

**ÇİNKO OKSİT YARIİLETKENİNİN YAPISAL, OPTİK VE
ELEKTRİKSEL KARAKTERİZASYON TEKNİKLERİYLE
İNCELENMESİ**

Emre GÜR

Doktora Tezi

Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Sebahattin TÜZEMEN

2007

Her Hakkı Saklıdır

**ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

DOKTORA TEZİ

**ÇİNKO OKSİT YARIİLETKENİNİN YAPISAL, OPTİK VE
ELEKTRİKSEL KARAKTERİZASYON TEKNİKLERİYLE
İNCELENMESİ**

Emre GÜR

FİZİK ANABİLİM DALI

**ERZURUM
2007**

Her Hakkı Saklıdır

ÖZET

Doktora Tezi

ÇİNKO OKSİT YARIİLETKENİNİN YAPISAL, OPTİK VE ELEKTRİKSEL KARAKTERİZASYON TEKNİKLERİYLE İNCELENMESİ

Emre GÜR

Atatürk Üniversitesi

Fen-Edebiyat Fakültesi

Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Sebahattin TÜZEMEN

Bu çalışmada kullanılan ZnO ince filmleri reaktif püskürtme metodu ile Zn hedeften (%99,99) O₂ ve Ar gazı ortamında (0001) Al₂O₃ (safir) taban malzemesi üzerine büyütüldü. Ayrıca, N₂ atmosferi azot katkılı ince film elde etmek için kullanıldı. Oksijen eksikliğinin ince filmlerin yapısal ve optik özellikleri üzerindeki etkilerini araştırmak için büyütme odasındaki O₂/Ar oranı 0,41, 1,41 ve 5,1 olarak ayarlandı. XRD ölçümleri tüm filmlerin (0002) düzlemi boyunca tercihli büyüme yönelimine sahip olduğunu göstermektedir. Filmlerin polikristal doğasını gösteren başka bir düzlem (0104) tüm filmlerde ortaya çıkmaktadır. İyi bilinen Scherrer denkleminde elde edilen kristal büyüklükleri, O₂/Ar oranı artarken ilk önce azalmakta ve sonrasında bir artış göstermektedir. Azot katkılı ZnO:N ince filminin kristal yapısı literatürde genel olarak gözlemlendiği gibi katkısız olan ince filmlerle kıyaslandığında kötüleşmektedir. Vakum tavlama işlemi bazı filmlere uygulanmış ve kristal büyüklüğündeki artış gibi önemli değişimler gözlemlenmiştir. O- ve Zn-zengin numunelerde bant kenarı bölgesi üzerindeki soğurma spektrumu serbest eksiton ve akseptöre bağlı eksiton özellikleri göstermektedir. Artan Zn-zengin durumu A-serbest eksiton davranışında bir artış ile sonuçlanmaktadır. Artan vakum tavlama süresi ve sıcaklığı da bant içindeki soğurmayı artırmaktadır. PL ölçümleri farklı O₂/Ar ortamında büyütülen filmlerin, oldukça farklı emisyon karakteristikleri ile sonuçlandığını göstermektedir. Akseptör tipi kusur oluşumu, en yüksek O₂/Ar oranında büyütülen numunede baskın donör akseptör çifti geçişi ile gözlemlenmiştir. Rekombinasyon zamanı ölçümleri literatürle kıyaslandığında, ince filmlerin iyi kristalleşmesini gösteren yüksek hayat süresi değerleri vermektedir. Hayat süreleri genel olarak vakum tavlama ile bir artış göstermektedir.

ZnO yüksek güç ve sıcaklık aygıtlarına uygun bir aday malzeme gibi gözüküyor olmasına rağmen, aygıt uygulamaları üzerine çok fazla araştırma bulunmamaktadır. Bu nedenle, Ag metalizasyonu kullanarak Schottky diyot üretilmiş ve bu kontak üzerinde gerçekleştirilen I-V ölçümleri, kontakın yüksek sıcaklıklarda nispeten kararlılığını göstermiştir. İletkenlik bandı altında 0,62 eV aşağısında yerleşen, $3,3 \times 10^{-15} \text{ cm}^{-2}$ yakalama tesir kesitine sahip bir elektron tuzağı bu malzemede baskın kusur merkezi olduğu DLTS ölçümleri yardımıyla öngörülmüştür.

2007, 136 sayfa

Anahtar Kelimeler: ZnO, II-VI bileşik yarıiletken, Nokta kusurlar, ZnO'da ışımali ve ışımaz geçişler, Schottky diyot, DLTS, PL

ABSTRACT

Doctorate Thesis

AN INVESTIGATION OF SEMICONDUCTOR ZINC OXIDE VIA STRUCTURAL, OPTICAL AND ELECTRICAL CHARACTERIZATION TECHNIQUES

Emre GÜR

Atatürk University

Faculty of Arts and Sciences

Department of Physics

Supervisor: Prof. Dr. Sebahattin TÜZEMEN

ZnO thin films used in this study were deposited onto the (0001) Al₂O₃ (sapphire) substrates by reactive sputtering from a Zn (99.99%) metal target in O₂ and Ar atmosphere. In addition, N₂ atmosphere was used to obtain a thin film doped with nitrogen. O₂/Ar ratios were arranged in the growth chamber at 0.41, 1.41 and 5.1 in order to investigate the oxygen deficiency effect on the structural and optical properties of the thin films. XRD measurements have shown that all films have preferred growth direction along the (0002) plane. Another plane (0104) has also come out indicating the polycrystalline nature of the all films. Crystal sizes obtained from well known Scherrer's equation result in first decrease while O₂/Ar ratio increases and then it shows an increase. Crystal structure of the nitrogen doped ZnO:N film has been deteriorated as compared by the undoped films as usually observed in the literature. The vacuum annealing process was also applied to some of the films and significant variations were observed such as increasing crystal sizes. Above-band-edge absorption spectra Zn- and O-rich samples exhibit free exciton and neutral acceptor bound exciton features. Increasing Zn-rich conditions results in an increase in A-free exciton behavior. Also, increasing vacuum annealing time and temperature give rise to an increase intra bandgap absorption in all films. The PL measurements reveal that the samples grown at various O₂/Ar ratios result in highly different emission characteristics. The acceptor kind of defect formation has been observed in the sample grown at highest O₂/Ar ratio with dominant donor acceptor pair transition. The recombination lifetime measurements yield high values of lifetimes, indicating to the good crystallization of thin films. It, generally, shows an increase with vacuum annealing.

Although ZnO has seemed to be a suitable candidate material for the high power, high temperature devices, there has not been much investigation about the device application. Therefore, we produced a Schottky diode using Ag metallization and I-V measurements carried out in this contact at high temperatures depicts the relative stability of the device at high temperatures. An electron trap located at 0,62 eV below the conduction band minimum with a capture cross section of $3,3 \times 10^{-15} \text{ cm}^{-2}$ has been suggested to be dominant defect center for the material via DLTS measurements.

2007, 136 pages

Keywords: ZnO, II-VI compound semiconductors, Point defects, radiative and non-radiative transitions in ZnO, Schottky diode, DLTS, PL.

TEŞEKKÜR

Doktora tezi olarak sunduğum bu alışma Atatürk Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakóltesi Fizik Bölümünde yapılmıştır.

Öncelikle, bu tez konusunu çalışmamı sağlayan, çalışmalarımnda ve tezin hazırlanışında yakın ilgi ve yardımlarını esirgemeyen danışmanım Sayın Prof. Dr. Sebahattin TÜZEMEN'e en içten teşekkürlerimi arz ederim. ZnO ince filmlerinin büyütülmesinde Wake Forest Üniversitesi'ndeki Sayın Prof. Dr. R.T. WILLIAMS başkanlığındaki katıhal grubuna teşekkürlerimi sunarım. XRD ölçümlerinin alınmasında yardımlarından dolayı Sayın Yrd. Doç. Dr. Ertan şAHİN'e ve PL ölçümlerinin alınmasında ve değerlendirilmesinde ki yardımlarından dolayı Sayın Prof. Dr. Yavuz ONGANER'e ve Sayın Arş. Gör. Kadem MERAL'e teşekkür ederim. Schottky diyot çalışmalarında hem üretim hem de değerlendirme aşamasındaki değerli katkılarından dolayı Sayın Doç. Dr. Cevdet COşKUN'a teşekkür ederim. Ayrıca tüm katkılarında dolayı başta Fizik bölümü başkanı Sayın Prof. Dr. Yusuf şAHİN olmak üzere bütün fizik bölümü öğretim elemanlarına en içten teşekkürlerimi arz ederim.

Emre GÜR

Ekim 2007

İÇİNDEKİLER

ÖZET	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER DİZİNİ	vii
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	ix
ÇİZELGELER DİZİNİ	xvii
1.GİRİŞ	1
1.1. Geniş Yasak Enerji Aralıklı Yarıiletkenler	1
1.2. II-VI Bileşik Yarıiletken ZnO	4
1.3. ZnO'da Nokta Kusurlar	5
1.4. ZnO'da Aygıt Uygulamaları; Schottky Kontak	7
2. KURAMSAL TEMELLER.....	10
2.1. Yarıiletkenlerde Optik İşlemler.....	10
2.1.1. Elektron-hol oluşumu ve rekombinasyonu	10
2.1.2. Işımalı ve ışımaz geçişler	13
2.1.2.a. Banttan banda rekombinasyon	14
2.1.3. Eksiton kavramı	15
2.1.3.a. Serbest eksitonlar	17
2.1.3.b. Eksiton soğurması	19
2.1.3.c. Frenkel eksitonları	21
2.1.3.d. Özet	22
2.1.4. Bant kenarı ışımazlı geçişler.....	23
2.1.4.a. Eksiton soğurması	23
2.1.4.b. Banttan banda rekombinasyon	23
2.1.4.c. Donor-akseptör ve safsızlık-bant geçişleri	24
2.2. Kristal Kusurları.....	26

2.2.1. Noktasal kusurlar	27
2.2.1.a. Boşluklar	27
2.2.1.b. Arayer atomu.....	29
2.2.2. Derin seviye kusurları	29
2.2.2.a. Deplasyon bölgesi tekniklerinin temeli	33
2.2.2.b. Azınlık ve çoğunluk taşıyıcı tuzakları	34
2.3. Schottky Kontak.....	36
2.3.1. Katıların bazı yüzey özellikleri	38
2.3.1.a. Gerçek yüzeyler.....	38
2.3.2. Bir Schottky engelinin oluşumu.....	39
2.4. Yarıiletkenlerde Telafi Olayı	41
3. MATERYAL ve YÖNTEM.....	43
3.1. İnce Film Büyütme; Reaktif Püskürtme (Reactive Sputtering) Tekniği.....	43
3.1.1. Numunelerin büyütme parametreleri	44
3.2. Numunelerin Ölçümünde Kullanılan Deneysel Teknikler ve Metotlar	45
3.2.1. X-ışını kırınımı.....	45
3.2.1.a. Kristal büyüklüğünün ölçülmesi	48
3.2.2.b. İç esnek zor (internal elastic strain) büyüklüğünün ölçülmesi.....	49
3.2.2. Optik karakterizasyon	50
3.2.2.a. Soğurma	50
3.2.2.b. Fotoluminesans (PL)	54
3.2.3. Schottky diyot karakterizasyonu.....	56
3.2.3.a. Akım-voltaj karakterizasyonu	56
3.2.3.b. Numunelerin temizlenmesi	58
3.2.3.c. Omik ve Schottky kontakların hazırlanması	59
3.2.3.d. Derin seviye geçiş spektroskopisi (DLTS)	60
4. ARAŞTIRMA BULGULARI.....	64

4.1 Yapısal Karakterizasyon	64
4.1.1 X-Işını kırınımı sonuçları.....	64
4.2 Optik Karakterizasyon	68
4.2.1. Soğurma	68
4.2.1.a. Tavlamanın etkisi	76
4.2.2. Fotoluminesans	82
4.3. Elektriksel Karakterizasyon	91
4.3.1. Schottky diyot karakterizasyonu	91
5. TARTIŞMA ve SONUÇ	95
5.1. Numunelerin Büyütme Parametreleri	95
5.2. XRD Kırınım Sonuçlarının Değerlendirilmesi	97
5.3. Soğurma Sonuçlarının Değerlendirilmesi	102
5.3.1. Tavlamanın soğurmaya etkisi	109
5.3.2. Bant içi soğurma	113
5.4. PL Sonuçlarının Değerlendirilmesi.....	117
5.5. Schottky Kontak ve DLTS Sonuçlarının Değerlendirilmesi.....	125
KAYNAKLAR	132
ÖZGEÇMİŞ	

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

BJT	Bipolar Eklemlı Transistor
$^{\circ}\text{C}$	Santıgrad Derece
D_2	Dötoryum
D-A	Donor Akseptör Geçışı
E_a	Akseptör Enerjisi veya aktivasyon enerjisi
E_d	Donor Enerjisi
E_F	Fermi Enerjisi
E_g	Yasak Enerji Aralığı
EMD	Elektro Manyetik Dalga
E_t	Tuzak Seviyesi Enerjisi
E_v	Valans Bandı Enerjisi
FET	Alan Etkili Transistör
G	Üretim oranı
H	Hidrojen
$\hbar \omega$	Fotonun Enerjisi
I-V	Akım-Voltaj
K	Kelvin
k_B	Boltzman Sabiti
LD	Laser Diyot
LED	Işık Yayan Diyot
MESFET	Metal Yarıiletken Alan Etkili Transistor
meV	Mili Elektron Volt
MeV	Milyon Elektron Volt
MOSFET	Metal Oksit Yarıiletken Alan Etkili Transistor
nA	Nano Amper
N_D	Donor Konsantrasyonu
N_a	Akseptör Konsantrasyonu
n_0	Termodinamik Denge Halinde İletkenlik Bandındaki Elektron Yoğunluğu

n_i	İntrinsik Elektron Hol Yoğunluğu
nm	Nanometre
O_i	Oksijen Arayer Atomu
pA	Piko Amper
p_0	Termodinamik Denge Halinde Valans Bandındaki Hol Yoğunluğu
R	Rekombinasyon Oranı
T	Sıcaklık
UV	Ultraviolet (Morötesi)
V	Volt
V_o	Oksijen Boşluğu
V_{Zn}	Çinko Boşluğu
Zn_i	Çinko Arayer Atomu
Φ_b	Engel Yüksekliği
τ	Fazla Taşıyıcıların Yaşama Zamanı
τ_{nr}	Işımsız Rekombinasyon İçin Taşıyıcı Yaşama Zamanı
τ_r	Işımalı Rekombinasyon İçin Taşıyıcı Yaşama Zamanı

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. Bantdan banda soğurma ve rekombinasyon işlemleri a) Direk geçişli bir yarıiletken için 1 ile gösterilen işlem $h\nu$ foton enerjisine sahip bir fotonun soğurulmasıyla iletkenlik bandına çıkan elektronu 2 ile gösterilen işlem ise iletkenlik bandında bulunan elektronun $h\nu$ enerjisi salarak rekombinasyonunu gösterir b) direk geçişli bant yapısına sahip olmayan bir yarıiletkende soğurma işlemini göstermektedir. İşlem momentum korunumunu içerir. Ok yönleri ters çevrilirse iletkenlik bandında bulunan bir elektronun rekombinasyon işlemini gösterir.....	12
Şekil 2.2. ışımasız rekombinasyon a) rekombinasyon merkezi b) elektron tuzağı c) hol tuzağı. Her bir durumda fazla enerji tek yada birkaç fonona harcanır	14
Şekil 2.3 (a) Wannier-Mott eksiton olarak da adlandırılan serbest eksitonların şematik gösterimi (b) Frenkel eksiton olarak da adlandırılan sıkı bağlı eksitonların şematik gösterimi.....	16
Şekil 2.4. Eksitonik etkiler içeren direk bant aralıklı yarıiletkenler için bant diyagramı gösterimi.....	21
Şekil 2.5. a) Donor-akseptör geçişinden dolayı foton soğurmasının gösterimi b) kusur merkezleri arasındaki r mesafesinin gösterimi	24
Şekil 2.6. a) Donor-bant ve b) akseptör-bant soğurmaları geçişleri.....	25
Şekil 2.7. Deplasyon bölgesinde emisyon işlemini gösteren durum a) termal denge b) ters beslem durumunda.....	34
Şekil 2.8. Işıma ve işgal edilme yönteminin şematik gösterimi	35
Şekil 2.9. Metal ve yarıiletken arasında engel oluşması a) nötral ve isole edilmiş surum b) elektriksel olarak birleşmiş c) dar bir aralıkla ayrılmış d) mükemmel kontak	40
Şekil 2.10. Durumların yoğunluğu ve işgal edilebilirliği	42
Şekil 3.1. Reaktif Püskürtme büyütme metodunun şematik gösterimi ve hedefin bombardıman edilmesiyle saçtırılan nötral Zn atomu	43
Şekil 3.2. Bragg yansımalarının gösterimi	47

Şekil 3.3. d kalınlığında yarıiletken bir malzeme için 1 ve 3 ortamlarında gelen yansıyan ve geçen şiddetleri göstermektedir. Her bir ortam kompleks kırıcılık indisi ile tanımlanmaktadır.	51
Şekil 3.4. PL ölçüm sisteminin şematik gösterimi.....	55
Şekil 3.5. Zaman çözömlü PL ölçüm sisteminin şematik gösterimi.....	56
Şekil 3.6. Ölçümlerde kullanılan I-V ölçüm sisteminin blok diyagramı	58
Şekil 3.7. Al/ZnO arasında ölçölen I-V karakteristiği	59
Şekil 3.8. Yapılan Schottky kontakların a) yukardan görünüşü b) yandan görünüşü	60
Şekil 3.9. Bir DLTS blok diyagramı.....	62
Şekil 3.10. Sula Technologies marka kompakt DLTS ve kryostat sisteminin fotoğrafı..	62
Şekil 4.1. O ₂ /Ar oranı 0,41 olan ZnO ince filmin tavllanmış (mavi) ve tavlınmayan (kırmızı) XRD grafikleri	64
Şekil 4.2. O ₂ /Ar oranı 1,41 olan ZnO ince filmin tavllanmış (mavi) ve tavlınmayan (kırmızı) XRD grafikleri.....	64
Şekil 4.3. O ₂ /Ar oranı 5,1 olan ZnO ince filmin tavllanmış (mavi) ve tavlınmayan (kırmızı) XRD grafikleri.....	65
Şekil 4.4. Eagle Picher Tecnologies firmasından alınan tek kristal numunenin (kırmızı) ve azot katkılı ZnO: N (mavi) ince filminin XRD grafiği.....	65
Şekil 4.5. (001) Si taban malzemesi üzerine büyütölen p-tipi ve n-tipi ZnO ince filmlerinin (kırmızı, mavi) ve külçe ZnO (yeşil) numunesinin XRD grafiklerinin beraber gösterimi	66
Şekil 4.6. Farklı O ₂ /Ar oranları için filmlerin a) kristal büyüklüklerinin gösterimi b) pik yarı yükseklik genişliğinin değişimi.....	68
Şekil 4.7. O ₂ /Ar oranı 0,41 olan film için a) bant kenarı soğurmasının b) bant içi soğurmasının c) 320-1100 nm arasındaki genel soğurma spektrumunun gösterimi	69
Şekil 4.8. O ₂ /Ar oranı 0,41 olan diğer filmin a) bant kenarı soğurmasının b) bant içi soğurmasının c) 320-1100 nm arasındaki genel soğurma spektrumunun gösterimi	69
Şekil 4.9. O ₂ /Ar oranı 1,41 olan filmin a) bant kenarı soğurmasının b) bant içi soğurmasının c) 320-1100 nm arasındaki genel soğurma spektrumunun gösterimi	70

- Şekil 4.10.** O₂/Ar oranı 1,41 olan diğer filmin **a)** bant kenarı soğurmasının **b)** bant içi soğurmasının **c)** 320-1100 nm arasındaki genel soğurma spektrumunun gösterimi 70
- Şekil 4.11.** O₂/Ar oranı 5,1 olan filmin **a)** bant kenarı soğurmasının **b)** bant içi soğurmasının **c)** 320-1100 nm arasındaki genel soğurma spektrumunun gösterimi 71
- Şekil 4.12.** O₂/Ar oranı 5,1 olan diğer filmin **a)** bant kenarı soğurmasının **b)** bant içi soğurmasının **c)** 320-1100 nm arasındaki genel soğurma spektrumunun gösterimi 71
- Şekil 4.13.** O₂/Ar oranı 17 olan ve N ile katkılanmış filmin **a)** bant kenarı soğurmasının **b)** bant içi soğurmasının **c)** 320-1100 nm arasındaki genel soğurma spektrumunun gösterimi 72
- Şekil 4.14.** Tek kristal numunenin **a)** bant kenarı soğurmasının **b)** bant içi soğurmasının **c)** 320-1100 nm arasındaki genel soğurma spektrumunun gösterimi 72
- Şekil 4.15.** O₂/Ar oranı 0,41 olan ZnO ince filminin **a)** soğurma katsayısının (şekil eksitonik geçişlerin daha iyi gözlenmesi için üst üste çizilmiştir) **b)** soğurma katsayısının karesinin ve **c)** bant aralığının sıcaklıkla değişimi 73
- Şekil 4.16.** O₂/Ar oranı 1,41 olan ZnO ince filminin **a)** soğurma katsayısının (şekil eksitonik geçişlerin daha iyi gözlenmesi için üst üste çizilmiştir) **b)** soğurma katsayısının karesinin ve **c)** bant aralığının sıcaklıkla değişimi 74
- Şekil 4.17.** O₂/Ar oranı 5,1 olan ZnO ince filminin **a)** soğurma katsayısının (şekil eksitonik geçişlerin daha iyi gözlenmesi için üst üste çizilmiştir) **b)** soğurma katsayısının karesinin ve **c)** bant aralığının sıcaklıkla değişimi 74
- Şekil 4.18.** Azot katkılı ZnO:N ince filminin **a)** soğurma katsayısının (şekil eksitonik geçişlerin daha iyi gözlenmesi için üst üste çizilmiştir) **b)** soğurma katsayısının karesinin ve **c)** bant aralığının sıcaklıkla değişimi 75
- Şekil 4.19.** Tek kristal malzemenin **a)** soğurma katsayısının (şekil eksitonik geçişlerin daha iyi gözlenmesi için üst üste çizilmiştir) **b)** soğurma katsayısının karesinin ve **c)** bant aralığının sıcaklıkla değişimi 75
- Şekil 4.20.** O₂/Ar oranı 0,41 (452a) olan ve 400 °C'de vakum ortamında 30 dakika tavlandıktan sonra filmin **a)** bant kenarı soğurmasının **b)** bant içi

soğurmasının c) 320-1100 nm arasındaki genel soğurma spektrumunun gösterimi	76
Şekil 4.21. O ₂ /Ar oranı 0,41 (452a) olan ve 400 °C’de vakum ortamında 30 dakika tavlamanın ardından 500 °C’de yine vakumda 30 dakika tavlandıktan sonra filmin a) bant kenarı soğurmasının b) bant içi soğurmasının c) 320-1100 nm arasındaki genel soğurma spektrumunun gösterimi	77
Şekil 4.22. O ₂ /Ar oranı 1,41 (453a) olan ve 400 °C’de vakum ortamında 10 dakika tavlamanın ardından filmin a) bant kenarı soğurmasının b) bant içi soğurmasının c) 320-1100 nm arasındaki genel soğurma spektrumunun gösterimi	77
Şekil 4.23. O ₂ /Ar oranı 1,41 (453a) olan ve 400 °C’de vakum ortamında 10+20 dakika tavlamanın ardından filmin a) bant kenarı soğurmasının b) bant içi soğurmasının c) 320-1100 nm arasındaki genel soğurma spektrumunun gösterimi	78
Şekil 4.24. O ₂ /Ar oranı 1,41 (453a) olan ve 400 °C’de vakum ortamında 10+20+30 dakika tavlamanın ardından filmin a) bant kenarı soğurmasının b) bant içi soğurmasının c) 320-1100 nm arasındaki genel soğurma spektrumunun gösterimi	78
Şekil 4.25. O ₂ /Ar oranı 1,41 (453a) olan ve 400 °C’de vakum ortamında 10+20+30+40 dakika tavlamanın ardından filmin a) bant kenarı soğurmasının b) bant içi soğurmasının c) 320-1100 nm arasındaki genel soğurma spektrumunun gösterimi	79
Şekil 4.26. O ₂ /Ar oranı 1,41 (453a) olan ve 400 °C’de vakum ortamında 10+20+30+40+50 dakika tavlamanın ardından filmin a) bant kenarı soğurmasının b) bant içi soğurmasının c) 320-1100 nm arasındaki genel soğurma spektrumunun gösterimi	79
Şekil 4.27. O ₂ /Ar oranı 1,41 (453a) olan ve 400 °C’de vakum ortamında 10+20+30+40+50+60 dakika tavlamanın ardından filmin a) bant kenarı soğurmasının b) bant içi soğurmasının c) 320-1100 nm arasındaki genel soğurma spektrumunun gösterimi	80
Şekil 4.28. Tavlama işlemleri sonucunda O ₂ /Ar oranı 0,41 (452a) olan malzemenin 30 K sıcaklığındaki soğurma katsayısının enerji ile değişimi	81

Şekil 4.29. Tavlama işlemleri sonucunda O ₂ /Ar oranı 1,41 (453a) olan malzemenin 30 K sıcaklığındaki soğurma katsayısının enerji ile değişimi	81
Şekil 4.30. O ₂ /Ar oranı 0,41 (452a) olan ince filmin oda sıcaklığındaki PL ölçümünün dalgaboyu ve enerjiye karşı gösterimi. Numune 400 °C’de 30 dakika ve 500 °C’de 30 dakika tavlandıktan sonra alınmıştır	82
Şekil 4.31. O ₂ /Ar oranı 0,41 (452b) olan ince filmin oda sıcaklığındaki PL ölçümünün dalgaboyu ve enerjiye karşı gösterimi.....	83
Şekil 4.32. O ₂ /Ar oranı 1,41 (452b) olan ince filmin oda sıcaklığındaki PL ölçümünün dalgaboyu ve enerjiye karşı gösterimi. Ölçüm numunenin 400 °C’de toplam 210 dakika tavlandıktan sonra alınmıştır.....	83
Şekil 4.33. O ₂ /Ar oranı 1,41 (452b) olan ince filmin oda sıcaklığındaki PL ölçümünün dalgaboyu ve enerjiye karşı gösterimi	84
Şekil 4.34. O ₂ /Ar oranı 5,1 (454a) olan ince filmin oda sıcaklığındaki PL ölçümünün dalgaboyu ve enerjiye karşı gösterimi	84
Şekil 4.35. O ₂ /Ar oranı 5,1 (454b) olan ince filmin oda sıcaklığındaki PL ölçümünün dalgaboyu ve enerjiye karşı gösterimi	85
Şekil 4.36. O ₂ /Ar oranı 17 olan ve N ile katkılanmış (455) olan ince filmin oda sıcaklığındaki PL ölçümünün dalgaboyu ve enerjiye karşı gösterimi	85
Şekil 4.37. Tek kristal malzemenin oda sıcaklığındaki PL ölçümünün dalgaboyu ve enerjiye karşı gösterimi	86
Şekil 4.38. Külçe malzemenin oda sıcaklığındaki PL ölçümünün dalgaboyu ve enerjiye karşı gösterimi	86
Şekil 4.39. O ₂ /Ar oranı 0,41 (452a) olan ince filmin oda sıcaklığındaki hayat süresi ölçümünün gösterimi	87
Şekil 4.40. O ₂ /Ar oranı 1,41 (453a) olan ince filmin oda sıcaklığındaki hayat süresi ölçümünün gösterimi	87
Şekil 4.41. O ₂ /Ar oranı 1,41 (453b) olan ince filmin oda sıcaklığındaki hayat süresi ölçümünün gösterimi	88
Şekil 4.42. O ₂ /Ar oranı 5,1 (454a) olan ince filmin oda sıcaklığındaki hayat süresi ölçümünün gösterimi	88
Şekil 4.43. O ₂ /Ar oranı 5,1 (454b) olan ince filmin oda sıcaklığındaki hayat süresi ölçümünün gösterimi	89

Şekil 4.44. O ₂ /Ar oranı 17 olan ve N ile katkılanmış ZnO:N (455) olan ince filmin oda sıcaklığındaki hayat süresi ölçümünün gösterimi.....	89
Şekil 4.45. Tek kristal olan malzemesinin oda sıcaklığındaki hayat süresi ölçümünün gösterimi	90
Şekil 4.46. Külçe olan malzemenin oda sıcaklığındaki hayat süresi ölçümünün gösterimi	90
Şekil 4.47. Ag/n-ZnO Schottky diyotun oda sıcaklığında a) yarı logaritmik ve b) lineer I-V grafiği.....	92
Şekil 4.48. Ag/n-ZnO Schottky diyotun yarı a) logaritmik ters ve düz beslem ve b) lineer düz beslem I-V grafiği.....	92
Şekil 4.49. Ag/n-ZnO Schottky diyotun ters beslem I-V eğrisinin sıcaklığa bağımlılığı.....	93
Şekil 4.50. Ag/n-ZnO Schottky diyotun idealite faktörü ve engel yüksekliğinin sıcaklığa bağımlılığı	93
Şekil 4.51. Ag/n-ZnO Schottky diyot için Richardson grafiği. İçteki grafik nkT/q'nün kT/q'ya karşı değişimi	94
Şekil 5.1. Büyütme ortamındaki O ₂ basıncının değiştirilmesi ile p-tipi ZnO edilmesi a) O ₂ /(O ₂ +Ar) (Xiong <i>et al.</i> 2002) b) Oksijen kısmi basıncı (Singh <i>et al.</i> 2003) c) ilk homo p-n eklemi (Tüzemen <i>et al.</i> 2001).....	96
Şekil 5.2. O ₂ /Ar oranının 0,41, 1,41, 5, 1 olan ZnO ince filmlerinin XRD grafiklerinin birlikte gösterimi.....	98
Şekil 5.3. (0002) düzlemi için pik yarı yüksekli genişliğinin ve kristal büyüklüğünün değişimi	101
Şekil 5.4. O ₂ /Ar oranı 0,41, 1,41 ve 5,1 olan numuneler için bant kenarı bölgesinde soğurma katsayısının enerjiye karşı değişimi	104
Şekil 5.5. O ₂ /Ar oranı 0,41 olan numune için eksitonik geçişlerin gösterimi	105
Şekil 5.6. Farklı O ₂ /Ar oranları için filmlerin yasak enerji aralığının sıcaklıkla değişimi	106
Şekil 5.7. Tek kristal ve ZnO:N numuneleri için yasak enerji aralığının sıcaklıkla değişimi	107
Şekil 5.8. İnce filmlerin serbest eksiton bağlanma enerjisinin sıcaklıkla değişimi	108

Şekil 5.9. Porter <i>et al.</i> (2005) tarafından ZnO film üzerine yapılan soğurma çalışması. İç figürde ilk keskin pik A-serbest eksitonu geçişine atfedilmiş olup bizim çalışmamızla benzerlik göstermektedir.....	110
Şekil 5.10. A^0X ve D^0X pik şiddetlerinin normalize edilmesinin gösterilmesi.....	111
Şekil 5.11. Zn-zengin durum için A^0X ve A-eksitonun pik şiddetlerinin gösterimi.....	112
Şekil 5.12. O-zengin durum için A^0X ve A-eksitonun pik şiddetlerinin gösterimi.....	112
Şekil 5.13. Büyütme ortamındaki O_2/Ar oranına göre filmlerin bant içindeki bölgede soğurma katsayılarının dalgaboyuna karşı değişimi.....	113
Şekil 5.14. O-zengin numune için vakum tavlama süresi ile bant içindeki soğurmanın enerjiye bağlı değişimi.....	115
Şekil 5.15. Zn-zengin numune için vakum tavlama süresi ve sıcaklığı ile bant içindeki soğurmanın enerjiye bağlı değişimi.....	115
Şekil 5.16. 2,5 eV'daki soğurma katsayısı artışı ile A-serbest eksiton geçişi arasındaki ilişki.....	116
Şekil 5.17. Tavlama işlemine tabi tutulmuş malzemenin PL ve soğurma spektrumlarının beraber gösterimi.....	118
Şekil 5.18. Tavlama işlemine tabi tutulmuş ve tavlınmamış malzemenin PL ve soğurma spektrumlarının beraber gösterimi.....	119
Şekil 5.19. Tavlama işlemine tabi tutulmuş ve O_2/Ar oranı 1,41 olan filmin 300 nm dalgaboylu ışık ile uyarılmış PL spektrumunun ayrıntılı gösterimi.....	120
Şekil 5.20. Tek kristal ve külçe malzemenin PL spektrumunun enerjiye bağlılığı.....	122
Şekil 5.21. Kristal büyüklüğü ve serbest eksitonun rekombinasyon zamanı arasındaki ilişki.....	124
Şekil 5.22. İdealite faktörünün sıcaklıkla değişiminin diyotta akım mekanizmalarının etkinliğinin gösterimi (Tung 1992).....	129
Şekil 5.23. Doyma akımının sıcaklıkla değişimi.....	130
Şekil 5.24. Ag/n-ZnO diyotu için elde edilen DLTS spektrumu.....	130

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 1.1. III-V yarıiletkenlerin bazı özellikleri.....	2
Çizelge 1.2. Geniş yasak enerji aralıklı yarıiletkenlerin bazı özellikleri	2
Çizelge 2.1. Birkaç direk bant gapli III-V ve II-VI bileşik yarıiletkenleri için hesaplanan serbest eksitonun Rydberd sabiti ve Bohr yarıçapı.....	19
Çizelge 3.1. Reaktif püskürtme metodu ile büyütülmüş ZnO numunelerinin büyütme parametreleri.....	45
Çizelge 4.1. Reaktif püskürtme metodu ile büyütülmüş ZnO ince filmlerinin ve tek kristal ile külçe (0002) düzlemi için hesaplanan kristal büyüklükleri ve iç esnek zor katsayısı	67
Çizelge 4.2. Reaktif püskürtme metodu ile büyütülmüş ZnO ince filmlerinin ve tek kristal ile külçe (0002) düzlemi için hesaplanan kristal büyüklükleri ve iç esnek zor katsayısı	67
Çizelge 4.3. Farklı O ₂ /Ar oranlarında büyütülmüş ince filmler ile tek kristal ve külçe numune içi alınan hayat süreleri hayat süreleri ölçümleri (τ_1 ve τ_2 serbest eksiton ve elektron için, sırasıyla).....	91
Çizelge 5.1. ZnO filmlerinin ve tek kristal numunenin 1100 nm dalgaboyundaki 300 K'deki yansımaya katsayıları	103
Çizelge 5.2. Literatürdeki bazı Schottky diyotların özellikleri.....	127

1.GİRİŞ

1.1. Geniş Yasak Enerji Aralıklı Yarıiletkenler

1947 yılında Bell laboratuvarında ilk transistörün keşfi ile birlikte elektronik teknolojisi hızla gelişerek, bugünün sahip olduğumuz seviyesine ulaşmıştır. O yıllardan itibaren, elementer bir yarıiletken olan silisyum (Si), elektronik teknolojisinde en önemli yeri tutmuş ve hala bu yerini korumaktadır. Fakat Si'nin özellikle optoelektronik, yüksek güç ve yüksek frekans uygulamalarında, bant yapısının indirek geçişli ve düşük mobiliteli bir yarıiletken olmasından dolayı kullanılamaması, alternatif malzeme arayışı ile sonuçlanmıştır. Bu arayış 1980'li yıllardan itibaren GaAs, GaP, AlAs, AlP, InAs, ve InP gibi III-V yarıiletkenlerin gelişmesine neden olmuştur. III-V yarıiletkenler hem optoelektronik (Işık Yayan Diyot (LED), laser diyot (LD)) uygulamalarda hem de Si'nin kullanıldığı bazı elektronik devre elemanlarının yerine geçebilecek MESFET, BJT, vs... gibi teknolojilerde daha verimli olmalarından dolayı, Si yerine kullanılmaya başlamıştır. Çizelge 1.1'de nitratlar dışındaki (GaN, InN, AlN) III-V yarıiletkenlerin bazı özellikleri gösterilmiştir. Çizelge 1.1'den de görüldüğü gibi, III-V yarıiletkenler yasak enerji aralıkları ve alaşımlama teknolojisi ile optoelektronik uygulamalarda kullanımları 500 nm ve üzerindeki dalgaboyları ile sınırlıdır (Singh 1993). Son yıllarda artan daha yüksek yoğunluklu veri depolama ve tüm renklerin elektronik olarak sağlanması ihtiyacı, daha kısa dalgaboyları ile işlem yapabilmelerinden dolayı, araştırmacıları geniş yasak enerji aralıklı yarıiletkenler üzerine yöneltmiştir. Bu yeni teknoloji elektromanyetik spektrumun yüksek enerjili (mavi ve morötesi (UV)) bölgesinde çalışan optoelektronik aygıt üretiminde kullanılmak üzere gelişim aşamasındadır. Bu nedenle son yıllarda geniş yasak enerji aralıklı yarıiletkenler üzerine yapılan çalışmalar oldukça artmıştır.

