

**FLOR KATKILI CdO YARIİLETKEN BİLEŞİĞİNİN  
SPRAY PYROLYSIS YÖNTEMİ İLE ELDE  
EDİLMESİ**

Sinan IRMAK  
Yüksek Lisans Tezi

Fizik Anabilim Dalı  
Haziran – 2006



## **JÜRİ VE ENSTİTÜ ONAYI**

**Sinan Irmak'ın Flor Katkılı CdO Yarıiletken Bileşiğinin Spray Pyrolysis Yöntemi ile Elde Edilmesi** başlıklı Fizik Anabilim Dalındaki, Yüksek Lisans tezi 29/05/2006 tarihinde, aşağıdaki jüri tarafından Anadolu Üniversitesi Lisansüstü Eğitim-Öğretim ve Sınav Yönetmeliğinin ilgili maddeleri uyarınca değerlendirilerek kabul edilmiştir.

	<b>Adı-Soyadı</b>	<b>İmza</b>
Üye (Tez Danışmanı)	: Yard. Doç. Dr. Metin KUL	.....
Üye	: Prof. Dr. Muhsin ZOR	.....
Üye	: Yard. Doç. Dr. Salih KÖSE	.....

**Anadolu Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun**  
..... tarih ve ..... sayılı kararıyla onaylanmıştır.

**Enstitü Müdürü**



## ÖZET

**Yüksek Lisans Tezi**

### **FLOR KATKILI CdO YARIİLETKEN BİLEŞİĞİNİN SPRAY PYROLYSIS YÖNTEMİ İLE ELDE EDİLMESİ**

**Sinan IRMAK**

**Anadolu Üniversitesi**

**Fen Bilimleri Enstitüsü**

**Fizik Anabilim Dalı**

**Danışman: Yard.Doç.Dr. Metin KUL**

**2006, 92 sayfa**

Bu çalışmada değişen oranlarda flor katkılı CdO yarıiletken filmleri spray pyrolysis yöntemiyle, 250°C taban sıcaklığında ve cam tabanlar üzerinde elde edilmiştir. Elde edilen filmlerin X-ışınları kırınım desenlerinden filmlerin kristal yapısının polikristal oldukları ve kübik NaCl yapıda oluştukları belirlenmiştir. Filmlerin absorpsiyon spektrumlarından direkt bant geçişli oldukları ve yasak enerji aralıklarının 2,45 ile 2,94 eV arasında değiştiği görülmüştür. Bu filmlerin n-tipi iletim özelliği gösterdiği sıcak uç metoduyla belirlenmiştir. Oda sıcaklığında ve karanlık ortamda yapılan akım-voltaj ölçümlerinden filmlerin ohmik iletim mekanizmasına sahip oldukları belirlenmiştir. Yapılan ölçümlerden filmlerin özdirenç değerleri hesaplanmıştır. Hesaplanan özdirenç değerleri  $3,63 \times 10^{-6}$  ile  $1,30 \times 10^{-5}$  ohm.m arasında değişmektedir.

**Anahtar Kelimeler:** Bileşik yarıiletkenler, geçirgen iletken oksitler, spray pyrolysis, ohmik iletim, flor katkılı kadmiyum oksit



**ABSTRACT****Master of Science Thesis****F-DOPED CdO SEMICONDUCTOR COMPOUNDS PRODUCED BY  
SPRAY PYROLYSIS****Sinan IRMAK****Anadolu University  
Graduate School of Sciences  
Physics Program****Supervisor: Assist. Prof. Dr. Metin KUL****2006, 92 pages**

In this study, CdO semiconductor films with different fluorine concentrations have been produced at 250°C substrate temperature on to the glass substrates by the spray pyrolysis method. X-ray diffraction spectra of the films have shown that the films so formed are polycrystalline and cubic NaCl in structure. CdO:F films have been determined to have direct band gap characteristics with the band gap values lying in the range between 2,45 and 2,94 eV by using optical method. The type of the electrical conductivity of all films have been determined to be n-type characteristic by using hot probe method. The ohmic conduction mechanisms have been observed in the current-voltage characteristics of the films. The calculated values of the resistivity of the films have been found to lie between  $3,63 \times 10^{-6}$  and  $1,30 \times 10^{-5}$  ohm.m.

**Keywords:** Compound semiconductors, transparent conducting oxides, spray pyrolysis, ohmic conduction, fluorine doped cadmium oxide



## TEŞEKKÜR

Bu çalışmamın gerçekleşmesinde büyük katkıları olan değerli hocam Yard. Doç. Dr. Metin Kul'a çalışmam süresince gösterdiği ilgi, hoşgörü ve yardımları için teşekkür ederim. Anadolu Üniversitesi Fizik Bölümü Katıhal Fiziği Ana Bilim Dalı Başkanı Prof. Dr. Muhsin Zor'a bilimsel birikimime yaptığı büyük katkılar için teşekkür ederim.

Çalışmam sırasında bilimsel deneyimlerini benimle paylaşmaktan çekinmeyen değerli hocalarım Öğr. Gör. Dr. Şenol Aybek ve Araş. Gör. Evren Turan'a yardımları için teşekkürü bir borç bilirim.

Anadolu Üniversitesi Fen Fakültesi Kimya bölümü Araş. Gör. İlhami Çelik ve Yard. Doç. Dr. Turgay Tay'a optik absorpsiyon spektrumlarının çekilmesine yardım ettikleri için ve Mühendislik Fakültesi Malzeme Bilimi ve Mühendisliği Bölümü Araş. Gör. Ayşe Kalemtaş ve Tekniker Havva Ünlüce'ye X-ışınları kırınım desenlerinin çekilmesine yardım ettikleri için teşekkür ederim.

Çalışmam süresince verdikleri destek ile daima yanımda olan sevgili arkadaşlarım Fizikçi Hakan Bal, Fizikçi Serdal Tahhuşoğlu ve Mimar Gökhan Akdeniz ve Yaşar Curci'ye çok teşekkür ederim. Ayrıca sevgili arkadaşım Fizikçi Samet Bilaloğlu ve değerli ailesine konukseverlikleri, hoşgörülerini ve yardımları için en içten teşekkürlerimi sunarım. Çalışmam sırasında desteği ve yardımları ile yanımda olan Esra Köymen'e yürekten teşekkür ederim.

Oğulları olmaktan her zaman büyük onur duyduğum sevgili annem ve sevgili babama çalışmam süresince gösterdikleri sabır ve her zaman olduğu gibi verdikleri sonsuz destek için çok teşekkür ederim.

Sinan IRMAK

Haziran - 2006



## İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
<b>ÖZET.....</b>	<b>i</b>
<b>ABSTRACT .....</b>	<b>ii</b>
<b>TEŞEKKÜR .....</b>	<b>iii</b>
<b>İÇİNDEKİLER .....</b>	<b>iv</b>
<b>ŞEKİLLER DİZİNİ .....</b>	<b>vii</b>
<b>ÇİZELGELER DİZİNİ .....</b>	<b>x</b>
<b>SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ .....</b>	<b>xi</b>
<b>1. GİRİŞ VE AMAÇ .....</b>	<b>1</b>
1.1. Giriş.....	1
1.2. II-VI Bileşikler.....	2
1.3. CdO Bileşiğinin Özellikleri .....	5
1.4. Flor katkılı CdO Bileşiğinin Özellikleri.....	7
1.5. Amaç .....	9
<b>2. YARIİLETKENLER .....</b>	<b>10</b>
2.1. Giriş.....	10
2.2. Katılarda Bant Oluşumu ve Yarıiletkenlerde Bant Yapısı.....	11
2.3. Taşıyıcı Konsantrasyonu ve Has Yarıiletkenler.....	14
2.4. Katkılı Yarıiletkenler .....	20
2.4.1. n-tipi Yarıiletkenler .....	20
2.4.2. p-tipi Yarıiletkenler .....	23
2.5. Elektriksel İletkenlik ve Mobilite .....	26
<b>3. FİLMLERİN ELDE EDİLMESİ .....</b>	<b>30</b>
3.1. Giriş.....	30
3.2. Spray Pyrolysis Yöntemi .....	30
3.3. Spray-Pyrolysis Yöntemi ile Katkısız CdO ve Flor Katkılı CdO Filmlerinin Elde Edilmesi .....	32



3.3.1. Püskürtme Kabini .....	33
3.3.2. Isıtıcı ve Sıcaklık Kontrolü .....	34
3.3.3. Püskürtme Başlığı .....	34
3.3.4. Püskürtme Basıncı .....	36
3.3.5. Çözelti Akış Hızı .....	36
3.3.6. Çözeltilerin Hazırlanması .....	37
3.4. Deneyin Yapılışı .....	38
3.5. Elde Edilen Filmlerin Kalınlıkları .....	40
<b>4. CdO FİMLERİNİN X-IŞINI KIRINIMI DESENLERİ</b>	<b>42</b>
4.1. Giriş .....	42
4.2. X-Işını Kırınımı .....	42
4.3. Katkısız CdO ve F Katkılı CdO Filmlerinin X-Işını Kırınım Desenleri .....	45
<b>5. CdO FİMLERİN TEMEL ABSORPSİYON SPEKTRUMLARI</b>	<b>57</b>
5.1. Giriş .....	57
5.2. Temel Absorpsiyon Olayı .....	58
5.2.1. Direkt Bant Geçişİ .....	60
5.2.2. İndirekt Bant Geçişİ .....	62
5.3. Absorpsiyon Yöntemi ile Yarıiletkenlerin Yasak Enerji Aralıklarının Belirlenmesi .....	64
5.4. Katkısız CdO ve Flor Katkılı CdO Filmlerinin Temel Absorpsiyon Spektrumları ve Yasak Enerji Aralıkları .....	65
<b>6. CdO FİMLERİNİN DC İLETKENLİĞİ</b>	<b>73</b>
6.1. Giriş .....	73
6.2. Metal-Yarıiletken Kontaklar .....	73
6.3. Katkısız CdO ve F Katkılı CdO Filmlerde Metal-Yarıiletken-Metal Yapıların Oluşturulması .....	79
6.4. Ohmik İletim ve Elde Edilen Katkısız CdO ve F Katkılı CdO Filmlerinin Akım-Voltaj Karakteristikleri .....	80



<b>7. TARTIŞMA ve SONUÇ</b>	<b>88</b>
<b>KAYNAKLAR .....</b>	<b>90</b>



## ŞEKİLLER DİZİNİ

1.1. Wurtzite örgü (Madelung, 1996) .....	3
1.2. a) Yüzey-merkezli kübik (fcc) yapı b) kübik (sphalerite) kristal yapı (Nag, 1980)...	3
1.3. NaCl örgü .....	4
2.1. Saf bir yarıiletkenin (a) mutlak sıcaklıkta (b) oda sıcaklığında iletim ve valans bantları ve ısıl olarak uyarılmış elektron ve holler (McKelvey, 1966) .....	11
2.2. Karbon (C) kristalinde enerji bantlarının oluşumu (McKelvey, 1966) .....	12
2.3. İzole atomlar bir kristalde bir araya getirilirken ayrı atomik enerji düzeylerinin bantlara yarılmasının şematik gösterimi (McKelvey, 1966).....	14
2.4. Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu (Streetman, 1980).....	15
2.5. Bir yarıiletkende $m_e^* = m_h^*$ durumunda a) İletim ve valans bantları b) Dağılım fonksiyonu ile elektron ve hollerin durum yoğunluğu (Omar, 1975) ....	16
2.6. Has yarıiletkenlerde ( $m_e^* = m_h^*$ ) Fermi enerji seviyesi.....	20
2.7. Silisyum atomuna arsenik katkılanması (Kittel, 1996).....	21
2.8. n-tipi bir yarıiletkenin a) 0 K'de b) $T > 0$ K sıcaklıkta enerji bant diyagramı (Allison, 1990).....	22
2.9. Si kristaline B atomu katkılanması (Kittel, 1996).....	23
2.10. p-tipi bir yarıiletkenin (a) 0K'de (b) $T \cong 300K$ 'de bant yapısı (Allison, 1990) .....	24
2.11.(a) n-tipi (b) p-tipi katkılı yarıiletkenlerde Fermi enerji seviyeleri.....	25
3.1. Damlacık boyutuna bağlı çeşitli depozisyon yöntemleri (Siefert, 1984).....	31
3.2. Spray-pyrolysis deney seti .....	33
3.3. SP yönteminde kullanılan ultrasonik püskürtme başlığı ve aerodinamiğinin şematik gösterimi .....	35
4.1. d mesafesiyle ayrılmış, belirli bir örgü düzlemleri ailesinden bir Bragg yansıması (Ashcroft ve Mermin, 1987) .....	43



4.2. 200±5°C taban sıcaklığında elde edilen CdO filminin x-ışını kırınım deseni .....	50
4.3. 225±5°C taban sıcaklığında elde edilen CdO filminin x-ışını kırınım deseni .....	51
4.4. 250±5°C taban sıcaklığında elde edilen CdO filminin x-ışını kırınım deseni .....	52
4.5. 250±5°C taban sıcaklığında elde edilen %2 F katkılı CdO filminin x-ışını kırınım deseni .....	53
4.6. 250±5°C taban sıcaklığında elde edilen %4 F katkılı CdO filminin x-ışını kırınım deseni .....	54
4.7. 250±5°C taban sıcaklığında elde edilen %6 F katkılı CdO filminin x-ışını kırınım deseni .....	55
4.8. 250±5°C taban sıcaklığında elde edilen %8 F katkılı CdO filmin x-ışını kırınım deseni .....	56
5.1. Yarıiletkende temel absorpsiyon spektrumu .....	59
5.2. Direkt bant geçişi .....	60
5.3. (a) Bir yarıiletkende indirekt vadiler arası indirekt bant geçişi (b) Direkt bantlarda bir $E_{ilk}$ ilk enerji seviyesinden iletim bandına mümkün indirekt bant geçişlerinden dördü (Pankove, 1975) .....	63
5.4. Bir yarıiletkende absorpsiyon katsayısının fotonun enerjisine göre değişiminden yasak enerji aralığının belirlenmesi .....	64
5.5. Katkısız ve F katkılı CdO yarıiletken filmleri için hesaplanan yasak enerji aralığı değerlerinin $NH_4F$ konsantrasyonlarına göre değişimi .....	67
5.6. 250±5°C taban sıcaklığında elde edilen CdO filminin oda sıcaklığında (a) temel absorpsiyon spektrumu (b) $(\alpha h\nu)^2 \sim h\nu$ değişimi .....	68
5.7. 250±5°C taban sıcaklığında elde edilen %2 F katkılı CdO filminin oda sıcaklığında (a) temel absorpsiyon spektrumu (b) $(\alpha h\nu)^2 \sim h\nu$ değişimi .....	69
5.8. 250±5°C taban sıcaklığında elde edilen %4 F katkılı CdO filminin oda sıcaklığında (a) temel absorpsiyon spektrumu (b) $(\alpha h\nu)^2 \sim h\nu$ değişimi .....	70
5.9. 250±5°C taban sıcaklığında elde edilen %6 F katkılı CdO filminin oda sıcaklığında (a) temel absorpsiyon spektrumu (b) $(\alpha h\nu)^2 \sim h\nu$ değişimi .....	71



5.10. 250±5°C taban sıcaklığında elde edilen %8 F katkılı CdO filminin oda sıcaklığında (a) temel absorpsiyon spektrumu (b) $(\alpha h\nu)^2 \sim h\nu$ değişimi .....	72
6.1. Metal- n tipi yarıiletken kontağının enerji bant diyagramı ( $\phi_m - \phi_s$ ) .....	75
6.2. Metal- n tipi yarıiletken ohmik kontağının enerji bant diyagramı ( $\phi_s > \phi_m$ ) .....	76
6.3. a) Donör tipi yüzey durumlarının b) akseptör tipi yüzey durumlarının metal-(n-tipi) yarıiletken kontağındaki enerji-bant yapısına etkisi .....	78
6.4. Düzlemsel formda oluşturulan metal-yarıiletken-metal yapının şematik görünüşü .....	79
6.5. Ohmik iletim için akım-voltaj karakteristiği .....	81
6.6. 250±5°C taban sıcaklığında elde edilen CdO yarıiletken filminin akım voltaj karakteristiği .....	82
6.7. 250±5°C taban sıcaklığında elde edilen %2 F katkılı CdO yarıiletken filminin akım voltaj karakteristiği .....	83
6.8. 250±5°C taban sıcaklığında elde edilen %4 F katkılı CdO yarıiletken filminin akım voltaj karakteristiği .....	84
6.9. 250±5°C taban sıcaklığında elde edilen %6 F katkılı CdO yarıiletken filminin akım voltaj karakteristiği .....	85
6.10. 250±5°C taban sıcaklığında elde edilen %8 F katkılı CdO yarıiletken filminin akım voltaj karakteristiği .....	86



## ÇİZELGELER DİZİNİ

1.1. Bazı II-VI bileşiklerine ait enerji bant aralıkları ve iletkenlik türleri (T=300 K) (Fahrenbuch, 1977) .....	2
3.1. Filmlerin elde edilme özellikleri ve kalınlıkları .....	40
5.1. Katkısız ve F katkılı CdO yarıiletken filmleri için hesaplanan yasak enerji aralığı değerleri .....	67
6.1. Elde edilen metal-yarıiletken-metal yapılarda $\ell$ , $d'$ ve $w$ değerleri .....	80
6.2. Elde edilen metal-yarıiletken-metal yapılarda iletkenlik ve öz direnç değerleri .....	81



## SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

$a$	: Kristalografik örgü parametresi
$c$	: Işık hızı
$d$	: Kristal düzlemleri arası uzaklık
$d'$	: Kontaklar arası mesafe
$e$	: Temel yük
$E$	: Enerji
$E_a$	: Katkılı yarıiletkende akseptör enerji seviyesi
$E_F$	: Fermi enerji seviyesi
$E_c$	: İletim bandı enerji seviyesi
$E_d$	: Katkılı yarıiletkende donör enerji seviyesi
$E_{F_i}$	: Has yarıiletkenlerde Fermi enerji seviyesi
$E_g$	: Yasak enerji aralığı
$E_H$	: Hidrojen atomunun birinci iyonlaşma enerjisi
$E_v$	: Valans bandı enerji seviyesi
$F(E)$	: Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu
$g_c(E)$	: İletim bandındaki elektronların durum yoğunluğu fonksiyonu
$g_v(E)$	: Valans bandındaki hol durum yoğunluğu fonksiyonu
$h$	: Planck sabiti
$I$	: Işın şiddeti
$I_0$	: Materyale gelen ışının şiddeti
$\vec{J}$	: Elektrik alan uygulanan bir yarıiletkende elektronların ve hollerin oluşturduğu toplam akım yoğunluğu vektörü
$k$	: Boltzman sabiti
$\ell$	: Elektrot boyutu
$m_e^*$	: İletim bandındaki elektronların etkin kütlesi
$m_h^*$	: Valans bandındaki hollerin etkin kütlesi
$n$	: İletim bandındaki elektronların yoğunluğu
$n_0$	: Kırılma indisi
$n'$	: Kırınım olayında yansıma mertebesi



$N_a$	: Katkılı yarıiletkende akseptör yoğunluğu
$N_c$	: İletim bandındaki elektronların etkin durum yoğunluğu
$N_d$	: Katkılı yarıiletkende donör yoğunluğu
$n_i(T)$	: Has yarıiletkenler için taşıyıcı yoğunluğu
$N_v$	: Valans bandındaki hollerin etkin durum yoğunluğu
$p$	: Valans bandındaki hollerin yoğunluğu
$S$	: Cam tabanın yüzey alanı
$T$	: Sıcaklık
$v$	: Elektrik alan uygulanan bir yarıiletkende taşıyıcıların sürüklenme hızı
$w$	: Kaplanan yarıiletken filmin kalınlığı
$\alpha$	: Lineer absorpsiyon katsayısı
$\Delta m$	: Filmin kütlesi
$\epsilon_r$	: Yarıiletkenin bağıl dielektrik sabiti
$\Phi$	: İş fonksiyonu
$\lambda_g$	: Gelen fotonun dalgaboyu
$\mu$	: Mobilite
$\rho_f$	: Filmin yoğunluğu
$\sigma$	: Elektriksel iletkenlik
$\tau$	: Taşıyıcıların çarpışmaları arasında geçen süre
$\theta$	: Bragg açısı
$\nu$	: Işığın frekansı

MESFET: Metal-Semiconductor Field Effect Transistor

MOSFET: Metal-Oxide-Semiconductor Field Effect Transistor

IMPATT : Impact-Avalanche Transit-Time

### Alt ve üst indisler

$a$	: Akseptör
$e$	: Elektron
$d$	: Donör
$f_l$	: Film



f	: Fonon
h	: Hol
i	: Has (intrinsic)
k	: Katkılı
m	: Metal
s	: Yarıiletken
t	: Toplam
*	: Etkin
abs	: Absorpsiyon
em	: Emisyon



## 1. GİRİŞ VE AMAÇ

### 1.1. Giriş

İnce katı filmler, akademik ve endüstriyel araştırmalar için önemli bir yere sahiptirler. İnce metal filmler önceleri cam ve seramikler üzerinde dekorasyon amaçlı kullanılmışlardır. Gümüş tuzları kullanılarak da cam yüzeyler üzerine gümüş filmler elde edilmiştir. Film elde etmede elektroliz yöntemi ilk olarak 1838’de kullanılmış, 1852’de Grove “glowe-discharge sputtering” yöntemi ile, 1857’de Faraday asal gaz içersinde buharlaştırma yolu ile, 1887’de Nahrwald vakum kullanarak “Joule ısıtması” yöntemi ile ve bir yıl sonra Kundt aynı yöntemle metal filmler elde etmişlerdir (Zor, 1982).

Vakum cihazları geliştirildikten sonra modern yöntemlerle elde edilen ince filmler katıların kristal yapıları, elektriksel ve optik özellikleri ile bunlar arasındaki ilginin araştırılmasında ve teknolojinin çeşitli alanlarında kullanılır olmuştur.

İnce filmler elektronik ve optoelektronik endüstrisinin belkemiğini oluşturmuştur. Bu alanlarda kullanılan diyotlar ve diğer birçok cihaz yarıiletkenlerin ya da elektroluminesans özelliği gösteren maddelerin ince tabakalarından oluşturulmuştur. Böylece bilgisayarlardan cep telefonlarına kadar günlük hayatımızda sıkça kullandığımız cihazların yapımında ince filmler önemli bir yere sahip olmuşlardır. İnce filmler ayrıca medikal, askeri ve daha birçok amaç için kullanılan sensörlerin de temelidir (Soriaga ve ark., 2002).

Yarıiletken ince filmler üç temel yöntemle elde edilmektedirler. Bunlar tek katlı epitaksiyel (homoepitaksiyel) filmler, çok katlı epitaksiyel (heteroepitaksiyel) filmler ve polikristal filmlerdir. Homoepitaksiyel ve heteroepitaksiyel filmler ileri teknolojinin kullanımı ile elde edilen maliyeti yüksek filmlerdir. Bilimsel çalışmalarda bu yüzden daha düşük maliyetle ve pratik olarak elde edilen polikristal filmler tercih edilmektedir. Polikristal filmler optik ve elektriksel özellikleri nedeniyle güneş pili, yarıiletken detektör gibi birçok uygulama alanı olan basit ve farklı yöntemlerle elde edilen yarıiletken



materyallerdir. Yapılan çalışmalarda kalınlığı 1  $\mu\text{m}$ 'den küçük olan filmler ince film, büyük olanlar ise kalın film olarak adlandırılır.

## 1.2. II-VI Bileşikleri

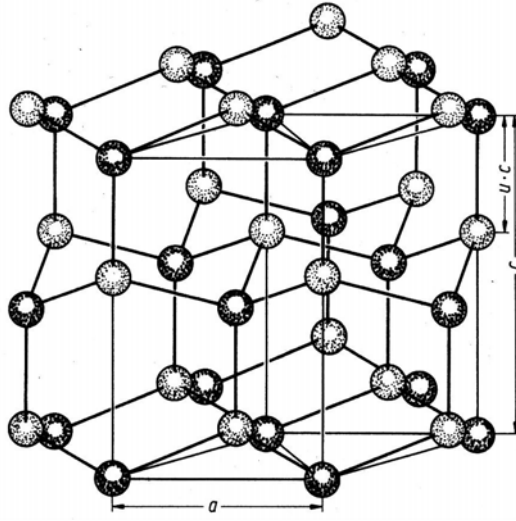
Periyodik cetvelin II. Grup elementlerinden olan Zn, Cd, Hg, VI. grup elementleri olan O, S, Se ve Te ile 12 tane ikili bileşik oluştururlar. Ayrıca bu bileşikler ile üçlü, dördü hatta beşli bileşikler de oluşturulmaktadır. II-VI grup ikili bileşiklerinin enerji bant aralığı 1,8 - 4 eV arasında değişir (Nag, 1980). Yasak enerji aralıklarının geniş bir bölgeyi kapsamamasından dolayı II-VI bileşikleri teknolojiye ve bilimsel çalışmalarda yaygın olarak kullanılmaktadırlar. Bazı II-VI grup ikili bileşiklerine ait yasak enerji aralıkları ve iletkenlik türleri Çizelge 1.1'de verilmiştir.

**Çizelge 1.1.** Bazı II-VI bileşiklerine ait enerji bant aralıkları ve iletkenlik türleri (T=300 K)  
(Fahrenbuch, 1977)

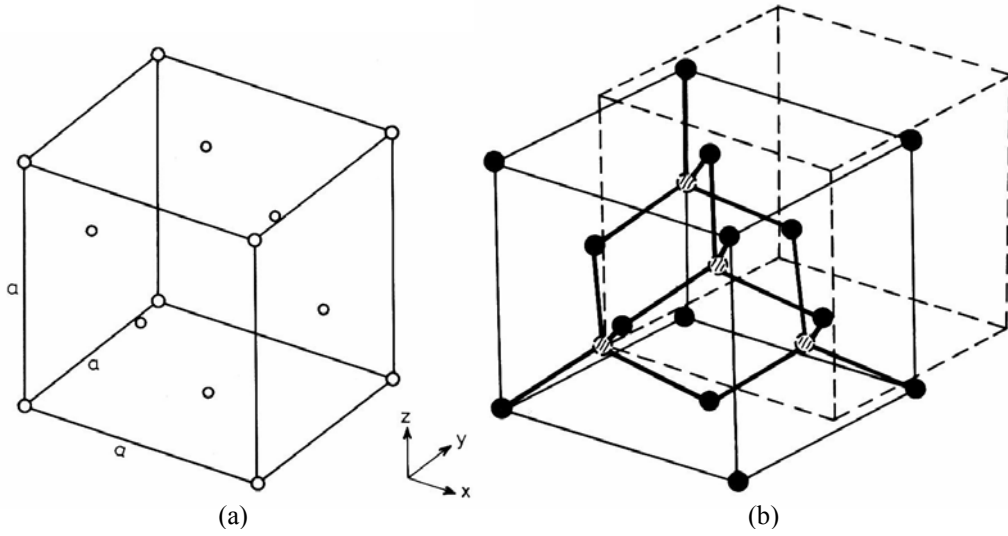
Materyal	İletkenlik tipi	E <sub>g</sub> (eV)
CdS	n	2,42
CdSe	n	1,74
CdTe	n	1,47
ZnS	n	3,66
ZnSe	n	2,67
ZnTe	p	2,25
ZnSSe	n	3,12
ZnCdS	n	2,8

En önemli bileşik yarıiletkenler genellikle zinc blende (sphalerite), wurtzite ya da kaya tuzu (sodyum klorür) yapılarında kristalize olmaktadır. Bazı bileşik yarıiletken çalışmalarıyla ilgili olan chalcopryte kristal yapı ile cinnabar, rhombohedral ya da çok-tabakalı hekzagonal yapılar gibi başka yapılar da vardır (Nag, 1980). II-VI bileşiklerinde zincblende, wurtzite ve sodyum klorür (NaCl) örgüler hâkimdir. Kadmiyum oksit, (CdO), sodyum klorür, yapıya sahiptir (Madelung, 1996).





Şekil 1.1. Wurtzite örgü (Madelung, 1996).

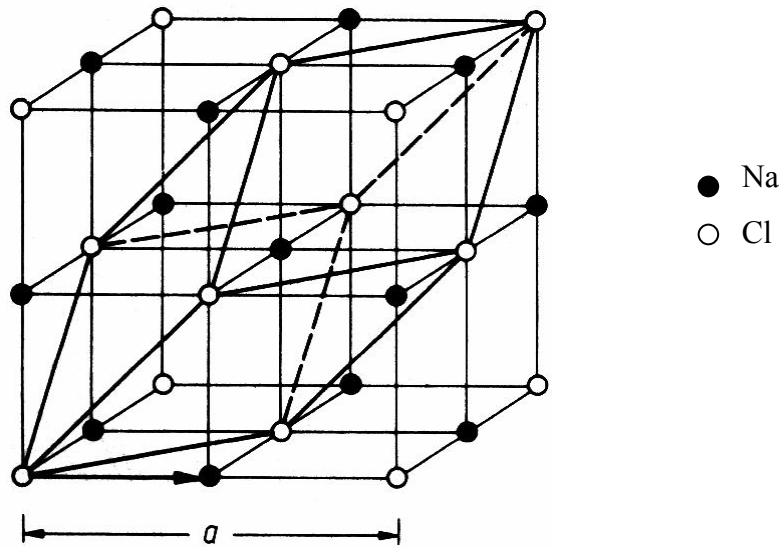


Şekil 1.2. a) Yüzey-merkezli kübik (fcc) yapı b) kübik (sphalerite) kristal yapı (Nag, 1980).

Kaya tuzu yapısında atomların düzeni, iki tür atomun bir yüzey-merkezli kübik örgüde karşılıklı pozisyonları işgal etmesi gibidir. Bu yapı ayrıca iki tane iç içe geçmiş paralel yüzey merkezli örgü olarak da dikkate alınabilir. Bu örgülerden birinin köşesi, bir köşegen uzunluğunun yarısı kadar bir mesafede, diğerinin cisim köşegeni üzerinde yer almıştır. Kristal yapısı bundan dolayı, iki türün iki atomu



bazlı yüzey-merkezli-kübik örgü olarak da tanımlanabilir. Bu yapıda baz ise, aralarındaki uzaklık kübün cisim köşegeninin yarısı kadar olan iki karşıt yüklü iyonlardan, örneğin NaCl bileşiği için, bir  $\text{Na}^+$  ve bir  $\text{Cl}^-$  iyonundan oluşur. Baz vektörü  $(a/2, a/2, a/2)$ 'dir. Uzay örgüsü böylece yüzey merkezli kübik örgü olup, örgü sabiti  $a$ 'dır. Kübün kenarı ve referans eksenleri, küp yüzeylerine paralel alınır ve bir köşe orijin seçilir. Kaya tuzu yapı için ilkel öteleme vektörleri, ters örgü, bir birim hücredeki atomların sayısı ve terminoloji sphalerite yapılarınıninkiler ile özdeştir. Bununla birlikte, iki sistemdeki baz vektörlerinin uzunluklarının farkından dolayı, özelliklerinde bazı önemli farklılıklar vardır. İlk olarak, örgü, iki farklı türün sıklıkla iyonik atomları tarafından şekillense de, kaya tuzu yapısında inversion simetrisi vardır. Sphalerite yapıda inversiyon simetrisi yoktur. İkinci olarak, kaya tuzu yapısında bir atom, altı atom tarafından çevrelenmiştir ve sonraki en yakın komşuları on iki tanedir. Sphalerite yapılar için bu sayılar dört ve on ikidir (Nag 1980; Kittel 1996).



Şekil 1.3. NaCl örgü

Kaya tuzu yapısına sahip olan önemli bileşik yarıiletkenler kurşunun sülfatları, selenürleri ve tellürleridir (Nag, 1980). PbS, PbSe ve PbTe dar yasak enerji aralıklı yarıiletkenlerdir (Madelung, 1996). Bu materyallerin bant yapıları



sphalerite ve wurtzite yapılarınkine benzerliklere sahiptir, ancak baz vektörlerinin uzunluklarının farkından dolayı, önemli farklılıklar da vardır. Bu farkların en önemlisi valans bandının maksimumunun yeri ve bununla ilişkili sabit enerji yüzeylerinin şeklidir (Nag, 1980).

### 1.3. CdO Bileşiğinin Özellikleri

Son yıllarda Zn, In, Sn ve Cd oksitlerinin ince filmleri daha çok fotovoltaik güneş pilleri, gaz sensörleri, geçirgen elektrotlar ve diğer optoelektronik cihazları içeren potansiyel uygulamalarından dolayı dikkate değer bir ilgi çekmişlerdir (Carballeda-Galicia ve ark., 2000). Modern opto-elektronik ve fotovoltaik cihazlarda umut verici perspektifler gösteren CdO ve  $\text{SnO}_2$ , ZnO,  $\text{In}_2\text{O}_3$ 'ün ince filmleri geçirgen iletken oksitlerdir (Ferro ve ark., 2000). Geçirgen iletken oksitler (Transparent Conducting Oxides – TCO) opto-elektronik cihazların fabrikasyonundaki önemlerinden dolayı yaygın olarak çalışılmaktadır (Lokhande ve Uplane, 2001). Ayrıca mimari pencereler, düz-pano (flat-panel) göstergeler, ince-film fotovoltaikleri, akıllı pencereler, polimer-temelli elektronik gibi çeşitli uygulamalar için yaygın olarak kullanılmaktadır (Li ve ark., 2001). Son yıllarda TCO filmlerin depozisyonu ve karakterizasyonuna olan ilgi artmıştır. CdO,  $\text{SnO}_2$ , ZnO, ITO,  $\text{Cd}_2\text{SnO}_4$  v.b. gibi geçirgen iletken oksitler yüksek kaliteli elektrik ve optik özelliklerinden dolayı büyük ilgiye sahiptirler (Ferro ve Rodriguez 1999; Ghosh ve ark. 2004).  $\text{SnO}_2$ , ITO, ZnO, CdO gibi oksitler yarıiletken optoelektronik cihaz teknolojisinde yaygın olarak kullanılmaktadır (Ferro ve Rodriguez, 1999).

