

T.C.
GEBZE YÜKSEK TEKNOLOJİ ENSTİTÜSÜ
MÜHENDİSLİK VE FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

İNCE FİLM POLİMERLERİNİN KALINLIK
ÖLÇÜMLERİ

Elif ÖZKAY
YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

GEBZE
2001

T.C.
GEBZE YÜKSEK TEKNOLOJİ ENSTİTÜSÜ
MÜHENDİSLİK VE FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

İNCE FİLM POLİMERLERİNİN KALINLIK
ÖLÇÜMLERİ

Elif ÖZKAY
YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

TEZ DANIŞMANI
Doç.Dr. Necati ECEVİT

GEBZE
2001

ÖZET

Günlük hayatın bir çok alanında geniş kullanıma sahip polimerler özellikle entegre optik alanında sağlanan ilerlemeyle bilim ve endüstride dikkatleri üzerine toplamıştır. Tez çalışmasında kullanılan PMMA; optik, elektrik mühendisliği, tıp malzemeleri, ofis ekipmanları ve taşıtlarda çok çeşitli uygulamalara sahip polimerlerden biridir. Tez çalışmasına konu olan diğer malzeme mika olarak seçilmiştir. Mika, elektrikle çalışan cihazlar ve ısıtma amaçlı kullanılan aygıtlarda, televizyon, radyo ve jeneratörlerde camsı özelliğiyle ön plana çıkan kullanışlı bir mineraldir.

Tez çalışmasının amacı bir ince film elde etmek ve tek yada çok katlı filmlerin kalınlıklarını ölçmektir. Çok katmanlı filmler endüstri ve bilimde ışığın kontrolünün sağlanması amacıyla kullanılır. İnce film kaplamalarında, istenilen seviyede yansıtıcılık ve geçirgenlik vasıflarına sahip optiksel yüzeyler üretilebilir. Bu filmler genellikle cam yada metal taşıyıcılar üzerine yerleştirilirler. Kamera lensleri, tek geçişli aynalar, optik filtreler ince filmlerin uygulamalarından bir kaçıdır.

Deneyisel çalışmada kullanılan PMMA ince filmleri daldırma ve döndürme yöntemleri kullanılarak elde edilmiştir. Kullanılan diğer malzemeler, farklı kalınlıklara sahip iki adet mika örneğidir. Ayrıca jelatin için kalınlık ölçüm çalışması yapılmıştır. Örneklerin kalınlık ölçüm sonuçları bir spektrometre yardımıyla elde edilmiştir. Deneyisel çalışmada kullanılan ışığın TE ve TM polarizasyonları için farklı ölçüm sonuçları elde edilmiştir.

SUMMARY

Polymers, which are widely used in daily life, have been in the centre of attention in science and industry with the help of advances in the field of integrated optics. PMMA, which is used in the study of thesis, is one of the polymers that has many functions in optics, electrical engineering, medical equipments, office equipments, and vehicles. The other item which is subject to the study of thesis is mica. Mica is usually used in electrical appliances, heaters, televisions, radios, and generators and it is also a mineral which is known for its glassy character.

The purpose of this thesis is to provide a thin film and to measure the thickness of one layer and multilayer films. Multilayer films are used to control the light in industry and science. Optical surfaces can be produced, which have the desired transmittance and reflectance qualities for thin film coating. Those films are usually deposited on glass or metal substrates. Camera lenses, one-way mirrors, optical filters are a few of the applications of thin films.

PMMA thin films, in the experiment, are obtained by the way of dipping and spin coating techniques. The other elements used is gelatin. Furthermore, the thickness of two mica elements in different thickness levels are measured. The thickness results of the samples is obtained by the help of spectrometre. Measurement results is obtained for TE and TM polarizations of the light used in experiment works.

TEŞEKKÜR

Tez çalışmasının hazırlanması sırasında bilgi ve tecrübeleriyle bana yardımcı olan tez danışmanım Sayın Doç.Dr. Necati ECEVİT'e teşekkür ederim. Ayrıca çalışmalarım süresince yardımlarını ve bilgi birikimlerini benden esirgemeyen sayın Yusuf KARAKUŞ'a, deneysel çalışmalarda düzeneğin kurulması ve ölçüm sonuçlarının alınması için yaptığı yardımlardan dolayı araştırma görevlisi Oğuz KÖYSAL'a ve son olarak maddi ve manevi desteğiyle tez çalışması süresince yanımda yeralan aileme teşekkürü borç bilirim.

Elif ÖZKAY

Ağustos 2001

İÇİNDEKİLER DİZİNİ

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	iv
SUMMARY	v
TEŞEKKÜR	vi
İÇİNDEKİLER DİZİNİ	vii
SİMGELER DİZİNİ	x
ŞEKİLLER DİZİNİ	xii
TABLOLAR DİZİNİ	xiv
 I. BÖLÜM	 1
1. GİRİŞ	1
II.BÖLÜM	3
2. ÖN ÇALIŞMA	3
2.1.Camın Yapısı	3
2.2.PMMA Yapısı ve Uygulama Alanları	5
2.3.Mikanın Yapısı ve Uygulama Alanları	6
2.4.Monokromatörler	8
2.4.1.Düzlem Ağı	8
2.4.2.Czerny-Turner Monokromatör	8
2.4.3.Ebert-Fastie Monokromatör	9
2.4.4. Monk-Gillieson Monokromatör	9
2.4.5.Littrow Monokromatör	10
2.4.6.İki Katlı Monokromatör	11
2.5.Kırınım Ağı Eşitliği	12
III. BÖLÜM	16
3. İNCE FİLM KAPLAMA YÖNTEMLERİ	16
3.1.Daldırma Yöntemi	16
3.2.Döndürme Yöntemi	18
IV. BÖLÜM	23
4. İNCE FİLM KALINLIK ÖLÇÜMÜNDE KULLANILAN YÖNTEMLER	23
4.1.Film Kalınlığı	23

4.2.Kalınlık Ölçümünde Optik Yöntemler	23
4.2.1.Fotometri	24
4.2.2.Polarimetri	24
4.2.3.Elipsometri	25
4.3.Yaygın Olarak Kullanılan Kalınlık Ölçüm Teknikleri	25
4.3.1.Dalga Kılavuzlama Metodu	25
4.3.2.Emisyon/FT-IR Spektroskopi	26
4.3.3.Young Deneyi	28
4.3.4.Michelson İnterferometrisi ve X-Ray Soğrulması	28
V. BÖLÜM	30
5. İNCE FİLMLERİN LİNEER OPTİKSEL ÖZELLİKLERİ	30
5.1. Tek Katmanlı Bir Film için Yansıma ve Geçirgenlik Bağlıntıları	30
5.2. Işığın Bir Ara Yüzeyden Geçmesi ve Yansıması	30
5.3. Soğrulma	36
5.4. Işığın Bir Ortam İçindeki Hızı	37
5.5. Film Kalınlığının Elde Edilmesi	38
5.5.1.Çoklu Yansımalarda Girişim	38
5.5.2.Çok Katmanlı Film Teorisi	43
5.5.3.Film Kalınlığının Hesaplanması	46
VI. BÖLÜM	48
6. DENEYSEL ÇALIŞMA	48
6.1.Taşıyıcıların Hazırlanması ve Temizlenmesi	48
6.2.Kaplama Sırasında Kullanılacak Çözeltinin Hazırlanması	49
6.3.PMMA Örneklerinin Hazırlanması	49
6.3.1.Daldırma Yöntemiyle Örneklerin Hazırlanması	49
6.3.2.Döndürme Yöntemiyle Örneklerin Hazırlanması	51
6.4.Ölçüm Alınırken Kullanılan Cihazlar	51
6.5.Ölçümlerde Alınan Sonuçlar	53
6.5.1.PMMA İnce Filmleri İçin Alınan Ölçüm Sonuçlar	53
6.5.2.TM Modunda Mika Örnekler İçin Alınan Ölçüm Sonuçları	53
6.5.3.TM Modunda Jelatin Örneği İçin Alınan Ölçüm Sonucu	59
6.5.4.TE Modunda Mika Örnekleri İçin Alınan Ölçüm Alınan Sonuçları	60
6.5.5.TE Modunda Jelatin Malzeme İçin Alınan Ölçüm Sonucu	65

VII. BÖLÜM	66
7. SONUÇLAR VE ÖNERİLER	66
7.1.Sonuçlar	66
7.2.Öneriler	67
KAYNAKLAR	68
ÖZGEÇMİŞ	70

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

T_g	: Cam oluşma sıcaklığı
T_f	: Kristallenme sıcaklığı
λ	: Dalgaboyu
n	: Kırılma indisi
β	: Faz sabiti
v	: Dalga hızı
α	: Absorbsiyon katsayısı
I_{ce}	: İnterferans furye transform terimi
η	: Viskozite
h	: Kalınlık
U	: Taşıyıcı hızı
p_c	: Denge durumundaki basınç
p_l	: l mesafesindeki basınç
ρ	: Sıvı yoğunluğu
v	: Sıvının hızı
C	: Deneysel orantı sabiti
E	: Elektrik alan bileşeni
H	: Manyetik alan bileşeni
k	: Dalga yayılma vektörü
d	: Kalınlık
t	: Zaman
ϵ	: Dielektirik sabiti
I	: Işık şiddeti
U	: Işığın yayılma hızı
K	: Dielektirik oran sabiti
R	: Yansıma katsayısı
T	: Geçirgenlik katsayısı
δ	: Faz farkı
Δ	: Tpolam faz farkı
F	: Finesse katsayısı

τ	: Fraksiyonel geçirgenlik
A	: Absorbe edilen enerji miktarı
l	: Kalınlık
M	: Toplam transfer matrisi
W	: Ağırlık

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil	Sayfa
2.1. Sıvı metaloksitlerin Camlaşma Süreci	4
2.2. PMMA Polimerinin Yapısı	5
2.3. T_2O_5 Tabakalarının Düzlemine Dik Görünümüyle Mika Yapısı	7
2.4. Czerny-Turner Monokromatör	9
2.5. Ebert-Fastie Monokromatör	9
2.6. Monk-Gillieson Monokromatör	10
2.7. Littrow Monokromatör	11
2.8. İki Katlı Monokromatör	11
2.9a. Bir Kırınım Ağı Gösterimi	13
2.9b. Bir Geçirgen Ağ Gösterimi	13
2.10. Düzlem Dalga Cepheleri İçin Kırınım Ağı	14
2.11. Dalga Boyu Taranması İçin Bir Sinüs Çizgisi Mekanizması Şematik Gösterimi	15
3.1. Daldırma Yöntemi İle Film Kaplamanın Şematik Gösterimi	18
3.2. Döndürme İşlemi İle Film Kaplamanın Şematik Gösterimi	21
3.3. Döndürme İşlemi Sırasındaki Homojenlik Grafiği	22
4.1. İnce Film, Hava ve Taşıyıcıdan Meydana Gelen Bir Dalga Kılavuzu	26
4.2. Emisyon/FT-IR Spektrometre	27
4.3. Young Deneyiyle İnce Film Kalınlık Ölçümü Gösterimi	28
5.1. H Bileşenine Sahip Bir Işığın Dielektirik Yüzeyden Yansıması Geçmesi	31
5.2. E Bileşenine Sahip Bir Işığın Dielektirik Yüzeyden Yansıması ve Geçmesi	35
5.3. Brewster Açısıyla Gelen Işığın İzlediği Yol	37
5.4. İki Parelel Ayna Arasındaki Çoklu Yansımaların Gösterimi	39
5.5. Ard Arda Gelen İki Işın Arasındaki Yol Farkının Gösterimi	40
5.6. Girişim Piklerin Şiddet Dağılımını Veren Airy Fonksiyonu Grafiği	42
5.7. Tek Katmanlı Dielektrikte Işığın Yansıması ve Geçmesi	44
6.1. Daldırma Yöntemiyle PMMA İnce Film Oluşturmak İçin Kullanılan Akış Diyagramı	50
6.2. PMMA ve Mika Örneklerinin Ölçümlerinde Kullanılan Deney Düzeneği	51
6.3. Jelatin Ölçümlerinde Kullanılan Deney Düzeneği	52

6.4. TM Modunda d_1 Örneği İçin 0° Açıda Alınan Geçirgenlik Spektrumu	55
6.5. TM Modunda d_1 Mika Örneği İçin 5° Açıda Alınan Geçirgenlik Spektrumu	56
6.6. TM Modunda d_1 Örneği İçin 10° Açıda Alınan Geçirgenlik Spektrumu	56
6.7. TM Modunda d_1 Örneği İçin 15° Açıda Alınan Geçirgenlik Spektrumu	57
6.8. TM Modunda d_2 Örneği İçin 0° Açıda Alınan Geçirgenlik Spektrumu	57
6.9. TM Modunda d_2 Örneği İçin 5° Açıda Alınan Geçirgenlik Spektrumu	58
6.10. TM Modunda d_2 Örneği İçin 10° Açıda Alınan Geçirgenlik Spektrumu	58
6.11. TM Modunda d_2 Örneği İçin 15° Açıda Alınan Geçirgenlik Spektrumu	59
6.12. TM Modunda Jelatin Örneği İçin Alınan Yansıma Spektrumu	59
6.13. TE Modunda d_1 Örneği İçin 0° Açıda Alınan Geçirgenlik Spektrumu	61
6.14. TE Modunda d_1 Örneği İçin 5° Açıda Alınan Geçirgenlik Spektrumu	61
6.15. TE Modunda d_1 Örneği İçin 10° Açıda Alınan Geçirgenlik Spektrumu	62
6.16. TE Modunda d_1 Örneği İçin 15° Açıda Alınan Geçirgenlik Spektrumu	62
6.17. TE Modunda d_2 Örneği İçin 0° Açıda Alınan Geçirgenlik Spektrum	63
6.18. TE Modunda d_2 Örneği İçin 5° Açıda Alınan Geçirgenlik Spektrum	63
6.19. TE Modunda d_2 Örneği İçin 10° Açıda Alınan Geçirgenlik Spektrum	64
6.20. TE Modunda d_2 Örneği İçin 15° Açıda Alınan Geçirgenlik Spektrumu	64
6.21. TE Modunda Jelatin Örneği İçin Alınan Geçirgenlik Spektrumu	65

TABLÖLAR DİZİNİ

Tablo	Sayfa
6.1. TM Modunda d_1 Mika Örneği İçin Ölçüm Sonuçları	54
6.2. TM Modunda d_2 Mika Örneği İçin TM Ölçüm Sonuçları	54
6.3. TE Modunda d_1 Mika Örneği İçin Elde Edilen Sonuçlar	60
6.4. TE Modunda d_2 Mika Örneği İçin Elde Edilen Sonuçlar	60

I. BÖLÜM

1.GİRİŞ

Entegre optik teknolojisi için uygun, sınırlı geometride kristal büyütmenin zor olması, safsızlık içermeyen numunelerin eldesinin sadece birkaç durumda mümkün olması, ince film üretiminde dikkatleri polimerler üzerine toplamıştır.

Entegre devre yapımında kullanılan polimerlerin uniform olmaları, kolayca ince film olarak üretilibilmeleri ve geniş üretim alanlarına sahip olmaları bu teknolojiyi mükemmelleştirmiştir. Bu nedenle uygun malzemelerin geliştirilmesiyle birlikte polimerler entegre optik cihazları alanında kendine daha geniş yer bulmuştur. Son yıllarda iletişimle ilgili alanlardaki uygulamalarda optikte önemli gelişmeler kaydedildi. Bu uygulamalardan biri olan fiber optik, minimum kayıp, yüksek kapasite ve geniş mesafelerde bilgi iletebilme yeteneğiyle yaygın kullanım alanı bulmaktadır. Cam özelliği gösteren polimerler düşük kayıplı entegre optik cihazlarında yeterli saydamlığı sağlayabildiğinden fiber optikte geniş kullanım alanı bulmuştur. Ayrıca polimerler entegre optik aygıtlarında kullanılan oksit kristallerden daha nitelikli ve kullanışlı özelliklere sahiptirler.

Polimer malzemelerin yaygın kullanım alanlarından biri olan ince film aygıtları uygulamalarda bir çok avantajı beraberinde getirir. Bir ince film aygıtının en önemli avantajı ince filmin tüm elemanları yüzeye yayıldığından, ölçüm açısından yüzeyin rahatlıkla prob edilebilmesidir. İkinci olarak mikrodalgalarla kıyaslandığında optik dalga boyu 10^4 faktör daha küçüktür. İnce film optik aygıtları çok küçük yapılabilirler ve tek bir taşıyıcı üzerine yerleştirilerek bir diğerinin yanında yer alabilirler. İnce filmlerden oluşturulan optik sistemler doğal olarak daha az yer kaplar, çevresel değişikliklerden daha az etkilenir ve daha ekonomiktir. Üçüncü avantajı, film optik dalga boyuyla kıyaslanabilir bir kalınlığa sahiptir. Bu nedenle ışık enerjisinin çoğu film içinde hapsolür ve film içindeki ışık şiddeti bir lazer gücü seviyesinden çok daha büyük olabilir. Bu güç yoğunluğu nonlineer etkileşimler için önemlidir. Son olarak bir ince film dalga kılavuzu içindeki ışıkdalgasının faz hızı filmin kalınlığına ve yayılma moduna bağlıdır. Bu ise deneylerin ve aygıtların tasarımında yeni olanaklar sağlamaktadır.

Bu çalışmada polimer ince filmlerin, kalınlıklarının optik yöntemle ölçülmesi ele alınmıştır. Literatürde optiksel kalınlık ölçümleriyle ilgili geliştirilmiş bir çok yöntem mevcuttur. Tez çalışması sırasında bu yöntemler araştırılmış ve temel çalışma prensipleri dördüncü bölümde anlatılmıştır. Tez çalışmasında kullanılan malzemeler ve kalınlık ölçümlerinin alındığı spektrometre ile ilgili bilgiler ön çalışma adı altında ikinci bölümü oluşturmaktadır. Üçüncü bölümde, ince film kaplama yöntemleri hakkında bilgi verilmiştir. Film kalınlığının teorik olarak hesaplanmasında gerekli olan geçirgenlik T ve yansıtma R ifadelerinin çok katmanlı filmler için elde edilmesi beşinci bölümün konusunu oluşturmaktadır.

II. BÖLÜM

2. ÖN ÇALIŞMA

2.1.Camın Yapısı

Doğal cam amorf yapılu bir katıdır. İlkel maddesini kireçtaşı (CaCO_3), soda (Na_2CO_3), ve kum (SiO_2) oluşturur. Bu üç maddenin 1000 derecenin üzerinde ısıtılmasıyla cam meydana gelmektedir. Cam oluşum tepkimeleri aşağıda verilmiştir.



SiO_2 : Silis ve si: Silisyum, silika



$\text{Na}_2 \text{SiO}_3$: Sodyum silikat

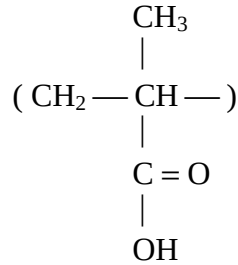
Birçok inorganik bileşik yüksek sıcaklıkta ısıtıldıklarında akışkanlıkları suya yakın olan sıvıları oluştururlar. SiO_2 (silis) gibi bazı maddeler ise çok daha az akışkan sıvıları oluştururlar. Diğer bir deyişle viskoziteleri çok yüksektir. Bu maddelerin atom ve molekülleri yüksek viskozite nedeniyle fazla hareketli değildir dolayısıyla donma noktalarının altında soğutulduklarında suya oranla çok yavaş kristallenirler. Eğer kristallenme hızı çok yavaşsa eriyik donma noktasının altına kadar kristallenmeden soğutulabilir. Eriyik soğutulması halinde viskozitesi artar. Aşırı soğutulmuş sıvı ve sonuçta meydana gelen malzemenin mekanik özellikleri ideal katı malzemeninkine benzer. Bu şekilde oluşan katı madde camdır. CaO ve MgO gibi metaloksitlerin yüksek sıcaklıkta eritilerek cama dönüşmesi Şekil (2.1) deki grafikte gösterilmiştir.

Bir sıvının a noktasından başlayarak soğutulması sırasında birim kütesine karşılık gelen spesifik hacmi ab boyunca azalır ve bu aralıkta halen sıvı haldedir. Eğer soğuma yeterince yavaşsa T_f sıcaklığında kristallenme meydana gelecek ve hacim bc kadar küçülecektir. Soğutmaya devam edildiğinde ise kristal yapılu ürün cd doğrultusunda büzülecektir. Diğer taraftan soğutma eğer süratle gerçekleşirse T_f sıcaklığında kristallenme olmaz ve aşırı soğumuş olan bu sıvının hacmi ab aralığının

camın diğer özellikleride zamana bağlı olarak bir değişim gösterir. Camın daha karalı hale geldiği bu prosese stobilizasyon denir. T_g nin üzerindeki sıcaklıklarda ise cam özelliklerinde zamana bağlılık söz konusu değildir. Aşırı soğumuş bir sıvı ise kristallenmeksizin kararlı bir yapıya ulaşamaz, diğer taraftan cam prensip olarak T_g nin altındaki sıcaklıklarda yeterli süre tutulursa daha karalı hale gelebilir.

2.2. PMMA Yapısı ve Uygulama Alanları

Polimetilmethacrylate, PMMA bilinen en sert polimerlerden biridir. Ayrıca saydam ve parlak yapıya sahip olmaları optik açıdan önemli özelliklerinden biridir. Şekil (2.2) PMMA polimerinin kimyasal yapısını göstermektedir.



Şekil.2.2. PMMA Polimerinin Yapısı

PMMA amorf bir yapıya sahip olduğundan cam özellikleri taşır. Sahip olduğu yoğunluk 1.19 g/cm^3 değerindedir ve su absorpsiyonu çok düşüktür. Bu polimerin kırılma indisi cinsine bağlı olarak 1.49 ile 1.51 arasında değişir.

Özellikleri:

- i) Standart PMMA nın termal kararlılığı yalnızca 65°C dir.
- ii) İyi yalıtkan özelliklere ve yüksek bir dielektirik gücüne sahiptir.
- iii) Transparen ve renksizdir. PMMA polimerinin ışığı geçirme oranı %95 gibi yüksek bir değere sahiptir.

Uygulama alanları:

Optik: Güneş gözlükleri, lensler, saat camları, büyüteçler optikteki kullanım alanlarıdır.

Elektrik mühendisliği: Lamba kaplamaları, şalter parçaları, ayar düzenekleri, kontrol düğmeleri elektrik mühendisliği uygulamalarından bazılarıdır.