Çizelge 1.2'de verilen yarıiletkenler geniş yasak enerji aralıklı yarıiletkenler olarak gösterilebilir (Singh 1993). Bu tablodan da görüldüğü gibi bu yarıiletkenlerin yasak enerji aralıkları mavi ve UV bölgede çalışan optoelektronik aygıt üretimine olanak sağlamaktadır.

Çizelge 1.1. III-V yarıiletkenlerin bazı özellikleri

III-V bileşik yarıiletkenler	Kristal yapısı	Yasak enerji aralığı (oda sıcaklığında) (eV)	Emisyon veya dedeksiyon dalgaboyu (nm)
GaAs	ZB ¹ (D) ²	1,43	868
GaP	ZB (İ) ³	2,27	547
GaSb	ZB (D)	0,75	1655
AlP	ZB (İ)	2,45	507
AlAs	ZB (İ)	2,15	577
InP	ZB (D)	1,35	920
InAs	ZB (D)	0,35	3507
InSb	ZB (D)	0,23	5398

¹ (D)= Direk bant geçişli

² (İ)= İndirek bant geçişli

³ (ZB)= Çinko Blende kristal yapısı

Çizelge 1.2. Geniş yasak enerji aralıklı yarıiletkenlerin bazı özellikleri

Geniş bant aralıklı yarıiletkenler	Kristal yapısı	Yasak enerji aralığı (oda sıcaklığında) (eV)	Emisyon veya dedeksiyon dalgaboyu (nm)
ZnO	W ¹ (D)	3,37	368
GaN	W (İ)	3,44	361
ZnSe	ZB (D)	2,7	460
ZnS	ZB (İ)	3,7	336
	W (İ)	3,9	318
CdS	W (D)	2,5	496
AlN	W (D)	6,2	200
SiC	ZB (D)	3 (6H-SiC)	414

¹W=Wurtzite

Bununla birlikte, bu yarıiletkenlerin özellikle SiC, GaN, ZnO'nun yüksek termal iletkenliğe sahip olması ve yüksek sıcaklıkta kararlılıklarını kaybetmemeleri nedeniyle yüksek güç, yüksek frekans ve yüksek sıcaklık aygıt üretiminde Si, GaAs, InP tabanlı teknolojilerin yerine daha uygun olmaları beklenmektedir. Özellikle, SiC ve GaN tabanlı yarıiletken aygıtlar (FET'ler, BJT'ler), kırılma gerilimlerinin de çok yüksek olmasından dolayı bu amaca uygun karakteristiklere sahiptirler (Morkoç *et al.* 1994).

Optoelektronik aygıt üretim alanında ise geniş yasak enerji aralıklı yarıiletkenler mevcut LED'ler yerine elektromanyetik spektrumun tüm görünür bölgesine hâkim olabileceklerinden dolayı tercih edilmeleri beklenmektedir. Özellikle SiC, ZnSe, GaN ve ZnO üzerine birçok araştırma yapılmıştır. Bu yarıiletkenlerden SiC indirek geçişli bir yarıiletken olmasına rağmen, farklı katkılama işlemleri ile elektromanyetik spektrumun tüm görünür bölgesinde elektrolüminesans yapabilir.

Özellikle mavi ve UV bölgede çalışan bir optoelektronik aygıt, insan gözünün elektromanyetik spektruma duyarlılığının yeşil ışıpta maksimum olması sebebiyle, parlaklığı mevcut kırmızı ve yeşil LED'ler ile kıyaslandığında daha fazla optik çıkış gücüne ihtiyaç duyar. Fakat SiC kullanılarak yapılan LED'ler bant yapısının indirek geçişli olmasından dolayı % 0,02- 003 verimle çalışırlar. Yine de bağ yapısının çok kuvvetli olmasından dolayı çok yüksek akımlarda çalıştırılabilirler ve istenen çıkış gücü elde edilebilir (Morkoç *et al.* 1994). ZnSe kullanılarak üretilen aygıtlarda, bu yarıiletkenin kimyasal bağ yapısının zayıf olması ve kontak problemleri gibi sorunlardan dolayı pek verimli değildirler. Üretilen aygıtlara akım sürülmesi durumunda yarıiletkende bağ kırılması sonucunda kusurlar oluşmakta ve aygıt performansı azalmaktadır (Morkoç *et al.* 1994). Bu nedenle şimdilik GaN bu alanda kullanılacak malzemeler arasında en uygun aday malzemedir. GaN tabanlı mavi ve UV bölgede çalışan LED'ler ticari olarak üretilmiş olmasına rağmen, ZnO bazı önemli avantajlarından dolayı diğer geniş yasak enerji aralıklı yarıiletkenlere nispeten daha fazla ilgi çekmektedir.

1.2. II-VI Bileşik Yarıiletken ZnO

II-VI bileşik yarıiletkenlerin çoğu wurtzite kristal yapısına sahiptirler ve genellikle geniş yasak enerji aralığına sahip olma eğilimindedirler. Wurtzite kristal yapısının birim hücresi dört atom içerir ve bunların ikisi anyon, diğer ikisi ise katyondur (Kobayashi *et al.* 1983). ZnO, CdO, ZnS, CdS, ZnSe, CdSe, ZnTe ve CdTe gibi malzemeler bu yarıiletkenlerden bazılarıdır. Bu malzemelerin çoğunda p-tipi iletkenlik elde edilmesi oldukça zordur ve bunun sebebi olarak stokiometrinin metal bileşene doğru kayması olarak gösterilebilir (Buthzuki *et al.* 2001). Sonuç olarak bu yarıiletkenler büyütme metodundan bağımsız olarak n-tipi olarak büyütürler.

Direk geçişli ZnO oda sıcaklığında 3,37 eV yasak enerji aralığına sahip bileşik bir yarıiletkenidir. ZnO'nun diğer geniş yasak enerji aralıklı yarıiletkenlere göre sahip olduğu avantajlardan en önemlisi yaklaşık olarak üç kat büyük eksiton bağlanma enerjisine (60 meV) (Liang and Yoffe 1968) sahip olmasıdır. Bu da oda sıcaklığındaki termal enerjinin 25 meV olduğu düşünüldüğünde, oda sıcaklığı ve onun üzerindeki sıcaklıklarda eksitona dayalı verimli ışımaya elde edilmesi anlamına gelmektedir. Ayrıca, yüksek kalitede külçe ZnO elde edilebilmesi (Cho *et al.* 2005) ve örgü parametreleri açısından GaN ile uyumlu olması (Look 2001), GaN'a dayalı teknolojilerde taban malzeme olarak kullanılmasını sağlar. Yüksek enerjili elektromanyetik radyasyona bilinen en dayanıklı yarıiletken olması da ZnO'nun uzay uygulamalarında en çok tercih edilebilecek yarıiletken olmasında önemli rol oynar (Look *et al.* 1999a).

Bu özelliklerinden dolayı yarıiletken aygıt üretiminde çok uygun bir malzeme olmasına rağmen, ZnO yarıiletkeni doğal nokta kusurların yüksek yoğunluklu sıg donör özelliği göstermesi ve akseptör durumlarını telafi etmesi sonucu, kararlı p-tipi iletkenlik elde etmek oldukça zordur. Yine de, son üç yılda bazı araştırma grupları birçok farklı büyütme tekniği ile p-tipi iletkenlik elde etmeyi başarmışlardır. Bu gelişmeler ışığında, aktif bölgesi ZnO olan LED'ler ve laser yapılarının üretilmesi mümkün hale gelmiştir. Fakat elde edilen yarıiletken p-tipi ZnO'ların genellikle düşük mobiliteli, ve düşük taşıyıcı konsantrasyonuna sahip olduğu bildirilmiştir (Tüzemen ve Gür 2007). Bu

durumda kararlı p-tipi iletkenlik elde etmenin hala önemli bir problem olduğu öngörülebilir. Bu problem nokta kusurların yapısal durumlarının incelenmesi ile anlaşılabilir.

1.3. ZnO'da Nokta Kusurlar

Yarıiletkenlerde nokta kusurların malzemenin elektriksel ve optik özelliklerini oldukça fazla etkilediği bilinmektedir. Bu bağlamda, ZnO'nun aygıt üretimine uygun hale getirilmesi için büyütme sırasında oluşan doğal nokta kusurların etkilerini incelemek önemli bir çalışma alanıdır. ZnO'da nokta kusur olarak O ve Zn arayer atomları, onların boşlukları, birbirinin yerine yerleşme kusurları ve Frenkel kusurları olarak 8 tip nokta kusur söz konusudur. Bu kusurların aktivasyon enerjileri ve oluşum enerjileri üzerine birçok araştırmacı teorik çalışmalar yapmışlar ve n-tipi iletkenlikten sorumlu olan nokta kusuru incelemeye çalışmışlardır (Kohan *et al.* 2000; Lee *et al.* 2001; Oba *et al.* 2001; Zhang *et al.* 2001).

N-tipi iletkenlikten sorumlu olan baskın donör olarak genellikle oksijen boşluğu (V_O) veya çinko arayer atomu (Zn_i) gibi nokta kusurların etkin olduğu bildirilmektedir (Tüzemen *et al.* 2003; Look *et al.* 1999a, 1999b). Ayrıca, dışarıdan büyütme sırasında büyütme ortamından arındırılmayan hidrojen (H) gibi katkı atomunun sığ donör özelliği göstererek n-tipi iletkenlikten sorumlu olduğu da bildirilmektedir. Böyle farklı görüşlerin oluşmasının sebebi, bu kusurların birbirlerine çok benzer özellikler göstermesi ve birbirlerinden ayırt edilememesidir. Bu yüzden araştırmacıların bir kısmı çinko arayer atomunun (Look *et al.* 1999b), bir kısmı oksijen boşluğunun (Tüzemen *et al.* 2003) ve bir kısmı da hidrojen atomunun (Van de Walle 2001) n-tipi iletkenliğe sebep olduğunu öngörmektedirler.

ZnO'da doğal oluşan kusurlardan oluşum enerjilerine göre en düşük enerjili kusurlar, O-zengin durum göz önüne alındığında Zn boşluğu (V_{Zn}), Zn-zengin durum göz önüne alındığında ise V_O kusurudur (Kohan *et al.* 2000; Van de Walle *et al.* 2001). V_O kusuru

donor özellik gösterirken, V_{Zn} akseptör özellik gösterir. Oluşum enerjilerinin düşük olması bu kusurların yoğunluklarının fazla olması anlamına gelmektedir (Kohan *et al.* 2000). Dolayısı ile n-tipi iletkenlikte genellikle etkin olduğu bildirilen V_O ve Zn_i kusurları göz önüne alındığında, V_O kusurunun oluşum enerjisinin düşük olmasından dolayı Zn_i kusurundan daha fazla miktarda bulunması beklenir. Bütün bunların ışığında V_O 'nun baskın donör olduğu ve n-tipi iletkenlikten sorumlu olduğu düşünülebilir. Fakat V_O kusuru sıg bir donör değildir ve bu yüzden baskın donör olamayacağı öngörülmektedir. Zn_i 'nin sıg donör özelliği göstermesi baskın donörün Zn_i olduğu görüşlerini artırmaktadır. Yüksek enerjili elektron radyasyonuna maruz bırakılan ZnO numunelerinde baskın donör olarak Zn_i olduğu ve aktivasyon enerjisinin E_c-30 meV olduğu önerilmiştir (Look *et al.* 1999a, 1999b).

Ayrıca, Van de Walle *et al.* (2001) tarafından, hiçbir doğal olarak oluşan donörün yüksek yoğunluklu bir sıg donör özelliği gösteremeyeceği gibi, baskın donör olarak dışarıdan numuneye dâhil olan H gibi bir katkı atomunun olabileceğini, yoğunluk fonksiyonlu teorisine dayanan ilk prensip hesaplamaları sonucunda bildirilmektedir. H baskın donör olması şimdilik birçok araştırmacı tarafından kabul edilmektedir. Özellikle manyetik rezonans deneyleri ışığında H'nin yapıda bulunduğu tespit edilmiş ve n-tipi iletkenlikten sorumlu olduğu bildirilmiştir (Hofmann *et al.* 2002; Cox *et al.* 2001).

Büyütülen ZnO numunelerinin çoğunda büyütme metodundan bağımsız olarak enerjileri 30 ve 60 meV civarında olan karakteristik iki donör seviyesi bulunmaktadır. Bu seviyelerden ilki yapılan deneysel araştırmalar sonucunda H atomuna ait olduğu bildirilmektedir (Cox *et al.* 2001; Hoffman *et al.* 2002). Look *et al.* (2003) tarafından yapılan çalışmada, sıcaklığa bağlı Hall ölçümleri sonucunda 31 ve 61 meV aktivasyon enerjilerine sahip iki donör seviyesi tespit etmişlerdir. Malzemenin $950^{\circ}C$ 'de su buharı ile tavlama ile sıg donörün konsantrasyonunun azaldığını gözlemişlerdir. Bununla beraber H atomu kusuruna atfedilen 30 meV'da yerleşen donör seviyesinin oda sıcaklığındaki taşıyıcı konsantrasyondan sorumlu olmadığı ve 61 meV enerjide yerleşen kusurun serbest taşıyıcı konsantrasyonunda etkin olduğu bildirilmiştir. Ayrıca Seager and Myers (2003) tarafından, H_2 ve D_2 ortamında değişik sıcaklıklarda tavlama ZnO

numunelerinde alınan Hall ölçümleri sonucunda sıg donurun H atomu olmadığını da bildirmişlerdir.

Tüzemen *et al.* (2001), tarafından yapılan çalışmada Reactive Sputtering metodu ile Si üzerine büyütülen numunelerin iletkenliklerinin büyütme ortamındaki O₂/Ar basıncına bağlı olduğunu ve iletkenlik tiplerinin O₂/Ar basıncına bağlı olarak değiştiğini bildirmişlerdir. Bu sonuçlar ışığında baskın donurun dışardan numuneye dâhil olan bir kusur yerine fiziksel (intrinsik) bir kusur olduğunu önermişlerdir. Bu araştırmaların ışığında ZnO'da oksijen kaynaklı bozukluklar numunenin elektriksel optiksel ve kusur dağılımına etkileri olduğu bilinmektedir ve baskın donurun V_O gibi oksijen kaynaklı bir kusur olduğu öngörülebilir.

1.4. ZnO'da Aygıt Uygulamaları; Schottky Kontak

Bir metal ve yarıiletken arasındaki kantağın doğrultucu etkisi bu konuda Schottky'nin değerli çalışmalarından dolayı Schottky kontak olarak adlandırılmaktadır. Schottky diyot p-n ekleminden farklı olarak tek tip taşıyıcı yani çoğunluk taşıyıcılarla çalışmaktadır. Azınlık taşıyıcıların bulunmamasına karşılık gelen bu durumda, bir Schottky diyotun depolanmış yük etkisi altında olmaması anlamına gelir ki; bu da Schottky kontakların yüksek hız gerektiren diyot uygulamalarında tercih edilmelerini sağlar. Ayrıca MESFET, MOSFET gibi elektronik yarıiletken aygıtların üretilebilmesi için Schottky kontaklar önemli bir yer tutar. Bununla birlikte, kapasitans ölçümleri ile yarıiletkenlerdeki kusur merkezlerinin incelenmesi anlamında da Schottky kontakların gerekli olması nedeniyle günümüz teknolojisinde metal-yarıiletken kontaklar oldukça büyük bir önem teşkil etmektedirler.

Metal-yarıiletken kontakların doğrultucu aktivitesini anlamaya ilişkin ilk adım Schottky, Störmer ve Waibel tarafından kontakta akım geçtiği zaman potansiyel düşmesini dolayısıyla bir potansiyel engelinin varlığını göstermelerleriyle 1931 yılında anlaşılmıştır (Rhoderick and Williams 1988). 1938 yılında Schottky ve Mott

(birbirlerinden bağımsız bir şekilde) doğrultucu etkinin elektronların potansiyel engelini sürüklenme ve difüzyon gibi normal işlemlerle, aşıkları varsayımını yaparak anlaşılabilirliğine dikkat çekmişlerdir. Mott'a göre potansiyel engeli metal ile yarıiletkenin iş fonksiyonları arasındaki farktan dolayı artmaktaydı. Buna zıt bir şekilde Schottky, engel bölgesinin sabit yoğunluklu yüklü katkı atomları içerdiğini ve dolayısıyla elektrik alanın lineer olarak arttığını ve elektrostatik potansiyelin dördüncü dereceden arttığı varsayımını Poisson denklemlerini dikkate alarak yaptı (Rhoderick and Williams 1988).

ZnO kullanılarak ilk Schottky diyot, 1965 yılında Mead tarafından yapılmıştır (Mead 1965). Bunun ardından 1,05 gibi çok düşük idealite faktörüne sahip Schottky diyot Neville and Mead (1970) tarafından Au ve Pd metali kullanılarak elde edilmiştir. ZnO içeren Schottky diyotların engel yükseklikleri genel olarak metalin iş fonksiyonundan bağımsız ve Schottky-Mott modeline göre beklenenden daha düşük olduğu görülmektedir. Bununla beraber, ZnO ile Au, Ag, Pd gibi daha az reaktif metaller kullanılarak üretilen Schottky diyotlar nispeten daha büyük engel yüksekliği oluşturmaktadır. Literatürde elde edilen engel yükseklikleri genellikle 0,6-0,8 eV arasındadır ve Ag ile Pt metali kullanılarak yapılan Schottky diyotlar sırasıyla ~0,84 ve 0,89 eV gibi daha büyük engel yüksekliğine sahiptir (Liang *et al.* 2001; Sheng *et al.* 2002; Polyakov *et al.* 2003; Coppa *et al.* 2003; Yuan *et al.* 2004; von Wenckstern *et al.* 2004; Kim *et al.* 2005). Yukarıda verilen literatürdeki çalışmalara benzer olarak Ag metali kullanarak ürettiğimiz Ag/n-ZnO Schottky diyotunun da engel yüksekliği ve idealite faktörü değerleri sırasıyla 0,82 eV ve 1,55 olarak elde edilmiştir (Gür *et al.* 2007). Diyotun sıcaklıkla karakteristiklerini ve akım taşıma mekanizmaları hakkında bilgi edinmek üzere gerçekleştirdiğimiz sıcaklığa bağlı akım voltaj ölçümleriyle 440 K sıcaklığına kadar diyotun nispeten kararlı bir yapıda olduğunu gözlemledik.

Bu çalışma, reaktif saçtırma metodu ile farklı O₂/Ar oranlarında büyütülmüş ZnO ince filmlerinin optik karakterizasyonunu, mümkün aygıt üretimini ve elektriksel kusur karakterizasyonunu içermektedir. Birinci bölümünde geniş yasak enerji aralıklı yarıiletkenlerin önemi, bu yarıiletkenlerden birisi olan ZnO yarıiletkeninin genel

özellikleri, noktasal kusurların ve Schottky kontaklar hakkında literatür taramasından oluşan bir giriş bulunmaktadır. İkinci bölümünde ise bir yarıiletkenin optik karakterizasyonun da önemli yer tutan eksitonlar ve eksiton geçişleri, bunun yanında ışımalı ve ışımaz geçişler, nokta kusurlar ve derin seviye kusurları konuları teorik olarak anlatılmıştır. Üçüncü bölümde ise bu çalışmada kullanılan filmlerin büyütme tekniği, numunelerin ölçümler için hazırlanması ve ölçümlerde kullanılan deney sistemleri ve bunun yanında ölçümlerden hangi parametrelerin nasıl elde edileceği hakkında bilgiler verilmiştir. Dördüncü bölüm araştırma ve bulgular kısmıdır ve elde edilen ölçümlerin sonuçları grafikler halinde verilmiştir. Beşinci bölümde farklı O₂/Ar oranlarında büyütülmüş filmlerin X-ışını kırınımı, optik soğurma ve fotoluminesans ile birlikte yapılan Schottky diyot çalışması sonuçları değerlendirilmiştir. Malzemelerin en iyi optik karakterizasyona hangi büyüme şartlarında sahip olabileceği sıcaklığa bağlı soğurma ve fotoluminesans ölçümleriyle belirlenmeye çalışılmıştır. Bunun yanında vakumda tavlama işlemi ile filmlerin optik karakteristikleri iyileştirilmeye çalışılmış ve buna uygun olarak bir tavlama işlemi önerilmiştir. Ayrıca literatürle kıyaslandığında oldukça iyi karakteristiklere sahip bir Schottky diyot üretilmiş ve yüksek sıcaklıklarda farklı bir akım mekanizmasının diyotta etkin olduğu gösterilmiştir. Nokta kusur karakterizasyonu, DLTS ölçümünün yapılmasıyla gerçekleştirilmiştir. Son bölümde ise yararlanılan kaynaklar verilmiştir.

2. KURAMSAL TEMELLER

2.1. Yarıiletkenlerde Optik İşlemler

2.1.1. Elektron-hol oluşumu ve rekombinasyonu

Bütün optoelektronik aygıtların çalışması, elektron-hol çifti oluşumuna veya yok olmasına (rekombinasyon) dayanır. Çift oluşumu, elektronun enerji bakımından valans bandından iletkenlik bandına çıkarılmasıyla olur. Prensip olarak, yarıiletkene gelen herhangi bir enerjili parçacık, valans bandında bulunan bir elektrona en az yasak enerji aralığı kadar bir enerji aktarırsa çift oluşacaktır. Örgüdeki bağlanmaya göre bu durum kovalent bağın kırılması anlamına gelir. Elektron-hol çifti oluşturmanın en basit yolu yarıiletkeni aydınlatmaktır. Yeterli enerjiye sahip fotonlar soğurular ve valans bandındaki elektronlara bu enerjinin aktarılmasıyla elektronları iletkenlik bandına çıkarır. Bu işlem soğurma olarak adlandırılır. Bunun tersi olan işlem, yani elektron-hol rekombinasyonu çiftin fazla enerjisini bırakmasıyla ilişkilidir. Rekombinasyon ışımalı veya ışımsız olabilir. Işımsız geçişte rekombinasyondan dolayı fazla enerji genellikle fononlara aktarılır ve ısı olarak açığa çıkar. Işımalı geçişte ise fazla enerji genellikle bant aralığına eşit enerjiye sahip foton olarak açığa çıkar. Bu bir ışık yayınlama işlemidir ve elektron-hol çiftinin üretilme metoduna göre sınıflandırılır. Fotoluminesans foton gönderilerek üretilen elektron-hol çiftinin ışımalı rekombinasyonun içerir. Kathodo-lüminesans elektron bombardımanı ile üretilen elektron-hol çiftinin ışımalı rekombinasyon işlemidir. Elektrolüminesans p-n eklemi veya benzer bir aygıtta elektrik alan ile ışımalı rekombinasyon işlemidir.

Dengedeki bir yarıiletkende (fotona maruz kalmamış veya elektron enjeksiyonu olmayan durum) taşıyıcı yoğunluğu Fermi-Dirac veya Boltzman istatistikleri ile dengedeki Fermi seviyesinden hesaplanabilir. Fazla taşıyıcılar yukarıdaki tekniklerden biriyle üretildiği zaman dengede olmayan durum söz konusudur ve artık Fermi seviyesi kavramı quasi Fermi seviyesi ile ifade edilir;

$$f_n(E) = \frac{1}{1 + \exp[(E - E_{fn})/kT]} \Rightarrow \text{elektronlar için denge dışı dağılım} \quad (2.1)$$

$$f_p(E) = \frac{1}{1 + \exp[(E - E_{fp})/kT]} \Rightarrow \text{holler için denge dışı dağılım} \quad (2.2)$$

Bu dağılım fonksiyonlarında E_{fn} ve E_{fp} elektron ve hol için sırasıyla quasi Fermi seviyesini tanımlar. Fazla taşıyıcıları üreten uyarma etkisi ortadan kalkınca $E_{fp} = E_{fn} = E_f$ olur. E_{fn} ile E_{fp} arasındaki fark dengeden sapmanın bir ölçüsüdür.

$$f_n(E) \cong \exp[(E_{fn} - E)/kT] \Rightarrow \text{dejenere olmamış durum için denge istatistiği} \quad (2.3)$$

$$f_p(E) \cong \exp[(E - E_{fp})/kT] \quad (2.4)$$

Denge dışı taşıyıcı yoğunluğu

$$n = N_c \exp[(E_{fn} - E_c)/kT], p = N_v \exp[(E_v - E_{fp})/kT] \quad (2.5)$$

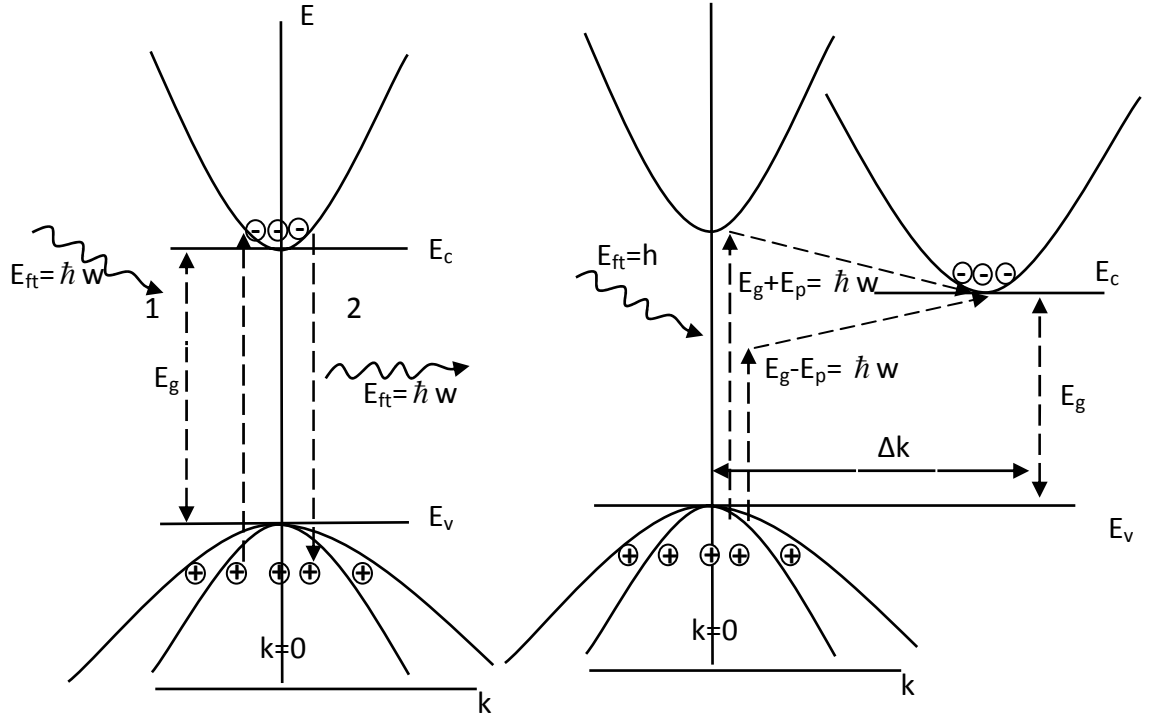
olarak tanımlanır.

Quasi Fermi seviyesi kavramı bir yarıiletkende pozisyonunun fonksiyonu olarak taşıyıcı konsantrasyonunun değişimini hesaba katma anlamını sağladığı için oldukça faydalıdır. Doğru beslem altındaki bir p-n eklemde deplasyon bölgesinde yüksek yoğunlukta fazla taşıyıcı bulunur ve bunlar her iki bölgeye sürüklenirler. Bu taşıyıcıların konsantrasyonu uygun yarı-fermi seviyesi tarafından belirlenir. Bir eklem laseri popülasyon tersinimi üretmek için bu tip bir doğru beslemde çalıştırılır. Basit bir örnek olarak; denge elektron yoğunluğu $n_0 = N_D$ olan bir n-tipi yarıiletken farz edelim ve bant aralığından daha yüksek bir ışık ile aydınlatıldığında Δn elektron hol çifti G üretim oranı ile oluşturulur. Denge dışı elektron ve hol konsantrasyonu $n = \Delta n + n_0$ ve $p = \Delta n + n_i^2/n_0$ olarak tanımlanır.

Bir yarıiletkende üretilen fazla taşıyıcılar sonunda rekombinasyona uğrarlar. Aslında, denge durumunda rekombinasyon oranı üretim oranına eşit olmalıdır ($G=R$). Yasak enerji aralığı boyunca taşıyıcıların geçişlerini içeren üretim ve rekombinasyon işlemleri direk ve direk olmayan bant yapısına sahip yarıiletkenlerde farklıdır. Direk bant geçişli bir yarıiletkende valans bandı maksimumu ve iletkenlik bandı minimumu zon merkezi ($k=0$)'da bulunur. Dolayısıyla elektronun yukarı veya aşağı geçişlerinde momentum

değişimi veya bir fonon içermez. Sonuç olarak GaAs gibi bir yarıiletkende elektron iletkenlik bandına foton soğurarak çıkarılır. Bu elektronun çok kısa bir süre bu bantta kalacak ve yasak enerji aralığına eşit bir foton yayınlarak valans bandına geçerek rekombinasyon işlemini gerçekleştirecektir. Dolayısı ile ışımalı rekombinasyon ihtimali direk geçişli bant yapısına sahip yarıiletkenlerde çok yüksektir.

Direk geçişli bant yapısına sahip olmayan yarıiletkenlerde bu işlemler çok farklıdır. İletkenlik bandı minimumu $k=0$ 'da olmadığı için aşağı veya yukarı geçişler momentum değişimi dolayısıyla fonon içerir. Sonuç olarak, iletkenlik bandı minimumunda bulunan bir elektron ve $k=0$ 'da bulunan bir hol ile doğru enerjili bir fonon ve uygun momentum sağlamadan rekombinasyona uğrayamaz. Alta geçişler fonon yayını ve soğurması yardım eder. Doğru fonon çarpışması olması için iletkenlik bandında elektronun kalma zamanı artar.



Şekil 2.1. Bantdan banda soğurma ve rekombinasyon işlemleri **a)** Direk geçişli bir yarıiletken için 1 ile gösterilen işlem $\hbar\omega$ foton enerjisine sahip bir fotonun soğurulmasıyla iletkenlik bandına çıkan elektronu 2 ile gösterilen işlem ise iletkenlik bandında bulunan elektronun $\hbar\omega$ enerjisi salarak rekombinasyonunu gösterir **b)** direk geçişli bant yapısına sahip olmayan bir yarıiletkende soğurma işlemini göstermektedir. İşlem momentum korunumunu içerir. Ok yönleri ters çevrilirse iletkenlik bandında bulunan bir elektronun rekombinasyon işlemini gösterir.

Hiçbir yarıiletken kristal ideal olmadığı için, örgüde katkı atomları ve kusurlar gibi tuzak veya rekombinasyon merkezleri vardır. Elektron veya holün bu tip kusurlardan dolayı ışımasız rekombinasyona uğraması normaldir ve fazla enerji örgüye ısı olarak aktarılır. Si, Ge veya GaP gibi direk yasak enerji aralığına sahip olmayan bant yapılı malzemelerde ışımasız işlemler ışıklı rekombinasyon ihtimalini azaltır. Bu yarıiletkenler genellikle LED veya laserler gibi ışık kaynakları için uygun değildirler (Bhattacharya 1996).

