



**T.C.
İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**



Yüksek Lisans Tezi

**TALGUM GALYUM DİSÜLFİD (TlGaS₂) İNCE FİLMLERİNİN
DİELEKTRİK ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

Zeynep ÇİÇEK

Fizik Anabilim Dalı

Genel Fizik Programı

DANIŞMAN

Doç. Dr. Hulusi Kemal ULUTAŞ

Aralık, 2019

İSTANBUL

Bu çalışma, Tarih girmek için burayı tıklatın. tarihinde aşağıdaki jüri tarafından
.....nda olarak kabul edilmiştir.

Tez Jürisi

Doç. Dr. Hulusi Kemal ULUTAŞ(Danışman)
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi

Unvan Adı SOYADI
Üniversite
Fakülte

Unvan Adı SOYADI
Üniversite
Fakülte

20.04.2016 tarihli Resmi Gazete’de yayımlanan Lisansüstü Eğitim ve Öğretim Yönetmeliğinin 9/2 ve 22/2 maddeleri gereğince; Bu Lisansüstü teze, İstanbul Üniversitesi’nin abonesi olduğu intihal yazılım programı kullanılarak Fen Bilimleri Enstitüsü’nün belirlemiş olduğu ölçütlere uygun rapor alınmıştır.

ÖNSÖZ

Bu tez çalışmasının yapılmasında olanak sağlayan İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü Genel Fizik Anabilim dalı'na,

Tez çalışma konusunun belirlenmesinden başlamak üzere, çalışmamın her aşamasında karşılaştığım problemlerin çözümünde bana yol gösteren aynı zamanda bilgi ve tecrübelerinden önemli derecede yararlanma imkanını benden esirgemeyen, çalışmam boyunca bana karşı motive edici yönde tavır sergileyen, öğrencileri olmaktan onur duyduğum saygı değer danışman hocam Doç. Dr. Hulusi Kemal ULUTAŞ' a ve Prof. Dr. Deniz Değer ULUTAŞ' a,

Tez çalışmam boyunca zor anlarımda beni yalnız bırakmayan laboratuarda birlikte çalışmayı keyifli bir deneyim olarak yaşadığım her konuda bilgi ve tecrübelerinden yararlandığım saygı değer hocam Dr. Öğretim üyesi Şahin YAKUT'a ve Öğr. Gör. Deniz Bozoğlu PARTO' a ve yüksek lisans' a beraber başladığım ve yardımlarını esirgemeyen çalışma arkadaşım Onur POTOK'a ve Arş. Gör. Uğur SAĞLAM'a,

Bütün hayatım boyunca her zaman yanımda olan bana maddi ve manevi desteğini esirgemeyen babama, anneme, ablalarım ve kardeşime teşekkürlerimi sunarım.

Aralık 2019

Zeynep ÇİÇEK

İÇİNDEKİLER

Sayfa No

ÖNSÖZ.....	iv
İÇİNDEKİLER	v
ŞEKİL LİSTESİ.....	vii
TABLO LİSTESİ.....	x
SİMGE VE KISALTMA LİSTESİ	xi
ÖZET.....	xiii
SUMMARY	xiv
1. GİRİŞ.....	1
2. GENEL KISIMLAR	5
2.1. KONDANSATÖRLER.....	5
2.1.1. Sabit Elektrik Alan Altında Kondansatörler	5
2.1.1.1. Hava Kondansatörü	5
2.1.1.2. Dielektrik Kondansatör	6
2.1.2. Dielektrik Malzemenin Mikroskobik Boyutta İncelenmesi.....	8
2.1.3. Değişken Elektrik Alanda Kondansatör	14
2.2. POLARİZASYON MEKANİZMALARI	18
2.2.1. Dielektrik Relaksasyon	18
2.2.2. Elektronik ve Atomik Polarizasyon	19
2.2.2. İyonik Polarizasyon	20
2.2.3. Dipolar Polarizasyon	20
2.2.4. Yüzeylerarası Polarizasyon.....	21
2.3. CLAUSIUS-MOSOTTI BAĞINTISI	22
2.4. DEBYE MODELİ.....	25
2.4.1. Seri Bağlı RC Devresi	25
2.4.2. Paralel Bağlı RC Devresi.....	28
2.5. COLE-COLE BAĞINTISI.....	33
2.6. DRUDE MODELİ	37
2.7. ALTERNATİF İLETKENLİK.....	38
3. MALZEME VE YÖNTEM	41
3.1. TAŞIYICI TEMİZLİĞİ VE SEÇİMİ	41

3.2. FLAMAN SEÇİMİ VE DEGAZ İŞLEMİ	41
3.3. ÖRNEKLERİN HAZIRLANMASI	42
3.3.1. Alt Elektrodun Hazırlanması	42
3.3.2. Malzemenin Hazırlanılması ve Kaplanması	43
3.3.3 Üst Elektrotun Hazırlanılması.....	44
3.4. FİLM KALINLIĞININ BELİRLENMESİ	45
3.4.1. Küresel Dağılım Yöntemi	45
3.5. ÖLÇÜM AŞAMASI	46
4. BULGULAR	48
5. TARTIŞMA VE SONUÇ	62
KAYNAKLAR	64
EKLER.....	69
ÖZGEÇMİŞ	70

ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa No

Şekil 2.1: Birbirlerine paralel iki iletken plaka arasındaki elektrik alan çizgileri.....	6
Şekil 2.2: Dielektrik Kondansatör.	6
Şekil 2.3: Boşluk kondansatörü ile dielektrik kondansatörün potansiyel fark değişimi.	7
Şekil 2.4: Elektrik dipol momenti.	8
Şekil 2.5: Dış elektrik alan olmadığında ve dış elektrik alan olduğu durumlarda sürekli dipol momentine sahip ideal bir dielektrik malzemedeki dipol dağılımı.....	9
Şekil 2.6: Elektrik alan etkisindeki dipole etkiyen tork.....	9
Şekil 2.7: Elektrik alanın etkisinde kalan dipol momentine etkiyen torkun vektörel gösterimi.	11
Şekil 2.8: Dielektrik bir malzeme yokken paralel plakalı kondansatöre uygulanan Gauss yüzeyi.	11
Şekil 2.9: Dielektrik bir malzeme varken paralel plakalı kondansatöre uygulanan Gauss yüzeyi.	12
Şekil 2.10: a) Boşluk kondansatörünün değişken elektrik alandaki fazör diyagramı. b) Dielektrik kondansatörünün değişken elektrik alandaki fazör diyagramı.....	15
Şekil 2.11: Elektriksel Polarizasyon.....	19
Şekil 2.12: İyonik Polarizasyon.	20
Şekil 2.13: Dipolar Polarizasyon.....	21
Şekil 2.14: Yüzeylerarası Polarizasyon.	21
Şekil 2.15: Polarizasyon mekanizmalarının frekansa bağlı hakim olduğu frekans bölgeleri.....	22
Şekil 2.16: Dielektrik malzemedeki yerel alan.	22
Şekil 2.17: Seri Bağlı RC devresi.....	25
Şekil 2.18: Paralel Bağlı RC devresi.	28
Şekil 2.19: Schering köprüsü.	30
Şekil 2.20: Debye Rölaksasyonu.....	33

Şekil 2.21: Debye rölaksasyonu için Cole-Cole diyagramı.	34
Şekil 2.22: Cole-Cole modelinde verilen dielektrik sabitinin arhant diyagramı.....	35
Şekil 3.1: Elektrik kaplamak için kullanılan sarmal flaman.	41
Şekil 3.2: Malzeme kaplamak için kullanılan pota tipi flaman.	42
Şekil 3.3: Alt elektrot kaplamak için tercih edilen maske.	42
Şekil 3.4: Cam taşıyıcı üzerinde Al kullanılarak kaplanan bir alt elektrot.	43
Şekil 3.5: a) Vakum cihazı. b) Buharlaştırma fanusu.	43
Şekil 3.6: TlGaS ₂ bileşiğinin görünümü.	44
Şekil 3.7: Alt elektrot üzerine kaplanan TlGaS ₂ kristali.	44
Şekil 3.8: Üst elektrot kaplamak için tercih edilen maske.	44
Şekil 3.9: Al/ TlGaS ₂ /Al kapasitif örnekler.	45
Şekil 3.10: Kalınlığı belirlenirken buharlaştırma sırasında ortaya çıkan küresel kabuk.	45
Şekil 3.11: Alpha-A High Resolution Dielectric, Conductivity and Impedance Analyzer cihazı.	47
Şekil 4.1: Farklı kalınlıklardaki TlGaS ₂ ince filmlerinin dielektrik sabitinin açısal frekansa bağlı davranışı.	48
Şekil 4.2: Farklı kalınlıklardaki (TlSbS ₂) _{0.5} (TlGaS ₂) _{0.5} ince filmlerinin dielektrik sabitinin açısal frekansa bağlı davranışı.	49
Şekil 4.3: Farklı kalınlıklardaki (TlSbS ₂) _{0.97} (TlGaS ₂) _{0.03} ince filmlerinin dielektrik sabitinin açısal frekansa bağlı davranışı.	50
Şekil 4.4: Farklı kalınlıklardaki TlGaS ₂ ince filmlerinin dielektrik kaybının açısal frekansa bağlı davranışı.	51
Şekil 4.5: Farklı kalınlıklardaki (TlSbS ₂) _{0.5} (TlGaS ₂) _{0.5} ince filmlerinin dielektrik kaybının açısal frekansa bağlı davranışı.	52
Şekil 4.6: Farklı kalınlıklardaki (TlSbS ₂) _{0.97} (TlGaS ₂) _{0.03} ince filmlerinin dielektrik kaybının açısal frekansa bağlı davranışı.	53
Şekil 4.7: Farklı kalınlıklardaki TlGaS ₂ ince filmlerinin alternatif iletkenliğinin açısal frekansa bağlı davranışı.	54
Şekil 4.8: Farklı kalınlıklardaki (TlSbS ₂) _{0.5} (TlGaS ₂) _{0.5} ince filmlerinin alternatif iletkenliğinin açısal frekansa bağlı davranışı.	55

Şekil 4.9: Farklı kalınlıklardaki $(\text{TlSbS}_2)_{0.97}(\text{TlGaS}_2)_{0.03}$ ince filmlerinin alternatif iletkenliğinin açısal frekansa bağlı davranışı.....	56
Şekil 4.10: TlGaS_2 ince filmlerinin sabit frekansta kalınlığa bağlı davranışı.....	57
Şekil 4.11: $(\text{TlSbS}_2)_{0.5}(\text{TlGaS}_2)_{0.5}$ ince filmlerinin sabit frekansta dielektrik sabitinin kalınlığa bağlı davranışı.	58
Şekil 4.12: $(\text{TlSbS}_2)_{0.97}(\text{TlGaS}_2)_{0.03}$ ince filmlerinin sabit frekansta dielektrik sabitinin kalınlığa bağlı davranışı.	58
Şekil 4.13: TlGaS_2 ince filmlerinin dielektrik kaybının sabit frekansta kalınlığa bağlı davranışı.	59
Şekil 4.14: $(\text{TlSbS}_2)_{0.5}(\text{TlGaS}_2)_{0.5}$ ince filmlerinin sabit frekansta dielektrik kaybının kalınlığa bağlı davranışı.	59
Şekil 4.15: $(\text{TlSbS}_2)_{0.97}(\text{TlGaS}_2)_{0.03}$ ince filmlerinin sabit frekansta dielektrik kaybının kalınlığa bağlı davranışı.	60
Şekil 4.16: 250 nm kalınlığındaki saf ve katkılı TlGaS_2 tabanlı ince filmlerinin sabit frekansta katkı oranına bağlı davranışı.....	61

TABLO LİSTESİ

Sayfa No

Şekil tablosu ögesi bulunamadı.

SİMGE VE KISALTMA LİSTESİ

Simgeler	Açıklama
α	: Polarlanabilme katsayısı
C_0	: Plakalar arasında boşluk bulunan kondansatöre ait kapasite
C	: Kapasite
$\vec{D}$	: Elektrik deplasman alanı vektörü
ϵ	: Dielektrik maddenin elektrik permitivitesi
ϵ_0	: Boşluğun elektrik permitivitisi
ϵ^*	: Kompleks permitivite
ϵ'	: Kompleks permitivitenin reel kısmı
ϵ''	: Kompleks permitivitenin sanal kısmı
$\vec{E}$	: Elektrik alan vektörü
E'	: Yerel elektrik alan
G	: Kondüktans
I	: Akım
I_0	: Yükleme akımının maksimum değeri
I_C	: Yükleme akımı
I_R	: Kayıp akım
j	: Akım yoğunluğu
K^*	: Kompleks dielektrik sabiti
K'	: Kompleks dielektrik sabitinin reel kısmı
K''	: Kompleks dielektrik sabitinin sanal kısmı
K_s	: Düşük frekanslarda dielektrik sabiti
K_∞	: Yüksek frekanslarda dielektrik sabiti
λ	: Dalga boyu
M''	: Elektriksel modülüsün sanal kısmı
ω	: Açısal frekans
ω_0	: Rezonans frekansı
p	: Elektrik dipol momenti
$\vec{P}$	: Polarizasyon vektörü
σ_{ac}	: Değişken alan iletkenliği

R	: Direnç
ρ	: Kapasitörün spesifik direnci
$\tan\delta$	: Dielektriğe ait kayıp faktörü (disipasyon)
τ	: Rölaksasyon zamanı
T	: Sinyal gecikme zamanı
V_0	: Uygulanan potansiyelin maksimum değeri
V	: Voltaj

Kısaltmalar	Açıklama
AC	: Alternatif iletkenlik
DC	: Doğru akım iletkenliği

ÖZET

YÜKSEK LİSANS TEZİ

TALGUM GALYUM DİSÜLFİD (TlGaS₂) İNCE FİMLERİNİN DİELEKTRİK ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

Zeynep ÇİÇEK

İstanbul Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Danışman : Doç. Dr. H. Kemal ULUTAŞ

İnce filmler, elektronik devre cihazlarındaki yarıiletken aletlerin yapımında, optik sistemlerde ve kayıt cihazlarında yaygın olarak kullanılmaktadır. Bu nedenle bulk halde bulunan TlGaS₂, (TlSbS₂)_{0.5}(TlGaS₂)_{0.5} ve (TlSbS₂)_{0.97}(TlGaS₂)_{0.03} katkılı bileşikleri termal buharlaştırma yöntemi kullanılarak ince film formunda örnekler elde edildi. Hazırlanan bu örneklerin kapasitesi ve kayıp faktörü oda sıcaklığında frekansa, kalınlığa ve katkı oranına bağlı olarak ölçüldü. Ölçülen kapasite ve kayıp faktörlerinden faydalananarak dielektrik kaybı, dielektrik sabiti ve değişken elektrik alan iletkenliği hesaplandı. Son olarak ölçülen ve hesaplanan dielektrik datalar kalınlığa, frekansa ve katkı oranına bağlı olarak verdikleri cevaplar incelenmiştir.

Aralık 2019, 83 sayfa.

Anahtar kelimeler: Talyum Galyum Disülfid (TlGaS₂), dielektrik spektroskopisi, dielektrik sabiti, dielektrik kayıp, alternatif alan iletkenlik

SUMMARY

M.Sc. THESIS

INVESTIGATION OF DIELECTRIC PROPERTIES OF THALLIUM GALLIUM DISULFIDE (TlGaS₂) THIN FILMS

Zeynep ÇİÇEK

İstanbul University

Institute of Graduate Studies in Sciences

Department of Physics

Supervisor : Assoc. Prof. Dr. H. Kemal ULUTAŞ

Thin films are widely used in the manufacture of semiconductor devices, electronic circuit devices, optical systems and recording devices. Therefore, thin film form samples were obtained by using thermal evaporation of additive compounds in form TlGaS₂, (TlSbS₂)_{0.5}(TlGaS₂)_{0.5} ve (TlSbS₂)_{0.97}(TlGaS₂)_{0.03} the capacity and loss factor of these samples were measured at room temperature depending on frequency, thickness and additive ratio. Dielectric loss, dielectric constant and variable electric field conductivity were calculated using the measured samples. Finally, the dielectric data obtained from the measured and calculated samples were analyzed according to thickness, frequency and contribution ratio.

December 2019, 83. pages.



Keywords: Talyum Galyum Disülfid (TlGaS₂), dielectric spectroscopy, dielectric constant, dielectric loss, AC conductivity

1. GİRİŞ

İnce film, ışığın dalga boyu ile karşılaştırılabilir kalınlıktaki filmlere denir. Son yıllarda, teknolojinin hızla gelişmesiyle birlikte ince filmlerin üretimi ve özelliklerinin geliştirilerek incelenmesi önemli bir çalışma konusu oluşturmıştır. Bu sebeple, bulk yapıların yerini ince filmler almaya başlamıştır. Bunun nedenleri arasında, daha az malzeme miktarıyla istenen özellikte filmlerin üretiminin sağlanması söylenebilir. İnce filmler, bu özellikleri ile malzeme miktarından tasarruf edilerek ve istenilen kalınlıklarda hazırlanarak elektronik cihazlarda kullanılması bakımından önemli bir yere sahip olmuştur. Ayrıca ince filmler, elektronik devre cihazlarındaki yarıiletken aletlerin yapımında, optik sistemlerde ve kayıt cihazlarında yaygın olarak kullanılmaktadır.

Bu tez çalışmasında, TlGaS_2 kristalinden ince filmler üretilmiştir. Bu kapsamda, yarıiletken TlGaS_2 katmanlı bir yapıya sahip olup TlGaX_2 ($X = \text{S, Se, Te}$) $A^3B^1C^6_2$ tipi kimyasal bileşikler grubuna aittir [1, 2]. Bu katmanlı kristal yapı incelendiğinde, katmanı oluşturan atomlar arasında zayıf Van der Waals bağları mevcutken katmanlar arasında güçlü iyonik ve kovalent bağlar bulunmaktadır [3]. Ayrıca, yarıiletken TlGaX_2 bileşiği anizotropik ve ferroelektrik özellik gösteren bir yapıya sahiptir [4, 5]. Son yıllarda, yarıiletken TlGaX_2 üçlü bileşiği, dikkat çeken fiziksel ve kimyasal özelliklerinden dolayı optoelektronik uygulamalardaki ihtiyacı karşılayabilmesi açısından önemli bir çalışma konusu oluşturmaktadır. Literatür incelendiğinde, bu bileşiğin dielektrik, elektrik, fotoelektrik ve fotovoltaiik özellikleri ile ilgili çalışmalar karşımıza çıkmaktadır [1, 6]. Bu çalışmalarda arasında, Mustafaeva farklı kalınlarda hazırlanmış katmanlı TlGaS_2 tek kristallerinin dielektrik özelliklerini ve ac iletkenliğini 300 K sıcaklığında ve 5×10^4 - 3×10^7 Hz frekans aralığından inceleyerek örneğin permivitesinin 26-30 arasında değerler aldığını görmüşlerdir. AC iletkenğin $\omega^{0.8}$ uyumlu olduğu görülmüş ve Fermi seviyesindeki durum yoğunluğu, hoplama mesafesi ile zamanları hesaplanmıştır [7]. Ayrıca, Mustafaeva TlGaS_2 tek kristallerinin, oda sıcaklığında ve 5×10^4 - 3.5×10^7 Hz frekans aralığında elektriksel özelliklerini incelemiştir. TlGaS_2 tek kristallerinin geniş bant ve lazer modulator uygulamaları için kullanışlı olduğunu bulmuştur [8]. Mustafaeva ve diğ. başka bir çalışmalarında, TlGaS_2 kristali içerisine gümüş (Ag) katkılayarak elde edilen örneğin dielektrik özelliklerini 300K sıcaklıkta, 5×10^4 - 3.5×10^7 Hz frekans aralığında inceleyerek, gümüş katkılı TlGaS_2 tek kristallerinin ac iletkenliği ve dielektrik özelliklerinin kontrolünün mümkün

