

**T.C.
ERCIYES ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI**

**SOĞURAN MALZEME KATKILI İNCE FİLMLEİN
OPTİK ÖZELLİKLERİNİ BELİRLEMEDE
SPEKTROSKOPİK ELİPSOMETRE YÖNTEMİNİN
UYGULANMASI**

**Hazırlayan
Mehmet ALİ**

**Danışmanlar
Prof. Dr. Ahmet ERDİNÇ
Yrd. Doç. Dr. Gökhan ÖZGÜR**

Yüksek Lisans Tezi

**Aralık 2014
KAYSERİ**

**T.C.
ERCIYES ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI**

**SOĞURAN MALZEME KATKILI İNCE FİLMLEİN
OPTİK ÖZELLİKLERİNİ BELİRLEMEDE
SPEKTROSKOPİK ELİPSOMETRE YÖNTEMİNİN
UYGULANMASI
(Yüksek Lisans Tezi)**

**Hazırlayan
Mehmet ALİ**

**Danışmanlar
Prof. Dr. Ahmet ERDİNÇ
Yrd. Doç. Dr. Gökhan ÖZGÜR**

**Bu çalışma, Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Kurumu
(TÜBİTAK) tarafından 110E280 nolu proje ile desteklenmiştir.**

**Aralık 2014
KAYSERİ**

BİLİMSEL ETİĞE UYGUNLUK

Bu çalışmadaki tüm bilgilerin, akademik ve etik kurallara uygun bir şekilde elde edildiğini beyan ederim. Aynı zamanda bu kural ve davranışların gerektirdiği gibi, bu çalışmanın özünde olmayan tüm materyal ve sonuçları tam olarak aktardığımı ve referans gösterdiğimi belirtirim.

Mehmet ALI



YÖNERGEYE UYGUNLUK

“Soğuran Malzeme Katkılı İnce Filmlerin Optik Özelliklerini Belirlemede Spektroskopik Elipsometre Yönteminin Uygulanması” adlı Yüksek Lisans tezi, Erciyes Üniversitesi Lisansüstü Tez Önerisi ve Tez Yazma Yönergesi’ne uygun olarak hazırlanmıştır.

Tezi Hazırlayan

Mehmet ALİ



Danışmanlar:

Prof. Dr. Ahmet ERDİNÇ



Yrd. Doç. Dr. Gökhan ÖZGÜR



Fizik ABD Başkanı

Prof. Dr. Ayhan GÜLDESTE

Prof. Dr. Ahmet ERDİNÇ ve Yrd. Doç. Dr. Gökhan ÖZGÜR danışmanlığında Mehmet ALİ tarafından hazırlanan “Soğuran Malzeme Katkılı İnce Filmlerin Optik Özelliklerini Belirlemede Spektroskopik Elipsometre Yönteminin Uygulanması ” adlı bu çalışma, jürimiz tarafından Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında **Yüksek Lisans** tezi olarak kabul edilmiştir.

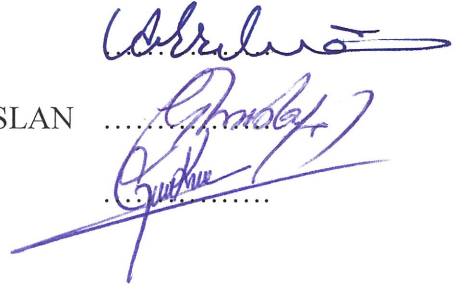
31 /12 / 2014

JÜRİ:

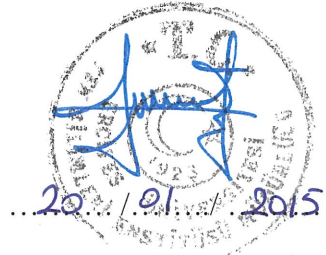
Danışman : Prof. Dr. Ahmet ERDİNÇ

Üye : Prof. Dr. Mustafa GENÇASLAN

Üye : Doç. Dr. Gökhan KOÇAK

**ONAY:**

Bu tezin kabulü Enstitü Yönetim Kurulunun 20/01/2015 tarih ve 2015/03-06 sayılı kararı ile onaylanmıştır.



Prof. Dr. Kâzım KEŞLİOĞLU

Enstitü Müdürü

ÖNSÖZ / TEŞEKKÜR

Çalışmalarım boyunca farklı bakış açıları ve bilimsel katkılarıyla beni aydınlatan, yakın ilgi ve yardımlarını esirgemeyen ve bu günlere gelmemde en büyük katkı sahibi sayın hocam Yrd. Doç. Dr. Gökhan ÖZGÜR ve Prof. Dr. Ahmet ERDİNÇ'e teşekkürü bir borç bilirim.

Deneysel çalışmalarım sırasında karşılaştığım zorlukları aşmamda, aynı laboratuvarı paylaştığım çalışma arkadaşım Murat SERHATLIOĞLU'na yardımlarından ve desteklerini benden esirgemeyen dostlarım Hüseyin TEPE, Seyfullah FEDAKAR, Fatih ŞEN ve kardeşim Mustafa ALİ'ye teşekkür ederim.

Bu tez çalışmasına maddi destek veren Türkiye Bilimsel ve Teknik Araştırma Kurumu'na (Proje No: 110E280) teşekkür ederim.

Ayrıca çalışmalarım süresince sabır göstererek beni daima destekleyen aileme en içten teşekkürlerimi sunarım.

Mehmet ALİ

Kayseri, Aralık 2014

**SOĞURAN MALZEME KATKILI İNCE FİLMLERİN OPTİK
ÖZELLİKLERİNİ BELİRLEMEDE SPEKTROSKOPİK ELİPSOMETRE
YÖNTEMİNİN UYGULANMASI**

Mehmet ALİ

Erciyes Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü

Yüksek Lisans Tezi, Aralık 2014

Danışmanlar: Prof. Dr. Ahmet ERDİNÇ

Yrd. Doç. Dr. Gökhan ÖZGÜR

ÖZET

Bu çalışmada, malzemelerin optik sabitleri ile elipsometre parametreleri arasındaki bağıntı teorik olarak incelendi. Daha sonra, elipsometre parametreleri ve Stokes parametreleri arasındaki ilişki Jones matrisi yöntemi kullanılarak elde edildi. Elipsometre parametrelerinin yığın malzemelerin optik sabitleri ile olan ilişkisi ve ince filmlerin optik sabitleri ve kalınlığı ile olan bağıntısı matematiksel olarak ifade edildi. Ayrıca, malzemelerin optik sabitlerini teorik olarak ifade eden Lorentz, Tauc-Lorentz, Sellmeier, Cauchy, Drude ve Etkin Ortam Yaklaşım modelleri araştırıldı.

Deneysel çalışmada, soğuran malzeme katkılı Si:Ni:O filmler manyetron eş-zamanlı saçtırma yöntemi ile hazırlandı. Bu filmlerdeki silisyum, nikel ve oksijen oranları XPS ve EDX yöntemiyle tespit edildi. Üretilen filmlerin kalınlıkları spektroskopik elipsometre ile ölçüldü. Bu filmlerin optik sabitleri, spektroskopik elipsometreden elde edilen parametrelerin Lorentz yöntemi ile modellenmesinden elde edildi. Buna ek olarak, plazma destekli kimyasal buhar biriktirme yöntemiyle SiO₂ filmler silisyum alttaş üzerinde büyütüldü. Filmin kalınlığı ve optik özellikleri, spektroskopik elipsometre ölçümlerinin Cauchy yöntemi ile modellenmesi ile elde edildi. Tasarladığımız analizör döndürmeli elipsometre sistemi ile bu filmlere ait elipsometre parametreleri 1310 nm dalga boyu için elde edildi. Ölçülen Stokes parametreleri ile elipsometre parametreleri arasındaki bağlantıdan yararlanarak, filmlerin kalınlığı ve optik sabitleri hesaplandı.

Anahtar Kelimeler: Elipsometre, spektroskopik elipsometre, eş zamanlı saçtırma, optiksel modeller, soğuran filmler.

**APPLICATION OF SPECTROSCOPIC ELLIPSOMETRY METHOD ON
DETERMINING THE OPTICAL PROPERTIES OF ABSORBING MATERIAL
DOPED THIN FILMS**

Mehmet ALİ

Erciyes University, Graduate School of Natural and Applied Sciences

M.Sc. Thesis, December 2014

Supervisors: Prof. Dr. Ahmet ERDİNÇ

Assit. Prof. Dr. Gökhan ÖZGÜR

ABSTRACT

In this work, the connection between optical constants of materials and ellipsometer parameters was investigated theoretically. Then, the relationship between ellipsometer parameters and Stokes parameters was obtained using Jones matrix formalism. The relation of ellipsometer parameters to optical constants of bulk materials and to optical constants and thicknesses of thin films were expressed mathematically. Furthermore, the theoretical models for optical constants, which are Lorentz, Tauc-Lorentz, Sellmeier, Cauchy, Drude and Effective Medium Approach, were studied.

In the experimental part, absorbing material doped Si:Ni:O films were prepared by magnetron co-sputtering method. Silicon, nickel and oxygen compositions of the films were determined by XPS and EDX techniques. The thickness of the films was measured by spectroscopic ellipsometer. Optical constants of these films were obtained by Lorentz model using the ellipsometer parameters. In addition, SiO₂ films were grown on silicon substrates using plasma enhanced chemical vapor deposition technique. The film thickness and optical constant are calculated by Cauchy model using the spectroscopic ellipsometer measurements. Ellipsometer parameters for these films are acquired using a rotating analyzer ellipsometer system designed for the wavelength of 1310 nm. Film thicknesses and optical constants are calculated using the relationship between Stokes parameters and ellipsometer parameters.

Keywords: Ellipsometer, spectroscopic ellipsometer, co-sputtering, optical models, absorbing films.

İÇİNDEKİLER

SOĞURAN MALZEME KATKILI İNCE FİMLERİN OPTİK ÖZELLİKLERİNİ BELİRLEMEDE SPEKTROSKOPİK ELİPSOMETRE YÖNTEMİNİN UYGULANMASI

BİLİMSEL ETİĞE UYGUNLUK.....	ii
YÖNERGEYE UYGUNLUK.....	iii
ÖNSÖZ / TEŞEKKÜR	v
ÖZET	vi
ABSTRACT.....	vii
İÇİNDEKİLER	viii
KISALTMALAR VE SİMGELER.....	x
TABLolar LİSTESİ.....	xii
ŞEKİLLER LİSTESİ	xiii
GİRİŞ	1

1. BÖLÜM

ELİPSOMETRE HAKKINDA GENEL BİLGİLER

1.1 Elipsometrenin Tanımı.....	3
1.2. Elipsometrenin Tarihsel Gelişimi.....	4
1.3. Elipsometrenin Uygulamaları.....	6
1.4. Elipsometre Parametreleri.....	8
1.5. Elipsometrenin Kısımları.....	10
1.6. Elipsometre Çeşitleri	11
1.6.1. Null Elipsometresi	11
1.6.2. Fotometrik Elipsometre.....	14
1.6.2.1. Fotometrik Analizör ve Polarizör Döndürme Elipsometresi	14
1.7. Tasarlanan Analizör Döndürmeli Elipsometre Sistemi	16
1.7.1. Kalın Filmin Kırılma İndeksi.....	18
1.7.2. İnce Filmlerin Kırılma İndeksi ve Kalınlığının Hesaplanması.....	19

1.7.3. Analizör Döndürme Elipsometresi (ADE) Parametreleri Elde Edilmesi	22
--	----

2. BÖLÜM

VERİ ANALİZ YÖNTEMLERİ

2.1. Dielektrik Sabiti Ve Optiksel Sabitler.....	29
2.2. Dielektrik Fonksiyonu	31
2.3. Dielektrik Fonksiyonu Modellenmesi.....	32
2.3.1. Lorentz Model	33
2.3.2. Sellmeier Ve Cauchy Modeli.....	37
2.3.3. Tauc-Lorentz Modeli	37
2.3.4. Drude Model	40
2.3.5. Etkin Ortam Yaklaşımı	43

3. BÖLÜM

ÖRNEK HAZIRLAMA VE ANALİZ

3.1. Örnek Hazırlama	45
3.2 Filmlerin Malzeme Oranının Karakterizasyonu	48
3.3 Optiksel Özelliklerin Elde Edilmesi	52

4. BÖLÜM

TARTIŞMA SONUÇ VE ÖNERİLER

4.1 Sonuç ve Öneriler.....	59
----------------------------	----

KAYNAKLAR	61
-----------------	----

ÖZGEÇMİŞ.....	65
---------------	----

KISALTMALAR VE SİMGELER

<u>Sembol</u>	<u>Anlam</u>	<u>Birim</u>
ω	Açısal frekans	(1/s)
α	Soğurma katsayısı	(1/cm)
λ	Dalga boyu	(nm)
m^*	Elektronun etkin kütlesi	(kg)
E	Elektrik alanı vektörü	(N/C)
m_e	Elektronun kütlesi	(kg)
α_p	Polarizörün dönme açısı	(°)
α_A	Analizörün dönme açısı	(°)
α_c	Kompansatörün dönme açısı	(°)
I_o	Işık şiddeti	(W)
c	Işık hızı	(m/s)
e	Elektronun yükü	(C)
Δ	Elipsometre parametresi faz değişimi	(°)
ψ	Elipsometre parametresi genlik oranı	
ρ	Elipsometre parametresi	
SE	Spektroskopik Elipsometre	
n	Kompleks kırılma indisi	
n_r	Kırılma indisinin reel kısmı	
k	Sönüm katsayısı	
ε	Kompleks dielektrik sabiti	
ε_0	Uzayın dielektrik sabiti	
ε_1	Dielektrik fonksiyonunun reel kısmı	
ε_2	Dielektrik fonksiyonunun sanal kısmı	
L	Işık kaynağı	
A	Analizör	
P	Polarizör	
C	Kompansatör	
S	Örnek yüzeyi	
D	Detektör	

ADE	Analizör döndürme elipsometre
XPS	X-Işını Fotoelektron Spektroskopisi
PECVD	Plazma destekli kimyasal buhar biriktirme
r_{ss}	s-polarize ışığın Fresnel yansıma katsayısı
r_{pp}	p-polarize ışığın Fresnel yansıma katsayısı
k	Dalga vektörü
t_{ss}	s-polarize ışığın Fresnel geçme katsayısı
t_{pp}	p-polarize ışığın Fresnel geçme katsayısı
FADE	Fotometrik Analizör Döndürme Elipsometresi
FPDE	Fotometrik Polarizör Döndürme Elipsometresi
α_{FCA}	Serbest yük soğurması
EMA	Etkin Ortam Yaklaşımı
EDX	Enerji Dağılımlı X-ışınları Spektroskopisi

TABLolar LİSTESİ

Tablo 1. 1. Elipsometrenin özellikleri.....	4
Tablo 1.2. Elipsometrenin tarihsel gelişimi [3, 7].....	5
Tablo 1.3. Elipsometrenin ortam dışı uygulama alanları [1, 3].	6
Tablo 3. 1. Örnek yüzeyinin ultrasonik temizlenmesi.	46
Tablo 3. 2. PECVD de SiO ₂ ince film büyütme parametreleri.....	46
Tablo 3. 3. Ni-Si filmlerin büyütme parametreleri	47
Tablo 3. 4. Ölçüm ve karakterizasyonu yapılan örnekler.	48
Tablo 3. 5. S-004 EDX sonuçları	49
Tablo 3. 6. GaAs-001 EDX sonuçları.	49
Tablo 3. 7. GaAs-002 EDX sonuçları	49
Tablo 3. 8. Manuel elipsometre ile silisyum alttaşın 1310 nm elipsometre parametreleri ve kırılma indisi ölçüm sonuçları.....	58
Tablo 3. 9. Manuel elipsometre ile alttaş silisyum üzerindeki SiO ₂ ince filmin 1310 nm elipsometre parametreleri ve kırılma indisi ölçüm sonuçları.....	58

ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 1.1.Elipsometrenin genel bir şeması. L, P, S, A ve D sırasıyla, ışık kaynağı, polarizör, incelenen örnek, analizör ve foto detektör.	4
Şekil 1.2. SE ve elipsometre tarafından karakterize edilebilen fiziksel özellikler [1, 3]. .	7
Şekil 1.3. Elipsometre gelen ve yansıyan ışığın polarizasyon durumu [3].	8
Şekil 1.4.Elipsometrenin genel bir kurulumu. (L) kaynağından yayılan ışık, (P) polarizörden geçip kompansatöre gelir ve yüzeyden yansıyarak analizöre (A) gelir, son olarak detektörde (D) algılanır [4].	10
Şekil 1.5.Null lipsometreni. L: Işık kaynağı, P: Polaralizör, C: kompansatör, A: Analizör, D: Detektör. Elipsometre ekipmanları arasındaki oklar ışığın polarizasyonu durumunu, analizör ve detektör arasındaki siyah nokta ışığın şiddetinin minimum olduğunu göstermektedir [19].	12
Şekil 1.6. Fotometrik analizör döndürme elipsometre sistemi [19].	15
Şekil 1.7. Manuel elipsometre sistemi.	17
Şekil 1.8. Yüzey sınırında gelen ışığın yansıması ve geçmesi.	18
Şekil 1.9. Ortam-film- alttaş yapısı için ışığın yansıma ve geçişi.	20
Şekil 1.10.Fotometrik analizör döndürme elipsometre (ADE) gösterimi [19].	22
Şekil 2.1. Kompleks dielektrik fonksiyonunun reel ϵ_1 ve sanal ϵ_2 kısmının açısıl frekansının bir fonksiyonu olarak durumu [3].	31
Şekil 2.2. Elipsometre veri analizinde kullanılan dielektrik fonksiyonun modelleri [3].	33
Şekil 2.3. a) Lorentz modelinin fiziksel modeli ve b) Dielektrik fonksiyonun Lorentz modelinden hesaplanması [3].	34
Şekil 2.4. Amorf silisyum için a) dielektrik fonksiyonu ve b) Tauc-Lorentz modeliyle hesaplanmış $(n - k)$ spektrumu [26].	39
Şekil 2.5. a) Yarıiletken içerisindeki serbest taşıyıcı soğurması gösterimi, b) serbest elektronun bir kusur noktası tarafından saçılması [3].	40
Şekil 3.1. GaAs alttaş üzerinde büyütülen Si+Ni film için EDX sonucu (GaAs-001). .	50
Şekil 3.2. GaAs alttaş üzerinde büyütülen Si+Ni film için EDX sonucu (GaAs-002). .	50
Şekil 3.3. Si alttaş üzerinde büyütülen Si+Ni filmin XPS ölçümü ve atomik yüzdeleri S-004).	51

Şekil 3.4. Si alt taş üzerinde büyütülen Si+Ni filmin XPS ölçümü ve atomik yüzdeleri (S-005).....	51
Şekil 3.5. Si alttaş üzerinde büyütülen Si+Ni filmin XPS ölçümü ve atomik yüzdeleri (S-008).....	52
Şekil 3.6. Modellemede kullanılan cam alttaş üzerindeki Si:Ni:O filmin yapısı (G-011, G-013, G-016).	53
Şekil 3.7. Nikelin kırılma indisi ve sönüm sabiti [37].	53
Şekil 3.8. Amorf silisyum kırılma indisi ve sönüm sabiti [37].	54
Şekil 3.9. Cam alttaş üzerinde eş zamanlı saçtırma Si:Ni:O filmin 400-1350 nm aralığında kırılma indisi ve sönüm katsayısı (G-011).	55
Şekil 3.10. Cam alttaş üzerinde eş zamanlı saçtırma Si:Ni:O filmin 400-1350 nm aralığında kırılma indisi ve sönüm katsayısı (G-013).	55
Şekil 3.11. Cam alttaş üzerinde eş zamanlı saçtırma Si:Ni:O filmin 400-1350 nm aralığında kırılma indisi ve sönüm katsayısı (G-016).	56
Şekil 3.12. Cam alttaş üzerinde eş zamanlı saçtırma Si:Ni:O filmin 400-1350 nm aralığında kırılma indisi (G-011, 013, 016).....	56
Şekil 3.13. Cam alttaş üzerinde eş zamanlı saçtırma Si:Ni:O filmin 400-1350 nm aralığında sönüm katsayısı (G-011, 013, 016).	57

GİRİŞ

Fiziksel ve kimyasal yöntemler kullanılarak farklı fiziksel özelliklere sahip (optik, elektronik, manyetik vs.) üretilen ince filmler teknolojinin birçok alanında kullanılmaktadır. Bu filmlerin optik özelliklerini, ince filmin kalınlığı ve malzeme bileşenleri gibi özellikleri filme zarar vermeden tespit etmek önemlidir. Elipsometre yöntemi ince filmlerin optik özelliklerini ve kalınlığını belirlemede numuneye zarar vermeyen bir metottur. Bu metot ışığın bir malzemedan yansıması veya geçmesi sırasında polarizasyonunda meydana gelen değişikliği ölçme tekniğine dayanmaktadır.

Bir ince filmin optik davranışının teorik ve deneysel araştırmalarında temel olarak optik yansıma, geçirme ve soğurması filmin optik sabitleri ile ilişkilidir. Bu filmlerin optik özelliklerinin doğru olarak tespit edilmesi son derecede önemli olup optik sabitlerin doğru belirlenmesi için çeşitli yöntemler kullanılmaktadır. Elipsometre yöntemi bu yöntemlerden bir tanesidir.

Elipsometre yöntemi, özellikle ışığı soğurmeyen filmlerin kalınlık ve kırılma indekslerini ölçmede yaygın kullanılan bir yöntemdir. Fakat, ışığı soğuran filmlerin optik sabitleri olan kompleks kırılma indisinin gerçek kısmı n_r ve sanal kısmı k parametrelerini elde etmek daha zordur. Çünkü bu filmlerin hem ölçümü hem de modellenmesi saydam filmlere göre daha karmaşıktır. Bu filmlerde optik parametrelerin doğru olarak elde edilmesi için uygun yöntemlerin doğru bir şekilde uygulanması gerekir.

Elipsometre, ışığın bir malzemedan geçmesi veya yansıması sırasında polarizasyonunda meydana gelen değişikliği ölçer. Polarizasyonundaki değişim genlik oranı ψ ve faz değişimi Δ ile ifade edilir. Elde edilen veriler her bir malzemenin optik özelliklerine ve ince filmlerin optik özelliklerine ve kalınlığına bağlıdır. Bundan dolayı

elipsometre, film kalınlığı tayininde ve malzemelerin optik sabitlerini belirlenmesinde yaygın olarak kullanılmaktadır. Bu çalışmada, spektroskopik elipsometre ve döner analizör elipsometre yöntemi ile ince film ve alttaş malzemelerin elipsometre parametreleri elde edilerek optik sabitleri tespit edildi. Manuel bir elipsometre sistemi tasarlanarak, silisyumun alttaş malzemenin ve silisyum alttaş üzerine büyütölmüş SiO_2 filmin optik sabitleri elipsometre parametreleri ölçölerek tespit edildi. Eş zamanlı saçtırma yöntemiyle farklı oranlarda metal içeren yarıiletken Si:Ni:O ince filmlerin optik sabitleri ve kalınlıkları, spektroskopik elipsometre sisteminden elde edilen elipsometre parametreleri modellenerek hesaplandı.

Bu kısımda tez kapsamında yaptığımız çalışmaların kısa bir özetini verdik. Tezin birinci bölümünde genel olarak elipsometre tanıtılacak ve teorisi anlatılacaktır. Tezin ikinci kısmında dielektrik fonksiyonu ve modelleri hakkında bilgi verilecektir. Üçüncü bölümde ince film üretimi ve karakterizasyonu hakkında bilgi verilmiştir. Dördüncü bölümde yapılan deneysel çalışma sonuçları tartışılacaktır.

1. BÖLÜM

ELİPSOMETRE HAKKINDA GENEL BİLGİLER

1.1 Elipsometrenin Tanımı

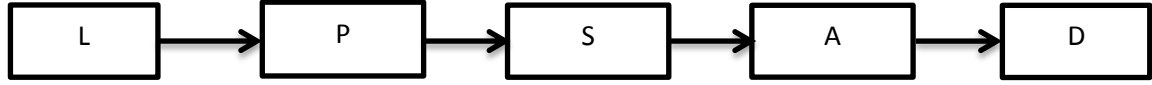
Yığın veya ince film formundaki malzemelerin optiksel özelliklerinin polarize ışık kullanarak tespit edilme çalışmalarında son yıllarda kayda değer bir artış söz konusudur. Işıktaki polarizasyon özelliği oluşturma veya polarizasyon özelliklerinin araştırılmasında birçok metot vardır. Bu metotlara genellikle 'Elipsometre' olarak adlandırılır. Elipsometre, malzemelerin optiksel karakterizasyonu için kullanışlı ve malzemeye zarar vermeyen bir tekniktir. Bu teknikte polarize ışığın malzeme yüzeyinden yansması veya geçmesi durumunda ışığın polarizasyon durumunda bir değişim gözlenir. Bu değişim genellikle 'eliptik' olur. 'Elipsometre' adı, ışıktaki bu değişimin eliptik olmasından dolayı gelmektedir. Işığın polarizasyon durumundaki değişim, ışığın gelme açısına, malzemenin optik sabitlerine, türüne ve yapısına bağlıdır [1-3]. Elipsometre sisteminin kullanımı bakımından genel özellikleri tablo 1.1'de özetlenmiştir.

