$

$$\begin{aligned}
 E_{\phi}^{rs} = & -h_n^{(1)}(kr) \sin m\phi \left[n \cos \theta \frac{P_n^m(\cos \theta)}{\sin \theta} - (n+m) \frac{P_{n-1}^m(\cos \theta)}{\sin \theta} \right] D_{mn} f_{\phi mn} \\
 & - \left[h_{n-1}^{(1)}(kr) - n \frac{h_n^{(1)}(kr)}{kr} \right] \sin m\phi \cdot m \frac{P_n^m(\cos \theta)}{\sin \theta} D_{mn} g_{\phi mn}
 \end{aligned} \quad (4.13c)$$

$$E_r^{rs} = n(n+1) \frac{1}{kr} h_n^{(1)}(kr) \sin m\phi \frac{P_n^m(\cos \theta)}{\sin \theta} \sin \theta D_{mn} g_{\phi mn} \quad (4.14a)$$

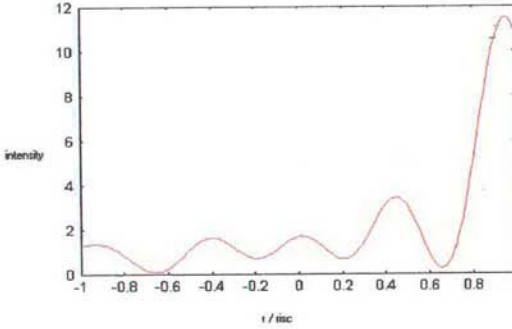
$$\begin{aligned}
 E_{\theta}^{rs} = & -\sin m\phi \left[h_n^{(1)}(kr) m \frac{P_n^m(\cos \theta)}{\sin \theta} D_{mn} f_{\phi mn} + \left[h_{n-1}^{(1)}(kr) - n \frac{h_n^{(1)}(kr)}{kr} \right] \right. \\
 & \left. \sin m\phi \left[n \cos \theta \frac{P_n^m(\cos \theta)}{\sin \theta} - (n+m) \frac{P_{n-1}^m(\cos \theta)}{\sin \theta} \right] D_{mn} g_{\phi mn} \right]
 \end{aligned} \quad (4.14b)$$

$$\begin{aligned}
 E_{\phi}^{rs} = & -h_m^{(1)}(kr) \cos m\phi \left[n \cos \theta \frac{P_n^m(\cos \theta)}{\sin \theta} - (n+m) \frac{P_{n-1}^m(\cos \theta)}{\sin \theta} \right] D_{mn} f_{\phi mn} \\
 & + \left[h_{n-1}^{(1)}(kr) - n \frac{h_n^{(1)}(kr)}{kr} \right] \cos m\phi \cdot m \frac{P_n^m(\cos \theta)}{\sin \theta} D_{mn} g_{\phi mn}
 \end{aligned} \quad (4.14c)$$



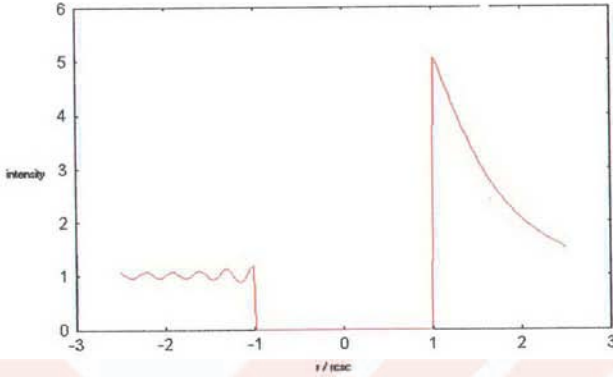
1. Grafik

Bu grafik 1.5 kırılma indisli, ölçü parametresi 10 ve eksenler oranı $a/b = 2$ olan prolate(yukarıya doğru basık) bir küremsi için r / r_{isc} nin bir fonksiyonu olarak sadece x eksenine doğrultusundaki iç şiddeti gösterir. Gelen dalga soldan sağa doğru ilerlemektedir ve ekvator düzlemine paralel olarak polarize olmuştur. İçten yansıyan ve kırılan elemanlar arasındaki girişimden dolayı küremsi içerisinde bir duran dalga meydana gelir. $r_{isc} = b$ olarak alınmıştır böylece sonuçlar tüm tesir kesiti üzerinden bulunmuş olur. Hesaplamalarda 200 nokta kullanılmıştır. Örnek sonuç $r / r_{isc} = -1$ için 0.8 ve r / r_{isc} için 2.5 dir.