olduğunu göstermişlerdir. Ayrıca Ag katkısının, Fermi seviyesine yakın yerlerde durum yoğunluğu arttırdığını, hoplama mesafesinin ve zamanının azaldığı gösterilmiştir [9]. Bununla birlikte, Mustafaeva ve diğ. TlGaS_2 ve TlInS_2 tek kristallerinin DC iletkenlik davranışını incelemişlerdir [10]. Asadov ve diğ. farklı kalınlıklarda üretilmiş $\text{TlGaS}_{0,995}\text{Sb}_{0,005}\text{S}_2$ bileşiğinin, Antimon (Sb) katkısına bağlı olarak oda sıcaklığında $5 \times 10^4 - 3.5 \times 10^7$ Hz frekans aralığında dielektrik özelliklerini ve ac iletkenliğini incelemişlerdir. Bu çalışmada, Sb katkısı ile TlGaS_2 tek kristalinin dielektrik sabitinin ve ac iletkenliğinin kontrol edilebildiği gösterilmiştir [1]. Asadov başka bir çalışmasında 100-300 μm kalınlık aralığında hazırlanan $\text{TlSb}_{1-x}\text{Ga}_x\text{S}_2$ ($x=0,0,03$) tek kristalinin 300 K sıcaklıkta $5 \times 10^4 - 3.5 \times 10^7$ Hz frekans aralığında dielektrik ve ac elektriksel özellikleri incelemiştir. Ga katkısının, Fermi seviyesindeki durum yoğunluğunu, hoplama zamanını ve mesafesini arttırdığını bulmuştur. Yüksek frekans bölgesinde, $\text{TlSb}_{1-x}\text{Ga}_x\text{S}_2$ ($x=0,0.03$) tek kristallerinin ac iletkenliğinin, Fermi seviyesine yakın lokalize durumlarda $\omega^{0,8}$ ile uyumlu olarak hoplama karakteristiğine sahip bir iletkenlik mekanizması olduğu gösterilmiştir [11]. Hurtavy 150-320K sıcaklık ve $10^3 - 10^6$ Hz frekans aralığında $\text{Tl}(\text{GaS}_2)_{1-x}(\text{InSe}_2)_x$ bileşiğinin dielektrik ve elektrik özelliklerini incelemiştir. Sıcaklık ve x konsantrasyonu arttıkça, permitivite ve iletkenliğin arttığı gözlenmiştir [12]. Shim ve diğ. bulk TlGaS_2 bileşiğinin 100-400 K sıcaklık aralığında spektrometrik elipsometre kullanarak dielektrik özelliklerinin sıcaklığa bağlı davranışını incelemişlerdir [13]. Kawabata ve diğ. Bridgman metodunu kullanarak farklı kalınlarda bulk TlGaS_2 bileşiği üretmişlerdir. Bu örneklerin, dielektrik özelliklerinin incelenmesi ve bantlar arası geçişlerin gözlenmesi amaçlanmıştır. Bu sonuçlar, TlGaS_2 için yoğunluk fonksiyonu teorisi (DFT) tabanlı elektronik bant yapısı kullanılarak elde edilmiştir. Bantlar arası optik geçişler için kritik noktalar (CPS) **alınan** dielektrik fonksiyonunun ikinci türev spektrumlarından belirlenmiştir [14]. Mustafaeva ve diğ. 100-170 μm kalınlık aralığında üretilen $\text{TlGa}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$ bileşiğinin, 77-200 K sıcaklık ve $5 \times 10^4 - 3.5 \times 10^7$ Hz frekans aralığında Er katkısına bağlı olarak dielektrik ve optik özelliklerini incelemişlerdir. Er katkısı arttıkça, $\text{TlGa}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$ katı çözeltilerinin dielektrik sabitinin ve dielektrik kayıp faktörünün azaldığını göstermişlerdir. $\text{TlGa}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$ katı çözeltisi 77-100 K sıcaklık aralıklarında temel absorbsiyon kenarına yakın bir absorbsiyona sahip olduğunu ve bundan dolayı doğrudan eksiton geçişlerin mümkün olabileceğini göstermişlerdir [15]. Sheleg ve diğ. sıcaklık ve iyonize radyasyon dozuna bağlı olarak 80-320 K sıcaklık ve $10^3 - 10^6$ Hz frekans aralığında farklı kalınlıklardaki TlGaS_2 ve TlInS_2 bileşiklerinin permitivite ve elektriksel iletkenliğini incelemişler. Bu bileşiklerin iyonize radyasyon dedektörleri için umut

verici olduğu sonucuna varmışlar [5]. Mustafaeva 5×10^4 - 2.5×10^6 doz miktarlarında gama radyasyonu uygulayarak TlGaS_2 tek kristallerinin dielektrik özelliklerini oda sıcaklığında 5×10^4 - 3.5×10^7 Hz frekans aralığında ve gama radyasyonu uygulayarak incelemişlerdir. TlGaS_2 tek kristaline uygulanan bu radyasyon doz miktarlarının dielektrik kayıp değerlerinde belirli bir artışa neden olduğu görülmüştür [16]. Gasanly, TlGaS_2 , TlGaSe_2 ve TlInSe_2 tabakalı kristallerinin kırılma indislerini belirlemek için oda sıcaklığında ve 400-1100 nm dalga boyu aralığında optik incelemeler yapmıştır [17]. Mustafaeva çalışmasında, 100-150 μm kalınlıklardaki $(\text{TlGaS}_2)_{1-x}(\text{TlInSe}_2)_x$ tek kristallerinin $x=0.005$ ve 0.002 için oda sıcaklığında ve 5×10^4 - 3.5×10^7 Hz frekans aralığında dielektrik ve elektriksel özelliklerini incelemiştir. İncelenen frekans aralığı boyunca Fermi seviyesine yakın lokalize durumlar ile hoplama karakteristiğine sahip iletkenliğin $\sigma_{ac} \sim f^{0.8}$ ile uyumlu olduğu görülmüştür. $(\text{TlGaS}_2)_{1-x}(\text{TlInSe}_2)_x$ bileşiğinde artan x değeri için durum yoğunluğu ve ac iletkenliğin arttığı, hoplama süresi ve mesafesi azaldığı görülmüştür [18]. Karabulut ve diğ. Co katkılı TlGaS_2 kristallerinin karanlık ve aydınlık ortamda optik ve elektriksel özelliklerini sıcaklığa bağlı olarak incelemişlerdir. Buna bağlı olarak oda sıcaklığında iletkenlik $10^{-8} \Omega \cdot \text{cm}^{-1}$ ve tuzak konsantrasyon $7.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ olarak bulunmuştur. Katmanlı yapıya sahip bileşiğin direk ve indirek bant aralıklarına sahip olduğu ve değerlerinin sırasıyla 2.49 ve 2.56 eV olduğunu göstermişlerdir [19]. Co katkısının dielektrik özelliklere etkisi Mustafaeva ve diğ. tarafından incelenmiştir. Çalışmada, TlGaS_2 bileşiğine kobalt katkılanarak 100-140 μm kalınlık aralığında $\text{TlGa}_{1-x}\text{Co}_x\text{S}_2$ örnekler elde edilmiş ve katkıya bağlı olarak 300 K sıcaklıkta 5×10^4 - 3.5×10^7 Hz frekans aralığında dielektrik özellikleri incelemişlerdir [20]. Ayrıca, Boz ve diğ. tarafından yine Co katkılı TlGaS_2 bileşiğinin tuzak seviyesi, iletim mekanizması için 100-400 K sıcaklık aralığında ölçümler ile sıcaklığın fotoiletkenliğe etkisi belirlenmiştir [3]. Mustafaeva ve diğ. $(\text{TlGaS}_2)_{1-x}(\text{TlInSe}_2)_x$ katı çözeltilerinin fotoelektrik, X ışını dozimetriği, dielektrik ve optik özellikleri incelemişlerdir. 90-120 μm aralığındaki kalınlık değerlerinde hazırlanan örneklerin, 300 K sıcaklıkta 5×10^4 - 3.5×10^7 Hz frekans aralığında dielektrik ölçümlerini gerçekleştirmişlerdir. Hazırlanan çözeltilerin hem fotoelektrik hem de X ışını hassasiyeti saf TlGaS_2 bileşiğine göre daha yüksek olduğu bulunmuştur. Deneyler sonucunda yüksek frekanslarda $(\text{TlGaS}_2)_{1-x}(\text{TlInSe}_2)_x$ katı çözeltilerin hakim iletkenlik mekanizması ve dielektrik kayıp davranışı belirlenmiştir [21]. Mustafaeva tarafından yapılan başka bir çalışma ise, TlGaS_2 üçlü bileşiğine manganez katkısı yapılarak farklı kalınlıklarda hazırlanan (200-250 μm) $\text{TlGa}_{1-x}\text{Mn}_x\text{S}_2$ ($0 \leq x \leq 0.03$) örneklerinin, 300 K sıcaklıkta ve 5×10^4 - 3.5×10^7 Hz

frekans aralığında katkıya bağlı dielektrik özellikleri incelenmiştir. Manganez katkısı ile dielektrik özelliklerin kontrol edilebildiğini ve dielektrik sabitinin azaldığını gözlemiştir [22]. Qasrawi ve diğ. 10 μm kalınlığındaki TlGaS_2 tek kristallerinin, oda sıcaklığında elektriksel direnci, Hall katsayısı ve fotoakım ölçümleri gerçekleştirilerek incelenmiştir [23]. Diğer taraftan, Kazan ve diğ. TlGaS_2 , TlInS_2 , TlGaSe_2 üçlü bileşiklerinin oda sıcaklığında manyetik özelliklerini inceleyerek literatüre katkıda bulunmuşlardır [24].

Bu tez çalışmasında, TlGaS_2 , $(\text{TlSbS}_2)_{0.5}(\text{TlGaS}_2)_{0.5}$ ve $(\text{TlSbS}_2)_{0.97}(\text{TlGaS}_2)_{0.03}$ bulk örneklerinin termal buharlaştırma yöntemi ile 20nm-750nm kalınlık aralığında ince film örnekleri hazırlandı. Örneklerin kalınlığa, katkı oranlarına bağlı dielektrik özellikleri oda sıcaklığında ve 1Hz- 20MHz frekans aralığında Novocontrol Alpha-A Dielectric/Empedance Analyzer cihazı ile belirlendi. Belirlenen sonuçlardan yapı içerisindeki mümkün polarizasyon ve ac iletkenlik mekanizmaları tayin edilmiştir.

2. GENEL KISIMLAR

2.1. KONDANSATÖRLER

Yük biriktirmek amacıyla paralel iki iletken levha arasında boşluk ya da dielektrik bir malzeme konularak oluşturulan yapıya kondansatör veya kapasitör adı verilir.

2.1.1. Sabit Elektrik Alan Altında Kondansatörler

2.1.1.1. Hava Kondansatörü

İki iletken levha arasında herhangi bir malzeme olmadan aralarında d kadar uzaklık bırakılarak oluşturulan yapıya boşluk ya da hava kondansatörü denir. Bu kondansatörün plakalarının uçlarına V_0 potansiyeli uygulandığında plakalar eşit ve zıt miktarda kadar yüklenirler. Kondansatörün, uygulanan V_0 potansiyeli altında ne kadar yüklenebileceğinin ölçüsüne kapasite denir.

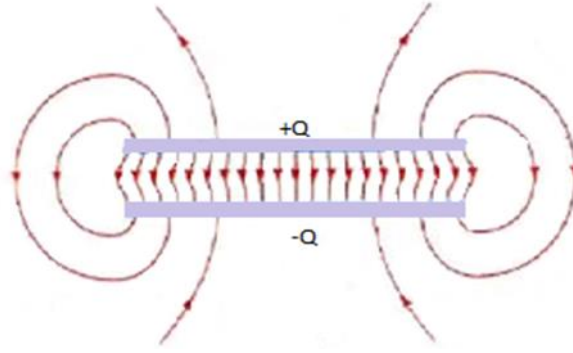
$$C_0 = \frac{Q}{\Delta V_0} \quad (2.1)$$

Eşitlik (2.1)'deki denklemde bulunan C_0 kondansatörün sığasını, ΔV_0 plakalar arasındaki potansiyel farkı, Q kondansatörde depolanan yük miktarını vermektedir ve birimleri sırasıyla Farad, Volt ve Coloumb'tur.

A yüzey alanına sahip elektrotlardan oluşan ve bu elektrotlar arasındaki uzaklık d kadar olan hava kondansatörü için kapasite

$$C_0 = \epsilon_0 \frac{A}{d} \quad (2.2)$$

ile ifade edilir. ϵ_0 boşluğun permitivitesidir ve 8.85×10^{-12} F/m değerine sahiptir [25].

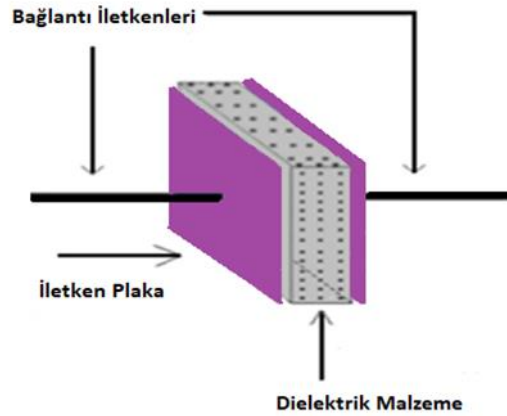


Şekil 2.1: Birbirlerine paralel iki iletken plaka arasındaki elektrik alan çizgileri.

Şekil 2.1’de görüldüğü gibi, kapasitör plakaları arasında oluşan elektrik alan çizgilerinin yönü pozitif yüklü plakadan çıkıp, negatif yüklü plakaya doğrudur. İletken plakalar arasında düzgün bir elektrik alan oluşabilmesi için plakalar arasındaki mesafeyi azaltıp, yüzey alanını artırılması gerekir yani plakalar arasındaki uzaklık (d), plakaların yüzey alanından çok çok küçük olmalıdır ($d \ll A$).

2.1.1.2. Dielektrik Kondansatör

İki iletken plaka arasına Şekil 2.2’de görüldüğü gibi dielektrik bir malzeme konularak oluşturulan yapıya dielektrik kondansatör adı verilir.

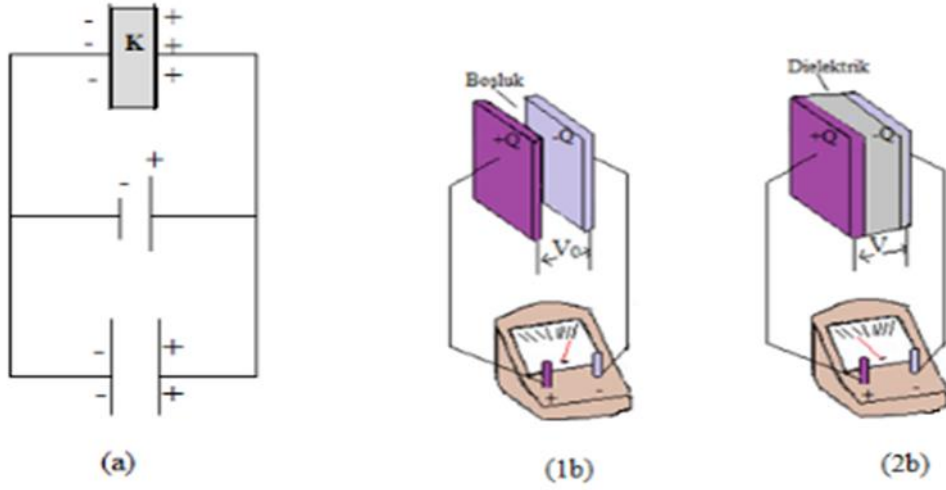


Şekil 2.2: Dielektrik Kondansatör.

Plakalar arasında dielektrik bir malzeme bulunursa kondansatörün kapasitesi;

$$C = \epsilon \frac{A}{d} \quad (2.3)$$

olur ve burada ϵ dielektrik malzemenin permivitesi olarak ifade edilir.



Şekil 2.3: Boşluk kondansatörü ile dielektrik kondansatörün potansiyel fark değişimi.

İletken plakalar arasına dielektrik bir malzeme varken potansiyel fark düşer. Şekil 2.3(b) deki kondansatörlerin her ikisinde de hayali gauss yüzeyi düşünelim. Hava kondansatörüne Şekil 2.3 (1b) ait gauss yüzeyindeki net yük miktarı q kadarken, dielektrik kondansatöründeki Şekil 2.3 (2b) hayali gauss yüzeyine ait net yük miktarı $q - q'$ farkı kadar olacaktır. Dolayısıyla hava ve dielektrik kondansatörlerin plakalar arasındaki potansiyel fark;

$$\Delta V = \frac{\Delta V_0}{K} \quad (2.4)$$

oranında azalacaktır.

Uygulanan potansiyel ile iletken plakalar arasında azalan potansiyel eşitlenene kadar yük akışı devam edecektir. Bunun sonucu olarak dielektrik kapasitör, boşluk kapasitörüne göre daha fazla yüklenecektir. Dielektrik kapasitörün kapasitesi,

$$C = KC_0 \quad (2.5)$$

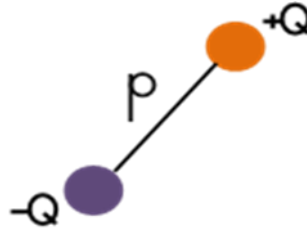
şeklinde artış gösterir. Burada K dielektrik sabitidir ve sadece bir sayıdır, boyutu yoktur.

2.1.2. Dielektrik Malzemenin Mikroskobik Boyutta İncelenmesi

Polarizasyon ifadesinin kökeninde elektrik dipollerinin elektrik alana karşı verdikleri cevap söz konusudur. Aralarında d kadar uzaklık bulunan, eşit ve zıt büyüklükteki $(+q)$ ile $(-q)$ yüklerinin oluşturduğu yapıya dipol denir. p , elektrik dipol moment, q yük miktarı, d ise yükler arasındaki mesafe olmak üzere

$$p = qd \quad (2.6)$$

şeklinde ifade edilir ve elektrik dipol moment $(-)$ yükten $(+)$ yüke doğrudur.



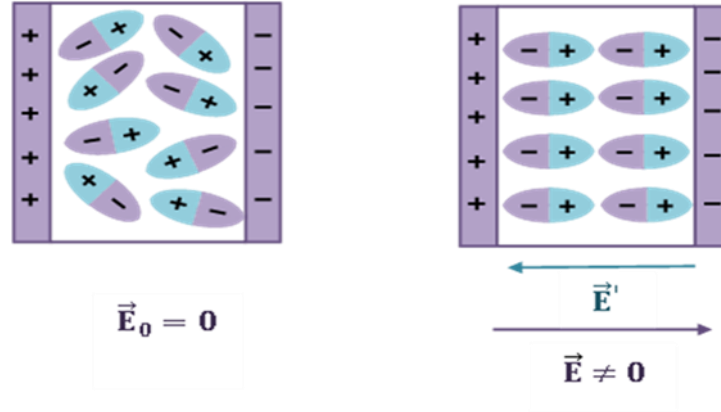
Şekil 2.4: Elektrik dipol moment.

İletken plakalar arasında dielektrik bir malzeme olduğunda plakalar arasındaki potansiyel fark 2.4'deki denklemde ifade edildiği gibi azalır ve bu denklemden yararlanarak potansiyel farktan kaynaklanan elektrik alan da

$$\vec{E} = \frac{\vec{E}_0}{K} \quad (2.7)$$

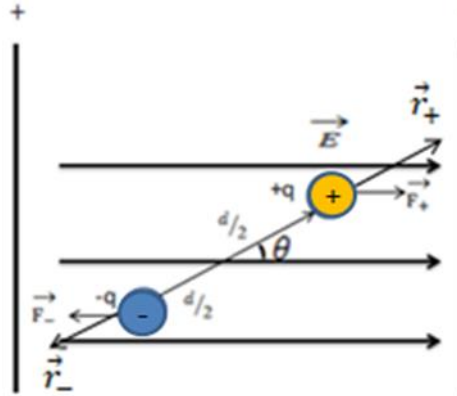
aynı oranda azalma meydana gelir .

Elektrik alandaki azalmayı açıklamak için sürekli dipol momentine sahip ideal bir dielektrik malzemeyi göz önüne alarak inceleyelim.



Şekil 2.5: Dış elektrik alan olmadığında ve dış elektrik alan olduğu durumlarda sürekli dipol momentine sahip ideal bir dielektrik malzemedeki dipol dağılımı.

İletken plakalar arasında elektrik alan yokken dipoller Şekil 2.3’de görüldüğü gibi rastgele dağılmıştır. Ancak, dielektrik kondansatöre bir elektrik alan uygulandığında malzemenin yapısında yer alan dipoller üzerine etki eden tork ile uygulanan elektrik alan gerektirdiği yönde dipollerin yönelmesine neden olur [26].



Şekil 2.6: Elektrik alan etkisindeki dipole etkiyen tork.

Eğer dielektrik malzeme sürekli dipol momentine sahip değilse, uygulanan dış elektrik alan ($\vec{E} \neq 0$) ile dielektrik malzeme içerisinde bir indüklenme meydana gelir. Dielektrik malzemeyi oluşturan moleküllerin pozitif ve negatif yük merkezlerinin birbirinden d mesafesi kadar uzaklaşmalarına sebep olan bu indüklenme, dipolleri oluşturur. Uygulanan dış elektrik alan etkisiyle dipoller üzerine etki eden tork dönme hareketine neden olur.

$\vec{E}$ uygulanan elektrik alan, $p = qd$ elektrik dipol momenti, d pozitif ve negatif yükler arasındaki uzaklık ve $\vec{F} = q\vec{E}$ uygulanan kuvvet olmak üzere eksenin orta noktasına göre referans alındığında sisteme etki eden tork ($\vec{\tau}$),

$$\vec{d} \times \vec{F} = \vec{\tau} \quad (2.8)$$

formülünden yola çıkılırsa;

$$\vec{\tau} = \vec{\tau}_+ + \vec{\tau}_- \quad (2.9)$$

şeklinde ifade edilir ve $\vec{\tau}_+$;

$$\vec{\tau}_+ = \vec{r}_+ \times \vec{F}_+ = (r_+(\hat{i}) + r_+(\hat{j})) \times (F_+(\hat{i})) \quad (2.10)$$

$$\vec{\tau}_+ = \underbrace{(r_+(\hat{i}) \times F_+(\hat{i}))}_0 + (r_+(\hat{j}) \times F_+(\hat{i}))$$

$$\vec{\tau}_+ = r_+(\hat{j}) \times F_+(\hat{i})$$

$$\vec{\tau}_+ = \frac{d}{2} \sin \theta F_+ \underbrace{(\hat{j} \times \hat{i})}_{-\hat{k}} = \frac{d}{2} \sin \theta F_+ (-\hat{k}) \quad (2.11)$$

elde edildi. Aynı şekilde $\vec{\tau}_-$;

$$\vec{\tau}_- = r_-(\hat{j}) \times F_-(\hat{i})$$

$$\vec{\tau}_- = \frac{d}{2} \sin \theta F_- \underbrace{(\hat{j} \times \hat{i})}_{-\hat{k}} = \frac{d}{2} \sin \theta F_- (-\hat{k}) \quad (2.12)$$

şeklinde ifade edilir. Denklem (2.11) ve (2.12)'deki eşitliklikleri (2.9)'deki yerine yazıldığında;

$$\vec{\tau} = \frac{d}{2} \sin \theta F_- (-\hat{k}) + \frac{d}{2} \sin \theta F_+ (-\hat{k})$$

$$\vec{\tau} = dF \sin \theta (-\hat{k}) \Rightarrow \vec{\tau} = \vec{d} \times \vec{F} \quad (2.13)$$

elde edilir.

