



**T.C.
SIVAS CUMHURİYET ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**GÖRÜNTÜ KALİTESİNİN ARTTIRILMASINDA OPTİK
YÜZEYLERİN ETKİSİNİN İNCELENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**Levent AÇIKGÖZ
(201592231001)**

**Optik Mühendisliği Ana Bilim Dalı
Tez Danışmanı: Prof. Dr. Fatih UNGAN**

**SIVAS
TEMMUZ 2019**

Levent AÇIKGÖZ'ün hazırladığı ve “GÖRÜNTÜ KALİTESİNİN ARTTIRILMASINDA OPTİK YÜZEYLERİN ETKİSİNİN İNCELENMESİ” adlı bu çalışma aşağıdaki jüri tarafından **OPTİK MÜHENDİSLİĞİ ANA BİLİM DALI**'nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Tez Danışmanı	Prof. Dr. Fatih UNGAN Sivas Cumhuriyet Üniversitesi
Jüri	Prof. Dr. Ebru ŞENADIM TÜZEMEN Sivas Cumhuriyet Üniversitesi
Jüri	Doç. Dr. Karamanoğlu Mehmet Bey Üniversitesi

Bu tez, Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tarafından **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak onaylanmıştır.

Prof. Dr. İsmail ÇELİK
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ MÜDÜRÜ

Bu tez, Cumhuriyet Üniversitesi Senatosu'nun 20.08.2014 tarihli ve 7 sayılı kararı ile kabul edilen Fen Bilimleri Enstitüsü Lisansüstü Tez Yazım Kılavuzu (Yönerge)'nda belirtilen kurallara uygun olarak hazırlanmıştır.



Bütün hakları saklıdır.
Kaynak göstermek koşuluyla alıntı ve gönderme yapılabilir.

© Levent AÇIKGÖZ, 2019

ETİK

Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Tez Yazım Kılavuzu (Yönerge)'nda belirtilen kurallara uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmada;

- ✓ Bütün bilgi ve belgeleri akademik kurallar çerçevesinde elde ettiğimi,
- ✓ Görsel, işitsel ve yazılı tüm bilgi ve sonuçları bilimsel ahlak kurallarına uygun olarak sunduğumu,
- ✓ Başkalarının eserlerinden yararlanılması durumunda ilgili eserlere, bilimsel normlara uygun olarak atıfta bulunduğumu ve atıfta bulunduğum eserlerin tümünü kaynak olarak gösterdiğimi,
- ✓ Bütün bilgilerin doğru ve tam olduğunu, kullanılan verilerde herhangi bir değişiklik yapmadığımı,
- ✓ Tezin herhangi bir bölümünü, Cumhuriyet Üniversitesi veya bir başka üniversitede, bir başka tez çalışması olarak sunmadığımı; beyan ederim.

02/07/2019

Levent AÇIKGÖZ

ÖZET

GÖRÜNTÜ KALİTESİNİN ARTTIRILMASINDA OPTİK YÜZEYLERİN ETKİSİNİN İNCELENMESİ

Levent AÇIKGÖZ

Yüksek Lisans Tezi

Optik Mühendisliği Ana Bilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Fatih UNGAN

2019, 40+xi sayfa

Bu çalışmada özellikle alttaşın kırılma indisine bağlı olarak üzerinde kaplanan ince filmin yansımaya etkisi incelenmiştir. İstenilen dalga boyunda, özellikle alttaş kırılma indisine bağlı olarak, yansımayı en aza indirecek $n.d$ kırılma indisi ile kalınlık çarpımının optimizasyonu araştırılmıştır. Elektromanyetik alanın (EMA) ince film-alttaş yüzeyine dik ve paralel (TE ve TM) kiplerinde gelen ışığın normale göre yaptığı açıya bağlı olarak yansımaları araştırılmıştır. Çalışmada Ge alttaş üzerinde ZnS ve ZnO ince filmlerin kalınlık ve EMA'nin geliş açısında göre yansımaları çalışmaları yapılmıştır.

Anahtar Kelimeler: İnce Film, Antireflektör Kaplama, Optik Yansımalar

ABSTRACT

INVESTIGATION OF THE EFFECT OF OPTICAL SURFACES IN IMPROVING IMAGE QUALITY

Levent AÇIKGÖZ

Master of Science Thesis

Department of Optics Engineering

Supervisor: Prof. Dr. Fatih UNGAN

2019, 40+xi pages

In this study, the effect of thin film coated on the substrate is investigated, especially due to the refractive index of the substrate. The optimization of the thickness multiplication by the refractive index n_d , which minimizes the reflection, has been investigated in the desired wavelength due to the substrate index. The reflection of the electromagnetic field (EMA), which is perpendicular to the thin-film-substrate surface and parallel to the surface (TE and TM), is investigated. On the other hand, the reflection studies of the thickness of ZnS and ZnO thin films on the Ge were made according to the angle of incidence of EMA.

Key Words: Thin Film, Antireflector Coating, Optical Reflection

TEŞEKKÜR

Yüksek Lisans çalışmam süresince bilgi ve tecrübelerini benden esirgemeyen ve bana bir yol gösterici olan değerli danışman hocam Prof. Dr. Fatih UNGAN'a en içten teşekkürlerimi sunuyorum. Aynı zamanda bana sağlamış oldukları çok büyük katkılardan dolayı değerli hocalarım Prof. Dr. Yüksel ERGÜN'e, Prof. Dr. Ebru ŞENADIM TÜZEMEN'e ve Yüksek Lisans eğitimime başlamamda bana destek olan Doç. Dr. Serkan AKKOYUN'a da teşekkürü bir borç bilirim.



İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	vi
ABSTRACT	vii
TEŞEKKÜR	viii
İÇİNDEKİLER	ix
ŞEKİLLER DİZİNİ	x
ÇİZELGELER DİZİNİ	xi
1. GİRİŞ	1
2. ELEKTROMANYETİK TEMEL BİLGİSİ	2
2.1. İnce Film Tabakalarından Yansıma.....	4
2.2. Optik Kalınlık ve Özel Şartlar	14
2.3. Antirefleksör Kaplama(Coating).....	16
2.4. Tek Tabaka Antirefleksör Kaplama	17
3. GÖRÜNTÜ KALİTESİNİN ARTTIRILMASINDA OPTİK YÜZEYLERİN ETKİSİ.....	22
3.1. ZnO/Ge – ZnS/Ge Tek Katman Sonuçları	25
3.2. ZnO/Ge Tek Katman Sonuçları.....	32
3.3. ZnS/Ge Tek Katman Sonuçları.....	34
4. SONUÇ VE TARTIŞMALAR.....	36
KAYNAKLAR	38
ÖZGEÇMİŞ.....	40

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1: Kalınlığı d ve kırılma indisi N_1 olan ince filme bir θ_0 açısı ile gelen ışın demetinin şematik gösterimi.....	4
Şekil 2.2: Gelen ışının optiksel yol fazı (şematik).....	5
Şekil 2.3: 3. Tabaka altta olmak üzere 2 ince filmin ve kırılma indisleri ara yüzeyler ile birlikte gösterilmiştir.	7
Şekil 2.4: Tek katman antireflektör kaplama.....	17
Şekil 2.5: Yapıcı girişim	18
Şekil 2.6: Yok edici girişim	18
Şekil 3.1: ZnO'in dalgaboyuna göre kırılma indisi.....	23
Şekil 3.2: ZnS'in dalga boyuna göre kırılma indisi.	23
Şekil 3.3: Ge'un dalgaboyuna göre kırılma indisi.	24
Şekil 3.4: Ge üzerine ZnO ve ZnS ince filmlerin 0° 'de p polarizasyonu için yansımanın λ_0/λ 'ya göre değişimi.....	25
Şekil 3.5: Ge üzerine ZnO ve ZnS ince filmlerin 15° 'de p polarizasyonu için yansımanın λ_0/λ 'ya göre değişimi.....	26
Şekil 3.6: Ge üzerine ZnO ve ZnS ince filmlerin 30° 'de p polarizasyonu için yansımanın λ_0/λ 'ya göre değişimi.....	27
Şekil 3.7: Ge üzerine ZnO ve ZnS ince filmlerin 45° 'de p polarizasyonu için yansımanın λ_0/λ 'ya göre değişimi.....	27
Şekil 3.8: Ge üzerine ZnO ve ZnS ince filmlerin 60° 'de p polarizasyonu için yansımanın λ_0/λ 'ya göre değişimi.....	28
Şekil 3.9: Ge üzerine ZnO ve ZnS ince filmlerin 0° 'de s polarizasyonu için yansımanın λ_0/λ 'ya göre değişimi	29
Şekil 3.10:Ge üzerine ZnO ve ZnS ince filmlerin 15° 'de s polarizasyonu için yansımanın λ_0/λ 'ya göre değişimi.....	30
Şekil 3.11:Ge üzerine ZnO ve ZnS ince filmlerin 30° 'de s polarizasyonu için yansımanın λ_0/λ 'ya göre değişimi.....	30
Şekil 3.12:Ge üzerine ZnO ve ZnS ince filmlerin 45° 'de s polarizasyonu için yansımanın λ_0/λ 'ya göre değişimi.....	31
Şekil 3.13:Ge üzerine ZnO ve ZnS ince filmlerin 60° 'de s polarizasyonu için yansımanın λ_0/λ 'ya göre değişimi.....	31
Şekil 3.14:Ge üzerine ZnO ince filminin farklı açılarda p polarizasyonu için yansımanın λ_0/λ 'ya göre değişimi.....	32
Şekil 3.15:Ge üzerine ZnO ince filminin farklı açılarda s polarizasyonu için yansımanın λ_0/λ 'ya göre değişimi.....	33
Şekil 3.16:Ge üzerine ZnS ince filminin farklı açılarda p polarizasyonu için yansımanın λ_0/λ 'ya göre değişimi.....	34
Şekil 3.17:Ge üzerine ZnS ince filminin farklı açılarda s polarizasyonu için yansımanın λ_0/λ 'ya göre değişimi.....	35

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1: SI Birim ve Sembolleri.....	3
Çizelge 3.1: Kullanılan malzemelerin kalınlık ve kırılma indisleri.[12; 13].....	22



1. GİRİŞ

Bu çalışmada tek film anti reflektör kaplamanın fiziği tartışılmış ve istenilen dalga boyunda ışığın tam yansıma koşulları kırılma indisleri ile ilişkili olarak tartışılmıştır.

Işık geçişi veya ışığın yansıması, alttaşın ve kaplanacak ince filmin istenilen dalga boyundaki kırılma indisine bağlıdır. Genel olarak %30'luk bir kayıp ince filmlerde kabul edilebilir bir büyüklüktür. Tartışılan teori geri kalan %70'lik ışık şiddetiyle ilgilidir. Elektromanyetik teoreinin temel prensibinden yola çıkarak optik sistemlere uygulanışı 60 yıldır bilinen bilimsel bir temelde iyi anlatılmıştır. İnce film teknolojilerinde son yıllardaki gelişmeler ve Si camların katkılamayla kırılma indislerini yükseltmeye çalışılması ince ürünlerin ortaya çıkmasını sağlamıştır.

Bu tezin amacı, elektromanyetik dalga teorisi temelinde, ince filmlerin ardışık kaplanmasıyla yansımanın daha düşük veya daha yüksek seviyelere çıkarılmasının bilgisini belirli bir düzende vermektir.

Antireflektör kaplama, dürbün ve cam merceklerde ve uydu merceklerinde çok iyi tasarlanmış ve katkılanarak değişik kırılma indisleri mertebelerine ulaştırılmış sistemlerdir. Optik dilinde film kalınlığından daha çok kırılma indisi çarpı film kalınlığı önemlidir. Kırılma indisi büyütülürse daha ince filmlerle daha uygun sonuçlar alınabilir.

Bu tezin amacı, film kaplama teknolojilerinin bilimsel öğretisinin yapılan özel programlarla açıklanmasına yöneliktir. Bundan sonra istenilirse literatür de taranarak istenilen bir cam kaplama teknolojisi bu bilgiler doğrultusunda geliştirilebilir.

2. ELEKTROMANYETİK TEMEL BİLGİSİ

Bütün optik sistemler Maxwell'in bağıntılarından yola çıkarak incelenir. Her biri gerek durgun yüklerin, gerekse hareketli yüklerin elektromanyetik özelliklerini açıklar. Bu denklemlerin en önemli öğretisi, hareket eden bir yüklü parçacığın bir manyetik alan üreteceği ve değişen manyetik alanınsa bir elektriksel alan üreteceğinin ispatlanmasıdır. Bizim üzerinde durduğumuz ince film teknolojisi tamamen bu denklemlere bağlı kalarak ortaya konmuştur [1; 2; 3; 4].