2. Grafik

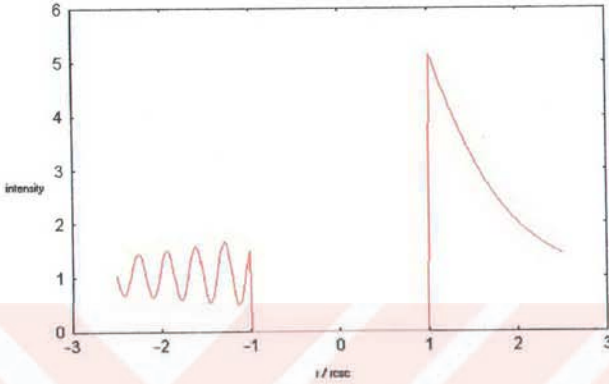
Bu grafikte 1.5 kırılma indisli ölçü parametresi 10 ve eksenler oranı $a/b=2$ olan prolate bir küremsi için $r / risc$ nin bir fonksiyonu olaak sadece x eksenini doğrultusundaki iç şiddet gösterilmiştir. $r_{isc} = b$ olarak alınmıştır. Böylece sonuçlar tüm tesir kesiti üzerinden bulunmuş olur. Gelen dalga soldan sağa doğru ilerlemektedir ve ekvator düzlemine dik polarize olmuştur. Grafikte kırılan ve içten yansıyan dalgalar arasındaki girişimden dolayı spheroid içindeki duran dalga örneği görülür. Hesaplamalarda 200 nokta kullanılmıştır. Örnek sonuç $r / risc = -1$ için 1.2 ve $r / risc = 1$ için 10.7 dir.



3. Grafik

Bu grafikte 1.5 kırılma indisli ölçü parametresi 10 olan eksenler oranı $a / b = 2$ olan prolate bir spheroid için r / r_{esc} nin bir fonksiyonu olarak sadece x eksen doğrultusundaki dış şiddeti gösterilmiştir. Bu parçacık için prolate spheroidde $r_{esc} = a$ olarak alınmıştır böylece sonuçlar sadece ekvatoryal düzlemin dış tesir kesitinin bir parçası üzerinden bulunmuş olur. a dış yarıçaplı ve b iç yarıçaplı yüzük şekilli bir boşluk vardır ve burada hesaplama yapmak imkansızdır. Gelen dalga soldan sağa doğru yayılmıştır ve ekvator düzlemine paralel polarize olmuştur. Hesaplamada 200 nokta kullanılmıştır.

Spheroidin merkezi üzerinden gelen bir çizgi üzerindeki şiddet, ϕ açısı 180° iken r / r_{esc} oranı 2.5 den 1.0 a ve sonra ϕ açısı 0° iken 1.0 dan 2.5 e kadar değiştirilerek bulunmuştur. Örnek nümerik sonuçlar $r / r_{esc} = -2.5$ için 1.2 $r / r_{esc} = 2.5$ için 1.4 dır.



4. Grafik

Bu grafikte 1.5 kırılma indisli ölçü parametresi 10 olan ,eksenler oranı $a / b = 2$ olan prolate bir spheroid için $r / rcsc$ nin bir fonksiyonu olarak sadece x eksenini doğrultusundaki dış şiddet gösterilmiştir. Bu parçacık için prolate küreside $rcsc = a$ olarak alınmıştır.Böylece sonuçlar sadece ekvatorl düzleminin dış tesir kesitinin bir parçası üzerinden bulunmuş olur. A dış yarıçaplı ve b iç yarıçaplı yüzük şekilli bir boşluk vardır ve bu nedenle hesaplama yapmak imkansızdır. Gelen dalga soldan sağa doğru yayılmıştır ve ekvator düzlemine dik polarize olmuştur. $r / rcsc < -1$ olan bölge küresinin aydınlatılan yüzeyinin dışıdır. Toplam dış şiddet (gelen + saçılan), gelen ve geri saçılan dalgalar arasındaki girişimden dolayı osilasyon yapar. $-1 < r / rcsc < 1$ aralığı spheroidin iç kısmını göstermektedir . Bu aralık burada sıfır olarak alınmıştır. Hesaplamalarda 200 nokta kullanılmıştır. Spheroidin merkezinden geçen bir çizgi üzerindeki şiddet, ϕ açısı 180° iken $r / rcsc$ oranı 2.5 den 1 e ve sonra ϕ açısı 0° iken 1.0 dan 2.5 e kadar olan değiştirilerek bulunmuştur. Örnek nümerik sonuçlar, $r / rcsc = -2.5$ için 1.03 ve $r/rcsc = 2.5$ için 1.4 dür.