CdO ilk keşfedilenlerden biri olmasına rağmen belki de en az incelenmiş TCO' dur (Ferro ve ark., 2001). İletken oksitler arasında CdO, optoelektronik alan için umut vaat eden bir materyal olmasına rağmen çok az ilgi çekmiştir (Lokhande ve Uplane, 2001). CdO, optoelektronik uygulamalar için teknolojik olarak önemli bir maddedir. Geçirgen iletkenlerin çeşitli optoelektronik cihazlarda, yarıiletken-yalıtkan-yarıiletken ve heteroeklem güneş pillerinde, ve ısı aynası kaplamalarında artan kullanımı, CdO filmlerin optoelektronik uygulamalarına olan ilgiyi artırmıştır (Sravani ve ark., 1994).



Son yıllarda, CdO fotovoltaiik endüstrisinde kullanım için çok umut vaat eden bir materyal olarak kendini göstermiştir (Ferro ve Rodriguez, 2000). CdO'in optoelektronik özellikleri, bu materyali bir güneş pili materyali olarak oldukça güvenilir kılmaktadır (Ferro ve Rodriguez 1999; Ramakrishna Reddy ve ark. 1998). Oda sıcaklığında 2,2 – 2,8 eV arasında yasak enerji aralığı, katkılama olmadan bile yüksek elektriksel iletkenliği, güneş ışımalarının spektral bölgesindeki optik geçirgenliği ve yüksek transmiseyona sahip olmasından dolayı CdO başta güneş pilleri olmak üzere fotodiyotlarda, fototransistörlerde, fotovoltaiikte, geçirgen elektrotlarda, sıvı kristal göstergelerde, IR detektörlerde ve yansıma yapmayan kaplamalarda uygulanabilir olmuştur (Ferro ve Rodriguez 1999; Ferro ve Rodriguez 2000; Ferro ve ark. 2001; Lokhande ve Uplane 2001).

CdO ince filmleri chemical bath deposition (CBD), sputtering, spray pyrolysis, sol-gel ve activated reactive evaporation gibi tekniklerle elde edilebilir (Varkey ve Fort 1994; Gurumurugan ve ark. 1994; Carballeda-Galicia ve ark. 2000; Ramakrishna Reddy ve ark. 1998).

CdO ince filmler CdTe ve CIS heteroeklemlerde pencere tabaka için iyi bir adaydır (Ferro ve ark., 2000). Ayrıca, havanın ve CdTe'ün arasında kırılma indisine sahip olması ve CdTe örgüsü ile iyi uyumundan dolayı SnO<sub>2</sub>/CdS/CdTe fotovoltaiik heteroyapıda CdS ve SnO<sub>2</sub> yerine kullanılabilir (Ferro ve Rodriguez, 2000). CdO ince filmler, CdS/CdTe heteroyapı güneş pillerinde pencere olarak CdS'ün yerini alarak kullanılmıştır. Bu piller, polikristal ince film fotovoltaiik teknolojisinde en yüksek verimliliği sağlamıştır (Ferro ve Rodriguez, 1999).

Diğer TCO'lar ile karşılaştırıldığında yasak enerji aralığı dar olan CdO, diğer ticari olarak kullanışlı TCO'lardan beş ila on kez daha fazla yüksek elektron mobilitesi gösterir (Li ve ark., 2001). CdO, ZnO ile karşılaştırıldığında spektrumun görünür bölgesinde transmittansı daha düşük, bununla birlikte çok daha düşük, yani  $\sim 10^{-5}$   $\Omega\cdot\text{m}$  gibi bir öz dirençle karakterize edilmiştir. CBD ve spray pyrolysis teknikleriyle elde edilen CdO ince filmlerde katkılama yapmadan, depozisyon sonrası tavlama sonra görünür-kızılötesi spektral bölgesinde %75'lik transmittans,  $(3-7)\times 10^{-5}$   $\Omega\cdot\text{m}$ 'lik öz direnç değerleri elde edilmiştir (Varkey ve Fort 1994; Ferro ve Rodriguez 1999).



NaCl yapısına sahip olan CdO'nin, a örgü parametresi  $4,689\text{\AA}$ , yoğunluğu  $8,15\text{ g/cm}^3$  tür ve n- tipi iletkenliğe sahiptir (Madelung, 1996).

Geçirgen yarıiletken oksitlerin ince filmlerindeki elektriksel iletkenlik esasen stokiometrik olmamasından, yani metalik interstitial'lar ve oksijen eksikliği gibi kusurların varlığından dolayıdır (Gurumurugan ve ark., 1997).

Spray pyrolysis yöntemi ile  $230\text{ }^{\circ}\text{C}$  taban sıcaklığında elde edilen CdO ince filmlerin mobilite değeri oda sıcaklığında  $43 \times 10^{-4}\text{ m}^2/\text{Vs}$  olarak, yasak enerji aralığı  $2,44\text{ eV}$  ve öz direnci  $1,05 \times 10^{-5}\text{ }\Omega\cdot\text{m}$  olarak bulunmuştur (Ferro ve Rodriguez, 1999). Bir başka çalışmada,  $210\text{ }^{\circ}\text{C}$  taban sıcaklığında elde edilen CdO filmler için oda sıcaklığında öz direnç  $5 \times 10^{-8}\text{ }\Omega\cdot\text{m}$ , mobilite  $42,2 \times 10^{-4}\text{ m}^2/\text{Vs}$  ve çoğunluk taşıyıcı konsantrasyonu da  $3 \times 10^{-26}\text{ m}^{-3}$  bulunmuştur (Ferro ve ark., 2000). Spray pyrolysis yöntemi kullanılarak yapılan bir başka çalışmada,  $400\text{ }^{\circ}\text{C}$  taban sıcaklığında elde edilen CdO filmlerin öz direnci  $10^{-6}\text{ }\Omega\cdot\text{m}$  mertebesinde bulunmuş ve oda sıcaklığından itibaren sıcaklık arttıkça CdO'nin yarıiletkenlik özelliğinden dolayı öz direncinin de lineer olarak azaldığı görülmüştür. Aynı çalışmada  $350\text{ }^{\circ}\text{C}$  taban sıcaklığında elde edilen CdO filmlerin mobilitesi  $3,06 \times 10^{-5}\text{ m}^2/\text{Vs}$ ,  $400\text{ }^{\circ}\text{C}$  taban sıcaklığında elde edilen CdO filmlerin mobilitesi  $5,50 \times 10^{-5}\text{ m}^2/\text{Vs}$  olarak bulunmuştur (Lokhande ve Uplane, 2001). Bir diğer çalışmada,  $210\text{ }^{\circ}\text{C}$  taban sıcaklığında elde edilen CdO ince filmlerin mobilitesi oda sıcaklığında  $42 \times 10^{-4}\text{ m}^2/\text{Vs}$  bulunmuştur (Ferro ve ark., 2001).

#### 1.4. Flor katkılı CdO Bileşiğinin Özellikleri

CdO ince filmlerin iletkenliği artırmak için çeşitli elementlerle (In ve Sn gibi) katkılanması daha önce yapılan çalışmalar arasındadır. Flor her ne kadar ZnO gibi diğer geçirgen iletken ince filmler için uygun bir dopant olarak kullanılmış olsa da, CdO:F ince filmler üzerine çalışmalar azdır (Ferro ve ark. 2000; El Hichou ve ark. 2002; Ghosh ve ark. 2004).

Genellikle, katkısız CdO filmler interstitial durumlardaki Cd atomlarının varlığından ya da donörler gibi davranan O boşluklarından dolayı yüksek bir n- tipi iletkenlik gösterirler. Bununla birlikte, oksijenin florla kısmî bir yer değiştirmesiyle iletkenlikte daha fazla bir artışa ulaşılabilir (Ferro ve Rodriguez,



1999). Flor son yörüngesinde 7 elektrona ve oksijen 6 elektrona sahiptir. Oksijenin elektronegatifliği daha düşük olduğu için florla yer değiştirebilir. Bu sebepten flor katkılama CdO'deki fazlalık elektronları ve böylece n-tipi iletkenliği artırır, elektriksel özdirenç de azalır. Meydana gelen ek iletim elektronları elektriksel özdirençte azalma meydana getirir (Ghosh ve ark. 2004; Ferro ve Rodriguez 1999).

CdO filmlere flor katkılanması spray çözeltisine  $\text{NH}_4\text{F}$  eklenmesiyle yapılır (Ferro ve Rodriguez, 1999). Spray pyrolysis yöntemi ile yapılan bir çalışmada 230 °C taban sıcaklığında elde edilen %2 Flor katkılı CdO ince filmlerin mobilite değeri oda sıcaklığında  $25,4 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{Vs}$ , taşıyıcı konsantrasyonu  $3,66 \times 10^{26} \text{ m}^{-3}$ , özdirenci de  $6,72 \times 10^{-6} \Omega \cdot \text{m}$  bulunmuştur. Taşıyıcı konsantrasyonu arttıkça da yasak enerji aralığı katkısız filmin yasak enerji aralığı olan 2,44 eV'dan 2,75 eV değerine artmıştır. %4 katkılı filmlerde mobilite  $21 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{Vs}$ , taşıyıcı konsantrasyonu  $3,2 \times 10^{26} \text{ m}^{-3}$ , özdirenç  $9,3 \times 10^{-6} \Omega \cdot \text{m}$  bulunmuş, %6 katkılı filmlerde mobilite  $18 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{Vs}$ , taşıyıcı konsantrasyonu doyuma ulaşarak  $3,2 \times 10^{26} \text{ m}^{-3}$  değerinde kalmış, özdirenç  $1,04 \times 10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}$  olarak bulunmuştur (Ferro ve Rodriguez, 1999).

Spray pyrolysis ile yapılan diğer bir çalışmada 210 °C taban sıcaklığında elde edilen CdO ince filmlerde özdirenç %2 katkılı için  $3 \times 10^{-6} \Omega \cdot \text{m}$ , %4 katkılı için  $4,17 \times 10^{-6} \Omega \cdot \text{m}$ , %6 katkılı için  $5,27 \times 10^{-6} \Omega \cdot \text{m}$  ve %8 katkılı için  $5,39 \times 10^{-6} \Omega \cdot \text{m}$  bulunmuştur. Mobilite değerleri %2 katkılı için  $28,2 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{Vs}$ , %4 katkılı için  $18,2 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{Vs}$ , %6 katkılı için  $14,5 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{Vs}$  ve %8 katkılı için  $14,1 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{Vs}$  bulunmuştur. Taşıyıcı konsantrasyonları ise %2 katkılı filmlerde  $7,5 \times 10^{26} \text{ m}^{-3}$ , %4 katkılı filmlerde  $8,2 \times 10^{26} \text{ m}^{-3}$ , %6 ve %8 katkılı filmlerde ise yine doyuma ulaşarak  $8,2 \times 10^{26} \text{ m}^{-3}$  olarak bulunmuştur. Bu doyumun nedeni muhtemelen florun CdO ince filmlerde çözünübilirlik limiti ya da çözeltideki  $\text{NH}_4\text{F}$ 'ün doymuş olması şeklinde ifade edilmiştir (Ferro ve ark. 2000; Ferro ve ark. 2001).

### 1.5.Amaç

Bu çalışmadaki amacımız ekonomik ve pratik bir teknik olan spray pyrolysis metodu ile katkısız ve değişen oranlarda F katkılı CdO ince filmlerini



elde etmek ve elde edilen bu filmlerin yapısal, optik ve elektriksel özelliklerini incelemektir. Elde edilen yarıiletken ince filmlerin X-ışını kırınım desenlerinden kristal yapısı, oda sıcaklığındaki optik absorpsiyonlarından yasak enerji aralıkları ve akım-voltaj karakteristiklerinden yararlanılarak elektriksel özellikleri gibi fiziksel niceliklerinin belirlenmesi amaçlanmıştır.



## 2. YARIİLETKENLER

### 2.1. Giriş

Yarıiletkenler, optik ve elektriksel özellikleri bakımından iletkenlerden ve yalıtkanlardan farklılıklar gösteren katıların ayrı bir sınıfıdır. Günümüz teknolojisinde merkezi bir rol oynayan yarıiletkenler, diyot, transistör ve tümleşik devreler gibi devre bileşenlerinin yanı sıra anahtar, fotovoltaiik pil, detektör, termistör gibi aygıtların yapımında kullanılır.

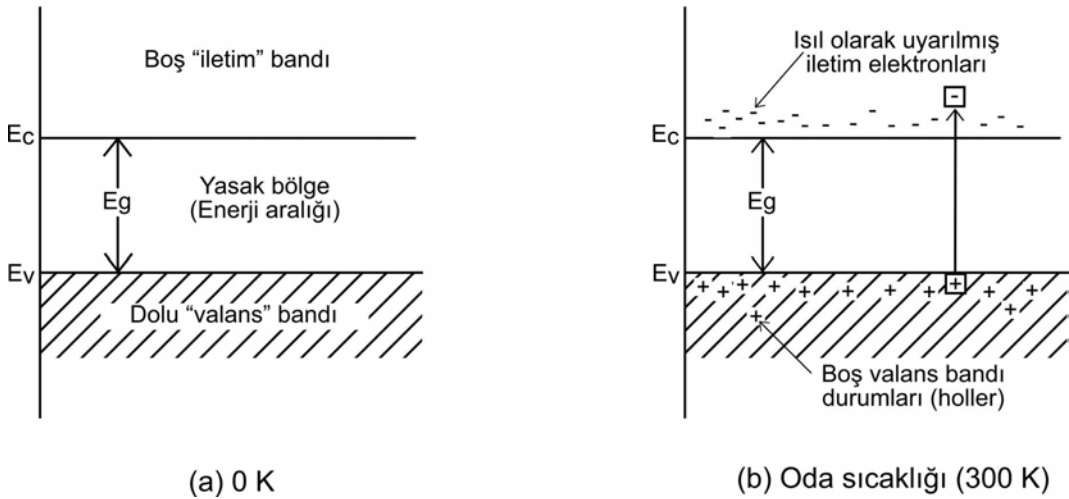
Yarıiletkenlerin özdirençleri oda sıcaklığında  $10^{-2}$ 'den  $10^9 \Omega\text{cm}$ 'ye kadar değişmektedir. Özdirençleri  $10^{14} \Omega\text{cm}$ 'den büyük olan maddelere yalıtkan dersek, mutlak sıfırda saf yarıiletkenler yalıtkan olurlar (Kittel, 1996). Ancak yasak enerji aralıkları öyle bir değere sahiptir ki, ısııl uyarılma ile elektriksel iletkenlik gösterirler. Yarıiletkenlerde sıcaklık arttıkça elektronlar valans bandından iletim bandına ısııl uyarılma yoluyla geçerler. Hem iletkenlik bandındaki elektronlar hem de elektronların valans bandında bıraktıkları boşluklar (holler) elektriksel iletkenliğe katkıda bulunurlar. Sıcaklığın yükselmesiyle özdirençlerinin azalması yarıiletkenleri metallere ayıran bir özelliktir.

Özellikleri en iyi bilinen ve en çok kullanılan yarıiletkenler periyodik tablonun IV. grup elementleri olan silisyum ve germanyum elementleridir. Bu gruptaki elementlerden karbon elmas yapıda iken yalıtkan; kalay da gri kalay yapısında iken yarıiletken özellik gösterirler. IV. Grup elementleri kovalent kristallerdir. Diğer yarıiletkenler bileşik yapıda olanlardır. Kimyasal formülü AB olan yarıiletken bir bileşikte, A elemanı üç değerlikli ve B elemanı beş değerlikli ise, bunlara III-V (üç-beş) bileşikler denir. Buna örnek olarak indiyum antimonit ve galyum arsenit sayılabilir. III-V bileşikler kübik (sphalerite) yapıda kristallenirler. III-V bileşiklerindeki bağlanma tipi de ağırlıklı olarak kovalenttir. A iki değerlikli ve B altı değerlikli ise AB bileşiğine II-VI bileşik adı verilir. Bu grubun örnekleri çinko sülfür ve kadmiyum sülfürdür.



## 2.2. Katılarda Bant Oluşumu ve Yarıiletkenlerde Bant Yapısı

Bir yarıiletkenin enerji bant yapısı, Şekil 2.1’de görüldüğü gibi mutlak sıfır sıcaklıkta, tamamen dolu elektronik durumlardan oluşan bir valans bandı, tamamen boş bir iletim bandı ve bu iki bant arasında dar bir yasak enerji aralığı şeklindedir. Yarıiletken, mutlak sıfır sıcaklığında kısmen dolu bantı bulunmadığı için mükemmel bir yalıtkandır. Bununla birlikte, daha yüksek sıcaklıklarda, valans bandından birkaç elektron yeterli rasgele ısı enerjisi elde ederek yasak bant üzerinden uyarılıp daha önce boş olan iletim bandında iletim elektronu olabilir. Geride kalan valans bandındaki hol adını verdiğimiz pozitif yüklü boş durumlar da iletkenliğe katkıda bulunurlar. Artan sıcaklıkla iletme katkıda bulunan elektronların ve hollerin sayısının artacağı açıktır. Bundan dolayı elektriksel iletkenlik sıcaklıkla artmış olur (McKelvey, 1966).



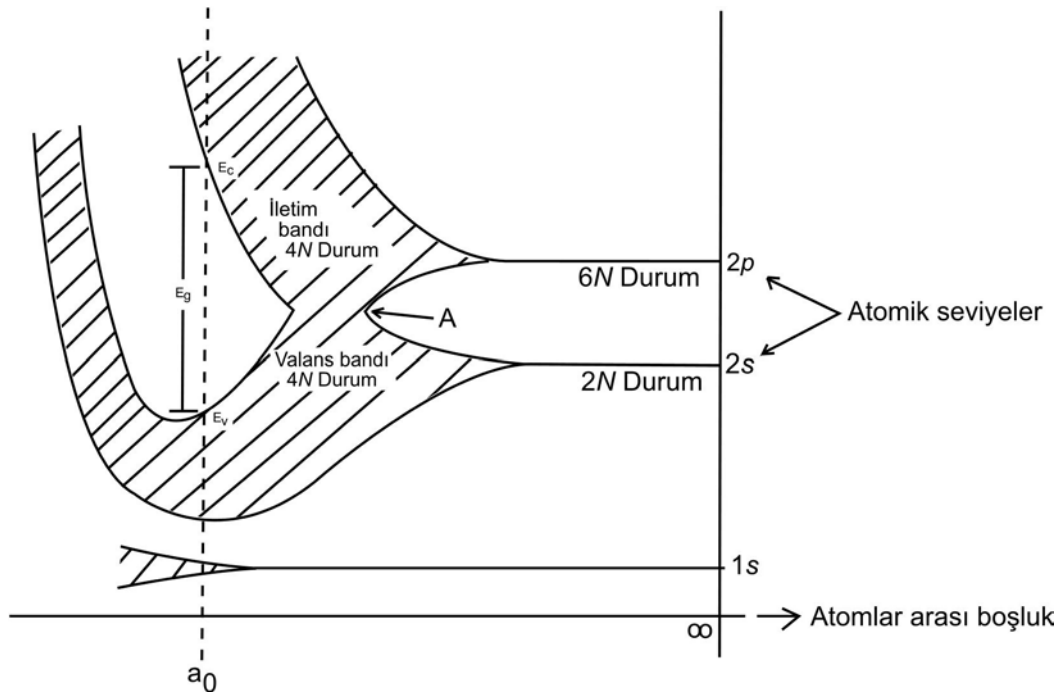
**Şekil. 2.1.** Saf bir yarıiletkenin (a) mutlak sıcaklıkta (b) oda sıcaklığında iletim ve valans bantları ve ısı olarak uyarılmış elektron ve holler (McKelvey, 1966).

Yarıiletkenlerin bant yapısını daha iyi anlamak için, benzer atomlar katı bir kristali oluşturacak şekilde bir araya getirildiklerinde, bu atomların elektronik seviyelerinin nasıl davranacağını bilmek gerekir. Periyodik şekilde dizilmiş N atomdan oluşan bir kristali ele alırsak, atomlar birbirinden ayrıyken aralarında bir



etkileşme olmayacağı ve bu sistemin izinli durumlarının uzayda  $N$  kez tekrar edilen tek bir atomun durumları gibi olacağı söylenebilir.

İki benzer atom birbirlerine yaklaşırken bunların elektronlarının dalga fonksiyonları üst üste gelmeye başlar. Pauli'nin dışarlama ilkesini sağlamak için, tüm spin-çiftlenimli elektronların durumları izole atomdaki değerlerinden biraz farklı enerjiler elde ederler. Böylece eğer  $N$  atom bir etkileşim menziline bir araya gelirse, aynı orbitalin  $2N$  elektronu  $2N$  farklı durumu işgal edebilir. Bunlar izole atomdaki gibi ayrı bir seviye yerine, durumların bir bandını oluşturur (Pankove, 1971).



**Şekil. 2.2.** Karbon (C) kristalinde enerji bantlarının oluşumu (McKelvey, 1966)

Durumların enerji dağılımı atomlar arası mesafeye kuvvetli bir şekilde bağlıdır. Karbon (elmas), germanyum ve silisyum gibi elmas yapıda kristallenen kovalent yarıiletkenlerde elektron ve hol iletiminin fiziksel mekanizması Şekil 2.2'den anlaşılabilir. Bu şekil elmasın hesaplanmış enerji bant yapısının atomlar arası mesafeye karşı çizilmiş grafiğini gösterir. Silisyum ve germanyum için de karşılık gelen diyagramlar oldukça benzerdir.  $N$  tane izole edilmiş atom, bir kristalde bir araya getirildiğinde, 2s ve 2p atomik seviyeleri önce enerji bantlarına genişler;

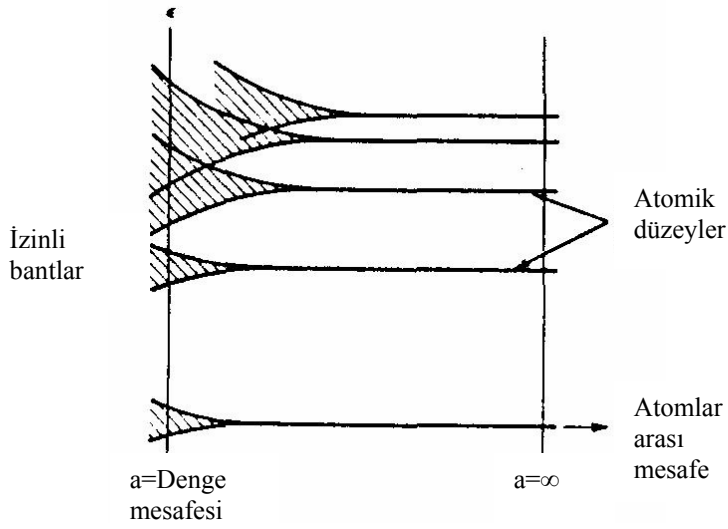


atomlar arası mesafe azaldığında bu bantlar daha da genişler ve sonunda üst üste gelirler. Atomlar arası mesafe küçülmeye devam ederken, aslında 2s ve 2p olan durumların sürekliliği bir kez daha iki banda yarılır. Bu iki bandın her biri, şimdi tam olarak 4N durum içerirler. Atomlar arası denge mesafesinde ( $a_0$ ), bu bantlar  $E_g$  genişliğinde bir “enerji aralığı” ya da yasak bölge ile ikiye ayrılır. Karbonun elektronik yapısı  $1s^2 2s^2 2p^2$  olduğundan 4N değerlik elektronu vardır. Bu iki banttan daha düşük enerjiye sahip olan bant elektronlar kadar durum içerir. Bu değerlik elektronları iki bandın daha düşük enerjili olanını doldurmaya tam yeterli gelir ve kristalin valans bandını oluşturur. Valans bandı tamamen elektronlarla dolu olması gerçeğiyle karakterize edilir. Durumların elektron içermeyen üstteki bandına iletim bandı denir (McKelvey 1966; Pankove 1971).

Yasak enerji bölgesi normal koşullar altında elmasta 7 eV, silisyumda 1,2 eV, germanyumda 0,7 eV’luk genişliğe sahiptir. Örgünün ısı genişlemesinden dolayı, bu “enerji aralığı” sıcaklığa zayıf olarak bağlıdır. Kristal genişirken enerji aralığının azalacağı şekilden açıkça görülmektedir. Bu diyagramdan ayrıca,  $E_g$  yasak enerji aralığının basıncın bir fonksiyonu olacağı ve hidrostatik ya da başka yollarla basınç uygulanarak atomlar arası mesafe azaltılırken,  $E_g$  yasak enerji aralığının daha büyük olacağı bellidir. A noktasının ötesinde, Şekil 2.3’te, 1s ve 2s bantlarının üst üste geldiği elektronik durumların s ve p karakterleri kaybolmuştur; yarıiletkenin valans bandında, o nedenle, elektron dalga fonksiyonları s ve p dalga fonksiyonlarının bir karışımıdır (McKelvey, 1966).

Valans bandındaki elektronlar Şekil 1.2. (b)’deki atomlar arasında tetrahedral olarak düzenlenmiş elektron-çifti kovalent bağlarını oluşturan elektronlardır. Valans bandından iletim bandına bir elektronun ısı olarak uyarılması fiziksel olarak örgünün bir elektronunun bir kovalent çift bağdan ısı olarak uyarılması sonucu kaldırılmasına karşılık gelir. Böylece elektron serbest hale gelir ve iletme katkıda bulunur (McKelvey, 1966).





**Şekil 2.3.** İzole atomlar bir kristalde bir araya getirilirken ayrı atomik enerji düzeylerinin bantlara yarılmalarının şematik gösterimi (McKelvey, 1966).

### 2.3. Taşıyıcı Konsantrasyonu ve Has Yarıiletkenler

Yarıiletkenlerdeki elektron ve hollere genellikle serbest taşıyıcı ya da kısaca taşıyıcı denir. Taşıyıcıların yoğunluğu, yarıiletkenin elektriksel iletkenliğini belirleyen önemli bir özelliğidir. Taşıyıcıların yoğunluğunu belirlemek için basit istatistiksel sonuçlardan yararlanılır. Bu sonuçları elde etmek için Fermi-Dirac dağılım fonksiyonundan yararlanılır. Fermi-Dirac Dağılım fonksiyonu

$$f(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{kT}} + 1} \quad (2.1)$$

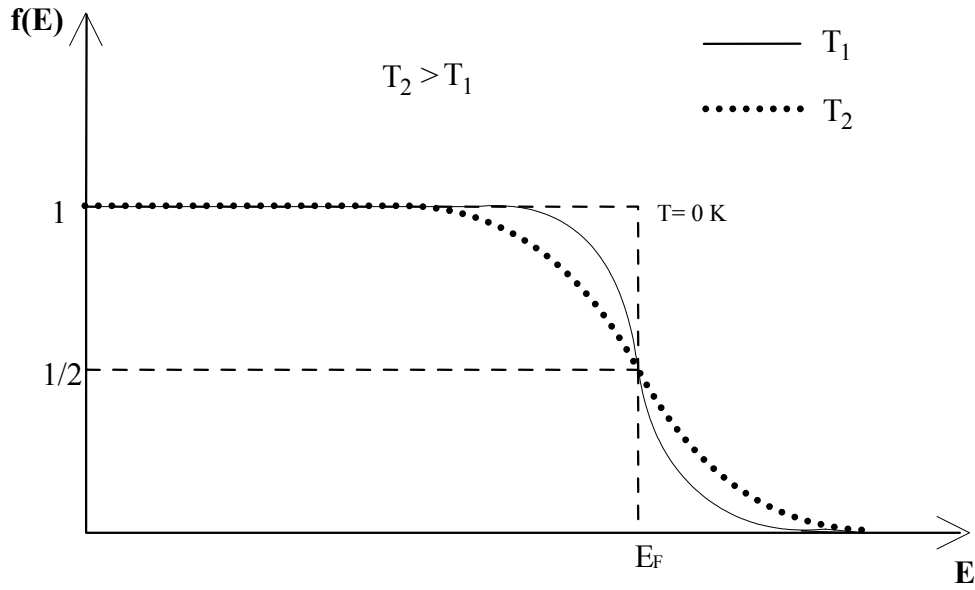
bağıntısı ile verilir. Burada;

$E_F$ , Fermi enerji seviyesi,

$k$ , Boltzman sabitidir.

Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu, elektronun  $T$  sıcaklığında  $E$  enerji seviyesinde bulunma olasılığını verir. Bu fonksiyonun  $E$  enerjisine göre değişimi Şekil 2.4'te gösterilmiştir.





Şekil 2.4. Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu (Streetman, 1980).

$T \rightarrow 0$  K iken,  $E < E_F$  için  $(E - E_F)/kT \rightarrow -\infty$  olur ve  $E > E_F$  için de  $(E - E_F)/kT \rightarrow \infty$  olur. Böylece  $f(E < E_F) = 1$  ve  $f(E > E_F) = 0$  elde edilir. Buna göre  $E_F$ 'nin altındaki tüm enerji seviyeleri dolu ve  $E_F$ 'nin üstündeki tüm enerji seviyeleri boştur.

$T = 0$  K ve  $E = E_F$  durumu düşünülecek olursa  $f(E) = 1/2$  olur. Yani durumların dolu olma olasılığı yüzde ellidir.

$(E - E_F) \gg kT$  olması durumunda ise (2.1) Maxwell-Boltzman dağılım fonksiyonuna dönüşür. Bu fonksiyon

$$f(E) \cong e^{-\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)} \quad (2.2)$$

şeklindedir. Buna göre iletim bandındaki elektronların konsantrasyonu hesaplanabilir.  $(E, E + dE)$  enerji aralığı bölgesindeki durumların sayısı  $g_c(E)dE$ 'ye eşit olur. Burada  $g_c(E)$  elektron durum yoğunluğudur. Bu durumların her birinin işgal edilme olasılığı  $f(E)$  ise, bu enerji aralığı bölgesinde bulunan elektronların yoğunluğu  $f(E)g_c(E)dE$  olur. İletim bandındaki elektronların yoğunluğu  $n$ ,

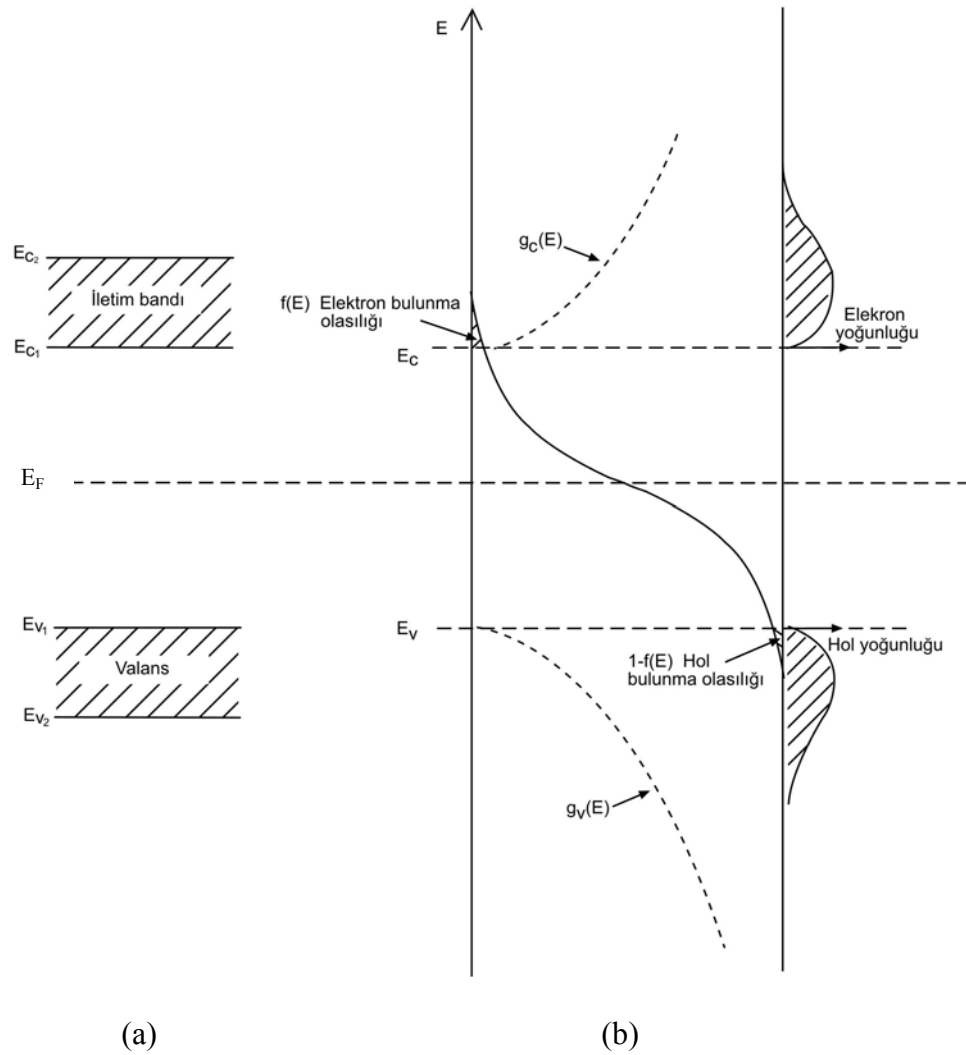


$$n = \int_{E_{C_1}}^{E_{C_2}} f(E) g_c(E) dE \quad (2.3)$$

bağıntısı ile verilir. Burada,

$E_{C_1}$  ve  $E_{C_2}$ , iletim bandının sırasıyla alt ve üst enerji değerleridir.