Elipsometre ölçüm yönteminde iki genel kısıtlama vardır: a) numunenin yüzey pürüzlülüğü oldukça küçük olmalıdır, b) ölçüm eğimli geliş açısında yapılmalıdır. Pürüzlü bir yüzeyden saçılan ışığın şiddeti oldukça azalır. Böylesi bir durumda elipsometre ölçümü yapmak çok zorlaşır. Çünkü elipsometre, polarizasyon durumunu yansıyan ışığın şiddetine bağlı olarak ölçer. Ölçüm hataları tamamıyla ölçüm düzeneğine bağlıdır. Ancak, yüzey pürüzlülüğünün boyutu, ölçüm alınan dalga boyunun %30'undan fazla olduğu durumlar genellikle ölçüm hatalarına yol açar. Yüzey normalinde yapılan ölçümlerde p ve s polarizasyonlarını ayırt etmek zordur [3]. Bu yüzden elipsometre ölçümlerinde eğimli geliş açısında ölçüm alınmalıdır.

Tablo 1. 1. Elipsometrenin özellikleri.

Ölçme sistemi	Işık
Ölçüm bölgesi	Kızıl ötesi, görünür bölge ve morötesi bölgelerde
Ölçülen değerler	(Δ, ψ) s- ve p- polarize ışık arasındaki faz farkı ve genlik oranını
Genel kısıtlamalar	a) Numunenin yüzeyinin pürüzlüğünün küçük olması gerekir b) Ölçüm eğimli geliş açısında yapılmalı

Genel bir elipsometre dizilimi Şekil 1.1’de görülmektedir. Tek renkli veya bir spektruma sahip ışık kaynağından (L) çıkan ışık, polarizasyon durumu bilinen bir ışık elde etmek için, polarizör açısı bilinen bir polarizörden (P) geçirilir. Daha sonra polarize ışık incelenen malzeme (S) ile etkileşir ışığın polarizasyonunda bir değişim gözlenir. Polarizasyondaki bu değişim, analizörü (A) farklı açılara ayarlanarak yansıyan veya geçen ışığın şiddeti foto detektör tarafından ölçülür [4].



Şekil 1.1. Elipsometrenin genel bir şeması. L, P, S, A ve D sırasıyla, ışık kaynağı, polarizör, incelenen örnek, analizör ve foto detektör.

Elipsometre modellenmesinde, polarize ışığın düzlemsel veya çok katmanlı bir yapıdaki Fresnel yansıma ve geçme katsayıları hesaplanır [5]. Bu denklemler sınır şartlarını uygulayarak Maxwell denklemlerinin çözülmesiyle elde edilir [6]. Elipsometrede yapılan ölçümler sonucunda elipsometrik “ Δ ” ve “ ψ ” parametreleri elde edilir. Elipsometre ile alınan ölçümlerde ışığın polarizasyonundaki değişim “ ψ ” genlik oranı ve “ Δ ” faz değişimi ile ifade edilir.

1.2. Elipsometrenin Tarihsel Gelişimi

Tablo 1.2’de elipsometre cihazının gelişim tarihi görülmektedir [7]. ‘Elipsometre’ terimi Paul Drude (1863-1906) döneminde kullanılmamasına rağmen ilk elipsometrik çalışmalar Paul Drude tarafından 1880’li yıllarda gerçekleştirilmiştir [8]. Drude, ilk elipsometre denklemlerini türeterek transparan ve soğuran katı malzemeler üzerinde tarihteki ilk deneysel çalışmaları yapmıştır [3, 9]. O dönemde, modern

bilgisayarların mümkün kıldığı hızlı hesaplanma yöntemlerinin olmamasından dolayı Drude, katıların optiksel özelliklerini sadece seçilmiş dalga boyunda elde etmiştir [8]. ‘Drude modeli’ günümüzde dahi metallerin optiksel özelliklerinin modellenmesinde en popüler modeldir [3].

Tablo 1.2. Elipsometrenin tarihsel gelişimi [3, 7].

Yıl	Teknik ^a	Belirlenen Parametreler	Veri Sayısı	Geçen Zaman (s)	Hassasiyet (derece)	Yazar ve Referans
1887	E	Δ, ψ	2	Teori ve ilk deney		Drude [8]
1945	E	Δ, ψ	2	3600	$\Delta = 0.02$ $\psi = 0.01$	Rothen [10]
1971	E	Δ, ψ, R	3	3600	$\Delta = 0.02$ $\psi = 0.01$	Palik, Bockris [11]
1975	SE	$(\Delta, \psi) \lambda$	200	3600	$\Delta = 0.001$ $\psi = 0.0005$	Aspnes, Studna [12]
1984	RTSE	$\{(\Delta, \psi) \lambda\}t$	80000	3-600	$\Delta = 0.02$ $\psi = 0.01$	Muller, Farmer [13]
1990	RTSE (PDA) ^c	$\{(\Delta, \psi) \lambda\}t$	200000 ^d	0.8-600	$\Delta = 0.02$ $\psi = 0.01$	Kim, Collins, Vedam [14]
1994	RTSE (PDA) ^c	$\{(\Delta, \psi, R) \lambda\}t$	300000 ^d	0.8-600	$\Delta = 0.007$ $\psi = 0.003$	An, Collins [15]

^a Elipsometre, Spektroskopik elipsometre (SE), Gerçek zamanlı spektroskopik elipsometre (RTSE), Yansıma, Dalga boyu (λ), Zaman (t), ^c fotodiyot dizisi, ^d maksimum kapasite.

Elipsometre gelişimi üzerindeki Paul Drude etkisinden sonra, onu izleyen 70 yıl çok az ilerleme kaydedilmiştir. 1945 yılında Rothen tarafından, yansıtıcı bir yüzeyden yarı gölge metodunu (half shadow method) kullanarak ışığın polarizasyon durumunun değiştiği tespit edilmiş ve ‘Elipsometre’ terimi literatürde yerini almıştır [10]. 1970’li yılların başına kadar birçok elipsometre manuel olarak çalışıyordu ve bu durum elipsometre ölçümlerinin çok zaman almasına neden oluyordu. Aspnes ve Studna [12] 1975 yılında bütün spektroskopik elipsometre ölçümlerinin tamamını otomatik olarak gerçekleştirdiler. Tablo 1.2’de görüldüğü gibi, bu cihazın gelişiminde sadece ölçüm süresi değil aynı zamanda ölçüm hassasiyeti de önemli ölçüde geliştirilmiştir. Gerçek zamanlı görüntüleme için Muller ve Farmer, 1984’de bir spektroskopik

elipsometre cihazı geliştirdiler [13]. Bu cihaz sayesinde, birim zamanda alınan ölçüm verilerinin sayısı büyük oranda artı [3]. 1990'da Pennsylvania eyalet üniversitesinde çalışan bir grup araştırmacı tarafından, o tarihlerden bu günlere kadar yaygın olarak kullanılan gerçek zamanlı bir düzenek geliştirildi. Bu düzenek özellikle, foto-detektör grubu ile birleştirilerek çoklu dalga boylarında, ışık şiddetinin eş zamanlı ölçülmesine olanak sağlamaktadır [14]. Zamanla farklı çeşitlerde geliştirilen otomatik elipsometre arasında başlıca iki tipi günümüzde yaygın olarak kullanılmaktadır. Bunlar; a) elemanları döndürülen elipsometre [16], b) faz ayarlamalı elipsometre [17]. Bu çalışmada, elemanları döndürülen elipsometre tasarlanmıştır ve bu sistem kısım 1.7'de açıklanmıştır.

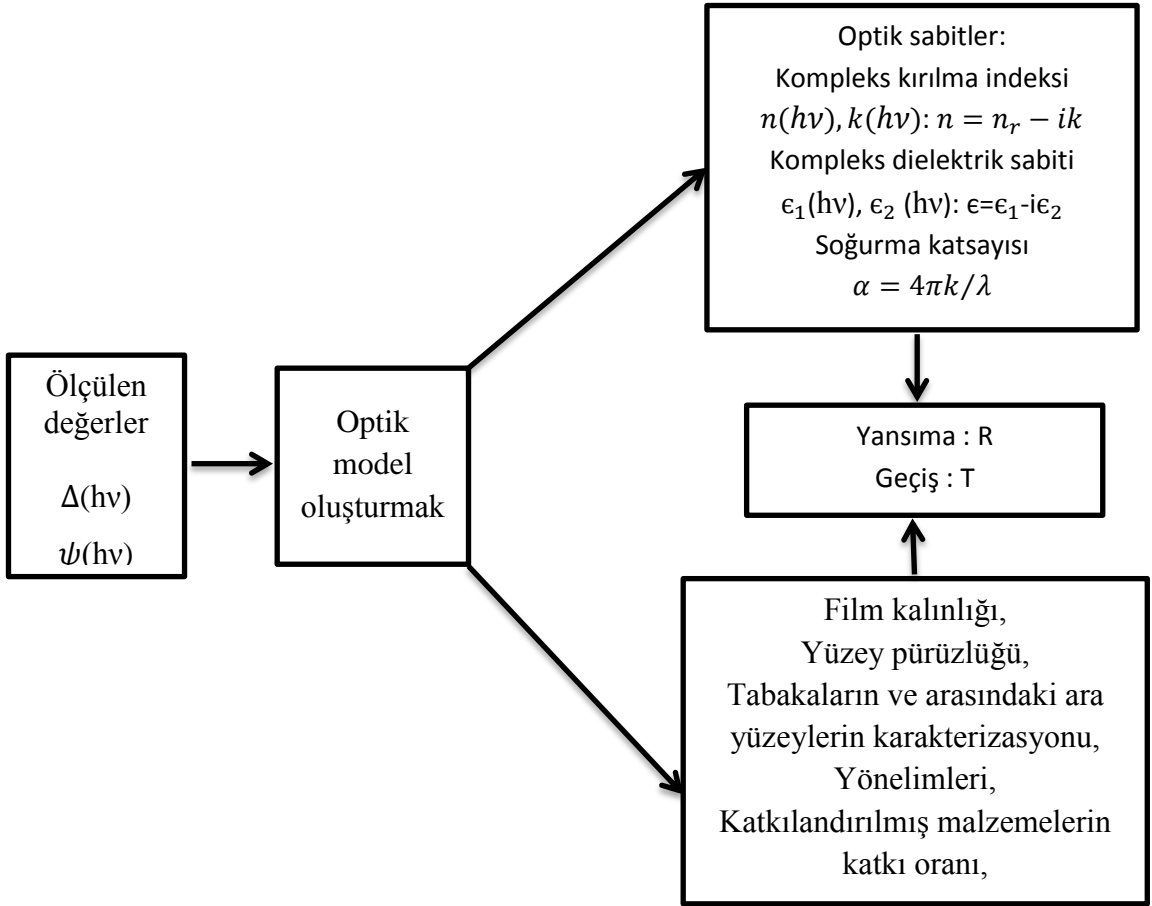
1.3. Elipsometrenin Uygulamaları

Elipsometre ölçümleri tahribatsız olduğundan, modern bilim ve teknolojinin birçok alanında yaygın olarak malzemelerin optiksel özellikleri ve ince filmlerin kalınlığını belirlemek için kullanılabilir [1-3]. SE uygulamaları, ortam içi (in-situ) ve ortam dışı (ex-situ) olmak üzere iki kısma ayrılır. Ayrıca örnek büyütme ve hazırlama sürecindeki dinamik değişkenler de gözlenebilir. Ortam içi uygulamalarına örnek olarak filmin büyütülmesi, yüzey modifikasyonu ve elektrokimyasal çalışmaları içerir. Ortam dışı bazı uygulamalar ise tablo 1.3'de özetlenmiştir. Bu uygulamalardan bir kaçı; malzemelerin dielektrik fonksiyonu, ince filmlerin bileşimi, tabaka kalınlığı ve çok katmanlı yapı analizi üzerinde yapılan çalışmaları olarak sayılabilir [2].

Tablo 1.3. Elipsometrenin ortam dışı uygulama alanları [1, 3].

Yarıiletkenler	Alttaşlar, ince filmler, dielektrik kapılar, litografi filmler
Kimya	Polimer filmler, DNA, proteinler, oluşturulmuş tekli tabakalar
Görüntü	TFT filmler, saydam iletken oksitler, organik LED
Optiksel sabitler	Yansıma önleyici kaplama için düşük ve yüksek indeksli yalıtkanlar
Veri depolama	DVD ve CD için ortamın faz değişimi, manyetik optik tabakalar
Gerçek zamanın kontrolü	Kimyasal buhar biriktirme (CVD), moleküler demet epitaksi (MBE), oyma, oksitlenme, termal ısıtma, sıvı faz işlemi

Elipsometrede ölçüm hassasiyeti uygun geliş açısı seçimiyle maksimize edilebilir. Geliş açısı seçimi örneklerin optiksel sabitlerine göre değişir ve yarıiletken karakterizasyonu için, geliş açısı sıklıkla 70° - 80° seçilir. Elipsometrede yüzey normaline yönünde gelen ışınla ölçüm yapmak p ve s -polarizasyonları birbirlerinden ayırt edilemediği için nerdeyse imkânsızdır.



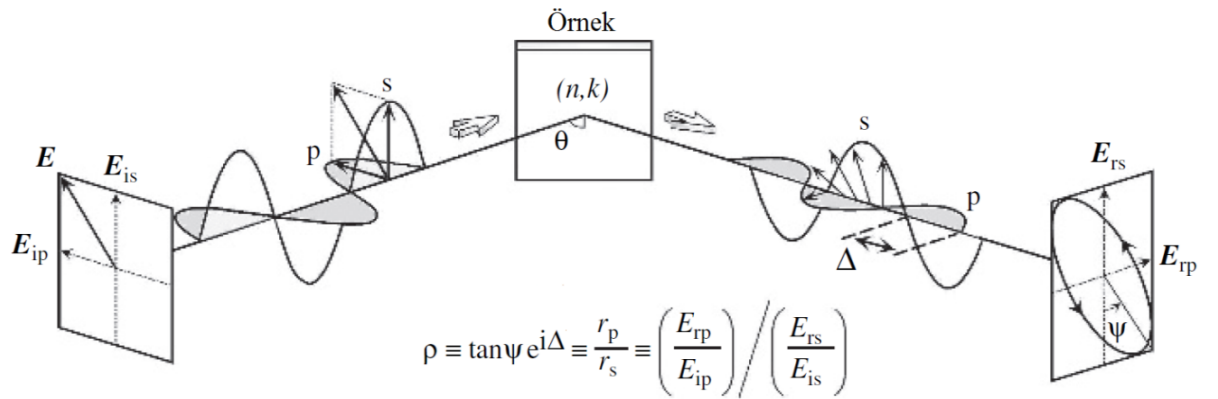
Şekil 1. 2. SE ve elipsometre tarafından karakterize edilebilen fiziksel özellikler [1, 3].

Şekil 1.2'de görüldüğü, gibi elipsometre parametreleri (Δ, ψ) , ışığın dalga boyu (λ) veya fotonun enerjisi $(h\nu)$ bir fonksiyonudur. Genel olarak ölçüm sonuçlarını (Δ, ψ) yorumlamak oldukça zordur. Bu yüzden spektroskopik ölçümlerde, örneğin fiziksel özelliklerine uygun bir optik modelle yorumlanması gerekebilir. Numunenin bazı fiziksel özellikleri ve ince filmlerin kalınlığı bu modellerden çıkarılabilir. Elipsometre ölçümü ile kırılma indisi n_r ve sönüm katsayısı k doğrudan ölçüm alma ile sağlanabilir. (n_r, k) ile tanımlanmış olan kompleks kırılma indisi $n = n_r - ik$ şeklinde

tanımlanır ve kompleks dielektrik sabiti (ϵ) ile kompleks kırılma indisi arasında $\epsilon = n^2$ şeklinde bağıntı mevcuttur. İnce filmler kalınlığı biliniyorsa, tek katmanlı veya çok katmanlı ince film örneklerin optiksel özellikleri elde etmek daha da kolaylaşır. Ya da filmin optiksel özellikleri biliniyorsa tek katmanlı veya çok katmanlı ince film örneklerin kalınlıklarını bulmak daha da kolaylaşır [1, 3, 4].

1.4. Elipsometre Parametreleri

Elipsometre sisteminde, örneğin üzerine gelen s - ve p -polarize ışığın yüzeyden yansımaları veya geçmesi sonucunda polarizasyon durumundaki değişimi ölçerek elipsometre parametreleri elde edilir. Elde edilen elipsometre parametreleri kullanarak örneğin optik sabitleri, filmin kalınlığı ve Brewster açısını hesaplanabilir. Elipsometre sisteminde gelen ve yansıyan dalganın polarizasyon durumu s - ve p -polarizasyonlarının koordinatları tarafından belirlenir.



Şekil 1.3. Elipsometre düzeneğinde örnek yüzeyine gelen ve yansıyan ışığın polarizasyon durumu [3].

Şekil 1.3'de elipsometre ölçümlerindeki gelen ışığın elektrik alan vektörleri E_{ip} ve E_{is} şeklinde tanımlanmış ve s - ve p -polarize ışık için elektrik alan vektörlerinin yönü gösterilmektedir. s - ve p - polarizasyonlarında, ışığın örnek yüzeyinden yansıdığı anda, yansıyan ışığın genliği ve fazı değişir. Bu değişimden dolayı elipsometre parametreleri elde edilir. ψ ve Δ değerleri s - ve p -polarizasyonları arasındaki genlik ve faz farkıyla ifade edilir. Bundan dolayı elipsometrede, gelen ve yansıyan ışığın polarizasyon durumunun belirlenmesi büyük önem arz etmektedir.

Elipsometre parametreleri, ışığın gelme düzlemine paralel ve dik polarizasyondaki Fresnel yansıma katsayılarının (r_{ss}) ve (r_{pp}) oranıyla ilişkilidir ve bu oran

$$\rho \equiv \tan \psi e^{i\Delta} \equiv \frac{r_{pp}}{r_{ss}} \quad (1.1)$$

olarak ifade edilir.

Ayrıca, yansıyan ışığın yerine transfer olan ışık ölçümünden de

$$\rho \equiv \frac{t_{pp}}{t_{ss}} \equiv \tan \psi e^{i\Delta} \quad (1.2)$$

şeklinde elipsometre parametresi elde edilebilir.

Burada r_{pp} ve r_{ss} ,

$$r_{pp} = \frac{E_{rp}}{E_{ip}} = |r_{pp}| e^{i\Delta_p} \quad (1.3)$$

$$r_{ss} = \frac{E_{rs}}{E_{is}} = |r_{ss}| e^{i\Delta_s} \quad (1.4)$$

yansıyan elektrik alanı ile gelen elektrik alanı arasındaki orandır: Δ_p ve Δ_s ise yine sırayla yüzeyden yansıyan s- ve p- polarize ışığın elektrik alan bileşenleri arasındaki faz farkıdır. Buradan Δ ve ψ değerleri,

$$\Delta = \Delta_p - \Delta_s \quad (1.5)$$

$$\tan \psi = \frac{|r_{pp}|}{|r_{ss}|} \quad (1.6)$$

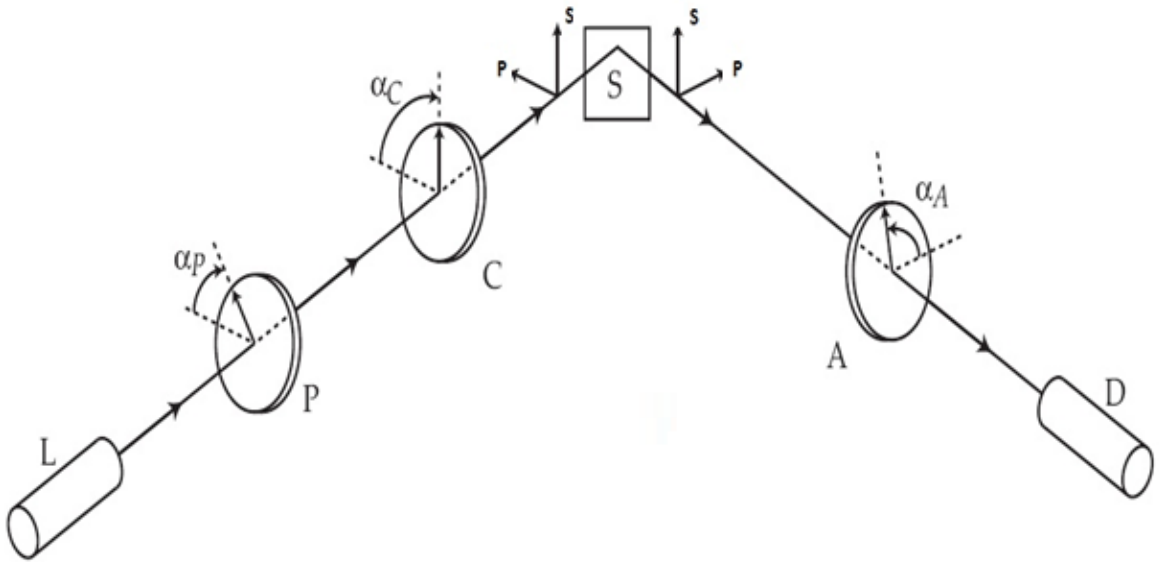
şeklinde ifade edilir.

Fresnel katsayıları r_{ss} , r_{pp} , t_{ss} ve t_{pp} kompleks büyüklüktür. Dolayısıyla ρ , kompleks bir sayı olup malzemenin optiksel özellikleri olan kırılma indisine (n_r), sönüm katsayısına (k) ve kalınlığına (d) bağlıdır [1, 5, 7, 18-19].

(1.2) nolu denklem, kompleks kırılma indisi $n = n_r - ik$ şeklindeki tanımlamaya göre yazılmıştır. Eğer kompleks kırılma indisi, $n = n_r + ik$ şeklinde tanımlanırsa, elipsometre parametresi $\rho \equiv \tan \psi e^{-i\Delta}$ şeklinde ifade edilir.

1.5. Elipsometrenin Kısımları

Elipsometre, bir dalga'nın polarizasyonundaki değişimi ölçen bir sistemdir. Bu sistemde kullanılan dalga bir ışık dalgasıdır [19]. Bu dalga'nın polarizasyon durumunu belirlemek için çeşitli optiksel elemanlara ihtiyaç vardır. Elipsometre sisteminde genellikle optiksel eleman olarak polarizör (P), analizör (A) ve kompensatör (C) kullanılır. Bu cihazlara ek olarak ışık kaynağı (L) (ışığın polarize olup olmaması önemli değil) ve detektör (D) de gereklidir. Basit bir elipsometre düzeneği Şekil 1.4'de şematik olarak gösterilmiştir.



Şekil 1.4. Elipsometrenin genel bir kurulumu. (L) kaynağından yayılan ışık, (P) polarizörden geçip kompensatöre gelir ve yüzeyden yansyarak analizöre (A) gelir, son olarak detektörde (D) algılanır [4].

Işık kaynağı (L), polarize olmamış veya dairesel polarize ışık yayar. Bu ışık kaynağı lazer veya bazı özelliklere sahip lamba olabilir. Lazer ile örnek üzerinde ışığı çok küçük bir noktaya odaklayarak hizalama yapabiliriz, fakat spektroskopik ölçümler için tek bir dalga boyuna sahip olan lazer kullanmak mümkün değildir. Bu sistemlerde Zenon lamba gibi birçok dalga boyunu içeren ışık kaynağı kullanılabilir [19].

Polarizör (P), genellikle ışık kaynağının önünde yer alır ve ışık kaynağından çıkan polarize olmayan ışığı doğrusal polarize eder [3]. Polarizasyon açısı p düzlemi ile dikey olarak Şekil 1.4 de görüldüğü gibi α_p ile verilir [19].

Analizör (A), genellikle detektörün önünde yer alır ve ışığın polarizasyonu analizörden geçen ışığın şiddetine bağlı olarak belirlenir. Analizör ve polarizör benzer optiksel cihazlar olmasına rağmen farklı işlevlerde kullanılmalarından dolayı farklı isimlendirilmişlerdir [3]. Düzenleyicinin azimut açısı α_A , p -düzlemi referans alınarak ölçülür [19].

Kompansatör (C), lineer polarize durumu dairesel polarizasyona veya dairesel polarizasyonu da lineer polarizasyona dönüştürür. Sistemde polarizörün arkasına veya analizörün önüne yerleştirilir [3]. Kompansatör veya doğrusal geciktirici, birbirine dik durumda bulunan elektrik vektörlerinin farklı miktarlarda geciktirir. Bundan dolayı dalganın polarizasyon durumu değişir (yani dalganın bileşenleri arasında faz farkı oluşturur). Düzenleyicinin α_C azimut açısı p -düzlemi referans alınarak ölçülür.

Yüzey (S), den ışığın bir kısmının yansması ve bir kısmının geçmesine göre Fresnel yansıma ve geçme r_s , r_p , t_s ve t_p katsayılarını tanımlarız.

Detektör (D), analizörden gelen ışığın şiddetini ölçer ki bu, ışığın şiddetini ölçebilen her hangi bir cihaz olabilir.

Elipsometre ile yüzeyden ölçüm yaparken polarizör, analizör dönme açısına ve komparsatör geciktirmesi elipsometre parametrelerinin ψ ve Δ belirlenmesi için bilinmelidir. Elipsometre parametrelerinin belirlenmesi için çeşitli yollar vardır ve kısım 1.7.3' de anlatılacaktır.