Elektrik alan etkisinde bulunan dipol yüklerine etkiyen kuvvet;

$$\vec{F} = q\vec{E} \quad (2.14)$$

şeklinde ifade edilir. Eşitlik (2.6) ve (2.14)'daki bağıntılar düzenlenerek (2.13)'daki yerine yazıldığında;

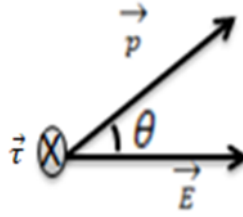
$$\vec{p} = q\vec{d} \Rightarrow \vec{d} = \frac{\vec{p}}{q}$$

$$\vec{F} = q\vec{E} \Rightarrow q = \frac{\vec{F}}{\vec{E}}$$

$$\vec{\tau} = dF \sin \theta (-\hat{k}) = pE \sin \theta (-\hat{k}) = \vec{\tau} = \vec{p} \times \vec{E} \quad (2.15)$$

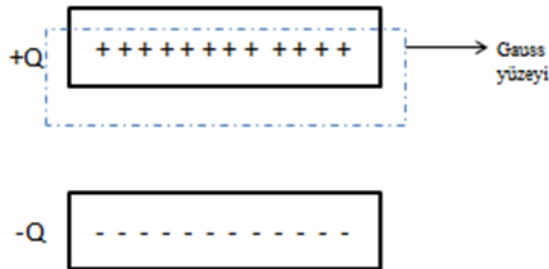
elde edilir.

Bu ifade sisteme etki eden torkun, vektörel bir büyüklük olduğunu göstermektedir ve yönü, Şekil 2.7' daki gibi sayfa düzleminin içeri doğru olmalıdır



Şekil 2.7: Elektrik alanının etkisinde kalan dipol momentine etkiyen torkun vektörel gösterimi.

Plakalar arasında bir dielektrik malzeme konulduğunda, $\vec{E} = \frac{\vec{E}_0}{\kappa}$ ifadesinde görülen elektrik alandaki κ oranında azalma Gauss Yasası ile açıklanabilir.



Şekil 2.8: Dielektrik bir malzeme yokken paralel plakalı kondansatöre uygulanan Gauss yüzeyi. Boşluk kapasitöründe Gauss yüzeyi seçilirse, herhangi bir kapalı yüzeyden geçen net akı;

$$\Phi_E = \oint \vec{E} \cdot d\vec{A} = \frac{Q_{i\phi}}{\epsilon_0} \quad (2.16)$$

dır. Bu eşitlik düzenlendiğinde;

$$\oint E_0 dA \cos 0 = \frac{Q}{\epsilon_0} \Rightarrow \oint E_0 dA = \frac{Q}{\epsilon_0} \Rightarrow E_0 A = \frac{Q}{\epsilon_0}$$

ifadesi elde edilir. Yüzey normali ve elektrik alan aynı yönde olduklarından (2.16) ifadesinde θ açısı yerine sıfır yazılırsa,

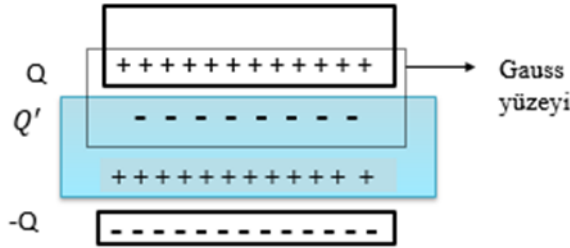
$$E_0 = \frac{Q_{i\phi}}{\epsilon_0 A} \quad (2.17)$$

boşluk kapasitörüne ait elektrik alan ifadesi elde edilmiş olur.

Birim alandaki yük miktarını ifade eden $\frac{Q}{A}$ yerine σ yük yoğunluğu ifadesi yazılabilir. Böylece elektrik alan ifadesi, yük yoğunluğuna bağlı olarak

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \quad (2.18)$$

şeklinde yazılır.



Şekil 2.9: Dielektrik bir malzeme varken paralel plakalı kondansatöre uygulanan Gauss yüzeyi.

Şekil 2.9’de görüldüğü gibi Dielektrik kapasitörde yani plakaları arasında yalıtkan malzeme bulunan kapasitörde bir Gauss yüzeyi seçilirse, elektrik alan ifadesi;

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{A} = \frac{Q_{net}}{\epsilon_0}$$

$$\oint E \cdot dA = \frac{Q}{\epsilon_0} - \frac{Q'}{\epsilon_0} \Rightarrow E \oint dA = \frac{Q}{\epsilon_0} - \frac{Q'}{\epsilon_0} \Rightarrow EA = \frac{Q}{\epsilon_0} - \frac{Q'}{\epsilon_0}$$

$$E = \frac{Q}{\varepsilon_0 A} - \frac{Q'}{\varepsilon_0 A} \quad (2.19)$$

Yukarıdaki denklemde ifade edilen Q' , birbirlerine paralel iletken plakalar arasına konulan dielektrik malzemenin indüklenmesinden kaynaklanan yük miktarıdır. Plakalar arasında dielektrik malzeme varken elektrik alanın büyüklüğü denklem (2.7) ve (2.17)'den yararlanılarak ;

$$E = \frac{E_0}{K} = \frac{Q}{K \varepsilon_0 A} \quad (2.20)$$

şeklinde ifade edilir. Denklem (2.20)'de görüldüğü gibi iletken plakalar arasına bulunan dielektrik malzemeden dolayı elektrik alanda azalma görülür. Bunun sebebi; dielektrik malzemenin indüklenmesini sonucunda yüzeyde biriken yüklerden dolayı ortaya çıkan elektrik alanıdır. Yük yoğunluğuna bağlı olarak;

$$E = \frac{\sigma}{\kappa \varepsilon_0} \quad (2.21)$$

şeklinde ifade edilir.

Yük yoğunluğu ifadesini elde etmek için (2.17) ifadesi düzenlenecek olursa

$$\sigma = \kappa \varepsilon_0 |\vec{E}| = \varepsilon |\vec{E}| \quad (2.22)$$

elde edilir.

Q' , dielektrik malzemenin plakalara bakan yüzeylerinde indüklenme ile oluşan yükleri temsil eder. $Q - Q'$ ifadesi ise Gauss yüzeyi üzerindeki net yükü temsil eder.

Plakalar arasında dielektrik malzeme olması durumunda, toplam elektrik alan azalır. Bu azalmanın sebebi, plakalar arasında oluşan elektrik alana, polarizasyon sonucu ters yönde bir elektrik alanın oluşmasıdır. Bu durum,

$$\frac{Q}{\varepsilon_0 A \kappa} = \frac{Q}{\varepsilon_0 A} - \frac{Q'}{\varepsilon_0 A} \quad (2.23)$$

eşitliği ile ifadesi elde edilir.

Eşitlik düzenlendiğinde;

$$Q' = Q \left(1 - \frac{1}{\kappa} \right) \quad (2.24)$$

elde edilir. (2.24) bağıntısındaki ilk terim, $\frac{Q}{\epsilon_0 A \kappa}$ deplasman alanına, ikinci terim; $\frac{Q}{\epsilon_0 A}$ plakalar arası uygulanan elektrik alana, son terim $\frac{Q'}{\epsilon_0 A}$ polarizasyon sebebiyle zıt yönde oluşan elektrik alana karşılık gelmektedir.

İletken plakalar arasındaki toplam elektrik alan;

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (2.25)$$

olarak tanımlanan $\vec{D}$ elektrik deplasman vektörü ile gösterilmektedir [...]. Toplam elektrik alan

$\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ ifadesine eşit olduğundan (2.22) denkleminde yerine yazılırsa,

$$\epsilon \vec{E} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (2.26)$$

elde edilir. Buradan polarizasyon vektörünün,

$$\vec{P} = (\epsilon_0 - \epsilon) \vec{E} = (\kappa - 1) \epsilon_0 \vec{E} \quad (2.27)$$

şeklinde ifade edilebileceği görülmektedir.

2.1.3. Değişken Elektrik Alanda Kondansatör

Kapasitörün plakaları arasına ω açısal frekanslı potansiyel fark uygulandığında yani değişken elektrik alan uygulandığında, uygulanan potansiyel fark ifadesi

$$V = V_0 e^{i\omega t} \quad (2.28)$$

şeklinde tanımlanır. Uygulanan bu potansiyel farka karşılık kapasitörün plaka yüzeyleri,

$$Q_0 = C_0 V = C_0 V_0 e^{i\omega t} \quad (2.29)$$

yükü ile yüklenir ve (2.29)'daki formülde eşitliğin her iki tarafında türevini alındığında;

$$\frac{dQ_0}{dt} = \frac{d}{dt}(C_0 V_0 e^{i\omega t})$$

yüklem akımında,

$$I_c = \frac{dQ_0}{dt} = i\omega C_0 V_0 e^{i\omega t}$$

i yerine $(i = e^{i\pi/2} = \cos\frac{\pi}{2} + i\sin\frac{\pi}{2}) e^{i\pi/2}$ yazıldığında;

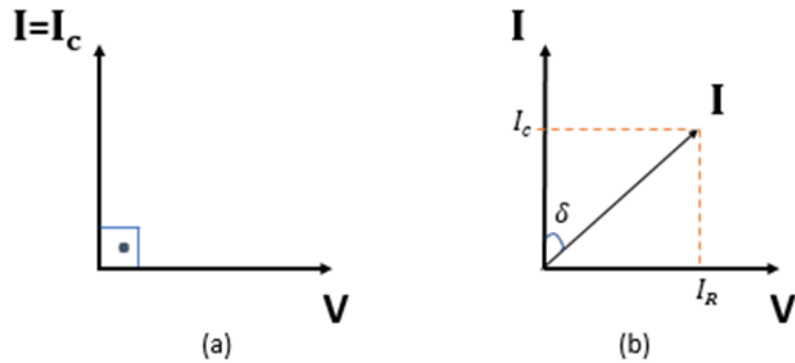
$$I_c = \frac{dQ_0}{dt} = \omega C_0 V_0 e^{i\omega t} e^{i\pi/2}$$

$$I_c = \omega C_0 V_0 e^{i(\omega t + \frac{\pi}{2})} = I_o e^{i(\omega t + \frac{\pi}{2})} \quad (2.30)$$

şeklinde ifade edilir.

Şekil 2.10 (a)' da gösterildiği gibi boşluk kondansatörünün plakaları arasına uygulanan voltaj ile yüklem akımı arasında 90° 'lik faz farkı mevcuttur.

Değişken elektrik alanda plakalar arasına dielektrik malzeme konulduğunda, hem yüklem akımı hem de kayıp akımı denilen iki tür akım söz konusu olacaktır. Yüklem akımı ile voltaj arasında 90° faz farkı varken, kayıp akımıyla voltaj aynı fazdadır. Bu nedenle toplam akım ile voltaj arasındaki faz farkı 90° 'den daha az olacaktır. Faz farkı bu durumda, $90^\circ - \delta$ ile ifade edilir [27]. Bu durum, Şekil 2.10(b)' daki gibi fazör diyagramı ile açıklanabilir.



Şekil 2.10: a) Boşluk kondansatörünün değişken elektrik alandaki fazör diyagramı. b) Dielektrik kondansatörünün değişken elektrik alandaki fazör diyagramı.

Kayıp akım ifadesi; G, kondüktans olmak üzere

$$I_R = G.V \quad (2.31)$$

şeklinde gösterilir ve burada G kondüktanstır. $G = 1/R$ eşittir. Bileşke akım;

$$I = I_C + I_R = i\omega C_0 V_0 e^{i\omega t} + \frac{V}{R} \quad (2.32)$$

$$I = i\omega C_0 V_0 e^{i\omega t} + VG \quad (2.33)$$

Eşitlik (2.28)'deki ifade (2.33)'te yerine yazıldığında

$$I = i\omega C_0 V + VG = (i\omega C_0 + G)V \quad (2.34)$$

Dielektrik kondansatörde faz farkından dolayı kayıp akım söz konusudur. Bileşke akım ile yükleme akım arasında kalan açının tanjantı

$$\tan \delta = \frac{|I_R|}{|I_C|} = \frac{\frac{V}{R}}{VC\omega} = \frac{1}{\omega RC} \quad (2.35)$$

kayıp faktörü olarak adlandırılır.

Kompleks dielektrik permitivite ifadesi,

$$\varepsilon^* = \varepsilon' - i\varepsilon'' \quad (2.36)$$

şeklinde olup, ε' , dielektrik permitivite ve ε'' , dielektrik kayıp permitivitesi olarak adlandırılır. κ^* , kompleks dielektrik sabiti ifadesi

$$\kappa^* = \frac{\varepsilon^*}{\varepsilon_0} \quad (2.37)$$

şeklinde tanımlanır ve kompleks ifade $\kappa^* = \kappa' - i\kappa''$ şeklinde yazılır. Burada κ' , dielektrik sabitinin gerçek kısmı, κ'' ise dielektrik sabitinin sanal kısmı olarak tanımlanır.

Dielektrik kapasitör için toplam akım ifadesi,

$$I = \frac{dQ}{dt} = i\omega\kappa C_0 V_0 e^{i\omega t} \quad (2.38)$$

$$I = i\omega(\kappa' - i\kappa'')C_0 V_0 e^{i\omega t} = i\omega\kappa' C_0 V_0 e^{i\omega t} + \omega\kappa'' C_0 V_0 e^{i\omega t} \quad (2.39)$$

şeklindedir. Toplam akım ifadesi I_C yükleme akımı ve I_R kayıp akımının toplamı olarak yazılacak olursa, yükleme akımı ifadesi;

$$I_C = i\omega\kappa' C_0 V_0 e^{i\omega t} \quad (2.40)$$

ve kayıp akımı ifadesi,

$$I_R = \omega\kappa'' C_0 V_0 e^{i\omega t} \quad (2.41)$$

olarak ifade edilir.

Kayıp faktörünün ise,

$$\tan \delta = \frac{I_R}{I_C} = \frac{\omega\kappa'' C_0 V_0 e^{i\omega t}}{\omega\kappa' C_0 V_0 e^{i\omega t}} = \frac{\kappa''}{\kappa'} \quad (2.42)$$

ifadesinden, dielektrik sabitinin sanal ve gerçek kısımlarının oranı olduğu görülmektedir.

Akım yoğunluğu,

$$J = \frac{I_R}{A} \quad (2.43)$$

şeklinde ifade edilmektedir.

Bu ifadede, kayıp akımı terimi yerine yazıldığında, akım yoğunluğu;

$$J = \frac{\omega\kappa'' C_0 V_0 e^{i\omega t}}{A} \quad (2.44)$$

şeklinde ifade edilir. Elektrik alan ifadesi $E = V/d$ olmak üzere bu iletkenliğe ait akım yoğunluğu ifadesi,

$$J = \frac{A \varepsilon_0 \kappa'' E d e^{i\omega t}}{A} \quad (2.45)$$

$$J = \omega\kappa'' E = \sigma E \quad (2.46)$$

şeklindedir. Bu denklemler sonucunda dielektrik ortamın değişken alan iletkenliği olarak tanımlanan,

$$\sigma_{AC} = \omega\kappa'' \quad (2.47)$$

ifadesi elde edilir. Dielektrik malzemeye değişken bir elektrik alan uygulandığında, dielektrik içerisinde oluşan polarizasyon sonucunda meydana gelen ısı enerjisinin eş değeri kayıp akımı terimidir. Buna karşılık gelen terim de alternatif iletkenlik olarak adlandırılır [28].

2.2. POLARİZASYON MEKANİZMALARI

Polarizasyon, dielektrik malzeme içerisindeki yük taşıyıcılarının, uygulanan dış elektrik alanın gerektirdiği şekilde yönelmeleridir. Ortalama dipol momentini,

$$\vec{p} = \alpha \vec{E'} \quad (2.48)$$

şeklinde ifade edilir. p , α , E' sembolleri sırasıyla dipol momentini, polarlanabilirlik katsayısını ve elektrik alanı tanımlamaktadır.

Polarizasyon vektörü, dielektrik sabiti ve uygulanan elektrik alana bağlı olarak ifade edilmek istenirse;

$$\vec{P} = (K - 1)\epsilon_0 \vec{E} \quad (2.49)$$

olarak yazılır ve buradan N birim hacimdeki dipol sayısı olmak üzere,

$$\vec{P} = N\alpha \vec{E'} \quad (2.50)$$

eşitliği yazılabilir. Burada P makroskobik; N, α ve $\vec{E}_{yerel}$ mikroskobik parametreyle ilişkilendirilir.

2.2.1. Dielektrik Relaksasyon

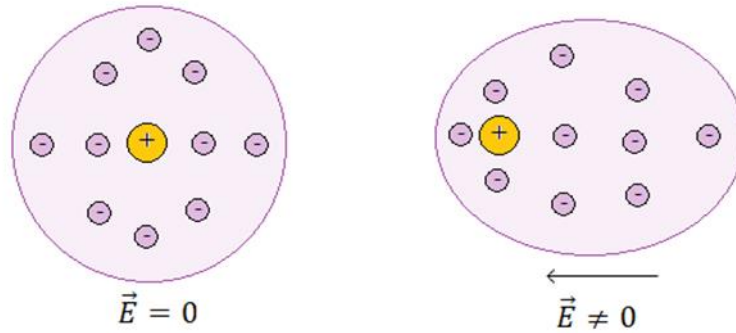
Bir dielektrik alternatif bir elektrik alan içerisine yerleştirildiğinde, dipoller alanla aynı hızda kalmaya çalışır. Bu süreç, her polarizasyon mekanizması için farklı olan sınırlı bir zaman gerektirir. Bu ise atom ve moleküllerin yapısına ve düzenine bağlı olarak değişir. Bir dipole,

elektrik alan uygulandığında, bu alan kaldırıldığında veya yönü değiştirildiğinde tekrar eski haline dönene kadar geçen zamana relaksasyon zamanı denir. Bu durum malzemenin rezonans frekansına denk gelir. Relaksasyon frekansında, dipoller uygulanan alan içerisinde kendilerini tekrar yönlendirebileceklerdir. Diğer bir anlamda dipollerin alana cevap verip yönlendirilmesi ve tekrar eski haline döndüğü süreyi ifade eder. Bu frekansta dielektrik kayıp gözlenir ve enerji ısı şeklinde kaybedilir. Dielektrik kayıp maksimum dereceye, uygulanan elektrik alanın frekansı ile polarizasyon mekanizmasındaki relaksasyon zamanı ile çakıştığında ulaşır [25, 29].

2.2.2. Elektronik ve Atomik Polarizasyon

Atom elektriksel olarak çekirdekteki protonlar, nötronlar ve etrafındaki yörüngelerde dolaşan elektronlardan meydana gelir. Şekil 2.11'deki gibi ilk durumda elektrik alan yokken pozitif çekirdek yükü ile negatif yük merkezleri çakışmıştır. Bu ise net bir dipol momentine sahip olmadığı anlamına gelir. Bu dış elektrik alana maruz kaldığında pozitif yük merkezi alan yönünde hareket ederken negatif yük merkezi zıt yönde yer değiştirir elektronlar dış elektrik alanın yönlendirdiği yöne doğru kayma eğilimi gösterir böylece dipol indüklenmiş olur. Buna elektronik polarizasyon denir [25, 29, 30].

Molekül yapısındaki birden fazla atomun olduğu bir yapıya dışarıdan bir elektrik alan uygulandığında, atom merkezlerinin birbirine göre az miktarda yer değiştirdiği gözlemlenir. Bu durum infrared bölgede gerçekleşir. Elektronik polarizasyonda olduğu gibi atomik polarizasyonda da dielektrik kayıp azdır aynı zamanda toplam ısınmaya etkisi de az olacaktır.



Şekil 2.11: Elektriksel Polarizasyon.