Şekil 2.5.'te dağılım fonksiyonu ve durum yoğunluğunun enerjiye göre değişimi verilmiştir.



Şekil 2.5. Bir yarıiletken  $m_e^* = m_h^*$  durumunda

a) İletim ve valans bantları

b) Dağılım fonksiyonu ile elektron ve hollerin durum yoğunluğu (Omar, 1975).



İletim bandındaki elektronların durum yoğunluğu  $g_c(E)$ ,

$$g_c(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left( \frac{2m_e^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E - E_g)^{1/2} \quad (2.4)$$

bağıntısı ile verilir. Burada;

$m_e^*$ , iletim bandındaki elektronların etkin kütesidir.

Eğer  $E < E_g$  ise  $g_c(E)$  sıfıra gider.  $E_g < E$  ise  $g_c(E)$  sonludur. Valans bandının üst sınırını sıfır enerji kabul edip (2.3)'teki  $E_{c1}$  ve  $E_{c2}$  sınırları yerine, sırasıyla  $E_g$  ve  $\infty$  değerlerini kullanarak (2.4)'ü (2.3)'te yerine yazarsak,

$$n = \frac{1}{2\pi^2} \left( \frac{2m_e^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} e^{E_F/kT} \int_{E_g}^{\infty} (E - E_g)^{1/2} e^{E/kT} dE \quad (2.5)$$

elde edilir. İntegral sınır değerlerine göre alınarak elektron yoğunluğu  $n$ ,

$$n = 2 \left( \frac{m_e^* kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} e^{-\left(\frac{E_c - E_F}{kT}\right)}$$

olur ve  $N_C$

$$N_C = 2 \left( \frac{m_e^* kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2}$$

olarak alınır

$$n = N_C e^{-\left(\frac{E_c - E_F}{kT}\right)} \quad (2.6)$$

olarak bulunur. Burada,

$N_C$ , iletim bandındaki elektronların etkin durum yoğunluğudur.



Bu ifadede üstel olmayan terim üstel olan terime göre sıcaklıkla daha yavaş bir şekilde değişir (Nag 1980; Omar 1975).

Aynı şekilde valans bandında hol yoğunluğu  $p$  ise

$$p = \int_{E_{V1}}^{E_{V2}} (1 - f(e)) g_v(E) dE \quad (2.7)$$

bağıntısı ile verilir. Burada;

$g_v(E)$ , valans bandındaki hol durum yoğunluğu

$g_v(E)dE$ , holler için  $(E, E+dE)$  enerji bölgesindeki durumların sayısı

$E_{V1}$  ve  $E_{V2}$ , valans bandının alt ve üst sınır değerleridir.

Bu durumların her biri işgal edilme olasılığı  $(1 - f(E))$ 'ye sahip olduğu için, bu enerji bölgesinde bulunan hollerin yoğunluğu  $(1 - f(e)) g_v(E) d(E)$ 'ye eşittir. Böylece valans bandında hol yoğunluğu  $p$ ,

$$p = 2 \left( \frac{m_h^* k_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{(E_F - E_V)}{kT}}$$

olur ve  $N_V$

$$N_V = 2 \left( \frac{m_h^* k_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2}$$

olarak alınırsa

$$p = N_V e^{-\frac{(E_F - E_V)}{kT}} \quad (2.8)$$

olarak bulunur. Burada;

$N_V$ , valans bandındaki hollerin etkin durum yoğunluğu,

$m_h^*$ , holün etkin kütesini göstermektedir (McKelvey 1966; Omar 1975).



Eğer yarıiletken, has bir yarıiletken ise elektron yoğunluğu ile hol yoğunluğu birbirine eşit olmalıdır. Çünkü valans bandındaki bir elektron, ısı uyarılmayla iletim bandına çıkarsa valans bandında bu elektrona karşılık sadece bir tane hol oluşur. Bu nedenle iletim bandındaki elektron yoğunluğu ( $n$ ), valans bandındaki hol yoğunluğu ( $p$ )'ye eşit ve çarpımları sabit olup

$$n=p \quad (2.9)$$

$$np=n_i^2(T) \quad (2.10)$$

ile verilir ve bu eşitliğe mass-action yasası denir. Burada;

$n_i(T)$ , has yarıiletkenler için taşıyıcı yoğunluğudur.

Elektron ve hollerin taşıyıcı yoğunlukları için bulunan bağıntıları denklem (2.9)'da yerine yazarsak, taşıyıcı yoğunluğu  $n_i(T)$ ,

$$n_i(T) = 2 \left( \frac{kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} (m_e^* m_h^*)^{3/4} e^{-\frac{E_g}{2kT}} \quad (2.11)$$

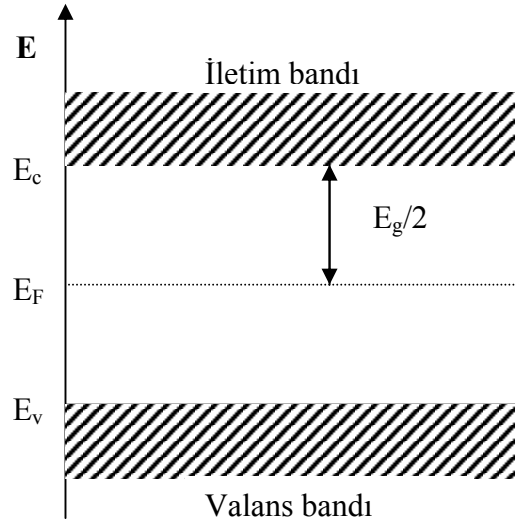
bağıntısı ile verilir. Verilen bir yarıiletkende yasak enerji aralığı ve etkin kütleler belli ise taşıyıcı yoğunluğu yalnızca sıcaklığın bir fonksiyonu olacaktır.

Mutlak sıfır sıcaklıkta bir katının elektronlarının Pauli ilkesine uygun olarak bütün enerji seviyelerini doldurması durumunda en üstteki seviyeye  $E_F$  Fermi enerji seviyesi denir. Has yarıiletkenlerde elektron ve hol konsantrasyonları eşit olacağından, (2.6) ve (2.8), (2.9)'da yerine yazılırsa Fermi enerji seviyesi  $E_{F_i}$ ,

$$E_{F_i} = \frac{1}{2} E_g + \frac{3}{4} kT \ln \left( \frac{m_h^*}{m_e^*} \right) \quad (2.12)$$

ile verilir. Has yarıiletkenlerde, elektron ve hol etkin kütleleri birbirine eşit alındığında ( $m_h^* = m_e^*$ ) Fermi enerji seviyesi Şekil 2.6'da görüldüğü gibi yasak enerji aralığının tam ortasında olur.





Şekil 2.6. Has yarıiletkenlerde ( $m_e^* = m_h^*$ ) Fermi enerji seviyesi

## 2.4. Katkılı Yarıiletkenler

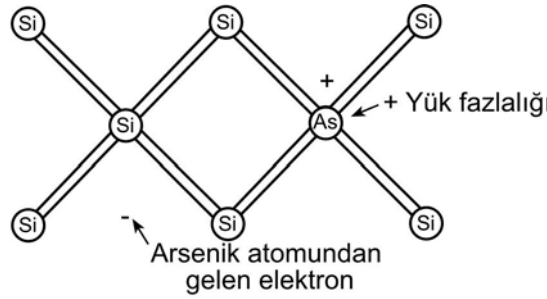
Saf bir yarıiletkende elektron ve hol konsantrasyonları birbirine eşittir. Çünkü bir elektron valans bandından iletim bandına ısı uyarılma ile çıkarılırken geride daima bir hol bırakır. Fakat yarıiletkenlerin kullanıldığı birçok uygulamada, bir tek taşıyıcı tipinin etkin olacağı örneklerle ihtiyaç vardır. Bir yarıiletken uygun katkı elementleri ile katkılандığında çoğunluk taşıyıcıları holler ya da elektronlar olan numuneler elde edilebilir. Bu katkılar ve örgü bozuklukları yarıiletkenin elektriksel özelliğini önemli ölçüde etkileyen faktörlerdir. Yarıiletkenler katkılama işleminden sonra n-tipi veya p-tipi özellik gösterirler. Bileşik yarıiletkenlerde bileşiklerden birinin atom eksikliği de katkı maddesi gibi davranır; bunlara kusurlu yarıiletken denir (Omar 1975; Kittel 1996).

### 2.4.1. n-tipi yarıiletkenler

Katkı atomlarının silisyum ve germanyum kristalindeki etkilerini inceleyelim. Her iki element de elmas kristal yapısındadır. Her atom komşu dört atomla kovalent bağlı olup değeri dörttür. Değeri beş olan fosfor, arsenik veya antimon gibi bir katkı elementi, örgüdeki normal bir atomla yer değiştirirse,



dört kovalent bağı tamamladıktan sonra geriye bir valans elektronu kalır. Böylece, bir katkı maddesi örgüyü en az bozacak şekilde yerleşmiş olur (Kittel,1996). Şekil 2.7’de silisyum kristaline arsenik atomunun katkılanması görülmektedir. Kristal içerisinde arsenik atomunun beş değerlik elektronundan dördü, silisyum atomunun dört değerlik elektronu ile kovalent bağ yapar. Arsenik atomunun beşinci elektronu arsenik atomuna zayıf bir kuvvetle bağlıdır. Bu beşinci elektron ortamdaki ısı ile kolayca iyonlaşabilir ve bir ekstra iletim elektronu ortaya çıkar. Arsenik atomu ise dört komşu silisyum atomu tarafından sıkı bir bağla bağlı olduğu için hareketsizdir.



Şekil 2.7. Silisyum atomuna arsenik katkılanması (Kittel, 1996)

Elektron yoğunluğunun, hol yoğunluğundan fazla olduğu yarıiletkenlere n-tipi yarıiletken adı verilir. Kristale katkılanan atomlara elektron verici anlamında donör ve katkılanan atomların bulunduğu enerji seviyesine de donör enerji seviyesi denir.

Donörün iyonlaşma enerjisi Bohr atom modeli kullanılarak hesaplanır. Hidrojen atomunun birinci iyonizasyon enerjisi  $-13,6$  eV’dir. Buna göre katkılı yarıiletkende donör enerji seviyesi  $E_d$ ,

$$E_d = \left( \frac{1}{\epsilon_r} \right)^2 \left( \frac{m_e^*}{m_e} \right) E_H \quad (2.13)$$

bağıntısı ile verilir. Burada;

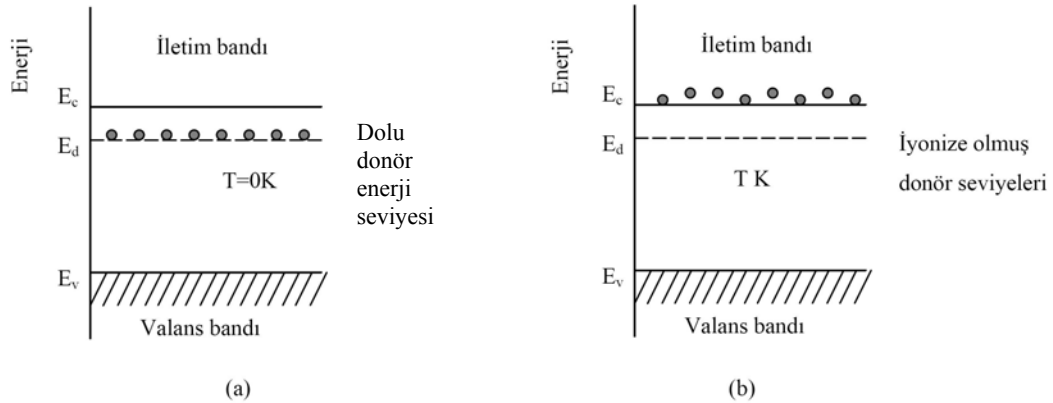
$\epsilon_r$ , yarıiletkenin bağıl dielektrik sabiti,



$E_H$ , hidrojen atomunun birinci iyonlaşma enerjisidir.

n-tipi yarıiletkenlerde donör atomunun iyonlaşması ile donör enerji seviyesinden iletim bandına çıkan elektronlara karşılık valans bandında holler oluşmaz. Donör yoğunluğuna bağlı olarak, n-tipi yarıiletken materyallerde elektron yoğunluğu hol yoğunluğundan büyük olacağından, elektriksel iletkenliğe elektronlardan gelen katkı daha fazla olacaktır. Bu nedenle, n-tipi yarıiletkenlerde elektronlara çoğunluk taşıyıcıları, hollere ise azınlık taşıyıcı denir (Smith, 1990).

Donörün enerji seviyesi, yasak enerji aralığında yer alır ve iletim bandının biraz aşağısında bulunur (Şekil 2.7). Bununla birlikte n-tipi yarıiletkenlerde Fermi enerji seviyesi, yasak enerji aralığının orta kısmından ayrılarak iletim bandına doğru, katkı yoğunluğuna bağlı olarak bir kayma yapar. Bundan dolayı, küçük bir enerjiyle donör atomlarının iyonlaşmasıyla birlikte donör elektronları iletim bandına geçerler. Bu enerjiye katkılanan atomun iyonlaşma enerjisi denir (Omar, 1975).



Şekil 2.7. n-tipi bir yarıiletkenin a) 0K'de ve b) yüksek sıcaklıklarda bant yapısı (Allison,1990)

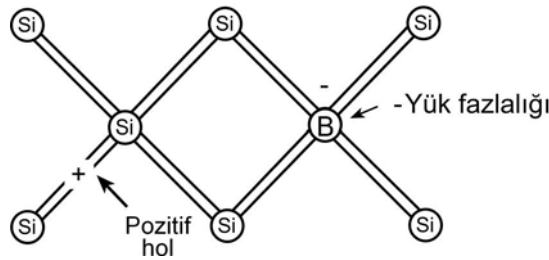
Şekil 2.8. n-tipi bir yarıiletkenin a) 0 K'de b) T>0 K sıcaklıkta enerji bant diyagramı (Allison, 1990).

Silisyuma katkılanan, beş değerlikli başlıca donörlerin iyonizasyon enerjileri, P için 0,045eV, As için 0,049eV ve Sb için ise 0,039eV'tur. Germanyuma katkılanan donörlerin iyonizasyon enerjileri, P için 0,012eV, As için 0,0127eV ve Sb için ise 0,0096eV tur (Kittel, 1996).



### 2.4.2. p-tipi Yarıiletkenler

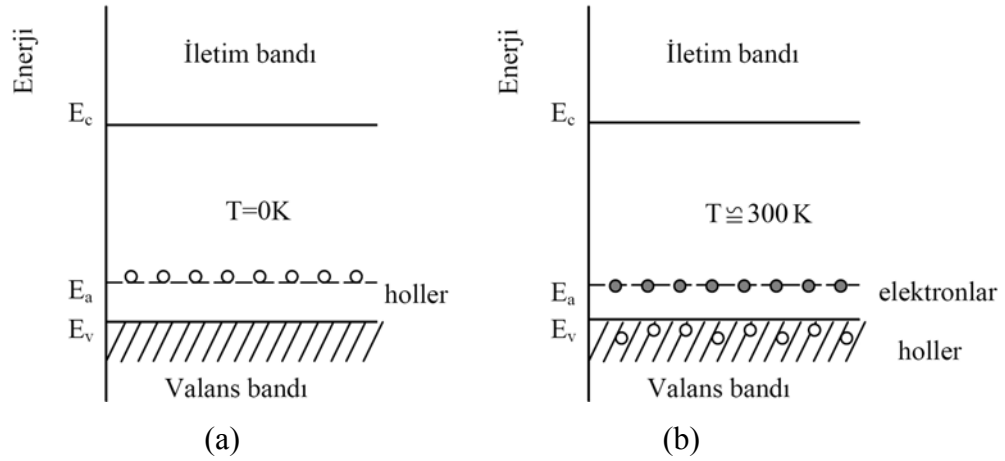
Periyodik tablonun dördüncü grubunda yer alan silisyum ve germanyum elementlerine periyodik tablonun üçüncü grubunda yer alan bor, alüminyum, galyum ve indiyum gibi bir element katkılanabilir. Silisyum kristaline bor atomu katkılanması durumunu göz önüne alalım. Bor atomu üç tane değerlik elektronuna sahiptir ve silisyum kristaline katkılандığında elektron bağlarından biri boş kalır (Şekil 2.8). Bu boşluk yani hol bir diğer bağlanmadan kapılan bir elektronla doldurulabilir ve hol bu elektronun yerine geçer. Böylece hol kristal içerisinde hareket etmiş olur. B, Al, Ga ve In gibi üç değerlikli katkı atomları, komşu atomlarla kovalent bağı tamamlayabilmek için valans bandından elektron alıp geride bir boşluk bıraktıkları için kabul edici anlamında akseptör olarak adlandırılırlar ve bulundukları enerji seviyesine de akseptör enerji seviyesi denir.



Şekil 2.9. Si kristaline B atomu katkılanması (Kittel, 1996).

Bir akseptör iyonlaştığında bir boşluğun serbest kalması için enerji verilmesi gerekir. Enerji bant diyagramında görüldüğü gibi bir elektron enerji aldığı anda bandın üst tarafına çıkar, boşluk ise enerji aldığı anda aşağı iner. Şekil 2.9'da görüldüğü gibi akseptör enerji seviyeleri yasak enerji aralığında yer alır ve valans bandına yakındır. Ayrıca p-tipi yarıiletkenlerde Fermi enerji seviyesi, yasak enerji aralığının orta kısmından ayrılarak valans bandına doğru, katkı yoğunluğuna bağlı olarak bir kayma yapar.





Şekil 2.10. p-tipi bir yarıiletkenin (a) 0K'de (b)  $T \cong 300K$  'de bant yapısı (Allison, 1990).

Akseptör enerji seviyesi, akseptör tarafından bir elektronun yakalanabilmesi için gerekli enerjiye eşittir. Akseptör iyonlaştığında, yani, bir elektron valans bandından holün bulunduğu yeri dolduracak şekilde uyarıldığında, hol valans bandının en üst enerji seviyesine düşer ve serbest bir taşıyıcı haline gelir. Bu yüzden iyonlaşma olayı, enerji diyagramında elektronun yukarıya doğru çıkışı, holün ise aşağıya inışı olarak temsil edilebilir (Dikici, 1993).

Donör enerji seviyelerine benzer olarak akseptör enerji seviyeleri  $E_a$ ,

$$E_a = \left( \frac{1}{\epsilon_r} \right)^2 \left( \frac{m_h^*}{m_h} \right) E_H \quad (2.14)$$

bağıntısı ile verilir.

Silisyuma katkılanan akseptörlerin iyonizasyon enerjileri, B için 0,045eV, Al için 0,057eV, Ga için 0,065 ve In için ise 0,157eV'tur. Germanyuma katkılanan akseptörlerin iyonizasyon enerjileri, B için 0,0104eV, Al için 0,0102eV, Ga için 0,0108 ve In için ise 0,0112eV'tur (Kittel, 1996).

Katkılı yarıiletkenlerde Fermi enerji seviyesi has durumdakinden farklıdır. Katkılı yarıiletkenlerde Fermi enerji seviyesinin yeri katkı atomlarının yoğunluğuna ve cinsine göre değişir. n-tipi yarıiletkenlerde Fermi enerji seviyesi



iletim bandına, p-tipi yarıiletkenlerde ise valans bandına yakındır. Katkılı yarıiletkenlerde Fermi enerji seviyesi,

$$E_F = E_{Fi} + kT \sinh^{-1} \left( \frac{N_D - N_A}{2n_i} \right) \quad (2.15)$$

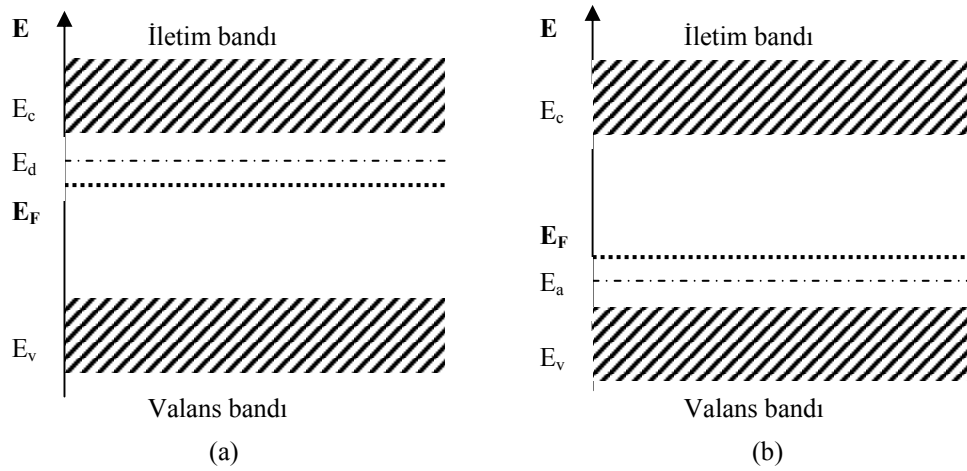
bağıntısı ile verilir. Burada;

$N_D$ , donör yoğunluğu,

$N_A$ , akseptör yoğunluğu,

$E_{Fi}$ , has yarıiletkenlerde Fermi enerji seviyesidir.

Bu bağıntıdaki,  $(N_D - N_A)$  net katkı yoğunluğuna bağlı olarak, katkılı yarıiletkenlerde Fermi enerji seviyesi, n-tipi yarıiletkenlerde iletim bandına, p-tipi yarıiletkenlerde ise valans bandına daha yakındır. Katkılı yarıiletkenlerde Fermi enerji seviyesinin yeri Şekil 2.11’de görülmektedir.



Şekil 2.11. (a) n-tipi, (b) p-tipi katkılı yarıiletkenlerde Fermi enerji seviyeleri

Katkılı yarıiletkenlerde de aynı yarıiletken materyal için, n-tipi veya p-tipi durumuna göre, taşıyıcı yoğunlukları arasında,

$$n_n p_n = n_p p_p = n_i^2(T) \quad (2.16)$$



bağıntısı vardır. Bu bağıntı belirli bir sıcaklıkta, elektron ve hol yoğunluklarının çarpımının sabit, toplamlarının farklı olacağını ifade eder. Taşıyıcıların yoğunluğu uygun katkılama yapılarak birbirlerine göre arttırılabilir veya azaltılabilir (Omar, 1975).

Bu çalışmada, elde edilen CdO ince filmlerin iletkenlik tipinin belirlenmesinde, basit ve pratik bir yöntem olan sıcak-uç (hot-probe) yöntemi kullanılmıştır. Bu yöntemde, tipi belirlenecek yarıiletkenin yüzeyine, aralarında belirli bir mesafe olmak üzere, iki metal uç (probe) dokundurulur. Daha sonra bu uçlardan bir ısıtılır, diğeri ise oda sıcaklığında bırakılır. Yarıiletkenin ısınan bölgesindeki serbest yükler, soğuk bölgelere hareket ederler. Uçlara bir voltmetre bağlanır ve pozitif uç ısıtılırsa, voltmetrenin pozitif yönde saptması yarıiletkenin n-tipi olduğunu, negatif yönde saptması yarıiletkenin p-tipi olduğunu gösterir (Pierret, 1996). Elde edilen bütün filmlerin iletkenliğinin n-tipi olduğu bu metot uygulanarak belirlenmiştir. Bu sonuç, literatürdeki benzer yapıdaki filmlerle yapılan çalışmalarla uyum içindedir (Ferro ve Rodriguez 1999; Madelung 1996).

## 2.5. Elektriksel İletkenlik ve Mobilite

Yarıiletkenlerde elektrik akımına hem iletim bandındaki elektronlar, hem de valans bandındaki holler katkıda bulunur. Elektronların ve hollerin oluşturduğu akım yoğunluğu, taşıyıcıların yükleriyle hızlarının çarpımlarıdır.  $\vec{E}$  elektrik alanı uygulanan bir yarıiletkende elektronların ve hollerin oluşturduğu toplam akım yoğunluğu  $\vec{J}$ ;

$$\vec{J} = \vec{J}_e + \vec{J}_h = -en\vec{v}_e + ep\vec{v}_h \quad (2.17)$$

bağıntısı ile verilir. Burada;

-e, n,  $\vec{v}_e$  sırasıyla, iletim elektronlarının yüklerini, yoğunluklarını ve sürüklenme hızlarını  
e, p,  $\vec{v}_h$  sırasıyla hollerin yüklerini, yoğunluklarını ve sürüklenme hızlarını göstermektedir.



Bir yarıiletken elektrik alan uygulandığı zaman, elektronlar elektrik alanla zıt yönde, holler ise elektrik alanla aynı yönde hareket ederler. Elektronların ve hollerin sahip olduğu sürüklenme hızları, uygulanan elektrik alanın büyüklüğü ile orantılı olacaktır. Bu orantı sabitine mobilite denir. Mobilite birim elektrik alan başına yüklü parçacıkların hızıdır.  $\vec{E}$  elektrik alanı uygulandığında elektron ve hol mobilitelerinin büyüklükleri sırasıyla

$$\mu_e = \frac{e\tau_e}{m_e^*} = \frac{v_e}{E} \quad (2.18)$$

$$\mu_h = \frac{e\tau_h}{m_h^*} = \frac{v_h}{E} \quad (2.19)$$

ile verilir. Burada;

$\mu_e$ , elektronun mobilitesi,

$\mu_h$ , hol mobilitesi,

$\tau_e$ , elektronlar için çarpışmalar arasında geçen süre,

$\tau_h$ , holler için çarpışmalar arasında geçen süreyi

göstermektedir.

Mobilite, yarıiletkenin cinsine, saflığına ve sıcaklığa bağlıdır. İyonize katkı atomlarının ve fononların bulunması, serbest yüklerin ortalama serbest yollarını küçültür ve çarpışma sayısını artırır. Bu durum mobilitenin azalmasına neden olur (Omar, 1975).

$\vec{E}$  elektrik alanı uygulanan bir yarıiletkende elektronların ve hollerin oluşturduğu toplam akım yoğunluğu  $\vec{J}$ , mobilite cinsinden ifade edilirse

$$\vec{J} = e(n\mu_e + p\mu_h)\vec{E} \quad (2.20)$$

olur. Elektriksel iletkenlik  $\sigma$ , birim elektrik alan başına akım yoğunluğu olarak tanımlanır ve



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

denklemleri ile verilir. Bu denklemde, (2.17) akım yoğunluğu ifadesi yerine yazılırsa, elektronların ve hollerin oluşturduğu elektriksel iletkenlik  $\sigma$ ,

$$\sigma = \sigma_e + \sigma_h = e(n\mu_e + p\mu_h) \quad (2.22)$$

şeklinde yazılabilir. Bu ifadeye göre iletkenlik yük taşıyıcılarının yoğunluğuna ve mobilitesine bağlıdır.

Has yarıiletken materyallerde taşıyıcı yoğunlukları birbirine eşit ( $n=p=n_i$ ) olduğundan has yarıiletkenler için elektriksel iletkenlik

$$\sigma_i = en_i(\mu_e + \mu_h) \quad (2.23)$$

şeklindedir. Bu denklemde, (2.11)'de verilen  $n_i$  ifadesi yerine yazılırsa,

$$\sigma_i = 2e(\mu_e + \mu_h) \left( \frac{kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} (m_e^* m_h^*)^{3/4} e^{-\frac{E_g}{2kT}} \quad (2.24)$$

elde edilir. Bu denklemde, üstel terimin dışındaki terimler  $\sigma_{oi}$  ile gösterilirse iletkenlik ifadesi

$$\sigma_i = \sigma_{oi} e^{-\frac{E_g}{2kT}} \quad (2.25)$$

şeklinde yazılabilir.

Katkılı yarıiletkenlerde ise elektriksel iletkenlik  $\sigma_k$ ,

$$\sigma_k = \sigma_{ok} e^{-\frac{E_k}{kT}} \quad (2.26)$$

olarak verilir. Burada;



$E_k$ , katkı atomların enerji seviyesi,

$\sigma_{ok}$ , katkılı yarıiletkenine bağlı bir sabittir.

Herhangi bir yarıiletken için toplam elektriksel iletkenlik  $\sigma_t$ ,

$$\sigma_t = \sigma_{oi} e^{-\frac{E_g}{2kT}} + \sigma_{ok} e^{-\frac{E_k}{kT}} \quad (2.27)$$

bağıntısı ile verilir. Burada  $E_g$  ve  $E_k$ , farklı sıcaklık bölgelerinde farklı büyüklüklere sahiptir. Yüksek sıcaklıklarda (2.27)'nin sağ tarafındaki birinci terim etkin olur ve yarıiletken has yarıiletken özelliğindedir. Düşük sıcaklıklarda ise (2.27)'nin sağ tarafındaki ikinci terim etkin olur ve yarıiletken katkılı yarıiletken özelliği gösterir (Mott ve Davis 1971; Omar 1975).



### 3. FİLMLERİN ELDE EDİLMESİ

#### 3.1. Giriş

Spray pyrolysis yöntemi farklı yarıiletken ince film üretme teknikleri arasında en ekonomik ve pratik olanlarından biridir. Spray pyrolysis yöntemi ile film elde etme çalışmaları 1940'lı yıllara dayanmaktadır. Mochel 1951 yılında hava yardımıyla  $\text{SnCl}_2$  çözeltisini püskürtürerek  $\text{SnO}_2$  filmlerini elde etmiştir. 1960'lı yıllarda Chamberlin ve Skarman spray pyrolysis yöntemiyle geniş yüzeyli CdS ve CdSe filmlerini elde etmişlerdir. Bazı yarıiletken filmlerin ışığa duyarlı olması, bunların güneş pili olarak üretilmesini gündeme getirmiş ve de Ma, Fahrenburch ve Bube tarafından spray pyrolysis yöntemi ile ilk güneş pilleri CdS/CdTe yapılmıştır (Fahrenbuch 1977; Zor 1982). 1970 yılından itibaren ise bu yöntemle üçlü, dördü ve beşli yarıiletken filmler elde edilmeye başlanmıştır.

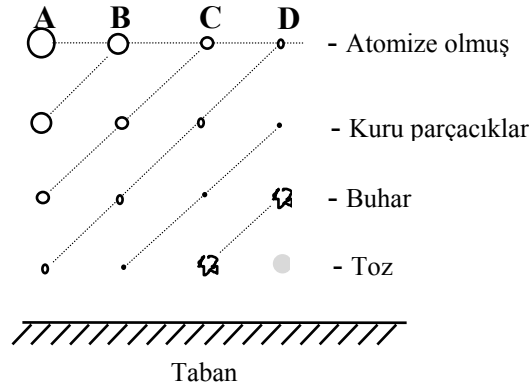
#### 3.2. Spray Pyrolysis Yöntemi

Kimyasal püskürtme, çözelti püskürtme ya da sıcak püskürtme yöntemi olarak da adlandırılan spray pyrolysis yöntemi elde edilecek filmler için hazırlanan sulu çözeltilerin karıştırılarak sıcak taban üzerine hava ya da azot gazı yardımı ile atomize edilerek püskürtülmesidir.

Elde edilen filmlerin fiziksel özellikleri değişik parametrelere bağlıdır. Bunlar taban sıcaklığı, püskürtme hızı ve zamanı, taban ile püskürtme başlığı arasındaki mesafe, püskürtme başlığı tarafından püskürtülen çözelti damlacıklarının aerodinamiği, taşıyıcı gaz ve püskürtme işleminden sonraki soğutma hızıdır.

Çözelti damlacıklarının film oluşturacak tabana yaklaştığı zaman tamamen buharlaştırılmış olması ideal taşınma olarak tanımlanır. Bununla beraber damlacıkların oluşumunda uniform bir damlacık boyutu elde edilemeyebilir. Herhangi bir nedenle damlacığın tabana ulaşamaması onların kütlelerine bağlıdır. Damlacıkların boyutlarının farklı olmasından dolayı farklı depozisyon yöntemleri vardır (Şekil 3.1).





**Şekil 3.1.** Damlacık boyutuna bağlı çeşitli depozisyon yöntemleri (Siefert, 1984).

Şekil 3.1’de A sürecinde, çözelti damlacıklarının boyutları oldukça büyüktür. Bu durumda damlacıkların çevresinden absorpladığı ısı tabana ulaşmıyacağı kadar buharlaşmasına yeterli olmayacaktır. Damlacık tabana çarptığında kuru bir çökelti bırakarak tamamen buharlaşır ve filmi oluşturacak kimyasal reaksiyon oluşmaz. Damlacığın taban üzerinde belirli bir yere buharlaşması sonucu tabanın sıcaklığı düşer. Böylece yüzeyi pürüzlü ve kötü bir film oluşur ve iletim önemli derecede azalır.

B sürecinde, çözelti damlacıklarının boyutu A sürecindekilere göre daha küçüktür ve damlacık tabana ulaşmadan içerisindeki su buharlaşır ve tabana ulaşan damlacıkların bazıları da yoğunlaşır. Damlacıkların buharlaşması için gerekli ısı azdır. Bu süreçte oluşan filmlerin yüzeylerinde delik ve çatlaklar oluşur.

C sürecinde, çözelti damlacıklarının boyutları A ve B sürecindekilere göre daha küçüktür. En uygun filmler bu süreçte elde edilir. Damlacıklar tabana ulaşmadan önce tamamen buharlaşarak heterojen bir reaksiyon meydana getirir. Bu heterojen reaksiyonlar:

- a) yüzeyde oluşan reaksiyon moleküllerinin tabana diffüzyonu,
- b) yüzeyde bir veya birden çok molekülün absorbe ve desorbe olması,
- c) molekülün örgü içerisinde birleşmesi,
- d) tabana ulaşan bazı moleküllerin yüzeyden uzaklaşması gibi fiziksel ve kimyasal olayları içerir.
- e) buhar durumunda, yüzeyde meydana gelen moleküllerin diffüzyonudur.