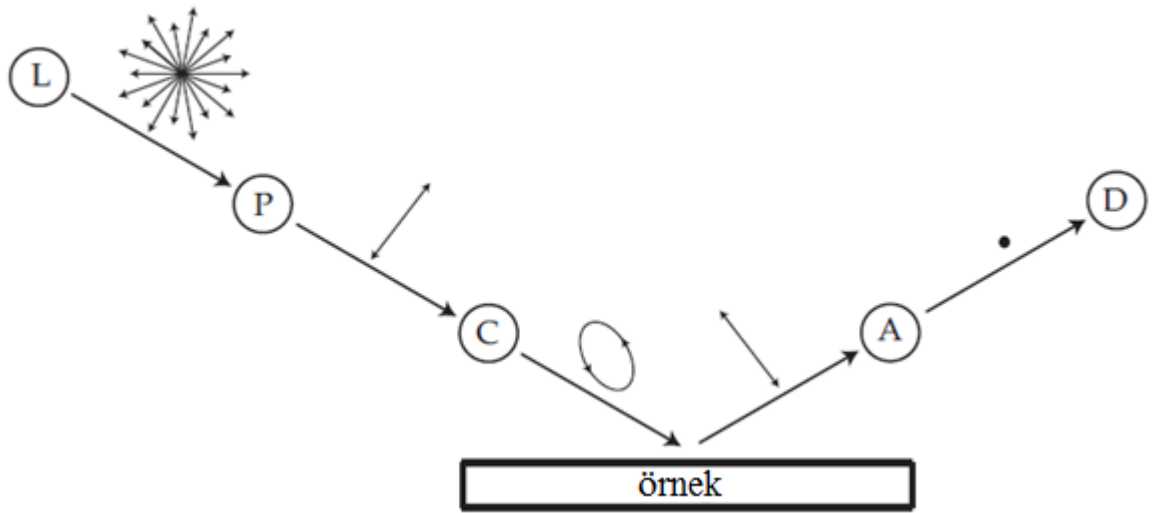
1.6. Elipsometre Çeşitleri

Bu kısımda, yaygın olarak kullanılan Null elipsometresi ve fotometrik analizör ya da polarizör döndürmeli elipsometrelerin çalışma prensibi kullanım avantajı ve dezavantajları anlatılacaktır.

1.6.1 Null Elipsometresi

Null elipsometresi, tarihsel olarak yapılan ilk elipsometredir [3, 19]. Bu cihaz ölçüm prensibi bakımından diğer elipsometrelerden farklıdır. Bu konfigürasyonda temel ölçümler için optik elemanlar polarizör, analizör, yarım dalga geciktirici ve eğimli geliş açısında ölçüm yapılmalıdır. Şekil 1.5'te ışığın bileşenleri, polarizasyon durumu ve

sistemin yapısı gösterilmiştir. Bu tür elipsometrelerde temel çalışma prensibi, detektördeki ışık şiddetini minimize etmek veya sıfıra düşürmektir. Bu işlem, analizör ve kompensatörün azimut açılarını değiştirerek yapılır. Şekilde görüldüğü gibi ışık kaynağından çıkan polarize olmayan ışık, polarizör tarafından polarize edilir. Polarizör ve kompensatör açısı ayarlanarak yüzeyden yansıyan ışık doğrusal olarak polarize edilebilir. Doğrusal polarize ışığa göre analizörün azimut açısı, yansıyan ışığın polarizasyon yönüne dik yönde ayarlanarak detektördeki ışık şiddeti minimize edilir. Bu şekilde elipsometrik parametreler hesaplanabilir [3]. Kullanılan ışık kaynağının dalga boyu görünür bölgede ise elektronik ekipman (detektör) kullanmadan ölçüm yapılabilir. Null elipsometre ile dalga boyu geniş bir aralıkta spektroskopik ölçüm yapmak mümkün değildir. Çünkü dalga boyu kompensatörün geciktirme dalga boyu aralığıyla kısıtlıdır.



Şekil 1.5. Null Elipsometresi. L: Işık kaynağı, P: Polarizör, C: kompensatör, A: Analizör, D: Detektör. Elipsometre ekipmanları arasındaki oklar ışığın polarizasyonu durumunu, analizör ve detektör arasındaki siyah nokta ışığın şiddetinin minimum olduğunu göstermektedir [19].

Null elipsometresi için Jones matrisi formalizasyonu kullanılarak detektördeki ışık şiddetini hesaplayabiliriz. Tüm sistem optik elemanlarını ve örneği Jones matrisi ile tanımlayarak detektördeki ışık şiddetini bulmaya çalışalım. Sistemdeki gelen ışık kaynağının Jones vektörünü E_{LO}^{ps} şeklinde tanımlayalım. Üst simge ışığın gelme düzlemine paralel ve dik bileşeni alt simge ise ışık kaynağının Jones vektörü olduğunu

gösterir. Kaynağın çıkış Jones vektörü ile polarizörün giriş Jones vektörü bir birine eşittir $\mathbf{E}_{LO}^{ps} = \mathbf{E}_{Pi}^{ps}$. Polarizörün çıkış Jones vektörü ise

$$\mathbf{E}_{PO}^{ps} = R(-\alpha_P)T_P^{te}R(\alpha_P)\mathbf{E}_{LO}^{ps} \quad (1.7)$$

ile bulunur. α_P , burada polarizörün dönme açısı; $R(\alpha_P)$ ve $R(-\alpha_P)$, polarizörün saat yönünde veya tersi yönde döndürme matrisi; T_P^{te} , polarizör'ün Jones matrisi; te ise polarizör koordinat eksenlerine göre transfer (t) ve sönüm (e) eksenini olduğunu belirtir. Polarizörün çıkış Jones vektörü kompensatörün giriş Jones vektörü eşittir ve bu değer,

$$\mathbf{E}_{CO}^{ps} = R(-\alpha_C)T_C^{fs}R(\alpha_C)\mathbf{E}_{LO}^{ps} \quad (1.8)$$

ile hesaplanır. Burada α_C , kompensatör dönme açısı; T_C^{fs} , düzenleyicinin Jones matrisi; fs ise kompensatör koordinat sistemine göre hızlı (f) ve yavaş (s) eksenini olduğunu belirtir. Yüzeyden yansıdıktan sonraki Jones vektörü,

$$\mathbf{E}_{SO}^{ps} = T_S^{ps}\mathbf{E}_{CO}^{ps} \quad (1.9)$$

formundadır. Burada T_S^{ps} , yüzey Jones matrisidir. Son olarak, analizörden çıkıp detektöre ulaşan ışığın Jones vektörü,

$$\mathbf{E}_{AO}^{ps} = T_A^{te}R(\alpha_A)\mathbf{E}_{SO}^{ps} \quad (1.10)$$

olacaktır. Burada T_A^{te} analizör Jones matrisi ve α_A , analizörün dönme açısıdır. Şimdi (1.7), (1.8), (1.9), (1.10) nolu denklemleri birleştirerek ışık kaynağından çıkan ışığın detektöre ulaştığındaki Jones matrisini,

$$\mathbf{E}_o = T_A^{te}R(\alpha_A)T_S^{ps}R(-\alpha_C)T_C^{fs}R(\alpha_C)R(-\alpha_P)T_P^{te}R(\alpha_P)\mathbf{E}_{LO}^{ps} \quad (1.11)$$

şeklinde türetebiliriz. (1.11) nolu denklem, kompensatörün örnekten önce yer aldığı durum için geçerlidir. Eğer kompensatör örnekten sonra yerleştirilirse ışığın Jones vektörü,

$$\mathbf{E}_o = T_A^{te}R(\alpha_A)R(-\alpha_C)T_C^{fs}R(\alpha_C)T_S^{ps}R(-\alpha_P)T_P^{te}R(\alpha_P)\mathbf{E}_{LO}^{ps} \quad (1.12)$$

şekilde olur. Detektördeki ışık şiddetini I_o ise

$$I_o = (\mathbf{E}_o)^\dagger \mathbf{E}_o = (\mathbf{E}_o^*)^T \mathbf{E}_o \quad (1.13)$$

olarak tanımlanır. Burada $(E_o)^\dagger$ elektrik alanının hermitesidir. Detektördeki ışık şiddetini minimize ederek her iki durumda yalnızca bilinmeyen T_S^{sp} yüzey Jones matrisi polarizörün dönme açısı, analizörün dönme açısı, kompensatörün faz geciktirmesi ve geliş açısı biliniyorsa çıkıştaki ışık şiddeti ölçülerek hesaplanabilir [3, 19].

1.6.2. Fotometrik Elipsometre

Fotometrik elipsometrede, Null elipsometresinden farklı olarak, detektöre gelen ışığın şiddeti sıfır olmak zorunda değildir. Bu yüzden fotometrik elipsometrede ışık şiddeti bazı belirli koşullarda ölçülür. Belirlenmiş şartlar olarak polarizörün, analizörün veya kompensatörün dönme azimut açıları, kompensatör geciktirmesi veya geliş açısı olabilir. Bu şartlardan en çok kullanılanları polarizör ve analizörün dönme açılarıdır.

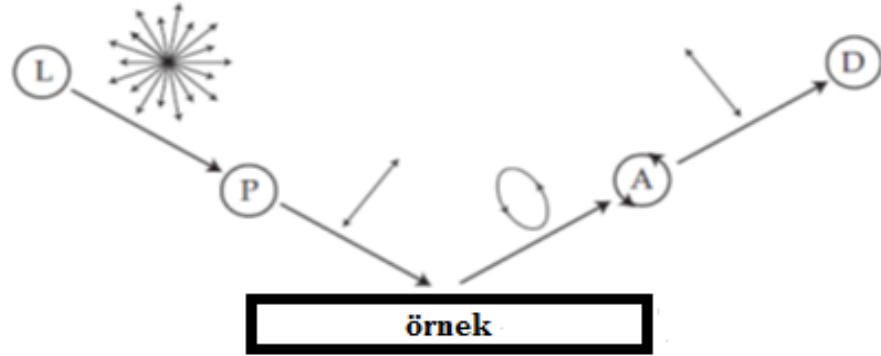
Null elipsometresinin aksine, fotometrik elipsometrelerde kompensatör kullanılması gerekli değildir. Hatta kompensatörün kullanılmaması daha geniş bir spektrumda ölçüm yapılmasını mümkün kılmaktadır. Kompensatörün olmamasının bir diğer avantajı ise sistemin daha kolay bir şekilde hizalanmasıdır. Bu sistemin dezavantajı ise Δ 'nın (s - ve p -polarize ışık arasındaki faz farkı) 0° ve 180° civarında olduğunda hassasiyetin kaybolur olmasıdır [3].

Farklı analizör ve polarizör açılarında ışık şiddeti ölçümü yaparak elipsometrik parametreleri Δ (s - ve p -polarize ışık arasındaki faz farkı) ve ψ 'yi (s - ve p -polarize ışık arasındaki genlik oranını) ölçebiliriz. Bu değişiklik iki farklı yoldan yapılabilir. Birincisi, polarizör ve analizörün önceden azimut açısını ayarlayarak ışık şiddetini ölçerek gerçekleştirebiliriz. İkincisi ise periyodik olarak ya da zamanla analizör veya polarizör azimut açısını değiştirmektir. Δ ve ψ , ölçülen sinyalin Fourier analizi ile belirlenir [4].

1.6.2.1. Fotometrik Analizör Ve Polarizör Döndürme Elipsometresi

Fotometrik Analizör Döndürme Elipsometre (FADE) (Photometric Rotating Analyzer Ellipsometry, PRAE) sisteminin genel bir şeması ve ışığın polarizasyon durumu şekli 1.6'da gösterilmiştir. Işık kaynağından gelen polarize olmamış ışık, polarizörden geçtikten sonra doğrusal polarize olur. Polarize ışık örnek yüzeyden

yansdıktan sonra eliptik polarize ışığa dönüşür ve analizöre gelir. Analizör farklı açılara ayarlanarak ışık şiddeti ölçülür. Fotometrik Polarizör Döndürme Elipsometresi (FPDE) sisteminde ise polarizör döndürerek farklı açılarda ışık şiddeti ölçümü alınır.



Şekil 1.6. Fotometrik analizör döndürme elipsometre sistemi [19].

FADE için detektördeki ışık şiddetini Jones matrisi formalizasyonunu kullanarak elde edebiliriz. Sistemin giriş Jones vektörü \mathbf{E}_{LO}^{ps} şeklinde tanımlayalım. Üst simge ışığın gelme düzlemine yönüne paralel ve dik bileşeni ve alt simge ise ışık kaynağının Jones vektörü olduğunu gösterir. Kaynağın çıkış Jones vektörü ile polarizörün giriş Jones vektörü bir birine eşittir. Yani $\mathbf{E}_{LO}^{ps} = \mathbf{E}_{Pi}^{ps}$ dir. Polarizör'ün çıkış Jones vektörü ise,

$$\mathbf{E}_{PO}^{ps} = R(-\alpha_P) T_P^{te} R(\alpha_P) \mathbf{E}_{LO}^{ps} \quad (1.14)$$

ile verilir. Burada α_P , polarizörün dönme açısı; $R(\alpha_P)$ ve $R(-\alpha_P)$, polarizörün saat yönünde veya tersi yönde döndürme matrisi, T_P^{te} polarizör'ün Jones matrisi, te ise polarizör koordinat eksenlerine göre transfer (t) ve sönüm (e) eksenini olduğunu belirtir. Polarizörün çıkış Jones vektörü yüzeyin giriş Jones vektörü eşittir ve bu değer,

$$\mathbf{E}_{SO}^{ps} = T_S^{ps} \mathbf{E}_{PO}^{ps} \quad (1.15)$$

ile verilir. Burada T_S^{ps} yüzey Jones matrisi. Son olarak analizörden çıkıp detektöre ulaşan ışığın Jones vektörü,

$$\mathbf{E}_{AO}^{ps} = T_A^{te} R(\alpha_A) \mathbf{E}_{SO}^{ps} \quad (1.16)$$

şeklinde bulunur. Burada T_A^{te} , analizör Jones matrisi ve α_A , analizörün dönme açısıdır. Şimdi (1.14), (1.15) ve (1.16) nolu denklemleri birleştirerek ışık kaynağından çıkan ışığın detektöre ulaştığındaki Jones vektörü,

$$\mathbf{E}_o = T_A^{te} R(\alpha_A) T_S^{ps} R(-\alpha_P) T_P^{te} R(\alpha_P) \mathbf{E}_{LO}^{ps} \quad (1.17)$$

şeklinde bulunur.

Detektöre gelen ışığın Jones vektörünü tanımladığımızı göre, buradan detektördeki I_o ışık şiddeti,

$$I_o = (\mathbf{E}_o)^\dagger \mathbf{E}_o = (\mathbf{E}_o^*)^T \mathbf{E}_o \quad (1.18)$$

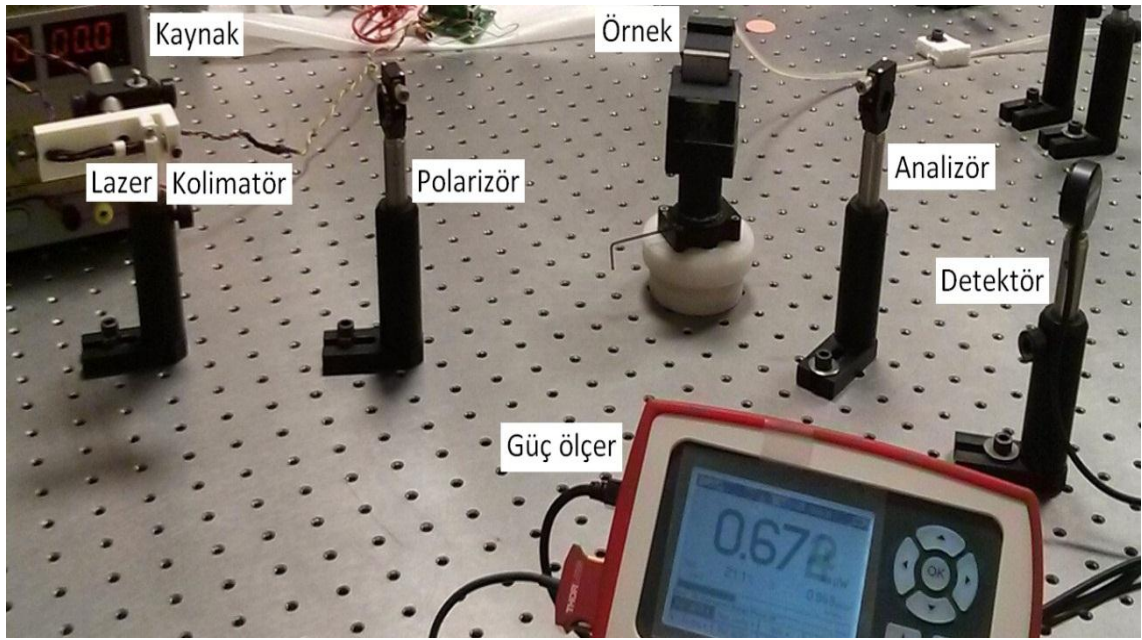
olarak hesaplanır ki burada $(\mathbf{E}_o)^\dagger$, elektrik alanın hermitesidir [3, 4].

FADE ve FPDE çalışma prensibi olarak birbirine benzerdirler, fakat konfigürasyonları için avantaj/dezavantaja sahiptirler. FPDE ve FADE sistemlerin avantajı optiksel düzeneğin basit olması ve optik elemanlar, örnek ve detektörü hizalamak kolaydır. Dezavantajları, Stokes parametrelerinden S_3 , $-180^\circ \leq \Delta < 0^\circ$ için ölçülemez, $\Delta \cong 0^\circ$ ve 180° olduğu durumlarda ölçüm hataları artar [20, 21]. FPDE sisteminde hassas ölçümler yapabilmek için polarize olmamış ışık kaynağı gerekir. FADE sisteminde hataları minimize edebilmek için polarizasyona duyarlı foto detektörler gerekir [3, 4].

1.7. Tasarlanan Analizör Döndürmeli Elipsometre Sistemi

Bu çalışmada, yığın ve ince film malzemenin optik sabitlerini ve ince filmin kalınlığını elde etmek için tek dalga boylu analizör döndürmeli elipsometre tasarladık. Bu elipsometre sistemi, farklı dalga boylarında ışık kaynağı kullanılarak spektroskopik yapılabilir. Bu kısımda, tasarladığımız elipsometrenin optik elemanlarını tanıtacağız. Aynı zamanda elipsometre sisteminden Δ ve ψ parametrelerinin nasıl elde edildiğinden ve üretilen film kalınlığı ve optik sabitleri nasıl elde ettiğimizden bahsedeceğiz.

Kalın ve ince filmin kırılma indisini, ince film kalınlığını belirlemek amacıyla tek dalga boylu manuel bir analizör döndürme elipsometre sistemi Şekil 1.7'de görülmektedir. Bu elipsometre sistemi 1310 nm dalga boyunda bir lazer, kolimatör, polarizör, vakumlu örnek tutucu, analizör ve detektörden oluşmaktadır.



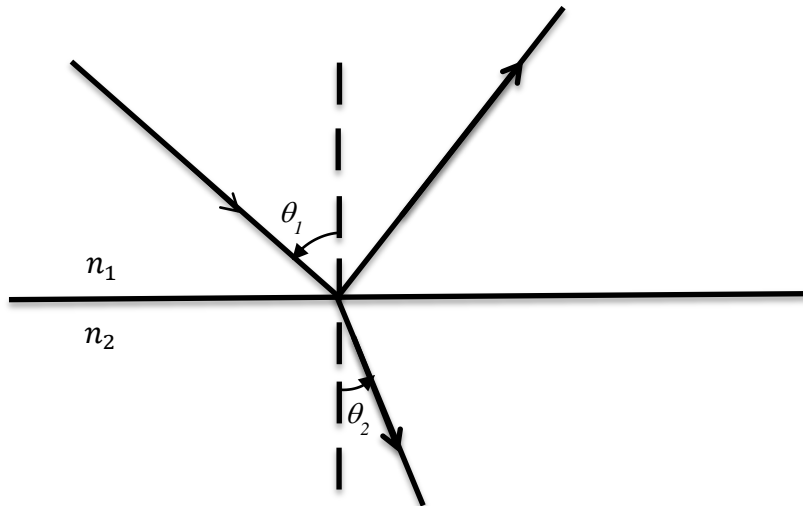
Şekil 1. 7. Manuel elipsometre sistemi.

Kullanıma bağlı olarak zamanla lazer diyot ısınacağından, ışık şiddetinde değişiklikler olur. Bunu engellemek için sabit güç uygulayan sürücü devreleri kullanılır. Tasarlanan sistem üzerinde ML725B8F lazer diyot, C110TME-C kolimatör ve EK1102 lazer sürücüsünü, LPNIR050 polarizör, PRM05 döner polarizör tutucu, MSRP01v mini döner platform kullandık. Lazer diyot 1310 nm dalga boyuna ve maksimum 5 mW ışık şiddeti kapasitesine sahiptir. Lazer diyot sürücü devresi 0-250 mA arasındaki lazer diyotları sürebilir kapasitededir. Kolimatörün odak uzaklığı 6.24 mm ve çalışma aralığı 1050-1620 nm'dir. Polarizörlerin çalışma aralığı 650-2000 nm aralığındadır ve sönümlenme oranı 1/10000'dir.

Manuel elipsometrede polarizör ve analizörün açısı ve ışığın geliş açısının doğru bir şekilde belirlenmesi çok önemlidir. Bu yüzden polarizör ve analizör lensler için hassas döndürmeli tutucu kullanıldı. Bu tutucunun üzerindeki skala 2° hassasiyete sahiptir. Fakat tutucu üzerindeki ince ayar vidası ile bu hassasiyet $1/8^\circ$ altına indirilebilir. Işığın geliş açısını belirlemek için kullanılan mini döner platform 2° hassasiyette çalışmaktadır. Hassas döndürmeli tutucuya bağlanmış polarizörlerin 0° açısını silisyum alttaş için Brewster açısını ölçerek tespit ettik. Bu elipsometre sisteminde, elipsometre parametreleri (Δ, ψ) Stokes parametrelerinden elde ederek malzemenin optik sabitlerini hesapladık.

1.7.1. Kalın Filmin Kırılma İndeksi

Kalınlığı d ve deri kalınlığından d_p (kısım 2.2’de açıklanmış) olan bir filmin kalın film olarak sayılıp sayılmayacağı, ışık kaynağının dalga boyuna ve sönüm katsayısına bağlıdır. Eğer $d > 5d_p$ büyük ise, film içerisinde ışığın hemen hemen hepsi soğrulur ve bu malzeme, kalın film olarak değerlendirilir. Bu durumda elipsometre parametreleri (Δ ve ψ değerleri), sadece film yüzeyinden yansımadan elde edilir [22]. Bu kısımda, kalın bir film için elipsometre parametreleri Δ ve ψ ’nin, ortamın ve filmin kompleks kırılma indisi n_1 , n_2 ve geliş açısı (θ) arasındaki ilişkiyi elde etmeye çalışacağız.



Şekil 1.8. Yüzey sınırında gelen ışığın yansıması ve geçmesi.

Yukarıdaki Şekil 1.8’de görüldüğü gibi ortamın kırılma indisi n_1 , malzemenin kırılma indisi n_2 olan bir ara yüzeye gelen λ dalga boyunu sahip ışığın yüzey normali ile arasındaki açı θ_1 , geçme açısı θ_2 olan bir durumda Fresnel yansıma katsayıları,

$$r_{pp} = \frac{n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2} \quad (1.19)$$

$$r_{ss} = \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \quad (1.20)$$

şeklinde ifade edilir [3, 6, 19].

$\cos \theta_2$ Snell yasasından yararlanarak, n_1 , n_2 ve θ_1 cinsinden,

Snell yasası $n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$,

$$\cos \theta_2 = \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \sin^2 \theta_1} \quad (1.21)$$

ifade edilir. Yansıma katsayıları elipsometre parametreleri ile arasındaki ilişkiyi denklem (1.1)

$$\rho = \frac{r_{pp}}{r_{ss}} = \tan \psi e^{i\Delta} \quad (1.1)$$

ile tanımlamıştık. bu denklemden malzemenin kırılma indisini n_2 çekersek,

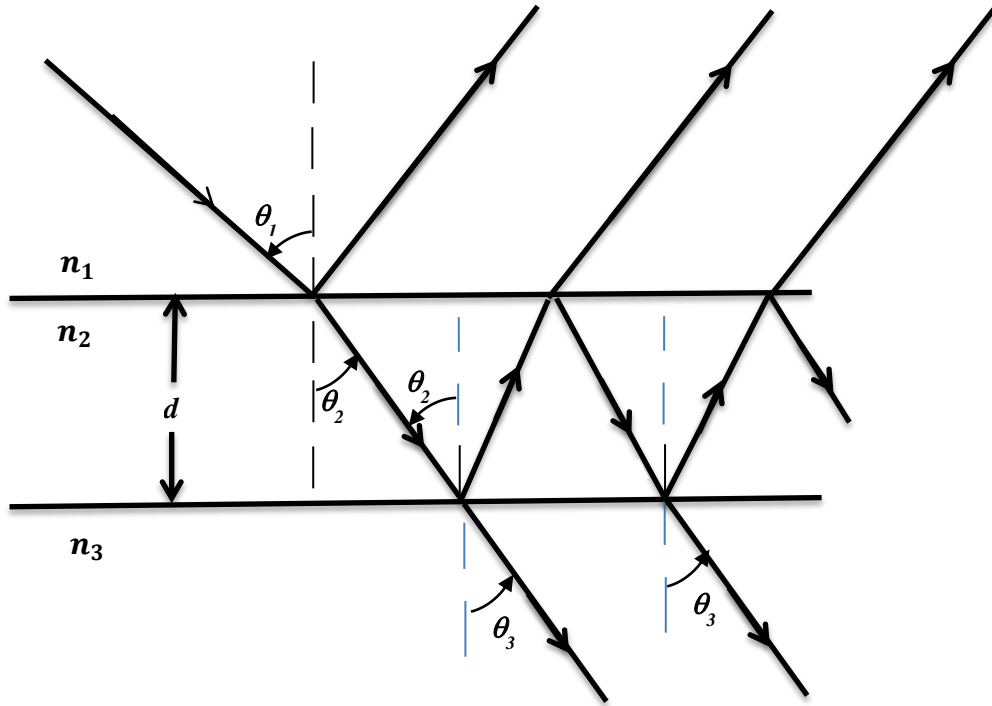
$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{\left[\sqrt{1 - 4\rho \sin^2 \theta_1 + 2\rho + \tan^2 \psi e^{i\Delta}}\right] \sin(\theta_1)}{\cos(\theta_1)\rho}$$

$$\frac{n_2}{n_1} = \sin(\theta_1) \left[1 + \left(\frac{1-\rho}{1+\rho}\right)^2 \tan^2(\theta_1)\right]^{\frac{1}{2}} \quad (1.22)$$

elde edilmiş olur. n_1 genelde hava ortamıdır ve θ_1 'de geliş açısı bilinen parametrelerdir. Eğer elipsometre parametreleri de bilinirse ikinci ortamın kompleks kırılma indisi hesaplanabilir.