Bu denklemler, herhangi bir dielektrik ve manyetik malzemenin olmadığı boşlukta (uzayda) sırasıyla aşağıda verildiği gibidir [5].

$$\oint_A E \cdot dA = \frac{Q}{\epsilon_0} \quad [2.1a]$$

$$\oint_A B \cdot dA = 0 \quad [2.1b]$$

$$\oint E \cdot dl = -\frac{d\Phi_B}{dt} \quad [2.1c]$$

$$\oint B \cdot dl = \mu_0 I + \epsilon_0 \mu_0 \frac{d\Phi_E}{dt} \quad [2.1d]$$

Bu denklemler boş uzaydaki elektrik ve manyetik alan için geçerlidir. Ortamda bir malzeme olduğunda bu denklemlerde boşluktaki ϵ_0 dielektrik geçirgenliği ve μ_0 manyetik geçirgenliği yerini ortamdaki malzemenin ϵ dielektrik geçirgenliği ve μ manyetik geçirgenliğine bırakacaktır.

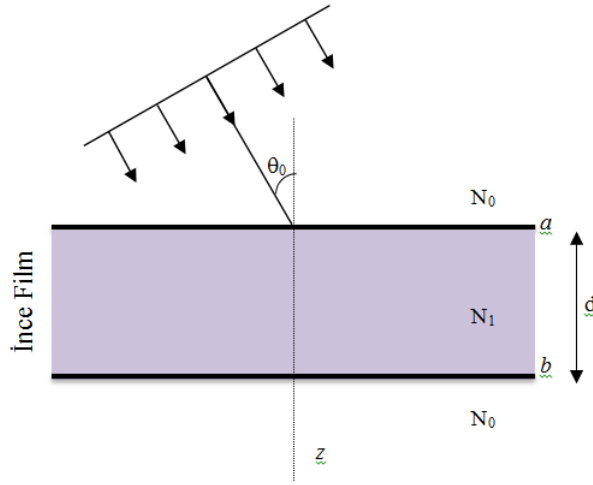
Bu eşitlikteki bütün terimler uluslararası birim sistemi SI ya göre verilmiş olup her bir terimin ifadesi aşağıdaki gibidir.

Çizelge 2.1: SI Birim ve Sembolleri

Sembol	Fiziksel Nicelik	SI Birimi	Temel SI Birimleri Cinsinden Birimi
E	Elektrik Alan Şiddeti	V/m	kg.m/A.s ³
B	Manyetik Akı Yoğunluğu veya Manyetik İndüksiyon	Tesla (T)(=Wb/m ²)	kg/A.s ²
Q	Elektrik yükü yoğunluğu	C/m ³	A.s/m ³
ϵ_0	Uzayın Elektrik Geçirgenliği	C ² /N.m ²	A ² .s ⁴ /kg.m ³
Φ_B	Manyetik Akı	Weber(Wb)	kg.m ² /A.s ²
μ_0	Uzayın Manyetik Geçirgenliği	N/A ² (=H/m)	kg.m/A ² .s ²
I	Akım	Amper	A
Φ_E	Elektrik Akısı	V.m	kg.m ³ /A.s ³
t	Zaman	Saniye	s

2.1. İnce Film Tabakalarından Yansıma

Detektör ve ışık yayıcı sistemlerin her ikisinde de aktif bölgede ışık kuşatılması bir zorunluluktur. Normal şartlar altında bir fiziksel sistemde elektronlar olabilecek en düşük elektronik seviyede bulunur. Uyarılmış üst enerji seviyelerinde son derece az olan elektronik yoğunluk kabaca Boltzman/Fermi istatistikleri ile belirlenir. Bu normal durum altında ilk seviyede çokça bulunan elektronlar optik bir uyarılma ile bir üst seviyeye /seviyelere uyarılabilir. Bu durum ışık algılama için temel durumdur. Eğer üst seviyelerde elektron yoğunluğu artırılabilir ise alt seviyelere düşen elektronların ışık yayması enerjinin kaybedilmesi için özel bir durumdur (radiative olmayan süreçler de vardır). Bu duruma yük terslenmesi (inversion population) adı verilir [6]. İster bir ışık algılayıcı olsun ister ışık yayıcı olsun her iki durumda da elektron ve elektromanyetik alanın (EMA) aynı bölgede kuşatılması son derece önemlidir. Öncelikle belirli bir düzende malzeme ve onlardan meydana gelen tabakalarda EMA'nın tabakalarda ilerleme koşul ve şartları belirli bir düzende aşağıda verilmiştir.



Şekil 2.1: Kalınlığı d ve kırılma indisi N_1 olan ince filme bir θ_0 açısı ile gelen ışın demetinin şematik gösterimi.

a yüzeyinden geri yansıyan ışın ilk olarak kendi yüzeyinden olduğu gibi b ara yüzeyinden gelen ışın ile de üst üste gelmektedir. b 'ye gelen ve b 'den yansıyan ışın demetinin elektrik alan bileşenleri [7]

$$E_b = E_{1b}^+ + E_{1b}^- \quad [2-2]$$

şeklindedir.

Bunların ara yüzeye teğet bileşenleri olduğu unutulmamalıdır. Burada

$E_{1b}^+ \rightarrow$ Arayüzeye gelen, $E_{1b}^- \rightarrow$ Yüzeyden geri yansıyan olmasının yanında manyetik alan bileşenleri

$$H_b = \mu_1 E_{1b}^+ - \mu_1 E_{1b}^- \quad [2-3]$$

şeklindedir. İki eşitlikten

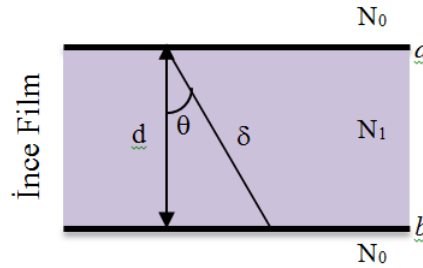
$$E_{1b}^+ = \frac{1}{2} \left(\frac{H_b}{\mu_1} + E_b \right) \quad [2-4]$$

$$E_{1b}^- = \frac{1}{2} \left(-\frac{H_b}{\mu_1} + E_b \right) \quad [2-5]$$

$$H_{1b}^+ = \mu_1 E_{1b}^+ = \frac{1}{2} (H_b + \mu_1 E_b) \quad [2-6]$$

$$H_{1b}^- = -\mu_1 E_{1b}^- = \frac{1}{2} (H_b - \mu_1 E_b) \quad [2-7]$$

eşitlikleri elde edilebilir. δ ara yüzeyin faza bağlı kalınlık ile d ara yüzeyi kalınlığı arasındaki optik faz farkı Şekil 2'den de görüleceği gibi



Şekil 2.2: Gelen ışının optiksel yol fazı (şematik).

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} N_1 d \cos \theta \quad [2-8]$$

ile verilir. Burada $N_1 d$ çarpımına optik literatürde *optiksel kalınlık* adı verilir. a ve b ara yüzeylerinde kalan ve yansıyan EMA'nın elektrik ve manyetik alan teğetsel bileşenleri faz farkları ile birlikte aşağıda verilmiştir.

$$E_{1a}^+ = E_{1b}^+ e^{i\delta} = \frac{1}{2} \left(\frac{H_b}{\mu_1} + E_b \right) e^{i\delta} \quad [2-9]$$

$$E_{1a}^- = E_{1b}^- e^{-i\delta} = \frac{1}{2} \left(-\frac{H_b}{\mu_1} + E_b \right) e^{-i\delta} \quad [2-10]$$

$$H_{1a}^+ = H_{1b}^+ e^{i\delta} = \frac{1}{2} (H_b + \mu_1 E_b) e^{i\delta} \quad [2-11]$$

$$H_{1a}^- = H_{1b}^- e^{-i\delta} = \frac{1}{2} (H_b - \mu_1 E_b) e^{-i\delta} \quad [2-12]$$

$$E_a = E_{1a}^+ + E_{1a}^- = E_b \left(\frac{e^{i\delta} + e^{-i\delta}}{2} \right) + \frac{H_b}{\mu_1} \left(\frac{e^{i\delta} - e^{-i\delta}}{2} \right) \quad [2-13]$$

$$= E_b \cos \delta + \frac{H_b}{\mu_1} i \sin \delta \quad [2-14]$$

$$H_a = H_{1a}^+ + H_{1a}^- \quad [2-15]$$

$$= E_b \mu_1 \left(\frac{e^{i\delta} - e^{-i\delta}}{2} \right) + H_b \left(\frac{e^{i\delta} + e^{-i\delta}}{2} \right) \quad [2-16]$$

$$= E_b i \mu_1 \sin \delta + H_b \cos \delta \quad [2-17]$$

Eşitliklerde ara yüzeyi tanımlanan sistemin düzlemine elektrik alan ve manyetik alanın dik olması durumlarında ki buna sırasıyla Transfer Electric (TE veya s) ve Transfer Magnetic (TM veya p) mod tanımlanması yapılmaktadır. Bu durumda TM ve TE modda μ_1 sırasıyla

$$\mu_1 = \frac{N_1}{\cos \theta_1} \quad [2-18]$$

$$\mu_1 = N_1 \cos \theta_1 \quad [2-19]$$

ile tanımlıdır. Alanlardan biri ara yüzeye paralel iken diğerinin ara yüzey dikine doğru bir bileşeni olduğu söylenebilir. Yarıiletkenlerde bant içi geçişlere TE modun hiçbir katkısı olmamasının nedeni budur (TE modunda EMA'nın elektrik alanın arayüzeye dik bileşeni olmadığı için yük geçişinin ince film kalınlığı ile hiçbir ilişkisi olmaz). Genelleştirecek olursak iki ara yüzey arasında alanların teğetsel bileşenleri her iki modda

$$\begin{pmatrix} E_a \\ H_a \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \delta & \frac{i \sin \delta}{\mu_1} \\ i\mu_1 \sin \delta & \cos \delta \end{bmatrix} \begin{pmatrix} E_b \\ H_b \end{pmatrix} \quad [2-20]$$

matris bağıntısı elde edilir. Yansıtıcı sistemin toplam karmaşık kırılma indisi Y olmak üzere;

$$Y = \frac{H_a}{E_a} \quad [2-21]$$

ve buna göre genlik yansıma katsayısı

$$r = \frac{\mu_0 - Y}{\mu_0 + Y} \quad [2-22]$$

olur. Tek tabaka ve sonsuz kabul edilen 2. tabaka alttaş olmak üzere

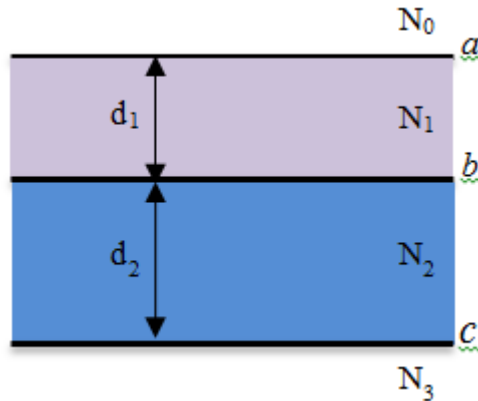
$$\begin{pmatrix} \frac{E_a}{E_b} \\ \frac{H_a}{E_b} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} B \\ C \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \delta & \frac{i \sin \delta}{\mu_1} \\ i\mu_1 \sin \delta & \cos \delta \end{bmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ \mu_2 \end{pmatrix} \quad [2-23]$$

$$Y = \frac{H_a}{E_a} = \frac{C}{B} = \frac{\mu_2 \cos \delta + i\mu_1 \sin \delta}{\cos \delta + i\frac{\mu_2}{\mu_1} \sin \delta} \quad [2-24]$$

yazılabilir. İki tabaka ve bir alttaş olmak üzere (bu durumda c indisi kullanılmıştır),

$$\begin{pmatrix} E_a \\ H_a \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \delta_1 & \frac{i \sin \delta_1}{\mu_1} \\ i\mu_1 \sin \delta_1 & \cos \delta_1 \end{bmatrix} x \begin{bmatrix} \cos \delta_2 & \frac{i \sin \delta_2}{\mu_2} \\ i\mu_2 \sin \delta_2 & \cos \delta_2 \end{bmatrix} x \begin{pmatrix} E_c \\ H_c \end{pmatrix} \quad [2-25]$$

c- alttaş olmak üzere tabaka gösterimi Şekil 3'de verilmiştir.



Şekil 2.3: 3. Tabaka alttaş olmak üzere 2 ince filmin ve kırılma indisleri ara yüzeyler ile birlikte gösterilmiştir.

Bu durumda alan bileşenleri ikili 2x2 ve bir alttaş 2x1 sütun matrisi çarpımı ile verilir.