D sürecinde, damlacıkların boyutları öyle küçüktür ki damlacık tabandan uzakta tabana ulaşmadan erir ve buharlaşırlar. Kimyasal reaksiyon buhar fazında meydana gelir. Bu homojen bir reaksiyondur. Çünkü bütün reaksiyon ve ürün molekülleri buhar fazındadır. Moleküller tabana toz halinde tutunurlar. Moleküller tabana toz halinde tutunduğundan film oluşumunu bozarlar ve bu süreçte de iyi bir film oluşamaz.

Bu süreçlerin hepsinde de polikristal film elde edilir, ancak en ideal film C sürecinde oluşmaktadır. Doğal olarak bir deneyde C durumu için kesin olarak koşullardan emin olmak mümkün değildir. Burada homojen reaksiyondan heterojen reaksiyona bir geçiş vardır. Çünkü uniform damlacık boyutu atomizasyonla kazanılamaz. Damlacıkların çoğu yüksek bir depozisyon verimine erişmek için C durumuna maruz kalmalıdır (Siefert, 1984).

Spray pyrolysis yönteminde, üzerinde film oluşturmak üzere başta silisyumlu camlar olmak üzere çelik, titanyum, tungsten, alüminyum gibi metal tabanlar kullanılmaktadır. Ayrıca payreks cam, seramik, plastik ve polimer tabanlar da kullanılmaktadır. Bu çalışmada taban olarak mikroskop camları kullanılmıştır.

Spray pyrolysis yöntemi ile film elde etmenin diğer yöntemlere göre bazı dezavantajları olmasına karşın ekonomik ve kolay bir yöntem olduğu için tercih edilmektedir. Ayrıca film elde etmek için püskürtülmek üzere hazırlanan çözeltiye istenen miktarda katkı yaparak filmin fiziksel özelliklerini kolaylıkla değiştirebilmek gibi avantajları vardır.

### **3.3. Spray-Pyrolysis Yöntemi ile Katkısız CdO ve Flor Katkılı CdO Filmlerinin Elde Edilmesi**

Katkısız CdO ve F katkılı CdO ince filmleri Şekil 3.2’de gösterilen spray pyrolysis deney setinde elde edilmiştir. Burada (1) azot tüpünü, (2) püskürtme odasını, (3) ısıtıcıyı, (4) ayarlanabilir akım kaynağını (varyağı), (5) çözelti kabını, (6) ultrasonik püskürtme başlığını, (7) püskürtme başlarken ve sona erdiğinde damlaları önleyici sürgülü tablayı, (8) demir-konstantan termokuplu, (9) bakır bloğu, (10) cam tabanları, (11) azot gazı basıncını gösteren manometreyi, (12)







odasının içerisinden dışarıya ısı kaybını azaltmak için kabinin içi alüminyum folyo ile tamamen kaplanmıştır.

### 3.3.2. Isıtıcı ve sıcaklık kontrolü

Isıtıcı olarak muhafazalı direnç teli ve 5kW'lık ayarlanabilen bir varyak kullanılmıştır. Direnç telini muhafaza etmek için ytong bloklar kullanılmıştır. Cam tabanlara ısı transferini sağlamak için  $15 \times 15 \times 1,5 \text{ cm}^3$  boyutlarında yüzeyi düz bakır blok kullanılmıştır.

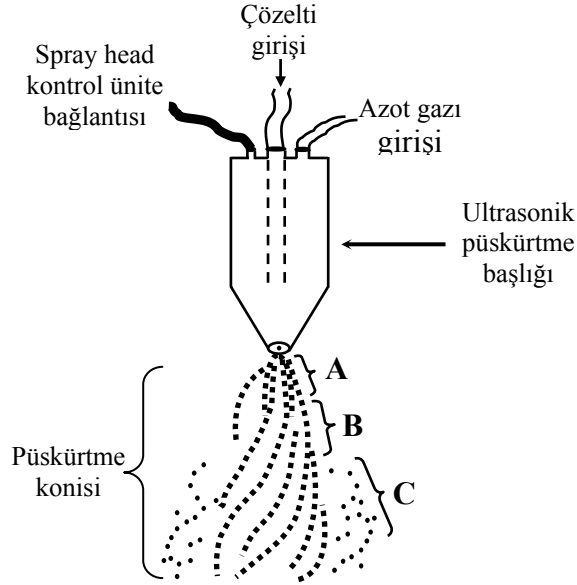
Cam tabanların yüzey sıcaklığını ölçmek için demir-konstantan termokupl kullanılmıştır. Cam taban ile termokupl arasındaki temas indiyum ile sağlanmıştır. Termokuplun üstü yanmaz teflon bant ile tamamen kapatılmış ve üzerine küçük bir mikroskop camı konulmuştur. Püskürtme işlemi esnasında taban sıcaklığına karşılık gelen gerilim değerleri, bu termokuplun çıkış uçlarına bağlanmış olan Thurlby 1905a model dijital multimetre ile okunmuştur. Demir-konstantan termokupla ait gerilim-sıcaklık tablosundan yararlanılarak gerilim değerlerine karşılık gelen taban sıcaklıkları belirlenmiştir. Termokuplun uçlarının referans sıcaklığı buzlu su ve civadan oluşan bir sistemle  $0 \text{ }^\circ\text{C}$ 'de tutulmuştur. Bu sistemde termokupl uçları, buzlu su içerisindeki deney tüplerinde bulunan civaya batırılmış ve bu iki deney tüpünden çıkan başka uçlarla da dijital multimetreye bağlantı yapılmıştır.

### 3.3.3. Püskürtme başlığı

Püskürtme başlığı püskürtülecek çözeltiyi atomize etmek için kullanılmaktadır. Püskürtme başlığı, püskürtme işlemi sırasında püskürtme gazının yardımıyla, ucunda oluşan vakumla, çözeltinin atomize edilmesini sağlar. SP yönteminde cam veya paslanmaz çelikten yapılmış püskürtme başlıkları kullanılabilir. Bu çalışmada paslanmaz çelikten yapılmış ultrasonik püskürtme başlığı kullanılmıştır. Şekil 3.3'te paslanmaz çelikten yapılmış Lechler Ultrasonik Atomizer US1 marka püskürtme başlığı ve püskürtücüden çıkan



damlacıkların sıcak cam tabanlara ulaşınca kadar geçtiği değişik aşamalar gösterilmiştir.



**Şekil 3.3.** SP yönteminde kullanılan ultrasonik püskürtme başlığı ve aerodinamiğinin şematik gösterimi.

A bölgesinde; çözelti, taşıyıcı gaz ( $N_2$ ) tarafından püskürtücünün ucundan ivmelendirilir. Bu bölgede akış girdaplı ve koni şeklindedir. Çözelti damlacıkları sıkışık haldedir.

B bölgesinde; taşıyıcı gaz girdaplı akış yapan çözeltiliye kesme kuvvetleri uygular ve sonuçta atomize damlacıklar oluşur. Damlalar birbirlerinden uzaklaşarak sıcak tabana doğru hareket ederler. Damlacıkların hızı, A bölgesindekilere göre düşüktür. Akış püskürtücünün ucundan B bölgesinin sonuna kadar bir helis görünümündedir.

C bölgesi tabana çok yakın olduğu için gerçekte istenmeyen bir durumdur. Bu bölgenin oluşumu püskürtücü ucundaki mekanik aşınma veya çözeltilerin bıraktığı tortuların akışı bozarak düşük hızlı damlacıklara neden olmasından kaynaklanmaktadır. Tortuları önlemek için her püskürtme işlemi sonunda püskürtücüden saf su geçirilerek püskürtücü temizlenmelidir. Bölgedeki damlacıkların hızı A ve B bölgelerindeki damlacıkların hızlarından daha düşüktür.



Bu nedenle, çözelti geniş bir yüzeye dağılmaktadır ve daha küçük parçalara ayrılmaktadır.

Damlacıklar sıcak tabana ulaştığı anda kimyasal ayrışmanın olduğu pyrolysis meydana gelir.

CdO yarıiletken filmleri elde edilirken, püskürtme başlığı ile taban arasındaki mesafe için çeşitli yükseklik değerleri denenmiştir. Bu denemelerin sonucunda filmlerin en iyi 25 cm yükseklik değerinde oluştuğu saptanmıştır ve film üretimi bu yükseklik değerinde gerçekleştirilmiştir.

#### **3.3.4. Püskürtme basıncı**

Çözelti, basıncı  $0.2 \text{ kg/cm}^2$  olan azot ( $\text{N}_2$ ) gazı yardımıyla atomize edilmiştir. Azot gazı basıncı, azot tüpü üzerinde bağlantılı ve el ile kontrol edilebilen  $(0-1) \text{ kg/cm}^2$  aralıklı bir manometre yardımı ile istenilen değerde sabit tutulmuştur. Azot gazı miktarı da, azot tüpü ile bağlantılı olan  $(0-300) \text{ kg/cm}^2$  aralıklı diğer bir manometreden kontrol edilmiştir. Basınç değerlerinin artırılması cam tabanların hızlı soğumasına ve sıcaklığın sabit değerde tutulamamasına neden olmaktadır. Basınç değerlerinin azaltılması da püskürtülen çözeltinin atomize edilemeyerek bozuk film oluşumuna sebep olmaktadır.

#### **3.3.5. Çözelti akış hızı**

Çözelti akış hızı elde edilecek filmlerin kalitesi açısından oldukça önemlidir. Çözelti akış hızının uygun değerden yüksek olması gözenekli filmlerin oluşmasına, düşük olması da enerji ve zaman kaybına neden olmaktadır.

Püskürtülecek çözeltilerin akış hızını belirlemek için akış ölçer (flowmeter) kullanılmıştır. Çeşitli akış hızlarında CdO filmleri elde edilmiş ve en uygun film oluşumunun  $1,0 \text{ ml/dak}$ 'da olduğu gözlenmiştir.



### 3.3.6. Çözeltilerin hazırlanması

CdO filmlerini elde etmek için Cd kaynağı olarak  $(\text{CH}_3\text{COO})_2\text{Cd} \cdot 2\text{H}_2\text{O}$  tuzu ve çözücü olarak deiyonize su kullanılarak bir spray çözeltisi hazırlanmıştır.

Flor katkılı CdO filmleri elde etmek için Flor kaynağı olarak  $\text{NH}_4\text{F}$  bileşiği kullanılmış ve deiyonize su içerisinde çözülmesi sağlanmıştır. Hazırlanan çözelti %2, %4, %6 ve %8 katkılama oranlarında spray çözeltisine eklenmiştir.

#### i) $(\text{CH}_3\text{COO})_2\text{Cd} \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ çözeltisinin hazırlanması

CdO elde etmek için 0,1 M  $(\text{CH}_3\text{COO})_2\text{Cd} \cdot 2\text{H}_2\text{O}$  çözeltisi hazırlanmıştır. Bunun için 1:1 oranında önce 20'er ml alınan metanol ve deiyonize su karışımında %98 saflıktaki  $(\text{CH}_3\text{COO})_2\text{Cd} \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ ' den 13,598 gram alınarak çözülmüştür. Çözeltinin homojen olması için magnetik karıştırıcı kullanılmıştır. Daha sonra deiyonize su ilave edilerek çözelti 500 ml'ye tamamlanmıştır.

#### ii) $\text{NH}_4\text{F}$ çözeltisinin hazırlanması

CdO filmlere Flor katkılanması spray çözeltisine  $\text{NH}_4\text{F}$  çözeltisi eklenerek yapılmıştır. 0,1 M'lık  $\text{NH}_4\text{F}$  çözeltisi için %98 saflıktaki  $\text{NH}_4\text{F}$ 'den 0,377 gram alınmıştır.  $\text{NH}_4\text{F}$  önce 40 ml deiyonize suda çözülmüş daha sonra çözelti 100 ml'ye tamamlanarak 0,1 M'lık  $\text{NH}_4\text{F}$  çözeltisi elde edilmiştir.

Hazırlanan bu çözeltiler daha sonra ayrı ayrı temizlenmiş olan şişelere süzgeç kâğıdından süzülerek konulmuştur.

Flor katkılı CdO filmleri elde etmek için hazırlanan çözeltilerden uygun hacimlerde alınarak karıştırılmıştır. Örneğin, %2 Flor katkılı CdO filmlerini elde etmek için 2ml  $\text{NH}_4\text{F}$  çözeltisi ve 98 ml  $(\text{CH}_3\text{COO})_2\text{Cd} \cdot 2\text{H}_2\text{O}$  çözeltisi karıştırılmıştır. Diğer filmleri elde etmek için gereken çözeltiler ise katkı oranları göz önüne alınarak benzer şekilde hazırlanmıştır.

Hazırlanan çözeltilerde renk değişimi veya çökelmenin olup olmadığına bakmak için, istenen konsantrasyon oranında karıştırılan çözeltiler bir cam şişede bir gün bekletilmiştir. Çözeltilerde herhangi bir değişim gözlenmemiştir.



### 3.4. Deneyin Yapılışı

Katkılı ve katkısız CdO filmleri elde etmek için  $11 \times 13 \text{ mm}^2$  ebatlarında düzgün olarak kesilmiş Objekttrager marka 1 mm kalınlığında mikroskop camları kullanılmıştır. Bu camlar istenilen boyutlarda kesildikten sonra deterjanlı saf su ile kaynatılmış ve daha sonra deiyonize su ile durulanmıştır. Durulanan camlar sıcak hava ile kurutulduktan sonra teker teker kromik asitten geçirilmiş ve deiyonize su ile durulandıktan sonra yine kurutulmuştur. Camlar son olarak asetondan geçirilmiş ve tekrar kurutularak temiz hale getirilmiştir.

Püskürtme işleminden önce cam tabanların konulduğu bakır blok zımparalanıp alkol ile temizlenmiştir. Bakır blok yerine yerleştirildikten sonra püskürtme başlığı ile taban arasındaki mesafe istenilen değere ayarlanmış ve bir şakül yardımı ile merkezlenmiştir. Püskürtme öncesinde püskürtme başlığının ucunda çözelti damlacıklarının cam tabanlara düşmesini önlemek için sürgülü kap püskürtme başlığının tam altına gelecek şekilde sürülmüştür. Daha sonra deney setindeki çözelti kabına deiyonize su konmuş ve sistemden geçirilerek sürgülü kaptaki behere boşalması sağlanmıştır. Daha sonra hava yardımıyla çözeltinin geldiği boruda kalan damlacıklar temizlenmiştir. Böylece istenmeyen bir etkinin çözelti derişimini etkilemesi engellenmiştir.

Daha sonra püskürtme başlığından çıkan damlacıkların tam olarak cam tabanların üzerine düşmesi için taban ısıtılmadan ve gerçek püskürtme işlemine geçilmeden denemek amacıyla bir püskürtme işlemi yapılmıştır. Bu deneme yapılırken bakır blok ile aynı boyutlarda merkezi belli olan bir kâğıt, blok üzerine yerleştirilmiştir. Kâğıt üzerine biriken çözeltinin konumundan damlacıkların merkeze düşüp düşmedikleri kontrol edilmiştir. Eğer damlacıkların konumunda merkezden bir sapma varsa bakır bloğun konumu değiştirilerek tekrar ayarlanmıştır.

Püskürtme başlığının ucunda kalan su damlacıklarının cam tabanlara düşmesini önlemek için sürgülü kap püskürtme başlığının tam altına gelecek şekilde sürülmüştür. Daha sonra püskürtme için hazırlanan cam tabanlar merkezde olacak şekilde bakır blok üzerine yaklaşık  $90 \text{ cm}^2$ 'lik bir alana düzgün ve aralıksız olarak dizilmişlerdir. Bu işlemler bittikten sonra püskürtme odasının penceresi



kapatılarak sistem deney için hazır hale getirilmiştir. Hazırlanan çözeltiler ve karışımlar püskürtme kabininden daha yüksek bir konumda olan ayırma hunisi biçimindeki çözelti kabına dökülmüştür.

Sıcaklık kontrolü için 0 °C referans sıcaklığı buzlu su ile sağlanmıştır. Buzlu suyun bulunduğu kabın içine, içi cıva dolu iki deney tüpü, her bir deney tüpünün içine de termokuplun referans uçları cıva ile temas edecek şekilde yerleştirilmiştir. Bu deney tüplerinden başka kablolar da dijital multimetreye bağlanmıştır.

Bütün hazırlıklar tamamlandıktan sonra ısıtıcının anahtarı açılıp, sıcaklık multimetreden kontrol edilmeye başlanmıştır. Taban sıcaklığı istenilen sıcaklığa ulaşıncaya kadar, ısıtma işlemine devam edilmiştir. Taban sıcaklığı istenilen değerden 10-15 °C daha yüksek bir değere getirilmiştir. Çünkü ilk püskürtme anında, püskürtülen çözeltinin sıcaklığı taban sıcaklığından küçük olduğundan gaz akışıyla birlikte tabanda ani sıcaklık düşmelerine neden olmaktadır. Püskürtme işlemi süresince sıcaklık, varyak yardımı ile dengede tutulmaya çalışılmıştır. Ancak  $\pm 5$  °C derecelik sapmalara engel olunamamıştır.

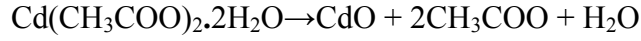
İstenilen sıcaklık değerine ulaşıldıktan sonra azot gazının basıncı 0.2 kg/cm<sup>2</sup> değerine ayarlanmış ve çözelti çıkış anahtarı açılıp çözelti akış hızı flowmetreden 1 ml/dak değerine ayarlanmıştır.

Püskürtme başlığı altındaki sürgülü kap geri çekilerek deneye başlanmıştır. Püskürtme boyunca atık gazları dışarı atılabilmesi için aspiratör açık tutulmuştur. Püskürtme işlemi boyunca azot gazı basıncı, çözelti akış hızı, taban sıcaklığı ve 0 °C referans sıcaklığı sürekli kontrol edilmiştir. Filmlerin elde edilme özellikleri (Çizelge 3.1'de) verilmiştir.

Püskürtme işlemi bittikten sonra, önce çözeltinin anahtarı kapatılmıştır. Sonra ısıtıcı devre dışı bırakılıp, sürgülü kap püskürtme başlığının altına getirilmiştir. Daha sonra azot gazı kapatılmış ve son olarak da püskürtücü kontrol ünitesi devre dışı bırakılmıştır. Elde edilen filmler bu halde birkaç saat soğumaya bırakılmıştır. Soğuma sırasında da atık gazların dışarıya çıkması için aspiratör bir müddet açık bırakılmıştır. Soğutma işlemi bittikten sonra elde edilen filmlerden homojen görümlü olanları seçilip, petri kaplarına konulmuştur.



CdO yarıiletken filmi, spray pyrolysis yöntemiyle kolaylıkla elde edilebilir. CdO elde etmek için  $(\text{CH}_3\text{COO})_2\text{Cd} \cdot 2\text{H}_2\text{O}$  çözeltisi kullanılır. Spray pyrolysis yöntemiyle CdO filmler elde edilirken daha önce aynı yöntemle yapılan çalışmalara benzer olarak cam tabanların yüzeyinde



reaksiyonu meydana gelir (Sravani ve ark., 1994).

**Çizelge 3.1.** Filmlerin elde edilme özellikleri ve kalınlıkları

Filmler	Taban Sıcaklığı (°C)	Azot Basıncı (kg/cm <sup>2</sup> )	Çözelti Akış Hızı (ml/dak)	Püskürtme Yüksekliği (cm)	Püskürtme Süresi (dak)	Filmlerin Kalınlıkları (µm)
CdO	250	0,2	1	25	15	1,782
CdO:F (%2)	250	0,2	1	25	15	1,1
CdO:F (%4)	250	0,2	1	25	15	0,171
CdO:F (%6)	250	0,2	1	25	15	1,65
CdO:F (%8)	250	0,2	1	25	15	0,612

### 3.5. Elde Edilen Filmlerin Kalınlıkları

Cam tabanlar üzerine elde edilen filmlerinin kalınlıkları tartı metodu ile bulunmuştur. Tartım işlemi maksimum 220 gr tartabilen 0.1 mg hassasiyetli SHIMADZU AY 220 model elektronik terazi ile yapılmıştır. Tartım işlemleri iki aşamada yapılmıştır. Cam tabanlar püskürtme işleminden önce tek tek tartılıp tabanları numaralandırılmıştır. Aynı cam tabanlar, üzerine film oluşturulduktan sonra tekrar tartılmıştır. İki tartı arasındaki fark cam taban üzerinde oluşan filmin kütlesini vermektedir. Filmlerin kalınlıklarını (w) hesaplamak için

$$w = \Delta m / S \cdot \rho_f \quad (3.1)$$

formülü kullanılmıştır. Burada;

$\Delta m$ , filmin kütlesi,

$\rho_f$ , filmin yoğunluğu,

S, cam tabanın yüzey alanını



göstermektedir. Film kalınlığı hesaplanırken filmin homojen kalınlıkta olduğu kabul edilmiştir. Flor katkılanmasıyla mümkün olabilecek yoğunluk değişimi ihmal edilmiştir. Çünkü kristal yapı değişmemiştir ve oksijen ve florun atomik ağırlığı birbirine çok yakındır.

Çizelge 3.1 den görüldüğü gibi filmler aynı püskürtme sürelerinde elde edilmiş olmasına rağmen kalınlıkları farklıdır. Bunun nedeninin film oluşumunun herbir cam taban üzerinde homojen olmayan bir dağılıma sahip olmasından kaynaklandığı söylenebilir. Her ne kadar spray çözeltisinin film oluşturulacak cam tabanların tam ortasına gelmesi ayarlanmışsa da sapmalar olabilir.



## 4. CdO FİMLERİNİN X-IŞINI KIRINIMI DESENLERİ

### 4.1. Giriş

Bir kristal, atomların üç boyutlu uzayda periyodik dizilmeleriyle oluşturdukları katı olarak tarif edilebilir. Katıların kristal yapısı materyali oluşturan atom, atom grupları ve moleküllerin üç boyutlu uzayda belirli bir geometrik düzende sıralanarak bir araya gelmesi ile oluşur (Cullity 1978; Durlu 1992).

Görünür ışık kullanarak kristalin iç yapısı hakkında bilgiler elde edemeyiz. Çünkü görünür ışığın dalga boyu, kristalin atom ve molekülleri arasındaki boşluklarla kıyaslandığında oldukça büyüktür. Kristal yapısını incelemek için dalga boyları görünür ışığa göre çok daha küçük olan foton, nötron ve elektronların kırınımı yoluyla incelenir. Fakat en fazla kullanılan yöntem x-ışını kırınım desenleridir (Kittel 1996; Blakemore 1985).

X-ışınlarının kristaller aracılığıyla kırınımının mümkün olduğunu ilk olarak 1912'de Alman fizikçi von Laue göstermiştir. Laue'nin yaptığı deneyler hem x-ışınlarının dalga yapısını, hem de atomların bir kristal içerisinde periyodik düzende olduğunu ispatlamıştır. Bu deneyleri inceleyen İngiliz fizikçi W.L. Bragg yine 1912 yılında Laue deneyini başarılı bir şekilde analiz etmiş ve kırınım için gerekli koşulları von Laue tarafından kullanılandan daha basit bir matematiksel formda ifade edebilmiştir. Sonraki yıllarda da bazı kristal yapıları ilk olarak eksiksiz analiz etmiştir (Cullity, 1978).

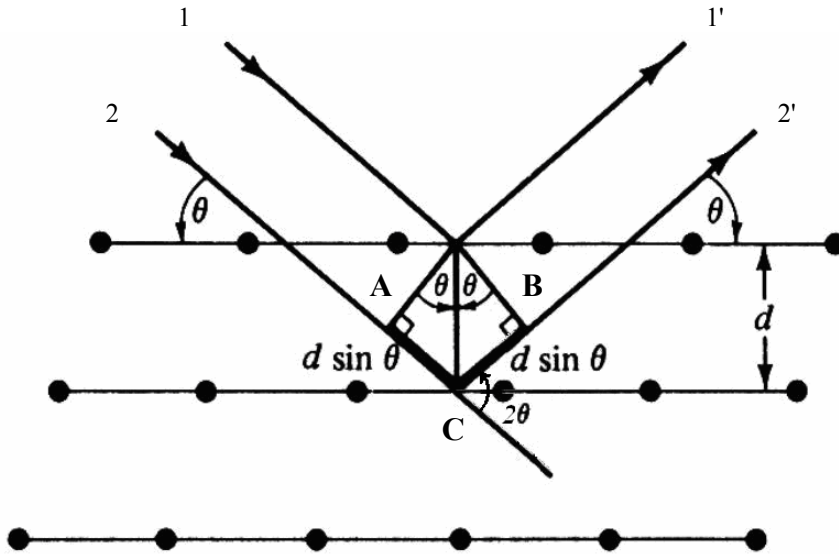
### 4.2. X-Işını Kırınımı

Materyallerin kristal yapıları ile ilgili çalışmalarda x-ışınlarının kırınımından yararlanılmaktadır. Bir x-ışınının enerjisi, dalga boyu ile ters orantılıdır ve enerjisi  $E=hc/\lambda$  'dır, dalga boyu ise 0.1Å ile 100Å arasında değişir. Kristal çalışmalarında 0,2 Å ile 2,5 Å arasındaki dalga boylu x-ışınları kullanılır. Bu çalışmada dalga boyu 1,541 Å olan  $CuK_{\alpha}$  olan tek dalga boylu x-ışınları kullanılmıştır.



X-ışınlarının kristalde kırınımına uğraması için belirli geometrik şartların gerçekleşmesi gerekmektedir. Bir kristale x-ışını gönderildiği zaman, kristaldeki atomlara ait elektronlar aynı frekansta titreşmeye zorlanırlar. Böylece, kristaldeki elektronlar, her yönde aynı dalga boyunda ışın yayınlırlar. Kristaldeki her atomun bütün elektronları, x-ışınlarının saçılmasına katkıda bulunurlar ve küresel dalga şeklinde aynı faz ile aynı frekansta ışıma yaparlar. Aynı frekansta ışıma yapan bu örgü noktalarındaki atomlar birer kaynak gibi davranırlar. Bu ışımlar bazı yönlerde birbirlerini kuvvetlendirirken bazı yönlerde ise zayıflatırlar, yani bu ışımlar yapıcı ve yıkıcı girişim yaparlar.

Bir kristalden kırınım olayının açıklanması W.L. Bragg tarafından yapılmıştır. Kırınım olayı Şekil 4.1'de gösterildiği gibi, kristaldeki atomların oluşturduğu farklı düzlem tabakalarından yansıyan dalgaların girişimleri sonucu oluşur. Yansıma düzlemleri kristalin yüzeyini oluşturan düzlemlerden tamamen farklı olabilir (Kittel, 1996). Kristalin paralel düzlemlerine  $\theta$  açısı yaparak gelen tek dalga boylu x-ışınlarının kırılmadığı kabul edilirse, kristale giren x-ışınları düzlemlerden  $\theta$  açısı yaparak yansıyacaktır. Bu ışınlar yol farkından dolayı birbirlerini yapıcı veya yıkıcı yönde etkilerler. Girişim yapıcı ise 1 nolu ve 2 nolu ışınlar arasındaki yol farkı, dalga boylarının tam katlarına eşit olmalıdır.



**Şekil 4.1.**  $d$  mesafesiyle ayrılmış, belirli bir örgü düzlemleri ailesinden bir Bragg yansıması (Ashcroft ve Mermin, 1976).



$$\text{Yol Farkı} = \overline{AC} + \overline{CB} = d\sin\theta + d\sin\theta$$

ile verilir. Buradan,

$$2d\sin\theta = n'\lambda \quad (4.1)$$

yol farkının dalga boyunun tam katlarına eşit olması gerektiği görülür. Bu eşitlik Bragg yasası olarak bilinir. Burada,

$d$ , kristal düzlemleri arası uzaklığı,

$n'$ , bir tam sayı olmak üzere yansıma mertebesini,

$\lambda$ , gelen x-ışının dalga boyunu göstermektedir.

Bir kristalde X-ışınları kırınımı Bragg yasası sınırları içinde meydana gelir. Bragg yasasının koşulları sağlanarak üç farklı yöntemle X-ışınları kırınımından veri elde edilebilir. Bunlar Laue, döner kristal ve toz yöntemidir.

Laue yönteminde kristal sabit tutularak değişen dalga boylarında x-ışınları gönderilerek difraksiyon koşulları sağlanır. X-ışınları demeti heterojen olarak kullanılır yani beyaz ışınım söz konusudur. Bu yöntem iki farklı şekilde uygulanır. İlk yöntemde x-ışınları kristal üzerine gönderilir ve kristal tarafından difraksiyona uğrayan ışınlar kristali kat ederek film plağı üzerine düşer, ikinci yöntemde ortasından bir delik açılarak hazırlanmış film plağı x-ışınları kaynağı ile kristal arasına konur ve difraksiyona uğrayan ışınlar film plağı üzerine düşer. Sonuçta, kristaldeki her bir düzlem takımı için Bragg şartını sağlayacak, bir beyaz ışınım dalga boyu olacaktır. Film plakalarından kristalin yönelmesi, içerisindeki kusurları gibi özellikler Laue desenleri yardımı ile bulunabilir. Numune olarak yaklaşık 1 mm boyutlarında tek (single) kristal kullanılır.

Döner kristal yönteminde monokromatik x-ışınları kullanılırken kristal belirlenmiş bir eksen etrafında döndürülerek Bragg yasasını gerçekleyen açılarda difraksiyon meydana gelmesi sağlanır. Bir tek kristal monokromatik x-ışını demetine dik olarak yerleştirilir ve silindirik bir film kristalin etrafına sarılır. Kristal seçilen bir eksen etrafında döndürülürken filmin ekseni kristal ekseni ile çakışmalıdır. Difraksiyonun gerçekleşmesiyle film üzerinde düzenli lekeler meydana gelecektir. Bu metodun sağladığı en büyük avantaj, ortaya çıkan



yansımada kristalin ayrı düzlemler takımına ait yansımalarının birbirlerinden kolaylıkla ayrılabilmesidir. Dezavantaj ise, kristal yapıya ait eksenlerden birinin bilinmesi gerekliliğidir. Eğer kristal yapısı bilinmeyen bir numune üzerinde çalışılıyorsa, eksenlerden birini belirlemek uzun zaman alabilir.

Toz yönteminde incelenecek kristal çok ince toz haline getirilir ve monokromatik x-ışınları içine yerleştirilir. Her bir toz parçası gelen demete göre keyfi bir şekilde yönlendirilmiş küçük bir kristaldir. Bu durumda Bragg koşulunu sağlayan örgü düzlemlerinde difraksiyon meydana gelir. Toz örnek, merkezinden geçen bir eksen etrafında kolayca dönebilen silindirik bir cam tüp içine konulur. Kırınımın kaydedileceği film ise, tüpün dönme eksenini ile aynı eksenli silindirin iç yüzeyine yerleştirilir. Çok büyük sayılardaki küçük kristal taneleri tüpte rastgele yönelmiş olduğundan, hemen her zaman, Bragg yasasını sağlayacak şekilde yönelmiş yeterli sayıda kristal tanesi bulunur. Tüpün içindeki örnek tüple beraber tüpün eksenini etrafında döndürülürse, her yeni durum için, başka kristal taneleri kırınım konumuna geçer. Tozun tamamı ele alındığında, bir eksen etrafında değil fakat bütün mümkün eksenler etrafında döndürülen bir tek kristale denktir. Kristal yapı önceden bilinirse, örgü sabitleri büyük bir duyarlılıkla tayin edilir (Cullity 1996; Dikici 1993).

Toz yönteminin en büyük avantajı tek kristal kullanmadan kırınım desenlerini bulmayı mümkün kılmasıdır. Spray pyrolysis yöntemiyle elde edilen Flor katkılı ve katkısız CdO filmlerin kristal yapıları, toz yöntemi kullanılarak elde edilen x-ışını kırınım desenlerinden elde edilmiştir.

#### **4.3. Katkısız CdO ve F Katkılı CdO Filmlerinin X-ışını Kırınım Desenleri**

Katkısız CdO ve F katkılı CdO filmlerinin X-ışını kırınım desenleri bilgisayar kontrollü RIGAKU RINT 2000 Series X-Ray Diffractometer cihazı ile  $\lambda = 1,541$  dalga boylu  $\text{CuK}\alpha$  radyasyonu kullanılarak elde edilmiştir. Filmlerin kırınım desenleri  $20^\circ \leq 2\theta \leq 75^\circ$  açı aralıklarında elde edilmiştir. Açı değerleri  $0,02^\circ$ 'lik adımlarla artırılmıştır. Kırınım desenlerinin incelenmesi ile filmlerin kristal yapısı hakkında bilgi elde edilebilir.



Kırınım desenlerindeki piklerin şiddetlerinin büyük ve pik şiddetlerinin yarı genişliklerinin küçük olması kristallenmenin iyi olduğu anlamına gelir. Pik şiddetlerinin küçük ve pik şiddetlerinin yarı genişliklerinin geniş olması ise materyalin amorf yapıya daha yakın olması anlamına gelir. Bu çalışmada elde edilen filmlerin x-ışını kırınım desenlerinde piklerin üzerinde ilgili düzlemlerin Miller indisleri verilmiştir.

Şekil 4.2’de  $200\pm5^{\circ}\text{C}$  taban sıcaklığında elde edilen CdO yarıiletken filmine ait x-ışını kırınım deseni görülmektedir. Bu taban sıcaklığında [111], [200], [220], [311] ve [222] düzlemlerine ait pikler tesbit edilmiştir. Kırınım deseninde yer alan CdO bileşiğinin kübik yapısına ait olan bu piklerin çoklu yapısı filmlerin polikristal yapıda olduğunu gösterir. Ancak kırınım desenindeki bazı piklerin hangi düzlemlerden yansımanın sonucu olduğu belirlenememiştir.  $200^{\circ}\text{C}$  taban sıcaklığında üretilen filmlerin tercihli yöneliminin [111] doğrultusu boyunca olduğu belirlenmiştir.