Ayrıca taşıma araçlarının arka ışıklarında ve göstergelerinde, tıpta tablet paketlerinde ve kapsüllerde kullanılan PMMA çok geniş bir uygulama alanına sahiptir.

2.3. Mikanın Yapısı ve Uygulama Alanları

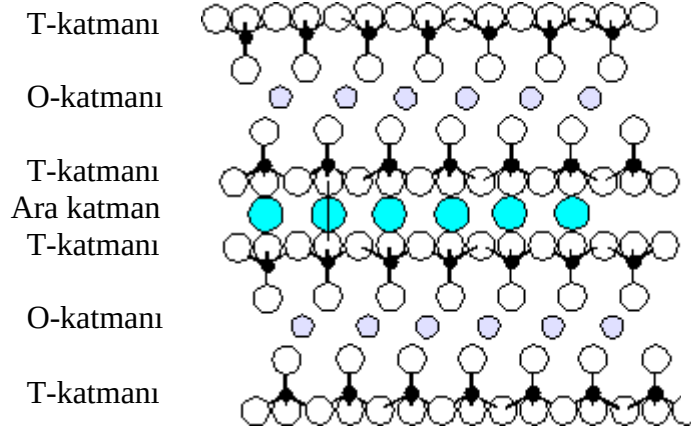
Mikalar önemli bir mineral grubudur. Mikalar için verilen genel formül $AB_{2-3}(X,Si)_4O_{10}(O,F,OH)_2$ şeklindedir. Formülde $(X,Si)_2O_5$ tetrahedral tabakaları temsil eder ve formüldeki A iyonu çoğunlukla potasyum, sodyum, kalsiyum, baryum, sezyum ve amonyumdur. Bu iyonlar ara katmanı oluştururlar. B iyonu aliminyum, lityum, demir, titanyum, manganez yada magnezyum elementlerinden biri olabilir. Bu iyonlarda oktahedral katmanı oluştururlar. X iyonu genellikle aliminyum, berilyum yada demir elementlerinden biridir ve bu iyonlar tetrahedronların merkezlerinde yer alırlar.

Mikalar sahip oldukları yapılara göre üç ayrı gruba ayrılırlar. Birinci grup mikalar A pozisyonunda çoğunlukla tek yüklü iyonlara sahiptir ve asıl (true) mikalar adıyla bilinirler. İkinci tip mikalar A pozisyonunda genellikle çift yüklü iyonlara sahiptir ve kırılğan (brittle) mikalar adını alırlar. Üçüncü grup mikalarda ara tabakadaki iyon sayısı diğer mikalara oranla daha fazladır. Bu özelliklerinden dolayı hidromikalar ismini alırlar.

Mikalar phyllosilikat minerallerdir ve silikat tetrahedron tabakalarından oluşurlar. Temel yapısında tetrahedral düzenine sahip iki komşu katyon, tetrahedral düzeni içinde bulunan üç oksijeni paylaşırlar. Tetrahedral tabakaların genel formülü T_2O_5 şeklindedir ve bu tabakalarda paylaşılan oksijenler aynı düzlem boyunca yerleşmişlerdir. Şekil (2.3) mika yapısını T_2O_5 tabakalarının düzlemine dik görünümüyle vermektedir.

Şekil (2.3.) te T- katmanı tetrahedral, O- katmanı oktahedral katmanları temsil eder. Mika yapısı üst üste dizilmiş T_2O_5 tabakalarından ve iki T_2O_5 tabakası arasına yerleşmiş oktahedral katmandan meydana gelir. Oluşan bu üç seviyeli tabakaya

T-O-T katmanı dersek, iki T-O-T katmanı birbirine katyonlardan oluşan bir ara tabaka ile bağlanır.



Şekil.2.3. T_2O_5 Tabakalarının Düzlemine Dik Görünümüyle Mika Yapısı

Fiziksel özellikleri: Mika transparan bir yapıya sahiptir. Monoklinik kristal yapısında kayda değer genişliğe sahip yarıklar bulunur. Bu yarıklar mikaların kolay bir şekilde ince filmlere bölünebilmelerine imkan verir. Mikaların ince tabakaları renksizdir.

Kimyasal özellikleri: Phyllosilikat minerallerdir. Yapısında potasyum, magnezyum, demir ve sodyum florin bulunur. Su hareketlerine, asitlere, yağlara ve alkali çözeltilere karşı tepkisiz ve dayanıklıdır. Ayrıca atmosferik hareketlerden hemen hemen hiç etkilenmezler.

Elektriksel özellikleri: Mika büyük bir dielektrik güce sahiptir. Yüksek elektriksel kararlılığa, düşük sıcaklık sabitine, düşük kapasitansa sahiptir. Ayrıca mikalarda güç kaybı düşüktür.

Termal özellikleri: ateşe karşı dayanıklıdır ve kolay tutuşmaz. Mika cinsine bağlı olarak 600 derece ile 900 derece arasındaki sıcaklığa kadar dayanabilme özelliğine sahiptir. Düşük ısı iletkenliğine ve mükemmel termal kararlılığa sahiptir.

Uygulama alanları: Elektrik cihazlarında, elektrikli ısıtma aygıtlarında, elektrikli aydınlatma ekipmanlarında, endüstriyel elektrikli ısıtma aygıtlarında ayrıca radyo, televizyon, radar, motor ve jeneratörler gibi cihazlarda kullanılırlar.

2.4. Monokromatörler

Monokromatör, tek bir dalga boyunu ya da dalga boyu bandını bir zaman dilimi içerisinde bir çıkış yarığı üzerinde görüntüleyen bir çeşit spektrometredir. Spektrum kırınım ağı ile bağlantılı olarak giriş ve eğer varsa çıkış yarıklarının göreceli hareketiyle taranır.

2.4.1. Düzlem Ağı

Düzlem ağları yüzeylerinin düz olmaları sebebiyle bu ismi almışlardır. Genellikle çeşitli dalga boylarında yayılan ve odaklanmamış ışıklar için kullanılırlar. Düzlem ağlarının kullanıldığı düzenekler, enerjiyi toplamak için lensler ve aynalar gibi yardımcı optik elemanlarına ihtiyaç duyarlar. Bazı basitleştirilmiş düzlem ağlarının kullanıldığı düzeneklerde, ışık ağ üzerine birleşerek düşer. Böylece sistemin odaklanma özellikleri dalga boyuna bağlı olmuş olur. Ağ fiziği ile ilgili geniş bilgi Bölüm (2.5) te verilmiştir.

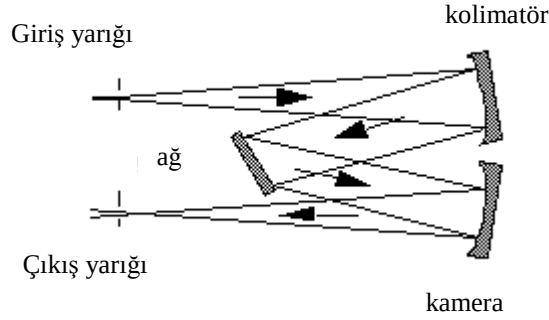
2.4.2. Czerny-Turner Monokromatör

Czerny-turner monokromatör modelinde klasik düzlem ağları kullanılır. Bu tasarımlarda ağ üzerine gönderilen ışık paralel hale getirilmiş ışıklardan oluşur. Bir kaynaktan ya da bir yarıktan ayrılan ışık bir içbükey aynadan (yada kolimatör) yansıyarak ağ üzerine düşer ve ikinci bir içbükey ayna tarafından çıkış yarığına odaklanır. İdeal olan durumda, klasik düzlem ağ kullanıldığı ve ışık paralel (collimated) olduğu için ağda kırılan dalga cephesinde hedeflenen yönden bir sapma görülmez. Uygulamalarda ise çıkış bölümünde kullanılan küresel içbükey aynalar sapmalara neden olur.

Tüm monokromatör tasarımlarında olduğu gibi dalga boyu bireysel olarak görüntülenir ve spektrum döndürülen ağ tarafından taranır. Ağ normali gelen ışık yada kırılan ışıkla ilişkili olarak hareket eder ve böylece kırılarak kameraya gelen ışığın dalga boyunu değiştirir. Bir Czerny-turner monokromatör için gelen ışık ve ağ tarafından kırılan ışık paraleldir. Böylece spektrum her bir dalga boyu için çıkış

yarığında odaklandığı zaman var olur. Çünkü ağ yalnızca odaklanma özelliklerine bağlı olarak dalga boyu üretebilir.

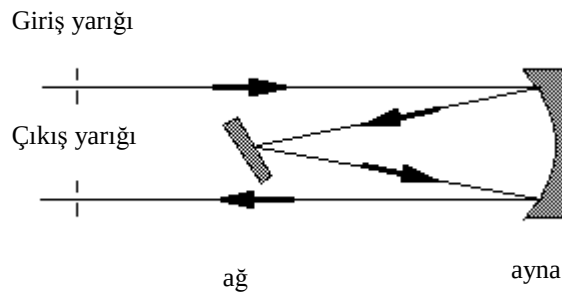
Yardımcı aynalar astigmatizm ve küresel sapma eğilimine sahiptirler. Bu özellikleri sistemde sapmalara neden olur. Yansıma açısının büyümesi astigmatizmin yükselmesine sebep verir. Bu olumsuzluk aynalar için seçilen, uygun yansıma açılarının kullanıldığı dalgaboylarında ortadan kaldırılabilir.



Şekil.2.4. Czerny-Turner Monokromatör

2.4.3. Ebert-Fastie Monokromatör

Bu tasarım Czerny-Turner monokromatörün özel bir durumudur. Kolimatör ve kameranın işlevini tek ve büyük bir içbükey ayna görür. Bu sistemde ışıktaki sapmalar ve saçılan ışığın kontrolünün zor olması nedeniyle kullanımı sınırlıdır.



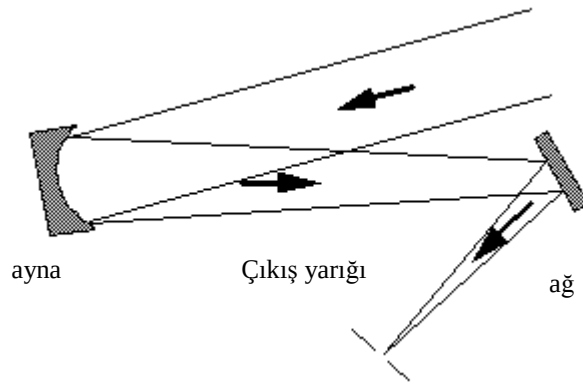
Şekil.2.5. Ebert-Fastie Monokromatör

2.4.4. Monk-Gillieson Monokromatör

Sistemde kullanılan düzlem ağ üzerine düşen ışık birleştirilmiş ışıktır. Genel durumda, bir giriş yarığından ayrılan ışık bir içbükey ayna tarafından yansıtılarak

birleştirilir. Fakat içbükey ayna sapmalara sebep olacağından ağ üzerine düşen ışığı küresel birleşmiş dalga cepheleri haline getirmek mümkün değildir. Ağ tarafından kırılan ışık birleşerek çıkış yarığına yönelir. Spektrum çıkış yarığının üzerine yada yakınına dönen ağ ile getirilen farklı dalga boyları tarafından taranır. Tasarımda içbükey aynadan yansıma açısı küçük olduğundan sapmalar minimum düzeyde tutulabilmektedir.

Işığın paralel olmaması nedeniyle ağdaki kırınım dalga cephelerinde, dalga boyuna bağımlı olarak sapmalara sebep olur. Bu durumda ağ döndürüldüğü zaman sabit çıkış yarığındaki odak noktasında spektrum oluşmaz. Bu tasarım düşünülebilecek en basit ve ucuz spektrometrik sistem olduğundan kaba çözümlerin yeterli olduğu uygulamalarda tercih edilir.

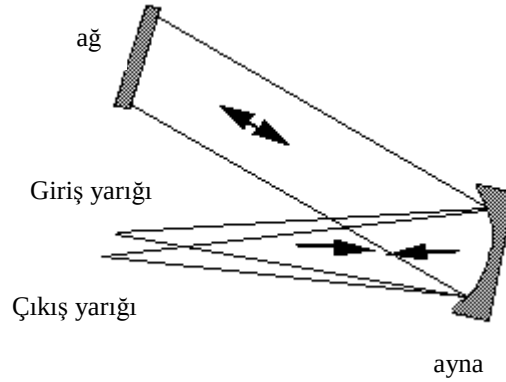


Şekil.2.6. Monk-Gillieson Monokromatör

2.4.5. Littrow Monokromatör

Ağ, Littrow içinde yada kendiliğinden paralel olacak şekilde kırılan λ dalga boylu ışığın geldiği yön boyunca geri yansıdığı düzenekler içinde kullanılır. Spektrum döndürülen ağ tarafından taranır. Ağ normali, gelme açısı α ve yansıma açısı β tüm dalga boyları için birbirine eşit olacak şekilde döndürülerek ayarlanır. Gelme yoluyla kırılma yolu aynı olduğundan bu sistemde de kolimatör ve kamera yardımcı optik elemanları olarak kullanılabilirler. Genellikle giriş ve çıkış yarıkları paralel yönde ve çakışmayacak küçük bir aralığa yerleştirilerek dengelenirler. Şüphesizki bu durum giriş ve çıkış düzlemlerinde sapmalara neden olacaktır. Sonuç

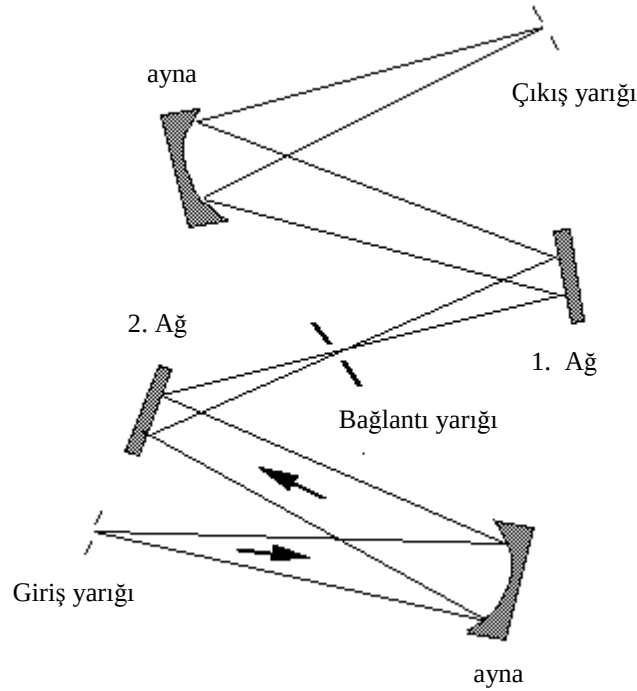
olarak Littrow monokromatörler lazer ayarlama uygulamalarında tercih edilen bir sistemdir.



Şekil.2.7 Littrow Monokromatör

2.4.6. İki Katlı Monokromatör

Çift monokromatörler iki ayrı monokromatör sisteminin birleşmesinden oluşur. Genelde ilk monokromatörün çıkış yarığı ikinci monokromatörün giriş yarığı görevini görür. Çift sistemli monokromatörlerde tek sistemliye göre çok daha düşük oranda ışık saçılması olur.



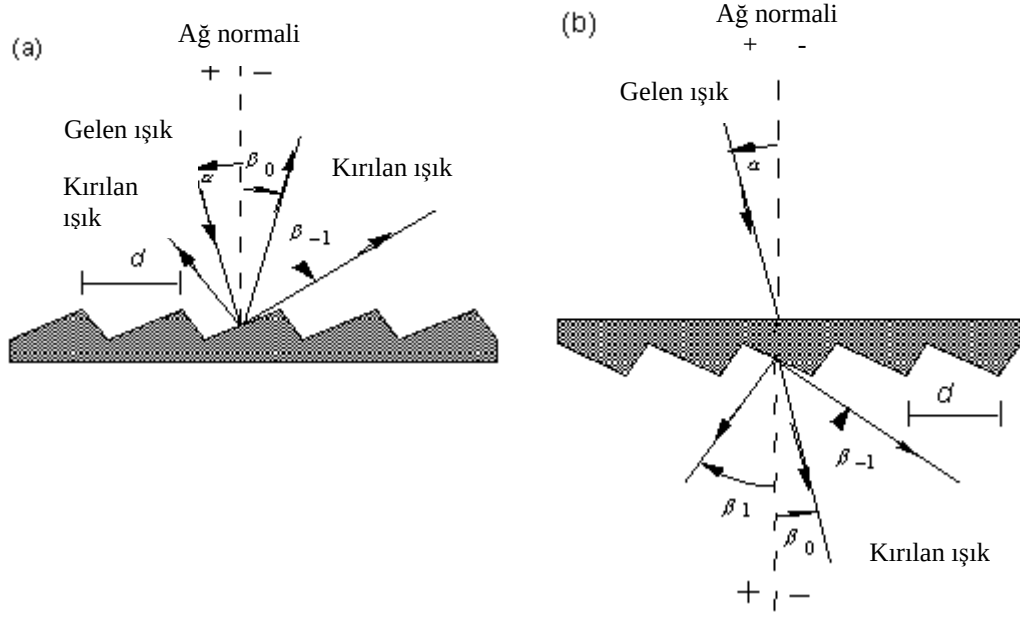
Şekil.2.8. İki Katlı Monokromatör

2.5. Kırınım Ağı Eşitliği

Bir kırınım ağı üzerine gönderilen monokromatik bir ışık ayrılarak farklı yönlerde dağılır. Kırınım ağları ışığın kırılmasını sağlayan yarık şeklinde çok küçük kertiklerden oluşur. Herbir kertik tarafından kırılarak ayrılan ışık kırılan bir dalga cephesi şeklinde birleşir. Bir kırınım ağının görevini yerine getirebilmesi, kertikler arasında verilen bir d mesafesi için farklı açılardan oluşan bir setin varlığına bağlıdır. Ağda herhangi bir yönde kırılmaya uğrayan ışık başka bir yönde kırılan ışıkla aynı faza sahip olduğundan ışınlar yapıcı girişim gösterecek şekilde birleşirler.

Bir ağ tarafından kırılan ışığın geometrisi Şekil (2.9) da verildiği gibidir. Bir α açısıyla ağ üzerine düşen λ dalgaboylu ışık, d mesafesi boyunca β_m açılarıyla kırılarak ayrılır. Bu açılar ağ merkezinden geçen ve yüzeye dik alınan bir normale göre ölçülebilir. Açıların ya ağa gelen ışıkla aynı tarafta ya da diğer tarafta olacak şekilde iki ayrı gösterimi vardır. Bir kırınım ağının gösterildiği Şekil (2.9a) da $\alpha > 0$ ve $\beta_1 > 0$ buna karşılık $\beta_0 < 0$ ve $\beta_{-1} < 0$ alınmıştır. Açıların ağ normaline göre saat yelkovanı yönüne zıt olduğu varsayılmıştır. Şekil (2.9b) ise bir geçirgen kırınım ağı gösterimine aittir.

Klasik kullanımıyla gelen ve kırılan ışınlar için açılar ağ normalinden ışına doğru alınır ve şekilde ok işaretiyle gösterilmiştir. Kırınım ağının başka bir gösteriminde dalga cepheleri kullanılmıştır (Şekil 2.10). bitişik kertiklerde kırılan ışınlar arasındaki geometrik yol farkı $d \sin \alpha + d \sin \beta$ ile ifade edilmiştir. Bu geometrik yol farkı yalnızca ışığın dalga boyu λ 'ya eşit olduğunda yada bitişik kertiklerden kırılarak dağılan ışık aynı faza sahip olduğunda girişim prensipleri geçerli olur ve yapıcı girişim gerçekleşir. Diğer β açıları, kertiğin yüzeyinde meydana gelen kırılmalar için yıkıcı girişimlerin olduğu değerleri temsil eder.



Şekil. 2.9 a) Bir Kırınım Ağı Gösterimi b) Bir Geçirgen Ağ Gösterimi

Sözü edilen ilişkiler aşağıdaki kırınım ağı eşitliği ile ifade edilir.

$$m\lambda = d(\sin\alpha + \sin\beta) \quad (2.3)$$

Bu eşitlik d uzunluğundaki bir kırınım ağı kertiğinde kırılan ışınların açılarını yönlendirir. Burada m bir tamsayıdır ve kırınım dizisini temsil eder. Belirli bir λ dalgaboyu değeri için, $|m\lambda/d| < 2$ şartına bağlı kalan m 'nin tüm değerleri fiziksel olarak gerçekleşebilen kırınım dizilerine karşılık gelir. Kırınım ağı eşitliğinin diğer bir yazılım şeklide aşağıdaki gibidir.

$$Gm\lambda = (\sin\alpha + \sin\beta) \quad (2.4)$$

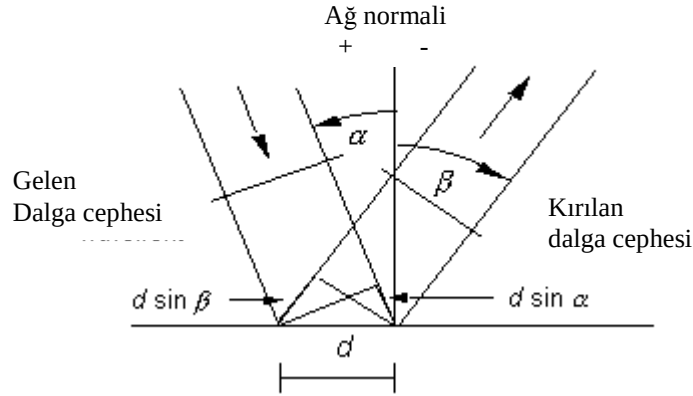
Eşitlikteki $G = 1/d$ kertik frekansı yada kertik yoğunluğu olarak adlandırılır. Eşitlik (2.3) ve eşitlik (2.4) kırınım ağı eşitliğinin yaygın kullanım biçimleridir. Fakat bu eşitliklerin geçerliliği ancak gelen ışığın ve daha sonra kırılarak dağılan ışınların izledikleri yolların kertilere dik olması şartına bağlıdır. Kırınım sistemlerinin çoğunluğu bu kategoriye girer ve klasik kırınım olarak adlandırılırlar. Eğer gelen ışık ışını kertilere dik değilse ağ eşitliği

$$Gm\lambda = \cos\epsilon (\sin\alpha + \sin\beta) \quad (2.5)$$

şeklinde olur. Burada ϵ , gelen ışığın yolu ile ağ merkezindeki kertiklere dik düzlemin arasındaki açıdır. Eğer gelen ışık Şekil (2.10) da sayfa düzlemi boyunca ilerlerse $\epsilon = 0$ olur ve eşitlik (2.5) daha fazla bilinen eşitlik (2.4) şeklini alır. ϵ açısının varlığında, geometrik açıdan düşünürsek kırınım spektrası bir düzlemden ziyade bir koni biçimindedir. Bu durum koni biçimli kırınım olarak isimlendirilir. Kertik aralığı d olan bir ağ için gelen ve kırılan dalga boyu ve açılar arasında kuramsal bir matematik ilişki vardır. Verilen bir m spektral dizisi için α açısıyla gelen polikromatik dalga cepheleri farklı dalga boylarına aşağıda ifade edilen açı eşitliği ile ayrılırlar.

$$\beta(\lambda) = \arcsin(m\lambda/d - \sin\alpha) \quad (2.6)$$

$m = 0$ olduğu zaman ağ bir ayna görevi görür ve kırılan ışık dalga boylarına ayrılmaz. Bu durum speküler yansıma olarak isimlendirilir.