2.1.2. Işımalı ve ışımasız geçişler

Optik uyarma ve enjeksiyonu ile sürekli taşıyıcı üretimi ile yarı denge durumu oluşturulur. Elektron veya holler çiftler halinde üretilir ve yok olurlar ve enjeksiyon seviyesine bağlı olarak denge durumunda fazla taşıyıcı yoğunluğu $\Delta n = \Delta p$ kristalde kurulur. Bu eşitlik aynı zamanda toplam yük nötrallığı için geçerlidir. Uyarma kaynağı kapatıldığında fazla taşıyıcılar denge değerleri olan n_0 ve p_0 değerlerine geri dönerler. Fazla taşıyıcıların yok olması genellikle zamanla eksponansiyel olarak gerçekleşir;

$$n = n_0 + \Delta n \exp(-t/\tau) \quad (2.6)$$

Burada τ fazla taşıyıcıların yaşama zamanıdır. Yaşama zamanı iç ve dış parametrelerin kombinasyonuna bağlıdır. Yarıiletkenin yüzeyine bağlı olarak, yüzey durumlarının yoğunluğuna bağlı olan yüzey rekombinasyon bileşeni çok güçlü olabilir. Genel olarak fazla taşıyıcıların ışıklı veya ışımasız rekombinasyonu ile fazla enerjinin fonon veya foton olarak açığa çıkmasıyla yok olur. Işımasız rekombinasyon genellikle yüzeyde, kusurlar ve tuzaklarda gerçekleşir ve malzemenin ışımaya verimini azaltır. Sonuç olarak toplam yaşama zamanı

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}} \quad (2.7)$$

τ_r ışıklı rekombinasyonun yaşama zamanını verirken, τ_{nr} ışımasız rekombinasyonun yaşama zamanını verir ve toplam rekombinasyon oranı

$$R_{toplam} = R_r + R_{nr} = R_{sp} \quad (2.8)$$

Burada R_{sp} kendiliğinden rekombinasyon oranı olarak tanımlanır. Ayrıca

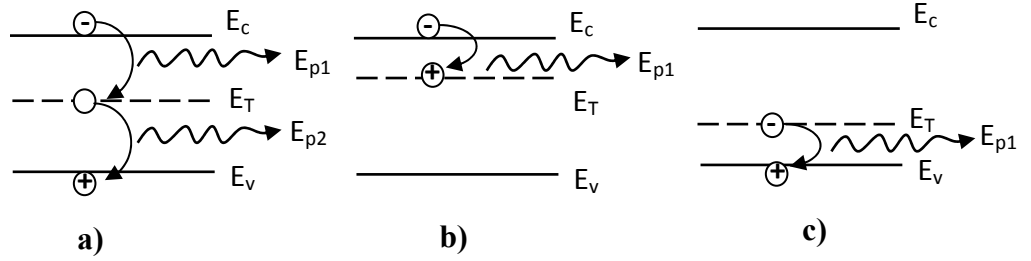
$$\eta = \frac{R_r}{(R_r + R_{nr})} \quad (2.9)$$

ışıklı rekombinasyon kuantum verimi olarak yukarıdaki denklemdeki gibi tanımlanır.

Eksponansiyel yok olma işlemi

$$\tau_r = \Delta n / R_r, \tau_{nr} = \Delta n / R_{nr}, \eta_r = \frac{1}{(1 + \tau_r / \tau_{nr})} \quad (2.10)$$

ile verilir. Sonuç olarak ışıklı rekombinasyon olayının kuantum verimi yukarıdaki denklemdeki gibi ifade edilir.



Şekil 2.2. ışımsız rekombinasyon a) rekombinasyon merkezi b) elektron tuzağı c) hol tuzağı. Her bir durumda fazla enerji tek yada birkaç fonona harcanır

Yüksek kuantum verimine ulaşmak için τ_r / τ_{nr} olabildiğince küçük olmalıdır veya τ_{nr} olabildiğince yüksek olmalıdır. τ_{nr} değeri kusurların özellikleri ile kontrol edilir. Bant içinde yer alan bu seviyelerde rekombinasyona uğrayan taşıyıcılar sonucunda açığa çıkan fazla enerji fononlara harcanır. Diğer bir ışımsız işlem ise Auger rekombinasyonudur (Bhattacharya 1996).

2.1.2.a. Banttan banda rekombinasyon

En basit taşıyıcı rekombinasyonu işlemi banttan banda gerçekleşen rekombinasyondur ve oranı momentum korunumu olmadan

$$R_{sp} = B_r np \quad (2.11)$$

ile verilir. Burada B_r banttan banda rekombinasyon oranı olarak adlandırılır ($\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$).

B_r 'nin değeri yarıiletkenin yasak enerji aralığına ve direk veya indirek olmayan geçişli

bant yapısına sahip olmasına bağılı olarak değişir. Direk yasak enerji aralığına sahip olan yarıiletkenlerde B_r 10^{-11} ile 10^{-9} arasında değişir ve direk olmayan geçişli yarıiletkenlerde ise 10^{-15} ile $10^{-13} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ arasında değişir. B_r geçiş ihtimali (P) ile orantılıdır. Denge ve fazla taşıyıcı yoğunlukları açısından

$$R_{sp} = B_r(n_0 + \Delta n)(p_0 + \Delta p) \quad \Delta n = \Delta p \quad (2.12)$$

Fazla taşıyıcılar kendiliğinden ışımali rekombinasyon oranı

$$R_{sp} = \frac{\Delta n}{\tau_r} \text{ ve dolayısıyla } R_{sp} = R_{sp}^0 + R_{sp}^{ex} \rightarrow R_{sp}^0 = B_r n_0 p_0 \text{ olarak açıklanabilir ve}$$

R_{sp} burada termal dengedeki kendiliğinden emisyon oranıdır.

$$\begin{aligned} R_{sp} &= B_r [n_0 p_0 + \Delta n(n_0 + p_0) + (\Delta n)^2] \\ R_{sp}^{ex} &= B_r \Delta n [n_0 + p_0 + \Delta n] \\ \tau_r &= \frac{1}{B_r(n_0 + p_0 + \Delta n)} \end{aligned} \quad (2.13)$$

• $\Delta n \gg n_0, p_0$ olduğu zaman laser'in çalışmasına karşılık gelir ve $\tau_r \cong \frac{1}{\Delta n B_r}$ olur. Bu denklem $\Delta n \leq 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ değerleri için geçerlidir.

• $\Delta n < n_0, p_0$ düşük enjeksiyon durumuna karşılık gelir ve $\tau_r \cong \frac{1}{B_r(n_0 + p_0)}$, asal yarıiletken için ise $\tau_r \cong \frac{1}{2B_r n_i}$

• Δn 'nin daha büyük değerleri için $\tau_r \cong \tau_0$ 'dır ve genellikle herhangi bir malzeme için sabittir (GaAs için $\tau_r \cong 0,5 \text{ ns}$) (Bhattacharya 1996).

2.1.3. Eksiton kavramı

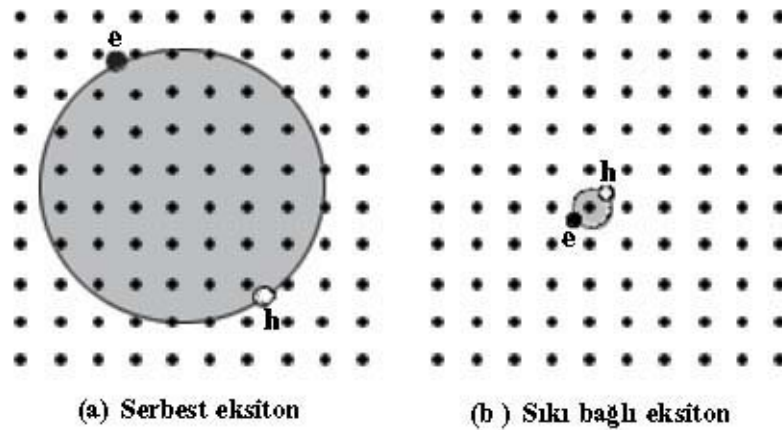
Bir yarıiletken ya da yalıtkan içinde bantlar arası geçişle bir fotonun soğurulması iletkenlik bandında bir elektron ve valans bandında bir hol meydana getirir. Uzayda aynı noktada oluşturulan zıt yüklü parçacıklar karşılıklı Coulomb etkileşmesi ile birbirlerini ekerler. Bu çekici etkileşme elektron-hol çiftinin oluşumuyla sonuçlanır ve bu nedenle optik geçişlerdeki oranda artar. Bununda ötesinde elverişli koşulların

sağlandığı durumda bağlı bir elektron hol çifti de oluşturulabilir. Bu nötr bağlı çifte eksiton denir. En basit şekilde eksiton birbiri etrafında sabit yörüngede hareket eden elektron ve hol ile bir pozitronyum atomuna benzer küçük hidrojenik sistem olarak düşünülebilir. Eksitonlar çoğu kristal yapıda gözlenirler. İki temel tipi vardır. Bunlar;

- Serbest eksiton olarak da adlandırılan Wannier-Mott eksitonlar
- Sıkı bağlı eksiton olarak da adlandırılan Frenkel eksitonlar

Frenkel eksitonları yalıtkan kristallerde ve moleküler kristallerde bulunurken Wannier-Mott eksitonları başlıca yarıiletkenlerde gözlenir.

Eksitonun iki genel durumu Şekil 2.3’de şematik olarak gösterilir. Şekiller bir kristal içinde birbiri etrafında yörüngesel hareket yapan elektron ve holü gösterir. Wannier-Mott tipi eksitonlar birçok atomu çevreleyen büyük bir yarıçapa sahiptir ve kristal içinde özgürce hareket edebildiklerinden dolayı serbest eksiton olarak da adlandırılırlar. Frenkel eksitonları birim hücrenin büyüklüğü ile mukayese edilebilecek kadar küçük yarıçapa sahiptirler. Bu atom veya moleküllere sıkı bağlı olarak sınırladığından dolayı sıkı bağlı eksitonlar olarak da adlandırılırlar. Sıkı bağlı eksitonlar serbest eksitonlardan daha az hareketlidirler ve kristal içerisinde bir atomdan diğerine geçerek hareket edebilirler.



Şekil 2.3 (a) Wannier-Mott eksiton olarak da adlandırılan serbest eksitonların şematik gösterimi **(b)** Frenkel eksiton olarak da adlandırılan sıkı bağlı eksitonların şematik gösterimi.

Kararlı eksitonlar sadece çekici potansiyelin, eksitonu fononlara karşı çarpışmasına engel olmaya yeterli olduğunda oluşacaktır. T sıcaklığında termal olarak uyarılan fononun maksimum enerjisi yaklaşık olarak $k_B T$ olduğu için (, bu durum eksitonun bağlanma enerjisi $k_B T$ den daha büyük olduğunda sağlanacaktır. Wannier-Mott eksitonu (serbest eksiton) büyük yarıçaplarına uygun olarak aşağı yukarı 0,01 eV değerinde küçük bağlanma enerjisine sahiptir. Oda sıcaklığında $k_B T \approx 0,025$ eV olduğundan dolayı eksitonlar birçok maddede düşük sıcaklıklarda kolayca gözlenirler. Diğer taraftan Frenkel eksitonları (sıkı bağlı eksiton) oda sıcaklığında onları sabit yapan 0,1-1 eV civarındaki daha büyük bağlanma enerjilerine sahiplerdir (Fox 2001).

2.1.3.a. Serbest Eksitonlar

Serbest eksitonda elektron ve holün arasındaki mesafe Şekil 2.3.a'da gösterildiği gibi atomik mesafeden çok daha büyüktür. Bu Wannier eksitonunun etkin bir tanımıdır ve zayıf bağlı elektron-hol çiftine serbest eksiton denmesinin ne anlama geldiğini daha doğru bir şekilde açıklar. Elektron ve hol arasındaki mesafe çok fazla olduğundan dolayı, elektron ve hol arasındaki atomların ayrıntılı yapıları üzerinden ortalamalarının alınması iyi bir yaklaşımdır. Ayrıca parçacıkların sabit bir dielektrik ortamda madde içinde hareket ettiklerini düşünülmesi de iyi bir yaklaşım olacaktır. O zaman pozitronyuma benzer hidrojenik sistemde olduğu gibi serbest eksitonu modelleyebiliriz.

Hidrojenik atomların hareketinin, kütle merkezinin hareketine ve göreceli hareket olarak ayrıldığı bilinmektedir. Göreceli hareket iç yapıyı belirlerken kütle merkezinin hareketi bir bütün olarak atomun kinetik enerjisini tanımlar. Bağlı durumların enerjileri göreceli hareket için Schrödinger eşitliğinin öz değer fonksiyonları bulunarak veya varyasyon metodu gibi yaklaşım teknikleri kullanılarak belirlenebilir. Bununla birlikte esas sonuçlar Bohr modeli kullanılarak açıklanır ve bu yöntem burada kullanılacak olan yöntemdir.

Bohr modelinin eksitonlar üzerindeki uygulamalarında elektron ve holün yüksek dielektrik sabitli bir ortam boyunca hareket ettiği gerçeğini dikkate almalıyız. μ indirgenmiş kütlelerin bir hidrojen atomunda elektron proton sistemi uygulamalarındaki 0,995 m_0 değeri yerine $1/\mu=1/m_e^*+1/m_h^*$ gibi olacağına dikkat edilmelidir. Bu iki nitelik ile Bohr modelinin standart sonuçlarını kullanabiliriz. Bağlı durumlar baş kuantum sayısı n ile karakterize edilirler. İyonizasyon sınırında n . seviyenin enerjisi;

$$E(n) = -\frac{\mu}{m_0} \frac{1}{\epsilon_r^2} \frac{R_H}{n^2} = -\frac{R_X}{n^2} \quad (2.14.a)$$

ile verilir. R_H hidrojen atomunun Rydberg sabitidir (13,6 eV)

$$R_X = \left(\frac{\mu}{m_0 \epsilon_r^2} \right) R_H \quad (2.14.b)$$

Buradaki R_X niceliği eksiton Rydberg sabitidir. Elektron hol yörüngesinin yarıçapı

$$r_n = \frac{m_0}{\mu} \epsilon_r n^2 a_H = n^2 a_X \quad (2.15)$$

ile verilir. Hidrojen atomunun Bohr yarıçapı a_H ' dir ($5,29 \times 10^{-11}$ m) ve $a_X = \left(\frac{m_0 \epsilon_r}{\mu} \right) a_H$

eksiton Bohr yarıçapıdır. 2.14.a ve 2.14.b eşitlikleri en büyük bağlanma enerjisine ve en küçük yarıçapa sahip $n=1$ durumunu gösterir, $n>1$ olduğu durumlar daha zayıf bağlıdır ve daha yüksek yarıçapa sahiptir.

Direk bant yapısına sahip III-V ve II-VI yarıiletkenlerin bazıları için eksiton Rydberg sabiti ve Bohr yarıçapları Çizelge 2.1 de listelenmiştir. Bu tabloda ki verilerden genel bir nokta hemen dikkati çekmektedir ve bu yasak enerji aralığı artarken R_X 'in artmaya ve a_X 'in de azalmaya meyilli olmasıdır. Bu bant aralığının artmasıyla, ϵ_r 'nin azalmaya ve μ 'nün artmaya meyilli olması gerçeği ile açıklanır. 2.14.a ve 2.14.b eşitliklerinden bunun eksitonun bağlanma enerjisinde bir artışa ve yarıçapta bir azalmaya sebep olduğunu görürüz. Bant aralıkları 5 eV'dan daha büyük olan yalıtkanlarda, a_X birim hücrenin büyüklüğü ile mukayese edilebilir ve Wannier modeli artık geçerli değildir. Farklı bir durumda serbest eksiton etkilerini gözlemenin zor olduğu InSb gibi dar bant aralıklı yarıiletkenlerde R_X çok küçüktür. Bu nedenle serbest eksiton davranışları 1-3 eV

arasında değişen orta büyüklükteki bant aralıklı yarıiletkenlerde daha iyi gözlenir (Fox 2001).

Çizelge 2.1. Birkaç direk bant aralıklı III-V ve II-VI bileşik yarıiletkenleri için hesaplanan serbest eksitonun Rydberg sabiti ve Bohr yarıçapı

Kristal	E_g (eV)	R_x (meV)	a_x (nm)
GaN	3,5	23	3,1
ZnSe	2,8	20	4,5
CdS	2,6	28	2,7
ZnTe	2,4	13	5,5
CdSe	1,8	15	5,4
CdTe	1,6	12	6,7
GaAs	1,5	4,2	13
InP	1,4	4,8	12
GaSb	0,8	2,0	23
InSb	0,2	(0,4)	(100)

E_g : Yasak enerji aralığı, R_x : Denk. 4.1 deki eksiton Rydberg sabiti a_x :Denk.4.2 deki eksiton Bohr yarıçapı. InSb için parantez içerisinde gösterilen değerler deneysel olarak doğrulanmamıştır.

2.1.3.b. Eksiton Soğurması

Serbest eksitonlar GaAs gibi direk bant aralıklı yarıiletkenlerde belirgin bir biçimde gözlenirler.¹ Eksitonlar valans ve iletkenlik bantları arasındaki direk optik geçişler boyunca oluşturulur. Böylece aynı k vektörüne sahip bir elektron hol çifti oluşur.

¹Serbest eksitonlar silikon ve germanyum gibi indirek yarıiletkenlerin temel bant kenarı yanında da gözlenebilir. Elektron ve hol farklı k vektörlerine sahip olduklarından indirek eksitonları tanımlamak daha zordur. İletkenlik bandının minimumundaki elektron büyük bir k vektörüne sahip olmasına rağmen $V_e=0$ olduğundan dolayı $V_e=V_h$ şartı sağlanır. Deneysel sonuçlar silikon ve germanyumdaki serbest eksitonların bağlanma enerjilerini yaklaşık 14 meV ve 4 meV olarak verir. Bu değerler Çizelge 4.1 de gösterilen direk bant aralıklı yarıiletkenlerin genel değerlerinin biraz üzerindedir. Bu durum Γ -noktasıyla karşılaştırıldığında zone kenarında elektron kütlelerinin daha yüksek olmasından kaynaklanır. İndirek geçişlerin ihtimaliyeti azaltılmış olduğundan indirek eksitonların soğurmasını gözlemek zordur.

Eksitonlar sadece elektron ve hol grup hızları V_e ve V_h aynı olduğunda meydana gelebilirler. Bu elektron ve hollerin bağlı bir çift olarak birlikte hareket edebilmesi için gerekli bir şarttır. Bant içindeki bir elektronun grup hızı

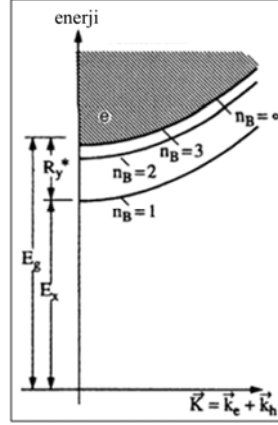
$$V_g = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E}{\partial k} \quad (2.16)$$

ile verilir. Bu $V_e=V_h$ şartının sadece eğer iletkenlik ve valans bantlarının eğimleri geçişin gerçekleştiği Brillouin bölgesi noktalarında aynı olması durumunda yerine getirilebileceği anlamına gelir. Tüm bantlar zone merkezinde sıfır eğime sahiptirler. Bu nedenle $k=0$ 'da direk geçiş boyunca eksitonlar oluşabilir. Direk bant aralıklı bir yarıiletken bu geçişlerde foton enerjisi E_g 'ye karşılık gelir. Bu nedenle temel bant aralığının yakınındaki spektral bölge içinde güçlü eksiton etkilerini gözlemeyi bekleriz.

$k=0$ 'da direk geçişle üretilen eksitonun enerjisi elektron hol çiftinin oluşması için gerekli enerjiye (E_g) eşittir ve 2.14.a eşitliği ile verilen bağlanma enerjisinden Coulomb etkileşmesinden dolayı bir miktar azdır. Bu nedenle eksiton enerjisi

$$E_n = E_g - \frac{R_x}{n^2} \quad (2.17)$$

ile verilecektir. Foton enerjisi E_n ye eşit olduğu zaman eksitonlar oluşturulabilir. Serbest elektron hol çiftiyle karşılaştırıldığında eksiton durumlarının oluşması enerji bakımından daha elverişli olduğundan eksitonların oluşma ihtimaliyetinin artması beklenir. Bu nedenle E_n ye eşit enerji seviyelerinde güçlü optik soğurma gözlenmesi beklenir. Bu temel bant aralığının hemen aşağısındaki enerjilerde optik spektrumlar içinde gözlenecektir. Bu durum bant spektrumu Şekil 2.4'de şematik olarak gösterilmiştir.



Şekil 2.4. Eksitonik etkiler içeren direk bant aralıklı yarıiletkenler için bant diyagramı gösterimi

Serbest eksitonlar sadece çok saf numunelerin soğurma spektrumunda gözlenebilir. Bu durum serbest elektron ve holleri serbest bırakan kusurların eksiton oluşması sağlayan Coulomb etkileşmesini perdeleyen bir etkiden dolayıdır ve sonuçta bağlanma kuvvetleri güçlü bir şekilde azaltılır. Bu nedenle genellikle eksitonik etkiler serbest taşıyıcı yoğunluğu çok yüksek olduğu için katkılanmış yarıiletkenlerde ve metallerde gözlenmez (Fox 2001).

2.1.3.c. Frenkel Eksitonları

Denklem 2.14.a ve 2.14.b ile sonuçlanan serbest eksiton modelinde tahmin edilen yarıçap atomlar arası mesafe ile karşılaştırılabilir olduğunda bozulur. Bu durum küçük dielektrik sabitli geniş yasak enerji aralığına ve büyük etkin kütleyle sahip malzemelerde meydana gelir. Bu malzemelerde Wannier eksitonları yerine Frenkel eksitonlarını gözleriz.

Frenkel eksitonları Şekil 2.3 (b)'de gösterildiği gibi üretildikleri atom yerinde konumlanırlar. Dolayısı ile eksitonlar konumları belirlenmiş her bir atom veya molekülün uyarılmış durumları olarak düşünülebilir. Bunlar çok küçük yarıçapa ve büyük bağlanma enerjisine (tipik olarak 0.1eV'dan birkaç eV'ye kadar) sahiptirler.

Bunun anlamı Frenkel eksitonlarının oda sıcaklığında genellikle kararlı olmalarıdır. Eksitonlar kristal boyunca bir atom yerinden diğerine spin uyarılmasıyla kristal boyunca hareket eden magnon dalgaları ile aynı yolla hareket ederler.

Frenkel eksitonlarının teorik yaklaşımı katıhal fiziğinden daha çok atomik ve moleküler fiziğe çok benzer. Serbest eksitonlar için denklem 2.14.a ve 2.14.b ile sonuçlanan benzer bir model yoktur. Eksiton enerjilerinin hesaplanması genellikle üretilen eksitonların atomik veya moleküler durumlara benzerliğini açıklamak için sıkı bağ yaklaşımını takip eder. Hesaplama daha sonra eksitonlar arasındaki birleşme (çift oluşturma) tarafından karmaşıklaşır ve kristal yapı genellikle çok güçlüdür. Bu durum kendini tuzaklama etkisi ile sonuçlanır. Ayrıca eksiton dalga fonksiyonunun konumlanmasına sebep olur. Frenkel eksitonları birçok organik ve inorganik malzemede gözlenirler. Geniş bir şekilde çalışılan kristallerin bazılarının özellikleri aşağıda kısaca açıklanmıştır.

2.1.3.d. Özet

- Eksitonlar birbirleri arasındaki karşılıklı Coulomb etkileşimi tarafından kararlı bir yörüngede birbirlerine bağlı elektron-hol çiftleridir.
- İki çeşit eksiton vardır. Wannier (serbest) eksitonları büyük yarıçapa sahiptir ve kristal içerisinde serbetçe hareket edebilirler. Frenkel (sıkıca bağlı) eksitonları özel atomlar yerinde konumlanmışlardır.
- Serbest eksitonların özellikleri hidrojen tipi atomlar gibi davranarak hesaplanabilir. Bağlanma enerjisi ve yarıçap sırasıyla denklem 2.14.a ve 2.14.b ile verilir.
- Serbest eksitonlar yarıiletkenlerde hemen E_g 'nin altındaki foton enerjilerinde gözlenirler. Bunlar oldukça küçük bağlanma enerjisine sahiptirler ve en iyi şekilde düşük sıcaklıklarda gözlenirler. Serbest eksitonlar elektrik alan ile kolayca iyonize olurlar.
- Serbest eksitonlar birbirleriyle etkileşebilirler ve yüksek yoğunlukta eksiton-eksiton etkileşmesinden dolayı çok farklı özellikler gösterirler.

•Frenkel eksitonları çok küçük yarıçapa ve büyük bağlanma enerjisine sahiptirler. Bunlar yalıtkan kristallerde ve moleküler malzemelerde oda sıcaklığında kolayca gözlenirler. Katı halde gözlenen eksitonlar ile her bir atomlar veya molekülün uyarılmış seviyeleri arasında güçlü bir benzerlik söz konusudur (Fox 2001).

2.1.4. Bant kenarı ışımalı geçişler

2.1.4.a. Eksiton soğurmasından dolayı ışımalı geçişler

Bant aralığına yakın enerjilere sahip fotonun soğurulması ile üretilen elektron ve hol eksiton oluşturmak için birleşebilir. Elektron-hol çiftinin rekombinasyonu emisyon spektrumunda keskin ve dar bir pik ile sonuçlanır. Yayınlanan fotonun enerjisi

$$\hbar\omega = E_g - E_{ex} \quad (2.18)$$

E_{ex} burada kuantize olmuş bir terimdir. Diğer bir deyişle çok saf kristallerde taban durumuna ve daha yüksek durumlara karşılık gelen emisyon çizgileri görülebilir.

Yarıiletkenlerde katkı atomları, donörler ve akseptörler bulunur. Serbest eksiton katkı atomu ile birleşerek bağlı eksitonları oluşturur. Bağlı eksitonlar, serbest eksitondan düşük foton enerjilerinde keskin pikler oluşturur. Ayrıca bağlı eksitonların çizgi genişliği serbest eksitonların çizgi genişliğinden yaklaşık 10 kat daha düşüktür. Yarıiletkenlerin çoğunda serbest ve bağlı eksiton, emisyon spektrumunda simültane olarak gözlenir (Bhattacharya 1996).

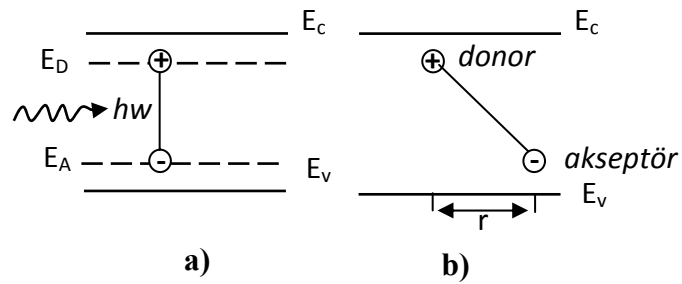
2.1.4.b. Banttan banda rekombinasyon

Malzemenin sıcaklığı $k_B T > E_{ek}$ olması için yeterince büyükse veya yarıiletkende eksitonları ayırmak için bölgesel alan oluşturacak yeterli sayıda serbest taşıyıcı varsa, foton yardımıyla üretilen taşıyıcıların çoğu bantlarda ayrı ayrı elektron ve hol olarak bulunurlar. Bu serbest taşıyıcıların çoğu ortalama bir hayat süresince yaşar ve

sonrasında ışmalı olarak rekombinasyona uğrarlar. Direk yasak enerji aralıklı yarıiletkenlerde bu işlem soğurma işlemini tamamlayıcıdır ve elektronlar hollerle momentum korunumuyla birleşirler. Emisyon pikinin enerji pozisyonu sıcaklığa ve uyarmanın şiddetine bağlıdır. Düşük sıcaklıklarda ve düşük uyarma şiddetinde rekombinasyon $hw = E_g$ enerjisindeki tek bir pik ile karakterize edilir. Sıcaklık veya uyarma enerjisi arttığında, elektronlar ve holler buldukları bantlarda daha yüksek enerjideki durumları doldururlar ve bunlar daha yüksek enerjide fotonlar üreterek rekombinasyona uğrarlar. Bu emisyon spektrumunda yüksek enerji bölgesinde şiddet veya sıcaklığa bağlı kuyruk (tail) olarak gözlenir. Benzer bir şekilde malzemenin katkı miktarı arttıkça bütün grafik bant kuyruğunun etkisinden dolayı düşük enerji bölgesine kayabilir (Bhattacharya 1996).

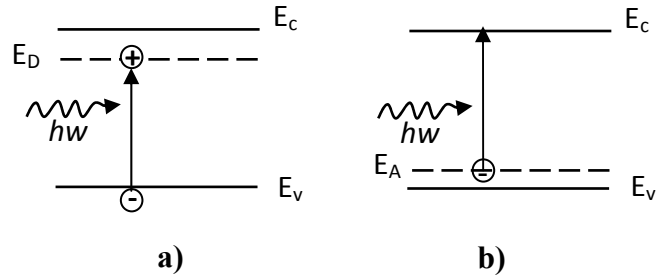
2.1.4.c. Donor-Akseptör ve Safsızlık-Bant Geçişleri

İsteyerek veya istenmeden yarıiletkende oluşan donör ve akseptör seviyeleri ışmalı geçişlerle sonuçlanır. Hidrojenik donör ve akseptör seviyelerinden geçişler sonucu yayınlanan foton enerjisi yasak enerji aralığına oldukça yakındır. GaAs'da tipik olarak donör enerji seviyeleri 4-8 meV ve akseptör enerji seviyeleri 25-40 meV aralığındadır. Soğurmada olduğu gibi yayınlanan fotonun enerjisi $E_g - E_D - E_A + q^2 / \epsilon_0 \epsilon_r r$ ile verilir. Buradaki son terim donör ve akseptör atomları arasındaki Coulomb etkileşimini verir. Sıcaklığa ve kusur seviyesinin işgal edilebilirliğine bağlı olarak bir elektron foton soğurmasıyla akseptör seviyesinden donör seviyesine çıkabilir (Şekil 2.5). Genel olarak donör-akseptör (D-A) geçişi emisyon spektrumunda yayvan bir pikle sonuçlanır.



Şekil 2.5. a) Donör-akseptör geçişinden dolayı foton soğurmasının gösterimi **b)** kusur merkezleri arasındaki r mesafesinin gösterimi

Diğer önemli bant aralığı yakın geçişi soğurma işleminin tamamlayıcısı olan banttan safsızlığa olan geçiştir (Şekil 2.6). Yarıiletkenlerde donör ve akseptör bağlanma enerjisi yaklaşık olarak eşittir (elektron ve hol etkin kütlelerinin yaklaşık eşit olmasından dolayı), iki tip safsızlık-bant (donör-bant ve akseptör-bant) geçişleri ayırt etmek oldukça zordur. Bu durumda malzemenin iletkenlik tipi bilinmelidir ve malzemenin sıcaklığı önemli bir faktör olabilir.



Şekil 2.6. a) Donör-bant ve b) akseptör-bant soğurmaları geçişleri

Safsızlık-bant ve D-A geçişleri arasındaki geçiş ihtimaliyetindeki farkı bilmek önemlidir, her iki geçişi de gerçekleştirebilecek taşıyıcılar olabilir. Bu geçiş ihtimaliyetleri kuantum mekaniksel olarak hesaplamalar ile belirlenebilir. Önemli olan parametre uygun işlem için taşıyıcı yaşama zamanıdır, ve bu enjeksiyon laserlerinin çalışması için kilit bir konudur. Bu hesaplamalardan safsızlık-bant taşıyıcı yaşama zamanını birkaç nanosaniye mertebesinde bulunurken, bantdan banda geçiş için bu birkaç yüz pikosaniye ile 1 nanosaniye arasında değişir. İletkenlik bandında ve donör seviyesinde elektronlar varsa, valans bandında ve akseptör seviyesinde holler varsa bantdan banda geçiş ihtimaliyeti yaklaşık olarak safsızlık-bant geçişinden 4 kat daha fazladır.

Donör-akseptör veya safsızlık-bant geçişleri ayrı olarak lüminesans spektrumunda bant kıyısı veya safsızlık seviyesinin ayrı ayrı işgal edilmesine sebep olarak gözlenebilir. Bu malzemenin sıcaklığının veya uyarma şiddetinin değiştirilmesiyle yapılabilir. Donör enerjisi 5 meV ve akseptör enerjisi 30 meV olan bir GaAs malzemesi düşünelim. Çok düşük sıcaklıklarda (4 K) hem donör hem de akseptör seviyeleri sırasıyla elektronlar ve holler tarafından işgal edilmiştir ve D-A geçişinden dolayı lüminesans spektrumunda

belirgin bir pik gözlenir. Sıcaklık 20 K'e yavaşça yükseltildiğinde bazı donör atomları iyonize olurlar ve bu seviyelerdeki elektronlar iletkenlik bandına çıkarlar. Akseptör seviyesi hala hollerle doludur. Lüminesans spektrumunda bant-akseptör geçişine karşılık gelen D-A pikinin yüksek enerji bölgesinde belirir. Sıcaklık artırılmaya devam edilirse B-A geçişi daha baskın olur ve D-A geçişi baskınlığını kaybeder. Aslında bu iki pik arasındaki enerji farkı donör iyonizasyon enerjisine karşılık gelir.

Donör seviyelerinin ve bant kıyısının ayrı olarak işgal edilmesi sabit (düşük) tek bir sıcaklıkta uyarma şiddetinin değiştirilmesiyle elde edilebilir. Düşük uyarma şiddeti seviyelerinde (foton şiddeti) D-A geçişi baskın olan piktir. Uyarma şiddeti arttıkça iletkenlik bandı elektronlar ile doludur ve B-A geçişi daha baskın hale gelir (Bhattacharya 1996).

2.2. Kristal Kusurları

Kristal yapı birbirine özdeş yapıların ard arda eklenmesi ile oluşur. Bu yapıtaşları tek atomlar veya atom grupları olabilir. Bir kristal bu atom ve atom gruplarının yerleştiği varsayılan üç boyutlu örgüden oluşur ve kristaller bu üç boyutlu örgü noktalarına yerleşen atomların periyodik dizilişi ile meydana gelir. İdeal bir kristalde atomların örgüdeki dizilişi mükemmeldir. Fakat bir yarıiletkenin 10^{22}cm^{-3} yoğunluğunda atom olduğu düşünülürse bütün atomların kristal örgüde yerleşmeleri gereken yerde bulunmaları beklenemez. Her zaman bazı atomlar kristal örgüde olmaları gereken yerde olmazlar. Sonuç olarak gerçekte mükemmel bir kristal örgü sistemi olmadığı gibi, kristal kusurlar ve bazı eksiklikler içerir.

Bu kusurların varlığı malzemenin özelliklerini çok az etkileyebileceği düşünülebilir. Fakat açıktır ki katıların elektriksel dirençleri, mekanik özellikleri gibi bazı parametreleri örgüdeki belirli türdeki kusurların varlığı ile belirlenir. Bir kristaldeki kusurlar ikiye ayrılır; bunlar son derece konumlanmış olan ve atomik boyutta olanlardır. Atomik boyutta olan kusurlar noktasal kusurlardır. Diğer konumlanmış (dislokasyonlar)

kusurlar ise genellikle boyutlarına göre incelenir. Bunlar çizgisel kusurlar, düzlemsel kusurlar (dislokasyonlar) ve hacimsel kusurlardır.

