

YARIİLETKENLERDE İLETKENLİK ÖLÇÜMLERİ

FERİDE ŞAT

**Mersin Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü**


**Fizik
Ana Bilim Dalı**


YÜKSEK LİSANS TEZİ

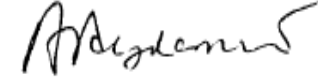
**Tez Danışmanı
Yrd. Doç. Dr. Hülya METİN**

**MERSİN
Şubat - 2010**

Bu tezin gerek bilimsel içerik, gerekse elde edilen sonuçlar açısından tüm gerekleri sağladığı kanaatine ulaşan ve aşağıda imzaları bulunan biz jüri üyeleri, sunulan tezi oy birliği ile Yüksek Lisans Tezi olarak kabul ediyoruz.


Tez Danışmanı
Yrd. Doç. Dr. Hülya METİN


Jüri Üyesi
Yrd. Doç. Dr. Serdar YILMAZ


Jüri Üyesi
Yrd. Doç. Dr. Aytakin AYDEMİR

Bu tezin Fen Bilimleri Enstitüsü yazım kurallarına uygun olarak yazıldığı Enstitü Yönetim Kurulu'nun 31.03.2020 tarih ve 2020/08/191 sayılı kararıyla onaylanmıştır.


Prof. Dr. Mahir TURHAN
Enstitü Müdürü


Not: Bu tezde kullanılan özgün bilgiler, şekil, çizelge ve fotoğraflardan kaynak göstermeden alıntı yapmak 5846 sayılı Fikir ve Sanat Eserleri Kanunu hükümlerine tabidir.

ÖZ

Kadmiyum Sülfür, Çinko Sülfür ve Çinko Selenür ince filmleri Kimyasal Depolama Yöntemi ile cam alt tabanlar üzerine depolanmıştır. Bu filmlerin optiksel, yapısal ve elektriksel özellikleri, hava ve azot ortamında farklı sıcaklıklarda tavlamanın bu özellikler üzerindeki etkileri XRD, SEM, EDX ve 4'lü Prop Yöntemi kullanılarak belirlenmiştir. Tavlama ile filmlerin yasak enerji aralığının ve direncinin azaldığı; tanecik büyüklüğünün ve iletkenliğin arttığı gözlenmiştir.

Anahtar Kelimeler: CdS, ZnS, ZnSe, Kimyasal Depolama Yöntemi, 4'lü Prop Yöntemi

ABSTRACT

Cadmium Sulfide, Zinc Sulfide and Zinc Selenide thin films were deposited on the glass substrate by using Chemical Bath Deposition Method. The structural, optical and electrical properties of these films and the effect of annealing in air and nitrogen atmosphere at different temperatures were determined by using XRD, SEM, EDX and Four Point Probe Technique. It is observed that the energy band gap and the resistivity of the film decrease but the grain size and conductivity increase with the annealing.

Keywords: ZnS, CdS, ZnSe, Chemical Bath Deposition, Four Point Probe Technique.

TEŞEKKÜR

Bu tezin hazırlanmasında emeği geçen, bilgisini tecrubesini benimle paylaşan, bana karşı sabrını hiçbir zaman yitirmeyen, bana inanmaktan vazgeçmeyen ve bilimsel çalıştaylara katılımım konusunda maddi ve manevi desteğini esirgemeyen tez danışmanım Yrd. Doç. Dr. Hülya Metin'e çok teşekkür ederim. Deneylein yapılması sırasında bana yardımcı olan, sahip oldukları deneysel tecrübeleri cömertçe aktaran Arş. Gör. Selma Erat ve Yrd. Doç. Dr. Fatih M. Emen'e teşekkür ederim.

BAP-FBE FB (Fř) 2007-2 YL nolu proje kapsamında gerçekleştirilen bu çalışma için Mersin niversitesi'ne teşekkürlerimi sunarım.

X-ışınları kırınım desenlerinin analizinde yardımcı olan Anadolu Üniversitesi Fizik Bölümünden Arş. Gör. Fatma Göde'ye, 4'l Prop yöntemiyle elektriksel ölçümlerde yardımcı olan Erciyes Üniversitesi Fizik Bölümünden Doç Dr. Mehmet Arı ve ğrencileri; Semra Durmuş ile Mehmet Bozoklu'ya teşekkürlerimi sunarım.

şu zamana kadar maddi ve manevi desteklerini esirgemeyen, eğitimimle ilgili vermiş olduğum her türlü kararda yanımda olup cesaretlenme sebebim olan ve varlıklarından dolayı her zaman gurur duyduğum sevgili aileme çok teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

	SAYFA
ÖZ.....	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR	iii
İÇİNDEKİLER	iv
ÇİZELGELER DİZİNİ	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ	vii
SİMGE VE KISALTMALAR DİZİNİ	x
1. GİRİŞ.....	1
2. KAYNAK ARAŞTIRMALARI	2
3. MATERYAL VE METOT	8
3.1. OPTİK ÖZELLİKLER.....	8
3.1.1. Optik Geçişler	8
3.1.2. Filmlerin Optik Özelliklerinin Belirlenmesi	12
3.1.2.1. Soğurma Katsayısının Hesaplanması	12
3.1.2.2. Yasak Enerji Aralığının Bulunması.....	17
3.1.2.3. Film Kalınlığının Belirlenmesi.....	20
3.2. YAPI ANALİZİ	22
3.2.1. X-Işınlarnın Oluşması ve Özellikleri	22
3.2.1.1. Karakteristik X-ışınları spektrumu	22
3.2.1.2. X-ışınlarının üretimi	26
3.2.2. X-Işınlarnın Kırınımı	28
3.2.2.1. Bragg Yansıma Koşulu.....	30
3.2.2.2. X-Işınları Kırınım Yöntemleri.....	32
3.2.3. Miller İndisleri.....	35
3.2.4. Taramalı Elektron Mikroskobu (SEM)	38
3.2.4.1. Çalışma Prensipleri.....	39
3.2.4.2. Demet Numune Etkileşimi ve Sonuçları	40
3.3. ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLER.....	42
3.3.1. Ohm Yasası ve Elektriksel İletkenlik.....	44
3.3.2. İletkenliğin Sıcaklığa Bağlılığı.....	46
3.3.3. 2'li Prop Yöntemi.....	46
3.3.4. Co-Planar Yöntemi.....	48
3.3.5. 4'lü Prop Yöntemi	49

3.4. KİMYASAL DEPOLAMA YÖNTEMİ.....	51
3.4.1. CdS İnce Filmlerinin Elde Edilmesi.....	52
3.4.2. ZnS İnce Filmlerinin Elde Edilmesi.....	54
3.4.3. ZnSe İnce Filmlerinin Elde Edilmesi.....	55
4. BULGULAR ve TARTIŞMA.....	57
4.1. HAVA ORTAMINDA TAVLAMANIN CdS FİMLERİNİN OPTİKSEL ÖZELLİKLERİ ÜZERİNDEKİ ETKİSİ.....	57
4.2. HAVA ORTAMINDA TAVLANAN CdS FİMLERİNİN X-IŞINI ÇALIŞMALARI.....	61
4.3. CdS FİMLERİNİN HAVA ORTAMINDA TAVLANMASININ TARAMALI ELEKTRON MİKROSKOBU (SEM) GÖRÜNTÜLERİ ÜZERİNDEKİ ETKİSİ.....	64
4.4. CdS FİMLERİNİN HAVA ORTAMINDA TAVLANMASININ X-IŞINI ENERJİ DAĞINIMI (EDX) ÖLÇÜMLERİ ÜZERİNDEKİ ETKİSİ.....	68
4.5. HAVA ORTAMINDA TAVLAMANIN CdS FİMLERİNİN ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİ ÜZERİNDEKİ ETKİSİ.....	71
4.6. ZnS FİMLERİNİN OPTİKSEL ÖZELLİKLERİ.....	76
4.7. AZOT ORTAMINDA TAVLANAN ZnS FİMLERİNİN OPTİKSEL ÖZELLİKLERİ.....	80
4.8. ZnS FİMLERİNİN ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİ.....	82
4.9. ZnSe FİMLERİNİN OPTİKSEL ÖZELLİKLERİ.....	84
4.10. HAVA ORTAMINDA TAVLAMANIN ZnSe FİMLERİNİN OPTİKSEL ÖZELLİKLERİ ÜZERİNDEKİ ETKİSİ.....	86
4.11. ZnSe /SnO ₂ FİMLERİNİN OPTİKSEL ÖZELLİKLERİ.....	89
4.12. SnO ₂ - ZnSe FİMLERİNİN ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİ.....	90
5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....	92
KAYNAKLAR.....	95
ÖZGEÇMİŞ.....	99

ÇİZELGELER DİZİNİ

ÇİZELGE	SAYFA
Çizelge 3.1. Elektromanyetik spektrumda X-ışınlarının yeri	22
Çizelge 3.2. Önemli K serilerinin dalga boyları (Å cinsinden)	25
Çizelge 4.1. Farklı sıcaklıklarda hava ortamında tavlanan CdS ince filmleri için enerji aralığı değişimi.....	59
Çizelge 4.2. Farklı sıcaklıklarda hava ortamında tavlanan CdS filmlerinin X-ışını kırınım desen verileri	63
Çizelge 4.3. Hava ortamında farklı sıcaklıklarda tavlanan CdS filmlerinin elektriksel özellikleri için yapılan hesaplamalar	75
Çizelge 4.4. Farklı depolama sürelerinde farklı kalınlıklarda elde edilen ZnS ince filmleri için bant keskinliği ve enerji aralığının kalınlıkla değişimi.....	78
Çizelge 4.5. Farklı tavlama sürelerinde azot ortamında tavllanmış ZnS ince filmleri için bant keskinliği ve enerji aralığının tavlama süresi ile değişimi	81
Çizelge 4.6. Farklı depolama sürelerinde farklı kalınlıklarda elde edilen ZnSe ince filmleri için enerji aralığının kalınlıkla değişimi	85
Çizelge 4.7. Farklı sıcaklıklarda hava ortamında tavlanan ZnSe ince filmleri için enerji aralığı değişimi.....	88

ŞEKİLLER DİZİNİ

ŞEKİL	SAYFA
Şekil 3.1. Flat band ve $E(k)$ - k çizimi için değişik optik geçişlerin karakteristiği.....	8
Şekil 3.2. İnce bir tabakadaki soğurma	14
Şekil 3.3. İnce bir filmde çok yansımali ışık geçirimi	15
Şekil 3.4. Amorf bir yarıiletkenin soğurma katsayısının enerji ile değişimi	18
Şekil 3.5. Enerji düzeyleri. Sıkça gözlenen karakteristik X-ışınları spektral hatlara ait izinli elektron geçişleri oklarla gösterilmiştir. Altın atomunun K- ve L- serileri ve kuantum sayıları	24
Şekil 3.6. Yüksek vakumlu bir X-ışını tüpünde akkor halindeki katottan kopan elektronlar, yüksek gerilimin etkisiyle hızlanır ve içten soğutulan anot metaline çarpar.....	26
Şekil 3.7. Bir X-ışınları tüpünü şematik gösterimi	27
Şekil 3.8. 1 ve 2 numaralı ışın dalgalarının A) tam sönümlü B) tam destekleyici C) kısmen sönümlü hali	29
Şekil 3.9. Bir kristalin değişik düzlemleri tarafından yansıtılan X-ışınlarının, aynı fazda yayılabilmesi için, ışınlar arasındaki yol farkının (d), kullanılan X-ışını dalga boyunun tam katlarına eşit olması gerekir	30
Şekil 3.10. Brag eşitliğinin şematik gösterimi	31
Şekil 3.11.(a). Filmin gelen demet ve toz kristale göre durumu ve konilerin oluşumu, (b) Filmin açıldığı vakit konileri belirleyen daire halkaları	34
Şekil 3.12. Miller İndisleri	36
Şekil 3.13. Miller İndisleri	37
Şekil 3.14. Miller İndisleri	38
Şekil 3.15. Taramalı elektron mikroskobunun şematik gösterimi	40

Şekil 3.16. Elektron demeti ve numune arasındaki etkileşim	41
Şekil 3.17. Elektrik alanda elektron ve deşiklerin hareketi. Akım ve taşıyıcı hızının yönleri gösterilmiştir	43
Şekil 3.18. Rastgele iki noktadan ölçüm	47
Şekil 3.19. Dörtlü Prop Yöntemi için şematik gösterim	50
Şekil 3.20. ZnSe ince filminin oluşumundaki kimyasal tepkimeler	56
Şekil 4.1. Hava ortamında tavlanan CdS filminin Geçirgenlik %T- λ grafiği	58
Şekil 4.2. Hava ortamında tavlanan CdS filminin α^2 - Enerji ($h\nu$) grafiği	58
Şekil 4.3. Hava ortamında tavlanan CdS filminin yasak enerji aralığının sıcaklıkla değişimi grafiği	59
Şekil 4.4. Farklı sıcaklıklarda tavllanmış CdS filmlerinin X-ışınımı kırınım desenleri	62
Şekil 4.5. Tavlınmamış CdS filminin SEM görüntüsü	64
Şekil 4.6. 373 K'de hava ortamında tavlanan CdS filminin SEM görüntüsü	65
Şekil 4.7. 473 K'de hava ortamında tavlanan CdS filminin SEM görüntüsü	65
Şekil 4.8. 573 K'de hava ortamında tavlanan CdS filminin SEM görüntüsü	66
Şekil 4.9. 673 K'de hava ortamında tavlanan CdS filminin SEM görüntüsü	66
Şekil 4.10. 673 K'de hava ortamında tavlanan CdS filminin SEM görüntüsü	67
Şekil 4.11. Tavlınmamış CdS filminin EDX analizi	68
Şekil 4.12. 373 K'de hava ortamında tavlanan CdS filminin EDX analizi	69
Şekil 4.13. 473 K'de hava ortamında tavlanan CdS filminin EDX analizi	69
Şekil 4.14. 573 K'de hava ortamında tavlanan CdS filminin EDX analizi	70
Şekil 4.15. 673 K'de hava ortamında tavlanan CdS filminin EDX analizi	70
Şekil 4.16. 773 K'de hava ortamında tavlanan CdS filminin EDX analizi	71

Şekil 4.17. Hava ortamında farklı sıcaklıklarda tavlanan CdS filminin sıcaklığa bağlı özdirenç değişimi	73
Şekil 4.18. Hava ortamında farklı sıcaklıklarda tavlanan CdS filminin aktivasyon enerjisi grafiği	74
Şekil 4.19. ZnS filminin farklı depolama sürelerinde %T- λ grafiği	76
Şekil 4.20. Tavlınmamış ZnS filminin farklı depolama sürelerinde $\alpha^2 - h\nu$ grafiği	77
Şekil 4.21. ZnS filminin kalınlık zaman grafiği	79
Şekil 4.22. Azot ortamında tavlanan ZnS filminin %T- λ grafiği	80
Şekil 4.23. Azot ortamında tavlınmış ZnS filminin $\alpha^2 - h\nu$ grafiği	81
Şekil 4.24. 60°C’de elde edilen ZnS filminin sıcaklığa bağlı Özdirenç değişimi	83
Şekil 4.25. 80°C’de elde edilen 8 saatlik ZnSe filminin %T- λ grafiği	84
Şekil 4.26. 80°C’de elde edilen 8 saatlik ZnSe filminin $\alpha^2 - h\nu$ grafiği	85
Şekil 4.27. Hava ortamında tavlanan ZnSe filminin Geçirgenlik %T- λ grafiği	86
Şekil 4.28. Hava ortamında tavlanan ZnSe filminin Geçirgenlik %T- λ grafiği	87
Şekil 4.29. Hava ortamında tavlanan ZnSe filminin α^2 - Enerji ($h\nu$) grafiği	87
Şekil 4.30. Hava ortamında tavlanan ZnSe filminin α^2 - Enerji ($h\nu$) grafiği	88
Şekil 4.31. ZnSe /SnO ₂ filminin Geçirgenlik %T- λ grafiği	89
Şekil 4.32. ZnSe /SnO ₂ filminin α^2 - Enerji ($h\nu$) grafiği	90
Şekil 4.33. 60°C’de elde edilen SnO ₂ -ZnSe filminin sıcaklığa bağlı özdirenç değişimi	91

SİMGE VE KISALTMALAR DİZİNİ

CBD	: Kimyasal Depolama Yöntemi
CdS	: Kadmiyum Sülfür
ZnS	: Çinko Sülfür
ZnSe	: Çinko Selenür
EDX	: X-Işını Enerji Dağılımı
SEM	: Taramalı Elektron Mikroskobu
XRD	: X-Işını Kırınımı
RBS	: Rutherford Geri Saçılım Spektrometresi
XRF	: X-Işınları Floresans Spektroskopisi
TEM	: Geçirmeli Elektron Mikroskobu
FWHM	: Yarı Maksimum Genişlik
YS	: Yüksek Sıcaklık
DS	: Düşük Sıcaklık
μ	: Mobilite
σ	: İletkenlik
α	: Soğurma Katsayısı
τ	: Yaşam Süresi
λ	: Dalga Boyu
E_g	: Yasak Enerji Aralığı
E_F	: Fermi Enerjisi
E_v	: Valans Bandı Enerjisi
E_c	: İletkenlik Bandı Enerjisi
E_a	: Aktivasyon Enerjisi

1. GİRİŞ

Yaygın olarak kullanılan fotoiletken filmler CdS, ZnS, CdSe, ZnSe, CdTe, GaAs, Ge, Si, PbS vb. ve bazı organik materyallerdir. Bunlar arasında en yaygın kullanılanlar CdS, ZnS, CdSe ve ZnSe II-VI bileşiklerindedir ve en iyi fotoiletken materyallerdendir. CdS ve ZnS sadece kısa dalga boylu görülebilir bölgede fotoiletken değil, aynı zamanda α - ışınımına, γ - ışınımına, X-ışınımına, kızıl ötesi ve mor ötesine de duyarlı olduğu görülmüştür.

II-VI bileşiklerinden oluşan yarıiletkenler günümüzde çok yaygın bir kullanım alanına sahip olup, birçok elektronik devrenin ve çeşitli düzeneklerin temel yapı elemanını oluştururlar. Son yıllarda II-VI bileşikleri fotovoltaiik, fotoelektrokimyasal (PEC) ve elektrolüminesans uygulamaları oldukça fazla olduğu için ilgi çekmeye başlamıştır [1]. Özellikle ZnSe ince filmleri fotolüminesans, elektrolüminesans aygıtlarda ve ince film heteroyapı güneş pilleri için n-tipi pencere materyali olarak kullanılmaktadır [2].

İnce filmleri elde etmek için Elektrokimyasal Depolama, Püskürtme, Vakumlu Film Depolama ve Kimyasal Depolama Yöntemi gibi birçok yöntem kullanılmaktadır. Elde edilen CdS, ZnS ve ZnSe ince filmlerinin bant aralıkları yaklaşık olarak sırasıyla 2.42 eV, 3.7 eV ve 2.7 eV'dur [2-3].

Bu çalışmada, II-VI bileşiklerinden oluşan yarıiletkenler (CdS, ZnS ve ZnSe), cam alt tabakalar üzerine, Kimyasal Depolama Yöntemiyle elde edildi. Bu yarıiletkenlerin optiksel özellikleri belirlendikten sonra elektriksel ve yapısal ölçümleri incelendi. Elde edilen yarıiletken filmlerinin düşük ve yüksek sıcaklıklardaki iletkenlik değişimleri incelendi. Elde edilen filmlerin iletkenlik ölçümleri daha önceki çalışmalarda düşük sıcaklık aralığında yapılmıştır. Bu çalışmada dörtlü prop yöntemi kullanılarak, yüksek sıcaklıklarda filmlerin iletkenliği daha ayrıntılı bir şekilde ölçüldü. İletkenlik ölçümleri sonucunda özdirençleri belirlendi. Bu özdirenç verilerinden yararlanarak düşük sıcaklık ve yüksek sıcaklık bölgesinde aktivasyon enerjileri belirlendi. Optiksel, yapısal ve elektriksel ölçümler elde edilirken tavlamanın etkileri de incelendi.

2. KAYNAK ARAŞTIRMALARI

Çinko Selenür (ZnSe) ince filmleri, basit ve pahalı olmayan Kimyasal Depolama Yöntemi (CBD) ile depolanmıştır. Selenoüre, selenür iyon kaynağı olarak kullanılmıştır. ZnSe ince filmlerinin hazırlanmasında 0.5 M çinko sülfat sulu çözeltisi, 0.06 M selenoüre, % 80'lik hidrazin hidrat ve 0.7 M amonyak çözeltisi ile hazırlanmıştır. 10 ml çinko sülfat, % 80'lik hidrazin hidrat çözeltisi ile sabit bir şekilde karıştırılmış ve bulanık bir çözelti meydana gelmiştir. Bu çözeltiliye onu berrak ve saydam yapan, 10 ml 0.7 M amonyak çözeltisi eklenmiştir. Daha sonra 60 ml saf su sabit bir şekilde karıştırılarak eklenmiştir. Banyo çözeltisinin sıcaklığı 80°C'ye yükseldikten sonra 10 ml selenoüre çözeltisi eklenmiştir. Temizlenmiş alttabanlar tutacakla tutturulmuş ve banyonun içine dikey olarak konulmuştur. Depolanmadan sonra filmler banyodan dışarı alınmış, saf suyla hafifçe yıkanmış ve azot gazıyla kurutulmuştur. Film kalınlığı Dektak 3030 profilometre kullanılarak ölçülmüştür. ZnSe filminin yapısı XRD, SEM ve TEM yöntemleriyle dikkatle gözden geçirilmiştir. Bileşik analizi EDX ile elde edilmiştir. RBS analizi ile ZnSe ince filminin bileşik ve film kalınlığı bulunmuştur. ZnSe ince filminin Eg'si (optiksel enerji band aralığı) optiksel geçirme spektrumundan hesaplanmıştır [4].

Şeffaf ve çok kristalli Çinko Sülfür (ZnS) ince filmleri, yaklaşık pH=10.55 civarında olan tri-sodyumsitrat, triethanolamin, tiyoüre ve çinko asetatın sulu çözeltileri kullanılarak 80 °C de kimyasal depolama yöntemi ile cam alttaban üzerine depolanmasıyla hazırlanmıştır. 400-800 nm maksimum ve minimum dalgaboyları civarında girişim desenlerinden hesaplanan filmlerin kalınlığı, görülebilir aralıkta 403 nm'den 934 nm'ye değişmiştir. UV-Visible spektrofotometresi ile geçirgenliğin % 66'dan % 87'ye, yasak enerji aralığının da 3.97-3.93 eV değiştiği gözlenmiştir. Geçirgenliğin bu aralık da değişmesi güneş pilleri için uygun bir değerdir. X-ışını kırınımı desenleri (XRD), ZnS ince filmlerinin hekzagonal fazda kristalleştiğini göstermiştir. ZnS ince filmleri, XRD, X-ışını enerji dağılım analizleri (EDAX) ve optiksel soğurma spektrumundan yararlanılarak karakterize edilmiştir. CDB ile büyümüş çok kristalli ZnS filmlerinin akım-voltaj karakteristikleri rapor edilmiştir.

X-ışını kırınımı desenlerinden tanecik büyüklüklerinin 40-82 nm aralığında değiştiği tahmin edilmiştir [5].

ZnSe ince filmleri CBD yöntemiyle cam alttabanlar üzerine depolanmıştır. Selenür iyon kaynağı olarak selenoüre kullanılmıştır. ZnSe ince filmlerinin Zn iyon konsantrasyonunun, depolama zamanının ve banyo sıcaklığının kalınlığa karşı değişimi çalışılmıştır. Film karakteristiği XRD, TEM, EDX ile belirlenmiştir. Ayrıca optiksel soğurma ve RBS tekniğiyle de filmlerin yapısı, bileşimi, elektronik ve optik özellikleri incelenmiştir. ZnSe ince filmlerinin yasak enerji aralığı $E_g=2.9$ eV olarak bulunmuştur. Filmler, çinko sülfat, % 80'lik hidrazin hidrat, %25'lik amonyak, selenoüre ve saf sudan oluşan banyo çözeltisi kullanılarak hazırlanmıştır. ZnSe geniş band aralığına sahip (2.70 eV) önemli yarıiletken bileşiklerindedir ve ince film aygıtlarında kullanılacak geniş potansiyele sahiptir. Ayrıca fotolüminesans ve elektrolüminesans aygıtlarda ve heteroeklem güneş pillerinde n-tipi pencere materyali olarak da kullanılır. ZnSe'nin örgü parametresi GaAs örgü parametresi ile iyi uyumaktadır. Böylece; GaAs üzerine ZnSe büyütülmesi iyi bir şekilde yapılabilir [2].

Bazı yarıiletken selenür (ZnSe, CdSe ve Bi_2Se_3) ve sülfat (ZnS, CdS ve Bi_2S_3) ince filmler kimyasal depolama yöntemi kullanılarak hazırlanmıştır. Aktivasyon enerjisi direnç ölçümlerinden tanımlanırken filmlerin enerji band aralığı da optik soğurma ölçümleri ile tanımlanmıştır. Aktivasyon enerjileri CdS için 0.48 eV, ZnSe için 0.59 eV, Bi_2Se_3 için 1.42 eV olarak, direnç ölçümlerinden bulunmuştur. Optik band aralığı bu çalışmada CdS için 2.90 eV olarak bulunmuştur. Optik band aralığı değerleri çalışılan filmlerin tek kristal değerlerinden büyük bulunmuştur. Ayrıca safsızlık ve kusurlardan dolayı elde edilen filmlerin aktivasyon enerjileri de gerçek değerlerinden daha küçük olarak gözlenmiştir [6].

CdS ince filmleri kimyasal depolama metoduyla cam alt tabakalar üzerine büyütülmüştür. Bu filmler hava atmosfer (10^{-3} torr) basıncında 180-450 °C sıcaklık aralığında ısıl davranış gösterdikleri belirlenmiştir. CdS filmlerinin vakum sıcaklığının tersine karşı karanlık iletkenliği (DC) ölçülmüştür. $V=10$ Volt

aktivasyon enerjisi $E_a=0.80$ eV olarak bulunmuştur. 180-450 °C aralığında vakumdaki ısıl tavlama ile CdS ince filmlerinin optiksel, yapısal ve elektriksel özellikleri incelenmiştir. Band aralığı değerleri 2.40 eV dan 200°C üzerinde tavlama yapıldığında 2.28 eV'a düşmüştür. Bir başka deyişle, yukarıda belirtilen aralığın ortasındaki (200-300 °C) sıcaklıklarda büyük kusur niceliklerini gösteren sıcaklığa karşı iletkenlik dataları ölçülmüştür. Mott'un değişebilir aralıktaki hopping modeli derin (deep) seviyeler içinden geçen taşıyıcıların hopping iletkenlik özelliklerinin belirtildiği daha sonra bu örnekler için sağlanmıştır [7].

Aynı yöntemle elde edilen CdS filmlerinde düzlemsel fotoiletkenlik, farklı sıcaklıklarda uyarı enerjisinin fonksiyonu olarak ölçülmüştür. CdS'ün değişik optoelektronik parametreleri, uygun deneysel modellerle bulunmuştur. Urbach kuyruğu ve band aralığının sıcaklıkla ilişkisi değerlendirilmiştir. Ölçüm tekniklerinde kullanılan örneklerdeki verici atomların konsantrasyon ($3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) değerini tayin etmeye yardımcı olmuştur. Var olan modellere ek olarak, fotoiletkenlik modeli, tanecik-sınır potansiyel engelinin daha aşağısına gelen ışığın etkisi de hesaba katılarak genişletilmiştir. Tanecik-sınır potansiyel engeli (0.02-0.04 eV) ve tanecik-sınırları (0.11-0.13 eV) da kusur seviyelerinin enerji ölçümleri hesaba katılmıştır. Filmin optik band aralığı 300 K de 2.46 eV tur. Fakat tavlandıktan sonra azalmaktadır [8].

Ayrıca Kimyasal Depolama Yöntemiyle elde edilen CdS ince filmlerinin elektriksel ve optiksel özellikleri üzerinde depolama zamanı, tiyoüre ve kadmiyum konsantrasyonlarının etkisi çalışılmıştır. Farklı tiyoüre yoğunluklarıyla hazırlanan CdS filmlerin elektriksel özellikleri, karanlıkta ve 100 mW/cm^2 halojen aydınlatma altında zamanın fonksiyonu olarak ölçülmüştür. Özdirenci, $\rho_{\text{dark}} 10^8 \Omega\text{-cm}$ ve tiyoüre'den bağımsız olarak bulunmuş, aydınlık özdirenç ise 3 ve 5 mertebesinde azalmıştır. $\rho_{\text{dark}}/\rho_{\text{light}}=10^3\sim 10^5$ şeklinde elde edilmiştir. Bununla beraber ışık altında özdirencin en düşük değeri, düşük tiyoüre konsantrasyonunda elde edilmiştir. Elde edilen CdS filmlerinin band aralıkları 2.47 eV, 200 °C de hava ortamında tavlandıktan sonra 2.44 eV'a ve 400 °C de tavlandıktan sonra da 2.38 eV'a düştüğü gözlenmiştir [9].

CdS ve ZnS nano parçacıklarının birleştirilmiş yapıların DC iletkenliği 300-525 K sıcaklık aralığında çalışılmıştır. İletkenlik tek kristallerinkinden çok daha büyük bulunmuştur. ZnS ve CdS nano parçacıkları arasında dağılmış farklı Ag konsantrasyonuna sahip nano parçacıklar ve tablet yapıların iletkenliği çalışılmıştır [10].

Son on yıl içerisinde kimyasal depolama yöntemi altında yatan temel kavramlar ve CuS, CuSe, Sb₂S₃, Bi₂S₃, SnS, PbS, ZnSe, ZnS, CdS ve CdSe gibi kaliteli ince filmlerin depolanması çalışmaları sunulmuştur. Film kompozisyonunun filmlerin elektriksel ve optik özellikleri üzerinde yaptığı değişiklikler ve tavlamanın filmlerin yapısal özellikleri üzerindeki etkisi incelenmiştir. CdS ve ZnS filmleri oksit fazına kısmen dönüşmekte ve iletkenliği artmaktadır. Hava ortamında tavlanan CdSe ince filmlerinin ışığa duyarlılığının artmasına karşılık, bu ortamda tavlanan CdS ince filmlerin ışığa duyarlılığı azalmıştır [11].

CdS filmlerinin fotoiletkenlik özellikleri üzerindeki Cd/S oranının etkisi incelenmiştir. CdS filmleri farklı oranlarda Cd/S konulmasıyla kimyasal olarak depolanmıştır. Temizlenmiş cam alt tabakalar 65 °C de 90 dk çözültide tutulmuştur. Elde edilen filmlerin optik soğurma ve geçirgenlik grafiklerine, XRD ile yapısına bakılmıştır. Farklı oranlarda Cd/S konulmasıyla enerji aralıkları ve tanecik büyüklükleri belirlenmiştir. Oranların artmasıyla band aralığı ve tanecik büyüklük değerleri artmıştır. 0.5 cm x 1 cm büyüklüğündeki filmler fotoiletkenlik deneyinde kullanılmıştır. Ohmik kontaklar gümüş pasta ile yapılmıştır. CdS filminin direnci 200 KΩ olarak bulunmuştur. 30 V'luk DC güç kaynağı kullanılarak, Cd/S oranlarının artmasıyla direnci $3.75-5 \times 10^8 \Omega$, iletkenliği $\sigma_d 2.2-1.9 \times 10^{-4} (\text{ohm-cm})^{-1}$, foto direnci $R_L 1-1.76108 \Omega$, fotoiletkenliği $\sigma_L 8.5-4.5 \times 10^{-4} (\text{ohm-cm})^{-1}$ aralıklarında elde edilmiştir [12].

Kimyasal depolama yöntemi kullanılarak ZnSe nanokristal ince filmi amorf cam üzerine büyütülmüştür. Hava ortamında 4 saat tavladıktan sonra optiksel yapısal ve elektriksel özellikleri incelenmiştir. Elektriksel özdirenci 10^6 ve $10^7 \Omega\text{-cm}$ ve enerji aralığı 2.85 eV olarak elde edilmiştir. Tavlama sıcaklığına bağlı olarak enerji

aralığında 0.15 eV, öz direncinde ise $10^2 \Omega\text{-cm}$ kadar bir azalma olduğu görülmüştür [13].

Çinko Selenür (ZnSe) ince filmleri, oda sıcaklığında, kimyasal depolama yöntemi kullanarak cam alt tabanlar üzerinde depolanmıştır. Depolanan ZnSe ince filmleri 473 K'lık fırında 1 saat tavlandıktan sonra 5 dakika 333 K'lık ısıtıcı üzerinde açık havada soğutulduğunda morfolojik ve optik özelliklerinin etkilendiği gözlenmiştir. Dalgaboyu aralığı 200-1000 nm olan Unico UV-2102 PC spektrofotometresinden alınan soğurma ve geçirgenlik verileri kullanılarak soğurma katsayısı ve sönüm katsayısı gibi optik özellikler belirlenmiştir. Filmler 26 % - 87 % arasındaki aralıkta VIS-NIR bölgelerinde geçirgenliğe sahiptir. Soğurma ve geçirgenlik spektrumundan, yasak enerji aralığının depolanmış örnekler için 1.60 eV, tavlanan örnekler için ise 1.75 eV olduğu görülmüş, böylece yasak enerji aralığındaki değişim 0.15 eV olarak belirlenmiştir. Filmlerin geniş yasak enerji aralığına ve yüksek geçirgenliğe sahip olmaları, onları güneş pilleri için iyi materyaller yapmaktadır [14].

$\text{NH}_3/\text{SC}(\text{NH}_2)_2/\text{ZnSO}_4$ çözeltisinden kimyasal depolama yöntemiyle ZnS ince filmleri elde edilmiştir. Çeşitli parametrelerin, filmlerin büyümesi ve kalitesi üzerine etkisi açıklanmıştır. Çözeltinin büyüme oranına etkisi ve depolanan ZnS ince filmlerinin yapısal, optiksel özellikleri bu yöntemle (CBD) araştırılmıştır. XRF analizi ile depolanan filmlerin oksijen hacminin çok yüksek olduğu belirlenmiştir. Depolanan filmlerin XRD analizi filmlerin kübik ZnS yapıda olduğunu göstermiştir. Tavllanmış filmlerin XRD analizleri ise bu filmlerin kübik ZnS ve ZnO karışımı yapısında olduğunu göstermiştir. Bu sonuçlar depolanan filmlerin amorf $\text{Zn}(\text{OH})_2$ 'ye sahip olduğunu doğrulamıştır. Geçirgenlik ölçümleri dalgaboyu 500 nm den sonra optiksel geçirgenliğin %90 olduğunu göstermiştir. Depolanan filmlerin yasak enerji aralığı yaklaşık 3.51 eV olduğu belirlenmiştir [15].

Farklı kalınlıktaki CdS filmleri, kadmiyum klorid, amonyum klorid, amonyum hidroksit ve thioüre içeren banyo çözeltisi kullanılarak Kimyasal Depolama Yöntemi (CBD) ile cam alttabanlar üzerine depolanmıştır. Filmlerin XRD

desenleri (002) yönelimi ile hegzagonal yapıda olduğunu göstermiştir. Banyo, depolama süresince 75 °C sıcaklıkta sabit tutularak ve sürekli karıştırılarak oluşturulmuştur. Cam alttabanların temizliği sıra takip edilerek sağlanmıştır. Cam alttabanlar bir parça gazlı bez ve alkolsüz deterjanla yıkanmış ve birçok kez damıtılmış suda durulanmıştır. İkinci adım cam alttabanların isopropyl alkol ve iyonize suyun içinde ultrasonik temizliğini içermektedir. Son olarak cam alttabanlar azot atmosferinde kurulanmış ve kimyasal banyoya sokulmuştur. Filmlerin kalınlığı, depolama zamanı ve banyo yoğunluğu ile kontrol edilmiştir [16].