$H_c = \mu_c E_c$ olmak üzere;

$$\begin{pmatrix} \frac{E_a}{E_c} \\ \frac{H_a}{E_c} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} B \\ C \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \delta_1 & \frac{i \sin \delta_1}{\mu_1} \\ i\mu_1 \sin \delta_1 & \cos \delta_1 \end{bmatrix} x \begin{bmatrix} \cos \delta_2 & \frac{i \sin \delta_2}{\mu_2} \\ i\mu_2 \sin \delta_2 & \cos \delta_2 \end{bmatrix} x \begin{bmatrix} 1 \\ \mu_3 \end{bmatrix} \quad [2-26]$$

$$Y = \frac{C}{B} \quad [2-27]$$

$$r = \frac{\mu_0 - Y}{\mu_0 + Y} \quad [2-28]$$

$$R = \left\{ \frac{\mu_0 - Y}{\mu_0 + Y} \right\} \left\{ \frac{\mu_0 - Y}{\mu_0 + Y} \right\}^* \text{ (güç yansımaya katsayısı)} \quad [2-29]$$

N tabakalı N+1 alttaş olmak üzere,

$$\begin{pmatrix} B \\ C \end{pmatrix} = \prod_{j=1}^N \begin{bmatrix} \cos \delta_j & \frac{i \sin \delta_j}{\mu_j} \\ i\mu_j \sin \delta_j & \cos \delta_j \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ \mu_{N+1} \end{bmatrix} \quad [2-30]$$

$$\delta_j = \frac{2\pi}{\lambda} N_j d_j \cos \theta_j \quad [2-31]$$

yazılabilir [8; 9]. Böylece yine terimleri tek tek tanımlarsak;

$\mu_i = y N_i \cos \theta_i$ s-polarize için

$\mu_i = y \frac{N_i}{\cos \theta_i}$ p-polarize için

Ve diğer taraftan alttaş için (N+1'e m indisi verilirse)

$\mu_m = y N_m \cos \theta_m$ s-polarize (TE) için

$\mu_m = y \frac{N_m}{\cos \theta_m}$ p-polarize (TM) için

şeklinde. Snell yasası bütün tabakalardan geçiş için geçerlidir.

$$N_0 \sin \theta_0 = N_i \sin \theta_i = N_m \sin \theta_m$$

Gerçel ve sanal (sönüm) terimleri ile birlikte i 'nci tabakanın kırılma indisi

$$N_i = \mu_i - ik_i \quad [2-32]$$

ile verilirken, ilerleyen ışının d-yolunda faz gecikmesi

$$\delta_i = k \cdot d = \frac{2\pi}{\lambda} N_i d_i \cos \theta_i \quad [2-33]$$

şeklinde ve burada k ilerleme doğrultusundaki dalga vektörüdür. Snell yasasından

$$N_0 \sin \theta_0 = N_i \sqrt{1 - \cos^2 \theta_i} \quad [2-34]$$

$$\cos \theta_i = \sqrt{1 - \frac{N_0^2}{N_i^2} \sin^2 \theta_0} \quad [2-35]$$

$$\delta_i = \frac{2\pi}{\lambda} N_i d_i \sqrt{1 - \frac{N_0^2}{N_i^2} \sin^2 \theta_0} \quad [2-36]$$

$$= \frac{2\pi}{\lambda} d_i \sqrt{N_i^2 - N_0^2 \sin^2 \theta_0}$$

$$= \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{(n_i^2 - k_i^2 - 2in_i k_i - N_0^2 \sin^2 \theta_0)}$$

denkliğine ulaşılır.

TE (s-mod) ve TM (p-mod) modlarında etkin kırılma indisi geliş açısına göre

$$\mu_{js} = N_j \cos \theta_j \quad [2-37]$$

$$N_0 \sin \theta_0 = N_i \sin \theta_i \quad [2-38]$$

$$\mu_{js} = N_j \sqrt{1 - \sin^2 \theta_j} \quad [2-39]$$

$$= N_j \sqrt{1 - \frac{N_0^2}{N_j^2} \sin^2 \theta_0}$$

$$= \sqrt{N_j^2 - N_0^2 \sin^2 \theta_0}$$

$$= \sqrt{(n_j - ik_j)^2 - N_0^2 \sin^2 \theta_0}$$

$$\mu_{js} = \sqrt{n_j^2 - k_j^2 - 2in_j k_j - N_0^2 \sin^2 \theta_0} \quad [2-40]$$

TE mod için ve

$$\mu_{jp} = \frac{N_j}{\cos \theta_j} \quad [2-41]$$

$$= N_j \sqrt{1 + \tan^2 \theta_j}$$

$$= N_j \sqrt{1 + \frac{\sin^2 \theta_j}{\cos^2 \theta_j}}$$

$$= N_j \sqrt{1 + \frac{N_0^2 \sin^2 \theta_j}{N_j^2 (1 - \sin^2 \theta_j)}}$$

$$\mu_{jp} = \sqrt{\frac{N_j^2 - N_0^2 \sin^2 \theta_0 + N_0^2 \sin^2 \theta_0}{N_j^2 - N_0^2 \sin^2 \theta_0}} N_j \quad [2-42]$$

$$\mu_{jp} = \sqrt{\frac{N_j^4}{N_j^2 - N_0^2 \sin^2 \theta_0}} \quad [2-43]$$

$$\mu_{jp} = \frac{N_j^2}{\sqrt{N_j^2 - N_0^2 \sin^2 \theta_0}} \quad [2-44]$$

$$\mu_{jp} = \frac{(n_j - ik_j)^2}{\sqrt{(n_j - ik_j)^2 - N_0^2 \sin^2 \theta_0}} = \quad [2-45]$$

$$= \frac{n_j^2 - 2ik_j n_j - k_j^2}{\sqrt{n_j^2 - 2ik_j n_j - k_j^2 - N_0^2 \sin^2 \theta_0}}$$

TM mod için elde edilir. İkisi arasındaki ilişki ise

$$\mu_{jp} = \frac{(n_j - ik_j)^2}{\mu_{js}} \quad [2-46]$$

şeklindedir. Sonuç olarak gelen ışın için ortamın kırılma indisi tek bir kırılma indisine indirgenebilir.

$$Y = \alpha + i\beta$$

Böylece açık hava ortamından kırılma indisi Y olan bir ince filme ışığın yönlendiği şekilde tanımlanarak yansımaya katsayısı tek bir ince filme öykünerek

$$r = \frac{\mu_0 - Y}{\mu_0 + Y} \quad [2-47]$$

$$= \frac{\mu_0 - \alpha - i\beta}{\mu_0 + \alpha + i\beta} \quad [2-48]$$

$$= \frac{(\mu_0 - \alpha) - i\beta}{(\mu_0 + \alpha) + i\beta}$$

$$= \frac{[(\mu_0 - \alpha) - i\beta][(\mu_0 + \alpha) - i\beta]}{(\mu_0 + \alpha)^2 + \beta^2}$$

$$= \frac{\mu_0^2 - \alpha^2 - i\beta(\mu_0 - \alpha) - i\beta(\mu_0 + \alpha) - \beta^2}{(\mu_0 + \alpha)^2 + \beta^2}$$

$$= \frac{\mu_0^2 - \alpha^2 - \beta^2 - 2i\beta\mu_0}{(\mu_0 + \alpha)^2 + \beta^2}$$

şeklinde bulunur.

Şimdi de yansıma ile faz arasındaki ilişkiye bakalım.

Havadan altaşa kadar bütün ara yüzeylerden yansıyan EMA bileşenleri

$$\begin{pmatrix} E_a \\ H_a \end{pmatrix} = \prod (M) \begin{pmatrix} E_s \\ H_s \end{pmatrix} \quad [2-49]$$

ile verildiğini daha önce görmüştük. Burada E_s ve H_s alttaştaki elektrik alan ve manyetik alan bileşenleridir.

$H_s = \mu_s E_s$ olmak üzere

$$\begin{pmatrix} B \\ C \end{pmatrix} = (M) \begin{pmatrix} 1 \\ \mu_s \end{pmatrix} \quad [2-50]$$

Matris formuna dönüşmüş olur. Burada B ve C katsayıları aşağıdaki gibidir.

$$\left. \begin{matrix} B = \frac{E_a}{E_s} \\ C = \frac{H_a}{E_s} \end{matrix} \right\} \Rightarrow BC^* = \frac{E_a H_a}{E_s E_s^*} \quad [2-51]$$

Bu durumda güç yansıması için Poynting vektöründen a ara yüzeydeki yansıyan ışık gücü

$$I_a = \frac{1}{2} (BC^*) E_s E_s^* \quad [2-52]$$

şeklindedir. Gelen ışık şiddeti cinsinden

$$I_a = (1 - R)I_i \quad [2-53]$$

olmak üzere,

$$I_a = (1 - R)I_i = \frac{1}{2} Re(BC^*) E_s E_s^* \quad [2-54]$$

ile verildiği kolayca görülürken,

$$I_i = \frac{Re(BC^*) E_s E_s^*}{2(1 - R)} \quad [2-55]$$

alttaştan geçen ışığın gücü

$$T = \frac{I_s}{I_i} = \frac{\frac{1}{2} Re(\mu_m^*) E_s E_s^*}{\frac{Re(BC^*) E_s E_s^*}{2(1 - R)}} = \frac{Re(\mu_m)(1 - R)}{Re(BC^*)} \quad [2-56]$$

oranıyla belirlenir. Soğurma olduğunda ise

$$A = 1 - R - T \quad [2-57]$$

şeklindedir ve A=0 olduğunda ise

$$A = 0 \Rightarrow T + R = 1 \quad [2-58]$$

olur. Eğer biz eşitlik 2-50 de verilen M matrisini ve genlik aktarım katsayılarını

$$\begin{pmatrix} B \\ C \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha & i\beta \\ i\gamma & \delta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ \mu_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha + i\beta\mu_s \\ i\gamma + \delta\mu_s \end{pmatrix} \quad [2-59]$$

formunda tanımlarsak, her birinin determinantları bire eşit olan matrislerin çarpımlarının da determinantları bire eşit olması nedeniyle

$$\alpha\delta + \gamma\beta = 1 \quad [2-60]$$

şeklinde yazılabilir. Buradan

$$\begin{aligned} Re(BC^*) &= Re[(\alpha + i\beta\mu_s)(\delta\mu_s - i\gamma)] \\ &= Re[(\alpha\delta\mu_s + \alpha i\gamma + i\beta\delta\mu_s^2 + \beta\gamma\mu_s)] \\ &= Re(BC^*) = Re[(\alpha\delta + \beta\gamma)\mu_s] = Re[\mu_s] \end{aligned} \quad [2-61]$$

$$R = \left(\frac{\mu_0 B - C}{\mu_0 B + C} \right) \left(\frac{\mu_0 B - C}{\mu_0 B + C} \right)^* \quad [2-62]$$

ve

$$1 - R = \frac{2\mu_0(BC^* + B^*C)}{(\mu_0 B + C)(\mu_0 B + C)^*} \quad [2-63]$$

elde edilerek transfer olan ışık gücü T ve geçen ile yansıyan ışık arasındaki faz ϕ

$$T = \frac{4\mu_0 \text{Re}(BC^* - \mu_s)}{(\mu_0 B + C)(\mu_0 B + C)^*} \quad [2-64]$$

$$\phi = \text{Arctan} \left[\frac{\text{Im}\{\mu_s(BC^* - CB^*)\}}{(\mu_s^2 BB^* - CC^*)} \right] \quad [2-65]$$

ile verilir.

2.2. Optik Kalınlık ve Özel Şartlar

Daha önce de belirttiğimiz gibi, optik algılama ve ışık yayıcı sistemler için EMA kuşatılması ve yük kuşatılması çalışmanın temel noktasıdır. Her iki olayın da aynı uzaysal bölgede var olması hem ışık gücünü hem de detektör kalitesini belirleyen en önemli faktördür. Analitik olarak bakılırsa çeyrek ve yarı dalga boyu optiksel kalınlıklar

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} N d \cos \theta \quad [2-66]$$

olmak üzere $\delta = m \cdot \pi/2$ olduğunda ve m çift sayı ise

$$\begin{pmatrix} \cos \delta & \frac{i}{\mu} \sin \delta \\ i\mu \sin \delta & \cos \delta \end{pmatrix} \Rightarrow \pm \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad [2-67]$$

olur ki bu ince film yansıma matrisi yok anlamındadır (saydam). Bu durumda

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} N_r d \cos \theta = m \frac{\pi}{2} \quad [2-68]$$

$$N_r d \cos \theta = m \frac{\lambda}{4} \quad [2-69]$$

(m çift) olur. m tek sayı olduğunda ise

$$\cos \delta = 0$$

olduğundan matris

$$\pm \begin{bmatrix} 0 & \frac{i}{\mu} \\ i\mu & 0 \end{bmatrix} \quad [2-70]$$

şeklini alır. Böylece toplam m dönüşüm matrisi tek ince film tabakası için

$$\begin{pmatrix} B \\ C \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & \frac{i}{\mu} \\ i\mu & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ \mu_s \end{pmatrix} \quad [2-71]$$

$$= \begin{pmatrix} i\mu_s \\ \mu \end{pmatrix} \Rightarrow Y = \frac{C}{B} = \frac{\mu^2}{\mu_s}$$