Bir kristalde kusurların oluşmasında etkin olan önemli bir faktörde stokiyometridir. Genellikle bir AB şeklindeki bileşiğin eşit sayıda A ve B atomu içerdiğini düşünürüz. Bu tip bir kristalin stokiyometrik olduğu söylenir. Anyon katyon oranı birden farklı olan kristaller stokiyometrik değildir. Stokiyometrinin birden farklı olması bir çok katı için iyi bir üstünlük olmadığı gibi bu tip bileşik yarıiletkenler, yapılarını boşluklar, arayer atomları ya da her ikisi ile birlikte dengelerler (Rosenberg 2000).

2.2.1. Noktasal kusurlar

Bir katıdaki noktasal kusurlar başlıca iki gruba ayrılabilir. Bunlar kirlilikler (yabancı atomlar) ve doğal nokta kusurlarıdır. Nokta kusurların maksimum boyutları birkaç atomik aralıktan fazla değildir. Kirlilik atomları katının elektriksel özellikleri, optik, manyetik, termal ve mekanik özellikleri üzerinde bir çok etkiye sahiptir. İmpurite atomları özellikle metal olmayan iletkenler üzerinde baskın bir etkiye sahiptirler. Ayrıca doğal kusurların denge konsantrasyonlarını etkilerler.

Noktasal kusurları kendi aralarında dörde ayrılırlar. Bunlar

- a) boşluklar (vacancy),
- b) arayer atomları (interstitial),
- c) ters yerleşim kusurları (antisite)
- d) kusur çiftleridir (pairs) (Rosenberg 2000).

2.2.1.a. Boşluklar

Boşluklar en basit doğal kusur türüdürler ve basitçe örgüde bir atomun bulunması gereken yerde bulunmaması ve yüzeye ilave bir atom yerleşmesi ile oluşur. Eğer örgüde atomik dizilişin tamamen düzgün olduğunu varsayarsak örgüden bir atomu ayırmak için E_v enerjisi gereklidir. Bununla birlikte bu atomun kristal yüzeyine yerleşmesi ile E_s

enerjisi serbest bırakılır. Düzenli bir örgüde bir boşluğun oluşum enerjisi ($E_v - E_s$)'dir ve yaklaşık olarak $10\text{eV}/\text{boşluk}$ 'tur. Örgü tam olarak düzgün ve değişmez yapıya sahip olmadığından boşluğun etrafındaki bölgede atomik düzenin tekrar ayarlanması için bir eğilim olacak ve bütün komşu atomların yerlerinden bir miktar hareketi ile örgü gevşeyecektir ve örgü gevşemesi ile $E_v - E_s$ enerjisinin bir kısmı geri alınır. Bu gevşeme sonucunda kristal örgüsü değişmiş olur.

Kristal örgüde boşluğun varlığı atomları kristalin bir kısmından diğerine oldukça kolay bir şekilde hareket etmesini sağlar ve atom örgüde ayrıldığı yerde bir boşluk bırakır. Atomların bu hareketi boşlukların hareket yönünün tersi istikamettedir. İyonik bir kristalde pozitif iyon konumunda bir boşluğun varlığı kristalin elektriksel nötrallliğini bozar ve boşluk etkin negatif yüke sahip olur. Bu da sistemin elektrostatik enerjisini artırır. Sonuç olarak elektriksel nötrallığın sağlanması için pozitif ve negatif iyon boşlukları eş olarak bulunur.

İyonik bir kristalde boşlukların varlığı sadece atomların örgüde hareketlerini sağlamakla kalmaz uygulanan elektrik alanda elektriksel iletkenliğe katkıda bulunur. Bir boşluğun oluşum enerjisi ($E_v - E_s$) ise N atom içeren bir kristalde n boşluğun varlığı düşünülürse, boşluk konsantrasyonu

$$n = N \exp\left(-\frac{(E_v - E_s)}{kT}\right) \quad (2.19)$$

ile verilir. Denklem 2.24'e göre boşluk sayısının sıcaklık ile arttığı söylenebilir. Boşluk konsantrasyonundaki değişim kristaldeki atomların difüzyon oranları ölçümleri ile veya iyonik kristalin elektriksel iletkenliğindeki artışın ölçülmesi ile belirlenir (Rosenberg 2000).

2.2.1.b. Arayer atomu

Fazla bir atom örgüde yerleşebileceği uygun bir yer yokken örgüye yerleşmesi için zorlanırsa örgünün sıkıştırılması ile örgü dışına yerleşir. Bu noktasal kusur arayer atomu

olarak adlandırılır. Bir arayer atomu kusurunun oluşması için gerekli olan enerji genellikle bir boşluk kusurunun oluşması için gerekli olan enerjiden daha fazladır (5 ile 10 kat arasında). Sonuçta verilen bir T sıcaklığında arayer kusuru konsantrasyonu boşluk konsantrasyonuna göre daha azdır. Bununla birlikte arayer atomları kristalin hızlı iyonlar ve nötronlar tarafından bombardıman edilmesi ile oluşturulabilirler. Ayrıca kristalin mekanik olarak bozulması sırasında da oluşturulabilir.

Metallerde özellikle bakır ve çinko gibi sıkı paketlenmiş kristal yapılarda bir arayer atomu kusuru oluşturmak hemen hemen imkansızdır. Bununla birlikte elmas gibi açık örgüye sahip kristallerde arayer atomu kusuru bolca bulunmaktadır.

Eğer arayer atomu örgüde arkasında bir boşluk bırakarak oluşmuşsa bu boşluk arayer çifti Frenkel çifti diye adlandırılır. Böylece toplam elektriksel nötrallik ve stokiyometride bir değişim olmaması sağlanmış olur. Frenkel kusuru termal dengede oluşabilir veya nükleon bombardımanı ile oluşturulabilir.

Ters yerleşim kusuru ise bileşikte yanlış atomik bölgeyi işgal eden atomların kombinasyonu ile karakterize edilir. Bu kusur sadece iki tür atomun boyutları karşılaştırılabilir olduğunda oluşur. Bununla birlikte ters yerleşim kusuru stokiyometriyi bozmaz (Rosenberg 2000).

2.2.2. Derin seviye kusurları

Bir yarıiletkendeki kusurlar yasak enerji aralığında buldukları yere göre derin ve yüzeysel seviyeler diye ikiye ayrılır. Yüzeysel seviyeler basit hidrojenik kirlilikler ile benzer alınabilir. Hidrojenik kirliliklerde elektron uygun bant kenarında etkin kütleyle genişletilmiş seviyede Coulomb potansiyeli ile hafifçe bağlıdır. Bu tip dışındaki diğer seviyeler derindir ve kirlilik potansiyelinin daha güçlü şekilde konumlanması elektronların sıkıca bağlanmasına sebep olur ve bir enerji seviyesi oluşumuyla

sonuçlanır. Genel yarıiletkenler için (Si, GaAs) derin seviyeler bant kenarından yaklaşık olarak 0.05 eV'dan daha büyüktür ve termal olarak iyonize olmazlar.

Eğer derin seviye kirliliği yeterli derecede büyük bir konsantrasyonda bulunuyorsa, belli sıcaklık aralıkları üzerinde Fermi seviyesinin pozisyonu belirler. Derin seviyeler üzerine yapılan çalışmaların çoğunluğu bazı malzeme özelliklerinden yararlanılarak yapılmıştır. Örnek olarak azınlık taşıyıcı tekrar birleşme ömrü bu merkezlerin çok düşük konsantrasyonu ile kontrol edilebilir. Bu aslında büyük bir öneme sahiptir. Çünkü azınlık taşıyıcı ömrü bir çok yarıiletken aletin kalitesini belirler. Birçok durumda derin seviye konsantrasyonu yüzeysel seviye konsantrasyonundan birkaç merteye küçüktür. Dolayısı ile genellikle Fermi seviyesi pozisyonu ve serbest taşıyıcı konsantrasyonu yüzeysel seviyeler ile kontrol edilir.

Bazı durumlarda derin seviye merkezleri istenerek oluşturulabilir. Ama birçok durumda kristal büyütülürken istenmeyen kirlilikler ve kusurların sonucunda bulunurlar. Derin seviyelerin özelliklerinin ölçümü sadece onların taşıyıcı rekombinasyonu üzerindeki etkileri için değil onları sınıflandırmak ve nitelendirmek için çok önemlidir.

Derin seviyelerin dinamik elektronik davranışlarını açıklayan dört işlem vardır bunlar; elektron ve boşluklar için ayrı ayrı emisyon ve yakalama işlemleridir. Yakalama işlemi yakalama tesir kesiti ile karakterize edilir. N serbest elektron $\langle V_n \rangle$ ortalama termal hızıyla hareket ederse birim zamanda ve alandaki elektronların sayısı $n \langle V_n \rangle$ ile verilir. N_t derin seviyelerin toplam konsantrasyonu ise ve herhangi bir anda bunlardan n_t kadarı elektronlar tarafından işgal ediliyorsa $(N_t - n_t)$ kadarı elektronlar tarafından işgal edilmeyen enerji durumu sayısını verir. İşgal edilmeyen durumlara kısa zaman aralığında yakalanan elektronların sayısı

$$\frac{\Delta n_t}{\Delta t} = \sigma_n \langle V_n \rangle n(N_t - n_t) \quad (2.20)$$

ile ve her bir işgal edilmeyen durum için yakalama oranı

$$c_n = \frac{\Delta n_t}{\Delta t} \frac{1}{(N_t - n_t)}, \quad c_n = \sigma_n \langle V_n \rangle n \quad (2.21)$$

ile tanımlanır. Burada σ_n yakalama tesir kesitini ve alt indislerde elektronlar için yakalama kesitini temsil eder. Aynı şekilde boşluklar için yakalama oranı

$$c_p = \frac{\Delta(N_t - n_t)}{\Delta t} \frac{1}{n_t} = \sigma_p \langle V_n \rangle p \quad (2.22)$$

ile verilir. Her taşıyıcı için yakalama oranı azınlık taşıyıcı ömrü ile ilgilidir.

Düşük enjeksiyon durumu göz önüne alındığında azınlık taşıyıcıların sayısı çoğunluk taşıyıcılarından az olduğu için ($n \gg p$ olduğu durum) seviyedeki boşlukların yüksek yakalama oranı 2.22 denklemi ile karşılaştırıldığında, çoğunluk taşıyıcı durumlarının daima boş olduğunu belirtir. Sonuç olarak denge durumunda $n_t = 0$ 'dır. Bir seviyenin işgal edilmesi emisyon yeteneği ve yakalama işlemi tarafından belirlenir.

Elektronlar ile işgal edilmiş seviyelerde boşluklar yakalanır ve elektronlar emisyon yaparlar, diğer yandan elektronlar tarafından işgal edilmemiş seviyelerde boşluklar emisyon yapar ve elektronlar yakalanır. N_t net katkılama oranı ($N_d - N_a$) ile karşılaştırıldığında küçük olduğunda bu işlemlerin serbest taşıyıcı yoğunluğu üzerindeki etkileri ihmal edilecek kadar küçüktür.

Termal dengedeki tuzakların işgal edilmesinin düşünülmesi emisyon ve yakalama oranları arasındaki ilişki kurmak için faydalı olur. Termal dengedeki yakalama ve emisyon işlemleri sadece basit denge durumunun gereği olarak $\frac{dn_t}{dt} = 0$ şartını değil ayrıntılı denge durumlarını sağlamalıdır. Ayrıntılı denge durumunda bir işlem için oran ve bu oranın tersi birbirine eşit olmalıdır. Dolayısı ile tuzakların termal denge durumunda işgal edilmesi

$$\frac{n_t}{N_t} = \frac{c_n}{c_n + e_n} = \frac{e_p}{e_p + c_n} \quad (2.23)$$

şartını sağlamalıdır (e_n emisyon oranı). Ayrıca termal dengedeki işgal edilebilme Fermi-Dirac dağılımı ile verilir.

$$\frac{e_n}{c_n} = \frac{g_0}{g_1} \exp\left(\frac{E_t - E_F}{kT}\right), \quad \frac{e_p}{c_p} = \frac{g_0}{g_1} \exp\left(\frac{E_F - E_t}{kT}\right) \quad (2.24)$$

denklemleri sırasıyla elektron ışınımını ve boşluk ışınımı için termal dengede Fermi-Dirac dağılımını verir. Bu dağılım sonucunda üç koşul açığa çıkar. Bunlar

- 1) $E_t < E_F$ olduğunda $c_n > e_n$ ve $c_p > e_p$ sağlanır ve seviye elektronlar ile işgal edilir.
- 2) $E_t > E_F$ olduğunda $c_n < e_n$ ve $c_p < e_p$ sağlanır ve seviye boştur.
- 3) $E_t = E_F$ olduğunda $c_n \cong e_n$ ve $c_p \cong e_p$ olur ve işgal edilebilirlik $1/2$ 'ye eşittir.

Yukarıda verilen 2.24 denkleminde 2.21 denkleminde verilen c_n yerine yazılırsa ışınım oranının sıcaklığa bağımlı olduğu gözlenir. $n = N_c \exp\left(\frac{-E_c - E_F}{kT}\right)$ 'nin de göz önüne alınmasıyla,

$$e_n = \sigma_n \langle V_n \rangle N_c \frac{g_0}{g_1} \exp\left(-\frac{E_c - E_t}{kT}\right) \quad (2.25)$$

Şeklini alır. Burada $\sigma(T) = \sigma \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right)$ şeklinde sıcaklığa bağımlı bir yakalama tesir kesiti düşünüldüğünde;

$$e_n = \gamma T^2 \sigma_{na} \exp\left(-\frac{E_{na}}{kT}\right) \quad (2.26)$$

elde edilir. Burada $\langle V_n \rangle = \left(\frac{3kT}{m^*}\right)^{1/2}$ ve $N_c = 2M_c \left(\frac{2\pi m^* kT}{h^2}\right)^{3/2}$ olarak alınmıştır. Sonuç olarak e_n / T^2 'nin T^{-1} 'e karşı grafiği lineer bir grafik verir ve eğimi E_{na} aktivasyon enerjili bir kusura işaret etmektedir.

Fermi seviyesinin pozisyonu ile e_n ve c_n 'in (e_p ve c_p) birbirlerine göre değerlerinin değişiminin sebebi, yakalama oranının serbest taşıyıcı konsantrasyonu tarafından belirlenmesidir. c_p ve c_n 'in değeri numunenin katkılamasına bağlı olmasına rağmen e_n ve σ_n derin seviyenin kendi asal özelliğine bağlıdır.

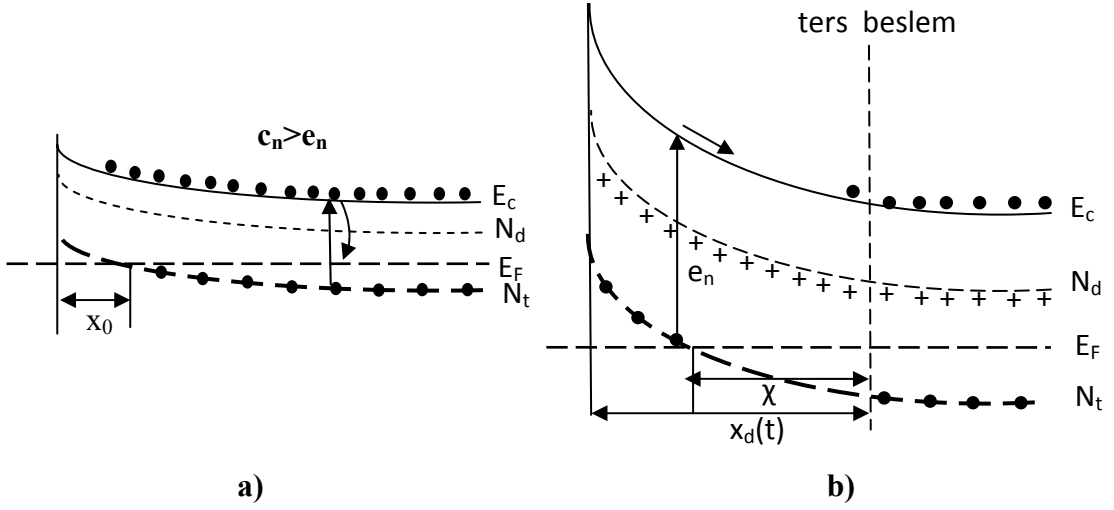
Bir çok yarıiletkenin iletkenliği isteyerek katkılanmış sığ seviyeler ile belirlenmesine rağmen, yasak enerji aralığında yarıiletkenin iletkenliğine diğer özelliklerine etkileri olabilir. Derin seviyeler telafi etme mekanizmaları gibi çalışabilir. Telafi edilmiş yarıiletkenlerdeki $n = N_a - N_d$ değerindeki N_a parametresi yasak enerji aralığında sığ donör seviyesinin altındaki tamamen işgal edilmiş akseptör tipi seviyelerin yoğunluklarının toplamı olarak yorumlanabilir. Akseptör tipi derin seviyeler iyonize olurlar ve kirlilik saçılmasına katkıda bulunurlar ve böylece serbest taşıyıcı mobilitesini sınırlandırır. Ayrıca yarıiletkenin rekombinasyon özellikleri üzerinde önemli etkilere sahiptirler (Blood and Orton 1992).

2.2.2.a. Deplasyon bölgesi tekniklerinin temeli

Ters beslemin yokluğunda nötral malzemedeki derin seviyeler işgal edilir. Çünkü $c_n > e_n$ 'dir. Ters beslemin ani bir şekilde uygulanması elektronları X_d mesafesi kadar yüzeyden boşaltır. Bu yakalama işlemini bitirir ve tuzaklar termal ışımaya ile boşalır. Işınım yapan elektronlar hızlıca deplasyon tabakasının dışına doğru ilerler ve pozitif uzay yük yoğunluğu artar. Bu da sabit besleme cevap veren kapasitans da artışa neden olur. Bu artışa deplasyon tabakası genişliğinin küçük miktarda bükülmesiyle ulaşılır. Uygulanan beslemin kesilmesiyle boş tuzaklar elektron yakalama işlemi ile tekrar doldurulabilir. Düşük beslemede tuzakların çoğu iletkenlik bandından elektron yakalama ile x_0 mesafesine doldurulur. V_r ters beslemi uygulandığı zaman iletkenlik elektronları hızlıca deplasyon bölgesini terk eder, yakalama işlemi ortadan kaldırılır ve tuzaklar sadece elektron ışınımı ile boşalır. Transienti dengelemek için uzay yükü yoğunluğu artar ve deplasyon bölgesi sabit voltajda kapasitansın artması için bükülür.

$$\Delta C(t)/C(\infty) = -n_t(t)/2N_d \quad (N_t \ll N_d) \quad \text{Kapasitansdaki değişim} \quad (2.27)$$

$$\Delta C(t)/C(\infty) = -n_t(t)/2N_d \exp(-e_n t) \quad (N_t \ll N_d) \quad \text{Transient response (yanıt)} \quad (2.28)$$



Şekil 2.7. Deplasyon bölgesinde emisyon işlemini gösteren durum **a)** termal denge **b)** ters beslem durumunda

Kapasitans zamanla eksponansiyel olarak artar. Yukarıdaki 2.28 denklemi kapasitans transient metodunun temel prensiplerini gösterir ve bu denklem sadece bazı sınırlandırılmış durumlarda uygulanır. Işıma işlemi öncesinde bütün tuzakların doldurulduğu kabul edilir ama yakalama kesit alanı çok küçük ise bu doğru olmayabilir. Işıma işleminin tam deplasyon bölgesi x_d genişliği boyunca olduğu farz edilir ve geçiş bölgesi p ihmal edilir. Ama aslında yüzeyde $(x_0 - \chi)$ kadar uzaktaki bölgedeki tuzaklar hiçbir zaman doldurulmaz ve $(x_d - \chi)$ ' ye kadar olan tuzaklar hiçbir zaman bos olmaz. Aşağıdaki şekilde n-tipi yarıiletkende elektron tuzak seviyelerinden elektron ışıması sonucu oluşan kapasitans değişimi gösterilmiştir (Blood and Orton 1992).

2.2.2.b. Azınlık ve çoğunluk taşıyıcı tuzakları

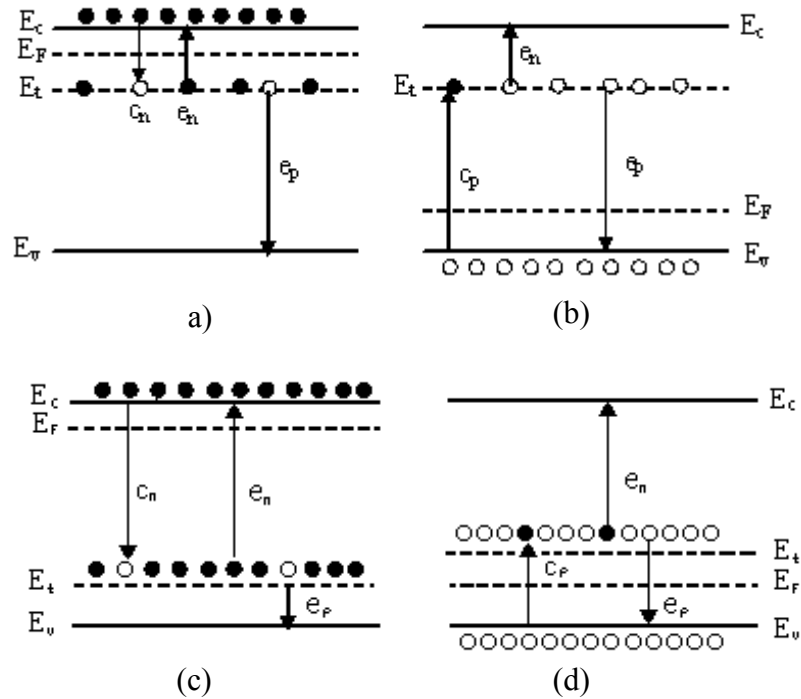
İlk bakışta derin seviyelerin genel transient davranışı karışık görünür. Çünkü bu, n-tipi ve p-tipi malzemelerde elektron ve holler için hem yakalama hemde ışıma işlemine

bağlıdır. Bu karışıklık iki fiziksel duruma indirilebilir. E_t enerjisine göre bant aralığındaki tuzak seviyesinin pozisyonu ile açıklanan e_n (elektron tuzağı) ve e_p (hol tuzağı) arasındaki ilişki ve E_f ve E_t 'nin pozisyonlarına göre açıklanan denge durumundaki yakalama oranı ve ısıma oranı arasındaki ilişki Şekil 2.7'de gösterilmektedir.

a) Farz edelim ki başlangıçta denge durumunda iken tuzakların işgali bozuldu. n-tipi malzeme için elektron tuzaklamasını $c_n > e_p$ ve $e_n > c_p$ dir. Belli bir süre sonra zaman sabitiyle $(e_n + c_n)$ son işgal durumuna geçer $(n_t/N_t = c_n / (e_n + c_n))$. Çünkü E_f ve E_t 'nin birbirlerine göre pozisyonları sebebiyle $c_n > e_n$ dir ve $n_t(t) = N_t$ dir. Şekil (d) p-tipi malzemede hole tuzağı zaman sabiti

$$\tau^{-1} = e_p + c_p \quad (2.29)$$

ile tanımlanır ve denge durumunda $p_t = N_t$ (hol yakalamasının baskın olmasından dolayı) dir. Bu iki durum çoğunluk taşıyıcıları n-tipi elektron ve p-tipi holler için eşit olarak düşünülebilir. n-tipi malzemede elektron tuzaklaması ve p-tipi malzemede hol tuzaklaması çoğunluk taşıyıcı tuzaklaması olarak adlandırılır. Her iki durumda da E_t çoğunluk taşıyıcısı bant kenarına yakındır.



Şekil 2.8. Işıma ve işgal edilme yönteminin şematik gösterimi

b) p-tipi malzemede elektron tuzağı için elektron yakalaması işlemi ihmal edilebilir. Çünkü $n = 0$ ve dolayısıyla

$$\tau^{-1} = e_p + c_p + e_n \quad (2.30)$$

olur. Bu durumda denge durumuna gelme prosesi her iki bantta da taşıyıcıların yer değiştirmesini içerir ve denge durumundaki işgali $p_t = N_t$ (hole ışıması üzerinde hole yakalaması ve elektron ışıması baskın olmasıyla).

d) Aynı şekilde hol tuzaklaması n-tipi malzeme için

$$\tau^{-1} = e_n + e_p + e_n \quad (2.31)$$

olur ve dengede elektron yakalaması ve hole ışımasının baskın olmasıyla $n_t = N_t$ kurulur. Yine bu iki durum aynıymış gibi düşünülebilir ve derin seviyelerde azınlık taşıyıcı tuzaklaması olarak açıklanır (E_t azınlık taşıyıcı bantlarına yakındır) (Blood and Orton 1992).

2.3. Schottky Kontak

Metal-yarıiletken kontaklar hakkında ilk bilgilerimiz 1874 yılında Braun'un çalışmalarına dayanmaktadır. Braun CuS ve FeS yapılarında metal kontakların simetrik olmayan elektriksel iletkenliğini gözlemiştir. Doğrultma mekanizması anlaşılmasına rağmen, metal kontaklar ve metalik sülfatlar arasındaki kontaklar ilk radyo deneylerinde dedektör olarak kullanıldı. 1906'da Pickard silikon kullanarak yaptığı dedektör için patent aldı ve 1907'de Pierce birçok farklı yarıiletkene metal saçırmasıyla (sputtering) oluşturduğu diyotların doğrultucu karakteristiklerini yayınladı.

Metal-yarıiletken kontakların doğrultucu aktivitesini anlamaya ilişkin ilk adım Schottky, Störmer ve Waibel tarafından kontakta akım geçtiği zaman potansiyel düşmesini dolayısıyla bir potansiyel engelinin varlığını göstermeleriyle 1931 yılında anlaşıldı. Bu sırada kuantum mekaniğinin doğru bir şekilde temelleri atılmıştı ve 1932'de Wilson ve diğerleri doğrultma etkisini engel boyunca elektronların kuantum-

mekaniksel tünellemesiyle açıklamaya çalıştılar. Fakat daha sonradan bu mekanizmanın akımın yönünü yanlış belirlediği anlaşıldı. 1938 yılında Schottky ve Mott (birbirlerinden bağımsız bir şekilde) doğrultucu etkinin gözlenen yönü elektronların potansiyel engelini sürüklenme ve difüzyon gibi normal işlemlerle aştıkları varsayımı yapılarak anlaşılabilceğine dikkat çektiler. Mott'a göre potansiyel engeli metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonları arasındaki farktan dolayı artmaktaydı. Buna zıt bir şekilde Schottky, engel bölgesinin sabit yoğunluklu yüklü katkı atomları içerdiğini ve dolayısıyla elektrik alanın lineer olarak arttığını ve elektrostatik potansiyelin dördüncü dereceden arttığı varsayımını Poisson denklemlerini dikkate alarak yaptı. Engelin şeklini belirlemede uzay yükünün rolü hakkındaki benzer fikirler 1939, 1941 yıllarında eski S.S.C.B.'den Davydov tarafından geldi.

Metal-yarıiletken kontaklar hakkındaki ileri düzeydeki bilgiler İkinci Dünya Savaşı sırasında Si ve Ge nokta kontaklı doğrultucuların mikrodalga radarlarının kullanılmasıyla geldi. Belki de bu dönemde gelen en önemli katkı Bethe'nin termiyonik emisyon teorisiydi. Buna göre akım metale elektronların (Mott ve Schottky tarafından yarıiletkene sürüklenme ve difüzyonunun varsayılmasının yerine) emisyon işlemi tarafından belirlenmesiydi (Rhoderick and Williams 1988).

2.3.1. Katıların bazı yüzey özellikleri

2.3.1.a. Gerçek yüzeyler

Kristal bir katıda atomlar düzenli bir sıra ile dizilmişlerdir. Dolayısı ile her bir atom üzerine etkiyen net kuvvet sıfırdır. Kristal bir katıda yüzey durumu bir çok önemli yönden gövde kısmından farklıdır. İlk olarak, komşu atomun eksikliğinden dolayı yüzey atomları tarafından karşılaşılan denge durumu mükemmel kristal yapıyla bu yönden farklıdır ve yüzey gevşememiş ya da tekrar oluşturulmuş denir.

Gevşeme durumu, yüzeyi, yüzeye paralel bir düzlemde bulk simetrisini korur, fakat atomlar arası mesafe ve atomların düzeni bulka dik olan düzlemde farklıdır.

Tekrar oluşturulmuş yüzey dendiği zaman yüzey düzlemindeki simetrisinin bulk simetrisi ile aynı olmaması anlamına gelir. Silisyumun (100) ve (111) düzlemleri doğal olarak tekrar oluşturulur. Aslında (111) yüzeyinde birkaç farklı tekrar oluşum her biri farklı hazırlama koşullarına bağlı olarak gözlenir. Yüzeyin tekrar oluşumu ve gevşemesi genellikle sadece yüzeydeki atomik tabakayı değil ikinci ve üçüncü atomik tabakayı da içerir. Bu durumun oluştuğu derinliğe “selveedge” bölgesi olarak tanımlanır.

Bir katının yüzeyi ve gövdesi arasındaki ikinci önemli fark yüzeyin kimyasal doğasıyla ilişkilidir. Temiz yüzey, yani yüzeyin atom bileşenleri bulk ile aynı olduğu durum, bazı ideal şartlar da üretilir. Örneğin ultra-yüksek vakumda kristalin bölünmesi yada kırma işlemi ile elde edilir. Sonuçta, eğer silisyum kristali 10^{-10} Torr vakumda kırılırsa temiz (111) yüzeyi açığa çıkar. Sonrasında yüzeyi çevreleyen vakum ortamında yüzeyin üzerine bir tek tabaka atom oluşmadan birkaç saat temiz yüzey korunur. Sonrasında yüzeyi çevreleyen vakum ortamında yüzeyin üzerine tek bir tabaka atom oluşmadan birkaç saat temiz yüzey korunur. Fakat normal atmosferik şartlarda bölme işlemi sonucunda saniyenin küçük bir kesrinde çevreden adsorbe edilmiş atom tabakasının oluşmasıyla sonuçlanır. Sonuç olarak atmosferik şartlar altında metalin ve yarıiletkenin yüzeyi temiz değildir ve bir veya daha fazla kirlilik atomlarıyla genellikle karbon, hidrokarbon veya oksijen ile kaplıdır. Yani yüzeye paralel ve dik düzlemlerde periyodiklik açısından bulkten farklıdır.

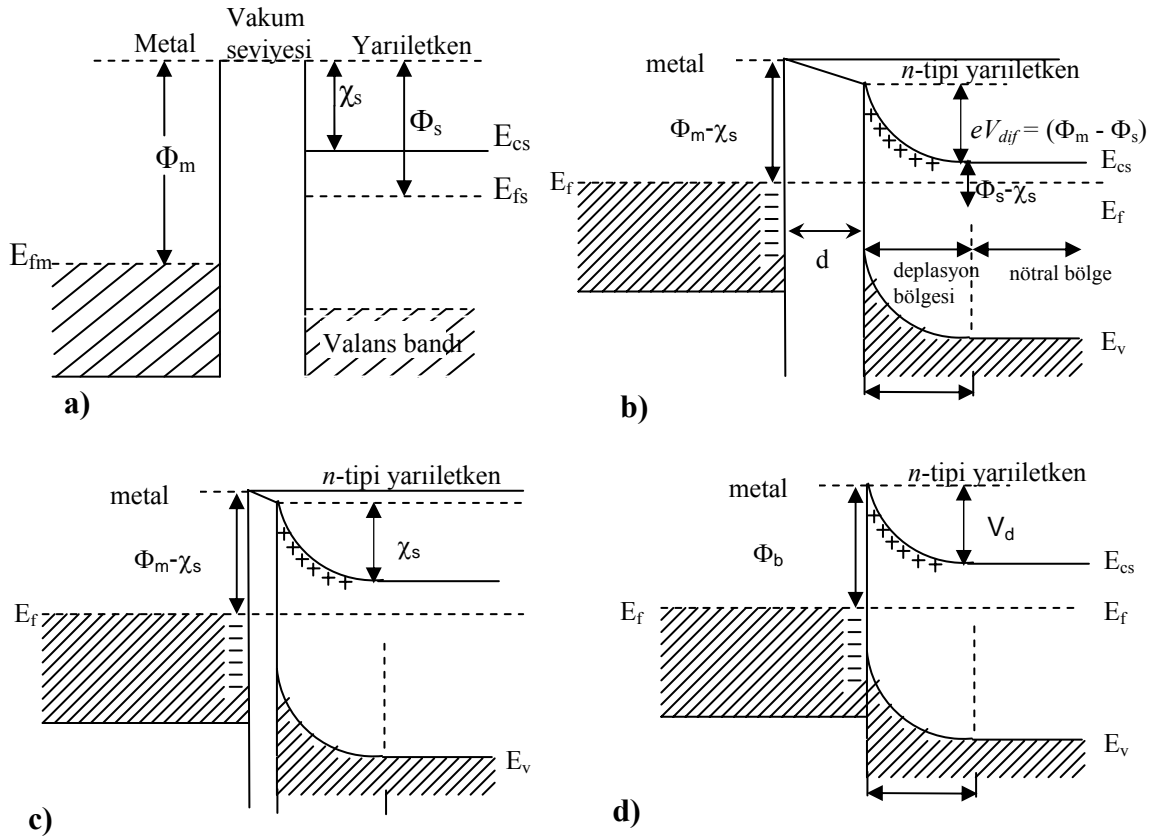
Katıların yüzeyleri sonuçta kimyasal ve kristalografik açıdan oldukça farklı olan karmaşık bölgelerdir. Elektronların dağılımı ve bulara ait enerji seviyeleri yüzeyde genellikle bulk'a ait olan değerlerden farklıdır. Yüzeyler Schottky engelleri ve metal-yarıiletken arayüzeylerinin oluşumunda önemlidir (Rhoderick and Williams 1988).