4.4. Küredeki İç Şiddet Dağılımı

S7 programı ya küre merkezi doğrultusundaki bir çizgi üzerinden ya da iç tesir kesiti üzerinden paralel ve dik polarizasyonlar için (4.16) elektrik alan elemanlarını kullanarak (4.1) şiddet denkleminde hesaplanmıştır. Küre merkezindeki bir çizgi üzerindeki şiddet, θ açısı 180° iken r/a oranı 1'den 0^+ 'a değiştirilerek ve daha sonra θ açısı 0° iken 0^+ dan 1^+ e değiştirilerek bulunmuştur.

$$I = E \cdot E^* \quad (4.15)$$

$$E_r = n(n+1) \frac{1}{mkr} J_n(mkr) \cos \phi \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\sin \theta} \sin \theta d_{n1n} \quad (4.16a)$$

$$E_\theta = J_n(mkr) \cos \phi \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\sin \theta} c_{n1n} + \left[J_{n-1}(mkr) - n \frac{J_n(mkr)}{mkr} \right] \cos \phi \left[n \cos \theta \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\sin \theta} - (n+1) \frac{P_{n-1}^1(\cos \theta)}{\sin \theta} \right] d_{n1n} \quad (4.16b)$$

$$E_\phi = -J_n(mkr) \sin \phi \left[n \cos \theta \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\sin \theta} - (n+1) \frac{P_{n-1}^1(\cos \theta)}{\sin \theta} \right] c_{n1n} - \left[J_{n-1}(mkr) - n \frac{J_n(mkr)}{mkr} \right] \sin \phi \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\sin \theta} d_{n1n} \quad (4.16c)$$

$$E_r = n(n+1) \frac{1}{mkr} J_n(mkr) \sin \phi \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\sin \theta} \sin \theta d_{n1n} \quad (4.17a)$$

$$E_\theta = -\sin \phi J_n(mkr) \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\sin \theta} c_{n1n} + \left[J_{n-1}(mkr) - n \frac{J_n(mkr)}{mkr} \right] \sin \phi \left[n \cos \theta \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\sin \theta} - (n+1) \frac{P_{n-1}^1(\cos \theta)}{\sin \theta} \right] d_{n1n} \quad (4.17b)$$

$$E_{\phi} = -J_n(mkr) \cos \phi \left[n \cos \theta \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\sin \theta} - (n+1) \frac{P_{n+1}^1(\cos \theta)}{\sin \theta} \right] C_{01n} + \left[J_{n+1}(mkr) - n \frac{J_n(mkr)}{mkr} \right] \cos \phi \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\sin \theta} d_{01n} \quad (4.17c)$$

4.5. Küredekİ Dış Şiddet Dağılımı

S8 programı, ya kürenin merkezi doğrultusundaki bir çizgi üzerinden ya da dış tesir kesiti üzerinden paralel ve dik polarizasyonlar için şiddet dağılımını hesaplamakta kullanılmıştır. Hesaplanan nicelik paralel polarizasyon için (4.21) ve (4.22) ve dik polarizasyon için (4.23) ve (4.24) elektrik alan elemanları kullanılarak (4.1) denkleminde şiddet bulunmuştur. Paralel polarizasyon için $\phi = 180^\circ$ düzlemi üzerindeki açık ifade

$$\left| E_r^* + E_\theta^* \right|^2 + \left| E_\theta^* + E_\phi^* \right|^2 \quad (4.18)$$

olur ve dik polarizasyon için ise,

$$\left| E_\phi^* + E_\theta^* \right|^2 \quad (4.19)$$

olur. Bu yaklaşım dış alan ifadelerinde kullanılanların dışında iç şiddet dağılımlarının hesaplanması için kullanılanlara çok benzer bir yaklaşımdır.

