

65780

VAKUMDA BUHARLAŖTIRMA YÖNTEMİYLE
HAZIRLANAN Cu ve Au YÜZEYLERİ ÜZERİNDEKİ
ISISAL Cu₂O İNCE FİLMLERİNİN OPTİK ÖZELLİKLERİ



Hüseyin DERİN

DOKTORA TEZİ

Fizik Anabilim Dalı

10.0600.0000.045

1997 - İZMİR

T.C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ

Hüseyin **DEFİN** DOKTORA TEZİ olarak hazırladığı “**Vakumda Buharlaştırma Yöntemiyle Hazırlanan Cu ve Au Yüzeyleri Üzerindeki Isısal Cu₂O İnce Filmlerinin Optik Özellikleri**” başlıklı bu çalışma, jürimizce, Lisansüstü Yönetmeliği ’ nin ilgili maddeleri uyarınca değerlendirilerek oy birliği ile kabul edilmiştir.

15 / 10 / 1997

Başkan : Prof. Dr. Aslan EROĞLU



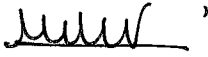
Üye : Prof. Dr. Kayhan KANTARLI



Üye : Prof. Dr. Nevzat KAVCAR



Fen Bilimleri Enstitüsü yönetim kurulu ’ nun 20 / 10 / 1997 gün ve 40/107 sayılı kararıyla onaylanmıştır.



Süleyman BORUZANLI
Enstitü Sekreteri



Prof. Dr. Aydın ÖZTÜRK

Enstitü Müdürü

ÖZET**VAKUMDA BUHARLAŞTIRMA YÖNTEMİYLE
HAZIRLANAN Cu ve Au YÜZEYLERİ ÜZERİNDEKİ
ISISAL Cu₂O İNCE FİMLERİNİN OPTİK ÖZELLİKLERİ****DERİN, Hüseyin**

Doktora Tezi, Fizik Bölümü

Tez Yöneticisi: Prof. Dr. Kayhan KANTARLI

Eylül 1997, 128 sayfa

Bu çalışmada vakumda buharlaştırma tekniği ve havada ısısız oksidasyon işlemiyle elde edilen Cu₂O/Cu ve Cu₂O/Au yapılarındaki Cu₂O ince filmlerinin optik özellikleri elipsometrik ve spektrofotometrik yöntemlerle incelendi. Oksidasyon kinetiğinin incelenmesinden 80 - 125°C bölgesindeki oksit büyümesinin parabolik bir davranış gösterdiği bulundu. Cu yüzeyi üzerindeki ısısız oksit filmi büyümesinin hem elipsometrik parametreler ve hemde reflektans ölçümleriyle izlenebileceği gösterildi.

125°C de büyütülen Cu₂O ince filmlerinin görünür bölgedeki tam optiksel karakterizasyonu, farklı iki gelme açısında alınan elipsometrik ölçümlerin analiziyle yapıldı. Optik sabitlerin film kalınlığı ile önemli bir değişim göstermediği bulundu. Cu₂O 'in absorpsiyon katsayısının spektral davranışından belirlenen yasak band genişliği değerinin literatürdeki değerlerle uyumlu olduğu gösterildi. Cu₂O/Cu ve Cu₂O/Au yapıları için elde edilen sonuçlar karşılaştırılarak, Cu - Cu₂O arayüzeyindeki olası hacim difüzyonu ve pürüzlülüğün, elipsometrik yöntemle yapılan optiksel karakterizasyonu etkilemediği gösterildi.

Anahtar kelimeler: İnce filmler, optik özellikler, oksidasyon, elipsometri.

ABSTRACT**OPTICAL PROPERTIES OF THIN THERMAL Cu₂O FILMS
ON VACUUM EVAPORATED Cu AND Au SURFACES****DERİN, Hüseyin**

Thesis of Ph. D. in Science

Supervisor : Prof. Dr. Kayhan KANTARLI

September 1997, 128 pages

In this work, the optical properties of thin Cu₂O films in the Cu₂O/Cu and Cu₂O/Au structures obtained by the vacuum evaporation technique followed by the thermal oxidation in air, have been investigated using the ellipsometric and spectrophotometric methods. From the investigation of oxidation kinetics, it was found that the oxide growth in the range of 80 - 125°C exhibits a parabolic behaviour. It was shown that the growth of the thermal oxide film on Cu surface can be observed by means of both the ellipsometric parameters and the reflectance measurements.

Exact optical characterization in the visible range of the thin Cu₂O films grown at 125°C were carried out through the analysis of the ellipsometric measurements taken at two different angle of incidences. It was found that the optical constants do not show an important change with the thickness of the films. The forbidden band gap, determined from the spectral behaviour of the absorption coefficient of Cu₂O, is consistent with the values reported in the literature. By comparing the results obtained for the Cu₂O/Cu and Cu₂O/Au structures, it was shown that the possible volume diffusion and roughness in the Cu - Cu₂O interface do not affect the optical characterization, performed by the ellipsometric method.

Key words : Thin films, optical properties, oxidation, ellipsometry.

TEŞEKKÜR

Bu tez alıŐmasını yneten ve alıŐmanın her aŐamasında bilimsel katkı ve yardımlarını esirgemeyen sayın hocam Prof. Dr. Kayhan **KANTARLI**'ya, spektrofotometrik ölçümlerin alınmasında spektrofotometre cihazının kullanımına imkan tanıyan Do. Dr. Mehmet **BALCAN** 'a, elipsometri bilgisayar programının bilgisayara yüklenmesi ve çalıŐtırılmasında yardımcı olan Prof. Dr. Halil **ŐENGONCA** 'ya, Prof. Dr. Hüseyin **ERBİL** 'e ve Prof. Dr. Saim **SELVİ** 'ye, örnek hazırlama sırasındaki teknik yardımlarından dolayı Uzman Fizikçi Remzi **İKİZ** 'e ve Őekillerin izimindeki katkılarından dolayı Teknik Ressam Fatma **TMER** 'e teŐekkürü bir borç bilirim.

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	iv
ABSTRACT	v
TEŞEKKÜR	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ	ix
ÇİZELGELER DİZİNİ	xiv
1.GİRİŞ	1
2. TEMEL BİLGİLER	5
2.1. Işığın İletken Ortamlarda Yayılması ve Polarizasyon Halleri.....	5
2.2. Polarizleyici Optik Elemanların Mueller Matrisleri.....	14
2.3. İzotrop İki Ortamın Arayüzeyinde Yansıma ve Kırılma. Yansıma Elipsometrisi.....	24
2.4. Işığın İletken Taşıyıcı Üzerindeki Bir İnce Filmden Yansıması ve Geçışı.....	29
2.5 Yarıiletkenlerin Optik Özellikleri.....	34
3. MATERYAL VE YÖNTEM	37
3.1. Örneklerin Hazırlanması.....	37
3.1.1. Opak Cu ve Au filmlerin elde edilmesi.....	37
3.1.2. Cu yüzeyinde ısısız oksidasyonla Cu ₂ O ince filmi büyütülmesi.....	38

İÇİNDEKİLER (devam)

	<u>Sayfa</u>
3.1.3. Au yüzeyinde ısısal oksidasyonla Cu ₂ O ince filmi büyütülmesi.....	38
3.2. Elipsometrik Ölçümler ve Analizi.....	39
3.2.1. Elipsometride Mueller matris formalizmi.....	41
3.2.2. Elipsometride Holmes ve Feucht Formalizmi.....	49
3.2.3. Temel elipsometre bağıntısının sayısal çözümü.....	56
3.3. Reflektans ve Transmittans Ölçümleri.....	62
4. BULGULAR VE TARTIŞMA.....	66
4.1. Cu Filmlerin Düşük Sıcaklıklardaki Oksidasyonunun Optiksel Yöntemlerle İzlenmesi.....	66
4.2. Cu Yüzeyleri Üzerinde Isısal Oksidasyonla Büyütülen Cu ₂ O İnce Filmlerinin Optiksel Karakterizasyonu.....	78
4.3. Au Yüzeyleri Üzerinde Isısal Oksidasyonla Büyütülen Cu ₂ O İnce Filmlerinin Optik Özellikleri.....	101
5. SONUÇ.....	118
KAYNAKLAR DİZİNİ	122
ÖZGEÇMİŞ.....	128

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Sekil</u>	<u>Sayfa</u>
2.1. Polarizasyon elipsi.....	10
2.2. Polarize ışığın polarizleyici optik elemandan geçişi.....	15
2.3. Polarize ışığın P_x ve P_y sönüm katsayılarına sahip bir polarizörden geçişi.....	16
2.4. Polarize ışığın bir geciktiriciden geçişi.....	19
2.5. Bir optik döndürücünün alan bileşenlerini döndürmesi.....	20
2.6. Döndürülen polarizleyici elemanın Mueller matrisinin türetilmesi.....	21
2.7. Işığın n_o ve n_1 kırılma indisli yarı - sonsuz iki ortamın arayüzeyinde yansımaları ve kırılması.....	24
2.8. Işığın homojen bir ince filmde yansımaları ve geçişi.....	30
2.9. Optik geçişler ; (a) ve (b) doğrudan geçişler, (c) kristal örgü titreşimlerini içeren dolaylı geçişler.....	36
3.1. Elipsometre düzeneği.....	40
3.2. Spektrofotometrenin optik diyagramı.....	62
3.3. Spekülar reflektans takımı: Optik diyagramı.....	64
3.4. Spektrofotometrenin elektronik sisteminin blok diyagramı.....	65
4.1(a). Atmosfer basıncındaki havada 80°C de oksitlendirilen Cu filmin Ψ ve Δ elipsometrik parametrelerinin oksidasyon süresiyle değişimi.....	67

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam)

<u>Sekil</u>	<u>Sayfa</u>
4.1(b).Atmosfer basıncındaki havada 100°C de oksitlendirilen Cu filmin Ψ ve Δ elipsometrik parametrelerinin oksidasyon süresiyle değişimi.....	68
4.1(c).Atmosfer basıncındaki havada 125°C de oksitlendirilen Cu filmin Ψ ve Δ elipsometrik parametrelerinin oksidasyon süresiyle değişimi.....	69
4.2(a).Atmosfer basıncındaki havada 80°C de oksitlendirilen opak Cu taşıyıcının yüzeyinde büyüyen oksit filmin kalınlığının oksidasyon süresi ile değişimi.....	72
4.2(b).Atmosfer basıncındaki havada 100°C de oksitlendirilen opak Cu taşıyıcının yüzeyinde büyüyen oksit filmin kalınlığının oksidasyon süresi ile değişimi.....	73
4.2(c).Atmosfer basıncındaki havada 125°C de oksitlendirilen opak Cu taşıyıcının yüzeyinde büyüyen oksit filmin kalınlığının oksidasyon süresi ile değişimi.....	74
4.3. Atmosfer basıncındaki havada 80°C de oksitlendirilen Cu filmin reflektans spektrumlarının oksidasyon süresiyle değişimi . [a] Cu film, [b] 330 dakika, [c] 1050 dakika, [d] 2155 dakika ve [e] 3720 dakika.....	76
4.4. Atmosfer basıncındaki havada 100°C de oksitlendirilen Cu filmin reflektans spektrumlarının oksidasyon süresiyle değişimi . [a] Cu film, [b] 135 dakika, [c] 240 dakika, [d] 540 dakika ve [e] 780 dakika.....	76

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam)

<u>Şekil</u>	<u>Sayfa</u>
4.5. Atmosfer basıncındaki havada 125°C de oksitlendirilen Cu filmin reflektans spektrumlarının oksidasyon süresiyle değişimi. [a] Cu film, [b] 10 dakika, [c] 25 dakika, [d] 60 dakika ve [e] 105 dakika.....	77
4.6. Atmosfer basıncındaki havada 125°C de 60 dakika oksitlendirilen Cu taşıyıcı yüzeyinde büyüyen Cu ₂ O filmin 50° ve 60° gelme açılarında hesaplanan n - k çözüm eğrileri.....	80
4.7. Atmosfer basıncındaki havada 125°C de 120 dakika oksitlendirilen Cu taşıyıcı yüzeyinde büyüyen Cu ₂ O filmin 50° ve 60° gelme açılarında hesaplanan n - k çözüm eğrileri.....	82
4.8. Atmosfer basıncındaki havada 125°C de 150 dakika oksitlendirilen Cu taşıyıcı yüzeyinde büyüyen Cu ₂ O filmin 50° ve 60° gelme açılarında hesaplanan n - k çözüm eğrileri.....	84
4.9. Atmosfer basıncındaki havada 125°C de 180 dakika oksitlendirilen Cu taşıyıcı yüzeyinde büyüyen Cu ₂ O filmin 50° ve 60° gelme açılarında hesaplanan n - k çözüm eğrileri.....	86
4.10. Atmosfer basıncındaki havada 125°C de 210 dakika oksitlendirilen Cu taşıyıcı yüzeyinde büyüyen Cu ₂ O filmin 50° ve 60° gelme açılarında hesaplanan n - k çözüm eğrileri.....	88
4.11. Atmosfer basıncındaki havada 125°C de 240 dakika oksitlendirilen Cu taşıyıcı yüzeyinde büyüyen Cu ₂ O filmin 50° ve 60° gelme açılarında hesaplanan n - k çözüm eğrileri.....	90

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam)

<u>Sekil</u>	<u>Sayfa</u>
4.12. Atmosfer basıncındaki havada 125°C de çeşitli süreler, boyunca oksitlendirilen Cu taşıyıcılarının yüzeyinde büyüyen Cu ₂ O filmlerin n ₁ ve k ₁ optik sabitlerinin film kalınlığıyla değişimi.....	92
4.13. Yaklaşık 5000 Å kalınlığındaki Cu filmin n ₂ ve k ₂ optik sabitlerinin görünür bölgede dalgaboyu ile değişimi.....	94
4.14. Cu ₂ O yüzey filminin n ₁ ve k ₁ optik sabitlerinin dalgaboyu ile değişimi : $\phi = 70^\circ$ ve $d = 356 \text{ Å}$	96
4.15. Cu ₂ O filmin α absorpsiyon katsayısının hv foton enerjisiyle değişimi....	98
4.16. Cu ₂ O film için $[\text{hv}\alpha]^{(1/2)}$ nin hv ile değişimi.....	99
4.17. Cu ₂ O/Cu iki katmanlı film sisteminin reflektans spektrumlarının Cu ₂ O yüzey filminin kalınlığıyla değişimi: [a] Cu film, [b] 158 Å, [c] 240 Å ve [d] 319 Å.....	100
4.18. Cu ₂ O filmin karakteristik transmisyon spektrumu [ref. 16' da şekil 1(a)Δ].....	102
4.19. Cu kontrol filmlerinin oksidasyon tamamlanma süreleri sonundaki transmisyon spektrumları. Oksidasyon tamamlanma süreleri: [a] 150 dakika, [b] 240 dakika.....	103
4.20. Au üzerinde büyütülen ve oksidasyon tamamlanma süresi 150 dakika olan Cu ₂ O filminin n - k çözüm eğrileri.	105

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam)

<u>Şekil</u>	<u>Sayfa</u>
4.21. Yaklaşık 3000 Å kalınlığındaki Au filminin n_2 ve k_2 optik sabitlerinin dalgaboyu ile değişimi.....	108
4.22. Au taşıyıcı üzerinde ısısal oksidasyonla büyütülen farklı kalınlıklara sahip iki Cu_2O filmin n_1 kırılma indisi değerlerinin dalgaboyu ile değişimi: a) $d = 408$ Å, b) $d = 500$ Å.....	111
4.23. Au taşıyıcı üzerinde ısısal oksidasyonla büyütülen farklı kalınlıklara sahip iki Cu_2O filmin k_1 sönüm katsayısı değerlerinin dalgaboyu ile değişimi: a) $d = 408$ Å, b) $d = 500$ Å.....	112
4.24. 408 Å kalınlığa sahip Cu_2O filmin α absorpsiyon katsayısı değerlerinin foton enerjisiyle değişimi.....	115
4.25. 500 Å kalınlığa sahip Cu_2O filmin α absorpsiyon katsayısı değerlerinin foton enerjisiyle değişimi.....	115
4.26. 408 Å kalınlığa sahip Cu_2O film için $[h\nu\alpha]^{(1/2)}$ değerlerinin $h\nu$ foton enerjisiyle değişimi.....	116
4.27. 500 Å kalınlığa sahip Cu_2O film için $[h\nu\alpha]^{(1/2)}$ değerlerinin $h\nu$ foton enerjisiyle değişimi.....	117

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge

Sayfa

- 4.1: Atmosfer basıncındaki havada 80°C de oksitlendirilen opak Cu filminin elipsometrik parametrelerinin oksidasyon süresiyle değişimi ve oluşan Cu₂O ince yüzey filminin hesaplanan kalınlıkları..... 70
- 4.2: Atmosfer basıncındaki havada 100°C de oksitlendirilen opak Cu filminin elipsometrik parametrelerinin oksidasyon süresiyle değişimi ve oluşan Cu₂O ince yüzey filminin hesaplanan kalınlıkları..... 71
- 4.3: Atmosfer basıncındaki havada 125°C de oksitlendirilen opak Cu filminin elipsometrik parametrelerinin oksidasyon süresiyle değişimi ve oluşan Cu₂O ince yüzey filminin hesaplanan kalınlıkları..... 72
- 4.4: Atmosfer basıncındaki havada 60 dakika oksitlendirilen Cu filminin 5461 Å dalga boylu ışık için 50° ve 60° gelme açılarında ölçülen elipsometrik parametreleri ile bunlara karşılık hesaplanan n, k ve d çözümleri..... 79
- 4.5: Atmosfer basıncındaki havada 125°C de 120 dakika oksitlendirilen Cu filminin 5461 Å dalga boylu ışık için 50° ve 60° gelme açılarında ölçülen elipsometrik parametreleri ile bunlara karşılık hesaplanan n, k ve d çözümleri..... 81
- 4.6: Atmosfer basıncındaki havada 125°C de 150 dakika oksitlendirilen Cu filminin 5461 Å dalga boylu ışık için 50° ve 60° gelme açılarında ölçülen elipsometrik parametreleri ile bunlara karşılık hesaplanan n, k ve d çözümleri..... 83
- 4.7: Atmosfer basıncındaki havada 125°C de 180 dakika oksitlendirilen Cu filminin 5461 Å dalga boylu ışık için 50° ve 60° gelme açılarında ölçülen elipsometrik parametreleri ile bunlara karşılık hesaplanan n, k ve d çözümleri..... 85
- 4.8: Atmosfer basıncındaki havada 125°C de 210 dakika oksitlendirilen Cu filminin 5461 Å dalga boylu ışık için 50° ve 60° gelme açılarında ölçülen elipsometrik parametreleri ile bunlara karşılık hesaplanan n, k ve d çözümleri..... 87

ÇİZELGELER DİZİNİ (devam)

<u>Çizelge</u>	<u>Sayfa</u>
4.9: Atmosfer basıncındaki havada 125°C de 240 dakika oksitlendirilen Cu filmin 5461 Å dalgaboylu ışık için 50° ve 60° gelme açılarında ölçülen elipsometrik parametreleri ile bunlara karşılık hesaplanan n, k ve d çözümleri.....	89
4.10: Atmosfer basıncındaki havada 125°C' de farklı sürelerde oksitlendirilen Cu taşıyıcı üzerinde büyütülen Cu ₂ O yüzey filmlerin optik sabitleri ve bunlara karşı hesaplanan film kalınlıkları : $\lambda = 5461 \text{ Å}$	91
4.11: 4000 - 7600 Å dalgaboyu aralığında yaklaşık 5000 Å kalınlığındaki Cu filmin n_2 ve k_2 optik sabitlerinin değerleri: $\phi = 70^\circ$	93
4.12: Cu ₂ O/Cu iki katmanlı film sisteminin 4000 - 7600 Å bölgesinde ölçülen ψ ve Δ elipsometrik parametrikleri ile bunlara karşı Cu ₂ O yüzey filminin hesaplanan n_1 ve k_1 optik sabitleri : $\phi = 70^\circ$ ve $d = 356 \text{ Å}$	95
4.13: Atmosfer basıncındaki havada 125°C de 210 dakika oksitlendirilen Cu taşıyıcının yüzeyi üzerinde büyüyen Cu ₂ O filminin α absorpsiyon katsayısının görünür bölgedeki değerleri.....	97
4.14: Oksidasyon tamamlanma süresi 150 dakika olan Cu ₂ O/Au iki katmanlı film sisteminin 5400 Å dalgaboylu ışık kullanılarak 60° ve 70° gelme açılarında yapılan elipsometrik ölçümü ve bunlara karşı hesaplanan n, k ve d çözümleri.....	104
4.15: 4000 - 7000 Å dalgaboyu aralığında 3000 Å kalınlığındaki opak Au filminin elipsometrik parametreleri ve bunlara karşı hesaplanan n_2 ve k_2 optik sabitleri.....	107
4.16: Oksidasyon tamamlanma süresi 150 dakika olan Cu ₂ O/Au örneğinin 4000 - 7000 Å dalgaboyu aralığında ölçülen elipsometrik parametreleri ve bunlara karşı hesaplanan Cu ₂ O yüzey filminin n_1 ve k_1 optik sabitleri: $\phi = 70^\circ$, $d = 408 \text{ Å}$	109

ÇİZELGELER DİZİNİ (devam)ÇizelgeSayfa

- 4.17: Oksidasyon tamamlanma süresi 240 dakika olan $\text{Cu}_2\text{O}/\text{Au}$ örneğinin 4000 - 7000 Å dalgaboyu aralığında ölçülen elipsometrik parametreleri ve bunlara karşı hesaplanan Cu_2O yüzey filminin n_1 ve k_1 optik sabitleri: $\phi = 70^\circ$, $d = 500 \text{ Å}$ 110
- 4.18: Farklı kalınlıklara sahip iki Cu_2O filmin α absorpsiyon katsayılarının görünür bölgedeki değerleri.....114

1. GİRİŞ

Farklı sıcaklık ve kısmi oksijen basınçlarında büyütülen çeşitli metal oksitlerin optik ve elektronik özelliklerinin incelenmesi, alternatif enerji kaynaklarının geliştirilmesine yönelik olarak uygulamada büyük bir öneme sahiptir. Bu metal oksitler özellikle güneş enerjisi dönüştürücülerinde, fotovoltaik güneş pillerinin ve seçici absorpsiyon gösteren yüzeylerin yapımında kullanıldıklarından son yirmi yıl içinde bunların optik özelliklerinin araştırılmasına yoğun bir ilgi vardır. Bu metal oksitlerden birisi bakırın yarıiletken oksidi olan Cu_2O dir. Cu_2O , büyütme yöntemi ve parametrelerine bağlı olarak ortaya çıkan stokiyometrik sapmalar nedeniyle farklı optik özellikler gösterir. Bu davranış Cu_2O büyütülmesi ve incelenmesine olan ilgiyi arttırmıştır. İnce film halindeki Cu_2O , yasak band aralığının uygun olması ve fototaşyıcıların oluşmasında yüksek verim sağlaması nedeniyle güneş pillerinde aktif katman olarak kullanılır (Olsen et al.,1982; Fujinaka and Berezin, 1983; Iwanowski and Trivich,1984; Rakhshani, 1986; Rai, 1987). Görünür bölgede yüksek absorpsiyon ve dolayısıyla düşük reflektans, kızılötesi bölgede ise yüksek reflektans göstermesi nedeniyle de güneş enerjisi için seçici absorosiyon gösteren yüzeylerin yapımında pasif katman olarak kullanılır (Agnihotri and Gupta, 1981; Karlsson et al., 1982; Roos et al.,1983a, Roos et al.,1983b, Roos and Karlsson, 1983; Karlsson and Roos, 1984).

Yarıiletken Cu_2O ile ilgili ilk çalışmalar Grondhal (1926) tarafından doğrultucu yapımı ile başlar. 1930 yılından 1940 yılına kadar Cu_2O in karakterizasyonu üzerine birçok çalışma yapılmış olup, Cu üzerindeki Cu_2O katmanlarının fotoiletkenliğinin ilk Schönwald tarafından, fotovoltaik etkilerinin ise Lange tarafından incelendiği bilinmektedir(Rakhshani,1986;

Joseph and Pradeep, 1994). Mott and Gurney (1940) ' de benzer etkileri incelemiştir. Cu_2O ' e olan ilgi daha sonra Se, Ge, Si ve diğer yarıiletkenlere kaymıştır. Ancak toksik olmaması, başlangıç malzemesi olan bakırın bolluğu ve üretiminin ucuz olması gibi avantajları sonraki yıllarda Cu_2O ' e olan ilgiyi yeniden canlandırmıştır. 1978 ' de iki ayrı araştırma grubu (Trivich et al.,1978; Olsen and Bohara, 1978), 1100°C civarındaki yüksek sıcaklıklarda ısıl oksidasyonla büyütülen Cu_2O ' in fotovoltaik özelliklerini ve Schottky karakteristiklerini incelemiştir.

Fotovoltaik uygulamalarda ve güneş enerjisi için seçici absorpsiyon gösteren yüzeylerin yapımında kullanılacak ince üniform Cu_2O filmi elde edilmesinde yüksek sıcaklıkta büyütme yönteminin, hızlı büyüme nedeniyle, uygun olmadığı anlaşılmıştır. 1000°C nin altındaki sıcaklıklarda uygulanan ve daha kontrollü Cu_2O büyümesi sağlayan düşük sıcaklık yöntemleri çeşitli çalışmalarda ele alınmıştır. Bu yöntemlerden başlıcaları, kısmi oksijen basıncında düşük sıcaklıkta ısıl oksidasyon (Herion, 1979; Olsen et al.,1982; Iwanowski and Trivich, 1984; Manara et al., 1992; Rauh and Wißmann, 1993), kimyasal oksidasyon (Scherer et al.,1983; Roos and Karlsson, 1983; Ristov et al.,1985), anodik oksidasyon (Potdar et al., 1981; Fortin and Masson,1982; Sears and Fortin, 1984), elektroliz birikim (Abu - zaid et al.,1986; Rakhshani and Varghese, 1988), reaktif püskürtme (Drobny and Pulfrey, 1979; Popov and Docheva, 1991) ve reaktif buharlaştırma (Rai, 1987; Özer and Tepehan, 1993) yöntemleridir.

Düşük sıcaklık yöntemleri, ince üniform bakır oksit filmi elde edilmesinde daha kontrollü büyüme sağlanmasına karşın oksidin bileşimiyle ilgili bazı belirsizlikler gösterir. Özellikle Cu_2O ve CuO fazlarının birlikte oluşabileceği belirtilmiştir. Bu yüzden elde edilen sonuçlar tartışmalıdır.

Tartışmalı özelliklerin aydınlatılması, düşük sıcaklık yöntemleriyle hazırlanan Cu_2O ince filmlerinin optiksel karakterizasyonu ile ilgili olarak daha fazla araştırma yapılmasını gerekli kılmaktadır. Ayrıca Cu yüzeyler üzerinde düşük sıcaklıkta ısıl oksidasyonla büyütülen Cu_2O ince filmlerinin görünür bölgedeki tam optiksel karakterizasyonunun yansıma elipsometrisi yöntemiyle yapıldığı bir çalışmaya rastlanmamıştır. Mevcut bazı çalışmalarda oksidasyon kinetiğinin incelenmesinde elipsometrik yöntem kullanılmış olsa bile (Manara et al., 1992; Rauh and Wißmann, 1993), optiksel karakterizasyonu ele alan çalışmalarda spektrofotometrik reflektans ve transmitans yöntemleri kullanılmıştır (Drobny and Pulfrey, 1979; Özer and Tepehan, 1993). Yansıma elipsometrisi, bir taşıyıcı üzerindeki ince yüzey filminin optik sabitlerinin ve kalınlığının belirlenmesinde kullanılan en duyarlı yöntemdir. Yöntemin esasları literatürde geniş bir şekilde anlatılmıştır (Vasicék, 1959; McCrackin and Colson, 1964; Aspness, 1976; Chopra, 1985; Azzam and Bashara, 1986; Urban III, 1988; Easwarakhanthan et al., 1989; Collett, 1992; Urban III, 1993).

Bu tez çalışması düşük sıcaklıklarda büyütülen Cu_2O ince filmlerinin optik özellikleriyle ilgili olarak yukarıda belirtilen eksikliğin giderilmesi ve tartışmalı özelliklerin aydınlatılmasına katkıda bulunmaya yöneliktir. Çalışmanın birinci aşaması, Cu yüzeyleri üzerinde düşük sıcaklıklarda ($80 - 125^\circ\text{C}$) büyütülen bakır oksit filmlerinin büyüme kinetiğinin elipsometrik ve spektrofotometrik yöntemlerle ortaya konmasını içermektedir. İkinci aşamada, vakumda buharlaştırma tekniği ve bunu takip eden 125°C de ısıl oksidasyonla bakır oksit/ bakır ve bakır oksit/altın yapıları elde edilmiştir. Farklı iki gelme açısında yapılan elipsometrik ölçümlerin analiziyle, bu yapıların içerdiği bakır oksit yüzey filminin kalınlığı ile görünür bölgedeki optik sabitleri, absorpsiyon katsayısı ve yasak band

genişliği belirlenmiştir. Yapılan optiksel karakterizasyonun sayısal sonuçlarına dayanarak, büyüyen oksit filminin Cu_2O olduğu gösterilmiştir. nc aşamada da, $\text{Cu}_2\text{O}/\text{Cu}$ ve $\text{Cu}_2\text{O}/\text{Au}$ yapıları için elde edilen deneysel sonuçlar karşılaştırılarak, $\text{Cu}_2\text{O}/\text{Cu}$ yapısındaki Cu_2O yüzey filminin elipsometrik - optiksel karakterizasyonuna $\text{Cu} - \text{Cu}_2\text{O}$ arayüzeyindeki hacim difüzyonu ve yüzey pürüzlülüğünün etkisi olmadığı gösterilmiştir.



2. TEMEL BİLGİLER

2.1. Işığın İletken Ortamlarda Yayılması ve Polarizasyon Halleri

Bir cins elektromanyetik dalga olan ışığın yayılması elektromanyetizmanın temelini oluşturan Maxwell denklemlerinden itibaren incelenir. Dielektrik sabiti $\tilde{\epsilon}(\omega) = \epsilon_1 - i\epsilon_2$ şeklinde kompleks bir nicelik olan uniform, izotropik bir iletken ortam için Maxwell denklemleri CGS birim sisteminde

$$\text{curl}\mathbf{E} = -\frac{\mu}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\text{curl}\mathbf{H} = \frac{4\pi\sigma}{c} \mathbf{E} + \frac{\tilde{\epsilon}(\omega)}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.2)$$

$$\text{div}\mathbf{D} = \tilde{\epsilon}(\omega) \text{div}\mathbf{E} = 4\pi\rho \quad (2.3)$$

$$\text{div}\mathbf{B} = \mu \text{div}\mathbf{H} = 0 \quad (2.4)$$

bağıntıları ile verilir. Burada ω ışığın açısal frekansı, \mathbf{E} ve \mathbf{B} elektromanyetik alanı karakterize eden elektrik alan ve manyetik indüksiyon vektörleri, \mathbf{D} elektromanyetik alanın maddesel ortamlarla etkileşimini ifade eden dielektrik yerdeğiştirme vektörü, \mathbf{H} manyetik alan vektörü, σ elektriksel iletkenlik, $\tilde{\epsilon}$ ve μ sırasıyla ortamın dielektrik sabiti ve manyetik permeabilitesi, ρ ortamdaki yük yoğunluğu ve c elektromanyetik dalganın vakumdaki hızıdır. Bu bağıntılar yardımıyla ışığın ortam içerisindeki yayılması

$$\left(\nabla^2 - \frac{\tilde{\epsilon}(\omega)}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (2.5)$$

dalga denkleminin tanımlanır (Aspnes,1976). Burada $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ ışık dalgasının elektrik alan vektörü olup, z - eksenine dalganın yayılma doğrultusuna paralel olan Kartezyen koordinat sisteminde

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = (\tilde{E}_x \hat{x} + \tilde{E}_y \hat{y}) \exp(i\hat{k}z - i\omega t) \quad (2.6)$$

şeklinde düzlem dalga formuna sahiptir. Bu bağıntıda \tilde{E}_x , $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ ' nin koordinat sisteminin x-ekseni boyunca, \tilde{E}_y ise koordinat sisteminin y-ekseni boyunca olan kompleks genlikleridir. (2.6) bağıntısına göre \hat{k} dalga vektörünün müsaade edilen değerleri

$$\left(\frac{c\hat{k}}{\omega}\right)^2 = \tilde{\epsilon}(\omega) = \tilde{n}^2 \quad (2.7)$$

dispersiyon bağıntısı ile verilir. Burada $\tilde{n} = n - ik$ olup, ortamın kompleks kırılma indisidir. $\tilde{\epsilon}$ ve \tilde{n} nin gerçel ve sanal kısımları basit olarak

$$\epsilon_1 = n^2 - k^2 \quad (2.8)$$

$$\epsilon_2 = 2nk \quad (2.9)$$

$$n = \left\{ \left[\epsilon_1 + (\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2)^{1/2} \right] / 2 \right\}^{1/2} \quad (2.10)$$

$$k = \epsilon_2 / \left[2 \left\{ \left[\epsilon_1 + (\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2)^{1/2} \right] / 2 \right\}^{1/2} \right] \quad (2.11)$$

bağıntılarıyla birbirine bağılıdır.

$\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ ışık dalgasının polarizasyon hali \tilde{E}_x ve \tilde{E}_y kompleks niceliklerinin bağıl değerleriyle tamamen belirli olup, \tilde{E}_y/\tilde{E}_x kompleks sayısı, Poincaré

küresi yardımıyla ya da Stokes polarizasyon parametreleriyle geometrik olarak gösterilebilir (Azzam and Bashara, 1986 ; Collett,1992).

Uzayda sabit bir noktada (kolaylık olması bakımından $z = 0$ olsun) düzlem dalganın birbirine dik alan bileşenleri

$$E_x(t) = E_{0x}(t) \cos [\omega t + \delta_x(t)] \quad (2.12a)$$

$$E_y(t) = E_{0y}(t) \cos [\omega t + \delta_y(t)] \quad (2.12b)$$

bağıntılarıyla tanımlanır. Bu bağıntılarda ω açısal frekans, $E_{0x}(t)$ ve $E_{0y}(t)$ ani genlikler, $\delta_x(t)$ ve $\delta_y(t)$ ani faz faktörleridir. Genlik ve faz faktörleri kosinüslü terimlerin hızlı titreşimleriyle karşılaştırıldığında daima yavaş olarak değişirler. (2.12) bağıntıları arasında ωt teriminin yok edilmesiyle, genel olarak sadece verilen anda geçerli olan, polarizasyon elipsi elde edilir:

$$\frac{E_x^2(t)}{E_{0x}^2(t)} + \frac{E_y^2(t)}{E_{0y}^2(t)} - \frac{2E_x(t) E_y(t)}{E_{0x}(t)E_{0y}(t)} \cos\delta(t) = \sin^2 \delta(t) \quad (2.13)$$

Bu bağıntıda $\delta(t)$ faz farkı olup, $\delta(t) = \delta_y(t) - \delta_x(t)$ ' dir. Monokromatik dalga için genlik ve faz faktörleri zamandan bağımsız olduğundan (2.13) bağıntısı

$$\frac{E_x^2(t)}{E_{0x}^2} + \frac{E_y^2(t)}{E_{0y}^2} - \frac{2E_x(t) E_y(t)}{E_{0x}E_{0y}} \cos\delta = \sin^2 \delta \quad (2.14)$$

bağıntısına indirgenir. (2.12) bağıntılarından da görüldüğü gibi, E_{0x} , E_{0y} ve δ zamandan bağımsız olsa da $E_x(t)$ ve $E_y(t)$ nin zamana bağılıkları açık şekilde devam eder. (2.14) bağıntısını optik alanın ölçülebilir nicelikleri cinsinden ifade etmek için gözlem süresi üzerinden ortalama almak gerekir. Bu süre tek bir titreşimin oluşması için geçen süreye göre uzun olduğundan sonsuz alınabilir.

Bununla beraber $E_x(t)$ ve $E_y(t)$ zamanın periyodik fonksiyonları olması nedeniyle bir tek titreşim periyodu üzerinden ortalama almak gerekir. Zaman ortalaması $\langle \dots \rangle$ sembolüyle gösterilirse, (2.14) bağıntısı

$$\frac{\langle E_x^2(t) \rangle}{E_{0x}^2} + \frac{\langle E_y^2(t) \rangle}{E_{0y}^2} - \frac{\langle 2E_x(t)E_y(t) \rangle}{E_{0x}E_{0y}} \cos\delta = \sin^2\delta \quad (2.15)$$

şeklinde yazılabilir. Burada

$$\langle E_i(t) E_j(t) \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T E_i(t) E_j(t) dt; \quad i, j = x, y \quad (2.16)$$

dir. (2.15) bağıntısının her iki tarafı $4E_{0x}^2 E_{0y}^2$ ile çarpılırsa,

$$4E_{0y}^2 \langle E_x^2(t) \rangle + 4E_{0x}^2 \langle E_y^2(t) \rangle - 8E_{0x}E_{0y} \langle E_x(t)E_y(t) \rangle \cos\delta = (2E_{0x}E_{0y} \sin\delta)^2 \quad (2.17)$$

bağıntısı elde edilir. (2.16) bağıntısından $\langle E_x^2(t) \rangle$, $\langle E_y^2(t) \rangle$ ve $\langle E_x(t)E_y(t) \rangle$ değerleri hesaplanıp, (2.17) bağıntısında yerine yazılırsa

$$2E_{0x}^2 E_{0y}^2 + 2E_{0x}^2 E_{0y}^2 - (2E_{0x}E_{0y} \cos\delta)^2 = (2E_{0x}E_{0y} \sin\delta)^2 \quad (2.18)$$

bulunur. (2.18) bağıntısını şiddet cinsinden ifade etmek istediğimizden, bu bağıntının sol tarafına $E_{0x}^4 + E_{0y}^4$ terimini bir kez ilave edip, bir kez de çıkarmak gerekir. Bu işlem yapılırsa,

$$(E_{0x}^2 + E_{0y}^2)^2 - (E_{0x}^2 - E_{0y}^2)^2 - (2E_{0x}E_{0y} \cos\delta)^2 = (2E_{0x}E_{0y} \sin\delta)^2 \quad (2.19)$$

elde edilir. (2.19) bağıntısını

$$S_0 = E_{0x}^2 + E_{0y}^2 \quad (2.20a)$$

$$S_1 = E_{0x}^2 - E_{0y}^2 \quad (2.20b)$$

$$S_2 = 2 E_{0x} E_{0y} \cos\delta \quad (2.20c)$$

$$S_3 = 2 E_{0x} E_{0y} \sin\delta \quad (2.20d)$$

olmak üzere

$$S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \quad (2.21)$$

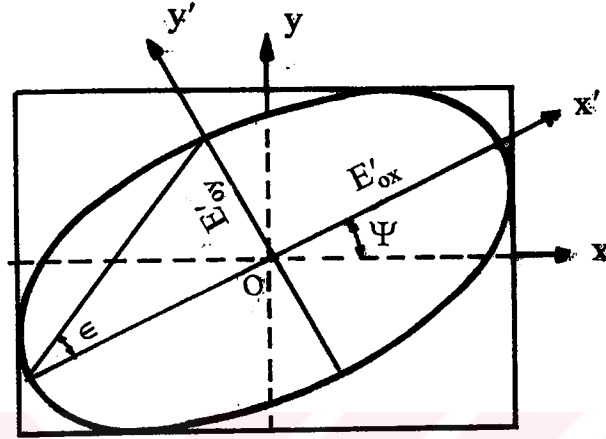
şeklinde yazabiliriz. (2.20) bağıntılarıyla verilen dört nicelik düzlem dalganın Stokes polarizasyon parametreleri olarak adlandırılır (Azzam and Bashara, 1986; Collett,1992). Bu parametreler 1852 yılında Sir George Gabriel Stokes tarafından tanımlanmıştır. Stokes polarizasyon parametreleri gerçel nicelikler olup, basit olarak polarizasyon elipsinin ve dolayısıyla da optik alanın ölçülebilir nicelikleridir. İlk Stokes parametresi olan S_0 ışığın toplam şiddetidir. S_1 parametresi dalganın yatay ya da dik çizgisel polarizasyon hallerinden hangisi için tercihli olduğunu, S_2 parametresi dalganın $+45^\circ$ yada -45° çizgisel polarizasyon hallerinden hangisi için tercihli olduğunu, S_3 parametresi ise dalganın sağ ya da sol dairesel polarizasyon hallerinden hangisi için tercihli olduğunu tanımlar.

Genlik ve faz faktörleri zamanla yavaş olarak değiştiğinden, çok kısa zaman aralıklarında (2.20) bağıntıları kısmen polarize ışık hali için de geçerliliğini sürdürür. Schwartz eşitsizliği kullanılırsa, herhangi bir polarize ışık hali için Stokes parametreleri daima

$$S_0^2 \geq S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \quad (2.22)$$

bağıntısını sağlar. Eşitlik işareti tamamen polarize (çizgisel, dairesel ya da eliptik polarize) ışık haline, eşitsizlik işareti ise, kısmen polarize ışık ya da polarize olmamış ışık hallerine karşılık gelir.