Molekül üzerine etki eden bölgesel elektriksel alan $\vec{E}'$ olarak ifade edilirse, meydana gelen dipol momentini;

$$\vec{p}_i = \alpha_m \vec{E}' \quad (2.51)$$

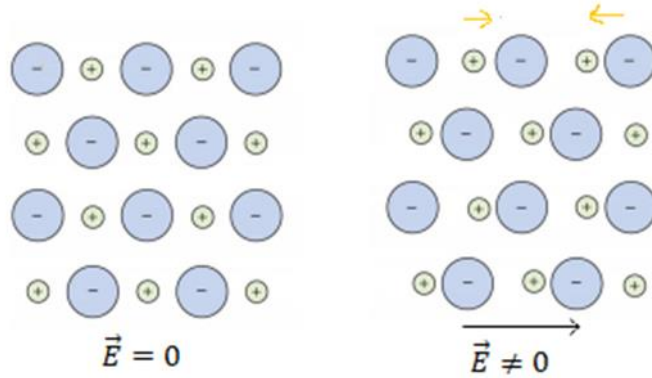
şeklinde gösterilir. (2.50)'deki formülde α_m molekülün polarizlenebilme katsayısıdır. Burada;

$$\alpha_m = \alpha_e + \alpha_a \quad (2.52)$$

şeklinde gösterilir. α_e elektrik alan etkisindeki elektronların bulunduğu konumu değiştirebilme yeteneği veya elektronların polarizlenebilme katsayısı olarak gösterilir. Aynı ifade elektrik alan etkisindeki α_a için de geçerlidir veya α_a 'yı çekirdeğin polarizlenebilme katsayısı olarak tanımlanabilir. Elektronik polarizasyon kısa zaman aralıklarında ve yüksek frekanslarda gözlemlenir [28].

2.2.2. İyonik Polarizasyon

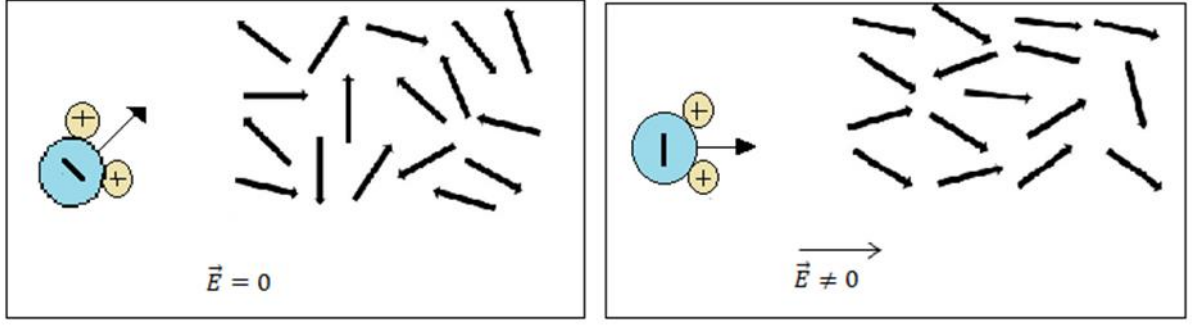
Kristal örgü yapısındaki iyonik bağlı bir moleküle, elektrik alan uygulanmasıyla yapı içerisindeki zıt yüklü iyonların zıt yönlü hareket etmeleri, net bir dipol momentini oluşmasına sebep olur. Bu durum iyonik polarizasyon olarak adlandırılır. Relaksasyon zamanı, iyonların ağırlıklarından (kütlelerinden) dolayı elektronik polarizasyona göre daha uzun bu sebeple daha düşük frekanslarda gerçekleşir. Molekülün polarlanabilme katsayısı α_i 'dir. NaCl bunun için iyi bir örnektir [31].



Şekil 2.12: İyonik Polarizasyon.

2.2.3. Dipolar Polarizasyon

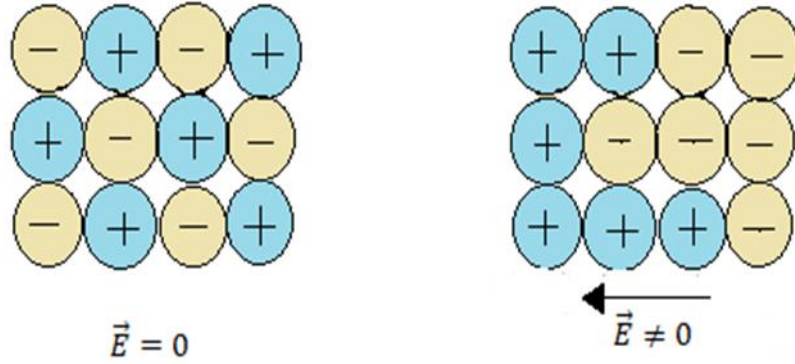
Bazı moleküller kendiliğinden dipol momentine sahiptirler ve bu moleküle bir dış elektrik alan uygulanırsa dipoller torkun etkisiyle elektrik alan yönünde yönelme eğilimi gösterirler. Bu durum dipolar polarizasyon adlandırılır. Dipolar polarizasyon 10^3 ile 10^6 Hz frekans aralığında gözlemlenmektedir [28].



Şekil 2.13: Dipolar Polarizasyon.

2.2.4. Yüzeylelerarası Polarizasyon

Örgü ya da kristallerdeki heterojen yüzeylelerde bulunan çatlak veya boşluklara serbest halde bulunan yüklerin birikmesi sonucu meydana gelen polarizasyondur. Buna yüzeylelerarası polarizasyon adı verilir. . Yük taşıyıcılarının yavaş hareket etmesi sebebiyle yüzeyleler arası polarizasyonun meydana gelmesi de yavaş bir süreçtir. Bu yüzden yüzeyleler arası yük polarizasyonu 10^{-2} Hz frekans civarında meydana gelmektedir [28, 31, 32].



Şekil 2.14: Yüzeylelerarası Polarizasyon.

Şekilde gösterildiği gibi;

$\vec{E}_1$,iletken plaka yüzeylerindeki serbest yüklerin oluşturduğu dış elektrik alan

$\vec{E}_2$,dielektrik maddenin kutuplanmasıyla oluşan bağlı yüklerin oluşturduğu iç elektrik alan

$\vec{E}_3(\vec{E}_L)$, Lorentz yerel alanı yani küre sınırlarında oluşan, dipol zincirlerinin serbest uçlarının oluşturduğu elektrik alan

$\vec{E}_4$, küre içerisindeki dipollerin oluşturmuş olduğu elektrik alan

Küre içerisinde A referans noktasında bulunan moleküle çok yakın konumlarda bulunan farklı moleküller de vardır bulundukları konum ve şekilleri de göz önüne alındığında bunların hesaba katılması gerekmektedir. $\vec{E}_4$ alanı bu moleküllerin elektrik alanını ifade eder. Tüm bu alanları hesaba katarak yerel elektrik alanı hesaplırsak,

$$\vec{E}_{yerel} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \vec{E}_3 + \vec{E}_4 \quad (2.53)$$

ifadesini elde ederiz. Makroskobik elektrik alan ifadesi;

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 = \left(\frac{\sigma}{\epsilon_0} - \frac{\sigma}{\epsilon_0} \right) \vec{n} \quad (2.54)$$

şeklindedir. Buradaki $\vec{n}$ birim vektördür ve yüzeye diktir. Yerel elektrik alan ifadesinde yerine yazarsak,

$$\vec{E}_{yerel} = \vec{E} + \vec{E}_3 + \vec{E}_4 \quad (2.55)$$

elde edilir bu genel bir ifadedir. Lorentz alanı, küre dışındaki dipollerin P polarizasyon katkısıdır ve bu yüklerin küre yüzeyindeki yük yoğunluğu, $\sigma_n = P \cdot n = P_n$ şeklindedir. Polarizasyon vektörü cinsinden ifadesi $P_n = \vec{p} \cdot d\vec{A}$ olarak gösterilir o halde, kutupsal koordinatlardan $\vec{E}_3(\vec{E}_L)$ hesaplanabilir.

$$\vec{E}_L = \oint \frac{P \cos^2 \varphi}{\epsilon_0 4\pi r^2} dA, \quad dA = 2\pi \sin \varphi r^2 d\varphi \quad (2.56)$$

yerine yazılırsa,

$$\vec{E}_L = \frac{P}{2\varepsilon_0} \int_0^\pi \cos^2\varphi \sin\varphi d\varphi \quad (2.57)$$

olarak bulunur. Burada kısmi integral kullanılırsa,

$$\int_0^\pi \cos^2\varphi \sin\varphi d\varphi = \frac{2}{3} \quad (2.58)$$

olacaktır. O halde,

$$\vec{E}_L = \frac{\vec{P}}{3\varepsilon_0} \quad (2.59)$$

sonucuna ulaşıldığı görülecektir. Ayrıca süsseptibilite ifadesinden polarizasyon vektörünün

$$\chi = \frac{\vec{P}}{\varepsilon_0 \vec{E}} = \kappa' - 1 \text{ buradan } \vec{P} = \varepsilon_0 \vec{E}(\kappa' - 1) \quad (2.60)$$

ifadesine bağlı olarak değiştiği de görülebilir. Kürenin yarıçapı çok küçük seçildiği için $\vec{P}$, kürenin içerisinde sabit olacaktır. Ayrıca küre içerisindeki yakın moleküler dipollerin olduğu alanı hesaplamak çok zordur. Bu sebeple Lorentz basit kübik örgüdeki çift kutupların örgü köşelerinde E_4 alanının sıfır olduğunu söylemiştir. Sonuç olarak basit kübik örgülerde $\vec{E}_4=0$ olduğundan tüm durumlar ve herhangi bir durum için $\vec{E}_4=0$ olarak alınabilir. Bu durum göz önüne alınarak bir dielektrikteki dipole etkiyen toplam net alan,

$$\vec{E}_{yere} = \vec{E} + \vec{E}_{3(L)} = \vec{E} + \frac{\vec{P}}{3\varepsilon_0} \quad (2.61)$$

olacaktır. Buradan

$$\vec{E}_{yere} = \vec{E} + \frac{\vec{P}}{3\varepsilon_0} = \vec{E} + \frac{\vec{E}}{3}(\kappa' - 1) = \frac{\vec{E}}{3}(\kappa' - 2) \quad (2.62)$$

yazılırsa makroskobik bir ifade olarak göstermiş oluruz. Birim hacim başına düşen N dipolle sistem polarize olur. Dipol momentlerini $\vec{p} = \alpha \vec{E}_{yere}$ olarak daha önce ifade etmiştik. Buradan dipol moment yoğunluğu,

$$\vec{P} = N \cdot \vec{p} = N\alpha \vec{E}_{y_{rel}} \quad (2.63)$$

$$(\kappa' - 1)\varepsilon_0 E = N\alpha \frac{E}{3} (\kappa' + 2) \quad (2.64)$$

$$(\kappa' - 1)\varepsilon_0 = \frac{N\alpha}{3} (\kappa' + 2) \quad (2.65)$$

olarak bulunur. Buradaki denklemi daha düzenli bir hale getirmek istersek,

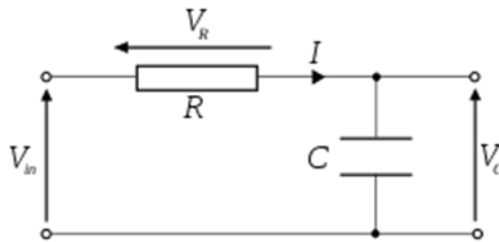
$$\frac{(\kappa' - 1)}{(\kappa' + 2)} = \frac{N\alpha}{3\varepsilon_0} \quad (2.66)$$

yazılabilir bu ifadeye Clausis Mosotti denklemi denir. Denklem makroskobik ve mikroskobik parametreler arasında kolayca ilişki kurmamızı sağlar. Sonuç olarak dielektrik katsayısı ve polarlanma katsayısı arasındaki bağıntıyı göstermiş olur [25].

2.4. DEBYE MODELİ

Dielektrik Spektroskopide dielektrik bir malzemenin kapasitesini ve kayıbını belirlemede yaygın olarak Schering köprüsü kullanılır. Kullanılan dielektrik spektroskopi çalışma yönteminin anlaşılabilmesi için ilk olarak seri ve paralel bağlı RC devrelerinden yararlanılır ve daha sonra seri ve paralellerden oluşan bu kompleks devrenin çözümü yapılarak Debye denklemine geçiş yapılır [29].

2.4.1. Seri Bağlı RC Devresi



Şekil 2.17: Seri Bağlı RC devresi.

Seri bağlı devrelerde potansiyel;

$$V = V_R + V_C \quad (2.67)$$

$$V = I \cdot R + V_C \quad (2.68)$$

şeklindedir. $I = i\omega CV$ bağıntısından yararlanıldığında

$$V_C = \frac{I}{i\omega C}$$

elde edilir ve bu ifadeyi (2.71) formülünde yerine yazıldığında;

$$V = I.R + \frac{I}{i\omega C} \Rightarrow V = I \left(R + \frac{1}{i\omega C} \right) \quad (2.69)$$

elde edilir ve (2.69)'deki denklemde eşitliğin her iki tarafını I 'ya bölünürse,

$$Z = \frac{V}{I} \Rightarrow Z = \left(R + \frac{1}{i\omega C} \right) \quad (2.70)$$

bulunur.

$$\frac{V}{I} = R + \frac{1}{i\omega C} \quad (2.71)$$

$$I = (i\omega K' + \omega K'')C_0 V$$

Eşitlik (2.71)'da yerine yazıldığında;

$$\frac{V}{(i\omega K' + \omega K'')C_0 V} = R + \frac{1}{i\omega C}$$

elde edilir ve paydaları eşitleyip sadeleştirme yapıldığında;

$$\frac{1}{(iK' + K'')\omega C_0} = \frac{Ri\omega C + 1}{i\omega C} \quad (2.72)$$

bulunur. (2.72)'deki eşitliğin sol tarafındaki paydayı reel yapmak için pay ve paydayı $i\omega C$ ile çarpıp,

$$\frac{1}{(iK' + K'')\omega C_0} = \frac{R\omega^2 C^2 - i\omega C}{\omega^2 C^2}$$

sadeleştirme yapıldığında;

$$\frac{1}{(iK' + K'')\omega C_0} = \frac{R\omega C - i}{\omega C} \quad (2.73)$$

elde edilir. Seri bağlı RC devresi için K' dielektrik sabitini, K'' dielektrik kayıp faktörünü ve $\tan \delta$ kayıp tanjantını bulmak için ilk olarak denklem (2.32)'deki ifade düzenlenir.

$$iK' + K'' = \frac{\omega C}{RC_0\omega^2 C - i\omega C_0}$$

Paydayı eşleniği ile çarpıp reel ve imajinel kısımlarına ayırıldığında;

$$iK' + K'' = \frac{RC_0\omega^3 C^2 - i\omega^2 C_0 C}{R^2 C_0^2 \omega^4 C^2 + \omega^2 C_0^2}$$

$$iK' + K'' = \frac{R\omega C^2}{R^2 C_0 \omega^2 C^2 + C_0} + i \frac{C}{R^2 C_0 \omega^2 C^2 + C_0} \quad (2.74)$$

şeklindeki gibi olur ve dielektrik sabiti,

$$K' = \frac{C}{R^2 C_0 \omega^2 C^2 + C_0} \quad (2.75)$$

dielektrik kayıp faktörü,

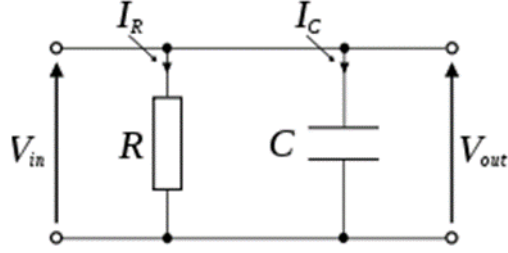
$$K'' = \frac{R\omega C^2}{R^2 C_0 \omega^2 C^2 + C_0} \quad (2.76)$$

kayıp tanjantı;

$$\tan \delta_s = \tan \delta = \frac{K''}{K'} = \frac{\frac{R\omega C^2}{R^2 C_0 \omega^2 C^2 + C_0}}{\frac{C}{R^2 C_0 \omega^2 C^2 + C_0}} = R\omega C \quad (2.77)$$

bulunur.

2.4.2. Paralel Bağlı RC Devresi



Şekil 2.18: Paralel Bağlı RC devresi.

Paralel bağlı devrelerde toplam akım;

$$I = I_R + I_C \Rightarrow I = \frac{V}{R} + I_C \quad (2.79)$$

$$Q = C.V \Rightarrow \frac{dQ}{dt} = C \frac{dV}{dt} \Rightarrow I_C = C \frac{dV}{dt} \quad (2.80)$$

(2.80)'deki I_C ifadesini (2.79)'deki denklemde yerine yazıldığında;

$$I = \frac{V}{R} + C \frac{dV}{dt} \quad (2.81)$$

elde edilir ve $V = V_0 e^{i\omega t}$ ifadesinden yararlanılarak,

$$\frac{dV}{dt} = i\omega V_0 e^{i\omega t} = i\omega V \quad (2.82)$$

elde edilir ve bu ifade (2.81)'te kullanıldığında

$$I = \frac{V}{R} + Ci\omega V \Rightarrow I = V \left(\frac{1}{R} + i\omega C \right) \quad (2.83)$$

sonucuna ulaşılır ve (2.83)'deki denklemde eşitliğin her iki tarafını V 'ye böldüğünde

$$Y = \frac{I}{V} \Rightarrow Y = \left(\frac{1}{R} + i\omega C \right) \quad (2.84)$$

bulunur. (2.70)'deki ve (2.84)'deki denklemlerden yararlanarak;

$$Y = \frac{1}{Z} \quad (2.85)$$

$$\frac{I}{V} = \left(\frac{1}{R} + i\omega C \right) \quad (2.86)$$

bulunur. $I = (i\omega K' + \omega K'')C_0 V$ eşitliği (2.86)'deki yerine yazıldığında;

$$(i\omega K' + \omega K'')C_0 = \frac{1}{R} + i\omega C \quad (2.87)$$

Paralel bağlı RC devresi için K' dielektrik sabitini, K'' dielektrik kayıp faktörünü ve $\tan \delta$ kayıp tanjantını bulmak için.

(2.87)'deki eşitliğin her iki tarafı ωC_0 bölünür.

$$iK' + K'' = \frac{1}{R\omega C_0} + i\frac{C}{C_0}$$

Sırasıyla dielektrik sabiti, dielektrik kayıp faktörü ve kayıp tanjantı;

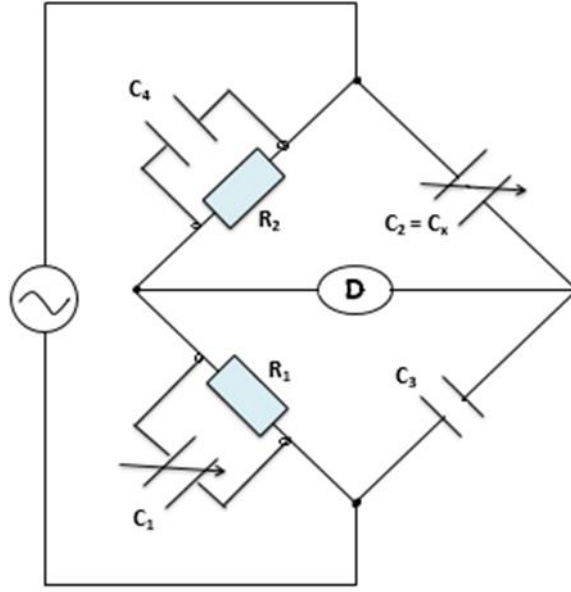
$$K' = \frac{C}{C_0} \quad (2.88)$$

$$K'' = \frac{1}{R\omega C_0} \quad (2.89)$$

$$\tan \delta_p = \tan \delta = \frac{K''}{K'} = \frac{\frac{1}{R\omega C_0}}{\frac{C}{C_0}} = \frac{1}{\omega RC} \quad (2.90)$$

bulunur.

Bütün bir devre ele alındığında;



Şekil 2.19: Schering köprüsü.