Şekil 4.3’te  $225\pm5^{\circ}\text{C}$  taban sıcaklığında elde edilen CdO yarıiletken filmine ait x-ışını kırınım deseni görülmektedir. Bu taban sıcaklığında CdO [111], [200], [220], [311] ve [222] düzlemlerine ait pikler tesbit edilmiştir. Kırınım deseninde yer alan CdO bileşiğinin kübik yapısına ait olan bu piklerin çoklu yapısı filmlerin polikristal yapıda olduğunu gösterir. (111) düzleminden meydana gelen yansımaya ait pik daha şiddetli ve bu pikin şiddetinin yarı genişliği daha dardır. Tercihli yönelimi (111) düzlemi boyunca olduğu belirlenmiştir. Şekil 4.2 ve Şekil 4.3’teki kırınım desenleri karşılaştırılırsa Şekil 4.3’teki piklerin şiddetlerinin daha fazla olduğu görülmektedir. Bu durumda,  $225\pm5^{\circ}\text{C}$  taban sıcaklığında elde edilen CdO yarıiletken filminin  $200\pm5^{\circ}\text{C}$  taban sıcaklığında elde edilen filme göre daha iyi kristalize olduğunu söylemek mümkündür.

Şekil 4.4’te  $250\pm5^{\circ}\text{C}$  taban sıcaklığında elde edilen CdO yarıiletken filmine ait x-ışını kırınım deseni görülmektedir.  $225\pm5^{\circ}\text{C}$  taban sıcaklığında elde edilen filmin kırınım deseni ile karşılaştırıldığında  $250\pm5^{\circ}\text{C}$  taban sıcaklığında elde edilen filmin kırınım desenindeki (111) düzlemine ait pikin şiddeti azalırken (200) düzleminden elde edilen pikin şiddeti daha da artmıştır. Bu sıcaklıkta tercihli yönelimin [200] doğrultusu boyunca olduğu belirlenmiştir. Spray pyrolysis yöntemiyle yapılan benzer çalışmalarda [200] doğrultusunda tercihli



yönelme olduğu görülmüştür (Ferro ve ark. 2000; Lokhande ve Uplane 2001). Bu taban sıcaklığında ayrıca (220) ve (311) düzlemlerine ait pikler gözlenmiştir. Kırınım deseninde yer alan CdO bileşiğinin kübik yapısına ait olan bu piklerin çoklu yapısı filmlerin polikristal yapıda olduğunu gösterir.

Üç farklı taban sıcaklığında elde edilen filmlerin x-ışını kırınım desenleri incelendiğinde 250°C taban sıcaklığında elde edilen filmin [200] doğrultusunda yöneliminden elde edilen pik şiddeti en fazla olanıdır. Dolayısıyla diğer taban sıcaklıklarına göre bu sıcaklıkta elde edilen filmlerin daha iyi kristalize olduğu söylenebilir. Bu nedenle 250°C taban sıcaklığı flor katkılı CdO filmleri elde etmek için seçilmiştir..

Şekil 4.5'te 250±5°C taban sıcaklığında elde edilen %2 F katkılı CdO yarıiletken filmine ait x-ışını kırınım deseni görülmektedir. (200) düzleminde elde edilen yansıma ait pikin şiddeti en fazla olanıdır. 250±5°C taban sıcaklığında elde edilen katkısız filmlerin kırınım deseniyle karşılaştırıldığında (111) düzleminde elde edilen pikin şiddeti artmış (200) düzleminde elde edilen pikin şiddeti azalmıştır. (220) ve (311) düzlemlerinde elde edilen piklerin şiddetleri ise önemli bir değişiklik göstermemiştir. Kırınım deseninde yer alan CdO bileşiğinin kübik yapısına ait olan bu piklerin çoklu yapısı filmlerin polikristal yapıda olduğunu gösterir.

Şekil 4.6'da 250±5°C taban sıcaklığında elde edilen %4 F katkılı CdO yarıiletken filmine ait x-ışını kırınım deseni görülmektedir. 250±5°C taban sıcaklığında elde edilen %2 F katkılı CdO filmlerin kırınım deseniyle karşılaştırıldığında (111) düzleminde elde edilen pikin şiddeti artmış (200) düzleminde elde edilen pikin şiddeti azalmıştır. (220) ve (311) düzlemlerinde elde edilen piklerin şiddetleri hemen hemen aynı kalmıştır. Ayrıca (222) düzleminde oluşan yansımanın sonucu bir pik de elde edilmiştir. Kırınım deseninde yer alan CdO bileşiğinin kübik yapısına ait olan bu piklerin çoklu yapısı filmlerin polikristal yapıda olduğunu gösterir.

Şekil 4.7'de 250±5°C taban sıcaklığında elde edilen %6 F katkılı CdO yarıiletken filmine ait x-ışını kırınım deseni görülmektedir. Bu filmin kırınım desenlerinde (111), (200), (220) ve (311) düzlemlerinde pikler elde edilmiştir. Kırınım deseninde yer alan CdO bileşiğinin kübik yapısına ait olan bu piklerin



çoklu yapısı filmlerin polikristal yapıda olduğunu gösterir.  $250\pm 5^\circ\text{C}$  taban sıcaklığında elde edilen katkısız film ile %2, %4 ve %6 katkılı filmlerden elde edilen x-ışını kırınım desenleri karşılaştırıldığında bu filmlerin kırınım desenlerinin tümünde en şiddetli pik (200) düzleminden elde edilen piktir. Ancak katkı konsantrasyonunun artmasıyla (200) düzleminden elde edilen pikin şiddetinin gittikçe azaldığı görülmüştür. Taneciklerin [200] doğrultusunda yönelmesinin azalmasına CdO örgü içindeki flor atomlarının artarak daha fazla bir kristallik kusuruna neden olduğu düşünülmektedir. Flor atomları Oksijen atomlarıyla yer değiştirebilir. Flor konsantrasyonu arttıkça örgüdeki interstitial bölgeleri de işgal edebilir. Bu da kristaldeki örgü kusurlarının artmasına neden olur (Ferro ve ark., 2000).

Şekil 4.8’de  $250\pm 5^\circ\text{C}$  taban sıcaklığında elde edilen %8 Flor katkılı CdO yarıiletken filmine ait x-ışını kırınım deseni görülmektedir. Bu filmin kırınım deseninde (111), (200), (220), (311) ve (222) düzlemlerinden elde edilen yansımalar görülmektedir. Kırınım deseninde yer alan CdO bileşiğinin kübik yapısına ait olan bu piklerin çoklu yapısı filmlerin polikristal yapıda olduğunu gösterir. En şiddetli pik, diğer katkılı filmlerin aksine (111) düzleminden yansıma sonucu elde edilen piktir ve bu pikin şiddetinin yarı genişliği kırınım desenindeki diğer piklerinkinden daha dardır.

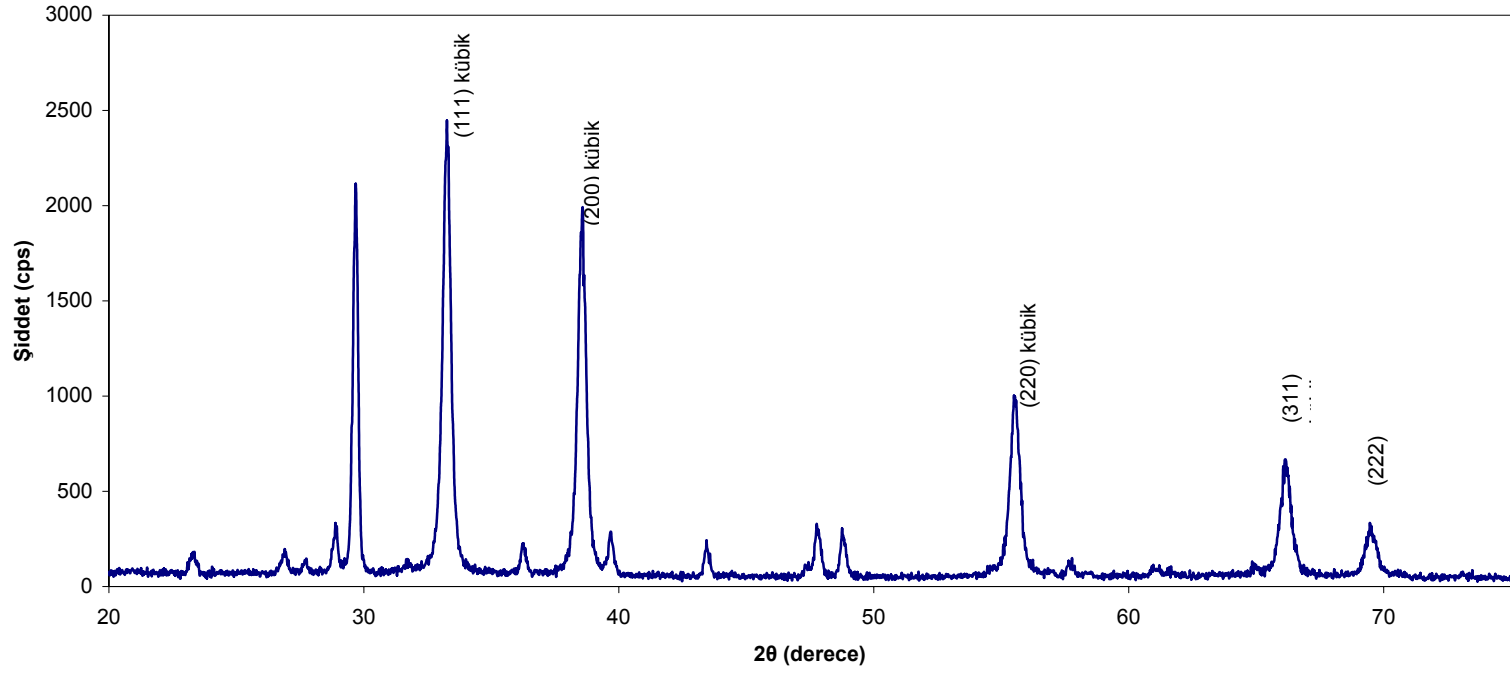
Genel olarak bütün filmlerden elde edilen pikler karşılaştırıldığında filmlerin katkı oranı arttıkça (111) düzleminden yansıma sonucu elde edilen pikler sürekli artmış ve %4 katkı oranına sahip filmlerde en büyük değere ulaşmıştır. %6 ve %8 oranlarında katkılanan filmler için bu düzlemden elde edilen pikte önemli bir değişim gözlenmemiştir. (200) düzleminden elde edilen pikin şiddeti ise gittikçe azalmıştır.

Kırınım desenlerinde pik şiddetlerinin büyük ve pik şiddetlerinin yarı genişliklerinin dar olması filmlerde kristallenmenin iyi olduğu anlamına gelir. İncelenen X-ışınları kırınım desenlerinde F katkılı ve katkısız CdO filmlerde aynı düzlemler için pik veren açı değerlerinde yer yer  $0,2^\circ$  ye varan kaymalar oluşmuştur. Bu kaymaların sonucu olarak da Bragg yasası uyarınca elde edilen d, kristal düzlemleri arası uzaklık değerlerinde  $0,025 \text{ \AA}$  değerlerine varan farklar oluşmuştur. Bu fark oksijen boşluklarından, flor atomunun oksijenin yerine



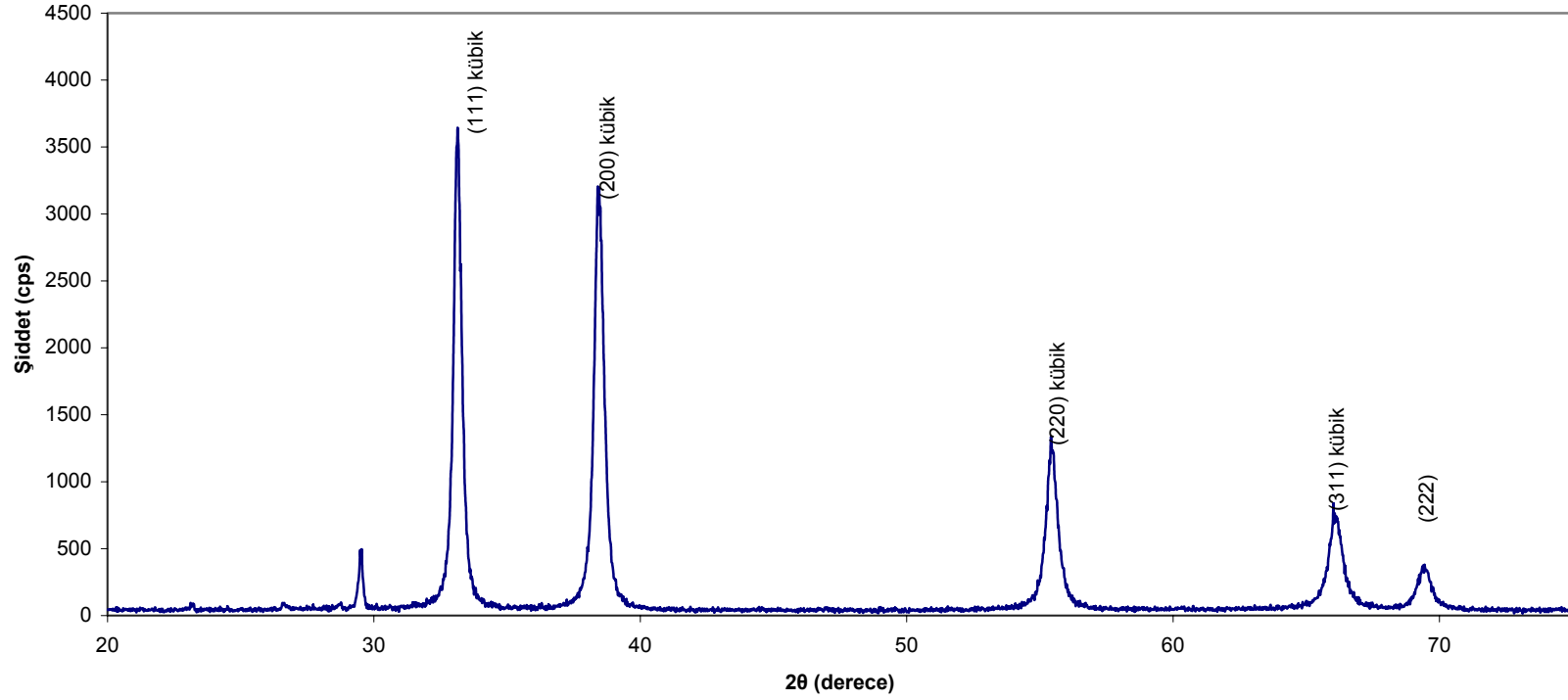
geçmesinden veya Cd atomlarının örgü içersinde interstitial pozisyonları işgal etmesinden kaynaklanabilir.





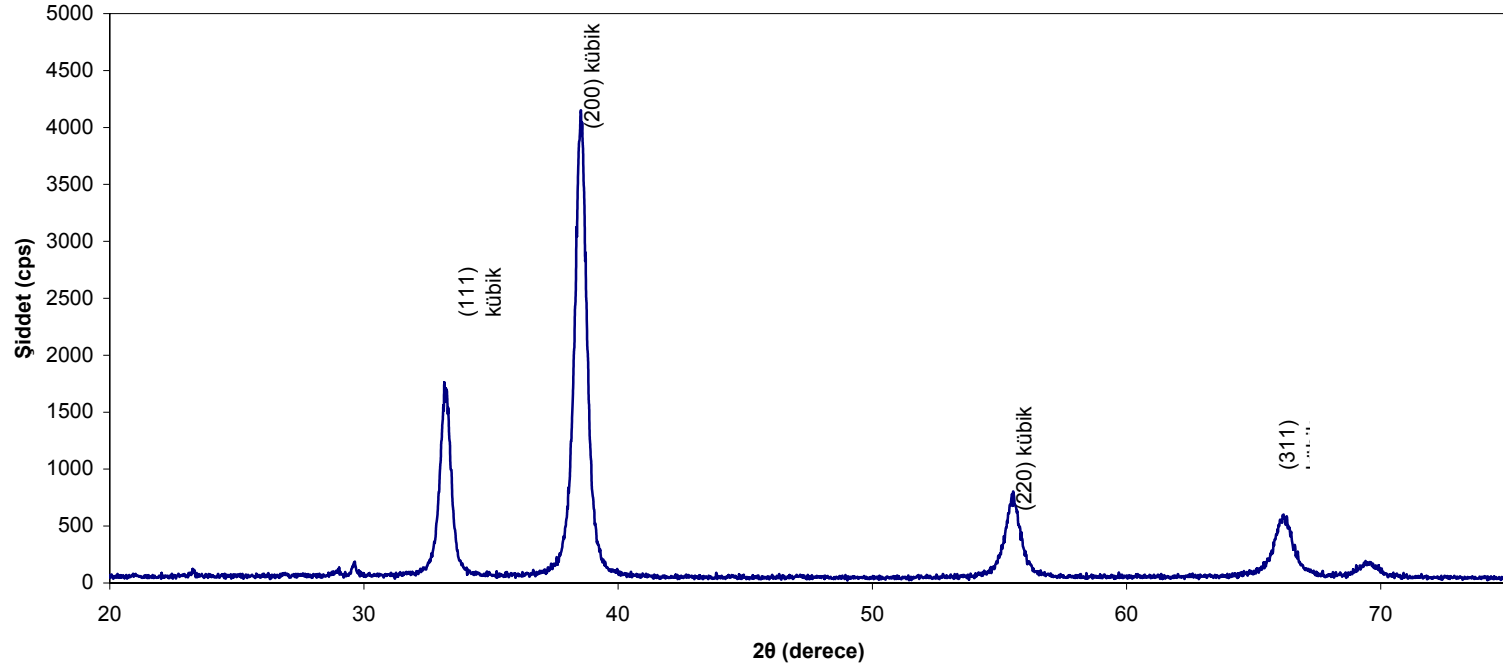
Şekil 4.2.  $200 \pm 5^\circ\text{C}$  taban sıcaklığında elde edilen CdO filminin x-ışını kırınım deseni





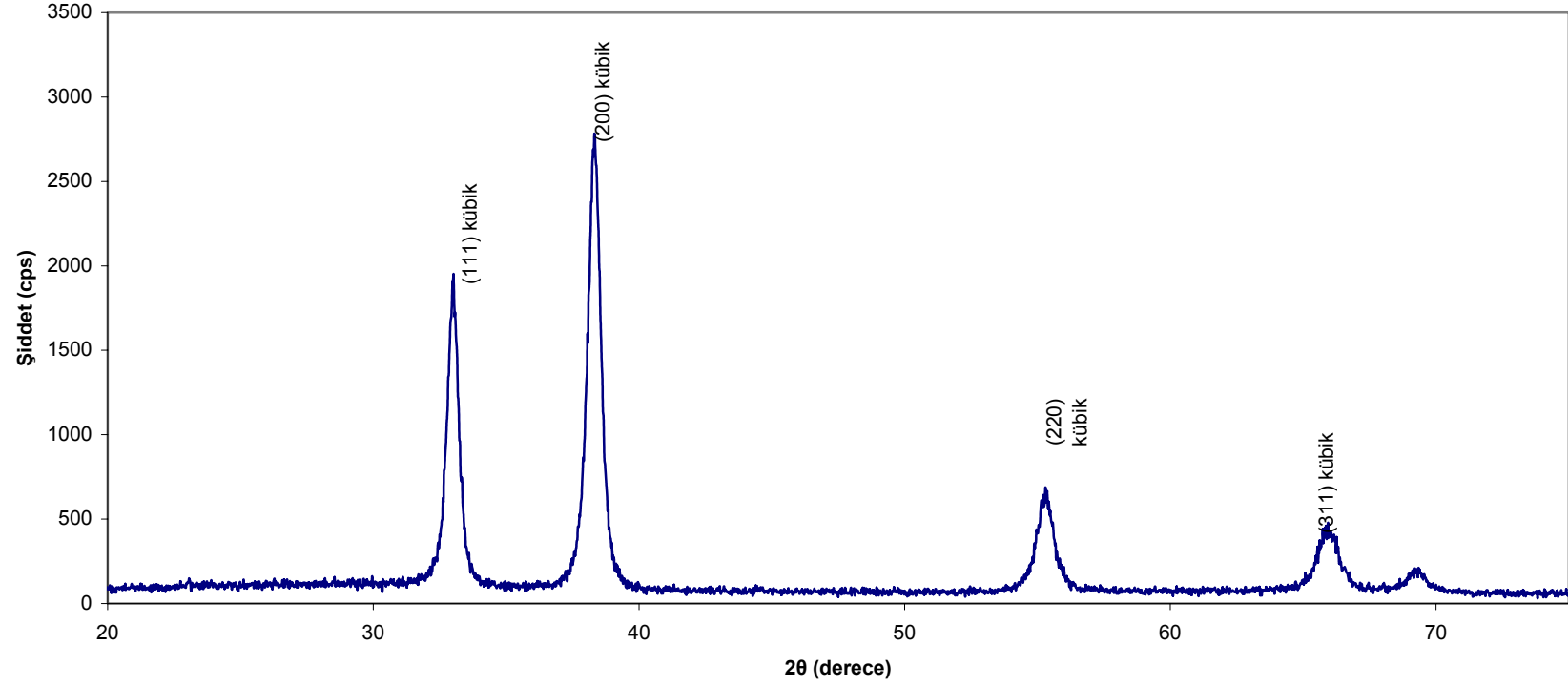
Şekil 4.3. 225±5°C taban sıcaklığında elde edilen CdO filminin x-ışını kırınım deseni





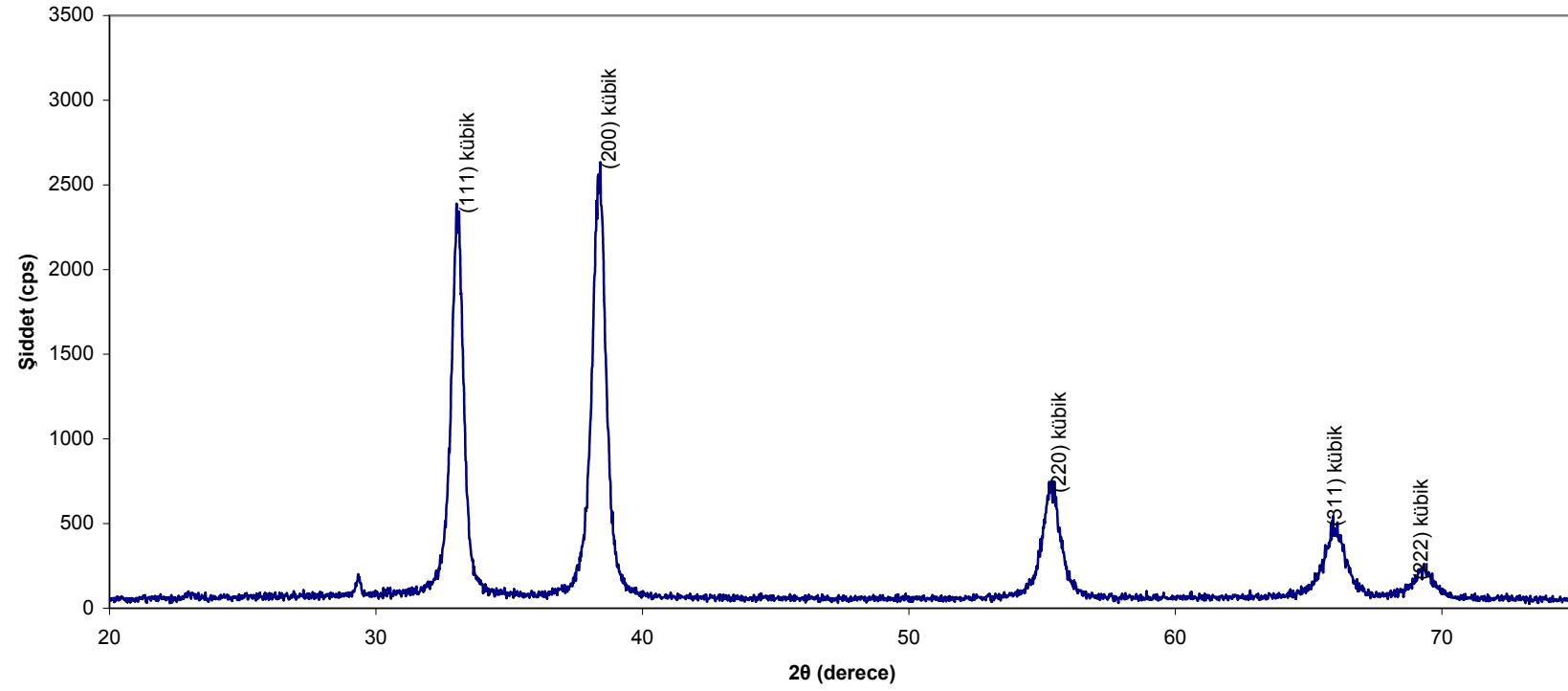
Şekil 4.4.  $250 \pm 5^\circ\text{C}$  taban sıcaklığında elde edilen CdO filminin x-ışını kırınım deseni





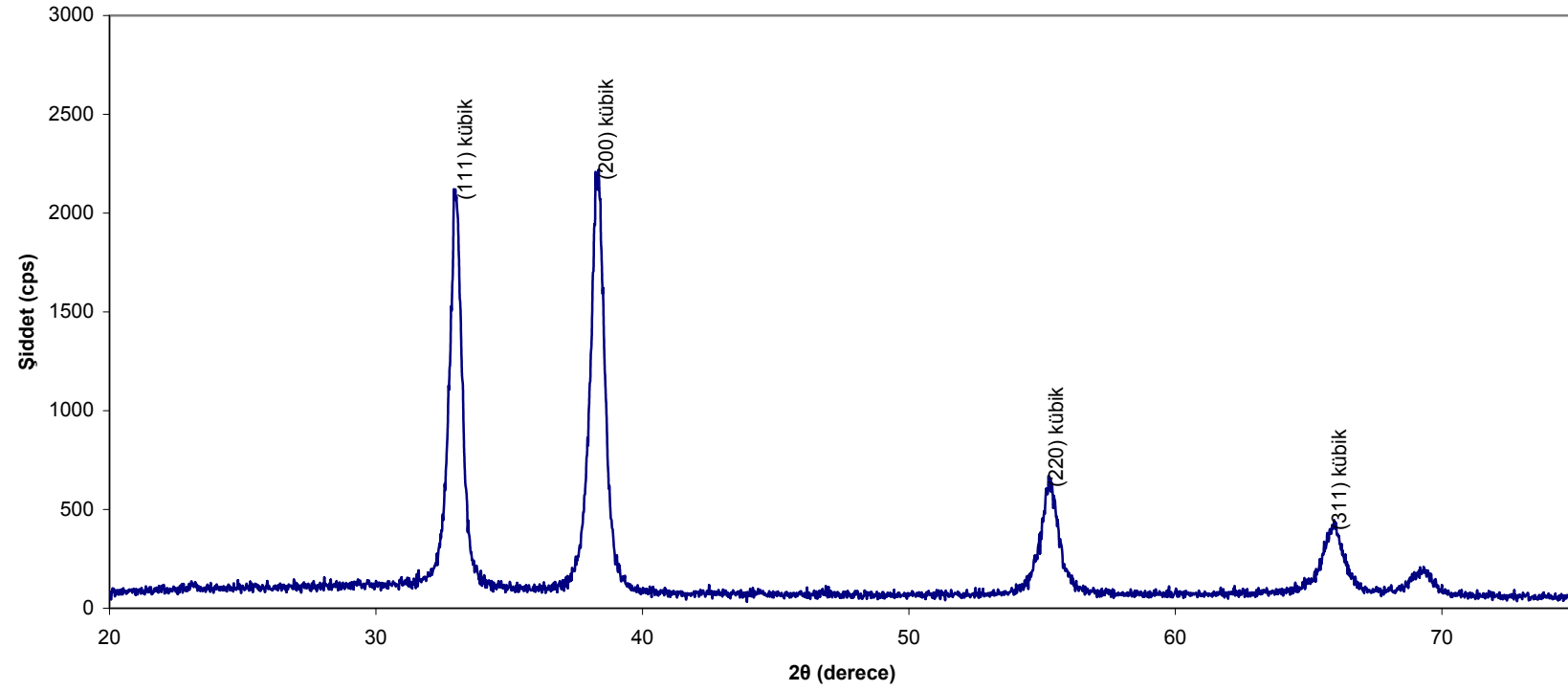
Şekil 4.5.  $250\pm 5^\circ\text{C}$  taban sıcaklığında elde edilen %2 F katkılı CdO filminin x-ışını kırınım deseni





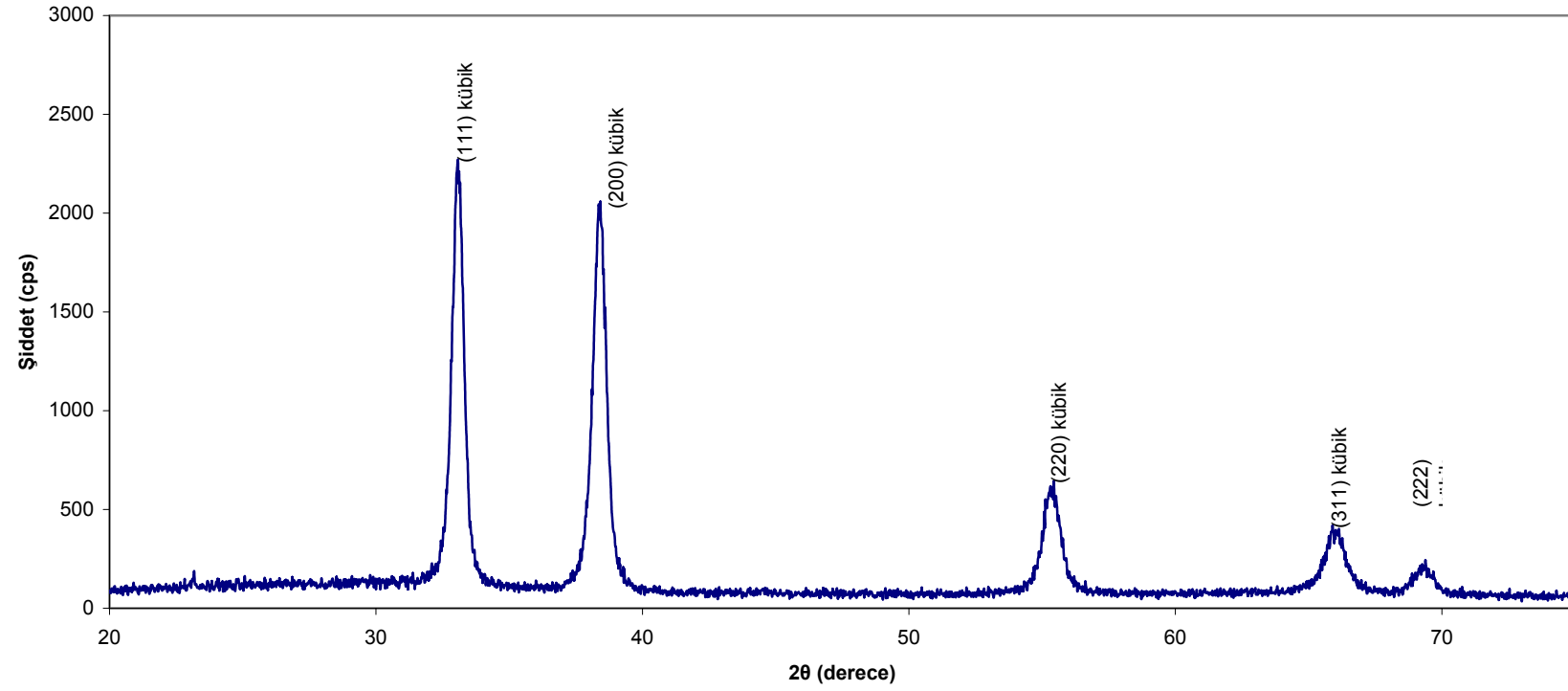
Şekil 4.6.  $250\pm 5^\circ\text{C}$  taban sıcaklığında elde edilen %4 F katkılı CdO filminin x-ışını kırınım deseni





Şekil 4.7.  $250 \pm 5^\circ\text{C}$  taban sıcaklığında elde edilen %6 F katkılı CdO filminin x-ışını kırınım deseni





Şekil 4.8. 250±5°C taban sıcaklığında elde edilen %8 F katkılı CdO filminin x-ışını kırınım deseni



## 5. CdO FİLMLERİN TEMEL ABSORPSİYON SPEKTRUMLARI

### 5.1. Giriş

Yarıiletkenlerin bant yapılarını belirlemek için en direkt ve belki de en basit yöntem absorpsiyon spektrumunu ölçmektir. Absorpsiyon yarıiletkenine gelen elektromagnetik dalga ile materyaldeki elektrik yüklerinin etkileşmesi sonucu ortaya çıkan enerji kaybı olayıdır. Absorpsiyon sürecinde, bilinen enerjiye sahip bir foton bir elektronu düşük bir enerji seviyesinden daha yüksek bir enerji seviyesine uyarır. Böylece, absorpsiyon spektrumunda enerji seviyeleri arasında tüm mümkün olan geçişler, yarıiletkenin yasak enerji aralığı ve bant tipi hakkında bilgi verebilir. Yarıiletkenin örgüsündeki kristal kusurlarını dikkate almazsak, ışığın absorplanmasının en belirgin nedenleri şunlardır;

- 1) Kristalde titreşimlerin olması,
- 2) İzinli bantlardaki elektron ve hollerin uyarılması (uyarılmalar yasak enerji aralığından daha küçük enerjiye sahip olabilir),
- 3) Eksiton oluşturulması,
- 4) Yasak enerji aralığı içindeki yerleşik seviyelerin uyarılması,
- 5) Valans bandından iletim bandına yasak enerji aralığını geçecek şekilde elektronların uyarılması(Mott ve Davis, 1971).