Şekil.2.10. Düzlem Dalga Cepheleri İçin Kırınım Ağı

Özel fakat yagın bir durum ise gelen ışığın gelme yönü boyunca geri yansıdığı $\alpha = \beta$ halidir. Littrow düzeni adı ile bilinen bu durum için ağ eşitliği aşağıda verilmiştir.

$$m\lambda = 2d\sin\alpha \quad (2.7)$$

Bir çok uygulamada dalgaboyu λ , merkezi eksen etrafında döndürülen ağ ile değiştirilir. Uygulamalarda gelen ve kırılan ışıkların yönleri değişmez. Bu yönler arasındaki sapma açısı $2K$ ile temsil edilir.

$$2K = \alpha - \beta = \text{sabit} \quad (2.8)$$

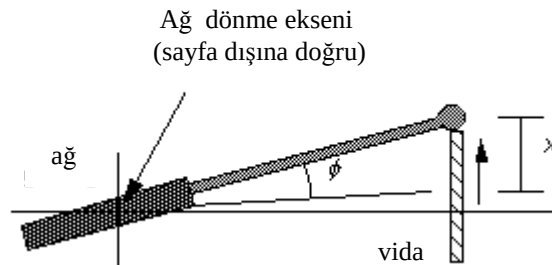
Bu işlem sırasında taranan açı ϕ dir ve ağ normaliyle ışınların açıortayları arasındaki değerdir.

$$2\phi = \alpha + \beta \quad (2.9)$$

Son gelinen durumda ağ eşitliği ϕ açısı ve yarı sapma açısı K terimiyle ifade edilebilir.

$$m\lambda = 2d \cos K \sin\phi \quad (2.10)$$

Ağ eşitliğinin bu versiyonu monokromatör uygulamaları için kullanışlıdır. Eşitlik (2.10) yorumlandığında, bir monokromatörde kullanılan ağ tarafından kırılan dalga, boyu ϕ açısının sinüsü ile doğru orantılıdır. Dalga boylarının taranması bir sinüs çizgisinin ağ merkezinde dönmesiyle gerçekleşir. Bu olay monokromatörlerin çalışma prensibini gösterir.



Şekil.2.11. Dalga Boyu Taranması İçin Bir Sinüs Çizgisi Mekanizması Şematik Gösterimi

III. BÖLÜM

3. İNCE FİLM KAPLAMA YÖNTEMLERİ

Bir ince film oluşturmak için yaygın olarak kullanılan iki farklı teknik; döndürme ve daldırma yöntemleridir. Bu iki yöntemde işlemlerin basit, ucuz ve güvenilir olması tercih edilmelerinin sebepleridir. Daldırma yöntemi ile bir ince film, taşıyıcının direk olarak çözelti içerisine daldırılmasıyla oluşturulur. Bu işlemin döndürme yöntemine oranla daha basit, daha çabuk ve daha ucuz olması tercih edilmesini sağlamaktadır. Fakat daldırma yöntemi ile, döndürme tekniğinde oluşturulabilen çok katlı filmler elde edilemez.

3.1. Daldırma Yöntemi

Daldırma işlemi beş ayrı aşamadan meydana gelir. Aşamalar aşağıda verilen sırayı takip eder.

- (i) Daldırma
- (ii) Yukarı çekme
- (iii) Kaplama ve süzülme
- (iv) Süzülme
- (v) buharlaşma

Alkol gibi solventlerle yapılan kaplamalarda süzülme safhasına gerek yoktur. Hareket halindeki taşıyıcı çözeltiye daldırıldığı an akışkanlar mekaniği gereği kaplama alanı üzerinde çözelti ihtiva eden bir sınır tabaka oluşur. Kaplama ve süzülme aşamasında sözü edilen sınır tabaka, iç tabaka ve dış tabaka olmak üzere ikiye ayrılır. İç tabaka taşıyıcı ile birlikte hareket ederken dış tabaka ters yöne doğru hareket ederek çözeltiye geri döner. Film kalınlığı aşağı ve yukarı hareket eden tabakaları ayıran ana akıntının şiddetine bağlıdır. Film oluşumunu yönlendiren başlıca kuvvetler şöyle sıralanabilir;

- (i) Yukarı hareket eden taşıyıcının sıvı ile oluşturduğu sürtünme kuvveti

- (ii) Yer çekimi kuvveti
- (iii) Taşıyıcıya tutunmaya çalışan çözeltinin yüzey gerilimi
- (vi) Kaplama alanına ulaşan çözeltinin eyemsizlik momenti
- (v) Ayırıcı ya da birleştirici basınç

Eğer sıvının viskozitesi (η) ve taşıyıcı hızı (U) yeteri kadar büyükse kaplanan filmin kalınlığı (h), viskoz sürüklenme ($\propto \eta U / h$) ile yer çekimi kuvvetini ($\rho g h$) dengeleyen kalınlık olarak adlandırılır. Kalınlık ifadesi aşağıda verilmiştir;

$$h = c_1 (\eta U / \rho g)^{1/2} \quad (3.1)$$

(3.1) numaralı denklemde c_1 orantı sabitidir ve Newton sıvıları için 0.8 değerini alır. Taşıyıcı hızı ve sıvı viskozitesi yeteri kadar büyük değil ise, denge viskoz sürüklenmenin sıvı-buhar yüzeyindeki gerilim (γ_{LV}) oranı ile belirlenir;

$$h = 0.94 (\eta U / \gamma_{LV})^{1/6} (\eta U / \rho g)^{1/2} \quad (3.2)$$

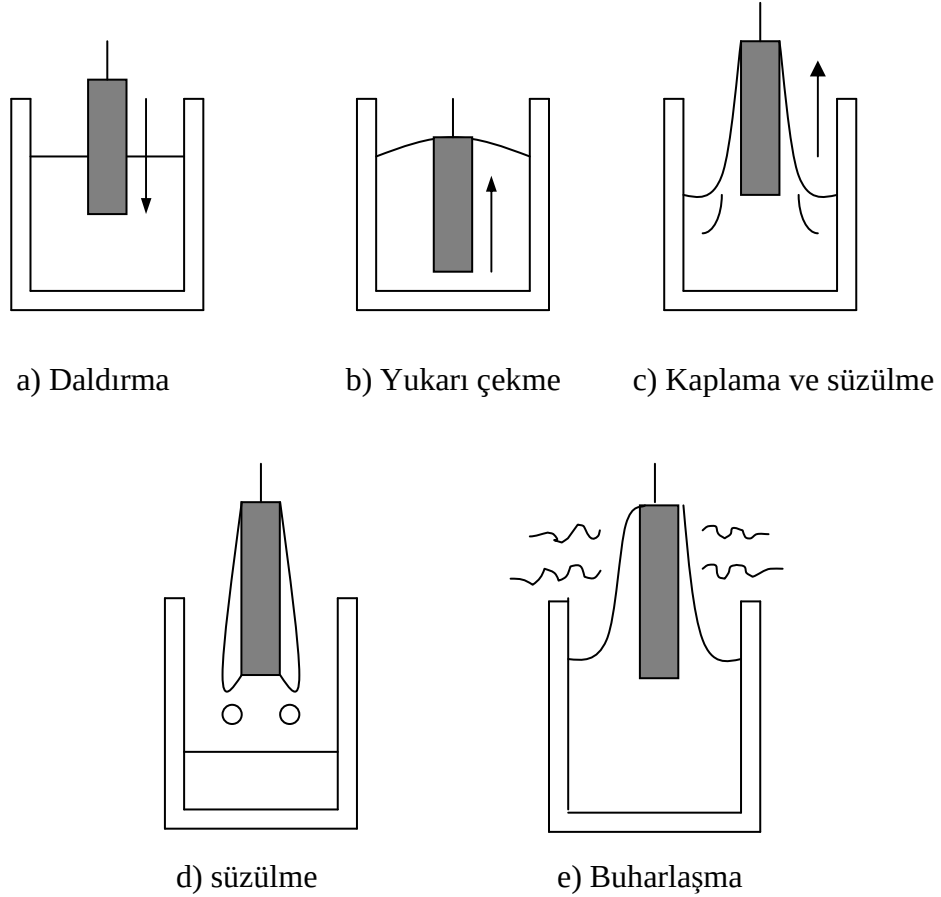
basitleştirilmiş hali ile

$$h = 0.94 (\eta U)^{2/3} / (\gamma_{LV})^{1/6} (\rho g)^{1/2} \quad (3.3)$$

Kalınlığı hesaplamaya yarayan bu denklemlerin uygulanabilirliği konusunda yapılan çeşitli deneyler uygulanabilirliğin zayıf olduğunu göstermektedir. Kalınlık hesaplama konusundaki bu sorunun başlıca sebepleri şöyle sıralanabilir; pH etkisi, viskozitenin sabit olmaması, her sıvının newton olmaması ve en önemlisi buharlaşma etkisinin bu fomüllerde gösterilmemesidir. Bütün bu etkiler filmlerin gerçekte daha kalın olması ile sonuçlanır. Daldırma işlemi ile kaplanan filmlerde buharlaşma oranı, film yüzeyindeki gaz fazının yüzeyin dışına doğru diffüz oranı ile orantılıdır. Diffüzyon yaklaşık 1 mm kalınlığındaki (L) bir tabakada oluşur. Buharlaşma oranı (m) aşağıdaki bağıntı ile verilir;

$$m = k (p_c - p_l) \quad (3.4)$$

k , ampirik bir değer olup ktle transfer katsayısı olarak adlandırılır. p_c denge durumunda yüzeyde oluşan basınca, p_l ise L kadar uzakta oluşan basınca. Buharlaşma oranı sıvının derinliğinden bağımsızdır. Daldırma işlemi boyunca taşıyıcı hareketi buharlaşma oranı üzerinde etkili olsada pratikte ihmal edilebilir.



Şekil.3.1. Daldırma Yöntemi İle Film Kaplamanın Şematik Gösterimi

3.2. Döndürme Yöntemi

Döndürme yönteminde, taşıyıcı malzemenin döndürülmesiyle meydana gelen merkezkaç kuvvetinden faydalanılarak hemen hemen mükemmele yakın homojen ince filmler oluşturulabilir. Elde edilen film kalınlığı 100 nm ile 200 nm arasındadır. Yöntemde, kullanılan taşıyıcı malzeme çok hızlı bir şekilde döndürülen bir diskin üzerine yerleştirilir. Bir sonraki aşamada polimer çözelti dönen diskin üzerindeki taşıyıcıya damlatılır. Çözelti dönmenin etkisiyle taşıyıcının üzerinde yayılarak

homojen bir film halini alır. Dönen taşıyıcının sürekliliği " de ratator " adı verilen bir setapla kontrol edilir. Bu setap ile dönen görüntü, bilgisayar tarafından tespit edilerek duran bir resme dönüştürülür. Döndürme yöntemi ile film kaplama dört safhada gerçekleşir. Bu aşamalar sırası ile;

- (i) Kaplama
- (ii) Döndürme
- (iii) Döndürme sonu
- (vi)Buharlaşıma

İlk aşamada, taşıyıcı malzemenin üzerine kaplanacak olan sıvı madde yerleştirilir. Çözelti, bir şırınga yardımıyla yüzey üzerine damlatılır yada yüzey üzerine püskürtülebilir. Taşıyıcı üzerine yerleştirilen çözelti son kalınlık için gerekli olan miktarla karşılaştırıldığında çok fazladır. İşlemden önce çözeltinin, mikron değerinin altında bir filtre kullanılarak yüzeyde pürüz meydana getirebilecek parçacıklardan giderilmesi yararlı olacaktır. Başka bir önemli noktada kullanılan çözelti, işlem boyuna yüzeyin nemli kalmasını sağlamalıdır. Aksi durumda işlem eksik kaplamayla sonuçlanabilir.

İkinci aşamada, taşıyıcı istenilen düzeyde dönme hızına ulaşır. Dönme hareketinin etkisiyle sıvının bir kısmı yüzeyden atılır. Dönmenin hızlandırılması viskoz sürüklenmeyi dengeleyerek filmin yeterince ince olmasını sağlar.

Üçüncü safha süresince sisteme viskoz kuvvetleri hakimdir ve film genel olarak uniformdur. Bu aşamada da fazla sıvının atılmasına devam edilir. taşıyıcının uç kısımlarında, sıvının birikmesi nedeniyle filmin bu bölümü uniform değildir.

Son aşamada taşıyıcı sabit bir hızla dönmeye devam eder ve safha boyunca kaplama kalınlığını buharlaşma belirler. Çözelti, viskozite etkisiyle çok az miktarda sıvı akışının meydana geldiği bir kalınlığa ulaşır. Bu noktada sisteme kararsız çözeltinin buharlaşması hakim olacaktır. Dördüncü aşamanında tamalanmasıyla ince ve uniform bir film elde edilir.

Döndürme metodu, sıvı akışkanlığının işlem boyunca sabit olduğu varsayımına dayanır. Bu durumda aşağıdaki eşitliğin sağlanması gerekir.

$$-\eta \left(\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) = \rho \omega^2 r \quad (3.5)$$

(3.5) eşitliğinde z ve r , referans olarak seçilen bir koordinat sisteminde, sırasıyla taşıyıcının eksenini ve dönmesini temsil eder. η sıvının viskozitesi, ρ sıvının yoğunluğu, ω bir saniyedeki açısal dönme hızı, v ise sıvının hızıdır. Döndürme yönteminde viskoz kuvvetiyle merkezkaç kuvvetinin birbirine eşit olduğu kabul edilir.

Bu varsayımdan hareketle taşıyıcının üzerindeki son kaplama kalınlığının tahmin edildiği bir model geliştirilmiştir. Bu model başlangıç safhalarının tamamen akışkanlığa ve bitiş safhalarının tamamen buharlaşmaya bağlı olduğunu varsayar. Bu iki bölüm arasındaki geçiş, kaplama işleminin sıvı etkinliği "set" noktası olarak bilinir. Model aşağıdaki eşitliği verir.

$$h_f = c_o \left[e / 2(1-c)K \right]^{1/3} \quad (3.6)$$

(3.6) eşitliğinde h_f filmin son kalınlığı, c katı cismin yoğunluğu, K aşağıdaki eşitlik ile verilen bir sabittir.

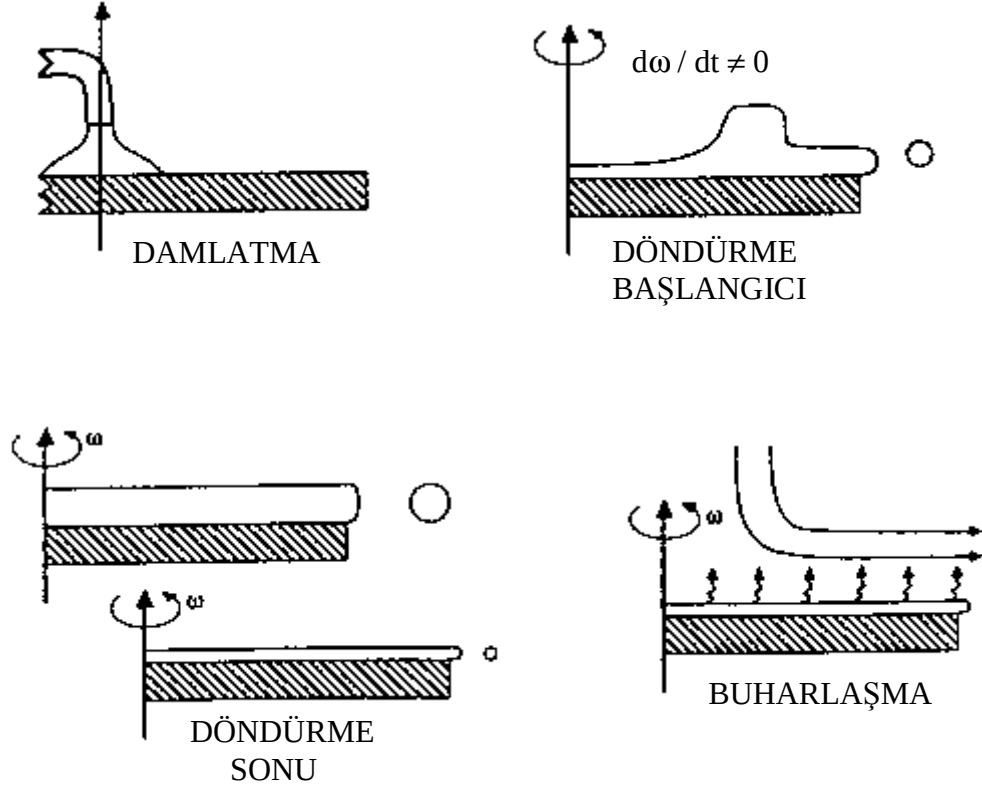
$$K = \rho \omega^2 / 3\eta \quad (3.7)$$

Buharlaşma hızını gösteren e terimi

$$e = C (\omega)^{1/2} \quad (3.8)$$

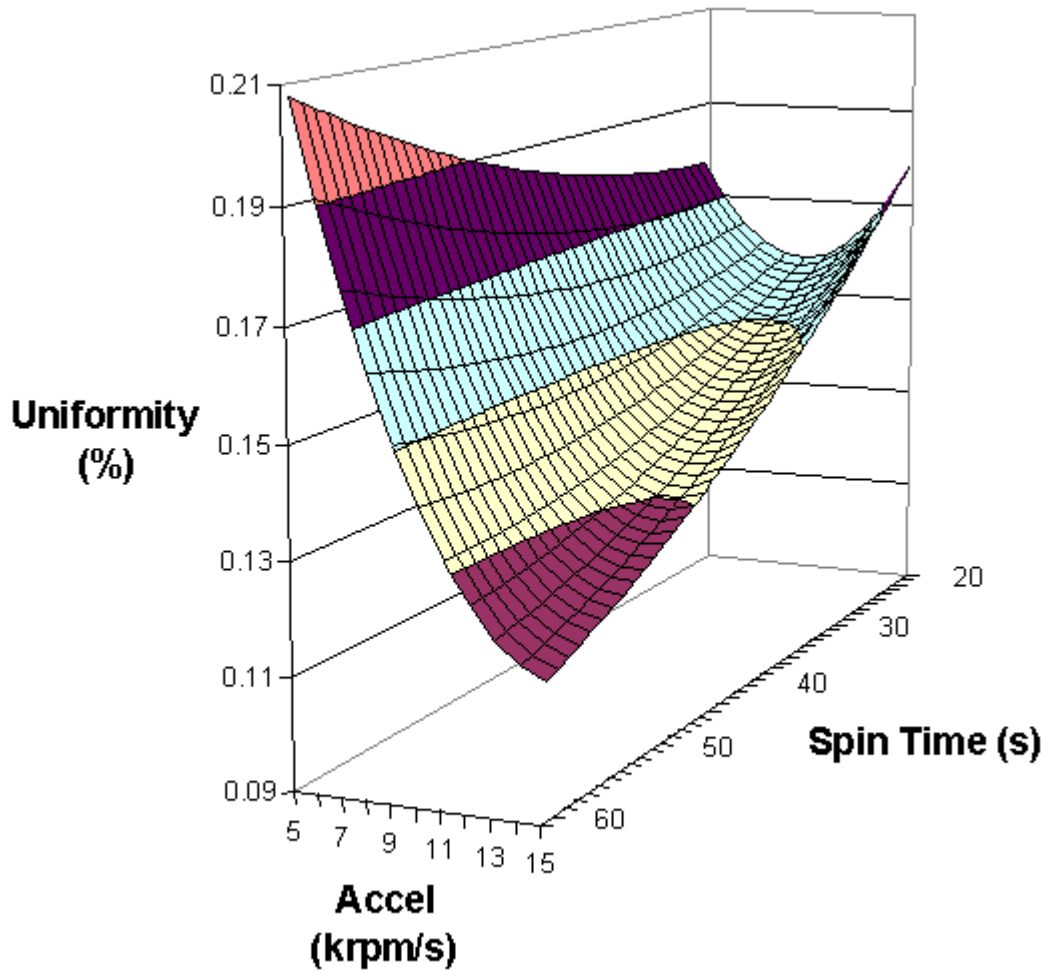
ile ifade edilir. Buharlaşma hızının boyutu mL/s/sq.cm şeklindedir. Formüldeki C deneysel orantı sabitidir. Devir hızının sabit tutulduğu kaplama işlemi süresince buharlaşmada bir değişiklik olmaz başka bir deyişle sabittir.

Döndürme işlemi ile film kaplamaya örnek olması açısından Şekil (3.2) de bu işlem şematik olarak verilmiştir.



Şekil.3.2. Döndürme İşlemi İle Film Kaplamanın Şematik Gösterimi

Şekil (3.3) bir kaplama sisteminin dönme hızı ve dönme zamanına bağlı homojenlik grafiği verilmiştir. Grafikte görüldüğü gibi filmin en fazla uniform olduğu aşama kısa dönme zamanı ve süratli dönme hızı ile sağlanmıştır.



Şekil.3.3. Döndürme İşlemi Sırasındaki Homojenlik Grafiği

IV. BÖLÜM

4. İNCE FİLM KALINLIK ÖLÇÜMÜNDE KULLANILAN YÖNTEMLER

4.1. Film Kalınlığı

Bir kaplamanın kalınlığı üç farklı şekilde elde edilebilir.

- i) Geometrik kalınlık
- ii) Kütle kalınlığı
- iii) Yapı kalınlığı

Geometrik kalınlık iki yüzeyin ayrılmasıyla elde edilir ve bu ölçümdeki genel problem yüzeylerin tanımlanmasıdır. Bu yöntemle mikroiç, nanometre, angstrom, mikron mertebelerindeki kalınlıklar ölçülebilir. Kütle kalınlığının aldığı ölçüm mikrogram/cm³ mertebesindedir. Yapı kalınlığı, X-ray absorpsiyon yada elektiriksel geçirgenlik gibi bazı yapısal özellikleri ölçer ve filmin yoğunluğuna mikroyapısına, karışımına, kristalografik yönelimine bağlıdır.