2.3.2. Bir Schottky engelinin oluşumu

Schottky engelinin nasıl oluştuğunu görebilmek için, metal bir yarıiletken ile kontak haline geldiği zaman metal ve yarıiletkenin her ikisinin de elektriksel olarak nötral olduğunu ve birbirlerinden ayrı olduklarını kabul edelim. Aşağıdaki Şekil 2.9 (a)'da metalin iş fonksiyonundan küçük iş fonksiyonuna sahip bir n-tipi yarıiletken için enerji bant diyagramı görülmektedir. Bu pratikte en önemli şarttır ve yüzey durumlarının olmadığını kabul ediyoruz. Eğer metal ve yarıiletken bir tel ile elektriksel olarak bağlanırsa elektronlar yarıiletkenden metale geçerler ve iki taraftaki Fermi seviyesi çakışmaya zorlanır. İki katının yüzeyi dışında durgun elektronların enerjileri artık aynı değildir ve sağdan sola doğru yönelmiş bir elektrik alan vardır. Metalin yüzeyinde yarıiletkende bir pozitif yükü dengelenmiş negatif bir yük olmalıdır. Metalin yüzeyindeki yük Thomas-Fermi perdeleme mesafesinde ($\sim 0,5\text{\AA}$) bulunan ekstra iletkenlik elektronları içerir. Yarıiletken n-tipi olduğu için pozitif yük yüzeyden uzaklaştırılan iletkenlik elektronları ile sağlanacaktır. Arkasında elektronların boşaltıldığı bir bölgede telafi edilmemiş pozitif donör iyonları bırakılır. Donör konsantrasyonu metaldeki elektronların konsantrasyonundan birkaç merteye düşük olduğu için, telafi edilmemiş donörler belirgin bir kalınlıkta bir tabaka işgal ederler. Bu p-n eklemesindeki deplasyon bölgesinin kalınlığı ile kıyaslanabilir ve yarıiletkenden bantları yukarı doğru bükülür. Metal ve yarıiletken yüzeyi dışındaki elektrostatik potansiyelleri arasındaki V_i farkı $V_i = \delta \epsilon_i$ ile verilir. δ metal ve yarıiletken arasındaki mesafe, ϵ_i 'de boşluktaki alandır. Metal ve yarıiletken birbirine yaklaştıkça V_i sıfıra gider ve sonuçta birbirlerine değdikleri zaman vakum seviyeleri arasındaki elektrostatik potansiyel farkı ortadan kalkar ve ideal metal yarıiletken kontak oluşur. V_i 'nin sıfır olmasıyla Fermi seviyesine göre ölçülen engel yüksekliği Φ_b

$$\Phi_b = \Phi_s - \chi_s \quad (2.32)$$

ile verilir.



Şekil 2.9. Metal ve yarıiletken arasında engel oluşması **a)** nötral ve izole edilmiş surum **b)** elektriksel olarak birleşmiş **c)** dar bir aralıkla ayrılmış **d)** mükemmel kontakt

Birçok pratik metal yarıiletken kontakta yarıiletkenin yüzeyinde yaklaşık olarak 10-20 Å kalınlığında ince yalıtkan oksit tabakası var olduğu için ideal duruma asla ulaşamaz. Bu tip yalıtkan film genellikle arayüzey tabakası olarak tanımlanır. Dolayısı ile pratikte kontaklar Şekil 2.9 (c)'de gösterildiği gibidir. Yinede oksit tabakası tarafından elektronların karşılaştığı engel genellikle elektronların tünelleme yoluyla kolayca geçebileceği kadar dardır ve iletkenlik elektronları göz önüne alındığında Şekil 2.9 (c) ve (d) birbirinden ayrıt edilemez. Bununla birlikte oksit filmindeki V_i potansiyel düşmesi çok düşüktür ve $\Phi_b = \Phi_s - \chi_s$ hala iyi bir yaklaşımdır.

Bu denklem genellikle Schotky'e atfedilmesine rağmen ilk kez Mott tarafından (1938) öne sürülmüştür ve Schottky-Mott limiti olarak adlandırılır. Bu formül elde edilirken bir çok önemli varsayım yapıldı. Bunlar; metal ve yarıiletken kontak haline geldiğinde yüzey dipolünün Φ_m ve χ_s 'ye katkısı değişmediği, yarıiletkenin yüzeyinde lokalize

olmuş hallerin olmadığı, metal ve yarıiletken arasında ideal bir kontak olduğu yani arada bir tabaka olmadığı gibi varsayımlardır. Pratik kontaklarda bu denklem işlemez ve bu varsayımların biri yada bir kaçının geçerli olmadığını gösterir.

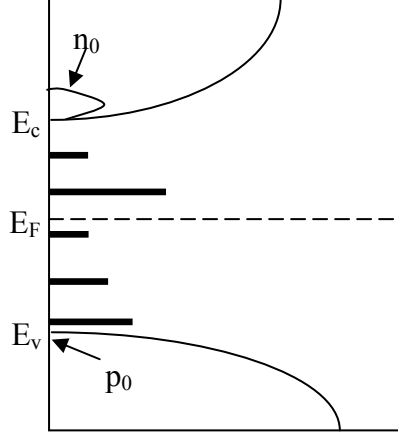
Potansiyel engelinin şekli deplasyon bölgesi içindeki yük dağılımına bağlıdır. Eğer iletkenlik bandının tabanı bulk pozisyonundan yaklaşık $3kT/q$ kadar yukarı çıkarılırsa elektron yoğunluğu bir merteye azalır ve bu düzlem ve metal-yarıiletken arayüzeyi arasındaki uzay yükü telafi edilmemiş donörlardan dolaydır. Elektron yoğunluğunun donör yoğunluğundan az olduğu fakat bir merteye kadar azalmadığı (deplasyon yaklaşımı) geçiş bölgesinde bant bükülmesini ihmal edersek, engelin şekli tamamen donörlerin uzaysal dağılımı ile belirlenecektir (Rhoderick and Williams 1988).

2.4 Yarıiletkenlerde Telafi Olayı

Yarıiletkenin kristal yapısına, saflığına ve hazırlanma işlemlerine yeterince önem gösterilmedikçe, belirgin bir yoğunlukta donör ve akseptör kusurları farklı enerjilerde farklı durumlara bağlı olması mümkündür. Termodinamik dengede, Fermi enerjisi kristalde bütün enerjilerde (konumlanmış veya konumlanmamış) bütün elektron durumlarının tanımına uygun olmalıdır. Yeterince yüksek karakteristik enerjili herhangi bir donörün sahip olduğu elektron konsantrasyonu kendisinden daha düşük bir enerjide bulunan bir akseptör seviyesi tarafından kabul edilmesi durumunda düşük enerjideki akseptör durumlarının daha yüksek enerjideki donör seviyesini telafi ettiği söylenir. Şekil 2.10 telafi edilmiş bir yarıiletkenin yasak enerji aralığında farklı enerjilerde bir çok çeşit donör ve akseptör kusurlarının temsilini gösterir. Yüksek enerjilerdeki donör seviyeleri daha düşük enerjideki akseptör seviyesinin iyonize olması ile iyonize olma eğilimindedir. Kusur durumlarının yoğunlukları ve telafi olma derecesi n_0 ve p_0 denge yoğunluklarının asal durumla nasıl ilişkili olduğunu belirler. Dengedeki toplam elektriksel nötralliğin durumu ,

$$(n_0 - p_0) = N_r = \sum_j N_{dj} [1 - P_e(E_{dj})] - \sum_k N_{ak} P_e(E_{ak}) \quad (2.33)$$

ile verilir ve bir yarıiletken için herhangi bir sıcaklıkta verilen kusurların dağılımı tek bir Fermi enerjisi gerektiren bir durumdur.



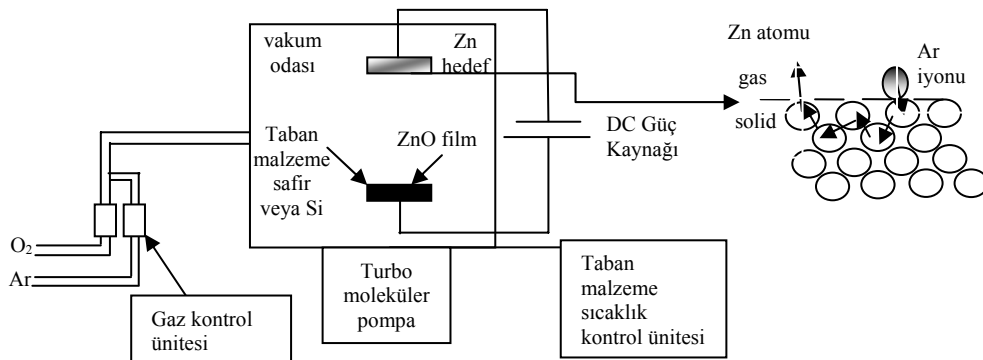
Şekil 2.10. Durumların yoğunluğu ve işgal edilebilirliği

Denklem 2.33'ün sağındaki ilk terim elektronlarını kaybeden j türü donörün toplam etkisidir ve ikinci terim elektronları kabul eden k türü akseptörlerin toplam etkisidir. İki toplam terimi arasındaki fark N_r 'dir ve p_0 arasındaki farka zorlayan kusurların toplam etkilerini gösterir. Fermi enerjisinin iyice altındaki donör durumlarının ve Fermi enerjisinin fark edilir derecede üstündeki akseptör durumlarının denklem 2.33'e ihmal edilebilir derecede katkı sağlayacaklardır. Fermi enerjisinin iyice üzerindeki donör durumlarının ve iyice altındaki akseptör durumlarının katkıları belirgin derecede olacaktır fakat bu katkı sıcaklıktan etkilenmeyen bir katkı olacaktır. Fermi enerjisine yakın enerjilerdeki kusur durumları için işgal edilebilirliğin sıcaklığa bağlılığını çalışmak genellikle uygulanabilir. Fakat diğer durumların işgal edilebilirliğini T ve E_F değişimine oldukça duyarsız olduğu varsayımı yapılması gereklidir. Diğer bütün kusur durumları en azından Fermi enerjisinden $3k_0T$ kadar daha yüksek veya düşük olursa, bu varsayım fark edilir bir hataya sebep olmayacaktır (Blood and Orton 1992).

3. MATERYAL ve YÖNTEM

3.1. İnce Film Büyütme; Reaktif Püskürtme (Reactive Sputtering) Tekniği

Genellikle katı bir malzemenin pozitif asal gaz iyonlarıyla bombardıman edilmesi ince film üretmek için kullanılan en eski vakum işlemidir. İstenmeyen bir etki olarak katodun aşınmasına sebep olan püskürtme (sputtering) Grove tarafından İngiltere’de 1852 yılında ve Almanya’da Plücker tarafından 1858 yılında keşfedilmiştir. Şekil 3.1 oldukça basitleştirilmiş bir katot saçırma sisteminin şemasını göstermektedir. Büyütme işlemi daha önceden havası boşaltılmış bir vakum odasında gerçekleştirilir. Üretilen filmin büyüme ortamı içerisinde istem dışı dahil olabilen gazların bulaşmasını engellemek için başlangıç basıncı 10^{-6} mbar veya daha düşük olmalıdır. Saçırma işleminin kendisi 10^{-2} - 10^{-3} mbar arasındaki bir basınçta meydana gelir. Bir vakum pompası gerekliliği dolayısıyla mümkün olan en yüksek vakum ve mbar mertebesinde sabit ve yüksek pompalama hızı en iyi ortamı oluşturmak için gereklidir. Bu gereklilik difüzyon pompaları hatta daha iyi bir şekilde cryo veya turbo-moleküler pompalar vasıtasıyla karşılanabilir. Gaz boşalmasını sürdürmek için bir gaz girişi gereklidir. Asal gazlar (genellikle argon) çalışma gazı olarak kullanılır. Yine de özel uygulamalar için herhangi bir başka gaz veya gaz karışımı kullanılabilir.



Şekil 3.1. Reaktif püskürtme büyüme metodunun şematik gösterimi ve hedefin bombardıman edilmesiyle saçırılan nötral Zn atomu

Vakum odasına iki elektrot yerleştirilir. Bunlardan birisi hedef olarak adlandırılır ve büyütülecek olan filmin kaynak malzemesini sağlar. Bu malzeme çok yüksek negatif voltajdadır. Taban malzeme tutucusu hedefin tam tersine bir noktaya konumlandırılır. Ayrıca bu tutucu ısıtılabilir veya soğutulabilir olarak tasarlanır. Gaz boşalımıyla üretilen pozitif iyonlar negatif hedefe doğru ivmelendirilirler. Hedefin bombardıman edilmesinin ardından itme transferi olayı nedeniyle nötral parçacıklar hedeften fırlatılır. Fırlatılan parçacıklar çalışma gazı boyunca tamamen rastgele bir şekilde dolaşırlar ve taban malzeme üzerine yoğunlaşırlar. Katı bir yüzeyden saçırma işlemi için kullanılan iyonların enerji aralığı genellikle 10 ve 5000 eV arasındadır. Bu yüzden katot saçırma işleminin önemli bir bölümünü katı yüzeyin enerjili parçacıklarla bombardıman edilmesi olayı oluşturur (Pulker 1984).

Bu çalışmada kullanılan ZnO numunelerinin bir bölümü Reaktif Püskürtme metodu ile büyütülmüştür. Bu metodun avantajları arasında bileşik malzemenin metalik hedef kullanılarak oluşturulması ve filmlerin bileşiklerinin istenilen oranlarda elde edilmesi sayılabileceği gibi, içeriye gönderilen gazın kesrinin filmin özellikleri etkilemesi ve bu etkinin tahmin edilmesinin zor olması da dezavantajları arasında gösterilebilir. Şematik diyagramı Şekil 3.1’de gösterilen bu metotla, ZnO ince filmler 4N’lik (%99.99) Zn hedeften O₂/Ar atmosferinde turbo moleküler pompa tarafından havası boşaltılmış kapalı bir vakum odasında DC düzlemsel magnetron kaynağı kullanılarak büyütülmüştür.

3.1.1. Numunelerin büyüme parametreleri

Bu tez çalışmasında kullanılan ince filmler Amerika’da bulunan Wake Forest üniversitesinde Prof. R.T. Williams’ın grubu tarafından büyütülmüştür. Reaktif püskürtme metodu ile farklı O₂/Ar oranlarında büyütülmüş ZnO numunelerinin büyüme parametreleri ile ilgili bilgiler Çizelge 3.1’de verilmiştir. Vakum odasına gönderilen O₂ ve Ar gazlarının büyütülen filmler üzerindeki etkilerini incelemek bu çalışmanın temelini oluşturacaktır. Tüm numuneler bir tarafı temizlenmiş

(0001) safir taban malzemesi üzerine 20 W'lık saçırma gücüyle büyütülmüştür. Aynı numaralı filmler aynı büyütme şartlarında elde edilmiş malzemelerdir.

Çizelge 3.1. Reaktif püskürtme metodu ile büyütülmüş ZnO numunelerinin büyütme parametreleri

Numune adı	Büyütme süresi	O ₂ basıncı (Torr)	Ar basıncı (Torr)	N ₂ basıncı (Torr)	O ₂ /Ar oranı	Taban sıcaklığı
452A-452B	60 dakika	0,9x10 ⁻²	2,2x10 ⁻²	-	0,41	410°C
453A-453B	60 dakika	3,1x10 ⁻²	2,2x10 ⁻²	-	1,41	400°C
454A-454B	60 dakika	2,6x10 ⁻²	5,1x10 ⁻³	-	5,1	410°C
N katkılı	70 dakika	3,4x10 ⁻²	2,0x10 ⁻³	0,4x10 ⁻²	17	410°C

3.2. Numunelerin Ölçümünde Kullanılan Deneysel Teknikler ve Metotlar

3.2.1. X-ışını kırınımı

Bazı kristal katıların yapıları hakkındaki yararlı bilgiler bir malzemenin makroskopik ve mikroskopik gözlemleri sonucunda elde edilir. Örneğin görünür ışığın yüzey kusurlarından yansmasıyla kristal yapısı bilinen tek kristalin yapının kristalografik yönelimi hakkında değerli bilgiler elde edilir. Yinede görünür ışık veya morötesi ışıklar atomlar arası mesafenin ve konumlarının belirlenmesinde gerekli olan çözünürlüğe sahip değildirler. Atomlar arası mesafe yaklaşık olarak 1 Å civarındadır. Dolayısı ile kristal yapı hakkında bilgi edinebilmek için kullanılacak olan enerji bu dalgaboyu civarında olmalıdır. Kristal yapıların belirlenmesinde kırınım teknikleriyle ilgilenilir. Kırınım bize düzlemlerin arasındaki ortalama mesafeyi, bu düzlemler arasındaki açılarını, nokta grubu simetrisi ve atomların konumları hakkında bilgiler verir.

Laue tarafından bir kristalin dalgaboyu, atomik mesafe ile karşılaştırılabilir olan, belli bir enerjiye sahip elektromanyetik dalgalar için üç boyutlu bir kırınım ağı olarak davranabileceği öngörülmüştür. Elde edilen kırınım deseni atomların düzgün olan dizilişleri hakkında bilgiler sağlar. Bir kristal yapının belirlenmesinde üç tip dalga veya

parçacık radyasyonu kullanılır. Bunlar x-ışınları, elektron ve nötron radyasyonudur. Bu üç tip radyasyonun sahip oldukları enerjiler birbirlerinden çok farklıdır.

X-ışını fotonları için; $\lambda = \frac{hc}{E}$, $\lambda = 1 \text{ \AA}$ için $E = 12000 \text{ eV}$ 'dur. Elektron radyasyonu

için daha düşük olan;

$$\lambda = \frac{h}{mV} = \frac{h}{(2mE)^{1/2}}, \quad \lambda = 1 \text{ \AA} \text{ için } E = 150 \text{ eV} \text{ enerjije ve } v = 7 \times 10^6 \text{ m/s} \text{ hız}$$

gereklidir. Nötron radyasyonu için;

$$\lambda = \frac{h}{mV} = \frac{h}{(2M_n E)^{1/2}}, \quad \lambda = 1 \text{ \AA} \text{ için } E = 0,08 \text{ eV} \text{ enerjije ve } v = 4000 \text{ m/s} \text{ gibi çok}$$

daha düşük enerjili ve hıza sahip olan parçacıklar gereklidir.

Bu üç tip dalga-parçacık radyasyonu periyodik örgü ile aynı genel geometrik kanunlara göre etkileşirler. Foton enerjileri 10-100 keV arasında olan x-ışınları kristalin yüzeyinden aşağı tabakalara doğru hareket edebilir ve kristal yapısı bilinmeyen malzemeler için en uygun tekniğin temelini oluşturur. X-ışınları Hidrojen gibi çok hafif atomların yerlerini belirlemede başarılı değildirler fakat daha ağır elementler için çok iyi sonuçlar verir.

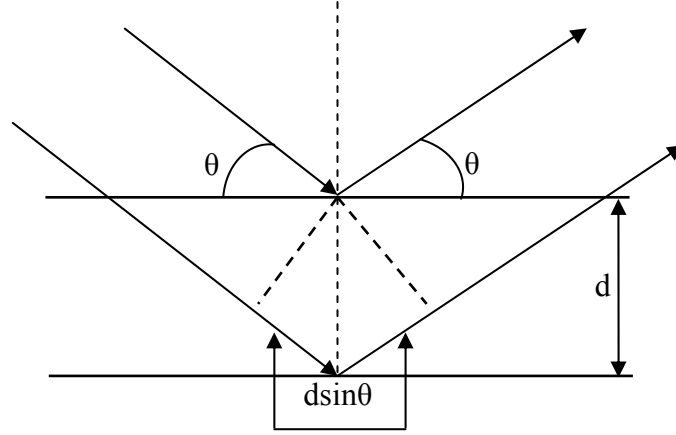
Elektronun bir tek kristalden veya bir kristal filmindeki kırınımı katıların periyodik yapısını ve elektronun dalga-parçacık ikilemini göstermesinden dolayı çok etkileyicidir. Elektronlar yüklü parçacıklar olduklarından dolayı madde ile çok güçlü bir etkileşime sahiptirler. Bunun sonucu olarak kristal içerisinde birkaç yüz \AA kadar ilerleyebilirler. Bu durum elektron kırınımını bulk malzemelerde kullanılmasını kısıtlar. Fakat iki durum için çok uygundur;

- Kristalin yüzey tabakalarının ve yüzey durumlarının incelenmesinde

- İnce filmlerin incelenmesinde

de-Broglie dalgaboyları atomik mesafe ile kıyaslanabilir olan ağır nötronlar katıyla bir çok şekilde etkileşime girebilirler. Manyetik olmayan katılarda sadece çekirdek ile etkileşime girerler. Çünkü nötronlar yüksüzdür ve elektronlara göre kütlesi çok büyüktür. Bu yüzden hafif atomların incelenmesinde daha uygundur.

Bragg dalgalarının paralel düzlemler takımı tarafından kırınımına uğramaları sonucunda basit bir formülasyon ve geometrik bir şart öne sürmüştür. Işığın bir yarıktan kırınımı ile x-ışınlarının bir kristalde kırınımı arasında fark vardır. Işığın kırınımında geliş açısı ve kırınım sonucu oluşan şuanın açısı birbirlerine eşit değildir ve bu iki açı arasında, dalgaboyu ile yarığın genişliği arasında bir ilişki söz konusudur. Bragg kırınım şartı geliş açısının ve yansıma açısının eşit olduğunu belirtir. Bununla birlikte, yansıma sadece geliş açısının dalgaboyuna uygun olduğu durumda ve ardışık iki düzlem arasındaki mesafenin uygun olduğu durumda gözlenebilir. Bragg kanunu tek bir düzlemdeki atomların dizilişi ile ilgili değildir.



Şekil 3.2. Bragg yansımasının gösterimi

X-ışınlarının paralel olarak tek kristale doğru yönlendirildiklerini düşünelim. Bu x-ışınları kristaldeki ilerleyebildikleri bölgelerdeki tüm atomlar ile etkileşime girerler. Burada x-ışınlarının θ açısı yapan atomların bir seri paralel düzlemleri ile etkileşime girdiğini düşünüyoruz. Bu düzlemlerden ilki ile olan etkileşim sonucu yansıma açısı θ olan bir yansıma bileşeni oluşacaktır ve bu bileşen eğer x-ışınları kristalde derinlere doğru ilerliyorsa oldukça zayıftır. Bu ilk düzlem periyodik bir düzene sahip olduğu için, bu düzlem x-ışınları için iki boyutlu bir kırınım ağı olarak davranır ve zayıf bileşenler farklı θ_m açılarında farklı kırınım derecelerine yansıtılacaktır. İkinci ve bunu takip eden bütün düzlemlerde, yansıtılan enerjinin bileşenleri benzer olarak özel yansıma açılarında oluşacaktır. X-ışınları kristalde derinlere doğru binlerce ardışık düzlemden farklı zayıf bileşenleri ortaya çıkarmak için ilerleyebildiği için, x-ışını şuanı ve düzlem takımlarının

arasındaki geliş açılarının çoğunda yıkıcı girişimin iyi tanımlanmış düzlemlerin görünürlüğünü engelleyeceği açıktır. İkinci düzlemden yansımaya maruz kalan x-ışını şuasının birinci düzlemden yansıyan ışına göre $2d\sin\theta$ 'lık fazla bir yol alacağı Şekil 3.2'den görülmektedir. Her bir yansıyan bileşen eğer düzlemler arası mesafe dalgaboyunun tam katları ise yapıcı bir girişimle birleşecektir. Sonuç olarak yansıma için verimli olan şart yani Bragg kanunu;

$$2d \sin \theta = n\lambda \quad (3.1)$$

olur burada n bir tamsayıdır. Genel olarak tek dalga boylu x-ışınları kristale doğru rastgele bir açıyla geldiklerinde yapıcı bir girişim oluşturmayacakları açıktır. Bragg kanununun gerçekleşebileceği bir durumu kadar hem dalgaboyu hem de açı değiştirilmelidir. Bragg yasası verimli bir yansıma elde etmek için gerekli olmasına rağmen, yansımayı etkileyen faktörlerden dolayı yeterli değildir. (hkl) gibi özel bir düzlemden elde edilecek olan verimli yansıma yapı faktörü ve atomik saçılma faktörü gibi parametrelerin bu yansımaya izin verip vermemesi ile alakalıdır (Blakemore, 1989).

3.2.1.a. Kristal büyüklüğünün ölçülmesi

Malzemenin kristal büyüklüğü x-ışını kırınımı vasıtasıyla ölçülebilir. Bu ölçüm x-ışını kırınımı sonucunda elde edilen pikin maksimum şiddetinin gözleendiği açıdaki yarı yükseklikteki genişlik ile ilişkilidir. Bu değişim Scherrer denklemi ile verilir;

$$\beta = \frac{\lambda}{t \cos \theta} \quad (3.2)$$

Yukarıda verilen formülde β x-ışını kırınımı sonucunda elde edilen pikin yarı yükseklikteki genişliği, t kristal büyüklüğü, λ kullanılan x-ışınının dalga boyu, θ düzlemin gözleendiği Bragg açısıdır. Scherrer denklemi normal olarak polikristal malzemelere uygulanır ve K (1'den çok farklı değil) gibi bir düzeltme faktörü içerir. Sonuç olarak Scherrer formülü;

$$\beta = \frac{K\lambda}{t \cos \theta} \quad (3.3)$$

şeklini alır. ZnO yarıiletkeni için bu sabit 0,9 gibi bir katsayıdır. Görüldüğü gibi kristal büyüklüğü ve yarı yükseklikteki pik genişliği birbiri ile ters orantılıdır. Geniş pikler

oldukça düşük kristal büyüklüğüne sahip olur ki; bu istenmeyen bir duruma karşılık gelmektedir. Dar pikler polikristal bir malzemede tek kristal bölgelerinin büyük olması ile sonuçlanır. Bu aynı zamanda kristalin kalitesi hakkında da bilgi vermektedir (Hammond, 2001).

3.2.2.b. İç esnek zor (internal elastic strain) büyüklüğünün ölçülmesi

Ölçülecek olan esnek zorlanma makro ölçekte ve mikro ölçekte gerçekleşen olmak üzere ayırt edilebilir. Makro ölçekte gerçekleşen esnek zorlanma tüm malzemenin belli bir doğrultuda gerginlik veya sıkıştırma durumu ile ilgilidir. Sonuçta oluşan zor, kristalde atomlar arası mesafe olan d mesafesinin artmasına (gerilme) veya azalmasına (sıkışma) göre ortaya çıkar ve ölçülen değerler yansımanın gözleendiği düzlemlerin yönelimiyle değişir. Böyle bir zoru difraktometrede ölçmek için (ve baskı eksenini belirlemek için) numunenin simetrik bir geometride döndürülmesi gereklidir.

Mikro ölçek iç zorun yönelimlerinin kristalden kristale göre değiştiği duruma karşılık gelir. Esnek zorlar pikte kaymaya değil de kırınım pikinin genişlemesi ile sonuçlanır. Konu ile ilgili denklem çözünürlüğün sınırında türetilir ve esnek zor ϵ ,

$$\epsilon = -\cot\theta\delta\theta \quad (3.4)$$

Sonuç olarak pik genişlemesi kırınımın gözleendiği pikin yarı yüksekliğindeki genişliği ile iç esnek zor katsayısı

$$\beta = -2\epsilon/\cot\theta = -2\epsilon\tan\theta \quad (3.5)$$

Bu denklem kristal büyüklüğü ile ortaya çıkan pik genişlemesi için verilen Scherrer denklemi ile oldukça benzerlik gösterir (Hammond, 2001).

X-ışını kırınım ölçümleri üniversitemizin kimya bölümünde bulunan XRD sistemiyle kaynak olarak Mo $K\alpha_1$ ışını ile 0,02 derecelik adımlarla 10-30 derece aralığında gerçekleştirildi. Mo $K\alpha_1$ kaynağın dalga boyu (0,7093 Å) genellikle kullanılan Cu $K\alpha$ 'ya (1,5406 Å) ile kıyaslandığında küçüktür. Kullanılan X-ışını kaynağının dalgaboyunun küçük olması çözünürlüğü artırmaktadır. Bu da malzemenin kristal yapısı

hakkında daha ayrıntılı bilgi edinmemizi sağlar. Bununla birlikte, Mo kaynağının dalgaboyunun küçük olması x-ışınlarının daha derinlere girmesi sağlamakta ve bazı durumlarda taban malzemedeki gelen yansımaların daha kuvvetli olması ile sonuçlanmaktadır. Bu istenmeyen bir durum teşkil edebilir.

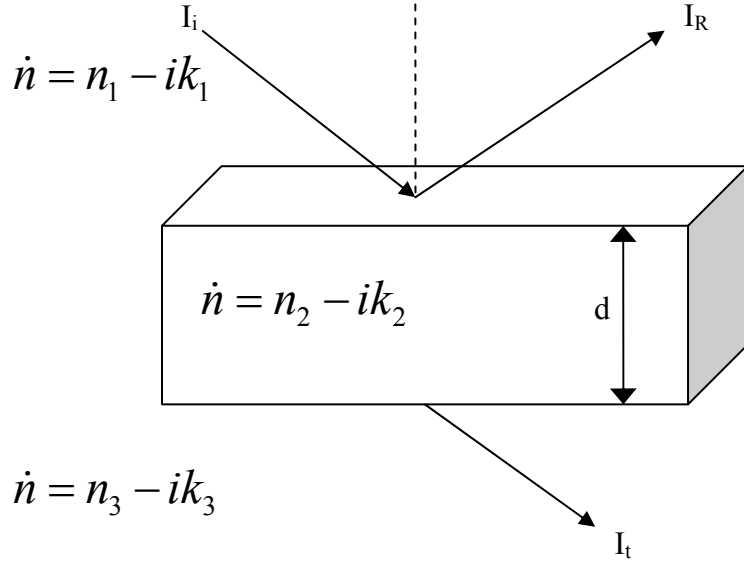
3.2.2. Optik karakterizasyon

3.2.2.a. Soğurma

Işık genellikle numunenin yüzeyinden yansır ve bu durum sıklıkla düz yüzeylerde gerçekleşir. Standart spektroskopi (örneğin; kızılötesi bölgesindeki spektroskopi) numunenin ön yüzeyinden yansıyan veya arka yüzeye geçen ışığın miktarını numunenin geometrisine bağlı olarak ölçer. Yansıma veya geçirgenlik spektroskopisi fotoluminesans veya raman spektroskopisi ölçümleri ile aynı değildir ve yinede bu spektroskopilerde olduğu gibi ışığın hava-yarıiletken ara yüzeyinde ki davranışı ölçümün anlamının ve durumunun belirlenmesinde önemlidir. Herhangi bir çeşit spektroskopi için eğer numune tek bir tip malzemedeki oluşan bir külçe değilse ve farklı yarıiletken tabakalar içeriyorsa her bir ara yüzey arasında elektromanyetik dalganın (EMD) ilerlemesi etkilenir. EMD'nin ara yüzeydeki davranışı Maxwell'in kısmi diferansiyel denkleminde eşlik eden sınır şartlarında belirlenir. Buradan gelen ışığın bir oranı olarak iki malzeme arasındaki ara yüzeyde yansıyan ışık miktarı (yansıma) ve ara yüzey boyunca geçen ışık miktarı (geçirgenlik) belirlenebilir. Şekil 3.3'deki gibi tek bir yarıiletken malzemedeki oluşmuş külçe şeklindeki bir numune düşünün. Yansıma ve geçirgenlik gelen radyasyonun gelme açısına bağlıdır. Yüzeyin normali dışındaki herhangi bir gelme açısında ara yüzeydeki davranış ışığın polarizasyonuna bağlıdır. Polarizasyonun etken olmadığı bir geliş açısı ve ara yüzeyde ki dalga ilerleme yönü dik olarak alınır, ön yüzeyde yansıma ve geçirgenlik için Fresnel genlik katsayıları (Maxwell sınır koşullarında türetilmiş),

$$r = \frac{E_r}{E_i} = \frac{\dot{n}_1 - \dot{n}_2}{\dot{n}_1 + \dot{n}_2}, \quad t = \frac{E_t}{E_i} = \frac{2\dot{n}_1}{\dot{n}_1 + \dot{n}_2} \quad (3.6)$$

burada E_i gelen, E_r yansıyan ve E_t geçirilen elektrik alan genliği ve \dot{n}_1 ve \dot{n}_2 iki ortamın kompleks kırıcılık indisidir.



Şekil 3.3. d kalınlığında yarıiletken bir malzeme için 1 ve 3 ortamlarında gelen yansıyan ve geçen şiddetleri göstermektedir. Her bir ortam kompleks kırıcılık indisi ile tanımlanmaktadır

Aslında deneyde asıl ölçülen gelen şiddetin bir oranı olan yansımadır ve R ile gösterilir veya geçirgenliktir ve T ile gösterilir. Şiddet genliğinin karesiyle orantılıdır. Dolayısıyla $R = r^*r = |r|^2$ ve $T = t^*t = |t|^2$ olarak verilir. Eğer ortamlardan birisinin hava olduğu düşünülürse (yani $\dot{n}_1 = 1$ ve $k_1 = 0$) ve külçe şeklindeki numunenin kırıcılık indisi $\dot{n} = n - ik$ şeklinde olan bir yarıiletken olur. Buradan yansıma;

$$R = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2} \quad (3.7)$$

olur ve sadece ilk yüzeyden olan yansımayı verir. Bu durum aslında ideal bir numune için (z -ekseni boyunca yarı sonsuz uzunlukta veya numunenin arka yüzünün sonsuz uzakta olması durumu) tam olarak yansıma ifadesini verir. Buradan sonlu uzunluktaki bir malzeme az miktardaki ışığın numunenin arka yüzeyine ulaşsın (ön yüzeydeki yansımayı fazlaca etkiler) diye oldukça yüksek soğurması olan bir durum için yaklaşım yapılabilir. Sıklıkla kullanılan başka bir yaklaşım en azından spektral aralığın bir bölümü için geçerli olabilen $n > 1$ ve $k \ll 1$ olduğu kabulüdür. Dolayısıyla denklem 3.7

$$R = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2} \quad (3.8)$$

şekline dönüşür. Bu durumda yansıma davranışı kırıcılık indisinin gerçek kısmını temsil eder ve soğuran kısmı temsil etmez. Fakat yansıma iki farklı durum altında $R=1$ toplamı olabilir

- $k \gg n$ ve

- boyuna mod yakınlarında, $\varepsilon(w)=0$ ve dolayısıyla $n=0$ durumudur.