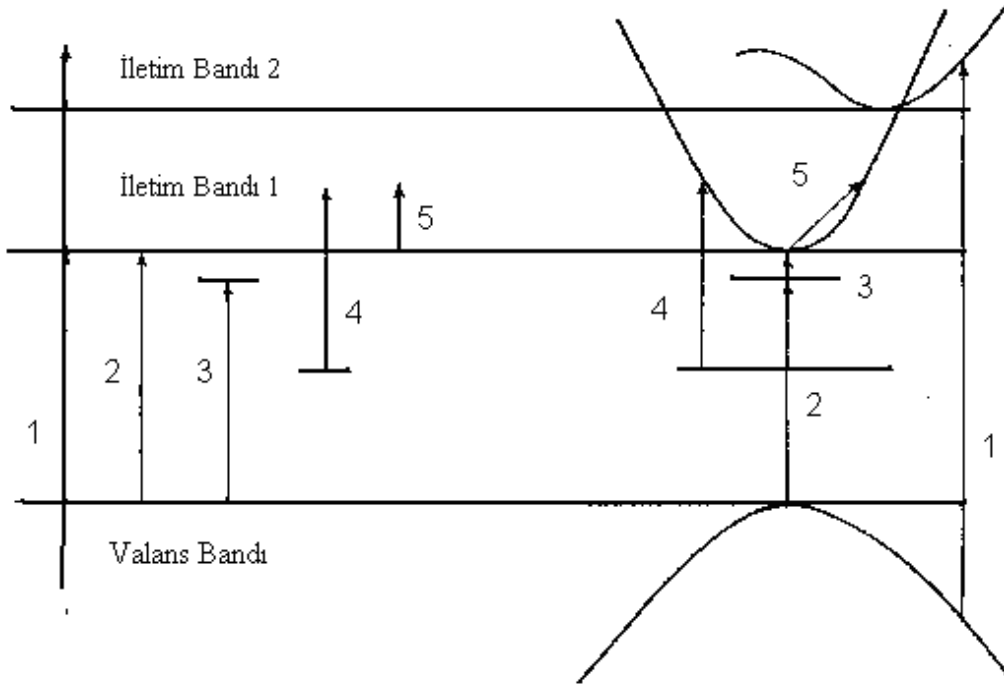
3. MATERYAL ve METOT

3.1. OPTİK ÖZELLİKLER

Işık düşürülen bir kristal katı içinde değişik optik olaylar gerçekleşir, bunlar; yansıma, soğurma, kırılma ve geçirgenliktir. Bu olaylara değişik elektronik geçişler katkıda bulunur. Yüksek enerjiden düşük enerjiye geçtikçe karşılaşılan olaylar değişiklik göstermektedir.

3.1.1. Optik Geçişler

Kristallerde gözlenen farklı optik soğurma işlemleri altı ana başlıkta toplanmaktadır. Bu olaylardan bir tanesi elektronik soğurma içermediği için üzerinde durulmayacaktır. Diğer beş elektronik soğurma işlemleri bant ve enerji-k diyagramı aracılığı ile açıklanacaktır.



Şekil 3.1. Flat band ve $E(k)$ - k Çizimi İçin Değişik Optik Geçişlerin Karakteristiği. (Bube, 1972.a) [17].

(1) Valans bandındaki elektronun iletim bandının yüksek enerjili bir seviyesine geçişi göstermektedir. Derin geçişlerde durum perdelemesi (state screening) şeklinde adlandırılan etki görülür. Bu etki, geçişe uygun birçok grup enerji düzeylerinin bulunmasından kaynaklanır ve enerji büyüdükçe etkisi artar.

(2) Bu geçişler materyalin temel soğurma kenarından kaynaklanır. 2 geçiş bandtan banda doğrudan geçiştir. Doğrudan geçişlerde sadece foton enerjisi gereklidir. Geçişlerin dolaylı geçiş olması durumunda fonon enerjisi de gerekli olmaktadır. Doğrudan geçiş olarak adlandırılan optiksel soğurma işleminde enerji korunumu gerekir. Bu enerji korunumu

$$\hbar\omega_{pt} = E_g + \hbar^2 k_o^2 / 2m_r^* \quad (3.1)$$

şeklinde ifade edilir. $\hbar\omega_{pt}$ foton enerjisi, E_g yasak enerji bant aralığı, k_o optiksel geçişin yapıldığı \vec{k} değeri, m_r^* indirgenmiş kütlelerdir. İndirgenmiş kütle şu şekilde

$$\frac{1}{m_r} = \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*} \quad (3.2)$$

yazılabilir. Momentum korunumu ise k dalga vektörünün korunumuna karşılık gelir. Foton momentumu (Δk) $\hbar\omega/c$ ya da $\hbar\Delta k = \hbar r\nu/c$ şeklindedir ve sıfır kabul edilebilecek kadar küçüktür. $\Delta k = K_{pt} \cong 0$ olarak kabul edilir. K_{pt} foton dalga vektörüdür. c/r ışığın madde içindeki hızıdır, r ise yansıma katsayısıdır. Δk ile k_{max} nicelikleri Brillouin bölgesinin kıyısında karşılaştırılırsa

$$\frac{\Delta k}{k_{mak}} = \frac{2r\pi\nu/c}{\pi/a} = \frac{2raE_g}{hc} \quad (3.3)$$

ifadesi elde edilir. $E - k$ diyagramında doğrudan geçişler valans bandından iletkenlik bandına bir dik çizgi çizilerek gösterilir. Şekil 3.1'de gösterilen 2 nolu geçiş $k=0$ için

minimum enerji geçiştir. Eğer doğrudan geçişin geçiş olasılığı kuantum teorisi kullanılarak hesaplanırsa, karakteristik bağımlılığı;

$$\alpha^2 \propto (\hbar\omega_{pt} - E_g) \quad (3.4)$$

ile bulunur. Bundan dolayı α^2 'nin $\hbar\omega_{pt}$ ye karşı grafiği düz bir çizgi verir ve enerjile kesiştiği nokta E_g 'yi verir. Doğrudan geçiş işlemi birinci dereceden bir işlemdir ve bu sebeple yüksek soğurma katsayısına karşılık gelir. Foton enerjisi yasak enerji bant aralığından daha büyük olduğunda soğurma katsayısı hızlı bir şekilde artar, 10^5 - 10^6 cm^{-1} aralığındadır. (3.4) denklemini E_g 'den biraz büyük olan foton enerjilerinin küçük bir bölümü için geçerlidir. E_g 'den büyük enerjili fotonlar için soğurma katsayısı sabit hale gelir ve küçük değişimler bandların üst üste gelmesinden ve durum yoğunluklarının değişmesinden kaynaklanır.

Valans bandından iletim bandına doğrudan optik geçişler optik soğurmaya iletim ve valans bandlarının ekstremumları k uzayındaki aynı noktada direkt geçiş yapar. Bu iki ekstremum farklı noktalarda olabilir. Böylece valans bandının en altında olan geçiş hem enerjinin hem de dalga vektörünün değişmesini gerektirir. Eğer geçiş olasılığı dolaylı geçiş için tanımlanırsa karakteristik bağımlılığı;

$$\alpha \propto \left[\frac{\hbar\omega_{pt} + \hbar\omega_{pn} - E_g}{\exp(\hbar\omega_{pn} / kT) - 1} + \frac{(\hbar\omega_{pt} - \hbar\omega_{pn} - E_g)^2 \exp(\hbar\omega_{pn} / kT)}{\exp(\hbar\omega_{pn} / kT) - 1} \right] \quad (3.5)$$

şeklinde elde edilir. Burada 1. terim foton ile fononun birlikte soğurulmasına, 2. terim ise foton soğurulmasıyla fonon yayınımına karşılık gelir.

Dolaylı geçişler için $\alpha^{1/2}$ - $\hbar\omega_{pt}$ grafiği çizilirse, enerji eksenini kesen iki farklı nokta elde edilir. Bu noktalar $\hbar\omega_1$ ve $\hbar\omega_2$ 'dir. Dolaylı bant aralığı $E_g = (\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2)$ ile, fonon enerjisi ise $\hbar\omega_{pn} = (\hbar\omega_2 - \hbar\omega_1)$ ile ifade edilir.

Dolaylı geçişler ikinci sıradaki işlemlerdir. Bundan dolayı direkt geçişlerdeki soğurma katsayılarından daha küçük soğurma katsayılarına sahiptirler. Dolaylı optik soğurma grafiklerinden ve fonon dağınım eğrisi yardımıyla Brillouin bölgesindeki iletkenlik bandının minimumunu belirlemek mümkündür. $\hbar\omega_{pn}$ ve dağınım eğrisi yardımıyla K_{pn} belirlenebilir.

Eğer serbest elektronlar iletkenlik bandının en düşük enerjili durumlarını doldurursa, optik soğurma kenarı yük yoğunluğunun bir fonksiyonu olur. Böylesi bir olay safsızlık yoğunluğu çok fazla olursa meydana gelir. Bir yarıiletkenin dejenere olması fermi enerji seviyesinin bant içinde yer alması demektir. Bundan dolayı bant içi durumların doldurulması Boltzmann kuyruğu ile değil tamamen Fermi fonksiyonu ile tanımlanmalıdır. İletkenlik bandının bu doldurulmuş hali serbest elektron modeline yaklaşır. Fermi enerji seviyesi

$$E_F = (\hbar^2 / 2m)(3\pi^2 n)^{2/3} \quad (3.6)$$

denklemleri yardımıyla belirlenir.

Böylesi durumlarda çok küçük foton enerjisi bile elektronları valans bandından iletkenlik bandına geçirmek için yeterlidir. Bu geçişler dolaylı geçişlerdir. $(E_F - E_c)$ serbest elektron yoğunluğu ile değıştiğı için serbest elektron yoğunluğu değıştikçe materyalin soğurma kenarı da kayar. Bu durumda doğrudan geçişler valans bandının daha derin seviyelerinden olurken Şekil 3.1 de görüldüğü gibi dolaylı geçişler valans bandının tepesinden olmalıdır.

(3) Eğer serbest elektron-deşik çifti oluşturacak kadar enerji yoksa bu durumda bağı elektron-deşik çifti oluşur. Bağı elektron- deşik çiftine eksiton denir. Eksitonlar hiçbir net yüke sahip olamadan kristal boyunca enerji taşırlar. Eksitonu oluşturan elektron ve deşik termal yolla serbest elektron ve deşiğe dönüşebilir. Ya da foton yayımlayarak yeniden birleşebilirler.

(4) Eđer kristalde kusurlar ve dűzensizlikler varsa bunlar bandlar arası yasak enerji bűlgesinde yeni ara geçiř seviyeleri oluřtururlar. Bűylelikle band aralıęı enerjisinden daha kűuk enerjilerde bile elektronlarla doldurulan kusur seviyelerinden iletim bandına veya valans bandından boř kusur seviyelerine elektronları uyararak műmkűn olur. Her iki iřlem optik soęurmanın artmasını saęlar. Foton enerjisi kusur seviyesinden iletkenlik bandına geçmek için gerekli olan enerjiden ya da valans bandından kusur seviyesine geçmek için gerekli olan enerjiden kűuk olduęu zaman soęurma iřlemi biter.

(5) Serbest elektron foton soęurması, aynı bandta daha yűksek enerji seviyelerine veya daha yűksek bandlara geçiře yardımcı olur. Bu iřlem geniř bir foton enerjisi aralıęında gerçekleřir. Bu uyarılma iřlemi sırasında hem enerji hem de \mathbf{k} (dalga vektűrű) deęiřeceęi için hem foton hem de fonon soęurulmalıdır. Ayrıca plazma rezonans soęurması da gerçekleřebilir. Bir çeřit elektron gazı gibi davranan serbest yűklerden dolayı oluřan optiksel soęurma plazma rezonans soęurması olarak bilinir [17].

3.1.2. Filmlerin Optik zelliklerinin Belirlenmesi

3.1.2.1. Soğurma Katsayısının Hesaplanması

Tek renkli ıřık demetinin soęurucu özellięe sahip ۆrnek űzerine dűřürűldűęűnű dűřűnelim ve gelen ıřıęın bir kısmının ilk yűzeyden ve dięer bir kısmında ıřıęın ۆrnekten ayrıldıęı yűzeyden yansıdıęı gerçeęini ihmal edelim [18]. Bűylece gelen ıřıęın řiddeti I_0 ve ortamdaki geçen ıřıęın řiddeti I_T olmak űzere iki deęere sahip oluruz. Örneęin çok ince olduęunu dűřűnűrssek ıřık Δx kalınlıktaki bűlgeden geçtikten sonra gelen ıřıęın řiddeti $-\Delta I$ kadar azalır, azalma ilk řiddet ve Δx 'e baęlıdır.

$$-\Delta I = I_T - I_0 = I_0 \alpha \Delta x \quad (3.7)$$

α , sabiti soğurma katsayısıdır ve soğurucu ortamın ve ışığın dalga boyunun karakteristiğini gösterir. Işık şimdi iki ya da daha fazla ince Δx kalınlığındaki tabakalardan geçtiğini düşünelim. Soğurma katsayısı, verilen materyalin karakteristiğini gösterecek ve gelen ışığın şiddetinden bağımsız olacaktır. Böylece Δx kalınlığındaki plakanın arkasına yerleştirilen ikinci plaka ile ilk plakadan geçen ışığın şiddeti biraz daha azalacaktır. Fakat buraya gelen ışık şiddeti birinciye gelenden az olacağından daha az kayıp olacaktır. Fakat mutlak kayıp az olsa da her iki tabakadan olan ışık kaybı oranı eşit olacaktır. Bu N tabaka olsa da geçerli olur.

$$\Delta I = -I_0 \alpha \Delta x \quad (3.8)$$

$$\alpha = -\frac{\Delta I}{I_0 \Delta x} \quad (3.9)$$

elde edilecektir. Burada α soğurucu materyalin her birim kalınlıktan kaynaklanan azalma oranını veya soğuruculuğunu göstermektedir. Katmanları dx gibi çok küçük kalınlıklara indirirsek, ışık her katmanı geçerken soğurulan ilk ışık şiddeti oranının kesri olan $\frac{dI}{I_0}$ oranı böylece;

$$\frac{dI}{I_0} = -\alpha dx \quad (3.10)$$

şekline gelecektir.

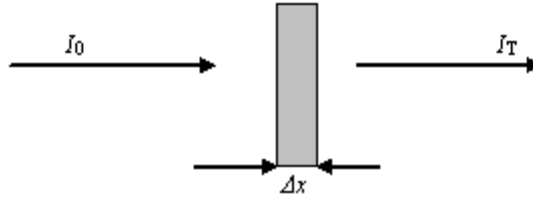
Toplam x kalınlığından geçen ışık şiddetindeki azalmayı bulmak için bu ifade, $x=0$ da I_0 ve $x = x$ te I_T olmak üzere integral alınır;

$$\int_{I_0}^{I_T} \frac{dI}{I_0} = -\alpha \int_0^x dx \quad (3.11)$$

$$\ln\left(\frac{I_T}{I_0}\right) = -\alpha x \quad (3.12)$$

$$I_T = I_0 e^{-\alpha x} \quad (3.13)$$

Elde edilen bu eksponansiyel soğurma yasasıdır ve Lambert tarafından geliştirilmiştir.



Şekil 3.2. İnce bir tabakadaki soğurma [18].

Buradan gördüğümüz gibi soğurma için Beer- Lambert yasası;

$$\alpha = \frac{1}{I(\lambda)} \frac{dI(\lambda)}{dx} \quad (3.14)$$

şeklinde yazılabilir. Burada $I(\lambda)$ ışık şiddetini, x ortam içinde gidilen yolu ve α soğurma katsayısını göstermektedir.

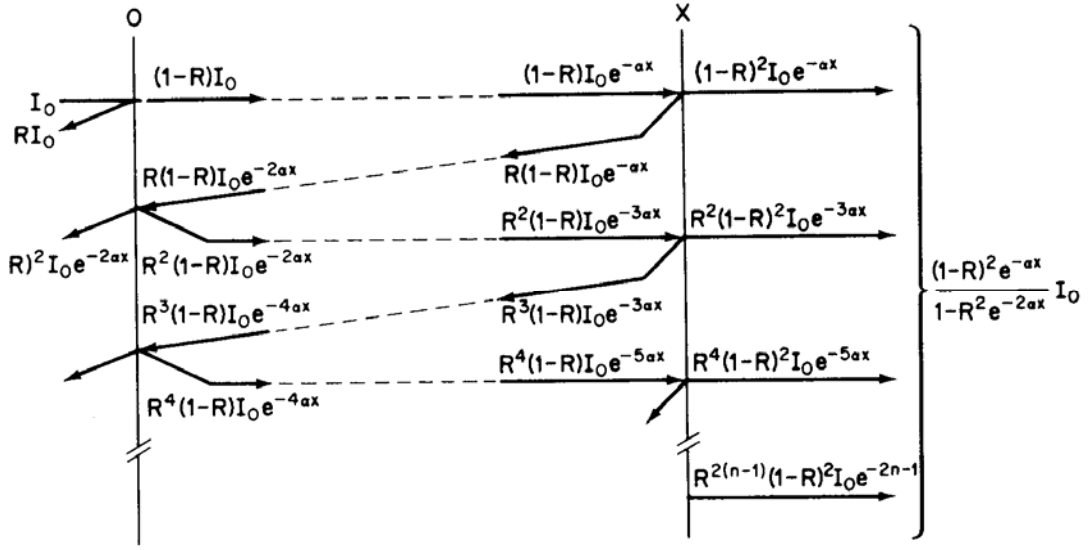
Yansıma (R);

$$R = \frac{(n_2 - n_1)^2 + k^2}{(n_2 + n_1)^2 + k^2} \quad (3.15)$$

şeklinde verilebilir. n ve k kırılma indisinin gerçek ve sanal kısımlarıdır. Görünür bölgede k , n 'den çok küçük olduğundan Denklem (3.15);

$$R = \frac{(n_2 - n_1)^2}{(n_2 + n_1)^2} \quad (3.16)$$

şekline gelir. Toplam geçirgenliği yarıiletken (CdS, ZnS, ZnSe vb.) ince film için bulmak için şekilde gösterildiği gibi iki bölge alabiliriz.



Şekil 3.3. İnce bir filmde çok yansımali ışık geçirimi [18].

Girişim ihmal edildiği zaman d kalınlığındaki bir ince filme I_0 şiddetinde tek renkli ışık düşürülürse film içine giren ışık miktarı I ;

$$I = (1 - R)I_0 \quad (3.17)$$

şeklinde yazılabilir. İkinci bölgeye ulaşan ışık şiddeti ise;

$$I = I_0(1 - R)e^{-cd} \quad (3.18)$$

dır. Filmden geçen ışık miktarı;

$$I = I_0(1 - R)^2 e^{-cd} \quad (3.19)$$

dır. Bu şekilde iç yansımalar devam ettirilirse yansıyan ışık miktarınının her yansımada bir;

$$I = R^{2n}(1 - R)^2 I_0 e^{-(2n+1)cd} \quad (3.20)$$

terimi kadar artığı görülür. Bu artış göz önüne alınırsa filmin toplam ışık geçirgenliğinin;

$$I = (1 - R)^2 I_0 e^{-ad} \left(\sum_r R^{2n} e^{-2nad} \right) \quad (3.21)$$

olduğu görülür. Bu geometrik bir seridir. Böylece toplam geçirgenlik örnek tarafından yansıtılan ışık şiddetinin örnek üzerine gelen ışık şiddetine oranı şeklinde tanımlanır.

$$T = \frac{I}{I_0} \quad (3.22)$$

Bu iç yansımalar şekilde gösterildiği şekilde devam ettirilirse toplam geçirgenlik;

$$T = \frac{(1 - R)^2 I_0 e^{-ad}}{1 - R^2 e^{-2ad}} \quad (3.23)$$

şekline indirgenir. Soğurma birçok kaynakta optik yoğunluk olarak alınıyor bu değişik yoğunluk tanımlarından kaynaklanmaktadır. Optik yoğunluk;

$$\text{Optik Yoğunluk} = O.Y. = \log \left(\frac{I}{I_0} \right) \quad (3.24)$$

şeklinde tanımlanır. Bunu geçirgenlik cinsinden yazarsak;

$$T = 10^{(-O.Y.)} \quad (3.25)$$

elde edilir ve Denklem (3.16) kullanılarak;

$$IR^2 e^{-2ad} + (1 - R)^2 e^{-ad} - T = 0 \quad (3.26)$$

şeklinde bir denklem elde ederiz. Burada $e^{-\alpha d} = y$ ve $e^{-2\alpha d} = y^2$ yaklaşımını kullanarak;

$$TR^2 y^2 + (1-R)^2 y - T = 0 \quad (3.27)$$

ve son olarak α ;

$$y = \frac{-(1-R)^2 + \sqrt{(1-R)^4 + 4R^2 T^2}}{2TR^2} \quad (3.28)$$

$$\alpha = -\frac{1}{d} \ln \left[\frac{(1-R)^2 + \sqrt{(1-R)^4 + 4R^2 T^2}}{2TR^2} \right]$$

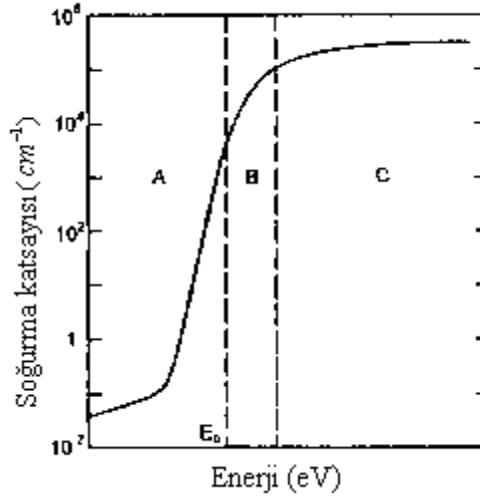
elde edilir. Böylece optik yoğunluk yardımıyla geçirgenlik belirlenebilir. Denklem (3.28) yardımıyla soğurma katsayısı hesaplanıp ve optik karakterizasyonda kullanılabilir.

3.1.2.2. Yasak Enerji Aralığının Bulunması

Amorf bir yarıiletkenin soğurma katsayısının enerjiye göre değişimi Şekil 3.4'de görülmektedir. Burada işaretlenen A bölgesi enerji aralığındaki yapı kusurlarının oluşturduğu elektron enerji durumlarına bağlı soğurma olup $\alpha < 1 \text{ cm}^{-1}$ dir. B bölgesi Urbach kuyruğu denen valans ve iletkenlik bandı elektron enerji durumlarının uzantılarının oluşturduğu ($1 < \alpha < 10^4 \text{ cm}^{-1}$) bölgedir [18]. Bu bölgeler arasındaki sınırlar kesin değil, iç içe girmiş haldedir. Yarıiletkenin yasak enerji aralığı B bölgesine düşer. Ölçülen soğurma katsayısından E_g (optik yasak enerji aralığı) aşağıdaki yöntem ve yaklaşımlar kullanılarak hesaplanabilir. C bölgesi ise bandtan banda geçişlerin oluşturduğu bölge olup fotoiletkenlik yöntemiyle bile tamamı ölçülemeyen $\alpha > 10^4 \text{ cm}^{-1}$ bölgesidir.

Davis ve Mott 1970 deki çalışmalarında soğurma katsayısını çıkarmak için iki varsayım yaptılar:

- 1) Türetmenin yapıldığı foton enerjileri aralığında elektron geçiş matrisleri sabittir.
- 2) k dalga vektörü korunumu ya da geçiş kuralı burada geçerli değildir. Amorf yarıiletkenlerde k' da ki belirsizliğin değeri, k' ya yaklaşır.



Şekil 3.4. Amorf bir yarıiletkenin soğurma katsayısının enerji ile değişimi [18].

Bu yaklaşımlarla ω frekansındaki iletkenlik;

$$\sigma(\omega) = \frac{2\pi e^2 \Omega \hbar^2}{m^2 \omega} \int N_i(E) N_f(E + \hbar\omega) |D|^2 dE \quad (3.29)$$

şeklinde yazılabilir. Burada $N_i(E)$, başlangıç enerji durumları sayısı, $N_f(E)$, $N_i(E)$ 'ye $\hbar\omega$ kadar enerji uzaklığındaki elektron enerji durumlarının sayısı; D , geçiş matrisi; Ω , örneğin hacmi; \hbar , Planck sabiti; m , elektron kütesidir. Buna karşılık gelen soğurma katsayısı;

$$\alpha = \frac{4n}{n_0} \sigma(\omega) \quad (3.30)$$

dır. n_0 , kırılma indisini, c ışık hızını göstermektedir. D matrisi bandtan banda geçişin matrisi olduğundan;

$$D = n \left(\frac{a}{n} \right)^{1/2} \quad (3.31)$$

dir. Burada a ortalama bağ uzaklığıdır. Bu tanımlarla (3.29) eşitliğinden soğurma katsayısı;

$$\alpha(\omega) = \frac{8\pi^4 e^2 \hbar a}{n_0 c m} \int \frac{N_i(E) N_f(E + \hbar\omega)}{\hbar\omega} dE \quad (3.32)$$

şeklinde yazılabilir. İntegrasyon birbirinden $\hbar\omega$ enerjisi kadar farklı enerjideki iletkenlik ve valans bandı elektron enerji durumlarını kapsayacak sınırlarda alınmaktadır. $N_i(E)$ ile gösterilen başlangıç elektron enerji durumları valans bandının üst kısmındakiler; $N_f(E)$ ' nin ise iletkenlik bandının alt kısmındakiler olduğu hatırlanır, bunların bir C sabiti ve E_A ile E_B örneğe özgü iki enerji değeri olmak üzere;

$$N_i(E) = N_v(E) = C_1(E_B - E)^P, N_f(E) = N_c(E) = C_2(E - E_A)^S \quad (3.33)$$

şeklinde yazılabildiği varsayılırsa ve $y = \frac{E_A - \hbar\omega - E}{E_A - \hbar\omega - E_B}$ değişken değişimi yapılırsa

Denklem (3.32);

$$\alpha(\omega) = \text{Sabit} \left\{ \int_0^1 (1-y)^P y^S dy \right\} \frac{(\hbar\omega - E_0)^{P+S+1}}{\hbar\omega} \quad (3.34)$$

şeklini alır. Burada $E_0 = E_A - E_B$ dir. Parantez içindeki integral, Γ gama fonksiyonunu göstermek üzere;

$$\Gamma = \frac{\Gamma_{(S+1)}\Gamma_{(P+1)}}{\Gamma_{(S+P+2)}} \quad (3.35)$$

dir. Valans bandının üst kısmıyla iletkenlik bandının alt kısmındaki elektron enerji durumları parabolik ise ($s = p=1/2$) soğurma katsayısı integrali;

$$\alpha(\omega) = \frac{\text{Sabit}(\hbar\omega - E_0)^2}{\hbar\omega} \quad (3.36)$$

halini alır. Amorf malzemelerin birçoğu eksponansiyel soğurma kuyrukları dışında olan bölgede bu kurala uyar. Buradan soğurma katsayısının enerji ile çarpımının karekökü, enerjiye göre çizildiğinde kesim noktası E_0 enerjisini verir. Bu optik yasak enerji aralığıdır [19].

3.1.2.3. Film Kalınlığının Belirlenmesi

Bir boyutta +x yönünde ilerleyen bir elektromanyetik dalga;

$$E = E_0 e^{i2\pi\nu(t - \frac{x}{v})} \quad (3.37)$$

ile verilir. Burada E , E_0 elektrik alanı, ν , elektromanyetik dalganın ortam içindeki hızını, ν , frekansını, t ise zamanı göstermektedir. Elektromanyetik dalga n kırılma indisli, x kalınlıklı bir film içine girdiğinde film çıkışındaki düzlem dalganın faz değişimi;

$$\theta = \frac{n}{c} 2\pi\nu x = 2\pi \frac{n}{\lambda} x \quad (3.38)$$

olur. İçten yansıyan bir ışının ilk dalga ile faz farkı 3θ , 5θ v.b. gibi değerler alır. m bir tam sayı olmak üzere yapıcı ve yıkıcı girişim gözlenir.

$$x = \frac{(2m+1)\lambda}{2n} \quad (\text{yapıcı girişim}) \quad (3.39)$$

$$x = \frac{(2m+1)\lambda}{4n} \quad (\text{yıkıcı girişim}) \quad (3.40)$$

Böylece ince bir filmde çıkan elektromanyetik dalganın şiddeti $\cos\theta$ gibi bir faz farkıyla modüle edilmiş olur [18].

İki ardışık tepe değerlerinin gözlemlendiği λ_1 ve λ_2 dalga boylarının farkı alınırsa Denklem (3.39) dan;

$$n = \frac{1}{\left(\frac{1}{\Delta\lambda}\right)x} \quad (3.41)$$

bulunur. Eşitlikten kırılma indisi bilindiğinde, film kalınlığı ya da diğer yönüyle kırılma indisi hesaplanabilir. Eğer farklı dalga boylarına ait farklı kırılma indisleri olursa, denklem şu şekilde yazılabilir.

$$x = \left\{ 2 \left[\frac{n(\lambda_1)}{\lambda_1} - \frac{n(\lambda_2)}{\lambda_2} \right] \right\}^{-1} \quad (3.42)$$

3.2. YAPI ANALİZİ

3.2.1. X-Işınlarnın Oluşması ve Özellikleri

X-ışınları, 1985 yılında Wilhelm Conrad Röntgen tarafından keşfedilmiş ve bu yüzden Röntgen ışınları olarak adlandırılmıştır. Röntgen metal levhaları yüksek enerjili katot ışınları ile bombardımana tutmuştur ve bir ışınımın ortaya çıktığını keşfetmiştir [20]. X-ışınları (X-ray) ismi, bugün hala birçok ülkede yaygın olarak kullanılmaktadır. X-ışınları elektromanyetik spektrumun bir kısmını oluşturmakta ve dalga boyları yaklaşık 10^{-6} cm ile 10^{-11} cm arasında değişmektedir. Hem UV- hem de γ -ışınları yönündeki sınırları kesin değildir [21]. X-ışınlarının elektromanyetik spektrumdaki yeri, Çizelge 3.1' de gösterilmiştir.

Çizelge 3.1. Elektromanyetik spektrumda X-ışınlarının yeri

Dalga boyu [Å]	Tanım
7.700 – 4.000	Görünür bölge ışınları
4.000 – 2.000	Yakın UV bölgesi ışınları
2.000 – 100	Uzak UV bölgesi ışınları
100 – 0,02	X-ışınları
< 0,02	γ -ışınları

X-ışınları kırınımı ile yapılan incelemelerde, dalga boyu 0,2 Å ile 2,5 Å arasında değişen ışınlar kullanılmaktadır.

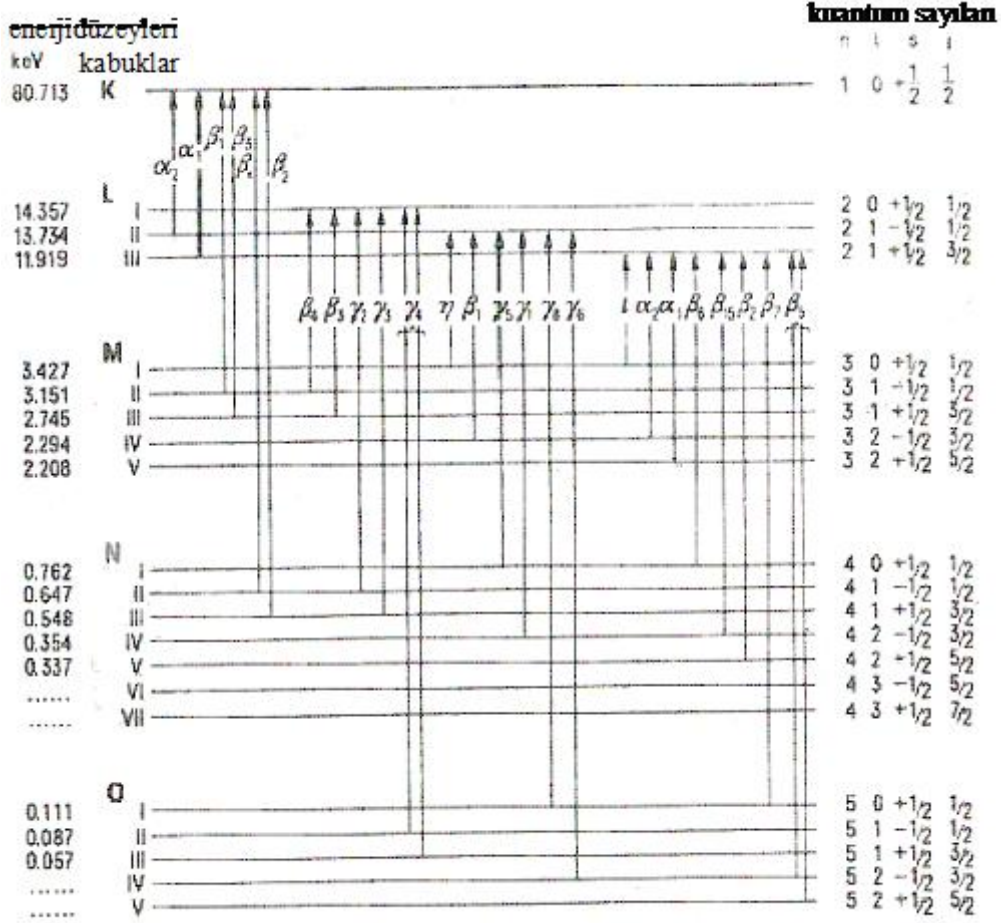
3.2.1.1. Karakteristik X-ışınları spektrumu

X-ışınlarının şiddeti, yüksek gerilimin aynı kalması koşulu ile anot metalinin atom numarası arttıkça artış göstermektedir. Fakat meydana gelen ışınların dalga boyu, anot metalinin cinsinden bağımsızdır. Bu şekilde meydana gelen ve çok değişik dalga boylu ışınları içeren X-ışınları spektrumu, kesintisiz X-ışınları

spektrumu veya beyaz spektrum veya fren ışınları olarak adlandırılmaktadır. Görünür bölge ışınlarına benzetilerek, bu ışınlara beyaz X-ışınları da denir.

X-ışınları tüpünün anot ve katodu arasına uygulanan yüksek gerilim değeri, elektronların enerjisi, anot metalinin çekirdeğe en yakın yörüngesindeki bir elektronu söküp atomun dışına atacak kadar yükseltilecek olursa, beyaz spektrumun yanında onunla çakışan bir dizi yeni spektral hatlar ortaya çıkar. Bu spektral hatların dalga boyları anot metali için karakteristiktir ve bu yüzden bunlar karakteristik X-ışınları olarak adlandırılmaktadır.

Karakteristik X-ışınlarının meydana gelişi, atom modeli yardımı ile açıklanabilir. Hızlandırılmış bir elektron çekirdeğe yakın bir yörüngedeki bir elektrona çarparsa, onu atomun dışına fırlatabilir. Böylece atomun enerjisi artmış ve uyarılmış olur. Dışarı atılan elektron K yörüngesine aitse K-hali, L-yörüngesine aitse L-halinden, v.s. söz edilir. K-elektronları atoma L-elektronlarından daha güçlü bağlanmış olması nedeniyle, bir atomun K-ışınlarının enerjisi, L-ışınlarının enerjisinden daha yüksektir.



Şekil 3.5. Enerji düzeyleri. Sıkça gözlenen karakteristik X-ışınları spektral hatlara ait izinli elektron geçişleri oklarla gösterilmiştir. Altın atomunun K- ve L- serileri ve kuantum sayıları [21].

Şekil 3.5’de bir atomun değişik enerji düzeyleri şematik olarak gösterilmiştir. Eğer bir atom bir K-elektronunu kaybetmişse, o zaman atom K-halindedir denir. Böyle bir durumdaki atom kararsızdır ve daha üst kabuklardaki elektronlar K-kabuğundaki boş yerlere düşerek onları doldururlar. Boşluklar en büyük olasılıkla L-III kabuğundaki elektronlarca doldurulur. Böylece atom daha düşük enerjili bir hale geçer (L-hali); L-haline aynı şekilde bu kabuktan bir elektron koparılarak da ulaşılabilir. K ve L-III halleri arasındaki enerji farkı, belirli bir dalga boyuna sahip bir ışına ($K\alpha_1$) karşılık gelen, bir X-ışını olarak verilir. Değişik enerji düzeyleri arasındaki bu elektron geçişleri, her defasında farklı dalga boyunda bir ışın yayınlanarak sürer.