4.2. Kalınlık Ölçümünde Optik Yöntemler

Bir ince filmin lineer optiksel sabitleri olan; kırılma indisi, soğurma katsayısı ve ince film kalınlığı ölçümlerin de kullanılan teknikler temelde üç gruba ayrılır. Bu yöntemler;

- i) Fotometri,
- ii) Polarimetri
- iii) Elipsometri

şeklindeir. Fotometri tekniğinde polarizasyonun s ve p durumları için T geçirgenliği, polarimetri ve elipsometri tekniklerinde ışık geçişlerindeki faz değişimleri elde edilir.

İnce filmlerin kalınlıklarının ölçülmesiyle ilgili literatürde bir çok makale bulunmaktadır. Bousquet ve Rouard ölçüm tekniklerini üç başlık altında toplamıştır. Bunlar spektrofotometri, inerferometri ve polarimetridir. Bu teknikler, filmlerin homojen olmayan doğası ve film-hava yüzeyinde bir geçiş tabakasının var olması nedeniyle ortaya çıkan sorunları aşmakta yeterli olduğundan tercih edilirler. Film-hava yüzeyindeki bu geçiş tabakası özellikle Brewster açısı civarında alınan ölçümler için sorun yaratır. Brewster açısının gerekli olduğu durumlarda elde edilen sonuçlar yeteri kadar güvenilir olmaz. Ayrıca filmlerin anizotropik olmalarında ölçümler için bir problem oluşturur. Bahsedilen olumsuzluklara karşın sözü edilen metodlar bu zorlukların üstesinden gelebilirler. Yalnızca polarimetri tekniği izotropik ve homojen olmayan filmlerin kullanıldığı ölçümlerde daha fazla zorlanır. Elipsometri tekniği özellikle taşıyıcı olarak camın kullanıldığı ince filmler için çok duyarlı bir yöntemdir [Bousquet ve Rouard, 1960].

4.2.1. Fotometri

Bir ince filmin kalınlığı, kırılma indisi ve absorbsiyon katsayısı üç bağımsız optiksel fonksiyonun ölçülmesiyle elde edilebilir. Bir çok araştırmada kullanılan bu fonksiyolar, hava-film yüzeyindeki yansıtma R , film-taşıyıcı yüzeydeki yansıtma R' ve T geçirgenliğidir. Sözü edilen üç fonksiyonda filmin yüzeyine düşen ışığın s yada p polarizasyonu için aynı gelme açısında elde edilebilir.

4.2.2. Polarimetri

Bu teknikte optiksel sabitler yansımalarındaki faz değişimlerinin ölçülmesiyle elde edilir. Deneysel uygulamalarda optiksel taşıyıcıların üzerine kaplanan yarı geçirgen filmler kullanılır. Bir interferometre tarafından taşıyıcının kaplı olan ve olmayan yüzeyleri arasındaki saçak değişiklikleri ölçülür. Bu faz değişimi filmin optiksel sabitlerine karşı çok duyarlıdır ve bu nedenle yapılan çalışmalarda filmlerin oksit formları yada eskimiş olanları tercih edilmelidir [Bennet, 1964].

4.2.3. Elipsometri

Optiksel sabitlerin ve çok ince kalınlıkların elde edilmesinde kullanılan bir yöntemdir. Bu yöntemde film içinden geçen ışığın polarizasyonundaki değişim ölçülerek, filmin kalınlığı elde edilir. Filmin kalınlığı ancak dielektiriğin kırılma indisinin bilinmesiyle elde edilebilir. Bu yöntemle ölçülebilen film kalınlığı 1 nm ile sınırlıdır. Ayrıca spektroskopik elipsometri yöntemiyle çok katmanlı ince filmlerin kalınlıkları ölçülebilir.

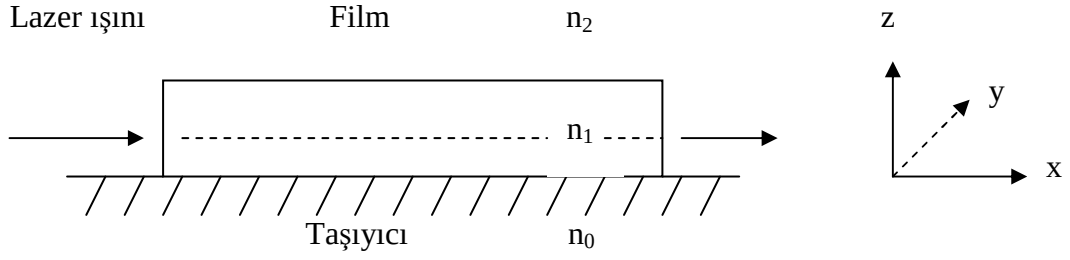
4.3. Yaygın Olarak Kullanılan Kalınlık Ölçüm Teknikleri

İnce film kalınlık ölçümlerinde kullanılan diğer bir optik yöntemde dalga kılavuzlama tekniğidir. Bu yöntemin en büyük avantajı kalınlık ölçümü için filmin kırılma indisine gerek duymamasıdır. Ölçüm sonuçları filmin kalınlığını ve kırılma indisini birlikte verir. Emisyon / FT-IR spektroskopi tekniği, furye transform infrared spektrometre kullanarak epitaksi filmlerin kalınlıklarını ölçer. Bu iki yöntemle birlikte yine bir optik metod olan Mihelson iterferometri ve kütle kalınlığını ölçen X-ray floresan tekniklerinden bahsedilecektir.

4.3.1. Dalga Kılavuzlama Metodu

Bir ince filmin kalınlık ve kırılma indisinin hesaplanmasında kullanılan bu yöntem Tien tarafından geliştirilmiştir. Optiksel dalga kılavuzları temel olarak bir taşıyıcı ve taşıyıcı üzerine kaplanmış bir ince filmde oluşur. Bu metodun amacı ışığı ince filmin içine hapsederek kılavuzlanmasını sağlamaktır.

Işığı ince film içinde kılavuzlayabilmek için, ince filmin kırılma indisinin taşıyıcının ve havanın kırılma indisinden büyük olması şarttır. Bir ortam içinde bir ışık dalgasını kılavuzlamak için üç ayrı ortam mevcuttur. Bir ince film, ince filmin üstünü saran hava ve alt kısmında kalan taşıyıcıdan oluşan bu ortamlar Şekil (4.1) de gösterildiği gibidir.



Şekil.4.1. İnce Film, Hava Ve Taşıyıcıdan Meydana Gelen Bir Dalga Kılavuzu

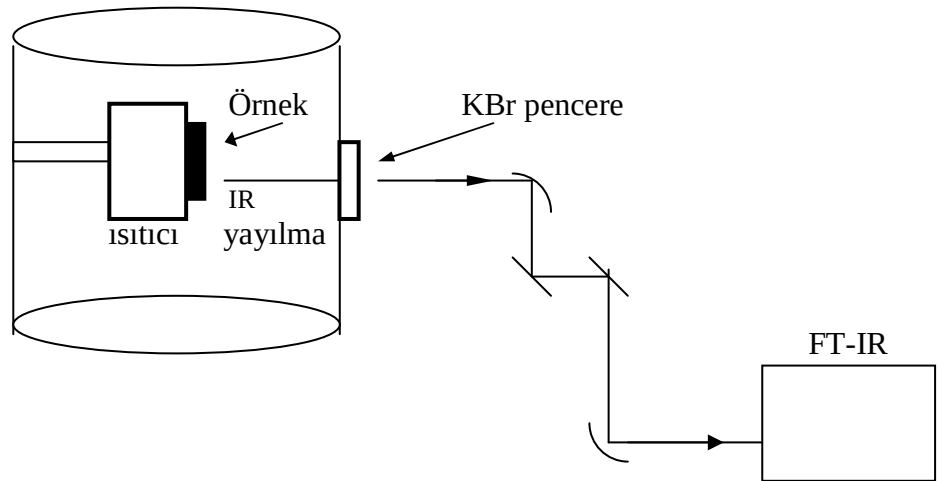
Matematiksel olarak bu problem film-taşıyıcı ve film-hava yüzeylerindeki sınır şartlarına uygun Maxwell denklemlerinin çözümlerini gerektirir. Çözümler ışığın yayılması için üç olası mod gösterir. İlki, ışık dalgası ince film tarafından sınırlandırılır ve kılavuzlanırsa dalga kılavuzu modları olarak adlandırılır. Işık dalgası filmden hava ve taşıyıcının içerisine yayıldığı zaman hava modları, yalnızca taşıyıcının içerisine yayıldığı zaman taşıyıcı modları olarak isimlendirilirler. Bu modların tanımlanması basit ve yalın bir şekilde Snell'in kırınım kanunu ve toplam iç yansıma olgusu kullanılarak yapılabilir.

İnce filmin içindeki tüm olası dalga kılavuzu modlarını harekete geçirebilmek için prizma-çiftlenimi yöntemi kullanılır. Bu yöntem kullanılarak lazer ışını ince film içinde yada dışında verimli bir şekilde kılavuzlanabilir. Ayrıca bu düzenekler yardımıyla ince filmin yapısı içinde yayılan herhangi bir ışık dalgasının tekbir modu harekete geçirilebilir. Işık dalgalarını düzlem dalgalar olarak tanımlanırsa TE ve TM olmak üzere iki ayrı moda sahiptirler. TE modda E alanı, TM modda ise B alanı yatay olarak titreşir. Işık dalgasının her iki polarizasyonu için ölçülen mod açıları kullanılarak film için etkin indisleri hesaplanır. Son olarak filmin kalınlığı ve balk kırılma indisi bir bilgisayar programı yardımıyla elde edilir [Tien, 1971].

4.3.2. Emisyon/FT-IR Spektroskopi

Emisyon furye transform infrared (E/FT-IR) spektroskopi tekniğinin karakterize edildiği alanlardan biri kalınlık ölçümleridir. E/FT-IR tekniği geleneksel FT-IR tekniğinin epitaksial silikon film kalınlığının hesaplamakta kullanıldığı bir uygulamasıdır.

Epitaksial film kalınlığının ölçüldüğü ve bir Michelson interferometre kullanılarak dizayn edilen FT-IR spktrometre iki farklı modda çalışır: 1) Geleneksel yansıma modu, 2) Emisyon modu. Yansıma modu için film kendisi için ayrılan örnek bölmesine yerleştirilir ve ölçümlerde infrared kaynak kullanılır. Yayılma modunda ise örnek dışarıdan ısıtılarak infrared radyasyonu elde edilir. Şekil (4.2) bir emisyon FT-IR spektrometre düzeneğini göstermektedir. Örnek, özel bir oda içerisinde bulunan bir ısıtıcıya dikey bir şekilde tutturulmuştur. Örnekten yayılan radyasyonun odadan çıkışı geçirgen bir KBr pencere ile sağlanır. Reaktörde ayrılan ışık, ikisi düzlem ve diğer ikisi elips şeklinde olan aynalar ile FT-IR spektrometresine odaklanır.

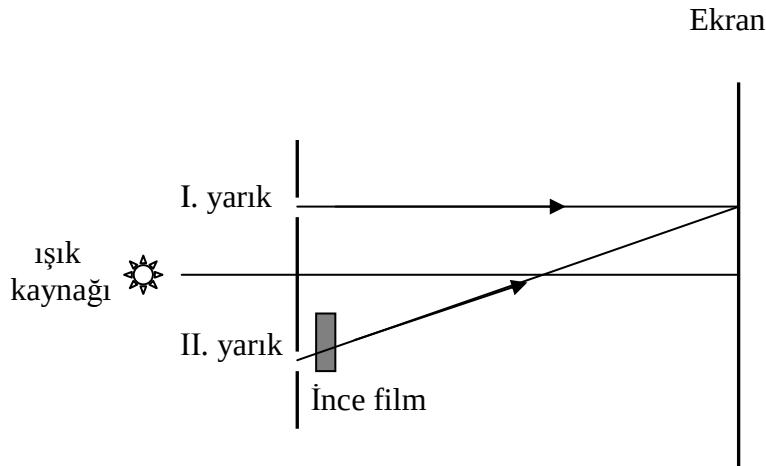


Şekil.4.2. Emisyon/FT-IR Spektrometre

Kullanılan furye transform infrared spektrometre ile teorik olarak minimum film kalınlık ölçüm sınırı $0.2 \mu\text{m}$ ve hassaslığı $0.01 \mu\text{m}$ değerlerinde bulunmuştur [Zhou, Reif, 1995].

4.3.3. Young Deneyi

Tek renkli düzlem bir dalga, paralel, dar ve birbirine çok yakın iki yarığın üzerine düşürülürse yarıklardan geçen ışık dalgaları bir ekran üzerinde aydınlık ve karanlık saçaklar oluşturur. Kaynaktan çıkarak yarıklara ulaşan birincil dalga cephesinin kesimleri tamamen aynı fazda olup, bu yarıklar faz uyumlu ikincil iki kaynak meydana getirirler. İki yarıktan gelen iki ışık dalgasının üst üste bindiği yerlerde girişim olayı gerçekleşir. Eğer bu iki yarıktan birinin önüne n kırılma indisli ve d kalınlığına sahip bir ince film yerleştirilirse yeni sistemde $(n-1)d$ kadar bir faz farkı meydana gelir Şekil (4.3). Ekran üzerinde, ince film yerleştirilmeden önce maksimum şiddetin elde edildiği bir noktanın merkeze olan uzaklığı ile ince film yerleştirildikten sonra aynı maksimum noktanın merkeze uzaklığı farklı olacaktır. İnce filmin kalınlığı ölçülen kayma mesafesi kullanılarak elde edilebilir [Rea, 1990].



Şekil. 4.3. Young Deneyiyle İnce Film Kalınlık Ölçümü Gösterimi

4.3.4. Michelson İnterferometresi ve X-Ray Soğrulması

Michelson interferometresi, ışığın bölünmesinden faydalanarak adım yüksekliğini ölçer. Farklı optik yol uzunlukları yapıcı ve yıkıcı girişim desenleri verir. Adım yüksekliği ışığın dalga boyunun ve saçak sayısının bilinmesiyle hesaplanabilir. Bu yöntemle ölçülebilen kalınlık $300\text{-}20000 \text{ \AA}$ arasındadır.

X-ray soğrulma yöntemi, malzemenin birim alan başına düşen kütlesini ölçer. Varsayılan bir yoğunluk yardımıyla alınan ölçümler kalınlık olarak ifade edilebilir. Ölçülebilen kalınlık malzemeye bağımlı olarak 100 nm ile 40 mikron arasında değişir.

V. BÖLÜM

5. İNCE FİLMLERİN LİNEER OPTİKSEL ÖZELLİKLERİ

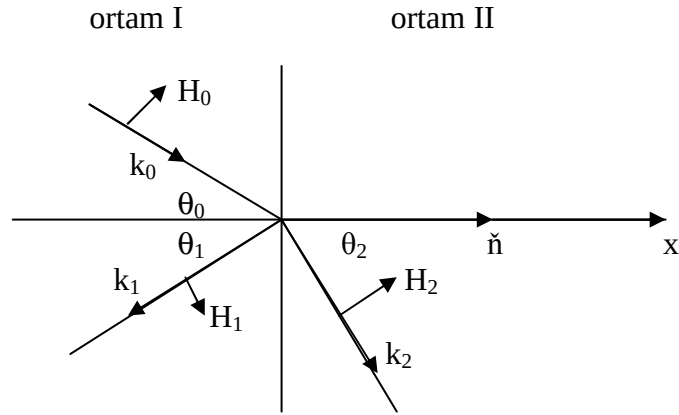
5.1. Tek Katmanlı Bir Film İçin Yansıma ve Geçirgenlik Bağlıntıları

Bu başlık altında tek katlı bir ince filmde ışığın yansıması, geçişi ve absorblanması işlenecektir. İnce film optiği genel olarak yaklaşımlar üzerine kurulmuştur. Bu yaklaşımlar içinde en çok bilineni Airy yaklaşımıdır. Bilinen temel optik kanunlarının üzerine inşa edilen bu yaklaşım çoklu yansımaların ayrı ayrı toplanması ilkesine dayanır. İki dielektrik ortamın ayrıldığı yüzeye düşen bir ışığın davranışı elektromanyetik teori ile birlikte sınır değer problemine indirgenmiştir.

Bu bölümde yansıma ve geçirgenlik bağıntıları her iki durum için fresnel katsayıları kullanılarak bulunacaktır. Fresnel katsayıları optiksel sabitleri, film kalınlığı ve ışığın yüzeye geliş açısının bir fonksiyonu olarak verilecektir. Fresnel katsayıları bulunurken ince filmin homojen, izotropik ve d kalınlığına sahip bir düzlem paralel katmandan oluştuğunu varsayacağız.

5.2. Işığın Bir Ara Yüzeyden Geçmesi ve Yansıması

Bir elektromanyetik dalga n_1 ve n_2 kırılma indisli iki dielektrik maddenin sınırına geldiğinde bu dalganın bir kısmı yansır ve kalanı geçer. Gelen elektromanyetik dalganın yansıması ve geçmesi Şekil (5.1) de gösterilmiştir.



Şekil .5.1. H Bileşenine Sahip Bir Işığın Dielektrik Yüzeyden Yansıması ve Geçmesi

Maxwell eşitliklerinde elektromanyetik dalganın, elektrik ve manyetik alanlarının tanjant bileşenleri sınır boyunca süreklidir. Gelen dalga için;

$$E_0 = E_{00} \exp[i(k_0 \cdot r - \omega t)] \quad (5.1)$$

$$H_0 = (k_0 \times E_0) / \omega \mu_1 \quad (5.2)$$

İfadeleri elektrik alan ve manyetik alan bileşenlerini verir. Eşitliklerdeki k_0 dalganın yayılma vektörüdür. Aynı ifade yüzeydeki yansıma ve ikinci ortama geçen dalga içinde yazılabilir.

$$E_1 = E_{10} \exp [i(k_1 \cdot r - \omega t)] \quad (5.3)$$

$$H_1 = (k_1 \times E_1) / \omega \mu_1 \quad (5.4)$$

$$E_2 = E_{20} \exp [i(k_2 \cdot r - \omega t)] \quad (5.5)$$

$$H_2 = (k_2 \times E_2) / \omega \mu_2 \quad (5.6)$$

Sınır şartları $x=0$ eksenindeki tüm noktalar için sağlanmalı ve alan vektörlerinin faz etkenleri eşit olmalıdır. $x = 0$ için

$$k_0 r = k_1 r = k_2 r \quad (5.7)$$

olur. Eğer k_0 dalga vektörünü Oxz ekseninde seçersek

$$k_0 \sin \Theta_0 = k_1 \sin \Theta_1 = k_2 \sin \Theta_2$$

yazabiliriz. Ayrıca $k_0 = \omega (\epsilon_1 \mu_1)^{1/2} = k_1$, $k_2 = \omega (\epsilon_2 \mu_2)^{1/2}$ ifadelerinin yardımıyla

$$\Theta_0 = \Theta_1 \quad (5.8)$$

ve manyetik olmayan malzemeler için $\mu_1 = \mu_2$ alınabileceğinden

$$\sin \Theta_0 / \sin \Theta_2 = (\epsilon_2 / \epsilon_1)^{1/2} = n_2 / n_1 \quad (5.9)$$

eşitlikleri elde edilir. (5.8) ve (5.9) sonuçları, gelme yansıma açılarının ilişkisini ifade eden basit geometrik optik kanunlarından başka birşey değildir ve dielektrik sabitleri $\epsilon_2 > \epsilon_1$ olmak üzere bir dielektrikten diğerine yüzey normaliyle açı yapacak şekilde geçen bir ışık için geçerli olan Snell kanunudur. Yansıyan ve geçen dalga hakkında daha fazla bilgi edinebilmek için $x = 0$ da (5.1) eşitliğine sınır şartları uygulanmalıdır. $\exp[-(i\omega t)]$ faktörü ihmal edilirse ve $\tilde{n}$, Ox eksenini boyunca uzanan yüzey için birim normali olarak alınırsa;

$$(E_0 + E_1) \times \tilde{n} = E_2 \times \tilde{n} \quad (5.10)$$

$$(H_0 + H_1) \times \tilde{n} = H_2 \times \tilde{n} \quad (5.11)$$

$\mu_1 = \mu_2$ olduğundan

$$(k_0 \times E_0 - k_1 \times E_1) \times \tilde{n} = (k_2 \times E_2) \times \tilde{n} \quad (5.11a)$$

Son gelinen noktada iki ayrı durum mevcuttur.

(i) E, gelen dalganın düzlemine dikey olarak polarize edilmiştir. Bu düzlem, dalganın yayılma vektörü k_0 ve yüzey normali $\hat{n}$ ile tanımlanabilir.

(ii) E, gelen dalganın düzlemi içindedir.

Genel durum ise bu iki ayrı olayın lineer kombinasyonudur.

Durum(i) Bu ilk durum için (5.10) ve (5.11) eşitliklerini kullanırsak

$$E_{10} / E_{00} = [(\epsilon_1)^{1/2} \cos \Theta_0 - (\epsilon_2)^{1/2} \cos \Theta_2] / [(\epsilon_1)^{1/2} \cos \Theta_0 + (\epsilon_2)^{1/2} \cos \Theta_2] \quad (5.12)$$

$$E_{20} / E_{00} = [2(\epsilon_1)^{1/2} \cos \Theta_0] / [(\epsilon_1)^{1/2} \cos \Theta_0 + (\epsilon_2)^{1/2} \cos \Theta_2] \quad (5.13)$$

elde edilir. Bu ifadelerden, E_{10} / E_{00} oranının işareti dielektriğin yapısına bağlı olarak değişir, E_{20} / E_{00} oranının işareti ise daima pozitifdir sonucuna varılabilir. Eğer ikinci ortam birinci ortamdaki daha büyük bir kırılma indisine sahip ise ($E_{10} / E_{00} < 0$) bir elektromanyetik dalganın bu gibi bir yüzeyden yansması elektrik alanında π kadar bir faz değişimine neden olur. Ters durumda ise yani ikinci ortamın kırılma indisi birinci ortamdaki daha küçükse E'nin işareti değişmez. Elde edilen (5.12) ve (5.13) ifadeleri Snell yasası kullanılarak tekrar yazılabilir.

$$E_{10} / E_{00} = \sin (\Theta_2 - \Theta_0) / \sin (\Theta_2 + \Theta_0) \quad (5.14)$$

$$E_{20} / E_{00} = 2 \sin \Theta_2 \cos \Theta_0 / \sin (\Theta_2 + \Theta_0) \quad (5.15)$$

Bu ifadeler fresnel eşitlikleri olarak bilinir.