Şekil.2.1 ' de eksenleri dönmüş bir polarizasyon elipsi gösterilmiştir. Şeklin geometrisinden yararlanarak, polarizasyon elipsinin eliptik parametreleri olan ψ azimut açısı ve ϵ eliptisite açısı



Şekil 2.1. Polarizasyon elipsi.

$$\tan 2\psi = \frac{2E_{0x} E_{0y} \cos \delta}{E_{0x}^2 - E_{0y}^2} \quad (2.23)$$

$$\sin 2\epsilon = \frac{2E_{0x} E_{0y} \sin \delta}{E_{0x}^2 + E_{0y}^2} \quad (2.24)$$

bağıntılarıyla tanımlanır. (2.20) bağıntıları dikkate alınırsa Ψ ve ϵ' nun Stokes parametreleri cinsinden ifadeleri

$$\tan 2\psi = \frac{S_2}{S_1}, \quad 0 \leq \psi \leq \pi \quad (2.25)$$

$$\sin 2\epsilon = \frac{S_3}{S_0}, \quad -\frac{\pi}{4} \leq \epsilon \leq \frac{\pi}{4} \quad (2.26)$$

olur.

Bir optik demetin Stokes parametrelerini elde etmek için polarizasyon elipsinin zaman üzerinden ortalamasını almak gerekir. Ancak bu ortalama alma işlemi, (2.12) ifadelerini E_{0x} , E_{0y} gerçel genlikleri yerine

$$\tilde{E}_{0x} = E_{0x} \exp(i\delta_x) \quad (2.27a)$$

$$\tilde{E}_{0y} = E_{0y} \exp(i\delta_y) \quad (2.27b)$$

bağıntılarıyla tanımlanan kompleks genlikleri alarak

$$\tilde{E}_x(t) = E_{0x} \exp[i(\omega t + \delta_x)] = \tilde{E}_{0x} \exp(i\omega t) \quad (2.28a)$$

$$\tilde{E}_y(t) = E_{0y} \exp[i(\omega t + \delta_y)] = \tilde{E}_{0y} \exp(i\omega t) \quad (2.28b)$$

şeklinde yazmakla atlanabilir. Böylece bir düzlem dalganın Stokes parametreleri için

$$S_0 = \tilde{E}_x \tilde{E}_x^* + \tilde{E}_y \tilde{E}_y^* \quad (2.29a)$$

$$S_1 = \tilde{E}_x \tilde{E}_x^* - \tilde{E}_y \tilde{E}_y^* \quad (2.29b)$$

$$S_2 = \tilde{E}_x \tilde{E}_y^* + \tilde{E}_y \tilde{E}_x^* \quad (2.29c)$$

$$S_3 = i(\tilde{E}_x \tilde{E}_y^* - \tilde{E}_y \tilde{E}_x^*) \quad (2.29d)$$

bağıntıları elde edilir. Bu bağıntılarda \tilde{E}_x ve \tilde{E}_y nin (2.28) ifadeleriyle verilen değerleri yerine konursa daha önce polarizasyon elipsinden elde edilen (2.20) ifadeleri elde edilir.

Monokromatik kabul edilen bir ışık dalgası için dört Stokes parametresi, dalganın Stokes vektörü adı verilen

$$S = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix}$$

4x1 kolon matrisi şeklinde gruplandırılabilir. Bu işlemin başlıca avantajı ışık dalgası ile bir optik sistemin içerdiği optik elemanlar arasındaki etkileşmenin incelenmesinde matris formalizminin kullanılmasına imkan vermesidir.

Eliptik polarize ışığın (2.20) bağıntılarıyla verilen dört Stokes parametresi Stokes vektörü olarak

$$S = \begin{pmatrix} E_{0x}^2 + E_{0y}^2 \\ E_{0x}^2 - E_{0y}^2 \\ 2E_{0x} E_{0y} \cos\delta \\ 2E_{0x} E_{0y} \sin\delta \end{pmatrix} \quad (2.30)$$

şeklinde yazılır. Çizgisel polarize ve dairesel polarize ışık için Stokes vektörü (2.30) bağıntısından kolayca türetilebilir :

Yatay çizgisel polarize ışık ;

Bu hal için $E_{0y} = 0$ olup, (2.30) bağıntısından

$$S = I_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

elde edilir. Burada $I_0 (= E_{0x}^2)$ ışığın toplam şiddetidir .

Dik çizgisel polarize ışık ;

Bu hal için $E_{0x} = 0$ olup, (2.30) ifadesi

$$S = I_0 \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

bağıntısına indirgenir. Burada I_0 yine ışığın toplam şiddetidir.

+ 45° azimuta sahip çizgisel polarize ışık;

Bu hal için $E_{0x} = E_{0y} = E_0$ ve $\delta = 0^\circ$ olup, (2.30) bağıntısı

$$S = I_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

şeklini alır. $I_0 = 2E_0^2$ dir.

- 45° azimuta sahip çizgisel polarize ışık ;

Bu hal için yine $E_{0x} = E_{0y} = E_0$ olup, ancak $\delta = 180^\circ$ dir. Buna göre (2.30) bağıntısı

$$S = I_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

şeklinde yazılır. $I_0 = 2E_0^2$ dir.

Sağ dairesel polarize ışık;

Bu hal için $E_{0x} = E_{0y} = E_0$ ve $\delta = 90^\circ$ dir. Buna göre (2.30) bağıntısı

$$S = I_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

değerine sahip olur. I_0 yine $I_0 = 2E_0^2$ dir.

Sol dairesel polarize ışık;

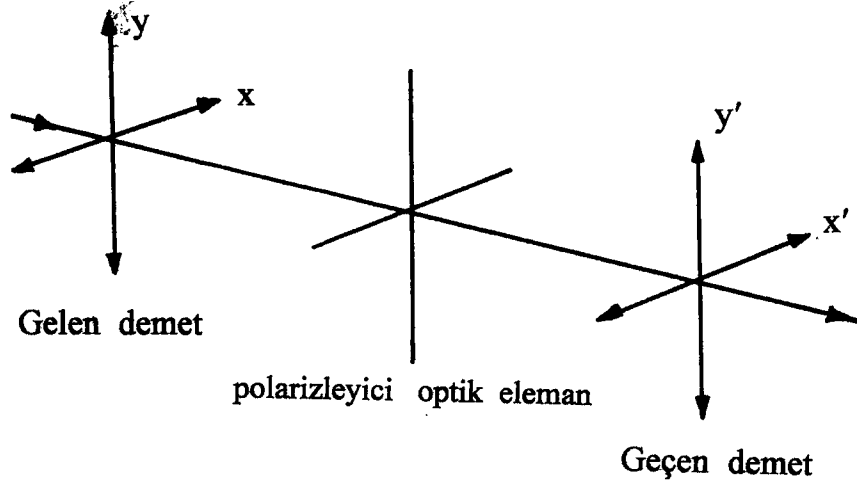
Bu hal için de yine $E_{0x} = E_{0y}$ dir. Fakat birbirine dik alan bileşenleri arasındaki δ faz farkı $\delta = 270^\circ$ dir. Bu değerlere göre (2.30) bağıntısı

$$S = I_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}$$

bağıntısına indirgenir. $I_0 = 2E_0^2$ dir.

2.2. Polarizleyici Optik Elemanların Mueller Matrisleri

Polarize ışık ile polarizasyon hallerini değiştiren optik elemanlar arasındaki etkileşimin incelenmesinde Stokes parametrelerinin matris gösterimi kullanılır (Collett,1992). Şekil 2.2 ' de polarizleyici optik elemandan geçen bir ışık demeti gösterilmiştir. Gelen demeti S_i ($i = 0, 1, 2, 3$) Stokes parametreleriyle, geçen demeti ise S_f Stokes parametreleriyle karakterize edelim.



Şekil.2.2. Polarize ışığın polarizleyici optik elemandan geçişi.

Polarizleyici optik elemandan geçen demetin Stokes parametreleri, gelen demetin Stokes parametrelerine

$$\begin{pmatrix} S'_0 \\ S'_1 \\ S'_2 \\ S'_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{00} & m_{01} & m_{02} & m_{03} \\ m_{10} & m_{11} & m_{12} & m_{13} \\ m_{20} & m_{21} & m_{22} & m_{23} \\ m_{30} & m_{31} & m_{32} & m_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} \quad (2.31)$$

bağıntısıyla bağlıdır. Bu bağıntı basit olarak

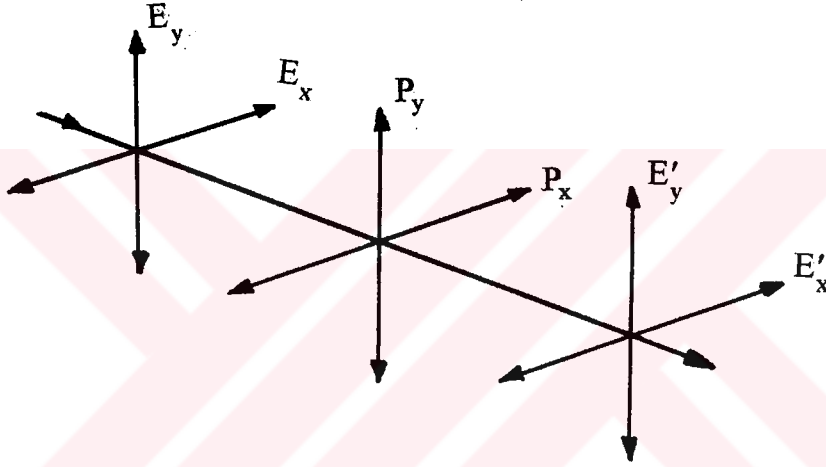
$$S' = M \cdot S \quad (2.32)$$

şeklinde gösterilebilir. (2.31) bağıntısındaki (4x4) matrisi Mueller matrisi olarak bilinir.

Optik demet maddeyle etkileştiği zaman polarizasyon hali hemen her zaman değişir. Polarizasyon hali genlik değişmesi, faz değişmesi ya da birbirine dik alan bileşenlerinin doğrultusunun döndürülmesi yoluyla değişir. Dik alan bileşenlerinin sadece genliklerini değiştiren optik eleman polarizör ya da 'diattenuatör' olarak adlandırılır. Benzer şekilde, birbirine dik alan bileşenleri arasında sadece faz geciktirmesi meydana getiren bir optik eleman ise geciktirici olarak adlandırılır. Eğer optik eleman birbirine dik alan bileşenlerini

dalganın ilerleme doğrultusuna göre bir φ açısı kadar döndürüyorsa, elemana döndürücü adı verilir.

Polarizör anizotropik bir sönmüleyici olup, birbirine dik geçirgenlik eksenleri P_x ve P_y ile gösterilmiş olsun. Şekil 2.3 ' de polarize olmuş bir demetin polarizörden geçişi gösterilmiştir. Polarizöre gelen ve polarizörden geçen demetlerin birbirine dik alan bileşenleri arasındaki ilişki



Şekil 2.3. Polarize ışığın P_x ve P_y sönmü katsayılarına sahip bir polarizörden geçişi.

$$\tilde{E}'_x = P_x \tilde{E}_x \quad 0 \leq P_x \leq 1 \quad (2.33a)$$

$$\tilde{E}'_y = P_y \tilde{E}_y \quad 0 \leq P_y \leq 1 \quad (2.33b)$$

bağıntılarıyla verilir. P_x ve P_y faktörleri polarizörün geçirgenlik eksenleri boyunca olan genlik sönmü katsayılarıdır. Eksenlerden biri boyunca sönmü yoksa ya da ideal bir geçirgenlik varsa $P_x(P_y) = 1$ iken, tam sönmü için $P_x(P_y) = 0$ dır. Eğer eksenlerden biri sıfır sönmü katsayısına sahip ise, polarizörün sadece bir tek geçirgenlik eksenine sahip olduğu söylenir.

Polarizöre gelen ve polarizörden geçen demetlerin Stokes polarizasyon parametreleri sırasıyla

$$S_0 = \tilde{E}_x \tilde{E}_x^* + \tilde{E}_y \tilde{E}_y^* \quad (2.34a)$$

$$S_1 = \tilde{E}_x \tilde{E}_x^* - \tilde{E}_y \tilde{E}_y^* \quad (2.34b)$$

$$S_2 = \tilde{E}_x \tilde{E}_y^* + \tilde{E}_y \tilde{E}_x^* \quad (2.34c)$$

$$S_3 = i(\tilde{E}_x \tilde{E}_y^* - \tilde{E}_y \tilde{E}_x^*) \quad (2.34d)$$

ve

$$S'_0 = \tilde{E}'_x \tilde{E}'_x{}^* + \tilde{E}'_y \tilde{E}'_y{}^* \quad (2.35a)$$

$$S'_1 = \tilde{E}'_x \tilde{E}'_x{}^* - \tilde{E}'_y \tilde{E}'_y{}^* \quad (2.35b)$$

$$S'_2 = \tilde{E}'_x \tilde{E}'_y{}^* + \tilde{E}'_y \tilde{E}'_x{}^* \quad (2.35c)$$

$$S'_3 = i(\tilde{E}'_x \tilde{E}'_y{}^* - \tilde{E}'_y \tilde{E}'_x{}^*) \quad (2.35d)$$

bağıntılarıyla verilir. (2.33) bağıntıları (2.35) bağıntılarında yerine yazılırsa ,

$$\begin{pmatrix} S'_0 \\ S'_1 \\ S'_2 \\ S'_3 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} P_x^2 + P_y^2 & P_x^2 - P_y^2 & 0 & 0 \\ P_x^2 - P_y^2 & P_x^2 + P_y^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2P_x P_y & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2P_x P_y \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} \quad (2.36)$$

bağıntısı bulunur. Bu bağıntıda

$$M = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} P_x^2 + P_y^2 & P_x^2 - P_y^2 & 0 & 0 \\ P_x^2 - P_y^2 & P_x^2 + P_y^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2P_x P_y & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2P_x P_y \end{pmatrix} \quad (2.37)$$

olup, polarizörün Mueller matrisidir. (2.37) bağıntısını trigonometrik fonksiyonlar cinsinden yazmak daha uygundur. Bu işlem

$$P_x = P \cos \theta \quad \text{ve} \quad P_y = P \sin \theta$$

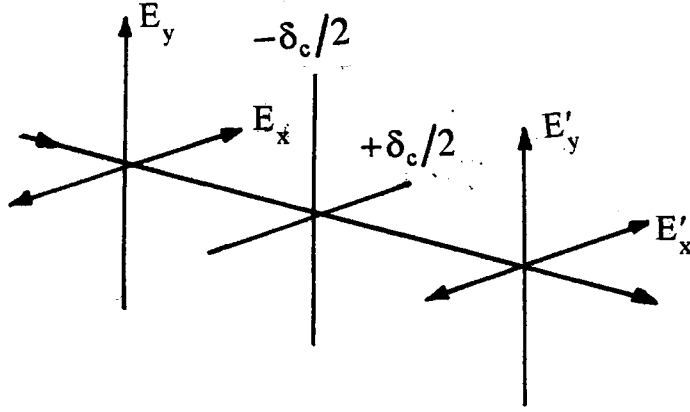
olmak üzere,

$$P_x^2 + P_y^2 = P^2 \quad (2.38)$$

alınarak yapılabilir. (2.38) bağıntısı (2.37) bağıntısında yerine yazılırsa, polarizörün Mueller matrisi için

$$M_{\text{pol}} = \frac{P^2}{2} \begin{pmatrix} 1 & \cos 2\theta & 0 & 0 \\ \cos 2\theta & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sin 2\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \sin 2\theta \end{pmatrix} \quad (2.39)$$

bağıntısı elde edilir. Şekil 2.4'de polarize bir ışık demetinin geciktirici bir ortamdan geçişi gösterilmiştir. Geciktirici gelen demetin birbirine dik alan bileşenleri arasında δ_c kadarlık bir faz geciktirmesi meydana getirir. Bu geciktirici x-ekseni (hızlı eksen) boyunca $\delta_c/2$ ve y-ekseni (yavaş eksen) boyunca $-\delta_c/2$ ' lik faz farkları oluşturur. Geçen demetin bileşenleri, gelen



Şekil 2.4. Polarize ışığın bir geciktiriciden geçişi.

demetin bileşenlerine

$$\tilde{E}'_x = \exp(i\delta_c/2)\tilde{E}_x \quad (2.40a)$$

$$\tilde{E}'_y = \exp(i\delta_c/2)\tilde{E}_y \quad (2.40b)$$

bağıntılarıyla bağlıdır. Geçen demetin Stokes parametreleri gelen demetin Stokes parametreleri cinsinden yazılırsa

$$\begin{pmatrix} S'_0 \\ S'_1 \\ S'_2 \\ S'_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos\delta_c & -\sin\delta_c \\ 0 & 0 & \sin\delta_c & \cos\delta_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} \quad (2.41)$$

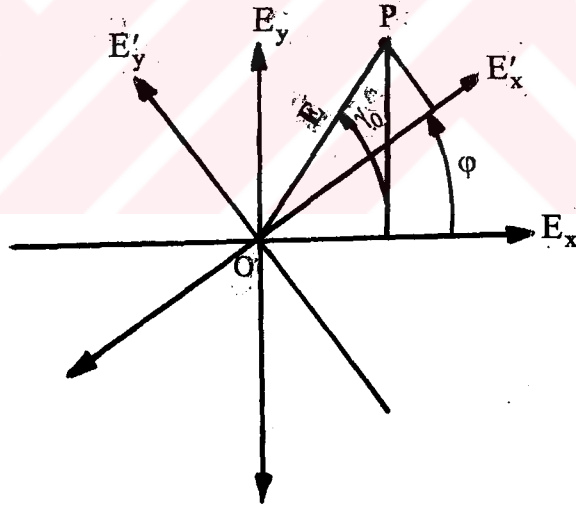
elde edilir. İdeal bir geciktirici için şiddet kaybı olmayacağından $S'_0 = S_0$ dir.

δ_c faz geciktirmesine sahip bir geciktiricinin Mueller matrisi (2.41) bağıntısındaki

$$M = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos\delta_c & -\sin\delta_c \\ 0 & 0 & \sin\delta_c & \cos\delta_c \end{pmatrix} \quad (2.42)$$

matrisidir.

$\tilde{E}_x(t)$ ve $\tilde{E}_y(t)$ dik alan bileşenlerini demetin ilerleme doğrultusuna göre φ açısı kadar döndüren polarizleyici bir elemandan geçen demetin polarizasyon hali değişir. Dönmeyi tanımlayan Muellers matrisini çıkarmak için Şekil 2.5' i göz önüne alalım. φ açısı \tilde{E}_x ve \tilde{E}_y ' nin döndürülme miktarları, γ_0 açısı ise E ile \tilde{E}_x arasındaki açı olsun.



Şekil 2.5. Bir optik döndürücünün alan bileşenlerini döndürmesi.

Şekilde gösterilen P noktasının E'_x , E'_y koordinatları

$$\tilde{E}'_x = \tilde{E}_x \cos\varphi + \tilde{E}_y \sin\varphi \quad (2.43a)$$

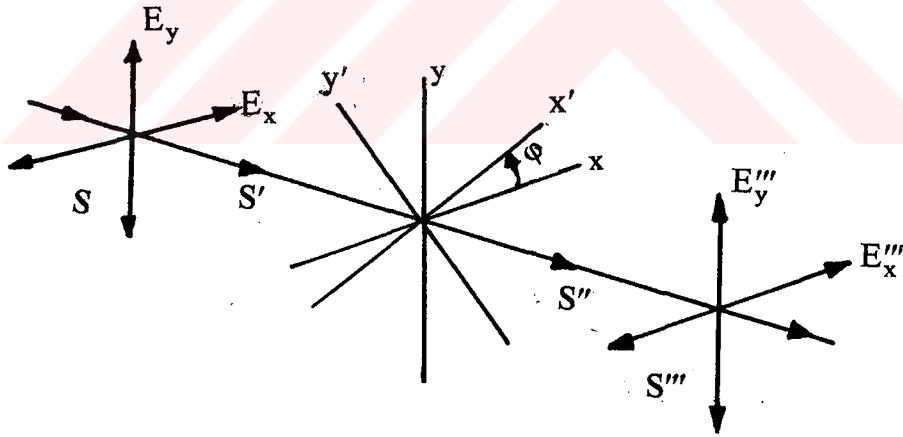
$$\tilde{E}'_y = -\tilde{E}_x \sin \varphi + \tilde{E}_y \cos \varphi \quad (2.43b)$$

bağıntılarıyla tanımlanır. Stokes parametrelerinin tanımında (2.43) bağıntıları kullanılırsa, döndürücünün Mueller matrisi için

$$M = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\varphi & \sin 2\varphi & 0 \\ 0 & -\sin 2\varphi & \cos 2\varphi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.44)$$

bağıntısı elde edilir.

Döndürülen polarizleyici bir elemanın Mueller matrisini çıkarmak için Şekil 2.6'yı göz önüne alalım. Polarizleyici elemanın x ve y eksenleri φ açısı kadar döndürülmüş



Şekil 2.6. Döndürülen polarizleyici elemanın Mueller matrisinin türetilmesi.

olup, yeni eksenler x' ve y' dür. Bu durumda gelen demetin x' ve y' eksenleri boyunca olan alan bileşenleri

$$S' = M_R(2\varphi) \cdot S \quad (2.45)$$

bağıntısıyla tanımlanabilir. Burada $M_R(2\varphi)$ dönmeye ait Mueller matrisi, S' ise alan bileşenleri x' ve y' eksenleri boyunca olan demetin Stokes vektörüdür.

S' demetinin M Mueller matrisiyle karakterize edilen polarizleyici elemanla etkileşimini dikkate alalım. Döndürülen polarizleyici elemandan geçen demetin S'' Stokes vektörü

$$S'' = M \cdot S' = M \cdot M_R(2\varphi) \cdot S \quad (2.46)$$

bağıntısıyla verilir. Son olarak, Şekil 2.6' da gösterildiği gibi döndürülen polarizleyici elemandan geçen demetin orijinal x ve y eksenleri boyunca olan alan bileşenlerini belirlemek gerekir. Bu belirleme işlemi S'' 'yi saat ibrelerinin tersi yönünde $-\varphi$ açısı kadar döndürmek suretiyle tanımlanabilir. Buna göre geçen demetin orijinal x ve y eksenleri boyunca olan alan bileşenleri

$$\begin{aligned} S''' &= M_R(-2\varphi) \cdot S'' \\ &= [M_R(-2\varphi) \cdot M \cdot M_R(2\varphi)] \cdot S \end{aligned} \quad (2.47)$$

bağıntısıyla tanımlanır. (2.47) bağıntısı

$$M(2\varphi) = M_R(-2\varphi) \cdot M \cdot M_R(2\varphi)$$

olmak üzere

$$S''' = M(2\varphi) \cdot S \quad (2.48)$$

şeklinde de yazılabilir.

(2.39) ve (2.48) bağıntılarından P açısı kadar döndürülen ideal ($P^2 = 1$) yatay çizgisel ($\theta = 0^\circ$) bir polarizörün Mueller matrisi

$$M_{\text{pol}}(P) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & \cos 2P & \sin 2P & 0 \\ \cos 2P & \cos^2 2P & \cos 2P \sin 2P & 0 \\ \sin 2P & \cos 2P \sin 2P & \sin^2 2P & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.49)$$

bağıntısıyla verilir. Bu bağıntı polarize ışığın elde edilmesinde ve analiz edilmesinde önemli bir bağıntıdır.

Döndürülen δ_c faz geciktirmesine sahip bir dalga levhasının Mueller matrisi (2.42) ve (2.48) bağıntılarına göre

$$M_{\text{komp}}(\delta_c, 2\varphi) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2 2\varphi + \cos \delta_c \sin^2 2\varphi & (1 - \cos \delta_c) \sin 2\varphi \cos 2\varphi & \sin \delta_c \cos 2\varphi \\ 0 & (1 - \cos \delta_c) \sin 2\varphi \cos 2\varphi & \sin^2 2\varphi + \cos \delta_c \cos^2 2\varphi & -\sin \delta_c \cos 2\varphi \\ 0 & -\sin \delta_c \sin 2\varphi & \sin \delta_c \cos 2\varphi & \cos \delta_c \end{pmatrix} \quad (2.50)$$

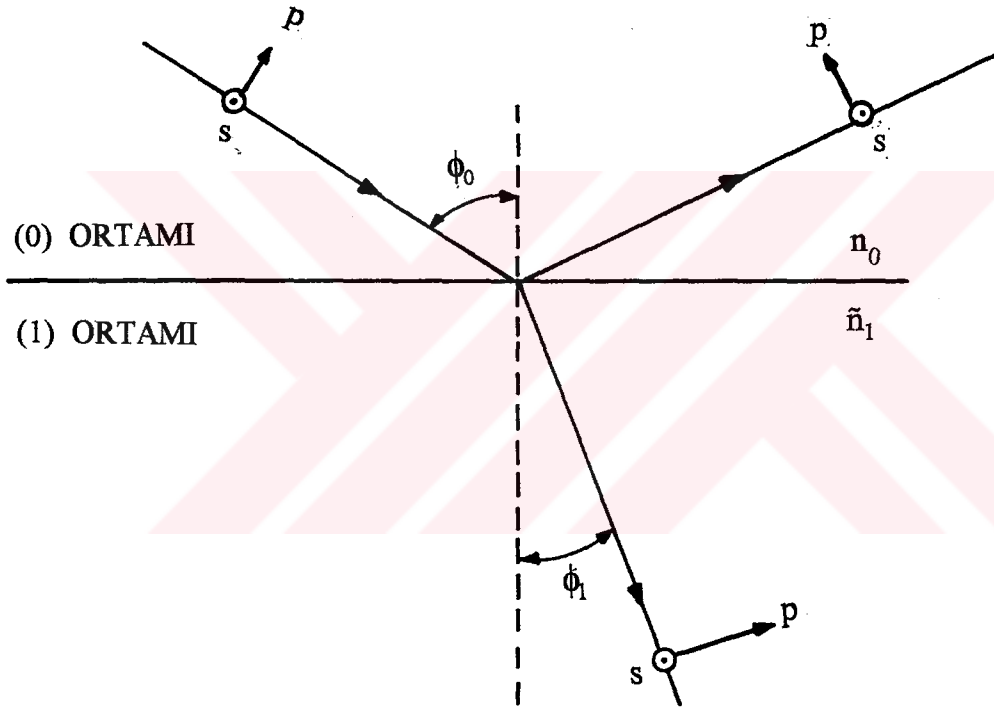
olur. Hızlı eksenini $+45^\circ$ de sabit olan δ_c faz geciktirmesine sahip bir kompanseör için (2.50) bağıntısı

$$M_{\text{komp}}(\delta_c) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \delta_c & 0 & \sin \delta_c \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -\sin \delta_c & 0 & \cos \delta_c \end{pmatrix} \quad (2.51)$$

bağıntısına indirgenir.

2.3. İzotrop İki Ortamın Arayüzeyinde Yansımaya ve Kırılmaya. Yansımaya Elipsometrisi

Işığın şekil. 2.7 ' de gösterilen yarı - sonsuz izotrop iki ortamın arayüzeyindeki yansımaya ve kırılmasını göz önüne alalım. (1) ortamının iletken olduğunu kabul edelim.



Şekil 2.7. Işığın n_0 ve n_1 kırılma indisli yarı - sonsuz iki ortamın arayüzeyinde yansımaya ve kırılması.

n_0 indisli ortamdan ϕ_0 gelme açısı altında gelen dalga arayüzeyde kısmen yansıyor bulduğu ortamda yansıyan dalgayı, kısmende ϕ_1 kırılma açısı altında kırılarak n_1 indisli ortama giren kırılan dalgayı oluşturur. (0) ve (1) ortamlarındaki toplam alanlar (2.1) - (2.4) bağıntılarıyla verilen Maxwell denklemlerini ve arayüzeydeki sınır koşullarını sağlar. Sınır koşullarının

sağlanması için, (i) gelen, yansıyan ve kırılan dalgaların yayılma doğrultuları gelme düzlemi içinde bulunmalıdır; (ii) yansıma açısı gelme açısına eşit olmalıdır ve (iii) ϕ_0 gelme açısı ile ϕ_1 kırılma açısı $n_0 \sin\phi_0 = \tilde{n}_1 \sin\phi_1$ Snell yasasına uymalıdır.

(0) - (1) ortamları geçirgen ortamlar ise n_0 ve \tilde{n}_1 kırılma indislerinin her ikisinde gerçel sayılar olup, ϕ_0 ve ϕ_1 açıları da gerçeldir. Ancak ortamlardan biri ya da her ikisi absorplayıcı ortam olursa, ϕ_0 ve ϕ_1 açılarından biri ya da her ikisi kompleks nicelikler olur.

Yansıyan ve geçen dalganın, gelen dalganın belirli bir genlik ve polarizasyon haline karşılık gelen genlik ve polarizasyonları, E elektrik ve H manyetik alan vektörlerinin teğetsel bileşenleri ile D yerdeğiştirme ve B manyetik indüksiyon vektörlerinin normal bileşenlerine süreklilik koşulları uygulanarak belirlenebilir. Gelen dalga, elektrik alan vektörü gelme düzlemine paralel (p) çizgisel polarize olduğunda yansıyan dalganın da aynı polarizasyon halinde olacağı gösterilebilir. Benzer şekilde gelen dalganın elektrik alan vektörü gelme düzlemine dik (s) çizgisel polarize olursa, yansıyan ve geçen dalga da aynı polarizasyon halinde olur. Başka bir deyimle yansıyan ve kırılan dalganın öz polarizasyonları gelme düzlemine paralel (p) ve dik (s) çizgisel titreşimlerdir. Ancak bu koşul iki ortamın optikçe izotrop olması halinde geçerlidir.

Yansıyan ve geçen dalganın p ve s polarizasyonlarının karşı gelen genliklerini, gelen dalganın aynı polarizasyonlara karşı gelen genlikleri cinsinden belirlemek, inceleme için uygun bir yaklaşımdır. Çünkü, keyfi polarizasyona sahip bir gelen dalga p ve s bileşenlerine ayrılabilir ve işlemler bileşenlerin her birisi için ayrı ayrı yapılarak birleştirilebilir.

Gelen, yansıyan ve geçen dalgaların elektrik alan titreşimlerinin kompleks genlikleri sırasıyla $(\tilde{E}_p^i, \tilde{E}_s^i)$, $(\tilde{E}_p^r, \tilde{E}_s^r)$ ve $(\tilde{E}_p^t, \tilde{E}_s^t)$ olsun. İki ortamın arayüzeyine süreklilik koşullarının uygulanması p ve s bileşenleri için

$$\tilde{r}_p = \frac{\tilde{E}_p^r}{\tilde{E}_p^i} = \frac{\tilde{n}_1 \cos \phi_0 - n_0 \cos \phi_1}{\tilde{n}_1 \cos \phi_0 + n_0 \cos \phi_1} \quad (2.52)$$

$$\tilde{r}_s = \frac{\tilde{E}_s^r}{\tilde{E}_s^i} = \frac{n_0 \cos \phi_0 - \tilde{n}_1 \cos \phi_1}{n_0 \cos \phi_0 + \tilde{n}_1 \cos \phi_1} \quad (2.53)$$

$$\tilde{t}_p = \frac{\tilde{E}_p^t}{\tilde{E}_p^i} = \frac{2n_0 \cos \phi_0}{\tilde{n}_1 \cos \phi_0 + n_0 \cos \phi_1} \quad (2.54)$$

$$\tilde{t}_s = \frac{\tilde{E}_s^t}{\tilde{E}_s^i} = \frac{2n_0 \cos \phi_0}{n_0 \cos \phi_0 + \tilde{n}_1 \cos \phi_1} \quad (2.55)$$

bağıntılarını verir. Bu bağıntılarda tanımlanan \tilde{r} ve \tilde{t} katsayıları sırasıyla Fresnel kompleks - genlik yansıtma ve genlik geçirgenlik katsayıları olarak bilinir.

Yansıma ve kırılmanın dalğanın genlik ve fazına etkisini ortaya koyabilmek için Fresnel genlik yansıtma ve genlik geçirgenlik katsayıları

$$\tilde{r}_p = |\tilde{r}_p| e^{i\delta_p} \quad , \quad \tilde{r}_s = |\tilde{r}_s| e^{i\delta_s} \quad (2.56)$$

$$\tilde{t}_p = |\tilde{t}_p| e^{i\delta_p} \quad , \quad \tilde{t}_s = |\tilde{t}_s| e^{i\delta_s} \quad (2.57)$$

şeklinde üstel fonksiyonlar cinsinden yazılır. Bu bağıntılarda $|\tilde{r}_p|$ ve $|\tilde{r}_s|$ sırasıyla p ve s polarizasyon halleri için yansıyan dalğanın alan titreşimleri genliğinin gelen dalğaninkine oranını, $|\tilde{t}_p|$ ve $|\tilde{t}_s|$ ise sırasıyla p ve s polarizasyonları için geçen dalğanın alan titreşimleri genliğinin gelen dalğaninkine oranını

gösterir. δ_{rp} ve δ_{rs} ile δ_{tp} ve δ_{ts} nicelikleri p ve s polarizasyonları için yansıma ve kırılmadaki faz değişimlerini ifade eder.

Gelen dalga p ve s - polarizasyonları dışında keyfi bir polarizasyona sahip olursa, yansıyan ve geçen dalgaların polarizasyonu gelen dalganunkinden farklı bir polarizasyon halinde olur. Bu durum p ve s bileşenleri için Fresnel genlik yansıtma katsayılarının farklı olmasının bir sonucudur. Bu iki bileşen arasındaki bağıl genlik ve faz ilişkisi yansıma ve kırılmada değişir. Bu polarizasyon değişiminin, Fresnel genlik yansıtma (\tilde{r}_p, \tilde{r}_s) ve genlik geçirgenlik (\tilde{t}_p, \tilde{t}_s) katsayılarının mutlak değerlerinin ya da $\delta_{rp}, \delta_{rs}, \delta_{tp}$ ve δ_{ts} fazlarının (ya da her ikisinin) farklı olması halinde meydana geleceği açıktır.

Yansıma elipsometrisi gelen ve yansıyan dalgaların polarizasyon hallerinin ölçülmesine dayanan bir yöntem olup, p ve s polarize bileşenlere ait Fresnel kompleks yansıtma katsayılarının $\rho = \tilde{r}_p/\tilde{r}_s$ oranını belirlemeye yarar. (2.56) bağıntılarıyla verilen Fresnel kompleks yansıtma katsayıları dikkate alınır, ρ

$$\rho = \frac{\tilde{r}_p}{\tilde{r}_s} = \tan\Psi e^{i\Delta} \quad (2.58)$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada

$$\tan\Psi = \frac{|\tilde{r}_p|}{|\tilde{r}_s|} \quad (2.59)$$

ve

$$\Delta = \delta_{rp} - \delta_{rs} \quad (2.60)$$

dir. Buna göre yansıma sonucunda p ve s - polarize bileşenlerinin genlik ve fazındaki diferansiyel değişimler sırasıyla Ψ ve Δ parametreleriyle tanımlanmış olur.

(2.58) bağıntısında \tilde{r}_p ve \tilde{r}_s Fresnel kompleks yansıma katsayılarının (2.52) ve (2.53) bağıntılarıyla verilen değerleri yerine konup, $n_0 \sin\phi_0 = \tilde{n}_1 \sin\phi_1$ Snell yasası dikkate alınırsa \tilde{n}_1 için

$$\tilde{n}_1 = n_0 \tan\phi_0 \left[1 - \frac{4\rho}{(1+\rho)^2} \sin^2\phi_0 \right]^{(1/2)} \quad (2.61)$$

bağıntısı elde edilir. Bu bağıntı ışığın geldiği (0) ortamının n_0 kırılma indisinin bilinmesi ve belirli bir ϕ_0 gelme açısında ρ elipsometrik oranının ölçülmesi halinde (1) ortamının \tilde{n}_1 kompleks kırılma indisinin belirlenebileceğini gösterir.

Ölçülebilir nicelikler olan R_p ve R_s reflektansları pratik öneme sahip olup, p ve s polarizasyonları için yansıyan enerjinin gelen enerjiye oranını veren

$$R_p = |\tilde{r}_p|^2 \quad (2.62)$$

$$R_s = |\tilde{r}_s|^2 \quad (2.63)$$

bağıntılarıyla tanımlanırlar. $\tilde{n}_1 = n_1 - ik_1$ kompleks indisli absorplayıcı ortam için Fresnel yansıma katsayılarından itibaren R_p ve R_s hesaplanırsa :

$$a = \left[\frac{(p^2 + q^2)^{(1/2)} + p}{2} \right]^{(1/2)}, \quad b = \left[\frac{(p^2 + q^2)^{(1/2)} - p}{2} \right]^{(1/2)}$$

$$p = 1 + (k_1^2 + n_1^2) \left(\frac{n_0 \sin \phi_0}{k_1^2 + n_1^2} \right)^2, \quad q = -2n_1 k_1 \left(\frac{n_0 \sin \phi_0}{k_1^2 + n_1^2} \right)^2$$

olmak üzere

$$R_p = \frac{n_0^2(a^2 + b^2) + (n_1^2 + k_1^2)\cos^2\phi_0 - 2n_0\cos\phi_0(n_1a + k_1b)}{n_0^2(a^2 + b^2) + (n_1^2 + k_1^2)\cos^2\phi_0 + 2n_0\cos\phi_0(n_1a + k_1b)} \quad (2.64)$$

$$R_s = \frac{n_0^2\cos^2\phi_0 + (n_1^2 + k_1^2)(a^2 + b^2) - 2n_0\cos\phi_0(n_1a - k_1b)}{n_0^2\cos^2\phi_0 + (n_1^2 + k_1^2)(a^2 + b^2) + 2n_0\cos\phi_0(n_1a - k_1b)} \quad (2.65)$$

bulunur (Hass and Thun, 1964). Polarize olmamış ışık için toplam reflektans

$$R = \frac{1}{2} (R_p + R_s) \quad (2.66)$$

bağıntısıyla verilir. Dik geliş hali için (2.64) ve (2.65) bağıntıları

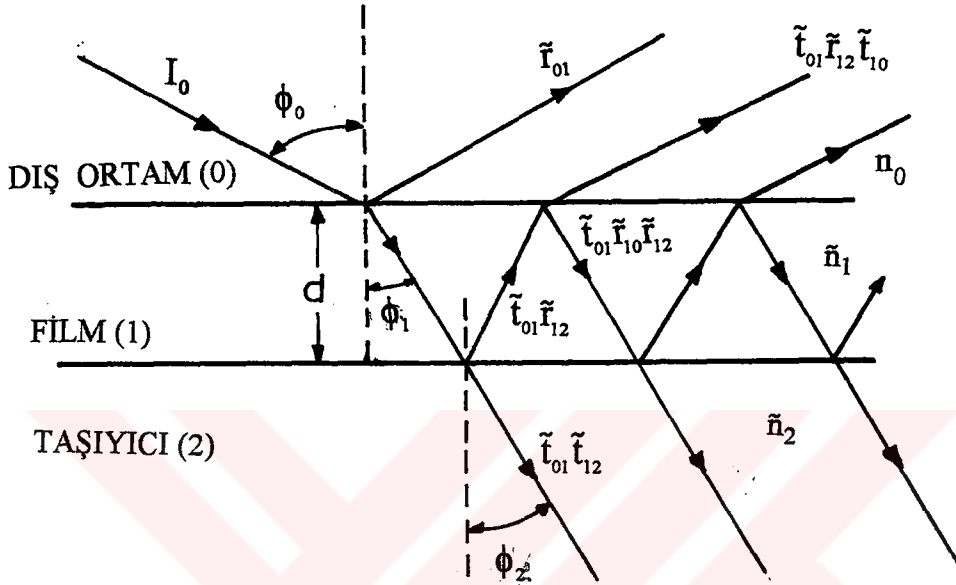
$$R = R_p = R_s = \frac{(n_1 - n_0)^2 + k_1^2}{(n_1 + n_0)^2 + k_1^2} \quad (2.67)$$

şeklinde basit hale indirgenir.

2.4. Işığın İletken Taşıyıcı Üzerindeki Bir İnce Filmden Yansıması ve Geçışı

Elipsometride polarize olmuş ışığın bir filmle kaplanmış taşıyıcıdan yansıması ve geçışı büyük bir öneme sahiptir. Şekil 2.8' de gösterildiği gibi, yarı - sonsuz dış ortam ve iletken taşıyıcı arasında bulunan paralel ve düzlem

sınırlara sahip d kalınlığındaki bir ince filmi göz önüne alalım. Dış ortam, film ve taşıyıcının homojen ve sırasıyla n_0 , \tilde{n}_1 ve \tilde{n}_2 kırılma indisli izotropik ortamlar olduğunu kabul edelim.



Şekil 2.8. Işığın homojen bir ince filmde yansıması ve geçişi.