Diğer önemli farkda, yakınsama için gerekli olan terim sayısının n_c 'de sabit olmasıdır. İç şiddet hesaplamalarında, için daha küçük iç yarıçap için terimlerin sayısını düzenlemek mümkündür. Kürenin merkezi doğrultusundaki bir çizgi üzerindeki şiddet, θ açısı 180° iken r/a oranı 2.5 'e den 1 'e ve sonra θ açısı 0° iken 1 'den 2.5 'e değiştirilerek bulunmuştur.

$$1 = E/E^* \quad (4.20)$$

$$E^*(kr) = e^{ikr \cos \theta} (\sin \theta \cos \phi E_r^* + \cos \theta \cos \phi E_\theta^* - \sin \phi E_\phi^*) \quad (4.21)$$

$$E_r = n(n+1) \frac{1}{kr} h_n^{(1)} \cos \phi \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\sin \theta} \sin \theta D_{1n} g_{c1n} \quad (4.22a)$$

$$E_\theta = h_n^{(1)}(kr) \cos \phi \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\sin \theta} D_{1n} f_{c1n} + \left[h_{n-1}^{(1)}(kr) - n \frac{h_n^{(1)}(kr)}{kr} \right] \cos \phi \left[n \cos \theta \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\sin \theta} - (n+1) \frac{P_{n-1}^1(\cos \theta)}{\sin \theta} \right] D_{1n} g_{c1n} \quad (4.22b)$$

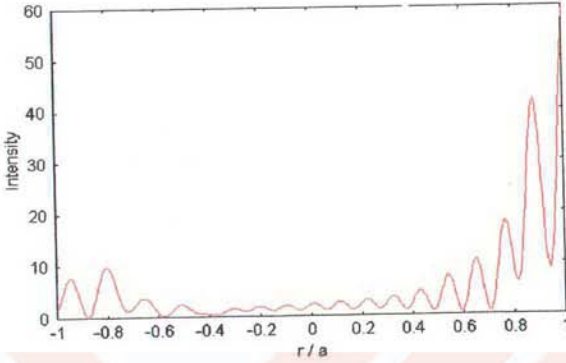
$$E_\phi = -h_n^{(1)}(kr) \sin \phi \left[n \cos \theta \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\sin \theta} - (n+1) \frac{P_{n-1}^1(\cos \theta)}{\sin \theta} \right] D_{1n} f_{c1n} - \left[h_{n-1}^{(1)}(kr) - n \frac{h_n^{(1)}(kr)}{kr} \right] \sin \phi \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\sin \theta} D_{1n} g_{c1n} \quad (4.22c)$$

$$E^r(kr) = e^{ikr \cos \theta} [\sin \theta \sin \phi i_r + \cos \theta \sin \phi i_\theta + \cos \phi i_\phi] \quad (4.23)$$

$$E_r = n(n+1) \frac{1}{kr} h_n^{(1)}(kr) \sin \phi \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\sin \theta} \sin \theta D_{1n} g_{c1n} \quad (4.24a)$$

$$E_\theta = -\sin \phi h_n^{(1)}(kr) \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\sin \theta} D_{1n} f_{c1n} + \left[h_{n-1}^{(1)}(kr) - n \frac{h_n^{(1)}(kr)}{kr} \right] \sin \phi \left[n \cos \theta \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\sin \theta} - (n+1) \frac{P_{n-1}^1(\cos \theta)}{\sin \theta} \right] D_{1n} g_{c1n} \quad (4.24b)$$