Denklem (2.83)'den yola çıkılacak olunursa;

$$Y = \frac{1}{R} + i\omega C \Rightarrow Y = \frac{1}{Z_2} + i\omega C_1$$

olur. Z_2 'yi bulmak için seri bağlı RC devresinden formülünden;

$$Z_2 = R_2 + \frac{1}{i\omega C_2} \quad (2.91)$$

$$Z_2 = \frac{R_2\omega^2 C_2^2 - i\omega C_2}{\omega^2 C_2^2} \quad (2.92)$$

elde edildi. Denklem (2.91)'ni Y ifadesindeki yerine yazıldığında;

$$Y = \frac{1}{Z_2} + i\omega C_1 \Rightarrow Y = i\omega C_1 + \frac{1}{\frac{R_2\omega^2 C_2^2 - i\omega C_2}{\omega^2 C_2^2}}$$

$$Y = i\omega C_1 + \frac{\omega^2 C_2^2}{R_2\omega^2 C_2^2 - i\omega C_2} \quad (2.93)$$

olur. Denklem (2.93)'in paydası reel yapmak için pay ve payda eşlenik ile çarpılır.

$$Y = i\omega C_1 + \frac{\omega^2 C_2^2}{R_2 \omega^2 C_2^2 - i\omega C_2} \cdot \frac{(R_2 \omega^2 C_2^2 + i\omega C_2)}{(R_2 \omega^2 C_2^2 + i\omega C_2)}$$

$$Y = i\omega C_1 + \frac{R_2 \omega^4 C_2^2 + i\omega^3 C_2}{R_2^2 \omega^4 C_2^2 + \omega^2 C_2}$$

Sadeleştirme yapıp düzenlediğinde;

$$Y = i\omega C_1 + \frac{R_2 \omega^2 C_2^2 + i\omega C_2}{R_2^2 \omega^2 C_2^2 + 1} \quad (2.94)$$

ifadesi elde edildi. (2.94)'daki denklem parçalarına ayrılırsa;

$$Y = \frac{i\omega C_1 (R_2^2 \omega^2 C_2^2 + 1)}{R_2^2 \omega^2 C_2^2 + 1} + \frac{R_2 \omega^2 C_2^2}{R_2^2 \omega^2 C_2^2 + 1} + \frac{i\omega C_2}{R_2^2 \omega^2 C_2^2 + 1}$$

ve $\tau = R.C$ olduğundan;

$$Y = \frac{i\omega C_1 (\omega^2 \tau^2 + 1)}{\omega^2 \tau^2 + 1} + \frac{\omega^2 \tau C_2}{\omega^2 \tau^2 + 1} + \frac{i\omega C_2}{\omega^2 \tau^2 + 1} \quad (2.95)$$

olur.

$$Y = \frac{i\omega C_1 (\omega^2 \tau^2 + 1) + i\omega C_2}{\omega^2 \tau^2 + 1} + \frac{\omega^2 \tau C_2}{\omega^2 \tau^2 + 1} \quad (2.96)$$

(2.39) ve (2.49) formüllerinden yararlanılarak;

$$Y = \frac{I}{V} = \frac{(i\omega K' + \omega K'')C_0 V}{V} = (iK' + K'')\omega C_0 \quad (2.97)$$

elde edilir. Denklem (2.96) ile (2.97)'daki ifadeler birbirine eşitlenirse;

$$iK' \omega C_0 + K'' \omega C_0 = \frac{i\omega C_1 (\omega^2 \tau^2 + 1) + i\omega C_2}{\omega^2 \tau^2 + 1} + \frac{\omega^2 \tau C_2}{\omega^2 \tau^2 + 1} \quad (2.98)$$

elde edilir.

$$K' \omega C_0 = \frac{i\omega C_1 (\omega^2 \tau^2 + 1) + i\omega C_2}{\omega^2 \tau^2 + 1}$$

sırasıyla bütün bir devre için dielektrik sabiti K' , dielektrik kayıp faktörü K'' ve kayıp tanjantı $\tan \delta$;

$$K' = \frac{C_1}{C_0} + \frac{C_2}{(\omega^2 \tau^2 + 1)C_0} \quad (2.97)$$

$$K'' \omega C_0 = \frac{\omega^2 \tau C_2}{\omega^2 \tau^2 + 1}$$

$$K'' = \frac{\omega \tau C_2}{C_0(\omega^2 \tau^2 + 1)} \quad (2.98)$$

$$\tan \delta = \frac{K''}{K'} = \frac{\frac{\omega \tau C_2}{C_0(\omega^2 \tau^2 + 1)}}{\frac{C_1}{C_0} + \frac{C_2}{(\omega^2 \tau^2 + 1)C_0}} = \frac{\omega \tau C_2}{C_0(\omega^2 \tau^2 + 1)} \cdot \frac{C_0(\omega^2 \tau^2 + 1)}{C_1(\omega^2 \tau^2 + 1) + C_2}$$

$$\tan \delta = \frac{\omega \tau C_2}{C_1(\omega^2 \tau^2 + 1) + C_2} = \frac{\omega RC}{\frac{C_1}{C_2}(\omega^2 \tau^2 + 1) + 1} \quad (2.99)$$

Denklem (2.77)' da seri bağlı RC devresi için kayıp tanjantı ωRC olduğu bilindiğinden, bütün bir devre için kayıp tanjantı;

$$\tan \delta_T = \tan \delta = \frac{\tan \delta_s}{\frac{C_1}{C_2}(\omega^2 \tau^2 + 1) + 1} \quad (2.100)$$

elde edildi.

Frekans değeri sıfır olduğu durum için dielektrik sabiti K_s ,

$$K_s = \frac{C_1}{C_0} + \frac{C_2}{C_0} \quad (2.101)$$

sonsuz olduğu durum için dielektrik sabiti K_∞ ,

$$K_\infty = \frac{C_1}{C_0} \quad (2.102)$$

elde edilir. Denklem (2.100) ve (2.101)'nin farkı alındığında;

$$S = K_s - K_\infty = \frac{C_2}{C_0}$$

şeklinde ifade edilir. (2.97)'deki dielektrik sabitinden yararlanılarak Debye denklemleri bulunur.

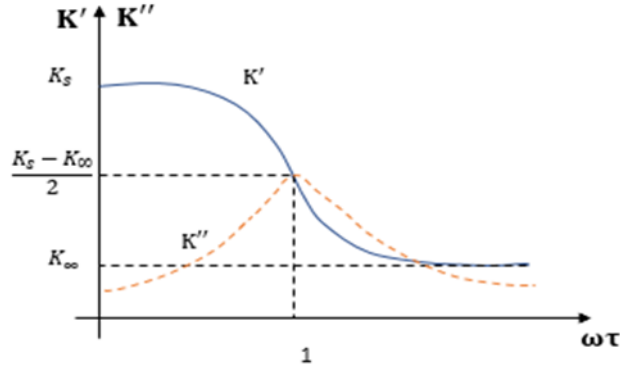
$$K' = \underbrace{\frac{C_1}{C_0}}_{K_\infty} + \frac{1}{(\omega^2\tau^2 + 1)} \cdot \underbrace{\frac{C_2}{C_0}}_S$$

$$K' = K_\infty + \frac{S}{(\omega^2\tau^2 + 1)} \quad (2.103)$$

$$K'' = \frac{C_2}{C_0} \frac{\omega\tau}{(\omega^2\tau^2 + 1)} = \frac{S\omega\tau}{(\omega^2\tau^2 + 1)} \quad (2.104)$$

$$\tan \delta = \frac{K''}{K'} = \frac{\frac{S\omega\tau}{(\omega^2\tau^2 + 1)}}{K_\infty + \frac{S}{(\omega^2\tau^2 + 1)}} = \frac{S\omega\tau}{K_\infty\omega^2\tau^2 + K_s} \quad (2.105)$$

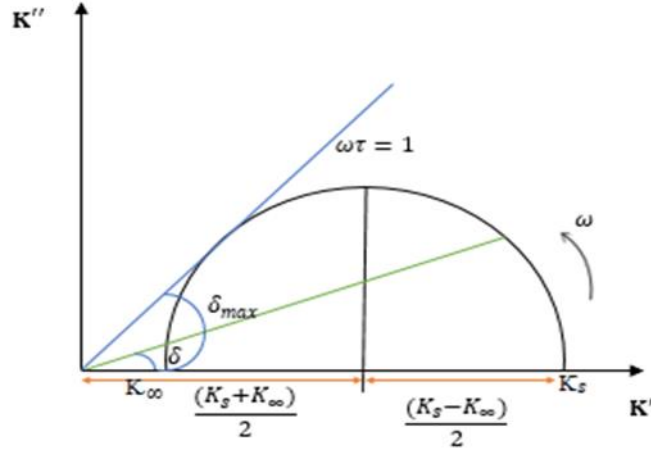
Denklem (2.103), (2.104), (2.105)'teki eşitliklere Debye eşitlikleri denir.



Şekil 2.20: Debye Rölaksasyonu.

2.5. COLE-COLE BAĞINTISI

Cole-cole eşitliği yapıların dielektrik relaksasyonu tanımlamak için kullanılan bir relaksasyon modelidir. Birkaç relaksasyon zamanı gözlemlendiğinde bu dağılım düzgün olmayan bir yarım çemberle gösterilebilir [33].



Şekil 2.21: Debye röleksasyonu için Cole-Cole diyagramı.

Genel olarak çember denklemi;

$$x^2 + y^2 = r^2 \quad (2.106)$$

şeklinde ifade edilir. Şekil 2.20'deki diyagramın çember denklemi ise;

$$\left[x - \frac{(K_s + K_\infty)}{2} \right]^2 + y^2 = \left[\frac{(K_s - K_\infty)}{2} \right]^2 \quad (2.107)$$

şeklinde olur. Burada x yerine debye denklemindeki K' ve y yerine de K'' yazıldığında denklem;

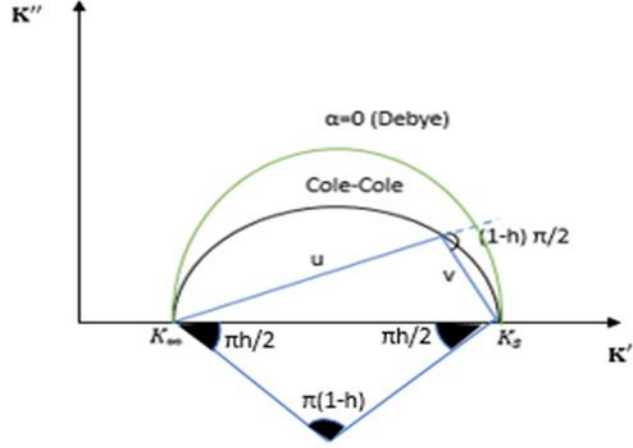
$$(K'')^2 + (K' - K_\infty)^2 = \frac{(K_s - K_\infty)^2}{\omega^2 \tau^2 + 1} \quad (2.108)$$

olur. Çemberin yüksek frekanslar değeri, düşük frekans değeri ve maksimum noktası sırasıyla şu değerleri $(K_\infty, 0)$, $(K_s, 0)$ ve $(\frac{(K_s - K_\infty)}{2}, \frac{(K_s + K_\infty)}{2})$ almaktadır. Çemberin yarıçapı ise $(\frac{K_s - K_\infty}{2})$ 'dır. Şekil 2.20' de gösterildiği gibi koordinat merkezinden çemberi teğet geçecek bir doğru çizildiğinde arada kalan açığa δ_{max} denildiğine ve bu açının sinüsünü alındığında;

$$\sin \delta_{max} = \frac{K_s - K_\infty}{K_s + K_\infty} \quad (2.109)$$

Şekil 2.20' den yaralanılarak yazılan ifadelerden çıkarılan sonuç tek bir polarizasyon mekanizmasının bulunduğu ve bütün dipollerin röleksasyon zamanlarının aynı olduğu fikridir. Şayet yapıda birden fazla dipol yapı bulunursa o zaman röleksasyon dağılımı söz konusu olur.

ve şekil 2.20'deki gibi tam bir çember yerine tam olarak düzgün olmayan çembersel bir yapı meydana gelir. Bunu Şekil 2.21'de görülen Cole-Cole modeli argant diyagramında yararlanılarak açıklanabilir.



Şekil 2.22: Cole-Cole modelinde verilen dielektrik sabitinin arhant diyagramı.

Denklem (2.101) ve denklem (2.102) bağıntılarından faydalanarak kompleks elektrik permivite;

$$K^* = K' - iK'' = K_\infty + \frac{K_s - K_\infty}{\omega^2\tau^2 + 1} - i\omega\tau \frac{(K_s - K_\infty)}{\omega^2\tau^2 + 1}$$

$$K^* = K_\infty + \frac{K_s - K_\infty}{\omega^2\tau^2 + 1} (1 - i\omega\tau) \quad (2.110)$$

şeklinde ifade edilir. Denklem (2.110)'deki bağıntı düzenlendiğinde;

$$K^* = K' - iK'' = K_\infty + \frac{K_s - K_\infty}{(1 - i\omega\tau) \cdot (1 + i\omega\tau)} (1 - i\omega\tau)$$

$$K^* = K_\infty + \frac{K_s - K_\infty}{1 + i\omega\tau} \quad (2.111)$$

olur. $i\omega\tau$ bağıntısı,

$$K' - iK'' = K_\infty + \frac{K_s - K_\infty}{1 + i\omega\tau}$$

$$1 + i\omega\tau = \frac{K_s - K_\infty}{K' - iK'' - K_\infty} \Rightarrow i\omega\tau = \frac{K_s - K_\infty - K' + iK'' + K_\infty}{K' - iK'' - K_\infty}$$

$$i\omega\tau = \frac{(K_s - K') + iK''}{(K' - K_\infty) - iK''} \quad (2.112)$$

elde edildi. Şekil 2.21' den yola çıkılırsa,

$$i\omega\tau = \frac{\overbrace{(K_s - K') + iK''}^v}{\underbrace{(K' - K_\infty) - iK''}_u} = \frac{K_s - K^*}{K^* - K_\infty} = \frac{v}{u} \quad (2.113)$$

elde edilir ve burada i ifadesini exponansiyel olarak ifade edilirse;

$$i = \cos \frac{\pi}{2} + i \sin \frac{\pi}{2} = e^{i\pi/2}$$

$$\omega\tau e^{i\pi/2} = \frac{v}{u} \quad (2.114)$$

Yukarıda kullanılan ifadeler debye röleksasyonunu içindir. Cole-Cole modeli için kompleks permivite,

$$K^* = K' - iK'' = K_\infty + \frac{K_s - K_\infty}{1 + (i\omega\tau)^{1-h}} \quad (2.115)$$

$(i\omega\tau)^{1-h}$ bağıntısı,

$$1 + (i\omega\tau)^{1-h} = \frac{K_s - K_\infty}{K' - iK'' - K_\infty}$$

$$(i\omega\tau)^{1-h} = \frac{K_s - K_\infty - K' + iK'' + K_\infty}{K' - iK'' - K_\infty}$$

$$(i\omega\tau)^{1-h} = \frac{(K_s - K') + iK''}{(K' - K_\infty) - iK''} = \frac{v}{u} \quad (2.116)$$

elde edilir ve burada i ifadesini exponansiyel olarak ifade edilirse;

$$\frac{v}{u} = (\omega\tau)^{1-h} (i)^{1-h} = (\omega\tau)^{1-h} e^{\frac{i\pi}{2}(1-h)} \quad (2.117)$$

elde edilir. h röleksasyon dağılımının derecesidir. Debye röleksasyonu için h sıfır değerine eşittir. $0 \leq h \leq 1$ değerlerini alır [34].

2.6. DRUDE MODELİ

İletken bir malzeme içerisindeki bulunan serbest elektronların düzgün bir biçimde sıralandığını farzedelim ve bu serbest elektronlara iletken elektronda denilebilmektedir. İletken elektronlar elektrik alanın yokluğunda rastgele hareket ederken, elektrik alan varlığında ise sürüklenme hızı ile hareket ederler.

Sürüklenme hızı hesaplarken:

Elektrona uygulanan kuvvet;

$$\vec{F} = q\vec{E} \quad (2.118)$$

burada q elektronun yükü, E elektrik alan, F ise elektrona uygulanan kuvvettir.

Newton yasası kullanılarak bulunan ivme:

$$\vec{a} = \frac{\sum \vec{F}}{m} = \frac{q\vec{E}}{m_e} \quad (2.119)$$

şeklinde ifade edilir. m_e elektronun kütlesidir.

Hareket denklemi;

$$\vec{V}_f = \vec{V}_i + at \Rightarrow \vec{V}_f = \vec{V}_i + \frac{q\vec{E}}{m_e} t \quad (2.120)$$

şeklindedir ve burada V_f son hız, V_i ilk hız, t ise geçen süreyi ifade etmektedir. Elektronlar uzayda rastgele yayıldıklarından ilk hızlarının ortalaması sıfırdır ($\vec{V}_i = 0$).

İki çarpışmadaki zamana τ denilirse;

$$\tau = \frac{l}{\bar{V}} \quad (2.121)$$

olur. Son hızın ortalaması ($V_{f,avg}$) sürüklenme hızına (V_s) eşittir.

$$\vec{V}_{f,avg} = \vec{V}_s = \frac{q\vec{E}}{m_e} \tau \quad (2.122)$$

Sürüklenme hızı ile akım yoğunluğu (J) arasındaki bağıntı;

$$J = nqV_s = \frac{nq^2E}{m_e} \tau \quad (2.123)$$

şeklinde ifade edilir ve burada n birim hacimdeki yük taşıyıcısıdır. Akım yoğunluğunun iletkenlikle (σ) olan formülünden yararlanılarak

$$J = \sigma E = \frac{nq^2E}{m_e} \tau \Rightarrow \sigma_0 = \frac{nq^2\tau}{m_e} \quad (2.124)$$

bulunur. Özdirenç ρ ise;

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{\frac{nq^2\tau}{m_e}} = \frac{m_e}{nq^2\tau} \quad (2.125)$$

olur. Denklem (2.124) ve (2.125)'deki bağıntılardan yararlanılarak klasik drude modelinde iletkenlik ve özdirençin elektriksel alana bağlı olmadığı anlaşılmaktadır [35].

2.7. ALTERNATİF İLETKENLİK

Değişken elektrik alan (AC) iletkenliği, değişken alanda dielektrik ortamda meydana gelen polarizasyona harcanan enerji ile orantılı olup, polarizasyon mekanizmalarına bağlı olarak açıklanabilir. Polarizasyon mekanizmaları yaygın durumlara ve lokal durumlara ait olmak üzere başlıca iki gruba ayrılabilir. Yaygın durumlara ait polarizasyon ancak yüksek frekanslarda ölçülebilen bir iletkenliğe neden olabilir ve meydana gelen AC iletkenliğinin frekansın karesi ile orantılı olduğu gözlenmektedir [29].

$$\vec{F} = m\vec{a} = \vec{F}_e + \vec{F}_s \Rightarrow m \frac{dV}{dt} = \vec{F}_e + \vec{F}_s \quad (2.126)$$

$\vec{F}_e$ lorentz kuvveti, $\vec{F}_s$ sürüklenme kuvvetidir.

$$\vec{F}_e = q(\vec{E} + (\vec{V} \times \vec{B})) \quad (2.127)$$

E elektrik alan, B manyetik alandır.

$$\vec{F}_s = -\frac{m\vec{V}}{\tau} \quad (2.128)$$

Denklem (2.135) ile (2.134)' ü denklem (2.133)'deki bağıntıda yerine yazılırsa;

$$m \frac{d\vec{V}}{dt} = q\vec{E} - \frac{m\vec{V}}{\tau} \Rightarrow q\vec{E} = m \frac{d\vec{V}}{dt} + \frac{m\vec{V}}{\tau} \quad (2.129)$$

elde edilir. Alternatif alanda,

$$V(t) = V_0 e^{i\omega t} \Rightarrow \frac{d\vec{V}}{dt} = i\omega V_0 e^{i\omega t}$$

$$E(t) = E_0 e^{i\omega t} \quad (2.130)$$

Bağıntıları kullanılır. Bu ifadeler denklem (2.136)' deki yerine yazıldığında;

$$qE_0 e^{i\omega t} = mi\omega V_0 e^{i\omega t} + \frac{mV_0 e^{i\omega t}}{\tau} \quad (2.131)$$

elde edilir. (2.138) ifade düzenlendiğinde

$$qE_0 = mi\omega V_0 + \frac{mV_0}{\tau}$$

$$V_0 = \frac{q\tau E_0}{m(i\omega\tau + 1)} \quad (2.132)$$

ve denklem (2.139)' deki bağıntıyı (2.130)' daki ifadedeki yerine yazıldığında;

$$J = nqV_s = nqV_0 = nq \left(\frac{q\tau E_0}{m(i\omega\tau + 1)} \right) = \frac{nq^2\tau E_0}{m(i\omega\tau + 1)} \quad (2.133)$$

$$J = \underbrace{\frac{nq^2\tau}{m}}_{\sigma_0} \frac{E_0}{(i\omega\tau + 1)} = \sigma_0 \frac{E_0}{(i\omega\tau + 1)} \quad (2.134)$$

$$J = \sigma(\omega)E = \frac{\sigma_0}{(i\omega\tau + 1)} E_0$$

$$\sigma(\omega) = \frac{\sigma_0}{(i\omega\tau + 1)} = \frac{\sigma_0}{\omega^2\tau^2 + 1} (1 - i\omega\tau) \quad (2.135)$$

$$\sigma(\omega) = \frac{\sigma_0}{\omega^2\tau^2 + 1} - i \frac{\sigma_0\omega\tau}{\omega^2\tau^2 + 1} \quad (2.136)$$

Alternatif iletkenlik:

$$\sigma(\omega) = \frac{\sigma_0}{\omega^2\tau^2 + 1} \quad (2.137)$$

Belirli bir frekans (ω) ve sıcaklıkta gerçekleştirilen ölçümde toplam iletkenlik şu şekilde yazılabilir:

$$\sigma_{total}(\omega) = \sigma(\omega) + \sigma_{dc} \quad (2.138)$$

$\sigma(\omega)$: AC iletkenlik

σ_{dc} : DC iletkenlik

Bu denklem, AC ve DC iletkenliğin tamamıyla farklı süreçler olduğunu varsaymaktadır.

Birçok amorf yarı-iletken ve yalıtkanda, AC iletkenlik her zaman şu forma sahiptir:

$$\sigma(\omega) = A \cdot \omega^s \quad (2.139)$$

A: Sıcaklığa bağlı sabit

s: frekans üssü; genellikle 1'e eşit veya 1'den küçük değerler alır. ($0 < s < 1$).

3. MALZEME VE YÖNTEM

3.1. TAŞIYICI TEMİZLİĞİ VE SEÇİMİ

İnce film kaplamalarının yapıldığı yüzeye taşıyıcı denir ve genellikle mikroskop camları kullanılır. Filmlerin hazırlanmasında 25.4 x 76.2 mm yüzey ölçülerine sahip cam taşıyıcılar kullanılmıştır. Kullanılan taşıyıcıların üzerine kaplama yapabilmek için yüzeylerinin temiz olması gerekir aksi takdirde malzeme cama iyi tutunamaz ve yeteri kadar verim alınamaz. Cam temizliğin iki aşamada gerçekleştirilir.