şeklinde iken iki tabaka ve bir alttaş olduğunda

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} B \\ C \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} 0 & \frac{i}{\mu_1} \\ i\mu_1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & \frac{i}{\mu_2} \\ i\mu_2 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ \mu_s \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} -\frac{\mu_2}{\mu_1} & 0 \\ 0 & -\frac{\mu_1}{\mu_2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ \mu_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{\mu_2}{\mu_1} \\ -\frac{\mu_1}{\mu_2} \mu_s \end{pmatrix} \end{aligned} \quad [2-72]$$

ve

$$Y = \frac{C}{B} = \frac{\frac{\mu_1}{\mu_2}}{\frac{\mu_2}{\mu_1}} \mu_s = \frac{\mu_1^2}{\mu_2^2} \mu_s \quad [2-73]$$

olur. Genellersek

$$Y = \frac{\mu_1^2 \mu_3^2 \mu_5^2}{\mu_2^2 \mu_4^2 \mu_6^2} \mu_s \quad [2-74]$$

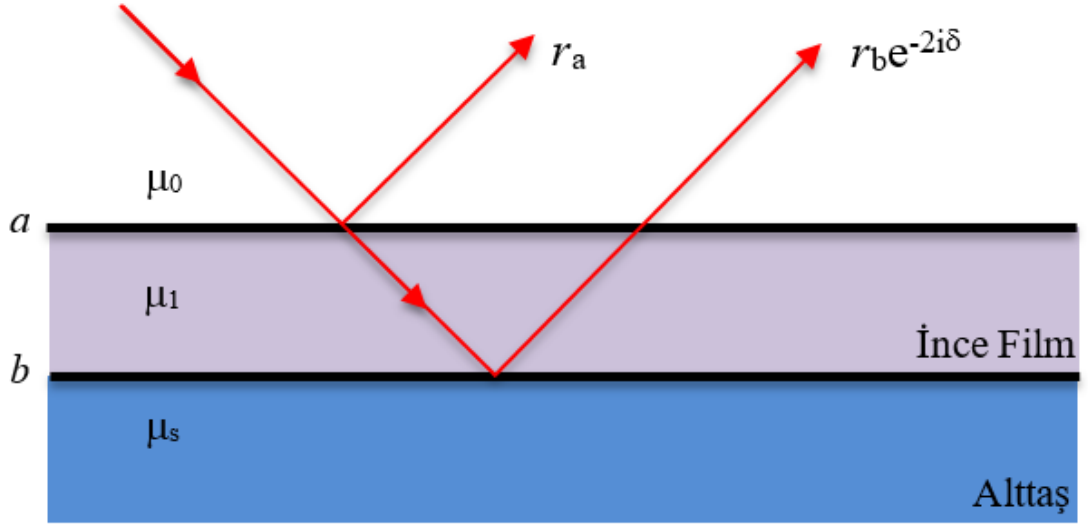
tekler kareleri pay kısmında ve çiftler kareleriyle payda kısmında yer alır. Bu eşitlikler film tasarımında oldukça önemli bilgiler sağlar. Kalınlıklar ne olmalı, kırılma indisleri hangi sırada yer almalı ve son olarak da hangi dalga boyu ilgilenilen dalga boyudur, cevabı bu analitik ifadelerde yatmaktadır.

2.3. Antirefleksör Kaplama(Coating)

Antirefleksör kaplama yüzey yansımalarını azaltmak için kullanıldığı gibi geçirgenliği arttırmak için de kullanılır. Görünür bölgede dışbükey camların kırılma indisi yaklaşık 1,52 dir. Bu camlar kızılötesi malzemelerden çok fazla problemler içerir. Bunun nedeni daha düşük kırılma indislerinin olmasıdır. Görünür ve kızılötesi bölgede alttaş kırılma indisleri sırasıyla küçükten büyüğe doğrudur ve yüksek indisli alttaşlarla tasarım daha kolay olduğu için bu tezde bu türlü kaplama sistemleri anlaşılmaya çalışılacaktır.

Antirefleksör kaplama için temel şart yüksek kırılma indisli alttaşlar kullanmaktır. Yüksek indisli alttaşlar kızılötesi sistemlerde kullanılır. Örneğin Ge 4.0 iken yansıma kayıpları %36 ve Si 3.5 kullanıldığında kayıplar %31 mertebesindedir. %30 kayıplı alttaşlar genel olarak kabul edilir.

2.4. Tek Tabaka Antirefleksör Kaplama



Şekil 2.4: Tek katman antirefleksör kaplama

$$r_a = \frac{\mu_0 - \mu_1}{\mu_0 + \mu_1} \quad [2-75]$$

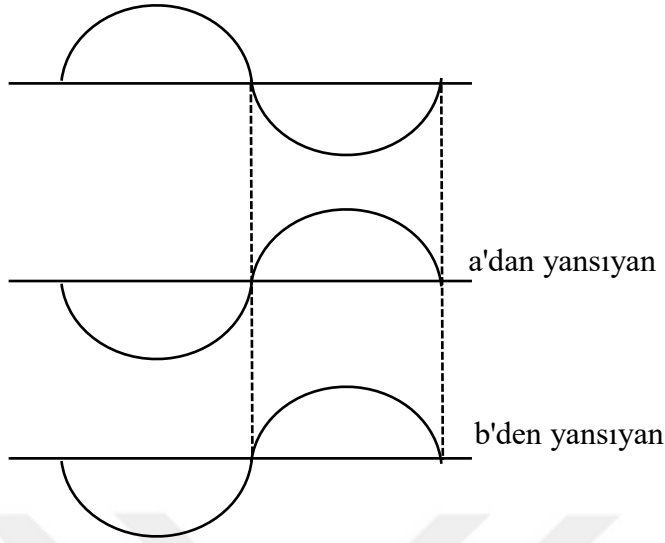
$$r_b = \frac{\mu_1 - \mu_s}{\mu_1 + \mu_s} \quad [2-76]$$

$$\mu_1 > \mu_0 \text{ ve } \mu_s > \mu_1$$

olduğu için

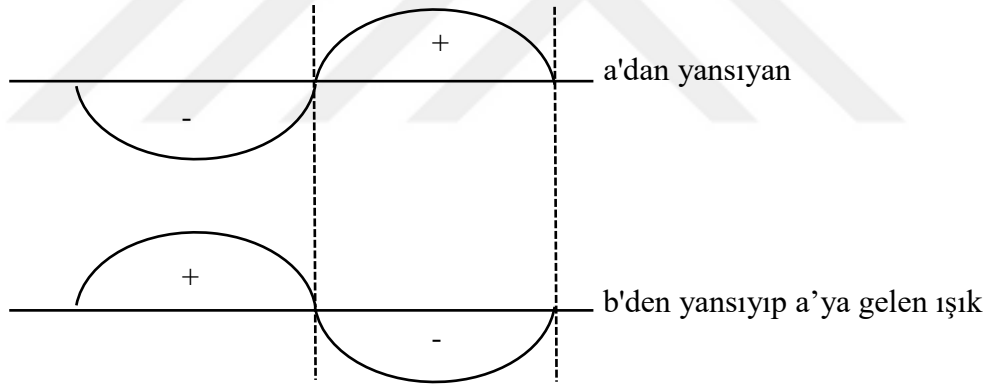
r_a → gelen ışıkla 180° faz dışıdır. b-ara yüzeyinden yansıyan ışıkta gelenle 180° faz farkı olduğundan μ_0 bölgesine yansıyan r_a ve $r_b e^{-2i\delta}$ aynı fazda olup gelen ile 180° faz dışıdır. İnce filmin optik kalınlığı $N_1 d$, $\lambda/4$ olduğunda, a'dan yansıyanla (r_a) ve b'den yansıyarak gelen ($r_b e^{-2i\delta}$) ışın arasında $\lambda/2$ yol farkı oluşur ve iki dalga tamamen birbirini yok eder ve yansıma gözlenmez.

Bu durum şematik olarak aşağıda verilmiştir.



Şekil 2.5: Yapıcı girişim

$N_1 d = \lambda/2$ olduğunda, “a” ile aynı fazda olan “b” den yansıyan aynı fazda ışık $2 N_1 d = \lambda/2$ ile birbirini yok eder.



Şekil 2.6: Yok edici girişim

a ve b ara yüzeylerinden yansıyan ışınların optik kalınlık $\lambda/2$ nin tek katları olduğunda (Şekil 6) yapıcı ve $\lambda/4$ ün tek katları olduğunda (Şekil 7) yok edici girişim şartları oluşmuş olur.

Bu şartları biraz daha açalım;

Bu durumda

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} N_1 d \cos \theta \quad [2-77]$$

olmak üzere μ_0 bölgesinde

$$r_a + r_b e^{-2i\delta} = 0 \quad [2-78]$$

$$2\mu_1\delta = \frac{\lambda}{2} \quad [2-79]$$

$$\delta = \frac{\pi}{2} \quad [2-80]$$

$$2 \frac{2\pi}{\lambda} \mu_1 d \cos \theta = \pi \quad [2-81]$$

ve

$$r_a + r_b e^{-i\pi} = r_a - r_b = 0 \quad [2-82]$$

$$r_a = r_b \quad [2-83]$$

$$\frac{\mu_0 - \mu_1}{\mu_0 + \mu_1} = \frac{\mu_1 - \mu_s}{\mu_1 + \mu_s} \quad [2-84]$$

buradan;

$$\frac{y_1}{y_0} = \frac{y_s}{y_1} \quad [2-85]$$

elde edilir. Yani aranan dalga boyunda bu oranlara eşit kırılma indisleri ile yansıma tamamen sıfırlanabilir. Film bu durumda opak görünür. Sonuç olarak hiçbir ışığın geri yansımalarını istemiyorsak;

$$\frac{\mu_1}{\mu_0} = \frac{\mu_s}{\mu_1} \quad [2-86]$$

olmalıdır. Bu da;

$$y_1 = \sqrt{y_0 y_s} \quad [2-87]$$

veya

$$\mu_1 = \sqrt{\mu_0 \mu_s} \quad [2-88]$$

Bu durumda bir tabaka için

$$Y = \frac{y_1^2}{y_s} \quad [2-89]$$

olur. Böylece;

$$R = \left(\frac{y_0 - Y}{y_0 + Y} \right)^2 = \left(\frac{y_0 - \frac{y_1^2}{y_s}}{y_0 + \frac{y_1^2}{y_s}} \right)^2 = 0 \quad [2-90]$$

olur. Ancak eğer hata payı ile (ε)

$$y_1 = (1 + \varepsilon)\sqrt{y_0 y_s} \quad [2-91]$$

yazarsak

$$R = \left(\frac{-2\varepsilon - \varepsilon^2}{2 + 2\varepsilon + \varepsilon^2} \right)^2 \simeq \varepsilon^2 \quad [2-92]$$

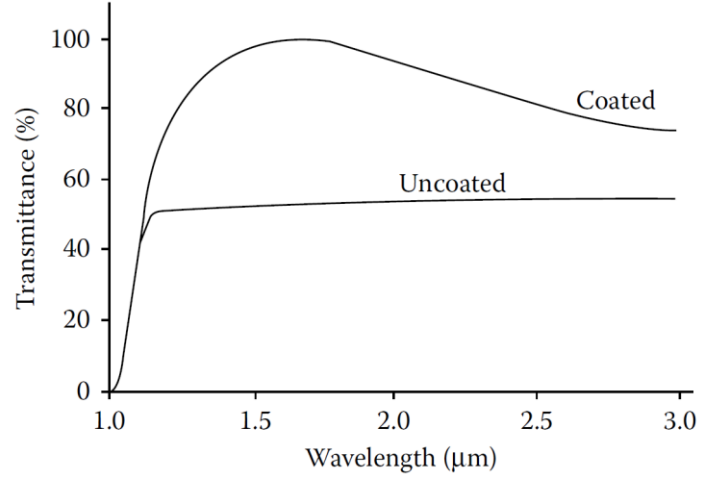
olur.

Bir örnek olmak üzere Çinko Sülfürün kırılma indisi $2 \mu\text{m}$ 'de 2,2 ve aynı zamanda $15 \mu\text{m}$ dalga boyundaki değeridir.

Antirefleksör kaplamalarla $0,4-25 \mu\text{m}$ dalga boyu aralığında yansımaya en aza indirmek mümkündür.

Ge – Si – GaAs – SnSb – SnAs – ZnS ile kaplamak optik geçirgenliği yükseltilebilir.

Buraya kadar normal gelen ışın ile antirefleksör kaplama şartlarını tartıştık. Yakın kızılötesinde Si ve Ge'in kaplanması uygun olacağı "Cox ve Hass" tarafından gösterilmiştir [10]. Eğik açıda gelen ışık için optiksel kalınlık $nd \cos \theta$ ile azalacağından dolayı optimum dalga boyu da kısa dalga boyuna kayacaktır. $1,5 \text{ mm}$ kalınlıktaki Silisyum altsızın SiO çeyrek dalga boyu optik kalınlıkla kaplanmasından sonra (bu durumda geri yansıma hemen hemen sıfırdır) $1,7 \text{ mikrometre}$ de yüksek geçirgenlik elde edilmiştir [11].