Yinede sonlu bir külçe şeklindeki numune için soğurmanın olmadığı ve dolayısıyla varlık katsayısının (extinction) küçük olduğu durumlar vardır. Böyle bir durum saf, yüksek özdirençli bir yarıiletken için bant aralığının ve örgü soğurmasından uzak olan dalgaboylarında iyi bir yaklaşım olabilir. Sonrasında arka yüzeydeki davranışta dâhil edilmelidir. Işık arka yüzeyden denklem 3.6 ile uygun bir kırıcılık indisiyle belirlendiği gibi yansıtılır veya geçirilir. Bazıları ön yüzeye döner ve yansımayı değiştirir. Yeni bir etki olarak ön yüzeyden yansıyan dalgalarla arka yüzeyden yansıyanların birleşip girişim oluşturduğu zaman ortaya çıkar. Bu durum için hava ortamındaki bir yarıiletken için yansıma R' ve geçirgenlik T' ;

$$R' = \frac{4R \sin^2 \theta}{(1-R^2)^2 + 4R^2 \sin^2 \theta}, \quad T' = \frac{(1-R)^2}{(1-R^2)^2 + 4R^2 \sin^2 \theta} \quad (3.9)$$

Burada $\theta = \omega nd / c$ film kalınlığı boyunca giden ışın demeti için faz açısını ve R denklem 3.7'den hesaplanan ön yüzeyde gerçekleşen yansımasıdır. Bu ifadeler açıkça $\sin \theta$ teriminde (periyodik bir yapı üretir) girişimin etkilerini göstermektedir. $\sin \theta = 0$ olduğunda yansıma bir minimuma, geçirgenlik ise bir maksimuma sahiptir. Dalga sayısı f' 'nin bir fonksiyonu olarak spektral bir veri için yansıma minimumu ve geçirgenlik maksimumu $f = m/2nd$ değerlerinde ortaya çıkar. Burada $m = 0, 1, 2, \dots$ gibi bir tamsayıdır. Böyle iki maksimum veya minimum arasındaki mesafe $\Delta f = 1/2nd$ 'dir. Sonuç olarak böyle bir girişim saçığının gözlenmesi eğer kırıcılık indisi biliniyorsa tabakanın kalınlığını belirlemek için basit bir yol üretir.

Belirgin bir soğurmaya sahip bir külçe için denklem 3.9 aşırı bir şekilde karmaşık olur. Yinede gerçek ölçümlerde sıklıkla oluşan basit bir durum vardır. Eğer spektrometrenin çözünürlüğü bu girişim saçığının aralarındaki mesafeden büyükse denklem faz açısı üzerinden ortalaması alınabilir. Bu da soğuran bir külçe geçirgenliği için;

$$T' = \frac{[(1-R)^2 + 4R \sin^2 \Phi] e^{-\alpha d}}{(1-R^2 e^{-2\alpha d})} \quad (3.10)$$

olur. Burada iki yeni değişken tanımlanmıştır ve bunlar $\Phi = \tan^{-1}(2k/1-n^2-k^2)$ ve soğurma katsayısı da $\alpha = 2\omega/c = 2\pi fk$ 'dır. Denklem 3.10'daki $\sin \phi$ terimi genellikle ihmal edilecek kadar küçüktür ve bu terimin ihmal edilmesi halinde daha basit bir denklem elde edilir.

$$T' = \frac{(1-R)^2 e^{-\alpha d}}{1-R^2 e^{-2\alpha d}} \quad (3.11)$$

Denklem 3.11 külçe numune boyunca geçirilen şiddetin hem önyüzdeki yansımadan hem de eksponansiyel kayıptan etkilendiğini gösterir. $e^{-\alpha d}$ teriminin anlamı numunenin ön yüzeyinden herhangi bir yansımanın olmadığı sınır durumunda açıkça belli olur. Dolayısıyla geçirilen ışığın şiddeti yansımadan dolayı azalmaz ve arka yüzeyden ayrılan şiddet gelen ışığın şiddeti ile ilişkilidir;

$$I_t = I_i e^{-\alpha d} \quad (3.12)$$

ve anlamı soğurma katsayısı α birim uzunluk başına girciliğinin şiddetteki oransal değişimidir. Fiziksel bir işlemle direk alakalı olan bu ilişki α 'yı geçirgenlikten daha fazla kullanışlı bir spektroskopik bir değişken haline getirir (Perkowitz 1993).

Soğurma ölçümleri aşağıda fotoğrafı verilmiş olan Perkin Elmer firması tarafından üretilmiş UV-Vis Lambda-2 spektrometresi tarafından alınmıştır. Spektrometre yaklaşık 3 nm çözünürlüğe sahiptir ve 200-1100 nm arasında ölçüm yapabilmektedir. Tüm ölçümler sıcaklığa bağlı olarak alınmış olup, sıcaklığın değiştirilmesinde kapalı devre He kryostat kullanılmıştır. Ölçümler bu kryostat yardımıyla 10-320 K sıcaklık aralığında ve 300-1110 nm arasında gerçekleştirilmiştir. Alınan tüm soğurma sonuçları yukarıda verilen şekliyle denklem 3.11'un kullanılmasıyla her bir numune için soğurma katsayısı değerlerine dönüştürülmüştür.

3.2.2.b. Fotolüminesans (PL)

Fotolüminesans malzemenin dış bir ışık kaynağı ile uyarılması ile sebep olunan denge dışı durum neticesinde yayınlanan optik radyasyondur. Sistemden ışık yayılımı ile sonuçlanan üç ayrı durum gerçekleşir. Bunlar;

- Uyarıcı ışığın soğurulması ve elektron-hol çifti oluşturulması
- Bu elektron-hol çiftinin kısmi ışımalı rekombinasyonu
- Bu radyasyonun sistemden çıkışı

Elektron-hol çifti soğurulan uyarıcı ışık tarafından üretildiği için, bunların en yüksek yoğunluğu numunenin aydınlatıldığı yüzey yakınındadır. Dolayısıyla sonuçta oluşan taşıyıcı dağılımı hem homojen değil hem de denge dışıdır. Fazla taşıyıcılar ışımalı ve ışımasız rekombinasyona uğrayarak yüzeyden difüze olurlar. Yayınlanan ışın kendiliğinden soğurmaya bağımlıdır; dolayısıyla emisyon bölgesinden daha uzağa ilerleyemez. Sonuç olarak işlemlerin çoğunluğu aydınlatılan yüzeyin soğurma uzunluğu içinde ve aydınlatılan yüzeyin çoğunlukla kenarı boyunca kaçan ışık bölgesinde gerçekleşir. Tipik bir PL ölçüm sistemi uyarıcı kaynağı, numune tutucu, yüksek çözünürlükte tarayıcı spektrometre ve dedeksiyon sistemi içerir. PL sisteminin şematik gösterimi Şekil 3.4'te gösterilmiştir. PL ölçüm sisteminde laser kaynağı uyarıcı ışık kaynağı olarak kullanılır. Bunun yanında Şekil 3.4'te gösterildiği gibi numune yüzeyine belli bir açıyla düşmesi sağlanır. Böylece yansıyan ışınlar toplayıcı lenslere gitmez ve dedeksiyon cihazı tarafından sayılmazlar.

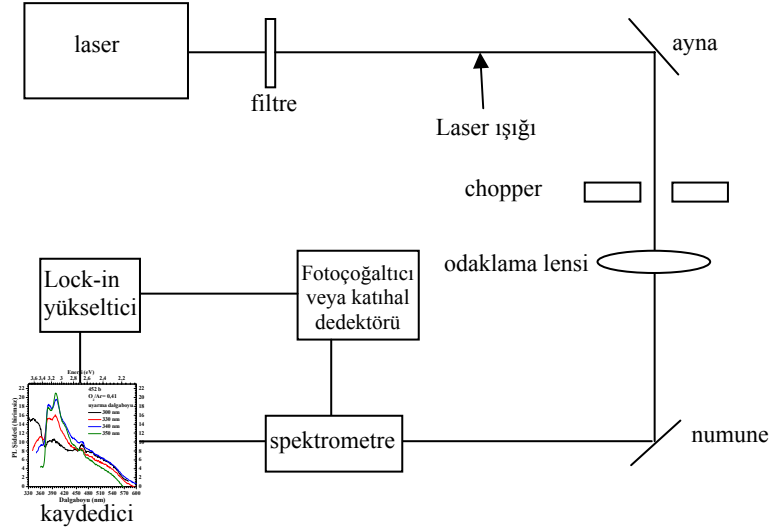
Asıl elektron-hol çiftinin uyarılması genellikle yasak enerji aralığından oldukça yüksek enerjilerde üretilir ve yarıiletkende lüminesans aşağıdaki işlemlerin gerçekleşmesinden sonra ortaya çıkar.

- fonon yayınlaması ile fazla taşıyıcıların enerjilerinde hızlı (5-20 piko saniye) bir azalma
- taşıyıcıların termalizasyonu
- taşıyıcıların ışımalı veya ışımasız geçişleri

Rekombinasyon işlemi oran denklemi ile karakterize edilir ve bu denklemde

$$\frac{dn}{dt} = G - \frac{n}{\tau} \quad (3.13)$$

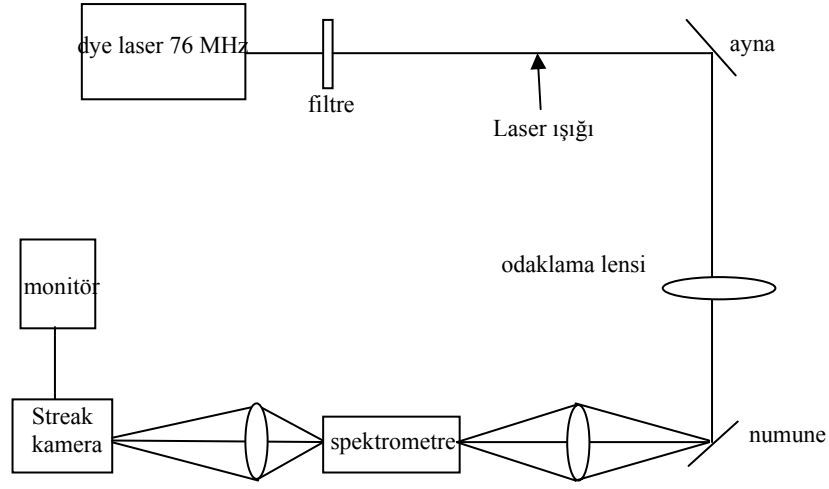
n fazla taşıyıcı toplam sayısı ve G üretim oranıdır.



Şekil 3.4. PL ölçüm sisteminin şematik gösterimi

Zaman sabiti denklem 2.7’de verildiği gibi ışımalı ve ışısız geçişlerin zaman sabitleriyle orantılıdır. Külçe yarıiletkenlerde rekombinasyon zamanı 500 pikosaniye (ps) ile birkaç nanosaniye (ns) arasında değişir. Zaman çözümü PL ölçüm sistemi yukarıda verilen PL sistemine benzerdir (dedeksiyon ve uyarma kaynağı dışında) ve Şekil 3.5’de gösterilmiştir. Uyarma işlemi genellikle dye laser kullanılarak 1-5 pikosaniyelik pulslarla yapılır. Numuneden alınan luminesans uygun lenslerle toplanır ve yüksek çözünürlüklü otomatik taramalı spektrometrenin dar aralığına odaklanır. Analiz edilmiş spektrum 10 ps çözünürlüğe sahip streak kamera tarafından algılanır ve görüntülenir (Perkowitz 1993).

PL ölçümleri RF 5301 PC Shimadzu spectrofluorometer cihazı tarafından gerçekleştirilmiştir. Cihazın uyarma kaynağı Xe lambadır ve 250-800nm aralığında ölçüm yapabilmektedir. Hayat süresi ölçümleri ise ışık kaynağı dye laser olan LaserStrobe Model TM-3 lifetime fluorometer sayesinde gerçekleştirilmiştir.



Şekil 3.5. Zaman çözömlü PL ölçüm sisteminin şematik gösterimi

3.2.3. Schottky diyot karakterizasyonu

3.2.3.a. Akım-voltaj karakterizasyonu

I-V ölçümleri yardımıyla diyotun düz beslem tarafındaki değışiminden idealite faktörü hesaplanabilir. İdealite faktörü; diyotun kalitesini belirleyen önemli bir birimsiz parametre olup n ile gösterilir. İdeal bir diyot için akımın iletiminde termiyonik emisyon mekanizmasının etkin olduğu düşünöldüğünde $n=1$ 'dir ve n değeri 1'den uzaklaştıkça diyot idealden uzaklaşıyor demektir. I-V ölçümleri yardımıyla elde edilen diyotun düz beslem karakteristiğinden idealite faktörü ve metal-yarıiletken kontak arasında oluşan engel yüksekliği değerlerine ulaşılabilir.

İdealite faktörünü hesaplamak için,

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (3.14)$$

denklemini kullanılır. Bu denklem bir diyottan elde edilen akımın voltaj bağımlılığını verir. Bu ifade de $eV \gg nkT$ olması durumunda 1 terimi, üstel terim yanında ihmal edilebilir. İfadenin yeni hali;

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{nkT}\right) \right] \quad (3.15)$$

olur. (3.15) ifadesinin her iki tarafının tabii logaritması alınıp, sonrada V 'ye göre türevi alınacak olursa idealite faktörü için,

$$n = \frac{e}{kT} \frac{dV}{d(\ln I)} \quad (3.16)$$

ifadesi elde edilir. Burada e elektronun yükü (1.6×10^{-19} C), k Boltzmann sabiti (8.625×10^{-5} eV/K) ve T Kelvin olarak sıcaklıktır. $\ln(I-V)$ grafiği çizildiğinde, grafiğin düz beslem tarafındaki lineer kısmına doğrusal fit uygulanarak, bu doğrunun eğiminden $dV/d(\ln I)$ değeri elde edilir. Bu değerle birlikte yukarıda verilen sabitler de denklem (3.16) ifadesinde yerine yazılarak idealite faktörü elde edilir. Fit edilen doğrunun $V=0$ 'da düşey eksenini kestiği nokta I_0 doyma akım değerini verir. Bu değer,

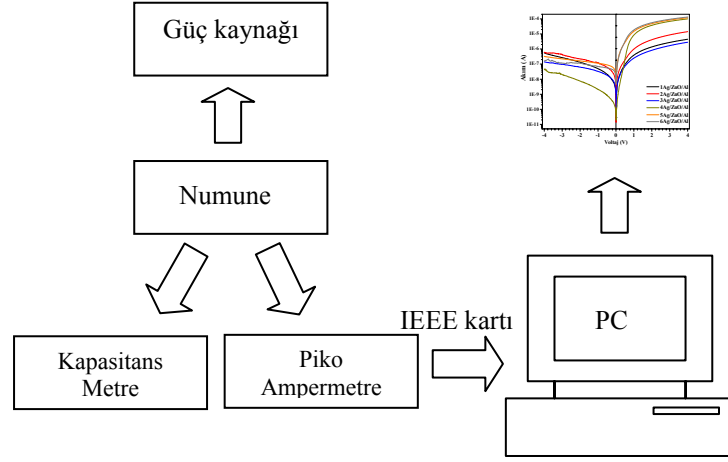
$$I_0 = AA^* T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_b}{kT}\right) \quad (3.17)$$

ile verilmektedir. (3.17) eşitliğinin her iki tarafının tabii logaritması alınarak Φ_b 'ye göre düzenlenecek olursa engel yüksekliği,

$$e\phi_b = kT \ln\left(\frac{AA^* T^2}{I_0}\right) \quad (3.18)$$

ifadesiyle elde edilir. Burada A diyotun etkin alanı, A^* Richardson sabiti ve ZnO yarıiletkeni için $32 \text{ AK}^{-2}\text{cm}^{-2}$, T Kelvin cinsinden ortam sıcaklığı ve k Boltzmann sabitidir (Rhoderick and Williams 1988).

Elde edilen Schottky diyotların Akım-Voltaj (I-V) karakteristikleri aşağıda blok diyagramı verilen sistem tarafında gerçekleştirildi. Akım ölçme ve gerilim uygulama işlemi 10^{-12} A hassasiyetine sahip Keithley 487 piko ampermetre kullanılarak gerçekleştirildi. Akım-Voltaj ölçümleri otomatik olarak bilgisayar ile IEEE kartı aracılığı ile gerçekleştirildi.



Şekil 3.6. Ölçümlerde kullanılan I-V ölçüm sisteminin blok diyagramı

3.2.3.b. Numunelerin temizlenmesi

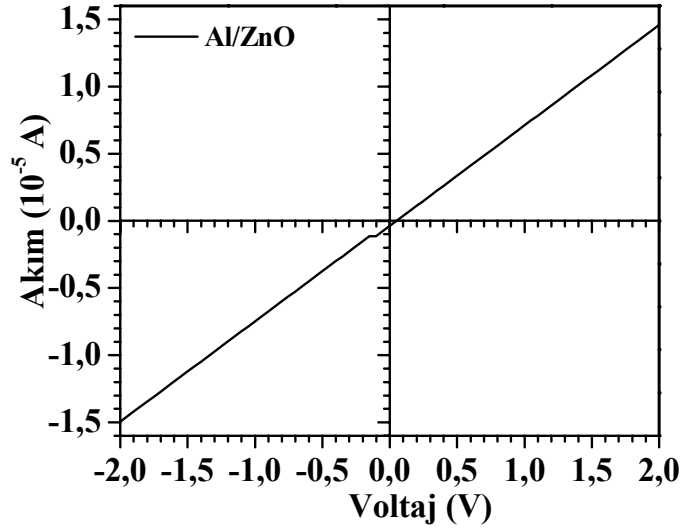
Schottky diyot yapımı çalışmasında University Wafer firmasından satın alınan n-tipi külçe ZnO malzemesi kullanılmıştır. Yarıiletken yüzeyindeki kirliliklerin ve doğal olarak oluşan oksit tabakasının giderilmesi için numune yüzeyinin temizlenmesi gerekmektedir. Özellikle malzemenin yüzeyi aygıt çalışma performansında oldukça önemlidir. Yarıiletken yüzeyinde oluşan oksit tabakası, numunenin yüzeyinde bulunan doymamış bağların havadaki oksijen atomu ile bağ yapmasından kaynaklanır. Dolayısıyla yarıiletken yüzeyinde bir yalıtkan tabaka oluşur ve bu istenmeyen durumdur. Bu durumu nispeten ortadan kaldırmak için aşağıdaki verilen ve organik çözücülerini ihtiva eden temizleme işlemi genellikle kullanılan temizleme işlemidir.

- Trichlorethylen 3dk
- Deiyonize su 2dk
- Aseton 3dk
- Deiyonize su 2dk
- Metanol 3 dk
- Deiyonize su 2dk

Bu işlemler ardından numune %10 seyreltik HF içinde 3 dakika yıkandı ve Azot gazı ile kurutulduktan sonra yapılacak diğer işlemler için hazır hale getirildi.

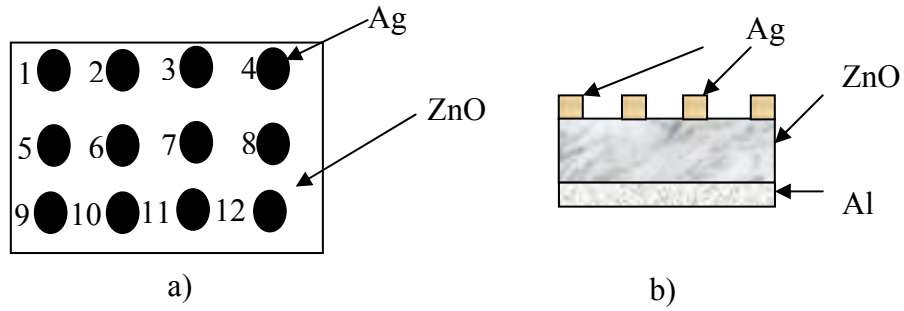
3.2.3.c. Omik ve Schottky Kontaktların Hazırlanması

Numune temizleme işlemi bittikten sonra yüzeye omik kontak yapmak için Leybold Heraeus buharlaşma ünitesi kullanıldı. Omik kontak için kullandığımız molibden ısıtıcı %10 HCl ile yıkandı, deiyonize su ile iyice yıkandıktan sonra kurutuldu ve vakum cihazındaki yerine yerleştirildi ve kirliliklerden arındırmak için üzerinden yüksek akım geçmesi sağlanarak yakıldı ve temizlendi. Numunenin omik kontak yapılacak tarafı önceden çalıştırılarak işlem yapmaya hazır hale getirilen vakum sistemi içine yerleştirildi. Vakum içindeki basınç yaklaşık olarak 4×10^{-6} torr değerine düşüncü, kimyasal temizliği yapılmış ve ısıtıcı üzerine yerleştirilmiş olan Alüminyum buharlaştırıldı. Kısa bir süre sonra vakum cihazına hava verilerek numune vakum cihazından çıkartılıp kimyasal olarak temizlenmiş quartz pota içine yerleştirildi. Numune N_2 ortamında $350^\circ C$ 'de 3 dakika tavlamaıyla omik kontak işlemi tamamlandı. Elde edilen kontakın omik kontak olup olmadığını anlamak I-V ölçümü gerçekleştirildi ve Şekil 3.7'de gösterildiği gibi omik kontak oluşumu gözlemlendi.



Şekil 3.7. Al/ZnO kontak için ölçülen I-V karakteristiği

Schottky kontak malzemesi olarak kullanılacak olan gümüş yukarıda bahsedilen temizleme işlemi sonrasında, Mo ısıtıcı potaya yerleştirildi. Gölge maske ZnO numunesi yüzeyinde 12 kontak olacak şekilde ayarlandı. Metalizasyon işlemi 4×10^{-6} torr'luk basınç altında gerçekleştirildi. Basıncın düşmesi beklenildikten sonra içeriye hava verilerek numune vakum ortamından çıkartıldı ve işlem tamamlanmış oldu. Elde edilen Schottky kontaktların yukardan ve yandan görünüşü Şekil 3.8'de verilmektedir.



Şekil 3.8. Yapılan Schottky kontaktların **a)** yukardan görünüşü **b)** yandan görünüşü

3.2.3.d. Derin seviye geçiş spektroskopisi (DLTS)

DLTS yarıiletkenlerde derin seviyelerin elektriksel karakterizasyonunu yapabilen güçlü bir kapasitans tekniğidir. İlk defa D.V.Lang tarafından ortaya konulan DLTS tekniği; yarıiletkenlerde tuzak seviyelerini geniş bir enerji aralığında inceleyen, azınlık ve çoğunluk taşıyıcı tuzaklarını ayırt edebilen ve yüzey sızıntı akımı ile gürültüyü diğer kapasite tekniklerine göre daha iyi analiz edebilen yüksek frekans eklem kapasitans tekniğidir. Teknik sıcaklığın bir fonksiyonu olarak iki boyutta pozitif ve negatif pikler olarak bir kristalde tuzakların spektrumunu göstermeyi amaçlar. Teknik aynı zamanda kusurları hızlı, hassas ve kolayca analiz imkânı vermektedir. Tuzakların yerlerini gösteren pikler iletkenlik veya valans bantlarına yakın olup olmadığını gösterir. Derin seviye (DL) merkezlerinin özellikleri kapasite ya da eklem ölçümleriyle ortaya çıkabilir. Bu ölçüm sonucunda aşağıdaki durumlar belirlenir.

1) Seviyelerin enerji durumları

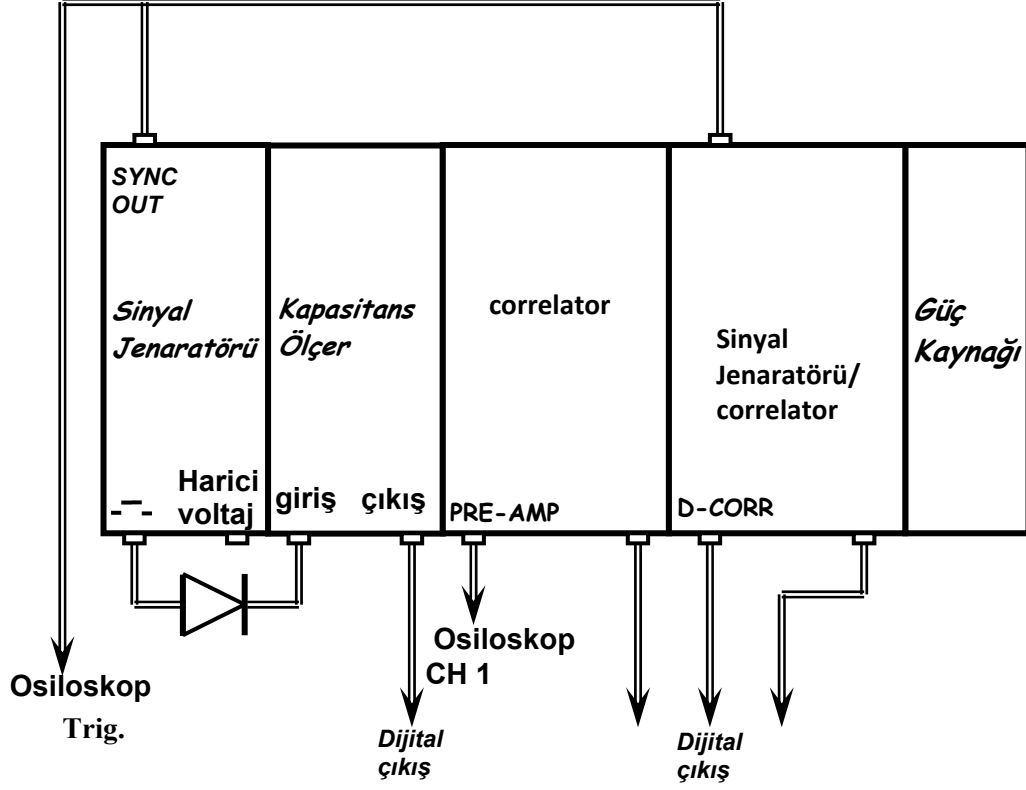
- 2) Her bir seviyenin yoğunluğu
- 3) İletkenlik veya valans bandına bir seviyenin bağlanması
- 4) Çoğunluk ve Azınlık taşıyıcılar için bir seviyenin işgal edilme tesiri

Derin seviyelerle ilgili bu parametreleri karakterize edebilmek için kullanılan teknikler kapasite veya akımın transiyenti esasına dayanır. Bunların en başında gelen teknik DLTS dir. Bu teknikte Schottky kapasitans kullanılır. Çünkü bir derin seviyenin iletkenlik bandının 0,2 eV altında olduğu düşünüldüğünde, bu kusur seviyesinde tuzaklanan bir elektronu iyonlaştırmak için yaklaşık 3000 K sıcaklık gerekmektedir. Bu sıcaklıkta numune erir. Bunun için termal yolla tuzak iyonlaştırılmaz. Bundan dolayı Schottky kapasitansı kullanılır.

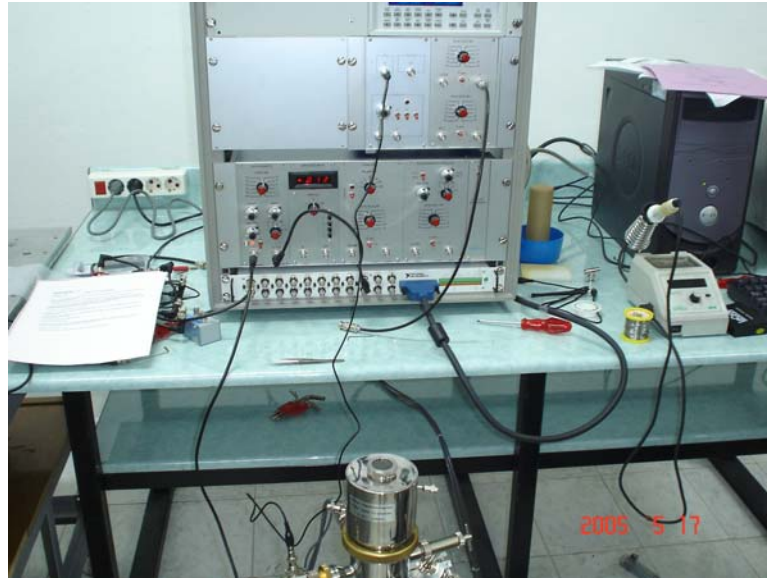
DLTS tekniğinde farklı sıcaklıklarda kapasitans transiyentlerin zamanla değişimi ve termal yolla incelenmesiyle kusur seviyeleri ile ilgili bilgileri elde edilir. Bu teknik derin seviyelerde iyonlaşan veya bu seviyeden geçerken tuzaklanan elektronların vermiş olduğu sinyalleri ölçme esasına dayanır. DLTS yaklaşık 10^{11} cm^{-3} konsantrasyonuna kadar derin seviyeleri detekte edebilir.

DLTS ölçüm sistemi; beslem altındaki diyotta çabuk değişimler üretebilmek için bir ya da iki puls jeneratörü, X-Y kaydedici, kapasitans sayacı, rate window gibi ölçüm sistemleri ile güç kaynağı ve kryostattan ibarettir. DLTS'nin temel özelliği rate window ölçüm aletinin sadece bu window içerisinde bir transiyent görüldüğünde tepki verecek şekilde ayarlı olmasıdır. Tuzakın emisyon oranı sıcaklığın değişmesiyle değişkenlik gösterirse window içerisindeki tuzak emisyonunun oranındaki sıcaklıkta pik gösterecektir. Bu emisyon oranları termal olarak aktif olurlar. Şematik olarak DLTS sistemi Şekil 3.9'da ve sahip olduğumuz deney sistemi de Şekil 3.10'da görülmektedir. Her tuzakın varlığı sıcaklığın fonksiyonu olarak iki boyutta çizilen negatif ve pozitif pikler vasıtasıyla belirlenmektedir. Bu piklerin yükseklikleri tuzak yoğunluklarıyla orantılıdır. Her bir pikin işareti çoğunluk veya azınlık taşıyıcı tuzakına bağlı olup olmadığını gösterir. Deneysel parametrelerin uygun seçilmesiyle termal ışımaya oranının

ölçülmesi, aktivasyon enerjisi, yoğunluğu ve her tuzağın işgal edilme hızlarını bulmak mümkün olmaktadır.

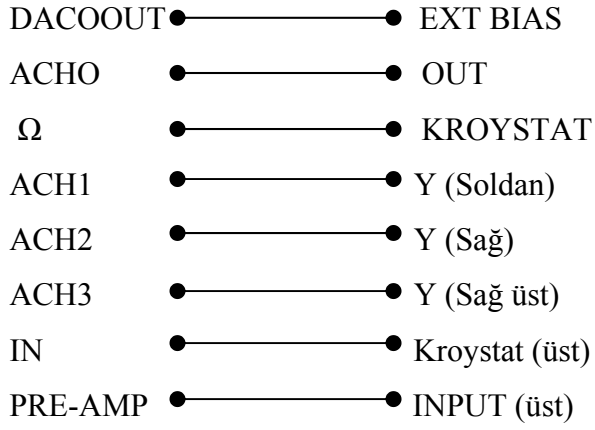


Şekil 3.9. Bir DLTS blok diyagramı



Şekil 3.9. Sula Technologies marka kompakt DLTS ve kryostat sisteminin fotoğrafı

Hazırlanan Schottky diyot, termal iletkenliği yüksek olan safir üzerine gümüş pasta sayesinde yapıştırılarak ölçü alacağımız kryostat içine yerleştirildi. DLTS ölçüsü alabilmek için aşağıdaki kablo bağlantıları yapıldı. Şekil 3.10 ölçümlerin alındığı Sula Technologies marka kompakt DLTS ve azot kryostat sisteminin fotoğrafı gösterilmektedir.

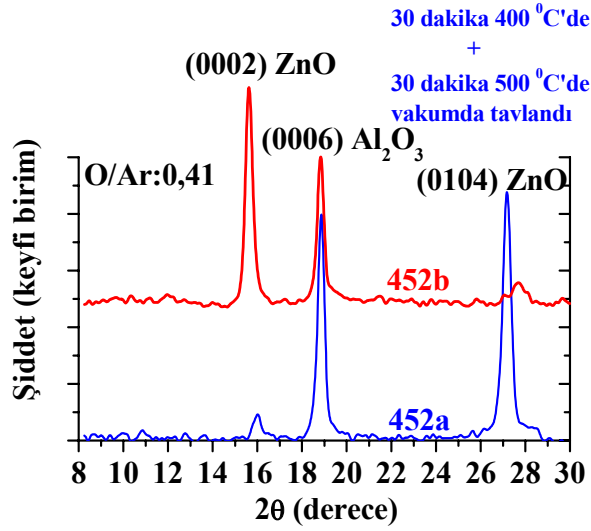


4. ARAŞTIRMA BULGULARI

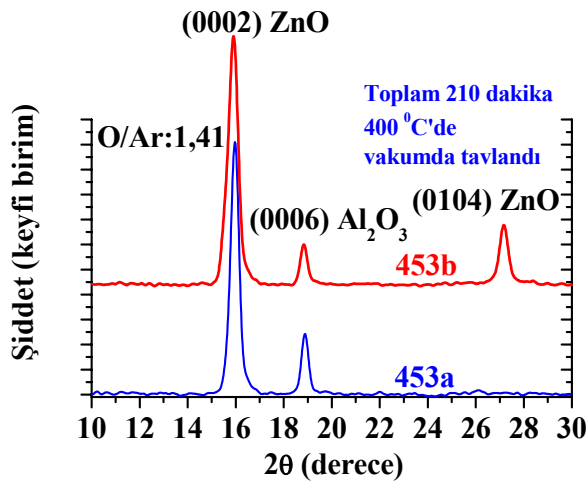
4.1 Yapısal Karakterizasyon

4.1.1 X-ışını kırınımı sonuçları

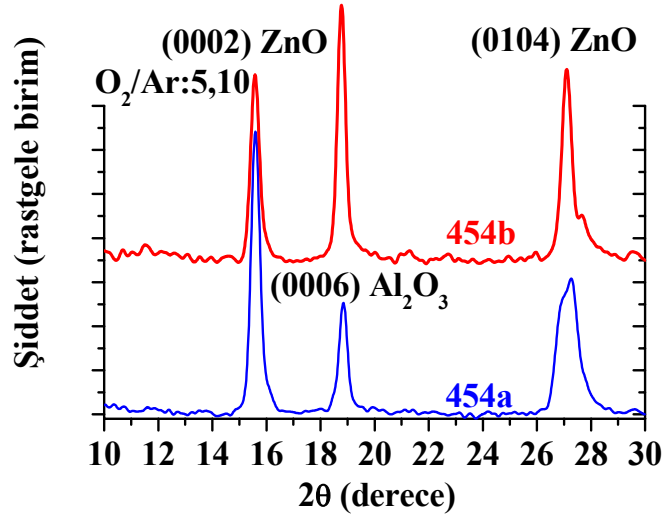
Çizelge 3.1’de büyütülme parametreleri verilen numunelerin X-ışını kırınım sonuçları Şekil 4.1, 4.2, 4.3, 4.4’de verilmiştir.