Son gelinen durumda yüzeyden geçişin ve yansımanın gücü hakkında bilgi elde etmek basit bir problem olmuştur.

$$\langle S \rangle = 1/2 \operatorname{Re} (E \times H^*) \quad \text{Poynting vektörü}$$

Eğer yüzeyden yansıyan dalgada meydana gelen enerji flaksı (değişimi), yansıma sabiti olarak tanımlanırsa yukarıdaki ifadenin yardımıyla

$$R_{\perp} = -(\tilde{n} \cdot \langle S_1 \rangle) / (\tilde{n} \cdot \langle S_0 \rangle) = [E_1 \times (H_1)^*] / [E_0 \times (H_0)^*] = |E_{10}|^2 / |E_{00}|^2 \quad (5.16)$$

Eşitlikleri bulunur. Böylece E'nin dalga düzlemine dik olduğu durumda yansıma katsayısını ifade edilmiş olur. $T_{\perp}$ geçirme katsayısı için

$$T_{\perp} = (\tilde{n} \cdot \langle S_2 \rangle) / (\tilde{n} \cdot \langle S_0 \rangle) = n_2 \cos \Theta_2 / n_1 \cos \Theta_0 = |E_{20}|^2 / |E_{00}|^2 \quad (5.17)$$

İfadesi yazılabilir. Snell yasası, (5.14) ve (5.15) terimleriyle birlikte ele alındığında $R_{\perp}$ ve $T_{\perp}$ için aşağıdaki ifadeler tekrar yazılabilir.

$$R_{\perp} = \sin^2 (\Theta_2 - \Theta_0) / \sin^2 (\Theta_2 + \Theta_0) \quad (5.18)$$

$$T_{\perp} = \sin 2 \Theta_0 \sin 2 \Theta_2 / \sin^2 (\Theta_2 + \Theta_0) \quad (5.19)$$

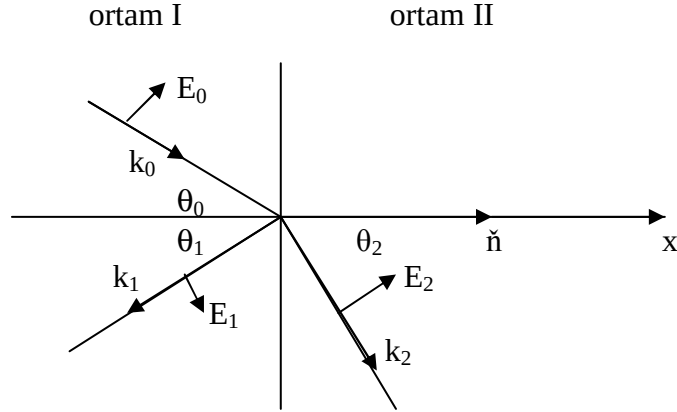
Eenerji kaybının olmadığı varsayıldığından $R_{\perp} + T_{\perp} = 1$ olacaktır. Normalle paralel gelen ışık için bu ifadeler daha basit bir şekilde yazılabilir.

$$R = [(n_2 - n_1) / (n_2 + n_1)]^2 ; T = n_2 / n_1 [2n_1 / (n_2 + n_1)]^2 \quad (5.20)$$

Durum(ii) E vektörünün dalga düzlemi içerisinde yer aldığı durumdur. İkinci durum için E vektörü Şekil (5.2) de gösterilmiştir. E ve H bileşenlerine sınır şartları uygulandığında ve birinci durumda gösterilen yol izlendiğinde aşağıdaki eşitlikler bulunur.

$$E_{10} / E_{00} = \tan (\Theta_0 - \Theta_2) / \tan (\Theta_0 + \Theta_2) \quad (5.21)$$

$$E_{20} / E_{00} = 2 \sin \Theta_2 \cos \Theta_0 / \sin (\Theta_0 + \Theta_2) \cos (\Theta_0 - \Theta_2) \quad (5.22)$$



Şekil.5.2. E Bileşenine Sahip Bir Işığın Dielektrik Yüzeyden Yansıması ve Geçmesi

Bu ifadeler ikinci polarizasyon için Fresnel eşitliklerini verir. (5.14) ve (5.21) ifadelerinden, E'nin her iki polarizasyonu arasında önemli bir fark olduğu açık bir şekilde görülmektedir. (5.14) ifadesinde verilen bir Θ_0 ($0 < \Theta < \pi/2$) için $(E_{10} / E_{00})_{\perp} \neq 0$ olur. Bununla birlikte (5.21) ifadesi incelendiğinde $(E_{10} / E_{00})_{\parallel}$ ve $R_{\parallel}$ ifadeleri,

$$\Theta_0 + \Theta_2 = \pi/2 \quad (5.23)$$

olduğunda, yok olacaktır. (5.23) eşitliğinden elde edilen gelme açısı Brewster açısı Θ_B olarak bilinir. Bu gelme açısı için Snell yasası uygulandığında

$$\sin \Theta_B / \sin (\pi/2 - \Theta_B) = n_2 / n_1$$

$$\Theta_B = \tan^{-1} (n_2 / n_1) \quad (5.24)$$

sonucunu verir. Böylece E bileşeni düzleme paralel polarize olmuş bir dalga, gelme açısının Brewster açısına eşit olması şartıyla, yansıma olmaksızın iki dielektrik yüzey arasından geçer. Eğer her iki polarizasyon bileşenine de sahip bir dalga, yüzey normaliyle $\Theta = \Theta_B$ açısı yapıyorsa, yalnızca E'nin düzleme dik olduğu dalga

bileşeni yansıyacaktır. Yansıyan dalga lineer yada düzlem polarize halini alacaktır. Bu sebeple Θ_B , polarizasyon açısı olarak adlandırılır.

Brewster açısıyla gelen bir dalganın fiziksel yorumu basit bir şekilde verilebilir. Birinci ortamdan ikinci ortama geçen bir elektromanyetik dalga ($\epsilon_2 > \epsilon_0$) ikinci ortamı oluşturan malzemedeki elektronları, sahip olduğu frekansta salınım yapmaya zorlar. Geçen ve yansıyan dalgaların sebep olduğu elektron salınımları elektromanyetik dalgalar yayımlar ve süperpozisyon olayı gerçekleşir. E vektörüne sahip gelen bir dalga için gerçekleşen kırılma olayı ve kırılan dalganın içindeki elektronların hareket yönü şekil (5.3) te gösterilmiştir. Elektronların hareket yönü eğer bir yansıyan dalga mevcutsa, bu dalganın izlediği yöne paraleldir. Elektronlar kendi hareket yönünde dalga yayımlamazlar. Böylece bu elektronlardan yayımlanan dalgaların meydana getireceği yansıma olayı gerçekleşmez.

5.3. Soğrulma

Şuana kadar temel olarak iki ortam arasındaki bir düzlem yüzeyin yakın çevresinde oluşan olaylar incelendi. Eğer ışık vakumlu bir ortama geçerse onun şiddeti yada alan genişliği, artan mesafeye bağlı olarak azalacaktır. Yüzeye düşen ışığın yalnızca paralel bileşeninin geçtiği varsayılırsa iyi bir yaklaşım gerçekleştirilebilir.

Bir ortam içerisinde ilerleyen ışığın λ dalga boyu, vakum içerisindeki λ_v dalga boyuyla bağlantılıdır.

$$\lambda = \lambda_v n^{-1}(w) \quad (5.25)$$

Bu etki soğrulma olarak adlandırılır. Eğer ışığın şiddeti I olarak alınırsa d mesafesi için aşağıdaki soğrulma kanunu yazılabilir.

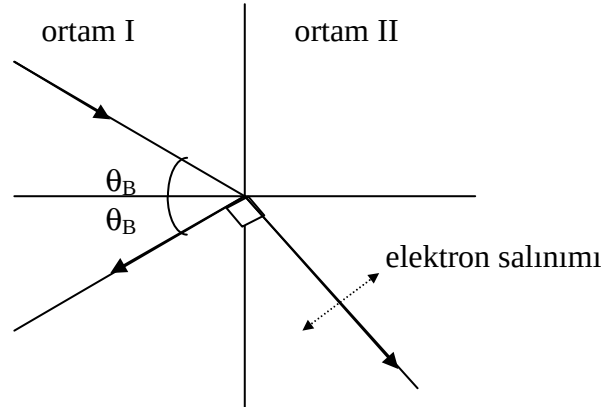
$$I = I_0 \exp (- \alpha(w) d) \quad (5.26)$$

İfadedeki $\alpha(\omega)$ terimi soğrulma katsayısıdır. $K(\omega)$ gelen dalganın ilerleme yönünü ifade etmek üzere

$$\alpha(\omega) = (2\omega / c) K(\omega) = (4\pi / \lambda_V) K(\omega) \quad (5.27)$$

şeklinde verilir. Uygun bir malzeme ve uygun bir yolda enerji pompalanırsa belirli frekans değerlerindeki $\alpha(\omega)$ negatif olabilir. Bu durumda ışık kuvvetlendirilmiş olur. Bu tür malzemeler, aktif malzemeler olarak isimlendirilir. Tersi durumda ise pasif malzemeler söz konusudur ve $\alpha(\omega) \geq 0$ olur.

Basit bir şekilde soğrulma için ışık enerjisinin sıcaklık gibi diğer enerji formlarına transformudur diyebiliriz.



Şekil.5.3. Brewster Açısıyla Gelen Işığın İzlediği Yol

5.4. Işığın Bir Ortam İçindeki Hızı

İzotropik ve dielektrik bir ortamdaki manyetik ve elektrik alan sabitleri μ ve ϵ ile temsil edilir. Vakum içinde ise bu sabitler μ_0 ve ϵ_0 şeklindedir. Bir ortam içinde elektromanyetik alanın yayılma hızı bu sabitlere bağlı olarak aşağıdaki gibi verilir.

$$U = (\mu\epsilon)^{-1/2} \quad (5.28)$$

Boyutsuz verilen $K = \epsilon / \epsilon_0$ oranı dielektirik sabiti olarak adlandırılır. yine boyutsuz olarak verilen başka bir oran ise $K_m = \mu / \mu_0$ şeklindedir. Bu iki orantı kullanılarak hız için elde edilen ifade aşağıdaki denklemlerle verilmiştir.

$$U = (\mu\epsilon)^{-1/2} = (K_m \mu_0 K \epsilon_0)^{-1/2} = c (K K_m)^{-1/2} \quad (5.29)$$

Kırılma indisi n , ışığın vakum içindeki hızının ortam içindeki hızına oranlanmasıyla elde edilir.

$$c / u = n = (K K_m)^{1/2} \quad (5.30)$$

Transparen optiksel ortamlar çoğunlukla manyetik değildir ve bu durumda $K_m = 1$ olarak alınır. Kırılma indisi son haliyle aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$n = (K)^{1/2} \quad (5.31)$$

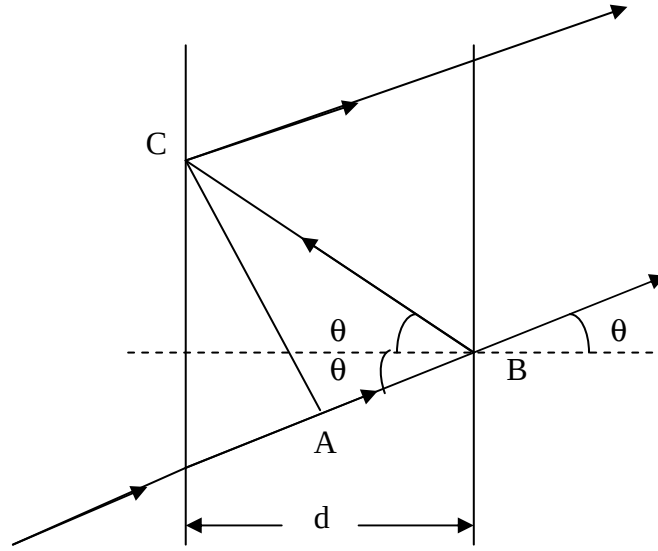
Kırılma indisi, radyasyonun frekansındaki değişimle bulunur ve bu durum tüm transparen ortamlar için geçerlidir. Kırılma indisinin frekansla değişimi dispersiyon olarak isimlendirilir.

5.5. Film Kalınlığının Elde Edilmesi

Literatürde spektroskopik yöntem olarak bilinen bu metod sadece geçirgenlik spektrası yardımı ile kalınlığı tayin etmede kullanılmıştır. Metodun uygulanabilmesi için geçirgenlik spektrasının girişim pikleri göstermesi gerekir. Bu metod ile yapılan hesaplamaların basit olması bu yöntemi avantajlı kılmaktadır. Bu başlık adı altında çoklu yansımalarda girişim ve çok katmanlı film teorisi anlatılarak geçirgenlik ve yansıma katsayıları elde edilecektir.

5.5.1. Çoklu Yansımalarda Girişim

Çoklu yansımalarda girişim etkisi için yaygın olarak kullanılan yöntem, çok sayıda koherent ışığın genliklerinde meydana gelen bölünmeleri inceler.



Şekil.5.5. Ard Arda Gelen İki Işın Arasındaki Yol Farkının Gösterimi

(5.33) ifadesinde n , yansımaya yüzeyleri arasındaki ortamın kırılma indisidir. Faz farkını $\exp(i\delta)$ faktörü ile ifade ederek geçen dalgaların genliklerini toplarsak;

$$E_T = E_0 t^2 + E_0 t^2 r^2 \exp(i\delta) + E_0 t^2 r^4 \exp(2i\delta) + \dots \quad (5.34)$$

elde edilir. (5.34) ifadesi, $r^2 \exp(i\delta)$ orantısına sahip bir geometrik seridir.

$$E_T = E_0 t^2 / [1 - r^2 \exp(i\delta)] \quad (5.35)$$

Geçen dalganın şiddeti $I_T = |E_T|^2$ hesaplandığında aşağıdaki eşitlik bulunur.

$$I_T = I_0 |t|^4 / |1 - r^2 \exp(i\delta)|^2 \quad (5.36)$$

İfadede $I_0 = |E_0|^2$ şeklindedir. Bu durumda yansımada bir faz değişimi meydana gelebileceğinden r bir kompleks sayıdır ve $\delta_r / 2$ bir yansımaya için faz değişimini verir.

$$r = |r| \exp(i\delta_r / 2) \quad (5.37)$$

Dielektrikler için faz değişimi, kırılma indisine bağlı olarak her 0 ve π değerinde gerçekleşir. R, bir yüzeydeki yansıtmayı ve T, yüzeyin geçirgenliğini temsil etmek üzere;

$$\begin{aligned} R &= |r|^2 = r r^* \\ T &= |t|^2 = t t^* \end{aligned} \quad (5.38)$$

Eşitlikte yıldız işareti kompleks konjigeliği temsil eder. (5.36) eşitliği tekrar yazılırsa;

$$I_T = I_0 T^2 / |1 - R \exp(i\Delta)|^2 \quad (5.39)$$

Birbirini takip eden iki ışın arasındaki toplam faz farkı $\Delta = \delta + \delta_r$ şeklindedir. Toplam faz farkı ifadesi (5.39) eşitliğinde yerine yerleştirilirse;

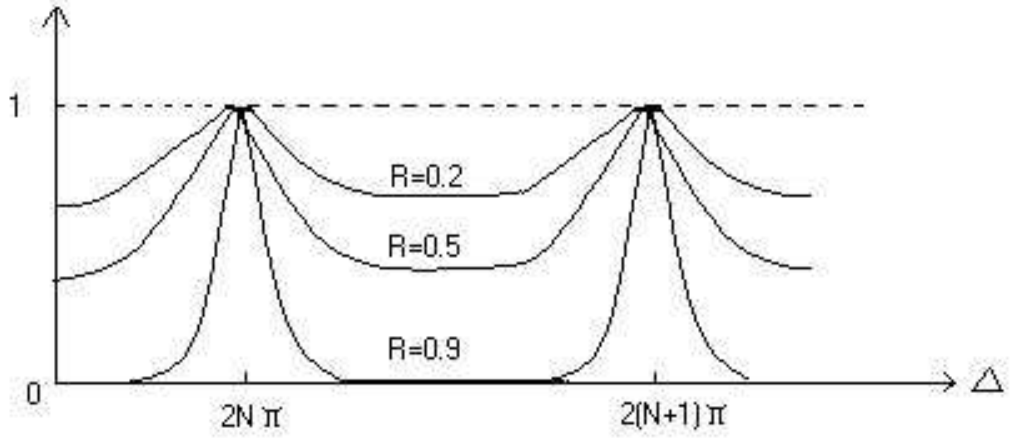
$$I_T = [I_0 T^2 / (1 - R)^2] [1 / (1 + F \sin^2 \Delta/2)] \quad (5.40)$$

Son terim $1 / (1 + F \sin^2 \Delta/2)$; Airy fonksiyonudur.

$$F = 4R / (1 - R)^2 \quad (5.41)$$

Finesse katsayısı (F) girişim piklerinin keskinliklerinin bir ölçüsüdür. Airy fonksiyonunun genel karakterizasyonu şekil (5.6) ile verilmiştir.

Eğriler R'nin çeşitli değerleri için çizilmiştir ve çoklu yansıma girişimindeki piklerin şiddet dağılımını gösterir. Eğer Airy fonksiyonundaki $\Delta/2$ terimi π değerinin katları şeklindeyse Airy fonksiyonun maksimum değerine karşılık gelir. R değeri çok küçük olursa F de küçük olacaktır. Bu durumda girişim pikleri geniş ve belirsizdir. R bire yakın değere sahipse F büyük olacağından pikler belirgin ve keskindir.



Şekil. 5.6. Girişim Piklerin Şiddet Dağılımını Veren Airy Fonksiyonu Grafiği

Maksimum bir pik için şart N bir tam sayı olmak üzere $\Delta/2 = N\pi$ şeklindedir. Eşitlik (5.33) kullanılırsa;

$$2N\pi = (4\pi/\lambda_0) nd \cos\theta + \delta_r \quad (5.42)$$

Eşitlikteki N , girişim dizisi olarak bilinir. Şuana kadar iki yansıma yüzeyinin birbirine eşit olduğu varsayıldı. Genel kullanımında ise birbirlerinden farklıdır. $r_1 = |r_1| \exp(i\delta_r)$ ve $r_2 = |r_2| \exp(i\delta_r)$ olarak verilir. Bu durumda uygun formüller aşağıda verilmiştir.

$$T = (T_1 T_2)^{1/2}; \quad R = (R_1 R_2)^{1/2} \quad (5.43)$$

$$\delta_r = (\delta_1 + \delta_2) / 2 \quad (5.44)$$

Geçen ışığın şiddeti I_T nin maksimum ve minimum değerleri, Δ değerlerinin 0 ve π ye eşit olduğu durumlar için bulunursa fraksiyonel geçirgenlik

$$\tau_{\max} = I_{T(\max)} / I_0 = T^2 / (1 - R)^2 \quad (5.45)$$

$$\tau_{\min} = I_{T(\min)} / I_0 = T^2 / (1 + R)^2 \quad (5.46)$$

denklemleriyle verilir. Eğer A herbir yansımada soğrulan enerjinin miktarını temsil ederse

$$A + R + T = 1$$

olmalıdır. Eğer soğrulma yoksa $R + T = 1$ dir. Bu durumda (5.45) ifadesi $\tau_{\max} = 1$ olur. Bunun anlamı geçen dalğanın pik şiddeti gelen dalğanın pik şiddetine eşittir. Gerçekte A hiçbir zaman sıfıra eşit olmaz ve maksimum geçirgenlik

$$\tau_{\max} = [(1 - A - R) / (1 - R)]^2$$

şeklinde olur.

5.5.2. Çok Katmanlı Film Teorisi

İki sonsuz ortam arasında yer alan tek katmanlı bir dielektrik filmin; kırılma indisi n_1 ve kalınlığı l , ortamlardan birinin kırılma indisi n_0 ve diğerinin kırılma indisi n_T olsun. Dielektrik filmin üzerine n_0 kırılma indisli ortamdan bir ışık ışını gönderilirse bu ışığın genliği E_0 alınırsa fimin yüzeyinden yansıyan ışığın genliği E_0' ve geçen ışığın genliği E_T şeklinde olur. Film içerisinde ileri geri hareket eden dalgaların elektirik alan genlileri Şekil (5.7) ile gösterildiği gibi E_1 ve E_1' şeklindedir.