Şekil 3.5’den görüleceği gibi, karakteristik X-ışınları serilere ayrılmış ve her serideki ışınlarda kendi aralarında Yunan harfleri ile simgelenerek birbirinden ayrıştırılmışlardır. Uygulanan yüksek gerilimin belirli bir değere ulaşması halinde, aynı serinin tüm ışınları aynı anda uyarılırlar. Enerjisi daha yüksek bir ışının uyarılmış olması, onun yanında daha az enerjili ışınların uyarılmasına paralel olarak devam eder. Benzer şekilde simgelenen düzeyler arasındaki geçişlerin (izinli geçiş kuralları) yasaklanmış olması nedeniyle, bazı geçişlere karşılık gelen spektral hatlar gözlenmez (izinsiz geçişler). X-ışınları kırınımlarında özellikle K-serisi ışınlarından yararlanılır.

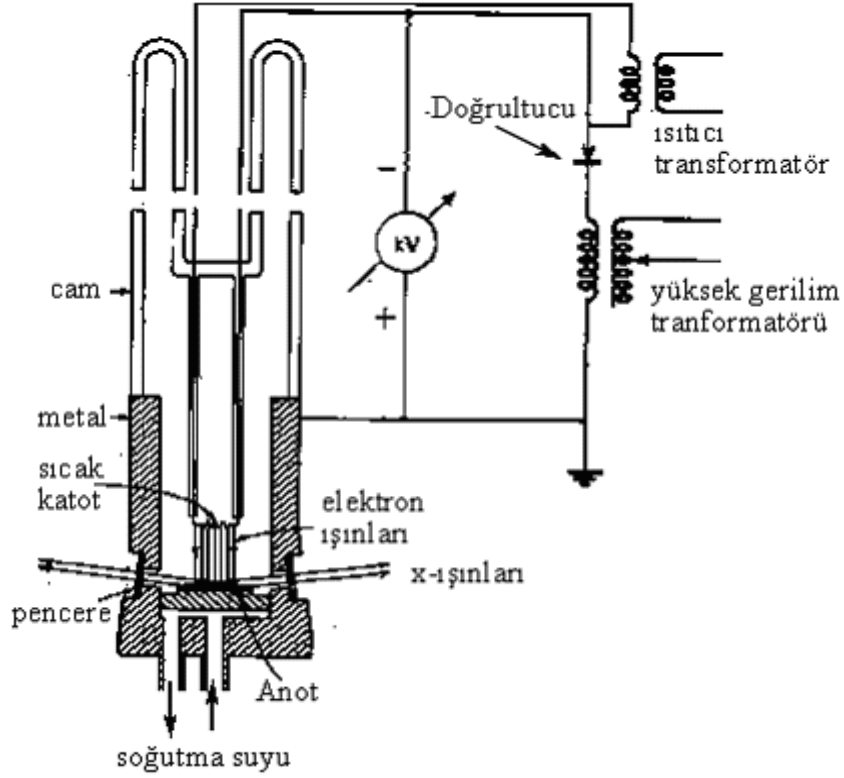
Karakteristik X-ışınları spektrumu her element için farklıdır. Bu yüzden anot metalinin farklı şekilde seçimi ile çok farklı dalga boylarını elde etmek olanaklıdır. Ancak uygulamada sınırlı sayıda elementin işe yaradığı bilinmektedir; çünkü atom numarası küçük olan elementlerde karakteristik ışınların dalga boyu çok uzun ($BeK\alpha = 115 \text{ \AA}$) ve atom numarası çok büyük elementlerde fren ışınları baskın hale geldiği için karakteristik ışın üretme verimi çok düşüktür. Çizelge 3.2’de teknik uygulamalarda kullanılan bazı anot metalleri ve bunların karakteristik dalga boyları birlikte verilmiştir.

Çizelge 3.2. Önemli K serilerinin dalga boyları (\AA cinsinden)

<i>Atom numarası</i>	<i>Element</i>	<i>Kα</i>	<i>Kα_1</i>	<i>Kα_2</i>	<i>Kβ</i>
24	Krom	2.29092	2.28962	2.29351	2.08480
26	Demir	1.93728	1.93597	1.93991	1.75653
27	Kobalt	1.79021	1.78892	1.79278	1.62075
28	Nikel	1.65912	1.65784	1.66169	1.50010
29	Bakır	1.54178	1.54051	1.54433	1.39217
42	Molibden	0.71069	0.70926	0.71354	0.63225
47	Gümüş	0.56083	0.55936	0.56378	0.49701
74	Wolfram	0.21060	0.20899	0.21381	0.18436

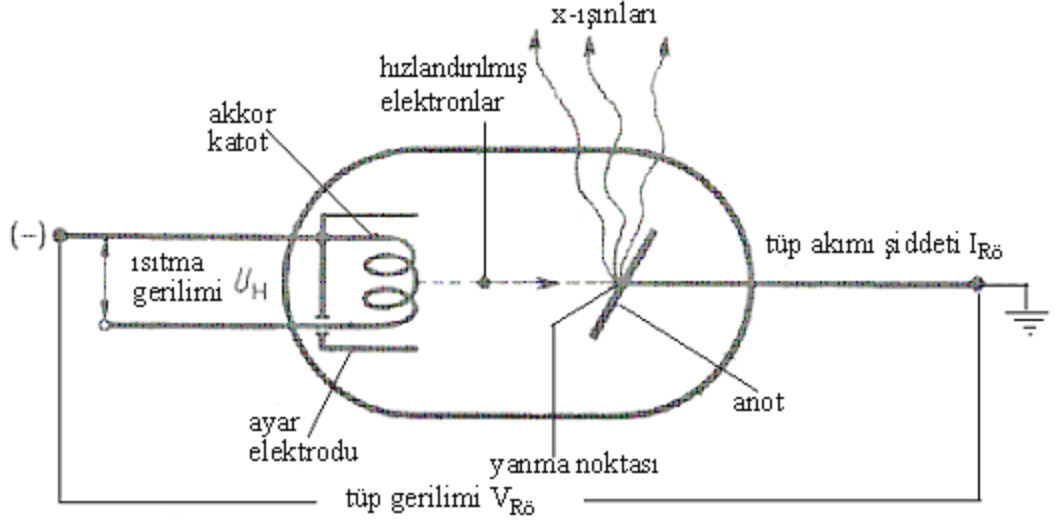
3.2.1.2. X-ışınlarının üretimi

Bugün artık kristal yapı analizlerinde, yüksek vakumlu tüplerde akkor halindeki katotlarda üretilen X-ışınları kullanılmaktadır.



Şekil 3.6. Yüksek vakumlu bir X-ışını tüpünde akkor halindeki katottan kopan elektronlar, yüksek gerilimin etkisiyle hızlanır ve içten soğutulan anot metaline çarpar [21].

Şekil 3.6.'da (*Coolidge tüpü* tipinde) yüksek vakumlu X-ışını tüplerinin bir örneği görülmektedir. Elektron kaynağı olarak elektrikle 1500 °C ile 2300 °C'a kadar ısıtılabilen bir wolfram tel sargı kullanılmaktadır. Koparılan termik elektronlar, katot ve anot arasında uygulanan yüksek bir gerilim (yaklaşık 50.000 V) altında hızlandırılır ve yüksek bir enerji ile anot (antikatot) olarak bağlanan bir metal yüzeyine çarpar. Yüksek enerjili hızlandırılmış elektronların anot metali yüzeyinde frenlenmesi sırasında X-ışınları meydana gelir; üretilen ışınların dalga boyu ve şiddeti, uygulanan yüksek gerilimin değerine (beyaz spektrum) ve kullanılan anot metalinin cinsine (karakteristik ışınlar) bağlıdır.



Şekil 3.7. Bir X-ışınları tüpünün şematik gösterimi [21].

Katottan kopan termik elektronların sayısı, uygulanan yüksek gerilimden bağımsız olarak, volfram sargı telinin ısınma derecesine bağlı olarak değiştirilebilir. Böylece meydana gelen X-ışınlarının şiddeti belirli sınırlar içinde değiştirilebilir.

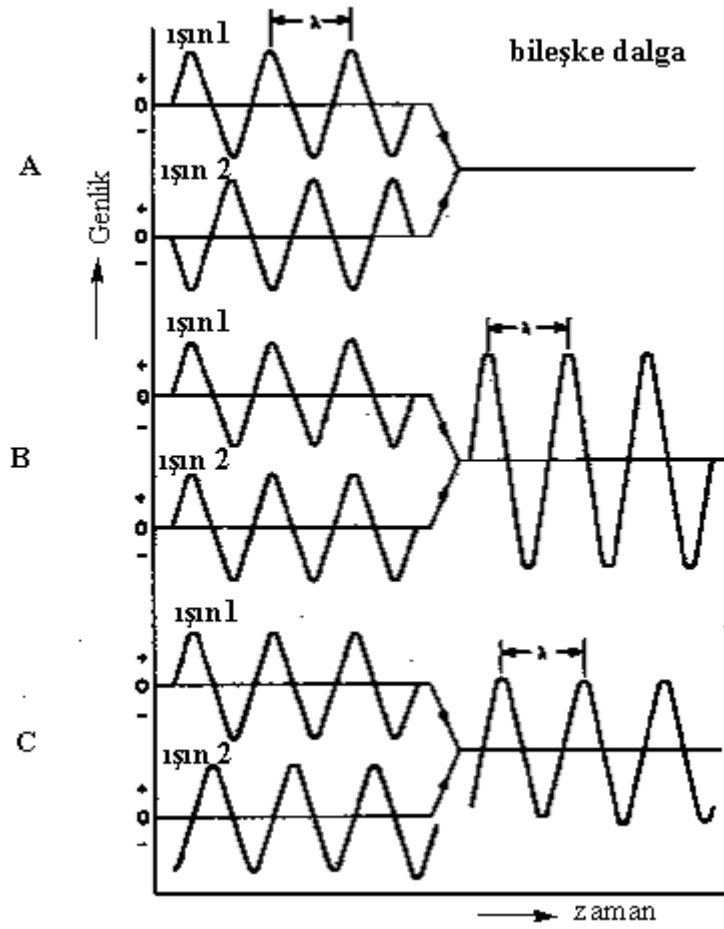
Modern X-ışını tüpleri, Şekil 3.6.'da görüldüğünden daha karmaşıktırlar. X-ışınlarının üretim verimi çok düşüktür; yani kullanılan enerjinin yalnızca % 0.2'lik bir kısmı yararlanılabilir X-ışınlarına dönüşür. Enerjinin geriye kalan % 99.8'lik kısmı, anot üzerinde ısı enerjisine dönüşür ve anot metalinin deformasyon ve erimeye karşı korunması için soğutma ile bu ısı uzaklaştırılmalıdır. Bu nedenle X-ışını tüplerinin verimli bir şekilde kullanımında, anot metalinin bir soğutma suyu devresi ile etkili bir şekilde soğutulması esastır.

Olabildiğince yüksek şiddette bir ışın elde etmek için, hızlandırılmış elektronlar, (örneğin 1 mm x 10 mm boyutunda) küçük bir kare şeklinde anot üzerine odaklanır. Bu şekilde hareket edilerek, X-ışınları 6°-10°'lik bir açı ile alınır, tüpten ikisi nokta şeklinde 1 mm² boyutunda ve diğer ikisi de çizgi şeklinde *ışın lekeleri* elde edilir. Elektron ışınlarının daha da güçlü odaklanması ile, anot üzerinde daha dar bir ışın lekesi (0.1 mm x 10 mm) elde edilebilir. Böylece X-ışınları tüpünün zorlanması daha da azaltılmış olur ve spektral hatların daha da incilmesi ile (*ince odaklı tüpler*) yapı analizlerinin ayırma gücü de yükseltilmiş olur.

X-ışını tüpleri, ışın kaçağına karşı güvenli olmalıdır; yani ışın yalnızca öngörülen konumlardan dışarı çıkmalıdır. Modern X-ışını tüpleri, birbirine 90° açı yapacak şekilde düzenlenmiş dört ayrı pencereden dışarı çıkar. Vakum ortamından X-ışınlarının dışarı çıkabilmesi için, pencerelerin gaz girişine karşı korumalı olması sağlanmalıdır. Ayrıca pencerelerin ışınları soğurma gücü olabildiğince düşük olmalıdır. Bunun için pencerelerde tercihen berilyum kullanılır.

3.2.2. X-Işınlarının Kırınımı

Kristal içinde düzenli bir yerleşime sahip atomların elektronları, X-ışını fotonları ile periyodik bir titreşime zorlanırsa, o takdirde her bir elektron bir ışın kaynağı haline gelir ve uyarıcı X-ışını fotonu ile aynı frekans ve dalga boyunda bir ışın yayımlamaya başlar. Titreşime geçen her bir elektrondan küresel bir dalga yayılmaya başlar; işte bu dalgalar çakışarak dalga girişimlerine yol açar; aynen su dalgaları örneğinden bilindiği gibi. Bazı yönlerde dalgalar birbirini güçlendirirken, diğer bazı yönlerde sönüme uğrarlar.



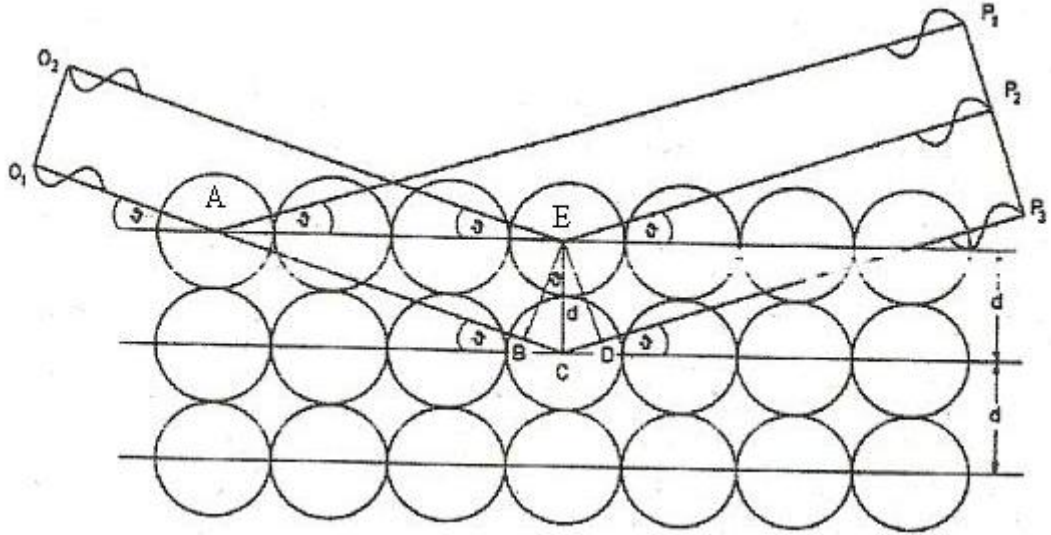
Şekil 3.8. 1 ve 2 numaralı ışın dalgalarının A) tam sönümlü B) tam destekleyici C) kısmen sönümlü hali [21].

Şekil 3.8.'de iki ayrı dalga görülmektedir. Her iki dalganın da aynı fazda olması nedeniyle, bunlar birbiri ile çakışınca birbirlerine eklenir ve bileşke dalganın şiddeti yükselir (tam destekleyici girişim, faz farkı =0); bu dalgaların arasındaki faz farkı π kadar ise tam sönümlü girişim, $0 < \text{faz farkı} < \pi$ ise, kısmi sönümlü girişim meydana gelir.

Dalgaların, bir kristal örgüsünde kırınımı halinde, destekleyici bir girişimin meydana gelebilmesi için, belirli geometrik koşulların sağlanması gerekir.

3.2.2.1. Bragg Yansıma Koşulu

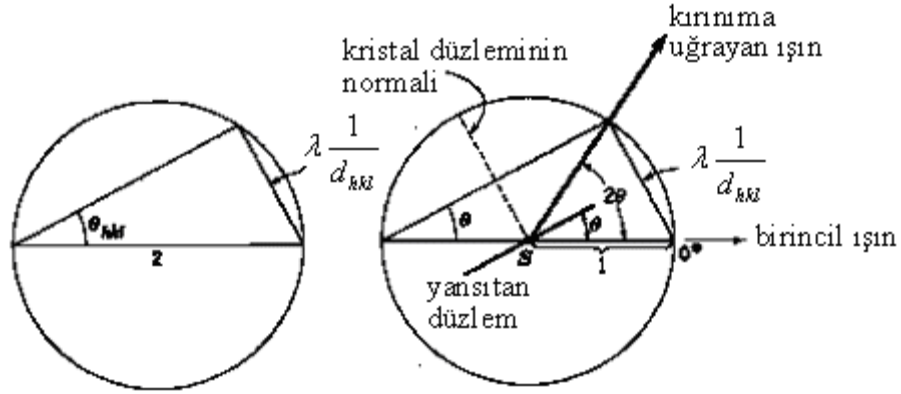
Bragg, kristallerin, az veya çok yoğun olarak atomlarla bezenmiş ve aralarındaki mesafenin (d) eşit ve sabit olduğu düzlemlerden meydana geldiğini farz etmiştir. X-ışınları kristal içindeki bir örgü düzlemi üzerine düşerse, meydana gelecek kırınım, bir yansıma olayı gibi düşünülebilir. Burada yansıma daha çok kırınımın yerine kullanılmaktadır; ayrıca X-ışını kırınımı ve X-ışını yansıması kavramları aynı şeyi ifade etmektedirler. Ancak burada kastedilen yansıma, görünür bölge ışınları yansımasından oldukça farklıdır. X-ışınları tamamen soğuruluncaya kadar milyonlarca örgü düzleminden içeri sızar. Bu sırada her bir örgü düzleminde kısmen yansımaya uğrar. Böylece ışın dalgaları çakışır; ancak bu çakışma geometrik koşulların sağlandığı belirli yönlerde destekleyici girişimle sonuçlanırken, koşulların sağlanmadığı tüm diğer yönlerde sönümlü bir girişimle sonuçlanır.



Şekil 3.9. Bir kristalin değişik düzlemleri tarafından yansıtılan X-ışınlarının, aynı fazda yayılabilmesi için, ışınlar arasındaki yol farkının (d), kullanılan X-ışını dalga boyunun tam katlarına eşit olması gerekir [21].

Şekil 3.9.'da, kristalde, dairelerin örgü noktalarını (atomlar) temsil ettiği, üç ayrı atom konumu (örgü düzlemi) çizilmiştir. O_1 ve O_2 kaynaklarından gelen paralel X-ışınlarının fazları aynıdır ve kristal yüzeyi ile yaptıkları açı θ kadardır. Bunlar A ve E noktalarında yansıtılırlar. O_1AP_1 ve O_2EP_2 mesafelerinin eşit olması nedeniyle, dalgalar P_1 ve P_2 noktalarına eşit fazlı olarak ulaşır ve aralarında destekleyici bir

girişim yaparlar. Bir düzlem üzerindeki destekleyici girişimin, yasaları optik kurallarından bilinmektedir. Ancak X-ışınlarının yansımada daha alttaki örgü düzlemleri için bazı ek koşullar dikkate alınmalıdır.



Şekil 3.10. Bragg eşitliğinin şematik gösterimi [21].

İkinci örgü düzlemindeki yansımada, O_1C ışını, CP_3 yönünde yansıtılmaktadır. EB doğru parçasının P_2P_3 doğru parçasına paralel olması nedeniyle, O_1CP_3 yolu O_2EP_2 yolundan Δ kadar daha uzundur. Δ yol farkı, BC ve CD doğru parçalarının birbirine eşit olması nedeniyle, BCD ya da $2BC$ kadardır.

$$D = BC + CD = 2BC \quad (3.43)$$

BC uzunluğu geometrik bağıntılar yardımı ile hesaplanabilir:

$$BC = d \sin \theta \quad (3.44)$$

İkinci ve birinci örgü düzleminde yansıtılan ışınlar arasındaki Δ yol farkı için

$$\Delta = 2BC = 2d \sin \theta \quad (3.45)$$

eşitliği yazılabilir.

Şekil 3.10.'dan da görülebileceği gibi, X-ışınları, ışınlar arasındaki Δ yol farkının, ışının dalga boyunun tam sayılı katlarına eşit olması halinde ancak aynı fazda yansıtılabilir. Böylece Bragg yansıma koşulu da ifade edilmiş olmaktadır:

$$n\lambda = 2d \sin \theta \quad (3.46)$$

Eğer Denklem 3.46'daki koşul sağlanıyorsa, o zaman her bir n tam sayısı için yansıyan ışınlar arasında destekleyici bir girişim meydana gelir. X-ışınları dalga boyunun sabit olması halinde, θ yansıma açısının değeri yalnızca örgü düzlemleri arasındaki mesafeye (d) bağlıdır. Yansıma açısının değerini, kristalin örgü düzeni belirler.

Toz desenleri değerlendirilirken, dalga boyunun tamsayı katları ile çalışmak pek yarar sağlamamaktadır; bunun yerine n sayısı örgü düzlemlerinin indisleri içinde dikkate alınmalıdır. Bir (hkl) örgü düzleminde yansıtılan n -mertebesindeki bir X-ışını, gerçekte kristal içinde var olmayan bir $(nh \ nk \ nl)$ düzleminde yansıyan 1. mertebeden bir yansıma gibi düşünülür. Bu yüzden Bragg bağıntısı çoğu zaman

$$\lambda = 2d_{hkl} \sin \theta \quad (3.47)$$

şeklinde yazılır.

3.2.2.2. X-Işınları Kırınım Yöntemleri

Bragg yasasının gerçekleşebilmesi için λ ve θ nın birbirleri ile uyum içinde olmaları gereklidir. Böylece kırınım oluşabilir. Verilen herhangi bir kristal için λ ve θ 'nın değerleri üzerinde sınırlayıcı koşullar bulunur. Üç boyutlu bir tek kristalin bir X-ışınları demeti içine keyfi olarak konulması durumunda genel olarak hiçbir kırınım deseni oluşmaz. Kırınımın oluşabilmesi için deney boyunca ya λ 'yı ya da θ 'yı sürekli olarak değiştirmek gereklidir. λ ve θ 'nın değiştirme durumu için üç esas kırınım yöntemi vardır [18].

	λ	θ
1) Laue Yöntemi	Değişken	Sabit
2) Döner Kristal Yöntemi	Sabit	Değişken
3) Toz Yöntemi	Sabit	Değişken

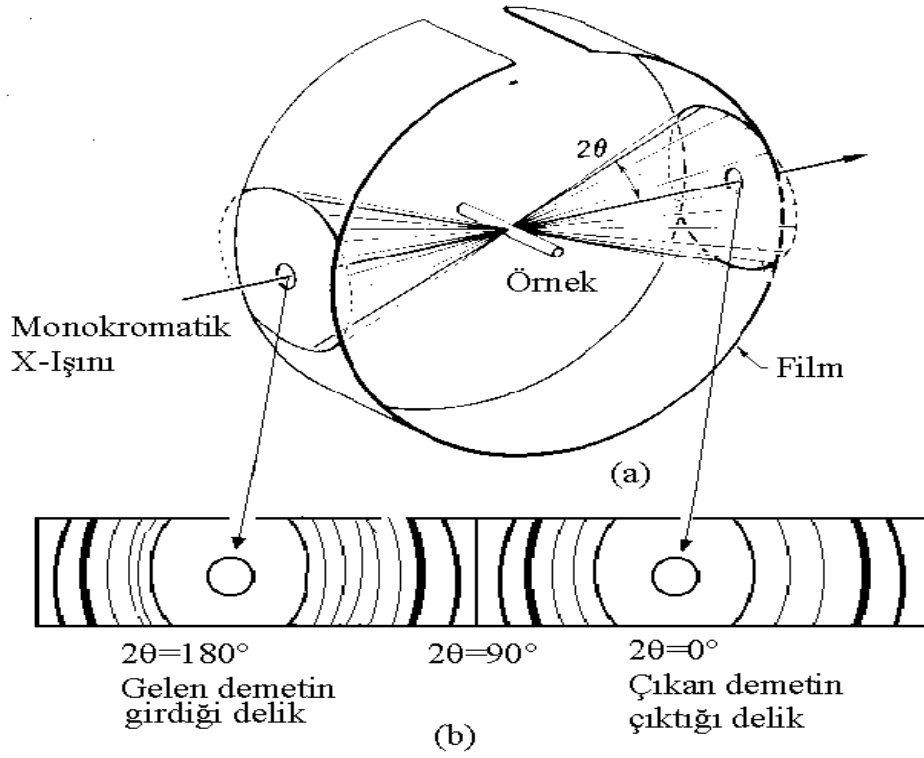
Bizim kullanacağımız yöntem Toz Yöntemi olacak.

Toz Yöntemi:

Buna Debye-Scherrer yöntemi de denir. Bu metotla incelenecek kristal çok ince toz haline getirilir ve bu toz kristaller çok ince bir cam çubuğa yapıştırılarak X-ışınları demeti içine konulur. Tozun her bir parçacığı gelen X-ışınları demetine göre herhangi bir şekilde yönelmiş bir kristaldir. Tamamen tesadüfi olarak parçacıklardan bazıları doğru olarak yönelmiş olabilir.

Örneğin, (100) düzlemleri gelen demeti yansıtabilir, diğer parçacıklar (110) yansıtmaları için yönelmiş bulunabilirler ve böylece her bir düzlemde bir yansıtıcı parçacık bulunabilir. Sonuçta kristal tozları Şekil 3.11 (a)'daki gibi her örgü düzlem takımını yansıtma olasılığına sahiptir. Böylece tozun hepsi birden gerçekte bir eksen tarafından değil fakat mümkün olan bütün eksenler etrafında döndürülen bir tek kristale denk olur.

Özel bir durum olarak hkl yansımalarını göz önüne alalım. Kristal tozlarından bir veya birkaç parçacığı tesadüfen (hkl) düzlemini yansıtması için θ Bragg açısı yapacak şekilde yönelmiş olabilir. Bu durum Şekil 3.11 (a)'da gösterilmiştir. Eğer bu düzleme gelen ışın θ açısı sabit tutularak döndürülürse yansıyan demet bir koni yüzeyi üzerinde gezinecek ve koninin ekseni geçen demetle çakışması gerçekleşecektir.



Şekil 3.11.(a). Filmin gelen demet ve toz kristale göre durumu ve konilerin oluşumu, (b) Filmin açıldığı vakit konileri belirleyen daire halkaları [3].

Gerçekte düzlemlerin dönmesi diye bir şey yoktur. Fakat konilerin her bir doğrultuyu alması çok sayıdaki kristal parçacıklarının varlığı ile dönmenin bulunduğunu söyleyebiliriz. Çünkü bu parçacıklar arasında (hkl) düzlemleri ile gelen demet arasında Bragg açısı yapan kısımlar vardır ve bu tip düzlemler gelen demet eksenini etrafında bütün dönme durumlarında bulunabilirler. Buna göre bir toz külesinden oluşan (hkl) yansıması difraksiyona uğramış radyasyon konisini oluşturur ve örgü düzlemleri arasındaki uzaklıkları farklı her düzlem takımı için ayrı bir koni verir.

Film makinesine takılan film açıldığında Şekil 3.11 (b)'deki delikler etrafında her bir koniyi belirleyen daire halkaları görebiliriz. Bu daire halkalarının her biri ayrı bir kristal parçacığına ait olup, çok sayıda lekelerden oluşur. İki deliğin arasındaki uzaklığın orta noktalarında daire halkaları düz çizgilerden meydana gelir ki, bunlar

$2\theta=90^\circ$ değerini belirler. Elde edilen difraksiyon çizgilerinin deliklere göre yerleri θ açısını bulmamızı sağlar ve λ bilindiğinden çizgiyi oluşturan örgü düzlemlerinin d uzaklıkları hesaplanır. Bunun tersine kristalin birim hücrenin şekli ve büyüklüğü biliniyorsa mümkün olan bütün difraksiyon çizgilerinin yerleri kolaylıkla tayin edilebilir. Filmde elde edilen en küçük 2θ değeri örgü uzaklığı en büyük olan düzlemlerden yansıyarak oluşur.

Örneğın, kübik sistemde d uzaklığı $(h^2+k^2+l^2)$ nin minimum olduğu zaman $d_{(hkl)} = a/\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}$ maksimumdur. Bu terimin minimum değeri (hkl) 'nin (100) değerini alan 1 değeridir. Bu nedenle 100 yansıması en küçük 2θ değerini belirler. Bundan sonraki $(h^2+k^2+l^2)$ 'nin küçük değerleri ise (hkl) 'nin (110) olduğu değerlerdir ki ikinci çizgi bu düzlemi belirler ve böylece devam eder.

Toz yöntemi büyük bir tek kristal elde edilemediği durumda kristal yapısını belirlemek için kullanılan bir metottur. Böylece kristallerin örgü parametrelerini hassas olarak tayin etmekte kullanılır.

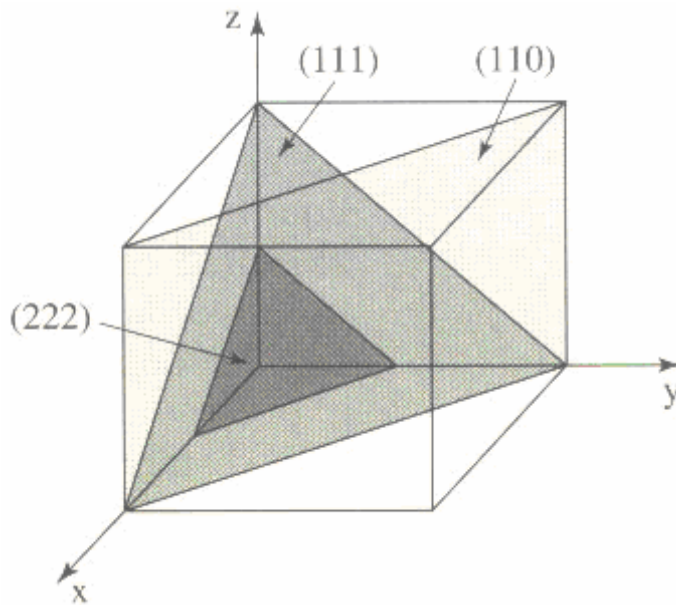
3.2.3. Miller İndisleri

Kristallerde, doğrultuları ve düzlemleri göstermek üzere bazı özel gösterimler kullanılır. Başlangıçtan herhangi bir uvw noktasına uzanan doğrultuyu ele alırsak, [] şeklinde bir köşeli parantez ve içerisindeki $[uvw]$ rakamları uvw doğrultusunu gösterir. Bu yukarıda da söylendiği gibi kolaylık amacıyla geliştirilmiş uluslar arası bir gösterimdir. Böyle bir gösterimde, doğrultuyu belirlemeye yettiği için en küçük tam sayılar kullanılır. Örnek vermek için, $[220]$ doğrultusu düşünülürse, bu doğrultuyu belirleyen çizgi $[110]$ dan geçecektir, o halde; 220 yerine en küçük tam sayılar kullanılarak 110 alınabilir. Eski indisler ise sayının üzerine çizilecek bir çizgi ile belirlenir. Böylece, $[230]$ 'ın 000 ile 230'dan geçen doğrultu olduğu hemen anlaşılabilir. Kristaldeki simetri dolayısı ile içerisindeki pek çok doğrultu birbirine özdeştir. Böyle özdeş doğrultuların takımı da $\langle uvw \rangle$ şeklinde bir parantez ile

gösterilir. Bir örnek vermek istersek; kübik bir hücrenin kenarları $\langle 100 \rangle$ şeklinde gösterilebilir [22].

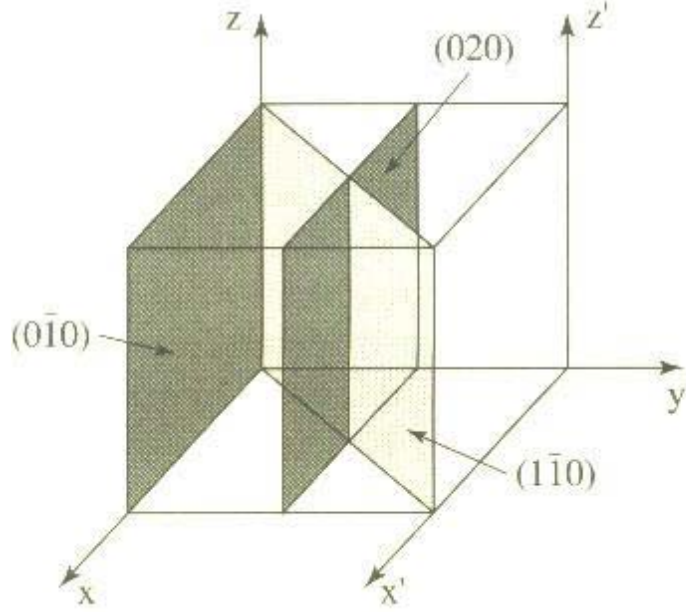
Bir kristal içerisindeki yüzeyleri veya düzlemleri belirlerken, herhangi bir başlangıç noktası vermeden bunları belirleyecek bir gösterim şekli de kullanılabilir. Bunun kolay bir yolu Miller tarafından bulunmuştur ve bu yüzden bu gösterim için kullanılan indislere Miller İndisleri denir. Bir düzlemin Miller indislerini bulabilmek için, öncelikle düzlemin birim hücre eksenleri ile kesişme noktaları bulunur, sonra bu noktalara ait uzaklığın birim hücrenin koordinatlarına oranları belirlenir ve bu oranın tersi alınır, bulunan sayılar hepsi en küçük tam sayılar olacak şekilde ortak bir sayı ile çarpılır. Sonuçta bulunan sayılar ortak parantez içerisinde toplanır.

Kristalin birçok özellikleri kristalografik doğrultulara bağlı olarak değişmektedir. Doğrultuları belirlemek için Miller indisleri kullanılmaktadır. Kristal doğrultuları karşılıklı indisli düzlemlere diktirler. Kristal örgüsünde herhangi bir doğrultuya paralel olarak, sonsuz sayıda doğrultular vardır. Bu tür fiziksel eşdeğer doğrultular $[hkl]$ işaretleriyle gösterilmektedir. Doğrultu vektörü $[hkl]$, karşılıklı (hkl) düzlemine diktir.



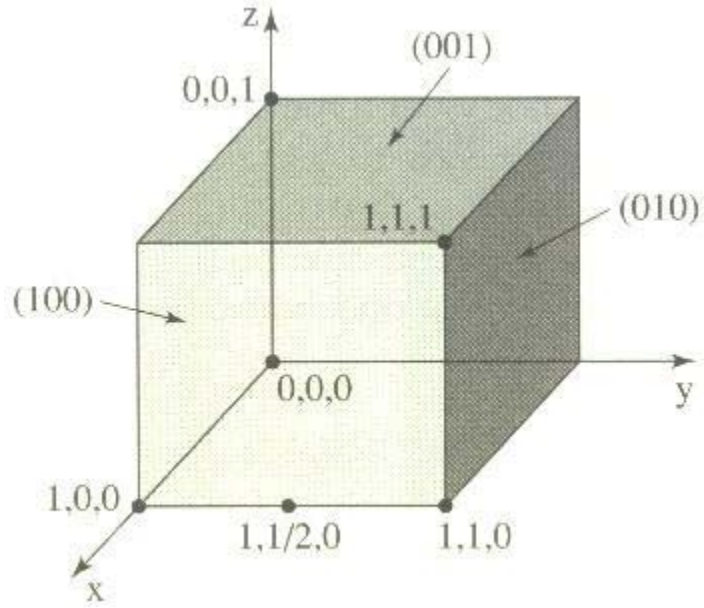
Şekil 3.12. Miller İndisleri [22].

(222) düzlemi hücreyi $\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}$ noktalarında keser. (111) düzlemi ise hücreyi 111 noktalarında keser. (110) köşegen düzlemi ise hücreyi 11∞ noktalarında keser.



Şekil 3.13. Miller İndisleri [22].

Eğer bir düzlem, koordinat sisteminin orijininden geçerse bu düzlemin indislerini tanımlamak için xyz eksen sistemini uygun şekilde $x'y'z'$ eksen sistemine hareket ettirilmesi gerekir. Negatif sayıların gösterimi, Şekil 3.13.'de görüldüğü gibi, sayının üzerine [-] işaretiyle sağlanır [22].