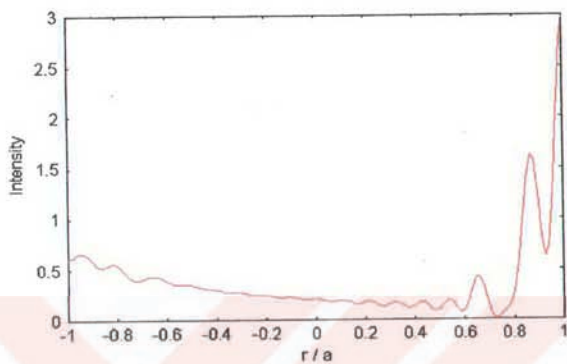
$$E_\phi = -h_n^{(1)}(kr) \cos \phi \left[n \cos \theta \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\sin \theta} - (n+1) \frac{P_{n-1}^1(\cos \theta)}{\sin \theta} \right] D_{1n} f_{c1n} + \left[h_{n-1}^{(1)}(kr) - n \frac{h_n^{(1)}(kr)}{kr} \right] \cos \phi \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\sin \theta} D_{1n} g_{c1n} \quad (4.24c)$$



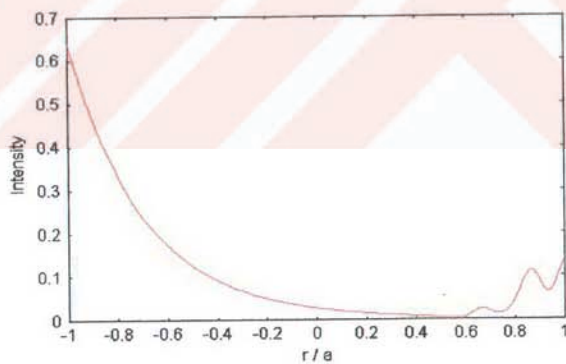
5. Grafik

Grafikte ya paralel yada dik polarizasyon için (sonuç her ikisi içinde aynı) 1.5 kırılma indisli, 20 ölçü parametrelili bir küre için r/a nın bir fonksiyonu olarak yalnızca z eksenini doğrultusundaki iç şiddeti gösterir. Gelen dalga soldan sağa ilerlemektedir, kırılan ve içten yansıyan elemanlar arasındaki girişimden dolayı küre içinde oluşan duran dalga deseni görülür. Bu grafik kayıpsız bir küre içindir. Hesaplamalarda 400 nokta kullanılmıştır. Örnek nümerik sonuçlar, $r/a = -1$ de 1.5 ve $r/a = 1$ de 59 dur.

$$m=1.5+i0.05$$

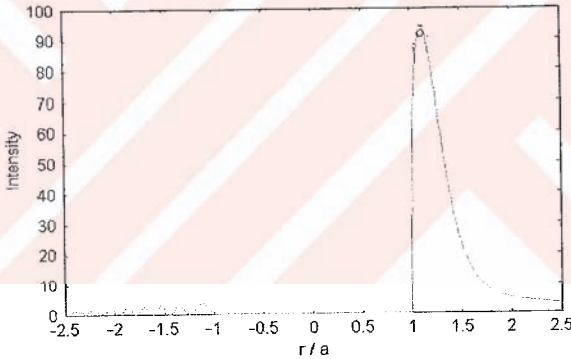


$$m = 1.5 + i0.1$$



6. Ve 7. Grafik

Bu grafik complex kırılma indisi $1.5 + i 0.05$ ve $1.5 + i 0.1$ olan ya paralel ya da dik polarizasyonlu (sonuç her ikisi içinde aynıdır) 20 ölçü parametrelili bir küre için r / a nın bir fonksiyonu olarak sadece z eksenini doğrultusundaki iç şiddeti gösterir . Gelen dalga soldan sağa doğru ilerlemektedir.Burada iki farklı soğurucu küre için iç şiddet dağılımı görülür .Desen $1.5 + i 0.05$ kırılma indisi için hala çıkıntılıdır. Fakat imajiner kısım 0.1 olduğu zaman iç şiddet kürenin aydınlatılan tarafından hızla azalır ve dalga deseninin sadece arta kalan kısmı kalır.



8. Grafik

Grafik ya paralel ya da dik polarizasyon için (sonuç her ikisi içinde aynıdır) 1.5 kırılma indisi ve 20 ölçü parametrelili bir küre için r / a nın bir fonksiyonu olarak sadece z eksenini doğrultusundaki dış şiddeti göstermektedir. Gelen dalga soldan sağa doğru ilerlemektedir. Küçük boşluklar iç ve dış şiddet hesaplamaları arasındaki birleşmeyi vurgular. Şiddet sadece merkezi çizgi üzerindeki yüzeyde sürekli. $r/a < -1$ için, kürenin aydınlatılan yüzeyinin dışında toplam şiddet (gelen + saçılan),

,gelen ve geri saçılan dalgalar arasındaki girişim nedeni ile osilasyon yapar. $-1 < r / a$
 $< +1$ aralığında küre içindeki şiddet sıfır kabul edilmiştir. $r / a > 1$ için şiddet kürenin
karanlık olan tarafının dışında artarak bir peak oluşturur. Bu grafikte dış
hesaplama 1000 nokta kullanılmıştır. Örnek nümerik sonuçlar , $r / a = -2.5$ de 0.8 ve
 $r / a = 2.5$ de 3.2 dir.