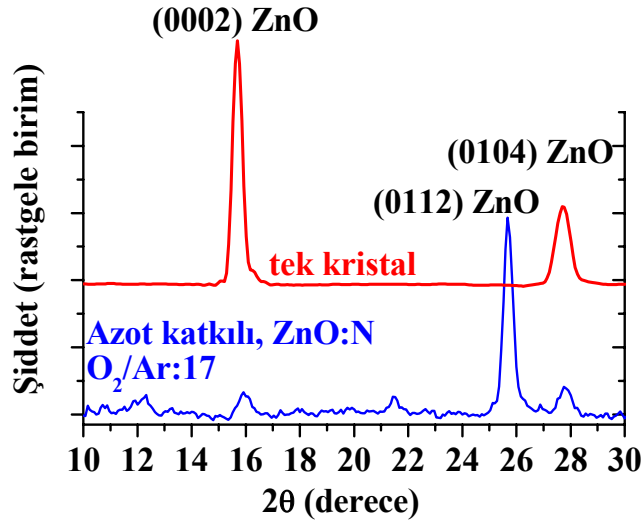
Şekil 4.1. O₂/Ar oranı 0,41 olan ZnO ince filmin tavllanmış (mavi) ve tavlınmayan (kırmızı) XRD grafikleri



Şekil 4.2. O₂/Ar oranı 1,41 olan ZnO ince filmin tavllanmış (mavi) ve tavlınmayan (kırmızı) XRD grafikleri

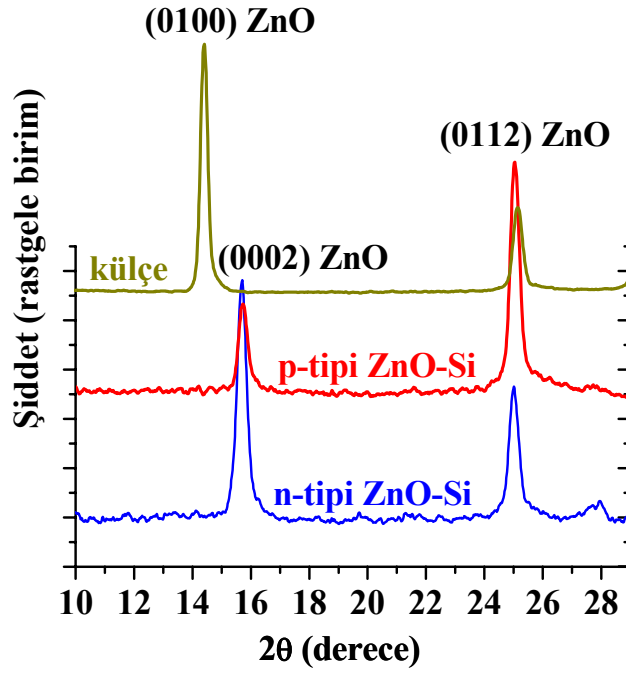


Şekil 4.3. O₂/Ar oranı 5,1 olan ZnO ince filmin tavllanmış (mavi) ve tavlınmayan (kırmızı) XRD grafikleri



Şekil 4.4. Eagle Picher Technologies firmasından alınan tek kristal numunenin (kırmızı) ve azot katkılı ZnO: N (mavi) ince filminin XRD grafiği

O₂/Ar basıncının değiştirilmesi ile elde edilen ince filmlerin çoğunluğunda üç pik hâkimdir. Bu piklerin 2θ açıları 16,00°, 18,84° ve 27,26° açıları civarındadır. Bu açıların Cu Kα kaynağı kullanılarak yapılan çalışmalara karşılık gelen değerleri ise sırasıyla 36,82°, 44,56° ve 84,14°'dir. Elde edilen pikler sırasıyla ZnO-(0002), Safır(0006) ve ZnO-(0104) düzlemlerine ait oldukları belirlenmiştir.



Şekil 4.5. (001) Si taban malzemesi üzerine büyütülen p-tipi ve n-tipi ZnO ince filmlerinin (kırmızı, mavi) ve külçe ZnO (yeşil) numunesinin XRD grafiklerinin beraber gösterimi

Şekil 4.5’de Si taban malzeme üzerine büyütülen n-tipi ve p-tipi malzemelerle birlikte külçe numunenin XRD grafiğini göstermektedir. Bu filmler ile safır taban malzemesi üzerine büyütülen filmler benzer karakteristik göstermektedir. Bununla beraber, farklı olarak (0112) piki yer almıştır. Aynı düzlemlere ait olan piklerin gözlenme açılarında ufak farklılıkların olmasından dolayı her bir numune için piklerin gözlenme açıları, şiddetleri ve denklem (3.1) yardımıyla hesaplanan düzlemler arası mesafe (d_{hkl}) Çizelge 4.1’de verilmiştir. Bununla birlikte (0002) düzlemi için elde edilen XRD grafikleri yardımıyla denklem 3.2 ile verilen Scherrer formülü kullanılarak kristal büyüklükleri ve denklem 3.3 ile iç esnek zor parametreleri yarı pik yüksekliklerinin genişliği kullanılarak hesaplanmıştır. Hesaplanan kristal büyüklükleri ve iç zor parametrelerinin değerleri Çizelge 4.2’de verilmiştir. Şekil 4.6 hesaplanan kristal büyüklüklerinin ve pik yarı yüksekliği genişliklerinin O_2/Ar oranına göre değişimini göstermektedir.

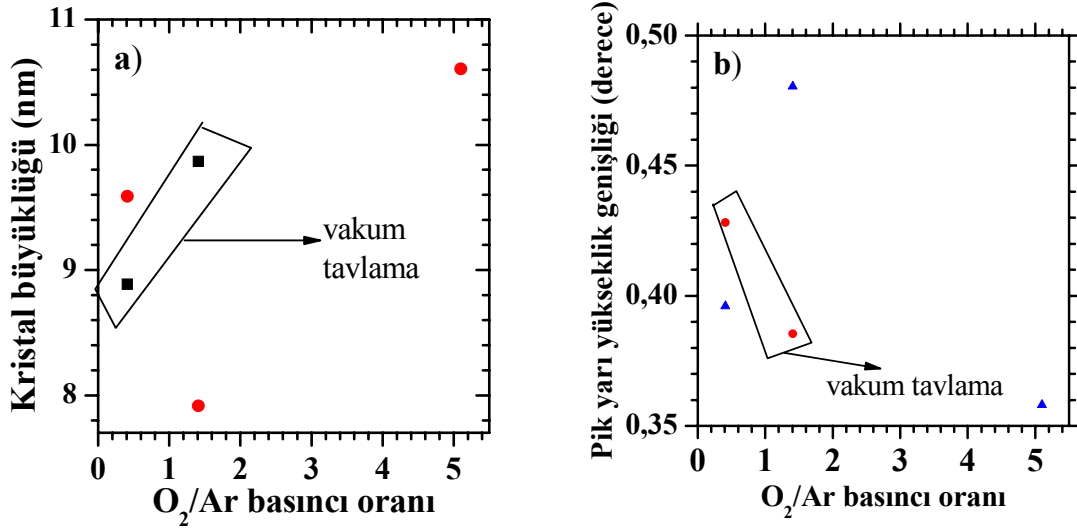
Çizelge 4.1. Reaktif püskürtme metodu ile büyütülmüş ZnO ince filmlerinin ve tek kristal ile külçe malzemenin (0002) düzlemi için hesaplanan kristal büyüklükleri ve iç esneklik zor katsayısı

Numune adı	d_{hkl} (0002) düzlemi için (Å)	(0002) düzlemi için		(0104) düzlemi için		(0112) düzlemi için	
		Açı	Şiddet	Açı	Şiddet	Açı	Şiddet
452a	1,28120	16,07	9,22	27,15	86,69	-	-
452b	1,31797	15,61	84,00	27,75	8,28	-	-
453a	1,28900	15,97	201,91	-	-	-	-
453b	1,29374	15,91	272,11	27,15	65,55	-	-
454a	1,31962	15,59	128,35	27,27	61,70	-	-
454b	1,32312	15,57	71,78	27,09	73,74	-	-
N katkılı	1,67611	15,92	6,60	27,76	8,23	25,68	58,66
p-tipi ZnO	1,31051	15,71	35,21	-	-	25,03	92,34
n-tipi ZnO	1,31229	15,69	96,24	-	-	25,01	53,14
Külçe	1,42195*	14,45*	769,68*	-	-	25,09	258,92
Tek kristal	1,31395	15,68	85,78	27,68	27,30	-	-

* değerler (0100) piki için geçerlidir

Çizelge 4.2. Reaktif püskürtme metodu ile büyütülmüş ZnO ince filmlerinin ve tek kristal ile külçe malzemenin (0002) düzlemi için hesaplanan kristal büyüklükleri ve iç esneklik zor katsayısı

Numune adı	O ₂ /Ar Oranı (torr)	Pik Genişliği (derece)	Kristal Büyüklüğü (nm)	İç esnek zor
452a	0,41	0,42814	8,88588	0,01304
452b	0,41	0,396	9,58878	0,01237
453a	1,41	0,38544	9,86836	0,01177
453b	1,41	0,48037	7,91583	0,01472
454a	5,1	0,3658	10,37863	0,01146
454b	5,1	0,35797	10,60467	0,01122
N katkılı	17	0,37921	7,30226	0,0118
p-tipi ZnO	-	0,31264	12,15121	0,0097
n-tipi ZnO	-	0,3715	10,22513	0,01155
külçe	-	0,26412	14,29891	0,00894
Tek kristal	-	0,42814	10,01606	0,01304

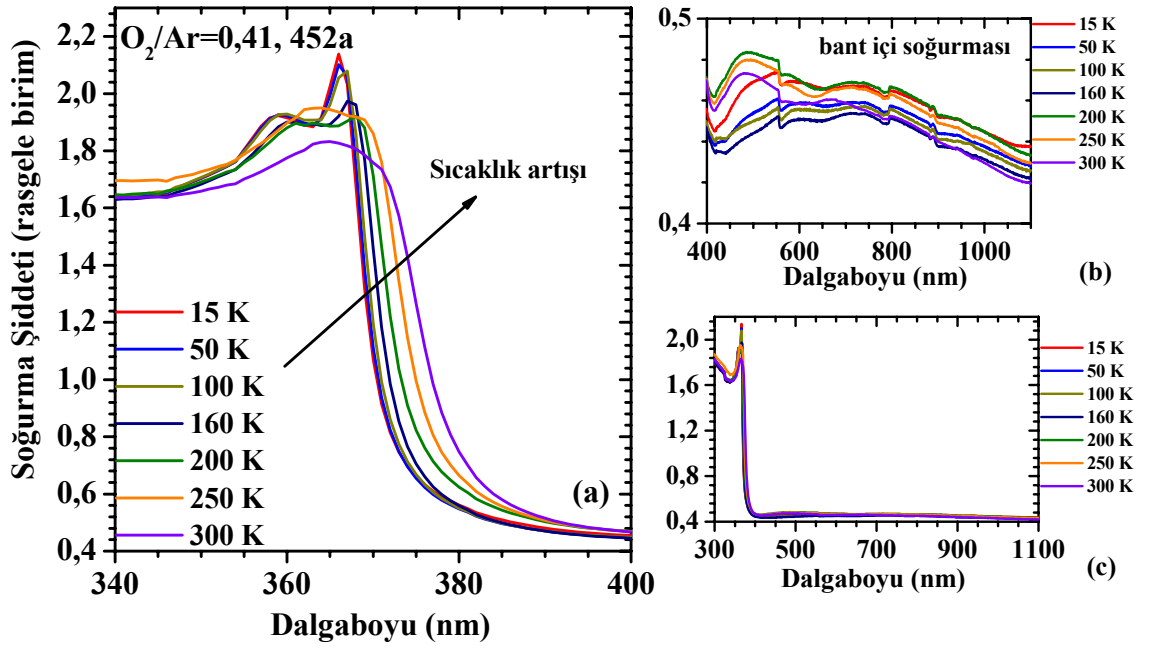


Şekil 4.6. Farklı O₂/Ar oranları için filmlerin a) kristal büyüklüklerinin gösterimi b) pik yarı yükseklik genişliğinin değişimi

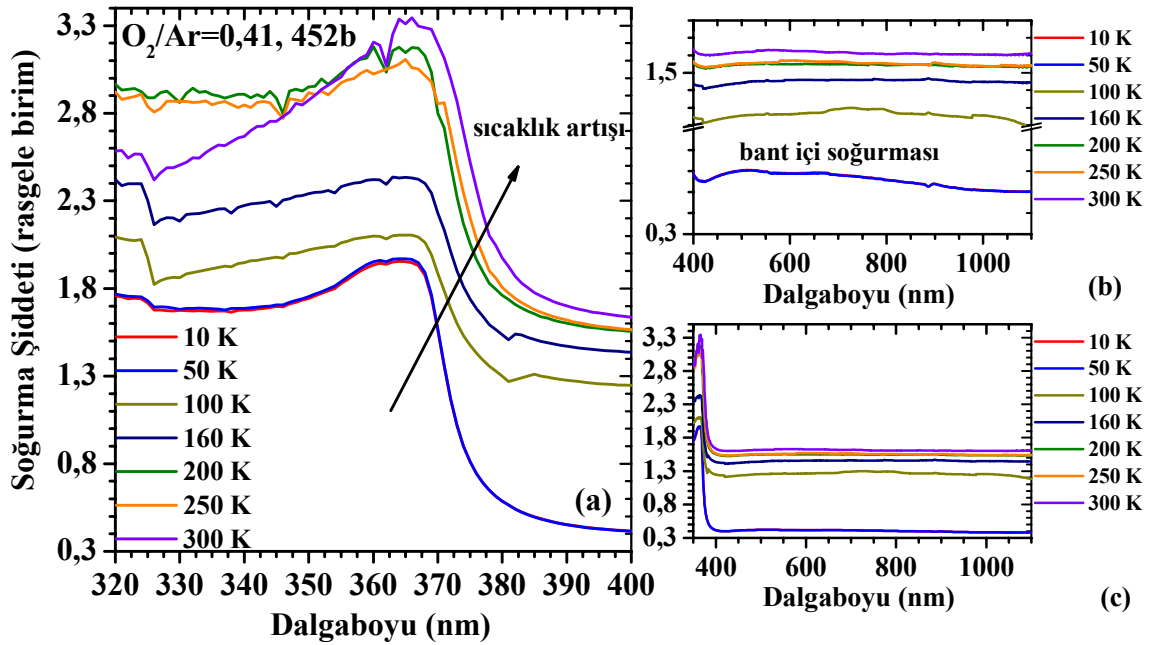
4.2. Optik Karakterizasyon

4.2.1. Soğurma

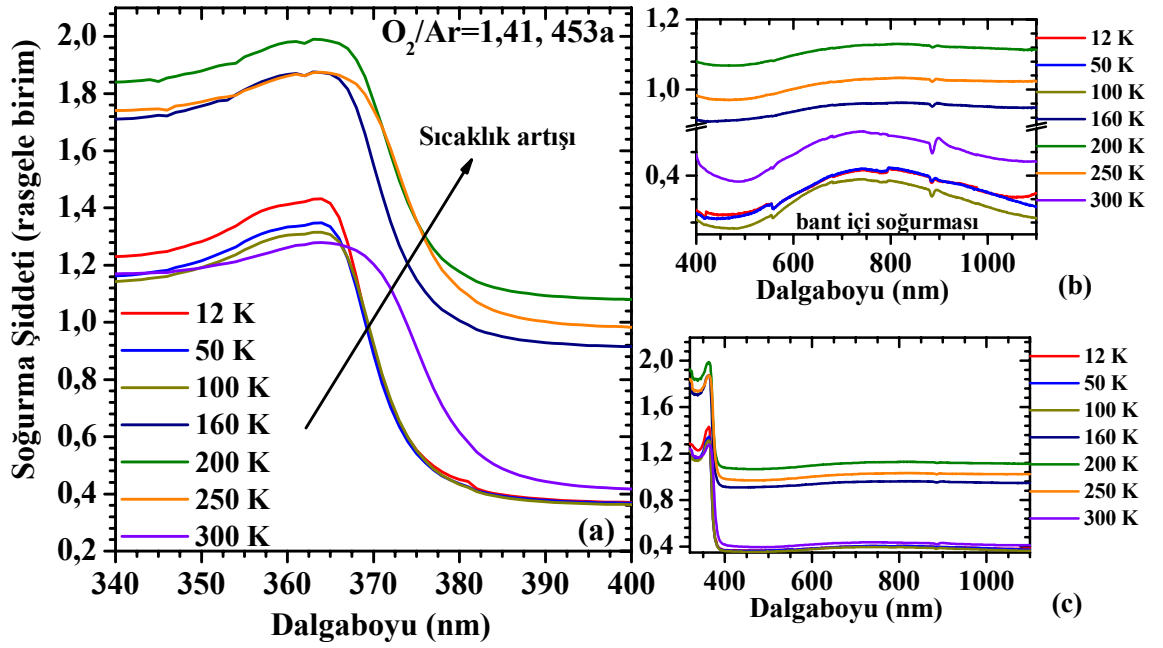
Si taban malzemesi üzerine büyütülmüş numuneler dışındaki filmlerin ve tek kristal olarak adlandırılan ZnO malzemesinin soğurma grafikleri bölüm 3.2.1.1’de verildiği şekliyle alınmıştır. Alınan ham soğurma grafikleri her bir numune için 15 (bazen 10, 12, veya 20 K), 50 K, 100 K, 150 K, 200 K, 250 K, 300 K sıcaklıkları için çizilmiş ve aynı grafikte verilmiştir. Çizilen soğurma grafikleri Şekil 4.7 ile 4.14 arasında verilmiştir. Her numune için sıcaklığa bağlı olarak çizilen 3 grafik mevcuttur. Bu grafikler genel olarak eksitonik geçişlerin daha iyi gözlenebilmesi için bant kenarı soğurması (büyük grafik) 340-400 nm arasında, bant içinde herhangi bir soğurmanın var olup olmadığının anlaşılması için bant içi soğurması (küçük grafik) 400-1100 nm arasında ve tüm spektrumun genel bir görünüşü (küçük grafik) 320-1100 nm arasında verilmiştir.



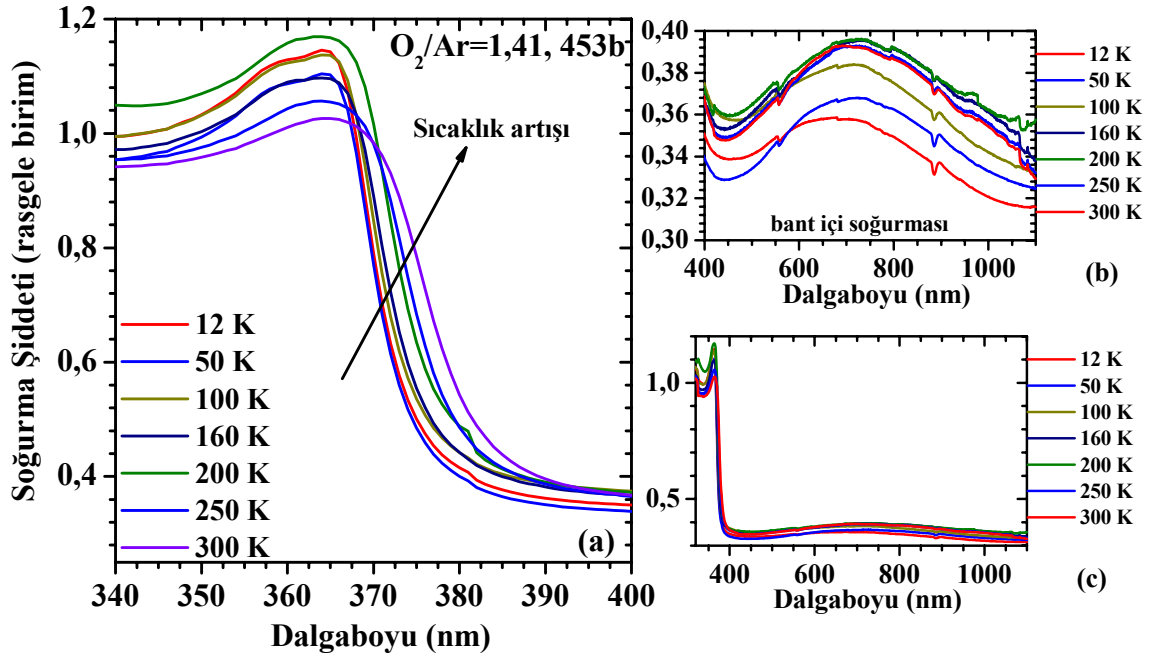
Şekil 4.7. O_2/Ar oranı 0,41 olan film için a) bant kenarı soğurmasının b) bant içi soğurmasının c) 320-1100 nm arasındaki genel soğurma spektrumunun gösterimi



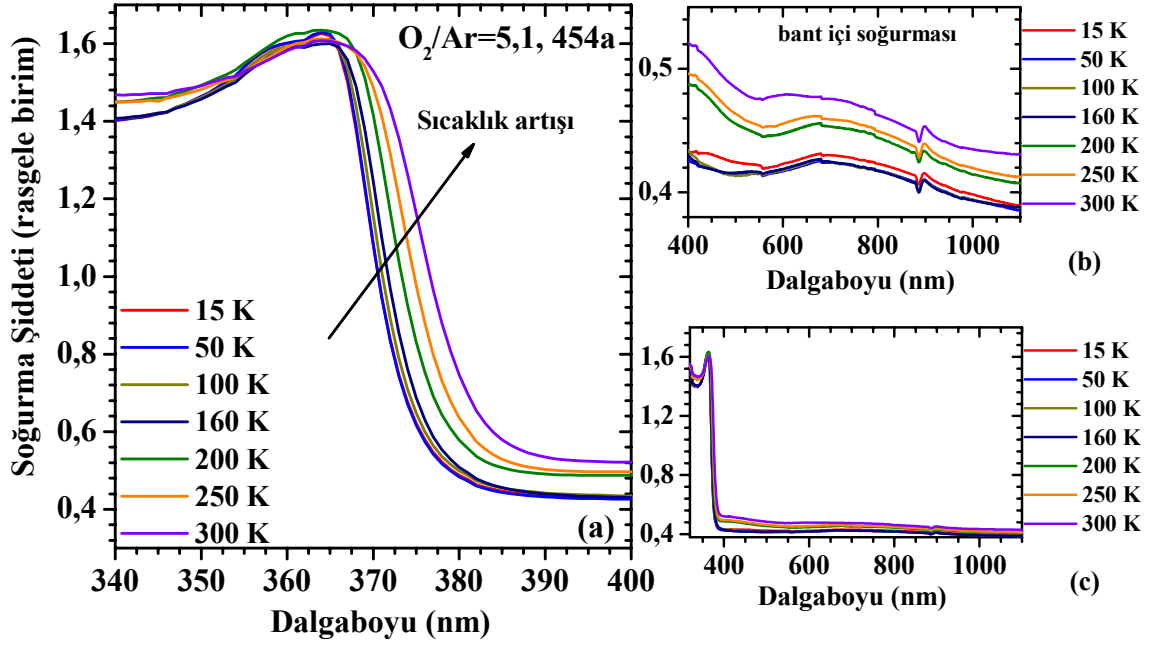
Şekil 4.8. O_2/Ar oranı 0,41 olan diğer filmin a) bant kenarı soğurmasının b) bant içi soğurmasının c) 320-1100 nm arasındaki genel soğurma spektrumunun gösterimi



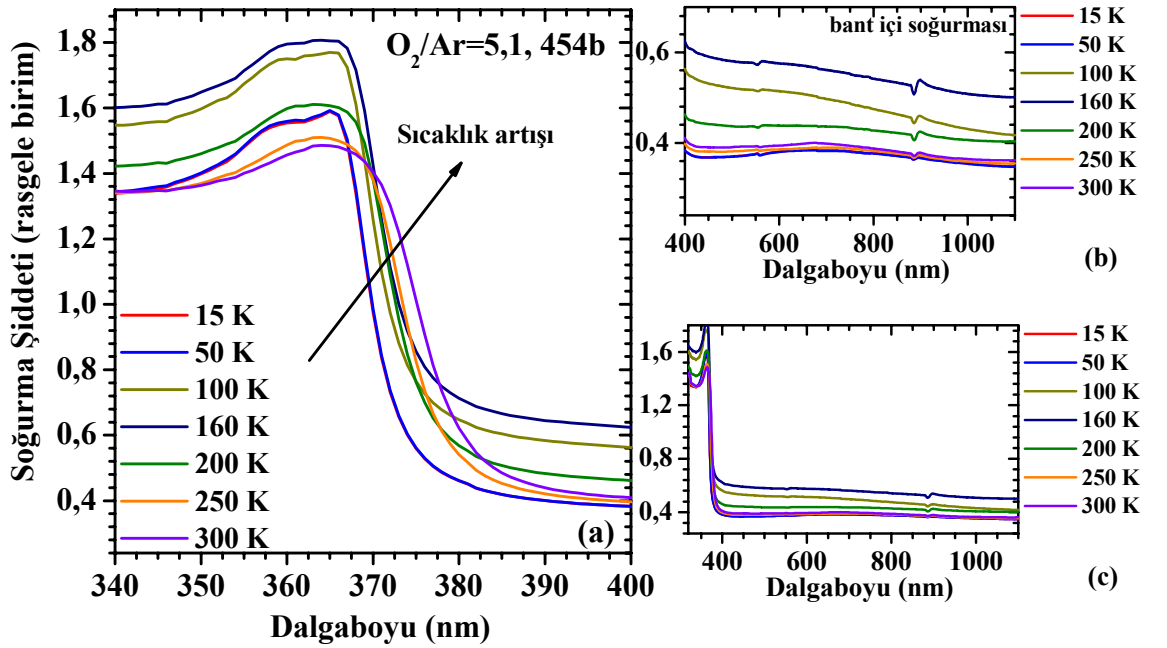
Şekil 4.9. O_2/Ar oranı 1,41 olan filmin a) bant kenarı soğurmasının b) bant içi soğurmasının c) 320-1100 nm arasındaki genel soğurma spektrumunun gösterimi



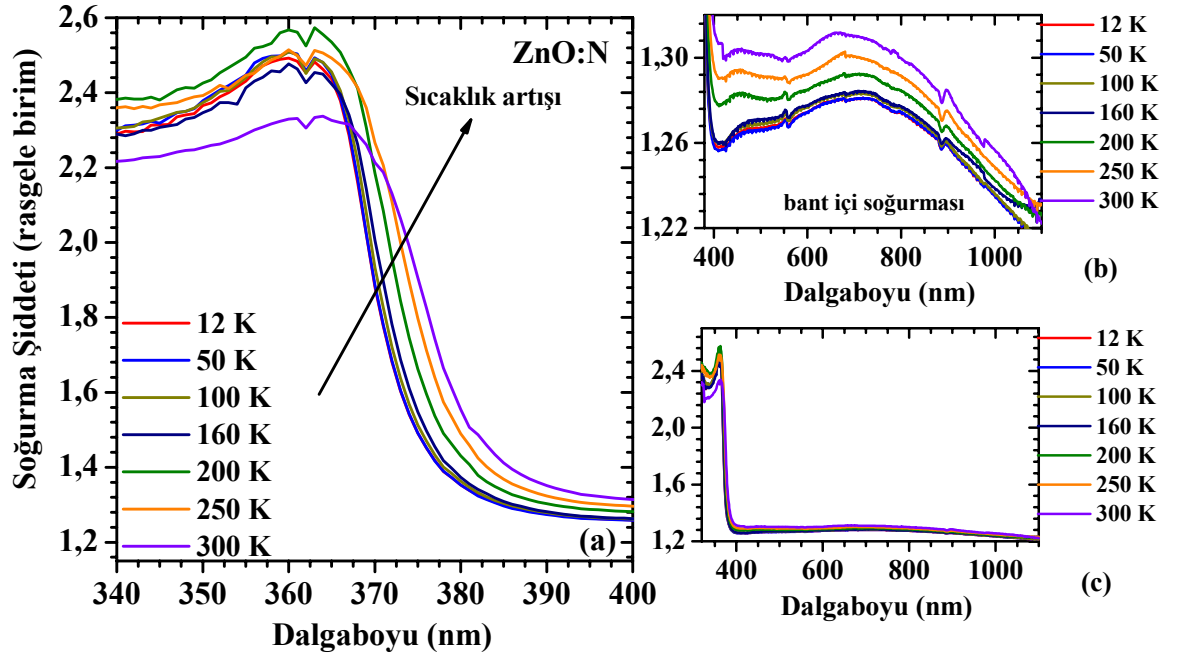
Şekil 4.10. O_2/Ar oranı 1,41 olan diğer filmin a) bant kenarı soğurmasının b) bant içi soğurmasının c) 320-1100 nm arasındaki genel soğurma spektrumunun gösterimi



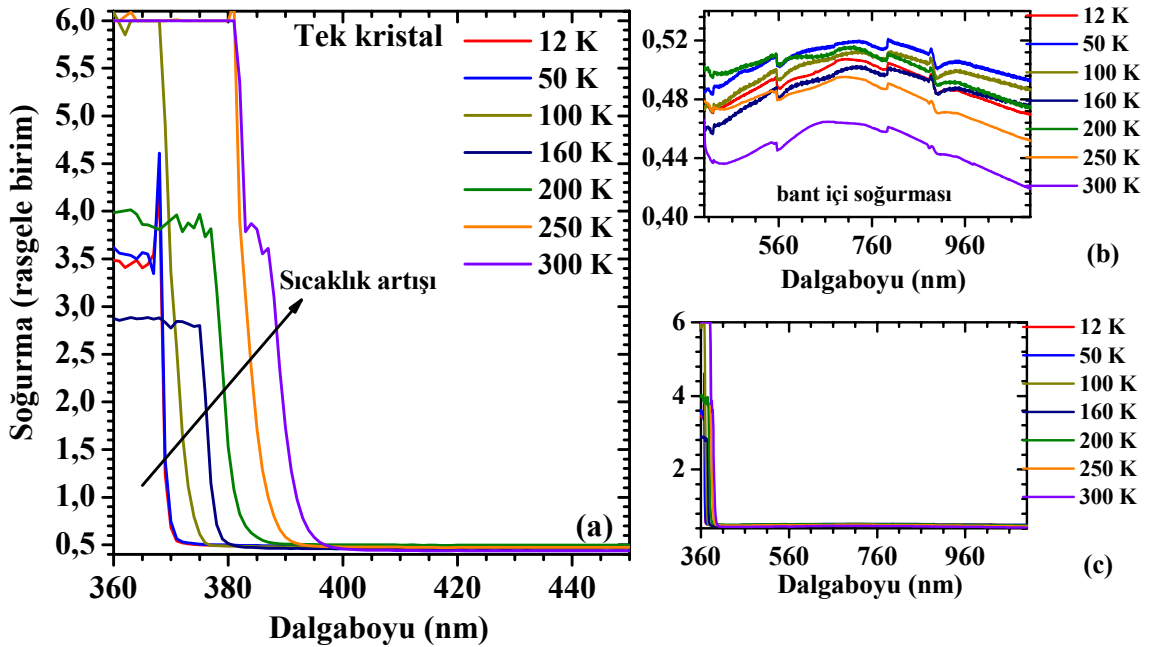
Şekil 4.11. O_2/Ar oranı 5,1 olan filmin a) bant kenarı soğurmasının b) bant içi soğurmasının c) 320-1100 nm arasındaki genel soğurma spektrumunun gösterimi



Şekil 4.12. O_2/Ar oranı 5,1 olan diğer filmin a) bant kenarı soğurmasının b) bant içi soğurmasının c) 320-1100 nm arasındaki genel soğurma spektrumunun gösterimi



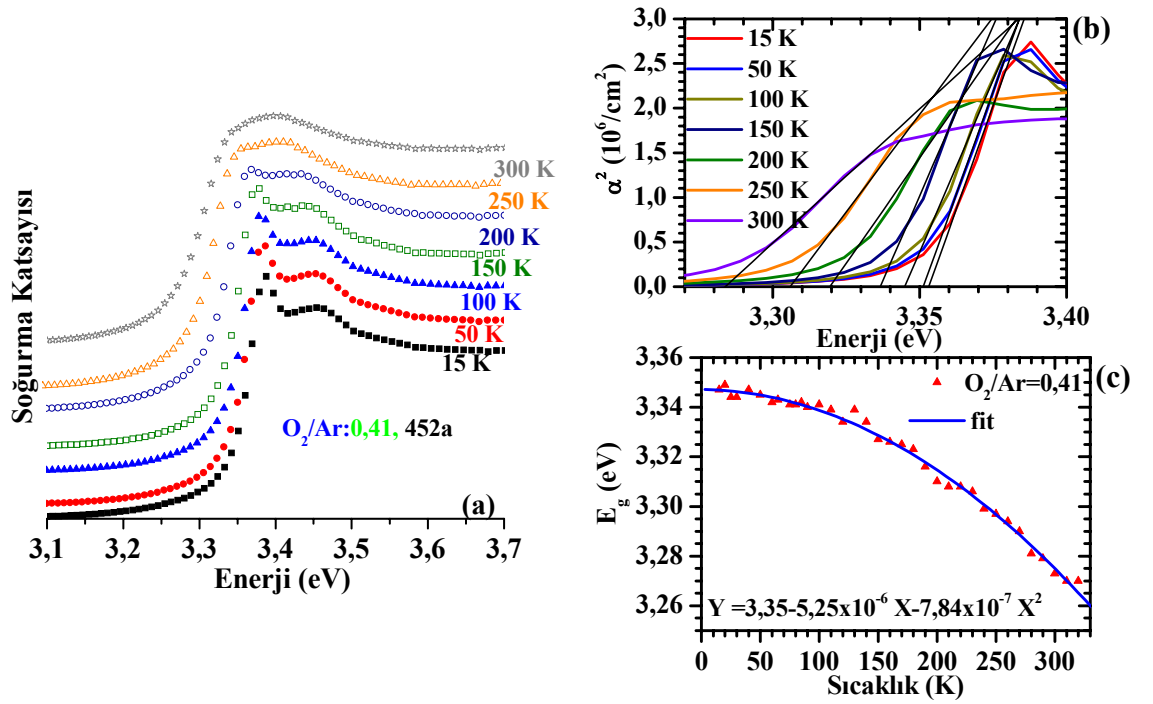
Şekil 4.13. O_2/Ar oranı 17 olan ve N ile katılanmış filmin a) bant kenarı soğurmasının b) bant içi soğurmasının c) 320-1100 nm arasındaki genel soğurma spektrumunun gösterimi



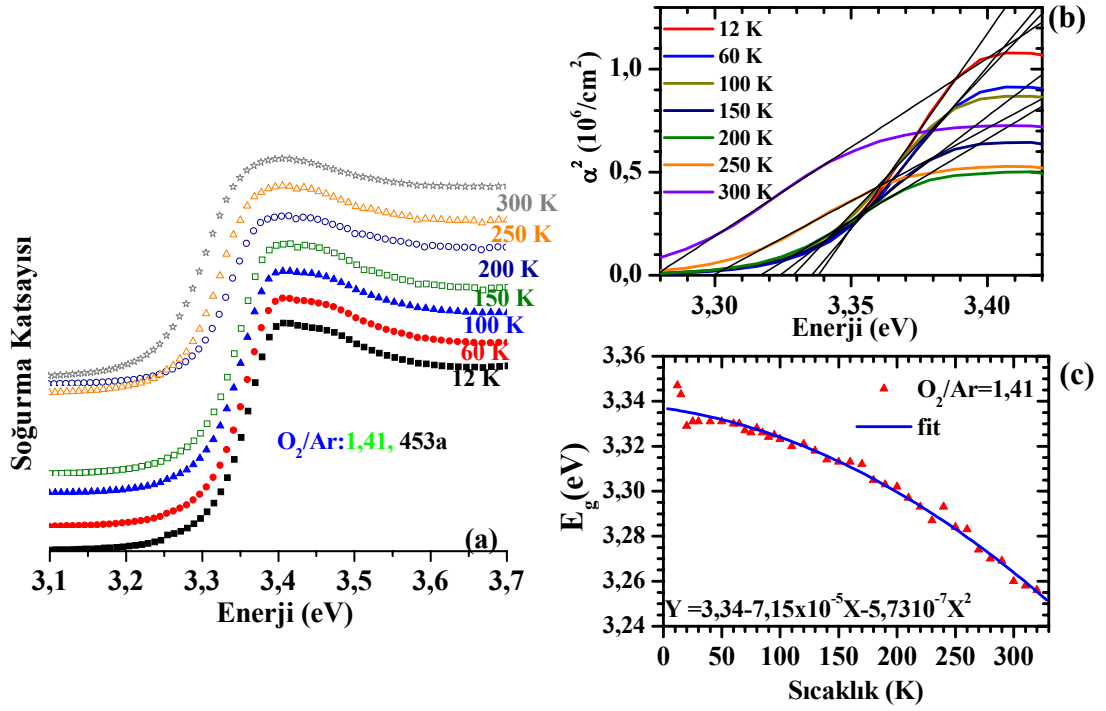
Şekil 4.14. Tek kristal numunenin a) bant kenarı soğurmasının b) bant içi soğurmasının c) 320-1100 nm arasındaki genel soğurma spektrumunun gösterimi

Yukarıdaki Şekil 4.7 ile 4.14 arasında ham soğurma dataları verilen ince filmlerin yasak enerji aralıklarının belirlenmesi ve şiddetleri arasında yorum yapılabilmesi için tüm soğurma verileri soğurma katsayısına bölüm 3.2.2.1’de verilen denklem 3.11 yardımıyla dönüştürüldü. Soğurma katsayılarının elde edilmesi ile soğurma olayı ile ilgili nicel bir veri elde edilmiş oldu.