Kalınlığı  $x$  olan materyale  $I_0$  şiddetli ışın gönderilirse, bu ışın  $I$  şiddeti ile materyali geçecektir. Böylece  $I_0$  ile  $I$  arasında eksponansiyel olarak,

$$I = I_0 e^{-\alpha x} \quad (5.1)$$

bağıntısı mevcuttur. Burada;

$I_0$ : materyale gelen ışının şiddeti

$I$ : materyali geçen ışının şiddeti

$\alpha$ : lineer absorpsiyon katsayısı

$x$ : materyalin kalınlığı

olarak tanımlanır.

Absorpsiyon  $\alpha(h\nu)$  katsayısı ile ifade edilir. Bu katsayı, yayılım yolu boyunca  $L(h\nu)$  ışık şiddetindeki azalmanın bağıl oranı olarak tanımlanır ve



$$\alpha = \frac{1}{L(h\nu)} \frac{d[L(h\nu)]}{dx} \quad (5.2)$$

ile verilir. Denklem (5.2)'den görüldüğü gibi lineer absorpsiyon katsayısı büyüdükçe materyali geçen ışık şiddeti azalacaktır (Pankove, 1975).

Bir yarıiletken materyalde ise yarıiletkenlerin bant yapıları gereği absorpsiyon olayı farklı şekillerde gerçekleşebilmektedir. Yarıiletkenlerde gelen ışının absorplanması şu şekillerde meydana gelmektedir:

- a) temel absorpsiyon olayı,
- b) eksitonların absorpsiyonu,
- c) serbest taşıyıcıların absorpsiyonu,
- d) katkı atomlarının (impurity) absorpsiyonu,
- e) sıcak elektron (hot electron) yardımıyla absorpsiyon,
- f) eş elektronik tuzaklara (isoelectronic trap) bağlı absorpsiyon,
- g) akseptör-donör arası geçişler,
- h) bant içi (intraband) geçişler,
- i) örgü absorpsiyonudur.

Bu absorpsiyon olaylarından bazıları bir yarıiletken materyalde aynı anda birlikte gerçekleşebilir.

## 5.2. Temel Absorpsiyon Olayı

Temel absorpsiyon bir yarıiletkende, valans bandındaki bir elektronun materyale gelen ışıdan bir foton absorplayarak iletim bandına geçmesi olarak adlandırılabilir (Şekil 5.1.). Bunun için yarıiletken üzerine düşen fotonun enerjisinin en az yasak enerji aralığına eşit veya yasak enerji aralığından büyük olması gerekir. Bu durumda gelen fotonun frekansı  $\nu$ ,

$$\nu \geq E_g / \hbar \quad (5.3)$$

şeklinde yazılabilir. Gelen fotonun dalga boyu  $\lambda_g$



$$\lambda_g \leq hc/E_g \quad (5.4)$$

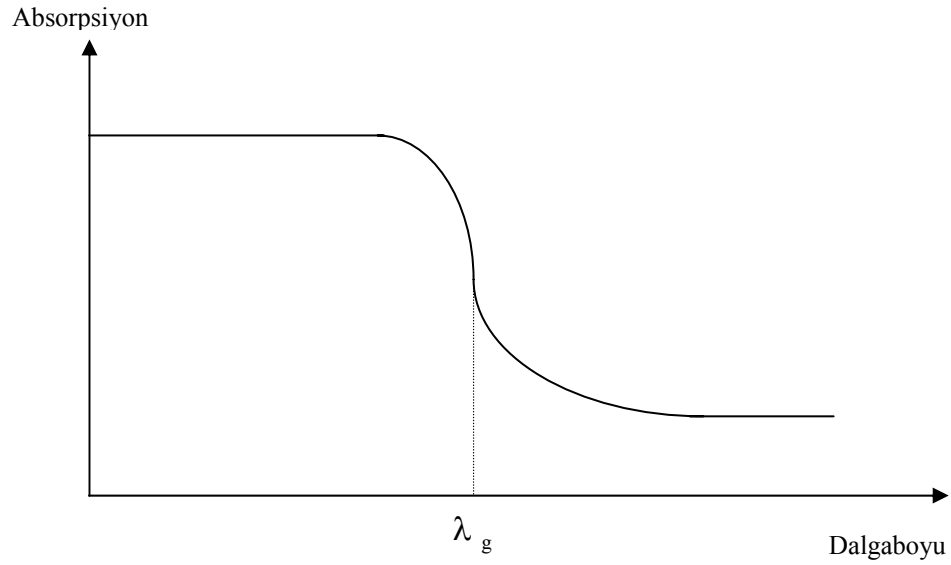
dir. Burada;

h: Planck sabitini

c: ışık hızını

göstermektedir.

Şekil 5.1’de görülen bir yarıiletkenin temel absorpsiyon spektrumunda  $\lambda_g$  dalga boyuna yakın dalga boylarından itibaren absorpsiyonda sürekli bir artış gözlenir ve  $\lambda_g$ ’den sonra bir denge değerine ulaşır. Yarıiletken materyal  $\lambda_g$  dalga boyundan küçük dalga boylarında kuvvetli bir absorplayıcı,  $\lambda_g$  dalga boyundan büyük dalga boylarında ise hemen hemen geçirgen özellik gösterir. Bu iki bölgeyi ayıran sınır, temel absorpsiyon sınırı olarak adlandırılır.



**Şekil 5.1.** Yarıiletkende temel absorpsiyon spektrumu

Bir yarıiletkenin temel absorpsiyon sınırında,

a) direkt bant geçişi

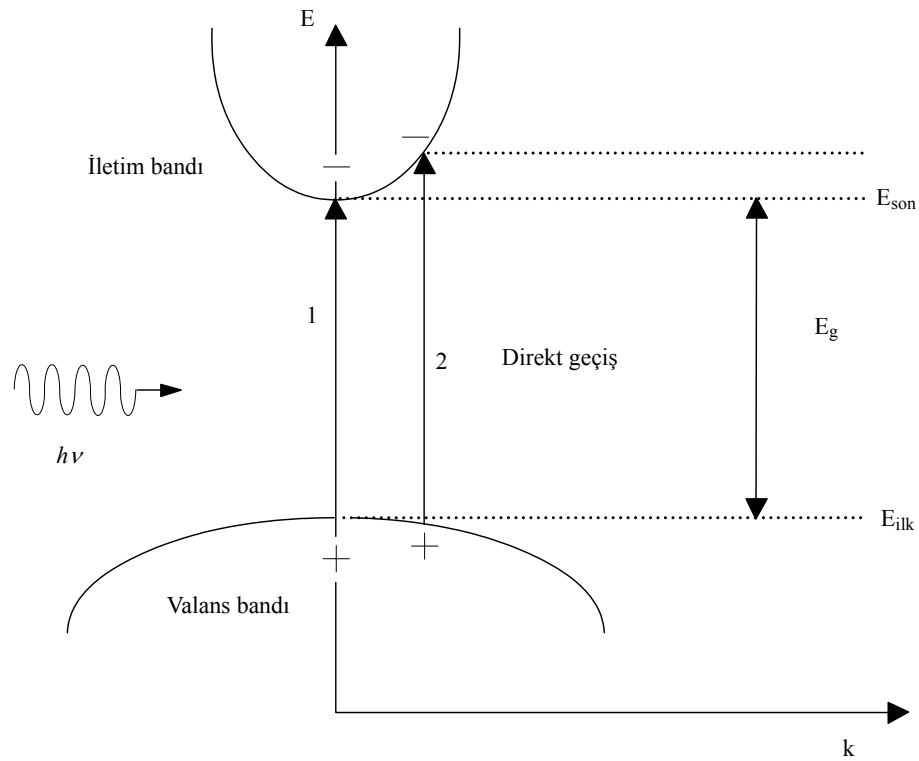
b) indirekt bant geçişi

olmak üzere iki tür geçiş olayı vardır. Ayrıca bant kuyrukları (tail) arasında da geçişler olabilir.



### 5.2.1. Direkt bant geçişi

Bir yarıiletken materyalde iletim bandının minimumu ile valans bandının maksimumu enerji-momentum uzayında aynı  $\vec{k}$  değerine sahip olabilir ( $\Delta\vec{k} = 0$ ). Bu tür bantlara direkt bant denir. Böyle bir materyalde valans bandından bir elektronun iletim bandına geçmesi direkt geçiş olarak adlandırılır. Direkt bant geçişi gelen fotonun enerjisi, yarıiletkenin enerji aralığına eşit ise Şekil 5.2’de 1 geçişi olarak; gelen fotonun enerjisinin, yarıiletkenin enerji aralığından büyük ise Şekil 5.2’de 2 geçişi olarak görülür.



Şekil 5.2. Direkt bant geçişi

$E_{ilk}$  ilk durum,  $E_{son}$  son durum enerji seviyesi ise,

$$E_{son} = h\nu - E_{ilk} \quad (5.5)$$

olarak ifade edilir.

Parabolik bantlarda, son durum enerji seviyesi ile yasak enerji aralığı arasındaki fark alınarak ilk enerji seviyesi elektronlar için,



$$E_{\text{son}} - E_g = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} \quad (5.6)$$

holler için

$$E_{\text{ilk}} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_h^*} \quad (5.7)$$

ile verilir. Burada

$m_e^*$ : elektronun etkin kütesini

$m_h^*$ : holün etkin kütesini göstermektedir.

$E_{\text{son}}$  ve  $E_{\text{ilk}}$  değerleri (5.5)'de yerine yazıldığında,

$$\hbar\omega - E_g = \frac{\hbar^2 k^2}{2} \left( \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*} \right) \quad (5.8)$$

bağıntısı elde edilir. Direkt geçişlerde eksiton oluşumu veya elektron-hol etkileşimi dikkate alınmazsa absorpsiyon katsayısı  $\alpha$ , gelen fotonun enerjisine

$$\alpha(\hbar\omega) = A^* (\hbar\omega - E_g)^n \quad (5.9)$$

eşitliğiyle bağlıdır. Burada  $A^*$ ,

$$A^* \approx \frac{q^2 \left( 2 \frac{m_h^* m_e^*}{(m_h^* + m_e^*)} \right)^{3/2}}{n_0 c \hbar^2 m_e^*} \quad (5.10)$$

ifadesiyle verilen bir sabittir. Direkt bant geçişinde absorpsiyon katsayısı ile fotonun enerjisi arasındaki bağıntı

$$n_0 \alpha \hbar\omega \approx (\hbar\omega - E_g)^n \quad (5.11)$$

ile verilir. Burada



$n$ , bir sabit,

$n_0$ , kırılma indisidir.

Bu denklemde  $n$  izinli direkt geçişler için 1/2, izinsiz direkt geçişler için 3/2 değerini alabilir (Pankove 1975; Mott ve Davis 1971).

### 5.2.2. İndirekt bant geçişi

Yarıiletkenlerde iletim bandının minimumu ile valans bandının maksimumu enerji-momentum uzayında aynı  $k$  değerine karşılık gelmiyorlarsa ( $\Delta \vec{k} \neq 0$ ) bu tür bantlara indirekt bant denilmektedir (Şekil 5.3). İndirekt bantlar arasında geçişlere indirekt bant geçişi denir. İndirekt bant geçişlerinde enerji korunur, fakat momentum korunumu için bir fononun emisyonu veya absorpsiyonu gereklidir. Bu iki geçiş

$$h\nu_{em} = E_{son} - E_{ilk} + E_f \quad (\text{fonon emisyonu için}) \quad (5.12)$$

$$h\nu_{abs} = E_s - E_i - E_f \quad (\text{fonon absorpsiyonu için}) \quad (5.13)$$

ile verilir. Burada,

$E_f$ , fononun enerjisidir.

Fonon absorpsiyonlu geçiş için absorpsiyon katsayısı ( $h\nu > E_g - E_f$  için)

$$\alpha_{abs}(h\nu) = \frac{A(h\nu - E_g - E_f)^n}{\exp\left(\frac{E_f}{kT}\right) - 1} \quad (5.14)$$

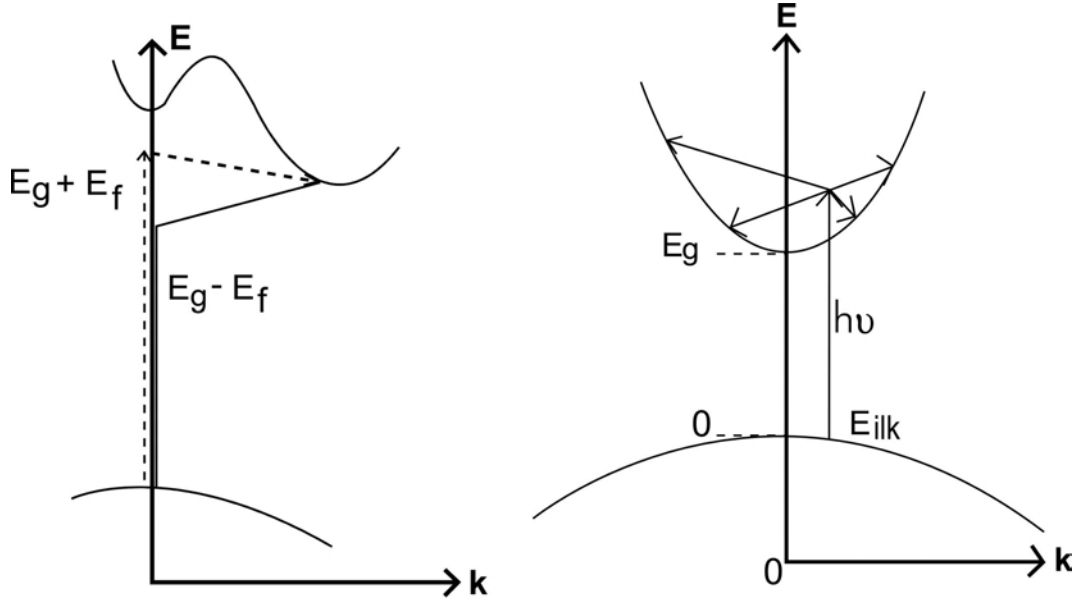
ile verilir.

Fonon emisyonlu geçişler için absorpsiyon katsayısı ( $h\nu > E_g + E_f$  için)

$$\alpha_{em}(h\nu) = \frac{A(h\nu - E_g + E_f)^n}{1 - \exp\left(-\frac{E_f}{kT}\right)} \quad (5.15)$$



ile verilir.



Şekil 5.3. (a) Bir yarıiletkeninde indirekt vadiler arası indirekt bant geçişi

(b) Direkt bantlarda bir  $E_{ilk}$  ilk enerji seviyesinden iletim bandına mümkün indirekt bant geçişlerinden dördü (Pankove, 1975).

Burada, indirekt bantlar arası indirekt geçişler (Şekil 5.3.a) için  $n=2$ , direkt bantlar arası indirekt geçişler (Şekil 5.3.b) için  $n=3$  alınır. Hem fonon emisyonu hem de fonon absorpsiyonun olması durumunda absorpsiyon katsayısı ( $\alpha$ ) ile frekans ( $\nu$ ) arasındaki bağıntı,

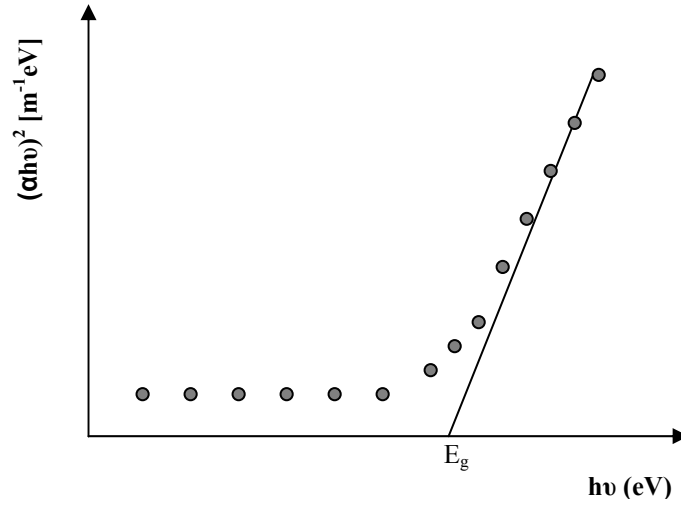
$$n_0 \alpha h\nu \approx \frac{(h\nu - E_g - E_f)^n}{\exp\left(\frac{E_f}{kT}\right) - 1} + \frac{(h\nu - E_g + E_f)^n}{1 - \exp\left(-\frac{E_f}{kT}\right)} \quad (5.16)$$

ile verilir. Burada  $n$ , izinli indirekt geçişler için 2, yasaklı indirekt geçişler için 3 değerlerini alabilen bir sabittir (Pankove 1975; Mott ve Davis 1971).



### 5.3. Absorpsiyon Yöntemi ile Yarıiletkenlerin Yasak Enerji Aralıklarının Belirlenmesi

CdO filmlerin ve F katkılı CdO filmlerin yasak enerji aralığının belirlenmesinde optik absorpsiyon yöntemi kullanılmıştır. Optik absorpsiyon yöntemi, yarıiletkenlerin yasak enerji aralıklarının belirlenmesinin yanı sıra bant yapılarının belirlenmesinde de yaygın olarak kullanılır. Absorpsiyon yöntemiyle materyalin yasak enerji aralığını bulmak için  $(\alpha h\nu)^{1/n} \sim h\nu$  değişimi grafiği çizilir (Şekil 5.4.). Değişimin lineer olduğu kısma karşı gelen doğrunun  $h\nu$  eksenini  $(\alpha h\nu)^{1/n} = 0$ 'da kestiği noktanın enerji değeri o materyalin yasak enerji aralığını verir.



**Şekil 5.4.** Bir yarıiletkende absorpsiyon katsayısının fotonun enerjisine göre değişiminden, yasak enerji aralığının belirlenmesi



#### 5.4. Katkısız CdO ve Flor Katkılı CdO Filmlerinin Temel Absorpsiyon Spektrumları ve Yasak Enerji Aralıkları

Spray pyrolysis yöntemiyle elde edilen katkısız ve F katkılı CdO filmlerin temel absorpsiyon spektrumları Shimadzu UV – 2450 Spectrophotometer cihazı ile 200 – 800 nm tarama bölgesinde elde edilmiştir.

Filmlerin elde edilen temel absorpsiyon spektrumu verilerinden yararlanarak  $n = 1/2, 3/2, 2, 3$  değerleri için  $(\alpha h\nu)^{1/n} \sim h\nu$  değişimi grafiği çizilmiştir. En uygun grafikler  $n=1/2$  değerinde elde edildiğinden geçişler direkt bant geçişleridir.

Şekil 5.6'da  $250 \pm 5^\circ\text{C}$  taban sıcaklığında elde edilen CdO yarıiletken filminin oda sıcaklığındaki temel absorpsiyon spektrumu (a) ve sağ üst köşede de  $(\alpha h\nu)^2$ 'nin foton enerjisi  $h\nu$ 'ye göre değişimi (b) görülmektedir. Absorbans 600 nm dalgaboyundan başlayarak 480 nm dalgaboyuna doğru keskin bir artış göstermiştir. Materyal 600 nm dalgaboyundan büyük dalgaboylarında hemen hemen geçirgen, 480 nm dalgaboylarından küçük dalgaboylarında ise soğurucu özellik göstermiştir. Şekil 5.5.(b)'deki grafiğin lineer kısmının  $h\nu$  eksenini  $(\alpha h\nu)^2 = 0$  'da kestiği noktanın yasak enerji aralığını vermesi beklenir. Bu değer 2,45 eV olarak hesaplanmıştır.

Şekil 5.7'de  $250 \pm 5^\circ\text{C}$  taban sıcaklığında elde edilen %2 F katkılı CdO yarıiletken filminin oda sıcaklığındaki temel absorpsiyon spektrumu (a) ve sağ üst köşede de  $(\alpha h\nu)^2$ 'nin foton enerjisi  $h\nu$ 'ye göre değişimi (b) görülmektedir. Absorbans 620nm dalgaboyundan başlayarak 480 nm dalgaboyuna doğru keskin bir artış göstermiştir. Materyal 600 nm dalgaboyundan büyük dalgaboylarında hemen hemen geçirgen, 420 nm dalgaboylarından küçük dalgaboylarında ise soğurucu özellik göstermiştir. Şekil 5.5.(b)'deki grafiğin lineer kısmının  $h\nu$  eksenini  $(\alpha h\nu)^2 = 0$  'da kestiği noktanın yasak enerji aralığını vermesi beklenir. Bu değer 2,75 eV olarak hesaplanmıştır.

Şekil 5.8'de  $250 \pm 5^\circ\text{C}$  taban sıcaklığında elde edilen %4 F katkılı CdO yarıiletken filminin oda sıcaklığındaki temel absorpsiyon spektrumu (a) ve sağ üst köşede de  $(\alpha h\nu)^2$ 'nin foton enerjisi  $h\nu$ 'ye göre değişimi (b) görülmektedir. Absorbans 600 nm dalgaboyundan başlayarak 395 nm dalgaboyuna doğru keskin



bir artış göstermiştir. Materyal 600 nm dalgaboyundan büyük dalgaboylarında hemen hemen geçirgen, 395 nm dalgaboylarından küçük dalgaboylarında ise soğurucu özellik göstermiştir. Şekil 5.5.(b)'deki grafiğin lineer kısmının  $h\nu$  eksenini  $(\alpha h\nu)^2 = 0$  'da kestiği noktanın yasak enerji aralığını vermesi beklenir. Bu değer 2,88 eV olarak hesaplanmıştır.

Şekil 5.9'da  $250\pm 5^\circ\text{C}$  taban sıcaklığında elde edilen %6 F katkılı CdO yarıiletken filminin oda sıcaklığındaki temel absorpsiyon spektrumu (a) ve sağ üst köşede de  $(\alpha h\nu)^2$ 'nin foton enerjisi  $h\nu$ 'ye göre değişimi (b) görülmektedir. Absorbans 595 nm dalgaboyundan başlayarak 395 nm dalgaboyuna doğru keskin bir artış göstermiştir. Materyal 595 nm dalgaboyundan büyük dalgaboylarında hemen hemen geçirgen, 395 nm dalgaboylarından küçük dalgaboylarında ise soğurucu özellik göstermiştir. Şekil 5.5.(b)'deki grafiğin lineer kısmının  $h\nu$  eksenini  $(\alpha h\nu)^2 = 0$  'da kestiği noktanın yasak enerji aralığını vermesi beklenir. Bu değer 2,92 eV olarak hesaplanmıştır.

Şekil 5.10'da  $250\pm 5^\circ\text{C}$  taban sıcaklığında elde edilen %8 F katkılı CdO yarıiletken filminin oda sıcaklığındaki temel absorpsiyon spektrumu (a) ve sağ üst köşede de  $(\alpha h\nu)^2$ 'nin foton enerjisi  $h\nu$ 'ye göre değişimi (b) görülmektedir. Absorbans 590 nm dalgaboyundan başlayarak 390 nm dalgaboyuna doğru keskin bir artış göstermiştir. Materyal 590 nm dalgaboyundan büyük dalgaboylarında hemen hemen geçirgen, 390 nm dalgaboylarından küçük dalgaboylarında ise soğurucu özellik göstermiştir. Şekil 5.5.(b)'deki grafiğin lineer kısmının  $h\nu$  eksenini  $(\alpha h\nu)^2 = 0$  'da kestiği noktanın yasak enerji aralığını vermesi beklenir. Bu değer 2,94 eV olarak hesaplanmıştır.

Çizelge 5.1'de  $250\pm 5^\circ\text{C}$  taban sıcaklığında elde edilen CdO filmler için bulunan yasak enerji aralığı değerleri verilmiştir. Yapılan F katkısının CdO filmlerin yasak enerji aralığını artırdığı görülmüştür. Bu durum daha önce yayımlanmış benzer çalışmalarda da gözlenmiştir (Ferro ve Rodriguez, 1999).

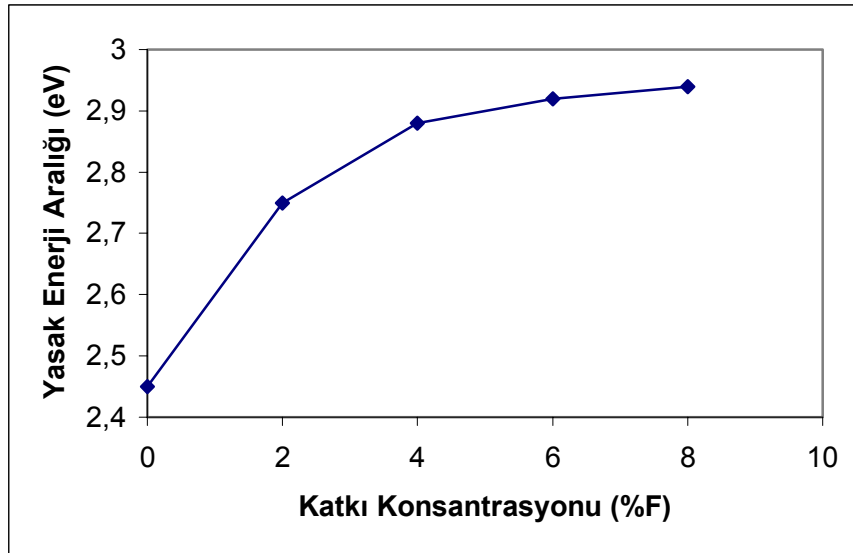
Çizelge 5.1 ve Şekil 5.5 'te yasak enerji aralığının Flor konsantrasyonuyla değişimi görülmektedir. Katkılama oranı arttıkça yasak enerji aralığı değeri artmıştır. Yasak enerji aralığındaki artma %4 katkılama değerinden sonra doyuma ulaşmış gibidir. Flor konsantrasyonunun artması ile yasak enerji aralığının artması Moss-Burstein etkisiyle açıklanabilir (Ferro ve Rodriguez, 1999). Aşırı katkılanmış bir n-tipi



**Çizelge 5.1.** Katkısız ve F katkılı CdO yarıiletken filmler için hesaplanan yasak enerji aralığı değerleri

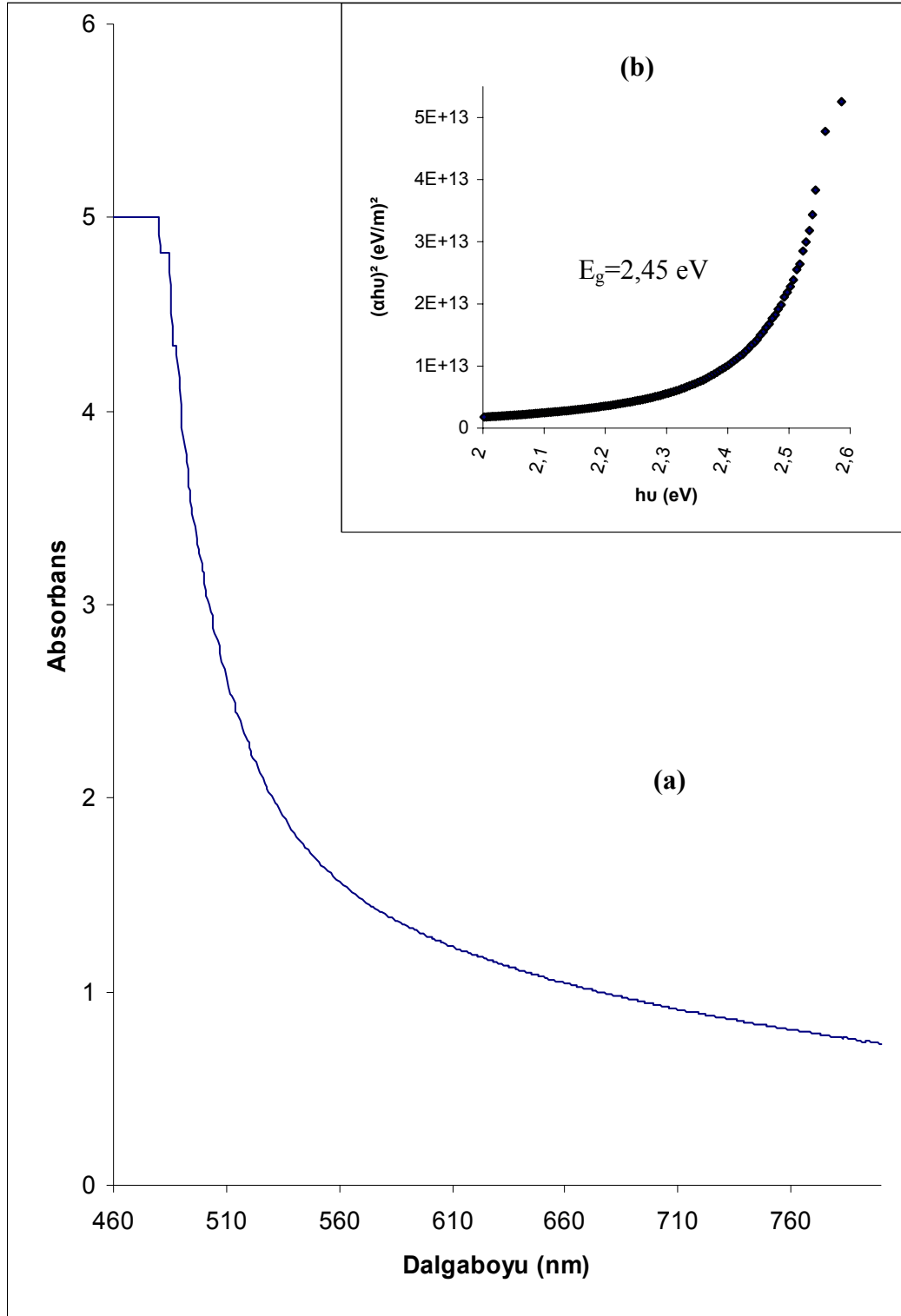
250 °C Taban Sıcaklığında Elde Edilen Filmler	Yasak Enerji Aralıkları $E_g$ (eV)
CdO	2,45
CdO:F (%2)	2,75
CdO:F (%4)	2,88
CdO:F (%6)	2,92
CdO:F (%8)	2,94

materyalde iletim bandının dolması nedeniyle absorpsiyon kenarının kayması bazen Burstein-Moss kayması olarak adlandırılır (Pankove, 1975). Dejenere bir yarıiletkende taşıyıcı konsantrasyonundaki bir artış, iletim bandını en alt seviyeden itibaren doldurmaya başlar. Böylece etkin optik aralıkta bir artış meydana gelir. Çok büyük katkı eklemek örgüyü bozar ve bu bozulma yasak enerji aralığında bir artma meydana getirebilir (Ferro ve Rodriguez, 1999).