1.7.2. İnce Filmlerin Kırılma İndeksi ve Kalınlığının Hesaplanması

Eğer elimizdeki malzeme, belli bir d kalınlığına sahipse ve bu kalınlık ile malzemenin deri kalınlığı arasında $d < 5d_p$ şeklinde bir durum söz konusu ise denklem (1.22) eşitliğinden malzemenin optik özelliklerini elde edemeyiz. Bu durumda, yaptığımız ölçümlere, malzeme ile malzeme üzerinde bulunduğu yüzeyinden Şekil 1.9'da görüldüğü gibi katkı gelecektir. Bu kısımda, böyle bir özelliğe sahip malzemenin optiksel özellikleri elde etmeye çalışalım.



Şekil 1.9. Ortam-film- alttaş yapısı için ışığın yansımaya ve geçişi.

Elipsometre ölçümleri, ortam-film-alttaş yapısı içeren örnekte, eğer üç ortamın da kırılma indisi biliniyorsa film kalınlığının belirlemek mümkündür. Şekil 1.9'de görüldüğü gibi ışık içerisinde girdiği yapının ara yüzeylerinden belli oranlarda yansır veya geçer. Işığın geldiği ortama yansımaya katsayıları r_{pp} ve r_{ss} ,

$$r_{ss} = \frac{r_{12,s} + r_{23,s} e^{-i2\beta}}{1 + r_{12,s} r_{23,s} e^{-i2\beta}} \quad (1.23)$$

$$r_{pp} = \frac{r_{12,p} + r_{23,p} e^{-i2\beta}}{1 + r_{12,p} r_{23,p} e^{-i2\beta}} \quad (1.24)$$

şeklinde hesaplanır. Burada β faz farkı olup,

$$\beta = 2\pi \frac{d}{\lambda} n_2 \cos(\theta_2) \quad (1.25)$$

ile bulunur ve,

$$r_{12,s} = \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \quad (1.26)$$

$$r_{23,s} = \frac{n_2 \cos \theta_2 - n_3 \cos \theta_3}{n_2 \cos \theta_2 + n_3 \cos \theta_3} \quad (1.27)$$

$$r_{12,p} = \frac{n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2} \quad (1.28)$$

$$r_{23,p} = \frac{n_3 \cos \theta_2 - n_2 \cos \theta_3}{n_3 \cos \theta_2 + n_2 \cos \theta_3} \quad (1.29)$$

ile hesaplanır. Elipsometre parametreleri ile yansıma katsayıları ise arasındaki gibidir.

$$\rho = \frac{r_{pp}}{r_{ss}} = \tan \psi e^{i\Delta} \quad (1.30)$$

$$\begin{aligned} \rho &= r_{pp} \frac{1}{r_{ss}} = \left(\frac{r_{12,p} + r_{23,p} e^{-i2\beta}}{1 + r_{12,p} r_{23,p} e^{-i2\beta}} \right) \left(\frac{1 + r_{12,s} r_{23,s} e^{-i2\beta}}{r_{12,s} + r_{23,s} e^{-i2\beta}} \right) \\ &= \frac{r_{12,p} + (r_{12,p} r_{12,s} r_{23,s} + r_{23,p}) e^{-i2\beta} + r_{23,p} r_{12,s} r_{23,s} e^{-i4\beta}}{r_{12,s} + (r_{12,p} r_{23,p} r_{12,s} + r_{23,s}) e^{-i2\beta} + r_{12,p} r_{23,p} r_{23,s} e^{-i4\beta}} \end{aligned} \quad (1.31)$$

şeklindedir. (1.31) nolu denklemdeki Δ ve ψ elipsometre parametreleri, diğer tüm parametre ile bağlantılıdır. Bu parametreler kompleks kırılma indisi n_1 , n_2 , n_3 , geliş açısı θ_1 , gelen ışığın boş uzaydaki dalga boyu λ ve filmin kalınlığı d 'dir. Ortamın, filmin ve alttaşın kırılma indisi ile gelme açısı biliniyorsa, filmin kalınlığı elipsometre parametrelerinden hesaplanabilir. Film kalınlığı için bu hesaplama şu şekildedir:

$$A = r_{23,p} r_{12,s} r_{23,s}, B = r_{12,p} r_{12,s} r_{23,s} + r_{23,p}, C = r_{12,p}, D = r_{12,p} r_{23,p} r_{23,s},$$

$$E = r_{12,p} r_{23,p} r_{12,s} + r_{23,s}, F = r_{12,s} \text{ ve } x = e^{-i2\beta} \text{ olmak üzere (1.31) denklemini}$$

$$\rho = \frac{Ax^2 + Bx + C}{Dx^2 + Ex + F} \quad (1.32)$$

olarak yazılıp yeniden düzenlersek

$$(\rho D - A)x^2 + (\rho E - B)x + (\rho F - C) = 0 \quad (1.33)$$

formuna dönüşür ki bu ikinci dereceden denklemin çözümü,

$$x_{1,2} = \frac{-(\rho E - B) \pm \sqrt{(\rho E - B)^2 - 4(\rho D - A)(\rho F - C)}}{2(\rho D - A)} \quad (1.34)$$

ile bulunur. Şimdi,

$x = e^{-i2\beta}$ ifadesinde iki tarafın doğal logaritmasını (\ln) alırsak yani

$$\ln x = -i2\beta \quad (1.35)$$

β daha önce (1.25) denklemi ile verildiğinden

$$\ln x = -i4\pi \frac{d}{\lambda} n_2 \cos(\theta_2) \quad (1.36)$$

elde edilir. Buradan,

$$d = \frac{i\lambda \ln x}{4\pi n_2 \cos(\theta_2)}$$

$$= \frac{i\lambda \ln x}{4\pi \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1}} \quad (1.37)$$

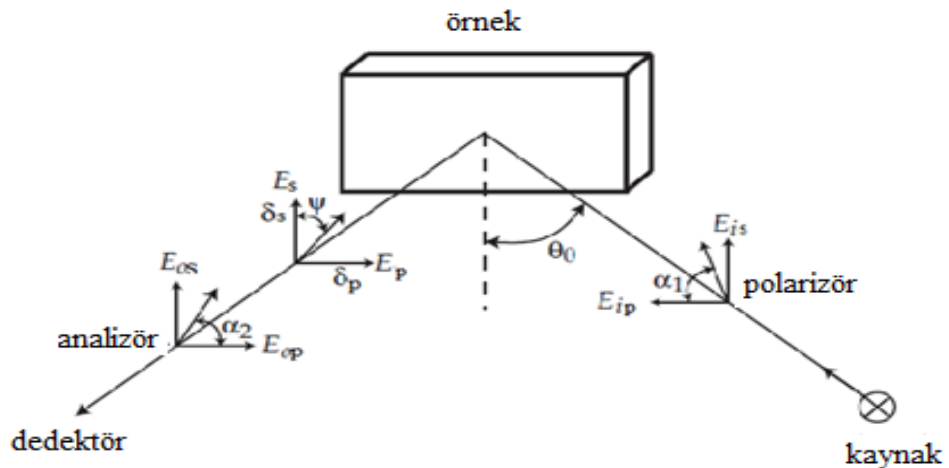
bulunur n_2 için çözülürse,

$$n_2 = \frac{i\lambda \ln x}{4\pi d \cos(\theta_2)} \quad (1.38)$$

sonucuna ulaşılır. Böylece,

(1.37) ve (1.38) denklemler kullanılarak ince filmin kırılma indisi ve kalınlığı hesaplanabilir.

1.7.3. Analizör Döndürme Elipsometresi (ADE) Parametreleri Elde Edilmesi



Şekil 1.10. Fotometrik analizör döndürme elipsometre (ADE) gösterimi [19].

Şekil 1.10'de örnek bir numunenin elipsometrik parametrelerinin ölçümü gösterilmiştir. Kaynaktan gelen ışık polarizörden geçerek doğrusal olarak polarize olur. Polarize ışık için Jones vektörü,

$$\mathbf{E}_i^{ps} = \begin{bmatrix} E_i \cos(\alpha_1) \\ E_i \sin(\alpha_1) \end{bmatrix} \quad (1.39)$$

olarak ifade edilir. Burada E_i , \mathbf{E}_i^{ps} Jones vektörünün büyüklüğü ve $\alpha_p = \alpha_1$ ise polarizörün dönme açısıdır. Işığın yüzeye çarpmasına karşılık gelen yüzey Jones matrisi:

$$T_S^{ps} = \begin{bmatrix} r_{pp} & 0 \\ 0 & r_{ss} \end{bmatrix} \quad (1.40)$$

formundadır. Yüzeyden yansıyan ışık dalgası analizörün koordinat sisteminde Jones dönüşüm matrisiyle döndürülür ki bu matris

$$R(\alpha_2) = \begin{bmatrix} \cos(\alpha_2) & \sin(\alpha_2) \\ \sin(-\alpha_2) & \cos(\alpha_2) \end{bmatrix} \quad (1.41)$$

şeklinindedir. Burada $\alpha_A = \alpha_2$, analizörün dönme açısıdır. İdeal olarak düşünülen analizöre ait Jones matrisi analizörün kendi koordinat sisteminde,

$$T_A^{te} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (1.42)$$

ile verilir.

Detektöre gelen ışığın Jones vektörü,

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_o^{te} &= T_A^{te} R(\alpha_2) T_S^{ps} \mathbf{E}_i^{ps} \\ &= \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(\alpha_2) & \sin(\alpha_2) \\ \sin(-\alpha_2) & \cos(\alpha_2) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r_{pp} & 0 \\ 0 & r_{ss} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_i \cos(\alpha_1) \\ E_i \sin(\alpha_1) \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(\alpha_2) & \sin(\alpha_2) \\ \sin(-\alpha_2) & \cos(\alpha_2) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r_{pp} E_i \cos(\alpha_1) \\ r_{ss} E_i \sin(\alpha_1) \end{bmatrix} \end{aligned}$$

olarak bulunur. Şimdi,

$$E_{pp} = r_{pp} E_i \cos(\alpha_1) \quad (1.43)$$

$$E_{ss} = r_{ss} E_i \sin(\alpha_1) \quad (1.44)$$

tanımları yapılırsa, gelen ışığın Jones vektörü,

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_o^{te} &= \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{pp} \cos(\alpha_2) + E_{ss} \sin(\alpha_2) \\ -E_{pp} \sin(\alpha_2) + E_{ss} \sin(\alpha_2) \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} E_{pp} \cos(\alpha_2) + E_{ss} \sin(\alpha_2) \\ 0 \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (1.45)$$

olarak bulunur. Detektördeki ışık şiddeti I_o , gelen ışığın Jones vektöründen,

$$\begin{aligned} I_o &= (\mathbf{E}_o)^\dagger \mathbf{E}_o = (\mathbf{E}_o^*)^T \mathbf{E}_o \\ &= [E_{pp}^* \cos(\alpha_2) + E_{ss}^* \sin(\alpha_2) \quad , \quad 0] \begin{bmatrix} E_{pp} \cos(\alpha_2) + E_{ss} \sin(\alpha_2) \\ 0 \end{bmatrix} \\ &= \{E_{pp}^* \cos(\alpha_2) + E_{ss}^* \sin(\alpha_2)\} \{E_{pp} \cos(\alpha_2) + E_{ss} \sin(\alpha_2)\} \\ &= E_{pp}^* E_{pp} \cos^2(\alpha_2) + E_{ss}^* E_{ss} \sin^2(\alpha_2) + E_{pp}^* E_{ss} \sin(\alpha_2) \cos(\alpha_2) \\ &\quad + E_{ss}^* E_{pp} \sin(\alpha_2) \cos(\alpha_2) \\ &= E_{pp}^* E_{pp} \cos^2(\alpha_2) + E_{ss}^* E_{ss} \sin^2(\alpha_2) + \sin(\alpha_2) \cos(\alpha_2) (E_{pp}^* E_{ss} + E_{ss}^* E_{pp}) \end{aligned} \quad (1.46)$$

şeklinde hesaplanır. Şimdi,

$$\begin{aligned} \sin(\alpha_2) \cos(\alpha_2) &= \frac{1}{2} \sin(2\alpha_2) \\ \cos^2(\alpha_2) &= \frac{1 + \cos(2\alpha_2)}{2} \\ \sin^2(\alpha_2) &= \frac{1 - \cos(2\alpha_2)}{2} \end{aligned} \quad (1.47)$$

eşitlikleri kullanılırsa (1.46) denklemini

$$\begin{aligned} I_o &= \frac{1}{2} [E_{pp}^* E_{pp} + E_{ss}^* E_{ss} + \sin(2\alpha_2) (E_{pp}^* E_{ss} + E_{ss}^* E_{pp}) \\ &\quad + \cos(2\alpha_2) (E_{pp}^* E_{pp} - E_{ss}^* E_{ss})] \\ &= \frac{1}{2} [s_0 + s_1 \cos(2\alpha_2) + s_2 \sin(2\alpha_2)] \end{aligned} \quad (1.48)$$

halini alır. (1.48) nolu denklemdeki s_0, s_1 ve s_2 üç parametre $s_0 = E_{pp}^* E_{pp} + E_{ss}^* E_{ss}$,

$s_1 = (E_{pp}^* E_{pp} - E_{ss}^* E_{ss})$, $s_2 = (E_{pp}^* E_{ss} + E_{ss}^* E_{pp})$ Stokes parametreleridir [3, 19].

(1.48) denkleminde farklı analizör açılarındaki ışık şiddetleri hesaplanabilir. Detektördeki ışık şiddeti farklı analizör açılarda ($0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, -45^\circ$) hesaplanırsa,

$$I_0(0^\circ) = \frac{1}{2}(s_0 + s_1) \quad (1.49)$$

$$I_0(45^\circ) = \frac{1}{2}(s_0 + s_2) \quad (1.50)$$

$$I_0(90^\circ) = \frac{1}{2}(s_0 - s_1) \quad (1.51)$$

$$I_0(-45^\circ) = \frac{1}{2}(s_0 - s_2) \quad (1.52)$$

bağıntıları bulunur. Elipsometrik parametreler Δ ve ψ 'nin belirlenmesi için $\alpha_2 = 0^\circ$, $\alpha_2 = 45^\circ$, $\alpha_2 = 90^\circ$ gibi üç açı değeri gerekir. İlave ölçümler almak gereksiz olabilir, fakat elipsometredeki uygulama hatalarından dolayı ilave ölçümler parametrelerin doğru değerlerinin belirlenmesinde hassasiyeti artırabilir. Bu noktada, Stokes parametreleri ile elipsometre parametreleri arasındaki ilişkinin bulunması gerekir.

İlk olarak (1.46) nolu ışık şiddetini yani,

$$I_0 = E_{pp}^* E_{pp} \cos^2(\alpha_2) + E_{ss}^* E_{ss} \sin^2(\alpha_2) + \sin(\alpha_2) \cos(\alpha_2) (E_{pp}^* E_{ss} + E_{ss}^* E_{pp}) \quad (1.46)$$

ele alalım. Burada elektrik alanının s ve p bileşenleri,

$$E_{pp} = E_i r_{pp} \cos(\alpha_1)$$

$$E_{pp}^* = E_i^* r_{pp}^* \cos(\alpha_1)$$

$$E_{ss} = E_i r_{ss} \sin(\alpha_1)$$

$$E_{ss}^* = E_i^* r_{ss}^* \sin(\alpha_1) \quad (1.53)$$

olarak yazılır. (1.53) deki ifadeleri (1.46) denkleminde yerine koyarsak,

$$I_0 = E_i^* E_i r_{pp} r_{pp}^* \cos^2(\alpha_2) \cos^2(\alpha_1) + E_i^* E_i r_{ss}^* r_{ss} \sin^2(\alpha_2) \sin^2(\alpha_1) \\ + \sin(\alpha_2) \cos(\alpha_2) \sin(\alpha_1) \cos(\alpha_1) \{E_i^* E_i r_{pp}^* r_{ss} - E_i^* E_i r_{pp} r_{ss}^*\} \quad (1.54)$$

bulunur. Gelen ışık şiddetini,

$$I_i = \mathbf{E}_i^* \mathbf{E}_i \quad (1.55)$$

şeklinde tanımlarsak ve (1.47) nolu trigonometrik eşitlikler ve (1.55) nolu ifadeyi, (1.54)'da yerine yazarsak,

$$\begin{aligned}
I_o &= \frac{I_i}{4} [r_{pp}r_{pp}^* \cos^2(\alpha_1) + r_{ss}^*r_{ss} \sin^2(\alpha_1) \\
&\quad + \cos(2\alpha_2)[r_{pp}r_{pp}^* \cos^2(\alpha_1) - r_{ss}^*r_{ss} \sin^2(\alpha_1)] \\
&\quad + \sin(2\alpha_2)\sin(\alpha_1)\cos(\alpha_1)\{r_{pp}^*r_{ss} + r_{pp}r_{ss}^*\}] \\
&= \frac{I_i}{4} [r_{pp}r_{pp}^* \cos^2(\alpha_1) + r_{ss}^*r_{ss} \sin^2(\alpha_1)] \left[1 + \frac{[r_{pp}r_{pp}^* \cos^2(\alpha_1) - r_{ss}^*r_{ss} \sin^2(\alpha_1)]}{[r_{pp}r_{pp}^* \cos^2(\alpha_1) + r_{ss}^*r_{ss} \sin^2(\alpha_1)]} \cos(2\alpha_2) \right. \\
&\quad \left. + \frac{\sin(\alpha_1)\cos(\alpha_1)\{r_{pp}^*r_{ss} + r_{pp}r_{ss}^*\}}{[r_{pp}r_{pp}^* \cos^2(\alpha_1) + r_{ss}^*r_{ss} \sin^2(\alpha_1)]} \sin(2\alpha_2) \right] \tag{1.56}
\end{aligned}$$

sonucuna ulaşılır.

Elipsometrenin temel eşitliğini $\rho = \frac{r_{pp}}{r_{ss}} = \tan \psi e^{j\Delta}$ kullanıp, (1.56) nolu denklemi tekrar düzenlersek,

$$\frac{I_i}{2} [r_{pp}r_{pp}^* \cos^2(\alpha_1) + r_{ss}^*r_{ss} \sin^2(\alpha_1)] = s_0 \tag{1.57}$$

ifadesi elde edilir. Şimdi (1.56) nolu denklemde $\cos(2\alpha_2)$ katsayısını düzenlersek,

$$\begin{aligned}
\frac{[r_{pp}r_{pp}^* \cos^2(\alpha_1) - r_{ss}^*r_{ss} \sin^2(\alpha_1)]}{[r_{pp}r_{pp}^* \cos^2(\alpha_1) + r_{ss}^*r_{ss} \sin^2(\alpha_1)]} &= \frac{\left[\frac{r_{pp}r_{pp}^* \cos^2(\alpha_1)}{r_{ss}r_{ss}^* \sin^2(\alpha_1)} - \frac{r_{ss}^*r_{ss} \sin^2(\alpha_1)}{r_{ss}r_{ss}^* \sin^2(\alpha_1)} \right]}{\left[\frac{r_{pp}r_{pp}^* \cos^2(\alpha_1)}{r_{ss}r_{ss}^* \sin^2(\alpha_1)} + \frac{r_{ss}^*r_{ss} \sin^2(\alpha_1)}{r_{ss}r_{ss}^* \sin^2(\alpha_1)} \right]} \\
\frac{r_{pp}r_{pp}^*}{r_{ss}r_{ss}^*} &= \tan^2 \psi \\
&= \frac{\frac{\tan^2 \psi}{\tan^2 \alpha_1} - 1}{\frac{\tan^2 \psi}{\tan^2 \alpha_1} + 1} \tag{1.58}
\end{aligned}$$

bulunur.

$$\tan \psi' \triangleq \frac{\tan \psi}{\tan \alpha_1} \tag{1.59}$$

kullanıp (1.58) denklemi tekrar düzenlenirse

$$\frac{\frac{\tan^2 \psi}{\tan^2 \alpha_1} - 1}{\frac{\tan^2 \psi}{\tan^2 \alpha_1} + 1} = \frac{\tan^2 \psi' - 1}{\tan^2 \psi' + 1} = \frac{\cos^2 \psi' \sin^2 \psi' - \tan^2 \psi'}{\tan^2 \psi' + 1} = -\cos 2\psi' \tag{1.60}$$

elde edilir. (1.56) nolu denklemde $\sin(2\alpha_2)$ katsayısını düzenleyelim,

$$\begin{aligned}
\frac{\sin(\alpha_1)\cos(\alpha_1)\{r_{pp}^*r_{ss}+r_{pp}r_{ss}^*\}}{[r_{pp}r_{pp}^*\cos^2(\alpha_1)+r_{ss}^*r_{ss}\sin^2(\alpha_1)]} &= \frac{\sin(\alpha_1)\cos(\alpha_1)\left\{\frac{r_{pp}^*r_{ss}}{r_{ss}r_{ss}^*\sin^2(\alpha_1)}+\frac{r_{pp}r_{ss}^*}{r_{ss}r_{ss}^*\sin^2(\alpha_1)}\right\}}{\left[\frac{r_{pp}r_{pp}^*\cos^2(\alpha_1)}{r_{ss}r_{ss}^*\sin^2(\alpha_1)}+\frac{r_{ss}^*r_{ss}\sin^2(\alpha_1)}{r_{ss}r_{ss}^*\sin^2(\alpha_1)}\right]} \\
&= \frac{\frac{1}{\tan\alpha_1}[\tan\psi e^{-j\Delta}+\tan\psi e^{j\Delta}]}{\frac{\tan^2\psi}{\tan^2\alpha_1}+1} \\
&= 2\cos\Delta\frac{\tan\psi'}{\tan^2\psi'+1} = \sin 2\psi' \cos\Delta \tag{1.61}
\end{aligned}$$

eşitliği elde edilir.

Şimdi (1.57), (1.60) ve (1.61) denklemlerini denklem (1.56)'de yerine yazarsak ışık şiddetini,

$$I_o = \frac{1}{2}s_0[1 - \cos 2\psi' \cos(2\alpha_2) + \sin 2\psi' \cos\Delta \sin(2\alpha_2)] \tag{1.62}$$

olarak elde ederiz. Şimdi, (1.48) ifadesini s_0 parantezine alıp (1.62) eşitliği ile karşılaştırsak,

$$\begin{aligned}
\frac{1}{2}s_0\left[1 + \frac{s_1}{s_0}\cos(2\alpha_2) + \frac{s_2}{s_0}\sin(2\alpha_2)\right] &= \frac{1}{2}s_0\{[1 - \cos 2\psi' \cos(2\alpha_2)] \\
&\quad + \sin 2\psi' \cos\Delta \sin(2\alpha_2)\}
\end{aligned}$$

elde edilir ve buradan,

$$\frac{s_1}{s_0} = -\cos 2\psi' \tag{1.63}$$

$$\frac{s_2}{s_0} = \sin 2\psi' \cos\Delta \tag{1.64}$$

eşitliklerini elde etmiş oluruz. Burada Stokes parametreleri s_0 , s_1 , ve s_2 bilinirse elipsometre parametrelerini,

$$\cos 2\psi' = -\frac{s_1}{s_0} = \frac{\frac{1}{2}(s_0-s_1)-\frac{1}{2}(s_0-s_1)}{\frac{1}{2}(s_0-s_1)+\frac{1}{2}(s_0+s_1)} = \frac{I_0(90^\circ)-I_0(0^\circ)}{I_0(90^\circ)+I_0(0^\circ)} \tag{1.65}$$

$$\sin 2\psi' \cos\Delta = \frac{s_2}{s_0} = \frac{s_0+s_2}{s_0} = \frac{2I_0(45^\circ)}{I_0(90^\circ)+I_0(0^\circ)} \tag{1.66}$$

şeklinde hesaplayabiliriz. Eğer (1.59) denkleminde

$$\tan \psi' = \frac{\tan \psi}{\tan \alpha_1} \text{ ve } \alpha_1 = 45^\circ \text{ olarak seçilirse, } \psi' = \psi \text{ olur [19].}$$

Bu kısımda elipsometre gelişim tarihinden, kullanım alanlarından, parametrelerinden, kısımları, çeşitleri ve teorisinden bahsedildi. Ayrıca kendi tasarladığımız elipsometre sistemi hakkında kısa bilgiler verildi. Kalın film ve ince filmin optik sabitleri matematiksel olarak elde edildi. Elipsometre parametreleri ile optik sabitler arasındaki ilişki Jones matrisi gösterimi ile elde edildi. Gelecek kısımda dielektrik fonksiyonu ve modellerinden bahsedilecektir.