Şekil 2.7: 1.5 mm kalınlıktaki Silisyum üzerine SiO [11]

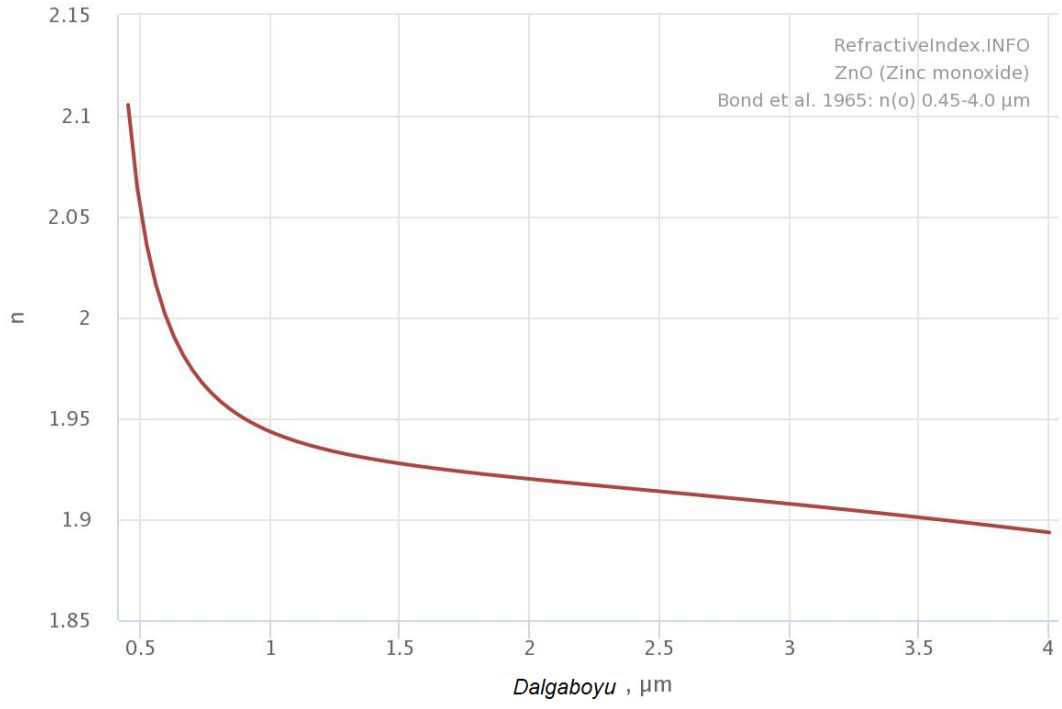
3. GÖRÜNTÜ KALİTESİNİN ARTTIRILMASINDA OPTİK YÜZEYLERİN ETKİSİ

Bu çalışmada tek tabaka antireflektör kaplamaların yansıma katsayılarının hesaplanmasında en yaygın ve doğru yollardan biri olan transfer matris yöntemi kullanılmıştır. Burada bir alttaşın film kaplama şartları (kalınlık, kırılma indisi) ile birlikte analitik olarak incelenebildiği gösterilmiştir. Hesaplamalarda germanyum alttaş üzerine Çinko Oksit (ZnO) ve Çinko Sülfür (ZnS) ince filmlerin optik özellikleri açıya bağlı olarak incelenmiştir. Ayrıca hesaplamalar ara yüzeyi tanımlanan sistemin düzlemine elektrik alan ve manyetik alanın dik olması durumlarında (Transfer Elektrik (veya s) mod ve Transfer Manyetik (veya p) mod) yapılmıştır. Bu çalışmada malzemelerin kalınlık ve kırılma indisleri $\lambda = 0,5876$ için Çizelge 3.1’ de olduğu gibi alınmıştır.

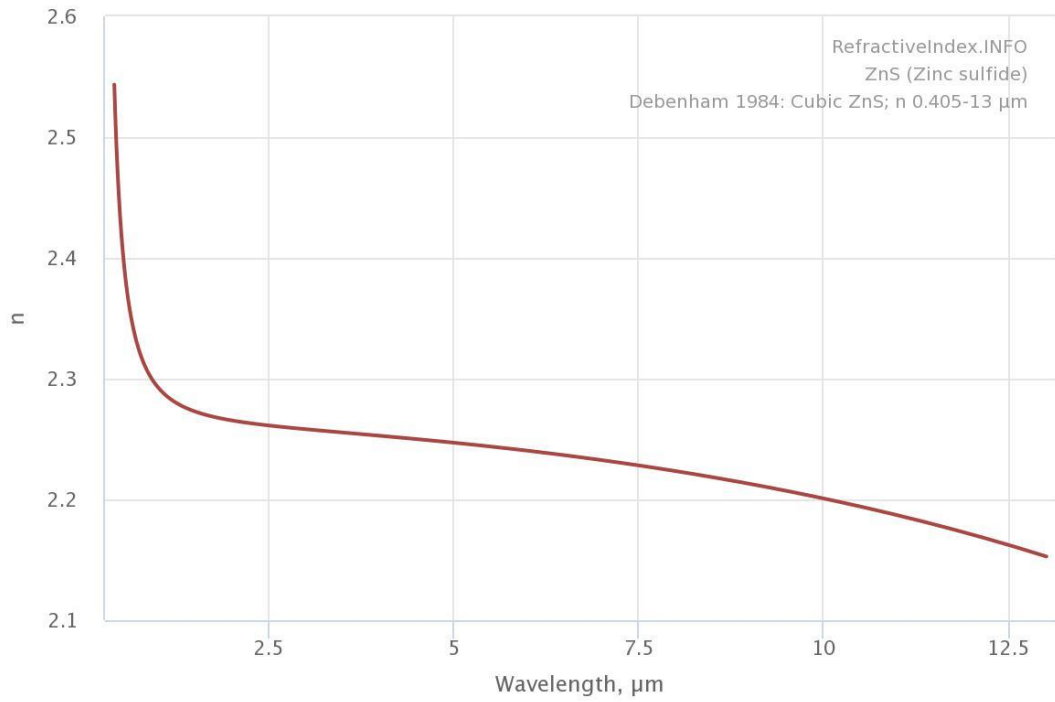
Çizelge 3.1: Kullanılan malzemelerin kalınlık ve kırılma indisleri.[12; 13]

	Kırılma İndisi	Kalınlık
ZnO	2,0034	0,073325
ZnS	2,3677	0,062043

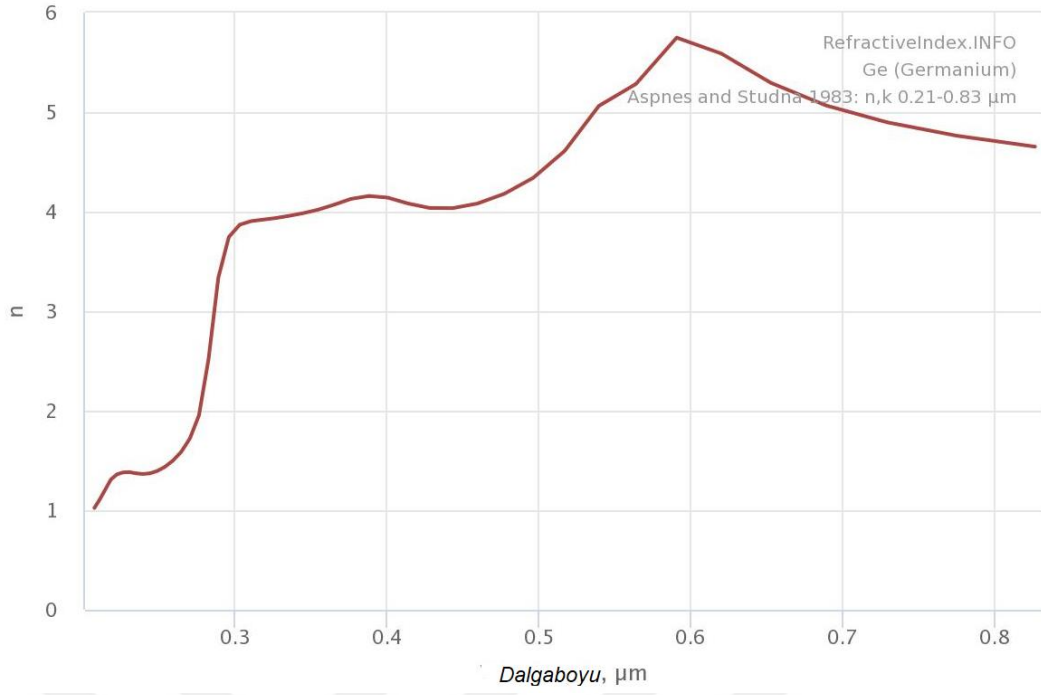
Ayrıca; ZnO, ZnS ve Ge’un dalga boylarına göre kırılma indeksleri aşağıdaki gibidir [12; 13; 14].



Şekil 3.1: ZnO'in dalgaboyuna göre kırılma indisi.



Şekil 3.2: ZnS'in dalga boyuna göre kırılma indisi.

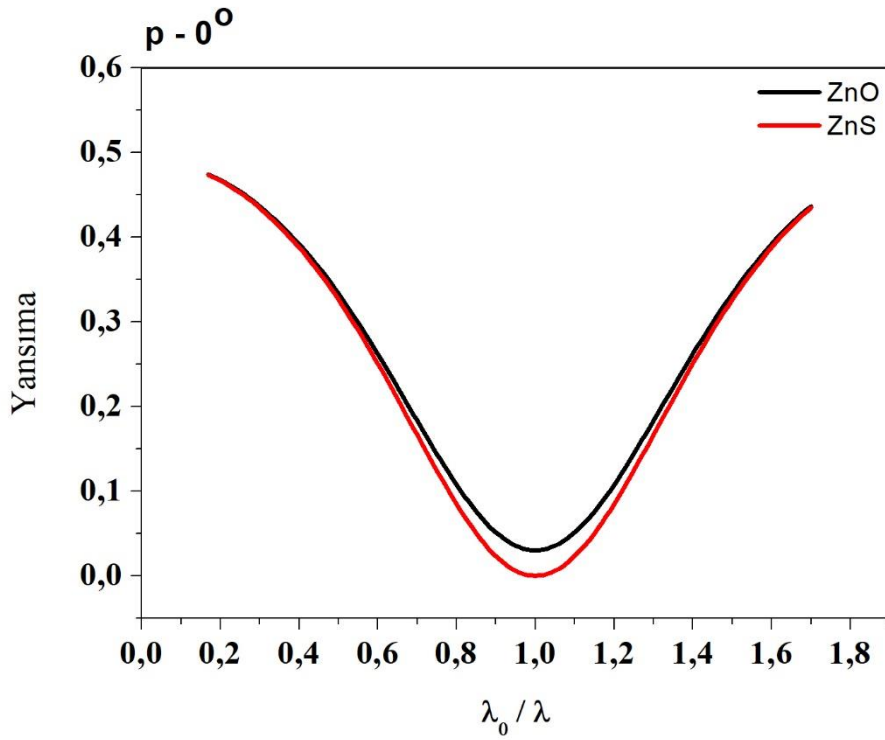


Şekil 3.3: Ge'un dalgaboyuna göre kırılma indisi.

Alttaş Ge'in kırılma indisi Şekil 3.3 deki gibidir. N, yaklaşık 5 mertebesinde. Bu ise alttaş kullanımı için çok uygundur. Daha küçük değerlerde EMA ince filmde tutulamazdı.

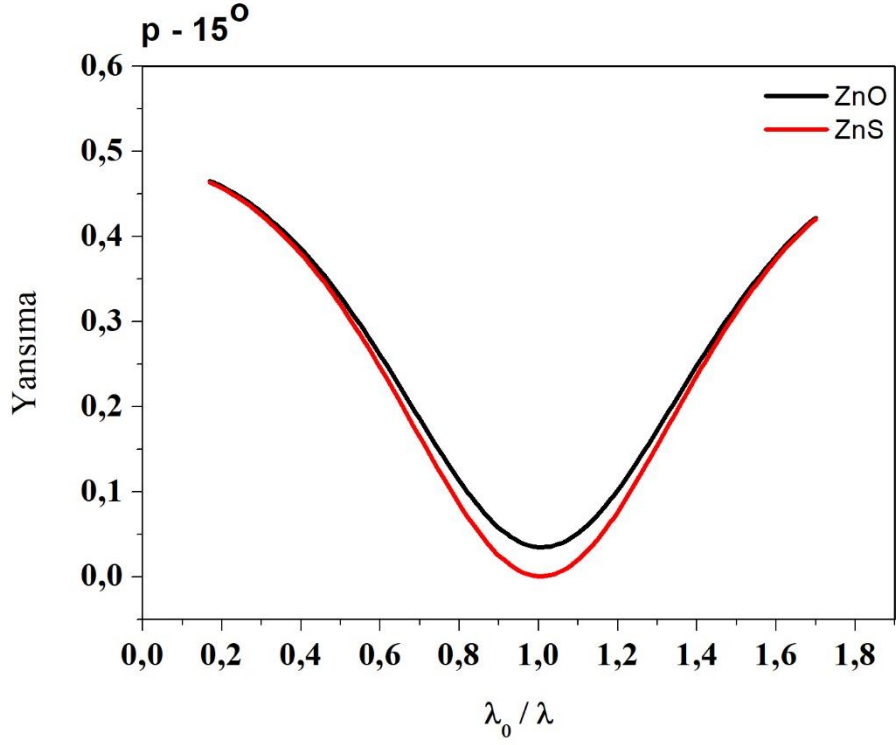
3.1. ZnO/Ge – ZnS/Ge Tek Katman Sonuçları

Şekil 3.4, 5, 6, 7 ve 8’te sırasıyla 0, 15, 30, 45 ve 60°’lik açılar için Ge üzerine ZnO ve ZnS ince filmlerin p polarizasyonu için yansımının λ_0/λ ’ya göre değişimleri incelenmiştir. 0, 15, 30, 45 ve 60°’lik açılarının tümünde ZnS’nin yansımalarının daha düşük olduğu gözlenmiştir. Ayrıca 0°’de ZnO ve ZnS’nin minimum yansımaları 1’e denk geldiği halde diğer açılarda büyük değerlere doğru kaydığı gözlenmiştir. Ayrıca geliş açısı arttıkça ZnO’nun yansımalarının arttığı gözlemlendiği halde ZnS’de sadece 60° bu durum söz konusu olmuştur.