Taşıyıcı ve üzerinde yer alan bir ince filmde oluşan yansıtıcı yüzeyin \tilde{r} toplam genlik yansıtma ve \tilde{t} toplam genlik geçirgenlik katsayılarını hesaplamak için ilk ara - yüzeyden yansımayı, filmde geçişi, ikinci arayüzeyden yansımayı ve çoklu iç yansıma bileşenlerinin sonsuz serisini dikkate almak gerekir. Bu kabuller kullanılırsa, paralel polarizasyon için

$$\tilde{r}_p = \frac{\tilde{r}_{01p} + \tilde{r}_{12p} \exp(-i2\delta)}{1 + \tilde{r}_{01p} \tilde{r}_{12p} \exp(-i2\delta)} \quad (2.68)$$

$$\tilde{t}_p = \frac{\tilde{t}_{01p} \tilde{r}_{12p} \exp(-i2\delta)}{1 + \tilde{r}_{01p} \tilde{r}_{12p} \exp(-i2\delta)} \quad (2.69)$$

ve dik polarizasyon için

$$\tilde{r}_s = \frac{\tilde{r}_{01s} + \tilde{r}_{12s}\exp(-i2\delta)}{1 + \tilde{r}_{01s}\tilde{r}_{12s}\exp(-i2\delta)} \quad (2.70)$$

$$\tilde{t}_s = \frac{\tilde{t}_{01s}\tilde{r}_{12s}\exp(-i2\delta)}{1 + \tilde{r}_{01s}\tilde{r}_{12s}\exp(-i2\delta)} \quad (2.71)$$

bağıntıları elde edilir. Bu bağıntılarda \tilde{r}_{01p} , \tilde{r}_{01s} ve \tilde{t}_{01p} , \tilde{t}_{01s} dış ortam - film arayüzeyine ait Fresnel genlik yansıtma ve geçirgenlik katsayıları, \tilde{r}_{12p} , \tilde{r}_{12s} ve \tilde{t}_{12p} , \tilde{t}_{12s} ise film - taşıyıcı arayüzeyine ait Fresnel genlik yansıtma ve geçirgenlik katsayılarıdır. δ niceliği ışığın film içinden geçişinden kaynaklanır ve çoklu yansımalar sonucu oluşan her bir ışının dedektöre göre faz farkını ifade eder. p ve s polarizasyonlarının her ikisi için δ aynı değere sahip olup,

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda}d\tilde{n}_1\cos\phi_1 \quad (2.72)$$

bağıntısıyla verilir. Burada d filmin kalınlığı ve λ ışığın dalgaboyudur. p ve s polarizasyonları için dış ortam - film arayüzeyine ait Fresnel genlik yansıtma ve geçirgenlik katsayıları

$$\tilde{r}_{01p} = \frac{\tilde{n}_1\cos\phi_0 - n_0\cos\phi_1}{\tilde{n}_1\cos\phi_0 + n_0\cos\phi_1} \quad (2.73)$$

$$\tilde{r}_{01s} = \frac{n_0\cos\phi_0 - \tilde{n}_1\cos\phi_1}{n_0\cos\phi_0 + \tilde{n}_1\cos\phi_1} \quad (2.74)$$

$$\tilde{t}_{01p} = \frac{2n_0\cos\phi_0}{\tilde{n}_1\cos\phi_0 + n_0\cos\phi_1} \quad (2.75)$$

$$\tilde{t}_{01s} = \frac{2n_0\cos\phi_0}{n_0\cos\phi_0 + \tilde{n}_1\cos\phi_1} \quad (2.76)$$

bağıntılarıyla, film - taşıyıcı arayüzeyine ait Fresnel genlik yansıtma ve geçirgenlik katsayıları ise

$$\tilde{r}_{12p} = \frac{\tilde{n}_2 \cos \phi_1 - \tilde{n}_1 \cos \phi_2}{\tilde{n}_2 \cos \phi_1 + \tilde{n}_1 \cos \phi_2} \quad (2.77)$$

$$\tilde{r}_{12s} = \frac{\tilde{n}_1 \cos \phi_1 - \tilde{n}_2 \cos \phi_2}{\tilde{n}_1 \cos \phi_1 + \tilde{n}_2 \cos \phi_2} \quad (2.78)$$

$$\tilde{t}_{12p} = \frac{2\tilde{n}_1 \cos \phi_1}{\tilde{n}_2 \cos \phi_1 + \tilde{n}_1 \cos \phi_2} \quad (2.79)$$

$$\tilde{t}_{12s} = \frac{2\tilde{n}_1 \cos \phi_1}{\tilde{n}_1 \cos \phi_1 + \tilde{n}_2 \cos \phi_2} \quad (2.80)$$

bağıntılarıyla verilir (Azzam and Bashara.,1986). Dış ortam, film ve taşıyıcı ortamlarında ışığın ilerleme doğrultusu ile filmin normali arasındaki ϕ_0 , ϕ_1 ve ϕ_2 açıları

$$n_0 \sin \phi_0 = \tilde{n}_1 \sin \phi_1 = \tilde{n}_2 \sin \phi_2 \quad (2.81)$$

şeklinde Snell bağıntısıyla birbirine bağlıdır. (2.73) - (2.80) bağıntılarından görüldüğü gibi dış ortam - film - taşıyıcı sisteminin içerdiği her bir arayüzeyde p - ve s - polarize bileşenler için Fresnel genlik yansıtma ve genlik geçirgenlik katsayıları farklıdır. Bu durum yansıma ve geçirgenlik elipsometrisinin temelini oluşturur. Dış ortam - film - taşıyıcı sisteminden yansıyan ve geçen ışığın p ve s polarize bileşenleri hem genlik hem de faz değişimine uğramaktadır. Yansıyan demetin p ve s polarizasyonlara karşı gelen genlik ve faz değişimleri yansıma elipsometrisinin temel bağıntısı olarak bilinen

$$\rho = \frac{\tilde{r}_p}{\tilde{r}_s} = \tan \Psi e^{i\Delta} \quad (2.82)$$

bağıntısından hesaplanabilir. Burada \tilde{r}_p ve \tilde{r}_s nin (2.68) ve (2.70) değerleri yerine konursa

$$\tan\Psi e^{i\Delta} = \frac{\tilde{r}_{01p} + \tilde{r}_{12p}\exp(-i2\delta)}{1 + \tilde{r}_{01p}\tilde{r}_{12p}\exp(-i2\delta)} \frac{1 + \tilde{r}_{01s}\tilde{r}_{12s}\exp(-i2\delta)}{\tilde{r}_{01s} + \tilde{r}_{12s}\exp(-i2\delta)} \quad (2.83)$$

elde edilir. Burada dış ortam - film (\tilde{r}_{01p} , \tilde{r}_{01s}) ve film - taşıyıcı (\tilde{r}_{12p} , \tilde{r}_{12s}) arayüzeylerinin Fresnel kompleks genlik yansıtma katsayıları sırasıyla (2.73), (2.74) ve (2.77), (2.78) bağıntılarıyla; filmin δ faz kalınlığı ise (2.72) bağıntısıyla verilir. (2.83) bağıntısı, verilen bir λ vakum dalgaboyu için, ölçülebilir nicelikler olan Ψ , Δ elipsometrik parametrelerinin üç faz sisteminin (dış ortam - film - taşıyıcı sistemi) optik sabitlerine ve faz kalınlığına bağlılığını ifade eder. Ψ ve Δ nin üç faz sisteminin optik sabitlerine ve faz kalınlığına bağlılığı fonksiyonel olarak

$$\tan\Psi e^{i\Delta} = \rho(n_0, \tilde{n}_1, \tilde{n}_2, d, \phi_0, \lambda) \quad (2.84)$$

şeklinde yazılabilir. Burada ρ , (2.83) bağıntısının sağ tarafıdır. (2.84)

bağıntısı Ψ ve Δ için

$$\Psi = \tan^{-1} |\rho(n_0, \tilde{n}_1, \tilde{n}_2, d, \phi_0, \lambda)| \quad (2.85)$$

$$\Delta = \arg [\rho(n_0, \tilde{n}_1, \tilde{n}_2, d, \phi_0, \lambda)] \quad (2.86)$$

şeklinde iki gerçel bağıntıya ayrılabilir. Burada $|\rho|$ ve $\arg(\rho)$ sırasıyla ρ kompleks fonksiyonunun mutlak değeri ve argümanıdır.

(2.83) bağıntısı ilk bakışta basit görülmesine karşın içerdiği terimlerin fonksiyonel bağılıkları dikkate alındığında oldukça karmaşık olduğu açıktır. Üç faz sistemi için ρ genel olarak \tilde{n}_0 , \tilde{n}_1 ve \tilde{n}_2 üç kompleks kırılma indisinin gerçel ve sanal kısımlarına, d film kalınlığına, ϕ_0 ışığın film yüzeyine gelme açısına ve λ ışığın dalgaboyuna olmak üzere dokuz gerçel değişkene bağlıdır. Bu nedenle denklemin çözümü ancak bilgisayar kullanmakla basitleşir. Bu denklemin bilgisayarla çözümüne yönelik sayısal inversiyon yöntemi bölüm 3.2.3 ' de geniş olarak anlatılmaktadır.

2.5. Yarıiletkenlerin Optik Özellikleri

Yarıiletkenlerin çoğu yüksek reflektansları nedeniyle görünüm olarak metallere zor ayırtedilebilir. Bunlar spektrumun görünür bölgesinde genel olarak metallere gibi şiddetli absorplayıcı olup, absorpsiyon katsayıları 10^5 cm^{-1} mertebesinde dir. Bütün saf yarıiletkenlerin karakteristik özelliği, genellikle yakın ya da orta kızılötesi bölgedeki belirli bir dalgaboyunda absorpsiyon katsayısının aniden hızla azalması ve daha uzun dalgaboylarında geçirgen olmalarıdır. Absorpsiyondaki bu karakteristik düşme literatürde “**absorpsiyon kenarı**” olarak bilinir. Yarıiletkenlerin, absorpsiyon kenarı ötesindeki dalgaboylarında gösterdiği saydamlık, ancak yarıiletkenin serbest taşıyıcılardan ileri gelen absorpsiyonunun temel absorpsiyonu bastırmayacak kadar küçük olmasını sağlayacak derecede saflaştırılmış olması halinde kendini gösterir. Safsızlıkların bulunması halinde yarıiletken morötesi bölgeden radyo dalgalarına kadar genellikle opak olur.

Yarıiletkenlerin band yapılarının belirlenmesinde optik ölçümler önemli bir araçtır. Fotonla uyarılan elektronik geçişler, ya band aralığının belirlenmesine götüren bandlar arası geçişler, ya da serbest taşıyıcı absorpsiyonu gibi tek bir band içinde oluşan geçişler şeklinde olabilir.

Optik ölçümler ayrıca örgü titreşimlerinin incelenmesinde de kullanılabilir (Smith, 1987).

Absorpsiyon katsayısı, bir ortamda birim uzunluktaki yol boyunca absorplanan şiddet kesri olarak tanımlanır. α absorpsiyon katsayısı ile k sönüm katsayısı arasındaki ilişki

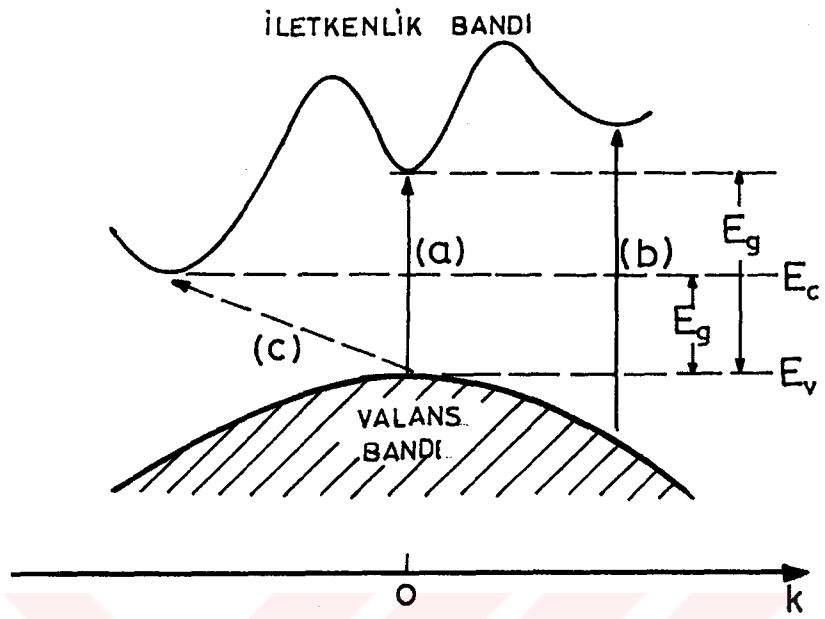
$$\alpha \equiv \frac{4\pi k}{\lambda} \quad (2.87)$$

bağıntısıyla verilir. Farklı gelme açılarında elde edilen elipsometrik verileri değerlendirerek bir taşıyıcı üzerinde büyütülen yarıiletken ince filmlerin hem optik sabitleri ve kalınlığı (n , k ve d), hem de bandlar arası geçiş enerjisi belirlenebilir.

“Absorpsiyon kenarı” yakınındaki absorpsiyon katsayısı

$$h\nu\alpha \equiv A(h\nu - E_g)^\gamma \quad (2.88)$$

bağıntısıyla verilir (Johnson, 1967). Burada $h\nu$ foton enerjisi, E_g yarıiletkenin yasak band aralığı, A bir sabit ve γ geçişlerin cinsini ifade eden bir parametre olup; izin verilen doğrudan geçişler için $1/2$ ye, yasaklanmış doğrudan geçişler için $3/2$ ye [şekil 2.9 ' da gösterilen (a) ve (b) geçişleri] ve fononların hesaba katılmasını gerektiren dolaylı geçişler [şekil 2.9 ' da gösterilen (c) geçişi] için ise 2 ye eşittir. Eğer $(h\nu\alpha)^{(1/\gamma)}$ nın $h\nu$ ile değişimi çizilirse, $h\nu$ eksenini $h\nu = E_g$ de kesen bir doğru elde edilmesi beklenir. Bu çizim γ nın farklı değerleri için yapılır. En iyi doğruyu veren γ değeri seçilir ve böylece geçişlerin cinsi belirlenir (Rakhshani,1986).



Şekil 2.9. Optik geçişler; (a) ve (b) doğrudan geçişler, (c) kristal örgü titreşimlerini içeren dolaylı geçişler.

3. MATERYAL VE YÖNTEM

Bu bölümde örneklerin hazırlanması, kullanılan deneysel yöntemler ve Cu_2O ince filmlerinin optiksel karakterizasyonunda kullanılan elipsometrik bağıntılar ile sayısal inversiyon yönteminin esası açıklanmaktadır.

3.1. Örneklerin Hazırlanması

$\text{Cu}_2\text{O}/\text{Cu}$ örnekleri iki adımda, $\text{Cu}_2\text{O}/\text{Au}$ örnekleri ise üç adımda hazırlandı. Örnek hazırlamanın başlangıç adımını taşıyıcı olarak kullanılan Cu ve Au filmlerinin elde edilmesi teşkil eder. İkinci adımda $\text{Cu}_2\text{O}/\text{Cu}$ örneklerini elde etmek için Cu filmler atmosfer basıncındaki havada belirli sıcaklıklarda kısmen oksitlendirilirken, $\text{Cu}_2\text{O}/\text{Au}$ örneklerini elde etmek için opak Au filmler oksidasyonun kontrol edilmesinde kullanılmak üzere temiz bir cam taşıyıcı ile birlikte Cu ince yüzey filmiyle kaplandı. $\text{Cu}_2\text{O}/\text{Au}$ örneklerinin hazırlanmasının son adımında elde edilen Cu/Au iki katmanlı film sistemi atmosfer basıncındaki havada 125°C de, Cu ince yüzey filmi Cu_2O filmine dönüşüncüye kadar oksitlendirildi. Örneklerin hazırlanma adımları ve oksidasyon koşulları aşağıda daha geniş olarak anlatılmaktadır.

3.1.1. Opak Cu ve Au filmlerin elde edilmesi

Bu çalışmada taşıyıcı olarak kullanılan opak Cu ve Au filmler optikçe düz ve kimyasal olarak temizlenmiş cam yüzeyleri üzerinde oda sıcaklığında 10^{-5} torr mertebesindeki vakumda ısısal buharlaştırma yöntemiyle elde edildi. Buharlaştırma işlemi 12E3 model EDWARDS yüksek vakum kaplama cihazıyla yapıldı. Cu ve Au filmlerin yapımında “Johnson Matthey Chemicals Limited”

tarafından üretilmiş olan % 99,999 saflıkta Cu ve Au parçacıklar kullanıldı. Isı kaynağı olarak, üzerinden akım geçirilen konik sepetçik şeklinde kıvrılmış tungsten tel pota kullanıldı. Buharlaştırma hızı potadan geçirilen akım şiddetiyle kontrol edildi. Elde edilen filmlerin kalınlığı, buharlaştırma kaynağının nokta kaynak olduğu kabul edilerek, buharlaştırılan Cu ve Au nun m kütlesi ve h kaynak - taşıyıcı uzaklığı ölçülerek

$$t = \frac{m}{4\pi\rho h^2} \quad (3.1)$$

bağıntısından tahmin edildi (Holland,1961). Bu bağıntıda ρ buharlaştırılan maddenin yoğunluğu olup, Cu için $8,94 \text{ g/cm}^3$ ve Au için $19,32 \text{ g/cm}^3$ tür. Kaynak - taşıyıcı uzaklığı 4 cm ' de sabit tutulmuş olup, 5000 \AA kalınlığında opak Cu film elde etmek için $89,9 \text{ mg}$ Cu, 3000 \AA kalınlığında opak Au film elde etmek için ise $123,2 \text{ mg}$ Au buharlaştırıldı.

3.1.2. Cu yüzeyinde ısıl oksidasyonla Cu_2O ince filmi büyütülmesi

$\text{Cu}_2\text{O}/\text{Cu}$ örnekleri bölüm 3.1.1 ' de anlatılan yöntemle hazırlanan opak Cu filmlerinin atmosfer basıncındaki havada kısmen oksitlendirilmesiyle elde edildi. Oksidasyon kinetiğinin sıcaklığa bağlılığının incelenmesinde kullanılan Cu filmler atmosfer basıncındaki havada 80°C , 100°C ve 125°C ' de, Cu_2O ince filmlerinin optiksel karakterizasyonunda kullanılan diğer bütün Cu filmler ise atmosfer basıncındaki havada 125°C de oksitlendirildi.

3.1.3. Au yüzeyinde ısıl oksidasyonla Cu_2O ince filmi büyütülmesi

$\text{Cu}_2\text{O}/\text{Au}$ örneklerini hazırlamak için önce 3000 \AA kalınlığındaki opak Au filmler, kontrol filmi oluşturmak için temiz bir cam yüzey ile birlikte 10^{-5} torr

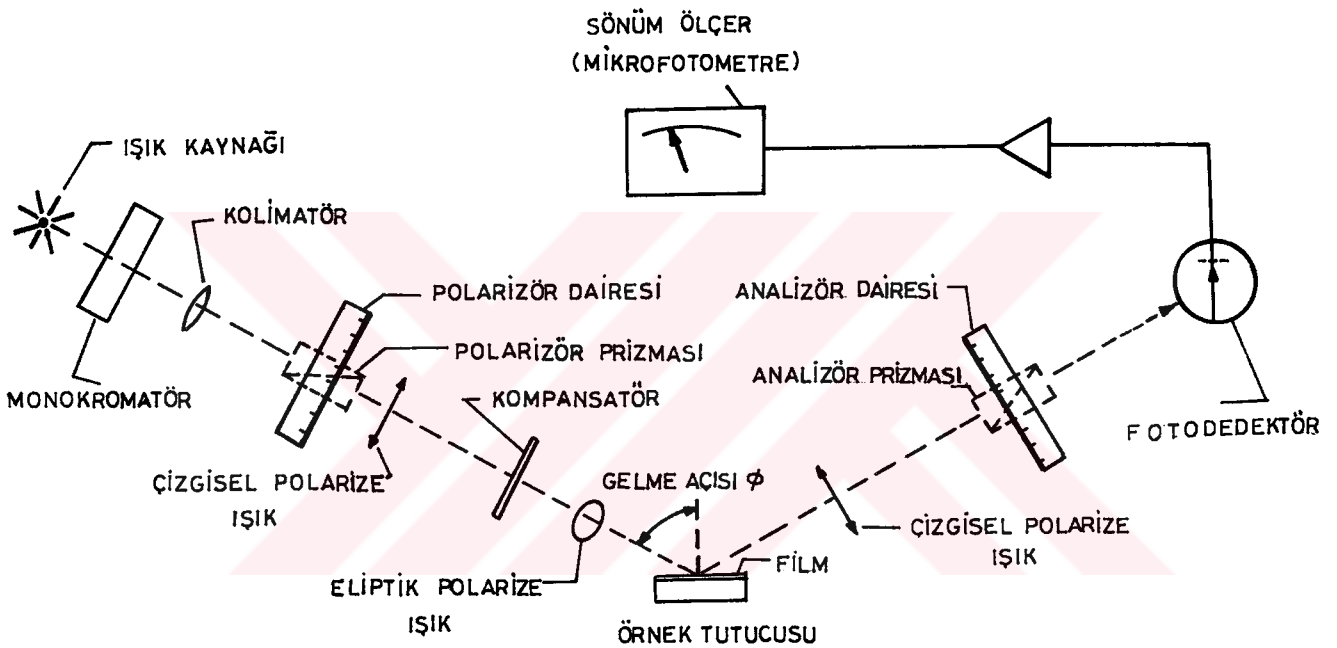
mertebesindeki vakumda ısısal buharlaştırma yöntemiyle Cu ince yüzey filmiyle kaplandı. Kaynak - taşıyıcı uzaklığı 9,2 cm de sabit tutulup, nokta kaynaktan Au ve cam taşıyıcılar üzerine 14,5 mg ve 19,02 mg Cu buharlaştırıldı. Elde edilen Cu/Au iki katmanlı film sistemleri, üstteki Cu yüzey filmi tamamen Cu_2O ' e dönüşüncüye kadar cam üzerindeki kontrol filmiyle birlikte atmosfer basıncındaki havada 125°C de oksitlendirildi. Bu amaçla oksidasyon işlemine çeşitli süreler sonunda ara verilerek, kontrol filminin görünür bölgedeki optik transmisyonu incelendi. Oksidasyon işlemine kontrol filminin transmisyon spektrumu Cu_2O ' in karakteristik transmisyon spektrumuna dönüşüncüye kadar devam edildi. Bu durumda kontrol filmiyle birlikte Au taşıyıcı üzerindeki Cu filminin de Cu_2O ' e dönüştüğü kabul edilerek, oksidasyon işlemine son verildi. Oksidasyon işlemi buharlaştırılan Cu kütlesinin 14,5 mg olduğu yüzey filmi için 150 dakika da, 19,02 mg olan yüzey filmi için ise 240 dakika da tamamlandı.

3.2. Elipsometrik Ölçümler ve Analizi

Lineer polarize bir ışık demeti eğik geliş halinde absorplayıcı ortam yüzeyinden yansıtılırsa, bölüm 2.3 ' de anlatıldığı gibi eliptik polarize olarak yansır. Yansıyan eliptik polarize ışığın uygun deneysel düzeneklerle yapılan analizi, yansıyan ışığın polarizasyon halini karakterize eden Ψ ve Δ elipsometrik parametrelerinin belirlenmesini sağlar. Bu belirleme işlemine elipsometri adı verilir. Elipsometri yansıtıcı metal yüzeyin n ve k optik sabitlerini ya da optik taşıyıcı üzerindeki bir ince filmin optik sabitlerini ve film kalınlığını belirlemek için kullanılabilir.

Ψ ve Δ elipsometrik parametrelerinin ölçümü örnekten önce bir polarizör ve kompensatör, örnekten sonra ise bir analizör kullanılarak yapılabilir. Analizin

esas polarizör, kompensatör ve analizör üzerinde yapılan açısız ayarlamaların Ψ ve Δ elipsometrik parametrelerine bağlanmasından ibarettir. Bu çalışmada L119X Gaertner elipsometre düzeneği kullanılmış olup, bunun optik diyagramı şekil 3.1' de şematik olarak gösterilmiştir. Şekil 3.1' de gösterildiği gibi kompensatör, polarizör ile incelenen yansıtıcı yüzey arasındadır.



Şekil 3.1. Elipsometre düzeneği.

Deney düzeneğinde ışık kaynağı olarak tungsten lamba kullanılmış olup, lambanın vermiş olduğu beyaz ışık demeti L234 - 150 kuvars prizmalı monokromatörden geçirilerek monokromatik ışık elde edildi. Elde edilen monokromatik ışık demeti sırasıyla kolimatör, polarizör (Glan - Thompson prizması) ve kompensatör (Babinet - Soleil kompensatörü) ' den geçer. Polarizör, Analizör ve kompensatörün azimutal yönelimlerinden örnek yüzeyine gelen ve yüzeyden yansıyan ışınların p ve s bileşenleri arasındaki

faz farkı ve genliklerinin oranı belirlenebilir. Elipsometrik ölçümlerle belirlenen sönüm konumlarını Ψ ve Δ parametrelerine bağlayan formülasyon Mueller matris formalizmi ya da Holmes ve Feucht formalizmi kullanılarak elde edilen bağıntılara dayanır. Bu iki formalizmin elipsometrik ölçümlere uygulanması aşağıda açıklanmaktadır.

3.2.1. Elipsometride Mueller matris formalizmi

Şekil 3.1 ' deki elipsometre düzeneğinde eliptik polarize ışığın elde edildiği kol üzerinde bulunan polarizör - kompensatör kombinasyonunun Mueller matrisi belirlenebilir. P açısı kadar döndürülen polarizörün ve hızlı eksenini $+45^\circ$ de sabit tutulan $\delta_c (0^\circ \leq \delta_c \leq 180^\circ)$ geciktirmesine sahip kompensatörün Mueller matrisleri sırasıyla (2.49) ve (2.51) bağıntılarıyla verilir. Buna göre polarizör - kompensatör kombinasyonunun Mueller matrisi

$$M = M_{\text{comp}}(\delta_c) \cdot M_{\text{pol}}(P) \quad (3.2)$$

olur. Bu matris çarpımı yapılırsa

$$M = \begin{pmatrix} 1 & \cos 2P & \sin 2P & 0 \\ \cos \delta_c \cos 2P & \cos \delta_c \cos^2 2P & \cos \delta_c \cos 2P \sin 2P & 0 \\ \sin 2P & \cos 2P \sin 2P & \sin^2 2P & 0 \\ -\sin \delta_c \cos 2P & -\sin \delta_c \cos^2 2P & -\sin \delta_c \cos 2P \sin 2P & 0 \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

elde edilir. Polarizör - kompensatör kombinasyonu üzerine gelen demetin Stokes vektörü en genel formuyla

$$S = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

şeklindedir. (3.3) matrisi (3.4) matrisiyle çarpılırsa, örnek üzerine gelen eliptik polarize ışık demetinin Stokes vektörü için

$$S' = \begin{pmatrix} S'_0 \\ S'_1 \\ S'_2 \\ S'_3 \end{pmatrix} = \frac{1}{2}(S_0 + S_1 \cos 2P + S_2 \sin 2P) \begin{pmatrix} 1 \\ \cos \delta_c \cos 2P \\ \sin 2P \\ -\sin \delta_c \cos 2P \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

bulunur. Buradan eliptik polarize demetin (2.25) ve (2.26) bağıntılarıyla tanımlanan Ψ yönelim ve ϵ eliptisite açıları için

$$\tan 2\Psi = \frac{S'_2}{S'_1} = \frac{\tan 2P}{\cos \delta_c} \quad (3.6)$$

$$\sin 2\epsilon = \frac{S'_3}{S'_0} = -\sin \delta_c \cos 2P \quad (3.7)$$

bağıntıları elde edilir. Böylece P ve δ_c değiştirilmek suretiyle eliptik polarize ışığın herhangi bir hali belirlenebilir.

Polarizör - kompensatör kombinasyonundan geçen demetin alan bileşenleri

$$\tilde{E}_p^i = E_{0p}^i \exp(i\alpha_p) \quad (3.8a)$$

$$\tilde{E}_s^i = E_{0s}^i \exp(i\alpha_s) \quad (3.8b)$$

bağıntılarıyla ifade edilirse, örnek üzerine gelen demetin Stokes vektörü aynı zamanda

$$S' = \begin{pmatrix} E_{os}^{i2} + E_{op}^{i2} \\ E_{os}^{i2} - E_{op}^{i2} \\ 2 E_{os}^i E_{op}^i \cos \alpha_i \\ 2 E_{os}^i E_{op}^i \sin \alpha_i \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

şeklinde de yazılabilir. Burada α_i ($= \alpha_p - \alpha_s$) örnek üzerine gelen demetin p ve s polarize bileşenleri arasındaki faz gecikmesidir. (3.5) ve (3.9) bağıntılarından

$$\tan \alpha_i = \frac{\sin \alpha_i}{\cos \alpha_i} = \frac{S'_3}{S'_2} = \frac{-\sin \delta_c \cos 2P}{\sin 2P} \quad (3.10)$$

olduğu görülür.

$$\sin (2P - 90^\circ) = -\cos 2P$$

$$\cos (2P - 90^\circ) = \sin 2P$$

trigonometrik ifadeleri kullanılırsa, (3.10) bağıntısı

$$\tan \alpha_i = \sin \delta_c \tan (2P - 90^\circ) \quad (3.11)$$

şekline dönüşür. Bu bağıntıya göre polarizör - kompensatör kombinasyonundan geçen (örnek üzerine gelen) demetin bileşenleri arasındaki α_i faz gecikmesi,

kompansatörün δ_c faz geciktirmesi ve polarizörün P azimut açısı ayarlanarak değiştirilebilir.

Polarizör - kompansatör kombinasyonundan geçen demetin \tilde{E}_p^i ve \tilde{E}_s^i alan genliklerinin oranı

$$\tan L = \frac{\tilde{E}_p^i}{\tilde{E}_s^i} \quad (3.12)$$

bağıntısıyla verilen bir L açısı cinsinden tanımlanabilir. Stokes parametrelerinin tanımı ve (3.5) bağıntısı dikkate alınır, polarizör - kompansatör kombinasyonundan geçen demetin S'_1/S'_0 Stokes parametrelerinin oranı

$$\frac{S'_1}{S'_0} = \frac{\tilde{E}_s^i \tilde{E}_s^{i*} - \tilde{E}_p^i \tilde{E}_p^{i*}}{\tilde{E}_s^i \tilde{E}_s^{i*} + \tilde{E}_p^i \tilde{E}_p^{i*}} = \frac{1 - (\tilde{E}_p^i / \tilde{E}_s^i) (\tilde{E}_p^{i*} / \tilde{E}_s^{i*})}{1 + (\tilde{E}_p^i / \tilde{E}_s^i) (\tilde{E}_p^{i*} / \tilde{E}_s^{i*})} = \cos \delta_c \cos 2P \quad (3.13)$$

şeklinde ifade edilebilir. $\tan L$ gerçel bir nicelik olduğundan

$$\tan L = (\tan L)^* = \frac{\tilde{E}_p^{i*}}{\tilde{E}_s^{i*}} \quad (3.14)$$

şeklinde ifade edilebilir. Bunu dikkate alarak (3.13) bağıntısından

$$\frac{1 - \tan^2 L}{1 + \tan^2 L} = \frac{1 - (\sin^2 L / \cos^2 L)}{1 + (\sin^2 L / \cos^2 L)} = \cos^2 L - \sin^2 L = \cos \delta_c \cos 2P \quad (3.15)$$

ya da

$$\cos 2L = \cos \delta_c \cos 2P \quad (3.16)$$

elde edilir. (3.13) bağıntısındaki S' Stokes parametresi

$$S'_1 = \tilde{E}_p^i \tilde{E}_p^{i*} - \tilde{E}_s^i \tilde{E}_s^{i*}$$

şeklinde tanımlanırsa, (3.16) bağıntısının genellikle elipsometride kullanılan formu olan

$$\cos 2L = -\cos \delta_c \cos 2P \quad (3.17)$$

bağıntısı elde edilir. (3.11) ve (3.17) bağıntıları örnek üzerine gelen demetin genlik ve fazını kompansatörün δ_c faz geciktirmesine ve polarizörün P azimut açısına bağlar.

Ψ ve Δ' yi ölçme yöntemi örnekten yansıyan demet sönümlenene kadar polarizör ve analizörün döndürülmesinden ibarettir. Kompansatörün hızlı eksenini $+45^\circ$ de sabit alındığından üç elemandan ziyade iki elemanın ayarlanmasına gereksinim duyulur. Örnekten yansıyan demetin p ve s polarize bileşenleri için

$$\tilde{E}_p^r = E_{0p}^r \exp(i\beta_p) \quad (3.18a)$$

$$\tilde{E}_s^r = E_{0s}^r \exp(i\beta_s) \quad (3.18b)$$

bağıntıları yazılabilir. Stokes parametrelerinin tanımı ve (3.18) bağıntılarıyla verilen alan bileşenleri kullanılırsa, örnekten yansıyan ışığın Stokes vektörü

$$S'' = \begin{pmatrix} E_{os}^r{}^2 + E_{op}^r{}^2 \\ E_{os}^r{}^2 - E_{op}^r{}^2 \\ 2 E_{os}^r E_{op}^r \cos\beta_r \\ 2 E_{os}^r E_{op}^r \sin\beta_r \end{pmatrix} \quad (3.19)$$

olur. Burada β_r ($= \beta_p - \beta_s$), yansıyan demetin gelme düzlemine dik ve paralel bileşenlerinin titreşimleri arasındaki faz gecikmesidir. Yansıyan demetin çizgisel polarize olabilmesi için (3.19) bağıntısındaki $\sin\beta_r$ nin sıfır olması gerekir. Bu durumda β_r ,

$$\beta_r = 0^\circ, 180^\circ \quad (3.20)$$

değerlerine sahip olur. Buna göre β_r nin çizgisel polarize ışık veren iki değeri vardır. $\beta_r = 0^\circ$ için, yansımanın etkisiyle gelen ve yansıyan demetlerin titreşimleri arasındaki toplam faz farkı

$$\Delta = \beta_r - \alpha_i = -\alpha_i \quad (3.21)$$

bağıntısıyla verilir. $\beta_r = 0^\circ$ değerini veren polarizör azimut açısı P_o ile gösterilirse, (3.11) bağıntısı

$$\tan\alpha_i = \sin\delta_c \tan(90^\circ - 2P_o) \quad (3.22)$$

şeklinde, (3.17) bağıntısı ise

$$\cos 2L_o = -\cos\delta_c \cos 2P_o \quad (3.23)$$

şeklinde yazılabilir. $\beta_r = 180^\circ$ için, yansımanın etkisiyle gelen ve yansıyan demetlerin titreşimleri arasındaki toplam faz farkı

$$\Delta = 180^\circ - \alpha'_i \quad (3.24)$$

değerine sahip olur. $\beta_r = 180^\circ$ değerini veren polarizör azimut açısı P'_o ile gösterilirse, (3.11) bağıntısından

$$\tan \alpha'_i = \sin \delta_c \tan(270^\circ - 2P'_o) \quad (3.25)$$

elde edilir. (3.17) bağıntısından ise

$$\cos 2L'_o = -\cos \delta_c \cos 2P'_o \quad (3.26)$$

bulunur.

Örnek yüzeyinden yansıyan çizgisel polarize demet, P_o ve P'_o polarizör açılarına karşılık gelen A_o ve A'_o analizör açılarında sönmülmelir. Bu durumda (2.59) bağıntısıyla tanımlanan $\tan \Psi$ için aşağıdaki ifadeler elde edilir :

$$\tan \Psi = \frac{|\tilde{r}_p|}{|\tilde{r}_s|} = \frac{|\tilde{E}_p^r|}{|\tilde{E}_s^r|} \frac{|\tilde{E}_s^i|}{|\tilde{E}_p^i|} \quad (3.27)$$

Bu bağıntı (3.12) bağıntısı ile birleştirilirse

$$\tan \Psi = \frac{|\tilde{E}_p^r|}{|\tilde{E}_s^r|} \cot L_o \quad (3.28)$$

olur. Ayrıca

$$\tan(-A_o) = \frac{|\tilde{E}_p^r|}{|\tilde{E}_s^r|} \quad (3.29)$$

dir. (3.28) ve (3.29) bağıntıları birleştirilirse, polarizör - analizör sönüm konumu çifti P_o ve A_o için

$$\tan \Psi = \tan(-A_o) \cot L_o \quad (3.30)$$

elde edilir. Benzer şekilde, P'_o ve A'_o çifti için

$$\tan \Psi = \tan A'_o \cot L'_o \quad (3.31)$$

yazılabilir. (3.21), (3.22), (3.24) ve (3.25) bağıntılarından

$$P'_o = P_o \pm 90^\circ \quad (3.32)$$

olduğu görülebilir. (3.32) bağıntısı (3.23) ve (3.26) bağıntılarında kullanılırsa,

$$\cot L'_o = \tan L_o \quad (3.33)$$

bağıntısı bulunur. (3.30) ve (3.31) bağıntıları taraf tarafa çarpılırsa

$$\tan^2 \Psi = \tan(A'_o) \tan(-A_o) \quad (3.34)$$

elde edilir. (3.34) bağıntısı analizör sönüm konumları olan A_0 ve A'_0 nün ölçülmesiyle $\tan\Psi$ nin belirlenebileceğini gösterir. Benzer şekilde, Δ faz farkı da (3.22) ya da (3.25) bağıntılarından biri kullanılarak belirlenebilir.

Polarizör ve analizörün iki ayrı sönüm konumu $[(P_0, A_0)$ ve $(P'_0, A'_0)]$ çiftinden Ψ ve Δ hesaplanırken doğru bağıntıları seçmek gerekir. Bu seçim, sönüm konumlarının $\Delta = -\alpha_i$ koşulunamı yoksa $\Delta = 180^\circ - \alpha'_i$ koşulunamı karşılık geldiği belirlenerek yapılır. Bu belirlemede Δ nın 0° den 360° ye kadar herhangi bir değeri alabileceği, Ψ nin ise 0° ile 90° arasındaki değerlerle sınırlı olduğu göz önüne alınır. Bu gerçekten hareketle, $-A_0 = A'_0$ olması koşuluna göre analizör sönüm konumlarının işaretinden hangi konumun üslü hale, hangisinin üssüz hale karşılık geldiği belirlenir.

3.2.2. Elipsometride Holmes ve Feucht formalizmi

Holmes ve Feucht formalizmi, ρ kompleks yansıtma katsayısını polarizör ve analizör sönüm konumunun bir tek çifti (P, A) cinsinden ifade eden bir bağıntı verir.