2. BÖLÜM

VERİ ANALİZ YÖNTEMLERİ

2.1. Dielektrik Sabiti Ve Optiksel Sabitler

Bir ortam içerisinde ilerleyen ışık dalgasının dalga denklemini Maxwell eşitliklerini kullanarak türetmek mümkündür [3, 6]. Pozitif z -yönünde ilerleyen, x -yönünde salınımla sınırlandırılmış $E_x = E_0 e^{i(k_z z - \omega t)}$ bir düzlem dalgaının denklemi,

$$c^2 \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} = \varepsilon \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} + 4\pi\sigma \frac{\partial E_x}{\partial t} \quad (2.1)$$

şeklinde olur. Burada E_x elektrik alanının x bileşeni; c , ışık hızı; ε , ortamın dielektrik sabit; σ , iletkenlik ve k_z ise z -yönünde ilerleme sabiti olup $k_z = 2\pi/\lambda$ olarak tanımlanır. Bu denklemin çözümünden kompleks kırılma indeks ifadesi,

$$n^2 = \varepsilon - \frac{4\pi\sigma}{\omega} i = \varepsilon - \frac{2\sigma}{\nu} i \quad (2.2)$$

olarak elde edilir. Burada n , kompleks kırılma indisini ve $\omega = 2\pi\nu$ açısal frekansı göstermektedir. Kırılma indisinin büyüklüğünü

$$n = n_r - ik \quad (2.3)$$

şeklinde yazabiliriz. Burada n_r , kompleks kırılma indisinin reel kısmı, k sanal kısmı sönüm katsayısıdır. Kompleks kırılma indisinin büyüklüğü gelen ışığın dalga boyuna bağlıdır.

Dielektrik sabiti ile kompleks kırılma indisi arasında yakın bir ilişki vardır. Dielektrik sabiti, dielektrik malzeme içinde meydana gelen polarizasyonun büyüklüğü, malzemenin geçirgenlik veya dielektrik sabiti ifadeleriyle tanımlar. Ortamın dielektrik sabitinin daha iyi anlaşılabilmesi için kapasitörün çalışma mantığı örneklenebilir. Dielektrik sabiti (ε) (epsilon) ile ifade edilir. Kompleks kırılma indisi ile dielektrik sabiti arasında,

$$n^2 \equiv \varepsilon \quad (2.4)$$

şeklinde bir bağıntı vardır.

Denklem (2.1)'de ε , kompleks bir sayıdır ve kompleks dielektrik sabiti,

$$\varepsilon \equiv \varepsilon_1 - i\varepsilon_2 \quad (2.5)$$

olarak tanımlanır. Eğer $n = n_r + ik$ ise kompleks dielektrik sabiti $\varepsilon = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2$ şeklinde tanımlanır. Eşitlik (2.4) ve (2.5) den yola çıkarak,

$$\varepsilon_1 = n_r^2 - k^2 \quad (2.6a)$$

$$\varepsilon_2 = 2n_r k \quad (2.6b)$$

elde ederiz. Işık soğurması olmadığı ($k = 0$) durumda, $\varepsilon_1 = n_r^2$ ve $\varepsilon_2 = 0$ olduğu denklem (2.5)'de açık bir şekilde görülmektedir. Bu durumda, n_r 'nin artması ile ε_1 değerinde büyük bir artış olur. Diğer taraftan da, kompleks dielektrik sabitini kullanırsak, kompleks kırılma indisi bileşenleri

$$n = \left\{ \left| \frac{\varepsilon_1 + (\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2)^{1/2}}{2} \right| \right\}^{1/2} \quad (2.7a)$$

$$k = \left\{ \left| \frac{-\varepsilon_1 + (\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2)^{1/2}}{2} \right| \right\}^{1/2} \quad (2.7b)$$

şeklinde olur (2.7b) deki k 'dan sönüm katsayısından soğurma katsayısı aşağıdaki gibi,

$$\alpha = \frac{4\pi k}{\lambda} \quad (2.8a)$$

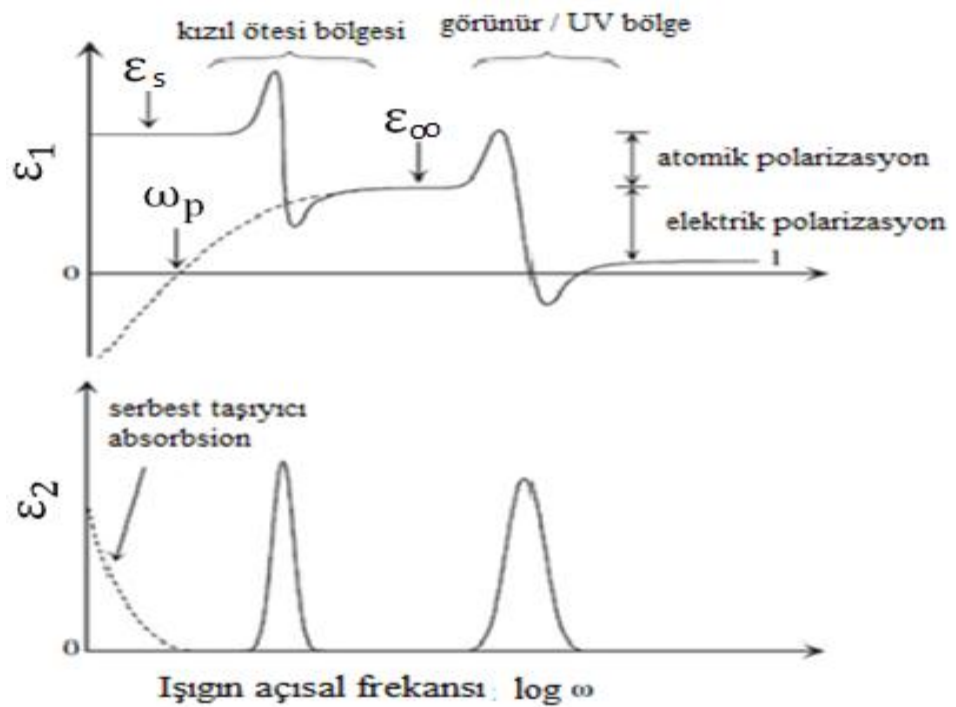
elde edilir. Soğurma katsayısı α ve kalınlığı d olan bir ortamda, ışık şiddeti I 'nin, gelen ışığın şiddeti I_0 'a oranı $\frac{I}{I_0} = \frac{1}{e} \approx (\%37)$ miktarına düştüğü kalınlığa, deri kalınlığı denir ve

$$d_p = \frac{1}{\alpha} \quad (2.8b)$$

şeklinde ifade edilir. Eğer ortam ışığı soğurmuyorsa, $\alpha = k = 0$ olduğu görülebilir [3, 23, 24].

2.2. Dielektrik Fonksiyonu

Dielektrik fonksiyonu ile frekans (dalga boyu veya enerji) arasındaki ilişkiden malzemenin elektriksel ve optiksel özellikleri açıklanır. Dielektrik fonksiyonu malzemelerin polarizasyonunu (elektrik polarizebilite) ve soğurma özelliklerini tanımlar [25]. Dielektrik fonksiyonunun gelen ışığın açısal frekanslarına (ω) göre önemli ölçüde değiştiği gözlenir. Şekil 2.1'de kompleks dielektrik sabiti (reel kısmı ϵ_1 ve sanal kısmı ϵ_2) açısal frekansın ($\log \omega$) bir fonksiyonu olarak çizilmiştir.



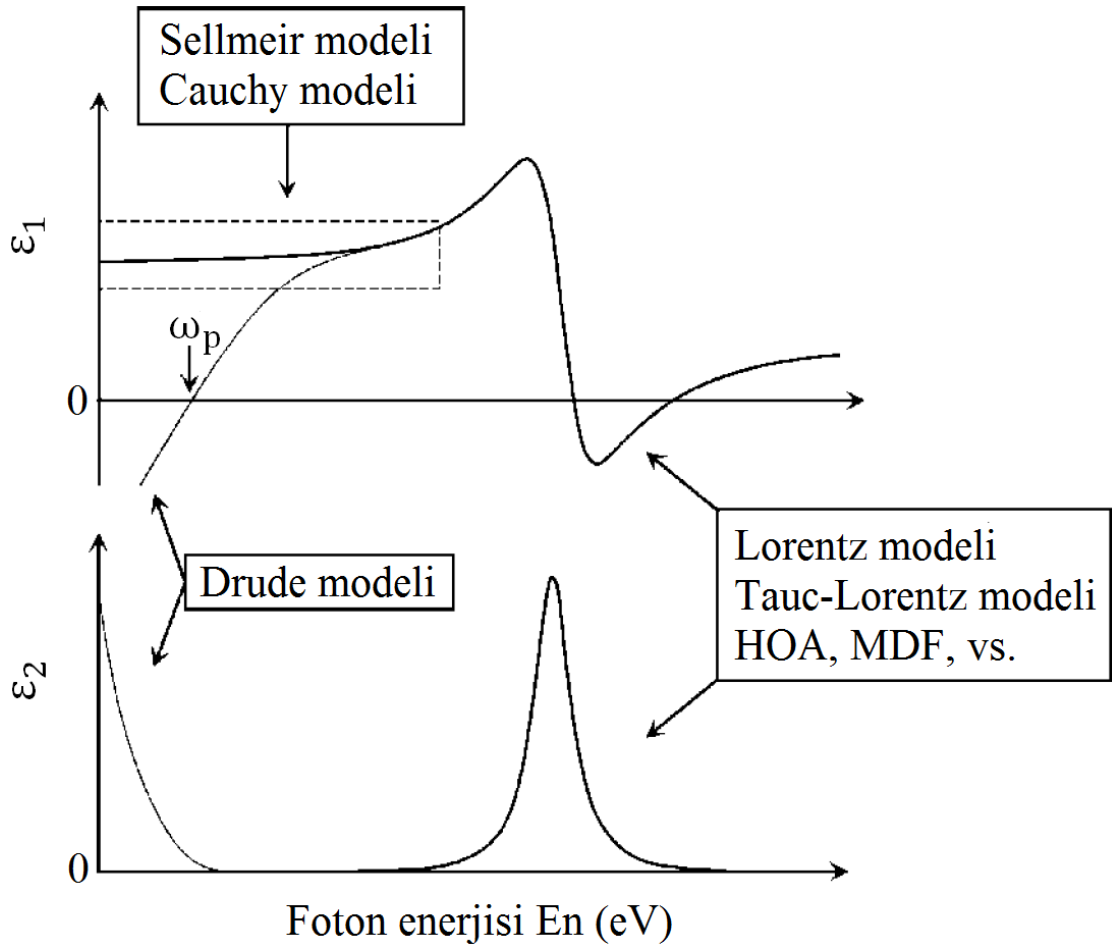
Şekil 2. 1. Kompleks dielektrik fonksiyonunun reel ϵ_1 ve sanal ϵ_2 kısmının açısal frekansının bir fonksiyonu olarak durumu [3].

Açısal frekans çok küçük olduğunda, ϵ_1 değerini durgun dielektrik sabiti ϵ_s ile temsil etmektedir. Burada ϵ_s 'nin kaynağı elektriksel ve atomik polarizasyondur. Dielektrik polarizasyon, yayların titreşimi olarak modellenebilir. Bu yüzden gelen ışığın açısal frekansı bir yay titreşim frekansı olduğundan, rezonans titreşimde iken ışık ortam tarafından absorbe edilir. Denklem (2.6b)'de görüldüğü gibi ϵ_2 değeri k ile orantılıdır. Benzer şekilde Şekil 2.1'de ϵ_2 'deki pikler rezonans frekansına karşılık gelir ve ışığın soğrulduğu bölgelerdir. Atomik polarizasyon genellikle kızıl ötesi bölgesinde gözlenirken elektrik polarizasyon UV/görünür bölgede meydana gelir.

Kızıl ötesi bölgeden daha yüksek açısal frekanslarda atomik polarizasyon kaybolur. ϵ_2 değeri yüksek frekanslarda dielektrik sabiti ϵ_∞ değerini alır. Açısal frekans daha da arttığında ϵ_1 vakum içindeki ($\epsilon_1 = 1$) değerine ulaşır. Buna göre ortamın kompleks dielektrik sabiti, frekansa bağlı olarak değişir. Açısal frekans için bu dielektrik tepki veya fotonun enerjisi, dielektrik fonksiyon veya dielektrik dağılım olarak adlandırılır. İyonikliğe sahip olmayan kristallerde (Si ve Ge gibi) malzemelerde atomik polarizasyona olmadığından $\epsilon_s = \epsilon_\infty$ gözlenir. Bu durumda yalnızca ϵ_s değeri kullanılır [3].

2.3. Dielektrik Fonksiyonu Modellenmesi

Spektroskopik elipsometrede veri analizi, örneğin fiziksel özellikleri elde edilmesi için gereklidir. Mesala, malzemenin dielektrik fonksiyonu bilinmiyorsa dielektrik fonksiyonunun modellenmesi şarttır. Dielektrik fonksiyonunun modellenmesinde örneğin optiksel özelliklerine en uygun modelin seçilmesi büyük önem arz etmektedir. Şekil 2.2 elipsometre veri analizinde sıklıkla kullanılan dielektrik fonksiyon modellerini gösterir. UV/görünür ve kızıl ötesi bölge modellenmesinde atomik polarizasyonun etkisi (Şekil 2.1'e bakınız) ihmal edilmiştir. Transparan bölgede ($\epsilon_2 \sim 0$) dielektrik fonksiyonu modellemek için Sellmeier ya da Cauchy modeli kullanılır. Işığı soğuran serbest taşıyıcıların olduğu malzemelerin veri analizi ise Drude modeliyle yapılır. UV/görünür bölgede elektriksel polarizasyonu açıklamak için Lorentz, Tauc-Lorentz modeli [26], harmonik osilatör yaklaşımı (harmonic oscillator approximation – HOA) ve dielektrik fonksiyon modeli (model dielectric function, MDF) kullanılır.



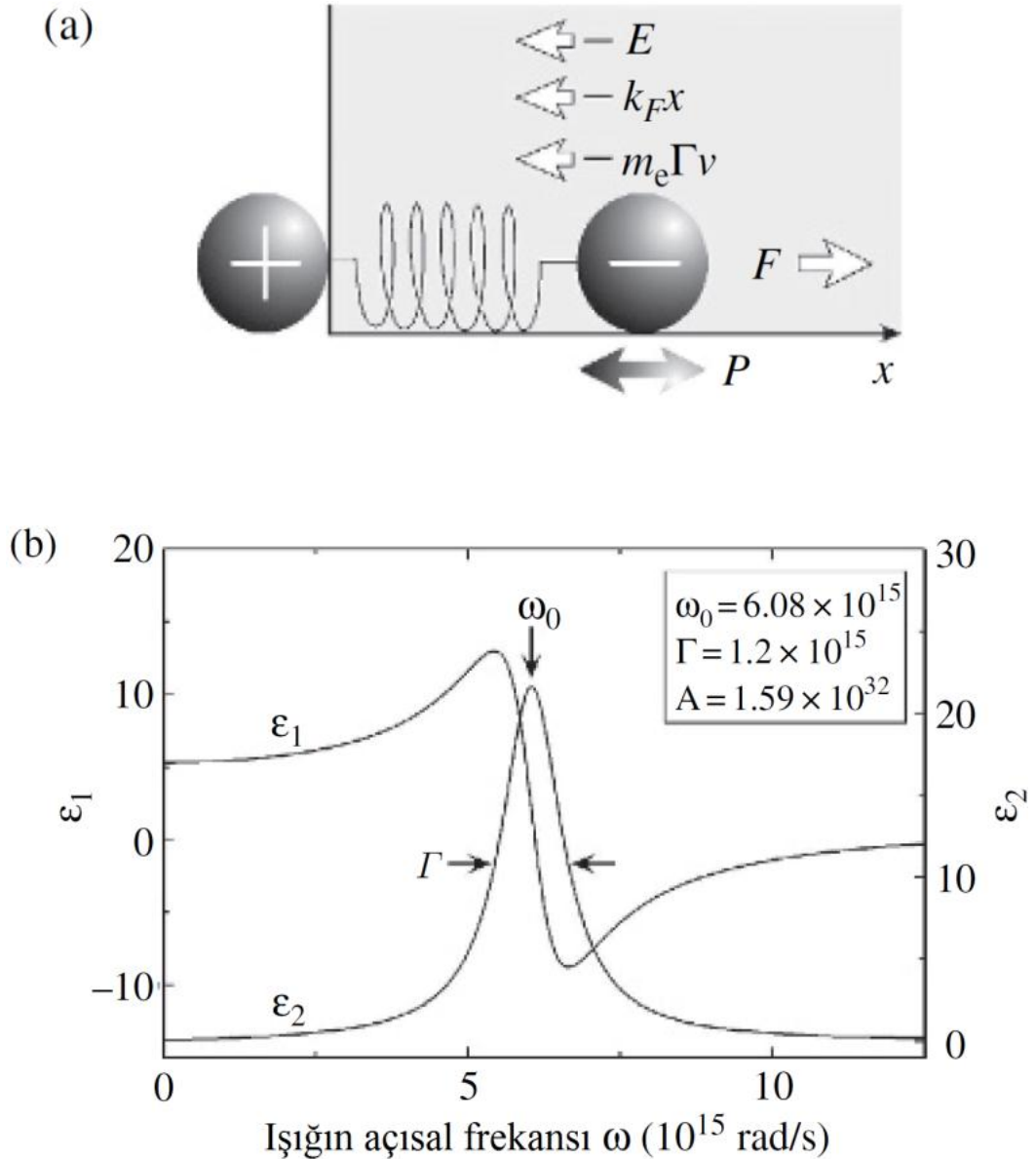
Şekil 2. 2. Elipsometre veri analizinde kullanılan dielektrik fonksiyonun modelleri [3].

Spektroskopik Elipsometrenin ölçüm aralığı genellikle 1 – 5 eV olduğundan Sellmeier veya Cauchy modeli elmasın analizinde kullanılabilir. Ayrıca silikonun dielektrik fonksiyonunu $E_n < 2,5$ eV transparan bölgelerde daha kolay modelleyebiliriz [27]. Fakat Ge karmaşık bir yapıya sahip olduğu için analizi de zorlaşır. HOA ve MDF kristal yarıiletkenlerin modellenmesi için kullanılmıştır. Bu kısımda Lorentz, Tauc-Lorentz, Sellmeier, Cauchy ve Drude modelleri gibi bazı dielektrik fonksiyon modelleri açıklanacaktır. Temelde bu modeller, Lorentz modelinden çıkarılmıştır [3].

2.3.1. Lorentz Modeli

Lorentz modeli klasik bir modeldir. Bu model genelde transparan oksitlenmiş iletkenlerin, yarıiletkenler enerji bant aralığının üstünde ve metallerin dielektrik fonksiyonunun modellenmesinde yaygın olarak kullanılır [1]. Bu modelde atomdaki negatif yüklü elektronlar, pozitif yüklü çekirdeğe bir yayla ile bağlıdır. Malzeme

üzerine ışık düştüğünde ışığın AC elektrik alanı ($E = E_0 e^{i\omega t}$), Şekil 2.3a.'da görüldüğü gibi x yönünde dielektrik polarizasyon oluşturur.



Lorentz modeli, elektronun akışkan (viscuos fluid) içinde salınım yaptığı varsayılan fiziksel bir modeldir. Bu durumda atom çekirdeğinin kütlesi, elektronun kütlesinden çok fazla olduğundan atomun çekirdeği sabittir. Newton'un ikinci kanununu kullanırsak Şekil 2.3a.'da gösterilen fiziksel model (elektrik alanı içindeki bir atomun elektronuna etki eden kuvvet),

$$m_e \frac{d^2x}{dt^2} = -m_e \Gamma \frac{dx}{dt} - m_e \omega_0^2 x - eE e^{i\omega t} \quad (2.9)$$

şeklinde ifade edebiliriz. Burada m_e , elektronun kütlesi, e elektronun yüküdür. (2.9) nolu denklemde sağdan ilk terim akışkanın viskoz kuvvetini gösterir. Genel olarak viskoz kuvveti düşük hızlarda cismin hızıyla orantılıdır. (2.9) eşitliğindeki Γ , sönümlenme katsayısı olarak bilinen viskoz kuvvetinin sabit bir oranını temsil eder. Eşitliğin sağ tarafındaki ikinci terim ışığın elektrik alanı tarafından hareket ettirilen elektron, Hook yasasına göre ($F = -k_F x$) geri çağırıcı kuvvet etkisi altında hareket eder ve burada ω_0 yayın rezonans frekansını $\omega_0 = \sqrt{k_F/m_e}$ göstermektedir. Sağ taraftaki son terim elektrostatik kuvveti ($F = qE$) gösterir. Şekil 2.3a'da gösterildiği gibi elektrona uygulanan F kuvvetinin yönü elektrik alanının, geri çağırıcı kuvveti ($F = -k_F x$) ile viskoz kuvvetinin ($-m_e \Gamma v$) tersi yönündedir. Ayrıca dış AC elektrik alanı elektronu salınım hareketine zorlar ve bu zorlayıcı salınımında elektron AC elektrik alanının frekansında salınım yapar. Bu yüzden, (2.9) denkleminin çözümünü ($x(t) = a e^{i\omega t}$) olduğunu varsayarsak ve $x(t)$ 'yi (2.9) denkleminde yerine koyarsak,

$$a = -\frac{eE_0}{m_e} \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2) + i\Gamma\omega} \quad (2.10)$$

olarak elde edilir. Şimdi birim hacim başına düşen elektron sayısı N_e ise dielektrik polarizasyonu

$$P = -eN_e x(t) \quad (2.11)$$

şeklinde bulunur. Dielektrik sabiti ise:

$$\epsilon = 1 + \frac{P}{\epsilon_0 E} \quad (2.12)$$

olarak polarizasyona bağlıdır. $x(t) = a e^{i\omega t}$, P de yerine yazılırsa, $P = -eN_e a e^{i\omega t}$ ifadesi elde edilir. $P = -eN_e a e^{i\omega t}$ ve $E = E_0 e^{i\omega t}$ ifadeleri eşitlik (2.12)'de yerine koyulursa, ϵ dielektrik sabiti,

$$\varepsilon = 1 + \frac{e^2 E_0}{\varepsilon_0 m_e} \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2) + i\Gamma\omega} \quad (2.13)$$

olarak bulunmuş olur. Yukarıdaki (2.13) eşitliği Lorentz modelini temsil eder [3, 28,29]. Eşitliğin pay ve payda kısmı $(\omega_0^2 - \omega^2 - i\Gamma\omega)$ ile çarpılırsa dielektrik sabitinin reel ve sanal kısımları,

$$\varepsilon_1 = 1 + \frac{e^2 E_0}{\varepsilon_0 m_e} \frac{(\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \Gamma^2 \omega^2} \quad (2.14a)$$

$$\varepsilon_2 = \frac{e^2 E_0}{\varepsilon_0 m_e} \frac{\Gamma\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \Gamma^2 \omega^2} \quad (2.14b)$$

olarak elde edilir. Burada $\frac{e^2 N_e}{\varepsilon_0 m_e}$, salınım şiddetidir ve A semboli ile gösterilir. Mesela Si atomunda yalnızca bir elektronun elektriksel polarizasyona sebep olduğunu varsayarsak, $N_e = 5 \times 10^{28} \text{ m}^{-3}$ kullanılarak salınım şiddeti $A = 1,59 \times 10^{32}$ elde edilir. Buna ek olarak $\omega_0 = 6,08 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$ ve $\Gamma = 1,2 \times 10^{15}$ değerlerinin eşitlik (2.13) veya (2.14)'de yerine koyulduğunu varsayarsak Şekil 2.3b de gösterilen dielektrik fonksiyonları elde edilir. Bu Şekilden görüldüğü gibi yayın rezonans frekansı ω_0 , ε_2 nin tepe değeri ve Γ ise tepe değerinin yarı yüksekliği olmaktadır [3].

Lorentz modelinde yaygın olarak foton enerjisi E_n kullanılır. Buna göre dielektrik fonksiyonu,

$$\varepsilon = 1 + \left(\sum_j \frac{A_j}{(E_{n0j})^2 - E_n^2 + i\Gamma_j E_n} \right) \quad (2.15)$$

şeklinde ifade edilir. Eşitlik (2.15)'deki dielektrik fonksiyonun da j alt indisi j 'inci salınımı, A ifadesi salınım şiddeti göstermektedir. Burada dielektrik fonksiyonu farklı salınımların toplamı olarak ifade edilir.

Yukarıdaki eşitlikler kırılma indisi $n = n_r - ik$ olan duruma göre düzenlenmiştir. Eğer kırılma indisi $n = n_r + ik$ olursa faz farkı $(k_x x - \omega t + \delta)$ olur ve

eşitlik (2.9)'daki ışığın elektriksel alan ifadesi $e^{-i\omega t}$ olarak tanımlanır. $n = n_r + ik$ ifadesine göre yukarıdaki eşitlikteki $+i$, $-i$ ile yer değiştirir [1, 3].