1. aşama mekanik temizlik: Taşıyıcı olarak kullanılacak camların deterjan ve pamuk yardımıyla elle temasta bulunmadan yüzeylerinin ovalama şeklinde temizlenmesidir. Cam taşıyıcı deterjandan arınana kadar bol su ve saf su ile durulanmıştır.

2. aşama kimyasal temizlik: Deterjandan arınan taşıyıcılar sırasıyla aseton, saf su, metil alkol ile dolu beherler içerisinde her biri 10 dakika ultrasonik cihaz yardımı ile temizlenmeye bırakılmıştır. Bu işlem sonrasında camlar 100°C'deki etüvde kurutularak kaplama için hazır hale getirilerek desikatörde muhafaza edildi.

3.2. FLAMAN SEÇİMİ VE DEGAZ İŞLEMİ

Flaman seçimi: Flaman seçerken yüksek sıcaklıklara dayanabilen metal (tungsten, molibden gibi) malzemeler tercih edilir ve seçilen flaman, buharlaştıracığımız malzemeye uygun geometrik yapıya sahip olmalıdır. Alt ve üst elektrot kaplaması için Şekil 3.1'deki gibi sarmal flaman tercih edilmiştir. Karakteristiklerini incelediğimiz malzememize (TlSbS₂) en uygun flaman tipi şekil 3.1. gibi pota tipi bir flamandır.



Şekil 3.1: Elektrot kaplamak için kullanılan sarmal flaman.



Şekil 3.2: Malzeme kaplamak için kullanılan pota tipi flaman.

Alüminyum elektrotları kaplamak için spiral şeklindeki flaman 0,75 mm kalınlıklı %99 saflıkta tungsten (Wolfram-W) kullanılmıştır. Malzemeyi kaplamada kullandığımız flaman ise 0,1 mm kalınlıklı molibden (Mo) potadır.

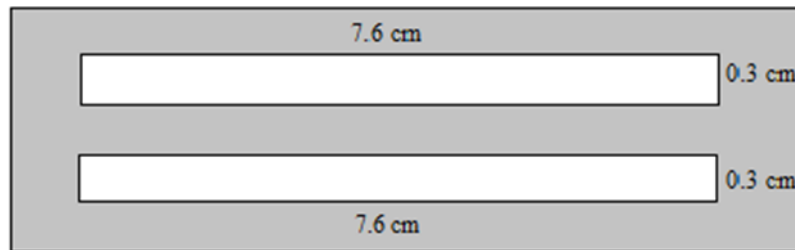
3.3. ÖRNEKLERİN HAZIRLANMASI

Stocbarger-Bridgman yöntemiyle hazırlanmış saf ve katkılı TlGaS_2 kristalleri Azerbaidjan National Academy of Sciences üniversitesinden temin edilmiştir.

Film kaplama işlemleri Edwards Model vakum sistemi içerisinde termal buharlaştırma yöntemi kullanılarak gerçekleştirilmiştir.

3.3.1. Alt Elektrodun Hazırlanması

İnce film kaplarken ilk olarak alt elektrot için Alüminyum (Al) buharlaştırılır. Buharlaştırma işlemi için kullanacağımız alüminyum teller yaklaşık 4'er cm kesilerek pens yardımıyla flamana yerleştirilmek üzere V formuna getirilir. V formunu verdiğimiz alüminyum teller beherin içerisinde bulunan asetona konularak üzerindeki kirlilikten ve oksit tabakasından arınarak temizlenmesi sağlanarak flamana yerleştirilir. Daha sonra alt elektrot kaplamak için Şekil 3.3'deki gibi maskenin üzerine cam taşıyıcı takılır. Vakum cihazına yerleştirilen cam taşıyıcı 10^{-2} torr seviyesinde ön vakum yapıldıktan sonra 10^{-5} torr seviyelerinde yüksek vakuma geçilerek alüminyum alt elektrot Şekil 3.4'deki gibi kaplanır. Alüminyum elektrotun kalınlığı 300 nm mertebelerindedir.



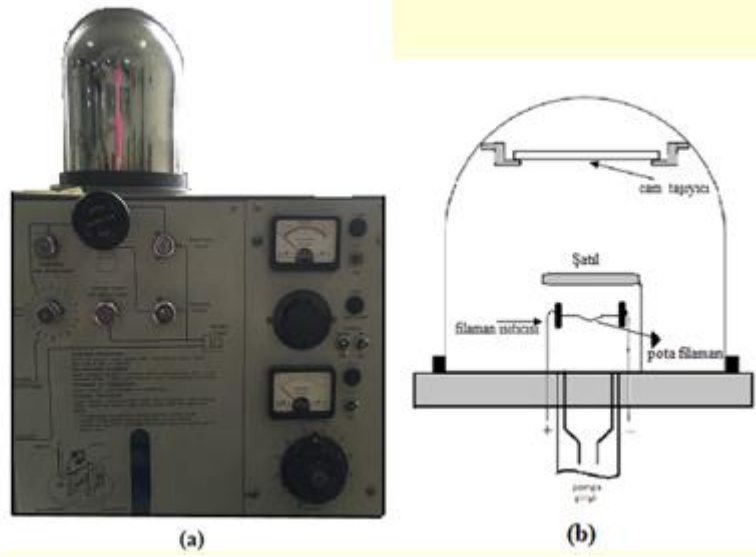
Şekil 3.3: Alt elektrot kaplamak için tercih edilen maske.



Şekil 3.4: Cam taşıyıcı üzerinde Al kullanılarak kaplanan bir alt elektrot.

3.3.2. Malzemenin Hazırlanılması ve Kaplanması

Malzemenin Hazırlanması: Karakteristik özellikleri incelenmek istenen malzeme hassas terazi yardımıyla ölçülerek Şekil 3.5 (b)'deki buharlaştırma fanusundaki pota tipi flamana yerleştirildi.



Şekil 3.5: a) Vakum cihazı. b) Buharlaştırma fanusu.

Malzemenin Kaplanması: Potaya yerleştirilen Şekil 3.6'daki külçe 10^{-5} Torr vakum altında taşıyıcı camdaki alt elektrotun üzerine Şekil 3.7'deki gibi kaplandı. Kaplamada külçenin erime noktasını bulmak için akım yavaşça arttırılmış ve bu değer 31 Amper olarak belirlenmiştir. Kaplama süresi maddenin miktarına ve film kalınlığına bağlı olarak değişmektedir. Malzemenin kalınlıkları 20-750nm değerleri arasındadır.



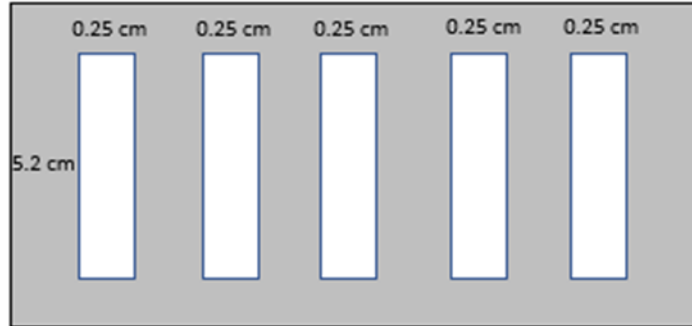
Şekil 3.6: TlGaS₂ bileşiğinin görünümü.



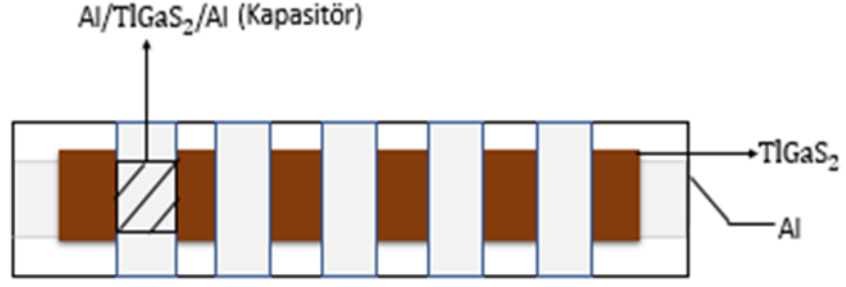
Şekil 3.7: Alt elektrot üzerine kaplanan TlGaS₂ kristali.

3.3.3 Üst Elektrotun Hazırlanılması

Karakteristik özellikleri incelenmek istenen malzemenin ilk olarak alt elektrodu (Al) sonra malzeme (TlGaS₂) ve son olarak üst elektrot (Al) kaplandı ve Al/TlGaS₂/Al sandviç şeklinde bir model oluştu. Üst elektrot kaplanırken Şekil 3.8’deki gibi bir maske kullanıldı. Alt elektrodu kaplarken izlenilen yol üst elektrot kaplaması içinde uygulandı ve buharlaşma akımı 23 Amper olarak ölçüldü. Belirlenen üst elektrot kalınlığına ulaşıldıktan sonra işlem sonlandırılır. Alüminyum elektrotun kalınlığı 200 nm mertebelerindedir.



Şekil 3.8: Üst elektrot kaplamak için tercih edilen maske.

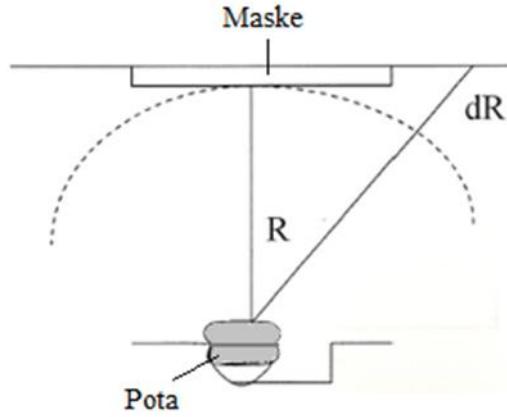


Şekil 3.9: Al/ TlGaS2/Al kapasitif örnekler.

3.4. FİLM KALINLIĞININ BELİRLENMESİ

3.4.1. Küresel Dağılım Yöntemi

Kaplanmak üzere buharlaştırılacak olan malzemenin kalınlığının belirlenmesinde küresel dağılım denkleminde yararlanılır. Şekil 3.10’da gösterildiği gibi potaya yerleştirilen malzeme, küresel kabuk şeklinde bir dağılım yaparak fanusun üst yüzeyinde bulunan cam taşıyıcıya d kalınlığında bir film oluşturacaktır. Burada buharlaştırılacak malzemenin hacmi d kalınlıklı küre kabuğunun hacmine eşittir.



Şekil 3.10: Kalınlığı belirlenirken buharlaştırma sırasında ortaya çıkan küresel kabuk.

Yoğunluk,

$$\rho = \frac{m}{V} \quad (3.1)$$

hacim,

$$V = A \cdot d \quad (3.2)$$

Eşitlik (3.2)'yi (3.1)'deki yerine yazıldığında;

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{m}{A \cdot d} \quad (3.3)$$

elde edilir. Kalınlık,

$$d = \frac{m}{A \cdot \rho} \quad (3.4)$$

şeklinde ifade edilir ve kürenin yüzey alanı $A = 4\pi r^2$ olduğundan (3.4)'teki denklem ifadesi;

$$d = \frac{m}{\rho \cdot 4\pi r^2} \quad (3.5)$$

şeklinde ifade edilir. Burada d filmin kalınlığı, m malzemenin kütlesi, r pota ile maske arasındaki mesafe ($r \cong 8.25$ cm), ρ ise malzemenin öz kütlesi (TlGaS2 için $\rho = 5.39$ g/cm³)'dir.

3.5. ÖLÇÜM AŞAMASI

Ölçüm işlemleri için bilgisayar destekli Alpha-A High Resolution Dielectric, Conductivity and Impedance Analyzer cihazı kullanılmıştır. Bu amaçla, ölçümler 1 Hz-10MHz frekans aralığında ve oda sıcaklığında örneklerin kapasite (C) ve kayıp ($\tan\delta$) değerleri ölçülmüştür. Bu ölçümler antibiyotik türü ve oranının fonksiyonu olarak değerlendirilmiştir. Kapasite ve kayıp değerlerinden türetilen dielektrik katsayısının gerçek ve sanal kısımları belirlendikten sonra değişken alan iletkenlik (AC) sonuçları hesaplanmıştır.

Frekansa bağlı kapasite ve kayıp değerleri ve bu değerler kullanılarak hesaplanan dielektrik sabitleri ile bu sabitlerden hesaplanan alternatif iletkenliğe ait grafikler Origin Lab grafik programı kullanılarak çizildi. Ölçüm sistemi Şekil 3.1'de verilmiştir.



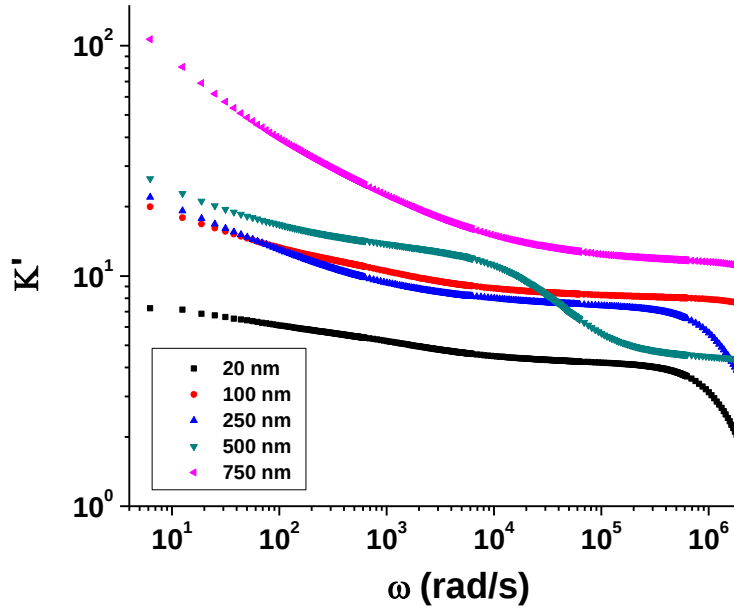
Şekil 3.11: Alpha-A High Resolution Dielectric, Conductivity and Impedance Analyzer cihazı.

4. BULGULAR

4.1. FARKLI KALINLIKLARDA HAZIRLANMIŞ SAF VE KATKILI TLGaS₂ TABANLI İNCE FİLMLERİN DİELEKTRİK SABİTİNİN AÇISAL FREKANS BAĞLI DAVRANIŞI

TLGaS₂ ince filmlerinin dielektrik sabitinin açısal frekansla değişimine bakıldığında;

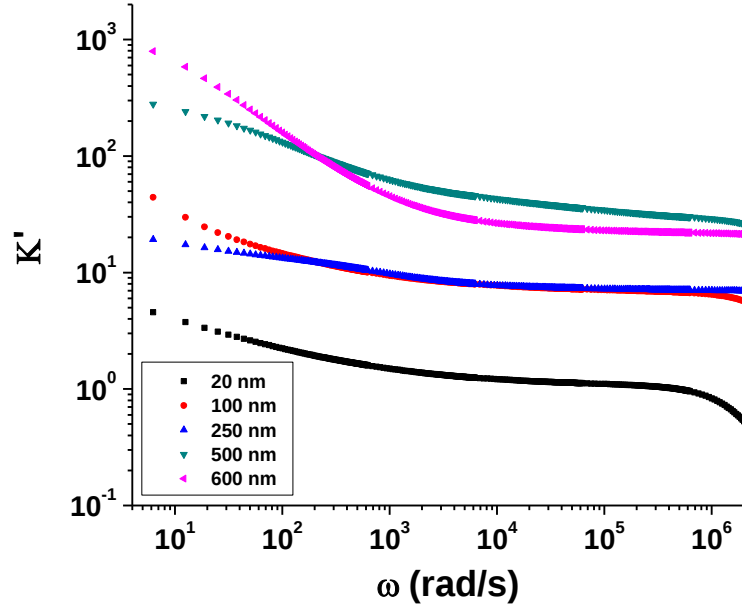
- Tüm kalınlıklarda dielektrik sabitinin frekans arttıkça azaldığı,
- Dielektrik sabitinin kalınlık arttıkça arttığı,
- Dielektrik sabiti değerlerinin 5-120 arasında değiştiği,
- Düşük ve yüksek frekans bölgesinde olmak üzere 2 polarizasyon mekanizmasının varlığı görülmektedir.



Şekil 4.1: Farklı kalınlıklardaki TLGaS₂ ince filmlerinin dielektrik sabitinin açısal frekansa bağlı davranışı.

(TlSbS₂)_{0.5}(TlGaS₂)_{0.5} ince filmlerinin dielektrik sabitinin açısal frekansla değişimine bakıldığında;

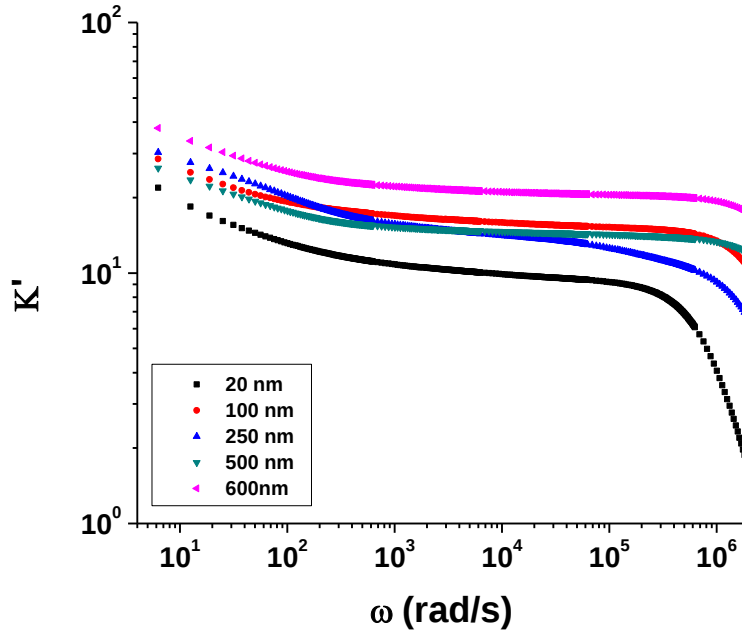
- Tüm kalınlıklarda dielektrik sabitinin frekans arttıkça azaldığı,
- Dielektrik sabitinin kalınlık arttıkça arttığı,
- Dielektrik sabiti değerlerinin 5-1000 arasında değiştiği,
- Düşük ve yüksek frekans bölgesinde olmak üzere 2 polarizasyon mekanizmasının varlığı görülmektedir.



Şekil 4.2: Farklı kalınlıklardaki (TlSbS₂)_{0.5}(TlGaS₂)_{0.5} ince filmlerinin dielektrik sabitinin açısal frekansa bağlı davranışı.

(TlSbS₂)_{0.97}(TlGaS₂)_{0.03} ince filmlerinin dielektrik sabitinin açısal frekansla değişimine bakıldığında;

- Tüm kalınlıklarda dielektrik sabitinin frekans arttıkça azaldığı,
- Dielektrik sabitinin kalınlık arttıkça arttığı,
- Dielektrik sabiti değerlerinin 5-70 arasında değiştiği,
- Düşük ve yüksek frekans bölgesinde olmak üzere 2 polarizasyon mekanizmasının varlığı görülmektedir.

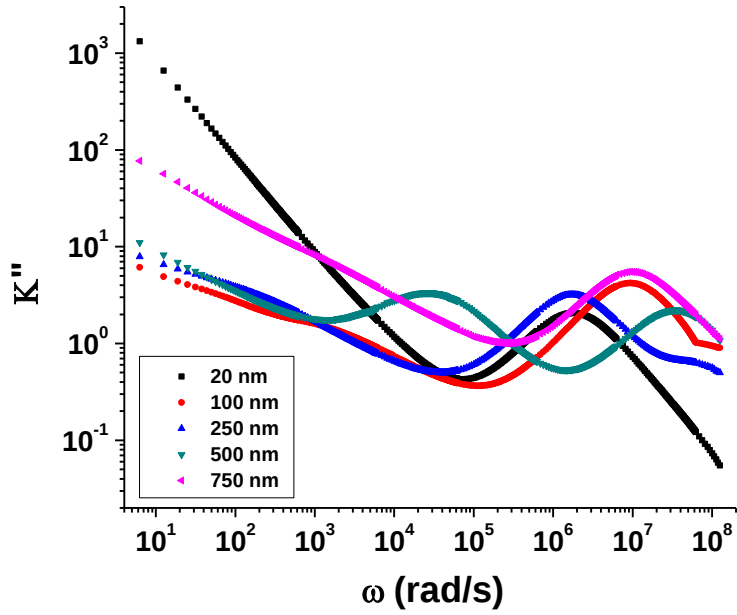


Şekil 4.3: Farklı kalınlıklardaki (TlSbS₂)_{0.97}(TlGaS₂)_{0.03} ince filmlerinin dielektrik sabitinin açısal frekansa bağlı davranışı.