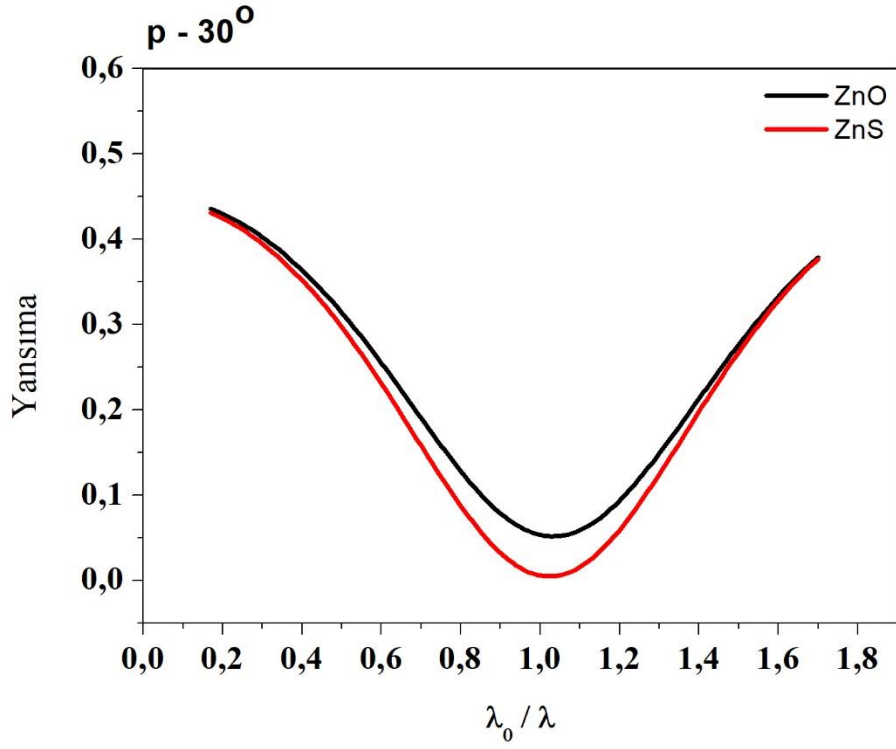
Şekil 3.4: Ge üzerine ZnO ve ZnS ince filmlerin 0°’de p polarizasyonu için yansımının λ_0/λ ’ya göre değişimi

Işık tamamen yüzeye dik olduğunda istenen dalga boyuna göre film kalınlığı $Nd = \lambda_0/4$ olarak seçildiğinde yansıtma bu dalga boyunda minimum olur.

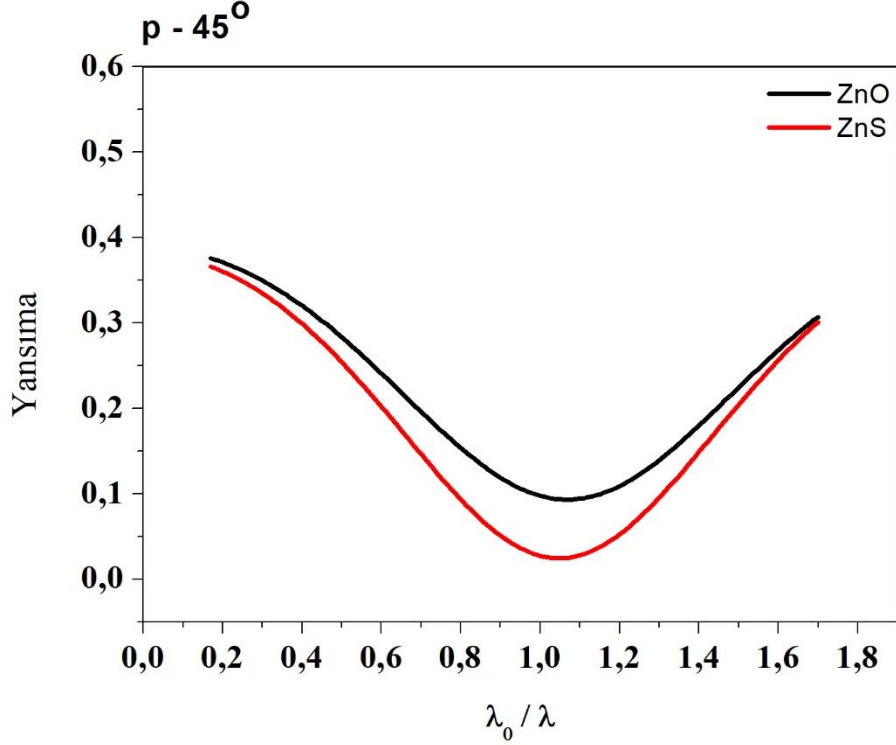


Şekil 3.5: Ge üzerine ZnO ve ZnS ince filmlerin 15°'de p polarizasyonu için yansımanın λ_0/λ 'ya göre değişimi

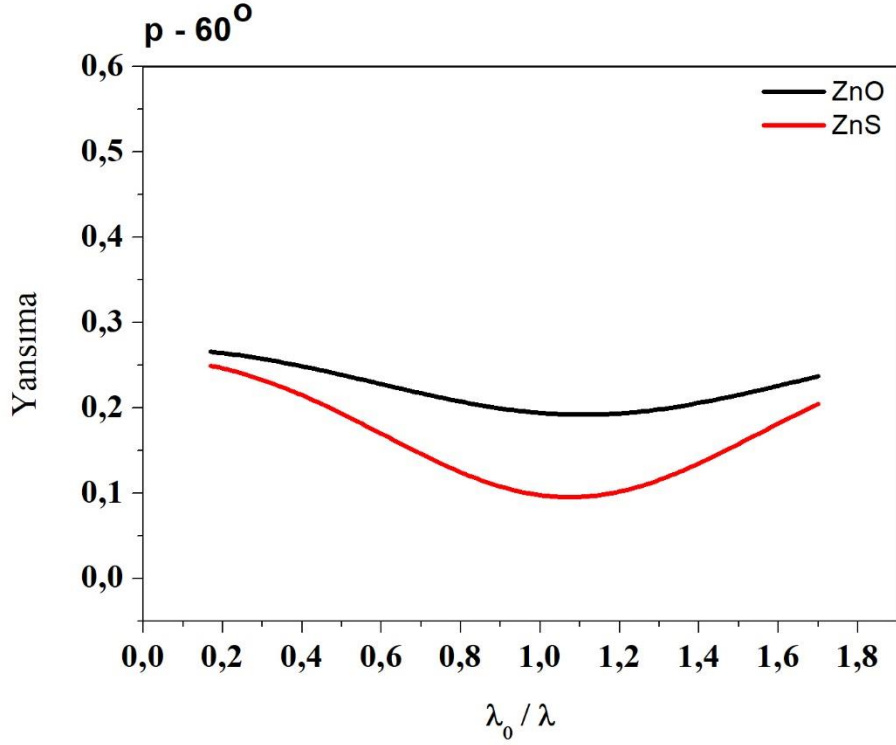
TE modunda açı büyüdükçe $Nd \cos \theta = \lambda_0/4$ olduğunda minimum olacağından yansıma minimumu sağa kayar. $\cos \theta$ daki belirsizlik yüksek açılarda daha büyük olduğundan kayma büyük açılarda daha belirgin olur.



Şekil 3.6: Ge üzerine ZnO ve ZnS ince filmlerin 30°'de p polarizasyonu için yansırmanın λ_0/λ 'ya göre değişimi

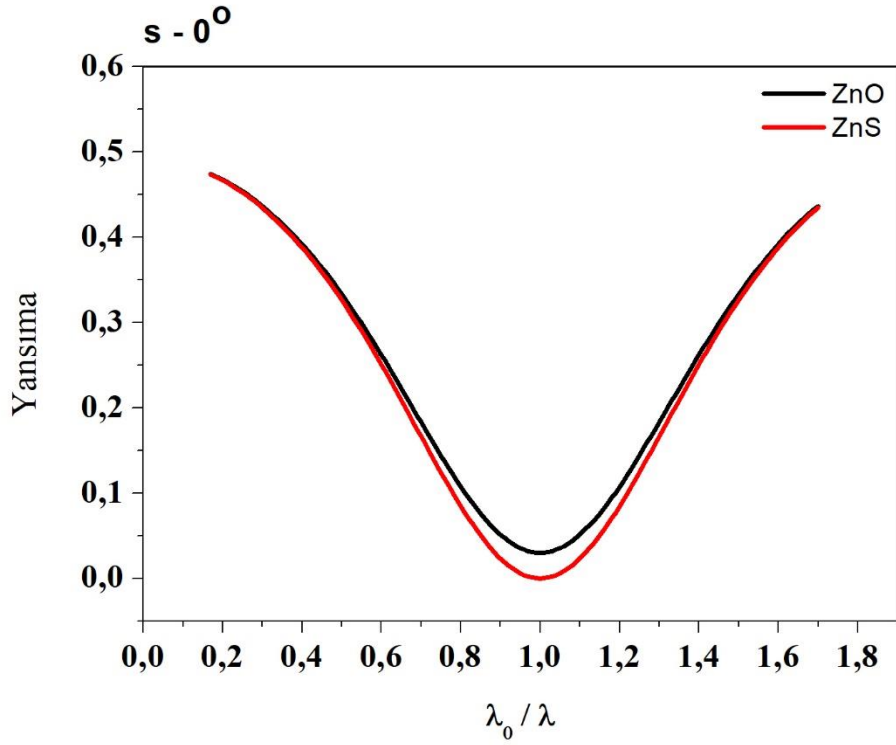


Şekil 3.7: Ge üzerine ZnO ve ZnS ince filmlerin 45°'de p polarizasyonu için yansırmanın λ_0/λ 'ya göre değişimi



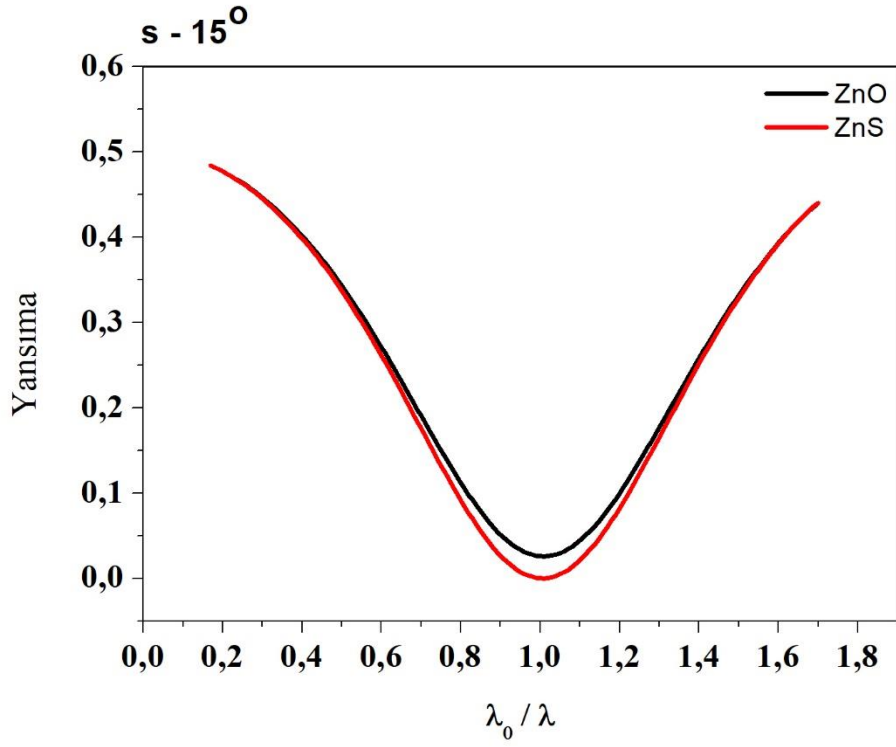
Şekil 3.8: Ge üzerine ZnO ve ZnS ince filmlerin 60°'de p polarizasyonu için yansımanın λ_0/λ 'ya göre değişimi

Şekil 3.9, 10, 11, 12 ve 13'de sırasıyla 0, 15, 30, 45 ve 60°'lik açılar için Ge üzerine ZnO ve ZnS ince filmlerin s polarizasyonu için yansımanın λ_0/λ 'ya göre değişimleri incelenmiştir. 0, 15, 30°'lik açılarda ZnS'nin yansımasının ZnO'ya göre daha düşük olduğu gözlenmiştir. Ancak p polarizasyonun tam tersine 45° ve 60°'lerde ZnS'nin yansımasının ZnO'ya göre daha yüksek olduğu gözlenmiştir. Sonuçta 30°'de ZnO ve ZnS'nin minimum yansımasının birbirine çok yakın olduğu gözlenmiştir.