2.3.2. Sellmeier Ve Cauchy Modeli

Sellmeier modeli, Lorentz modelinde $\varepsilon_2 \sim 0$ olduğu bölgelere karşılık gelmekte ve bu model $\omega \ll \omega_0$ bölgesinde $\Gamma \rightarrow 0$ alınarak türetilebilir. $\frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$ kullanılarak (2.13) eşitliği,

$$\varepsilon = \varepsilon_1 = 1 + \frac{e^2 N_e}{\varepsilon_0 m_e (2\pi c)^2} \frac{\lambda_0^2 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_0^2} \quad (2.16)$$

şeklinde bulunur. $\Gamma = 0$ olduğunda $\varepsilon_2 = 0$ ve $k = 0$ olur. Sellmeier modeli,

$$\varepsilon = n^2 = A + \sum_j \frac{B_j \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_{0j}^2} \quad \varepsilon_2 = 0 \quad (2.17)$$

aşağıdaki denklemlerle ifade edilir. Burada A ve B verilerin analizinde kullanılan analitik parametreleri göstermekte ve λ_0 , ω_0 ile ilişkilidir [1, 3].

Cauchy modeli, soğurma olmayan bölge de bir malzemenin kırılma indisini belirlemek için yeterlidir. Soğurmayan malzeme için Cauchy denklemleri ile ışığın dalga boyu ve kırılma indisi arasında bağlantı

$$\varepsilon = n^2 = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} + \dots, \quad k = 0 \quad (2.18)$$

şeklinde verilir [20]. (2.18) denklemi, eşitlik (2.16)'nın λ serisi alınarak elde edilir. Cauchy modeli, kırılma indisine göre bir eşitlik olmasına rağmen, Sellmeier modelinin bir yaklaşımıdır [1, 3, 20, 29-31].

2.3.3. Tauc-Lorentz Modeli

Tauc-Lorentz modeli, genelde amorf malzemelerin dielektrik fonksiyonunun modellenmesi için kullanılır [26]. Ayrıca son yıllarda bu model, transparan oksitlenmiş iletkenlerin dielektrik fonksiyonunun modellenmesinde uygulanmaktadır [32]. Şekil (2.4b)'deki ε_2 'nin pik şekilleri Lorentz modeliyle hesaplanmış tamamıyla simetriktir.

Fakat amorf malzemelerin ε_2 piki genellikle asimetrik şekle sahiptir [3]. Bu yüzden Tauc-Lorentz modelinde ε_2 , amorf malzemelerin bant aralığı ile Lorentz modelinin çarpımıyla modellenir. Amorf malzemelerin Tauc boşluğu E_g için,

$$\varepsilon_2 = A_{Tauc}(E_n - E_g)^2 / E_n^2 \quad (2.19)$$

denklemini kullanılır [33].

Tauc-Lorentz modelindeki ε_2 ifadesi,

$$\varepsilon_2 = \frac{AE_{n0}C(E_n - E_g)^2}{(E_n^2 - E_{n0}^2)^2 - E_n^2 + iCE_n^2} \frac{1}{E_n} \quad ; \quad E_n > E_g \quad (2.20a)$$

$$= 0 \quad ; \quad (E_n \leq E_g) \quad (2.20b)$$

şeklinde yazılır. Tauc-Lorentz modelinde ε_1 ,

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 = & \varepsilon_1(\infty) + \frac{AC}{\pi\xi^4} \frac{\alpha_{ln}}{2\alpha n_{n0}} \ln \left[\frac{E_{n0}^2 + E_g^2 + \alpha E_g}{E_{n0}^2 + E_g^2 - \alpha E_g} \right] \\ & - \frac{A}{\pi\xi^4} \frac{\alpha_{tan}}{E_{n0}} \left[\pi - \tan^{-1} \left(\frac{2E_g + \alpha}{c} \right) + \tan^{-1} \left(\frac{-2E_g + \alpha}{c} \right) \right] \\ & + \frac{A}{\pi\xi^4} \frac{E_{n0}}{a} E_g (E_n^2 - \gamma^2) \left[\pi + 2 \tan^{-1} \left(2 \frac{\gamma^2 + E_g^2}{aC} \right) \right] \\ & + \frac{AE_{n0}C}{\pi\xi^4} \frac{(E_n^2 + E_g^2)}{E_n} \ln \left(\frac{|E_n - E_g|}{E_n + E_g} \right) + \frac{2AE_{n0}C}{\pi\xi^4} E_g \ln \left[\frac{|E_n - E_g|(E_n + E_g)}{\sqrt{(E_n^2 + E_g^2)^2 + E_g^2 C^2}} \right] \end{aligned} \quad (2.21)$$

ile verilir [26, 33]. Burada,

$$\alpha_{ln} = (E_g^2 - E_{n0}^2)E_n^2 + E_g^2 C^2 - E_{n0}^2(E_{n0}^2 + 3E_g^2) \quad (2.22a)$$

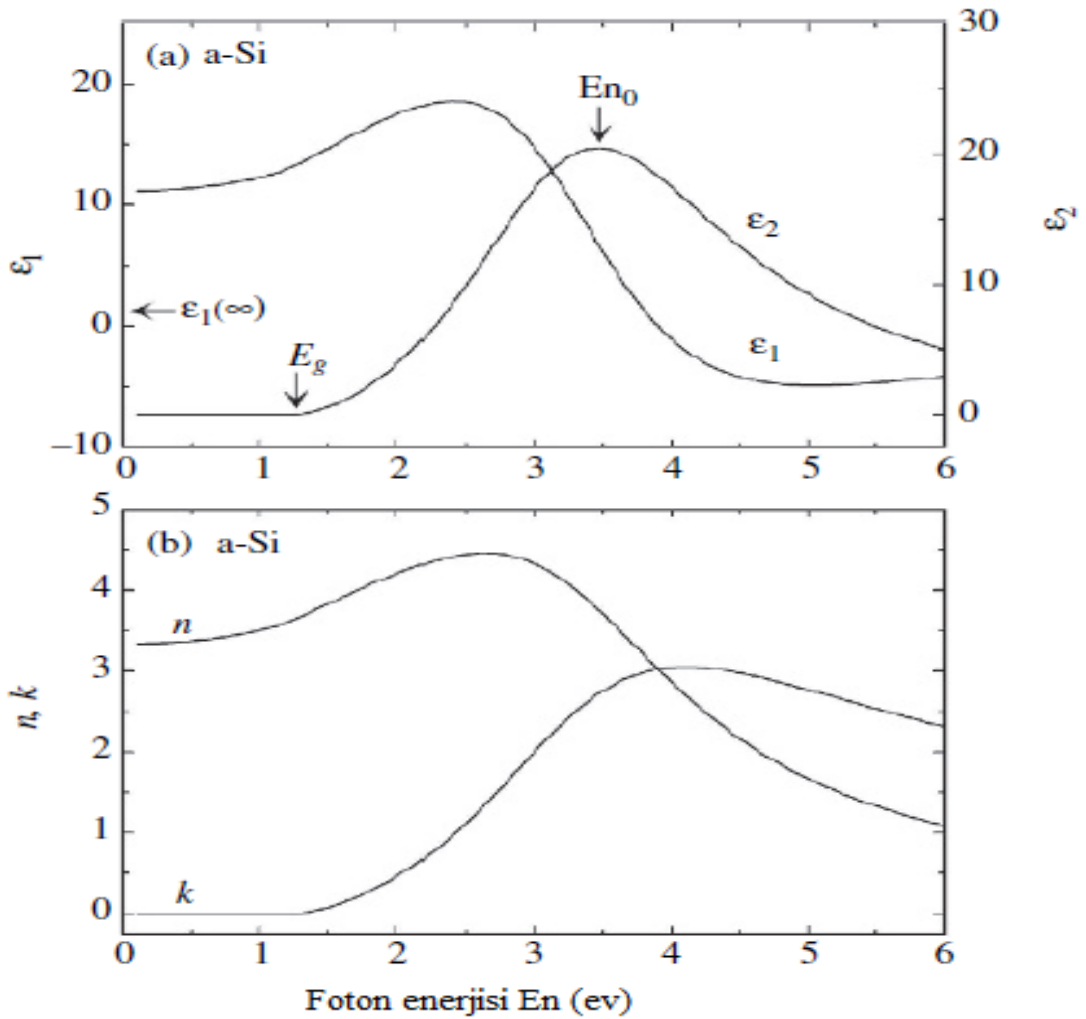
$$\alpha_{tan} = (E_n^2 - E_{n0}^2)(E_{n0}^2 + E_g^2) + E_g^2 C^2 \quad (2.22b)$$

$$\xi^4 = (E_n^2 - \gamma^2)^2 + \frac{a^2 C^2}{4} \quad (2.22c)$$

$$a = \sqrt{2E_{n_0}^2 - C^2} \quad (2.22d)$$

$$\gamma = \sqrt{E_{n_0}^2 - \frac{C^2}{2}} \quad (2.22e)$$

şeklinde tanımlanır.



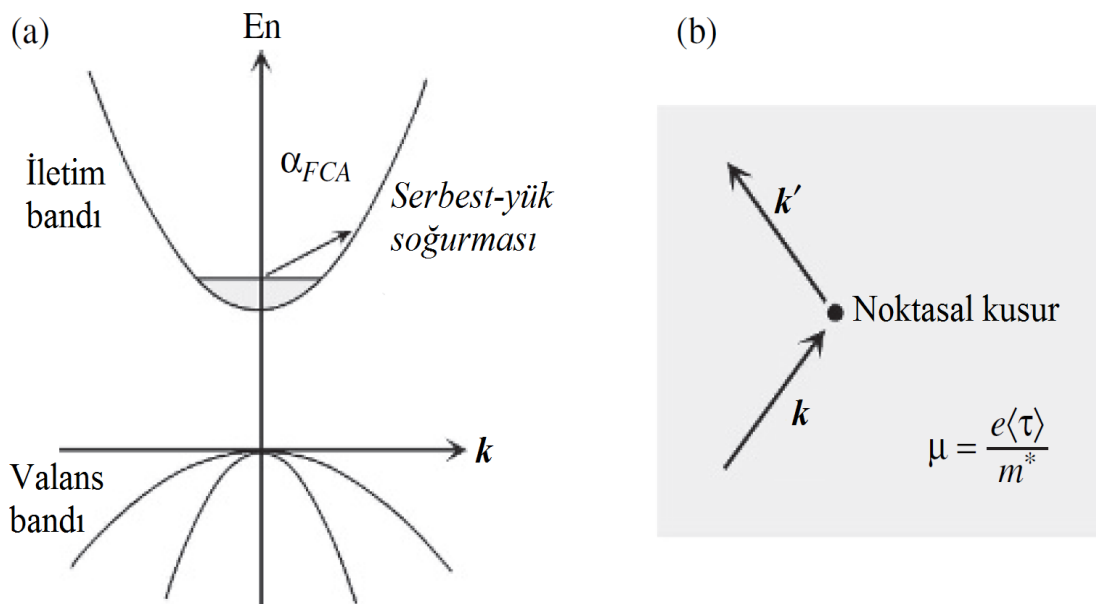
Şekil 2. 4. Amorf silisyum için a) dielektrik fonksiyonu, b) Tauc-Lorentz modeliyle hesaplanmış ($n - k$) spektrumu [26].

ϵ_1 denklemi oldukça karmaşık olmasına rağmen bu modelin dielektrik fonksiyonu toplamda beş parametreyle [$\epsilon_1(\infty), A, C, E_{n_0}, E_g$] ifade edilir. Şekil 2.4a.'da amorf silisyum için dielektrik fonksiyonu ve Şekil 2.4b.'de (a-Si) Tauc-Lorentz modelinden hesaplanan (n, k) değerleri görülmektedir. Bu hesaplamalar içerisindeki analitik parametrelerin değeri $A = 122$ eV, $C = 2.54$ eV, $E_{n_0} = 3.45$ eV, $E_g = 1.2$ eV

ve $\varepsilon_1(\infty) = 1,15$ dir. Şekil 2.4a'da görüldüğü gibi $E_n \leq E_g$ için $\varepsilon_2 = 0$ ve ε_2 pikinin E_{n_0} ile gösterilmiştir. Tauc-Lorentz modelin de A ve C , ε_2 'nin tepe değerini ve tepe değerinin yarı genişliğini gösterir.

2.3.4. Drude Model

Metallerdeki serbest elektronlar ve yarıiletkenlerdeki serbest taşıyıcılar ışığı soğurur ve dielektrik fonksiyonunu değiştirir. Drude modeli, ışığın soğrulmasını tanımlamak için yaygın olarak kullanılan bir modeldir. Biz bu kısımda serbest taşıyıcılar içeren yarıiletkenleri inceleyeceğiz. Şekil 2.5a'da yarıiletkenlerin şematik bant yapısını görülmektedir. Bu şekilde \mathbf{k} , dalga vektörünü temsil etmektedir ($\mathbf{k} = k_x\hat{x} + k_y\hat{y} + k_z\hat{z}$). Serbest taşıyıcıların yoğunluğu çok yüksek (genellikle $> 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) olduğunda, serbest elektronlar iletim bandını, holler ise valans bandını doldurur ve yarıiletken metalik karakter gösterir. Yarıiletkendeki elektronlar \mathbf{k} dalga vektörü ile yayılıyorsa, noktasal kusur tarafından saçılınca dalga vektörü Şekil 2.5b'de görüldüğü gibi \mathbf{k}' şeklinde değişir ve bundan dolayı serbest taşıyıcılarda soğurma meydana gelir. Serbest taşıyıcıların soğurma katsayısı (α_{FCA}) serbest taşıyıcıların yoğunluğunun (N_f) artması ile artar ve E_n değerlerinde optiksel geçiş düşük daha kolay meydana gelir.



Şekil 2. 5. a) Yarıiletken içerisindeki serbest taşıyıcı soğurması gösterimi, b) serbest elektronun bir kusur noktası tarafından saçılması [3].

Eğer bir yarıiletkene elektrostatik bir F_e kuvvet uygularsak, yarıiletkendeki serbest elektronlar $\langle v \rangle$ hızı ile F_e yönü boyunca sürüklenir ve $\langle \tau \rangle$ zaman aralığı ile kusurlar tarafından saçılır. Burada $\langle v \rangle$ ve $\langle \tau \rangle$, sırasıyla, hız ve saçılma zamanının ortalama değerini göstermektedir ve $\langle \tau \rangle$, genellikle ortalama saçılma zamanı olarak adlandırılır. Ortalama saçılma zamanı boyunca serbest elektronlar, F_e kuvveti tarafından ivmelendirilir. Böylelikle, bu serbest elektronlar

$$F_f = m^* \frac{dv}{dt} = m^* \frac{\langle v \rangle}{\langle \tau \rangle} \quad (2.23)$$

şeklinde ifade edilir. Burada m^* , elektronun yarıiletken içerisindeki etkin kütleini gösterir. Diğer taraftan $\langle v \rangle$,

$$\langle v \rangle = -\mu E \quad (2.24)$$

şeklinde uygulanan elektrik alan ile orantılıdır.

Burada μ , sürüklenme hareketiyle orantılı bir sabittir ve mobilite olarak adlandırılır. $F = -eE$ bağıntısı ile (2.23) ve (2.24) denklemlerini kullanarak

$$\mu = e \langle \tau \rangle / m^* \quad (2.25)$$

elde edilir. Bundan dolayı μ , $\langle \tau \rangle$ ile doğru ve m^* ile ters orantılıdır. Yüksek mobilitelere sahip yarıiletkenlerde, taşıyıcıların saçılma sıklığı azaldığında, serbest yük soğurması (α_{FCA}) da azalır. Serbest taşıyıcıların soğurma analizinden N_f , μ , ve σ eş zamanlı olarak tahmin edilebilir; burada $\sigma = eN_f\mu$ elektriksel iletkenliktir.

Eşitlik (2.23) kullanılarak serbest taşıyıcıların hareket denklemi

$$m^* \frac{d^2x}{dt^2} = -F_f + F_e = -\frac{m^*}{\langle \tau \rangle} \frac{dx}{dt} - eE_0 e^{i\omega t} \quad (2.25)$$

gibi yazılır. (2.25) eşitliğindeki F_f 'nin önündeki eksi işareti, taşıyıcıların saçılmaldan dolayı $\Gamma = \langle \tau \rangle^{-1}$ şeklinde tanımlanamayarak ve (2.10) denklemi ile verilen $x(t)$ ifadesinden yararlanılarak, denklem (2.25)'den ε ,

$$\varepsilon = \varepsilon_{\infty} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - i\omega\Gamma} \right) \quad (2.26)$$

olarak elde edilir. Burada ε_{∞} , yüksek frekanslardaki dielektrik sabitini Şekil 2.2 göstermektedir ve ω_p plazma açısıl frekansıdır ve

$$\omega_p = \left(\frac{e^2 N_f}{\varepsilon_0 \varepsilon_{\infty} m^*} \right)^{1/2} \quad (2.27)$$

gibi ifade edilir. Lorentz modelinde eşitlik (2.13)'de $\omega_0 = 0$ olduğu takdirde, eşitlik (2.26) elde edilir. Yarıiletkenler için, ω_p kızıl ötesi bölgede yer almaktadır, metallerde UV/görünür bölgededir. Eşitlik (2.25) kullanarak,

$$\Gamma = \frac{e}{m^* \mu} \quad (2.28)$$

elde edilir. Metallerde genellikle $\Gamma = 0$ olarak kabul edilmektedir.

Elipsometre veri analizinde eşitlik (2.26), E_n kullanılarak tekrar tanımlanırsa,

$$\varepsilon = \varepsilon_{\infty} - \frac{A}{E_n^2 - i\Gamma E_n} \quad (2.29)$$

ifadesine ulaşılır. Burada,

$$A = \varepsilon_{\infty} E_p^2 \quad (2.30)$$

$$E_p = \hbar \omega_p = \left(\frac{\hbar^2 e^2 N_f}{\varepsilon_0 \varepsilon_{\infty} m^*} \right)^{1/2} \quad (2.31)$$

$$\Gamma = \hbar \gamma = \frac{\hbar e}{m^* \mu} \quad (2.32)$$

olup E_p ve γ sırasıyla plazma frekansı ve açısıl frekansın genişleme parametresi temsil etmektedir [3, 28, 29 33].

2.3.5. Etkin Ortam Yaklaşımı

Elipsometre yönteminde yüzeydeki veya ara yüzeydeki yapılara karşı oldukça hassastır. Bu yüzden, veri analizinde bu yapıların optiksel model ile birleştirilmesi gerekir [3]. Etkin ortam yaklaşımı (EMA) olarak bilinen, literatürde iki veya üç malzeme karışımının etkin optik sabitlerinin hesaplanmasında birçok yöntem vardır [1]. EMA homojen olarak bir ortam içerisinde iki veya daha fazla dielektrik fonksiyonun birleşimi için matematiksel bir yaklaşımdır. Sonuçta yeni bir dielektrik fonksiyonu kompozit ortamın polarize edilebilirliğini ifade eder. Bu yaklaşım genellikle ince film numunelerinin yüzey pürüzlülüğü etkisini hesaplanmasında kullanılır. Yüzey pürüzlülüğü etkisini hesaplamada, pürüzlülük dalga boyundan daha küçük olmalıdır ($< \lambda/10$) [34]. Etkin ortam yaklaşımını uygulayarak, ara yüzey katmanların pürüzlü yüzeylerin kompleks kırılma indeksleri ve kompozit malzemelerin hacim oranları karakterize edilebilir [3]. EMA modelinde, kompozit malzemenin optik sabiti, bileşenlerinin hacimsel oranıyla orantılıdır ve

$$\varepsilon = f_A \varepsilon_A + f_B \varepsilon_B + f_C \varepsilon_C \quad (2.33)$$

şeklinde gösterilir. Burada ε , karışımın dielektrik fonksiyonu; f_A , f_B ve f_C her bir bileşenlerinin hacimsel oranı (0 ile 1 arasında değer alır), ε_A , ε_B ve ε_C malzemenin bileşenlerinin dielektrik sabitidir. Bu yaklaşım tam doğru sonuç vermemesine rağmen, malzemenin indisinin yaklaşık değerini bularak hesaplama zamanını azaltmak için kullanılabilir [1]. Şimdi,

$$\frac{\varepsilon - \varepsilon_h}{\varepsilon + \gamma \varepsilon_h} = \sum_j f_j \frac{\varepsilon_j - \varepsilon_h}{\varepsilon_j + \gamma \varepsilon_h} \quad (2.34)$$

eşitliğini kullanalım. Burada ε , ortamın dielektrik sabiti; ε_h , ana malzemenin dielektrik sabiti; f_j , j' inci bileşenin hacimsel oranı; ε_j , j' inci malzemenin dielektrik sabiti ve γ , yüzey şekliyle alakalı bir faktördür (örneğin, üç boyutlu küre için $\gamma = 2$) [3, 30]. Yukarıda verilen (2.34) denkleminde üç farklı model ifade edilir. Bu modellerin fark ana malzeme seçiminde yapmış oldukları varsayımdan kaynaklanmaktadır. Bu üç EMA modeli şöyledir:

1. Lorentz-Lorentz yaklaşımı: $\varepsilon_h = 1$, seçilmiş ana malzeme havadır. Bu EMA modelinin ilkidir ve Clausius-Mossotti denklemi üzerine kurulmuştur. Bu yaklaşım, her bileşenin atomik boyutta karıştığı varsayımında bulunur [20].
2. Maxwell-Garnett yaklaşımı: $\varepsilon_h = \varepsilon_1$ seçilir ve ana malzeme, bileşen oranı en büyük olan malzemedir. Katkı oranı ana malzemenin oranından kayda değer oranda az olduğu durumda en gerçekçi EMA modelidir. Bu model katkılandırılmış malzemelerde kullanışlıdır [20].
3. Bruggeman yaklaşımı: $\varepsilon_h = \varepsilon$ seçilir ve ana malzeme yalnızca EMA dielektrik fonksiyonudur. Bu modelde en yüksek bileşene sahip malzeme ile ilgili herhangi bir varsayım yapmaz. Bu yüzden kendi içinde tutarlıdır. Malzemenin bileşenlerinden birisi net bir çoğunluk oluşturmadığı durumda çok kullanışlıdır. Yüzey pürüzlülüğü %50'nin altında ya da yaklaşık %50 boşluğun olduğu metallerde Bruggeman EMA kullanılabilir. Yüzey tabakasının çok kalın olması durumunda bazen yüzeyin birkaç tabaka ile birleştirilmesi gerekir [20].

EMA modeli genellikle yüzey analizlerinde kullanılmasına rağmen kompozit malzemelerin optiksel özelliklerini ve katkı oranlarının araştırmalarında yaygın olarak kullanılmaktadır [35, 36].

Bu bölümde dielektrik fonksiyonu tanımı ve dielektrik fonksiyonu ile malzemelerin optik sabitleri arasındaki bağıntıdan bahsedildi. Ayrıca dielektrik fonksiyon modelleri üzerinde duruldu ve malzemelerin özelliklerine hangi modelin kullanışlı oldukları hakkında kısa bilgi verildi. Bundan sonraki bölümde deneysel çalışma basamakları ve üretilen malzemelerin karakterizasyonu hakkında olacaktır.

3. BÖLÜM

ÖRNEK HAZIRLAMA VE ANALİZ

3.1. Örnek Hazırlama

Metal, seramik, plastik gibi malzemeleri bir yüzey üzerine kaplamak için birçok yöntem bulunmaktadır. Bu yöntemler arasında en yaygın olarak kullanılanlar, plazma-destekli kimyasal buhar biriktirme (plasma-enhanced chemical vapor deposition, PECVD) ve saçtırma (sputtering) yöntemidir.

Saçtırma yöntemi ile film büyütme basit bir şekilde ifade edersek, yüksek vakumlu plazma ortamında asal gaz iyonları (Ar^+), elektrik alanı (DC veya RF) içerisinde hızlandırıp büyütme istediğimiz malzeme üzerine (katot üzerine) vurarak parçacıklar koparır. Bu kopan parçacıklar daha sonra anottaki alttaş üzerine birikmeye başlar. Bu yöntemde büyütülen filmin fiziksel parametrelerini, asal gaz miktarı ve akış oranı, ortamın vakum değeri, alttaş sıcaklığı, büyütülme istenilen malzemenin konumu, uygulanan güç gibi parametreler belirler. Saçtırma yöntemiyle uygun bir yüzeye yarıiletken, metal, seramik (Si, Ni, SiO_2 , TiO vs.) gibi malzemeler kaplanabilir veya birden fazla malzeme eş zamanlı saçtırma ile aynı anda büyütülebilir. Bunlara örnek olarak, kompozit malzeme (SiO_2 -Si, Al-ZnO vs.) ve katkılandırılmış malzemeler (Co-ZnO, Ni-Si gibi.) gibi malzemeleri verebiliriz.

Kimyasal buhar biriktirme film büyütme sistemlerinde, isminden de anlaşılacağı gibi üretilecek olan malzemenin bileşenine uygun olarak ayarlanmış, belirli akış oranlarına sahip olan gaz ortamı kullanılır. Gerektiği takdirde alttaş kimyasal reaksiyonun olması ve/veya film kalitesini artırmak için istenilen sıcaklığa kolayca ayarlanabilmektedir. Kaplama işlemi belli bir sıcaklığa ısıtılmış alttaş üzerinde, plazma

ortamı oluşturularak istenilen kalınlıkta gerçekleştirilebilir. Filmin tekdüzeliği, gaz akış oranları, alttaş sıcaklığı ve RF gücü uygun değerlerde değiştirilerek ayarlanabilir.

Çalışmamızda, örnek filmler hazırlanmadan önce büyütme yapılacak alttaş (silisyum, cam vs.) yüzeylerine tablo 3.1'deki aşamalar adım adım takip ederek ultrasonik temizlik işlemi uygulanmıştır.