Yansıtıcı yüzeyin ρ kompleks yansıtma katsayısı (2.58) bağıntısıyla Ψ ve Δ elipsometrik parametrelerine bağlıdır. Şekil 3.1' de gösterilen elipsometre düzeneğini göz önüne alalım. Yani, eliptik polarize ışığın elde edildiği kol üzerinde ideal bir polarizör ve bir kompensatör, analizin yapıldığı kol üzerinde ise bir analizör bulunsun. Polarizörün ve analizörün geçirgenlik eksenleri sırasıyla P ve A azimut açılarında olsun. Kompensatörün zayıf absorplayıcı olduğunu ve hızlı ekseninin ise C azimut açısında olduğunu dikkate alalım. Son olarak, polarizör üzerine gelen demetin birim genlikli ve yatay doğrultuda çizgisel

polarize olduğunu kabul edelim. Bu durumda, polarizör üzerine gelen demetin Jones matrisi

$$J_{\text{gelen}} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.35)$$

bağıntısıyla verilir. P azimut açısı kadar döndürülen lineer polarizörün Jones matrisi ise

$$J_{\text{pol}} = \begin{pmatrix} \cos P & -\sin P \\ \sin P & \cos P \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos P & \sin P \\ -\sin P & \cos P \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos^2 P & \sin P \cos P \\ \sin P \cos P & \sin^2 P \end{pmatrix} \quad (3.36)$$

olur. (3.35) bağıntısıyla verilen matris (3.36) bağıntısıyla verilen matris ile çarpılırsa

$$J = \cos P \begin{pmatrix} \cos P \\ \sin P \end{pmatrix} \quad (3.37)$$

elde edilir. (3.37) bağıntısında matris dışındaki $\cos P$ terimi önem verilmeyen genlik faktörü olup, kompensatör üzerine gelen demetin Jones matrisi için

$$J = \begin{pmatrix} \cos P \\ \sin P \end{pmatrix} \quad (3.38)$$

bağıntısı yazılabilir. İdeal bir kompensatör için Jones matrisi

$$J_{\text{komp}} = \begin{pmatrix} e^{i\delta_{ox}} & 0 \\ 0 & e^{i\delta_{oy}} \end{pmatrix} \quad (3.39)$$

bağıntısıyla tanımlanır. Eğer eksenlerden biri boyunca absorpsiyon varsa, o zaman (3.39) bağıntısı

$$J_{\text{komp}} = \begin{pmatrix} a_x e^{i\delta_{cx}} & 0 \\ 0 & a_y e^{i\delta_{cy}} \end{pmatrix} \quad (3.40)$$

şeklinde yazılır. Burada $0 \leq a_{x,y} \leq 1$ dir. Kompansatörün a_c absorpsiyon katsayısı

$$a_c = \frac{a_y}{a_x} \exp[-i(\delta_{cx} - \delta_{cy})] = \tau_c \exp(-i\delta_c) \quad (3.41)$$

bağıntısıyla tanımlanır. Burada $\tau_c = a_x/a_y$ ve $\delta_c = \delta_{cx} - \delta_{cy}$ olup, kompansatör sabitleri olarak adlandırılır. Buna göre (3.40) bağıntısından

$$J_{\text{komp}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & a_c \end{pmatrix} \quad (3.42)$$

elde edilir. (3.42) bağıntısında matris dışındaki $a_x e^{i\delta_{cx}}$ faktörü önemsiz kabul edilmiştir. Hızlı eksenini C azimut açısı kadar döndürülen bir kompansatörün Jones matrisi için

$$J_{\text{komp}} = \begin{pmatrix} \cos C & -\sin C \\ \sin C & \cos C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & a_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos C & \sin C \\ -\sin C & \cos C \end{pmatrix}$$

matris çarpımından

$$J_{\text{komp}} = \begin{pmatrix} \cos^2 C + a_c \sin^2 C & (1 - a_c) \sin C \cos C \\ (1 - a_c) \sin C \cos C & \sin^2 C + a_c \cos^2 C \end{pmatrix} \quad (3.43)$$

bulunur. (3.38) ve (3.43) matrislerinin çarpımı yapılırsa, örnek üzerine gelen demetin Jones matrisi elde edilir :

$$J = \begin{pmatrix} \cos C \cos(C - P) + a_c \sin C \sin(C - P) \\ \sin C \cos(C - P) - a_c \cos C \sin(C - P) \end{pmatrix} \quad (3.44)$$

Gelme düzlemine paralel ve dik alan bileşenleri için yüzeyin kompleks yansıtma katsayıları \tilde{r}_p ve \tilde{r}_s olup, bunların gelen demetin alan bileşenlerine olan bağılılığı (2.52) ve (2.53) bağıntılarıyla ifade edilir. Bu bağıntılardan örneğin Jones matrisi için

$$J_{\text{örnek}} = \begin{pmatrix} \tilde{r}_p & 0 \\ 0 & \tilde{r}_s \end{pmatrix} \quad (3.45)$$

elde edilir. \tilde{r}_p/\tilde{r}_s oranı (2.58) bağıntısında

$$\rho = \frac{\tilde{r}_p}{\tilde{r}_s}$$

şeklinde tanımlı olduğundan,

$$J_{\text{örnek}} = \begin{pmatrix} \rho & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.46)$$

şeklinde yazılabilir. (3.46) bağıntısında matris dışındaki \tilde{r}_s faktörü önemsiz kabul edilmiştir. (3.44) ve (3.46) bağıntılarıyla verilen matrislerin çarpımı yapılırsa analizör üzerine gelen demetin Jones matrisi için

$$J = \begin{pmatrix} \rho [\cos C \cos (C - P) + a_c \sin C \sin(C - P)] \\ \sin C \cos (C - P) - a_c \cos C \sin(C - P) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \quad (3.47)$$

bağıntısı bulunur. (3.47) bağıntısı yansıyan ışığın genel olarak eliptik polarize olduğunu gösterir. Bununla beraber, C, P ve a_c yansıyan ışık çizgisel polarize olacak şekilde ayarlanabilir. Bu ayarlama için çizgisel polarize ışığın Γ azimut açısının

$$\tan \Gamma = \frac{\sin C \cos (C - P) - a_c \cos C \sin(C - P)}{\rho [\cos C \cos (C - P) + a_c \sin C \sin(C - P)]} \quad (3.48)$$

değerine sahip olması gerekir. (3.48) bağıntısıyla tanımlanan çizgisel polarize ışık analizör ile analiz edilebilir. Analizör Γ azimut açısından itibaren 90° döndürülürse, sıfır şiddet elde edilir. Buna göre

$$A = \Gamma + 90^\circ \quad (3.49)$$

yazılabilir. Buradan da Γ için

$$\Gamma = A - 90^\circ \quad (3.50)$$

değeri bulunur. (3.50) bağıntısının her iki tarafının tanjantı alınırsa,

$$\tan \Gamma = \frac{-1}{\tan A} \quad (3.51)$$

elde edilir. Bu ifade (3.48) bağıntısında yerine yazılıp, ρ çekilirse

$$\rho = \tan\Psi e^{i\Delta} = \frac{\tan A [\tan C + a_c \tan(P - C)]}{a_c \tan C \tan(P - C) - 1} \quad (3.52)$$

bulunur. (3.52) bağıntısı Ψ ve Δ elipsometrik parametrelerinin yansıtıcı yüzeyin ρ kompleks yansıtma katsayısından itibaren kolayca hesaplanmasına imkan verir.

Kompansatörün τ_c ve δ_c sabitlerinin belirlenmesi:

A, P ve C okumalarından yansıtıcı yüzeyin ρ kompleks yansıtma katsayısını belirleyebilmek için (3.52) bağıntısında kompansatörün a_c absorpsiyon katsayısının bilinmesi gerekir. Kompansatörün a_c absorpsiyon katsayısını hesaplamak için aynı C değerinde sönüm meydana getiren iki ayrı polarizör - analizör sönüm konumu çiftine (P_1, A_1 ve P_2, A_2) gereksinim vardır. Buna göre (3.52) bağıntısından

$$\rho = \frac{\tan A_1 [\tan C + a_c \tan(P_1 - C)]}{a_c \tan C \tan(P_1 - C) - 1} = \frac{\tan A_2 [\tan C + a_c \tan(P_2 - C)]}{a_c \tan C \tan(P_2 - C) - 1} \quad (3.53)$$

yazılabilir. (3.53) bağıntısı a_c ye göre çözümlerse,

$$B = \frac{\tan A_1 [\tan(P_2 - C)\tan C - \tan(P_1 - C)/\tan C]}{2 (\tan A_1 - \tan A_2)} - \frac{\tan A_2 [\tan(P_1 - C)\tan C - \tan(P_2 - C)/\tan C]}{2 (\tan A_1 - \tan A_2)}$$

olmak üzere

$$a_c = \frac{B \pm i \left[-B^2 - \tan(P_1 - C) \tan(P_2 - C) \right]^{(1/2)}}{-\tan(P_1 - C) \tan(P_2 - C)} \quad (3.54)$$

elde edilir. (3.41) ve (3.54) bağıntılarından τ_c için

$$\tau_c = \frac{1}{\pm \left[-\tan(P_1 - C) \tan(P_2 - C) \right]^{(1/2)}} \quad (3.55)$$

bulunur. τ_c gerçel ve pozitif bir nicelik olduğundan $\tan(P_1 - C) \tan(P_2 - C)$ teriminin negatif olması gerekir ve τ_c nin hesaplanmasında pozitif işarete sahip karekök ifadesi kullanılır. Benzer şekilde (3.41) ve (3.54) bağıntılarından $\tan \delta_c$ için

$$\tan \delta_c = \frac{\pm \left[-B^2 - \tan(P_1 - C) \tan(P_2 - C) \right]^{(1/2)}}{B} \quad (3.56)$$

bulunur. δ_c , $0^\circ \leq \delta_c \leq 180^\circ$ olduğundan $\sin \delta_c$ pozitiftir. Buna göre, (3.41) bağıntısıyla tanımlanan a_c nin sanal kısmı negatiftir. (3.54) bağıntısıyla verilen a_c ifadesinde payda daima pozitif olacağından sanal kısmının negatif olması için a_c nin hesaplanmasında negatif işarete sahip kök değeri kullanılır. Buna göre δ_c

$$\tan \delta_c = \frac{\left[-B^2 - \tan(P_1 - C) \tan(P_2 - C) \right]^{(1/2)}}{B} \quad (3.57)$$

bağıntısından belirlenebilir.

3.2.3. Temel elipsometre bağıntısının sayısal çözümü

Film kalınlığının belirlenmesi:

Uygulamada şekil 2.8 ' de şematik olarak gösterilen üç faz sistemini oluşturan dış ortamın n_0 , ince filmin \tilde{n}_1 ve taşıyıcının \tilde{n}_2 kırılma indisleri çoğunlukla bilinir ve ilgilenilen nicelik filmin d kalınlığıdır. Ψ ve Δ elipsometrik parametrelerinin ölçümünden filmin kalınlığı aşağıdaki şekilde bulunabilir:

$$\tilde{\eta} = \exp(-i2\delta) \quad (3.58)$$

olmak üzere, (2.83) bağıntısı

$$\tilde{A}\tilde{\eta}^2 + \tilde{B}\tilde{\eta} + \tilde{C} = 0 \quad (3.59)$$

şeklinde quadratik formda yazılabilir. Burada

$$\tilde{A} = (\rho\tilde{r}_{01p} - \tilde{r}_{01s})\tilde{r}_{12p}\tilde{r}_{12s}$$

$$\tilde{B} = (\rho\tilde{r}_{12s} - \tilde{r}_{12p}) + (\rho\tilde{r}_{12p} - \tilde{r}_{12s})\tilde{r}_{01p}\tilde{r}_{01s}$$

$$\tilde{C} = \rho\tilde{r}_{01s} - \tilde{r}_{01p}$$

dir. (3.59) bağıntısının çözümünden $\tilde{\eta}$ için

$$\tilde{\eta} = - \frac{\left[\tilde{B} \mp (\tilde{B}^2 - 4\tilde{A}\tilde{C})^{(1/2)} \right]}{2\tilde{A}} \quad (3.60)$$

elde edilir. (2.72) bağıntısından ve (3.60) bağıntısıyla verilen $\tilde{\eta}$ nın tanımından film kalınlığı için çözüm yapılırsa,

$$\tilde{D} = \frac{i\lambda}{4\pi} \frac{\ln\tilde{\eta}}{(\tilde{n}_1^2 - n_0^2 \sin^2\phi_0)^{(1/2)}} \quad (3.61)$$

bulunur. Fiziksel anlamı bakımından film kalınlığının gerçel olması gerektiğinden (3.61) bağıntısından sayısal analiz yönteminin temel bağıntıları için

$$d = \text{Re} \left[\frac{i\lambda}{4\pi} \frac{\ln\tilde{\eta}}{(\tilde{n}_1^2 - n_0^2 \sin^2\phi_0)^{(1/2)}} \right] \quad (3.62)$$

$$b = \text{Im} \left[\frac{i\lambda}{4\pi} \frac{\ln\tilde{\eta}}{(\tilde{n}_1^2 - n_0^2 \sin^2\phi_0)^{(1/2)}} \right] = 0 \quad (3.63)$$

ifadeleri yazılabilir. n_0 dış ortamın, \tilde{n}_1 ince filmin ve \tilde{n}_2 taşıyıcının kırılma indisleri biliniyorsa, elipsometrede belirli bir gelme açısı ve dalgaboyunda Ψ ve Δ elipsometrik parametreleri ölçülerek (3.62) bağıntısından film kalınlığı, (3.63) bağıntısından da ölçüm hatası bulunabilir.

Optik sabitleri bilinen taşıyıcı üzerindeki absorplayıcı filmin optik sabitlerinin ve kalınlığının hesaplanması:

Kırılma indisi n_1 , sönüm katsayısı k_1 bilinen absorplayıcı taşıyıcı üzerindeki absorplayıcı bir film halini göz önüne alalım. Problemin esası filmin n_1 kırılma indisini, k_1 sönüm katsayısını ve d kalınlığını belirlemektir. Elipsometreyle alınan herhangi bir elipsometrik ölçüme karşılık (Ψ , Δ) her

biri farklı film kalınlığına karşı gelen sonsuz sayıda (n_1, k_1) çözüm takımı vardır. Bunun nedeni basit olarak (Ψ, Δ) uzayındaki herhangi bir özel noktadan geçen sonsuz sayıda eğrinin (her biri farklı n_1' e ve k_1' e ait) bulunmasıdır.

Belirli bir (n_1, k_1) çözüm takımını belirleyebilmek için başka bir (Ψ, Δ) noktasına gereksinim duyulur. Bu gereksinim elipsometrik ölçümlerin sayısını arttırmak suretiyle karşılanabilir. Bunun için dört ayrı yol vardır:

- (i) ölçümlerin aynı kırılma indisli fakat farklı kalınlıklara sahip filmler için alınması,
- (ii) ölçümlerin bilinen kırılma indislerine sahip farklı dış ortamlar içerisinde tek bir film üzerinde alınması,
- (iii) ölçümlerin kırılma indisleri bilinen farklı taşıyıcılar üzerindeki tek bir film için (ya da aynı kırılma indisli filmlerin bir serisi için) alınması ve
- (iv) ölçümlerin filmin aynı noktasında farklı gelme açılarında yapılması.

Gerekli iki (Ψ, Δ) takımı [bunlar $(\Psi, \Delta)_1$ ve $(\Psi, \Delta)_2$ olarak adlandırılmış olsun] elde olunca, n_1 ve k_1 için beklenen birer değerler bölgesi ve bu bölgelerin taranmasında seçilecek artışların adımı seçilir. Tarama bölgeleri ve artışların adımı tamamen keyfi olarak seçildiğinden tarama bölgelerinin boyutunun seçimi algoritmanın kullanışlılığı üzerine herhangi bir sınırlama getirmez. Ancak, tam çözüm civarındaki tarama bölgesi ne kadar dar olursa, hesaplama o kadar güvenilir olur.

İlk olarak n_1 bölgesinin bir ucundaki değer seçilir ve ölçülen $(\Psi, \Delta)_1$ takımına karşı gelen uygun k_1 değeri hesaplanır. Bu hesaplama k_1 değerini

seçilen bölge içerisinde adım adım arttırıp, her bir k_1 değeri için (3.60) bağıntısından $\tilde{\eta}$ ve (3.62) bağıntısından da film kalınlığı belirlenerek yapılır. Geçerli bir çözüm için (3.63) bağıntısıyla verilen film kalınlığının sanal kısmının sıfır ($b = 0$) olması gerekir. Doğru çözümü çekip çıkarmak olanaksız olduğundan, k_1 in değeri adım adım arttırılırken b nin işaret değişimine bakılır. Bu işaret değişimi meydana geldiği zaman daha sıkı bir tarama yapılır ve son olarak $b = 0$ a karşı gelen uygun k_1 değerini bulmak için k_1 ekseninin karşıt taraflarında birbirine en yakın iki (k_1, b) noktaları arasında lineer bir değişim olduğu kabul edilir. Böylece en doğru k_1 değeri seçilmiş olur.

n_1 in değeri tarama bölgesi içinde adım adım arttırılır ve her bir n_1 değeri için yukarıdaki işlem tekrarlanır. Böylece verilen $(\Psi, \Delta)_1$ için n_1 ' e karşı k_1 eğrisi üzerinde bir dizi nokta elde edilmiş olur. Eğer $(\Psi, \Delta)_2$ içinde benzer hesaplamalar yapılırsa, iki eğrinin kesim noktası her iki (Ψ, Δ) değeri için olası olan (n_1, k_1) noktasını, başka bir deyimle tam çözümü verir.

Genel olarak, (Ψ, Δ) takımını veren her bir n_1 değeri birden fazla olası k_1 değerine sahip olduğundan, (n_1, k_1) çözüm noktalarını sınıflandırmak ve daha sonra kullanmak için uygun dizilerde saklamak gerekir. Çok sayıda çözüme sahip sayısal hallerin bir incelemesi için üç dizinin kullanılmasının yeterli olduğuna deneysel olarak karar verilmiştir (Malin and Vedam, 1976).

(n_1, k_1) uzayında çeşitli bölgeler boyunca tarama yapılırken, b teriminin hem pozitiften negatife hem de negatiften pozitifeye işaret değiştirmesine karşılık gelen çözümler sıraya konulabilir. Başlangıç olarak seçilen n_1 değerine karşı gelen ilk olası k_1 çözümü b teriminin işaret değişimi dikkate alınarak bir dizide saklanır. Eğer bu ilk n_1 değeri için üç tane k_1 değeri bulunursa, dizi tanımlamaları ilk dizi “birinci” pozitiften negatife (ya da negatiftten pozitifeye),

ikinci dizi “sadece” negatiften pozitive (ya da pozitiften negatife) ve üçüncü dizi “ikinci” pozitiften negatife (ya da negatiften pozitive) şeklinde yapılır. Bundan sonra diğer n_1 değerlerine karşı gelen k_1 çözümleri b teriminin işaret değiştirmesine bağlı olarak ortadaki diziyeye ya da kenar dizilerden birine yerleştirilir. Eğer bir tek k_1 değeri bulunursa, ilk ya da üçüncü dizinin seçimi en son girilen verilerin sayısal karşılaştırılması yoluyla yapılır. Eğer n_1 in başlangıç değeri için üç çözümden daha az çözüm bulunursa, takip edilen n_1 değerlerine karşı gelen k_1 değerlerinin sayısal karşılaştırılması k_1 değerlerinin uygun dizilerdeki konumunu ya da dizilerde kayma meydana gelip, gelmediğini belirler. Örneğin n_1 in ilk değeri için pozitiften negatife ve daha sonra negatiften pozitive kadar olan b nin işaret değişimine karşılık gelen iki tane k_1 çözümü olduğunu kabul edelim. Eğer ilk n_1 den hemen sonraki n_1 değeri için negatiften pozitive işaret değiştiren b terimine karşı gelen bir çözüm, ilk n_1 değerine ait pozitiften negatife dizisi içerisindeki k_1 değerinden daha küçük bir k_1 değerine rastlarsa, sözü edilen dizilerin bu yeni noktayı sağlaması için yer değiştirmeleri gerekir.

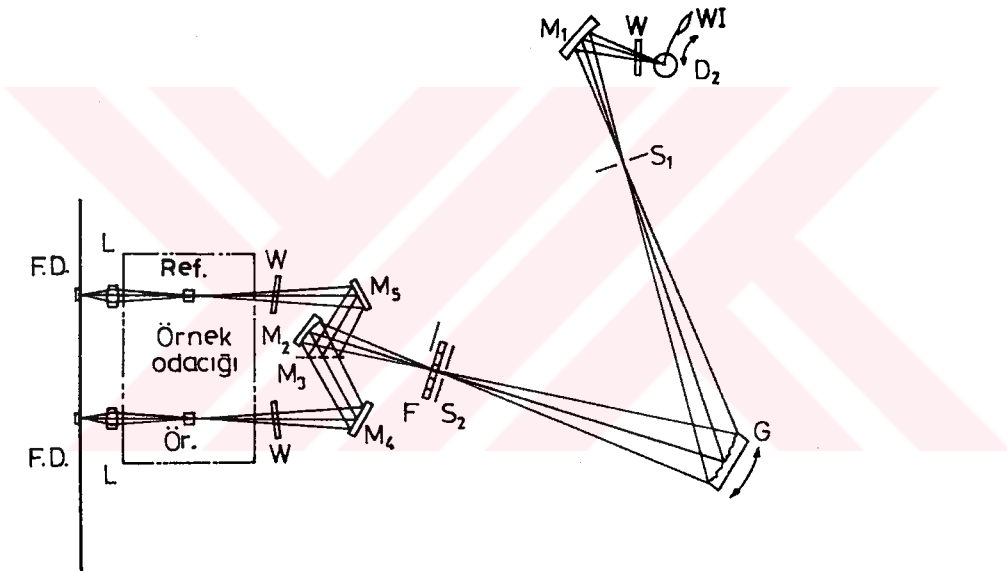
Şimdi $(\Psi, \Delta)_1$ için (n_1, k_1) noktalarının oluşturduğu üç diziyeye ve $(\Psi, \Delta)_2$ için de (n_1, k_1) noktalarının oluşturduğu üçten fazla diziyeye sahip olduğumuzu varsayalım. Bu dizilerin herbirisi için standart en küçük kareler yöntemine uyan herhangi bir mertebeden polinomlar elde edilir. Daha sonra $(\Psi, \Delta)_1$ ve $(\Psi, \Delta)_2$ takımlarına karşı gelen polinomların kesim noktaları bulunur. Dokuz olası kesim noktası (ve böylece dokuz olası çözüm) olmakla birlikte, uygulamada birçok hal için çözüm sayısının, (i) tarama bölgesi içerisinde yeterli (n_1, k_1) noktası bulunamaması, dolayısıyla polinomların fit edilememesi ve (ii) polinomların kesim noktasının, kabul edilen değerler bölgesinin dışına düşmesi nedenlerinden biri ya da ikisinden dolayı kolaylıkla indirgendiği bulunmuştur.

Geriye kalan olası çözümlerden (nadiren ikiden daha fazla) en iyi çözüm, hesaplanan (n_1, k_1) değerlerini ve film kalınlığını kullanarak karşılık gelen Ψ ve Δ elipsometrik parametrelerini tayin etmek suretiyle kolaylıkla belirlenir. Hesaplanan ve ölçülen, Ψ ve Δ elipsometrik parametrelerinin farkının mutlak değerlerinin toplamı sonuçlardaki ölçüm hatası olarak alınır. Sonuçta bu hesaplama için minimum değeri veren çözüm takımı tam çözüm olarak alınır.

Bu çalışmada yukarıda anlatılan algoritmanın kullanılması için örnek üzerinde aynı noktada farklı iki gelme açısında elipsometrik ölçümler alınmış olup, hesaplamalar LGP9 Gaertner elipsometri bilgisayar programıyla yapıldı. Bu program yardımıyla elipsometrik ölçümün yapıldığı dalgaboyunda filmin n_1 kırılma indisi, k_1 sönüm katsayısı ve d kalınlığı belirlendi.. Belirlenen film kalınlığı, spektrumun görünür bölgesi boyunca farklı dalgalı boyları için tek bir gelme açısında alınan elipsometrik ölçümlerle birlikte kullanılarak, yüzey filminin n_1 ve k_1 optik sabitleri tayin edildi. Bu amaçla Frank L. McCrackin (1969) tarafından FORTRAN dilinde yazılan ayrı bir elipsometri bilgisayar programı kullanıldı. Bunun için programa bir ilave yapıp, n_1 ve k_1 optik sabitleri çözümü içeren bölgeleri içinde adım adım arttırılırken, $0,02^\circ$ lik deneysel hata sınırları içerisinde Ψ ve Δ elipsometrik parametrelerinin hesaplanan ve ölçülen değerleri karşılaştırıldı. Karşılaştırma işlemi çözüm bölgeleri içinde her bir n_1, k_1 çifti için Ψ ve Δ elipsometrik parametrelerinin hesaplanan ve ölçülen değerlerinin mutlak değer farkı alınarak yapıldı. Hem $\delta\Delta = |\Delta_{\text{hesap}} - \Delta_{\text{ölçü}}|$ farkının ve hem de $\delta\Psi = |\Psi_{\text{hesap}} - \Psi_{\text{ölçü}}|$ farkının en küçük olduğu n_1, k_1 değer çifti ölçümün yapıldığı dalgaboyu için filmin n_1 ve k_1 optik sabitleri olarak seçildi.

3.3. Reflektans ve Transmittans Ölçümleri

Bu çalışmada incelenen $\text{Cu}_2\text{O}/\text{Cu}$ iki katmanlı film sistemlerinin reflektans spektrumları ve cam taşıyıcılar üzerindeki Cu_2O filmlerin transmittans spektrumları çift ışın yollu SHIMADZU UV-160A spektrofotometresinde ölçüldü. Spektrofotometrenin ölçü aralığı 2000 - 11000 Å, band genişliği 20 Å, ölçü adımı 1 Å ve dalgaboyu duyarlılığı $\pm 0,5$ Å olup, optik diyagramı şekil 3.2 ' de gösterilmiştir.



D₂: Döteryum lambası

WI: Halojen lamba

F: Filtre

G: Kırınım ağı

S₁: Giriş fantı

S₂: Çıkış fantı

W: Pencere levhası

M₁ - M₅: Aynalar, M₃; Yarıgeçirici ayna

L: Mercek

Ör.: Örnek hücresi

Ref.: Referens hücresi

F.D.: Fotodiyod

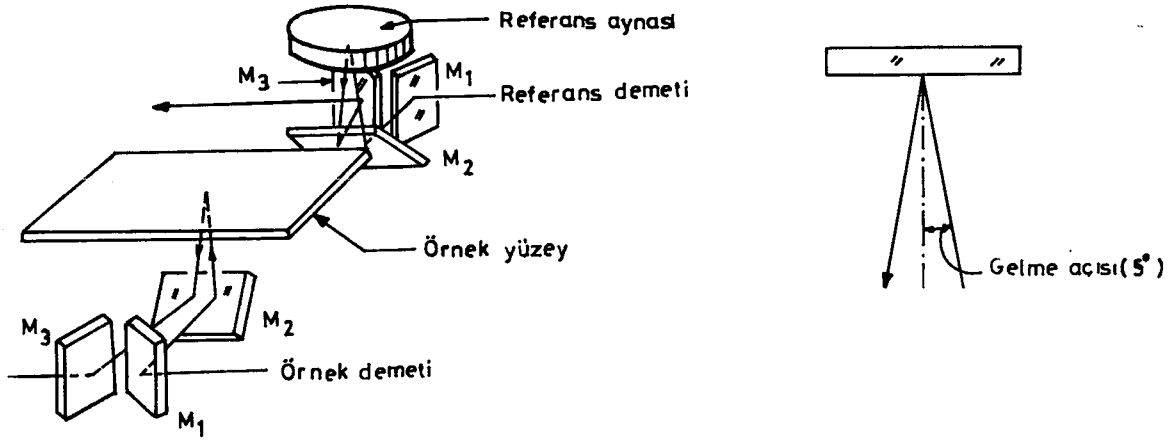
Şekil 3.2. Spektrofotometrenin optik diyagramı.

Işık kaynağından (döteryum ya da halojen lamba) yayınlanan ışık demeti M_1 aynasından yansıtılarak monokromatöre gönderilir. Işık kaynakları çalışma dalgaboyunda otomatik olarak değiştirilir. D_2 döteryum lambası 2000 Å dan kaynak değiştirme dalgaboyunun 1 Å öncesine kadar olan bölgede çalışır. W_1 halojen lambası ise kaynak değiştirme dalgaboyundan 11000 Å a kadar olan bölgede çalıştırılır. Kaynak değiştirme dalgaboyu 2950 Å ile 3640 Å aralığındaki herhangi bir değere ayarlanabilir. Kaynakların konumu maksimum duyarlılık elde edilecek şekilde otomatik olarak ayarlanmakta olup, toplayıcı ayna ısı ve ozon etkisini önlemek için lamba yuvasının dışına yerleştirilmiştir. Işık kaynakları hariç diğer bütün elemanlar tozlanmaya karşı W penceresiyle dış atmosferden yalıtılmıştır.

Monokromatörde, milimetresinde 900 çizgi bulunan aberasyonu giderilmiş konkav holografik bir kırınım ağı kullanılmıştır. Monokromatörden gelen ışık demeti 20 Å açıklığa sahip S_2 fantından ve F filtresinden geçerek, M_2 aynasından yansır ve yarı - geçirici M_3 aynasında iki demete bölünür. Demetlerden herbiri kendilerine ait hücrelerden geçtikten sonra fotodiyod dedektöre ulaşırlar.

Shimadzu UV - 160 A spektrofotometresinde kullanılan speküler reflektans takımı 5° lik bir gelme açısına göre düzenlenmiş olup, optik diyagramı şekil 3.3 ' de gösterilmiştir.

Örnek ve referans kollarının optiği tamamen simetriktir. Örnek odacığına giren monokromatik ışık demeti önce M_1 aynasından yansır ve daha sonra demet yoluna göre 45° eğimli M_2 aynasından yansıtılarak yukarı doğru yönelir. Yukarı doğru yönelen demet 5° lik bir gelme açısı altında referans aynasına ya da ölçülecek örnek yüzeyine çarparak aşağı doğru yansır. Yansıyan

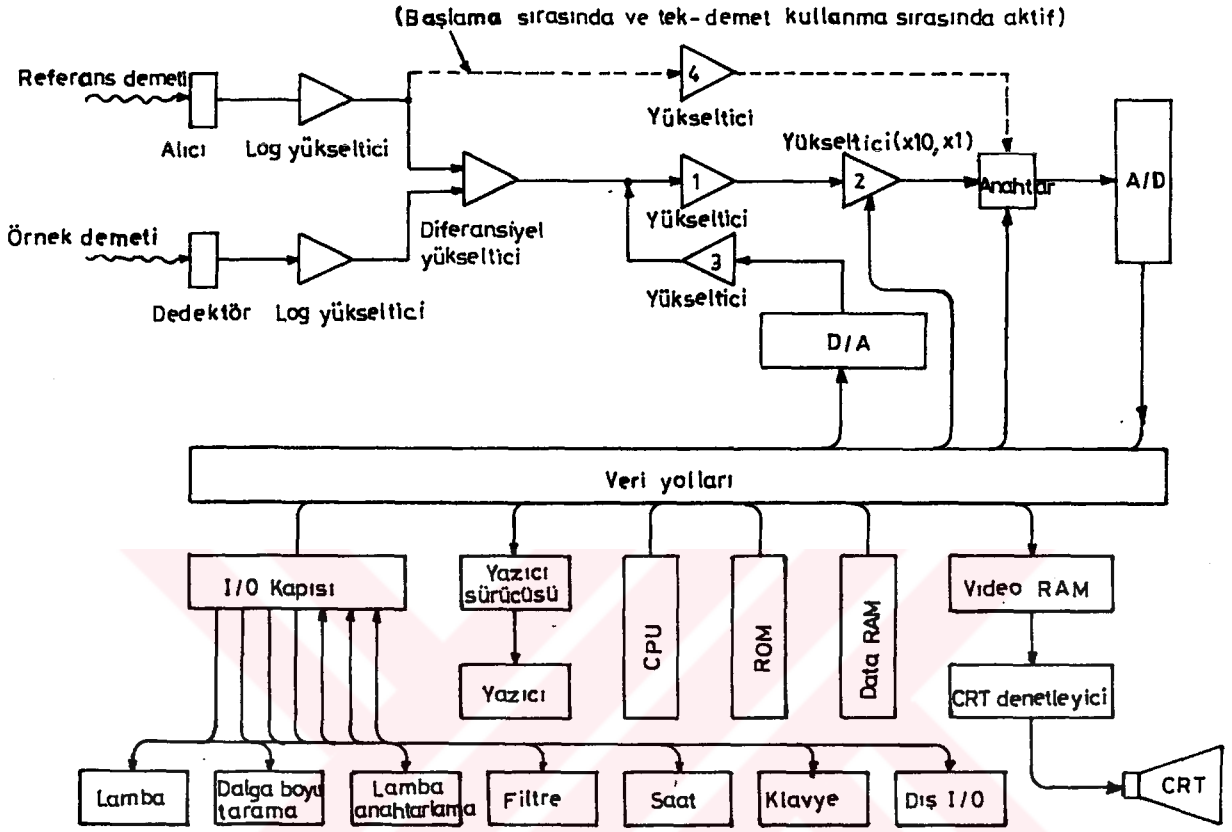


Şekil 3.3. Spekülar reflektans takımı: Optik diyagramı

bu demet, yolu üzerindeki 45° eğimli M_2 aynasından tekrar yansiyarak yatay doğrultuda M_3 aynasına ve oradan da örnek odacığı çıkış fantını geçip, dedektöre ulaşır.

Spektrofotometrenin elektronik sisteminin blok diyagramı şekil 3.4' de gösterilmiştir. Esas kontrol elemanı CPU mikro - bilgisayarı olup, ışık kaynaklarının çalışmasını, lamba değişimini, dalgaboyu taramayı, görüntülemeyi, klavyeyi ve yazıcıyı kontrol eder.

Örnek ve referans demetleri birer fotodiyod dedektörle algılanır, logaritmik olarak dönüştürülür ve diferansiyel yükselticiyle farkları elde edilir. Bundan sonra bir miktar sinyal eklenerek, sinyalin sıfır seviyesi absorbans sıfırına ayarlanır. Daha sonra bu sinyal 1 ve 2 yükselticilerinden geçer. 1 yükselticisi sinyal seviyesini duyarlı bir şekilde ayarlamaya yarar. 2 yükselticisi ise sinyali 10 katına kadar yükseltir. Son olarak, A/D dönüşümü yapılarak sinyal CPU bilgisayarı tarafından okunur.



Şekil 3.4. Spektrofotometrenin elektronik sisteminin blok diyagramı.

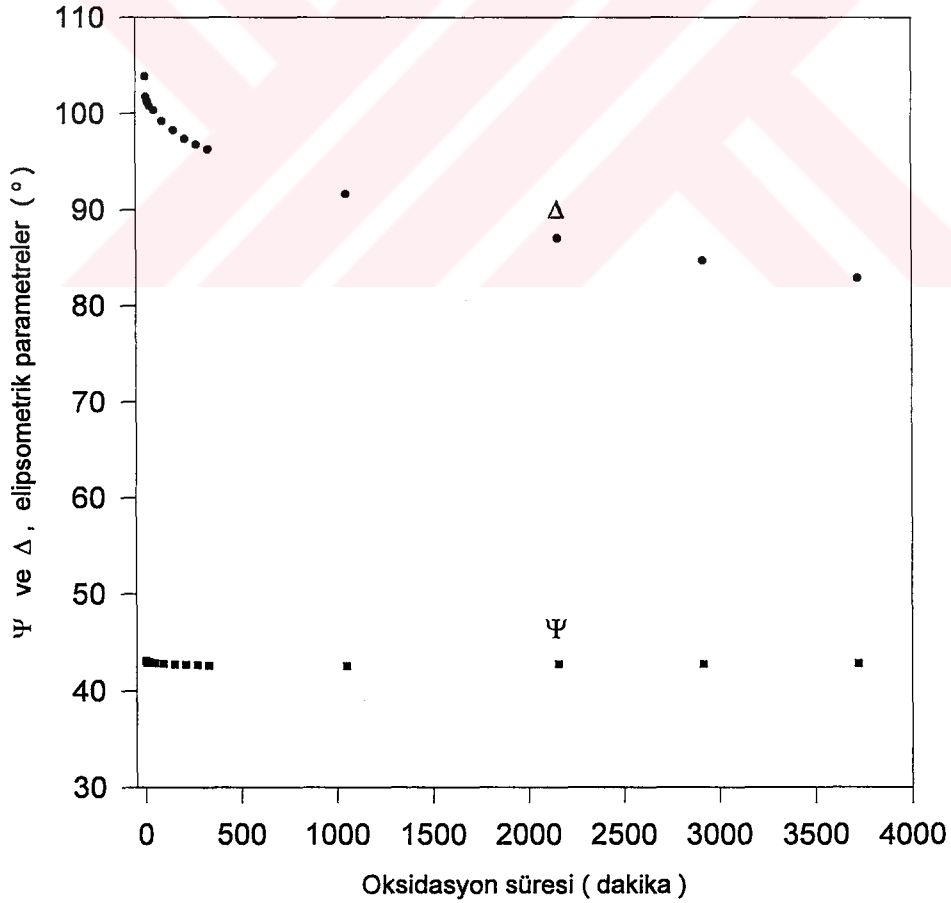
4. BULGULAR VE TARTIŞMA

Bu bölümde ilk olarak, atmosfer basıncındaki havada farklı sıcaklıklarda çeşitli süreler oksitlendirilen opak Cu filmlerin oksidasyon kinetiğinin elipsometrik ve spektrofotometrik ölçümlerle takip edilmesiyle ilgili deneysel sonuçlar verilmektedir. İkinci olarak, Cu taşıyıcı üzerinde ısısal oksidasyonla büyütülen Cu_2O ince yüzey filmlerinin elipsometrik yöntemle belirlenen optik sabitleri, kalınlığı ve absorpsiyon katsayısıyla ilgili sonuçlar sunulmakta ve bu filmlerin optiksel karakterizasyonu tanımlanmaktadır. Son olarak da, Cu ın ısısal oksidasyonu ile büyütülen Cu_2O ince yüzey filmlerinin optik sabitlerine ve kalınlığına Cu - Cu_2O arayüzeyindeki olası hacim difüzyonunun ve arayüzey pürüzlülüğünün etkisini incelemek amacıyla, bir soy metal olan Au taşıyıcı üzerinde ısısal oksidasyonla büyütülen Cu_2O filmlerin optik özellikleri verilerek, elde edilen sonuçlar Cu_2O için literatürde verilen değerlerle ve Cu üzerinde ısısal oksidasyonla büyütülen oksit filmlerin optik özellikleriyle karşılaştırılmaktadır.

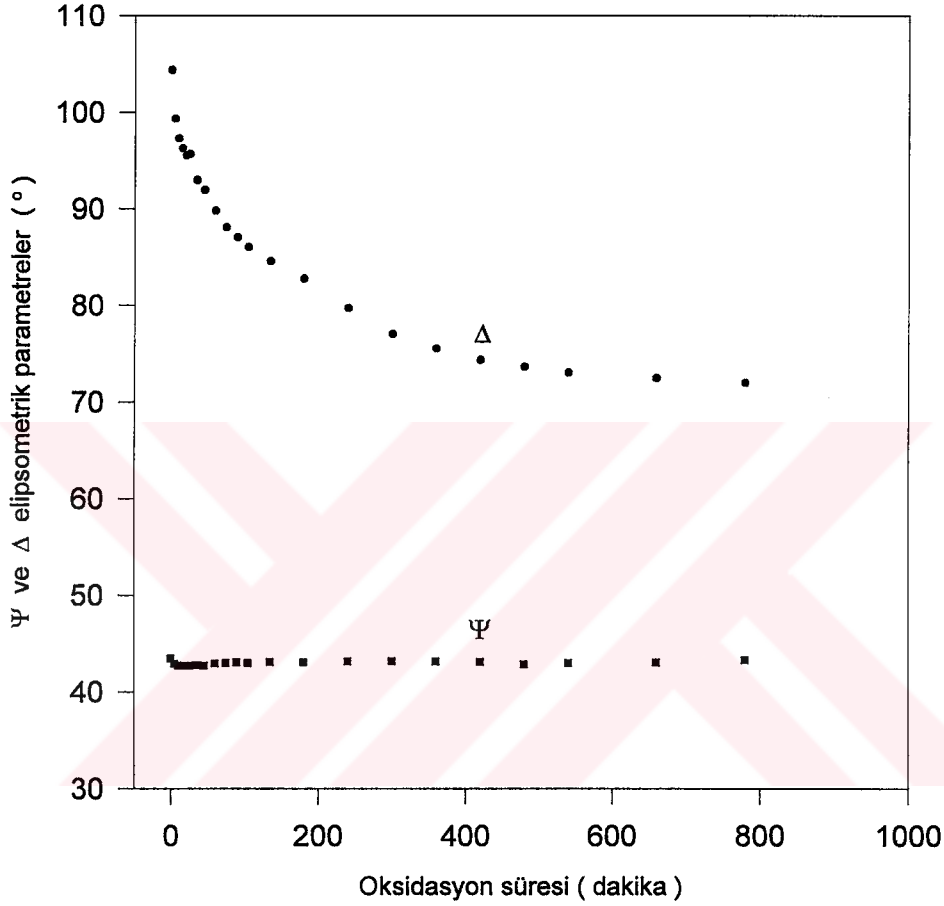
4.1. Cu Filmlerin Düşük Sıcaklıklardaki Oksidasyonunun Optiksel Yöntemlerle İzlenmesi

Vakumda buharlaştırma yöntemiyle elde edilen 5000 Å kalınlığındaki Cu filmler yapımından hemen sonra atmosfer basıncında 80°C, 100°C ve 125°C de çeşitli süreler ısıtılarak kısmen oksitlendirildi. Filmlerin farklı sıcaklıklardaki oksidasyon kinetiğini takip etmek için, her bir ısıtma periyodundan sonra öncelikle spektrofotometre ile reflektans ölçümleri daha sonra da 6328 Å dalgaboylu ışık kullanılarak 70° gelme açısında elipsometrik ölçüm yapıldı. Elipsometre ile belirlenen (P_o , A_o) ve (P'_o , A'_o) polarizör - analizör sönüm

konumlarının iki çifti öncelikle (3.57) ve (3.55) bağıntılarında kullanılarak kompensatörden geçen ışığın kompensatörün hızlı ve yavaş eksenleri doğrultusunda titreşen bileşenleri arasındaki δ_c faz gecikmesi ve τ_c izafi genliklerinin oranı, daha sonra da her bir sönüm konumu çifti ile birlikte kompensatör sabitleri (3.52) bağıntısında yerine konularak Ψ ve Δ elipsometrik parametreleri hesaplandı. Her bir sönüm konumu çifti için hesaplanan Ψ ve Δ değerlerinin aritmetik ortalaması alındı. Hesaplamalarda Ψ ve Δ için bu ortalama değerler kullanıldı. Şekil.4.1(a), (b) ve (c) ' de her bir oksidasyon sıcaklığı için elipsometrik parametrelerin oksidasyon süresiyle değişimi gösterilmiştir.