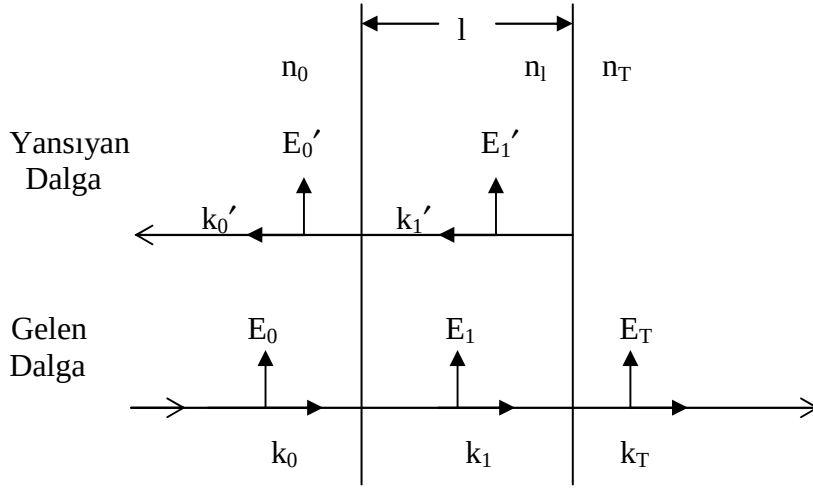
Elektromanyetik dalga için sınır şartları elektirik ve manyetik alanların her yüzeyde sürekli olmasını gerektirir. Bu şartlar aşağıdaki gibi ifade edilir.

ilk yüzey için;

$$\text{Elektirik: } E_0 + E_0' = E_1 + E_1'; \quad \text{Manyetik: } H_0 - H_0' = H_1 - H_1' \quad (H = nE)$$

İkinci yüzey için;

$$\text{Elektirik: } E_1 \exp(ikl) + E_1' \exp(-ikl) = E_T; \quad \text{manyetik: } H_1 \exp(ikl) - H_1' \exp(-ikl) = H_T$$



Şekil.5.7. Tek Katmanlı Bir Dielektrikte Işığın Yansıması ve Geçmesi

Bir yüzeyden diğer bir yüzeye olan l mesafesi boyunca hareket eden dalga için faz faktörleri $\exp(ikl)$ ve $\exp(-ikl)$ şeklindedir. E_1 ve E_1' genlikleri ihmal edilirse;

$$1 + (E_0' / E_0) = [\cos kl - i (n_T/n_1) \sin kl] (E_T / E_0) \quad (5.47)$$

$$n_0 - n_0 (E_0' / E_0) = [-in_1 \sin kl + n_T \cos kl] (E_T / E_0) \quad (5.48)$$

Bu eşitlikler matris formuyla yazılırsa;

$$\begin{bmatrix} 1 \\ n \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 1 \\ -n_0 \end{bmatrix} (E_0' / E_0) = \begin{bmatrix} \cos kl & -i/n_1 \sin kl \\ -in_1 \sin kl & \cos kl \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ n_T \end{bmatrix} (E_T / E_0) \quad (5.49)$$

Bu ifadede kısaltma yaparsak;

$$\begin{bmatrix} 1 \\ n_0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 1 \\ -n_0 \end{bmatrix} r = M \begin{bmatrix} 1 \\ n_T \end{bmatrix} t \quad (5.50)$$

Yansıma katsayısı $r = (E_0' / E_0)$ ve geçirgenlik katsayısı $t = (E_T / E_0)$ şeklindedir. M transfer matrisi;

$$M = \begin{vmatrix} \cos kl & -i/n_1 \sin kl \\ -in_1 \sin kl & \cos kl \end{vmatrix} \quad (5.51)$$

Matris içinde sözü edilen n_1 kırılma indisi ve $k = 2\pi / \lambda = 2\pi n_1 / \lambda_0$ dır. 1,2,3, ..., N e kadar numaralandırılmış N tane katmanın kırılma indisleri $n_1, n_2, n_3, \dots, n_N$ ve kalınlıkları $l_1, l_2, l_3, \dots, l_N$ il temsil edilirse (5.50) eşitliğini elde ettiğimiz aynı yolla çok katmanlı filmler için yansıma ve geçirgenlik katsayılarının matris ifadelerini bulabiliriz.

$$\begin{vmatrix} 1 \\ n_0 \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} 1 \\ -n_0 \end{vmatrix} r = M_1 M_2 M_3 \dots M_N \begin{vmatrix} 1 \\ n_T \end{vmatrix} t \quad (5.52)$$

Katmanların transfer matrisleri $M_1, M_2, \dots, M_N$ şeklinde ifade edilmiştir. Herbir transfer matrisi n, l ve k nın uygun değerleri kullanılarak (5.51) eşitliği ile verilir. Toplam transfer matrisi (M) transfer matrislerinin bir ürünüdür. M matrisi A,B,C ve D elemanlarına sahipse;

$$M_1 M_2 M_3 \dots M_N = M = \begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix} \quad (5.53)$$

Bu elemanların terimleri içinde yer alan r ve t için (5.52) eşitliğini çözebiliriz. Sonuç aşağıdaki gibidir.

$$r = (An_0 + Bn_T n_0 - C - Dn_T) / (An_0 + Bn_T n_0 + C + Dn_T) \quad (5.54)$$

$$t = 2n_0 / (An_0 + Bn_T n_0 + C + Dn_T) \quad (5.55)$$

R yansıması ve T geçirgenliği $R = |r|^2$ ve $T = |t|^2$ terimleriyle ifade edilir.

5.5.3. Film Kalınlığının Hesaplanması

Paralel yerleştirilmiş iki yarı geçirgen ayna üzerine bir ışık gönderildiğinde ayna yüzeylerinden geçen ışınlar girişim olayını gerçekleştirirler Şekil (5.4). Eğer ışık aynaların üzerine dik gönderilirse, maksimum şiddetin meydana geldiği bir noktada iki ayna arasındaki d mesafesi için aşağıdaki ifade verilir.

$$N (\lambda / 2n) = d \quad (5.56)$$

İfadede N , bir tam sayı; n , aynalar arasındaki ortamın kırılma indisi ve λ , vakum ortamındaki ışığın dalgaboyudur. Bir sonraki maksimum ışık şiddetinin elde edildiği λ' dalgaboyun için

$$(N-1) (\lambda' / 2n') = d \quad (5.57)$$

ifadesi verilir. Eşitlikteki n' , λ' dalgaboyundaki kırılma indisini ifade eder. Pratikte (λ, λ') aralığı çok küçük olduğundan, $n = n'$ yaklaşımı yapılabilir. (5.56) ve (5.57) ifadelerinden

$$(1 / \lambda) - (1 / \lambda') = (1 / 2dn)$$

ve kalınlık ifadesi için

$$d = \lambda' \lambda / [2n (\lambda' - \lambda)] \quad (5.58)$$

elde edilir. Eğer ayna yüzeyine gönderilen ışın, normalle açı yapacak şekilde gelirse iki maksimum ışık şiddetinin meydana geldiği λ ve λ' dalgaboylarında eşitlik (5.56) ve (5.57) aşağıdaki gibi olur.

$$2dn \cos\theta = N\lambda$$

$$2dn \cos\theta = (N - 1) \lambda'$$

Her iki ifadeden yeni d kalınlık ifadesi

$$d = \lambda' \lambda / [2n \cos\theta (\lambda' - \lambda)] \quad (5.59)$$

şeklinde elde edilir.

VI. BÖLÜM

6. DENEYSEL ÇALIŞMA

PMMA ince filmleri ile ilgili yapılan deneysel çalışma; taşıyıcıların temizlenmesi, PMMA çözeltilerinin hazırlanması, daldırma ve döndürme yöntemleriyle tek katmanlı filmlerin oluşturulması, çözücünün uçurulması için ince filmlerin fırında bir saat süreyle ısıtılmaları aşamalarından meydana gelmiştir. Deneysel çalışmada kullanılan diğer malzemeler farklı kalınlıklara sahip mikalar ve jelatindir.

6.1. Taşıyıcıların Hazırlanması ve Temizlenmesi

PMMA ince filmleri için taşıyıcı malzemeler olarak cam mikroskop lamaları seçilmiştir. Mikroskop lamalarının kırılma indisi $\lambda = 632.8$ nm için $n = 1.507$ şeklindedir. PMMA ince filmleri için kullanılan taşıyıcılardan mikroskop lamalarının boyutları 2 x 1 cm, kullanılan diğer taşıyıcı cam 2 x 1 cm boyutunda ve 3 mm kalınlığındadır. Taşıyıcı malzemeler uygun boyutlarda kesildikten sonra temizleme işlemine geçilmiştir. Temizleme işleminde izlenen yol aşağıda sırasıyla verilmiştir.

- 1) Taşıyıcı malzemenin sabunlu su ile yıkanması,
- 2) Cam temizleme çözeltisinde yıkanması,
- 3) Son kez aseton ve saf su kullanılarak yıkanması,
- 4) Kuru azot buharında neminin alınması,
- 5) Etüv'de 20 dak. 100 °C kurutulması.

Cam temizleme çözeltisinin hazırlanışı: 500 ml DI-su ve 150 g $\text{Na}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$ bikromat karıştırılır ve üzerine bir litreyi tamamlayacak şekilde çok yavaş bir biçimde %96-98 lik sülfirik asit ilave edilmesiyle elde edilmiş olur.

6.2. Kaplama Sırasında Kullanılacak Çözeltinin Hazırlanışı

Deneyssel çalışmada kullanılan ince filmler için kaplama malzemesi PMMA çözeltisidir. Daldırma ve döndürme yöntemleriyle elde edilen filmler için farklı yoğunluklara sahip çözeltiler hazırlanmıştır.

Daldırma yönteminde kullanılan polimer çözelti; PMMA ve di klor metan (DCM) malzemelerinin % 20, W_{PMMA} / W_{DCM} ağırlık oranındaki karışımı şeklinde hazırlanmıştır. Kullanılan PMMA miktarı 4 g, di klor metan miktarı 20 g olarak alınmıştır. Di klor metan çözücü malzeme olarak kullanılmıştır. Meydana gelen karışım içerisine 0.32 g DAN (2-acetamido-4-nitro-N, N-dimethylaniline) ilave edilmiştir. Üç ayrı malzemeden oluşan karışımın çözünmesi sıvının manyetik karıştırıcı ile sabit bir hız değerinde karıştırılmasıyla sağlanmıştır. Elde edilen karışım, içindeki toz parçacıklarını temizlemek amacıyla kullanılan 0.5 μ m millipore filtre ile süzülerek çözelti hazır duruma getirilmiştir.

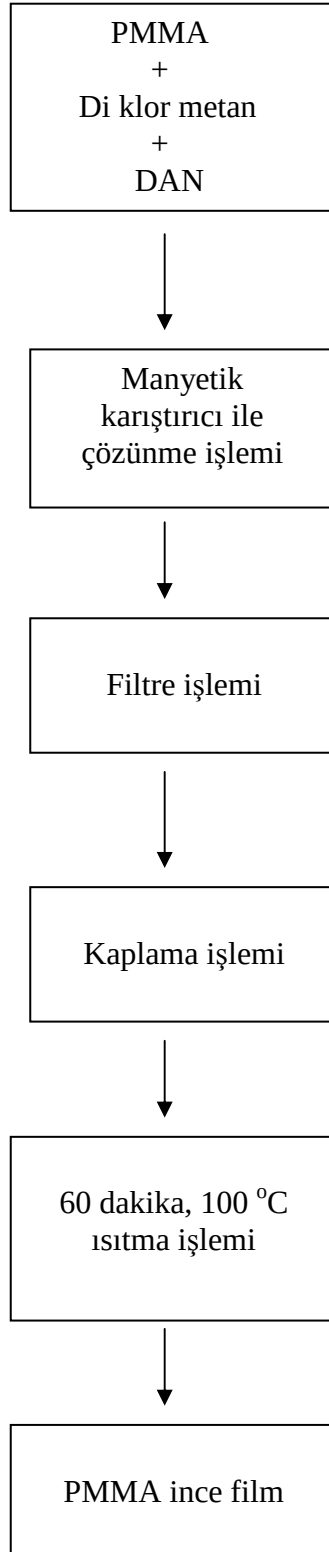
Döndürme yönteminde kullanılan polimer çözelti; PMMA ve di klor metan (DCM) malzemelerinin %2 ve %4, W_{PMMA}/W_{DCM} ağırlık oranlarındaki karışımları şeklinde hazırlanmıştır. %2 oranına sahip çözeltide kullanılan PMMA 0.1 g ve di klor metan 5.08 g şeklindedir. %4 oranında hazırlanan çözelti için 0.2 g PMMA ve 4.92 g di klor metan kullanılmıştır. Manyetik karıştırıcı ile PMMA, çözücü içerisinde çözünerek çözelti hazır duruma getirilmiştir.

6.3. PMMA Örneklerinin Hazırlanması

6.3.1. Daldırma yöntemiyle Örneklerin Hazırlanması

PMMA örneklerinin hazırlanması için kullanılan akış diyagramı şekil (6.1) de verilmiştir. Akış diyagramındaki sıra ile hazırlanan örnekler oluşturulurken daldırma yöntemi kullanılmıştır. Mikroskop lamalar ve 3 mm kalınlığındaki cam taşıyıcı, hazırlanarak bir şişenin içine koyulan PMMA çözeltisine daldırıldıktan sonra giderek yükselen bir hızla çözeltiden dışarı çekilmiştir. PMMA örnekleri daldırma yöntemi ile elde edildiğinden cam taşıyıcıların her iki yüzeyide çözelti ile kaplanmıştır.

Ölçümlerin alınması sırasında yalnızca bir yüzeyi kaplı ince filmler kullanıldığından taşıyıcıların yüzeylerinden birindeki kaplama çıkarılmıştır.



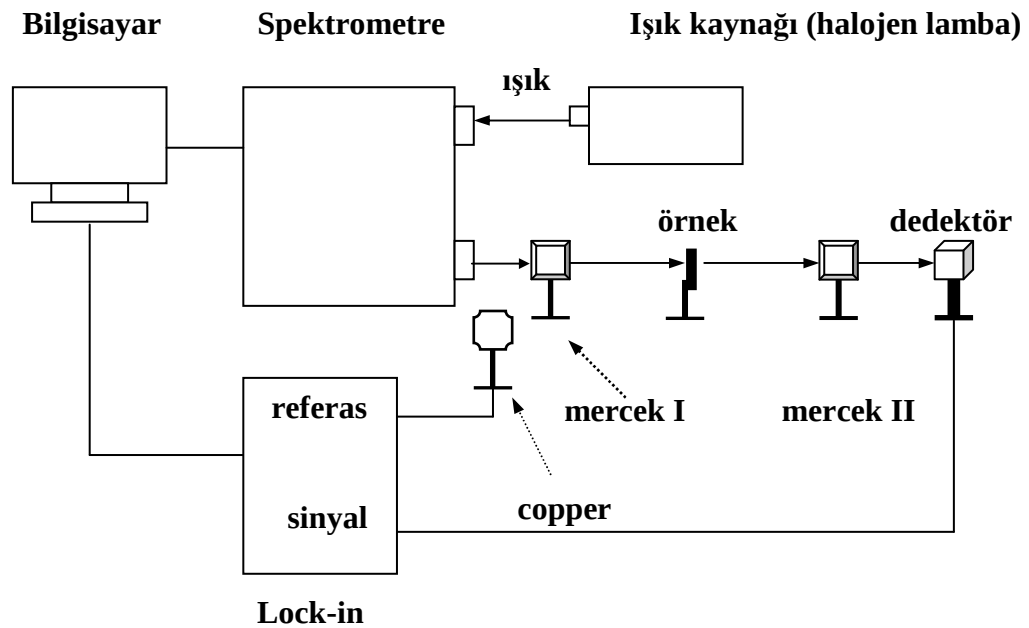
Şekil.6.1. Daldırma Yöntemiyle PMMA İnce Film Oluşturmak İçin Kullanılan Akış Diyagramı

6.3.2. Döndürme yöntemiyle Örneklerin Hazırlanması

Döndürme yöntemiyle malzemelerin elde edilmesinde yapılan işlemler; PMMA ve di klor metandan oluşan çözeltinin hazırlanması, manyetik karıştırıcı ile çözünme işlemi, kaplama işlemi ve 60 dakika 100 °C ısıtma işlemi şeklinde gerçekleştirilmiştir. %2 oranında hazırlanan çözeltinin kullanıldığı malzemelerde, spin-coater kademeli olarak 400 devir/dak hızında 10 sn, 800 devir/dak hızında 10 sn, 1000 devir/dak hızında 40 sn süreyle tutularak elde edilmiştir. %4 oranında hazırlanan çözeltinin kullanıldığı malzemelerde, spin-coater kademeli olarak 300 devir/dak hızında 10 sn, 800 devir/dak hızında 10 sn, 1000 devir/dak hızında 40 sn süreyle tutularak elde edilmiştir.

6.4. Ölçüm Alınırken Kullanılan Cihazlar

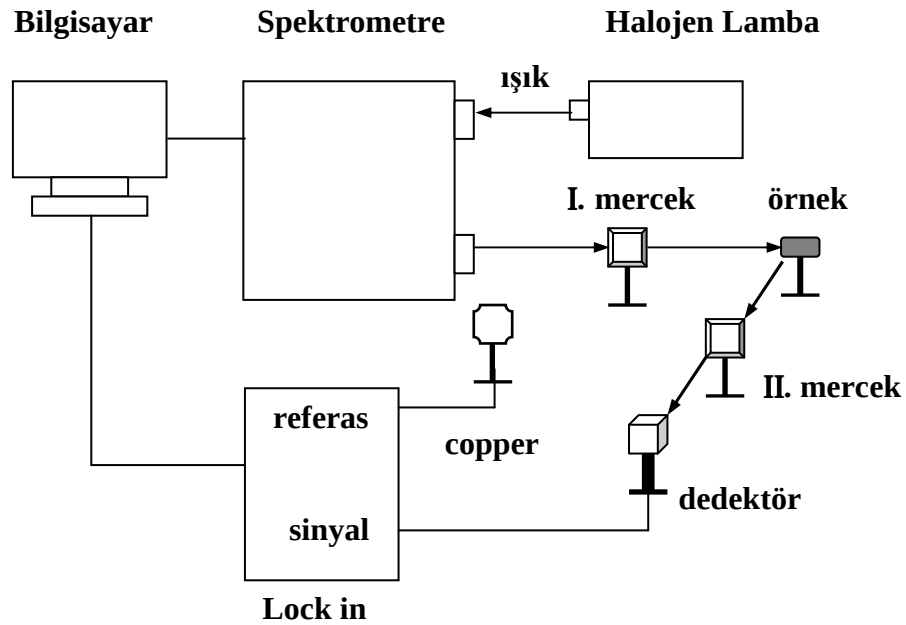
PMMA ince filmleri mika ve jelatin malzemelerinde yapılan kalınlık ölçümleri için kullanılan spektrometre Ebert-Fastie dizaynına sahip Triax 550 monokromatördür (Bölüm 2.4.3). İnce filmler ve mikaların geçirgenlik spektrumu elde etmek için kullanılan deney düzeneği Şekil (6.2) de gösterildiği biçimde kurulmuştur.



Şekil.6.2. PMMA ve Mika Örneklerinin Ölçümlerinde Kullanılan Deney Düzeneği

Deney düzeneğinde yer alan merceklerden ilki monokromatör spektrometrenin çıkış bölümü ile örnek arasına, ikincisi örnek ile dedektör arasına yerleştirilmiştir. Birinci merceğin kullanılmasındaki amaç monokromatörden çıkan ışığın yayılmasına engel olarak örnek üzerine odaklanmasını sağlamaktır. Aynı şekilde ikinci mercekte örnekten çıkan ışığı toplayarak dedektöre odaklar. Düzenekte lock-in ve copper kullanılımasının sebebi ise çevresel etkilerden kaynaklanan gürültüleri önlemektir. Chopperda modüle edilen ışık dedektörden geçerken çevreden kaynaklanan farklı ışıklarında algılayacaktır. Lock-in dedektörden gelen bilginin copperda modüle edilen frekansta kullanılmasını sağlamaktadır. Ölçümlerde kullanılan ışık görünür bölgede ve dalgaboyu $\lambda = 650 \text{ nm}$ dir.

Şekil (6.3) jelatin malzemenin kalınlık ölçümünde kullanılan deney düzeneğidir. Jelatin malzeme için yapılan deneysel çalışmada geçirgenlik spektrumunda oluşması beklenen girişim pikleri net olarak elde edilememiştir. Spektrumdaki bozulmaların jelatinden geçen ışık şiddetinin yüksek bir yüzdeye sahip olmasından kaynaklandığı varsayılarak, malzemenin yansıtması için geçirgenlik spektrumu elde edilmiştir.



Şekil.6.3. Jelatin Örneği İçin Kullanılan Deney Düzeneği

Spektrometreden çıkan ışık I. mercekte odaklanarak örneğin üzerine belirli bir eğim verilerek düşürülmüştür. Kullanılan jelatin malzeme gelen ışığın doğrultusuyla

açı yapacak şekilde yerleştirilerek yansıyan ışık II. mercekten dedektöre odaklanmıştır.

6.5. Ölçümlerde Alınan Sonuçlar

6.5.1. PMMA İnce Filmleri İçin Alınan Ölçüm Sonuçları

PMMA ince filmleri için yapılan kalınlık ölçüm çalışmalarında istenilen geçirgenlik spektrumu elde edilememiştir. Görünür bölgede taranan spektrumda meydana gelmesi beklenen girişim pikleri gözlenememiştir. Bu örnekler için kalınlık hesaplamalarında kullanılan dördüncü bölümde anlatılan çoklu yansımalar metodu, geçirgen bölgede girişim etkisi gerçekleşmediğinden ölçüm alma imkanı sağlamamaktadır.

6.5.2. TM Modunda Mika örnekler İçin Alınan Ölçüm Sonuçları

Her iki mika malzemenin ölçüm sonuçları, malzemenin üzerine düşürülen ışığın farklı gelme açıları için elde edilmiştir. Tablo (1) ve Tablo (2), ışığın malzeme üzerine dört farklı gelme açısıyla gönderildiğinde elde edilen kalınlık değerlerini vermektedir. Tablo (1) mikrometre ile alınan kalınlık ölçüm sonucu $d_1 = 42 \pm 1 \mu\text{m}$ olan birinci mika örneği ve Tablo (2) mikrometre ile alınan kalınlık ölçüm sonucu $d_2 = 32 \pm 1 \mu\text{m}$ olan ikinci mika örneği için elde edilen deneysel sonuçları vermektedir. Şekil (4), (5), (6), (7); $d_1 = 42 \pm 1 \mu\text{m}$ olan mikanın sırasıyla 0° , 5° , 10° ve 15° değerlerindeki gelme açıları için elde edilen geçirgenlik spektrumlarıdır. Şekil (8), (9), (10), (11); $d_2 = 32 \pm 1 \mu\text{m}$ olan mikanın sırasıyla 0° , 5° , 10° ve 15° değerlerindeki gelme açıları için elde edilen geçirgenlik spektrumlarıdır. Mikaların kalınlıkları hesaplanırken normalle paralel gelen ışın için elde edilen geçirgenlik spektrumunda eşitlik (5.58) ve açılı ölçümlerde eşitlik (5.59) kullanılmıştır. Kalınlık hesaplarında, birbirini takip eden iki maksimum girişim pikine karşılık gelen dalgaboyları kullanılmıştır. Mika için kırılma indisi $n_{\text{mika}} = 1.57$ olarak alınmıştır.