4.2. FARKLI KALINLIKLARDA HAZIRLANMIŞ SAF VE KATKILI TLGaS₂ TABANLI İNCE FİLMLERİN DİELEKTRİK KAYBININ AÇISAL FREKANS BAĞLI DAVRANIŞI

TLGaS₂ ince filmlerinin dielektrik kaybının açısal frekansla değişimine bakıldığında;

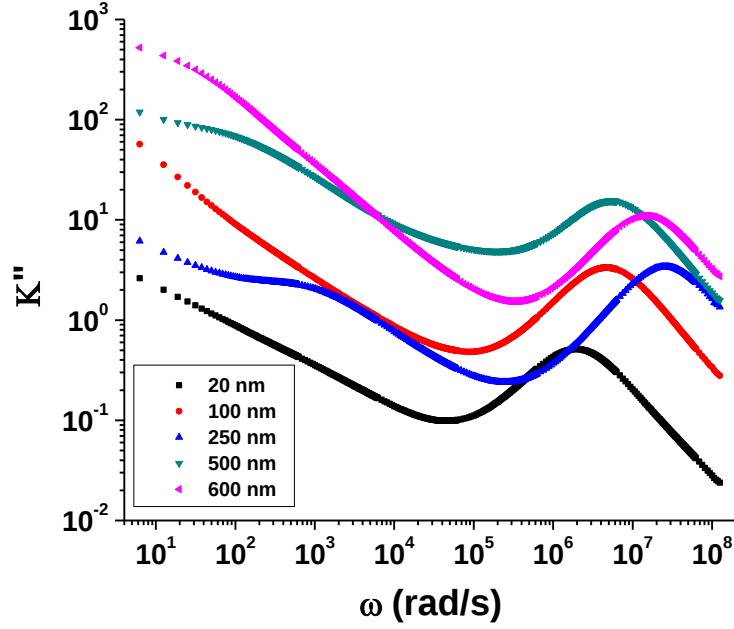
- Tüm kalınlıklarda dielektrik kaybın frekans arttıkça önce azaldığı yüksek frekans bölgesine doğru bir maksimum yaptığı,
- Dielektrik kaybın kalınlık arttıkça arttığı,
- 20 ve 750 nm kalınlığındaki örnek için 2 polarizasyon mekanizmasının varlığından,
- 100, 250, 500 nm kalınlığındaki örnekler için 3 polarizasyon mekanizmasının varlığından
- Kalınlık arttıkça bu kayıp piklerinin yüksek frekanslara doğru kaydığı görülmektedir.



Şekil 4.4: Farklı kalınlıklardaki TLGaS₂ ince filmlerinin dielektrik kaybının açısal frekansa bağlı davranışı.

(TlSbS₂)_{0.5}(TlGaS₂)_{0.5} ince filmlerinin dielektrik kaybının açısal frekansla değişimine bakıldığında;

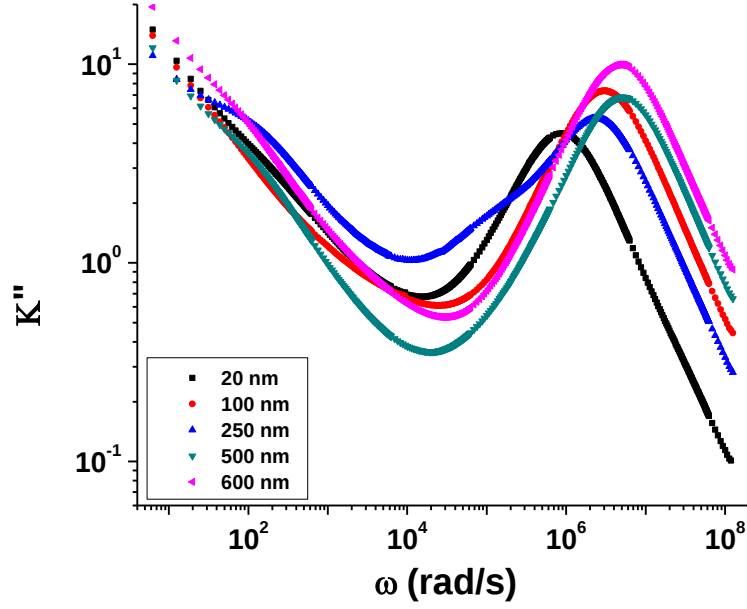
- Tüm kalınlıklarda dielektrik kaybın frekans arttıkça önce azaldığı yüksek frekans bölgesine doğru bir maksimum yaptığı,
- Dielektrik kaybın kalınlık arttıkça arttığı,
- Tüm kalınlıklar için 2 polarizasyon mekanizmasının varlığından,
- Kalınlık arttıkça bu kayıp piklerinin yüksek frekanslara doğru kaydığı görülmektedir.



Şekil 4.5: Farklı kalınlıklardaki (TlSbS₂)_{0.5}(TlGaS₂)_{0.5} ince filmlerinin dielektrik kaybının açısal frekansa bağlı davranışı.

$(\text{TlSbS}_2)_{0.97}(\text{TlGaS}_2)_{0.03}$ ince filmlerinin dielektrik kaybının açısal frekansla değişimine bakıldığında;

- Tüm kalınlıklarda dielektrik kaybın frekans arttıkça önce azaldığı yüksek frekans bölgesine doğru bir maksimum yaptığı,
- Dielektrik kaybın kalınlık arttıkça arttığı,
- Tüm kalınlıklar için 2 polarizasyon mekanizmasının varlığından,
- Kalınlık arttıkça bu kayıp piklerinin yüksek frekanslara doğru kaydığı görülmektedir.

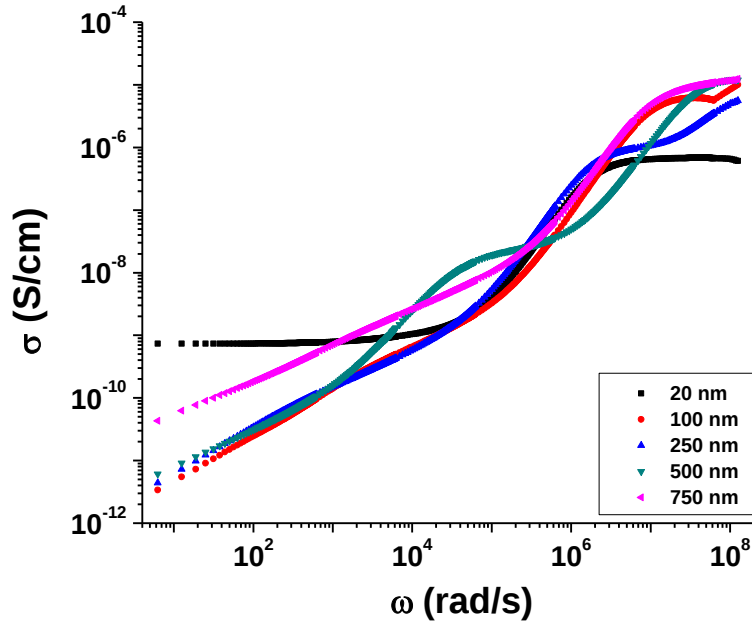


Şekil 4.6: Farklı kalınlıklardaki $(\text{TlSbS}_2)_{0.97}(\text{TlGaS}_2)_{0.03}$ ince filmlerinin dielektrik kaybının açısal frekansa bağlı davranışı.

4.3. FARKLI KALINLIKLARDA HAZIRLANMIŞ SAF VE KATKILI TLGaS₂ TABANLI İNCE FİLMLERİN ALTERNATİF İLETKENLİKLERİNİN AÇISAL FREKANS BAĞLI DAVRANIŞI

TlGaS₂ ince filmlerinin alternatif iletkenliğinin açısıl frekansla değişimine bakıldığında;

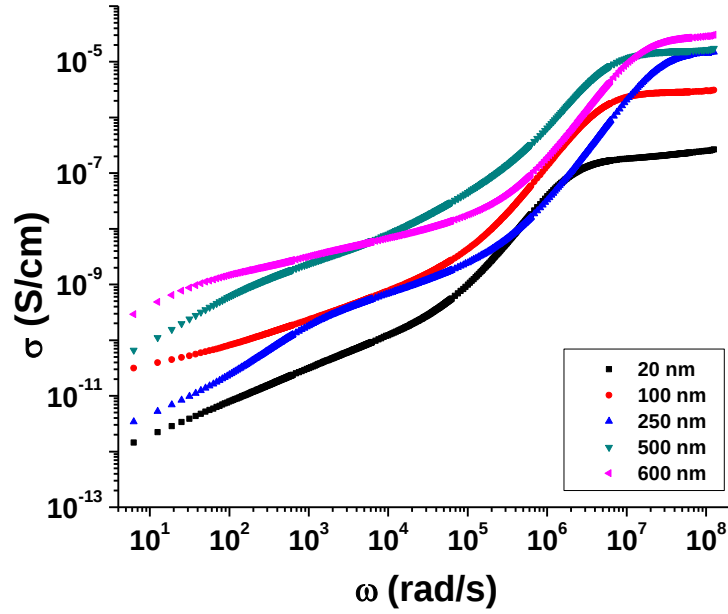
- Jonscher'in iletkenlik ifadesi $\sigma_{toplam} = \sigma_{DC} + \sigma_{AC}$ / $\sigma_{toplam} = \sigma_{DC} + A\omega^s$ uyduğu ve bu ifade ile polarizasyon bölgelerinin belirlendiği,
- Frekansla değişenlik gösteren bölgelerin alternatif iletkenlik bölgesi (AC) ve frekanstan bağımsız bölgelerin DC iletkenlik bölgesi olduğu,
- 20 nm kalınlığındaki örnek için bir iletkenlik mekanizmasının varlığı,
- Diğer tüm örnekler için 2 iletkenlik mekanizmasının varlığı görülmektedir.



Şekil 4.7: Farklı kalınlıklardaki TlGaS₂ ince filmlerinin alternatif iletkenliğinin açısıl frekansa bağlı davranışı.

(TlSbS₂)_{0.5}(TlGaS₂)_{0.5} ince filmlerinin alternatif iletkenliğinin açısal frekansla değişimine bakıldığında;

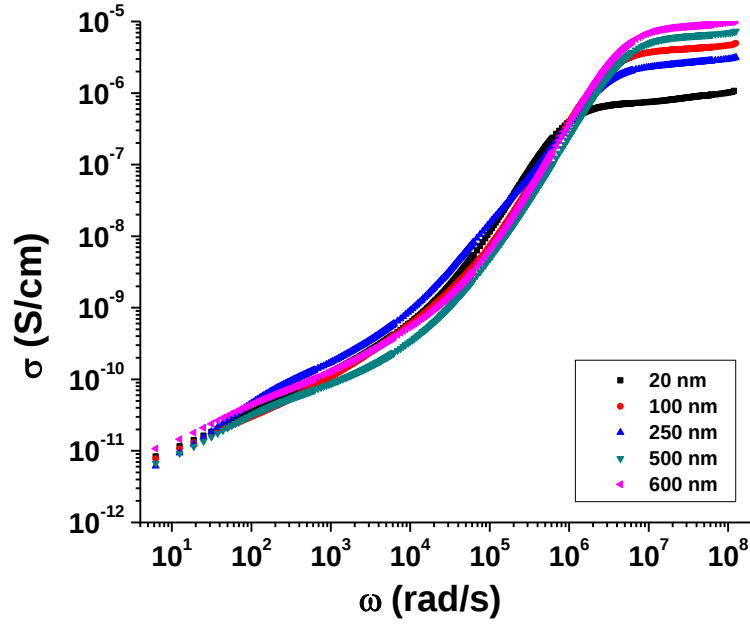
- Jonscher'in iletkenlik ifadesi $\sigma_{toplaml} = \sigma_{DC} + \sigma_{AC}$ / $\sigma_{toplaml} = \sigma_{DC} + A\omega^s$ uyduğu ve bu ifade ile polarizasyon bölgelerinin belirlendiği,
- Frekansla değişenlik gösteren bölgelerin alternatif iletkenlik bölgesi (AC) ve frekanstan bağımsız bölgelerin DC iletkenlik bölgesi olduğu,
- Tüm örnekler için 2 iletkenlik mekanizmasının varlığı görülmektedir.



Şekil 4.8: Farklı kalınlıklardaki (TlSbS₂)_{0.5}(TlGaS₂)_{0.5} ince filmlerinin alternatif iletkenliğinin açısal frekansa bağlı davranışı.

(TlSbS₂)_{0.97}(TlGaS₂)_{0.03} ince filmlerinin alternatif iletkenliğinin açısal frekansla değişimine bakıldığında;

- Jonscher'in iletkenlik ifadesi $\sigma_{toplaml} = \sigma_{DC} + \sigma_{AC} / \sigma_{toplaml} = \sigma_{DC} + A\omega^s$ uyduğu ve bu ifade ile polarizasyon bölgelerinin belirlendiği,
- Frekansla değişenlik gösteren bölgelerin alternatif iletkenlik bölgesi (AC) ve frekanstan bağımsız bölgelerin DC iletkenlik bölgesi olduğu,
- Tüm örnekler için 2 iletkenlik mekanizmasının varlığı görülmektedir.

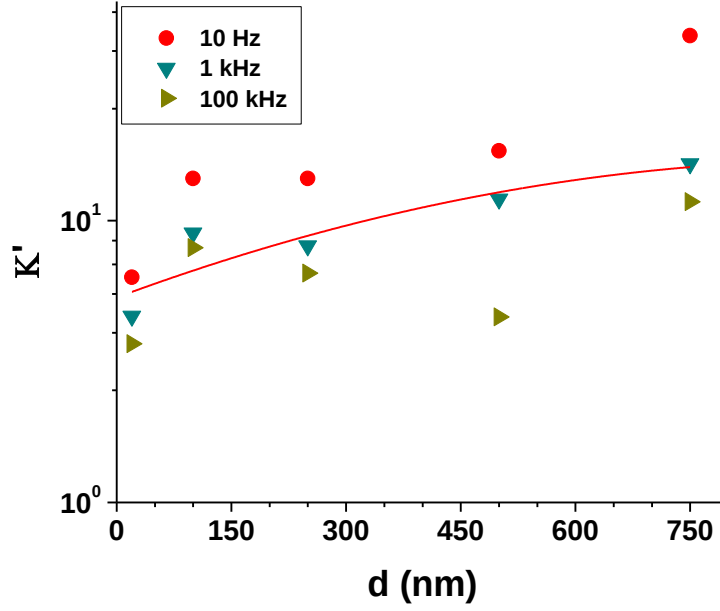


Şekil 4.9: Farklı kalınlıklardaki (TlSbS₂)_{0.97}(TlGaS₂)_{0.03} ince filmlerinin alternatif iletkenliğinin açısal frekansa bağlı davranışı.

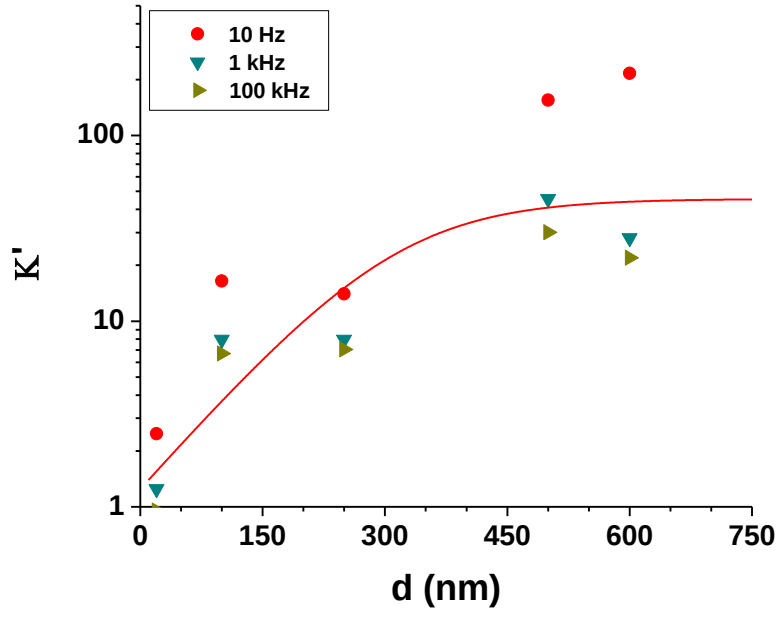
4.4. SAF VE KATKILI TlGaS₂ TABANLI İNCE FİMLERİN SABİT FREKANSTA DİELEKTRİK SABİTİNİN KALINLIĞA BAĞLI DAVRANIŞI

Saf ve katkılı TlGaS₂ tabanlı ince film örnekler için dielektrik sabitinin kalınlığa bağlı davranışı incelendiğinde;

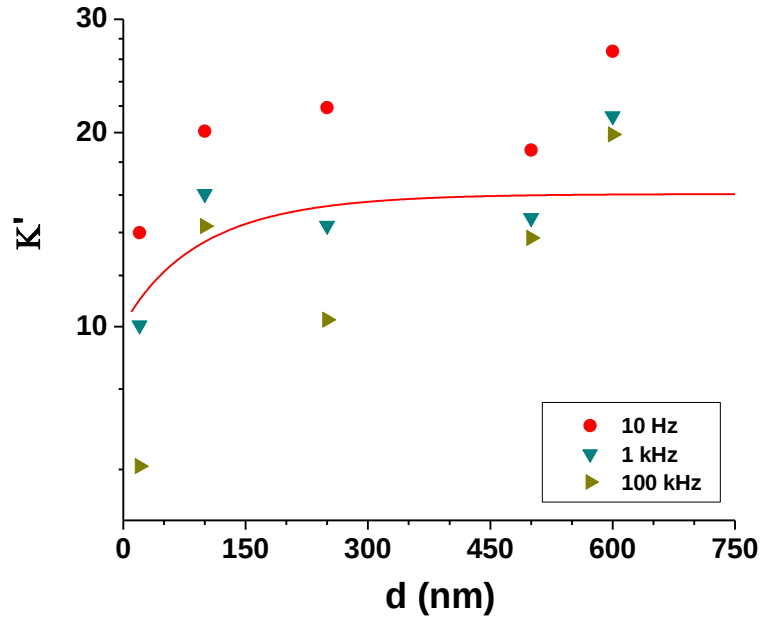
- Dielektrik sabitinin artan kalınlıkla eksponansiyel şekilde arttığı ve artan frekans ile azaldığı görülmektedir.



Şekil 4.10: TlGaS₂ ince filmlerinin sabit frekansta kalınlığa bağlı davranışı.

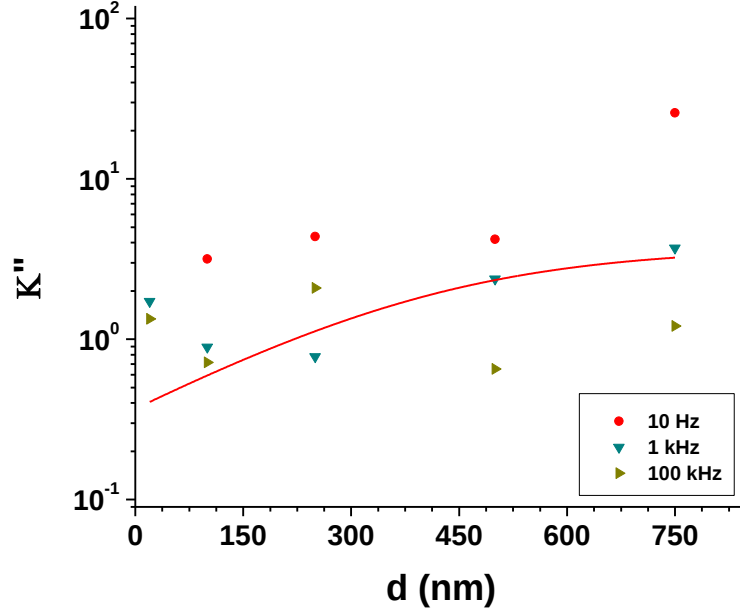


Şekil 4.11: $(\text{TlSbS}_2)_{0.5}(\text{TlGaS}_2)_{0.5}$ ince filmlerinin sabit frekansta dielektrik sabitinin kalınlığa bağlı davranışı.

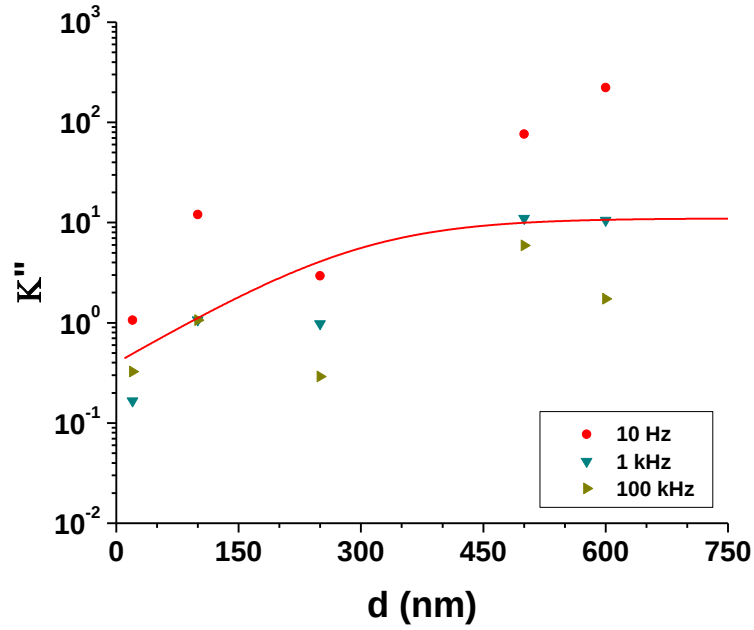


Şekil 4.12: $(\text{TlSbS}_2)_{0.97}(\text{TlGaS}_2)_{0.03}$ ince filmlerinin sabit frekansta dielektrik sabitinin kalınlığa bağlı davranışı.