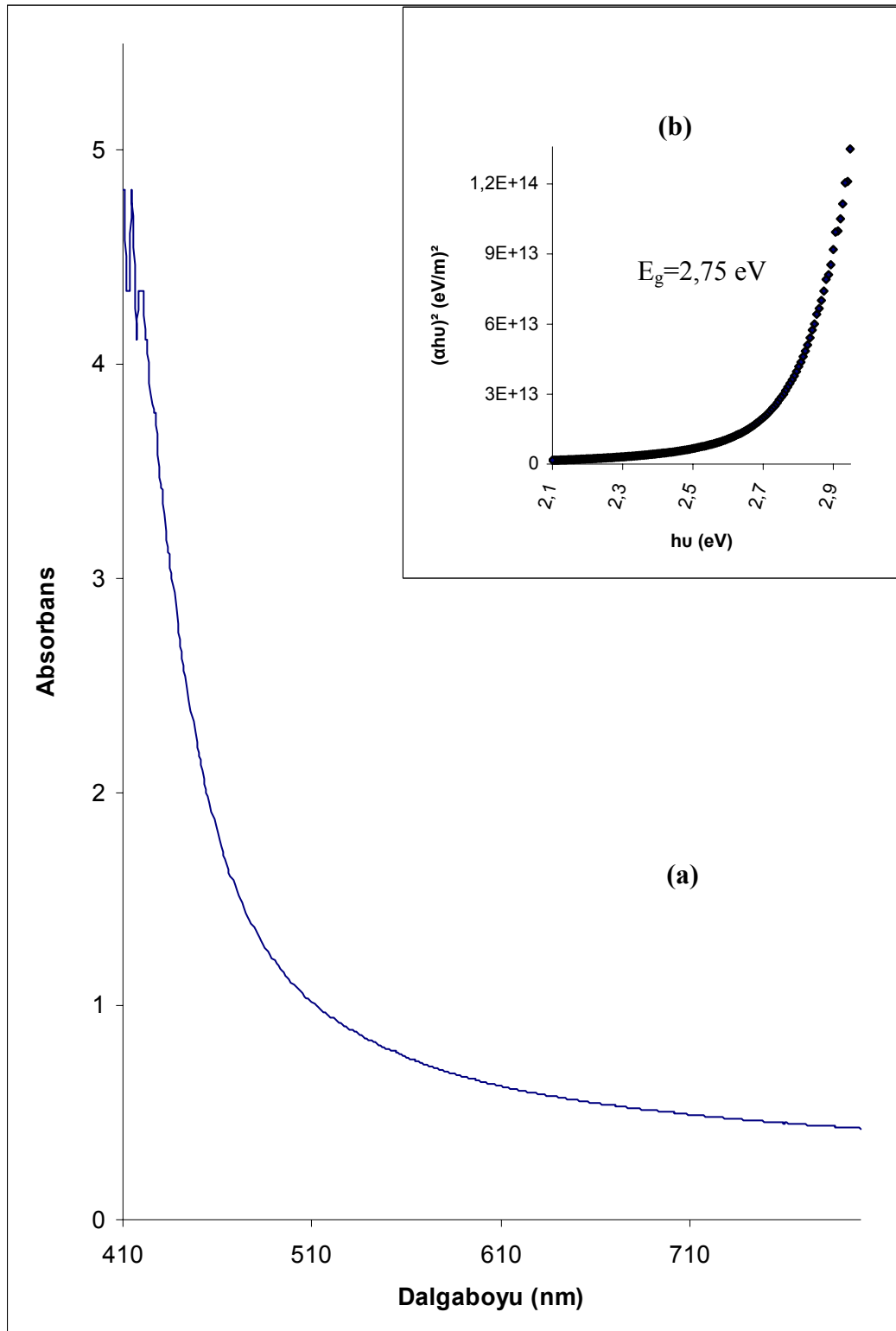
**Şekil 5.5.** Katkısız ve F katkılı CdO yarıiletken filmler için hesaplanan yasak enerji aralığı değerlerinin flor konsantrasyonlarına göre değişimi





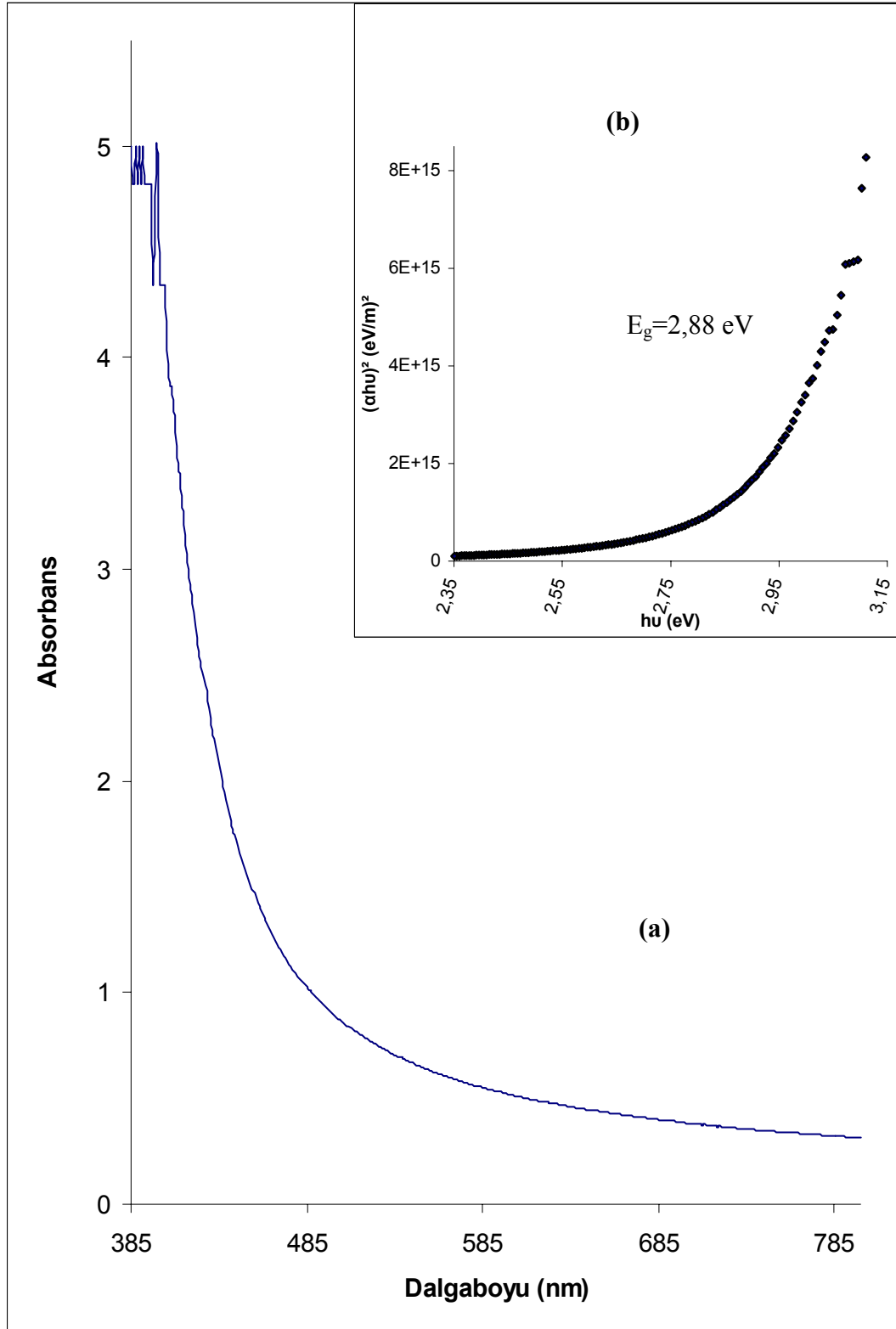
**Şekil 5.6.**  $250 \pm 5^\circ\text{C}$  taban sıcaklığında elde edilen CdO filminin oda sıcaklığında  
**(a)** temel absorpsiyon spektrumu **(b)**  $(\alpha h\nu)^2 \sim h\nu$  değişimi





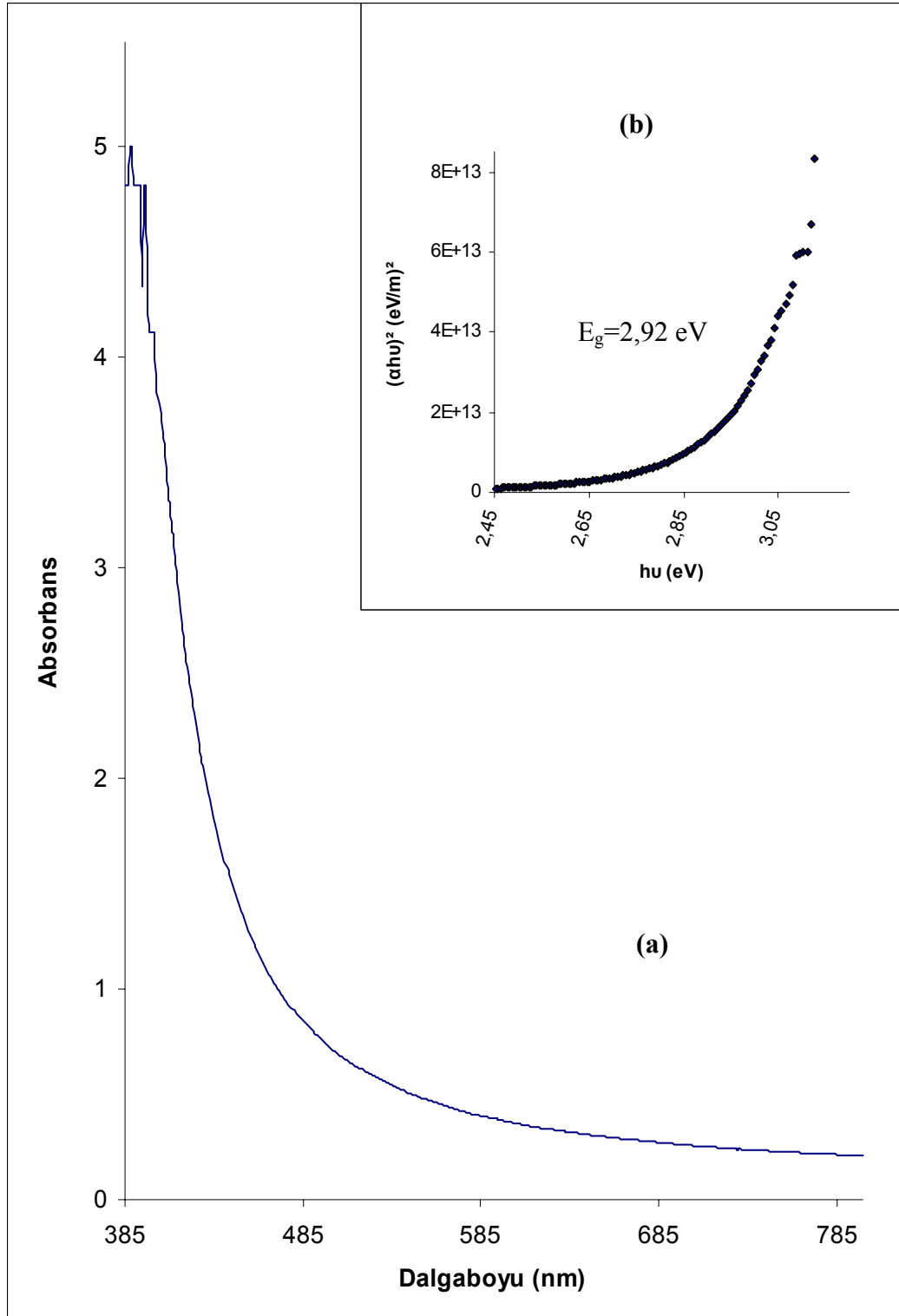
**Şekil 5.7.** 250±5°C taban sıcaklığında elde edilen %2 F katkılı CdO filminin oda sıcaklığında  
**(a)** temel absorpsiyon spektrumu **(b)**  $(\alpha h\nu)^2 \sim h\nu$  değişimi





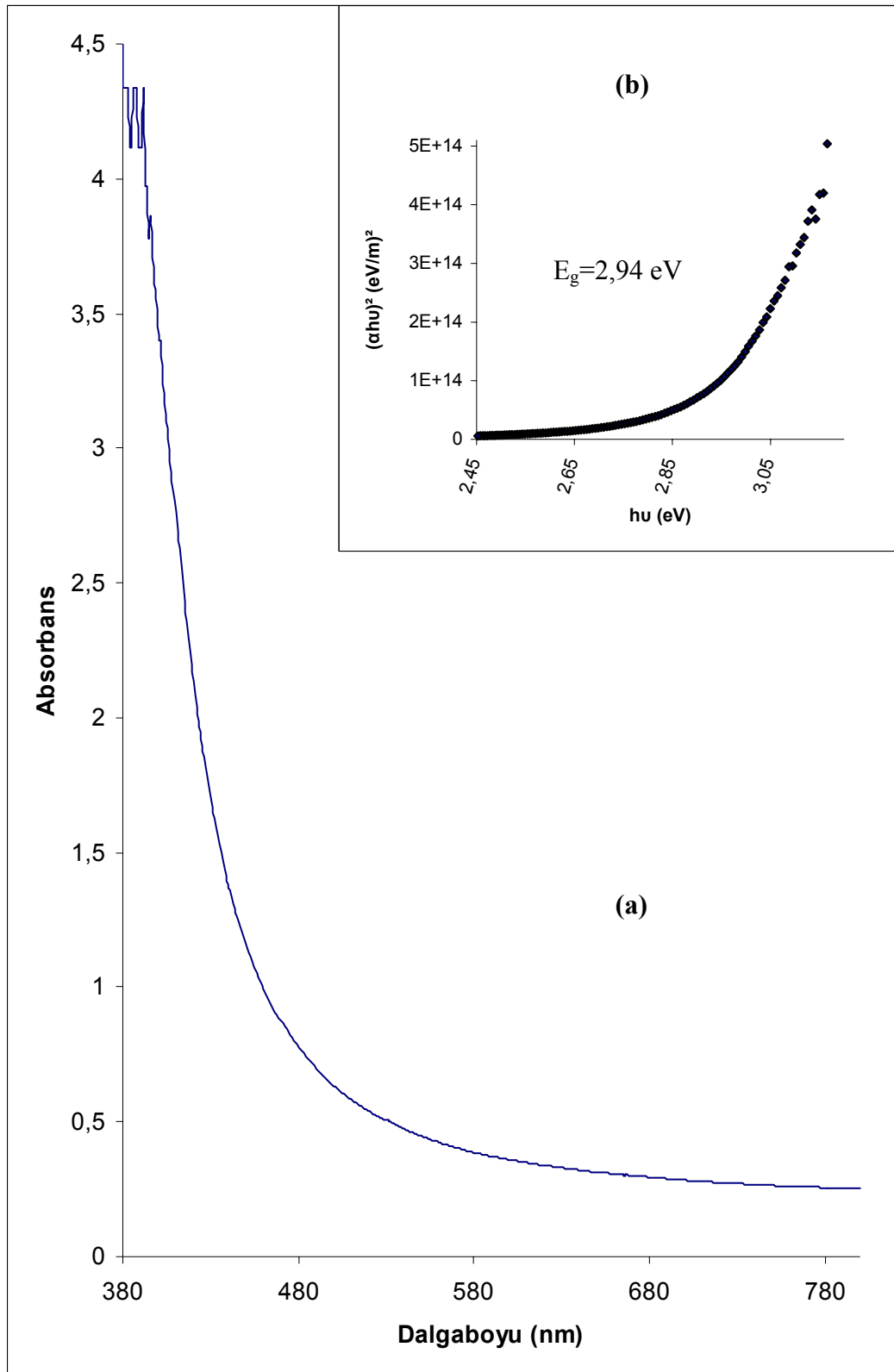
**Şekil 5.8.**  $250 \pm 5^\circ\text{C}$  taban sıcaklığında elde edilen %4 F katkılı CdO filminin oda sıcaklığında (a) temel absorpsiyon spektrumu (b)  $(\alpha h\nu)^2 \sim h\nu$  değişimi





**Şekil 5.9.**  $250 \pm 5^\circ\text{C}$  taban sıcaklığında elde edilen %6 F katkılı CdO filminin oda sıcaklığında  
**(a)** temel absorpsiyon spektrumu **(b)**  $(\alpha h\nu)^2 \sim h\nu$  değişimi





**Şekil 5.10.** 250±5°C taban sıcaklığında elde edilen %8 F katkılı CdO filminin oda sıcaklığında  
**(a)** temel absorpsiyon spektrumu **(b)**  $(\alpha h\nu)^2 \sim h\nu$  değişimi



## 6. CdO FİMLERİNİN DC İLETKENLİĞİ

### 6.1. Giriş

Bir yarıiletken materyalin elektriksel özellikleri hakkında bilgi edinebilmek için yarıiletken materyalin akım voltaj karakteristiğinden faydalanılır. Bu amaçla metal kontaklar oluşturulmalıdır. Metal kontak olarak farklı iş fonksiyonlarına sahip altın, gümüş, bakır, indiyum gibi materyaller kullanılır. İş fonksiyonu, materyalden bir elektron koparabilmek için gerekli minimum enerji miktarıdır ve  $\phi$  ile sembolize edilir (Sze, 1981).

Metal-yarıiletken-metal yapıların oluşturulması ile yarıiletken materyallerin akım-voltaj karakteristikleri hakkında bilgi edinilebilir. Bu çalışmalar sonucunda yarıiletkenin ohmik, space charge limited, Poole-Frenkel, Schottky gibi iletim özelliklerinden hangisini gösterdiği belirlenebilir.

### 6.2. Metal-Yarıiletken Kontaklar

Metal-yarıiletken sistemler en eski yarıiletken aletler arasında yer alır. Metal-yarıiletken doğrultma sistemlerindeki son sistemli araştırmalar genellikle Braun'un çalışmalarına dayandırılmıştır. Braun 1874'de toplam direncin uygulanan voltajın polaritesine ve detaylı yüzey durumlarına bağlılığını işaret etmiştir. 1904'de çeşitli şekillerdeki nokta-kontak doğrultucular pratik uygulamalar bulmuşlardır. 1931'de Wilson, yarıiletkenlerin iletim (transport) teorisini katıların bant teorisine dayandırarak formüle etmiştir. Bu teori daha sonra metal-yarıiletken kontaklara uygulanmıştır. 1938'de Schottky, potansiyel engelinin, yarıiletkenlerdeki durgun uzay yüklerinden, bir kimyasal tabaka olmaksızın, tek başına doğabileceği fikrini öne sürdü. Bu düşünceden doğan model, Schottky engeli olarak bilinir. Ayrıca 1938'de Mott, swept-out metal-yarıiletken kontaklar için Mott bariyeri olarak bilinen uygun bir teorik model tasarladı (Sze, 1981).

Doğru akım ve mikrodalga uygulamalarında ve diğer temel fiziksel parametrelerin analizinde araçlar olarak önemlerinden dolayı metal-yarıiletken



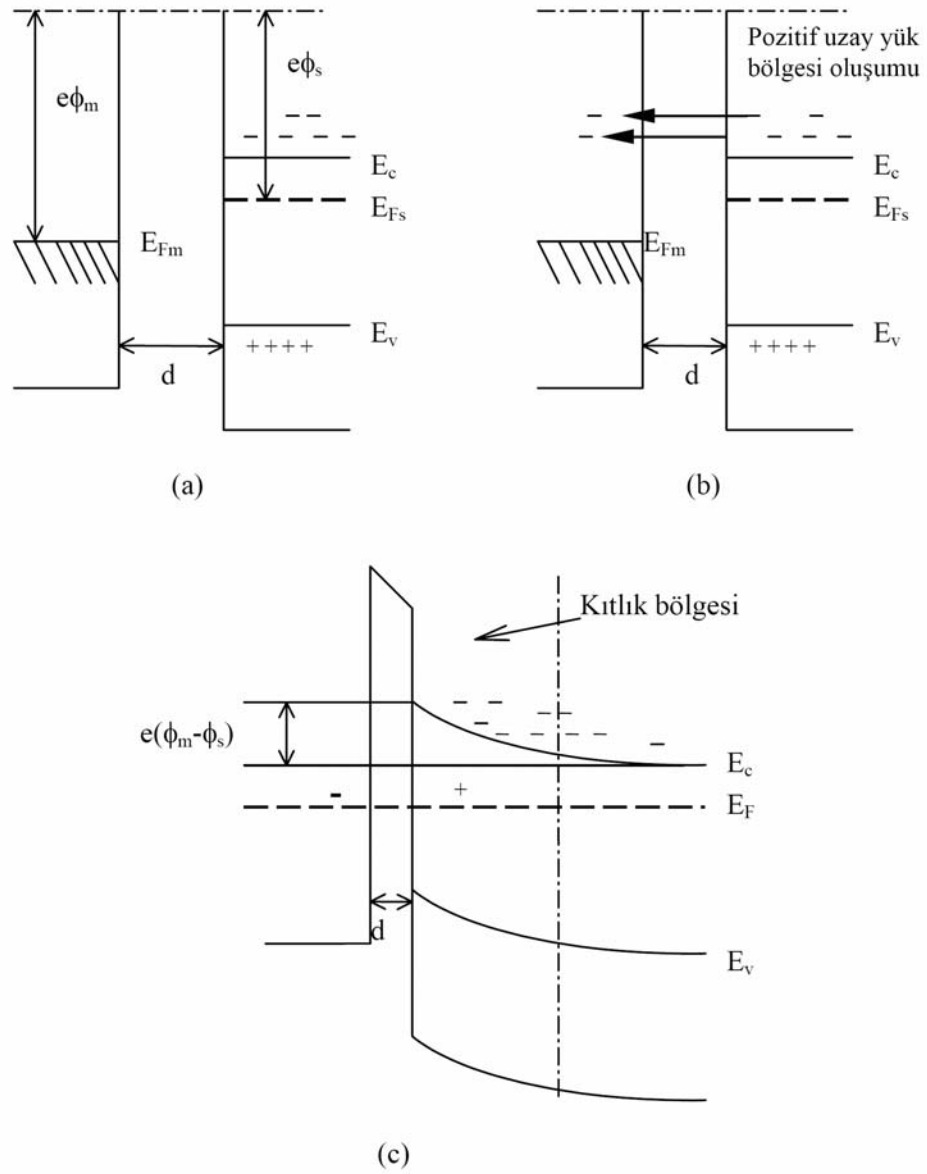
kontaklar yaygın olarak çalışıla gelmiştir. Metal-yarıiletken kontaklar, özellikle, bir alan-etkin transistörün kapı elektrotu olarak MESFET’lerde, drain ve kaynak kontakları olarak MOSFET’lerde, yüksek-güç IMPATT osilatörler için elektrotlar olarak, bir transferred-elektron aygıtında üçüncü terminal olarak, ve fotodetektörler ile güneş pilleri olarak kullanılmıştır (Sze, 1981).

Metal-yarıiletken kontaklar, yarıiletkenin iş fonksiyonunun, metalin iş fonksiyonundan büyük veya küçük olmasına göre iki şekilde oluşur. Şekil 6.1’de metal ile n-tipi yarıiletken arasındaki kontak görülmektedir. Burada metalin iş fonksiyonu  $\phi_m$ , yarıiletkenin iş fonksiyonu  $\phi_s$ ’den büyüktür.

Şekil 6.1.(a)’da metalin iş fonksiyonu yarıiletkenin iş fonksiyonundan büyük olduğu için, metalin Fermi enerji seviyesi yarıiletkenin Fermi enerji seviyesinden  $e(\phi_m - \phi_s)$  kadar aşağıdadır. Başlangıçta elektron geçişi olmayacaktır. Çünkü iki materyal arasındaki uzaklık elektronların tünelleyerek geçmesine izin vermeyecek kadar büyüktür.

Şekil 6.1.(b)’den görüldüğü gibi, metal ile yarıiletken arasındaki uzaklık elektronların yarıiletkenden metale geçmesine yetecek kadar azaltılacak olursa elektronlar metale engelden tünelleyerek geçeceklerdir. Böylece yarıiletkenin Fermi enerji seviyesi metalinkine bağlı olarak düşecek ve iki materyalin Fermi enerji seviyeleri eşitlenecektir. Yarıiletkende kontak potansiyel farkından dolayı elektrik alan değeri artacaktır. Dolayısıyla yarıiletkenin iç kısımlarında, iletim bandının alt sınırında durgun olan bir elektronun potansiyel enerjisi yüzeydeki bir elektronun potansiyel enerjisinden  $e(\phi_m - \phi_s)$  değeri kadar farklı olacak ve bu nedenle yarıiletkenin yüzeyindeki iletim ve valans bant sınırları Şekil 6.1.(c)’deki gibi Fermi enerji seviyesine göre kavis çizeceklerdir. Böylece materyallerin Fermi enerji seviyeleri çakıştığında yarıiletkenin ara yüzeyi yakınında net taşıyıcı yoğunluğu iç kısımlardaki değerine göre azalır ve bu bölgeye uzay-yük bölgesi (kıtık bölgesi) adı verilir. Metal ve n-tipi yarıiletken ara yüzeyleri ise sırasıyla negatif ve pozitif olarak yüklenir (Bube,1970).



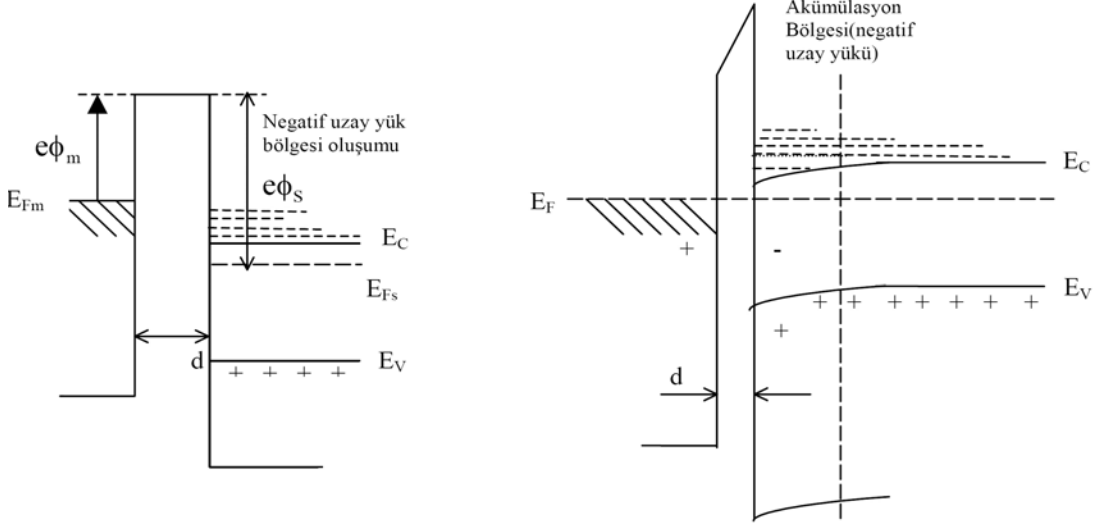


**Şekil 6.1.** Metal- n tipi yarıiletken kontağının enerji bant diyagramı ( $\phi_m - \phi_s$ )

Şekil 6.2’de metal ile n-tipi yarıiletken arasındaki ohmik kontak görülmektedir. Bir ohmik kontak, yarıiletkenin gövde (bulk) ya da yayma direncine göre ihmal edilebilir bir kontak direncine sahip bir metal-yarıiletken kontak olarak tanımlanır (Sze,1981). Bu tür kontaklar, yarıiletkenin taşıyıcı tipine göre oluşturulmaktadır. Eğer ohmik kontak; metal-(n-tipi) yarıiletkende belirlenmiş ise, yarıiletkenin iş fonksiyonu metalin iş fonksiyonundan büyüktür



( $\phi_s > \phi_m$ ). Metal-(p-tipi) yarıiletkende belirlenmiş ise, metalin iş fonksiyonu yarıiletkenin iş fonksiyonundan büyüktür ( $\phi_m > \phi_s$ ).



Şekil 6.2. Metal-n tipi yarıiletken ohmik kontağının enerji bant diyagramı ( $\phi_s > \phi_m$ ).

Şekil 6.2. (a)'da metalin iş fonksiyonu yarıiletkenin iş fonksiyonundan küçüktür. Metal ve yarıiletken arasındaki  $d$  mesafesi oldukça büyük olduğundan elektron geçişi olmaz ve bir akım gözlenmez.

Şekil 6.2. (b)'de iki materyal arasındaki  $d$  mesafesi elektronların metalden yarıiletkene geçmesine izin verecek kadar azaltılmıştır. Böylece metalden yarıiletkene elektron akışı meydana gelir ve yarıiletken tarafında elektron yoğunluğunun büyük olduğu yığılma (accumulation) bölgesi oluşur. Metal tarafında ise elektronların bıraktığı boşluklar nedeniyle pozitif yükler artar. Yarıiletken tarafındaki yığılma bölgesinde mevcut olan elektron deposu yarıiletkene ihtiyacı kadar yükü kolayca verebilir. Böyle özelliğe sahip kontak, ohmik kontak olarak adlandırılır. Ohmik kontak serbest taşıyıcılara bir engel oluşturmaz. Ohmik kontağı geçen taşıyıcılar, uygulanan voltajın büyük bir bölümünde Ohm kanununa uyarlar (Bar-Lev 1984; Bube 1970).

Düzlemsel olarak oluşturulan metal-yarıiletken-metal yapılarında lokalize durumlar, yüzeye yakın bölgede, yarıiletkenin elektriksel iletkenliğini etkilemektedir. Yarıiletken yüzeyinde yabancı atomlar veya oksit tabakası lokalize



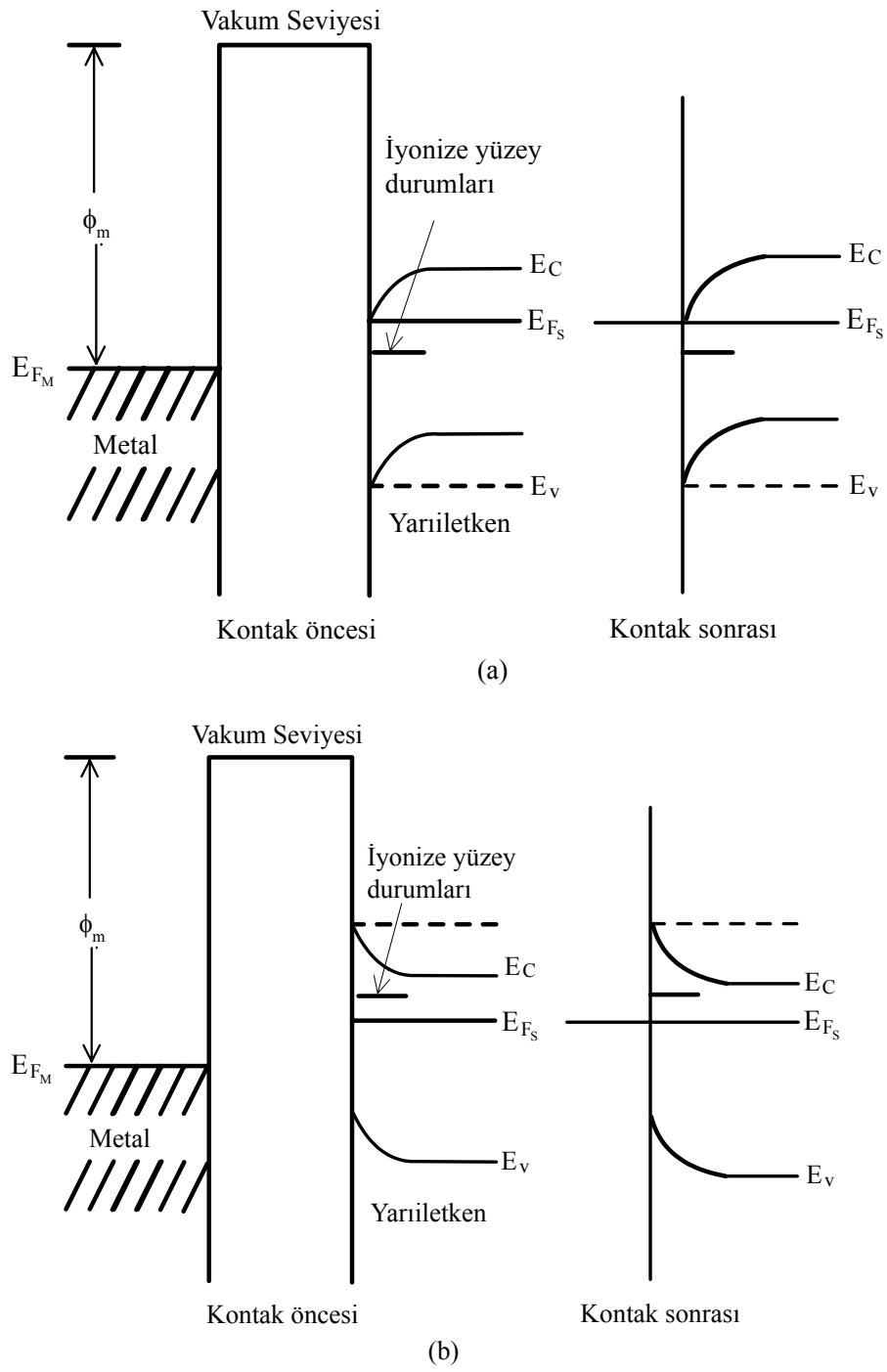
durumlarda artışa yol açar. Bunlar yüzey durumları olarak adlandırılmaktadır. Bu yüzey durumları elektron verebilir veya elektron yakalayabilirler. Elektron verici yüzey durumları donör tipi, elektron alıcı yüzey durumları akseptör tipi olarak adlandırılmaktadır (Many ve ark. 1971; Kao ve Hwang 1979).

Yüzey durumları metal-yarıiletken kontakların enerji-bant yapısını etkiler. Yüzey durumları, Fermi enerji seviyesine göre uygun bir yerde ise enerji bantları metal-yarıiletken kontağı oluşturulmadan önce de kıvrılacaktır. Şekil 6.3'de yüzey durumlarının metal-yarıiletken kontağındaki enerji-bant yapısına etkisi gösterilmiştir.

Şekil 6.3.(a)'da donör tipi yüzey durumlarının ve Şekil 6.3.(b)'de akseptör tipi yüzey durumlarının olduğu durum gösterilmiştir. Metal yarıiletken kontağı oluşurken ısı denge sağlandığı ve metal ile yarıiletkenin Fermi enerji seviyeleri çakıştığı zaman yarıiletkenin enerji bantları biraz daha fazla kıvrılacaktır. Bu kıvrım, metalden yüzey durumlarına gelen elektronlardan kaynaklanmaktadır. Böylece kontak potansiyelinin neden olduğu elektrik alanı, uzay yüklerinden daha çok, yüzey durumlarında son bulur. Bu durum, yüzey durum yoğunluğunun yeterince büyük olması şartıyla, metal yarıiletken arasındaki mesafenin belirli bir değerine kadar etkin olmaktadır ve böylece, yarıiletken yüzey, dış alanlardan yarıiletkenin iç kısımlarını perdeleyen ince metal bir film gibi davranmaktadır (Many ve ark., 1971).

Metal-yarıiletken-metal kontaklarda iletim çoğunluk taşıyıcılarına bağlıdır. Yarıiletken bir materyalde belli voltaj ve sıcaklık bölgesinde farklı iletim olayları baskın olabilir. Bu çalışmada incelenen F katkılı CdO filmlerde ohmik iletim gözlenmiştir.





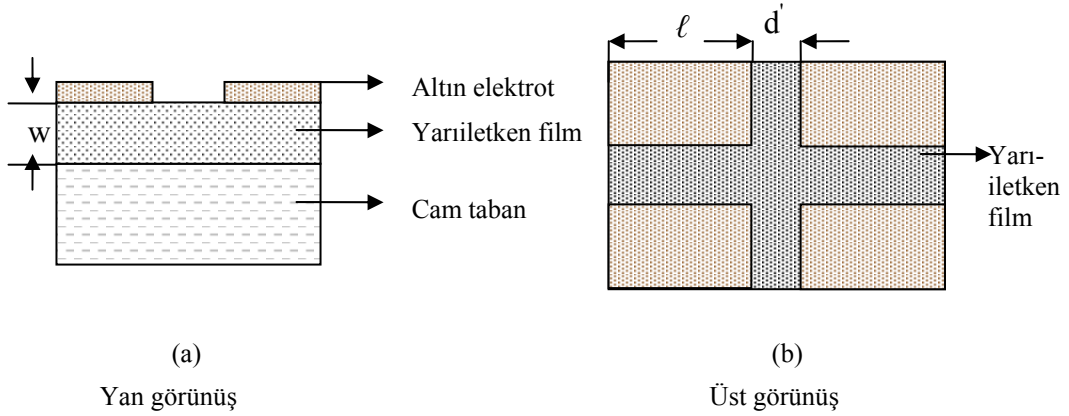
**Şekil 6.3.** a) Donör tipi yüzey durumlarının b) akseptör tipi yüzey durumlarının metal-(n- tipi) yarıiletken kntağındaki enerji-bant yapısına etkisi



### 6.3. Katkısız CdO ve F Katkılı CdO Filmlerde Metal-Yarıiletken-Metal Yapıların Oluşturulması

Yarıiletken materyallerin DC iletkenlik özellikleri hakkında bilgi elde edebilmek için metal-yarıiletken-metal yapıların oluşturulması gereklidir. Filmler üzerine metal elektrotlar Şekil 6.4'deki gibi düzlemsel formda, Leybold Heraeus 300 Univex model vakumda kimyasal buhar depolama deney setinde yapılmıştır.