Çalışmamızda, hücre ve alyuvarların (eritrositlerin) şekli nedeniyle (sferoid) küremsi ve küre için Fortran dilinde yazılmış programları (T8 ,T9 , S7 VE S8) kullanılarak küremsinin ve kürenin iç ve dış şiddet dağılımları hesaplanmış ve bu hesaplamalara uygun olan grafikler elde edilmiştir.

Küremsilerdeki iç ve dış şiddet dağılımlarındaki hesaplamalarda, prolate bir küremsi kullanılmıştır. T8 ve T9 programlarını kullanmak için öncelikle T1 programından elde edilen ve alanı temsil eden [A] ve T- matrisini temsil eden [T], verilen değerlere göre hesaplanmıştır. Daha sonra T8 programında [A] matrisini kullanarak prolate küremsinin içine bir iç çember çizilerek iç şiddet dağılımı, bu çembere göre dik ve paralel polarizasyonlar için hesaplanmış ve r / r_{iso} 'ye karşı iç şiddet grafiği çizilmiştir.

T9 programında ise [T] matrisi kullanılarak aynı küremsinin dışına teğet bir çember çizilerek bu çembere göre dik ve paralel polarizasyonlar için r / r_{ext} 'ye karşı dış şiddet grafiği çizilmiştir. Kullanılan programda küremsi ve dış çember arasındaki boşluk hesaplanmadığından dolayı bu kısım hesaplamalara dahil edilmemiştir. Elde edilen her dört grafikte de gözlenen sonuçlar daha önce elde edilmiş olan sonuçlarla birbirine paralellik göstermektedir.

Küredeki iç ve dış şiddet dağılımları S7 ve S8 programları kullanılarak hesaplanmıştır. Küre için iç ve dış şiddet dağılımlarında paralel ve dik polarizasyonlar için aynı grafikler elde edildiğinden burada sadece bir tek polarizasyon durumu için olan grafik alınmıştır. 5. grafikte soğurmanın olmadığı bir küre kullanılmıştır. 6. ve 7. grafiklerde ise reel kırılma indisinin aynı fakat kompleks kırılma indislerinin farklı olduğu durumlar için farklı soğurma miktarları gözlenmiştir.

Bu grafikleri elde etmek için S7 programı kullanılmıştır. Elde edilen grafiklerde r / a 'ya karşı iç şiddet dağılımları gözlenmiştir.

3. grafikte ise S8 programı kullanılarak küredeki dış şiddet dağılımı hesaplanarak r / a 'ya karşılık dış şiddet grafiği elde edilmiştir.

Küre için elde edilen bu dört grafiğinde ,daha önce elde edilen sonuçlarla uyum içinde olduğu gözlenmiştir .

Parçacıklar tarafından saçılan ışığın incelenmesi ile parçacıkların şekli hakkında bilgi edilebildiğinden , bu yöntem pek çok araştırmada kullanılabilir. Alyuvarların farklı hastalıklar nedeniyle biçimleri değiştiğinden , bunların ışığı saçmalarının teorik ve deneysel olarak incelenmesi , bir çok hastalığın teşhisinde kullanılabilir.