Tablo.6.1. TM Modunda d_1 Mika Örneği İçin Ölçüm Sonuçları

Açı değerleri (θ°)	Kırılma İndisi	Kalınlık Değerleri (μm)
0	1.57	42.282 ± 0.828
5	1.57	41.828 ± 0.64
10	1.57	41.058 ± 1.534
15	1.57	41.919 ± 0.72

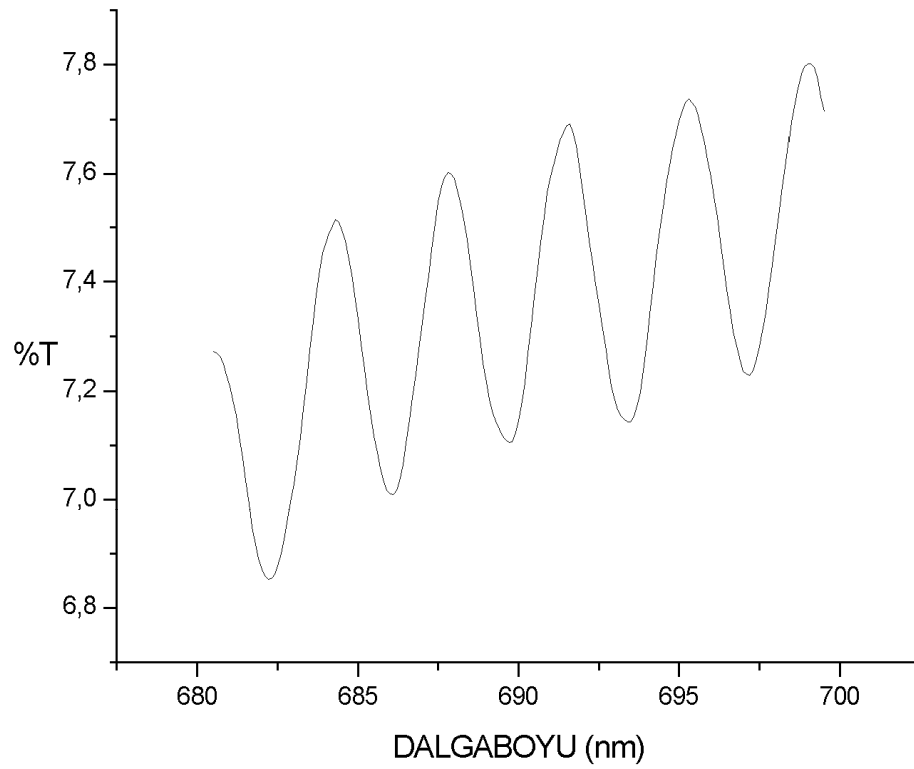
Tablo.6.2. TM Modunda d_2 Mika Örneği İçin TM Ölçüm Sonuçları

Açı değerleri (θ°)	Kırılma İndisi	Kalınlık Değerleri (μm)
0	1.57	31.177 ± 0.256
5	1.57	31.805 ± 0.889
10	1.57	32.125 ± 0.667
15	1.57	30.392 ± 1.884

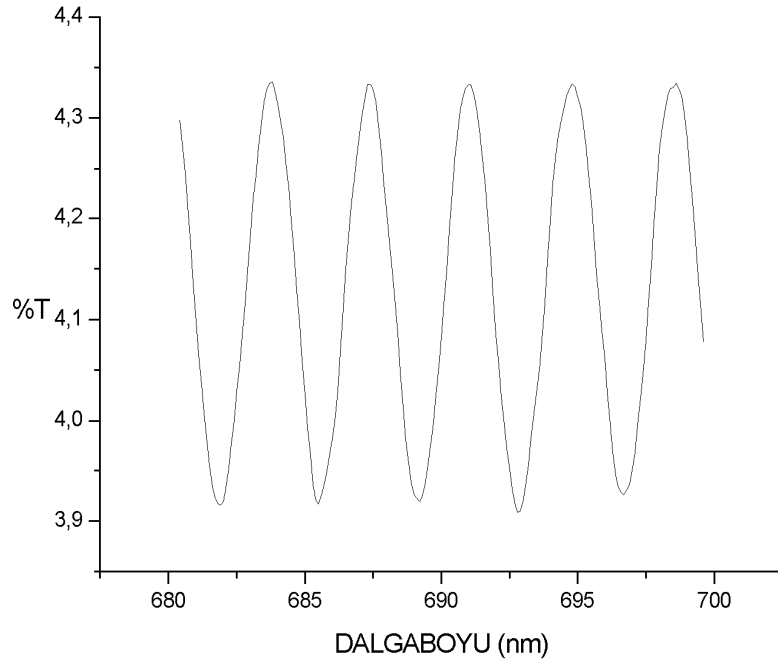
Deneyisel çalışmada kullanılan spektrometrenin sahip olduğu giriş ve çıkış yarık aralıkları 1 mm olarak alınmıştır. Giriş ve çıkış yarık aralıkları bu değerden farklı alındığına geçirgenlik spektrumunda meydana gelen girişim piklerinde bozulmalar ortaya çıkmıştır.

Farklı kalınlıklara sahip mikaların geçirgenlik spektrumları karşılaştırıldığında kalın olan mikanın spektrumunda daha ince olan mikanın geçirgenlik spektrumuna göre girişim piklerinin maksimum noktaları arasındaki değer daha düşüktür. Film kalınlığının artmasıyla birlikte girişim piklerinin genlikleri küçülmektedir. Ayrıca ışığın mika üzerine gelme açısı büyüdükçe girişim piklerinin genlikleride artmaktadır. Örnek üzerine gelen ışık dik değilde belirli bir açıyla gönderildiğinde ışığın film içinde alacağı optik yol büyüyeceğinden piklerin genlikleride artacaktır. Açılı ölçümlerde elde edilen geçirgenlik spektrumlarında girişim piklerinin net bir şekilde eldesini engelleyen bozulmalar meydana gelmiştir. Girişim piklerinde oluşan

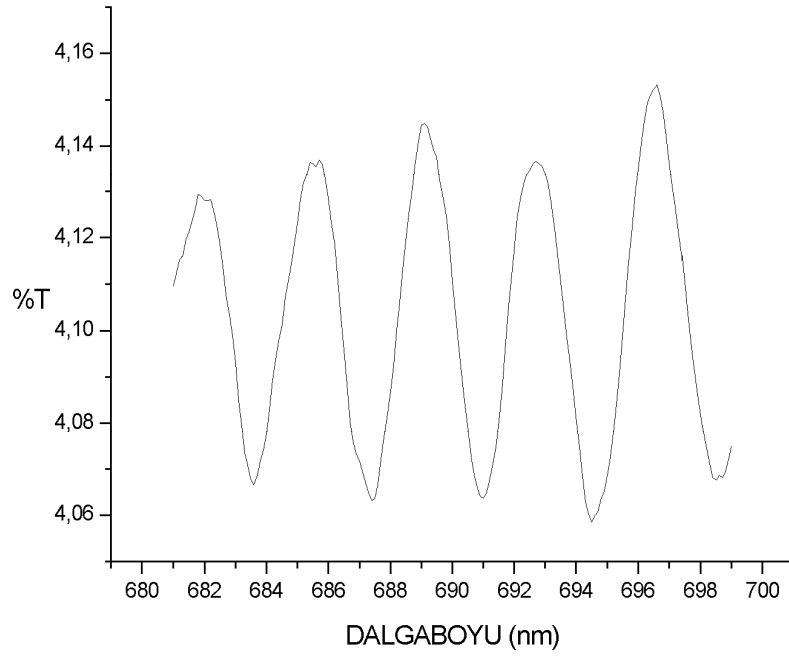
bozulmaların, malzeme üzerine eğimli gelen ışığın film içerisinde, gürültülere sebep verecek girişimler gerçekleştirdiğinden meydana geldiği düşünülmüştür. Spektrumu gürültülerden arındırmak için polimerizasyon tekniğine dayalı bir filtre programından yararlanılmıştır.



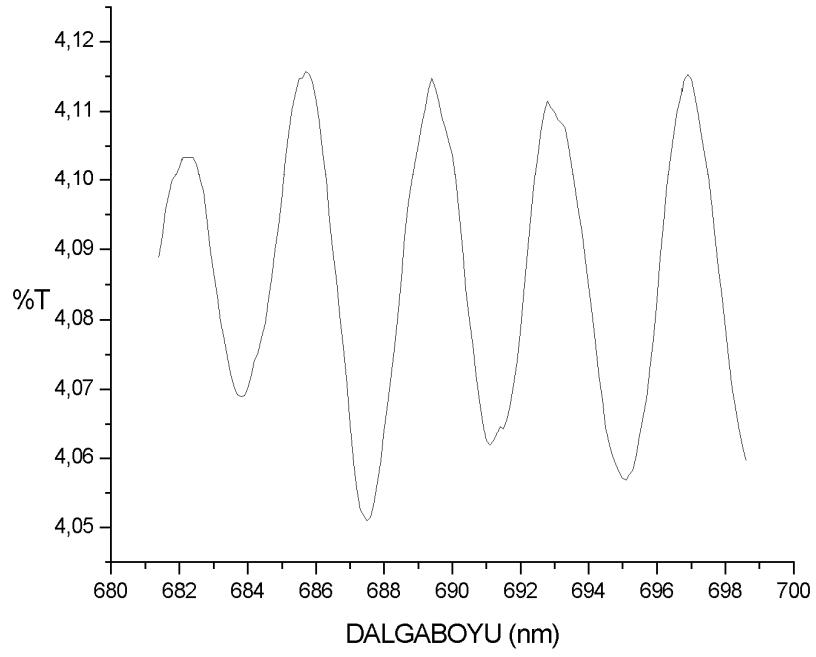
Şekil 6.4. TM Modunda d_1 Örneği İçin 0° Açıda Alınan Geçirgenlik Spektrumu



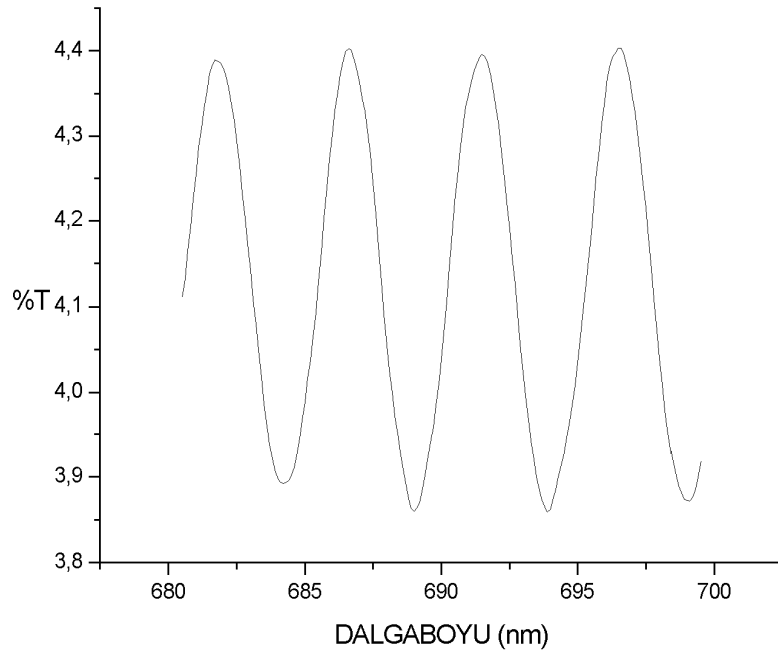
Şekil 6.5. TM Modunda d_1 Mika Örneği İçin 5° Açıda Alınan Geçirgenlik Spektrumu



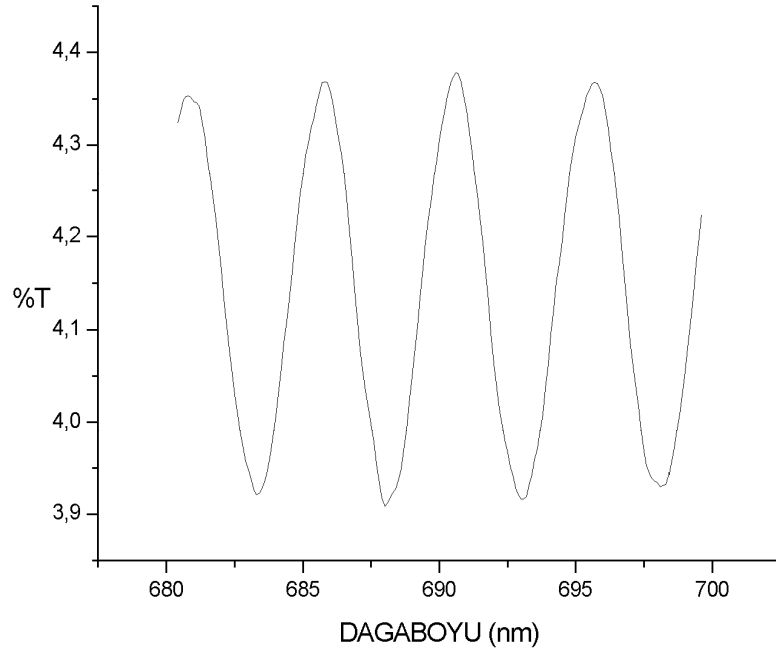
Şekil 6.6. TM Modunda d_1 Örneği İçin 10° Açıda Alınan Geçirgenlik Spektrumu



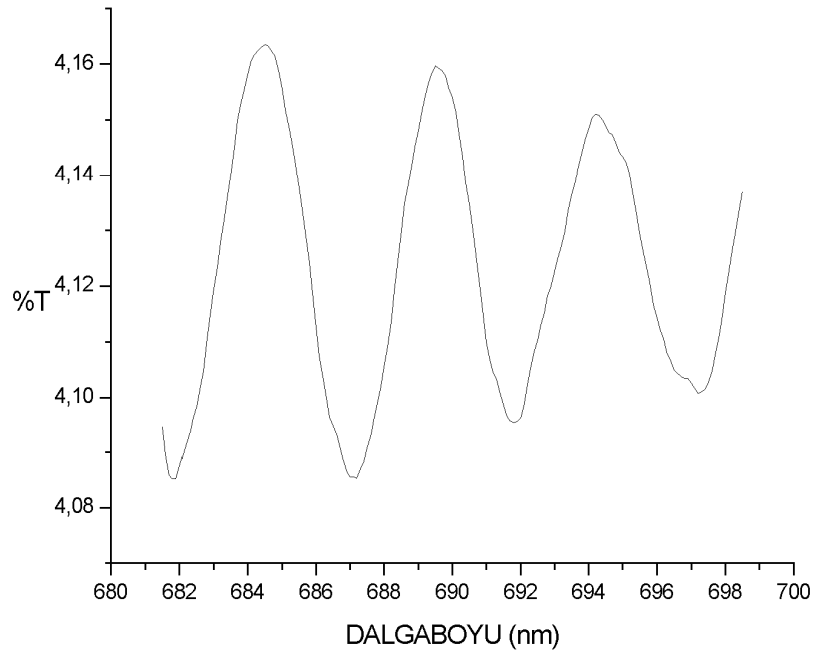
Şekil 6.7. TM Modunda d_1 Örneği İçin 15° Açıda Alınan Geçirgenlik Spektrumu



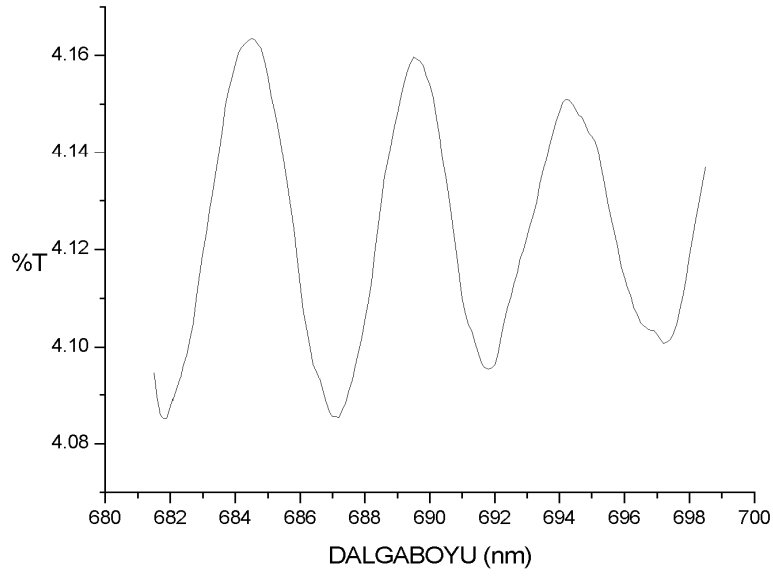
Şekil 6.8. TM Modunda d_2 Örneği İçin 0° Açıda Alınan Geçirgenlik Spektrumu



Şekil 6.9. TM Modunda d_2 Örneği İçin 5° Açıda Alınan Geçirgenlik Spektrumu



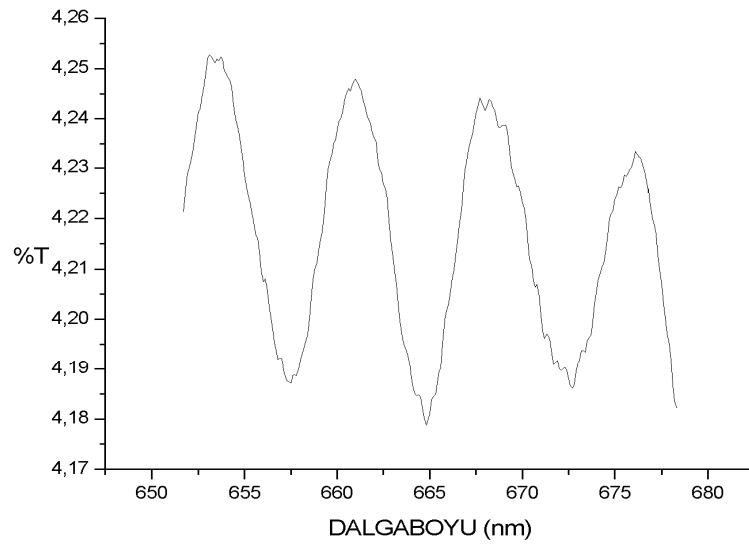
Şekil 6.10. TM Modunda d_2 Örneği İçin 10° Açıda Alınan Geçirgenlik Spektrumu



Şekil 6.11. TM Modunda d_2 Örneği İçin 15° Açıda Alınan Geçirgenlik Spektrumu

6.5.3. TM Modunda Jelatin Örneği İçin Alınan Ölçüm Sonucu

Jelatin örnek için yapılan kalınlık ölçümü sonucu elde edilen geçirgenlik spektrumu Şekil (12) de verilmiştir.



Şekil 6.12. TM Modunda Jelatin Örneği İçin Alınan Yansıma Spektrumu

Jelatin için kırılma indisi $n_{\text{jelatin}} = 1.5$ olarak alındı ve kalınlık hesaplamasında eşitlik (5.59) kullanıldı. Spektrometreden gelen ışık jelatin malzeme üzerine 20° açı ile düşecek şekilde gönderilmiştir. Jelatin örneğinin mikrometre ile alınan kalınlık ölçüm sonucu $d_{\text{jelatin}} = 21 \pm 1 \mu\text{m}$ olmuştur. TM polarizasyonu için elde edilen kalınlık ölçüm sonucu $d_{\text{jelatin}} = 20.782 \pm 0.696 \mu\text{m}$ şeklindedir.

6.5.4. TE Modunda Mika Örnekleri İçin Ölçüm Alınan Sonuçları

TE polarizasyonuna sahip ışık için 0° , 5° , 10° ve 15° , gelme açılarında d_1 ve d_2 kalınlıklarına sahip mikaların geçirgenlik spektrumları elde edilmiştir. Tablo (6.3) TE modunda d_1 mika örneği için hesaplanan kalınlık değerlerini, Tablo (6.4) d_2 mika örneğinin hesaplanan kalınlık değerlerini vermektedir.

Tablo.6.3. TE Modunda d_1 Mika Örneği İçin Elde Edilen Sonuçlar

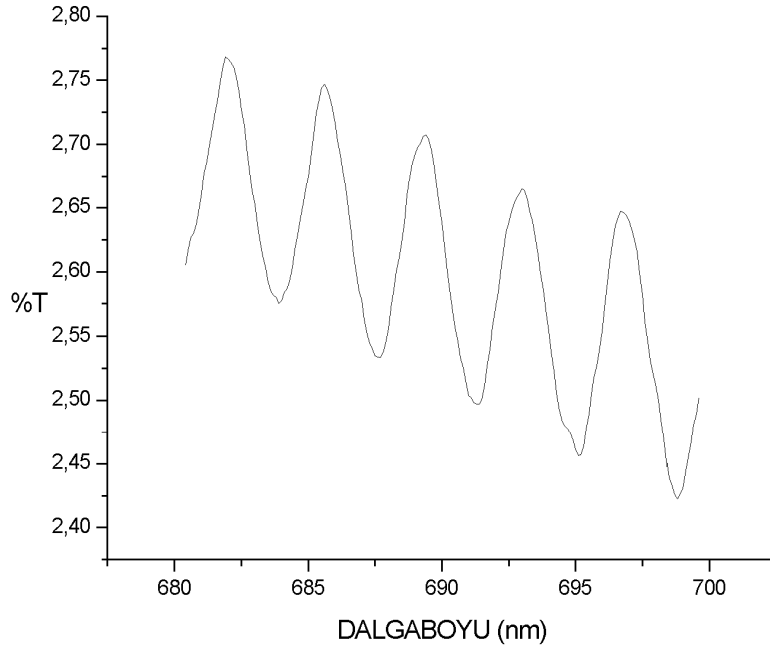
Açı değerleri (θ°)	Kırılma İndisi	Kalınlık Değerleri (μm)
0	1.57	41.248 ± 0.924
5	1.57	41.608 ± 1.146
10	1.57	42.265 ± 0.942
15	1.57	40.726 ± 1.224

Tablo.6.4. TE Modunda d_2 Mika Örneği İçin Elde Edilen Sonuçlar

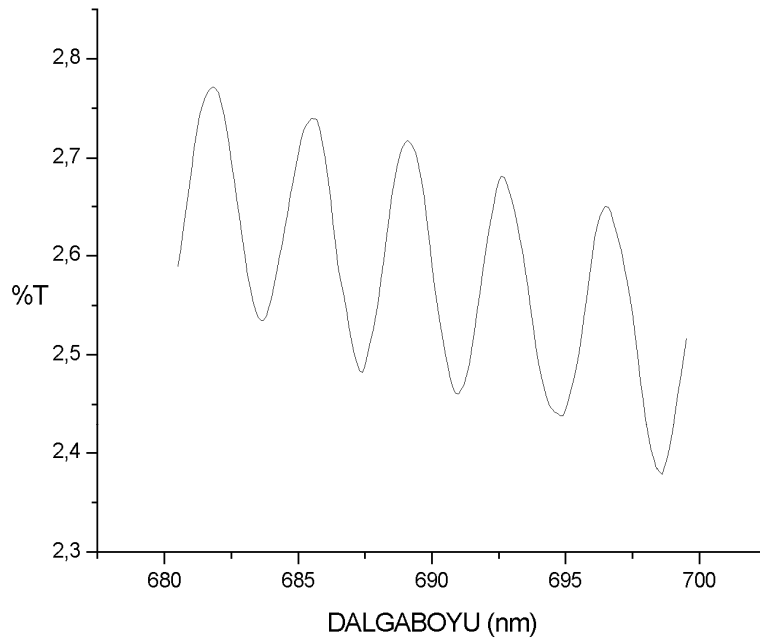
Açı değerleri (θ°)	Kırılma İndisi	Kalınlık Değerleri (μm)
0	1.57	31.755 ± 0.396
5	1.57	32.493 ± 0.794
10	1.57	32.002 ± 0.548
15	1.57	31.800 ± 0.328

TE ve TM polarizasyonuna sahip ışık için elde edilen kalınlık ölçüm sonuçları birbirine çok yakındır. Işığın polarizasyonunun değişmesi ölçüm sonuçlarını etkilememiştir. Şekil (6.13), (6.14), (6.15), (6.16); TE modunda d_1 mika örneği için

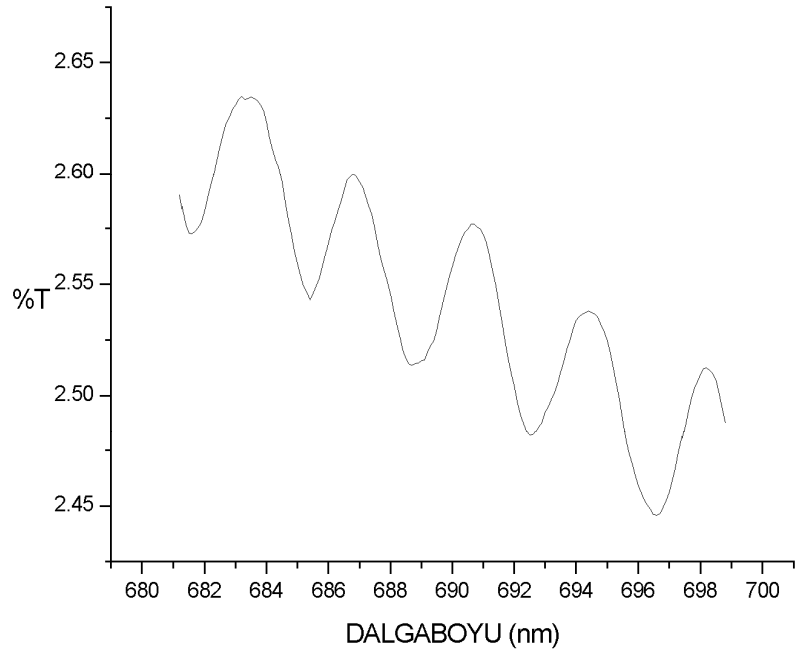
alınan geçirgenlik spektrumlarını, Şekil (6.17), (6.18), (6.19), (6.20); TE modunda d_2 mika örneği için alınan geçirgenlik spektrumlarını göstermektedir.