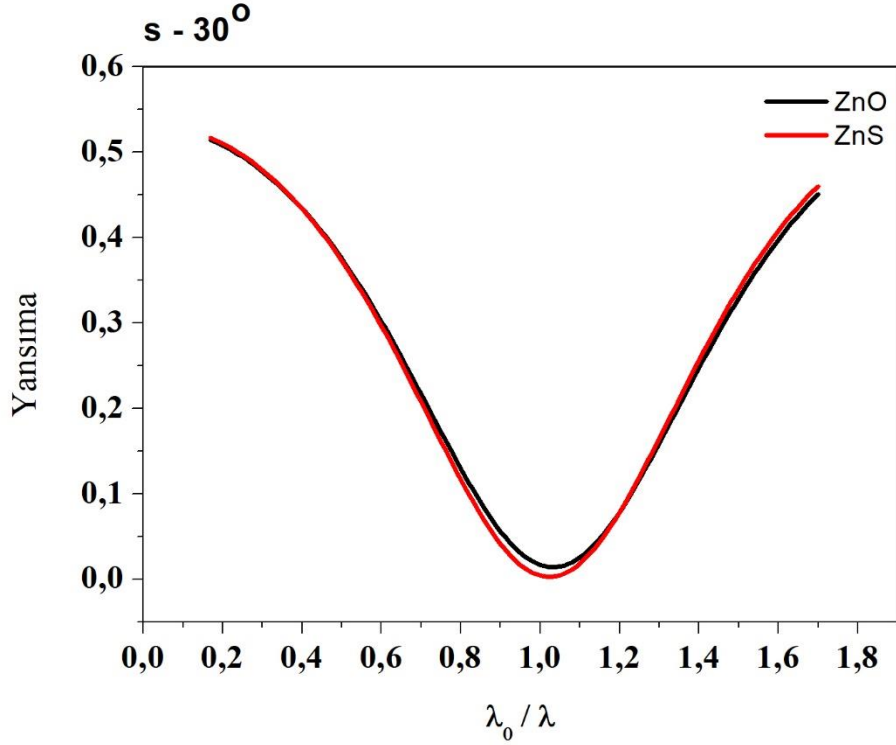


Şekil 3.9: Ge üzerine ZnO ve ZnS ince filmlerin 0° 'de s polarizasyonu için yansımının λ_0/λ 'ya göre değişimi

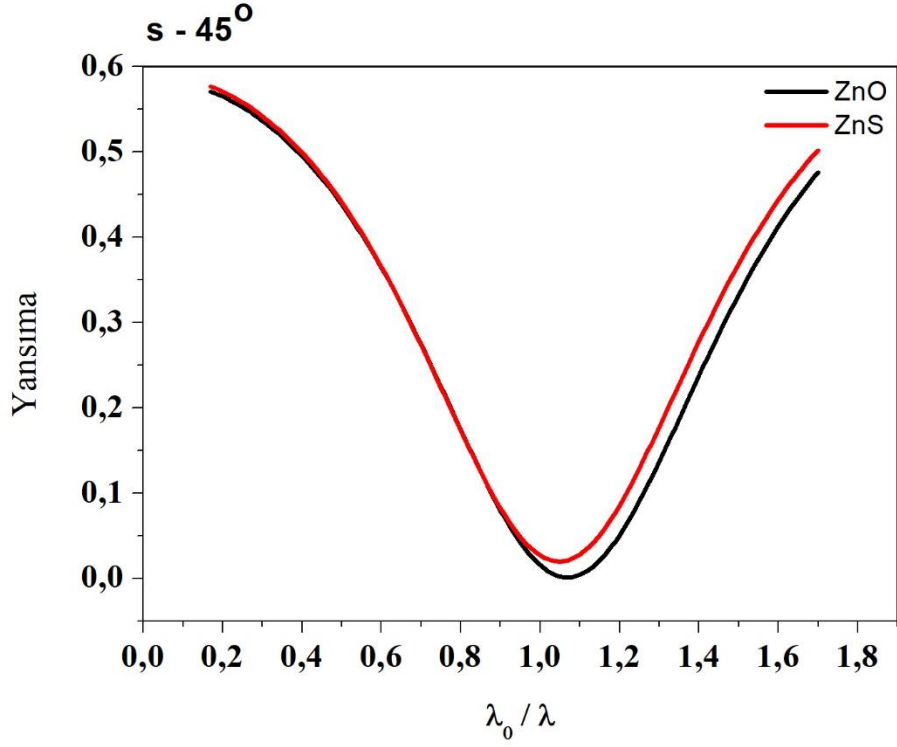
ZnS'in λ_0/λ 'nın 1 olduğunda gözlenen minimumun daha küçük olmasının nedeni kırılma indisinin görece ZnO dan daha büyük olması yüzündendir. Bunu anlamak için ZnO kırılma indisinin dalga boyuna göre davranışını gözlememiz yerinde olur. Şekil 3.1'ye baktığımızda kırılma indisinin $n=2$ civarında olduğu görülmektedir.



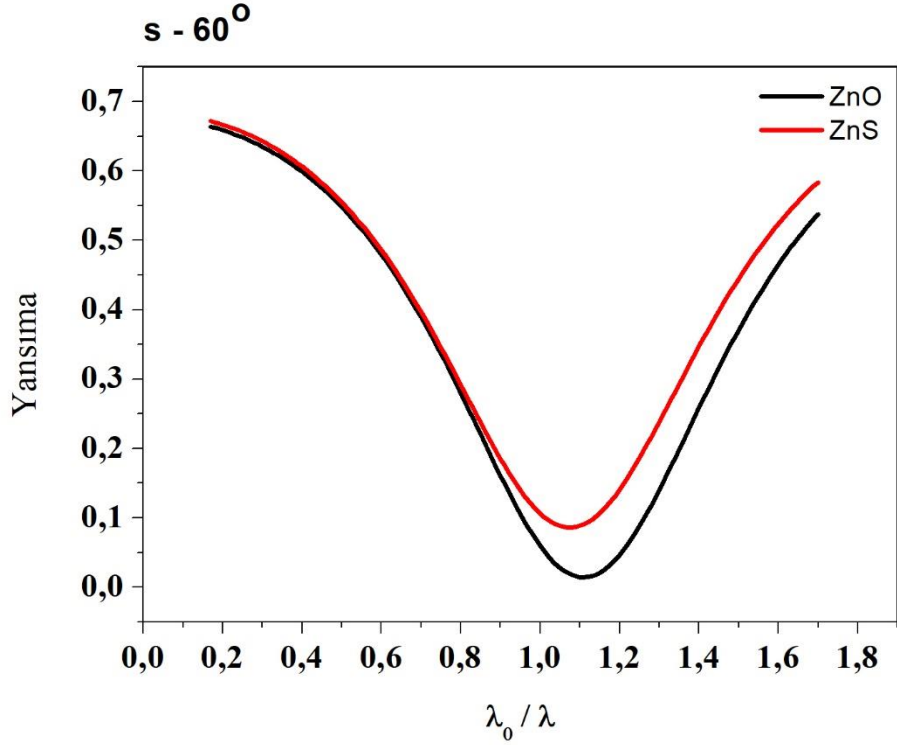
Şekil 3.10: Ge üzerine ZnO ve ZnS ince filmlerin 15°'de s polarizasyonu için yansıtmanın λ_0/λ 'ya göre değişimi



Şekil 3.11: Ge üzerine ZnO ve ZnS ince filmlerin 30°'de s polarizasyonu için yansıtmanın λ_0/λ 'ya göre değişimi



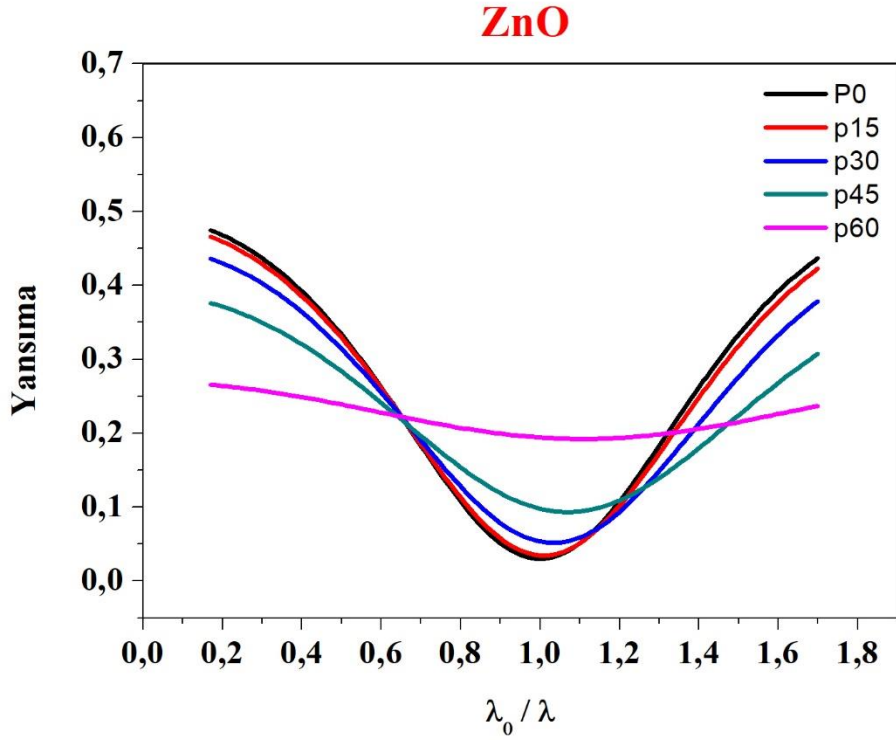
Şekil 3.12: Ge üzerine ZnO ve ZnS ince filmlerin 45°'de s polarizasyonu için yansıtmanın λ_0/λ 'ya göre değişimi



Şekil 3.13: Ge üzerine ZnO ve ZnS ince filmlerin 60°'de s polarizasyonu için yansıtmanın λ_0/λ 'ya göre değişimi

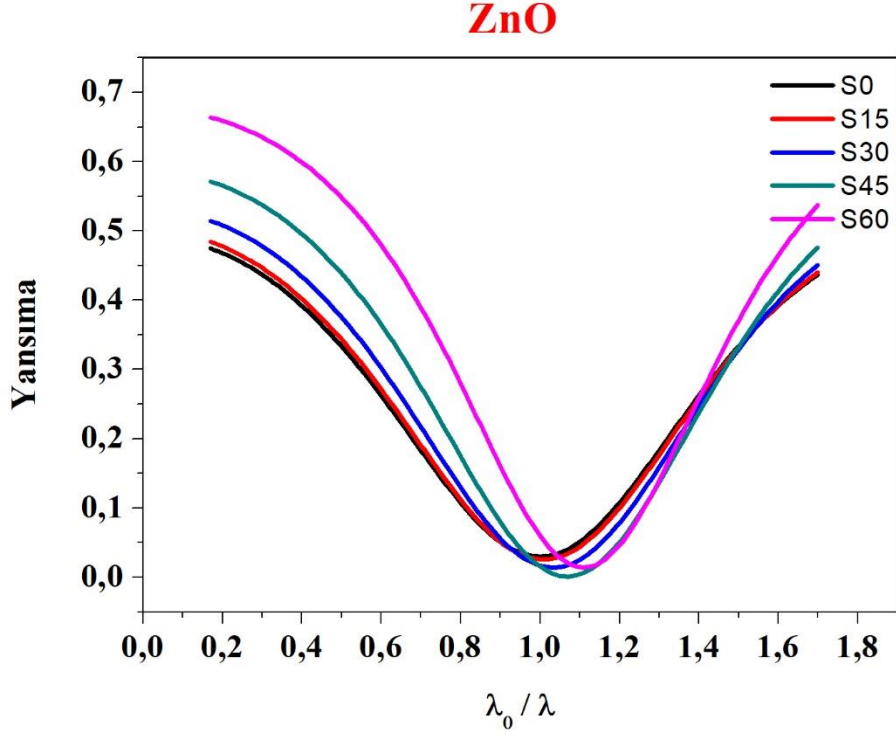
3.2. ZnO/Ge Tek Katman Sonuçları

Şekil 3.14’de Ge üzerine ZnO ince filminin 0, 15, 30, 45 ve 60°’lik açılarda p polarizasyonu için yansımanın λ_0/λ ’ya göre değişimi görülmektedir. Açılı arttıkça minimum yansıma büyük değerlere doğru kaymıştır. Ayrıca yansıma artmıştır. Özellikle 60°’lik açıda çok yüksek değere çıkmıştır. Yukarıda da yazdığımız gibi optik kalınlık p-modunda $1/\cos\theta$ ile orantılı olduğu için yansıma daha hızlı sağa doğru kayar.