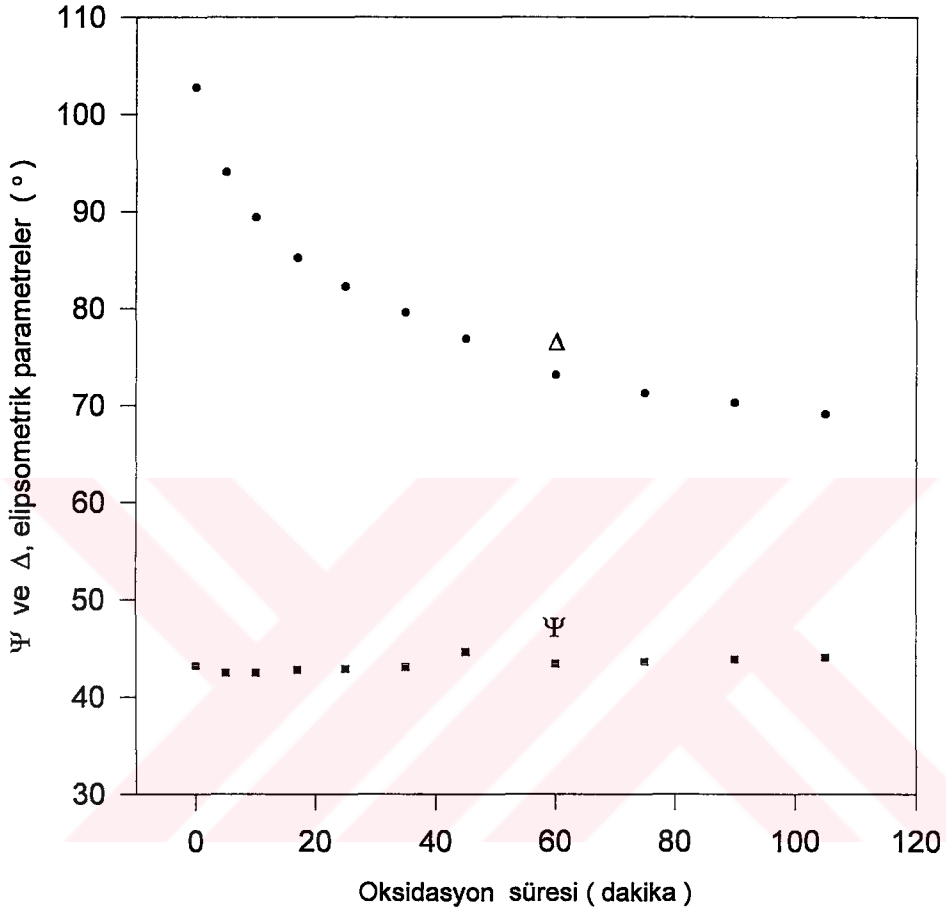


Şekil 4.1(a).Atmosfer basıncındaki havada 80°C de oksitlendirilen Cu filmin Ψ ve Δ elipsometrik parametrelerinin oksidasyon süresiyle değişimi.



Şekil 4.1(b). Atmosfer basıncındaki havada 100°C de oksitlendirilen Cu filmin Ψ ve Δ elipsometrik parametrelerinin oksidasyon süresiyle değişimi.

Şekillerden açıkça görüldüğü gibi, her bir sıcaklık için belirtilen oksidasyon süreleri boyunca, Δ elipsometrik parametresi başlangıçta hızla azalmakta, sıcaklığa bağlı olarak belirli bir ısıtma süresinden sonra değişim yavaşlamakta, Ψ elipsometrik parametresi ise oksidasyon süresi boyunca hemen hemen sabit kalmaktadır. Elipsometrik parametrelerin bu davranışı, ısıtma işlemiyle Cu



Şekil 4.1(c). Atmosfer basıncındaki havada 125°C de oksitlendirilen Cu filmin Ψ ve Δ elipsometrik parametrelerinin oksidasyon süresiyle değişimi.

filmin yüzeyinde zamanla bir oksit filmi büyüdüğü kabul edilerek açıklanabilir. Wagner oksidasyon mekanizmasına göre, bakır iyonları bakır boşlukları yoluyla Cu_2O örgüsü içine taşınır ve oksit formunu oluşturmak için yüzeyde oksijen ile reaksiyona girer (Rakhshani, 1986). Sıcaklık bu işlemi hızlandırır. Dolayısıyla bu yapı üzerindeki optik incelemeler Cu taşıyıcının yüzeyi üzerindeki Cu_2O ince filmi ($\text{Cu}_2\text{O}/\text{Cu}$) modeline dayandırılabilir. Büyüyen oksit filmin kalınlığı bu modele dayanarak ve oksidasyon süresiyle değişimi

şekil 4.1' de gösterilen elipsometrik parametreler kullanılarak, Gaertner LGP9 Elipsometri bilgisayar programıyla hesaplandı. Hesaplamalarda Cu taşıyıcının optik sabitleri için $n_2 = 0,2$ ve $k_2 = 3,1$; Cu_2O filmin optik sabitleri için ise $n_1 = 3,89$ ve $k_1 = 0,106$ literatür değerleri kullanıldı (Manara et al.,1992). Çizelge 4.1, çizelge 4.2 ve çizelge 4.3 ' de her bir oksidasyon sıcaklığı için oksidasyon sürelerine karşı gelen Ψ ve Δ elipsometrik parametreleri ile hesaplanan film kalınlıklarının değerleri verilmiştir. Şekil 4.2.(a),(b) ve (c)' de ise, her bir oksidasyon sıcaklığına ait çizelgedeki kalınlık değerleri kullanılarak, oksit film kalınlığının oksidasyon süresi ile değişimi gösterilmiştir.

Cu ' in oksidasyon hızı oksijen basıncına ve sıcaklığa bağlı olduğundan, çeşitli büyüme yasaları ileri sürülmüştür (Rakhshani, 1986). Bu nedenle farklı

Çizelge 4.1: Atmosfer basıncındaki havada 80°C de oksitlendirilen opak Cu filminin elipsometrik parametrelerinin oksidasyon süresiyle değişimi ve oluşan Cu_2O ince yüzey filminin hesaplanan kalınlıkları.

Oksidasyon süresi (dakika)	$\Delta (^\circ)$	$\Psi (^\circ)$	d (Å)
0	103,85	43,08	0,00
5	101,73	42,88	4,00
10	101,36	42,94	5,00
15	101,11	42,96	5,00
25	100,75	42,91	6,00
45	100,34	42,85	7,00
90	99,19	42,79	11,00
150	98,26	42,73	13,00
210	97,35	42,71	16,00
270	96,78	42,68	17,00
330	96,26	42,61	19,00
1050	91,63	42,56	32,00
2155	87,04	42,76	44,00
2915	84,69	42,74	51,00
3720	82,87	42,82	56,00

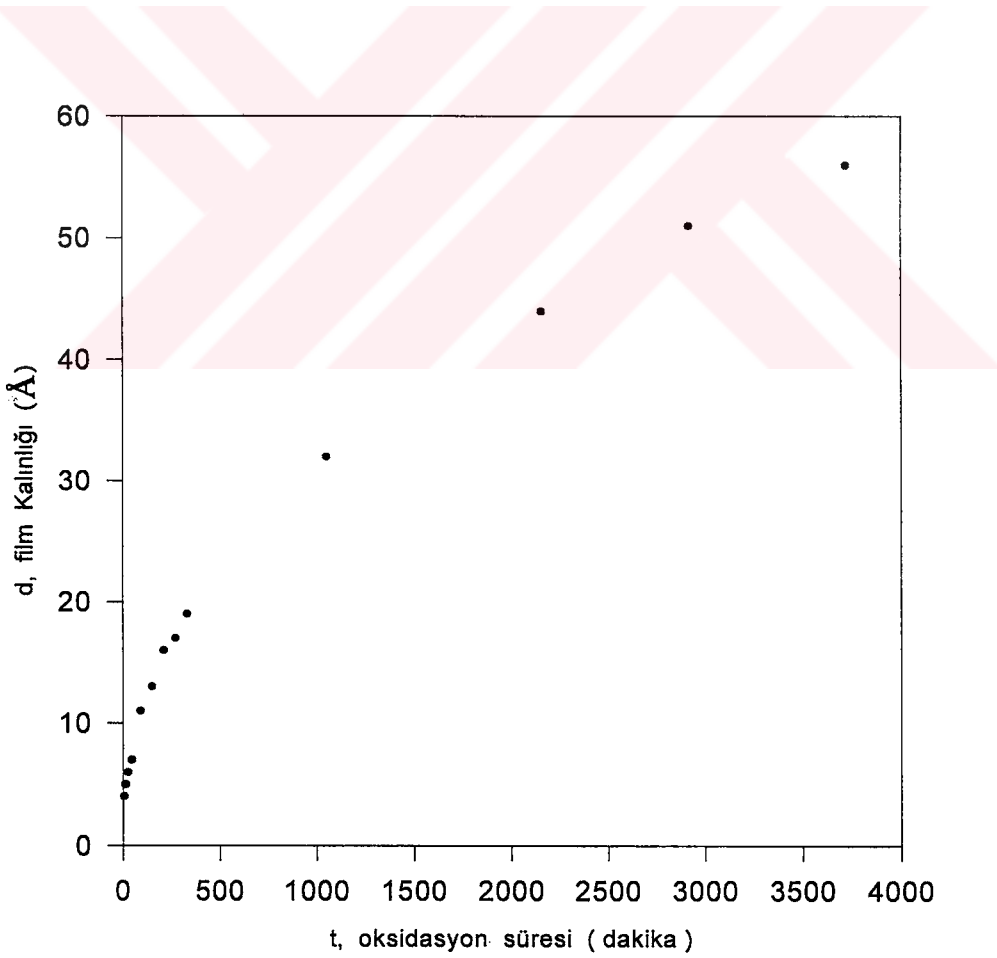
basınç ve sıcaklıklarda farklı oksidasyon mekanizmaları etkin olur. Arayüzey reaksiyonu ve hacim difüzyonu oksidasyon mekanizmasını belirleyen önemli iki faktördür. Eğer oksidasyon işleminde arayüzey reaksiyonu daha baskın olursa lineer bir büyüme yasası, hacim difüzyonu daha baskın olursa parabolik bir büyüme yasası tanımlanabileceği belirtilmiştir (Rauh and Wißmann., 1993). Şekil 4.2 ' den görüldüğü gibi, atmosfer basıncındaki havada 80°C, 100°C ve 125°C de bakırın oksidasyon hızı parabolik bir davranış sergilemektedir. Bu davranış atmosfer basıncında alçak sıcaklıklarda bakırın

Çizelge 4.2: Atmosfer basıncındaki havada 100°C de oksitlendirilen opak Cu filminin elipsometrik parametrelerinin oksidasyon süresiyle değişimi ve oluşan Cu₂O ince yüzey filminin hesaplanan kalınlıkları.

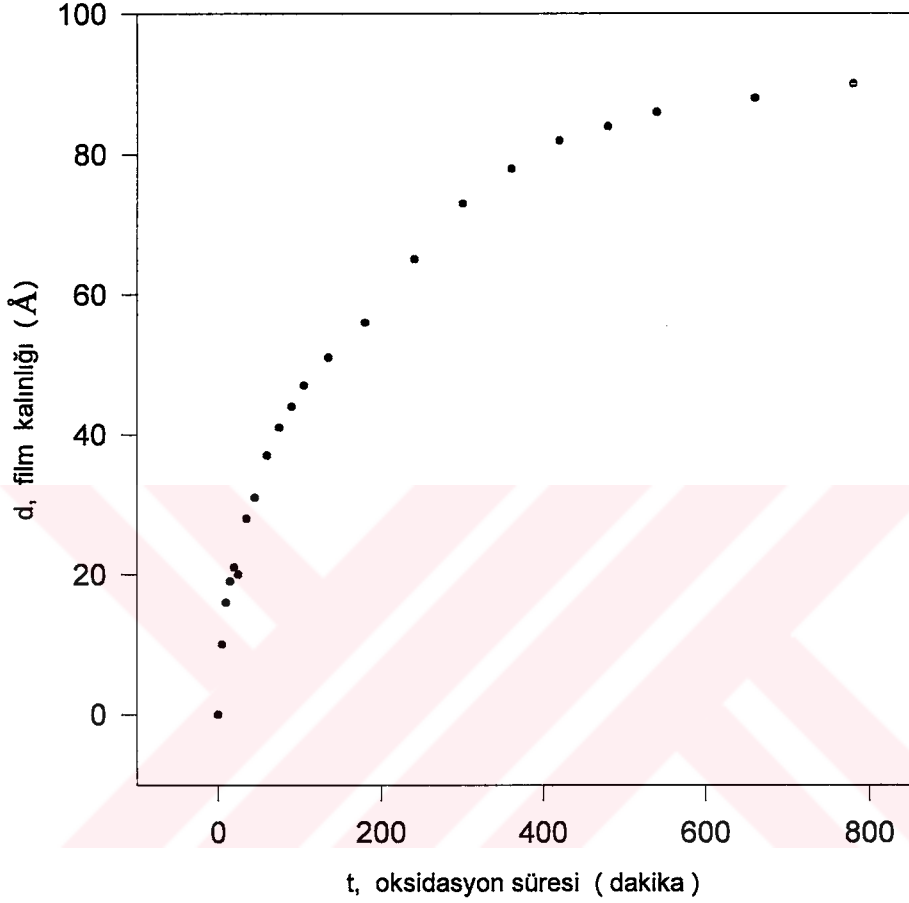
Oksidasyon süresi (dakika)	$\Delta (^\circ)$	$\Psi (^\circ)$	d (Å)
0	104,36	43,45	0,00
5	99,34	42,90	10,00
10	97,28	42,72	16,00
15	96,26	42,72	19,00
20	95,50	42,73	21,00
25	95,67	42,71	20,00
35	92,96	42,76	28,00
45	91,92	42,71	31,00
60	89,79	42,94	37,00
75	88,07	42,98	41,00
90	87,04	43,05	44,00
105	86,03	43,00	47,00
135	84,56	43,09	51,00
180	82,76	43,06	56,00
240	79,69	43,15	65,00
300	77,00	43,19	73,00
360	75,49	43,16	78,00
420	74,31	43,13	82,00
480	73,62	42,86	84,00
540	73,02	43,00	86,00
660	72,46	43,07	88,00
780	71,97	43,30	90,00

Çizelge 4.3: Atmosfer basıncındaki havada 125°C de oksitlendirilen opak Cu filminin elipsometrik parametrelerinin oksidasyon süresiyle değişimi ve oluşan Cu₂O ince yüzey filminin hesaplanan kalınlıkları.

Oksidasyon süresi (dakika)	Δ (°)	Ψ (°)	d (Å)
0	102,76	43,22	0,00
5	94,04	42,47	25,00
10	89,37	42,48	38,00
17	85,20	42,77	49,00
25	82,26	42,90	58,00
35	79,59	43,06	66,00
45	76,88	44,67	74,00
60	73,12	43,44	86,00
75	71,26	43,66	93,00
90	70,27	43,87	96,00
105	69,10	44,08	101,00



Şekil 4.2(a).Atmosfer basıncındaki havada 80°C de oksitlendirilen opak Cu taşıyıcının yüzeyinde büyüyen oksit filmin kalınlığının oksidasyon süresi ile değişimi.

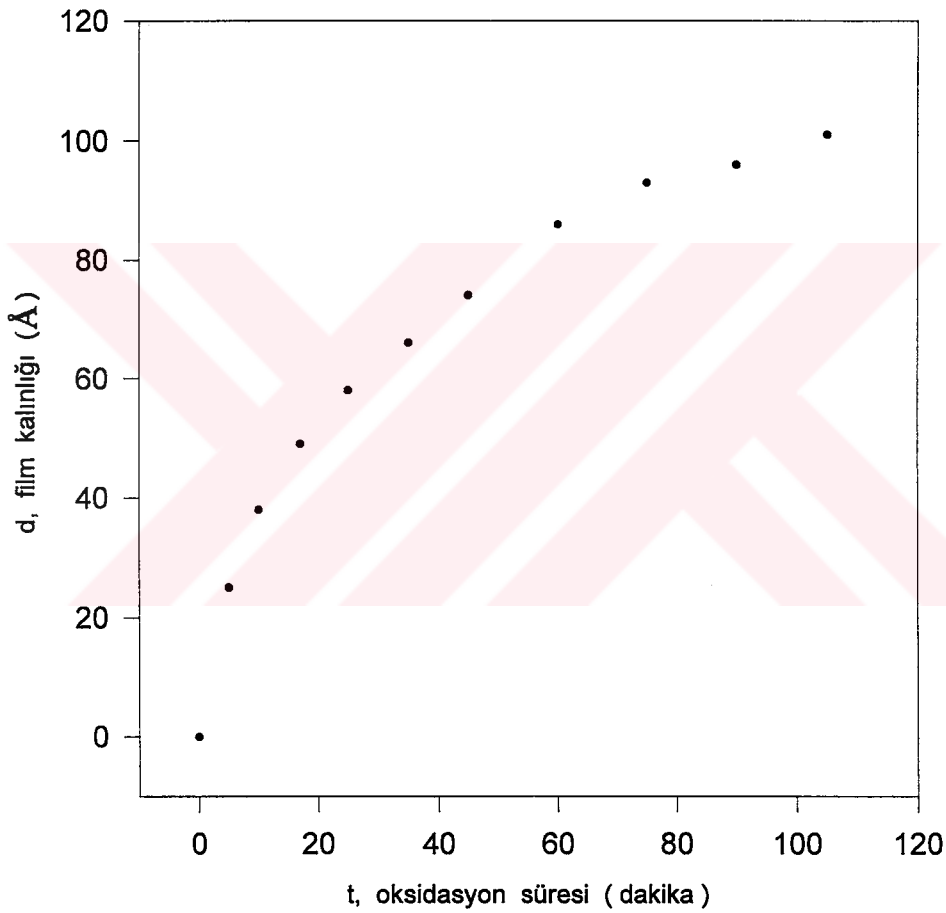


Şekil 4.2(b). Atmosfer basıncındaki havada 100°C de oksitlendirilen opak Cu taşıyıcının yüzeyinde büyüyen oksit filmin kalınlığının oksidasyon süresi ile değişimi.

oksidasyon işleminde hacim difüzyonunun etkin olduğunu ortaya koyar. Buna göre difüzyon kontrollü bir işlemle bakır yüzeyinde büyüyen oksit filmi için

$$d^n = kt$$

şeklinde ifade edilen parabolik büyüme yasası kullanılabilir(Santucci and Picozzi,1984). Burada t oksidasyon süresi, d oksit filmin kalınlığı ve k bir sabittir. Şekil 4.2(a), (b) ve (c) eğrilerini en iyi sağlayan $d^n = k t$ fonksiyonu için n değerleri sırasıyla 2,36; 2,25 ve 2,19 'dur.



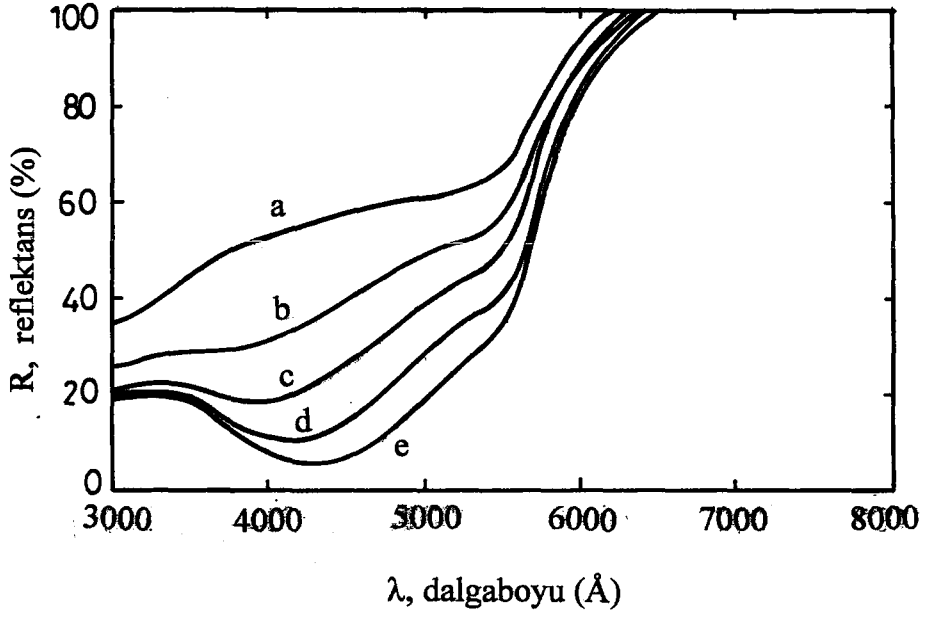
Şekil 4.2(c).Atmosfer basıncındaki havada 125°C de oksitlendirilen opak Cu taşıyıcının yüzeyinde büyüyen oksit filmin kalınlığının oksidasyon süresi ile değişimi.

Ayrıca, filmlerin yapısı da oksidasyon kinetiğini belirleyen önemli bir faktördür. Modellerin çoğu homojen ve pürüzsüz film kabulüne dayanır. Fakat yüzey pürüzlülüğü tabakalı modellerin uygulanabilirliğini sınırlar. Tanecik

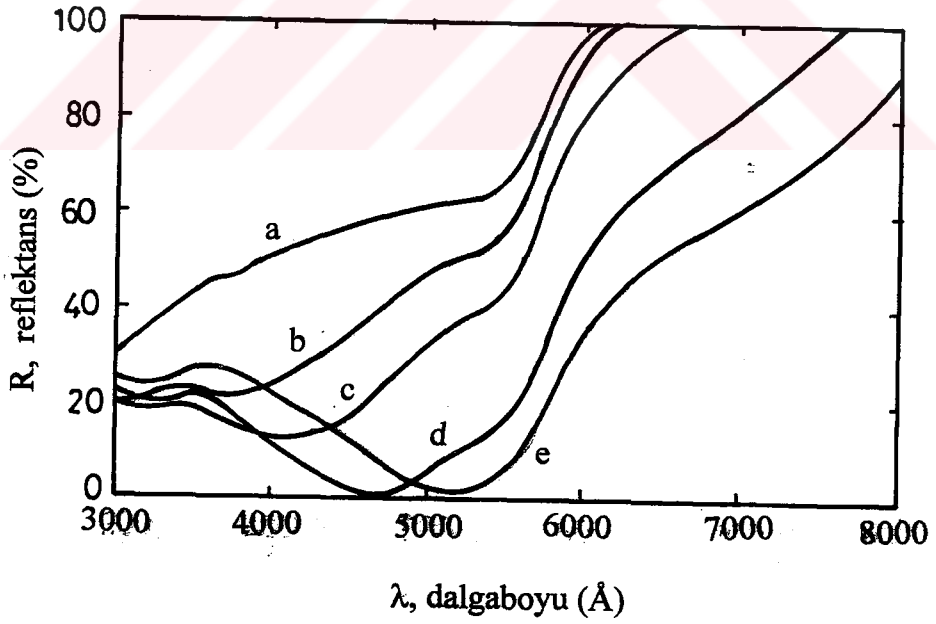
sınırları, örgü kusurları ya da gözenekler gibi filmin kusurlu olan bölgeleri aktivasyon enerjisini şiddetli bir şekilde azaltarak oksijen için kolay difüzyon yolları oluşturur. Sonuç olarak yüzeyin hazırlanması, oksit filmin morfolojisi ve yönelimi, metal ve gaz içerisindeki safsızlıklar, oksidasyon sırasındaki sıcaklık dalgalanmaları, filmde örneğin geometrisinden ileri gelen baskılar ve tahmin edilebilecek diğer bütün faktörler Cu atomlarının oksit film içine difüzyon hızını ve dolayısıyla da oksit kompozisyonunun belirlenmesinde rol oynar (Rauh and Wißmann, 1993).

Şekil 4.2(a), (b) ve (c) ' deki eğriler karşılaştırılırsa, 125°C deki oksit büyümesinin 100°C ve 80°C dekinden, benzer şekilde 100°C deki oksit büyümesinin de 80°C dekinden daha hızlı olduğu görülür. Bu karşılaştırmadan atmosfer basıncında oksit büyümesinin sıcaklığa bağlı olduğu ve sıcaklığın oksit büyüme hızını arttırdığı sonucuna varılır..

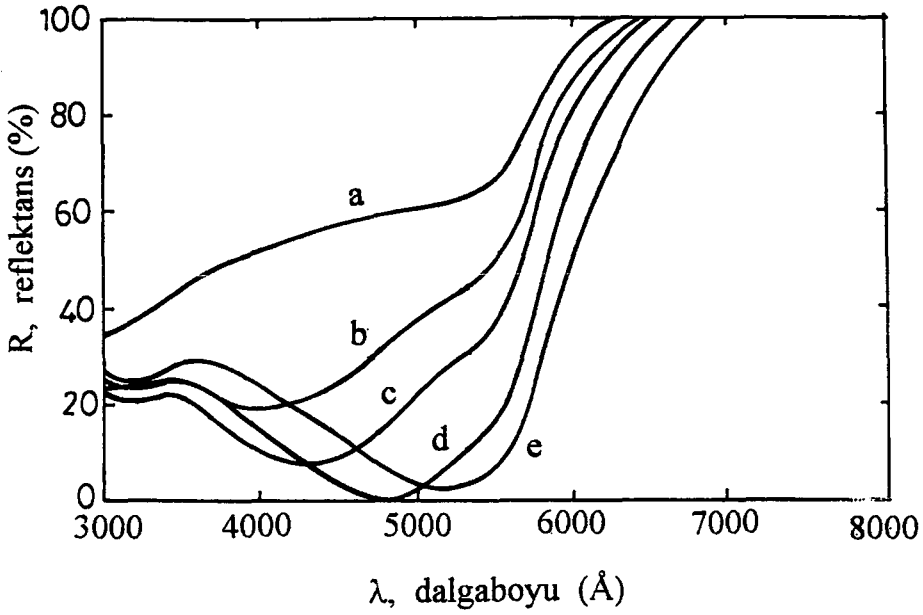
Şekil 4.3, 4.4 ve 4.5 ' de sırasıyla atmosfer basıncındaki havada 80°C, 100°C ve 125°C de oksitlendirilen opak Cu filmlerin belirli birkaç ısıtma periyodu için 3000 - 8000 Å dalgaboyu aralığında spektrofotometre ile ölçülen reflektans spektrumları gösterilmiştir. İlk ısıtma periyodundan itibaren reflektans spektrumlarında gözlenen minimum, dış ortam - Cu₂O ve Cu₂O - Cu arayüzeylerinden yansıyan ışınların bozucu girişimlerinden kaynaklanır (Roos et al., 1983). Gözlenen bu minimumun gerçekten bir girişim minimumu olduğu, oksidasyon süresi uzadıkça bunun uzun dalgaboylarına doğru kaymasıyla da desteklenir. Oksidasyon süresinin uzamasıyla oksit filmin optik kalınlığı artacağından yansıyan demetler arasında bozucu girişimin sağlandığı dalgaboyu daha büyük değerlere kayar. Oksidasyon süresi boyunca oksit filmin kompleks kırılma indisi sabit kabul edildiği ($\tilde{n}_1 = 3,89 - i0,106$) göz önünde tutulursa,



Şekil 4.3. Atmosfer basıncındaki havada 80°C de oksitlendirilen Cu filmin reflektans spektrumlarının oksidasyon süresiyle değişimi. [a] Cu film, [b] 330 dakika, [c] 1050 dakika, [d] 2155 dakika ve [e] 3720 dakika.



Şekil 4.4. Atmosfer basıncındaki havada 100°C de oksitlendirilen Cu filmin reflektans spektrumlarının oksidasyon süresiyle değişimi. [a] Cu film, [b] 135 dakika, [c] 240 dakika, [d] 540 dakika ve [e] 780 dakika.



Şekil 4.5. Atmosfer basıncındaki havada 125°C de oksitlendirilen Cu filmin reflektans spektrumlarının oksidasyon süresiyle değişimi. [a] Cu film, [b] 10 dakika, [c] 25 dakika, [d] 60 dakika ve [e] 105 dakika.

filmin optik kalınlığındaki artış filmin kırılma indisinden ziyade kalınlığından kaynaklanır. Karşılaştırma sonucunda, şekil 4.5 ' de gösterilen reflektans spektrumlarındaki minimumun yeri şekil 4.4 ve şekil 4.3 ' dekilere göre, benzer olarak şekil 4.4 ' deki reflektans minimumlarının yeri de şekil 4.3 ' dekilere göre daha hızlı bir şekilde uzun dalgaboylarına doğru kaydığı görülür. Reflektans spektrumlarında gözlenen bu değişim oksit büyüme hızının oksidasyon sıcaklığına bağlı olduğunun ve sıcaklığın oksit büyüme hızını arttırdığının ek bir kanıtıdır. Bu durumda elipsometrik ölçümlerle ve spektrofotometrik ölçümlerinin uyum içinde olduğu söylenebilir.

Sonuç olarak, atmosfer basıncındaki havada her biri farklı sıcaklıklarda çeşitli süreler oksitlendirilen opak Cu filmlerin yüzeyi üzerindeki oksit büyümesi Ψ ve Δ elipsometrik parametrelerinin, d hesaplanan oksit kalınlığının ve reflektans spektrumlarının oksidasyon süresiyle değişimlerine bakılarak takip edilebilir.

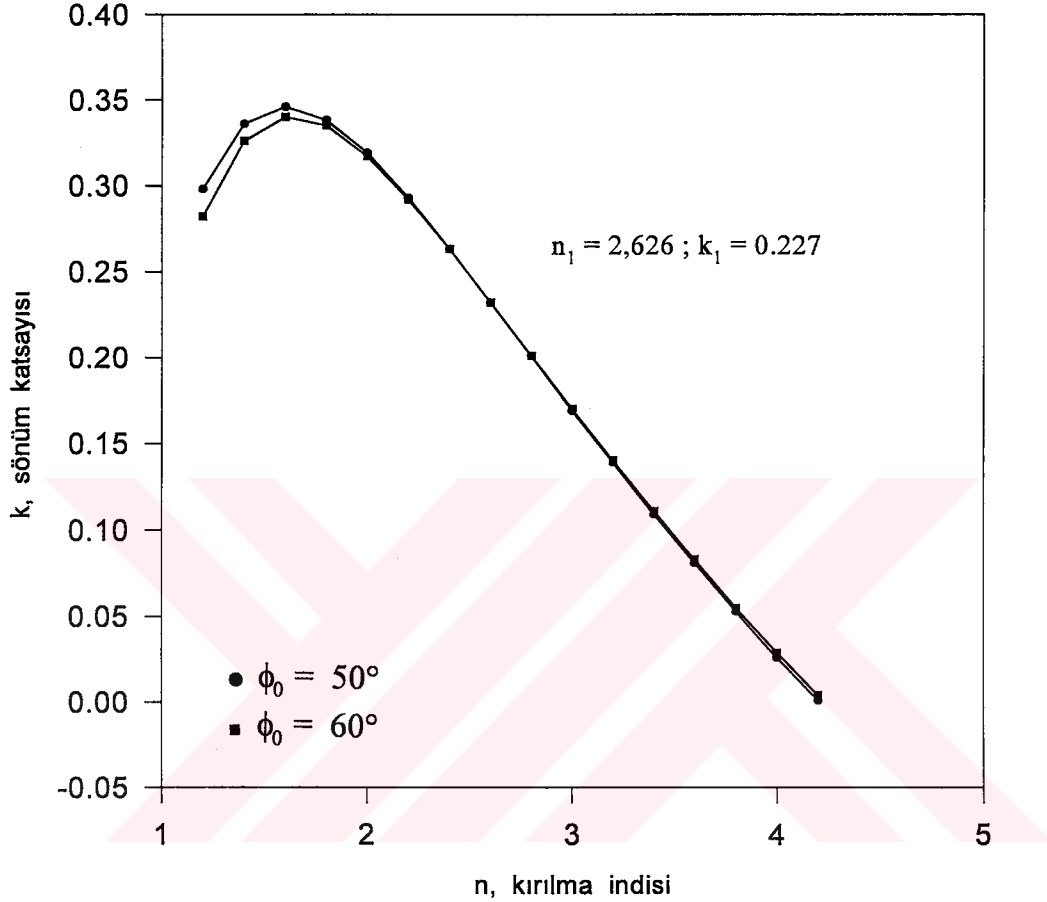
4.2. Cu Yüzeyleri Üzerinde Isısal Oksidasyonla Büyütülen Cu₂O İnce Filmlerinin Optiksel Karakterizasyonu

Vakumda ısısal buharlaştırma yöntemiyle elde edilen yaklaşık 5000 Å kalınlığındaki opak Cu filmler vakum odasından çıkarıldıktan hemen sonra atmosfer basıncındaki havada 125°C de 60, 120, 150, 180, 210 ve 240 dakika boyunca oksitlenmeye bırakıldı. Oksidasyon süresi sonunda Cu taşıyıcı yüzeyinde büyüyen oksit filmin kalınlığı Malin and Vedam, (1976) tarafından geliştirilen ve bölüm 3.2.3 ' de detaylı olarak anlatılan sayısal inversiyon yöntemiyle belirlendi. Bu yöntem belirli bir dalgaboyunda ve örnek yüzeyinin aynı noktasında iki farklı gelme açısında ölçülen elipsometrik parametreleri kullanır. Bu amaçla ilk olarak Hg - ark lambasından özel filtreyle seçilen 5461 Å dalgaboylu ışık kullanılarak örnek yüzeyinin aynı noktasında 50° ve 60° gelme açılarında elipsometrik ölçüm yapıldı. Farklı iki gelme açısında ölçülen elipsometrik parametreleri veren n kırılma indisi değerlerinin belirli bir bölgesi için k sönüm katsayısına ve d film kalınlığına ait çözümler tespit edildi. Daha sonra her iki gelme açısı için $n - k$ düzleminde n' e karşı k çözümlerinin eğrisi çizildi. Homojen, izotropik ortamlar için n ve k değerleri gelme açısından bağımsız olup, iki farklı gelme açısına ait çözümler n_1 ve k_1 film değerlerinde kesişir. Son olarak, filmin belirlenen bu optik sabitleri kullanılarak film kalınlığı hesaplandı. Tüm hesaplamalar LGP9 elipsometri bilgisayar programıyla yapıldı. Hesaplamalarda opak Cu taşıyıcının optik sabitleri için yüzey filmi içermeyen yaklaşık 5000 Å kalınlığındaki Cu filmin belirtilen dalgaboyunda 70° gelme açısında elipsometrik ölçümü yapılarak, (2.61) bağıntısından hesaplanan $\bar{n}_s = 0,835 - i2,556$ değeri kullanıldı. Çizelge 4.4 ' de atmosfer basıncındaki havada 60 dakika oksitlendirilen Cu filmin 50° ve 60° gelme açılarında ölçülen Ψ ve Δ elipsometrik parametreleri ile bunlara karşılık gelen n , k ve d çözümleri verilmiştir. Şekil 4.6 ' da ise çizelge 4.4 ' de verilen değerler

kullanılarak çizilen $n - k$ çözüm eğrileri gösterilmiştir. Her iki gelme açısına ait çözüm eğrileri yüzey filmin optik sabitleri olan $n_1 = 2,626$ ve $k_1 = 0,227$ değerlerinde kesişir. İki çözüm eğrisi arasındaki alan eğrilerin üzerinde bulunduğu bölgenin toplam alanından çok daha küçük olduğundan çözüm eğrilerinin kesim noktalarını görmek kolay değildir. Bu nedenle sıfır eksenine açık bir kesişim gösteren ve “fark eğrisi” olarak adlandırılan iki çözüm eğrisinin farkı alınır. Fark eğrisinin n' e karşı grafiği çizilirse, eğrinin n eksenine kesiştiği nokta filmin n_1 kırılma indisi olarak alınır. Benzer şekilde, fark eğrisinin k değerlerine karşı grafiği çizilirse, eğrinin k eksenine kestiği nokta ise filmin k_1 sönüm katsayısı olarak alınır. Böylece iki farklı gelme açısına ait $n - k$ çözüm eğrilerinin kesim noktası belirlenmiş olur. Pratikte ‘fark eğrileri’ ne gereksinim duyulmaz. İki eğrinin kesim noktaları bilgisayar programıyla otomatik olarak bulunur (Urban III, 1988). Şekil 4.6 ' da gösterilen iki çözüm eğrisinin kesim noktası olan $n_1 = 2,626$ ve $k_1 = 0,227$ değerleri filmin optik sabitleri olarak alınırsa, film kalınlığı (3.62) bağıntısından 158 \AA olarak bulunur.

Çizelge 4.4: Atmosfer basıncındaki havada 60 dakika oksitlendirilen Cu filminin 5461 \AA dalga boylu ışık için 50° ve 60° gelme açılarında ölçülen elipsometrik parametreleri ile bunlara karşılık hesaplanan n , k ve d çözümleri

n' nin kabul edilen değerleri	$\phi = 50^\circ$		$\phi = 60^\circ$	
	$\Delta = 118,61^\circ$	$\Psi = 38,60^\circ$	$\Delta = 91,55^\circ$	$\Psi = 38,07^\circ$
	k	$d (\text{\AA})$	k	$d (\text{\AA})$
1,20	0,298	742	0,282	750
1,40	0,336	515	0,326	516
1,60	0,346	391	0,340	392
1,80	0,338	312	0,335	313
2,00	0,319	257	0,317	258
2,20	0,293	217	0,292	217
2,40	0,263	185	0,263	186
2,60	0,232	161	0,232	161
2,80	0,201	141	0,201	141
3,00	0,169	125	0,170	125
3,20	0,139	111	0,140	111
3,40	0,109	100	0,111	100
3,60	0,081	90	0,083	90
3,80	0,053	82	0,055	82
4,00	0,026	74	0,029	74
4,20	0,001	68	0,004	68



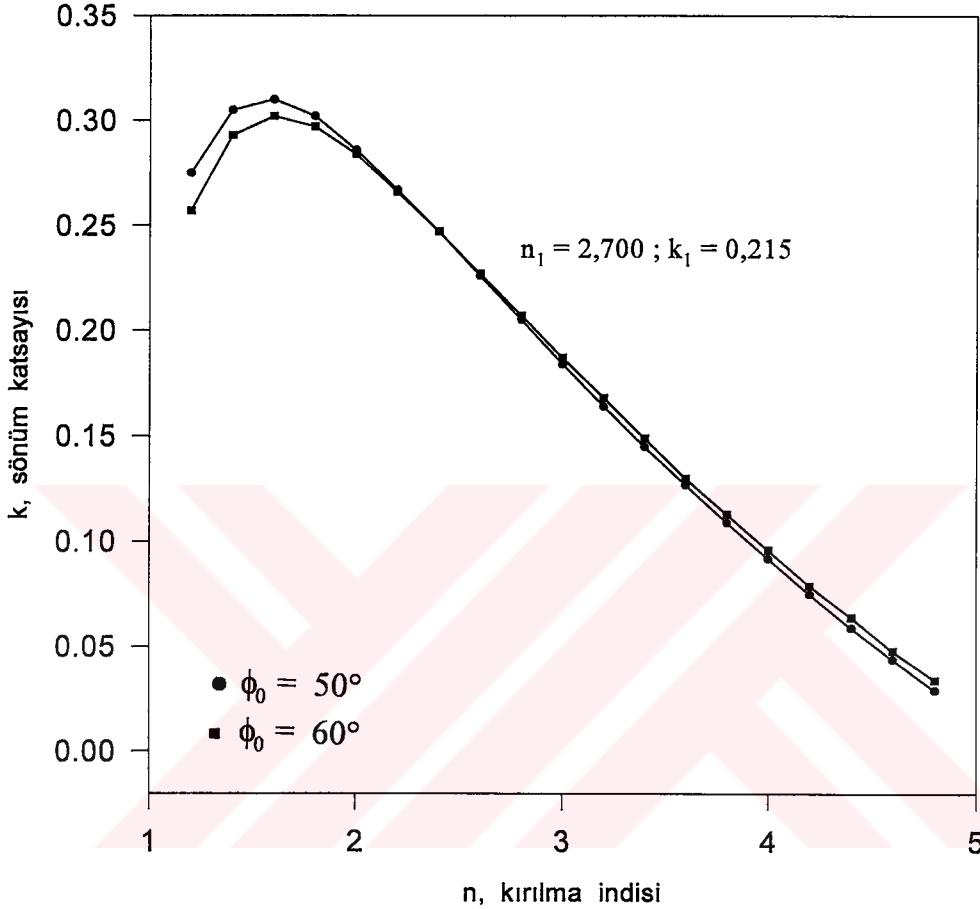
Şekil 4.6. Atmosfer basıncındaki havada 125°C de 60 dakika oksitlendirilen Cu taşıyıcı yüzeyinde büyüyen Cu_2O filmin 50° ve 60° gelme açılarında hesaplanan n - k çözüm eğrileri.