Şekil 3.14. Miller İndisleri [22].

3.2.4. Taramalı Elektron Mikroskobu (SEM)

İnsan gözünün çok ince ayrıntıları görebilme olanağı sınırlıdır. Bu nedenle görüntü iletimini sağlayan ışık yollarının mercekle değiştirilerek, daha küçük ayrıntıların görülebilmesine olanak sağlayan optik cihazlar geliştirilmiştir. Ancak bu cihazlar, gerek büyütme miktarlarının sınırlı oluşu gerekse elde edilen görüntü üzerinde işlem yapma imkânının olmayışı nedeniyle araştırmacıları bu temel üzerinde yeni sistemler geliştirmeye itmiştir. Elektronik ve optik sistemlerin birlikte kullanımı ile yüksek büyütme üzerinde işlem ve analizler yapılabilen görüntülerin elde edildiği cihazlar geliştirilmiştir [23].

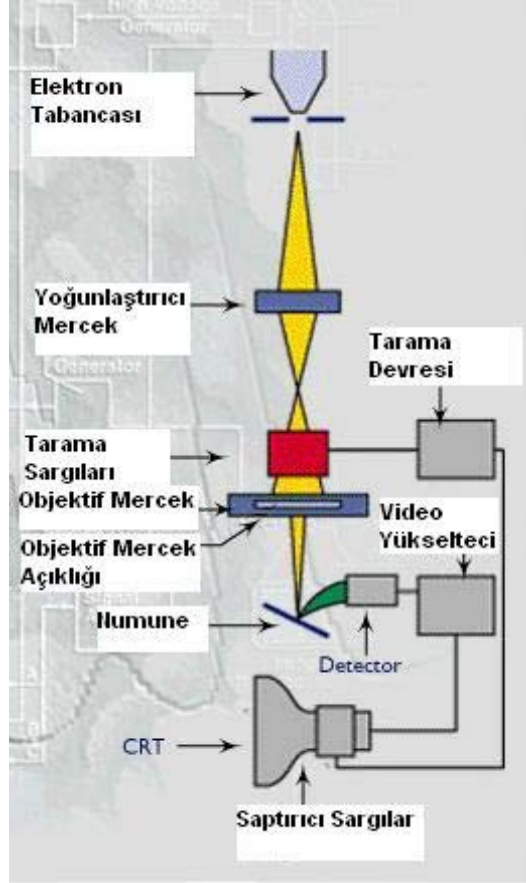
Elektroskopik prensipler çerçevesinde tasarlanmış taramalı elektron mikroskobu (Scanning Electron Microscope-SEM), bu amaca hizmet eden cihazlardan birisidir. Elektron Mikroskobu, birçok dalda araştırma-geliştirme çalışmalarında kullanımı yanında, mikro elektronikte yonga üretiminde, sanayinin değişik kollarında hata analizlerinde, biyolojik bilimlerde, tıp ve kriminal uygulamalarda yaygın olarak kullanılmaktadır. İlk ticari taramalı elektron mikroskobu 1965’de kullanılmaya başlanmış, bundan sonra teknik gelişmeler birbirini izlemiştir.

Taramalı Elektron Mikroskopunda (SEM) görüntü, yüksek voltaj ile hızlandırılmış elektronların numune üzerine odaklanması, bu elektron demetinin numune yüzeyinde taratılması sırasında elektron ve numune atomları arasında oluşan çeşitli girişimler sonucunda meydana gelen etkilerin uygun algılayıcılarda toplanması ve sinyal güçlendiricilerden geçirildikten sonra bir katot ışınları tüpünün ekranına aktarılmasıyla elde edilir.

Modern sistemlerde bu algılayıcılardan gelen sinyaller dijital sinyallere çevrilip bilgisayar monitörüne verilmektedir. Gerek ayırım gücü, gerek odak derinliği gerekse görüntü ve analizi birleştirebilme özelliği, taramalı elektron mikroskopunun kullanım alanını genişletmektedir. Örneğin 1000X büyütmede optik mikroskopun odak derinliği yalnızca 0.1 μm iken taramalı elektron mikroskopunun odak derinliği 30 μm 'dir. Günümüzde modern taramalı elektron mikroskoplarının ayırım gücü 0,05 nm'ye kadar inmiştir. Büyütme miktarı ise 5X – 300 000X arasında değişmektedir.

3.2.4.1. Çalışma Prensipleri

Taramalı Elektron Mikroskobu Optik Kolon, Numune Hücresi ve Görüntüleme Sistemi olmak üzere üç temel kısımdan oluşmaktadır (Şekil 3.15). Optik kolon kısmında; elektron demetinin kaynağı olan elektron tabancası, elektronları numuneye doğru hızlandırmak için yüksek gerilimin uygulandığı anot plakası, ince elektron demeti elde etmek için yoğunlaştırıcı mercekler, demeti numune üzerinde odaklamak için objektif merceği, bu merceğe bağlı çeşitli çapta aparatlar ve elektron demetinin numune yüzeyini taraması için tarama bobinleri yer almaktadır. Mercek sistemleri elektromanyetik alan ile elektron demetini inceltmekte veya numune üzerine odaklamaktadır. Tüm optik kolon ve numune 10^{-4} Pa gibi bir vakumda tutulmaktadır [23].



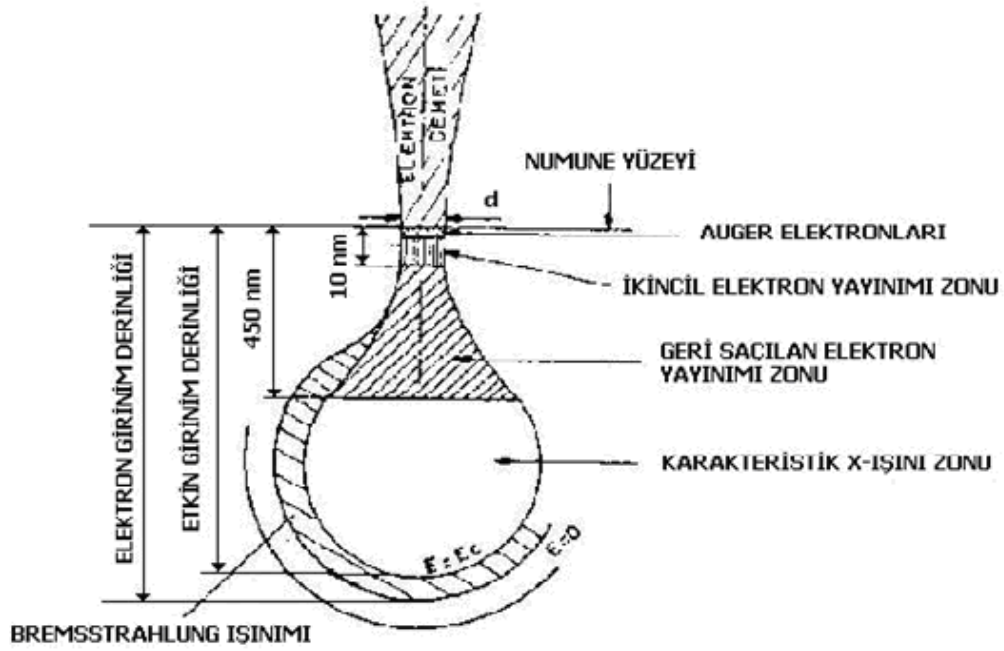
Şekil 3.15. Taramalı elektron mikroskobunun şematik gösterimi [23].

Görüntü sisteminde, elektron demeti ile numune girişimi sonucunda oluşan çeşitli elektron ve ışınları toplayan dedektörler, bunların sinyal çoğaltıcıları ve numune yüzeyinde elektron demetini görüntü ekranıyla senkronize tarayan manyetik bobinler bulunmaktadır.

3.2.4.2. Demet Numune Etkileşimi ve Sonuçları

Yüksek voltaj altında ivmelendirilen elektron demeti ile numune arasındaki etkileşim sonuçları Şekil 3.16'da şematik olarak gösterilmektedir. Bu girişim hacmi su damlası görünümü olarak tanımlanır. Yüksek enerjili demet elektronları numune atomlarının dış yörünge elektronları ile elastik olmayan girişimi sonucunda düşük enerjili Auger elektronları oluşur. Bu elektronlar numune yüzeyi hakkında bilgi taşır ve Auger Spektroskopisinin çalışma prensibini oluşturur. Yine yörünge elektronları ile olan girişimler sonucunda yörüngelerinden atılan veya enerjisi azalan demet

elektronları numune yüzeyine doğru hareket ederek yüzeyde toplanırlar. Bu elektronlar ikincil elektron (secondary electrons) olarak tanımlanır. İkincil elektronlar numune odasında bulunan sintilatörde toplanarak ikincil elektron görüntüsü sinyaline çevrilir. İkincil elektronlar numune yüzeyinin 10 nm veya daha düşük derinlikten geldiği için numunenin yüksek çözünürlüğe sahip topografik görüntüsünün elde edilmesinde kullanılır.



Şekil 3.16. Elektron demeti ve numune arasındaki etkileşim [23].

Ayrıca numune atomları ile elektron demeti arasında elastik olmayan girişimler sonucu numunede karakteristik X-ışınları ve sürekli ışımlar da meydana gelmektedir. Karakteristik ışımlar, dalga boyu veya enerji dağılımlı X-ışını analitik sistemlerde değerlendirildiğinde, numunenin kimyasal bileşimi hakkında bilgi vermektedir. Bu yöntem Elektron Mikroskop Analizi olarak bilinir.

Numune üzerine odaklanan elektron demeti, numune atomları ile ayrıca elastik girişimlerde de bulunabilir. Bu girişimlerde demet elektronları, numune atomlarının çekirdeğinin çekim kuvveti ile saptırılarak numune yüzeyinden geri saçılmaktadır. Bu elektronlar geri saçılmış (back scattered) elektronlar olarak

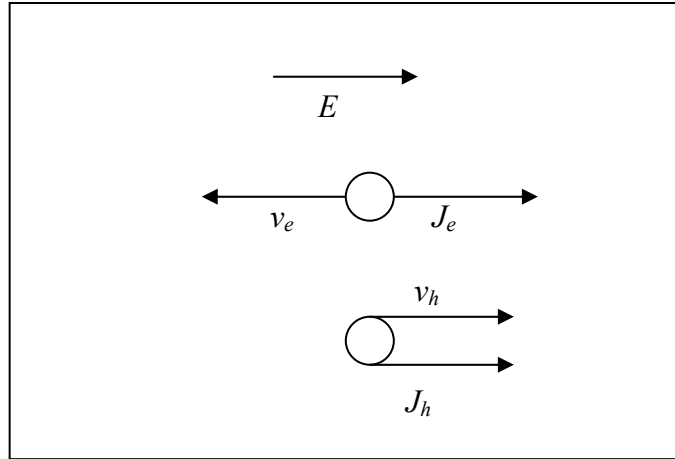
tanımlanır ve objektif merceğin altında yer alan özel üç adet silikon dedektörde (A, B, C) toplanarak görüntü oluşumunda kullanılır. Böyle bir görüntü geri saçılmış (back scattered) elektron görüntüsü olarak tanımlanır. Geri saçılmış elektron miktarı, numunenin atom numarasıyla orantılıdır. Bu nedenle geri saçılmış elektron görüntüsü özellikle çok fazlı sistemlerde atom numarası farkına dayanan kontrast içerir. Geri saçılmış elektron dedektöründe sinyaller toplandığında (A+B) atom numarası kontrastına bağlı kompozisyon görüntüsü elde edilir. Eğer sinyal farkı alınarak görüntü elde edilirse (A-B), topografik bileşim görüntüsü oluşur. Ayrıca üçüncü algılayıcı (C), bir açı altında tutulup sinyaller toplandığında (A+B+C) gölge görüntüsü (shadow) de elde edilir. Geri saçılmış elektronlar, ikincil elektronlara göre numune yüzeyinin daha derin bölgesinden geldiği için görüntünün ayırım gücü düşük olmaktadır. Bu nedenle geri saçılmış elektron görüntüleri en fazla x2000 büyütme kadar olan incelemelerde kullanılmaktadır.

3.3. ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLER

Isıl dengede, içinde hareketli bir miktar yük taşıyıcıları içeren yarıiletkenler, yalıtkan olabilirler. Birçok saf ve mükemmel yarıiletkenlerin kristalleri mutlak sıfır sıcaklıkta yalıtkanlıdır. Yarıiletkenlerin karakteristik özellikleri genellikle ısı uyarımları, kirlilikler, örgü kusurları veya yapıyı oluşturan kimyasal bileşiklerin sapması ile şekillenir. Pratikte yarıiletkenler, elektriksel iletkenlikleri ile belirlenir. Elektriksel özdirençler oda sıcaklığında yalıtkanlar için $\sim 10^{14}$ ile 10^{22} Ω -cm ve iyi iletkenler için $\sim 10^{-6}$ Ω -cm değerleri arasında, yarıiletkenler için ise $\sim 10^{-2}$ ile 10^9 Ω -cm ortadaki değerlerde bulunur. Bir yarıiletkenin elektriksel özdirenci kuvvetli bir şekilde sıcaklığa bağlıdır. Yarıiletkenlerin bu özelliklerinden faydalanılarak yapılan aygıtlar transistörler, doğrultucular, modülatörler, detektörler, termistörler ve fotosellerdir.

Çok küçük sıcaklıklar dışında saf yarıiletkenler, safsızlık iletkenliğinden farklı olarak, özgün iletkenlik gösterirler. Özgün sıcaklık bölgesinde, bir yarıiletkenin elektriksel özellikleri, kristal içindeki safsızlıklar tarafından önemli bir

şekilde etkilenmez. Mutlak sıfırda, dolu bir valans bandından E_g enerji aralığı kadar ayrılmış boş bir iletkenlik bandının bulunduğunu varsayalım. Yalıtkanlarda enerji aralığı $E_g \cong 6$ eV dan büyüktür. Bu durumda 0 K de iletkenlik sıfırdır. Çünkü valans bandında bütün durumlar dolu ve iletkenlik bandında bütün durumlar boştur. Yarıiletkenlerde enerji bant aralığı $E_g \cong 3$ eV mertebesi civarında veya daha küçüktür. Sıcaklık arttıkça yarıiletkenlerdeki valans bandındaki elektronlar hareketli hale geçerek, valans bandından iletkenlik bandına ısıl olarak uyarılacaktır. İletkenlik bandındaki elektronlar ile, valans bandında elektronlar tarafından geride boş bırakılan yörüngeler (deşikler) elektriksel iletkenliğe katkıda bulunacaklardır. Metallerde ise valans bandı ile iletkenlik bandı birbiri içine girmiştir ve $E_g=0$ dır. Elektriksel iletkenliğe katkıda bulunandeşikler ve elektronların E elektrik alanına bağlı hareketi Şekil 3.17’de gösterilmiştir [3].



Şekil 3.17. Elektrik alanda elektron vedeşiklerin hareketi. Akım ve taşıyıcı hızının yönleri gösterilmiştir [3].

Özgün iletkenlik bölgesinin altındaki sıcaklıklarda, elektriksel özellikler kristal içindeki safsızlıklar veya örgü kusurları tarafından kontrol edilmeye başlar. Bu durumda safsızlık iletkenliğinden ya da katkılı iletkenlikten bahsetmek uygun olur. Yeterli derecedeki yüksek sıcaklıklarda özgün iletkenlik üstünlük kazanır.

Çünkü safsızlık atomlarının elektronlarından daha fazla, valans bandında elektronlar bulunmaktadır.

3.3.1. Ohm Yasası ve Elektriksel İletkenlik

Genel olarak $I=V/R$ ifadesine Ohm Yasası denir. Akım şiddeti I , uygulanan gerilim V , (orantı sabiti) direnç ise R ile ifade edilmiştir. Ohm Yasası

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (3.48)$$

Burada \vec{J} akım yoğunluğu, σ elektriksel iletkenlik, \vec{E} ise elektrik alanıdır. Eğer akım yoğunluğunu, akım şiddeti I ve materyalin kesit alanı A cinsinden

$$E = \frac{V}{l} \quad \sigma = \left(\frac{1}{R}\right) \frac{l}{A}$$

denklemleri kullanılarak yazılması istenirse $J = \frac{I}{A}$ elde edilir. Burada σ , \vec{J} ve \vec{E} den bağımsız olmalıdır. Elektriksel akım yoğunluğu

$$\vec{J} = nq\vec{v}_d \quad (3.49)$$

ile verilir. Burada n iletkenliğe katkıda bulunan serbest yük yoğunluğu, q serbest taşıyıcıların yükü, \vec{v}_d elektrik alandaki sürüklenme hızıdır. Buradaki sürüklenme hızını $v = (2kT/m^*)^{1/2}$ ısı hızı ile karıştırmamak gerekir. Isıl hız rastgele yönde olabilir ancak \vec{v}_d sürüklenme hızı \vec{E} ile orantılıdır ve

$$|\vec{v}_d| = \mu \vec{E} \quad (3.50)$$

şeklinde ifade edilir. Birim elektrik alandaki hıza mobilite denir ve μ ile gösterilir. Denklem (3.48), (3.49) ve (3.50) birleştirilirse iletkenlik için

$$\sigma = nq\mu \quad (3.51)$$

ifadesi elde edilir. Genel olarak iletkenlik hem elektronlar hem de deşikler için

$$\sigma = q(n\mu_n + p\mu_p) \quad (3.52)$$

şeklinde yazılır. Burada n ve p sırasıyla elektron ve deşik yoğunluğunu μ_n ve μ_p ise elektron ve deşik mobilitesini göstermektedir. Denklem (3.52) ye bakıldığında n ve μ açıkça elektrik alana bağlı değildir. Ancak bazı koşullarda hem n hem de μ elektrik alana bağlı olabilir, bu durumlarda ise Ohm yasası geçerliliğini kaybeder.

Elektrik alan arttırıldığında n artar. Bunun nedeni şu şekilde açıklanabilir;

a) Elektrottan taşıyıcıların enjeksiyonu ısıl denge taşıyıcılarını baskın hale getirir ve uzay yük nötralizasyonun olmadığı durumda uzay yük durumlarıyla sınırlandırılan akımın artmasını sağlar.

b) Elektrik alan arttırıldığında kusur seviyesindeki yüklerin enerjisi artar ve bu enerjisi artan yükler kusur seviyelerine lokalize olmuş enerji seviyesine geçerek serbest yük yoğunluğunu arttırır. Bu olaya ‘impact ionization’ denir.

c) Eğer elektrik alan, alan yayılımına (field emission) neden olacak kadar yüksekse kusur seviyesindeki yükler ya da valans bandındaki elektronlar tünel olayı ile en yakın enerji seviyesine geçerek serbest yük miktarını arttırırlar.

Eğer mobilitayı kontrol eden saçılma işlemleri elektrik alan ile artırılan yük enerjisinin bir fonksiyonu iseler bu durumda mobilite elektrik alanın bir fonksiyonu olur. Örneğin, bir yarıiletkendeki akustik örgü saçılmasının saçılma durulma zamanı (scattering relaxation time) yük enerjisinin arttırılmasıyla azalır. Çünkü artan enerji, hızın artması demektir ve birim zamanda saçılma olasılığının artması anlamına gelir [20].

3.3.2. İletkenliğin Sıcaklığa Bağlılığı

Tek tip yükün baskın olduğu iletkenlik düşünülürse Denklem (3.52) den de görüldüğü gibi iletkenlik sıcaklığa bağlı serbest yük yoğunluğuna (n) ve sıcaklığa bağlı mobiliteye (μ) bağlıdır.

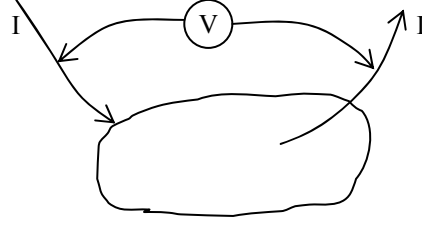
Metallerde n valans elektron yoğunluğudur ve 10^{22} cm^{-3} gibi büyük bir değere sahiptir. Mobilité ise $10^2\text{-}10^3 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{sn}$ mertebesindedir. Bu nedenle metallerin iletkenliği oldukça yüksektir, $10^5\text{-}10^6 \text{ (ohm}\cdot\text{cm)}^{-1}$ mertebesindedir. Metallerin iletkenliğinin sıcaklığa bağımlılığı; n sıcaklıktan bağımsız olduğu için sıcaklığa bağlı μ 'den kaynaklanmaktadır.

Yarıiletkenlerde ise n sıcaklıkla artar. Bu artış sıcaklık arttıkça valans bandından ya da kusur seviyelerinden iletkenlik bandına termal olarak uyarılan elektron sayısının artmasından kaynaklanmaktadır. Yarıiletkenlerin mobilitelerinin sıcaklığa bağımlılığı metallerdekine benzer. Ancak yüksek sıcaklıklarda iletkenliğin sıcaklığa bağımlılığını, yük yoğunluğunun sıcaklığa bağımlılığını belirler [20].

3.3.3. 2'li Prop Yöntemi

Malzemelerin öz dirençlerinin belirlenebilmesi için tipik olarak numune içinde bir elektrik alan yaratacak olan bir güç kaynağına, bu elektrik alan nedeniyle numune içinde meydana gelen I elektrik akımının büyüklüğünün ve keyfi seçilen herhangi iki nokta arasında meydana gelen V potansiyel düşmesinin belirlenmesine ihtiyaç vardır.

Maddenin bu amaç için belirlenmesi gereken elektrik direnci, maddenin üzerinden geçen I akımı ve bunun meydana getirdiği V geriliminin oranı ile bulunur.



Şekil 3.18. Rastgele iki noktadan ölçüm [24].

$$R = \frac{V}{I} \quad (3.53)$$

İki metal iletken kontak tel ile yapılan bu ölçüm yöntemi 2'li prop yöntemi olarak adlandırılır. Burada direncin belirlenebilmesi için V ve I değerinin doğrudan belirlenmesi yeterlidir. Bu yöntemle yapılan direnç belirleme ölçümünde elde edilen R değeri ileride de belirteceğimiz şartlara bağlı olarak en azından kontaktların direncini de içerir. Bu durumda elde edeceğimiz R direnci ve buna bağlı elde edilen ρ öz direnç değeri sadece numuneye ait olmayacaktır.

Direncin elde edilmesi numunenin öz direncini belirlenmesini sağlar. Homojen bir numunenin öz direnci belirlenmek istendiğinde malzemenin geometrik özellikleri bilinmelidir. Öz direnç aşağıdaki şekilde verilir [24].

$$\rho = \frac{V}{I} \cdot G \quad (3.54)$$

Burada G gösterimi numunenin boyutlarını yani yüzey geometrik sınırları ve kalınlığını, elektriksel kontaktların numune üzerindeki konumunu ve diziliş düzenini içeren bir fonksiyonudur ve “*Geometrik Düzeltme Katsayısı/Faktörü*” RCF olarak tanımlanır.

Numuneye bağlantı uçları olarak kullanılan iletken teller genel olarak iki parçalıdır ve bu da iki farklı dirençli bağlantı uçları kullanmak demektir. Bu bağlantı uçlarının bir bölümü ölçüm cihazlarına bağlı olan iletken tel kablolar ve diğer kısmı da bu kabloların numuneye temas eden uç kısımları olan kontak (bağlantı uçları)

telleridir (prob). Bağlantı uçları (problar) genelde ihtiyaca uygun farklı metalden yapılırlar. Bunun nedeni numunenin cinsine göre numuneye sert ve sağlam temasın sağlanması ya da yüksek sıcaklığa dayanıklı olan metal uçlar kullanmaktır.

Standart bir 2-nokta iletkenlik ölçümü ile elde edilen toplam direnç (R_{Toplam}) değeri numunenin direncinin dışında başka ek dirençleri de içerir. Bu ek dirençler iletken telin direnci (R_{tel}), numuneye akımı aktaran iletken uçların (prob) direnci (R_{prop}), bağlantı ucu ve numune temas noktasındaki ara yüzeyin direnci ve eğer gerekli halde kullanılmışsa bağlantı uçlarını numuneye tutturarak iletken lehimin (pasta) direncinin (R_{pasta}) toplamıdır. Bu nedenle numunenin bu yöntemle hesaplanan ρ öz direnci gerçek değerden daha yüksektir [24].

3.3.4. Co-Planar Yöntemi

İnce filmlerin elektriksel iletkenliklerini belirleyebilmek için kullanılan bir yöntemdir. Bu yöntemi kullanabilmek için önce ince film üzerine buharlaştırma yöntemiyle paralel eş düzlemler metal (gümüş ya da indiyum) kontaklar yapılır. Özellikle bu iki metal kontakın yapılmasının nedeni; film ile etkileşmelerinin yok denecek kadar az olmasıdır. Bu özellik de daha doğru sonuçların elde edilmesini sağlar. Yapılan bu kontaklardan biri anot diğeri ise katot olarak kullanılır. Sabit bir direncin (R_0) de kullanılarak hazırlandığı basit bir elektronik devrede filme farklı sıcaklıklarda sabit bir gerilim verilir ve film üzerindeki gerilim kaydedilir.

$$R = \frac{30V}{V_{\text{ölçülen}}} R_0 \quad (3.55)$$

Film direnci (R) Denklem (3.55) kullanılarak hesaplanır. İnce filmlerin dirençleri ve aktivasyon enerjileri (E_a) arasında;

$$R = R_0 \exp[E_a / kT] \quad (3.56)$$

bağıntısı vardır. Burada k Boltzmann sabitidir. Denklem (3.56) dan da anlaşıldığı gibi filmlerin aktivasyon enerjileri $\ln(R/R_0)$ 'in $1/T$ ile değişiminden elde edilen grafikten tanımlanır [20].

3.3.5. 4'lü Prop Yöntemi

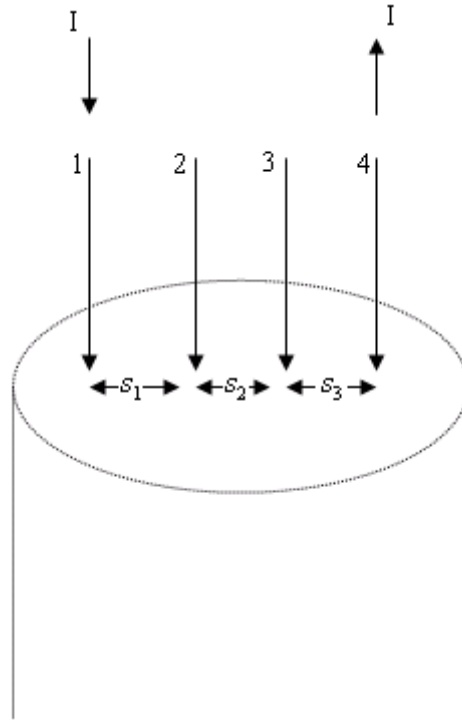
2'li prop yöntemlerinin yorumlanması zor olduğundan yarıiletkenlerin öz direnç ölçümlerinde 4'lü prop yöntemi en yaygın kullanılan yöntemdir. Dörtlü prob kullanımı ikiliye göre daha önemli bir avantaja sahiptir. 4'lü prop yönteminde proplardan ikisi akım kaynağı olarak, diğer ikisi ise gerilimi ölçmede kullanılır. Gerilim farkını ölçmek için kullanılan tellerden akım geçmeyeceği için bu teller üzerinde ve bağlantı ara yüzeyleri üzerinde gerilim düşmesi olmayacaktır. Bu uçlardan elde edilecek gerilim farkı sadece numuneden akım geçmesi nedeniyle oluşacak gerilim farkıdır. Burada dikkat edilmesi gereken nokta gerilimin ölçüldüğü bu 2 ve 3 numaralı uçlar arasındaki numune direncinin gerilim değerini ölçen cihazın iç direncine göre çok küçük olması gerektiğidir. Aksi durumda ölçüm cihazından da akım geçeceği için cihaz ve numune paralel bağlı iki direnç gibi çalışacaktır. Bu durum, ölçümün hatalı olmasına yol açar ki yalıtkan olan numunelerde direnç çok büyük olduğundan daha dikkatli olunması gerekir [24].

Bu yöntem ilk olarak 1916 yılında Wenner tarafından, dünyanın öz direncini ölçmek amacıyla tasarlandı ve bu ölçüm yöntemi Jeofizikte Wenner metodu olarak bilinir. 4'lü prop yöntemi 1954 yılında Valdes tarafından yarıiletken silisyum öz direnç ölçümleri için kabul edildi. Bu yöntemde proplar genel olarak eşit aralıklarla düzenlenmiştir fakat daha farklı dizilimler de mümkündür [25].

ρ öz dirençli bir materyalde I akımını taşıyan bir elektrottan r kadar mesafedeki gerilim düşmesi V ,

$$V = \frac{\rho I}{2\pi r} \quad (3.57)$$

bağıntısıyla verilir.



Şekil 3.19. Dörtlü Prop Yöntemi için şematik gösterim [25].

$$V = \frac{\rho I}{2\pi} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_4} \right) \quad (3.58)$$

elde edilir. Burada r_1 ve r_4 sırayla 1 ve 4 nolu proptan olan uzaklıkları göstermektedir. Şekil (3.19) de propların birbirinden uzaklıkları s_1, s_2 ve s_3 olarak gösterilmiştir. Buna göre 2 nolu proptaki voltaj değeri;

$$V_2 = \frac{\rho I}{2\pi} \left(\frac{1}{s_1} - \frac{1}{s_2 + s_3} \right) \quad (3.59)$$

3 nolu proptaki voltaj değeri ise;

$$V_3 = \frac{\rho I}{2\pi} \left(\frac{1}{s_1 + s_2} - \frac{1}{s_3} \right) \quad (3.60)$$

olarak yazılır. Toplam ölçülen voltaj ise $V = V_2 - V_3$ olur.

$$V = \frac{\rho I}{2\pi} \left(\frac{1}{s_1} + \frac{1}{s_3} - \frac{1}{s_2 + s_3} - \frac{1}{s_1 + s_2} \right) \quad (3.61)$$

Buradan ρ çekilecek olursa;

$$\rho = \frac{2\pi V / I}{\frac{1}{s_1} + \frac{1}{s_3} - \frac{1}{(s_1 + s_2)} - \frac{1}{(s_2 + s_3)}} \quad (3.62)$$

elde edilir. Burada V volt olarak, I amper olarak ölçüldüğü için ρ 'nun birimi ohm-cm olarak bulunur. Birçok 4'lü prop yönteminde proplar arasındaki uzaklıklar $s = s_1 = s_2 = s_3$ olarak ayarlanır ve denklem (3.62);

$$\rho = 2s\pi(V / I) \quad (3.63)$$

şekline dönüşür. En iyi ölçümler için proplar arası uzaklıklar 0.5–1.5 mm civarında olmalıdır ancak bu uzaklıklar örnek çapına ve kalınlığına bağlı olarak değişebilir [25].

3.4. KİMYASAL DEPOLAMA YÖNTEMİ

Çözeltideki filmi oluşturacak iyonların reaksiyonunun yavaşlatılması esasına dayanmaktadır. Bu yöntem, uygun stokiyometriye sahip sulu çözeltisi hazırlanan kimyasal maddeleri kullanarak uygun sıcaklıkta uygun altlıklar üzerinde film elde etme yöntemi olarak tanımlanabilir. Bu yöntem ilk kez 1869 da tanımlanmış ve birçok yarıiletken maddenin ince film olarak üretilmesinde kullanılmıştır [26]. Temizlenmiş cam alt tabanlar, hazırlanmış çözelti içerisinde belirli bir zaman daldırılarak ince filmler oluşturulur. İnce filmi hazırlamak için kullanılan teknikler arasında Isıl Evaporasyon, Vakum Buharlaşması, Ardarda İyonik Tabaka Absorpsiyon Reaksiyonu, Kimyasal Püskürtme, Elektro Depolama ve Püskürtme Tekniği vb. vardır. Tüm metodlar arasında Kimyasal Depolama Yöntemi (CBD) basitlik, karmaşık araçlara ihtiyaç duyulmaması, minimum materyal israfı, geniş

depolama alanının en ekonomiyi olması ve zehirli gazlara elle dokunma ihtiyacı olmaması gibi birçok avantajı olan bir yöntemdir. Kimyasal depolama yöntemi sırasında pH, sıcaklığı ve çözeltideki konsantrasyon ilişkileri kontrol edilebilir [18]. Bu yöntem özellikle bazı sülfütlü ve selenidli filmlerin üretilmesinde başarı ile kullanılmıştır [27].

3.4.1. CdS İnce Filmlerinin Elde Edilmesi

CdS ince filmleri, cam alt tabakaların üzerinde CBD tekniği ile, kadmiyumsülfat ($CdSO_4$), amonyak (NH_3), thiourea ($SC(NH_2)_2$), hidrazine ($NH_2 - NH_2$) ve saf su (H_2O) karışımından oluşan çözeltiden elde edilmiştir.

Bir CdS filmi oluşturmak için 50 ml'lik çözelti aşağıdaki bileşenlerden hazırlanmıştır:

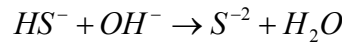
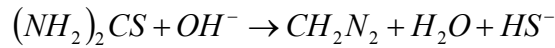
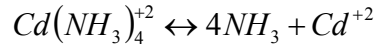
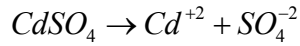
- 1M $CdSO_4$ çözeltisi (5 ml)
- 1.4 M Thiourea (5 ml)
- 2.25 M Hydrazine (5 ml)
- %25'lik Amonyak (5 ml)
- Saf su (30ml)

CdS ince filmleri depolama için kullanılan alt tabakalar 75 mm x 25 mm x 2 mm'deki ticari cam lamellerdi. 1M kadmiyum sülfat, 2.25 M hidrazine, 1.4 M thiourea ve 25% NH_3 'ün sulu çözeltisi CdS ince filmleri oluşturmak için kullanıldı. Alt tabaka olarak kullanılan ticari cam lamellerin temizliği şu şekilde olmuştur; lameller deterjanla ve kromik asitle yıkandıktan sonra 3–4 dk propanol, etanol ve methanol içinde bekletilmiş, daha sonra saf su ile durulanmış ve hava ortamında kurutulmuştur.

Lameller içinde çözelti bulunan beher içine dik olacak şekilde daldırılmıştır. Böylece film üzerinde düzensiz parçacık çökmesi ile film kalitesinin bozulması önlenmiş oldu. Depolama sıcaklığı 60 °C ve depolama süresi 1-16 saat arasında değişti. Depolamada kullanılan bütün çözeltiler çökmesiz şeffaf çözeltilerdi. Banyo

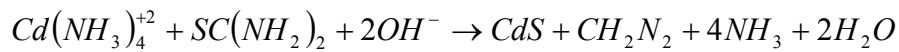
çözeltisi çalkalanmadan durgun tutuldu. Depolanmadan sonra 5% HF (hidroflorik asit) çözeltisi ile oluşan filmin bir yüzeyi silindi ve en sonunda CdS filmleri zayıf bağlı CdS parçalarını kaldırmak için metanol ile yıkandı ve son olarak havada kurulandı [28,29].

Buradaki kimyasal olaylar şu şekilde olur; $CdSO_4$, thiourea, hidrazine, amonyak ve saf sudan oluşan kimyasal banyonun etkileşmesi sonucu kadmiyum sülfür (CdS) ince filmi oluşmaktadır. Hidrazin'in fonksiyonu ortamda kadmiyumla kompleks oluşturmak ve oluşan kadmiyum kompleksinden kontrollü bir şekilde ortama Cd^{+2} iyonlarını vermektir. NH_3 ise sulu ortamda hidroksit iyonu oluşturarak thioureadan S^{--} iyonunu açığa çıkarmaktadır. Açığa çıkan S^{--} iyonu kadmiyum kompleksinden kontrollü bir şekilde açığa çıkan Cd^{+2} iyonu ile kadmiyum sülfürü (CdS) oluşturmaktadır [9]. Buradaki kimyasal tepkimeler şöyle olmaktadır;



Oluşan OH^- iyonları, thiourea ile bazik ortamda S^{--} iyonunu açığa çıkarmaktadır.