Şekil 6.4'de düzlemsel formda oluşturulan metal-yarıiletken-metal yapının şematik görünüşü verilmiştir. Burada  $w$  cam taban üzerine kaplanan yarıiletken filmin kalınlığını,  $d'$  elektrotlar arasındaki mesafeyi ve  $\ell$  elektrot boyunu göstermektedir.



Şekil 6.4. Düzlemsel formda oluşturulan metal-yarıiletken-metal yapının şematik görünüşü

Metal-yarıiletken-metal yapılar oluşturulurken, iki metal kontak arasında kalacak olan yarıiletken bölge, alüminyum folyo ile kaplanmıştır. Açıkta kalan kısımlara vakumda kimyasal buhar depolama yöntemi ile,  $10^{-5}$  torr basınçta, 2500 Å kalınlığında altın buharlaştırılarak katkısız Au-CdO-Au ve % 2, %4, %6, %8 F katkılı Au-CdO-Au yapılar için elektrot oluşturulmuştur.

Elde edilen metal-yarıiletken-metal yapılarda elektrotlar arası uzaklık ( $d$ ) ve altın elektrot boyları ( $\ell$ ) Olympus IX71 Inverted Mikroskop ve Olympus DP70 dijital kamera ile Olympus Micro DP70/DP30 BW Ver 02.02 yazılımı yardımıyla ölçülmüştür.



Altın kontaklardan ölçü aletlerine bağlantı sağlamak için bakır teller silver paste ile metal elektrotlara tutturulmuştur. Ölçüm için hazır hale gelen materyaller kapalı kutulara konulmuştur.

Çizelge 6.1’de elde edilen katkısız Au-CdO-Au ve %2, 4, 6, 8 F katkılı Au-CdO-Au yapılarının  $\ell$ ,  $d'$  ve  $w$  değerleri verilmiştir.

**Çizelge 6.1.** Elde edilen metal-yarıiletken-metal yapılarda  $\ell$ ,  $d'$  ve  $w$  değerleri

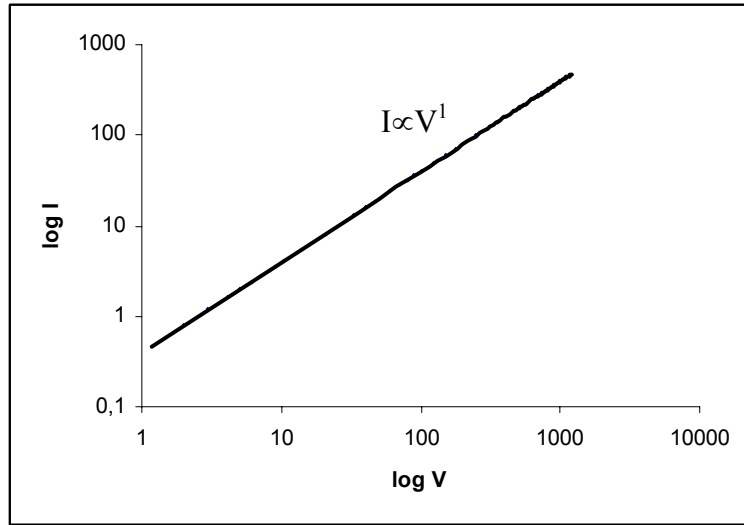
Materyal	Metal Kontaklar	$\ell$ (mm)	$d'$ (mm)	$w$ ( $\mu\text{m}$ )
CdO	Au-Au	5,8	3,10	1,929
%2 katkılı CdO	Au-Au	6,2	3,50	1,101
%4 katkılı CdO	Au-Au	6,1	2,46	0,981
%6 katkılı CdO	Au-Au	6,4	2,90	1,653
%8 katkılı CdO	Au-Au	6,0	3,28	0,612

#### **6.4. Ohmik İletim ve Elde Edilen Katkısız CdO ve F Katkılı CdO Filmlerinin Akım-Voltaj Karakteristikleri**

Bir yarıiletkenin akım-voltaj karakteristiği  $I \propto V^m$  şeklinde değişim gösterir. Eğer  $m=1$  ise materyal ohmik iletim özelliğine sahiptir. Ohm kanununa uyan akımlar ohmik akımlar olarak adlandırılır.

Elde edilen katkısız Au-CdO-Au ve F katkılı Au-CdO-Au yapıların akım-voltaj değişimi ölçümleri GW Instek GPS-4303 DC güç kaynağı ve Agilent 34401A multimetre ile elde edilmiştir. Ölçümler oda sıcaklığında, karanlık ortamda ve atmosfer basıncı altında  $1 \times 10^{-4}$  -1,2 V voltaj aralığında yapılmıştır.





**Şekil 6.5.** Ohmik iletim için akım-voltaj karakteristiği

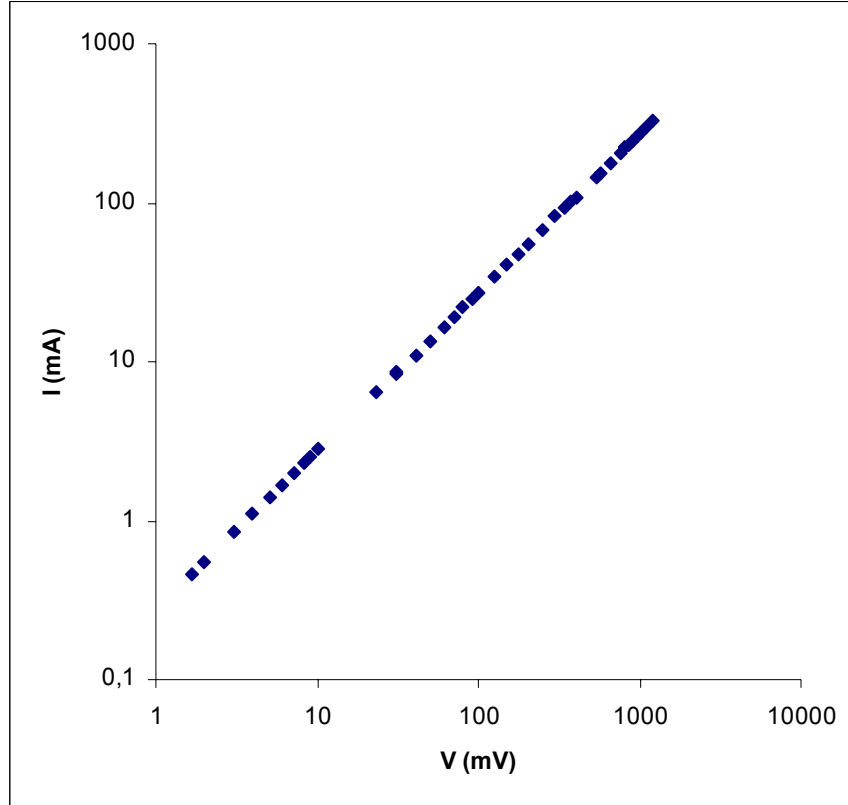
Her bir film için ölçüm almaya başlamadan önce 15 dakika beklenmiştir. Uygulanan voltaj kademeli olarak artırılırken her bir voltaj değerinde yaklaşık 1 dakika beklendikten sonra ölçüm alınmıştır. Filmlerin elde edilen ölçüm sonuçlarından akım-voltaj değişimleri çizilmiştir (Şekil 6.6-Şekil 6.10). Elde edilen F katkılı ve katkısız CdO filmlerde akım voltaj karakteristiğinin  $I \propto V^1$ 'e göre değiştiği gözlenmiştir. Bu şekildeki akım voltaj değişimi ohmik iletim olarak adlandırılır. Filmlerin akım – voltaj karakteristiklerinden öz direnç ve iletkenlik değerleri hesaplanmıştır.

**Çizelge 6.2.** Elde edilen metal-yarıiletken-metal yapılarda iletkenlik ve öz direnç değerleri

Materyal	$\sigma$ (ohm.m) <sup>-1</sup>	$\rho$ (ohm.m)
CdO	$7,70 \times 10^4$	$1,30 \times 10^{-5}$
%2 katkılı CdO	$2,02 \times 10^5$	$4,95 \times 10^{-6}$
%4 katkılı CdO	$9,44 \times 10^4$	$1,06 \times 10^{-5}$
%6 katkılı CdO	$8,68 \times 10^4$	$1,15 \times 10^{-5}$
%8 katkılı CdO	$2,75 \times 10^5$	$3,63 \times 10^{-6}$



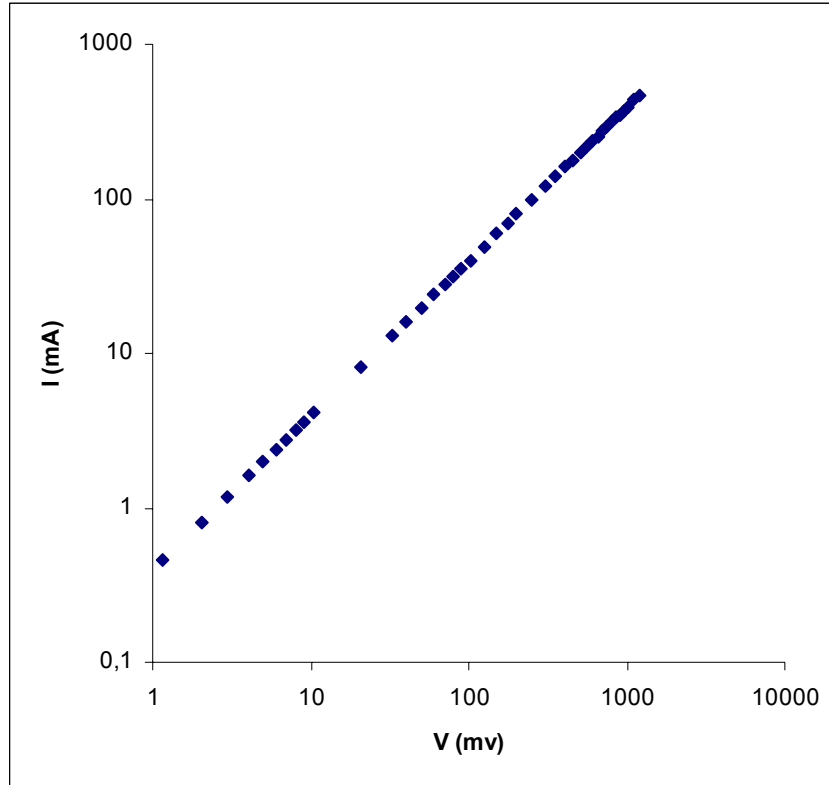
Şekil 6.6’da  $250\pm 5^\circ\text{C}$  taban sıcaklığında elde edilen CdO yarıiletken filminin akım-voltaj grafiği görülmektedir. Akım-voltaj karakteristiği incelendiğinde akımın voltajla  $I \sim V^{0,996}$  şeklinde değiştiği görülmüştür.  $m \approx 1$  olması nedeniyle elektriksel iletim tipi ohmiktir. Bu materyal için, iletkenlik değeri  $\sigma = 7,70 \times 10^4 (\text{ohm.m})^{-1}$  olarak hesaplanmıştır.



**Şekil 6.6.**  $250\pm 5^\circ\text{C}$  taban sıcaklığında elde edilen CdO yarıiletken filminin akım voltaj karakteristiği



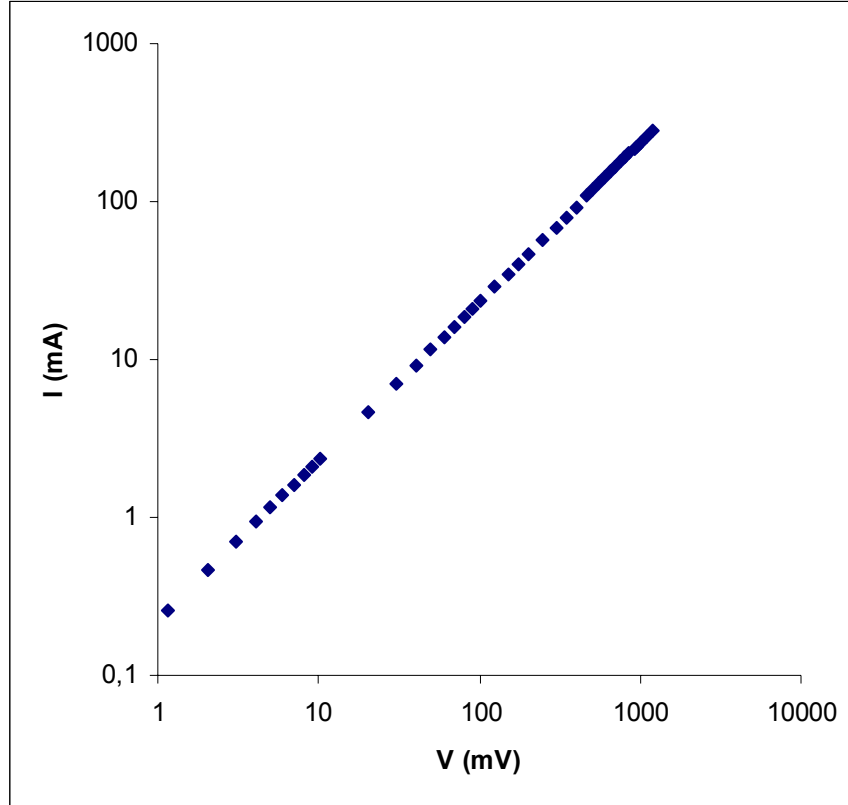
Şekil 6.7’de  $250\pm 5^\circ\text{C}$  taban sıcaklığında elde edilen %2 F katkılı CdO yarıiletken filminin akım–voltaj grafiği görülmektedir. Akım-voltaj karakteristiği incelendiğinde akımın voltajla  $I \sim V^{0,999}$  şeklinde değiştiği söylenebilir. Buna göre elektriksel iletim tipi ohmik iletimdir. Bu materyal için iletkenlik değeri  $\sigma = 2,02 \times 10^5 \text{ (ohm.m)}^{-1}$  olarak hesaplanmıştır.



**Şekil 6.7.**  $250\pm 5^\circ\text{C}$  taban sıcaklığında elde edilen %2 F katkılı CdO yarıiletken filminin akım - voltaj karakteristiği



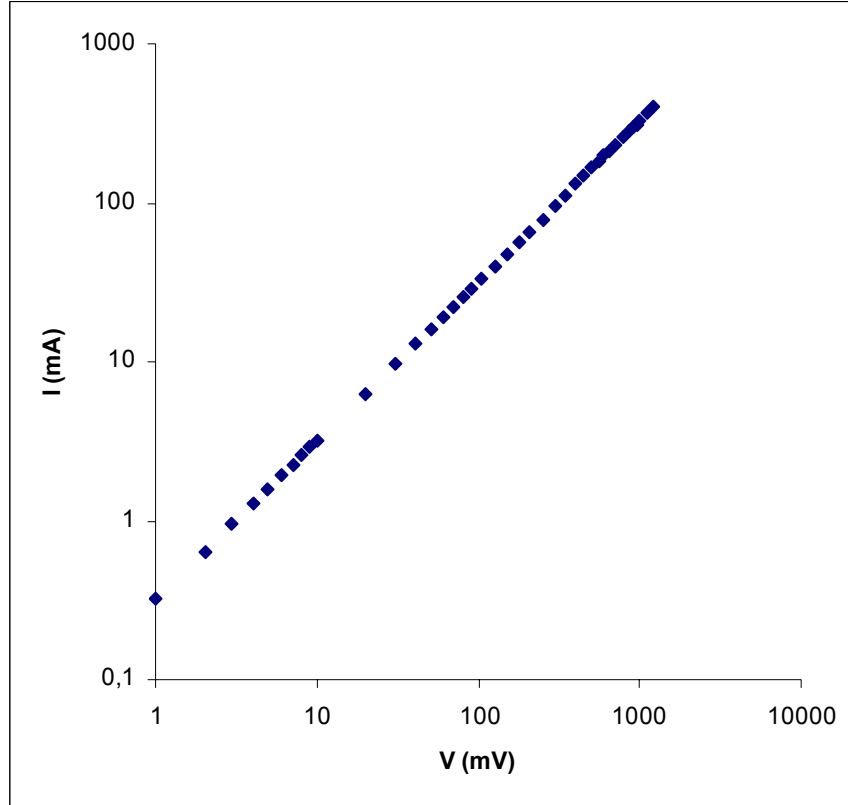
Şekil 6.8’de  $250\pm 5^\circ\text{C}$  taban sıcaklığında elde edilen %4 F katkılı CdO yarıiletken filminin akım–voltaj grafiği görülmektedir. Akım-voltaj karakteristiği incelendiğinde akımın voltajla  $I \sim V^{1,004}$  şeklinde değiştiği söylenebilir. Buna göre elektriksel iletim tipi ohmik iletimdir. Bu materyal için iletkenlik değeri  $\sigma = 9,44 \times 10^4 \text{ (ohm.m)}^{-1}$  olarak hesaplanmıştır.



**Şekil 6.8.**  $250\pm 5^\circ\text{C}$  taban sıcaklığında elde edilen %4 F katkılı CdO yarıiletken filminin akım – voltaj karakteristiği



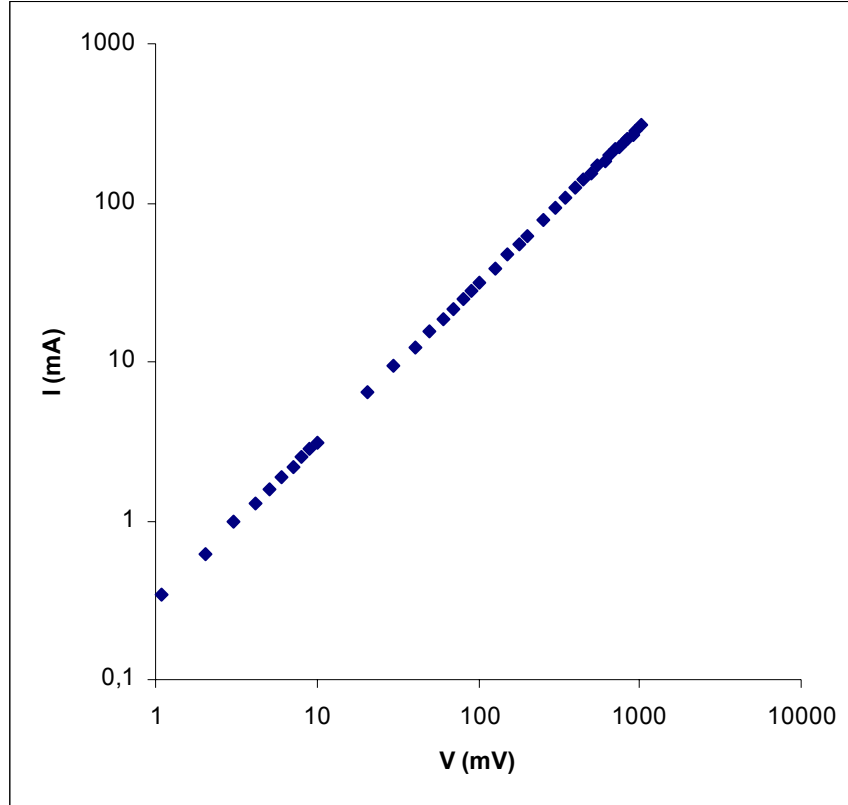
Şekil 6.9’da  $250\pm 5^\circ\text{C}$  taban sıcaklığında elde edilen %6 F katkılı CdO yarıiletken filminin akım–voltaj grafiği görülmektedir. Akım-voltaj karakteristiği incelendiğinde akımın voltajla  $I \sim V^{1,006}$  şeklinde değiştiği söylenebilir. Buna göre elektriksel iletim tipi ohmik iletimdir. Bu materyal için iletkenlik değeri  $\sigma = 8,68 \times 10^4 \text{ (ohm.m)}^{-1}$  olarak hesaplanmıştır.



**Şekil 6.9.**  $250\pm 5^\circ\text{C}$  taban sıcaklığında elde edilen %6 F katkılı CdO yarıiletken filminin akım voltaj karakteristiği



Şekil 6.10'da  $250\pm 5^\circ\text{C}$  taban sıcaklığında elde edilen %8 F katkılı CdO yarıiletken filminin akım–voltaj grafiği görülmektedir. Akım-voltaj karakteristiği incelendiğinde akımın voltajla  $I \sim V^{0,995}$  şeklinde değiştiği söylenebilir. Buna göre elektriksel iletim tipi ohmik iletimdir. Bu materyal için iletkenlik değeri  $\sigma = 2,75 \times 10^5 \text{ (ohm.m)}^{-1}$  olarak hesaplanmıştır.



**Şekil 6.10.**  $250\pm 5^\circ\text{C}$  taban sıcaklığında elde edilen %8 F katkılı CdO yarıiletken filminin akım – voltaj karakteristiği

Katkısız CdO filmler için elde edilen öz direnç değeri daha önce yapılan diğer çalışmalarla uyum içinde  $10^{-5} \text{ (ohm.m)}$  mertebesinde (Ferro ve Rodriguez, 1999). Flor katkılı filmler için  $10^{-5}$  ve  $10^{-6} \text{ (ohm.m)}$  mertebelerinde değişen öz direnç değerleri diğer çalışmalarla uyum içersindedir (Ferro ve Rodriguez 1999; Ferro ve ark. 2000).



Özdirenç değerleri %2 ve %8 katkılama oranlarıyla elde edilen filmlerde en düşük değerleri almaktadır. Spray pyrolysis yöntemiyle yapılan benzer çalışmalarda da %2 katkılama oranında en düşük özdirenç değeri elde edilmiştir. Bulduğumuz özdirenç değerleri literatürdeki benzer çalışmaların sonuçlarıyla uyum içindedir (Ferro ve ark., 2000).

CdO materyali oluşturulurken başlangıçta oksijen boşlukları olabilir. CdO filmlere katkılanan flor bu oksijen boşluklarını doldurmuş olabilir. Dolan bu boşluklar sayesinde özdirenç katkılama ile azalmıştır. %4 katkı oranından sonra özdirençin arttığı görülmüştür. Flor konsantrasyonunun doymasıyla özdirenç artmıştır.



## 7. TARTIŞMA ve SONUÇ

Bu çalışmada, katkısız CdO yarıiletken filmleri spray pyrolysis yöntemiyle  $200\pm5^{\circ}\text{C}$ ,  $225\pm5^{\circ}\text{C}$  ve  $250\pm5^{\circ}\text{C}$  sıcaklıklarında cam tabanlar üzerinde elde edilmiştir. Elde edilen filmlerin kristal yapıları incelendiğinde  $250\pm5^{\circ}\text{C}$  taban sıcaklığında elde edilen CdO filmlerin daha iyi kristalize olduğu görülmüştür. Bu nedenle  $250\pm5^{\circ}\text{C}$  taban sıcaklığında katkısız ve F katkılı CdO filmler elde edilmiştir. Elde edilen filmlerin kristal yapıları, optik özellikleri ve dc elektrik özellikleri incelenmiştir. Elde edilen filmlerin kalınlıkları tartı metodu kullanılarak belirlenmiş ve  $0,17-1,78\ \mu\text{m}$  arasında değiştiği görülmüştür.

Katkısız ve F katkılı CdO filmlerinin X-ışını kırınım desenlerinden yararlanarak kristal yapıları incelenmiştir. Filmlerin polikristal ve kübik NaCl kristal yapısına sahip oldukları görülmüştür. Genel olarak bütün filmlerden elde edilen pikler karşılaştırıldığında filmlerin kırınım desenlerinin tümünde en şiddetli pik (200) düzleminden elde edilen piktir. Filmlerin katkı oranı arttıkça, %4 katkı oranına sahip filmlere kadar (111) düzleminden yansıma sonucu elde edilen pikler sürekli artmıştır. %6 ve üzerinde katkı oranına sahip filmlerde bu pikin şiddeti önemli bir değişim göstermemiştir. F katkılı ve katkısız CdO filmlerde aynı düzlemler için pik veren açı değerlerinde çok küçük açılarda kaymalar oluşmuştur. Bu kaymaların sonucu olarak da d, kristal düzlemleri arası uzaklık değerlerinde farklar oluşmuştur. Bu farkın oksijen boşluklarından, flor atomunun oksijenin yerine geçmesinden veya Cd atomlarının örgü içersinde interstitial pozisyonları işgal etmesinden kaynaklandığı düşünülebilir.

Elde edilen CdO yarıiletken filmlerin oda sıcaklığındaki temel absorpsiyon spektrumlarından yararlanarak  $(\alpha h\nu)^2$ 'nin foton enerjisi  $h\nu$ 'ye göre değişimleri çizilmiştir. Bu değişimlerden filmlerin direkt bant geçişli oldukları belirlenmiştir. Bu grafiklerden yararlanarak elde edilen yasak enerji aralıkları hesaplanmıştır. Buna göre yasak enerji aralıkları  $2,45 - 2,94\ \text{eV}$  arasında değişmektedir. Flor katkılama oranı arttıkça yasak enerji aralığı artmıştır. Yasak enerji aralığındaki bu kayma Burstein-Moss etkisiyle açıklanabilmektedir. Bu etki, dejenere bir n-tipi materyalde iletim bandının en alt enerji seviyesinden başlayarak bir miktar dolması nedeniyle absorpsiyon sınırının kayması ve buna bağlı olarak etkin optik



aralıkta bir artışın meydana gelmesidir. Bulunan yasak enerji aralığı değerleri daha önce yapılan benzer çalışmalarla uyum içersindedir.

Elde edilen numunelere  $1 \times 10^{-3}$  - 1 V aralığında voltaj uygulanmış ve akım-voltaj karakteristiğinden materyallerin iletim tipinin ohmik olduğu görülmüştür. Akım voltaj karakteristiklerinden hesaplanan filmlerin iletkenlik değerlerinin  $7,70 \times 10^4$  ile  $2,75 \times 10^5$  (ohm.m)<sup>-1</sup> arasında öz direnç değerlerinin  $3,63 \times 10^{-6}$  ile  $1,30 \times 10^{-5}$  ohm.m arasında değiştiği bulunmuştur. Bulunan değerlerin literatürdeki çalışmalarla uyum içersinde olduğu görülmüştür.



## KAYNAKLAR

- Allison, J. (1990), *Electronic Engineering Semiconductors and Devices*, McGraw-Hill Book Company, UK.
- Ashcroft, N.W. ve Mermin, N.D. (1976), *Solid State Physics*, W.B. Saunders Company, Orlando, ABD.
- Bar-Lev, A. (1984), *Semiconductor and Electronic Devices*, Prentice Hall International, London, UK.
- Blakemore, J.S. (1985), *Solid State Physics*, Cambridge University Press, Cambridge, UK.
- Bube, R.H. (1970), *Photoconductivity of Semiconductor Devices*, John Wiley and Sons Inc., London, UK.
- Carballeda-Galicia, D.M, Castanedo-Perez, R., Jimenez-Sandoval, O., Jimenez-Sandoval, S., Torres-Delgado, G. ve Zuniga-Romero, C.I. (2000), "High transmittance CdO thin films obtained by the sol-gel method," *Thin Solid Films*, **371**, 105-108.
- Cullity, B.D. (1978), *Elements of X-Ray Diffraction*, 2nd Ed., Addison-Wesley Publishing, Massachusetts, ABD.
- Dikici, M. (1993), *Katıhal Fiziğine Giriş*, On Dokuz Mayıs Üniversitesi Yayınları, Samsun, Türkiye.
- Durlu, T.N. (1992), *Katıhal Fiziğine Giriş*, Bilim Yayınları, Ankara, Türkiye.
- El Hichou, A., Bougrine, A., Bubendorff, J.L., Ebothé, J., Addou, M. ve Troyon, M. (2002), "Structural, optical and cathodoluminescence characteristics of sprayed undoped and fluorine-doped ZnO thin films," *Semicond. Sci.Technol.*, **17**, 607-613.
- Fahrenbuch, A.L. (1977), "II-VI Compounds in Solar Energy Conversion," *J. Cryst. Growth*, **39**, 73-91.
- Ferro, R. ve Rodriguez, J.A. (1999), "Some physical properties of F-doped CdO thin films deposited by spray pyrolysis," *Thin Solid Films*, **347**, 295-298.
- Ferro, R. ve Rodriguez, J.A. (2000), "Influence of F-doping on the transmittance and electron affinity of CdO thin films suitable for solar cells technology," *Solar Energy Materials & Solar Cells*, **64**, 363-370.



- Ferro, R., Rodriguez, J.A., Vigil, O., Morales-Acevedo, A., Contreras-Puente, G. (2000), "F-doped CdO thin films deposited by spray pyrolysis," *Phys. Stat. Sol. (a)*, **177**, 477-483.
- Ferro, R., Rodriguez, J.A., Vigil, O., Morales-Acevedo, A. (2001), "Chemical composition and electrical conduction mechanism for CdO:F thin films deposited by spray-pyrolysis," *Materials Science and Engineering*, **B87**, 83-86.
- Ghosh, P.K., Maity, R. ve Chattopadhyay, K.K. (2004), "Electrical and optical properties of highly conducting CdO:F thin film deposited by sol-gel dip coating technique," *Solar Energy Materials & Solar Cells*, **81**, 279-289.
- Gurumurugan, K., Mangalaraj, D., Narayandass, Sa.K., Nakanishi, Y. ve Hatanaka, Y. (1997), "Composition studies on CdO thin films formed by spray pyrolysis and sputtering," *Applied Surface Science*, **113/114**, 422-425.
- Gurumurugan, K., Mangalaraj, D. ve Narayandass Sa.K. (1994), "Correlations between the optical and electrical properties of CdO thin films deposited by spray pyrolysis," *Thin Solid Films*, **251**, 7-9.
- Kao, K.C. ve Hwang, W. (1979), *Electrical Transport in Solids*, International Series in The Science of The Solid State, Pergamon Press, **14**, Manitoba, Canada.
- Kittel, C. (1996), *Katıhal Fiziğine Giriş*, (çev: B. Karaoğlu), Güven Yayınları, İstanbul.
- Li, X., Gessert, T., DeHart, C., Barnes, T., Moutinho, H., Yan, Y., Young, D., Young, M., Perkins, J. ve Coutts, T. (2001), *A comparison of composite transparent conducting oxides based on the binary compound CdO and SnO<sub>2</sub>*, NCPV Program Review Meeting, Conference Paper, No: CP-520-34089 National Renewable Energy Laboratory, Colorado, ABD.
- Lokhande, B.J. ve Uplane M.D. (2001), "Effect of deposition temperature on spray deposited cadmium oxide films," *Materials Research Bulletin*, **36**, 439-447.
- Madelung, O. (1996), *Semiconductor-Basic Data*, Springer-Verlag, Berlin.
- Many, A., Goldstein, Y. ve Grover, N.B. (1971), *Semiconductor Surfaces*, North-Holland Publishing, Amsterdam.
- Nag, B.R. (1980), *Electron Transport in Compound Semiconductors*, Springer-Verlag, Berlin.



- Omar, M.A. (1975), *Elementary Solid State Physics*, Addison-Wesley Publishing, California, ABD.
- Pankove, J.I. (1971), *Optical Process in Semiconductors*, Princeton Press, New Jersey, ABD.
- Ramakrishna Reddy, K.T., Sravani, C. ve Miles R.W. (1998),  
 “Characterization of CdO thin films deposited by activated reactive evaporation,” *Journal of Crystal Growth*, **184/185**, 1031-1034.
- Siefert, W. (1984), “Properties of thin  $\text{In}_2\text{O}_3$  and  $\text{SnO}_2$  films prepared by Corona spray-pyrolysis and discussion of the spray pyrolysis process,” *Thin Solid Films*, **121**, 275-282.
- Smith, W.T. (1990), *Principles of Materials Science and Engineering*, McGraw-Hill Inc., ABD.
- Soriaga, M.P. (editör) (2002), *Thin Films: Preparation, Characterization, Applications*, Kluwer Academic / Plenum Publishers, New York, ABD.
- Sravani, C., Reddy, K.T.R., Reddy, P.S. ve Jayarama Reddy P. (1994),  
 “Characterization of sprayed CdO thin films,” *Journal of Materials Science Letters*, **13**, 1045-1047.
- Streetman, B.G. (1980), *Solid State Electronic Devices*, Prentice Hall Int., New Jersey, ABD.
- Sze, S.M. (1981), *Physics of Semiconductor Devices*, John Wiley & Sons Inc., New York, ABD.
- Varkey, A.J. ve Fort, A.F. (1994), “Transparent conducting cadmium oxide thin films prepared by a solution growth technique”, *Thin Solid Films*, **239**, 211-213.
- Zor, M., *Spray-Pyrolysis ile Elde Edilen  $\text{AgInS}_2$  Bileşiğinin Bazı Fiziksel Özellikleri*, Doçentlik Tezi, Ankara, Türkiye (1982).