Tablo 3.1. Örnek yüzeyinin ultrasonik temizlenmesi.

1	Aseton içerisinde 5 dk ultrasonik temizlik
2	Isopropanol (IPA) içerisinde 5 dk ultrasonik temizlik
3	İyonsuz (DI) su ile durulandı
4	Örnek yüzeyine azot püskürterek yüzey kurulandı

Hazırlanan örnekler isimlendirirken kullanılan alttaşın ilk harfi ve üç haneli rakam (S-001, G-001 vb.) kullanıldı. Film kaplama işlemi için, VAKSIS firmasının CVD- Handy model PECVD'si ve aynı firmaya ait PVD- NanoD-4S model saçırma sistemi kullanılmıştır. Saçırma sistemi iki tane DC ve 2 tane RF manyetron saçırma kaynağından oluşmaktadır. Kaplanacak olan hedef malzemeler için öncelikle kaplama parametreleri karakterize edilmiş ve en optimum sonuçlar elde edilmeye çalışılmıştır. PECVD yöntemiyle SiO₂ film silisyum (Si) alttaş üzerine büyütüldü. Büyütme parametreleri tablo 3.2'de verilmiştir.

Tablo 3.2. PECVD de SiO₂ ince film büyütme parametreleri.

Büyütme parametreleri	SiO ₂
SiH ₄ gaz oranı	200 sccm
N ₂ O gaz oranı	200 sccm
Güç	10 W
Sıcaklık	250 °C
Alttaş	Silisyum

Hedeflediğimiz yüzde karışımlarını elde etmek için film büyütme parametrelerini belirleyerek büyütme çalışmaları yapıldı. Bu çalışmaların özeti tablo 3.3'de verilmiştir.

Tablo 3.3. Ni-Si filmlerin büyütme parametreleri

Örnek no	G-011, G-012, Q-007, S-004	G-013, G-014, Q-008, Q-009, S-005, S-006, GaAs-001	G-015, G-016, Q-010, Q-011, S-007, S-008, GaAs-002
Temel basınç	2.2×10^{-6} Torr	2.4×10^{-6} Torr	2.0×10^{-6} Torr
Çalışma basıncı	20 mTorr	20 mTorr	20 mTorr
Alttaş sıcaklığı	100 °C	100 °C	100 °C
DC-güç	10 W	30 W	50 W
RF-Voltaş	410V	410V	410V
Ar akış oranı	20 sccm	20 sccm	20 sccm
Süre	60	40	40
Film kalınlığı elipsometre	423 nm	180 nm	141 nm
50 mTorr'da örnek yüzeyi temizleme	3 dk, 30 W	3 dk, 30 W	3 dk, 30 W
50 mTorr'da alttaş temizleme	Ni; 5 dk, 50W. Si; 5 dk 75V	Ni; 5 dk, 50W. Si; 5 dk 75V	Ni; 5 dk, 50W. Si; 5 dk 75V
Alttaş	Cam, Kuartz, Si	Cam, Kuartz, Si	Cam, Kuartz, Si
Hedeflenen oran	%90 Si, %10 Ni	%90 Si, %15 Ni	%90 Si, %20 Ni

Nikel (Ni) katlandırılmış Si filmleri, eş zamanlı saçırma yöntemi kullanılarak gerçekleştirildi. RF-silisyum ve DC-nikel filmlerin üretilmesi için Vaksis NanoD-4S Sputter cihazı kullanıldı. Si hedef (target) voltajı sabit tutularak ve Ni hedef üzerindeki gücü değiştirilerek farklı Ni oranlarına sahip filmler büyütüldü. Büyütme yapılmadan önce, örnek alttaşların yüzeyleri ve hedef yüzeyleri temizlendi. Alttaş olarak pyrex cam,

kuartz, silisyum ve GaAs alttaşlar kullanıldı. Çeşitli alttaşları seçmemizin amacı şu şekilde özetlenebilir:

- Cam alttaş ucuz olduğu için film kalınlığı elipsometrik ölçümler gibi çalışmalarda kullanmak için,
- Si alttaş malzeme oranı tespit etmek için EDX analizi XPS ölçümlerinde,
- GaAs alttaş EDX ölçümlerinin doğru alınabilmesi için

kullanıldı.

3.2. Filmlerin Malzeme Oranının Karakterizasyonu

Ni-Si filmlerin karakterizasyonu için XPS, EDX, spektroskopik elipsometre yapıldı. XPS ve EDX ölçümlerinde hedef, malzeme bünyesinde bulunan elementlerin atom yüzdelerinin belirlenebilmesidir. Elipsometre ölçümleri, büyütülen filmlerin kompleks kırılma indisinin gerçek ve sanal kısmının tespit edilmesini amaçlamaktadır. Bu kapsamda tablo 3.3’de büyütülen üretilen örneklerin ölçüm ve karakterizasyon çalışmalarının özeti tablo 3.4 ’de gösterilmiştir.

Tablo 3.4. Ölçüm ve karakterizasyonu yapılan örnekler.

Örnek no:	XPS	EDX	Spektroskopik Elipsometre
G-011			X
G-013			X
G-016			X
S-004	X	X	
S-005	X		
S-008	X		
GaAs-001		X	
GaAs-002		X	

Tablo 3.3’deki örneklerdeki malzeme oranlarını tespit etmek için EDX ve XPS analizleri yapıldı. Üretilen filmlerin malzeme oranları EDX analizi ile tespit etmek için önce Si alttaş ve daha sonra GaAs alttaş yüzeyler üzerinde ölçüm yapıldı. Si alttaş

yüzeyden alınan verilerde, alttaştan gelen katkıdan dolayı film içerisinde silisyum oranı çok yüksek çıktı. Silisyum alttaş üzerinden alınan ölçüm sonucu tablo 3.5’de görülmektedir. Eğer EDX analizinde cam ya da kuartz alttaş kullanmış olsaydık benzer sorunla karşılaşmış olunacaktı. Bu sebepten EDX ölçümleri için silisyum ve oksijen içermeyen bir alttaş kullandık. GaAs alttaş üzerinde ürettiğimiz filmlerin EDX sonuçları Tablo 3.6 ve 3.7 ile Şekil 3.1 ve 3.2’de gösterilmiştir.

Tablo 3.5. S-004 EDX sonuçları

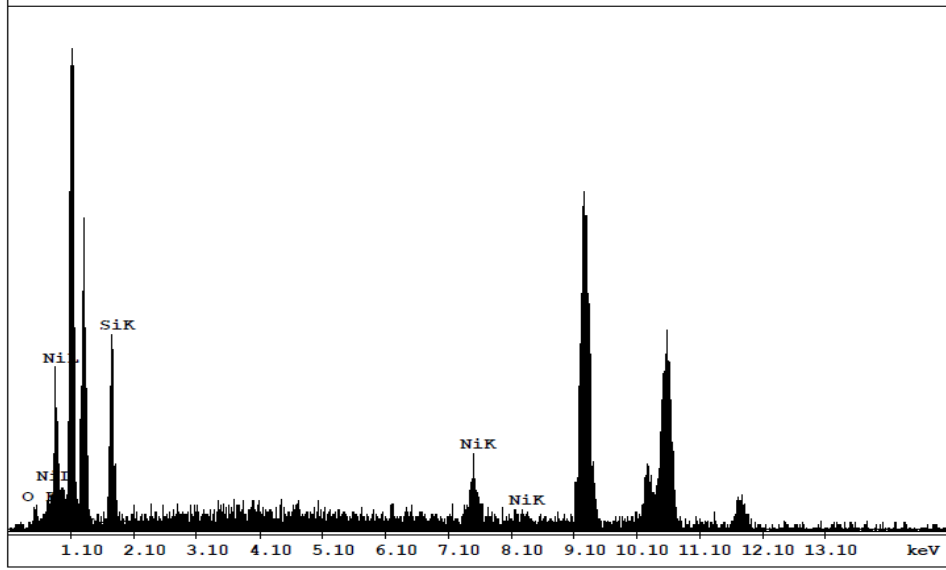
S-004	
Element	Atomik yüzde (%)
Si	99.97
Ni	0.99
O	-

Tablo 3. 6. GaAs-001 EDX sonuçları.

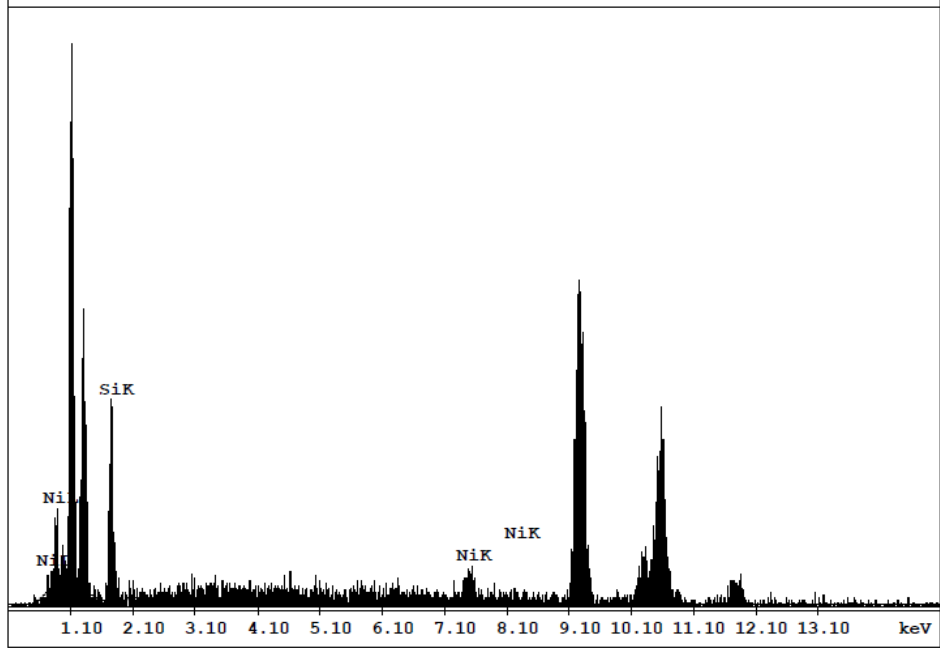
GaAs-001	
Element	Atomik yüzde (%)
Si	56.47
Ni	12.26
O	31.21

Tablo 3. 7. GaAs-002 EDX sonuçları

GaAs-002	
Element	Atomik yüzde (%)
Si	88
Ni	12
O	-



Şekil 3. 1. GaAs alttaş üzerinde büyütülen Si+Ni film için EDX sonucu (GaAs-001).

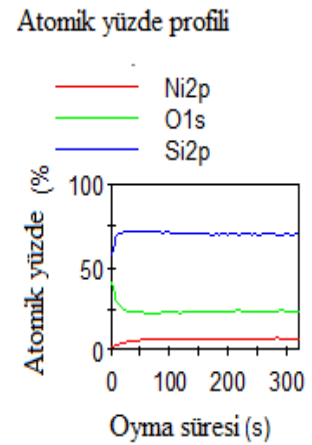


Şekil 3. 2. GaAs alttaş üzerinde büyütülen Si+Ni film için EDX sonucu (GaAs-002).

GaAs alttaş üzerindeki analizlerde GaAs-001'de oksijen varlığı gözlemlendi fakat GaAs-002'de oksijen varlığı gözlemlenmedi. Sonuçların doğrulanması amacıyla aynı çalışmada büyütülmüş olan diğer örnekler için XPS analizi yapmayı düşündük. Burada

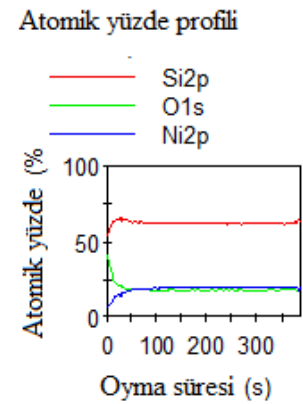
hem yüzeyden alınan XPS ölçümleri aldık, hem de malzemeyi büyüme ekseninde oyarak XPS ölçümleri aldık. Yüzey ölçümlerinin tamamında yüksek oksijen oranları gözlemlendi. Oyma yapılarak alınan ölçüm sonuçları Şekil 3.3, 3.4 ve 3.5'te verilmiştir. Nikel oranı en az olan filmde oksijen oranı en yüksek çıkmıştır. Nikel oranını arttırdığımız ikinci filmde ise oksijen oranı azalmıştır. Üçüncü film olan ve nikel oranı en yüksek olan filmde ise oksijen oranı daha da düşmüştür. Sistemde film kaplama sırasında oksijen kaçağından dolayı filmlerimizde yüksek oranda oksijen çıkmıştır.

Örnek no: S-004		Atomik Yüzde (%)		
Oyma süresi (s)	Oyma seviyesi	Si2p	O1s	Ni2p
0	0	56,8668	41,7133	1,41994
5	1	62,9243	35,3023	1,77331
10	2	67,7593	29,5853	2,65546
20	4	70,7158	25,2119	4,07224
50	10	71,4928	23,0618	5,44538
100	20	70,9171	22,9516	6,13136
200	40	69,6796	23,8356	6,48483
300	60	70,1038	23,4838	6,41241
320	64	70,048	23,6067	6,34523



Şekil 3.3. Si alttaş üzerinde büyütülen Si+Ni filmin XPS ölçümü ve atomik yüzdeleri (S-004).

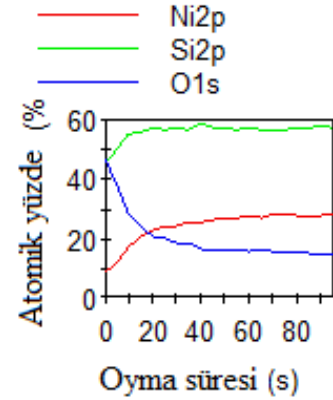
Örnek no: S-005		Atomik Yüzde (%)		
Oyma süresi (s)	Oyma seviyesi	Si2p	O1s	Ni2p
0	0	52,6437	41,5753	5,78107
3	1	55,8149	37,447	6,73814
21	7	64,4688	21,2925	14,2386
51	17	62,8006	19,0727	18,1267
102	34	62,4082	18,2055	19,3863
201	67	62,3958	18,0291	19,5751
300	100	61,9294	18,1261	19,9446
387	129	62,211	17,9677	19,8213



Şekil 3.4. Si alttaş üzerinde büyütülen Si+Ni filmin XPS ölçümü ve atomik yüzdeleri (S-005).

Örnek no: S-008		Atomik Yüzde (%)		
Oyma süresi (s)	Oyma seviyesi	Si2p	O1s	Ni2p
0	0	44,8845	46,3773	8,73811
5	1	50,3299	37,4099	12,2603
10	2	54,7906	28,3728	16,8366
20	4	56,9499	20,814	22,236
50	10	57,4968	15,8734	26,6298
70	14	56,2854	15,5412	28,1733
80	16	57,2194	15,4075	27,3731
90	18	57,8168	14,8914	27,2918
95	19	57,1907	14,7814	28,0278

Atomik yüzde profili



Şekil 3. 5. Si alttaş üzerinde büyütülen Si+Ni filmin XPS ölçümü ve atomik yüzdeleri (S-008).

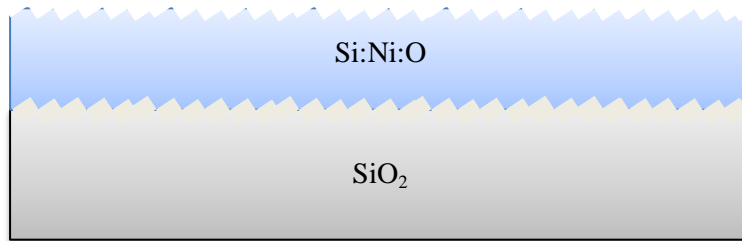
Filmlerdeki malzeme oranlarını karakterizasyonunda birden farklı analiz yöntemleri ile karşılaştırmalı olarak inceleme yapılması sonucunda malzeme oranlarını XPS metodu ile tespit edilen değerler olarak aldık.

3.3 Optiksel Özelliklerin Elde Edilmesi

Bu kısımdaki çalışmada, SE ile G-011, G-013 ve G-016 örneklerinin optiksel özellikleri araştırıldı. Farklı oranlarda nikel içeren filmlerin elipsometre parametreleri Niğde Üniversitesi Merkezi Araştırma Laboratuvarında, J. A. Wollam SE'de sisteminde ölçüldü. G-011, G-013, G-016 filmlerinin optik ölçümleri cam alttaş üzerindeki örneklerden alındı. Elipsometre ölçümlerinde geliş açısı seçimi önem arz etmektedir. Genelde elipsometre ölçümlerinde Brewster açısına yakın gelme açısında ölçüm almak daha uygun bir seçimdir. G-011, G-013, G-016 filmlerde silisyum oranı diğer malzemelerden fazla olduğu için SE ölçümlerinde geliş açısı, silisyumun Brewster açısına yakın bir değer olan 75° alındı.

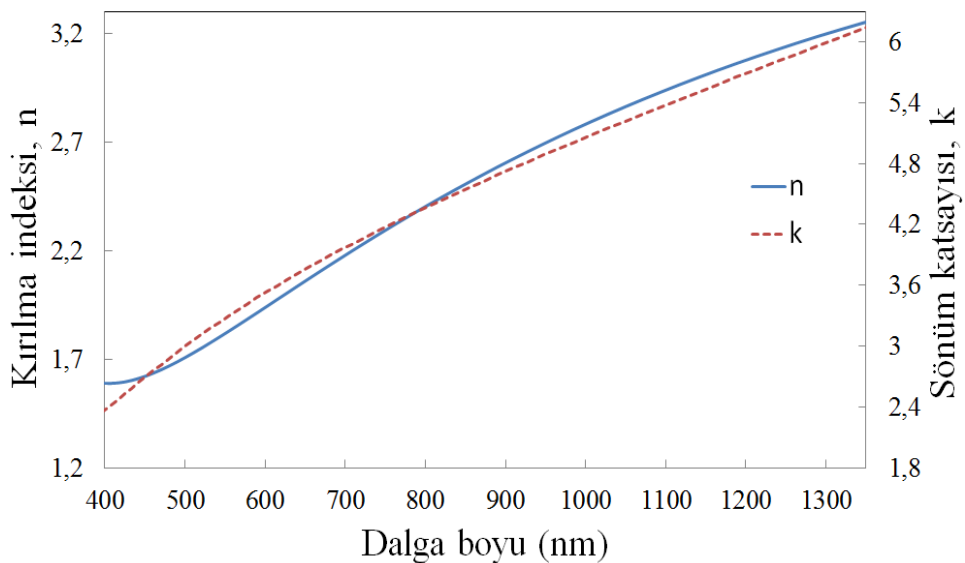
SE ölçümlerinden alınan veriler, Şekil 3.6'daki yapıda Lorentz modeliyle modellenerek, filmlerin optik parametreleri elipsometre parametrelerinin (Δ, ψ) eğri uydurmasından (curve fitting) elde edildi. Daha iyi bir eğri uydurma elde edebilmek için

alttaş yüzeyi ve film yüzeyinin modelde tanımlanması çok önemlidir. Eğer yüzey pürüzlülüğü hesaba katılmazsa elipsometre parametreleri (Δ, ψ) 'nin eğri uydurma hataları artar. Elipsometrede iyi bir ölçüm almak için alttaşın arka yüzeyinden yansıyan ışığı engellemek gerekir. Cam alttaşın arka yüzeyinden gelen yansımayı engellemek için, arka yüzeyine soğurucu bir bant yapıştırmak veya asetatlı kalem ile boyamak daha doğru bir sonuç verecektir. Modelleme esnasında alttaş yüzey pürüzlülüğü sabit 1 nm olarak alındı ve elipsometre ölçümlerinin eğri uydurmalarında filmlerin yüzey pürüzlülüğü G-011 için 4.7 nm, G-013 için 5.11 nm, G-016 için 8 nm olarak bulundu.



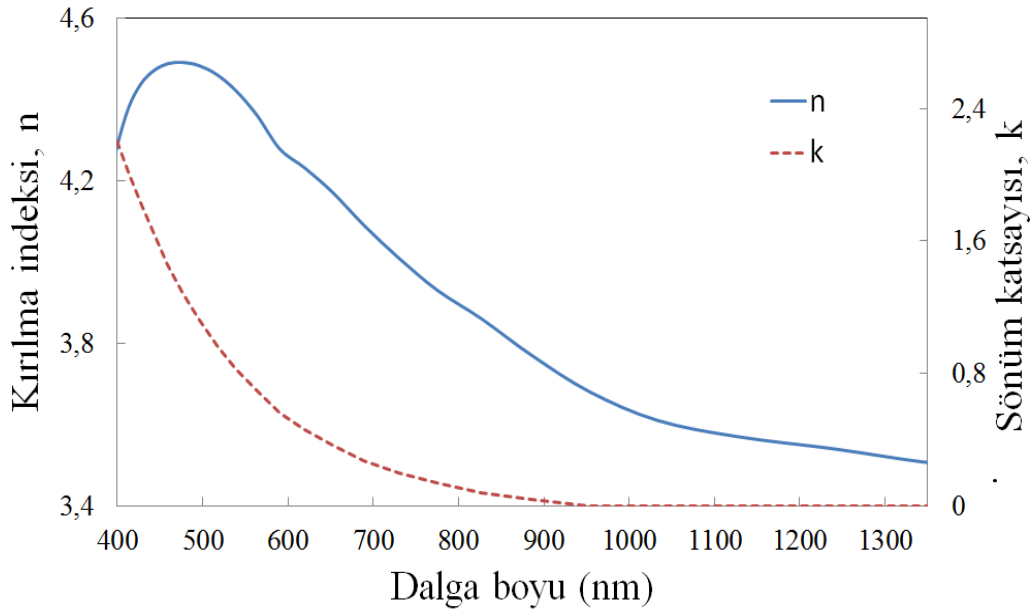
Şekil 3. 6. Modellemede kullanılan cam alttaş üzerindeki Si:Ni:O filmin yapısı (G-011, G-013, G-016 filmleri için).

Şekil 3.7'de literatürden alınmış nikel malzemenin, 400-1350 nm dalga boyu aralığında optik sabitleri gösterilmiştir. Dalga boyu artıkça sönüm katsayısındaki değişim ve kırılma indisi artmaktadır.



Şekil 3. 7. Nikelin kırılma indisi ve sönüm sabiti [37].

Şekil 3.8’de literatürden alınmış silisyum malzemenin 400-1350 nm dalga boyu aralığında optik sabitleri gösterilmiştir. Dalga boyu 450 ile 550 nm arasında kırılma indisi tepe piki yapmıştır ve 500 nm’den sonra azalmaktadır. 400-1350 nm arasında dalga boyunun artması ile sönüm katsayısı sürekli azalmakta ve yaklaşık 1000 nm’den sonra sıfıra gitmektedir.



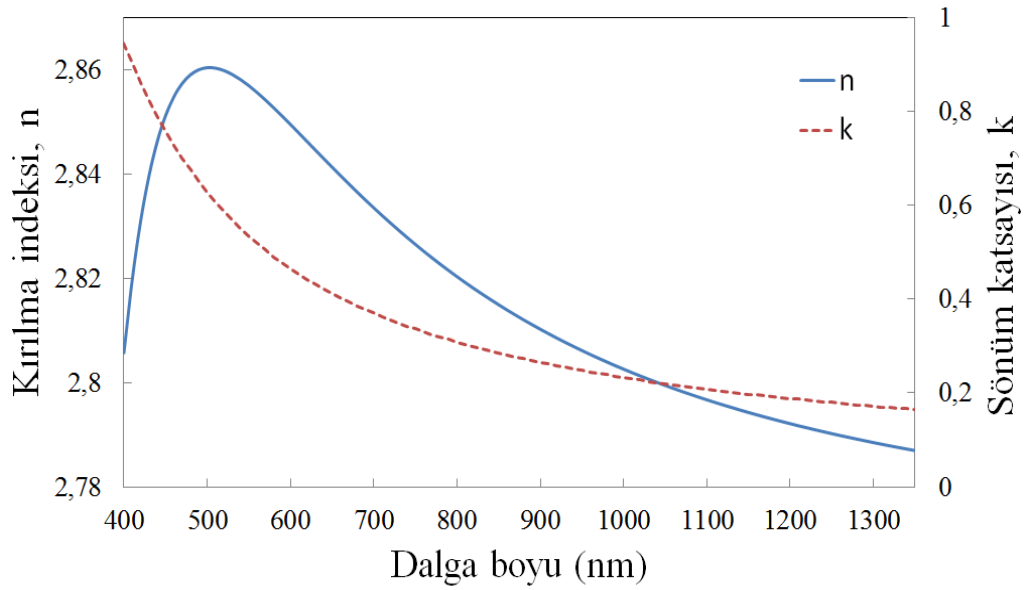
Şekil 3. 8. Amorf silisyum kırılma indisi ve sönüm sabiti [37].

Şekil 3.9’de G-011 Si:Ni:O (70:6:24) ince filmin 400-1350 nm dalga boyu aralığında optik sabitleri göstermektedir. Si:Ni:O ince filmdeki silisyum oranı çok yüksek olduğundan kırılma indisi ve sönüm katsayısı, amorf silisyumun optik sabitleri gibi davranmaktadır. Film içerisinde oksijen oranının fazla olması, optik sabitlerinde düşüşe neden olmuştur.