Açığa çıkan S^{--} iyonları, kadmiyum sülfürlerin çözeltide yavaş ve düzgün olarak çöktürülmesini sağlarlar. Ortamdaki toplam reaksiyon şöyle oluşmaktadır:



3.4.2. ZnS İnce Filmlerinin Elde Edilmesi

ZnS ince filimleri, çinkosülfat ($ZnSO_4$), trietanolamin (TEA) ($N(CH_2CH_2OH)_3$), tiyoasetamitten (TA) (CH_3CSNH_2), amonyak/amonyumklorür (NH_3/NH_4Cl) pH=10.7 tampon çözeltisi, saf su karışımından oluşan çözeltiden elde edilmiştir.

Bir ZnS filmi oluşturmak için 50 ml'lik çözelti aşağıdaki bileşenlerden hazırlanmıştır:

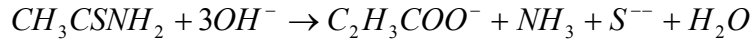
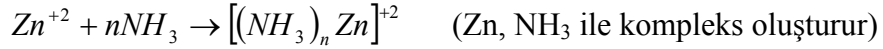
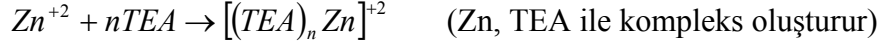
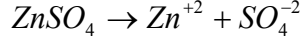
- 2.5 ml 1M $ZnSO_4$ çözeltisi
- 2.7 ml 3.75M TEA
- 2.2 ml NH_3/NH_4Cl (pH=10.7) tampon çözeltisi
- 1 ml 1M TA
- 41.6 ml saf su

Hazırlanan çözelti uygun temiz bir behere konulup karıştırıldıktan sonra temizlenmiş 76 mm x 26 mm boyutlarındaki cam alt tabanlar bu beher içine dik olacak şekilde daldırılmıştır. Böylece film üzerinde düzensiz parçacık çökmesi ile film kalitesinin bozulması önlenmiştir. Filmlerin oluşmasında farklı depolama sıcaklığı ve farklı depolama süresi tutulmuştur. Daldırma işleminde film büyütme koşullarının tekrarlanabilirliğine dikkat edilmiştir.

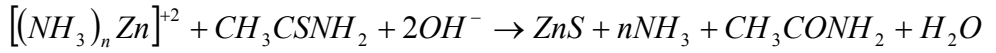
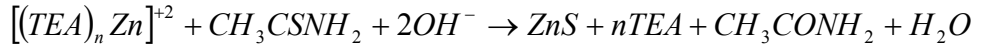
Elde edilen ZnS ince filmlerin mor olduğu görülmüştür. Cam alt taban üzerinde oluşan ZnS filmleri saf su ile yıkadıktan sonra kurutuldu. Oluşan ZnS filmlerinin optik özelliklerinin ölçülebilmesi için cam alt tabanların iki yüzünde oluşan filmlerin bir tarafı seyreltik HF ile temizlendi.

Buradaki kimyasal olaylar şöyle olmaktadır. Çinkosülfat ($ZnSO_4 \cdot 7H_2O$), trietanolamin (TEA), tiyoasetamitten (TA), amonyak/amonyumklorür (NH_3/NH_4Cl) pH=10.7 tampon çözeltisi, saf sudan oluşan kimyasal banyonun etkileşmesi sonucu çinkosülfür (ZnS) ince filmi oluşmaktadır. TEA'nın fonksiyonu ortamda çinko ile kompleks oluşturmak ve oluşan çinko kompleksinden kontrollü bir şekilde ortama Zn^{+2} iyonlarını vermektir. NH_3 ise sulu ortamda hidroksit iyonunu oluşturarak tiyoasetamitten S^{-2} iyonunu açığa çıkarmaktır. Açığa çıkan S^{-2} iyonu çinko

kompleksinden kontrollü bir şekilde açığa çıkan Zn^{+2} iyonu ile çinko sülfürü (ZnS) oluşturmaktadır. Burada kimyasal tepkimeler şöyle olmaktadır:



Oluşan OH^- iyonları tiyoasetamitle bazik ortamda S^- iyonları, çinko sülfürlerin çözeltide yavaş ve düzgün olarak çöktürülmesini sağlarlar. Ortamdaki toplam reaksiyon şöyle olmaktadır:



3.4.3. ZnSe İnce Filmlerinin Elde Edilmesi

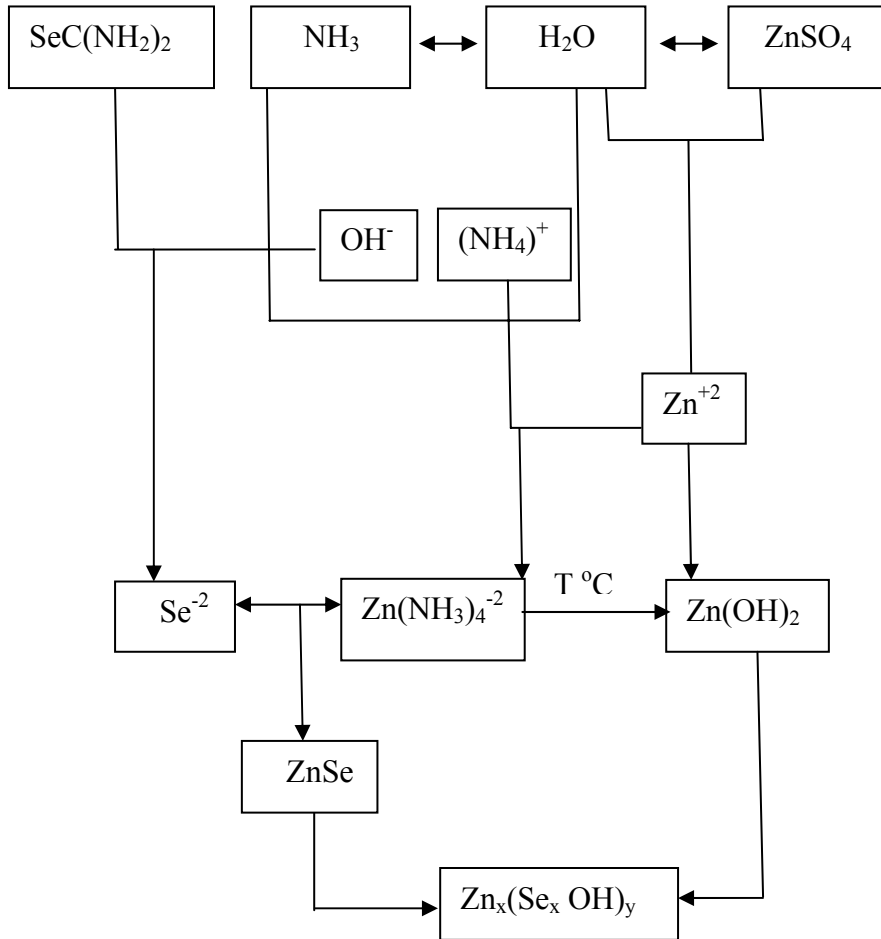
ZnSe ince filmleri, çinkosülfat ($ZnSO_4$), sodyum selenosülfat çözeltisi, hidrazin hidrat, amonyak çözeltisi ve saf su karışımından oluşan çözeltiden elde edildi. Sodyum selenosülfat çözeltisi şu şekilde hazırlandı: 250 ml'lik bir cam balon içine 12.5 g sodyum sülfat, 4 g selenyum tozu ve 100 ml saf su konuldu. Bu karışım karıştırıcı yardımıyla 90 °C de 6 saat sürekli karıştırıldı, daha sonra çözelti süzüldü. Süzülmüş olan çözelti film oluşumu için uygun hale getirildi. Derişimi 0.06 M olacak şekilde hazırlanan bu çözelti daha sonraki işlemlerde Se^{2-} iyon kaynağı olarak kullanıldı.

Bir ZnSe filmi oluşturmak için 100 ml'lik çözelti aşağıdaki bileşenlerden hazırlanmıştır:

- 10 ml 0.5 M ZnSO₄ çözeltisi
- 10 ml 0.06 M Sodyum selenosülfat
- 10 ml %80 Hidrazin hidrat
- 10 ml 0.7 M Amonyak çözeltisi
- 60 ml saf su

Deneysel işlemler yukarıda CdS ve ZnS filmlerinin elde edilmesi ile aynı koşullarda gerçekleşmiştir.

Buradaki kimyasal tepkimeler aşağıdaki çizelgedeki şekilde gerçekleşmiştir [4]:



Şekil 3.20. ZnSe ince filminin oluşumundaki kimyasal tepkimeler [4].

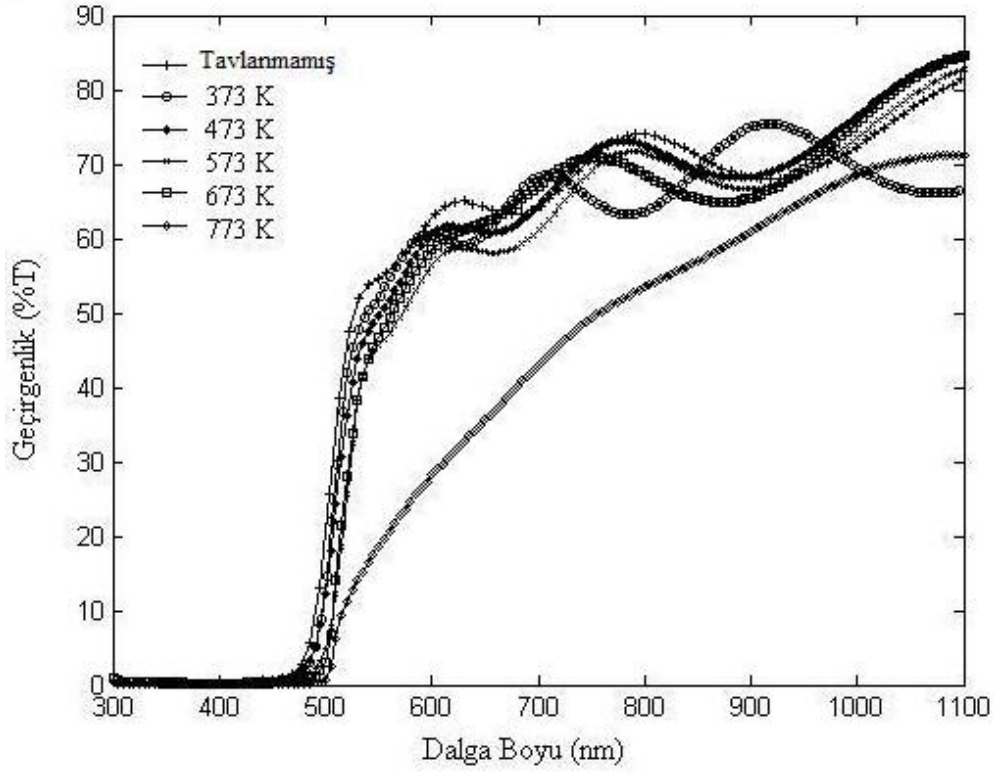
4. BULGULAR ve TARTIŞMA

4.1. HAVA ORTAMINDA TAVLAMANIN CdS FİMLERİNİN OPTİKSEL ÖZELLİKLERİ ÜZERİNDEKİ ETKİSİ

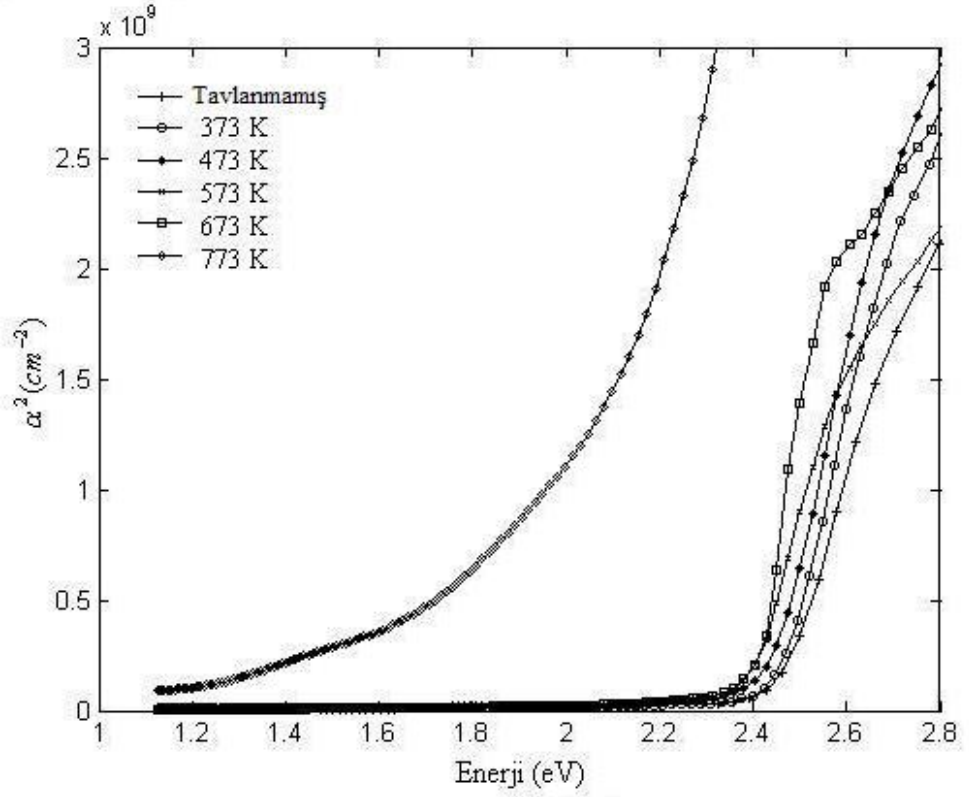
CdS ince filmlerinin optiksel özelliklerini inceleyebilmek için 60 °C’ de 2’şer saatlik ardışık daldırmalarla 1.2 µm kalınlığında 6 tane film elde edildi. Hava ortamında tavlamanın CdS filmlerinin optiksel özellikleri üzerindeki etkisini incelemek için bu filmler 373, 473, 573, 673 ve 773 K’ de 1’er saat hava ortamında tavlandı. Her tavlamadan sonra filmin optik geçirgenliği ölçülmüştür. Filmlerin geçirgenlik ölçümleri sırasında filmlerin optik geçirgenlik değerlerinin alt taban soğurmasından bağımsız olmasını sağlamak için önce camdan cama geçirgenlik ölçümü ile zemin düzeltilmesi yapılmıştır. Filmlerin geçirgenlikleri (%T), dalga boyu 190–1100 nm aralığında olan UV-Visible spektrofotometre (SHIMADZU UV–1700) ile oda sıcaklığında ölçülmüştür. Farklı sıcaklıklarda tavlanan CdS ince filmlerinin dalga boyuna karşı geçirgenlik grafiği Şekil 4.1’de verilmiştir. Yarıiletkenlerin soğurma katsayısı (α) ile yasak enerji aralığı (E_g) arasında;

$$\alpha = A(h\nu - E_g)^n / h\nu \quad (4.1)$$

bağıntısı vardır. Burada A bir sabit, $h\nu$ foton enerjisini, n direkt bant aralığına sahip yarıiletkenler için 1/2’ye eşit olan bir sabiti göstermektedir. Filmlerin yasak enerji aralığı Denklem (4.1) kullanılarak hesaplanmıştır. Bunun için önce α^2 - $h\nu$ grafiği çizilir ve bu grafiğin eğiminin $h\nu$ eksenini kestiği yer filmin yasak enerji aralığını verir.

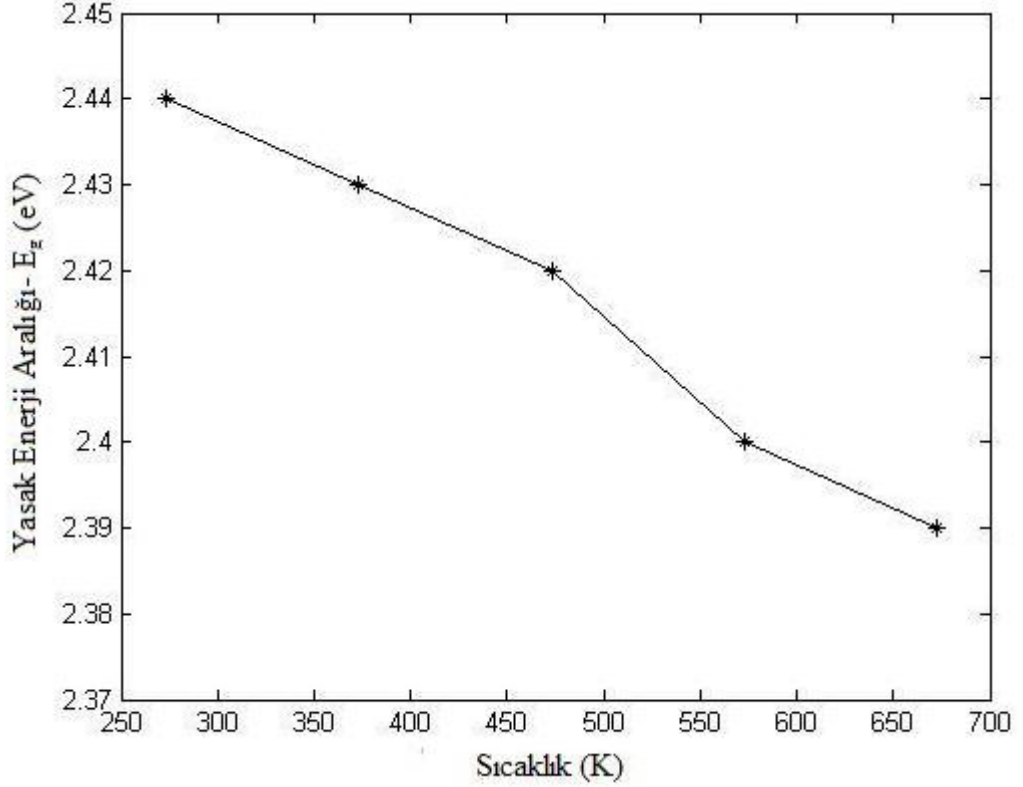


Şekil 4.1. Hava ortamında tavlanan CdS filminin Geçirgenlik %T- λ grafiği.



Şekil 4.2. Hava ortamında tavlanan CdS filminin α^2 - Enerji ($h\nu$) grafiği.

Şekil 4.2' de farklı sıcaklıklarda tavlanan CdS ince filmlerinin soğurma değerlerinin karesinin (α^2) enerjiye karşı grafiği gösterilmektedir. Şekilden görüldüğü gibi düşük enerji bölgelerinde soğurma katsayısı küçük, yüksek enerji bölgelerinde ise soğurma katsayısı enerji artışı ile orantılı olarak hızla artmaktadır.



Şekil 4.3. Hava ortamında tavlanan CdS filminin yasak enerji aralığının sıcaklıkla değişimi grafiği.

Çizelge 4.1. Farklı sıcaklıklarda hava ortamında tavlanan CdS ince filmleri için enerji aralığı değişimi.

Tavlama Sıcaklığı (K)	Enerji Aralığı E_g (eV)	Band Keskinliği B ($\text{cm}^{-2} \text{eV}$)
Tavlınmamış	2.43	6.25×10^9
373	2.43	8.28×10^9
473	2.42	8.00×10^9
573	2.40	7.00×10^9
673	2.39	8.16×10^9
773	1.90	6.00×10^9

Şekil 4.3.'de CdS ince filmlerinin yasak enerji aralığının tavlama sıcaklığı ile değişimi gösterilmektedir. Çizelge 4.1. yardımıyla da açıkça görüleceği gibi CdS filmlerinin yasak enerji aralığı tavlama ile 2.43 eV' dan 1.90 eV' a doğru azalmıştır. CdS filminin literatürdeki yasak enerji aralığı (E_g) değeri 2.42 eV dir. Çizelge 4.1'e bakıldığında 473 K'de E_g 'nin literatürle aynı değerde olduğu görülmektedir. CdS filminde 373-473 K de tavlama ile E_g değeri yaklaşık 0.1 eV azalmıştır. Dolayısıyla hava ortamında filmleri tavlama için uygun sıcaklığın 373-473 K olduğu söylenebilir. Filmin yüksek sıcaklıkta (773 K) yasak enerji aralığının, optiksel soğurmadan dolayı tamamen azaldığı görülür. Örneklerden ışığın saçılması yalnızca 773 K de tavlama film için çıplak gözle algılanabilir. Bu etki diğer yazarlar tarafından da rapor edilmiştir [28,30]. Böylece 773 K de Şekil 4.2 de görüldüğü gibi enerji bant aralığı beklenen değerde ölçülemez. Band kenarı keskinliğinde tavlama sıcaklığının artmasıyla belirgin bir değişim olmamıştır.

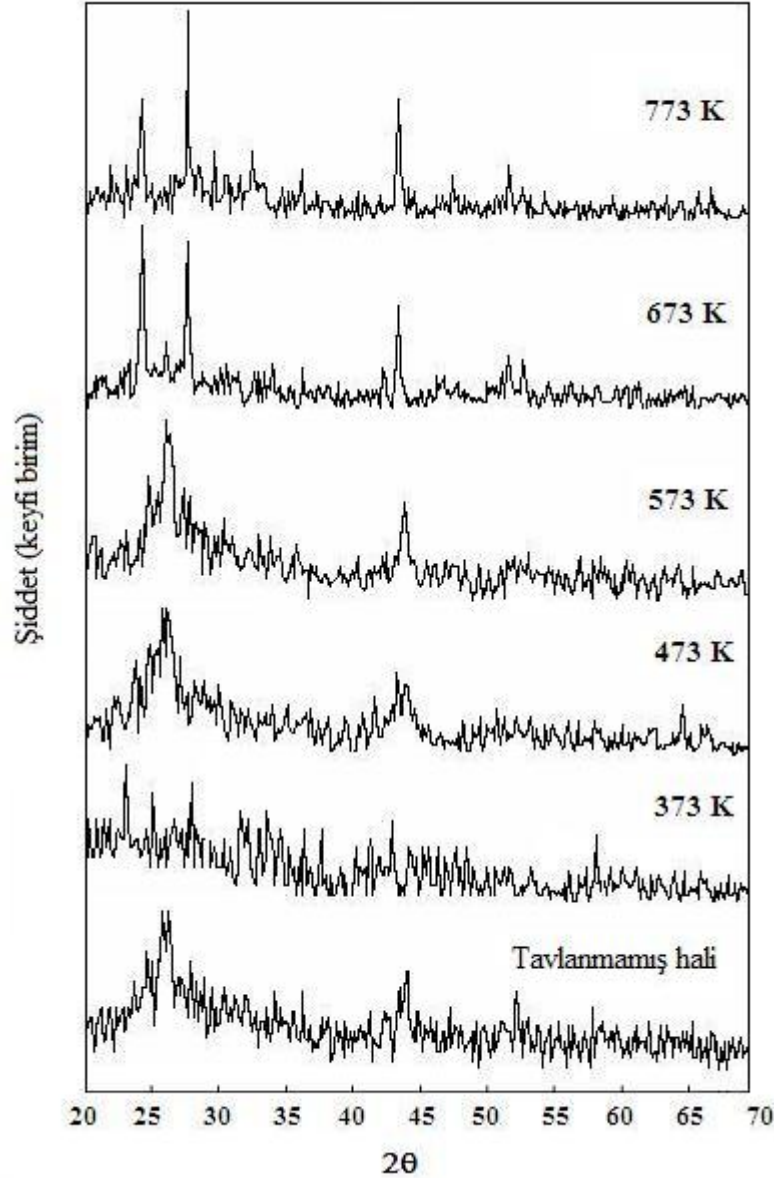
Tavlama sıcaklığı artmasıyla, CdS filmlerinin tanecik büyüklükleri artarken band aralığı azalmıştır. Tavlama ile filmlerin optik özelliklerinde belirgin değişiklikler olması klasik olarak beklenen bir değişimdir. Buradaki mantık, filmdeki atomların termodinamik olarak en kararlı dizilime geçmeden yapının oluşması nedeniyle, ısıtma ile olması gereken yere gidecekleri ilkesine dayanır. Ayrıca katı içinde bulunan öteki kusurları da ışınımına bağlı bozukluk, yüzey enerji durumları boşluklar gibi tavlama ile düzeldiği genel doğru olarak bilinmektedir. Bizim örneklerimizde beklenen tavlama etkisi görülmele beraber bununla yarışan ve filmleri bozan etkiler de gözlenmektedir. Bunlardan birincisi, örnek içine hapseden suyun 473 K civarında uçması ve yerine çeşitli boşluklar bırakması düşünülebilir. Tavlama işlemi devam ettikçe bu tahribatında azalması beklenir. Burada ikinci sırada bahsedilmesi gereken ise tavlama ile filmdeki sülfürün bir miktarının uçmasıdır. Daha ileri sıcaklıklarda 773 K 'den sonra film içinde CdO oluşumu (hava oksidasyonu ile) görülmektedir. Bu olay kendisini film yasak enerji aralığı düşürmesi ile gösterir.

4.2. HAVA ORTAMINDA TAVLANAN CdS FİLMLERİNİN X-IŞINI ÇALIŞMALARI

1.2 µm kalınlığında ve hava ortamında tavlanan optiksel özellikleri belirlenen CdS ince filmlerinin X-ışını kırınım desenleri ölçümleri Philips marka X-ışını difraktometresi ile Anadolu Üniversitesi Araştırma Laboratuvarında ölçüldü. CdS filmleri 40 kV ve 30 mA' e ayarlanmış nikel filtreden $\lambda=1,5406 \text{ \AA}$ CuK α_1 radyasyonunda karakterize edildi. Farklı sıcaklıklarda tavlanan CdS filmlerin X-ışını kırınım desenleri Şekil 4.4' de gösterilmiştir. Difraksiyon kırınımları $2\theta=20-70^\circ$ aralığında elde edildi.

Tavlammamış CdS filmlerinin gözlemlenen kırınım piklerinin 2θ değerleri 26.66, 28.15, 44.25, 52.36 ve 67.07° 'dir. Bunlar sırasıyla CdS'ün (111)C, (101)H, (220)C, (311)C, (203)H düzlemlerdeki kübik (JPDS #10-0454) veya hekzagonal (JPDS #41-1049) yansımalarına karşılık gelmektedir. Gözlemlenen kırınım pikleri yapılan diğer çalışmalar tarafından CdS ince filmleri için karakteristik pikleri olarak rapor edilmiştir [31-32-33-34]. CdS filmlerinin yapısında hekzagonal (H) ve kübik (C) yapının her ikisi de bulunur. CdS ince filmi 373 K' de tavlandıktan sonra, $2\theta=43.42$ ve $2\theta=58.66^\circ$ pik değerleri sırasıyla (110)H ve (202)H yansımalarına karşılık gelirken CdS'ün diğer pik değerleri gözlenmedi. 473 ve 573 K' de tavlanan filmlerde ise, $2\theta=26.54^\circ$ 'deki pik değeri hem (002)H hem de (111)C düzleminin bir karışımıdır. Ayrıca bu sıcaklıklarda tavlanan filmlerde pik değerleri $2\theta=44.18^\circ$ 'de (220)C, $2\theta=52.42^\circ$ 'de (311)C ve $2\theta=64.42^\circ$ 'de (400)C olan düzlemlere karşılık gelir. 573 K' de gözlenmeyen, sadece 473 K 'de gözlenen pikin $2\theta=58.09^\circ$ 'deki değeri (202)C düzlemine karşılık gelir. Bu kristaller polikristal yapının dokusuyla bağlantılıdır. Daha sonra 673 K ve 773 K'deki tavlamalarda gözlemlenen kırınım piklerinin 2θ değerleri 24.78, 26.46, 28.20, 36.52, 43.70, 52.75, 66.82°'dir ki bunlar sırasıyla hekzagonal CdS'ün düzlemlerindeki (100), (002), (101) (102), (110) (201) (203) yansımalarına karşılık gelir. Aslında bunlar $2\theta=26^\circ$, 44° ve 52° 'deki güçlü pik değerlerinin, sırasıyla (111)C/(002)H, (220)C/(110)H, ve (311)C/(201)H düzlemlerinin faz değişimine karşılık gelir. Tavlama sıcaklığının artmasıyla, filmde

meydana gelen yeniden kristalleşme hekzagonal yapının baskın fazıyla oluşur. Filmler 773 K'e kadar tavlandığı zaman, filmlerin kristal yapısındaki hekzagonallik yüzdesinin arttığı gözlenmiştir. Böylece, filmlerin yapısı büyük bir olasılıkla diğer çalışmalarda rapor edildiği gibi baskın olarak hekzagonal yapıdadır. [33-35].



Şekil 4.4. Farklı sıcaklıklarda tavlınmış CdS filmlerinin X-ışınımı kırınım desenleri.

Filmlerdeki kristallerin tanecik büyüklüğü X-ışını kırınım verilerinden hesaplanabilir. X-ışını kırınım desenlerinin genişlikleri tanecik büyümesine paralel olarak genişlemektedir. Scherrer denklemi kullanılarak tanecik yapısı hesaplanabilmektedir. Scherrer formülüne göre tanecik büyüklüğü

$$D_{hkl} = \frac{K \cdot \lambda}{\beta \cos \theta} \quad (4.2)$$

ile verilir. Burada K bir sabit, λ kullanılan X-ışınının dalga boyunu, θ Bragg yansıma açısını, β ise radyan olarak yansımaların yarı maksimum genişliğini (FWHM) gösterir. Hesaplamalar için K sabiti 0.9 alınmıştır. Tanecik büyüklüğü hesabı için Denklem 4.2 kullanıldı. $2\theta=26.66^\circ$ 'de (111)C yansımasını standart alarak, CdS filmlerinin tanecik büyüklükleri ortalama 13.6–49.9 nm olarak hesaplanmıştır. Tavlama ile tanecik büyüklüğünün gittikçe arttığı belirlenmiştir.

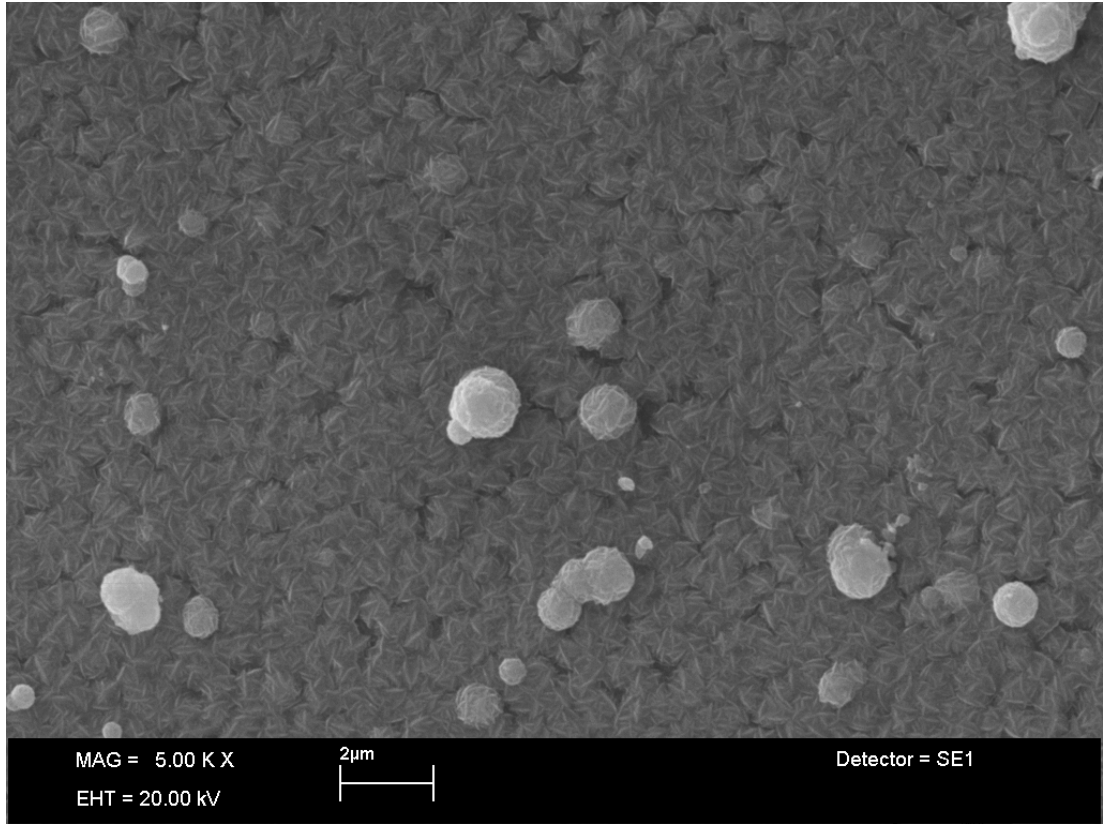
Çizelge 4.2.'de filmlerin $2\theta \sim 26.66^\circ$ civarındaki kırınım desenindeki (111)C yansımaların düzlemler arası uzaklıkları (d), yarı maksimum yansıma genişlikleri (FWHM) ve tanecik büyüklüğü gösterilmiştir.

Çizelge 4.2. Farklı sıcaklıklarda hava ortamında tavlanan CdS filmlerinin X-ışını kırınım desen verileri.