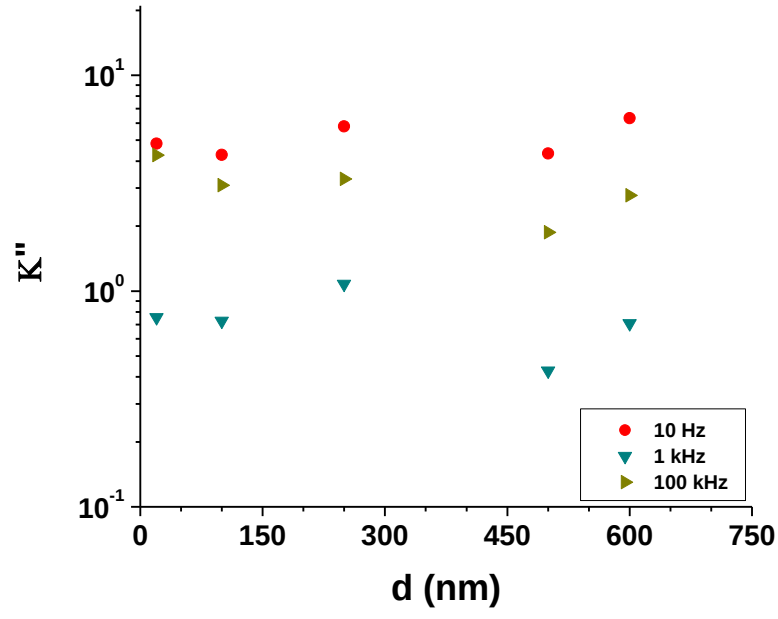
4.5. SAF VE KATKILI TLGaS₂ TABANLI İNCE FİLMLERİN SABİT FREKANSTA DİELEKTRİK KAYBININ KALINLIĞA BAĞLI DAVRANIŞI



Şekil 4.13: TlGaS₂ ince filmlerinin dielektrik kaybının sabit frekansta kalınlığa bağlı davranışı.



Şekil 4.14: (TlSbS₂)_{0.5}(TlGaS₂)_{0.5} ince filmlerinin sabit frekansta dielektrik kaybının kalınlığa bağlı davranışı.

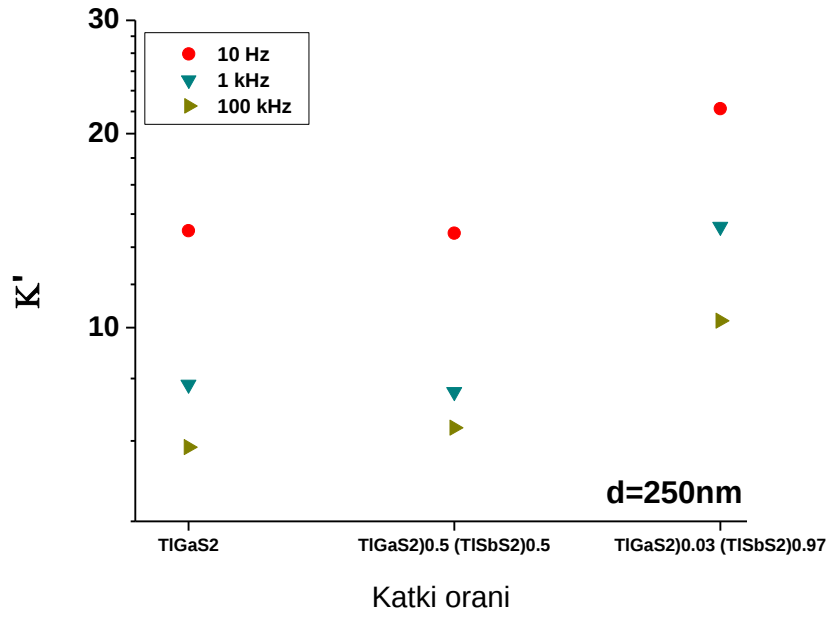


Şekil 4.15: $(\text{TlSbS}_2)_{0.97}(\text{TlGaS}_2)_{0.03}$ ince filmlerinin sabit frekansta dielektrik kaybının kalınlığa bağlı davranışı.

4.6. SAF VE KATKILI TiGaS_2 TABANLI İNCE FİMLERİN SABİT KALINLIKTA DİELEKTRİK SABİTİNİN KATKI ORANINA BAĞLI DAVRANIŞI

Saf ve katkılı TiGaS_2 tabanlı ince film örnekler için dielektrik sabitinin katkı oranına bağlı davranışı incelendiğinde;

- Dielektrik sabitinin artan Sb katkısına bağlı olarak arttığı ve artan frekansla azaldığı görülmektedir.



Şekil 4.16: 250 nm kalınlığındaki saf ve katkılı TiGaS_2 tabanlı ince filmlerinin sabit frekansta katkı oranına bağlı davranışı.

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Bu tez çalışmasında, TlGaS_2 , $(\text{TlSbS}_2)_{0.5}(\text{TlGaS}_2)_{0.5}$ ve $(\text{TlSbS}_2)_{0.97}(\text{TlGaS}_2)_{0.03}$ bulk örneklerinin termal buharlaştırma yöntemi ile farklı kalınlıklarda (20nm-750nm) ince film halinde hazırlanan örneklerin kalınlığa ve katkı oranlarına bağlı olarak dielektrik sabiti (K'), dielektrik enerji kaybı (K'') ve AC iletkenlik (σ_{ac}) değerleri oda sıcaklığında ve 1Hz- 20MHz geniş frekans aralığında incelenmiş ve bu bilgiler doğrultusunda yapı içerisinde mümkün polarizasyon ve ac iletkenlik mekanizmaları belirlenmiştir.

Şekil 4.1-4.3 arasındaki grafikler incelendiğinde, tüm örneklerin dielektrik sabiti artan frekansa bağlı olarak azalmakta olup 2 farklı polarizasyon mekanizmasının varlığı ileri sürülebilir. Alçak frekans bölgesinde uzun röleksasyon zamanlı bir polarizasyon mekanizması hakimken, frekans arttıkça daha kısa röleksasyon zamanlı bir polarizasyon mekanizmasının varlığından bahsedilebilir. Alçak frekans bölgesindeki mekanizmanın uzay-yük, yüksek frekans bölgesindeki mekanizmanın ise dipolar polarizasyon mekanizması olduğu düşünülmektedir. Uzun röleksasyonlu mekanizmada, yapıdaki polarlanabilen yük taşıyıcıları uygulanan elektrik alanı takip edebilir ancak frekans arttıkça alanı takip edemez. Daha düşük röleksasyon zamanlı hakim mekanizma haline gelir.

Şekil 4.4-4.6 arasındaki dielektrik enerji kaybı (K'') grafiklerinde de iki farklı polarizasyon mekanizmasının varlığı gözlenebilmektedir [36].

Kalınlık arttıkça, polarizasyon mekanizmalarının yüksek frekanslara doğru kaydığı görülmektedir. Kalınlık arttıkça, yapı daha boşluklu hale geldiğinden mümkün polarlanma mekanizmalarının yüksek frekanslara kayması beklenen bir sonuçtur [37].

Tüm örneklerin alternatif iletkenliğinin frekansa bağlılığının $\sigma_{toplam} = \sigma_{DC} + A\omega^s$ davranışına uyduğu görülmüştür (Şekil 4.7-4.9). Bu durum literatür ile uyumludur [~~mustafaeva çalışması~~]. Yapıda iki farklı polarizasyon mekanizmasının varlığını grafiklerde de gözlenmiş olup, boşluk yoğunluğunun etkisi ile aynı mekanizmaların artan kalınlıkla birlikte daha yüksek frekanslarda gözlenmesi durumu-nu destekleyen bir sonuç görülmüştür.

Örneklerin farklı frekanslarda kalınlığa bağlı davranışları incelendiğinde (Şekil 4.10-4.12), dielektrik sabitinin kalınlıkla arttığı görülmüştür. Dielektrik sabitinin değeri, yapıdaki

polarlanabilen birimlerin sayısı ile ilişkili olduğundan (denklem 2.66), kalınlık arttıkça dielektrik sabitinin artmıştır. Ancak, her katkılı örnek için farklı bir kalınlık değerine ulaşıldığında dielektrik sabitinin kalınlıktan bağımsız olduğu görülmektedir. Kalınlığın artmasıyla azalan boşluk yoğunluğu miktarı belirli kalınlıklardan sonra artık yapıdaki polarlanmaya etki edemeyecek kadar küçük bir değerde olacağından, yapıdaki polarlanma boşluk yoğunluğundan etkilenmez bir hale dönüşecek ve bulk örnekler için beklenen dielektrik sabit değerleri gözlenecektir [38-41].

Dielektrik enerji kaybının farklı frekanslarda kalınlığa bağlılığı incelendiğinde (4.13-4.15) kalınlığın artmasıyla sabit bir değere ulaşana kadar dielektrik enerji kaybının arttığı görülmüştür. Yapıdaki yük taşıyıcıların polarlanabilme kabiliyetinin artmasıyla meydana gelecek enerji kaybının da artış göstermesi beklenir. Dolayısıyla dielektrik enerji kaybının da kalınlığa bağlı olarak dielektrik sabitine benzer bir davranış sergilemesi beklenmektedir [42].

Sabit kalınlıkta (250 nm) farklı frekanslarda dielektrik sabitin katkı oranına bağlılığı incelendiğinde (4.16), antimonun galyuma kıyasla daha büyük olan atom numarasının etkisiyle boşluk yoğunluğunun azalabileceği ve yapının daha çok polarlanabileceği düşünülmektedir. Buna bağlı olarak da TlSbS_2 etkisi ile dielektrik sabitin artması beklenebilir [43].

Özellikle 1kHz'in altındaki frekanslarda, belirgin bir şekilde artan kalınlıkla dielektrik sabitinin arttığı gözlenmektedir. Bu davranışın yapıda meydana getirilen katkılama ile düşük frekanslarda etkin olan uzay-yük polarizasyonunun varlığı görüşünü destekler. Bundan dolayı, yapılan katkılama ile yapının içerisinde miktarı arttırılan Antimonun (Sb) sebep olduğu söylenebilir [40, 42].

KAYNAKLAR

- [1]. Asadova, S.M., Mustafaeva, S. N., 2018, Dielectric Losses and Charge Transfer in Antimony-Doped TlGaS₂ Single Crystal, *Physics of the Solid State*, 60(3), 499-503.
- [2]. Mustafaeva, S.N., Asadov, M. M., 2013, Dielectric and Optical Properties of TlGa_{1-x}Er_xS₂ (($x = 0, 0.001, 0.005, 0.01$)) Single Crystals, *Inorganic Material*, 49(12), 1175–1179.
- [3]. BOZ, B., 2010, *Co Katkılı TlGaS₂ kristalinin yapısal, Elektrik ve Optik Özellilerinin İncelenmesi*, Yüksek Lisans, Pamukkale Üniveristesi Fen Bilimleri Enstitüsü.
- [4]. Hurtavy, V.G., Sheleg A.U., Mustafaeva S.N., Kerimova E.M. ve Dzhafarova S. G., 2017, The Electric Conductivity and Dielectric Properties of Tl (GaS₂)_{1-x} (InSe₂)_x Solid Solutions, *Physics of the Solid State*, 59(8), 1501–1505.
- [5]. Sheleg, A.U., Gurtovoia, V.G., Shevtsova, V.V., Mustafaeva, S.N., Kerimova, E.M., 2012, Effect of Ionizing Radiation on the Dielectric Characteristics of TlInS₂ and TlGaS₂ Single Crystals, *Physics of the Solid State*, 54(9), 1870–1874.
- [6]. Acıkgöz, M., Gnutek, P. ve Rudowicz C., 2010, Modeling local distortions around Fe³⁺ ions doped into TlGaS₂ crystal using superposition model analysis of the zero-field splitting parameters, *Solid State Commun*, 150, 1077-1081.
- [7]. Mustafaeva, S.N., 2004, Frequency Dispersion of Dielectric Coefficients of Layered TlGaS₂ Single Crystals, *Physics of the Solid State*, 46(6), 1008-1010.
- [8]. Mustafaeva, S.N., 2004, High-Frequency Dielectric Measurements on TlGaS₂ Single Crystals, *International Conference on Solid Dielectrics*, 5-9.
- [9]. Mustafaeva, S.N., Asadova, S.M., Kerimova, E..M., 2018, Dielectric Properties and Conductivity of Ag-Doped TlGaS₂ Single Crystals, *Semiconductors*, 52(2), 156–159.
- [10]. Mustafaeva, S.N., Aliev, V.A., Asadov, M.M., 1998, Investigation of dc hopping conduction in TlGaS₂ and TlInS₂ single crystals, *Physics of the Solid State*, 40(4), 612-615.

- [11]. Asadov, S.M., 2017, Mechanism of Ac Charge Transport in $\text{TlSb}_{1-x}\text{Ga}_x\text{S}_2$ ($x=0$ and 0.03), *Inorganic Materials*, 53(12), 1228-1232.
- [12]. Hurtavy, V.G., 2017, The Electric Conductivity and Dielectric Properties of $\text{Tl}(\text{GaS}_2)_{1-x}(\text{InSe}_2)_x$ Solid Solutions, *Physics of the Solid State*, 59(8), 1501-1505.
- [13]. Shim, Y., Kawabata, T., Wakita, K., Mamedov, N., 2015, Temperature behavior of dielectric function spectra and optical transitions in TlGaS_2 , *Physics Status Solidi B*, 252(6), 1254–1257.
- [14]. Kawabata, T., Shim, Y., Wakita, K., Mamedov, N., 2014, Dielectric function spectra and inter-band Optical transitions in TlGaS_2 , *ThinSolid Films*, 571, 589–592.
- [15]. Mustafaeva, S.N., Asadov, M. M., 2013, Dielectric and Optical Properties of $\text{TlGa}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$ ($x = 0, 0.001, 0.005, 0.01$) Single Crystals, *Inorganic Material*, 49(12), 1175–1179.
- [16]. Mustafaeva, S.N., 2012, Effect of Gamma Irradiation on the Dielectric Properties of the TlGaS_2 Single Crystal, *International conference on Oxide Materials for Electronic Engineering*, 167-168.
- [17]. Gasanly, N.M., 2011, Refractive index and oscillator parameters in TlGaS_2 , TlGaSe_2 and TlInS_2 layered crystals, *Journal Of Optoelectronic And Advanced Materials*, 13(1), 49-52.
- [18]. Mustafaeva, S.N., 2012, Frequency Effect on the Electrical and Dielectric Properties of $(\text{TlGaS}_2)_{1-x}(\text{TlInSe}_2)_x$ ($x = 0.005, 0.02$) Single Crystals, *Inorganic Materials*, 46(2), 108-111.
- [19]. Karabulut, O., Yilmaz, K., Boz, B. 2011, Electrical and Optical Properties of Co Doped TlGaS_2 Crystals, *Crystal Research and Technology*, 46(1), 79-84.
- [20]. Mustafaeva, S.N., Gasanov, N.Z., Gasanov A.I., 2007, Frequency – Dependent Dielectric Properties of $\text{TlGa}_{1-x}\text{Co}_x\text{S}_2$ Single Crystals, *Fizika*, 95-97.
- [21]. Mustafaeva, S.N., Jafarova, S.G., Kerimova, E.M., Gasanov, N.Z., Asadov, S.M., 2017, Influence of the composition of $(\text{TlGaS}_2)_{1-x}(\text{TlInSe}_2)_x$ solid solutions on their physical properties, *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics*, 20(1), 74-78.

- [22]. Mustafaeva, S.N., 2006, Dielectric Properties of $\text{TlGa}_{1-x}\text{Mn}_x\text{S}_2$ ($0 \leq x \leq 0.03$) Single Crystals, *Inorganic Materials*, 42(5), 470–473.
- [23]. Qasrawi, A.F., Gasanly, N.M., 2005, Optoelectronic and electrical properties of TlGaS_2 single crystal, *Physica Status Solidi a*, 202(13), 2501-2507.
- [24]. Kazan, S., 2008, *TlInS₂, TlGaS₂ ve TlGaSe₂ Bileşiklerinin Elektron Paramanyetik Rezonans Yöntemi ile İncelenmesi*, Doktora, Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü.
- [25]. Von Hippel, A.R., 1954, *Dielectric and Waves*, Newyork, 54-11020.
- [26]. Şahin, Y., 2011, İyonik Tuz İçeren Polimer Elektrolitlerde İyonik İletkenlik Davranışı, Yüksek Lisans Tezi, İ.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü.
- [27]. Yakut,Ş., 2009, *Antimon Tellür (Sb₂Te₃) Bileşiğinin Elektriksel Özellikleri*, Yüksek Lisans Tezi, İ.Ü.Fen Bilimleri Enstitüsü.
- [28]. Yakut, Ş., 2015, *Plazma Polietilen Oksit İnce Filmlerin Dielektrik, Yapısal, Çapraz Bağ Özelliklerinin İncelenmesi*, Doktora Tezi, İ.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü.
- [29]. Bozoğlu, D., 2014, *Aeroljel Katkılı polimer Kompozitlerin Hazırlanışı, Karakterizasyon ve Dielektrik Özelliklerinin İncelenmesi*, Yüksek Lisans Tezi, İ.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü.
- [30]. Çavuş, M.S., 2010, *Dielektrik Durulmanın Kusur-Destekli Kesirli Stokastik Ising Modeli*, Doktora Tezi, C.U. Fen Bilimleri Enstitüsü.
- [31]. Hipel, A.R., Wiley, J., Sons, 2012, *Dielectric Ceramics: Basic Principles*, https://nptel.ac.in/courses/113104005/lecture_pdf/module4.pdf.
- [32]. Teşneli, N.B., 2016, *Dielektrik Malzemeler*, <https://docplayer.biz.tr/58824144-Dielektrik-malzemeler.html>.
- [33]. Syarifah, N.S, Mohd, A.J, You K.Y., Fahmiruddin, E., Agus, G.E., 2017, Complex Permittivity Determination of Glycerol Using Graphical and Numerical Tecniqe, *Australian Journal of Basic and Applied Sciences*, 11(10), 172-179.

- [34]. Moliton, A., 2007, *Dielectric Under Varying Regimes: Phenomenological Study of Dielectric Relaxation*, Applied Electromagnetism and Materials, Newyork, ISBN: 0-387-38062-0.
- [35]. Serway, R.A., Beichner, R.J., 2002, *Fizik-2 Elektrik ve Manyetizma-Işık ve Optik*, Palme Yayıncılık, Ankara, ISBN: 975-8624-07-5.
- [36]. Fabri, A., Fen-Cgong. T., Coussy, O., 2006, Dielectric capacity, liquid water content, and pore structure of thawing-freezing materials, *Cold regions science and technology* 44, 52-66.
- [37]. Yahşi, U., Deligöz, H., Tav, C., Ulutaş, K., Değer, D., Yilmaztürk, S., Erdemci, G., Çoşkun, B., Yılmazoğlu, M., Yakut, Ş., 2018, Ionic conductivity of PVdF-co-HFP/LiClO₄ in terms of free volume defects probed by positron annihilation lifetime spectroscopy, *Radiation Effects and Defects in Solids*, 174(3-4).
- [38]. Yakut Ş., Ulutaş K., Deger D., 2019, Effect of thickness on the dielectric properties and glass transition of plasma poly(ethylene oxide) thin films, *Materials Science & Engineering C-Materials For Biological Applications*, 104.
- [39]. Yakut Ş., Ulutaş H.K., Ulutaş D., 2018, Plasma discharge power dependent AC conductivity of plasma poly(ethylene oxide) thin films, *Thin Solid Films*, 645 ,269-277.
- [40]. Yakut Ş., 2018, Plasma discharge power dependent AC conductivity of plasma poly(ethylene oxide) thin films", *Thin Solid Films*, 645, 269-277.
- [41]. Yakut Ş., Ulutaş H.K., Melnichuk I., Choukourov A., Biederman H., Ulutaş D., 2016, Dielectric properties of plasma polymerized poly(ethylene oxide) thin films, *Thin Solid Films*, 616, 279-286.
- [42]. Ulutas K., Deger D., Yakut Ş., 2015, Thickness dependence of the dielectric properties of thermally evaporated Sb₂Te₃ thin films, *Journal of Physics: Conferences Series*, 417.
- [43]. Kara, T., 2019, Asfalt materyallerin dielektrik özellikleri, Yüksek Lisans Tezi, İ.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü.

- [44]. Deger D., Ulutas K., Yakut Ş., Kara H., 2015, Dielectric properties and ac conductivity of TlSbTe₂ thin films", *Materials Science In Semiconductor Processing*, 38, 1-7.

EKLER



ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler	
Adı Soyadı	Zeynep ÇİÇEK
Doğum Yeri	Arpaçay
Doğum Tarihi	15.07.1988
Uyruğu	☒ T.C. ☐ Diğer:
Telefon	
E-Posta Adresi	seyyidimaa@hotmail.com
Web Adresi	



Eğitim Bilgileri	
Lisans	
Üniversite	Yıldız Teknik Üniversitesi
Fakülte	Fen Edebiyat Fakültesi
Bölümü	Fizik
Mezuniyet Yılı	2013

Yüksek Lisans	
Üniversite	İstanbul Üniversitesi
Enstitü Adı	Fen Bilimleri Enstitüsü
Anabilim Dalı	Fizik
Programı	Genel Fizik