Çizelge 4.5 ' de atmosfer basıncındaki havada 125°C de 120 dakika oksitlendirilen Cu filmin 50° ve 60° gelme açılarında ölçülen elipsometrik parametreleri ile bunlara karşılık hesaplanan n, k ve d çözümleri verilmiştir. Şekil 4.7' de n değerlerine karşı farklı iki gelme açısına ait k değerlerinin değişimi gösterilmiştir. n - k düzleminde farklı iki gelme açısına ait çözüm

eğrileri filmin optik sabitleri olan $n_1 = 2,700$ ve $k_1 = 0,215$ değerlerinde kesişmektedir. Bu değerler kullanılarak hesaplanan film kalınlığı 240 \AA dur.

Çizelge 4.5: Atmosfer basıncındaki havada 125°C de 120 dakika oksitlendirilen Cu filmin 5461 \AA dalgaboylu ışık için 50° ve 60° gelme açılarında ölçülen elipsometrik parametreleri ile bunlara karşılık hesaplanan n , k ve d çözümleri.

n' nin kabül edilen değerleri	$\phi = 50^\circ$		$\phi = 60^\circ$	
	$\Delta = 89,71^\circ$ $\Psi = 55,96^\circ$		$\Delta = 61,87^\circ$ $\Psi = 53,97^\circ$	
	k	d (Å)	k	d (Å)
1,20	0,275	1175	0,257	1219
1,40	0,305	831	0,293	847
1,60	0,310	634	0,302	641
1,80	0,302	505	0,297	509
2,00	0,286	415	0,284	417
2,20	0,267	348	0,266	349
2,40	0,247	297	0,247	297
2,60	0,226	257	0,227	256
2,80	0,205	224	0,207	224
3,00	0,184	198	0,187	197
3,20	0,164	176	0,168	175
3,40	0,145	157	0,149	156
3,60	0,127	141	0,130	140
3,80	0,109	128	0,113	127
4,00	0,092	116	0,096	115
4,20	0,075	106	0,079	105
4,40	0,059	97	0,064	96
4,60	0,044	89	0,048	89
4,80	0,029	82	0,034	82



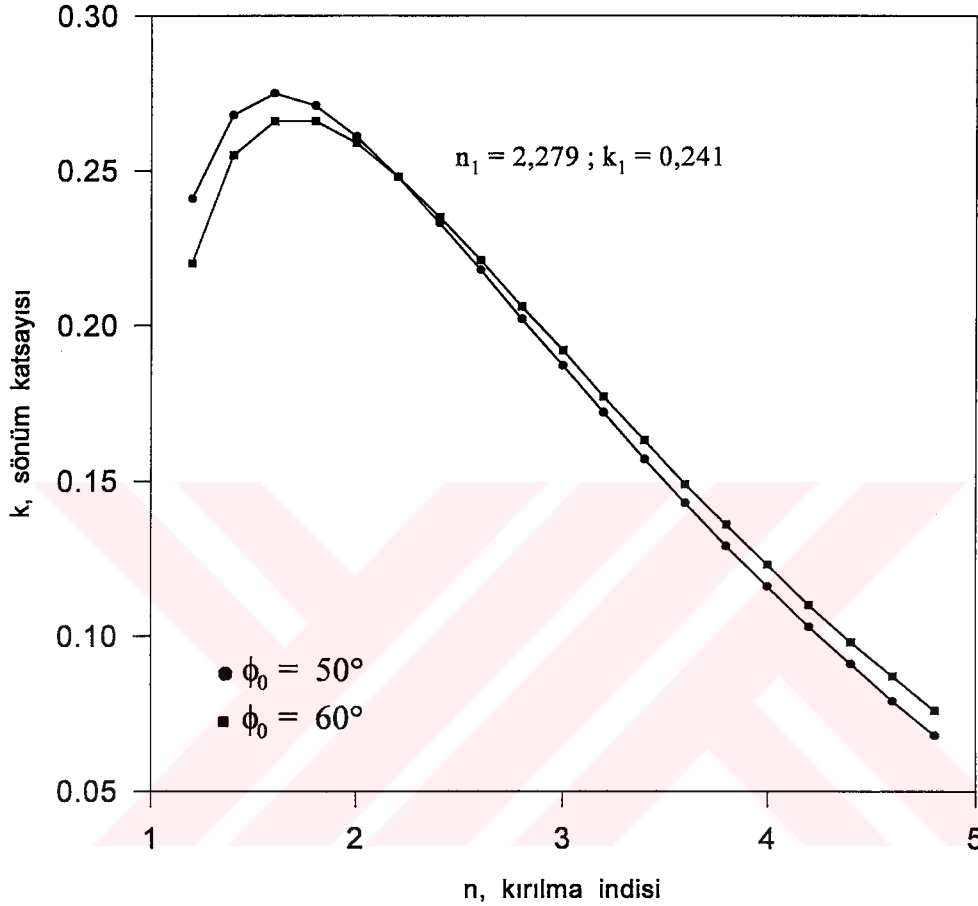
Şekil 4.7. Atmosfer basıncındaki havada 125°C de 120 dakika oksitlendirilen Cu taşıyıcı yüzeyinde büyüyen Cu_2O filmin 50° ve 60° gelme açılarında hesaplanan n - k çözüm eğrileri.

Çizelge 4.6 ' da atmosfer basıncındaki havada 125°C de 150 dakika oksitlendirilen Cu filmin 5461 Å dalgalı ışık için 50° ve 60° gelme açılarında ölçülen elipsometrik parametreleri ile bunlara karşılık hesaplanan n, k ve d çözümleri verilmiştir. Şekil 4.8 ' de çizelge.4.6 ' da verilen n kırılma indisi değerlerine karşı k sönüm katsayısı değerlerinin değişimi gösterilmiştir. n - k düzleminde farklı iki gelme açısına ait çözüm eğrileri $n_1 = 2,279$ ve

$k_1 = 0,241$ değerlerinde kesişir. Filmin optik sabitleri için bu değerler kullanılarak hesaplanan film kalınlığı 278 \AA 'dur.

Çizelge 4.6 : Atmosfer basıncındaki havada 125°C de 150 dakika oksitlendirilen Cu filmin 5461 \AA dalga boyu ışık için 50° ve 60° gelme açılarında ölçülen elipsometrik parametreleri ile bunlara karşılık hesaplanan n , k ve d çözümleri.

n' nin kabul edilen değerleri	$\phi = 50^\circ$		$\phi = 60^\circ$	
	$\Delta = 30,87^\circ$ $\Psi = 84,69^\circ$		$\Delta = 12,84^\circ$ $\Psi = 70,03^\circ$	
	k	d (Å)	k	d (Å)
1,20	0,241	1430	0,220	1502
1,40	0,268	993	0,255	1020
1,60	0,275	752	0,266	764
1,80	0,271	597	0,266	602
2,00	0,261	488	0,259	491
2,20	0,248	408	0,248	409
2,40	0,233	347	0,235	347
2,60	0,218	299	0,221	299
2,80	0,202	261	0,206	260
3,00	0,187	229	0,192	228
3,20	0,172	203	0,177	202
3,40	0,157	182	0,163	180
3,60	0,143	163	0,149	162
3,80	0,129	147	0,136	146
4,00	0,116	134	0,123	133
4,20	0,103	122	0,110	121
4,40	0,091	112	0,098	111
4,60	0,079	102	0,087	102
4,80	0,068	94	0,076	94

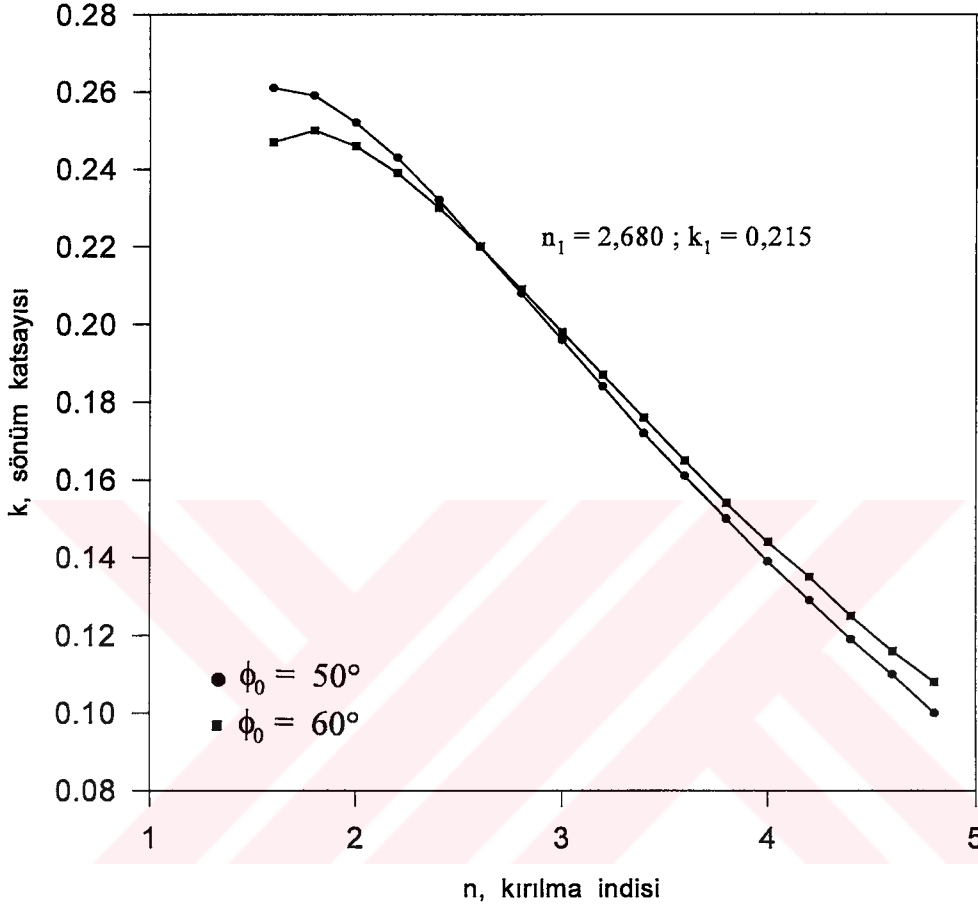


Şekil 4.8. Atmosfer basıncındaki havada 125°C de 150 dakika oksitlendirilen Cu taşıyıcı yüzeyinde büyüyen Cu₂O filmin 50° ve 60° gelme açılarında hesaplanan n - k çözüm eğrileri.

Çizelge 4.7 ' de atmosfer basıncında 125°C de 180 dakika oksitlendirilen Cu filmin 5461 Å dalgaboylu ışık için 50° ve 60° gelme açılarında ölçülen elipsometrik parametreleri ile bunlara karşılık hesaplanan n, k ve d çözümleri verilmiştir. Şekil 4.9 ' da çizelge 4.7 ' de verilen farklı iki gelme açısına ait n ve k değerleri grafik formunda gösterilmiştir. İki çözüm eğrisinin kesim noktası olan $n_1 = 2,680$ ve $k_1 = 0,215$ değerleri filmin optik sabitleridir. Bu değerler için hesaplanan film kalınlığı 319 Å' dur.

Çizelge 4.7 : Atmosfer basıncındaki havada 125°C de 180 dakika oksitlendirilen Cu filmin 5461 Å dalgaboylu ışık için 50° ve 60° gelme açılarında ölçülen elipsometrik parametreleri ile bunlara karşılık hesaplanan n, k ve d çözümleri.

n' nin kabül edilen değerleri	$\phi = 50^\circ$		$\phi = 60^\circ$	
	$\Delta = 260,35^\circ$		$\Delta = 304,31^\circ$	
	$\Psi = 67,01^\circ$		$\Psi = 64,47^\circ$	
	k	d (Å)	k	d (Å)
1,60	0,261	840	0,247	861
1,80	0,259	665	0,250	677
2,00	0,252	543	0,246	550
2,20	0,243	454	0,239	458
2,40	0,232	385	0,230	388
2,60	0,220	331	0,220	333
2,80	0,208	288	0,209	289
3,00	0,196	253	0,198	254
3,20	0,184	224	0,187	225
3,40	0,172	200	0,176	200
3,60	0,161	180	0,165	179
3,80	0,150	162	0,154	162
4,00	0,139	147	0,144	147
4,20	0,129	134	0,135	134
4,40	0,119	122	0,125	122
4,60	0,110	112	0,116	112
4,80	0,100	104	0,108	103



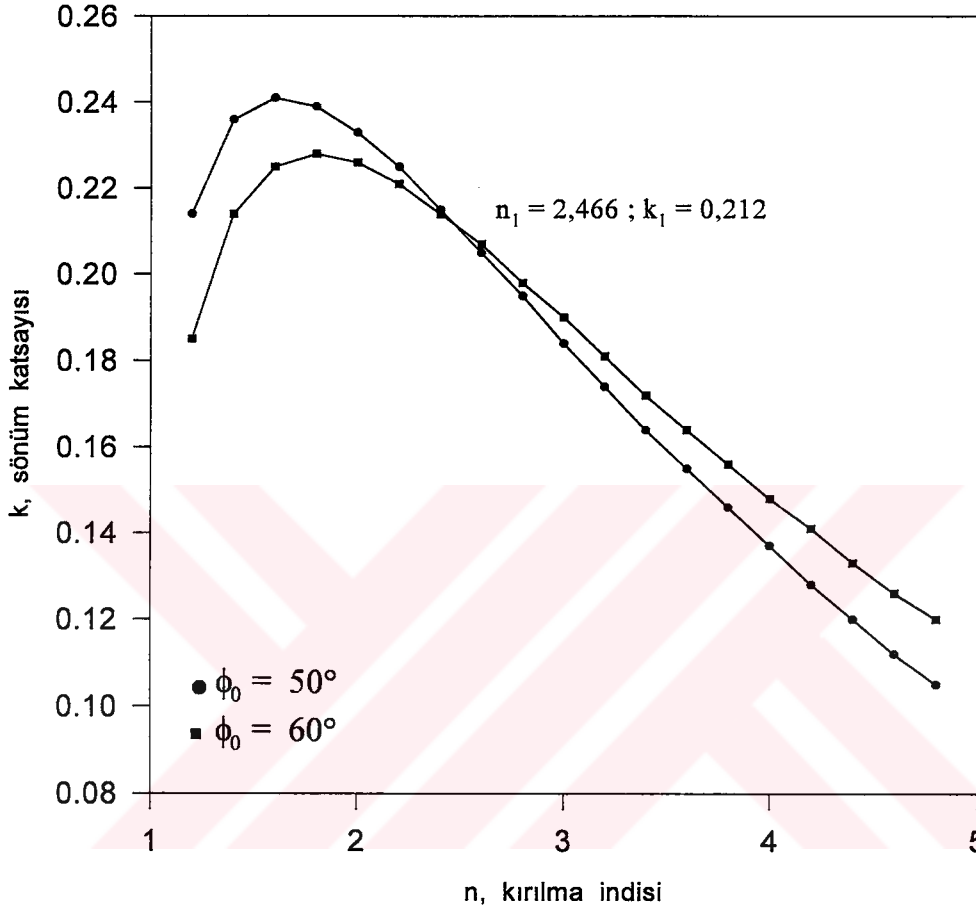
Şekil 4.9. Atmosfer basıncındaki havada 125°C de 180 dakika oksitlendirilen Cu taşıyıcı yüzeyinde büyüyen Cu_2O filmin 50° ve 60° gelme açılarında hesaplanan n - k çözüm eğrileri.

Çizelge 4.8 ' de atmosfer basıncındaki havada 125°C de 210 dakika oksitlendirilen Cu filmin 5461 Å dalgaboylu ışık için 50° ve 60° gelme açılarında ölçülen elipsometrik parametreleri ile bunlara karşılık hesaplanan n, k ve d çözümleri verilmiştir. Şekil 4.10 da ise çizelge 4.8 ' de verilen n değerlerine karşı farklı iki gelme açısına ait k değerlerinin değişimi gösterilmiştir. n - k düzleminde farklı iki gelme açısına ait çözüm eğrilerinin

kesim noktası olan $n_1 = 2,466$ ve $k_1 = 0,212$ değerleri filmin optik sabitleridir. Bu değerler kullanılarak hesaplanan film kalınlığı 356 \AA dur.

Çizelge 4.8: Atmosfer basıncındaki havada 125°C de 210 dakika oksitlendirilen Cu filmin 5461 \AA dalgaboylu ışık için 50° ve 60° gelme açılarında ölçülen elipsometrik parametreleri ile bunlara karşılık hesaplanan n , k ve d çözümleri.

n' nin kabul edilen değerleri	$\phi = 50^\circ$		$\phi = 60^\circ$	
	$\Delta = 237,41^\circ$ $\Psi = 48,26^\circ$		$\Delta = 270,30^\circ$ $\Psi = 49,09^\circ$	
	k	d (Å)	k	d (Å)
1,20	0,214	1782	0,185	1912
1,40	0,236	1246	0,214	1295
1,60	0,241	946	0,225	969
1,80	0,239	751	0,228	763
2,00	0,233	615	0,226	621
2,20	0,225	514	0,221	517
2,40	0,215	437	0,214	438
2,60	0,205	376	0,207	376
2,80	0,195	328	0,198	327
3,00	0,184	288	0,190	287
3,20	0,174	255	0,181	253
3,40	0,164	227	0,172	226
3,60	0,155	204	0,164	202
3,80	0,146	184	0,156	182
4,00	0,137	167	0,148	165
4,20	0,128	152	0,141	150
4,40	0,120	139	0,133	138
4,60	0,112	128	0,126	126
4,80	0,105	118	0,120	116



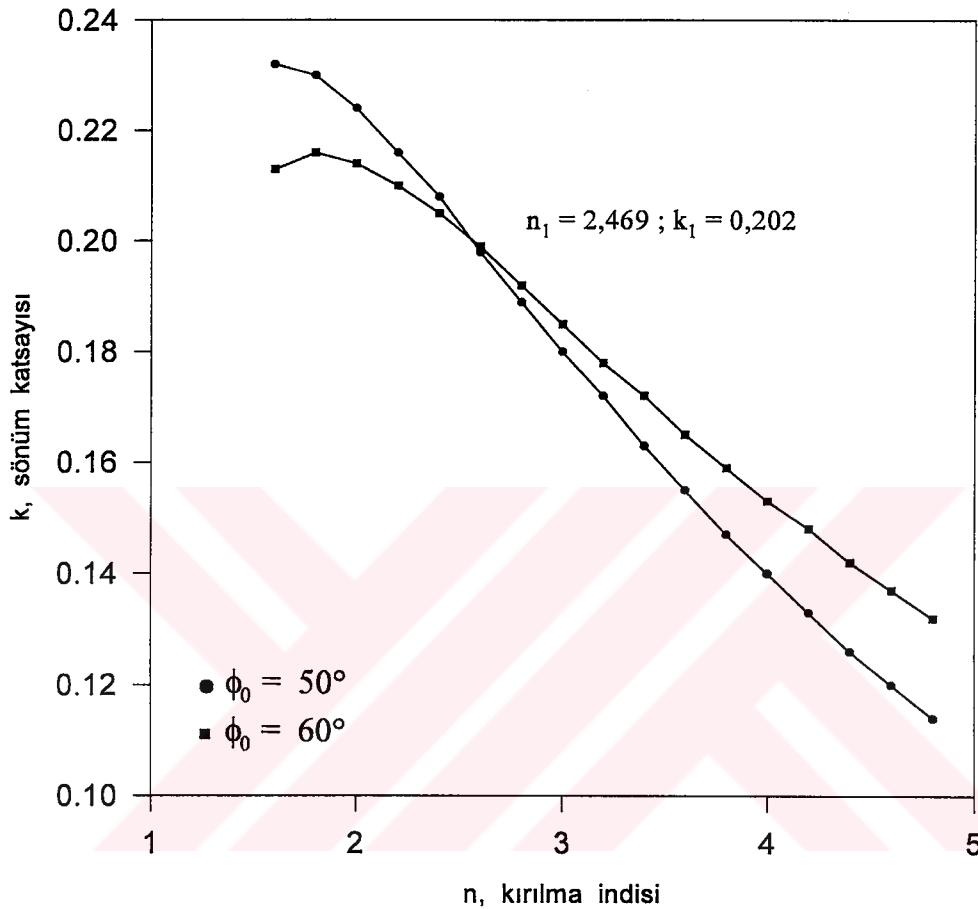
Şekil 4.10. Atmosfer basıncındaki havada 125°C de 210 dakika oksitlendirilen Cu taşıyıcı yüzeyinde büyüyen Cu₂O filmin 50° ve 60° gelme açılarında hesaplanan n - k çözüm eğrileri.

Çizelge.4.9 ' da atmosfer basıncındaki havada 125°C de 240 dakika oksitlendirilen Cu filmin 5461 Å dalgaboylu ışık için 50° ve 60° gelme açılarında ölçülen elipsometrik parametreleri ile bunlara karşılık hesaplanan n, k ve d çözümleri verilmiştir. Şekil 4.11 ' de ise çizelge 4.9 ' da verilen n değerlerine karşı farklı iki gelme açısına ait k değerlerinin değişimi gösterilmiştir. n- k düzleminde farklı iki gelme açısına ait çözüm eğrilerinin kesim noktası

filmin optik sabitleri olup, bu değerler $n_1 = 2,469$ ve $k_1 = 0,202$ ' dir. Bu değerlerle hesaplanan film kalınlığı 451 \AA ' dur.

Çizelge 4.9: Atmosfer basıncındaki havada 125°C de 240 dakika oksitlendirilen Cu filmin 5461 \AA dalgaboylu ışık için 50° ve 60° gelme açılarında ölçülen elipsometrik parametreleri ile bunlara karşılık hesaplanan n , k ve d çözümleri.

n' nin kabül edilen değerleri	$\phi = 50^\circ$		$\phi = 60^\circ$	
	$\Delta = 228,43^\circ$ $\Psi = 42,66^\circ$		$\Delta = 257,93^\circ$ $\Psi = 42,08^\circ$	
	k	d (Å)	k	d (Å)
1,60	0,232	1005	0,213	1034
1,80	0,230	803	0,216	819
2,00	0,224	660	0,214	669
2,20	0,216	554	0,210	559
2,40	0,208	473	0,205	474
2,60	0,198	408	0,199	408
2,80	0,189	356	0,192	355
3,00	0,180	313	0,185	312
3,20	0,172	278	0,178	276
3,40	0,163	248	0,172	246
3,60	0,155	223	0,165	221
3,80	0,147	201	0,159	199
4,00	0,140	183	0,153	181
4,20	0,133	167	0,148	165
4,40	0,126	153	0,142	151
4,60	0,120	140	0,137	138
4,80	0,114	129	0,132	127



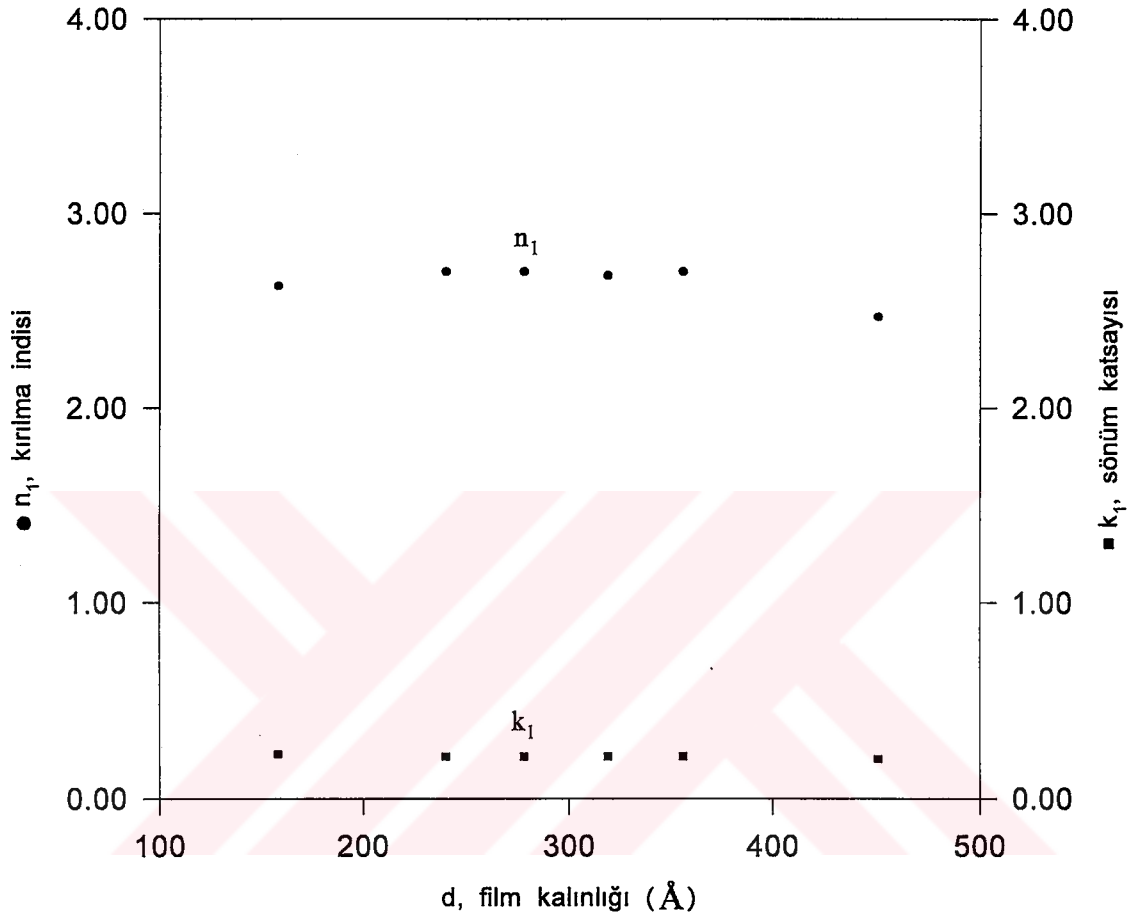
Şekil 4.11. Atmosfer basıncındaki havada 125°C de 240 dakika oksitlendirilen Cu taşıyıcı yüzeyinde büyüyen Cu_2O filmin 50° ve 60° gelme açılarında hesaplanan n - k çözüm eğrileri.

Şekil 4.6 ' dan şekil 4.11 'e kadar olan çözüm eğrileri karşılaştırıldığında, film kalınlığı artarken farklı iki gelme açısına ait çözüm eğrilerinin kesim noktasının daha belirgin olduğu görülmektedir. Bu sonuç küçük kalınlık değerlerinde yüzeyin ρ kompleks yansıtma katsayısının ve dolayısıyla da Δ elipsometrik parametresinin kalınlık değişimlerine daha az duyarlı olmalarına atfedilebilir (Manara et al.,1992; Camagni and Manara,1972).

125°C de havada ısısıl oksidasyonla büyütülen Cu₂O ince filmlerinin 5461 Å dalgaboyu için, çeşitli oksidasyon süreleri sonunda elipsometrik analizle belirlenen optik sabitleri ve kalınlıkları çizelge 4.10 ' da verilmiştir. Çizelgede verilen n₁ kırılma indisi ve k₁ sönüm katsayısı değerlerinin d film kalınlığıyla değişimleri şekil 4.12 ' de gösterilmiştir. Şekilden görüleceği gibi, oksit filminin n₁ kırılma indisi ve k₁ sönüm katsayısı film kalınlığı ile önemli bir değişim göstermemektedir. Film kalınlığına karşı optik sabitlerin bu davranışı belirtilen deneysel koşullarda oksidasyon süresiyle film kalınlığı artarken, oksit kompozisyonunda herhangi bir değişimin söz konusu olmadığını ortaya koyar. Bu sonuç bölüm 4.1 ' de oksit büyüme kinetiği incelenirken oksit filmin kompleks kırılma indisinin bütün oksidasyon süreleri için aynı alınmasını haklı kılar. Ayrıca bu sonuç, Cu₂O/Cu iki katmanlı film sisteminin reflektans spektrumlarında gözlenen girişim minimumunun yerinin uzun dalgaboylarına doğru kaymasının film kalınlığından ileri geldiği görüşünü de destekler.

Çizelge 4.10 Atmosfer basıncındaki havada 125°C de farklı sürelerde oksitlendirilen Cu taşıyıcı üzerinde büyütülen Cu₂O yüzey filmlerin optik sabitleri ve bunlara karşı hesaplanan film kalınlıkları : $\lambda = 5461 \text{ Å}$.

Oksidasyon süresi (dakika)	n	k	d (Å)
60	2.626	0.227	158
120	2.700	0.215	240
150	2.279	0.241	278
180	2.680	0.215	319
210	2.466	0.212	356
240	2.469	0.202	451



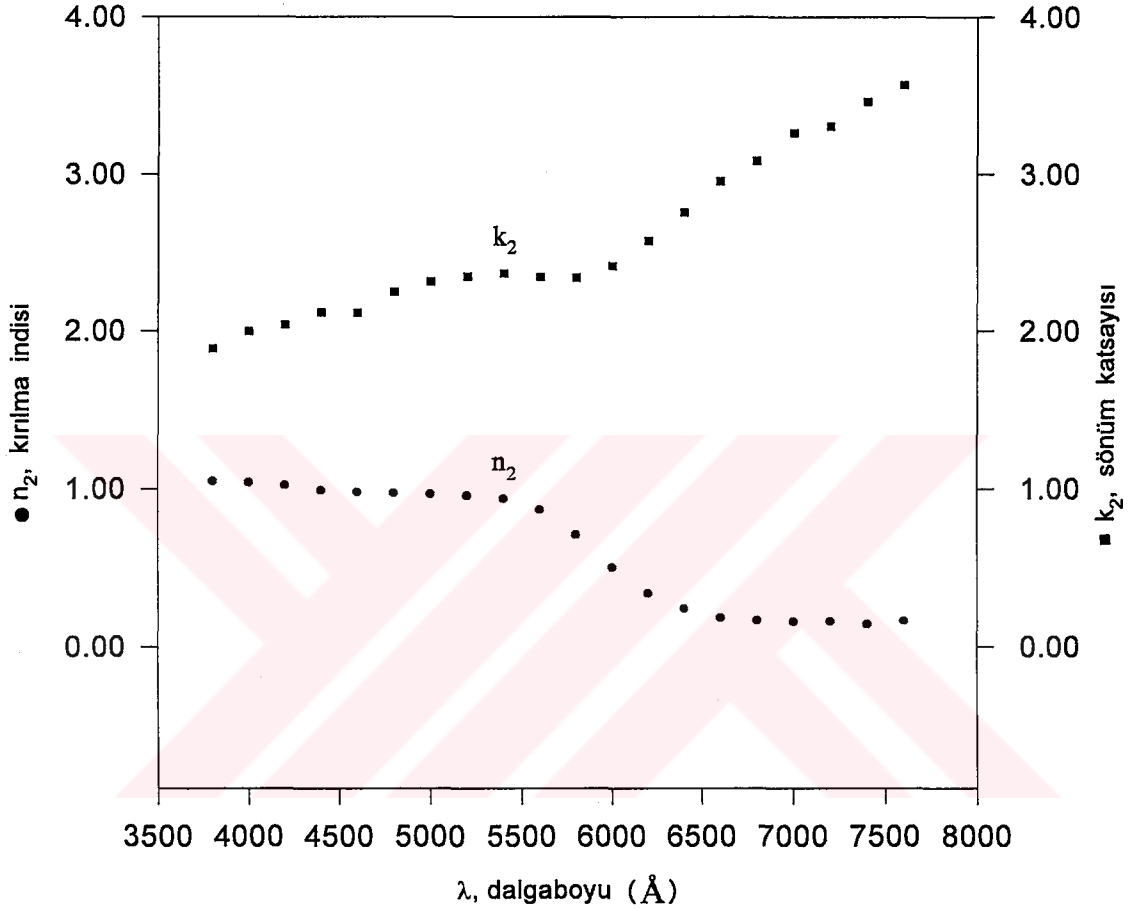
Şekil 4.12. Atmosfer basıncındaki havada 125°C de çeşitli süreler boyunca oksitlendirilen Cu taşıyıcılarının yüzeyinde büyüyen Cu₂O filmlerin n₁ ve k₁ optik sabitlerinin film kalınlığıyla değişimi : $\lambda = 5461 \text{ \AA}$.

Yukarıda kalınlıkları tayin edilen Cu₂O filmlerin görünür bölgenin diğer dalgalı boylarındaki optiksel karakterizasyonu için, öncelikle yüzey filmi içermeyen yaklaşık 5000 Å kalınlığındaki Cu taşıyıcının daha sonra da bu Cu taşıyıcının atmosfer basıncındaki havada 125°C de 210 dakika oksitlendirilmesiyle hazırlanan Cu₂O/Cu iki katmanlı film sisteminin 4000 - 7600 Å dalgalı boyu aralığında 70° gelme açısında elipsometrik ölçümleri yapıldı. Metalin asal gelme açısı yakınında yapılan elipsometrik ölçümlerin daha

duyarlı olacağı bilindiğinden, farklı dalgalıboylarındaki bütün ölçümler Cu taşıyıcının 71° 34' olan asal gelme açısına (Jenkins and White, 1957) yakın bir değer olan 70° lik gelme açısında yapıldı. Çizelge 4.11' de Cu taşıyıcının yapılan elipsometrik ölçümlerinin sonuçları kullanılarak (3.52) bağıntısından hesaplanan ψ ve Δ elipsometrik parametreleri ile bunlara karşı (2.61) bağıntısından hesaplanan n_2 ve k_2 optik sabitlerinin değerleri verilmiştir. Şekil 4.13' de de çizelge 4.11' de verilen n_2 ve k_2 değerlerinin dalgalıboyu ile değişimi gösterilmiştir. Bu değerler aynı bölgede Schulz' un (1954) ve Smith'in (1977) elde ettiği değerlerle iyi bir uyum gösterir. Cu taşıyıcının çizelge 4.11 ' de verilen n_2 ve k_2 değerleri, elipsometrik ölçümü yapılan $\text{Cu}_2\text{O}/\text{Cu}$ iki katmanlı film sisteminin içerdii Cu_2O yüzey filminin n_1 ve k_1 optik sabitlerinin belirlenmesinde kullanıldı.

Çizelge 4.11: 4000 - 7600 Å dalgalıboyu aralığında yaklaşık 5000 Å kalınlığındaki Cu filmin n_2 ve k_2 optik sabitlerinin değerleri: $\phi = 70^\circ$.

Dalgalıboyu (Å)	Δ (°)	Ψ (°)	n_2	k_2
4000	84,69	33,14	1,040	1,997
4200	85,55	33,47	1,023	2,039
4400	87,15	34,09	0,990	2,119
4600	88,38	34,39	0,980	2,118
4800	89,91	34,69	0,974	2,250
5000	91,24	34,96	0,967	2,315
5200	91,87	35,17	0,957	2,348
5400	92,15	35,42	0,937	2,368
5600	91,23	36,04	0,867	2,345
5800	90,30	37,61	0,710	2,340
6000	91,04	39,83	0,505	2,415
6200	93,79	41,68	0,340	2,575
6400	97,03	42,76	0,243	2,755
6600	100,48	43,40	0,185	2,952
6800	102,69	43,60	0,169	3,083
7000	105,54	43,74	0,161	3,261
7200	106,18	43,75	0,162	3,302
7400	108,52	43,95	0,144	3,459
7600	110,08	43,83	0,166	3,566



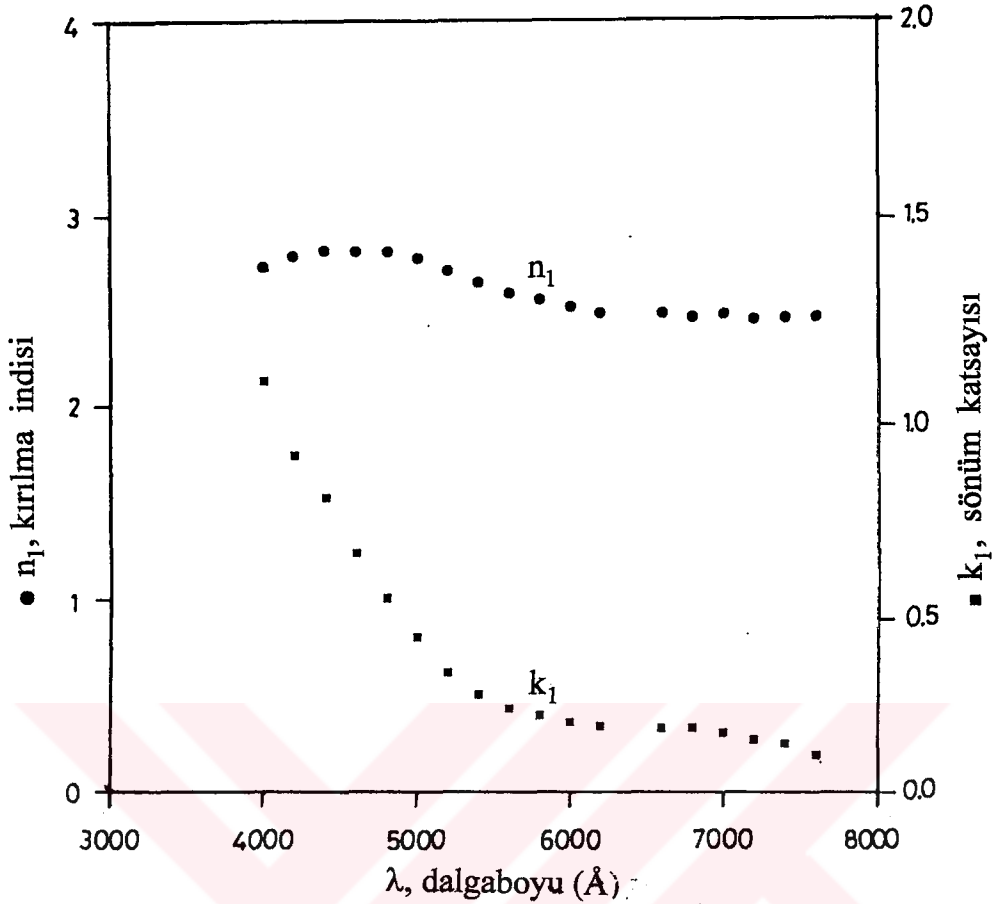
Şekil 4.13. Yaklaşık 5000 Å kalınlığındaki opak Cu filmin n_2 ve k_2 optik sabitlerinin görünür bölgede dalgaboyu ile değişimi.

Atmosfer basıncındaki havada 125°C ' de toplam 210 dakika oksitlendirilen Cu taşıyıcının yüzeyi üzerinde büyütülen Cu_2O yüzey filmin 4000 - 7600 Å bölgesindeki n_1 ve k_1 optik sabitleri Frank L. McCrackin (1969) tarafından FORTRAN dilinde yazılan elipsometri bilgisayar programıyla belirlendi. Bölüm 3.2.3 ' de anlatıldığı gibi, bu programa bir ilave yapıp, n ve

k optik sabitleri çözümü içeren bölgeleri içinde adım adım arttırılırken, Ψ ve Δ elipsometrik parametrelerinin hesaplanan ve ölçülen değerleri karşılaştırıldı. Karşılaştırma işlemi çözüm bölgeleri içinde her bir n, k çifti için Ψ ve Δ elipsometrik parametrelerinin hesaplanan ve ölçülen değerlerinin farkı alınarak yapıldı. Hem $\delta\Delta = |\Delta_{\text{hesap}} - \Delta_{\text{ölçü}}|$ farkının ve hem de $\delta\Psi = |\Psi_{\text{hesap}} - \Psi_{\text{ölçü}}|$ farkının en küçük olduğu n, k değer çifti ölçümün yapıldığı dalgaboyu için filmin n_1 ve k_1 optik sabitleri olarak seçildi. Bu seçim için bütün dalgaboylarında hesaplanan ve ölçülen elipsometrik parametrelerinin mutlak değer farkının $0,02^\circ$ olduğu görüldü. Cu_2O filminin, belirtilen elipsometrik analizle (3.52) bağıntısından hesaplanan Ψ , Δ elipsometrik parametreleri ile bunlara karşılık hesaplanan optik sabitleri çizelge 4.12 'de verilmiştir. Optik sabitlerin spektral davranışları ise şekil 4.14' de gösterilmiştir. Şekil 4.14' de kırılma indisinde gözlenen zayıf maksimum

Çizelge 4.12: $\text{Cu}_2\text{O}/\text{Cu}$ iki katmanlı film sisteminin 4000 - 7600 Å bölgesinde ölçülen ψ ve Δ elipsometrik parametrikleri ile bunlara karşı Cu_2O yüzey filmin hesaplanan n_1 ve k_1 optik sabitleri : $\phi = 70^\circ$ ve $d = 356 \text{ Å}$.