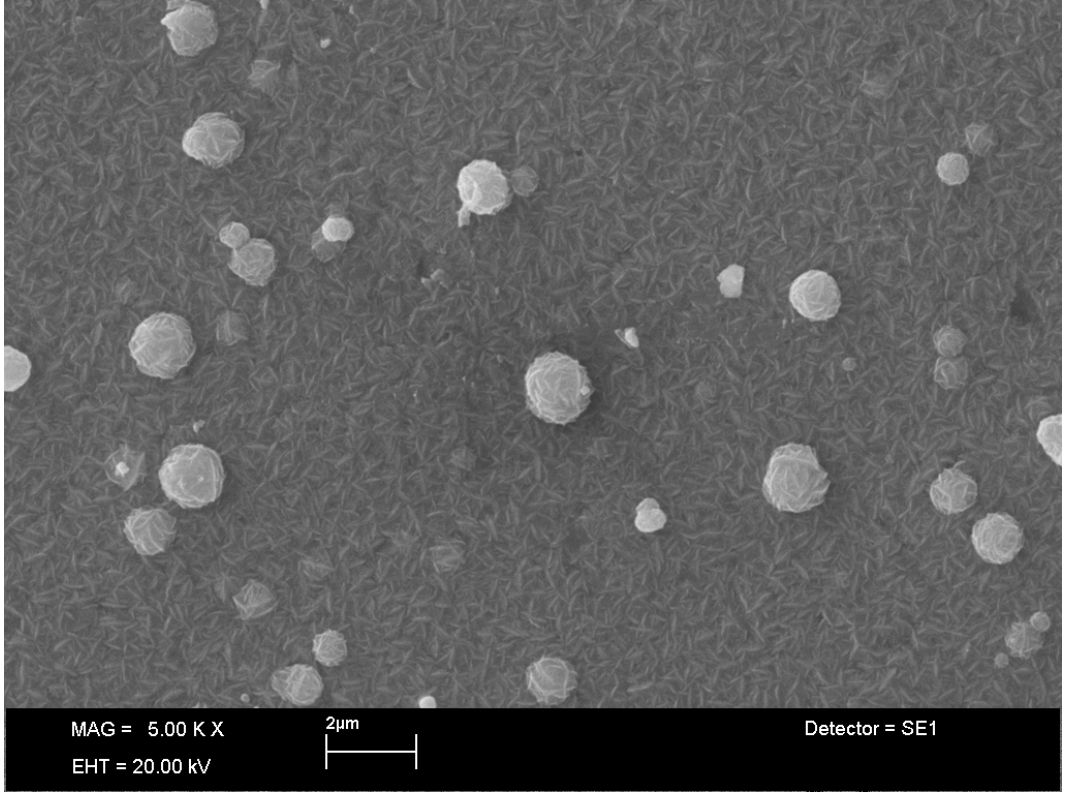
Sıcaklık (K)	Açı (2θ)	d (Å)	Genişlik (FWHM)	Tanecik Büyüklüğü (nm)
Tavlınmamış	26.660	3.3407	0.603	13.6
473	26.546	3.3551	0.407	20.1
573	26.781	3.3262	0.523	15.7
673	26.457	3.2662	0.165	49.6
773	26.266	3.3902	0.590	13.8

4.3. CdS FİMLERİNİN HAVA ORTAMINDA TAVLANMASININ TARAMALI ELEKTRON MİKROSKOBU (SEM) GÖRÜNTÜLERİ ÜZERİNDEKİ ETKİSİ

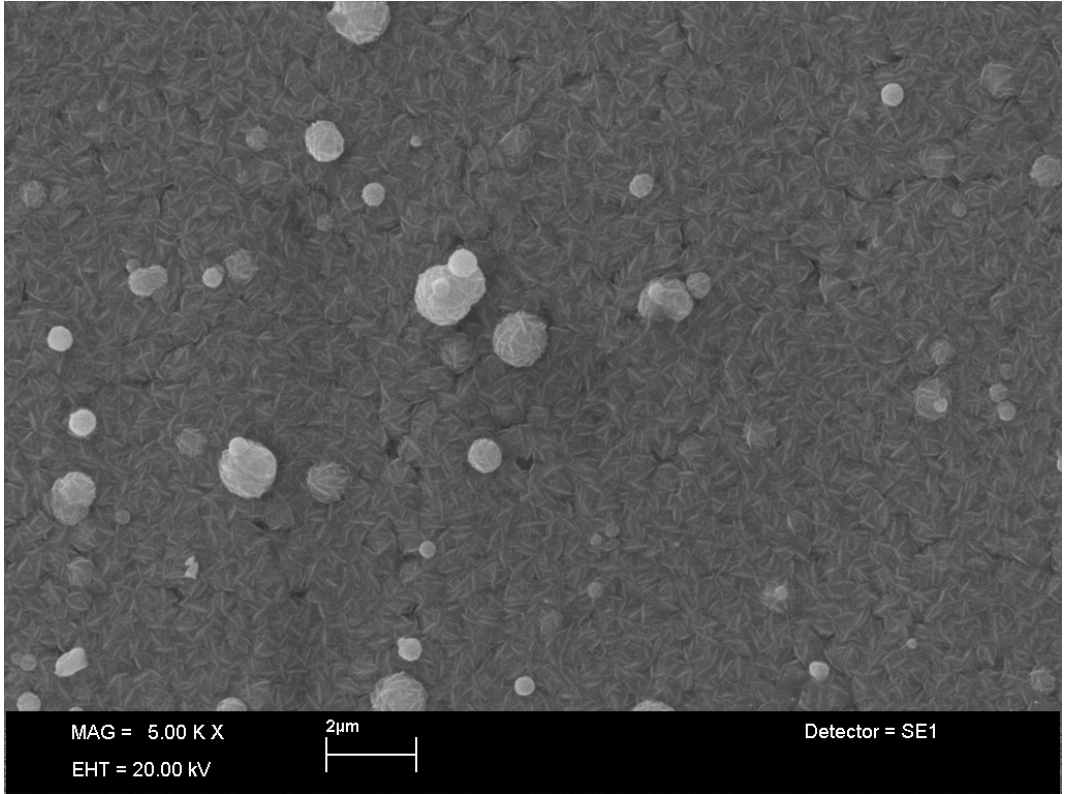
Taramalı elektron mikroskobu görüntüleri cam tabaka üzerindeki CdS kristallerinin açıklanmasında bize yardımcı olur. Optiksel özellikleri ve X-ışını kırınımıyla yapısı tayin edilen farklı sıcaklıklarda tavlanan ve tavlınmayan CdS ince filmlerinin SEM görüntüleri Şekil 4.5 – Şekil 4.10 arasında gösterilmiştir. Tavlınmayan ve 373 ve 473 K’ de tavlınan filmler cam alt tabakaya iyi yapışmış ve hiçbir çatlak ya da delik olmaksızın yüzey düzgün ve küçük lifsi yapılardan oluşmuştur. Küçük nano-boyutlu tanecikler zemin üzerinde düzgün homojen dağılmışlardır. Aynı zamanda tanecikler örneklerin polikristal yapısını belirten düzensiz lifli yapıları da içerir. Bu lifsi yapılar bazı yerlerde bir araya gelerek küresel yapıları oluşturmuştur. Tanecik sınırları düzgün ve iyi tanımlanmış küçük tanecikleridir.



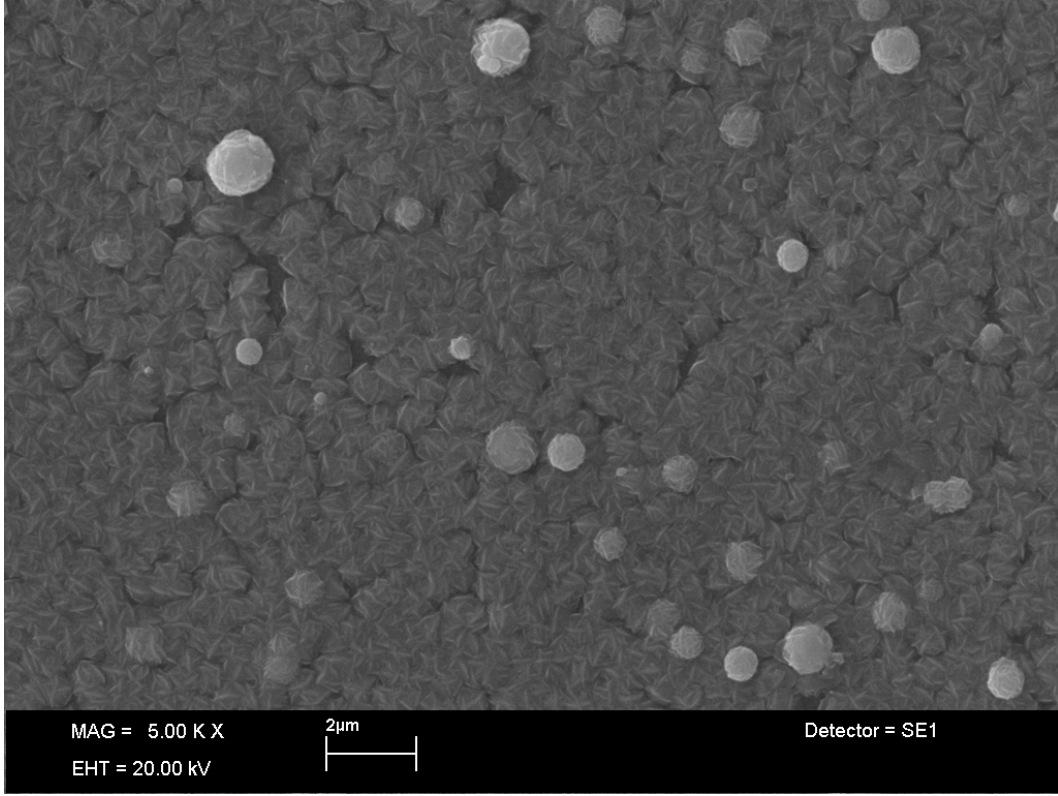
Şekil 4.5. Tavlınmamış CdS filminin SEM görüntüsü.



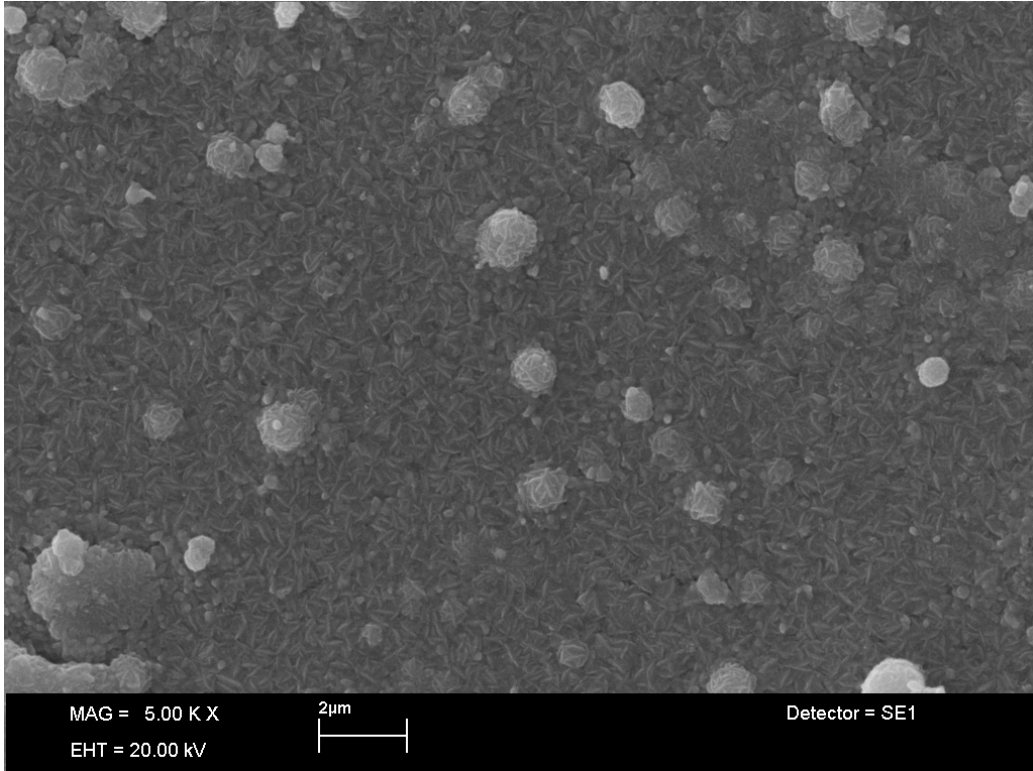
Şekil 4.6. 373 K’de hava ortamında tavlanan CdS filminin SEM görüntüsü.



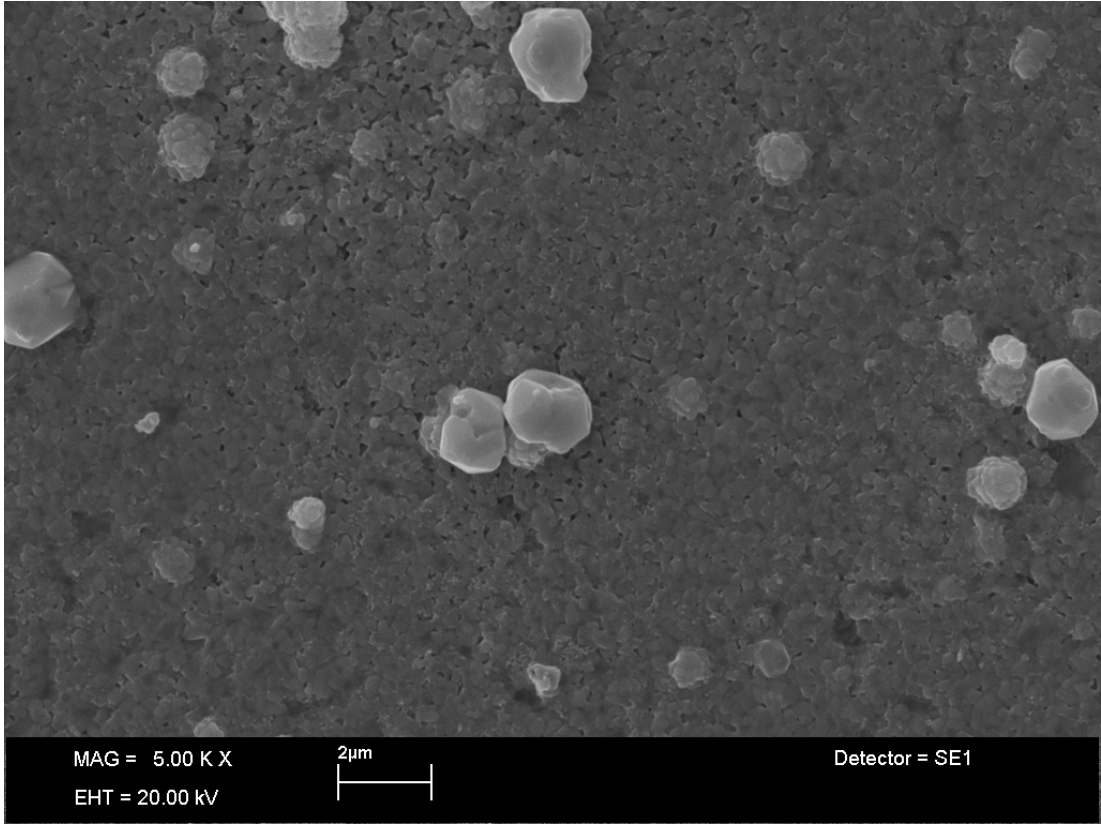
Şekil 4.7. 473 K’de hava ortamında tavlanan CdS filminin SEM görüntüsü.



Şekil 4.8. 573 K’de hava ortamında tavlanan CdS filminin SEM görüntüsü.



Şekil 4.9. 673 K’de hava ortamında tavlanan CdS filminin SEM görüntüsü.

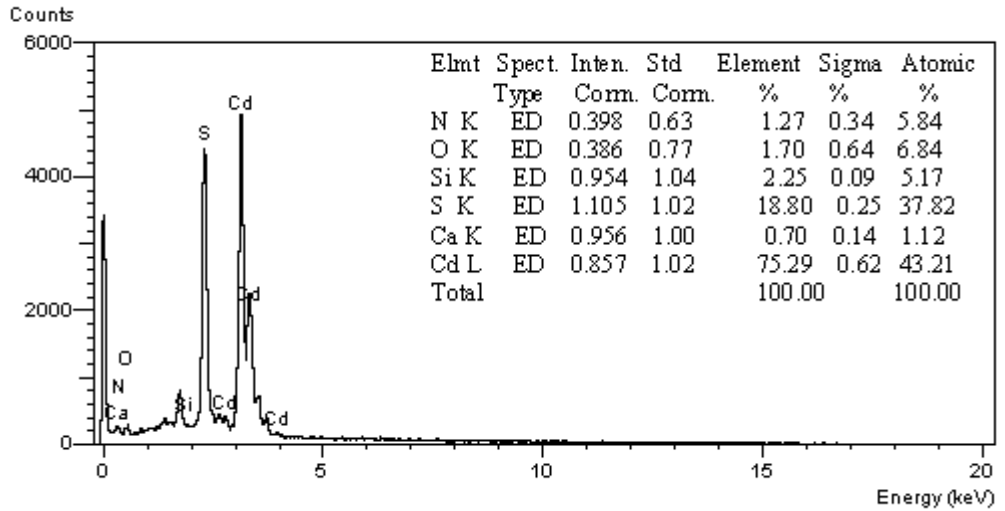


Şekil 4.10. 673 K’de hava ortamında tavlanan CdS filminin SEM görüntüsü.

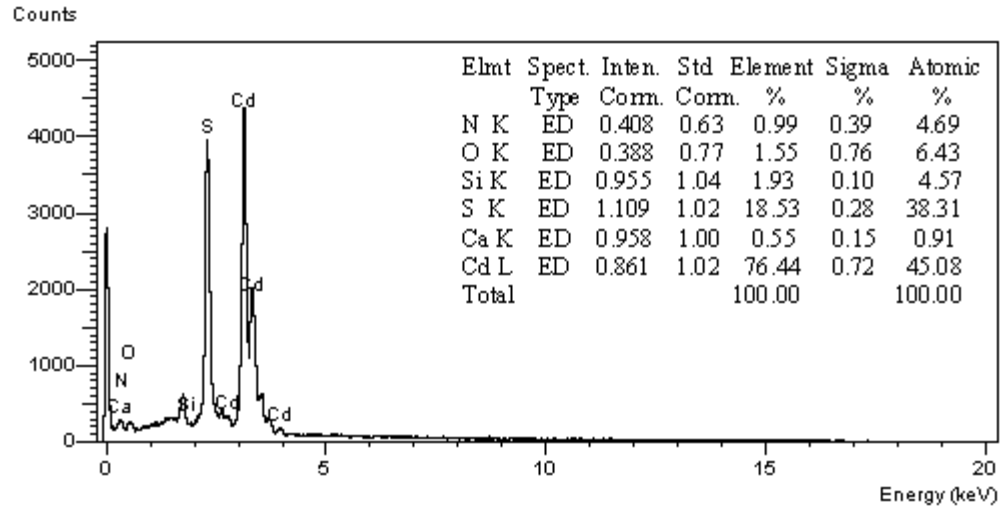
573, 673 ve 773 K’de tavlanan filmlerde bazı çatlaklar ve delikler gözlenmiştir. Lifsi yapılar bozulmuş, bunun yanı sıra tanecik sınırları düzgün olmayan yapılar oluşmuştur. Tavlama sıcaklığı arttıkça küçük lifsi yapılar bozulmuştur.

4.4. CdS FİMLERİNİN HAVA ORTAMINDA TAVLANMASININ X-İŞİNİ ENERJİ DAĞINIMI (EDX) ÖLÇÜMLERİ ÜZERİNDEKİ ETKİSİ

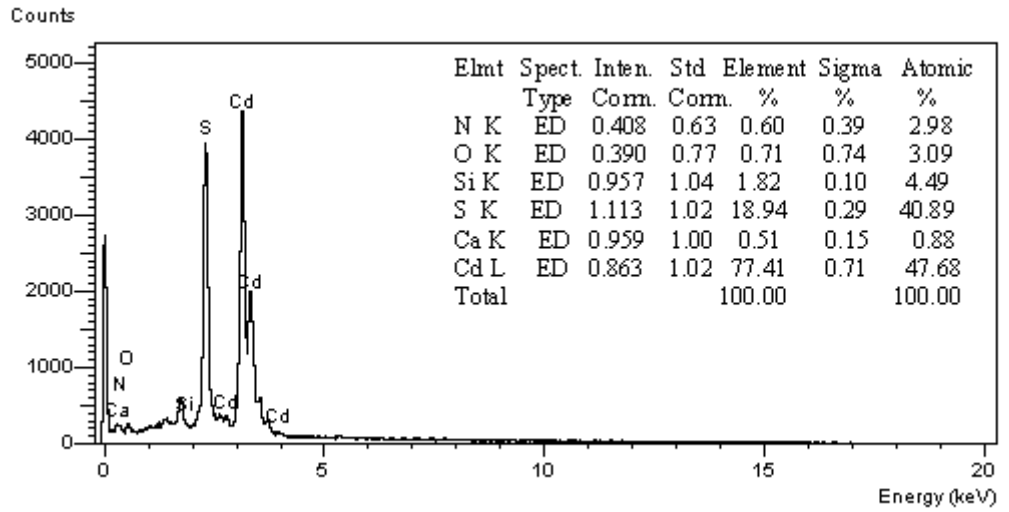
Filmlerin nicel analizi filmlerin gerçek nicelik oranlarını incelemek için farklı sıcaklıklarda hava ortamında tavlanan ve tavlınmayan filmler için EDX tekniği kullanılarak gerçekleştirildi. Bu filmlerin EDX analizleri Şekil 4.11- Şekil 4.16 arasında gösterilmiştir. Tavlınmayan CdS filmi için ortalama element yüzdesi 75.29: 18.80 olarak görülmektedir. Tavlınan ve tavlınmayan filmlerin tamamında Cd^{2+} iyonlarının element yüzdelinde çok çok az bir değişme olurken, analiz sonuçlarından da görüldüğü gibi tavlama sıcaklığı arttıkça S^{2-} iyonlarının element yüzdelinde belirgin bir azalma olmuştur. Şekil 4.16 de görüldüğü gibi, 773 K' de tavlınan filmde hemen hemen bütün sülfür uçmuştur. Bu durumun diğer çalışmalarla tutarlı olduğu görülmüştür [36].



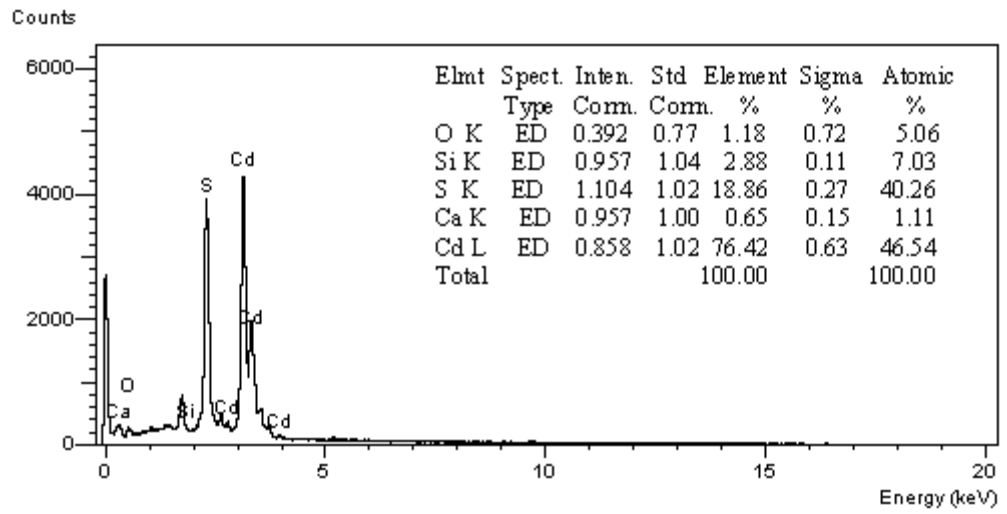
Şekil 4.11. Tavlınmamış CdS filminin EDX analizi.



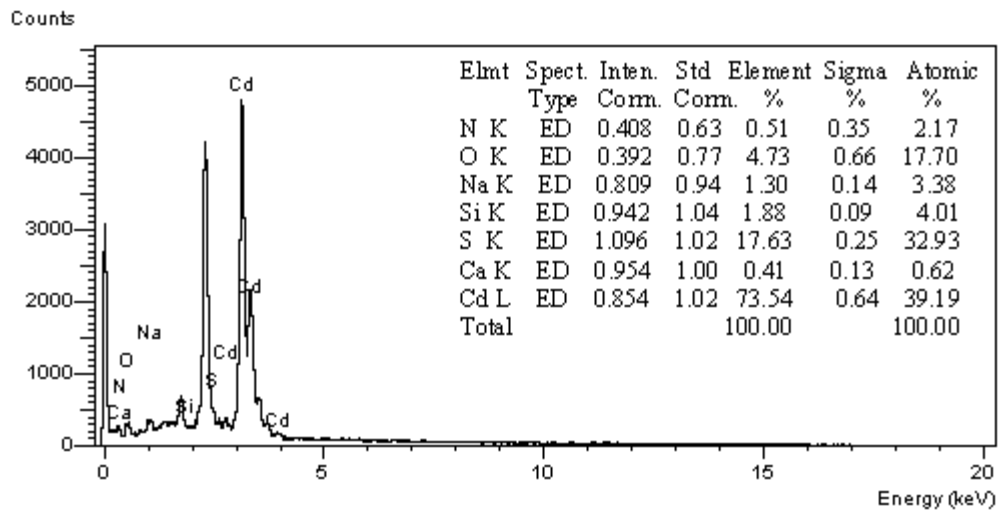
Şekil 4.12. 373 K’ de hava ortamında tavlanan CdS filminin EDX analizi.



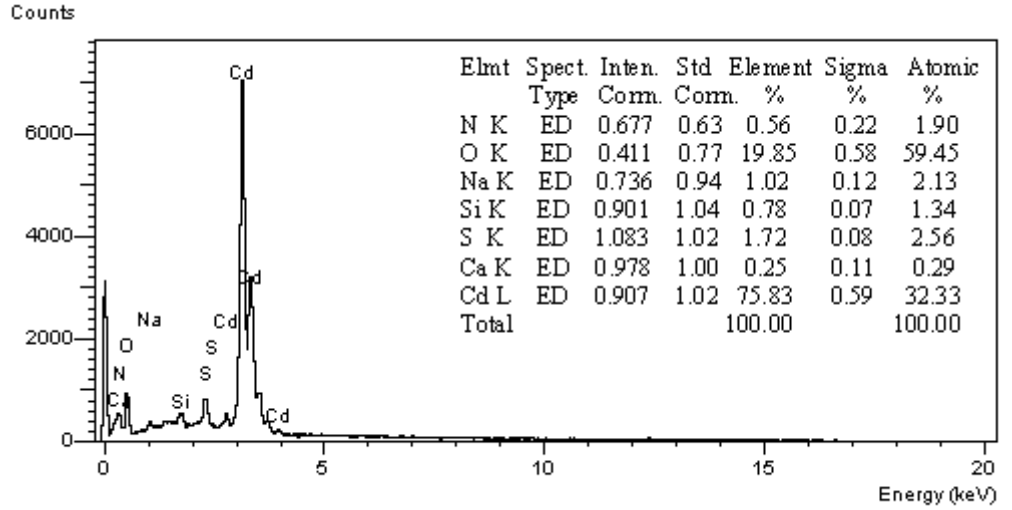
Şekil 4.13. 473 K’ de hava ortamında tavlanan CdS filminin EDX analizi.



Şekil 4.14. 573 K’de hava ortamında tavlanan CdS filminin EDX analizi.



Şekil 4.15. 673 K’de hava ortamında tavlanan CdS filminin EDX analizi.



Şekil 4.16. 773 K’de hava ortamında tavlanan CdS filminin EDX analizi.

4.5. HAVA ORTAMINDA TAVLAMAMININ CdS FİMLERİNİN ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİ ÜZERİNDEKİ ETKİSİ

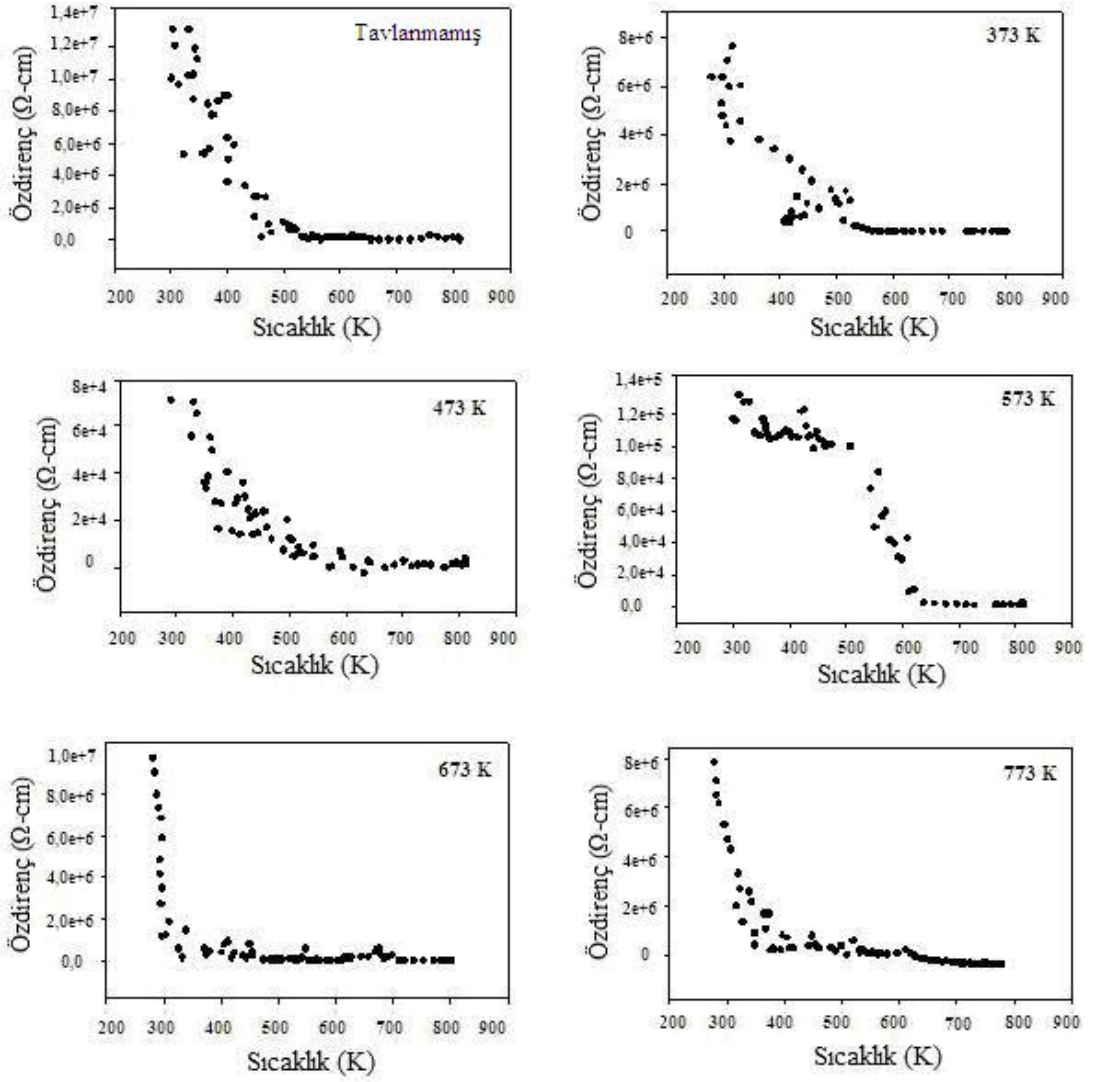
Hava ortamında farklı sıcaklıklarda tavlanan CdS filmlerinin 4’lü Prop yöntemi ile yapılan elektriksel ölçümleri için Nabertherm tipi P320 ısıtıcısı kullanıldı. Isıtıcının sıcaklığı örnek yanına yerleştirilen 0.5 mm’lik standart bir K tipi ısısal çift (thermocouple) ile kontrol edildi. Akım Keithley 2400 tipi elektrometre ile gerilim ise Keithley 2700 multimetresi ile ölçüldü. Ölçümlerde 0.5 mm yarıçaplı platin proplar kullanıldı. Örneklerin elektriksel iletkenlikleri ve öz dirençlerinin ölçümleri DC 4’lü prop kullanılarak 20.0 mm²’lik tipik dikdörtgen biçimli örnekler üzerinden 300 K-800 K sıcaklık aralığında ölçüldü. 4’lü prop ölçümü örnek yüzeyine dört elektriksel kontaklar yapılarak gerçekleştirildi [37]. Öz direnç ise ölçülen malzemede gerilim, akım ve malzemenin şeklinden kaynaklanan geometrik yapı faktörünün (çarpan, katsayı) bilinmesiyle bulunabilir. Elektriksel öz direnç ρ ;

$$\rho = G \frac{V}{I} \quad (4.3)$$

denklemini kullanarak tanımlanır. Geometrik yapı faktörü numunenin boyutları (kalınlık, uzunluk, kontaklar arası mesafeler) ve kontakların yapılma şekli ve kontak

yerlerine göre değişir. Farklı numune şekilleri ve numune turleri için literatüre geçmiş hesaplamalar yapılmıştır. Burada kullanılan geometrik yapı faktörü $G = 2\pi s$ kullanılmıştır.

Filmlerin özdirençlerinin sıcaklıkla değişimi tavlanan ve tavlansmayan filmler için şekil 4.17’de gösterilmiştir. İlk olarak, sıcaklığın artmasıyla özdirencin azaldığı gözlendi. Bunun sonucu olarak, örnekler tipik yarıiletken davranış gösterirler. Tavlansmayan filmler için, özdirenç değerleri 305 K’ de $10^6 \Omega\text{-cm}$ ve 800 K’ de $10^5 \Omega\text{-cm}$ mertebesindedir. Tavlansmayan filmlerin özdirençlerinin yüksek değerlerde olması filmlerin kusur seviyelerinin iyileşmesine katkıda bulunabilir. İkinci olarak, elektriksel özdirenç hem tavlama sıcaklığına hem de ölçüm sırasındaki sıcaklığa bağlıdır. lm sırasındaki sıcaklık artışı valans bandından iletkenlik bandına geçen elektron sayısını ve mobilitiyi artırdığı için buna bağlı olarak da iletkenlik artmaktadır. Özdirenç yüksek tavlama sıcaklıklarında artmasına rağmen, 573 K tavlama sıcaklığına kadar azaldığı gözlenmiştir. Minimum özdirenç 473 K’ de tavlanan örnek için $10^4 \Omega\text{-cm}$ mertebesinde gözlendi.

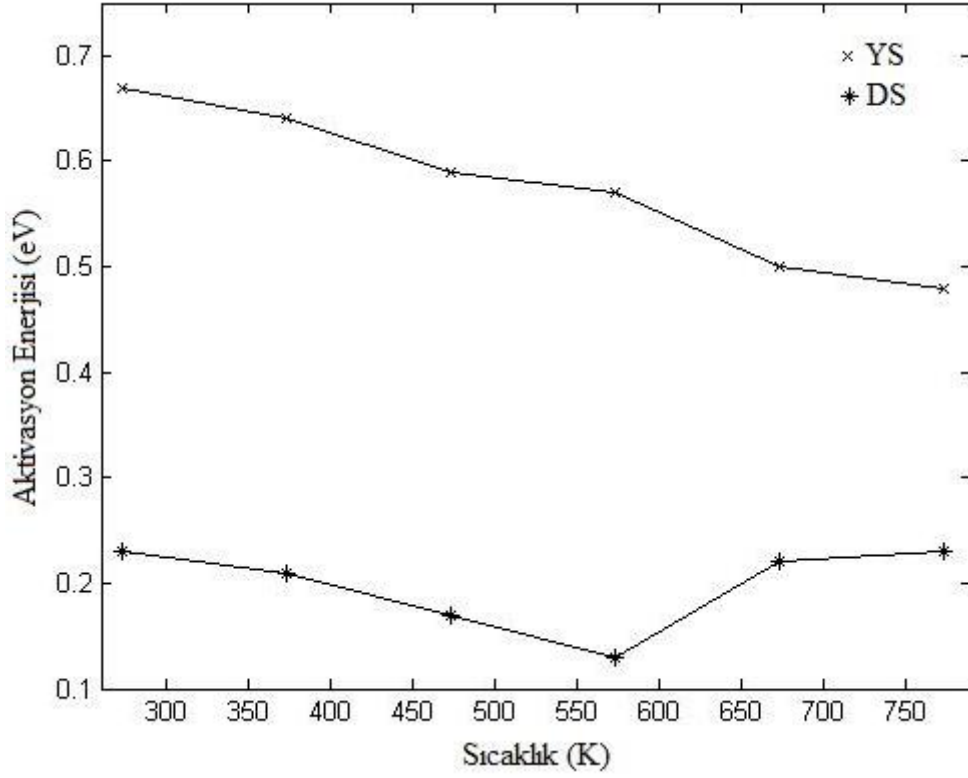


şekil 4.17 Hava ortamında farklı sıcaklıklarda tavlınan CdS filminin sıcaklığa bağlı 6zdirenç değişimi.

Elektriksel 6zdirencin sıcaklığa bağlılığı

$$\rho = \rho_0 \exp[E_a / kT] \quad (4.4)$$

denklemleri kullanılarak aktivasyon enerjisi bulunabilir. Burada ρ , T sıcaklığındaki elektriksel 6zdirenç; ρ_0 oda sıcaklığındaki 6zdirenç, k Boltzmann sabiti ve E_a aktivasyon enerjisidir. CdS filmlerinin aktivasyon enerjisi düşük sıcaklık bölgesinde 0.23 eV-0.13 eV olarak ve y6ksek sıcaklık bölgesinde 0.67 eV-0.48 eV olarak hesaplandı.



Şekil 4.18. Hava ortamında farklı sıcaklıklarda tavlanan CdS filminin aktivasyon enerjisi grafiği.

Şekil 4.18' den yüksek sıcaklık bölgesindeki sıcaklık artarken aktivasyon enerjinin azaldığı gözlemlendi. Bunun nedeni ise yüksek sıcaklık bölgesinde elektriksel iletkenliğin artmasıdır. Fakat düşük sıcaklık bölgesindeki aktivasyon enerjisi 573 K' e kadar azalırken daha sonra artmaya başladı.

Malzemelerin öz direnci bir ölçüde sıcaklığa bağlıdır. Metallerin dirençleri genellikle sıcaklıkla artar. Bu şaşırtıcı değildir, çünkü yüksek sıcaklıklarda atomlar daha hızlı hareket ederler ve daha düzensizce dağılmışlardır. Bu nedenle de elektronların akışına daha fazla engel olmaları beklenir. Eğer sıcaklık artışı fazla değilse iletkenlerin öz dirençleri genellikle doğrusal olarak artar. Yani,

$$\rho_2 = \rho_1 [1 + \alpha_{TCR} (T_2 - T_1)]$$

ile verilir. Burada $\Delta T = T_2 - T_1$, ρ_1 T_1 'deki öz direnci, ρ_2 T_2 'deki öz direnci göstermektedir.