Şekil 3.14: Ge üzerine ZnO ince filminin farklı açılarda p polarizasyonu için yansımanın λ_0/λ ’ya göre değişimi

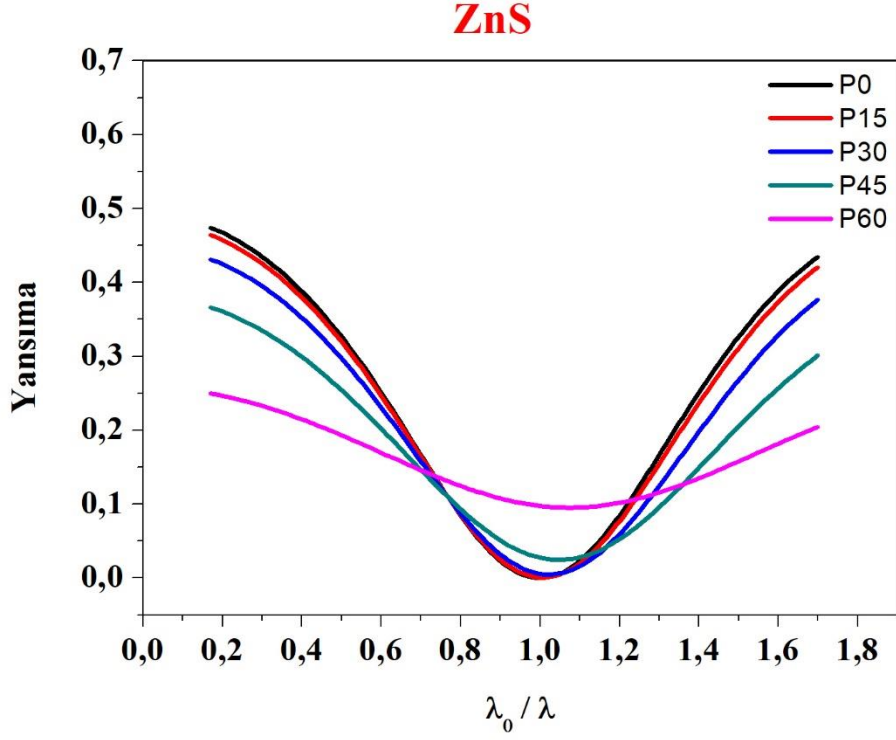
Şekil 3.15’de Ge üzerine ZnO ince filminin farklı açılarda s polarizasyonu için yansımanın λ_0/λ ’ya göre değişimi görülmektedir. P polarizasyona göre yansımanın çok artmadığı görülmüştür.



Şekil 3.15: Ge üzerine ZnO ince filminin farklı açılarda s polarizasyonu için yansımanın λ_0/λ ’ya göre değişimi

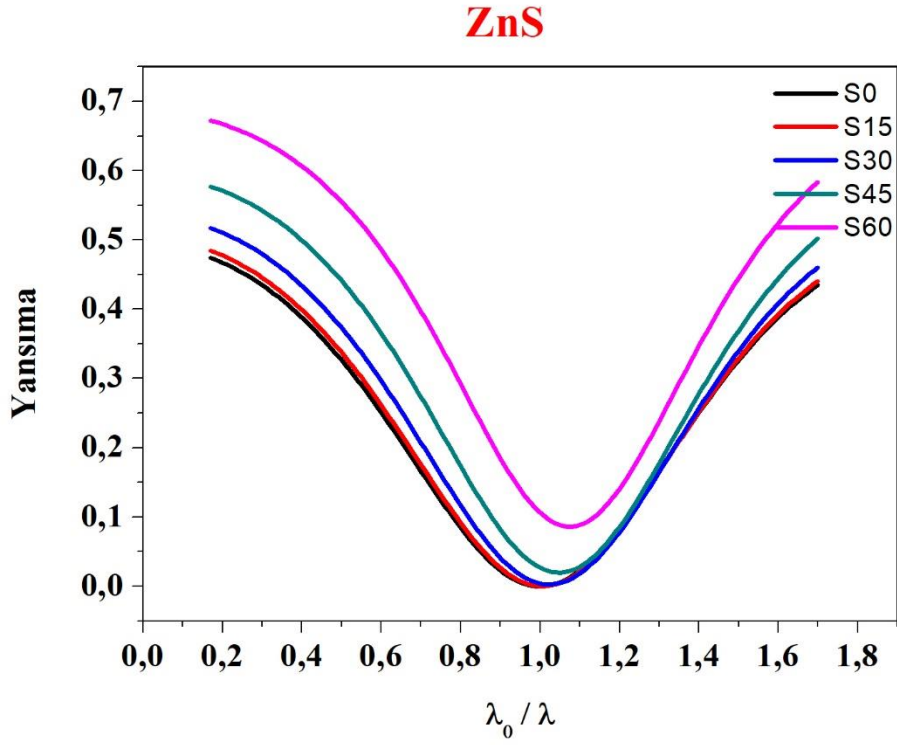
3.3. ZnS/Ge Tek Katman Sonuçları

Şekil 3.16'da Ge üzerine ZnS ince filminin 0, 15, 30, 45 ve 60°'lik açılarda p polarizasyonu için yansımanın λ_0/λ 'ya göre değişimi görülmektedir. Açı arttıkça minimum yansıma büyük değerlere doğru kaymıştır.



Şekil 3.16: Ge üzerine ZnS ince filminin farklı açılarda p polarizasyonu için yansımanın λ_0/λ 'ya göre değişimi

Şekil 3.17’de Ge üzerine ZnS ince filminin farklı açılarda s polarizasyonu için yansımanın λ/λ_0 ’ya göre değişimi görülmektedir.



Şekil 3.17: Ge üzerine ZnS ince filminin farklı açılarda s polarizasyonu için yansımanın λ_0/λ ’ya göre değişimi

4. SONUÇ VE TARTIŞMALAR

Bu çalışmada optiksel sistemlerin yansıma katsayıları sistematik olarak incelenmiştir. Ge alttaş üzerine ZnO ve ZnS filmlerin kaplanmasıyla hangi dalga boylarında yansımanın minimum olduğu açıklanmıştır. Bu bilgi birikimiyle istenilen bir alttaşın film kaplama şartları (kalınlık, kırılma indisi) ile birlikte analitik olarak incelenebildiği gösterilmiştir. Bu hesaplama tekniğiyle yarıiletken teknolojilerinde kuantum çağılayan lazer ve detektör sistemlerinin optik kuşatılma şartları incelenebilir. Tez çalışmasının başında anlatılan elektromanyetik kuşatılmanın var olup olmama şartları bu bilgi birikimiyle elde edilmiştir.

Çinko sülfür 2 μm de kırılma indisi 2.2 ve 15 μm 'de 2.15 mertebesindedir. 0,4 – 25 μm çeyrek dalga boyuna sahip ($n.d=\lambda$) bir çinko sülfat kaplama ile hemen hemen transparent (saydam) olduğu söylenebilir. Ge, Si, GaAs, InAs ve InSb tek bir ZnS tabaka ile birlikte istenen dalgaboyu için yeterince geniş bantta optiksel geçirgenlik artırılabilir. Sert ZnS filmler alttaş kaplamada 150° uygun bir sıcaklık ve kaplamadan hemen önce yüzey elektriksel yüklenmesi ile başarılı olabilir.

Sonuç olarak tezimizde elde ettiğimiz sonuçlara göre yansıtmasız kaplama için; p-polarizasyonda ZnS'nin, s-polarizasyonda ise ZnO'nun daha uygun olduğunu görüyoruz.

Çeyrek dalga boylu yüksek-alçak kırılma indisli değişimi diziniyle içte yüksek miktarda yansıma da sağlanabilir. Örneğin UV gibi güneş altında istenmeyen ışınların tam yansımayla giderilmesi mümkündür. Bu çalışma ile optik kaplamada sonuçları önceden görmek ve modellemek endüstriyel uygulamalarda önemlidir. Özellikle COSMOS gibi özel ticari yazılımlarının optik alt yordamlarında çalışılacak sistemin simülasyonu yapılabilir durumdadır.

Çalışmalar ilerletilerek bir paket program haline getirilebilir. Bu da bizi teknik olarak dışa bağımlılıktan kısmen kurtarma potansiyeline sahiptir.

Yine, yaptığımız bu çalışma; daha yüksek verimli güneş pilleri elde edebilmek için, hangi alttaş üzerine hangi malzemelerin kaplanabileceği ile ilgili malzeme seçimi yapılıp teoriyle deneyi birleştirebileceğimizi de göstermiştir.

Yaptığımız hesaplamalarla ister tek katman ister iki katman ya da N katman olsun, hangi sırada, hangi kalınlıkta kullanıldığında üzerine düşen ışığın ne kadarının yansıtıldığı, ne kadarının soğurulduğu teorik olarak analiz edilmiştir.

Elde edilen sonuçlarla, deneysel çalışma yapan bilim insanları seçilen alttaş üzerine uygun malzeme veya malzemeleri kaplayarak teorik ve deneysel sonuçların uyum sağlayıp sağlamadığını kontrol edebilirler.

Böylece uygun alttaşlar üzerine uygun kalınlıklarda ve indislerde malzemeler koyarak yeni optoelektronik aygıtlar tasarlanabilir.



KAYNAKLAR

1. **Heavens, O.S.** (1955) *Optical Properties of Thin Solid Films*, Butterworths Scientific Publications, London
2. **Knittl, Z.** (1976) *Optics of Thin Films*, John Wiley and Sons , London
3. **Newton, S.I.** (1704) *Opticks or a Treatise of the Reflections, Refractions, Inflections and Colours of Light*, The Royal Society, London
4. **Crew, H.** (1930) Thomas Young's place in the history of the wave theory of light, *Journal of the Optical Society of America* 20 3-10
5. **Serway, A.R., Beichner R.J.**, (2000) *Physics For Scientists and Engineers with Modern Physics 5th Edition*, Saunders College Publishing Carolina.
6. **Yariv, A.** (1997) *Optical Electronics in Modern Communications*, Fifth Edition, Newyork
7. **Macleod, H.A.** (2010) *Thin-Film Optical Filters*, American Elsevier Pub Co. 1969 Newyork
8. **Abeles, F.** (1950) Recherches sur la propagation des ondes electromagnetiques sinusoidales dans les milieus stratifies. Applications aux couches mines. I *Annales de Physique, 12th Series*
9. **Abeles, F.** (1950) Recherches sur la propagation des ondes electromagnetiques sinusoidales dans les milieus stratifies. Applications aux couches mines. II *Annales de Physique, 12th Series*
10. **Cox, J.T. and Hass, G.** (1958) *Antireflection coatings for germanium and silicon inthe infrared* *Journal of the Optical Society of America*
11. **Cox, J.T. and Hass, G.** 1958 *Journal of the Optical Society of America*, 48

12. Url1 <<https://refractiveindex.info/?shelf=main&book=ZnO&page=Bond-o>>, alındığı tarih: 01.01.2019

13. Url2 <<https://refractiveindex.info/?shelf=main&book=ZnS&page=Debenham>>, alındığı tarih: 01.01.2019

14. Url3 <<https://refractiveindex.info/?shelf=main&book=Ge&page=Aspnes>>, alındığı tarih: 01.01.2019



ÖZGEÇMİŞ



Kişisel Bilgiler

Adı Soyadı	Levent AÇIKGÖZ
Doğum Yeri ve Tarihi	Koyulhisar, 16.12.1973
Medeni Hali	Evli
Yabancı Dil	İngilizce
İletişim Adresi	Cumhuriyet Üniversitesi Sağlık Hizmetleri Meslek Yüksekokulu Sivas
E-Posta Adresi	lvacikgoz@gmail.com

Eğitim ve Akademik Durumu

Lise	Sivas Atatürk Lisesi, 1990
Lisans	Cumhuriyet Üniversitesi Fen – Edebiyat Fakültesi Matematik Bölümü, 1997
Yüksek Lisans	Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Optik Mühendisliği Ana Bilim Dalı, 2019

İş Tecrübesi

Cumhuriyet Üniversitesi	Öğretim Görevlisi, 1998
-------------------------	-------------------------