Dalgaboyu (Å)	Δ (°)	Ψ (°)	n	k
4000	133,08	9,29	2,730	1,067
4200	169,07	7,23	2,790	0,874
4400	203,56	7,89	2,820	0,765
4600	235,70	10,76	2,810	0,621
4800	255,73	15,45	2,810	0,504
5000	270,34	21,42	2,770	0,403
5200	280,49	27,23	2,710	0,311
5400	288,49	33,16	2,650	0,254
5600	293,24	39,31	2,590	0,217
5800	293,96	46,50	2,550	0,199
6000	290,07	56,39	2,510	0,181
6200	283,26	70,34	2,480	0,171
6400	—	—	—	—
6600	98,05	80,44	2,480	0,166
6800	84,39	67,41	2,460	0,167
7000	81,33	59,23	2,470	0,154
7200	78,54	53,83	2,450	0,135
7400	76,09	50,53	2,460	0,125
7600	74,33	48,23	2,460	0,095



Şekil 4.14. Cu_2O yüzey filmin n_1 ve k_1 optik sabitlerinin dalgaboyu ile değişimi $\phi = 70^\circ$ ve $d = 356 \text{ \AA}$.

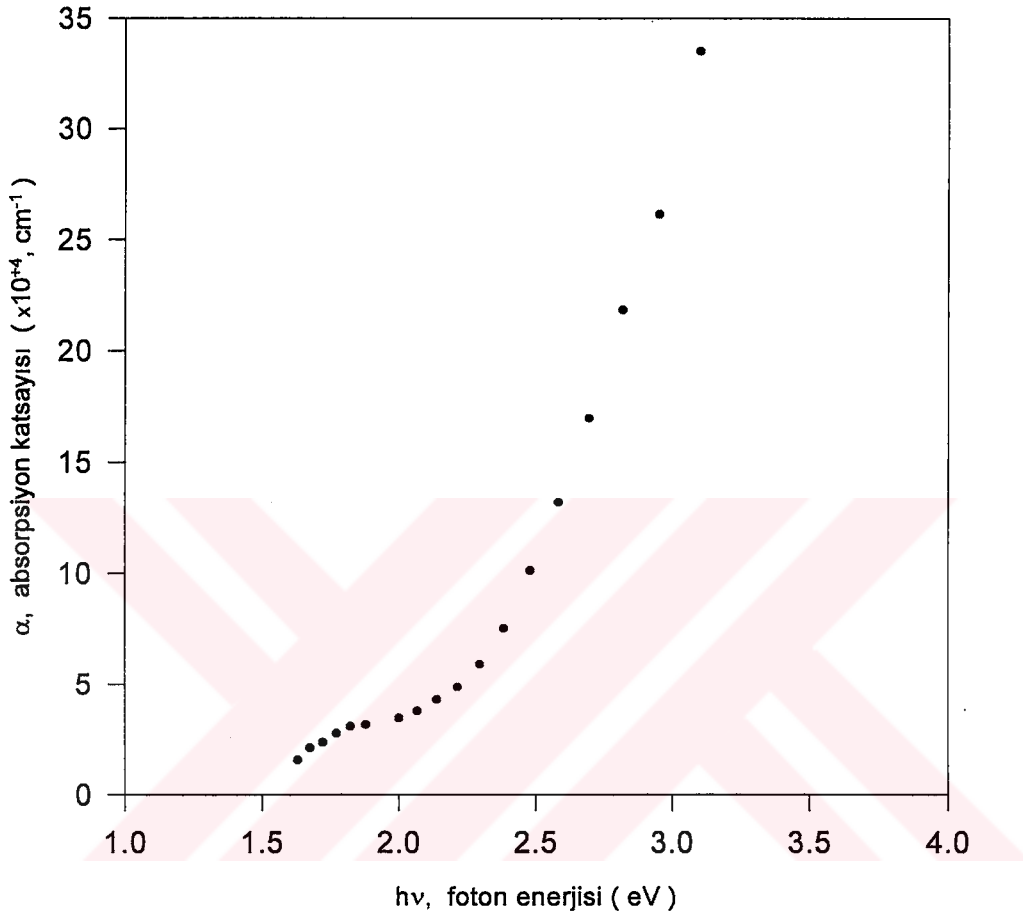
Cu_2O filmin seçici absorpsiyonu ile ilgilidir (Özer and Tepehan,1993). Cu_2O filmin k_1 sönüm katsayısının dalgaboyu ile değişimi ise uzun dalgaboyu bölgesinde yavaş, 5500 Å dalgaboyundan daha kısa dalgaboyu bölgesinde ise oldukça hızlıdır. Spektrumun görünür bölgesinde optik sabitlerin bu davranışı birçok çalışmada Cu_2O filmlerin R reflektans ve T transmittans ölçümlerinden belirlenen n_1 ve k_1 optik sabitlerinin davranışıyla iyi bir uyum gösterir (Karlsson et al.,1982; Özer and Tepehan,1993; Drobny and Pulfrey,1979).

Bölüm 2.5 ' de belirtildiği gibi sönüm katsayısının dalgaboyuna, dolayısıyla da foton enerjisine bağlılığı Cu_2O filmlerin yasak band aralığının belirlenmesinde kullanılabilir. Bu amaçla Cu_2O filmin k_1 sönüm katsayısının

çizelge 4.12 ' de verilen değerleri $\alpha = 4\pi k_1/\lambda$ bağıntısında yerine yazılarak, belirtilen spektral aralıkta α absorpsiyon katsayısının değerleri hesaplandı. α absorpsiyon katsayısının hesaplanan değerleri çizelge 4.13 ' de verilmiştir. Şekil 4.15 ' de ise α absorpsiyon katsayısının $h\nu$ foton enerjisiyle değişimi

Çizelge 4.13: Atmosfer basıncındaki havada 125°C de 210 dakika oksitlendirilen Cu taşıyıcının yüzeyi üzerinde büyüyen Cu₂O filminin α absorpsiyon katsayısının görünür bölgedeki değerleri.

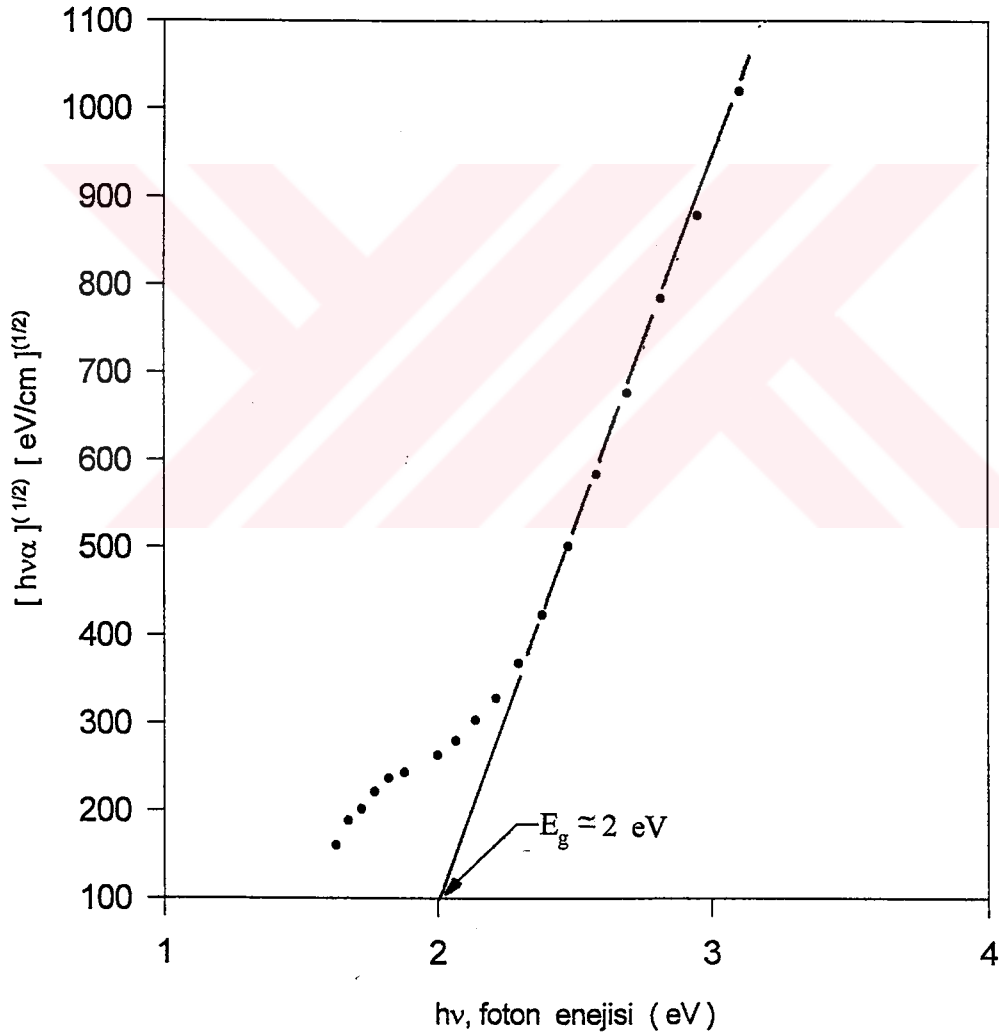
h ν foton enerjisi (eV)	λ , dalgaboyu (Å)	α absorpsiyon katsayısı (x10 ⁺⁴ , cm ⁻¹)
1,631	7600	1,57
1,675	7400	2,12
1,722	7200	2,36
1,771	7000	2,77
1,823	6800	3,09
1,879	6600	3,16
1,937	6400	----
2,000	6200	3,47
2,066	6000	3,79
2,138	5800	4,31
2,214	5600	4,87
2,296	5400	5,91
2,384	5200	7,52
2,480	5000	10,13
2,583	4800	13,20
2,695	4600	16,97
2,818	4400	21,85
2,952	4200	26,15
3,100	4000	33,52



Şekil 4.15. Cu₂O filmin α absorpsiyon katsayısının $h\nu$ foton enerjisiyle değişimi.

gösterilmiştir. Şekil 4.15 ' de, yaklaşık 2 eV dan daha büyük foton enerjileri için Cu₂O filmin α absorpsiyon katsayısının oldukça büyük ($\alpha \sim 10^4 \text{ cm}^{-1}$) olduğu görülmektedir. Bu karakteristik özellik, birçok çalışmada da (Rakhshani,1986; Drobny and Pulfrey, 1979; Joseph and Pradeep,1994). belirtildiği gibi, görünür bölgede Cu₂O' in ince film formunun güneş ışığının seçici absorpsiyonu için kullanılmasının uygun olduğunu ortaya koyar. Atmosfer basıncındaki havada 125°C de 210 dakika oksitlendirilen Cu taşıyıcının

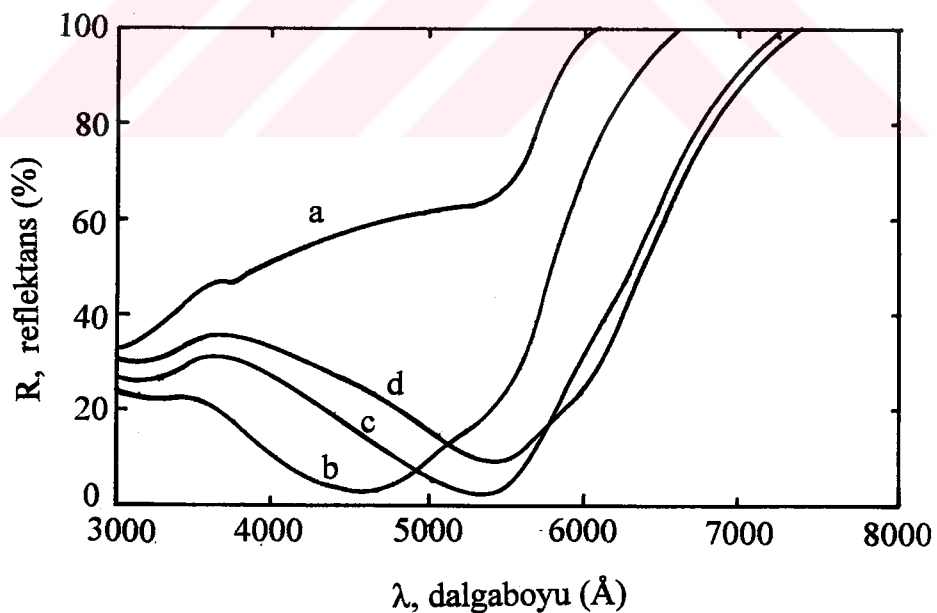
yüzeyi üzerinde büyüyen Cu_2O in yasak band genişliğinin belirlenmesinde bölüm 2.5 'de anlatılan yöntem kullanıldı. α absorpsiyon katsayısının çizelge 4.13 ' de verilen değerleri (2.88) bağıntısında kullanılarak, γ nın 1/2, 3/2 ve 2 değerleri için $h\nu$ foton enerjisine karşı $(h\nu\alpha)^{(1/\gamma)}$ nin değerleri hesaplandı ve eğrisi çizildi. Şekil 4.16 ' da γ nın 2 değeri için çizilen en iyi



Şekil 4.16. Cu_2O film için $[h\nu\alpha]^{(1/2)}$ nin $h\nu$ ile değişimi.

lineerliğe sahip eğri gösterilmiştir. Bu eğrinin lineer kısmı Cu_2O film için yaklaşık 2 eV değerinde bir yasak band aralığı verir. Bu değer literatürde tek kristal Cu_2O ' in yasak band aralığı değeri için verilen 2,05 eV değeriyle uyusmaktadır (Drobny and pulfrey,1979; Rakhshani, 1986; Özer and Tepehan,1993). Hem optik sabitlerinin spektral davranışları ve hem de bu optik verilere dayanarak belirlenen yasak band aralığı değeri, atmosfer basıncındaki havada 125°C de kısmen oksitlendirilen Cu taşıyıcının yüzeyi üzerinde büyüyen oksit tabakasının Cu_2O olduğunu kabul etmemizi destekler.

Şekil 4.17 ' de $\text{Cu}_2\text{O}/\text{Cu}$ iki katmanlı film sisteminin 3000 - 8000 Å dalgaboyu aralığında spektrofotometre ile ölçülen reflektans spektrumlarına oksit film kalınlığının etkisi gösterilmiştir. Şekil 4.17 ' den görüldüğü gibi, oksit film kalınlığı artarken, bölüm 4.1' de bir girişim minimumu olduğu belirtilen reflektans minimumu uzun dalgaboylarına doğru kaymaktadır.



Şekil 4.17. $\text{Cu}_2\text{O}/\text{Cu}$ iki katmanlı film sisteminin reflektans spektrumlarının Cu_2O yüzey filmin kalınlığıyla değişimi: [a] Cu film, [b] 158 Å, [c] 240 Å ve [d] 319 Å.

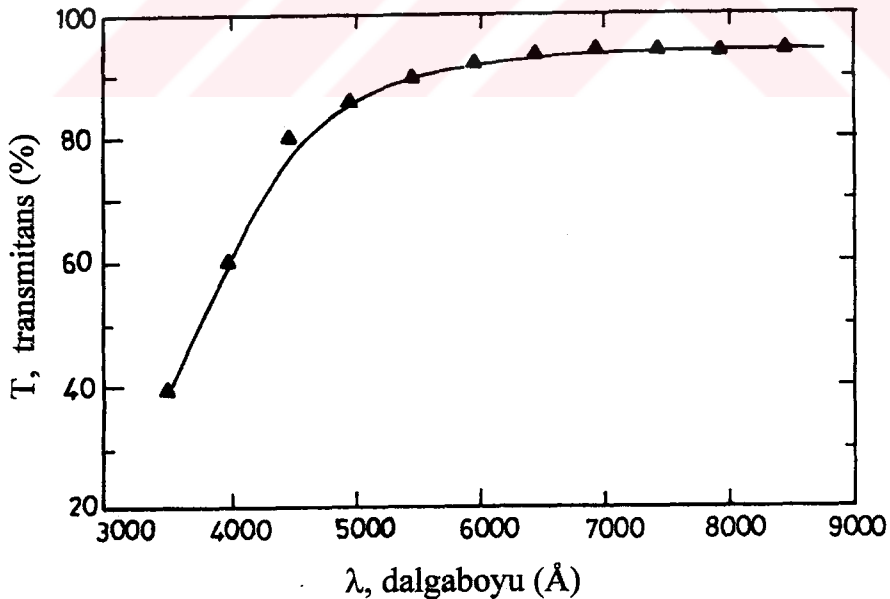
Reflektansın minimum değeri dalgaboyunun fonksiyonu olarak bir minimumdan geçer ve reflektans 5000 Å dalgaboyu civarında sadece % bir kaç olan en küçük değerine sahip olur. Cu₂O/Cu iki katmanlı film sisteminin reflektans spektrumlarının bu davranışı (Roos et al., 1983) tarafından da ortaya konulmuştur. Bu durumda 5000 Å dalgaboyu civarında atmosfer basıncındaki havada 125°C' de Cu filmin oksitlendirilmesiyle elde edilen Cu₂O/Cu iki katmanlı film sistemine yansıtma kaplama gözüyle bakılabilir. Bu sonuç pratikte güneş pili uygulamaları için son derece önemlidir (Roos et al.,1983).

4. 3. Au Yüzeyleri Üzerinde Isısal Oksidasyonla Büyütülen Cu₂O İnce Filmlerinin Optik Özellikleri

Bakırın ısısal oksidasyonu ile büyütülen Cu₂O ince yüzey filmlerinin elipsometrik analizle belirlenen optik sabitlerine ve film kalınlığına Cu - Cu₂O arayüzeyindeki hacim difüzyonu ve arayüzey pürüzlülüğünün etkisi söz konusu olabilir. Elipsometrik ölçümlere dayanan hesaplamalar arayüzeylerin pürüzsüz, düzlemsel yüzeyler olduğu kabul edilerek yapılır. Cu₂O ince yüzey filmlerinin elipsometrik yöntemle yapılacak optiksel karakterizasyonunda söz konusu olabilecek bu etkinin varlığını anlamak için, Cu₂O filminin yine ısısal oksidasyonla, fakat bir soy metal olan Au yüzeyi üzerinde büyütülmesi öngörüldü. Bu amaçla cam taşıyıcılar üzerinde vakumda buharlaştırma yöntemiyle yaklaşık 3000 Å kalınlığında opak Au filmler hazırlandı. Daha sonra bu Au filmler oksidasyonu kontrol etmek amacıyla kullanılacak temizlenmiş birer cam taşıyıcı ile birlikte ince Cu filmleriyle kaplandı. Elde edilen Cu/Au iki katmanlı film sistemleri, üstteki Cu film tamamen Cu₂O ' e dönüşüncüye kadar cam üzerindeki kontrol filmiyle birlikte atmosfer basıncındaki havada 125°C de oksitlendirildi. Oksidasyonun ilerlemesi ve tamamlanması, Au üzerindeki Cu filmle birlikte cam taşıyıcı üzerinde de elde edilen aynı kalınlıktaki Cu kontrol

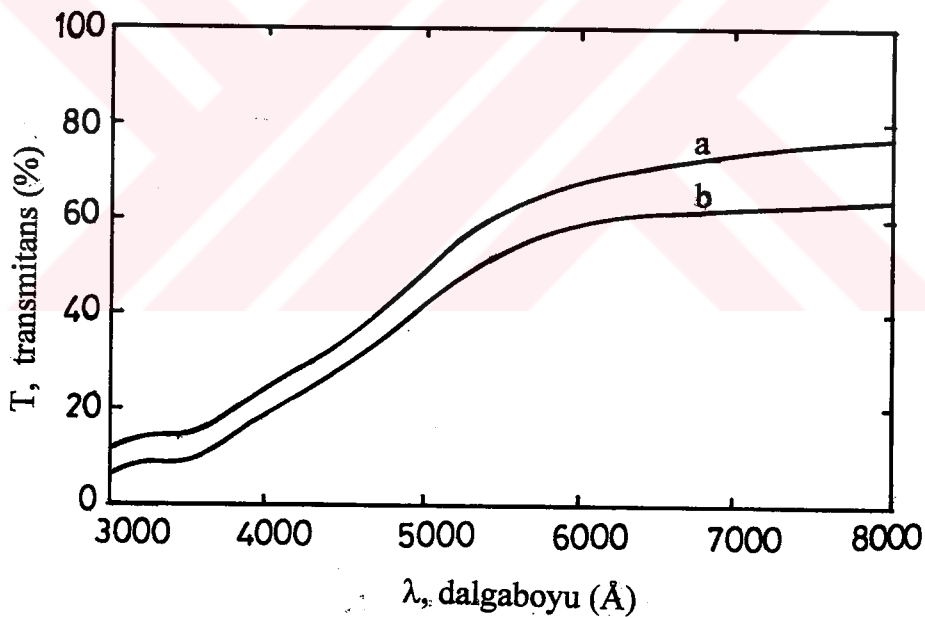
filmle birlikte cam taşıyıcı üzerinde de elde edilen aynı kalınlıktaki Cu kontrol filminin optik transmisyon ölçümleri vasıtasıyla izlendi. Bu amaçla oksitlendirme işlemine çeşitli süreler sonunda ara verilerek, kontrol filminin görünür bölgedeki optik transmisyonu ölçüldü. Oksitlendirme işlemine kontrol filminin transmisyon spektrumu Cu_2O ' in karakteristik transmisyon spektrumuna dönüşüncüye kadar devam edildi. Bu spektrumun elde edildiği durumda kontrol filmiyle birlikte oksitlendirilen Cu/Au filminin $\text{Cu}_2\text{O}/\text{Au}$ filmine dönüştüğü kabul edilerek, oksitlendirme işlemine son verildi.

Cu_2O ince filmlerinin karakteristik özelliği, şekil 4.18 ' de gösterildiği gibi (Rai,1987), band - arası geçişlerin başladığı yaklaşık 5500 Å dan daha kısa dalgalıboylarına doğru gidildikçe yüksek absorpsiyon göstermesi ve dolayısıyla transmisyonun hızla azalması, uzun dalgalıboylarında ise geçirgen olmasıdır.



Şekil 4.18. Cu_2O filmin karakteristik transmisyon spektrumu [ref. 16' da şekil1(a)▲].

Bu yöntemle elde edilen ve farklı kalınlıkta Cu (buharlaştırılan kütleler 14.5 mg ve 19.2 mg) başlangıç filmi içeren iki $\text{Cu}_2\text{O}/\text{Au}$ örneğe ait kontrol filmlerinin 3000 - 8000 Å spektral aralıkta ölçülen transmisyon spektrumları şekil 4.19' da gösterilmiştir. Oksidasyon tamamlanma süreleri [a] örneği için 150 dakika, [b] örneği için 240 dakikadır. Bu spektrumların şekil 4.18' de gösterilen transmisyon spektrumu ile karşılaştırılması bunların Cu_2O ' in karakteristik özelliklerine sahip olduklarını gösterir. Bu durumda, belirtilen kontrol örneklerine karşı gelen Cu/Au iki katmanlı film sistemlerinin de $\text{Cu}_2\text{O}/\text{Au}$ iki katmanlı film sistemine dönüştüklerini kabul edebiliriz. Ancak bu kabulün desteklenmesi elde edilen bu film sistemlerinin optiksel karakterizasyonu yapılarak gösterilebilir.



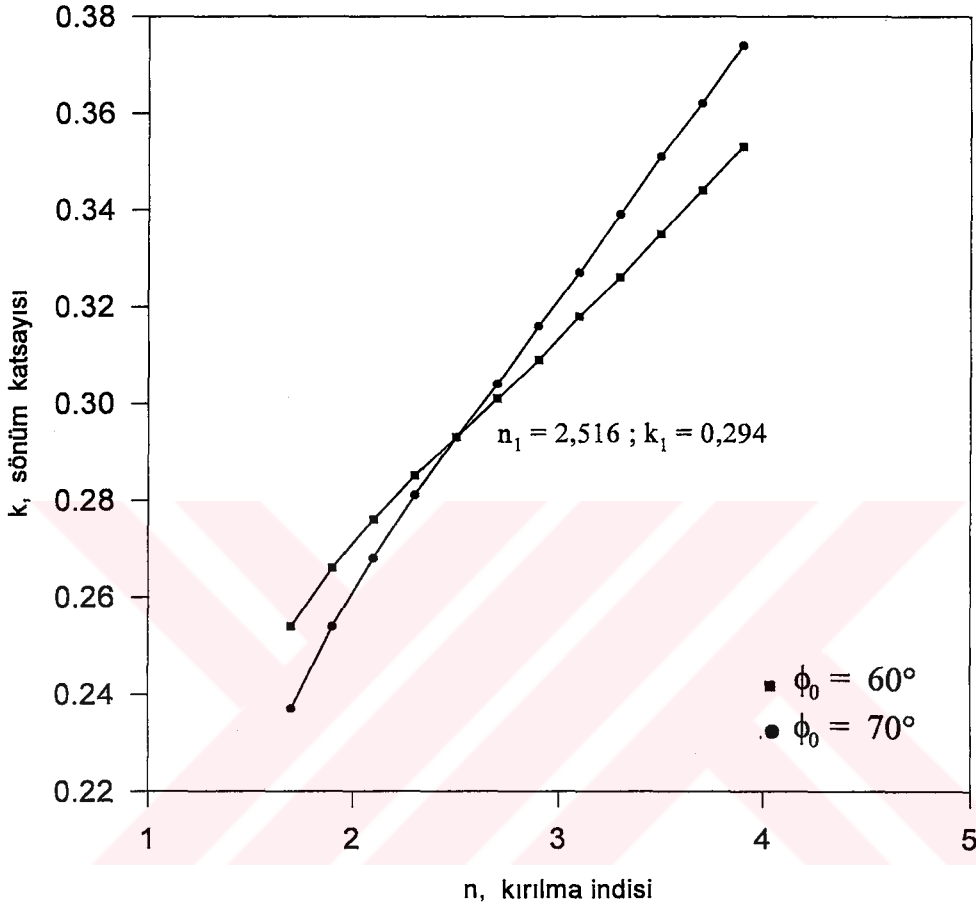
Şekil 4.19. Cu kontrol filmlerinin oksidasyon tamamlanma süreleri sonundaki transmisyon spektrumları. Oksidasyon tamamlanma süreleri: [a]150 dakika, [b] 240 dakika.

Oksidasyon tamamlanma süreleri 150 dakika ve 240 dakika olan iki $\text{Cu}_2\text{O}/\text{Au}$ örneğin içerdiği Cu_2O ince yüzey filmlerinin optik sabitleri ve film kalınlığı bölüm 3.2.3 ' de anlatılan sayısal inversiyon yöntemiyle belirlendi.

Bu amaçla oksidasyon tamamlanma süresi 150 dakika olan $\text{Cu}_2\text{O}/\text{Au}$ örneği üzerinde 5400 Å dalgaboylu ışık kullanılarak 60° ve 70° gelme açılarında elipsometrik ölçümler yapıldı. Bölüm 3.2.3 ' de verilen sayısal inversiyon yönteminin bağıntılarını içeren LGP9 elipsometri bilgisayar programı yardımıyla farklı iki gelme açısında ölçülen elipsometrik parametreleri veren n kırılma indisi değerlerinin kabul edilen bir bölgesi için k sönüm katsayısına ve d film kalınlığına ait çözüm eğrileri tespit edildi. Çizelge 4.14' de oksidasyon tamamlanma süresi 150 dakika olan $\text{Cu}_2\text{O}/\text{Au}$ iki katmanlı film sisteminin ölçülen elipsometrik parametreleri ile bunlara karşı Cu_2O yüzey filmin hesaplanan n , k ve d çözümleri verilmiştir. Şekil 4.20 'de çizelge 4.14 'de

Çizelge 4.14 : Oksidasyon tamamlanma süresi 150 dakika olan $\text{Cu}_2\text{O}/\text{Au}$ iki katmanlı film sisteminin 5400 Å dalgaboylu ışık kullanılarak 60° ve 70° gelme açılarında yapılan elipsometrik ölçümü ve bunlara karşı hesaplanan n , k ve d çözümleri.

n' nin kabul edilen değerleri	$\phi = 60^\circ$		$\phi = 70^\circ$	
	$\Delta = 247,48^\circ$	$\Psi = 43,95^\circ$	$\Delta = 283,46^\circ$	$\Psi = 44,60^\circ$
	k	d (Å)	k	d (Å)
1.70	0.254	877.00	0.237	882.00
1.90	0.266	705.00	0.254	704.00
2.10	0.276	582.00	0.268	578.00
2.30	0.285	490.00	0.281	484.00
2.50	0.293	419.00	0.293	412.00
2.70	0.301	362.00	0.304	356.00
2.90	0.309	317.00	0.316	310.00
3.10	0.318	279.00	0.327	273.00
3.30	0.326	248.00	0.339	242.00
3.50	0.335	222.00	0.351	216.00
3.70	0.344	200.00	0.362	194.00
3.90	0.353	181.00	0.374	175.00



Şekil 4.20. Au üzerinde elde edilen ve oksidasyon tamamlanma süresi 150 dakika olan Cu_2O filminin n - k çözüm eğrileri.

verilen değerler kullanılarak, farklı iki gelme açısına ait olan n, k çözüm eğrileri gösterilmiştir. İki çözüm eğrisinin kesim noktası Cu_2O ince yüzey filminin optik sabitleri olup, $n_1 = 2,516$ ve $k_1 = 0,294$ 'dür. Bu optik sabitler kullanılarak oksidasyon tamamlanma süresi 150 dakika olan $\text{Cu}_2\text{O}/\text{Au}$ örneğinin içerdiği yüzey filminin hesaplanan kalınlığı 408 \AA dur. Farklı kalınlıklarda Cu başlangıç filmi içeren her iki $\text{Cu}_2\text{O}/\text{Au}$ örneği aynı oksidasyon koşullarında oksitlendirildiğinden, oluşan oksit fazının aynı olduğu kabul edilebilir.

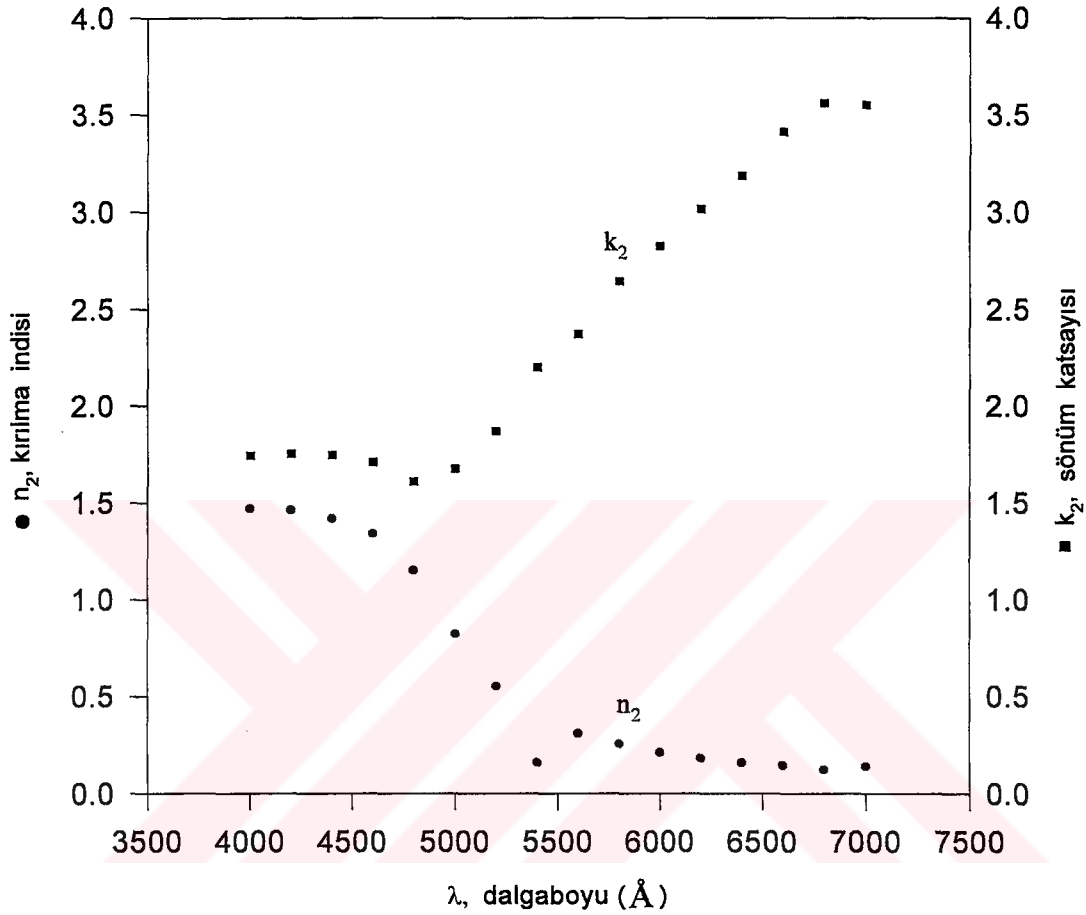
Oksidasyon tamamlanma süresi 240 dakika olan $\text{Cu}_2\text{O}/\text{Au}$ örneğinin 5400 Å dalgaboylu ışıkla 70° gelme açısında yapılan ölçümlerden elde edilen elipsometrik parametreler $\Delta = 264,22^\circ$ ve $\Psi = 33,41^\circ$ olup, yüzey filminin optik sabitleri için, 408 Å kalınlığa sahip filmin belirlenen optik sabitleri ($n_1 = 2,516$ ve $k_1 = 0,294$) kullanılarak bu örnek için oksit filminin kalınlığı 500 Å olarak bulunur.. Hesaplamalarda Au taşıyıcının optik sabitleri için çizelge 4.15' de belirtilen dalgaboyunda verilmiş olan $n_2 = 0,16$ ve $k_2 = 2,2$ değerleri kullanılmıştır.

Kalınlıkları tayin edilen Cu_2O ince yüzey filmlerinin görünür bölgenin diğer dalgaboylarındaki optiksel karakterizasyonunu yapmak için öncelikle yüzey filmi içermeyen yaklaşık 3000 Å kalınlığındaki opak Au filminin daha sonra da oksidasyon tamamlanma süreleri 150 dakika ve 240 dakika olan iki ayrı $\text{Cu}_2\text{O}/\text{Au}$ filminin 4000 - 7000 Å dalgaboyu aralığında 70° gelme açısında elipsometrik ölçümü yapıldı. Yüzey filmi içermeyen Au filminin elipsometrik ölçüm sonuçları kullanılarak (3.52) bağıntısından hesaplanan Ψ ve Δ elipsometrik parametreleri ile bu parametrelere karşılık Au filminin (2.61) bağıntısından hesaplanan n_2 ve k_2 optik sabitleri çizelge 4.15 ' de verilmiştir. Şekil 4.21 ' de ise Au filminin çizelge 4.15 ' de verilen optik sabitlerinin dalgaboyu ile değişimi gösterilmiştir. Au filmin optik sabitlerinin elipsometrik yöntemle belirlenen bu değerleri aynı bölgede Schulz'un (1954) ve Johnson and Christy ' nin (1972) elde ettiği değerlerle iyi bir uyum gösterir. $\text{Cu}_2\text{O}/\text{Au}$ sisteminin içerdiği Cu_2O yüzey filminin 4000 - 7000 Å dalgaboyu bölgesindeki optik sabitlerinin elipsometrik analizle belirlenmesinde Au taşıyıcının optik sabitleri olarak çizelge 4.15 ' de verilen değerler kullanıldı.

Çizelge 4.15. 4000 - 7000 Å dalgaboyu aralığında 3000 Å kalınlığındaki opak Au filminin elipsometrik parametreleri ve bunlara karşı hesaplanan n_2 ve k_2 optik sabitleri.

λ , dalgaboyu (Å)	Δ (°)	Ψ (°)	n_2	k_2
4000	82,76	27,36	1,470	1,744
4200	82,92	27,47	1,463	1,753
4400	82,20	27,91	1,420	1,747
4600	80,25	28,61	1,340	1,710
4800	75,59	30,40	1,153	1,610
5000	75,11	34,71	0,823	1,675
5200	78,92	38,39	0,553	1,869
5400	84,29	40,52	0,160	2,200
5600	89,62	41,78	0,309	2,372
5800	94,92	42,55	0,256	2,642
6000	98,24	43,09	0,212	2,823
6200	101,53	43,46	0,182	3,013
6400	104,36	43,73	0,159	3,186
6600	107,80	43,92	0,145	3,410
6800	109,95	44,13	0,123	3,559
7000	109,83	44,00	0,141	3,550

Au taşıyıcı üzerinde yer alan ve kalınlıkları 408 Å ve 500 Å olarak belirlenen iki ayrı Cu_2O yüzey filmin belirtilen spektral aralıktaki n_1 ve k_1 optik sabitleri $\text{Cu}_2\text{O}/\text{Cu}$ örneğinde olduğu gibi Frank L. McCrackin' in (1969) elipsometri bilgisayar programıyla hesaplandı. Oksidasyon tamamlanma süreleri 150 ve 240 dakika olan bu iki örnek için elipsometrik parametreler ve optik sabitler için elde edilen sonuçlar sırasıyla çizelge 4.16 ve çizelge 4.17 'de verilmiştir. Au üzerinde kalınlıkları 408 Å ve 500 Å olan iki ayrı



Şekil 4.21. Yaklaşık 3000 Å kalınlığındaki Au filminin n_2 ve k_2 optik sabitlerinin dalgaboyu ile değişimi.

Cu_2O yüzey filminin n_1 kırılma indisi değerlerinin dalgaboyu ile değişimi şekil 4.22 ' de gösterilmiştir. Görüldüğü gibi; farklı kalınlıklara sahip iki ayrı Cu_2O yüzey filminin kırılma indislerinin dalgaboyu ile değişimleri hem sayısal ve hem de davranış olarak uyumludur. Bu davranış aynı zamanda Cu taşıyıcı üzerinde ısısal oksidasyonla büyütülen Cu_2O filminin şekil 4.14 ' de gösterilen $n(\lambda)$ dispersiyon eğrisine de benzemektedir. Buna göre, farklı kalınlıklara sahip iki ayrı Cu_2O filminin şekil 4.22 ' de gösterilen $n(\lambda)$

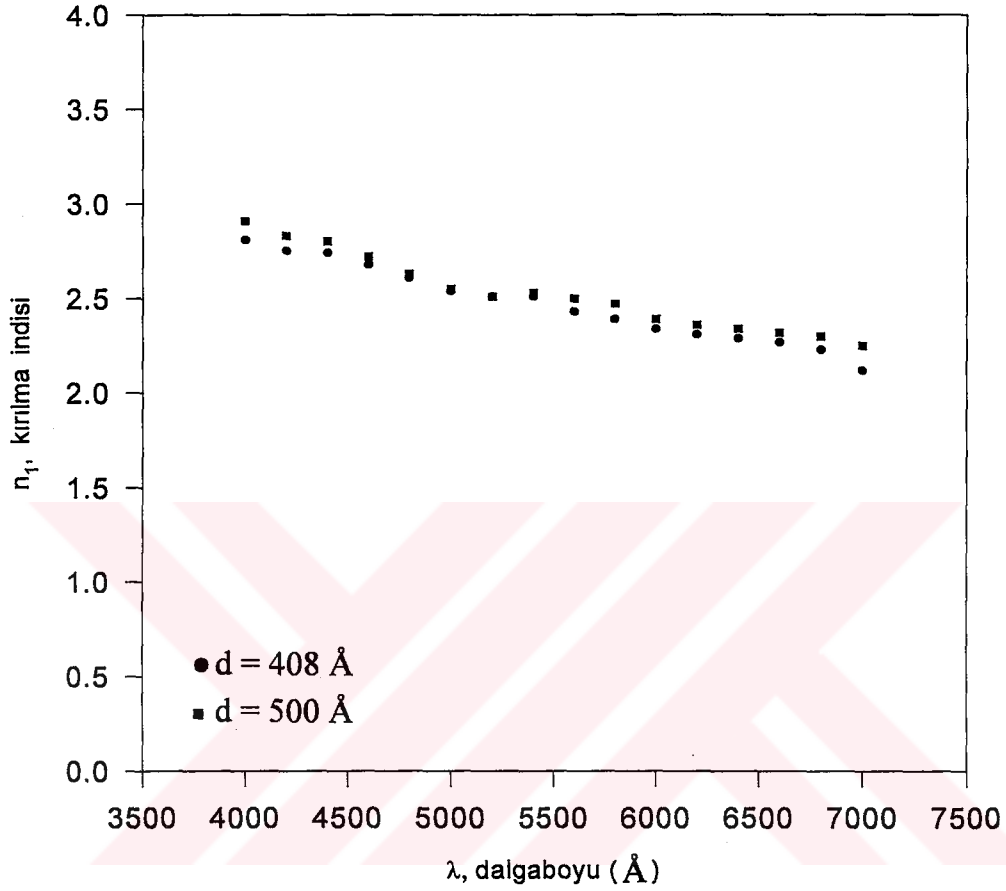
dispersiyon eğrilerinde 5000 Å dan daha kısa dalgalarda n_1 kırılma indisi değerlerinde gözlenen artış Cu_2O filminin seçici absorpsiyonuna

Çizelge 4.16: Oksidasyon tamamlanma süresi 150 dakika olan $\text{Cu}_2\text{O}/\text{Au}$ örneğinin 4000 - 7000 Å dalgalı aralığında ölçülen elipsometrik parametreleri ve bunlara karşı hesaplanan Cu_2O yüzey filminin n_1 ve k_1 optik sabitleri: $\phi = 70^\circ$, $d = 408 \text{ \AA}$.