CdS filmleri için elektriksel özdirencin sıcaklıkla değişim katsayısı (α_{TCR}),

$$\alpha_{TCR} = \left(\frac{1}{\rho_1}\right)\left(\frac{\partial\rho}{\partial T}\right) = \left(\frac{1}{\rho_1}\right)\left(\frac{\Delta\rho}{\Delta T}\right) \quad (4.5)$$

denklemini kullanılarak hesaplanmıştır [38]. CdS filmlerinin TCR' si 305-800 K sıcaklık aralığında ($-2.02 \times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$) – ($-1.72 \times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$) arasında hesaplandı. Dikkat edilirse CdS yarıiletkenleri için sıcaklık katsayısı negatif bulundu. Bunun nedeni yüksek sıcaklıklarda normalde yarıiletken içinde serbest olmayan elektronlardan bazıları serbest kalıyor ve akıma katkıda bulunabiliyor. Dolayısıyla, bir yarıiletkenin direnci sıcaklık artışıyla azalabilir. Düşük TCR' li malzemeler, termo-elektrik aygıtlar, otomobillerde akım-sıcaklık algılayıcıları ve yüksek duyarlılığı olan elektronik aygıtlarda direnç gibi çok geniş uygulamalarda kullanılır [39].

CdS ince filmleri için, özdirenç, aktivasyon enerjisi ve elektriksel özdirencin sıcaklıkla değişim katsayısının bazı tipiksel değerleri Çizelge 4.3' de verilmiştir.

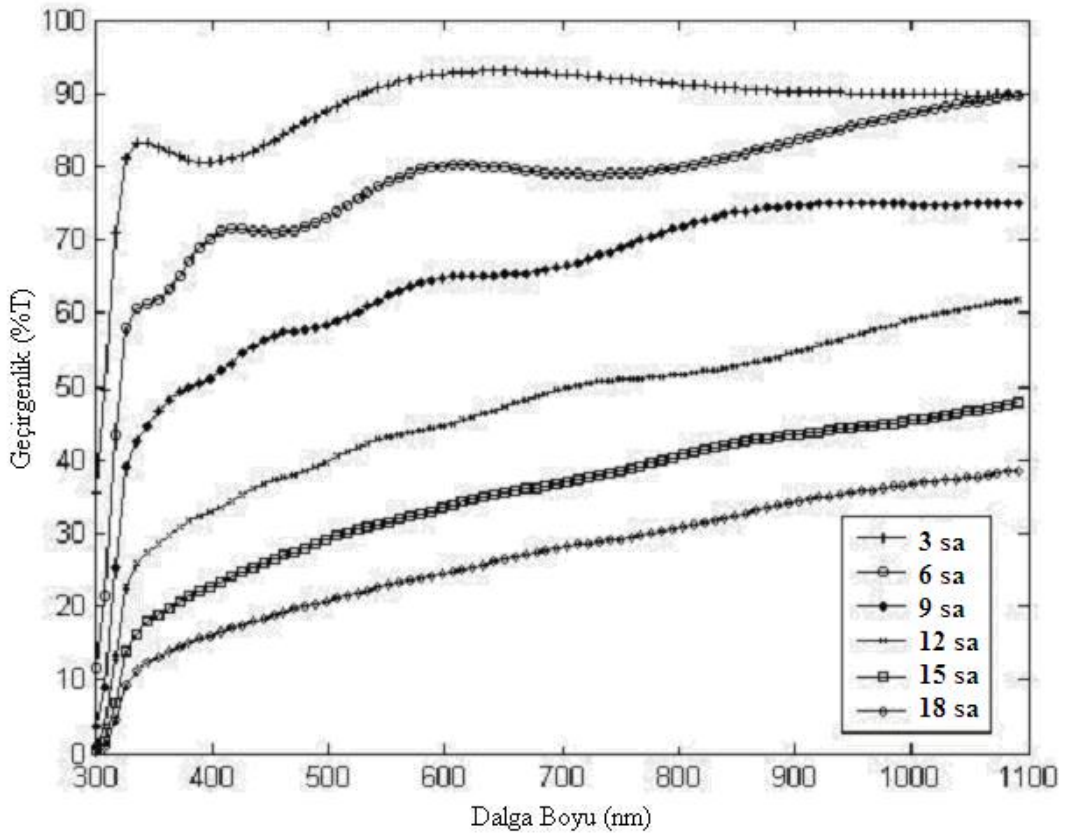
Çizelge 4.3. Hava ortamında farklı sıcaklıklarda tavlanan CdS filmlerinin elektriksel özellikleri için yapılan hesaplamalar.

Tavlama Sıcaklığı (K)	Özdirenç ρ (Ω - cm)		Aktivasyon Enerjisi E_a (eV)		Elektriksel Özdirencin Sıcaklıkla Değişim Katsayısı α_{TCR} ($\times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$)
	305	800	DS	YS	
Tavlama Sıcaklığı (K)	305	800	DS	YS	305-800
Tavlansız	2.14×10^6	1.80×10^5	0.23	0.67	-1.85
373	4.74×10^6	7.15×10^5	0.21	0.64	-1.72
473	1.48×10^4	1.79×10^3	0.17	0.59	-1.77
573	1.17×10^5	1.60×10^3	0.13	0.57	-1.99
673	1.20×10^6	2.17×10^3	0.22	0.50	-2.02
773	4.69×10^4	5.46×10^3	0.23	0.48	-1.78

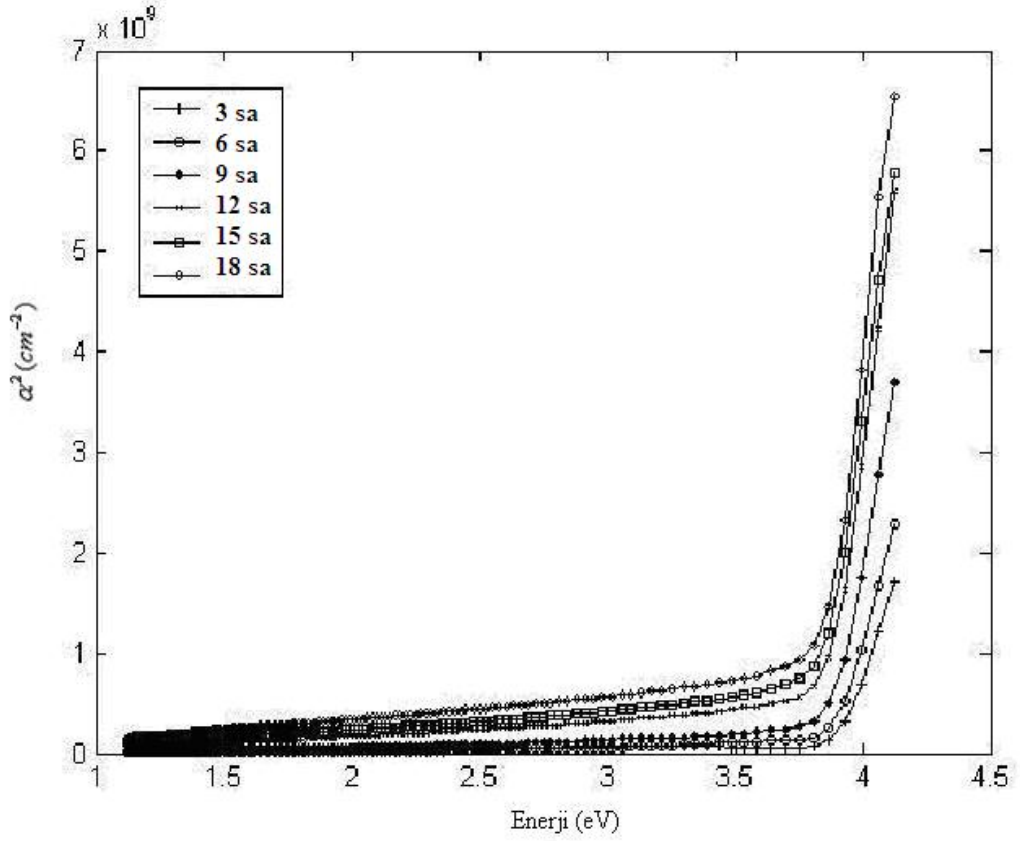
DS: Düşük sıcaklık bölgesi ($300 \text{ K} \leq T \leq 450$); YS: Yüksek sıcaklık bölgesi ($450 \text{ K} \leq T \leq 800$)

4.6. ZnS FİMLERİNİN OPTİKSEL ÖZELLİKLERİ

ZnS filmlerinin optiksel özelliklerini belirleyebilmek için farklı depolama sürelerinde, farklı kalınlıklarda filmler elde edilmiştir. Filmlerin geçirgenlikleri (%T), dalga boyu 190–1100 nm aralığında olan UV-Visible spektrofotometre ile oda sıcaklığında ölçülmüştür. ZnS filmlerinde de CdS filmlerinde olduğu gibi ölçümler sırasında filmlerin optik geçirgenlik değerlerinin alt taban soğurmasından bağımsız olmasını sağlamak için önce camdan cama geçirgenlik ölçümü yapılarak zemin düzeltmesi yapılmıştır. Filmlerin yasak enerji aralığı Denklem (4.1) kullanılarak hesaplanmıştır. ZnS filmlerinin geçirgenlik (%T) -dalga boyu(λ), α^2 - Enerji ($h\nu$) ve kalınlık – zaman grafikleri sırasıyla Şekil 4.19, Şekil 4.20 ve Şekil 4.21’de verilmiştir.



Şekil 4.19. ZnS filminin farklı depolama sürelerinde %T- λ grafiği.



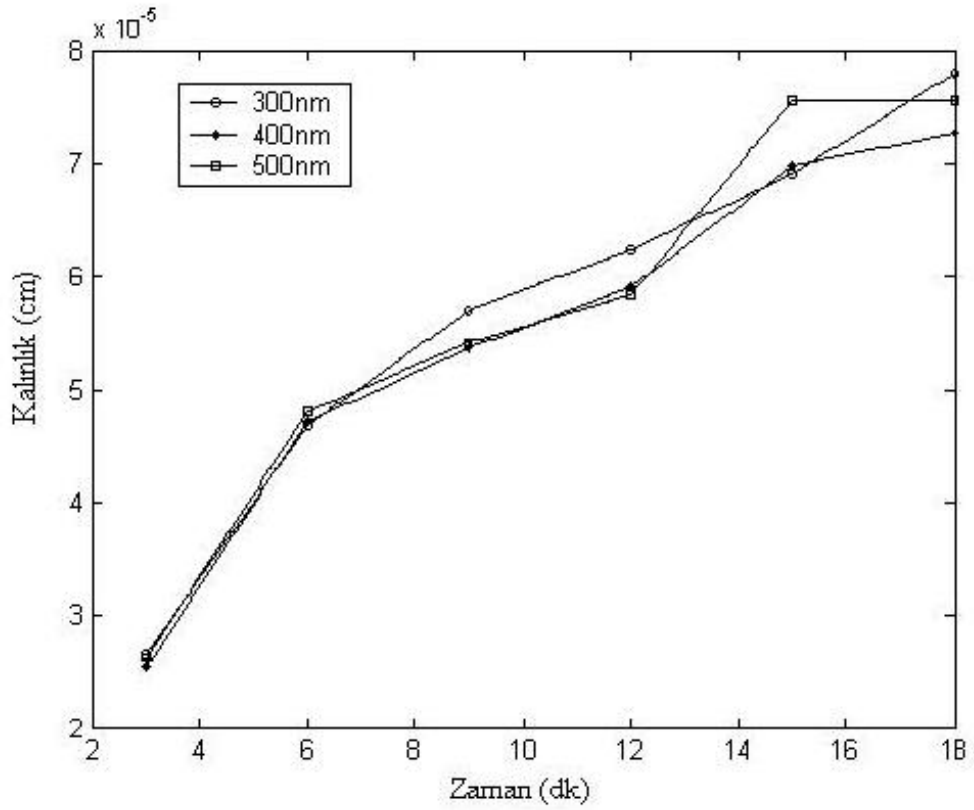
Şekil 4.20. Tavlanmamış ZnS filminin farklı depolama sürelerinde $\alpha^2 - h\nu$ grafiği.

Şekil 4.19’da gösterilen farklı zamanlarda farklı kalınlıklarda kimyasal depolama yöntemi ile elde edilen ZnS ince filmlerinin optik geçirgenliğinin dalga boyuna karşı grafiğinden; film örneklerinin bant içi soğurmasının kalınlıkla azaldığı, geçirgenlik değerlerinin ise daha keskin ve daha küçük dalga boylarına doğru olduğu gözlemlendi. Şekil 4.20’de ise bu filmlerin soğurma değerlerinin karesinin enerjiye karşı grafiği gösterilmiştir. Şekilden görüldüğü gibi düşük enerji bölgelerinde soğurma katsayısı küçük, yüksek enerji bölgelerinde ise soğurma katsayısı enerjinin artışı ile orantılı olarak hızla artmaktadır. Hesaplanan soğurma katsayıları ve bunun enerjiye karşı değişiminden kalın film için soğurma katsayısının daha düşük değerler aldığı bulundu.

Çizelge 4.4. Farklı depolama sürelerinde farklı kalınlıklarda elde edilen ZnS ince filmleri için bant keskinliği ve enerji aralığının kalınlıkla değişimi.

Süre (saat)	Kalınlık (μm)	Enerji Aralığı E_g (eV)	Band Keskinliği B (cm^{-2} eV)
3	0.30	3.78	2.38×10^{10}
6	0.50	3.65	1.36×10^9
9	0.60	3.61	2.10×10^9
12	0.70	3.61	3.80×10^9
15	0.80	3.60	3.43×10^9
18	1.00	3.59	4.40×10^9

Filmlerin bant içi soğurmasında kalınlıkla beraber belirgin bir azalma, yani filmde düzelme net olarak gözlenmektedir. Bu düzelme kalınlık arttıkça tanecik büyüklüğünün artması, hacim başına daha az ara kesit oluşturduğunda yasak enerji durumlarının azalmasından kaynaklanmaktadır. Bant kenarı ve banttan banda soğurma bölgesinde ise bant kenarı keskinliğinde belirgin bir değişiklik olmamasına karşın soğurma katsayısının net bir şekilde azaldığı görülmüştür. Tanecik büyüklüğünün artması boşluk artımını da getirdiğinden bant içi soğurması ince filme göre daha az olmaktadır.

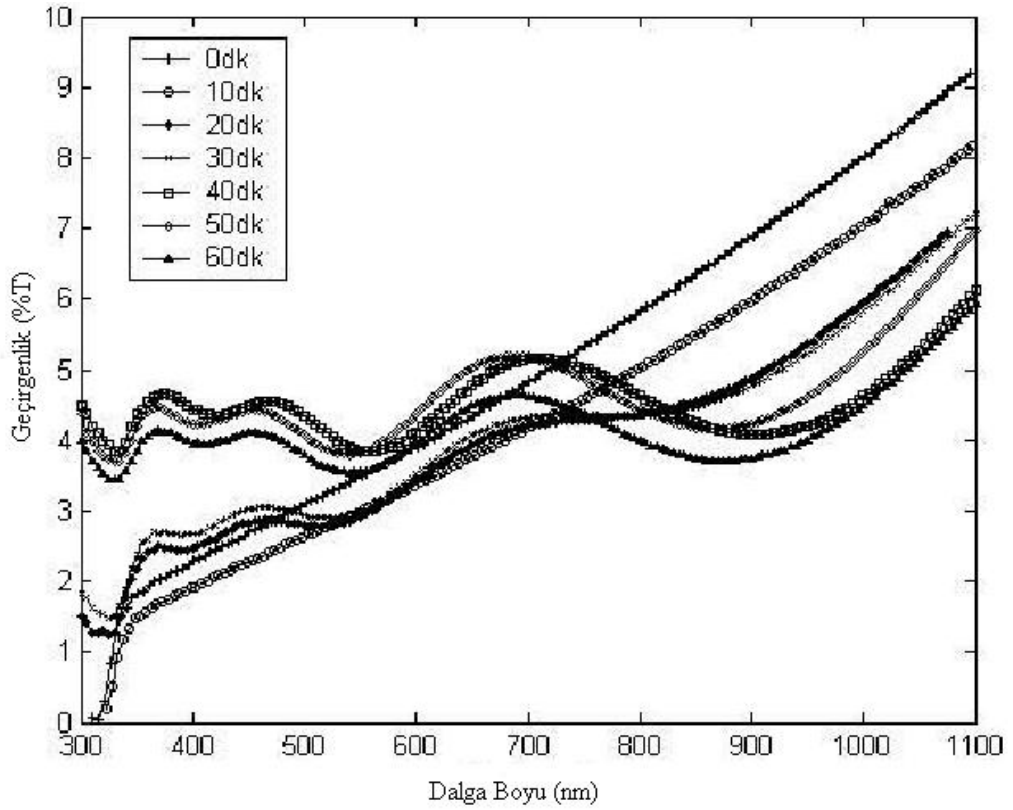


Şekil 4.21. ZnS filminin kalınlık zaman grafiği.

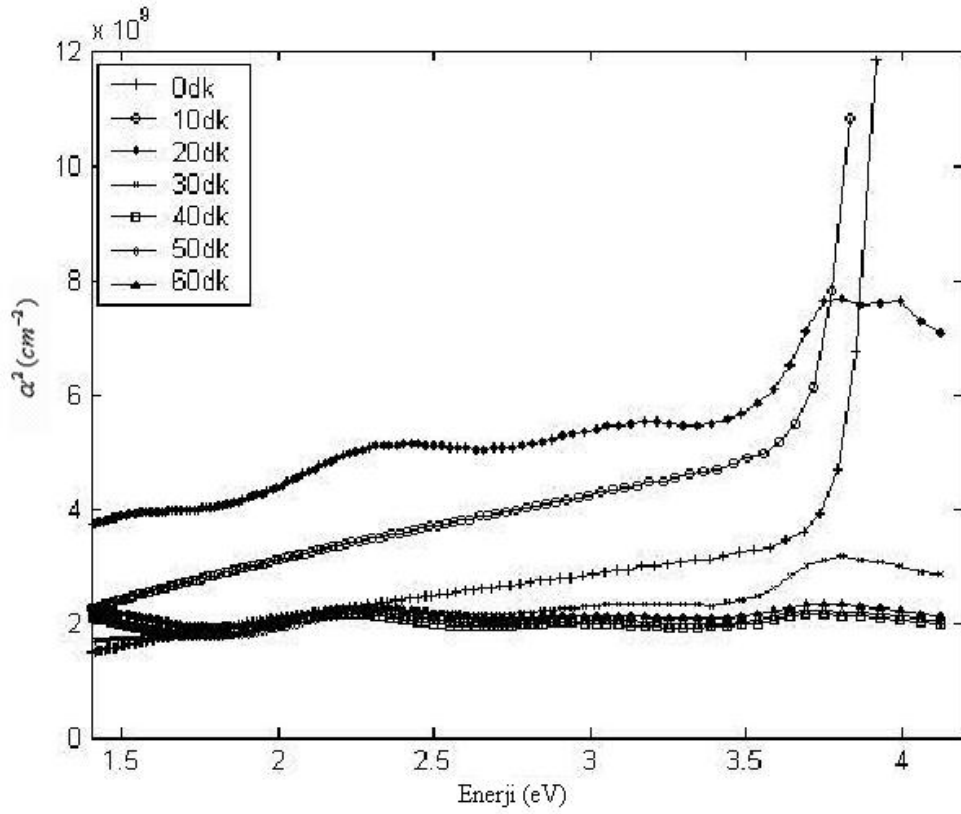
Şekil 4.21 60°C' de 3'er saatlik ardışık daldırmalarla 18 saatte elde edilen ZnS ince filmlerinin kalınlıklarının zamana bağlı değişimi değişik dalga boyları için elde edilmiştir. Büyüme serisi filmlerin kalınlık belirlemelerinde filmlerin her etapta girişim için uygun kalınlıkta olmadıklarından soğurma değerlerini kullanarak kalınlık hesaplandı. Soğurma katsayıları benzer koşullardaki kalın filmlerden elde edildi. Bu yöntemle kalınlık bulunurken kullanılacak dalga boyu önemli olmaktadır. Hangi dalga boyundaki soğurmanın referans alınacağına belirlenmesi için 300, 400, 500....1100 nm' lerdeki soğurma değeri baz alınarak kalınlıklar hesaplandı. Sonuçta Şekil 4.21' de görüldüğü gibi 300-500 nm dalga boylarında bulunan değerler örtüştüğü için bu dalga boylarının uygun olduğu görüldü.

4.7. AZOT ORTAMINDA TAVLANAN ZnS FİMLERİNİN OPTİKSEL ÖZELLİKLERİ

Azot ortamında tavlamanın ZnS filmlerinin optiksel özellikleri üzerindeki etkisini incelemek için 60°C’de 3’er saatlik ardışık daldırmalarla 31 saatte elde edilen film 100°C’ de farklı sürelerde tavlannmıştır. Her tavlama sonrası filmin optik geçirgenliği ölçülmüştür. Farklı tavlama sürelerinde tavlanan filmin geçirgenlik (%T) -dalga boyu (λ) ve α^2 - Enerji ($h\nu$) grafikleri sırasıyla Şekil 4.22 ve Şekil 4.23’de gösterilmiştir.



Şekil 4.22. Azot ortamında tavlanan ZnS filminin %T- λ grafiği.



Şekil 4.23. Azot ortamında tavllanmış ZnS filminin $\alpha^2 - h\nu$ grafiği.

Çizelge 4.5. Farklı tavlama sürelerinde azot ortamında tavllanmış ZnS ince filmleri için bant keskinliği ve enerji aralığının tavlama süresi ile değişimi.

Tavlama Sıcaklığı (°C)	Süre (dakika)	Enerji Aralığı E_g (eV)	Band Keskinliği B ($\text{cm}^{-2} \text{eV}$)
Tavlınmamış	0	3.61	2.14×10^{10}
100	10	3.59	1.76×10^{10}
100	20	3.47	8.30×10^9
100	30	3.40	2.50×10^9
100	40	3.32	4.60×10^8
100	50	3.29	1.00×10^8
100	60	3.27	3.40×10^8

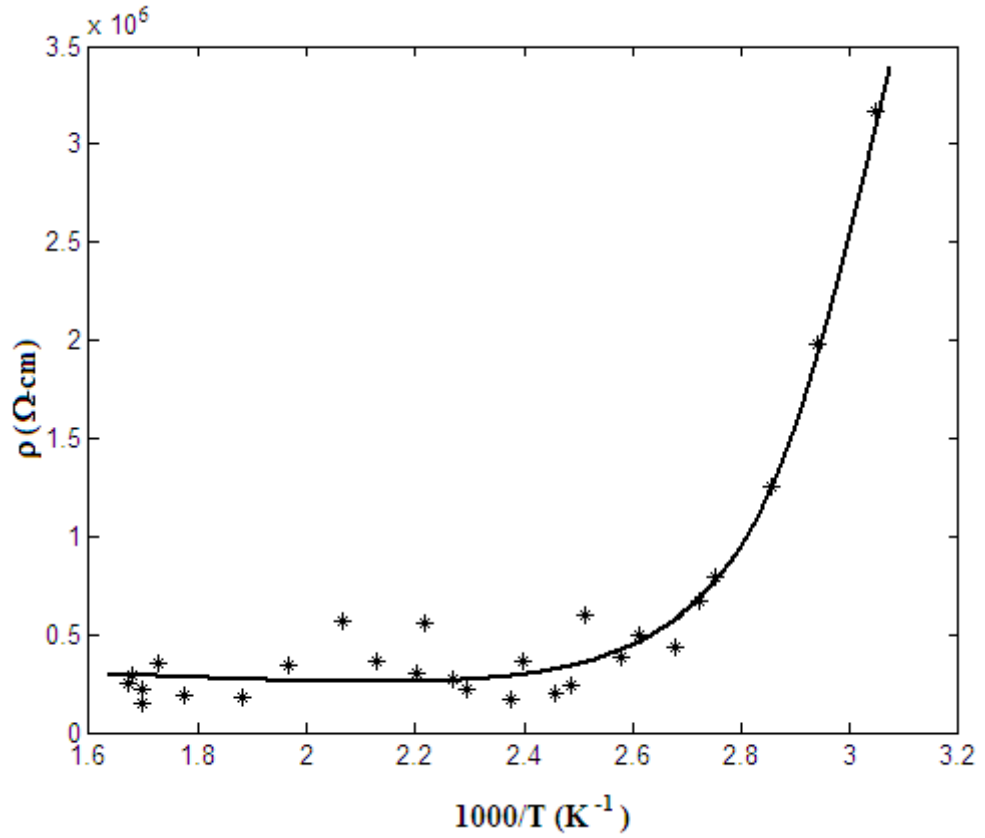
Çizelge 4.5. de görüldüğü gibi sabit tavlama sıcaklığında tavlama süresi arttıkça enerji bant aralığı ve bant keskinliği azalmaktadır. Tavlınmayan film için E_g

yaklaşık olarak 3.61 eV ve tavlandıktan sonra ise 3.59-3.27 eV arasında değişmektedir. E_g değeri tavlama süresinin değişimiyle yaklaşık 0.34 eV azalmıştır. Bu filmde tavlama süresi arttıkça band keskinliğindeki azalma da depolama sırasındaki suyun buharlaşması ve filmlerin kendilerini düzenlemesi olarak açıklanabilir.

4.8. ZnS FİMLERİNİN ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİ

Optik soğurmada görülen band kuyukları bağ uzunluğunun dağılımından, bağ açılarının düzgün olmayan filmlerde dağılım gösterisinden ve safsızlıklardan kaynaklanır. Film içindeki kusurlarda alıcı ve verici safsızlıkları gibi davranır. Yüksek konsantrasyonlarda safsızlık bandı esas banda yakın olarak birleşir. Bu yüzden Fermi seviyesi bandın uygun yerinin parabolik kısmının içinde yer alır. Böylece aktivasyon enerjisi Fermi seviyesinden iletkenlik bandı içine hareket eden elektronlar için daha az gerekli olacaktır. Kuyuklar iyonlaşmış vericiler nedeniyle olabilir ki bu valans bandındaki itici bir kuvvet ve iletkenlik bandındaki elektronları çekici bir kuvvetini oluşturur. Mikroskobik bir seviyede safsızlıkların homojen olmayan dağılımı band kenarlarını bozar. Safsızlık seviyelerinin varlığı aktivasyon enerjisini etkileyebilir. Filmlerin aktivasyon enerjisi direnç- sıcaklık eğrisinden tanımlanabilir.

Isısal uyarı elektronu, yarıiletkenin iletkenlik bandına taşıdığı bilinir. Elektron ve onun bıraktığı deşik elektrik alan ile hareket ettiklerinden her ikisinin de iletkenliğe bir katkısı vardır. Yüksek direncin nedeni ara yüzey saçılmasının direnci büyütmesi olarak düşünebiliriz. Bilindiği gibi katkısız filmlerde enerji aralığı yüksek ve bant içi durumlar çok azsa iletkenlik yine yüksek olmaktadır. Burada direncin ara yüzeyden mi yoksa başka etkilerden mi kaynaklandığını aktivasyon enerjisine bakarak karar verebiliriz. Eğer bant içi durumların sayısı çok az olsaydı direnç gene yüksek olacak aktivasyon enerjisi $E_g / 2$ değerine yaklaşacaktı [6].

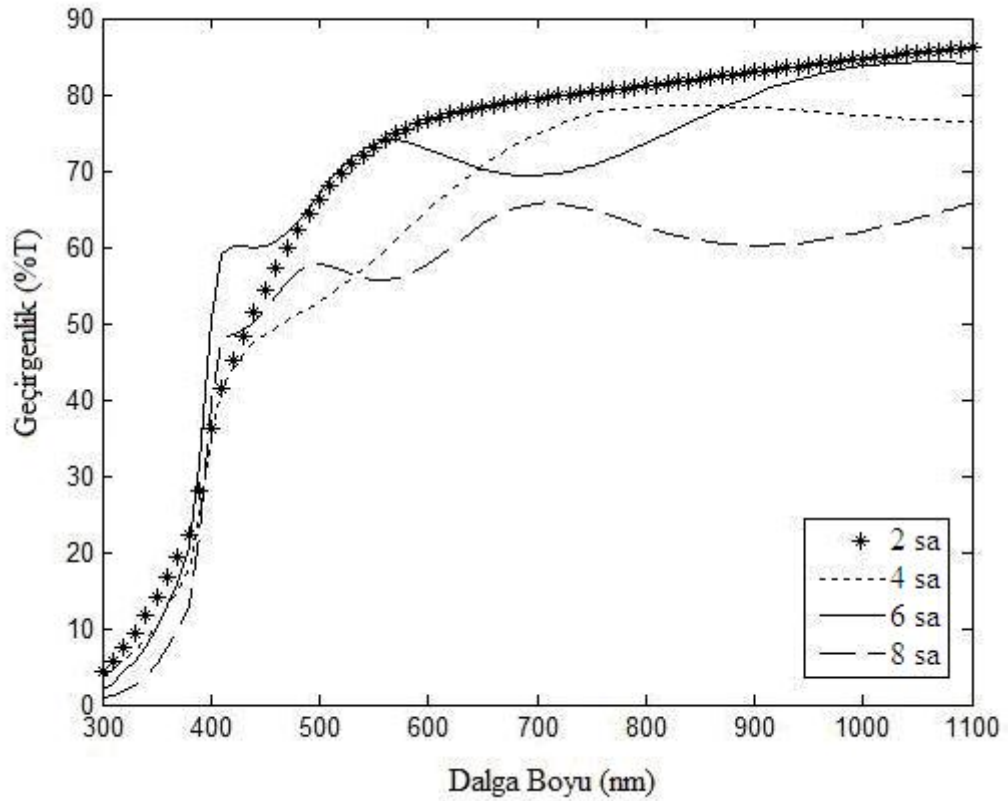


Şekil 4.24. 60°C’de elde edilen ZnS filminin sıcaklığa bağlı özdirenç değişimi.

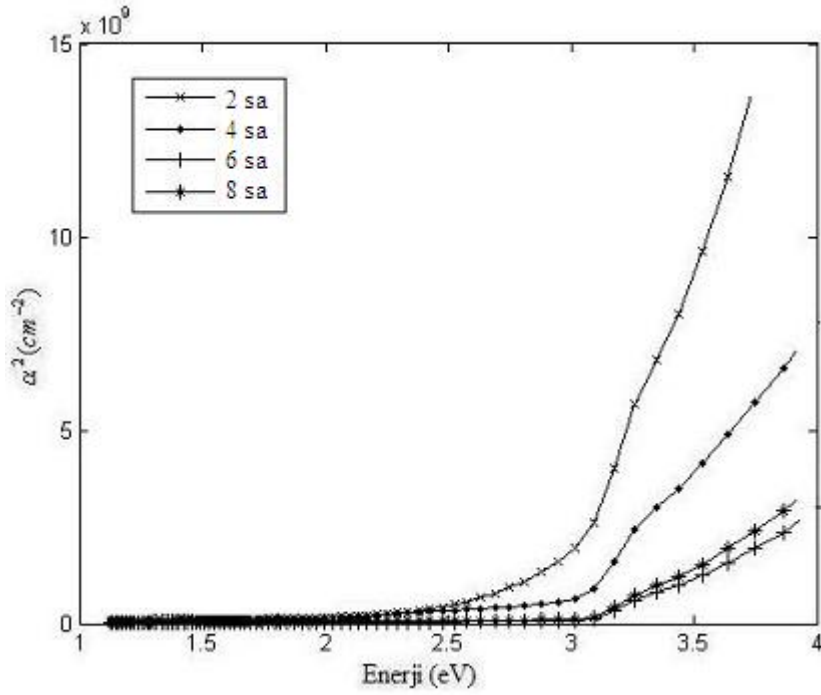
60°C’de 31 saatte elde edilen ZnS filminin elektriksel özellikleri 4’lü prop yöntemi ile belirlendi. ZnS filminin özdirencinin sıcaklıkla değişimi Şekil 4.24’de gösterilmiştir. Elde edilen veriler yardımıyla filmlerin yüksek sıcaklık ve düşük sıcaklık bölgelerindeki aktivasyon enerjileri hesaplandı. ZnS filmi için yüksek sıcaklık bölgesindeki aktivasyon enerjisi 0.11 eV, düşük sıcaklık bölgesindeki aktivasyon enerjisi ise 0.39 eV olarak hesaplandı. Şekil 4.24’ten de görüldüğü gibi sıcaklık arttıkça filmin direnci azalmakta, iletkenlikleri ise artmaktadır. Bu iyi bilinen bir yarıiletken özelliğidir.

4.9. ZnSe FİMLERİNİN OPTİKSEL ÖZELLİKLERİ

ZnSe filmlerinin optiksel özelliklerini belirleyebilmek için farklı depolama sürelerinde filmler 80 °C elde edilmiştir. Film elde edilirken ardışık olarak 2 saatte bir çözeltiler tazelenerek ölçümler alınmıştır. Filmlerin geçirgenlikleri (%T), spektrofotometre ile oda sıcaklığında ölçülmüştür. ZnSe filmlerinde de CdS ve ZnS filmlerinde olduğu gibi ölçümler sırasında filmlerin optik geçirgenlik değerlerinin alt taban soğurmasından bağımsız olmasını sağlamak için önce camdan cama geçirgenlik ölçümü yaparak zemin düzeltmesi yapılmıştır. Filmlerin yasak enerji aralığı Denklem (4.2) kullanılarak hesaplanmıştır. Farklı depolama sürelerinde elde edilen ZnSe filmlerinin geçirgenlik (%T) -dalga boyu(λ) grafiği Şekil 4.25’de, α^2 - Enerji ($h\nu$) grafiği ise Şekil 4.26’da gösterilmiştir.



Şekil 4.25. 80°C’de elde edilen 8 saatlik ZnSe filminin %T- λ grafiği



Şekil 4.26. 80°C’de elde edilen 8 saatlik ZnSe filminin $\alpha^2 - h\nu$ grafiği.

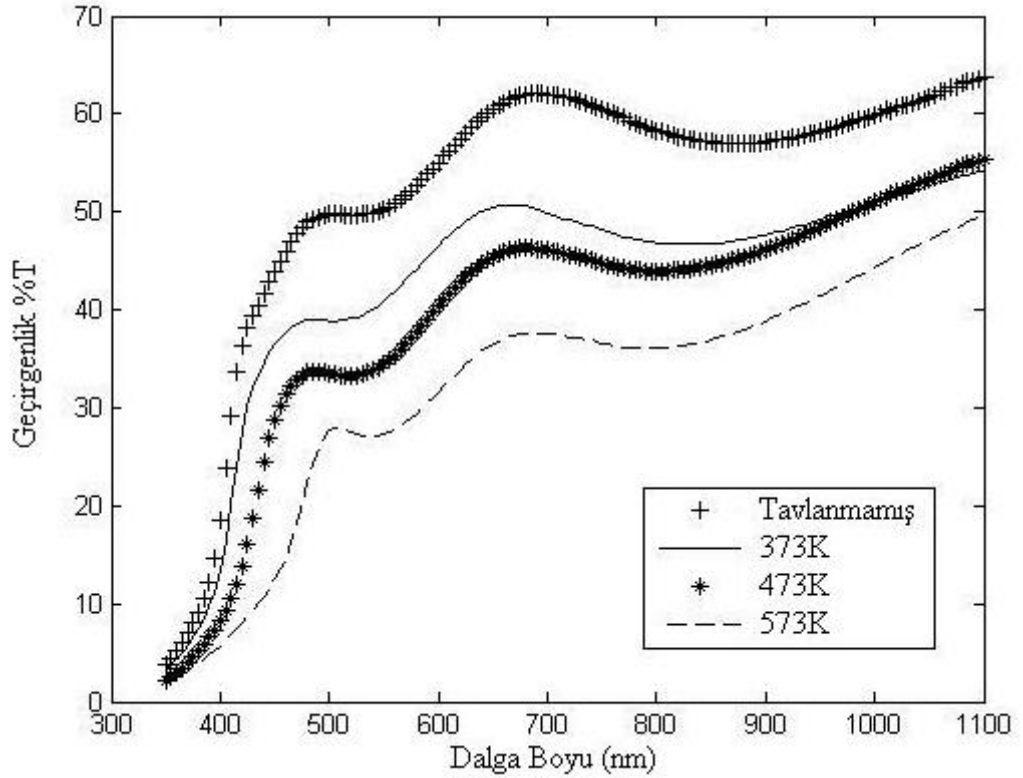
Çizelge 4.6. Farklı depolama sürelerinde farklı kalınlıklarda elde edilen ZnSe ince filmleri için enerji aralığının kalınlıkla değişimi.