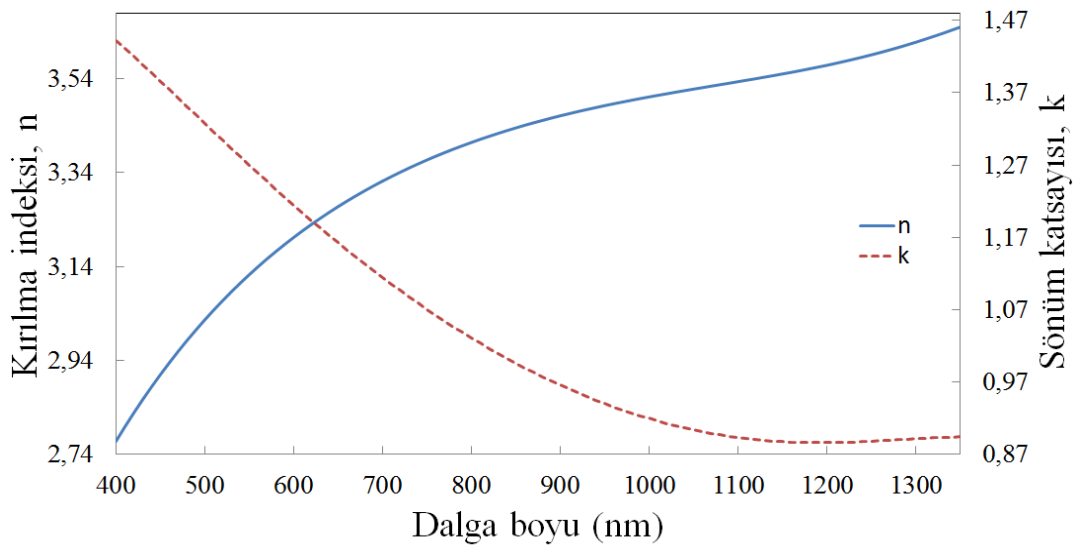
Şekil 3.10’de G-013 Si:Ni:O (62:20:18) ince filmin 400-1350 nm dalga boyu aralığında optik sabitleri gösterilmiştir. Si:Ni:O ince filmdeki nikel oranının artışından dolayı sönüm katsayısında kayda değer bir yükseliş gözlenmiştir. 400-1350 nm arasında kırılma indisindeki artışın sebebi, film içerisindeki nikel oranının fazla ve oksijen oranının düşük olmasıdır.

Şekil 3.11’de G-016 Si:Ni:O (57: 28: 15) ince filmin 400-1350 nm dalga boyu aralığında optik sabitleri gösterilmektedir. Si:Ni:O ince filmdeki nikel oranı çok yüksek

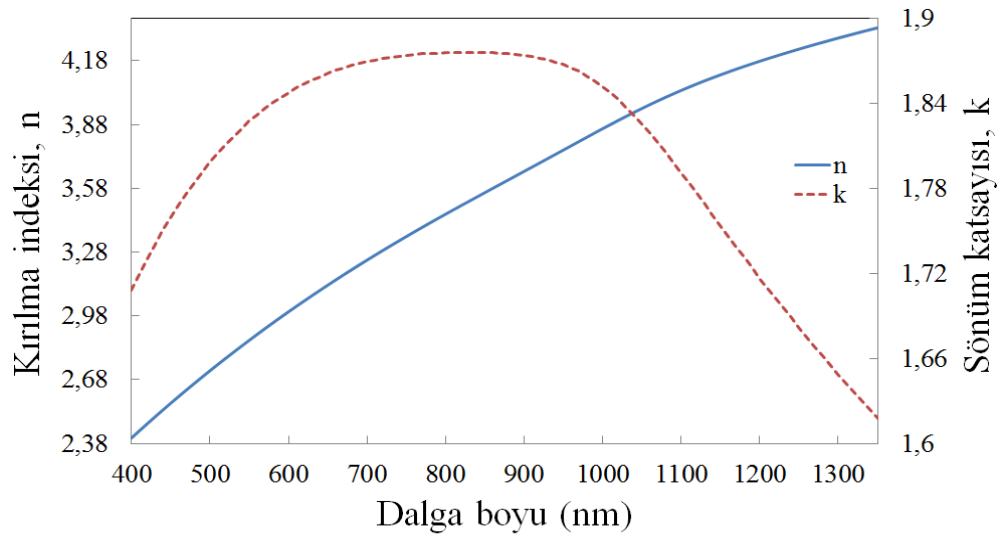
olduğundan sönüm katsayısında kayda değer bir artış gözlenmiştir. 1000 nm sonra kırılma indis değerinin Şekil 3.7 ve 3.8’de görülen indis değerlerinden büyük olmasının sebebi, filmin içerisindeki nikel ve silisyum atomlarının etkileşime girmesidir. Sönüm katsayısının 1000 nm’den sonra azalması, silisyumun sönüm katsayısının sıfıra gitmesinden kaynaklanmaktadır.



Şekil 3. 9. Cam alttaş üzerinde eş zamanlı saçtırma Si:Ni:O filmin 400-1350 nm aralığında kırılma indisi ve sönüm katsayısı (G-011).

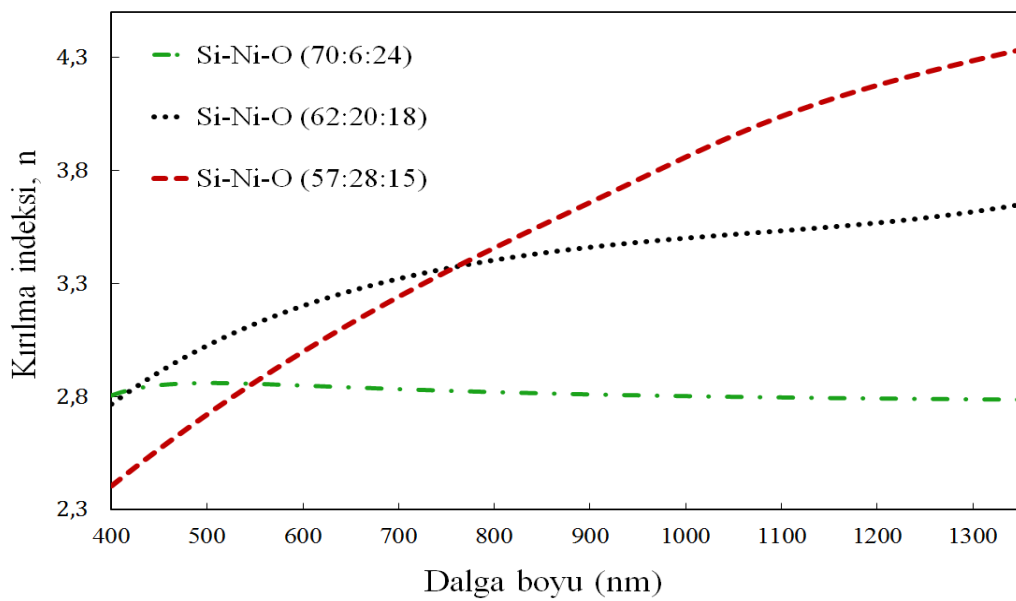


Şekil 3. 10. Cam alttaş üzerinde eş zamanlı saçtırma Si:Ni:O filmin 400-1350 nm aralığında kırılma indisi ve sönüm katsayısı (G-013).



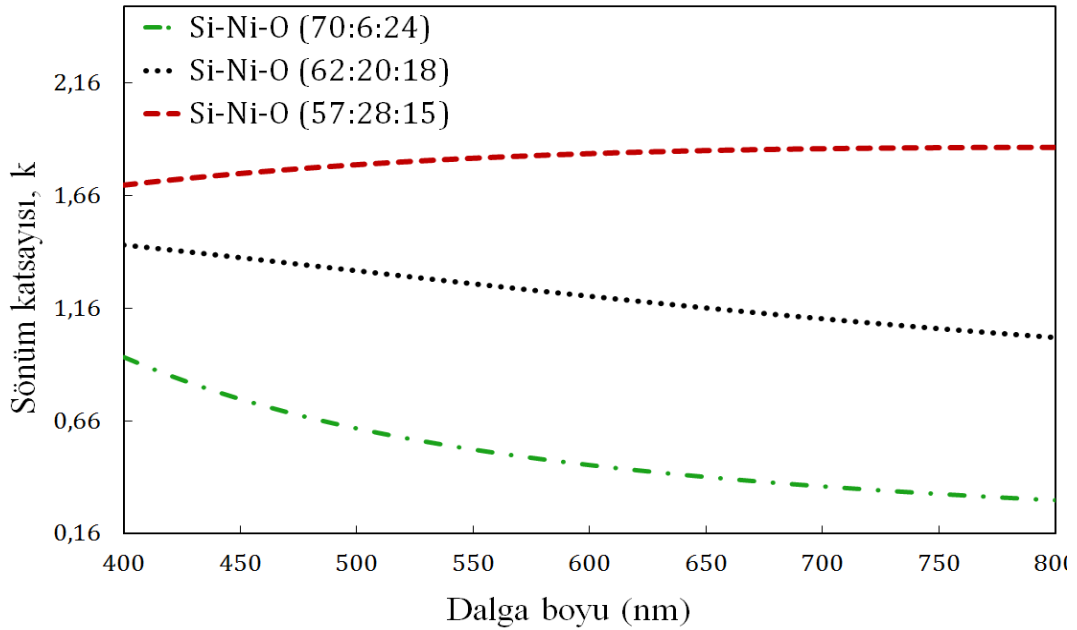
Şekil 3. 11. Cam alttaş üzerinde eş zamanlı saçtırma Si:Ni:O filmin 400-1350 nm aralığında kırılma indisi ve sönüm katsayısı (G-016).

Şekil 3.12’de G-011, G-013 ve G-016 filmlerinin kırılma indisleri gösterilmiştir. G-011 ve G-013 filmlerinin içerisindeki nikel oranı arttıkça kırılma indisinin arttığı gözlenmiştir. Fakat G-016 filminde kırılma indisindeki artış miktarı diğer iki örnekten farklıdır. Bunun nedeni diğer filmlere oranla bu örnekte nikel ile silisyum arasında daha fazla etkileşim olmasıdır. Bu durum, kırılma indisinin saf silisyum ve nikelin kırılma indekslerinden daha büyük olmasına neden olmuştur



Şekil 3. 12. Cam alttaş üzerinde eş zamanlı saçtırma Si:Ni:O filmin 400-1350 nm aralığında kırılma indisi (G-011, 013, 016).

Şekil 3.13'de G-011, G-013 ve G-016 filmlerinin sönüm katsayısı gösterilmiştir. Film içerisindeki nikel oranı arttıkça sönüm katsayısının arttığı gözlemlenmiştir. Bu artış G-011 ve G-013 filmlerde nikel oranıyla doğru orantılı olarak değişmektedir. Fakat silisyum ve nikel arasındaki etkileşimin fazla olduğu için, G-016 filminde sönüm katsayısının nikel oranındaki artış ile orantılı olmadığı görülmektedir.



Şekil 3. 13. Cam alttaş üzerinde eş zamanlı saçırma Si:Ni:O filmin 400-1350 nm aralığında sönüm katsayısı (G-011, 013, 016).

Spektroskopik elipsometre çalışmaları yanında kendi tasarladığımız dalga boylu (1310 nm) manuel elipsometre ile silisyum alttaşın ve silisyum alttaş üzerinde SiO_2 ince filmin optiksel özellikleri araştırıldı. Tek dalga boylu manuel elipsometreden yapılan ölçüm sonuçları Tablo 3.8 ve 3.9'de gösterilmiştir. Bu sistemde polarizör ve analizörün sıfırı belirlenirken, geliş açısı Si için Brewster açısına ayarlandı. Daha sonra polarizörün açısı 45° ayarlanarak analizör açısının $0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, -45^\circ$ değerlerine ayrı ayrı ayarlanması ile ışık şiddetleri ölçüldü. Stokes parametrelerinden (s_0, s_1 ve s_2) elipsometre parametreleri (Δ, ψ) hesaplandı ve ayrıca, Si alttaş ve Si alttaş üzerindeki ince SiO_2 filmin kırılma indisi ve kalınlığı hesaplandı.

Tablo 3.8'de alttaş silisyumun 1310 nm'de ve 70° geliş açısında yapılan ölçümlerden elde edilen elipsometre parametreleri ve kırılma indisi gösterilmiştir.

manuel elipsometre ile elde edilen silisyum alttaşın indisi, literatürdeki silisyum malzemenin indisi [37] ile karşılaştırıldığında, verilerin birbirlerine oldukça yakın olduğu gözlemlenmiştir.

Tablo 3. 8. Manuel elipsometre ile silisyum alttaşın 1310 nm elipsometre parametreleri ve kırılma indisi ölçüm sonuçları.

Silisyum (Si) ($\lambda = 1310$ nm)	Geliş açısı (θ°)	Δ (derece)	ψ (derece)	ρ	n
	70	$180 - 3,02i$	7,141	-0,132	3,496

Tablo 3.9’da silisyum alttaş üzerinde SiO_2 ince filmin 1310 nm dalga boyunda elipsometre parametreleri ve kırılma indisi gösterilmiştir. 52° ve 58° geliş açılarında, iki farklı değerde ölçüm alınarak ince filmin kırılma indisi ve kalınlığının aynı anda hesaplanması için kullanılmıştır.

Tablo 3. 9. Manuel elipsometre ile alttaş silisyum üzerindeki SiO_2 ince filmin 1310 nm elipsometre parametreleri ve kırılma indisi ölçüm sonuçları.

Silisyum Dioksit (SiO_2)	Geliş açısı (θ°)	Δ ($^\circ$)	ψ ($^\circ$)	ρ	d (nm)	n
	52	125,876	40.131	$-0,494 + 0,638i$	≈ 185 $- 187$	1.53
	58	108,458	38.874	$-0,246 + 0,738i$		

Bu kısımda örnek hazırlama, karakterizasyon metotlarından bahsettik. Ayrıca karakterizasyon sonucunda elde edilmiş veri sonuçlarını tartıştık. Yarıiletken malzeme içerisinde nikel oranının filmlerin optik sabitini nasıl değiştirdiğini gözlemledik. Bu çalışmaların yanı sıra kendi tasarladığımız elipsometre sisteminde alttaş malzemelerin optik sabiti ile ince filmlerin optik sabiti ve kalınlığının elipsometre parametrelerinin ölçümüyle elde ettik.

4. BÖLÜM

TARTIŞMA SONUÇ VE ÖNERİLER

4.1 Sonuç ve Öneriler

Bu çalışmada, eş zamanlı saçırma metoduyla soğuran ince filmler Si, kuartz, cam ve GaAs alttaş üzerine büyütüldü. Silisyum hedefin bulunduğu RF manyetronun gücü sabit tutularak nikel hedefin bulunduğu DC manyetronun gücü farklı Ni oranları içeren amorf Si:Ni:O filmler elde edilebilmesi için değiştirildi. Bu filmlerin malzeme oranları XPS ve EDX yöntemiyle karakterize edildi. EDX yöntemiyle yapılan ölçümlerde yüzeyden gelen oksijen katkısından dolayı malzeme yüzdeleri tam olarak tespit edilemedi. Bunun üzerine filmlerin malzeme oranları Si alttaş üzerinde büyütülmüş örneklerden XPS ölçümleri alınarak tespit edildi.

Silisyum dioksit alttaş üzerine büyütülmüş amorf Si:Ni:O filmlerin SE yöntemiyle optik sabitleri ve kalınlıkları araştırıldı. SE parametreleri Lorentz yaklaşımı ile modellendi. Modellemede alttaş pürüzlülüğü ve film yüzey pürüzlülüğü göz önüne alındığında daha uygun bir modelleme gerçekleştirildi. Filmlerdeki nikel oranı arttıkça yüzey pürüzlülüğünün çok küçük oranda arttığı gözlemlendi. Si:Ni:O filmlerin kırılma indisinde ve sönüm katsayısında, nikel oranının artmasıyla kayda değer bir artış gözlemlendi. Düşük nikel oranına sahip filmlerin optik sabitleri ise silisyumun optik sabitleri gibi bir eğilim göstermektedir. 800 nm üzerinde silisyumun soğurma sabiti çok düşük olduğundan Si:Ni:O filmlerin sönüm katsayısındaki artış, nikel oranındaki artıştan kaynaklanmaktadır. Bunun sebebi olarak nikelin film içerisindeki oksijen ile etkileşiminin silisyuma göre çok daha az olması gösterilebilir. Film içerisindeki nikel oranı arttıkça silisyum ve nikel atomları arasındaki etkileşim artmaktadır. Üretilen filmlerde belli bir Nikel oranından sonra optik sabitlerin, literatürdeki saf silisyum ve

nikelin kırılma indisinden ve sönüm katsayısından daha farklı bir davranış sergilediği görülmektedir.

Ayrıca, tasarlamış olduğumuz döner analizörlü elipsometre sisteminde PECVD yöntemiyle büyütülmüş SiO_2 filmlerin optik sabitleri ve kalınlığı ölçüldü. İnce film SiO_2 kırılma indeksi ve kalınlığı elde etmek için iki farklı geliş açısında ölçüm alınarak elde edildi. Ölçüm sonuçlarında, hedeflenen film kalınlığına yakın sonuçlar ve literatürdeki değerlere uygun optik sabitler elde edildi. Alttaş silisyumun optik sabiti de silisyumun Brewster açısına yakın değerde ölçüldü ve literatürdeki silisyum kırılma indeksine uygun bir değer ölçüldü.

KAYNAKLAR

1. Woolam, J., A., 2012. Spectroscopic Ellipsometry Data Acquisition And Analysis Software. J.A. Woolam Co., Inc., Lincoln, 696 pp.
2. Wensheng, Guo, 1997. Characterization of semiconductor layered structures by spectroscopic ellipsometry. Chinese University, Electronic Engineering, Doctor of Philosophy, Hong Kong, 219 pp.
3. Fujiwara, Hiroyuki, 2003. Spectroscopic Ellipsometry Principles and Application. Maruzen Co. Ltd., Tokyo, 388 pp.
4. R. M. A. Azzam, N. M. Bassara, 1977. Ellipsometry And Polarized Light, North-Holland Publishing Company. Amsterdam-New York-Oxford, 529 pp.
5. John A. Woollam, James N. Hilfiker, Thomas E. Tiwald, Corey L. Bungay, Ron A. Synowicki, 2000. Variable Angle Spectroscopic Ellipsometry in the Vacuum Ultraviolet. **Submitted to SPIE Proceedings**, 4099: 1-9.
6. S. L. Chuang, 2009. Physics of Photonic Devices. John Wiley Sons. Ins. Hoboken, New Jersey Canada, 719 pp.
7. K.Vedam, 1988. Spectroscopic ellipsometry: a historical overview. **Thin Solid Film**, 313-314: 1-9.
8. P. Drude, Ann. d. Phys. Chem. (Leipzig), 39, 481-552, (1890).
9. Palik, E.D., 1985. Handbook of Optical Constants Of Solid. Academic Press, Orlando, 804 pp.
10. Rothen, A., 1945. The ellipsometer, an apparatus to measure thicknesses of thin surface films. **Review Of Science Instruments**, 16: 26-30.
11. W. Paik, J. O'M. Bockris, 1971. Exact ellipsometric measurement of thickness and optical properties of a thin light-absorbing film without auxiliary measurements. **Surface Science**, 28: 61-68.

12. D. E. Aspnes, A. A. Studna, 1975, High precision scanning ellipsometer. **Applied Optics**, 14: 220-228.
13. R. H. Muller, J. C. Farmer, 1984. Fast, self-compensating spectral-scanning ellipsometer. **Review Science Instruments**, 55: 371-374.
14. Y.T. Kim, R. W. Collins, K. Vedam, 1990. Fast scanning spectroelectrochemical ellipsometry: in-situ characterization of gold oxide. **Surface Science**, 233: 341-350.
15. I. An, H. V. Nguyen, A. R. Heyd, R. W. Collins, 1994. Simultaneous real-time spectroscopic ellipsometry and reflectance for monitoring thin-film preparation. **Review of Scientific Instruments**, 65: 3489-3500.
16. B. D. Cahan, R.F. Spanier, 1969. A high speed precision automatic ellipsometer. **Surface Science**, 16: 166-176.
17. S. N. Jaspersen, S. E. Schnatterly, 1969. An improved method for high reflectivity ellipsometry based on a new polarization modulation technique. **Review of Scientific Instruments**, 40: 761-767.
- 18 Jie, Chen, 2010. Spectroscopic Ellipsometry Studies of II-VI Semiconductor Materials and Solar Cells. Doctor Of Philosophy, Physics, The University of Toledo, Ohio, 268 pp.
19. Jesper Jung, Jakob Bork, Tobias Holmgaard, Niels Anker Kortbek, 2004. Ellipsometry, Aalborg University. **Institute of Physics and Nanotechnology**, 138 pp.
20. Harland G. Tompkins, Eugene A. Irene, 2004. Handbook Of Ellipsometry.
21. J. Lee, P. I. Rovira, I. An, R. W. Collins, 1988. Rotating-compensator multichannel ellipsometry: Applications for real time Stokes vector spectroscopy of thin film growth. **Review of Scientific Instruments**, 69: 1800-1810.
22. M. Wakagi, H. Fujiwara, R. W. Collins, 1998. Real time spectroscopic ellipsometry for characterization of the crystallization of amorphous silicon by thermal annealing. **Thin Solid Films**, 313-314: 464-468.

23. Tompkins, H. G. ve McGahan, W. A., 1999. Spectroscopic Ellipsometry And Reflectometry: A User's Guide. John Wiley And Sons Inc., New York, 471 pp.
24. Jebreel M. Khoshman, 2005. Spectroscopic Ellipsometry Characterization Of Single And Multilayer Aluminum Nitride /Indium Nitride Thin Film Systems. Doctor Of Philosophy Physics and Astronomy, The College of Arts and Sciences, Ohio University, 270 pp.
25. A.Woollam Cooperation, Dielectric Function
http://www.jawoollam.com/dielectric_function.html, (05.11.2013).
26. G. E. Jellison, Jr and F. A. Modine, 1996. Parameterization of the optical functions of amorphous materials in the interband region. **Applied Physics Letters**, 69: 371–373.
27. G. E. Jellison, Jr and F. A. Modine, 1994. Optical functions of silicon at elevated temperatures. **Journal Applied Physics**, 76, 3758–3761.
28. Wooten, Frederick, 1972. Optical Properties Of Solids. University of California Davis Academic Press Inc. LTD, London, 260 pp.
29. Dana - Maria Rosu, 2010. Ellipsometric characterisation of anisotropic thin organic films. Master of Science, Physics, Von der Fakultät II - Mathematik und Naturwissenschaften der Technischen Universität, Berlin, 75 pp.
30. H Xie, J Wei and X Zhang, 2006. Characterisation of Sol-gel Thin Films by Spectroscopic Ellipsometry. **Journal of Physics: Conference Series** 28: 95–99.
31. T. Easwarakhanthan, M. B. Assouar, P. Pigeat, P. Alnot, 2005. Optical models for radio-frequency-magnetron reactively sputtered AlN films. **Journal of Applied Physics**, 98: 073531-073531.
32. H. Fujiwara and M. Kondo, 2005. Effects of carrier concentration on the dielectric function of ZnO:Ga and In₂O₃:Sn studied by spectroscopic ellipsometry: analysis of free-carrier and band-edge absorption. **Physical Review B**, 71: 075109.

33. J. Tauc, R. Grigorovici, and A. Vancu, 1966. Optical properties and electronic structure of amorphous germanium. **Physica Status Solidi**, 15: 627–637.
34. D. E. Aspnes, 1982. Optical properties of thin films. **Thin Solid Films**, 89: 249-262.
35. H. P. Chiang, P.T. Leung, W.S. Tse, 1997. Optical Properties of Composite Materials at High Temperatures. **Solid State Communications**, 101: 45-50.
36. B. Palpant, B. Prével, J. Lermé, E. Cottancin, M. Pellarin, M. Treilleux, A. Perez, J. L. Vialle, M. Broyer, 1998. Optical properties of gold clusters in the size range 2–4 nm. **Physical Review B**, 57: 1963.
37. M. N. Polyanskiy. Refractive index database, <http://refractiveindex.info>. (Feb. 30, 2014).

ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

Adı, Soyadı: Mehmet Ali
 Uyuğu: Türkiye (TC)
 Doğum Tarihi ve Yeri: 1 Haziran 1988, Trabzon
 Medeni Durumu: Bekâr
 Tel: +90 539 2376762
 e-mail: mehmetali5561@gmail.com

EĞİTİM

Derece	Kurum	Mezuniyet Tarihi
Yüksek Lisans	ERÜ Fen Bilimleri Enstitüsü	Devam ediyor
Lisans	19 Mayıs Üniversitesi	2010
Lise	Araklı Saffet Çebi Lisesi	2005

İŞ DENEYİMLERİ

Yıl	Kurum	Görev
2013-2014	Melikşah Üniv. Elek. Elektronik. Müh.	Öğretim Asistanı
2011-2013	110E280 nolu TÜBİTAK projesi	Proje Asistanı

YABANCI DİL

İngilizce

ULUSLARARASI SEMPOZYUMLAR

1. M. Serhatlioglu, M. Ali, G. Ozgur, A. E. Ozmetin, “Optical and magneto-optical characterizations of sputtered ZnO/Ni multilayer film structures”, ECOS 30, European Conference on Surface Science, Antalya, 31 Ağustos – 5 Eylül, 2014
2. M. Ali, M. Serhatlioglu, G. Ozgur, A. E. Ozmetin, ” Optical, magneto-optical and electrical characterization of co-sputtered ZnO:Ni thin films”, SATF, Science and Application of Thin Films, İzmir, 15-19 Eylül, 2014.