λ , dalgalı (Å)	Δ (°)	Ψ (°)	n	k
4000	173,23	7,85	2,81	0,688
4200	206,13	6,60	2,75	0,606
4400	236,70	9,08	2,74	0,490
4600	256,46	13,27	2,68	0,412
4800	265,48	18,71	2,61	0,315
5000	272,62	26,29	2,54	0,288
5200	279,30	35,10	2,51	0,273
5400	283,46	44,60	2,51	0,293
5600	282,27	58,07	2,43	0,190
5800	282,55	77,99	2,39	0,180
6000	70,68	79,60	2,34	0,188
6200	74,41	64,69	2,31	0,189
6400	72,24	55,91	2,29	0,191
6600	71,69	50,36	2,27	0,172
6800	70,28	47,19	2,23	0,170
7000	69,62	45,09	2,12	0,169

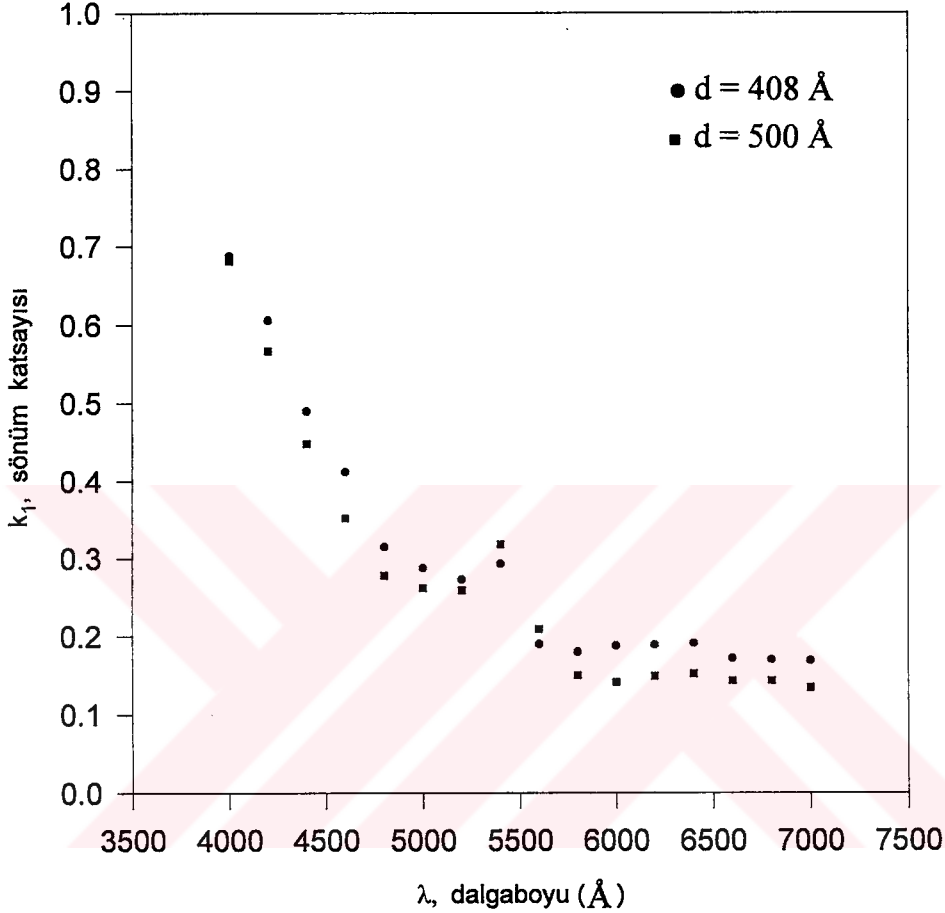
Çizelge 4.17. Oksidasyon tamamlanma süresi 240 dakika olan $\text{Cu}_2\text{O}/\text{Au}$ örneğinin 4000 - 7000 Å dalgaboyu aralığında ölçülen elipsometrik parametreleri ve bunlara karşı hesaplanan Cu_2O yüzey filminin n_1 ve k_1 optik sabitleri: $\phi = 70^\circ$, $d = 500 \text{ Å}$.

λ , dalgaboyu (Å)	Δ (°)	Ψ (°)	n	k
4000	142,37	12,83	2,91	0,682
4200	161,85	11,56	2,83	0,567
4400	184,92	12,25	2,80	0,448
4600	208,82	14,04	2,72	0,352
4800	226,00	17,37	2,63	0,278
5000	241,15	22,57	2,55	0,262
5200	254,01	28,34	2,51	0,259
5400	264,22	33,41	2,53	0,318
5600	270,32	38,73	2,50	0,209
5800	272,89	45,11	2,47	0,150
6000	270,48	53,91	2,39	0,141
6200	263,00	65,45	2,36	0,149
6400	238,02	78,88	2,34	0,152
6600	127,78	78,62	2,32	0,143
6800	98,60	66,62	2,30	0,143
7000	86,53	57,37	2,25	0,134



Şekil 4.22. Au taşıyıcı üzerinde ısıl oksidasyonla büyütülen farklı kalınlıklara sahip iki Cu_2O filmin n_1 kırılma indisi değerlerinin dalgaboyu ile değişimi: a) $d = 408$ Å, b) $d = 500$ Å.

atfedilebilir (Özer and Tepehan,1993). Şekil 4.23 ' de ise aynı örneklere ait k_1 sönüm katsayısı değerlerinin dalgaboyu ile değişimi gösterilmiştir. Görüldüğü gibi her iki örneğe ait k_1 sönüm katsayıları hem sayısal değer hem de davranış bakımından benzer özelliktedir. Aynı zamanda, her iki Cu_2O



Şekil 4.23. Au taşıyıcı üzerinde ısıl oksidasyonla büyütülen farklı kalınlıklara sahip iki Cu_2O filmin k_1 sönüm katsayısı değerlerinin dalgaboyu ile değişimi: a) $d = 408 \text{ \AA}$, b) $d = 500 \text{ \AA}$.

filminin k_1 sönüm katsayısı değerlerinin dalgaboyu ile değişimi, Cu taşıyıcı üzerinde ısıl oksidasyonla büyütülen Cu_2O filminin şekil. 4.13 ' de verilen $k_1(\lambda)$ eğrisinde olduğu gibi, uzun dalgaboyu bölgesinde yavaş, 5500 Å dan daha kısa dalgaboyu bölgesinde ise oldukça hızlıdır. Atmosfer basıncındaki havada 125°C de Cu/Au iki katmanlı film sistemlerinin ısıl oksidasyonu ile büyütülen Cu_2O filmlerin hesaplanan n_1 ve k_1 optik sabitleri

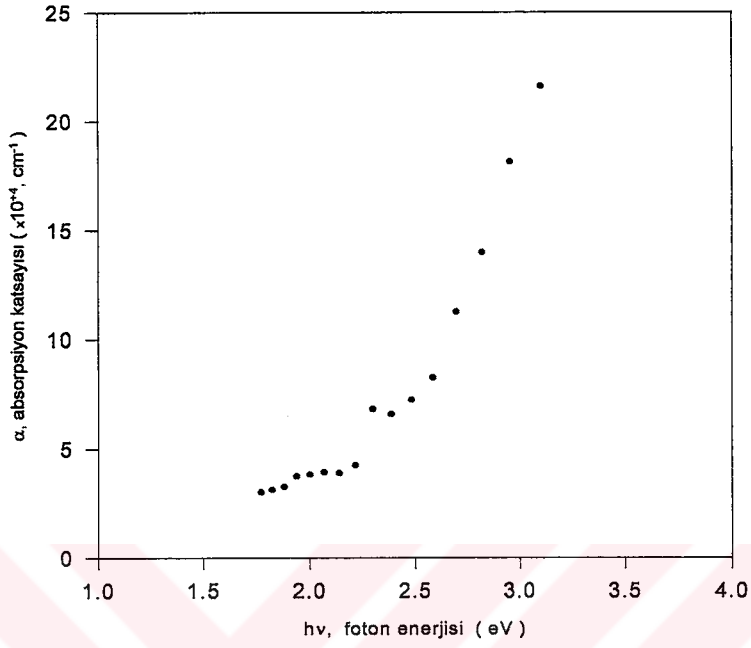
başka çalışmalarda (Karlsson et al.,1982; Özer and Tepehan,1993; Drobny and Pulfrey, 1979) R reflektans ve T transmittans ölçümlerinden belirlenen n_1 ve k_1 optik sabitleriyle de iyi bir uyum gösterir. Spektrumun görünür bölgesinde optik sabitlerin davranışında gözlenen bu uyum, Au taşıyıcı üzerinde elde edilen Cu filmlerinin oksidasyon işlemi sonunda tamamının Cu_2O filmine dönüştüğü kabulünü doğrular. Ayrıca, Au ve Cu taşıyıcılar üzerinde ısısız oksidasyonla büyütülen Cu_2O filmlerinin optik sabitleri arasındaki uyum da, Cu taşıyıcı üzerinde ısısız oksidasyonla büyütülen Cu_2O ince yüzey filmlerinin elipsometrik yöntemle belirlenen optik sabitlerine ve film kalınlığına Cu - Cu_2O arayüzeyindeki hacim difüzyonunun ve arayüzey pürüzlülüğünün etkisinin söz konusu olmadığını gösterir.

Au yüzeyler üzerinde farklı kalınlıklara sahip iki ayrı Cu_2O filmin çizelge 4.16 ' da ve çizelge 4.17' de verilen k_1 sönüm katsayısı değerleri bölüm 2.5 ' de anlatıldığı gibi, filmlerin yasak band aralığı değerlerinin belirlenmesinde kullanılabilir. Bu amaçla, belirtilen spektral aralıkta her bir filmin α absorpsiyon katsayısı değerleri $\alpha = 4\pi k_1/\lambda$ bağıntısından hesaplandı. Her iki Cu_2O filminin görünür bölgedeki farklı foton enerjileri için hesaplanan α absorpsiyon katsayısı değerleri çizelge 4.18 ' de verilmiştir. Kalınlıkları 408 Å ve 500 Å olarak belirlenmiş olan bu iki Cu_2O filmi için absorpsiyon katsayılarının foton enerjisi ile değişimleri ise sırasıyla, şekil 4.23 ve şekil 4.24 ' de gösterilmiştir. Her iki şekilden de görüldüğü gibi, 2 eV dan daha büyük foton enerjileri için Cu_2O filmlerinin α absorpsiyon katsayısı değerleri oldukça büyüktür ($\alpha \sim 10^{+4} \text{ cm}^{-1}$). Cu/Au iki katmanlı film sistemlerinin ısısız oksidasyonu ile büyütülen Cu_2O filmlerinin α absorpsiyon katsayısı değerlerinin $h\nu$ foton enerjisiyle değişimi önceki bölümde karakterizasyonu yapılan Cu taşıyıcının ısısız oksidasyonu ile büyütülen Cu_2O filmine benzemektedir. Cu_2O filmlerin bu karakteristik

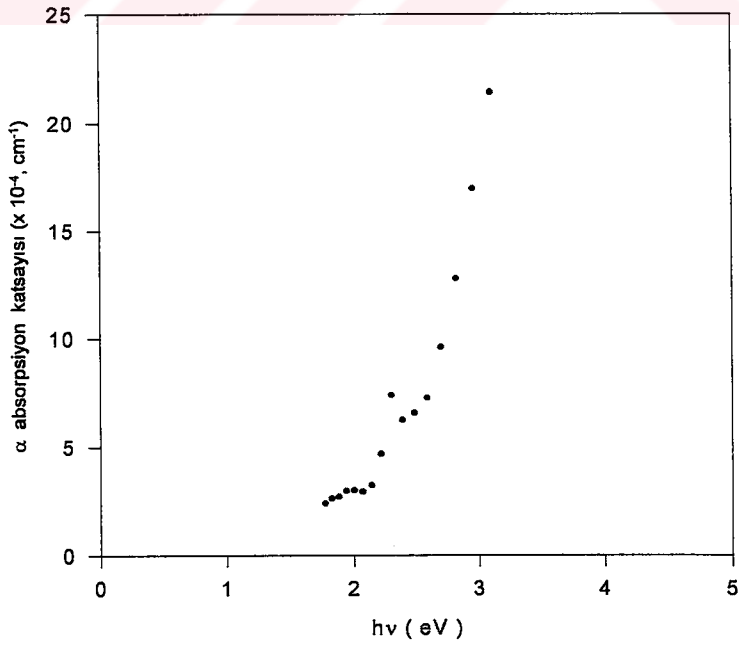
özelliği bu malzemenin ince film formunun güneş ışığının seçici absorpsiyonu için kullanılmasının uygunluğunu ortaya koyar (Rakhshani, 1986; Özer and Tepehan, 1993; Drobny and Pulfrey,1979). Çizelge 4.18 ' de verilen α absorpsiyon katsayısı değerleri kullanılarak bölüm 2.5' de anlatılan yöntem yardımıyla Cu_2O filmlerinin yasak band aralığı değeri tayin edilebilir. Bunun için Cu_2O filmlerin çizelge 4.18 ' de verilen α absorpsiyon katsayısı değerleri (2.88) bağıntısında yerine yazılarak, γ nın 1/2, 3/2 ve 2 değerleri için farklı

Çizelge 4.18: Farklı kalınlıklara sahip iki Cu_2O filmin α absorpsiyon katsayılarının görünür bölgedeki değerleri.

hv, foton enerjisi (eV)	λ , dalgaboyu (Å)	(d = 408 Å için) α ($\times 10^{+4}$, cm^{-1})	(d = 500 Å için) α ($\times 10^{+4}$, cm^{-1})
1,771	7000	3,03	2,41
1,823	6800	3,14	2,64
1,879	6600	3,28	2,72
1,937	6400	3,75	2,99
2,000	6200	3,83	3,02
2,066	6000	3,94	2,95
2,138	5800	3,90	3,25
2,214	5600	4,26	4,69
2,296	5400	6,82	7,40
2,384	5200	6,60	6,26
2,480	5000	7,24	6,59
2,583	4800	8,25	7,28
2,695	4600	11,26	9,62
2,818	4400	13,99	12,80
2,952	4200	18,13	16,97
3,100	4000	21,61	21,43

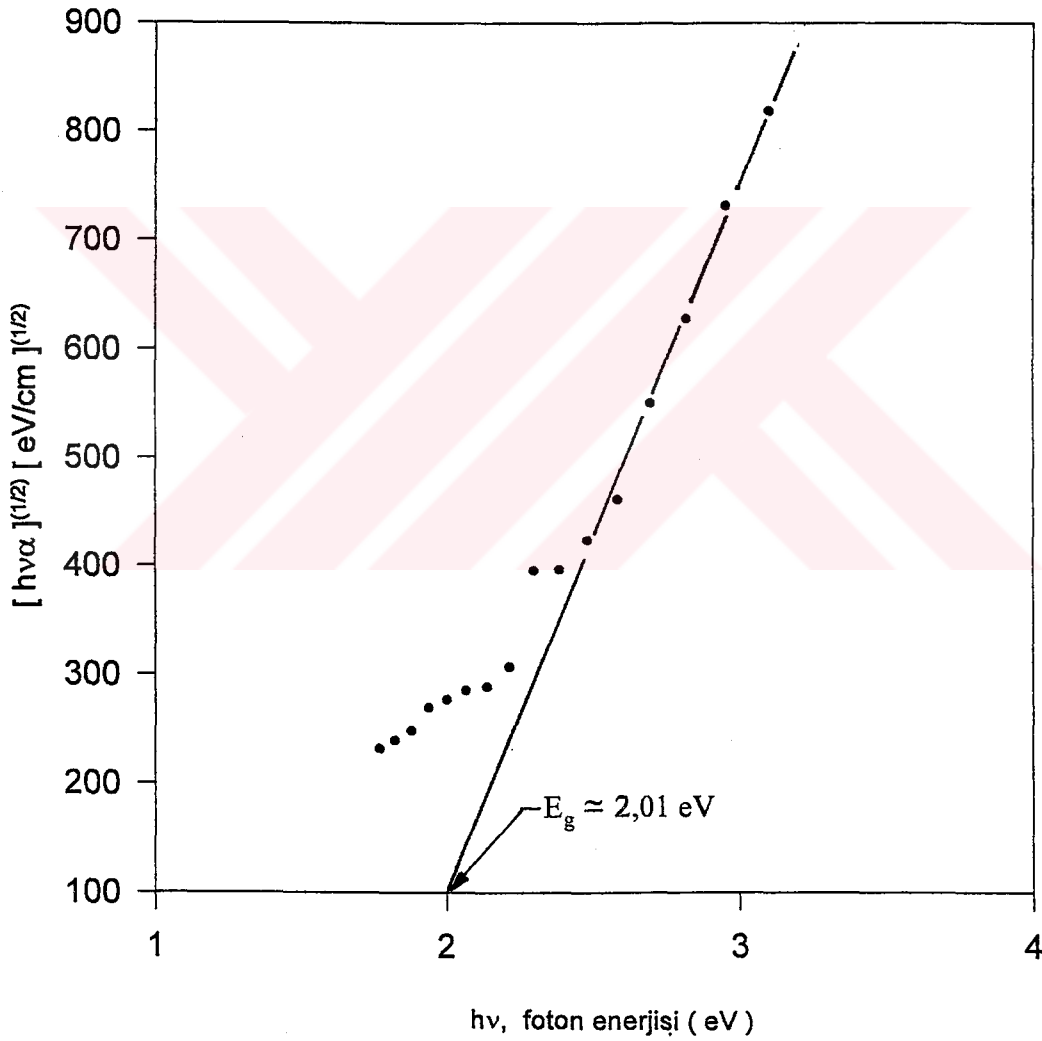


Şekil 4. 24. 408 Å kalınlığa sahip Cu_2O filmin α absorpsiyon katsayısı değerlerinin foton enerjisiyle değişimi.

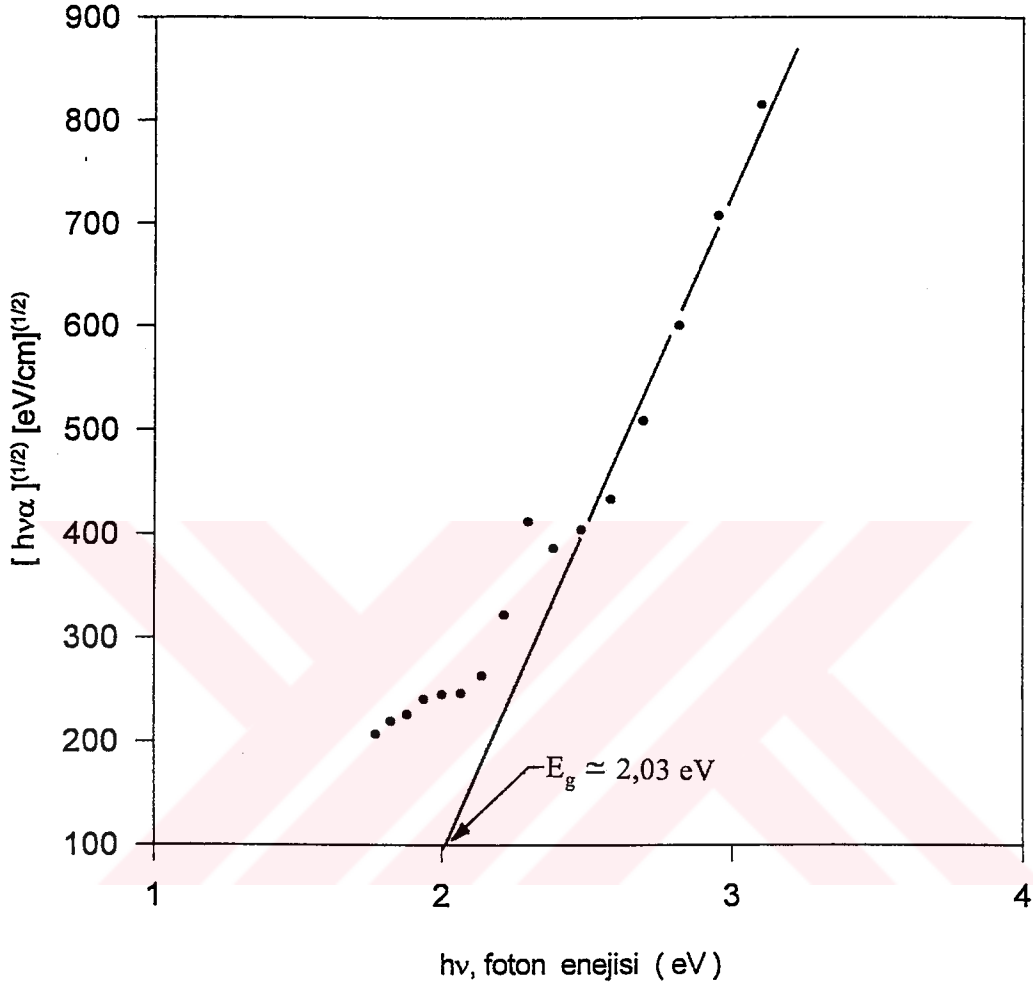


Şekil 4. 25. 500 Å kalınlığa sahip Cu_2O filmin α absorpsiyon katsayısı değerlerinin foton enerjisiyle değişimi.

hv foton enerjilerine karşı gelen $[h\nu\alpha]^{(1/\gamma)}$ nın değerleri hesaplandı ve değişim eğrileri çizildi. En iyi linear eğriyi veren γ değerinin 2 olduğu belirlendi. Şekil 4.26' da 408 Å kalınlığa sahip Cu_2O film için hv foton enerjisine karşı $[h\nu\alpha]^{(1/2)}$ eğrisi, şekil 4.27' de ise 500 Å kalınlığa sahip Cu_2O film için hv fotonenerjisine karşı $[h\nu\alpha]^{(1/2)}$ eğrisi gösterilmiştir. Eğrilerin



Şekil 4.26. 408 Å kalınlığa sahip Cu_2O film için $[h\nu\alpha]^{(1/2)}$ değerlerinin hv foton enerjisiyle değişimi.



Şekil 4.27. 500 Å kalınlığa sahip Cu_2O film için $[hv\alpha]^{(1/2)}$ değerlerinin $h\nu$ foton enerjisiyle değişimi.

lineer kısmının ekstrapolasyonu, yasak band aralığı olarak kalınlığı 408 Å olan Cu_2O film için yaklaşık 2,01 eV, kalınlığı 500 Å olan film için ise yaklaşık 2,03 eV değerlerini verir. Bu değerler hem Cu taşıyıcının ısıl oksidasyonu ile büyütülen Cu_2O filminin bölüm 4.2' de belirlenen yasak band aralığı değeriyle ve hem de Cu_2O ' in literatürde verilen yasak band aralığı değeriyle iyi bir uyum gösterir (Rakhshani,1986; Özer and Tepehan, 1993; Drobny and Pulfrey , 1979).

5. SONUÇ

Metal yüzeyler üzerinde ısısız oksidasyonla büyütülen metal oksit ince filmlerinin büyüme kinetiğinin incelenmesinde elipsometri oldukça duyarlı ve uygun bir araçtır. Metal oksit/metal yapısı üzerinde yapılan spektrofotometrik reflektans ölçümleri elipsometrik ölçümlere dayanan değerlendirmeleri destekler.

Belirli bir dalgaboyundaki ışıkla ve belirli bir gelme açısında yapılan elipsometrik ölçümler, vakumda buharlaştırma yöntemiyle hazırlanan opak bakır katmanlarının yüzeyinde 80 - 125°C sıcaklık bölgesinde havada ısıtma işlemi sonucunda zamanla bir ince oksit filmi büyüdüğünü gösterir. Ψ ve Δ elipsometrik parametrelerinden Ψ parametresi ısıtma süresi ile hemen hemen değişmez iken, Δ parametresi yüzeyde bir ince film büyüdüğünün açık bir kanıtı olarak ısıtma süresi ile önemli bir değişim gösterir. Belirtilen bölgedeki bütün sıcaklıklar (80, 100 ve 125°C) için Δ başlangıçta hızla azalır ve belirli bir oksidasyon süresinden sonra değişim yavaşlar. Δ nın değişim hızı artan oksidasyon sıcaklığıyla büyür. $\text{Cu}_2\text{O}/\text{Cu}$ tabakalı modele dayanılarak ve Cu için bu çalışmada belirlenen, Cu_2O için ise literatürde verilen optik sabitler kullanılarak yapılan elipsometrik hesaplamalar Cu_2O ince filminin belirli oksidasyon süreleri sonundaki kalınlığını belirlemeyi ve ne cins bir büyüme yasasının geçerli olduğunu saptamayı olanaklı kılar. 80 - 125°C bölgesi için Cu_2O ince film kalınlıklarının oksidasyon süresi ile değişimi parabolik büyüme yasasına uyar. Her bir ısıtma süresi sonunda elipsometrik ölçümlere ek olarak görünür bölge civarında yapılan reflektans spektrumu ölçümleri, ısısız oksidasyon işleminin başlamasıyla, reflektansda bir minimumun ortaya çıktığını ve bu reflektans minimumunun oksidasyon süresi arttıkça uzun dalgaboylarına doğru kaydığını gösterir. Bu reflektans minimumu dış

ortam/ $\text{Cu}_2\text{O}/\text{Cu}$ arayüzeylerinden yansıyan demetlerin bozucu girişiminden kaynaklanır. Minimumun oksidasyon süresinin artmasıyla uzun dalgaboylarına doğru kayması, Cu_2O ' in optik kalınlığının ısıtma süresiyle arttığını gösteren bir kanıttır.

Opak bakır filminin oksidasyon öncesi optik sabitleri bilirse ısısal oksidasyonla bunun yüzeyinde büyütülen oksit filminin d kalınlığı ve seçilen dalgaboyu için n , k optik sabitleri Ψ , Δ elipsometrik parametrelerin ölçümünden belirlenebilir. Ancak bu durumda üç bilinmeyen bulunduğu için elipsometrik ölçümler tek gelme açısı yerine aynı dalgaboyu için farklı iki gelme açısında yapılır. Dış ortam/oksit film/metal taşıyıcı modeli için tam elipsometre denklemlerinin, bilgisayarla inversiyon yöntemi kullanılarak, iki gelme açısı için yapılan ortak çözümü oksit filminin seçilen dalgaboyu için n , k optik sabitlerini ve d kalınlığını verir. Oksit filminin kalınlığı bir kez bulununca, başka dalgaboylarında tek bir gelme açısında ölçülen elipsometrik parametrelerden n , k optik sabitlerinin spektral değerleri bulunabilir. Böylece oksit filminin belirli bir dalgaboyu bölgesindeki optiksel karakterizasyonu elipsometrik analizle tam olarak yapılabilir. Bakır yüzeyi üzerinde 125°C de ısısal oksidasyonla büyütülen oksit filminin farklı oksidasyon süreleri sonunda elipsometrik analizle belirlenen optik sabitlerinin film kalınlığı ile değişimi ihmal edilebilir düzeydedir. Bu sonuç, belirtilen deneysel koşullarda, oksidasyon süresine eşlik eden büyüme sırasında oksit kompozisyonunun değişmediğini ve herhangi bir oksidasyon süresi sonunda belirlenen optik sabitlerin, bakır yüzeyi üzerinde 125°C de büyütülen bakır oksiti karakterize ettiğini gösterir. Oksit filminin elipsometrik yöntemle belirlenen optik sabitlerinin spektral davranışı, Cu_2O filmlerin optik sabitlerinin spektrofotometrik yöntemlerle belirlendiği literatürdeki başka çalışmalarda ortaya konan davranışıyla iyi bir uyum gösterir.

Elipsometrik ölçümlerden belirlenen optik sabitler kullanılarak oksit filminin α absorpsiyon katsayısı ve bunun foton enerjisiyle değişiminden de yasak band genişliği bulunabilir. Bakır yüzeyi üzerinde 125°C de ısısal oksidasyonla büyütülen oksit filmi için yasak band genişliği yaklaşık 2 eV olarak bulundu. Bu değer literatürde Cu_2O için verilen 2,05 eV değerine oldukça yakındır. Bu sonuç, Cu yüzeyinde atmosfer basıncındaki havada 125°C de ısıtma işlemi sonucunda büyütülen oksit filminin Cu_2O olduğunu gösteren önemli bir kanıttır.

Elipsometrik analiz, arayüzeylerin düzlemsel olduğu kabulüne dayanır. Bakırın ısısal oksidasyonu ile büyütülen Cu_2O ince yüzey filmlerinin elipsometrik analizle belirlenen optik sabitlerine ve film kalınlığına Cu - Cu_2O arayüzeyindeki hacim difüzyonu ve buna bağlı olarak arayüzey pürüzlülüğünün etkisi söz konusu olabilir. Böyle bir etkinin varlığı, Cu_2O ince filmlerinin, ısısal oksidasyonla bir soy metal olan altın yüzeyi üzerinde büyütülmesiyle araştırılabilir. Bu amaçla önce cam üzerinde, vakumda buharlaştırma yöntemiyle opak altın kaplamalar elde edilir. Bu kaplamalar da, yine vakumda buharlaştırma yöntemiyle ince bakır filmle kaplanır. Elde edilen Cu/Au iki katmanlı film sistemi atmosfer basıncındaki havada 125°C de ısıtılarak yüzeydeki bakırın tamamen oksitlenmesi sağlanır. Tam oksitlenme süresi ve oksit büyümesi, cam üzerinde kontrol amaçlı hazırlanan aynı kalınlıkta bir ince Cu filminin transmitans spektrumundaki ısısal oksidasyona bağlı değişime bakılarak izlenebilir. Bu şekilde elde edilen $\text{Cu}_2\text{O}/\text{Au}$ sisteminin elipsometrik analizi yapılarak yüzeydeki Cu_2O filminin kalınlığını, optik sabitlerini, absorpsiyon katsayısını ve yasak band genişliğini içeren tam optiksel karakterizasyonu yapılabilir. Elde edilen veriler, $\text{Cu}_2\text{O}/\text{Au}$ yapısında büyütülen Cu_2O ince yüzey filmlerinin optik özelliklerinin, Cu_2O için hem literatürde başka yöntemlerle elde edilen

sonuçlarla, hemde bu çalışmadaki $\text{Cu}_2\text{O}/\text{Cu}$ sistemi için elde edilen sonuçlarla uyum içinde olduğunu gösterir. Bu uyum, Cu yüzeyi üzerinde havada ısısız oksidasyonla büyütülen Cu_2O ince filmlerinin optik sabitlerine ve film kalınlığına ne Cu - Cu_2O arayüzeyindeki hacim difüzyonunun ne de arayüzey przllğnn önemli bir etkisinin olmadığını gösterir.



KAYNAKLAR DİZİNİ

- Abu - Zeid, M. E., Rakhshani, A. E., Al - Jassar, A. A. and Youssef, Y. A.,** 1986, Determination of the thickness and refractive index of Cu_2O thin film using thermal and optical interferometry, *Physics Status Solidi (a)*, 93(2), 613 - 620.
- Agnihotri, O. P. and Gupta, B. K.,** 1981, Solar Selective Surfaces, Wiley, New York, 540p.
- Aspnes, D.,** 1976, Spectroscopic ellipsometry of solids, in: Optical Properties of Solids - New Developments, Ed.; Seraphin, B. O., North - Holland, Amsterdam, 799 - 846.
- Azzam, R. M. and Bashara, N. M.,** 1986, Ellipsometry and Polarized Light, North - Holland Publ. Co., Amsterdam, 539p.
- Camagni, P. and Manara, A.,** 1972, Choice of criteria for ellipsometric determinations on thin films, *Thin Solid Films*, 13,341 - 350.
- Chopra, K. L.,** 1985, Thin Film Phenomena, Robert E Krieger Publ. Co. Malabar, Florida, 844p.
- Collett, E.,** 1992, Polarized Light, Marcel Dekker Inc., New York, 580p.
- Drobny, V. F. and Pulfrey, D. L.,** 1979, Properties of reactively - sputtered copper oxide thin films, *Thin Solid Films*, 61, 89 - 98.
- Easwarakhanthan, T., Mas, P., Renard, M. and Ravelet, S.,** 1989, A new method for ellipsometric inversion with microcomputers: Characterization of optically absorbing films using multiple - angle of incidence, *Surface Science*, 216, 198 - 208.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam ediyor)

Fortin, E. and Masson, D., 1982, Photovoltaic effects in Cu_2O - Cu solar cells grown by anodic oxidation, *Solid - State Electronics*, 25(4), 281 -283.

Fujinaka, M. and Berezin, A. A., 1983, Cuprous oxide - indium - tin oxide thin film photovoltaic cells, *Journal of Applied Physics*, 54(6), 3582 -3588.

Gronthal, L. O., 1926, The copper - cuprous oxide rectifier and photoelectric cell, *Science*, 36, 306p; *J. Am. Inst. Elect. Ingrs.*, 46, 215 (1927); *Reviews of Modern Physics.*, 5, 141 - 168 (1933).

Hass, G. and Thun, R. E., 1964, *Physics of Thin Films*, Academic Press, New York, 2, p.441

Herion, J., 1979, Chemical origin of the space - charge layer in cuprous oxide front - wall solar cells, *Applied Physics Letters*, 34 (9), 599 - 601.

Holland, L., 1961, *Vacuum Deposition of Thin Films*, Chapman and Hall. Lmt., london, fourth printing, 542p.

Iwanowski, R. J. and Trivich, D., 1984 - 1985, Cu/ Cu_2O Schottky barrier solar cells prepared by multistep irradiation of a Cu_2O substrate by H^+ ions, *Solar Cells*, 13, 253 - 264.

Jenkins, F. A. and White, H. E., 1957, *Fundamentals of Optics*, McGraw - Hill Book Company, Inc., 637p.

Johnson, E. J., 1967, Absorption near the fundamental edge, in: *Semiconductors and Semimetals*, 3, Eds.; Willardson, R. K. and Beer, A. C., Academic, New York, 152 - 258.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam ediyor)

Johnson, P. B. and Christy, R. W., 1972, Optical constants of the noble metals, *Physical Review B*, 6 (12), 4370 - 4379.

Joseph, K. S. and Pradeep, B., 1994, Oxide films of copper prepared by the oxidation of copper sulphide films, *Pramana - Journal of Physics*, 42 (1), 41 - 47.

Karlsson, B., Ribbing, C. C., Roos, A., Valkonen, E. and Karlsson, T., 1982, Optical properties of some metal oxides in solar absorbers, *Physica Scripta*, 25, 826 - 831.

Karlsson, T. and Roos, A., 1984, Optical properties and spectral selectivity of copper oxide on stainless steel, *Solar Energy Materials*, 10, 105 - 119.

Malin, M. and Vedam, K., 1976, Generalized ellipsometric method for the determination of all the optical constants of the system: Optically absorbing film on an absorbing substrate, *Surface Science*, 56, 49 - 63.

Manara, A., Sirtori, V. and Mammarella, L., 1992, Optical ellipsometry and electron spectroscopy studies of copper oxidation related to copper on printed circuit boards, *Surface and Interface analysis*, 18, 32 - 38.

McCrackin, F. L., 1969, A Fortran program for analysis of ellipsometer measurements, Technical Note 479, *National Bureau of Standards (US Government Printing Office)*, Washington, 79p.

McCrackin, F. L. and Colson, J. P., 1964, Computational techniques for the use of the exact Drude equations in reflection problems, *National Bureau of Standards*, Washington, D.C. 20234, 61- 82.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam ediyor)

- Mott, N. F. and Gurney, R. W.**, 1940, *Electronic Processes in Ionic Crystals*, Dover Publications, Inc., Oxford, 274p.
- Olsen, L. C., Addis, F. W. and Miller, W.**, 1982 - 1983, Experimental and theoretical studies of Cu_2O solar cells, *Solar Cells*, 7, 247 - 279.
- Olsen, L. C. and Bohara, R. C.**, 1978, Explanation of low barrier heights obtained for Cu_2O Schottky barrier solar cells, *13th IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, p.1251.
- Özer, N. and Tepehan, F.**, 1993, Structure and optical properties of electrochromic copper oxide films prepared by reactive and conventional evaporation techniques, *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 30, 13-26.
- Popov, D. N. and Docheva, P. I.**, 1991, Deposition of copper oxide, titanium oxide and indium tin oxide films by reactive magnetron sputtering, *Vacuum*, 42(1 - 2), 53 - 55.
- Potdar, H. S., Mitra, A., Pavaskar, N., and Sinha, A. P. B.**, 1981, Solar selective copper - Black layers by an anodic - oxidation process, *Solar Energy Materials*, 4 (3), 291 - 299.
- Rai, B. P.**, 1987, Optical transmittance of thin copper films in the visible region, *Physics - Status Solidi (a)*, 99, K35 - K39.
- Rakhshani, A. E.**, 1986, Preparation, characteristics and photovoltaic properties of cuprous oxide, *Solid - State Electronics*, 29 (1), 7 - 17.
- Rakhshani, A. E. and Varghese, J.**, 1988, Potentiostatic electrodeposition of cuprous oxide, *Thin Solid Films*, 157, 87 - 95.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam ediyor)

- Rauh, M. and Wißmann, P.**, 1993, The oxidation kinetics of thin copper films studied by ellipsometry, *Thin Solid Films*, 228, 121 - 124.
- Ristov, M., Sinadinovski, G. J. and Grozdanov, I.**, Chemical deposition of Cu₂O thin films, *Thin Solid Films*, 123(1), 63 - 67.
- Roos, A., Chibuye, T. and Karlsson, B.**, 1983a, Properties of oxidized copper surfaces for solar applications - 1, *Solar Energy Materials*, 7 (4), 453 - 465.
- Ross, A. and Karlsson, B.**, 1983, Properties of oxidized copper surfaces for solar applications - 2, *Solar Energy Materials*, 7(4), 467 - 480.
- Roos, A., Karlsson, T. and Ribbing, C. G.**, 1983b, Selective absorption of copper oxide on stainless steel, *SPIE*, 400, - *New Optical Materials*, 115 - 121.
- Santucci, S. and Picozzi, P.**, 1984, Oxidation of very thin copper films investigated by optical transmittance, *Thin Solid Films*, 113, 243 - 250.
- Scherer, A., Inal, O. T. and Singh, A. J.**, 1983, Investigation of copper oxide coatings for solar selective applications, *Solar Energy materials*, 9(2), 139 - 158.
- Schulz, L. G.**, 1954, The optical constants of silver, copper, and aluminum, *Journal of The Optical Society of America*, 44 (5), 357 - 367.
- Sears, W. M. and Fortin, C.**, 1984, Preparation and properties of Cu₂O/Cu photovoltaic cells, *Solar Energy Materials*, 10, p.93.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam ediyor)

Smith, R. A., 1987, Semiconductors, Cambridge University Press, Cambridge, USA, 501p.

Smith, T., 1977, Optical constants of copper and nickel, *Journal of The Optical Society of America*, 67 (1), 48 - 53.

Trivich, D., Wang, E. Y., Komp, R. J. and Kokar, A. S., 1978, Coprous oxide photovoltaic cells, *13th IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, p.174.

Urban III, F. K., 1988, Ellipsometer measurement of thickness and optical properties of thin absorbing films, *Applied Surface Science*, 33/34, 934 - 941.

Urban III, F. K., 1993, Ellipsometry algorithm for absorbing films, *Applied Optics*, 32(13), 2339 - 2344.

Vasicék, A., 1959, Optics of Thin Films, North - Holland Publishing Company, Amsterdam, 403p.

ÖZGEÇMİŞ

01.02.1966 tarihinde Tunceli 'nin Pülümür ilçesinde doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini Erzincan 'ın Çağlayan Nahiyesi 'nde, lisans eğitimini Atatürk Üniversitesi Fen - Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünde tamamladı. 1988 yılında Yüzüncü Yıl Üniversitesi Fen - Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünde Araştırma Görevlisi olarak çalışmaya başladı. 1988 - 1989 öğretim yılında Ege Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümünde başladığı Yüksek Lisans eğitimini **“Vakumda Buharlaştırma Yöntemiyle Hazırlanan Alüminyum İnce Filmlerin Optik Özellikleri”** adlı tez çalışmasıyla tamamladı. 1991 - 1992 öğretim yılında doktora eğitimine başladı ve doktora yeterlilik sınavının ardından **“ Vakumda Buharlaştırma Yöntemiyle hazırlanan Cu ve Au Yüzeyleri Üzerindeki Isısal Cu₂O İnce Filmlerin Optik Özellikleri”** adlı doktora tezini hazırlamaya başladı. Doktora Çalışmalarını takip etmek amacıyla, 1992 yılında YÖK 'nun 2547 sayılı kanununun 2880 sayılı kanunla değişik 35. maddesine göre hazırlanan **“Bir üniversite adına bir diğer üniversitede lisansüstü eğitim gören araştırma görevlileri hakkındaki Yönetmenlik”** in 4. maddesi gereğince, eğitimi süresince Yüzüncü Yıl Üniversitesi Fen - Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümündeki araştırma görevlisi kadrosundan geçici olarak Ege Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsündeki araştırma görevlisi kadrosuna atandı. Halen Ege Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde araştırma görevlisi olarak çalışmaya devam etmektedir.