Süre (saat)	Kalınlık (μm)	Enerji Aralığı E_g (eV)
2	0.30	2.98
4	0.50	3.00
6	0.67	3.10
8	0.85	3.12

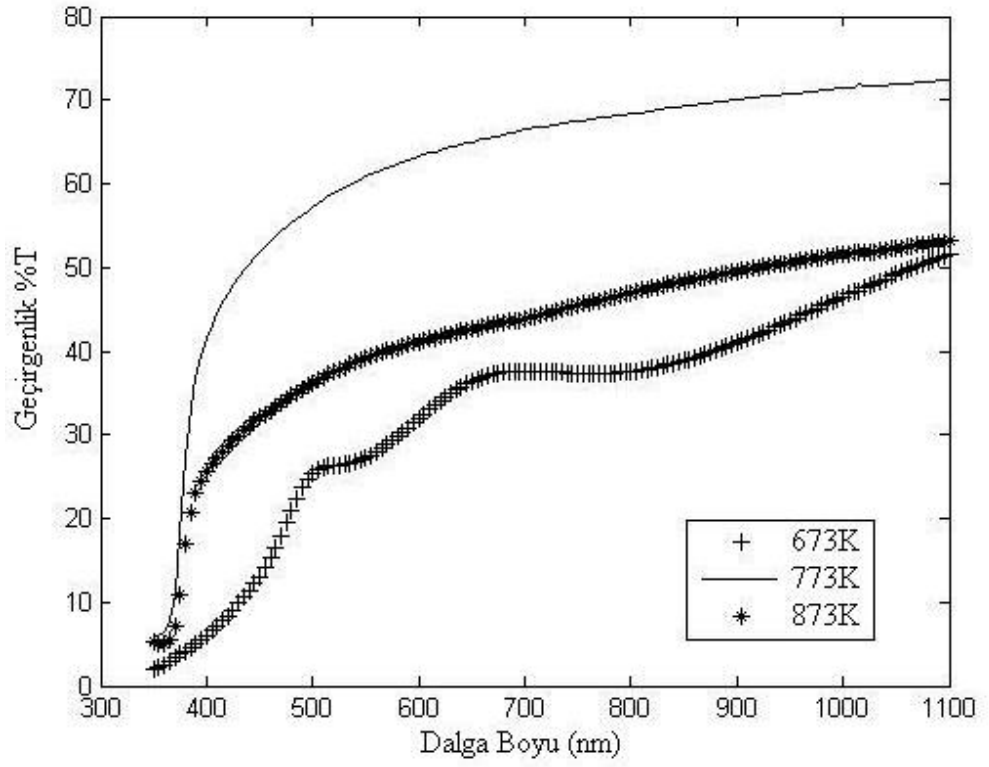
Şekil 4.25 den görüldüğü gibi kalınlık arttıkça geçirgenlik grafiğindeki girişim desenlerinin azaldığı görülmüştür. Geçirgenlik grafiğinden yararlanarak hesaplanan soğurma verilerinin grafiği (Şekil 4.26) incelendiğinde soğurma kenarının arttığı gözleniyor. Dolayısıyla da Çizelge 4.6. da görüldüğü gibi soğurma kenarının sıfır olduğu yerdeki enerji aralıkları kalınlık arttıkça artmıştır [40].

4.10. HAVA ORTAMINDA TAVLAMANIN ZnSe FİLMLERİNİN OPTİKSEL ÖZELLİKLERİ ÜZERİNDEKİ ETKİSİ

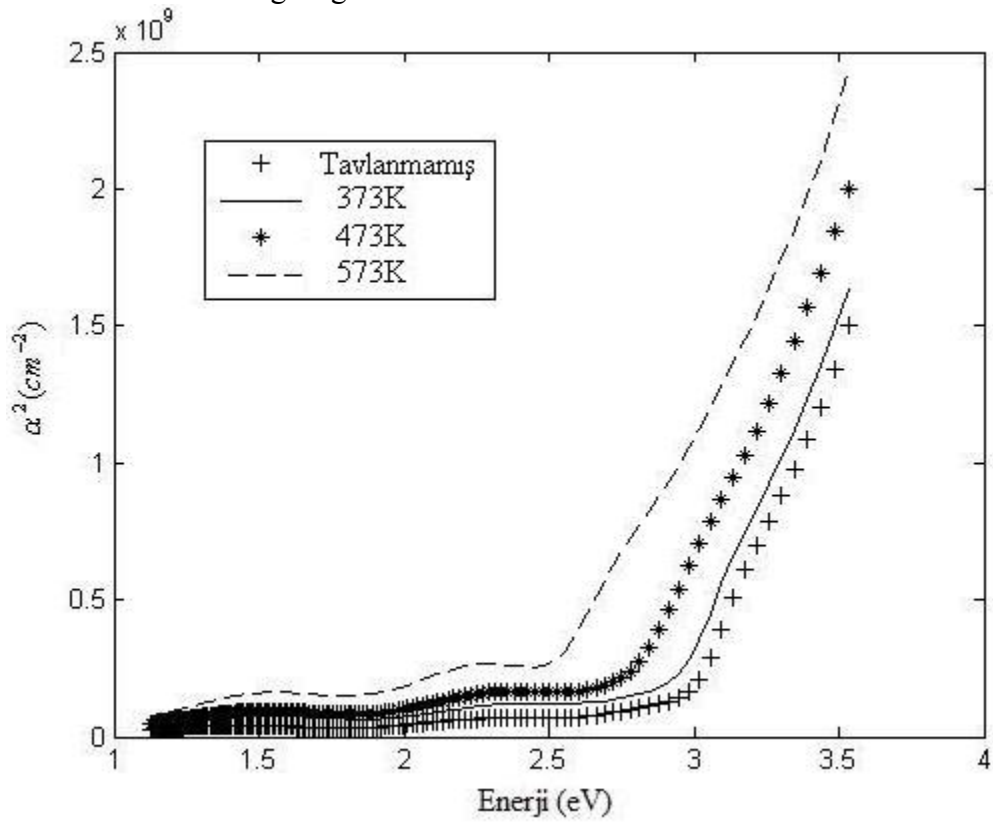
80 °C elde edilen 8 saatlik ZnSe filmlerinin hava ortamında tavlamanın optiksel özelliklerini belirleyebilmek için 373, 473, 573, 673, 773 ve 873 K sıcaklıklarda 1 saat süreyle tavlandı. Şekil 4.27- Şekil 4.28 geçirgenliğin dalga boyuna göre değişimini gösteriyor. Bu grafiklerden görüldüğü üzere tavlama sıcaklığı arttıkça geçirgenlik değerinin 673 K 'e kadar azaldığı görüldü. Ancak 773K ve 873 K de geçirgenlik değeri tekrar artmıştır. Bu durum Şekil 4.29- Şekil 4.30 incelendiğinde ise soğurma kenarının da 673 K 'e kadar azaldığı 773K ve 873 K de artığı gözlenmiştir.



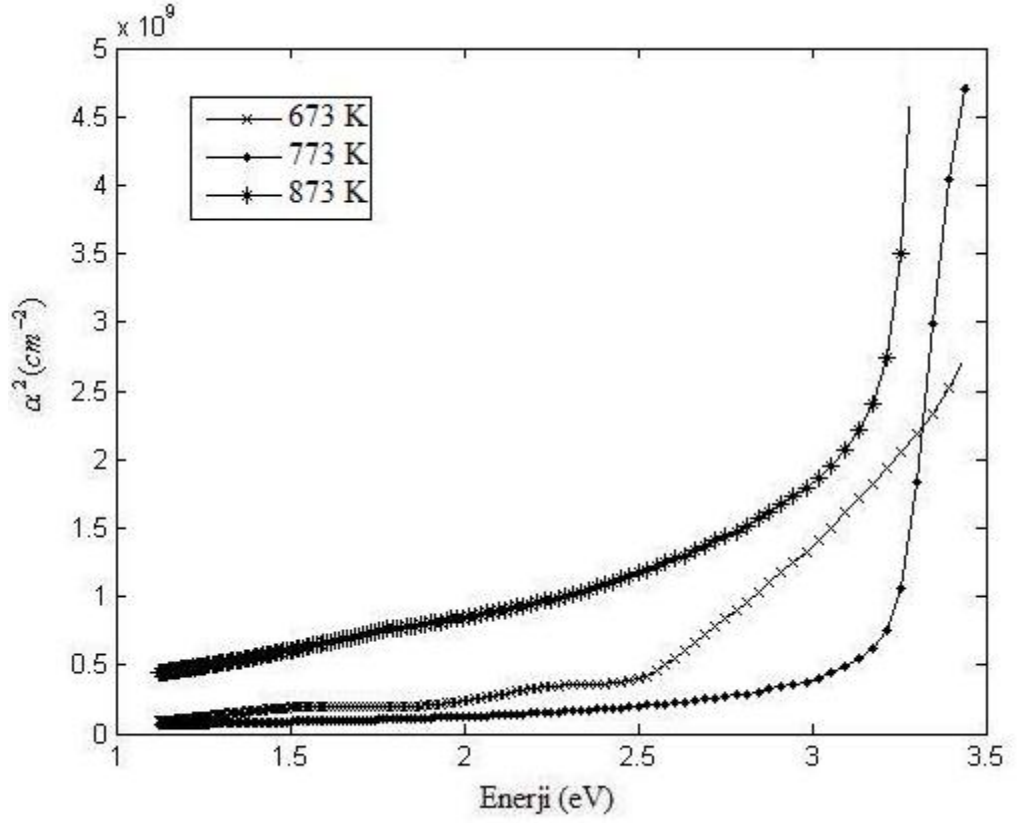
Şekil 4.27. Hava ortamında tavlanan ZnSe filminin Geçirgenlik %T-λ grafiği.



Şekil 4.28. Hava ortamında tavlanan ZnSe filminin Geçirgenlik %T- λ grafiği.



Şekil 4.29. Hava ortamında tavlanan ZnSe filminin α^2 - Enerji ($h\nu$) grafiği



Şekil 4.30. Hava ortamında tavlanan ZnSe filminin α^2 - Enerji ($h\nu$) grafiği.

Çizelge 4.7. .Farklı sıcaklıklarda hava ortamında tavlanan ZnSe ince filmleri için enerji aralığı değişimi.

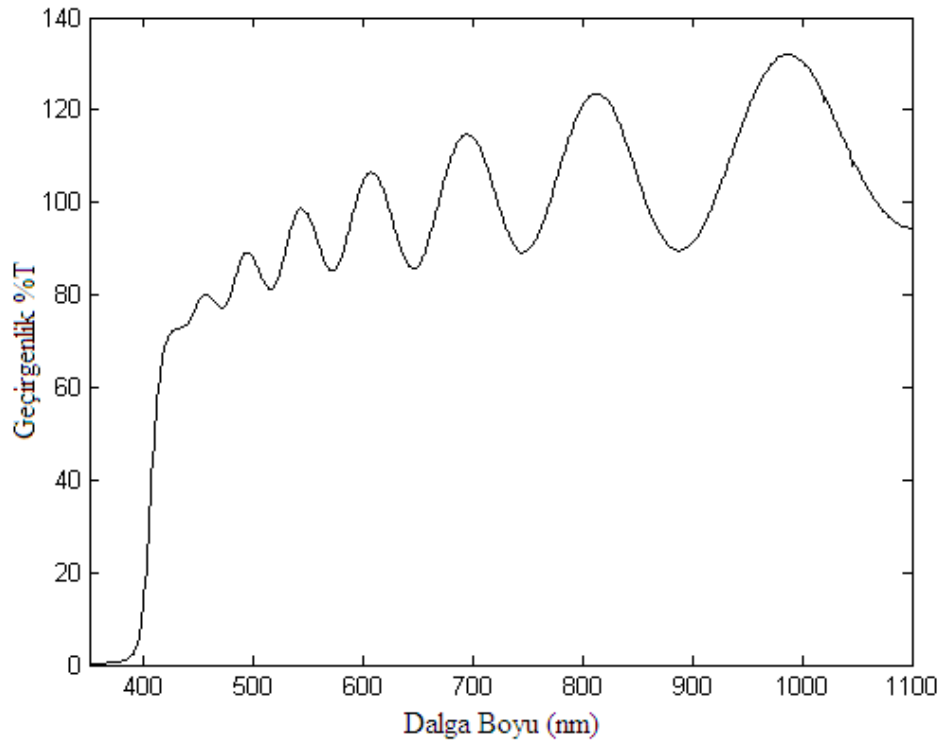
Tavlama Sıcaklığı (K)	Enerji Aralığı E_g (eV)
Tavlansamamış	2.90
373	2.85
473	2.70
573	2.40
673	2.30
773	3.10
873	3.12

Çizelge 4.7. de tavlansamayan film için 2.90 eV iken tavlama sıcaklığı 673 K'e artarken yasak enerji aralığının 2.30 eV' a azaldığı ve 773 K ve 873 K de tekrar

arttığı gözlenmiştir. ZnSe ince filmlerinin literatürdeki değeri tavlamanmayan filmler için 2.80-2.90 eV olarak elde edilmiştir[4, 13]. Bizim elde ettiğimiz değerimizde bu değerlerle uyumludur. ZnSe filmi 473 K'e tavlандığı zaman enerji aralığı 2.70 eV olarak bulundu, ki bu değer ZnSe 'ün bulk durumundaki enerji aralığına eşdeğerdir. Enerji aralığının tavlama ile azalması yarıiletken filmler için bilinen bir özelliktir. Tavlama sırasında selenür filmlerinin uçmasıyla yapıda bozulmalar meydana geliyor. 773 -873 K de film üzerinde selenür parçacıklarının kalmadığı gözlenmiştir. Dolayısıyla ZnSe filmleri ZnO filmine dönüşme eğilimi göstermiştir.

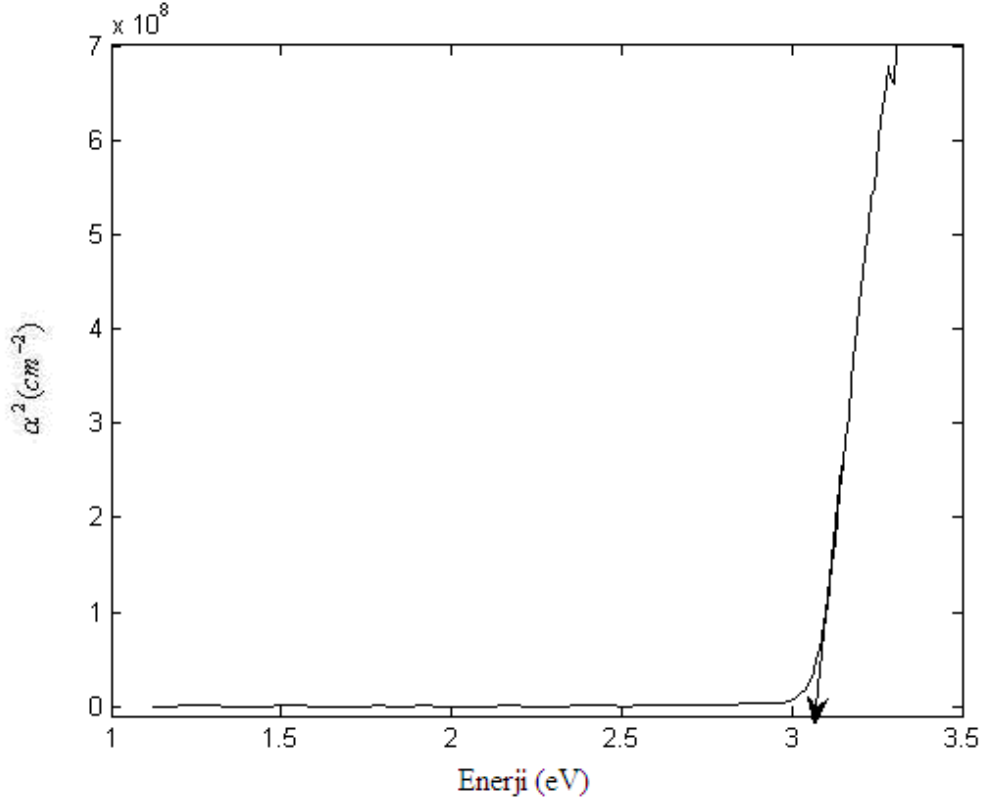
4.11. ZnSe /SnO₂ FİMLERİNİN OPTİKSEL ÖZELLİKLERİ

SnO₂ üzerine 2 şer saatlik ardışık daldırmalarla 60 C de 8 saatlik ZnSe ince filmi elde edildi. Bu filmin geçirgenlik grafiği Şekil 4.31 de verilmiştir. Girişim desenlerinden yararlanarak filmin kalınlığı 2.2 µm olarak hesaplandı.



Şekil 4.31. ZnSe /SnO₂ filminin Geçirgenlik %T- λ grafiği.

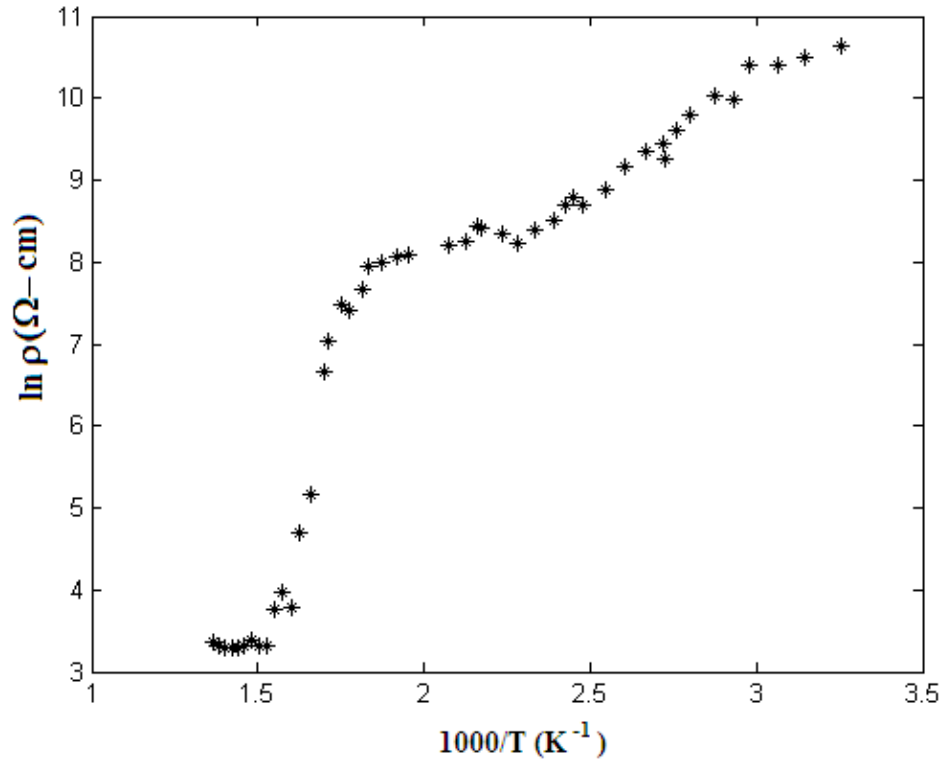
SnO₂- ZnSe filminin α^2 - Enerji ($h\nu$) grafiği Şekil 4.32 de gösterildi. Yasak enerji aralığı Şekilden de görüldüğü üzere 3.06 eV dur.



Şekil 4.32. ZnSe /SnO₂ filminin α^2 - Enerji ($h\nu$) grafiği.

4.12. SnO₂- ZnSe FİMLERİNİN ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİ

Optik zellikleri belirlenen ZnSe /SnO₂ filminin elektriksel özellikleri 4'l prop yöntemi ile belirlendi. ZnSe /SnO₂ filminin özdirencinin sıcaklıkla değişimi Şekil 4.33'de gösterilmiştir. Elde edilen veriler yardımıyla filmlerin yüksek sıcaklık ve düşük sıcaklık bölgelerindeki aktivasyon enerjileri hesaplandı. ZnSe /SnO₂ filmi için yüksek sıcaklık bölgesindeki aktivasyon enerjisi 1.17 eV, düşük sıcaklık bölgesindeki aktivasyon enerjisi ise 0.23 eV olarak hesaplandı. Şekil 4.33'ten de görüldüğü gibi sıcaklık arttıkça filmin özdirenci azalmakta, iletkenlikleri ise artmaktadır.



Şekil 4.33. 60°C’de elde edilen SnO₂-ZnSe filminin sıcaklığa bağlı öz direnç değişimi.

5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

CdS ince filmleri Kimyasal Depolama Yöntemi ile elde edildi. Hava ortamında tavlamanın bu filmlerin optiksel özellikleri üzerindeki etkisi incelendi. Filmlerin optik geçirgenlik değişimlerinden soğurma katsayısı ve yasak enerji aralığı gibi parametreler hesaplandı. Filmlerin yasak enerji aralığının tavlama ile 2.43 eV'dan 1.90 eV'a doğru azaldığı ve E_g 'nin 473 K'de literatürle aynı değerde olduğu (2.42 eV) gözlemlendi.

Hava ortamında tavlanan CdS ince filmlerinin X-ışını kırınım verileri incelendiğinde; filmlerin yapısında hegzagonal ve kübik yapının her ikisinin de bulunduğu, tavlama sıcaklığının artmasıyla hegzagonal yüzdesinin arttığı, böylece filmlerin yapısının baskın olarak hegzagonal yapıda olduğu bulundu. X-ışını verilerinden yararlanarak filmlerin tanecik büyüklükleri hesaplandı. CdS filmlerinin tanecik büyüklüklerinin ortalama 13.6 – 49.9 nm civarında olduğu Scherrer yöntemiyle hesaplandı. Tavlama ile tanecik büyüklüğünün gittikçe arttığı belirlendi. Ayrıca SEM görüntülerinden tavlanan, 373 ve 473 K' de tavlanan filmlerin çatlak ya da delik olmaksızın yüzeyinin düzgün ve küçük lifsi yapılardan oluştuğu, 573, 673 ve 773 K' de ise filmlerde bazı çatlaklar ve delikler olduğu, küçük lifsi yapıların tavlama sıcaklığı arttıkça bozulduğu görülmüştür. Filmlerin stokiyometrisini anlamak için EDX ölçümleri yapıldı. Tavlanan filmdeki Cd oranı yaklaşık olarak %75, S oranı %18 civarında olduğu gözlemlendi. Hava ortamında tavlanan filmlerde ise sıcaklık arttıkça Cd oranında çok az bir değişim olurken S oranında oldukça belirgin bir azalma olmuştur. 773 K' de tavlanan filmde hemen hemen bütün S uçmuştur.

CdS filmlerinin elektriksel iletkenlikleri ve öz direnç ölçümleri 4'lü prop yöntemiyle gerçekleştirildi. 4'lü prop yöntemiyle iki farklı sıcaklık bölgesinde aktivasyon enerjisi hesaplandı. CdS filmleri için aktivasyon enerjisi düşük sıcaklık bölgesinde 0.23 eV – 0.13 eV olarak ve yüksek sıcaklık bölgesinde 0.67 eV – 0.48 eV olarak hesaplandı. Yüksek sıcaklık bölgesindeki sıcaklık artarken aktivasyon

enerjisinin azaldığı gözlemlendi. Fakat düşük sıcaklık bölgesindeki aktivasyon enerjisi 573 K' e kadar azalırken daha sonra artmaya başladı.

Kimyasal Depolama Yöntemiyle, farklı zamanlarda farklı kalınlıklarda elde edilen ZnS ince filmlerinin optik geçirgenlik değişimlerinden; bant içi soğurmasının kalınlıkla azaldığı, yani filmde net bir düzelme olduğu gözlemlenmiştir. Bu düzelme kalınlık arttıkça tanecik büyüklüğünün artması yasak enerji aralığının azalması olarak gözlemlendi. Ayrıca azot ortamında tavlamanın ZnS ince filmlerinin optiksel özellikleri üzerindeki etkisi incelendi. Sabit tavlama sıcaklığında tavlama süresi arttıkça enerji bant aralığı ve bant keskinliği azaldı. Tavlansayan film için E_g yaklaşık olarak 3.61 eV ve tavlandıktan sonra ise 3.59-3.27 eV arasında değişti. E_g değeri tavlama süresinin değişimiyle yaklaşık 0.34 eV azalmıştır.

4'lü prop yöntemiyle öz direnci belirlenen ZnS filmi için yüksek sıcaklık bölgesindeki aktivasyon enerjisi 0.11 eV, düşük sıcaklık bölgesindeki aktivasyon enerjisi ise 0.39 eV olarak hesaplandı.

Farklı depolama sürelerinde farklı kalınlıklarda Kimyasal Depolama Yöntemi ile elde edilen ZnSe ince filmlerinin kalınlık arttıkça geçirgenlik grafiğindeki girişim desenleri azalmıştır. Soğurma kenarının sıfır olduğu yerdeki enerji aralıkları kalınlık arttıkça artmıştır. Ayrıca hava ortamında tavlamanın bu filmler üzerindeki etkisi incelendi. Yasak enerji aralığı tavlansayan film için 2.90 eV iken tavlama sıcaklığı 673 K'e artarken yasak enerji aralığının 2.30 eV' a azaldığı ve 773 -873 K de film üzerinde selenür parçacıklarının kalmadığı yasak enerji aralığının tekrar arttığı gözlemlendi. Dolayısıyla selenür'ün uçmasıyla ZnSe filmleri ZnO filmine dönüşmüştür.

ZnSe /SnO₂ ince filmi Kimyasal Depolama Yöntemiyle elde edildi. Girişim desenlerinden yararlanarak filmin kalınlığı 2.2 µm olarak hesaplandı. Yasak enerji aralığı 3.06 eV olarak bulundu. Optik özellikleri belirlenen ZnSe /SnO₂ filminin elektriksel özellikleri 4'lü prop yöntemi ile belirlendi. ZnSe /SnO₂ filmi için yüksek sıcaklık bölgesindeki aktivasyon enerjisi 1.17 eV, düşük sıcaklık bölgesindeki

aktivasyon enerjisi ise 0.23 eV olarak hesaplandı. Sıcaklık arttıkça filmin öz direnci azalmakta, iletkenlikleri ise artmaktadır.

Filmlerin kalitesini arttırmak için daha farklı alt tabanlar kullanılarak alt taban etkisi daha ayrıntılı bir şekilde incelenebilir. Film oluşumunu etkileyen çözelti pH'sının etkisi farklı depolama sıcaklıkları için araştırılabilir. Ayrıca iyon kaynaklarının konsantrasyon değişikliğinin filmin üzerindeki etkilerine bakılabilir.

KAYNAKLAR

- [1] Murali, K. R., Swaminathan, V., Trivedi, D. C. “Characteristics of Nanocrystalline CdSe Films”, *Solar Energy Materials and Solar Cells*, **81**: 113-118, (2004).
- [2] Lokhande, C. D., Patil, P. S., Tributsch, H., Ennaoui, A. “ZnSe Thin Films by Chemical Bath Deposition Method”, *Solar Energy Materials and Solar Cells*, **55**: 379-393, (1998).
- [3] Kittel, C. “Katıhal Fiziğine Giriş”, Güven Kitap Yayın Dağıtım, İstanbul, 434s, (1996).
- [4] Lokhande, C. D., Patil, P. S., Ennaoui, A. and Tributsch, H., “Chemical Bath ZnSe Thin Films: Deposition and Characterisation”, *Applied Surface Science*, **123**: 294-297, (1998).
- [5] Göde, F., Gümüş, C. and Zor, M. “Investigations on The Physical Properties of The Polycrystalline ZnS Thin Films Deposited by The Chemical Bath Deposition Method”, *Journal of Crystal Growth*, **299**: 136-141, (2007).
- [6] Nkum, R. K., Adimado, A. A., Totoe, H. “Band Gap Energies of Semiconducting Sulphides and Selenides”, *Materials Science and Engineering B*, **55**: 102-108, (1998).
- [7] Lozada-Morales, R., Rubin-Falfan, M., Zeleya Angel, O., Ramirez-Bon, R. “Characterization Of Cubic CdS Thin Films Annealed In Vacuum”, *J.Phys. Chem.Solids*, **59**: 1393-1398, (1998).
- [8] Rakhshani, A. E., and Al-Azab, A. S. “Characterization of CdS Films Prepared by Chemical Bath Deposition”, *Journal of Physics: Condensed Matter*, **12**: 8745-8755, (2000).
- [9] Gullen, C., Martinez, M.A., and Herrero, J., “Accurate Control of Thin Film CdS Growth Process by Adjusting the Chemical Bath Deposition Parameters”, *Thin Solid Films*, **335**: 37-42, (1998).
- [10] Abdulkhadar, M., and Thomas, B., “DC Conductivity of Nanoparticles of CdS and ZnS”, *Nanostructured Materials*, **10(4)**: 593-600, (1998).
- [11] Nair, P. K., Nair, M. T. S., Garcia, V. M., Arenas, O. L., Pena, Y., Castillo, A., Ayala, I. T., Gomezdaza, O., Sanchez, A., Campo, J., Hu, H., Suarez, R.,

- Rincon, M. E. "Semiconductor thin films by chemical bath deposition for solar energy related applications", *Solar Energy Materials and Solar Cells*, **52**: 313-344, (1998).
- [12] Jadhav, U. S., Kale, S. S., Lokhande, C. D. "Effect of Cd:S Ratio on the Photoconducting Properties of Chemically Deposited CdS Films", *Materials Chemistry and Physics*, **69**: 125-132, (2001).
- [13] Kale, R. B., Lokhande, C. D. "Influence of air annealing on the structural, morphological, optical and electrical properties of chemically deposited ZnSe thin films", *Applied Surface Science*, **252**: 929-938, (2005).
- [14] Ezema, F. I., Ekwealor, A. B. C. and Osuji, R. U. "Effect of Thermal Annealing on the Band Gap and Optical Properties of Chemical Bath Deposited ZnSe Thin Films", *Turk J Phys.*, **30**: 157-163, (2006).
- [15] Liua, Q., Guobinga, M., Jianpingb, A. "Chemical Bath-Deposited ZnS Thin Films: Preparation and Characterization", *Applied Surface Science*, **254**: 5711-5714, (2008).
- [16] Ximello-Queibras, J. N., Contreras-Puente, G., Aguilar-Hernandez, J., Santana-Rodriguez, G., Arias-Carbajal Readigos, A. "Physical properties of chemical bath deposited CdS thin films", *Solar Energy Materials & Solar Cells*, **82**: 263-268, (2004).
- [17] Bube, R. H. "Electrons in Solids", Academic Pres, New York, 329s, (1992).
- [18] Metin, H. "Çok Tabanlı Yarıiletken İnce Film Aygıtların Üretimi ve Modellemesi", Doktora Tezi, Ç. Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, Adana, 146s, (2002).
- [19] Esen, R. "Amorf Silisyum Karbür Filmlerin Hazırlanması ve Çeşitli Fiziksel Özellikleri Ölçümü", Doktora Tezi, Ç. Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, Adana, 107s, (1986).
- [20] Erat, S. "Kimyasal Depolama Yöntemiyle Elde Edilen CdSe İnce Filmlerinin Optik Özellikleri ve Karakterizasyonu", Yüksek Lisans Tezi, Mersin Üniversitesi, Mersin, 104s, (2007).
- [21] Külcü, N. "Kristal Yapı Analizi", Ders notları, Mersin Üniversitesi, (2006).

- [22] Mansur, F. “Püskürtme Yöntemi İle Hazırlanan SnO₂ İnce Filmlerin Özellikleri”, Yüksek Lisans Tezi, Ç. Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, Adana, 81s, (2007).
- [23] <http://host.nigde.edu.tr/hytem/YAYINLAR/ELEKTRON%20TARAMALI%20M%4%B0KROSKOP%20 SEM.pdf>
- [24] Yılmaz, S. “Dy₂O₃, Eu₂O₃, Sm₂O₃ Katkılanmış β -Bi₂O₃ Tipi Katı Elektrolitlerin Sentezlenmesi, Karakterizasyonları ve Katı Hal Oksijen İyonik İletkenliklerinin Araştırılması”, Doktora Tezi, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara, 187s, (2008).
- [25] Dieter, K. S. “Semiconductor Material and Device Characterization”, Wiley Interscience Publication, New York, 598s, (1999).
- [26] Kavgacı, M. “Kimyasal Banyo Yöntemi İle Üretilen XSe (X=Zn, Cu, Mn) İnce filmlerinde XRF Ölçümleri”, Yüksek Lisans Tezi, Kahramanmaraş Sütçü İmam Üniversitesi, Kahramanmaraş, 38s, (2007).
- [27] Zor, M. “Maddenin Elektriksel İletkenlik Özellikleri”, Anadolu Üniversitesi Yayınları, Eskişehir, 104s, (1991).
- [28] Metin, H. and Esen, R. “Annealing effects on optical and crystallographic properties of CBD grown CdS films”, *Semicond. Sci. Technol.* **18**: 647-654, (2003).
- [29] Metin, H. and Esen, R. “Annealing Studies On CBD Grown CdS thin Films”, *Journal of Crystal Growth*, **258**: 141 (2003).
- [30] Nair, P. K., Gomez Daza, O., Arias-Carbajal Readigos, A., Campos J and Nair M T S. “Formation of conductive CdO layer on CdS thin films during air heating”, *Semicond. Sci. Technol.*, **16**: 651-656, (2001).
- [31] Roy, P. and Srivastava S. K., “A new approach towards the growth of cadmium sulphide thin film by CBD method and its characterization”, *Mater. Chem. and Phys.*, **95**: 235-241, (2005).
- [32] Oladeji, I.O., Chow, L., Liu, J.R., Chu, W.K., Bustamante, A.N.P. and Fredricksen, C., “Comparative study of CdS thin films deposited by single, continuous and multiple dip chemical processes”, *Thin Solid Films*, **359**: 154-159, (2000).

- [33] Sharma, S. N., Sharma, R. K., Sood, K. N. and Singh, S. “Structural and morphological studies of chemical bath-deposited nanocrystalline CdS films and its alloys”, *Mater. Chem. and Phys.*, **93**: 368-375, (2005).
- [34] Al Kuhaimi, S.A. “Influence of preparation technique on the structural, optical and electrical properties of polycrystalline CdS films”, *Vacuum*, **51**: 349-355, (1998).
- [35] Abd-Lefdil, S., Messaoudi, C., Abd-Lefdil, M. and Sayan, D. “Temperature growth and annealing effects on CdS thin films prepared by chemical bath deposition process”, *Phys. Status Solidi (a)*, **168**: 417-423, (1998).
- [36] Hansen, M. and Anderko, K. “Constitutions of Binary Alloys”, McGraw-Hill BookCompany, Newyork, 303s, (1958).
- [37] Smits, F. M. “Measurement of sheet resistivities with the four-point probe”, *The Bell Sys. Tech. J.*, 711-718, (1958).
- [38] T. Gron et al., “Thermoelectric power of $\text{CdCr}_{2-x}\text{Ga}_x\text{Se}_4$ p-type spinel semiconductors”, *Phys. Rev.B*, **35208** 71 (2005).
- [39] Chi, C.E., Kim, W.S., Hur, H.H. “Nearly zero temperature coefficient of resistivity in antiperovskite compound CuNMn_3 ”, *Solid State Commun.*, **120** : 307-310, (2001).
- [40] Çetinörgü, E., Gümüş, C., Esen, R. “Effects of deposition time and temperature on the optical properties of air-annealed chemical bath deposited CdS films”, *Thin Solid Films*, **515**: 1688-1693, (2006).

ÖZGEÇMİŞ

1983 yılında Hatay'ın Samandağ ilçesinde doğdu. İlk, orta ve lise eğitimini Samandağ'da tamamladı. 1999 yılında Mersin Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünü kazandı ve aynı bölümden 2004 yılında mezun oldu. 2005 yılında Mersin Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında yüksek lisansa başladı. 2007-2008 döneminde Mersin Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünde araştırma görevlisi olarak çalıştı.