KAYNAKLAR

- BARBER, P. , HILL , S. , 1990. Light Scattering By Particles : Computational Methods. World Scientific Publishing Co. Pte.Ltd. , Singapore , 2 , 260 S.
- BITBOL , M. ,1986. Red Blood Cell Orientation In Orbit $C = 0$. Biophysical Society, 49 : 1055-1068.
- ENGLMEIER , K.H. , HERPERS, R. , JACOBY , R. S. , ZWIEBEL , F. M. , 1996. A Method For The Estimation Of The Hemoglobin Distribution In Gastroscopic Images . International Journal Of Bio – Medical Computing , 41:153 –165.
- ISHIMARU , AKIRA , DATE , 1978. Wave Propagation And Scattering In Random Media . Academic Press , Inc ., United Kingdom Edition , 250 S.
- JENKINS , F. A. , WHITE , H. E. , 1957 . Fundamentals Of Optics . McGraw – Hill Inc . , United States Of America , 713 S .
- KASHIMA , S. , SOHDA , A. , YAGYU , Y. , OHSAWA , T. , 1995 . Determination Of Deformability Of Erythrocytes By Change In Scattering Cross Section . Applied Physics . 34 (2a) : 680 –682.
- KERKER , M. , , 1969 . The Scattering Of Light And Other Electromagnetic Radiation . Academic Press , Inc . , United Kingdom Edition , 666 S .
- KLIGER , D. S. , LEWIS , J. W. , RANDALL , C. E. , 1990 . Polarized Light In Optics And Spectroscopy . Academic Press , Inc . , United Kingdom Edition, 305 S .
- LINDBERG , L. G. , ÖBERG , P. A. , 1993 . Optical Properties Of Blood In Motion . Optical Engineering , 32 (2) : 253 –257 .
- MEYER , R. A. , 1997 . Light Scattering From Red Blood Cell Ghosts : Sensitivity Of Angular Dependent Structure To Membrane Thickness And Refractive Index . Applied Optics , 166 (3) : 2036 – 2038 .
- MOHANDAS , N. , KIM , Y. R. , TYCKO , D. H. , ORLIK , J. , WYATT , J. , GRONER , W. , 1986 . Accurate And Independent Measurement Of Volume And Hemoglobin Concentration Of Individual Red Cells By Laser Light Scattering . Grune And Stratton , 68 (2) : 506 – 613 .

- NILSSON, A. M. , ALSHOLM, P. , KARLSSON, A. , ENGELS, S. A. , 1998. T – Matrix Computations Of Light Scattering By Red Blood Cells . Optical Society Of America , 37 (13) : 2735 – 2748 .
- SERWAY, R. A. , 1990 . Physics For Scientists And Engineers With Modern Physics . Saunders College Publishing , United States Of America , 2 , 1414s.
- SOİNİ, E. , MALTSEV, V. P. , 1999 . Light Scattering Properties Of Individual Erythrocytes . Applied Optics , 38 (1) : 230 – 235 .
- STEINKE, J. M. , SHEPHERD, A. P. , 1998 . Comparison Of Mie Theory And The Light Scattering Of Red Blood Cells . Applied Optics , 27 (19) : 4027 – 4033 .
- STREEKSTRA, G. J. , HOEKSTRA, A. G. , NIJHOF, E. V. , HEETHAAR, R. M. , 1993 . Light Scattering By Red Blood Cells In Ektacytometry : Fraunhofer Versus Anomalous Diffraction . Applied Optics , 32 (13) : 2266– 2272 .
- SUGIHARA, M. , 1985 . Motion And Deformation Of A Red Blood Cell In A Shear – Flow : A Two – Dimentional Simulation Of The Wall Effect . Biorheology , 22 : 1 – 19 .
- TOMİTA, M. , GOTOH, F. , YAMAMOTO, M. , TANAHASHİ, N. , KOBARİ, M. , 1983 . Effects Of Hemolysis , Hematocrit , Rbc Swelling And Flow Rate On Light Scattering By Blood In 0.26 Cm ID Transparent Tube . Biorheology , 20 : 485 – 494 .
- VAN DE HULST, H. C. , 1957 . Light Scattering By Small Particles . General Publishing Company , Canada , 470 S .
- WILSON, J. , HAWKES, J. F. B. , 1989 . Optoelectronics . Prentice Hall International Limited , United Kingdom , 470 S .

ÖZGEÇMİŞ

1974 yılında Afyon 'ın Bolvadin ilçesinde doğdum. İlk, orta ve lise öğrenimimi Mersin 'de tamamladım.1992 yılında Erciyes Üniversitesi Fen – Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümüne kaydoldum.1997 yılında buradan mezun oldum ve aynı yıl Çukurova Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde Yüksek Lisans öğrenimime başladım.