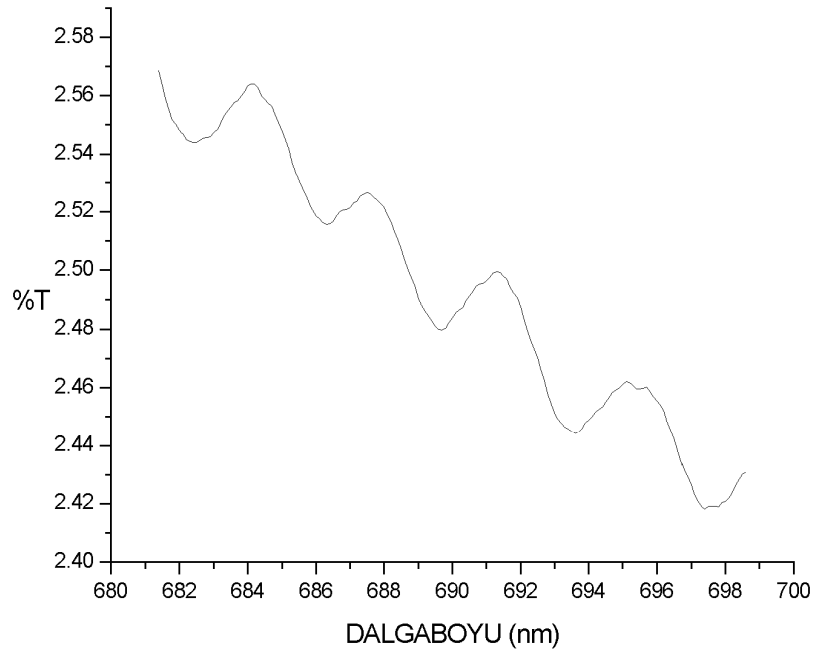
Şekil.6.13. TE Modunda d_1 Örneği İçin 0° Açıda Alınan Geçirgenlik Spektrumu



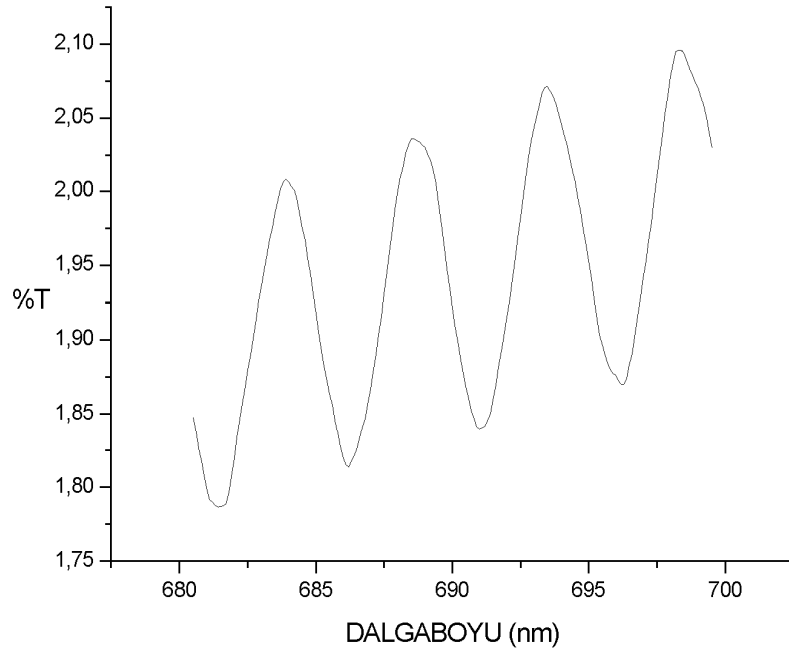
Şekil.6.14. TE Modunda d_1 Örneği İçin 5° Açıda Alınan Geçirgenlik Spektrumu



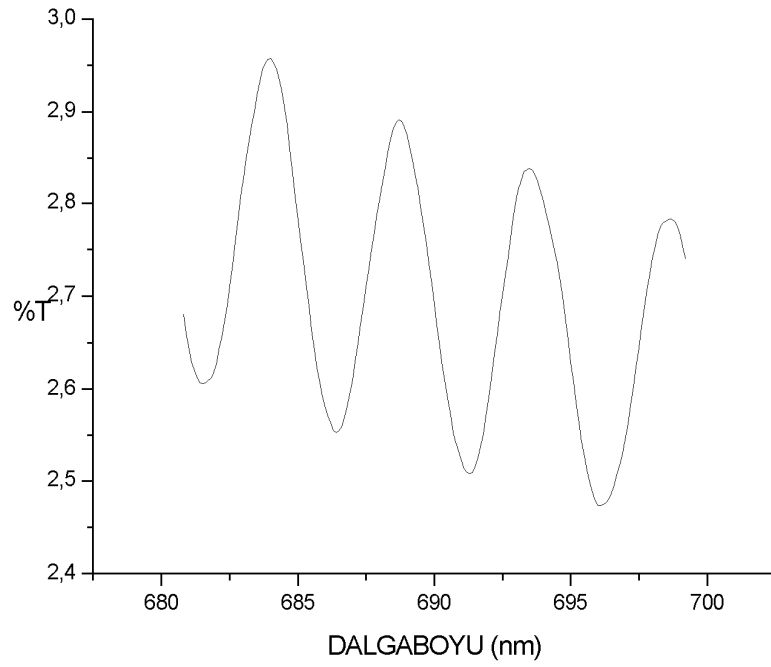
Şekil.6.15. TE Modunda d_1 Örneği İçin 10° Açıda Alınan Geçirgenlik Spektrumu



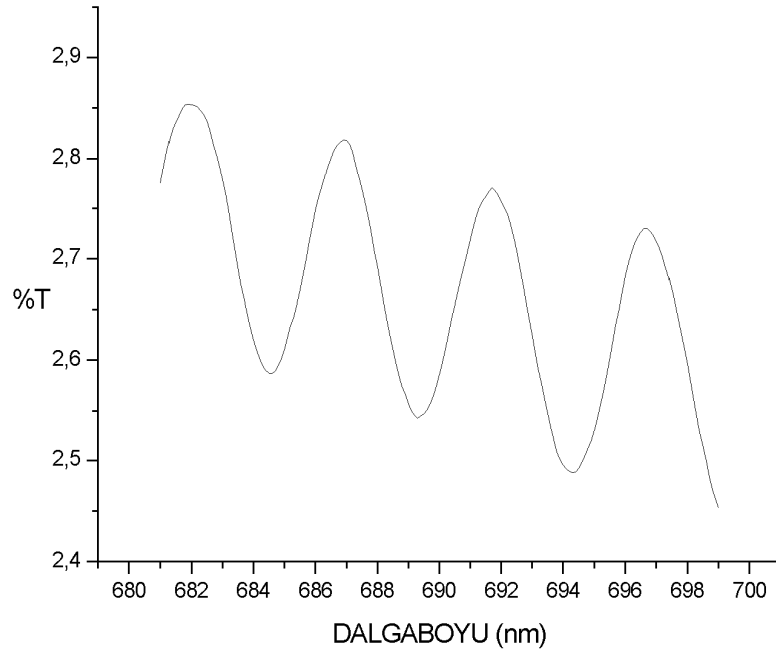
Şekil.6.16. TE Modunda d_1 Örneği İçin 15° Açıda Alınan Geçirgenlik Spektrumu



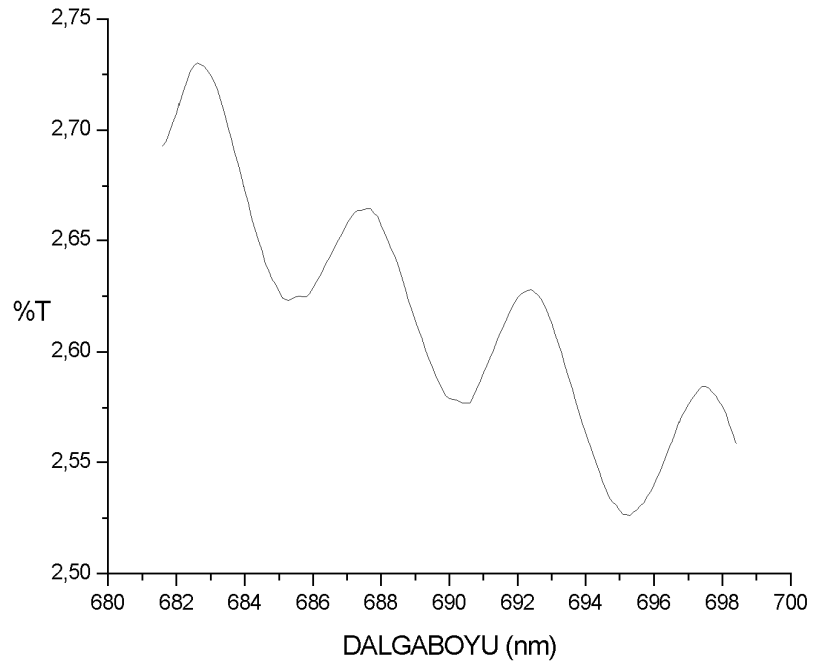
Şekil.6.17. TE Modunda d₂ Örneği İçin 0° Açıda Alınan Geçirgenlik Spektrum



Şekil.6.18. TE Modunda d₂ Örneği İçin 5° Açıda Alınan Geçirgenlik Spektrum



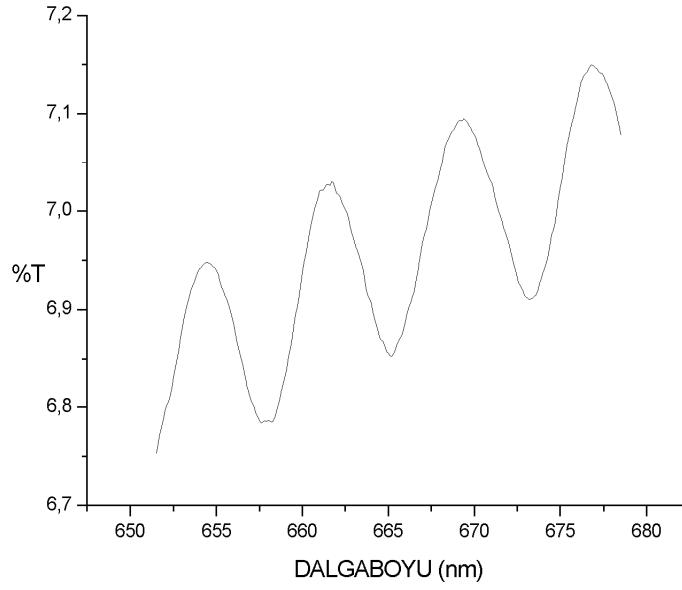
Şekil.6.19. TE Modunda d_2 Örneği İçin 10° Açıda Alınan Geçirgenlik Spektrum



Şekil.6.20. TE Modunda d_2 Örneği İçin 15° Açıda Alınan Geçirgenlik Spektrumu

6.5.5. TE Modunda Jelatin Malzeme İçin Alınan Ölçüm Sonucu

Jelatin örneği için TE modunda elde edilen kalınlık değeri $d_{\text{jelatin}} = 20.747 \pm 0.092 \mu\text{m}$ şeklindedir. Şekil (6.21) TE modu için jelatinin geçirgenlik spektrumunu vermektedir.



Şekil.6.21. TE Modunda Jelatin Örneği İçin Alınan Yansıma Spektrumu

VII. BÖLÜM

7. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

7.1.Sonuçlar

Daldırma ve döndürme yöntemiyle hazırlanan PMMA ince filmleri ile farklı kalınlıklara sahip mikalar ve jelatin malzeme için yapılan deneysel çalışmalarda bu filmlere ait kalınlık değerleri ölçülmüştür.

Döndürme ve daldırma yöntemleriyle, farklı yoğunluk değerlerine sahip çözeltilerden PMMA ince filmleri hazırlanmıştır. Elde edilen PMMA ince filmleri için yapılan deneysel çalışmalar sonucu, bu numunelere ait geçirgenlik spektrumunda elde edilmesi beklenen girişim pikler oluşmamıştır. Bu nedenle deneysel çalışmalarda kullanılan spektroskopik yöntemin çalışılan PMMA numunelerinin kalınlık ölçüm sonuçlarını elde edebilmek için yeterli olmadığı anlaşılmıştır.

Farklı kalınlıklara sahip iki adet mika malzeme için elde edilen geçirgenlik spektrumlarından, eşitlik (5.58) ve eşitlik (5.59) kullanılarak kalınlık değerleri hesaplanmıştır. Kalınlık ölçümleri ışığın TM ve TE polarizasyonları için elde edilmiştir. Işın demeti malzeme üzerin dört farklı gelme açısıyla düşürülerek her açı değeri için örneklerin kalınlıkları hesaplanmıştır. Işığın her iki polarizasyonu ve farklı gelme açıları için elde edilen kalınlık değerleri Tablo (6.1), (6.2), (6.3), (6.4) ile gösterilmiştir. Deneysel çalışmada elde edilen geçirgenlik spektrumları incelendiğinde, oluşan girişim piklerinin, kalınlıkları farklı olan mikalar için farklı genliklere sahip olduğu görülmektedir. İnce olan mika için alınan geçirgenlik spektrumunda oluşan girişim pikleri daha kalın olan mikanın oluşturduğu girişim piklerinden daha büyük bir genliğe sahiptir. Farklı gelme açıları için elde edilen geçirgenlik spektrumlarının karşılaştırılmasıyla açı değerinin büyümesiyle birlikte girişim piklerinin genliklerinin arttığı gözlemlenmiştir. Malzeme üzerine gönderilen ışık ışını bir eğime sahip olduğunda, malzemenin içerisinde katettiği optik yol dik gelen ışığın ilerlediği optik yoldan daha uzun olacağından girişim piklerinde yayılma

meydana gelmiştir. Ayrıca ışığın malzeme üzerine açıyla gönderildiğinde elde edilen geçirgenlik spektrumlarındaki girişim piklerinde istenmeyen gürültü pikleri oluşmuştur. Işık ışınının örnek film içerisindeki yansıma ve kırılmaları sırasında ışının malzeme içerisine eğimli girmesinden dolayı oluşan bozulmalar girişim piklerinde gürültülere sebep vermektedir. Geçirgenlik spektrumunu gürültülerden arındırmak için bir filtre programından yararlanılmıştır.

Deneyisel çalışmada kullanılan jelatin malzeme için elde edilen kalınlık değerleri; TM modu için $d_{\text{jelatin}} = 20.782 \pm 0.696 \mu\text{m}$ ve TE modu için $d_{\text{jelatin}} = 20.247 \pm 0.092 \mu\text{m}$ şeklindedir. Işığın TE ve TM polarizasyonlarında mika ve jelatin malzemeler için elde edilen kalınlık değerleri birbirine yakın sonuçlar vermiştir.

7.2. Öneriler

Film kalınlığı ölçümlerinde çalışılan malzemenin yüzeyinin homojen olması güvenilir sonuçlar alınabilmesi için önemlidir. Homojen olmayan film örneklerinde yüzeydeki değişimler girişim etkisini bozacağından sağlıklı sonuçlar elde edilemez. Ayrıca film üzerine dağınık gönderilen ışık film yüzeyinin farklı noktalarında farklı yansıma ve kırılmalar gösterebileceğinden ışığın odaklanması yararlı olacaktır. Ölçümlerde ışık film üzerine nokta halinde düşürülmelidir. Deneyisel çalışmada kullanılan spektrometre dizaynında bulunan giriş ve çıkış yarıkları uygun aralıklarda ayarlanmadığı zaman elde edilen spektrumda oluşan piklerde bozulmalara sebep verecektir.

Döndürme yöntemiyle ince film oluşturmak için kullanılan PMMA çözeltisinin düşük yoğunluk oranına sahip olması gerekmektedir. Döndürme işlemi sırasında çözeltinin film yüzeyi üzerinde yeteri kadar düzgün ve pürüzsüz bir şekilde dağılabilmesi için çözeltide kullanılan PMMA miktarının çözücüye oranla çok daha az olması gerekmektedir. Homojen bir ince film elde edebilmek için çözücü olarak di klor metan kullanıldığında %2 ile %5 oranları arasında PMMA çözeltileri hazırlanması yararlı olacaktır. Ayrıca çözücü malzeme olarak kullanılan di klor metanın çok kısa zamanda uçması döndürme işleminin yapıldığı sürenin kısa tutulmasını gerektirmektedir.

KAYNAKLAR

- [1] WD NESSE, Introduction to Mineralogy, Oxford Univ. Press, 2000 ISBN 0-19-510691-1; Laboratory Manual
- [2] CHRISTOPHER PALMER, ERWIN LOEWEN, Diffraction Grating Handbook, Richardson Grating Laboratory, New York (2000)
- [3] PUTNİS A., Introduction to Mineral Sciences, Cambridge University Press,(1993)
- [4] F.C. MATACOTTA, G. OTTAVIANI, Science and technology of thin film / ed. Baskı Singapore: World Scientific publishing Co.,:1995
- [5] MATT YOUNG, Optics and Lasers, Including Fibers and Optical Waveguides, 3rd ed. (Springer, New York, 1986)
- [6] BOYD, T.J.M., C.A. COULSON, Electricity, New York: Longman Group Limited, 1979
- [7] DONALD L. SMİTH, Thin Film Deposition Principles and Practice, McGraw-Hill,inc.,1995
- [8] L. WORD, The optical Constants of Bulk Materials and Films, Second Edition, Honorary Research Fellow Coventry University, Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia (1994)
- [9] SWANEPOEL R., Determination of the Thickness and Optical Constants of Amorphous Silicon, J. Phys. E:Sci. Instrum., Vol. 16. Pp.1214-1222, (1983)
- [10] P.K. TIEN, Light Waves in Thin Films and Integrated Optics, Applied Optics/ Vol.10, No.11/ November 1971
- [12] L.I. MAİSSEL, R. GLANG, Handbook of Thin Film Technology, NewYork: McGraw Hill,1970
- [13] H.F. HAZEBROEK, W.M. VISSER, Automatic Laser Interferometric Ellipsometry and Precision Reflectometry, J. Phys. E:Sci. Instrum., Vol. 16. Pp.654, (1983)
- [14] W.H. SOUTHWELL, W.J. GUNNING, High-Speed Ellipsometry for Thin Film Deposition Monitoring, SPIE, Thin Film Technologies III, p. 84, 1988
- [15] K.L. SAENGER, H.M. TONG, Laser interferometric Measurement of Polimer Thin Film Thickness Changes During Processing, J. Appl. Polym. Sci., vol. 33, p. 1777, 1987

- [16] Z.H. ZHOU, I. YANG, F. YU, R. REIF, Fundamentals of Thickness Measurements Using Reflection and Emission Fourier Transform Infrared Spectroscopy, J. Appl. Phys., vol. 73, no. 11, pp. 7331-7337, 1993
- [17] GRANT R. FOWLES, Introduction to Modern Optics, Dover Publications inc., New York, 1989
- [18] CATHRO K., CONSTABLE D., SOLOGA T., Silica Low Reflection Coatings for Collector Covers by a Dip Coating Process, Solar Energy, 32, (1984), 573
- [19] BENNET J.M., J. Opt. Soc. Am. 54 612, 1964
- [20] BOUSQUET A., ROUARD P., j. Phys. Radium 21 873, 1960
- [21] Z.H. ZHOU, R. REIF, Epi-Film Thickness Measurements Using Emission Fourier Transform Infrared Spectroscopy-Part I: Sensor Characterization, IEEE Transactions on Semiconductor Manufacturing, Vol. 8 No. 3, August 1995
- [22] Staff of Research and Education Association Dr. M. Fogiel, Chief Editor, Rea's Problem Solvers Optics, New Jersey, 1990

ÖZGEÇMİŞ

1974 yılında İstanbul’da doğmuştur. Trakya Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik bölümündeki eğitimi 1993 yılında başlamıştır. Aynı bölümden 1997 yılında mezun olmuştur. 1997 yılında G.Y.T.E. Fizik bölümü yüksek lisans programına girmeye hak kazanmış ve halen yüksek lisans eğitimine devam etmektedir.