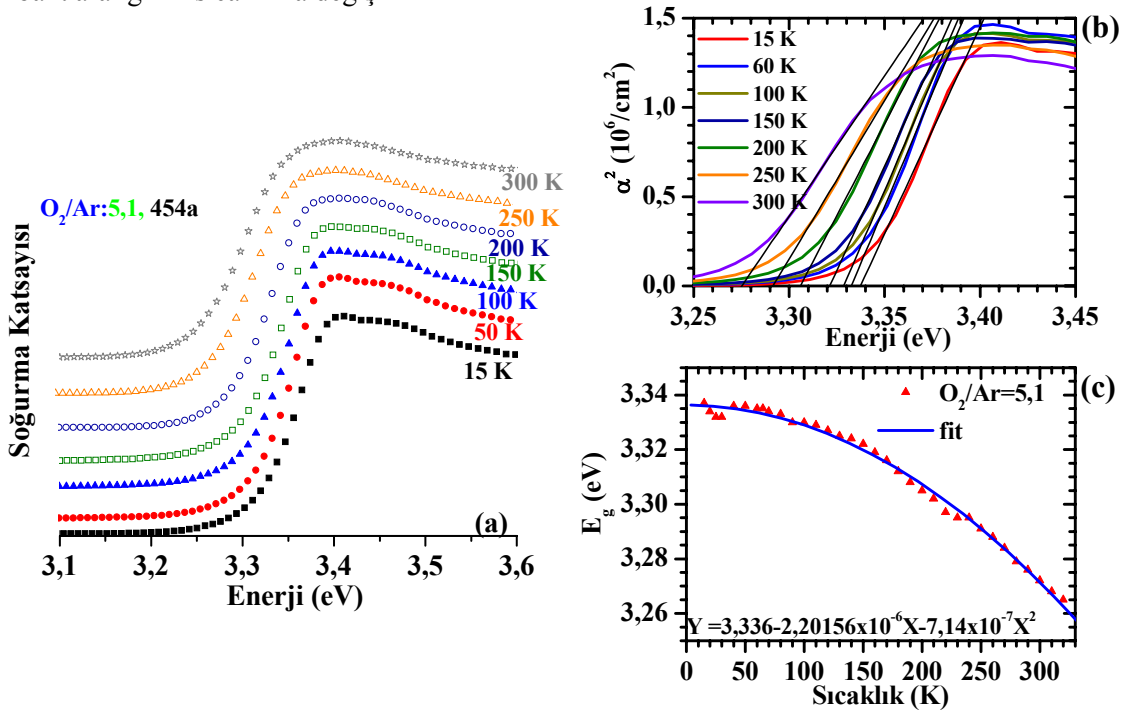
Şekil 4.15 ile 4.19 arasında üç farklı O₂/Ar oranı için (0,41, 1,41 ve 5,1), Azot katkılı film için ve tek kristal için soğurma katsayıları, soğurma katsayısının karesi (yasak enerji aralığının hesaplanması) ve yasak enerji aralığının değişimi gösterilmiştir.



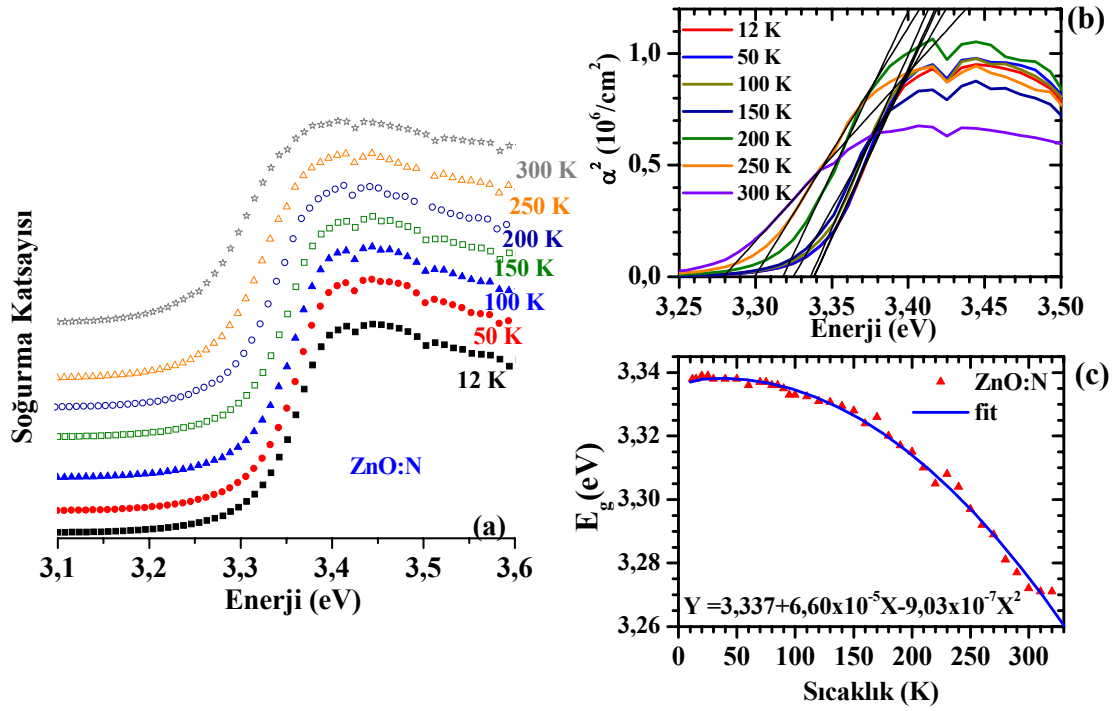
Şekil 4.15. O₂/Ar oranı 0,41 olan ZnO ince filminin a) soğurma katsayısının (şekil eksitonik geçişlerin daha iyi gözlenmesi için üst üste çizilmiştir) b) soğurma katsayısının karesinin ve c) bant aralığının sıcaklıkla değişimi



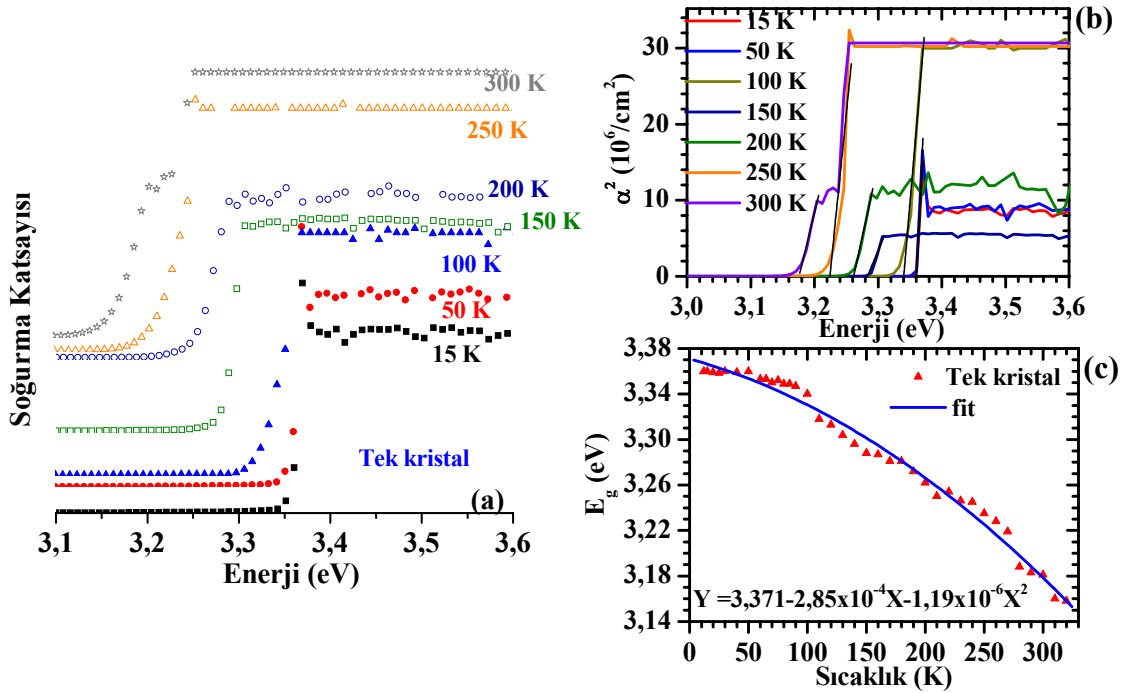
Şekil 4.16. O_2/Ar oranı 1,41 olan ZnO ince filminin a) soğurma katsayısının (şekil eksitonik geçişlerin daha iyi gözlenmesi için üst üste çizilmiştir) b) soğurma katsayısının karesinin ve c) bant aralığının sıcaklıkla değişimi



Şekil 4.17. O_2/Ar oranı 5,1 olan ZnO ince filminin a) soğurma katsayısının (şekil eksitonik geçişlerin daha iyi gözlenmesi için üst üste çizilmiştir) b) soğurma katsayısının karesinin ve c) bant aralığının sıcaklıkla değişimi



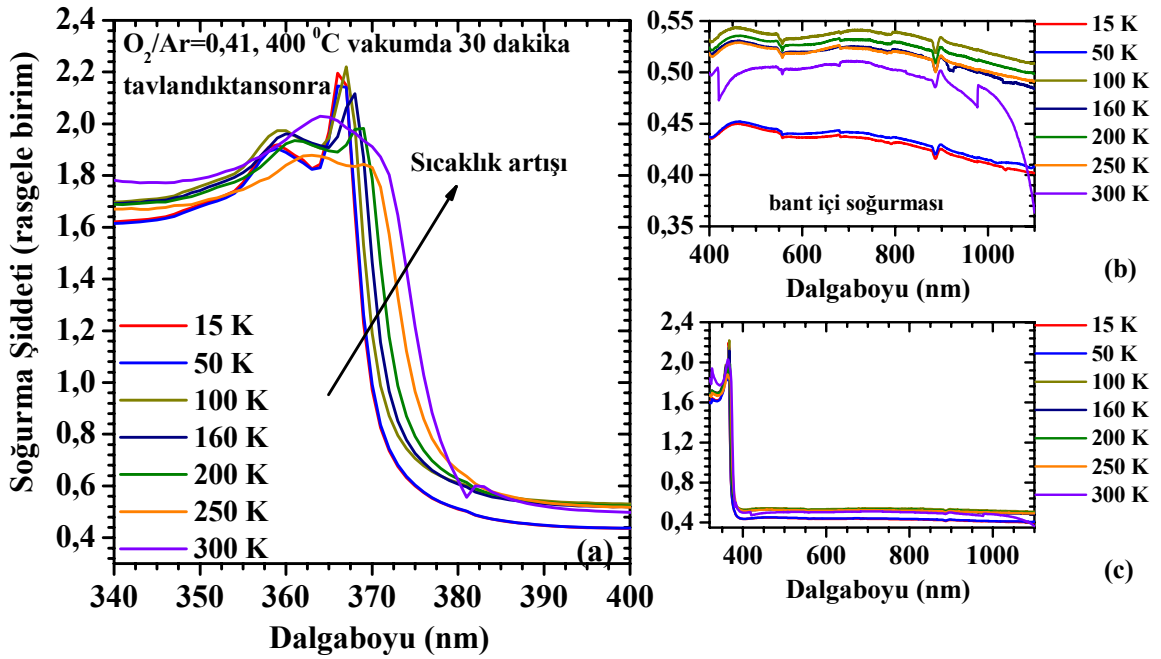
Şekil 4.18. Azot katkılı ZnO:N ince filminin a) soğurma katsayısının (şekil eksitonik geçişlerin daha iyi gözlenmesi için üst üste çizilmiştir) b) soğurma katsayısının karesinin ve c) bant aralığının sıcaklıkla değişimi



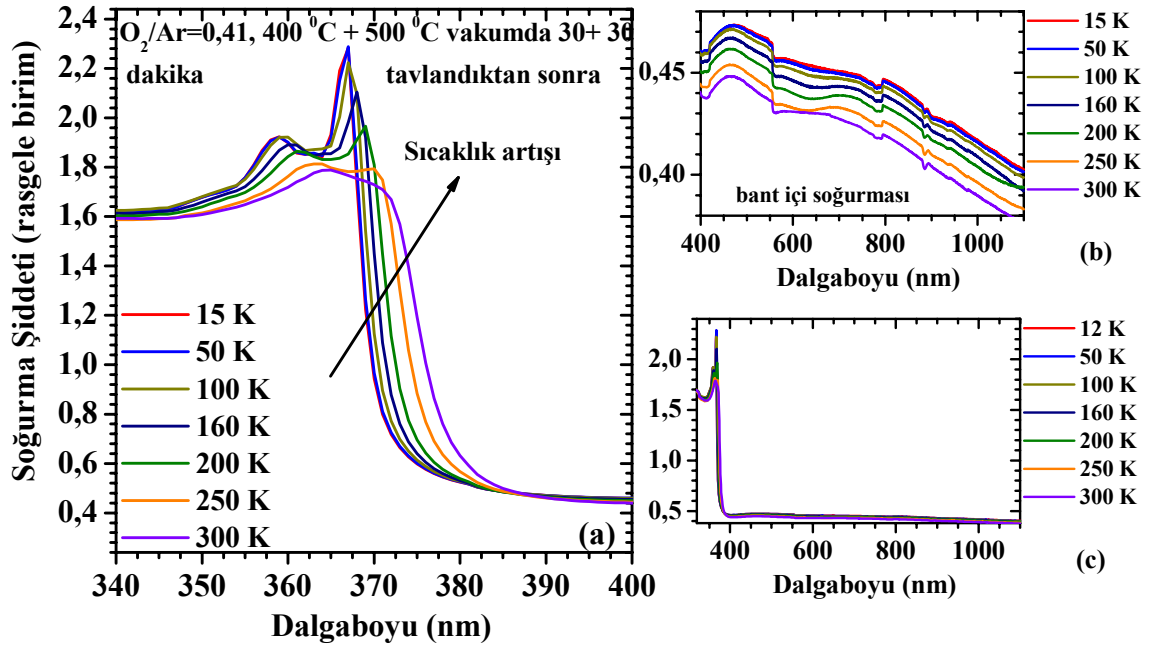
Şekil 4.19. Tek kristal malzemenin a) soğurma katsayısının (şekil eksitonik geçişlerin daha iyi gözlenmesi için üst üste çizilmiştir) b) soğurma katsayısının karesinin ve c) bant aralığının sıcaklıkla değişimi

4.2.1.a. Tavlamanın etkisi

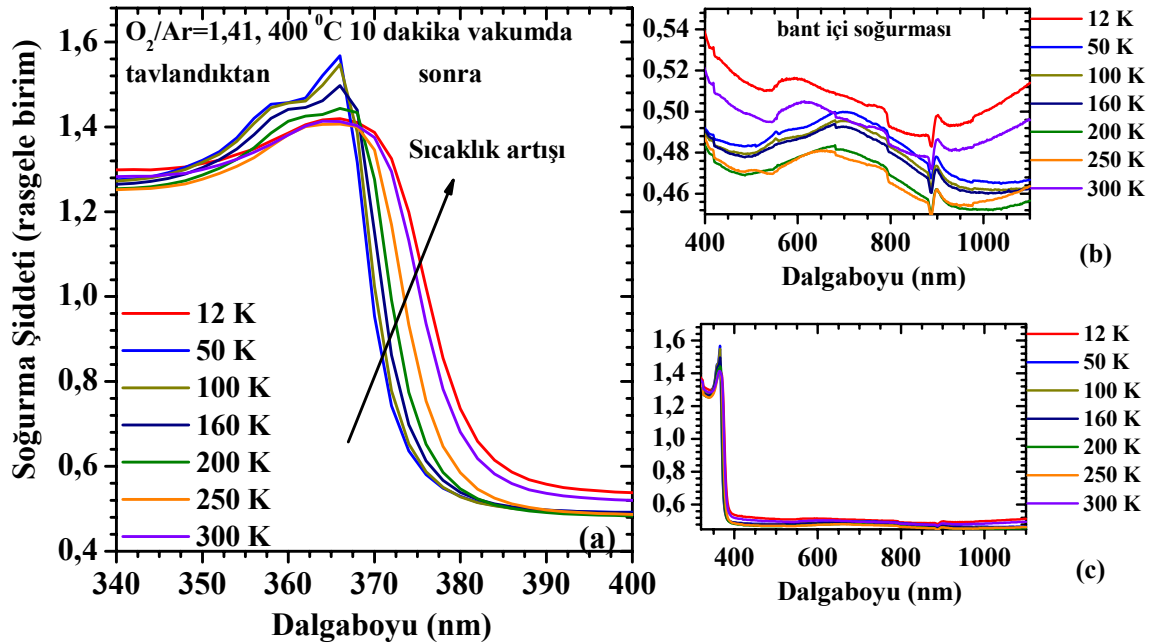
Vakumda tavlama işleminin etkisinin anlaşılması için bazı numuneler farklı sıcaklık ve sürelerde tavlama işlemine maruz bırakılmıştır. 452a numunesi ve 453a numunesi seri bir takım vakum tavlama işlemine maruz bırakılmışlardır. 452a numunesi ($O_2/Ar=0,41$) ilk önce 30 dakika $400^\circ C$ derecede tavlandıktan sonra ölçümler alınmış ve arkasından 30 dakika $500^\circ C$ 'de tavlansak ölçümler yinelenmiştir. 453a numunesi ise vakum ortamında $400^\circ C$ 10 dakika tavlansak sonra sıcaklığa bağlı soğurma ölçümleri alındı ve bu ölçümler 20 dakika, 30 dakika, 40 dakika, 50 dakika ve 60 dakika tavlama ile tekrarlanmıştır. Alınan soğurma ölçümleri sıcaklığın bir fonksiyonu olarak 452a numunesi için grafikleri Şekil 4.20 ve 4.21'de 453a numunesi için Şekil 4.22-4.27 arasında gösterilmiştir.



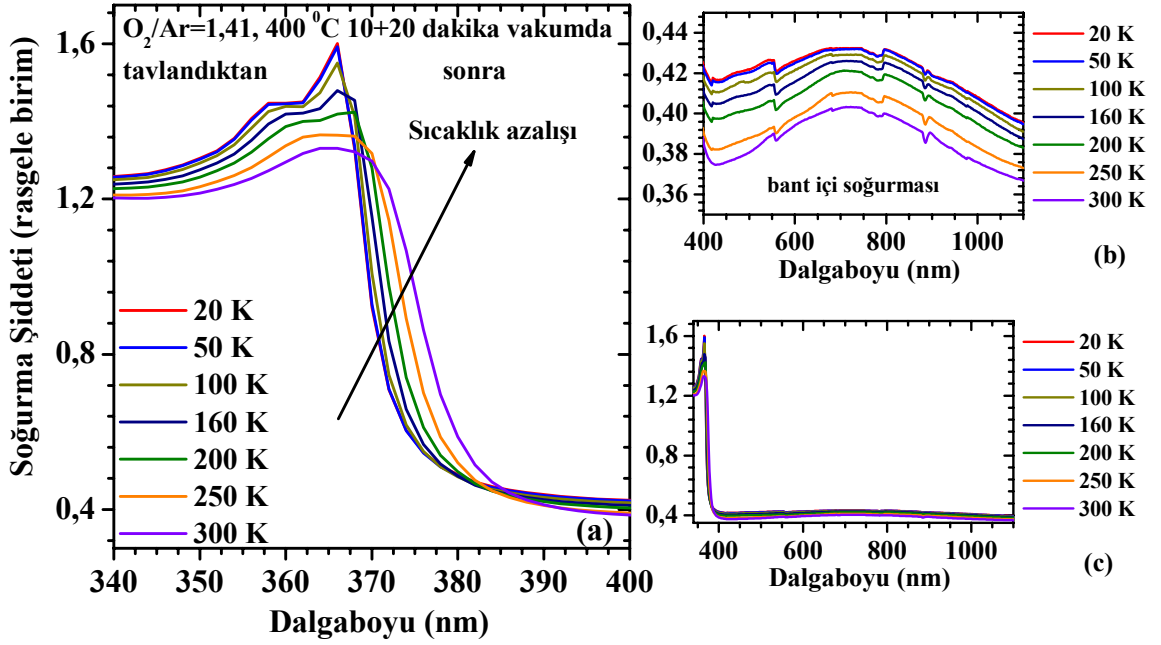
Şekil 4.20. O_2/Ar oranı 0,41 (452a) olan ve $400^\circ C$ 'de vakum ortamında 30 dakika tavlandıktan sonra filmin a) bant kenarı soğurmasının b) bant içi soğurmasının c) 320-1100 nm arasındaki genel soğurma spektrumunun gösterimi



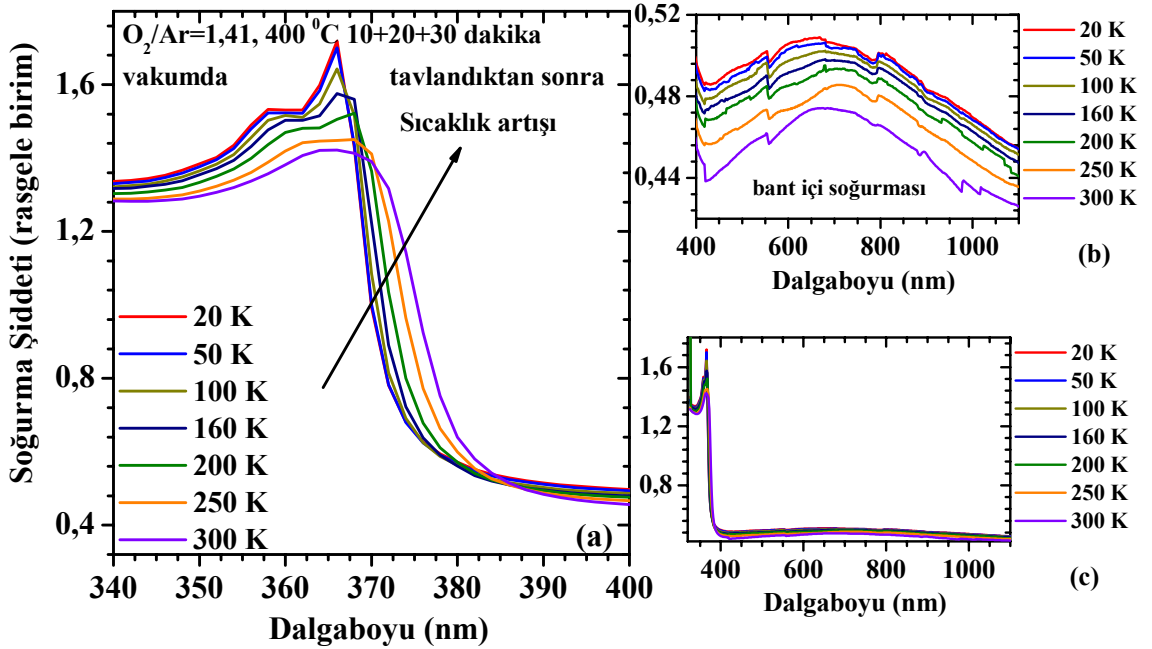
Şekil 4.21. O_2/Ar oranı 0,41 (452a) olan ve $400^\circ C$ 'de vakum ortamında 30 dakika tavlamanın ardından $500^\circ C$ 'de yine vakumda 30 dakika tavlandıktan sonra filmin a) bant kenarı soğurmasının b) bant içi soğurmasının c) 320-1100 nm arasındaki genel soğurma spektrumunun gösterimi



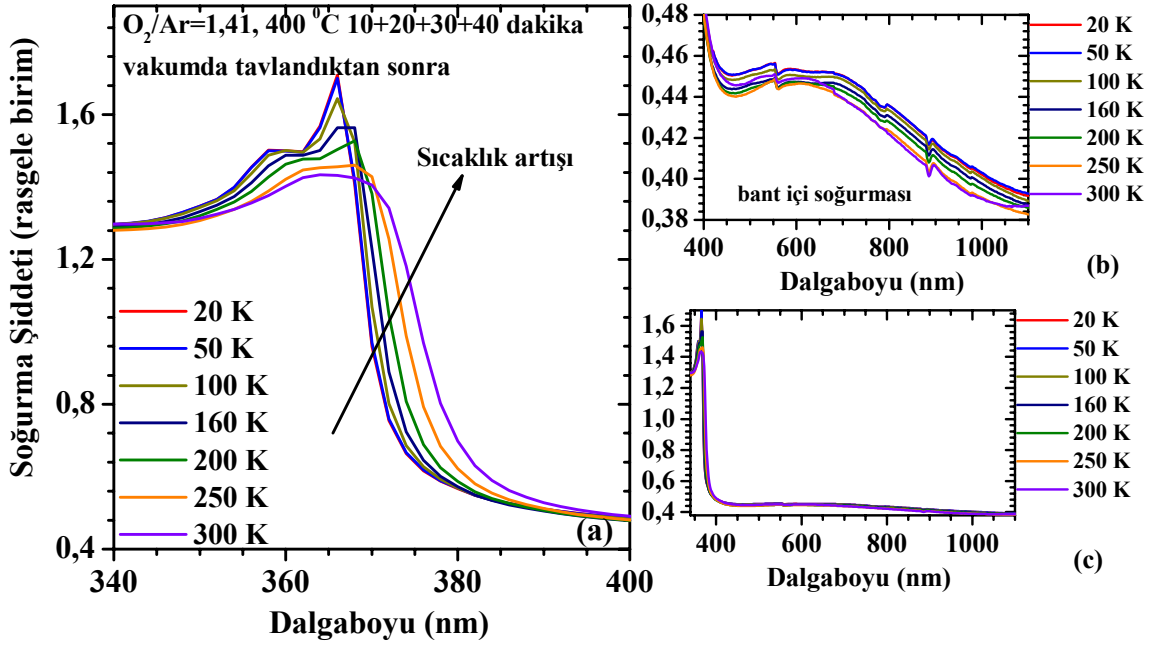
Şekil 4.22. O_2/Ar oranı 1,41 (453a) olan ve $400^\circ C$ 'de vakum ortamında 10 dakika tavlamanın ardından filmin a) bant kenarı soğurmasının b) bant içi soğurmasının c) 320-1100 nm arasındaki genel soğurma spektrumunun gösterimi



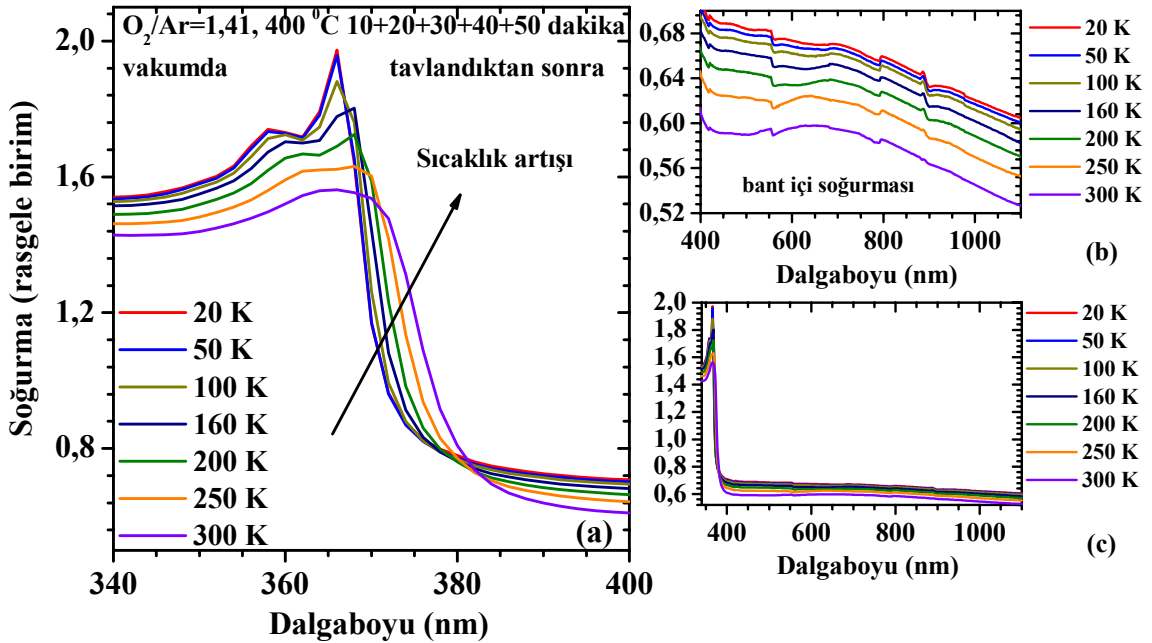
Şekil 4.23. O₂/Ar oranı 1,41 (453a) olan ve 400°C'de vakum ortamında 10+20 dakika tavlamanın ardından filmin a) bant kenarı soğurmasının b) bant içi soğurmasının c) 320-1100 nm arasındaki genel soğurma spektrumunun gösterimi



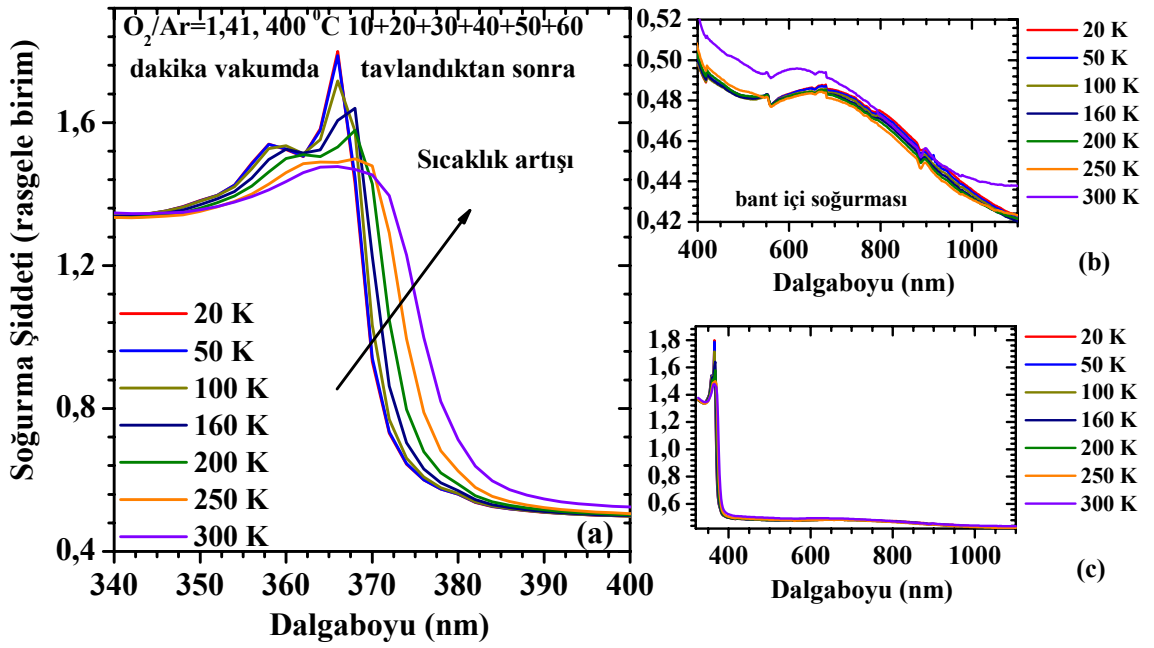
Şekil 4.24. O₂/Ar oranı 1,41 (453a) olan ve 400°C'de vakum ortamında 10+20+30 dakika tavlamanın ardından filmin a) bant kenarı soğurmasının b) bant içi soğurmasının c) 320-1100 nm arasındaki genel soğurma spektrumunun gösterimi



Şekil 4.25. O₂/Ar oranı 1,41 (453a) olan ve 400°C’de vakum ortamında 10+20+30+40 dakika tavlamanın ardından filmin **a)** bant kenarı soğurmasının **b)** bant içi soğurmasının **c)** 320-1100 nm arasındaki genel soğurma spektrumunun gösterimi

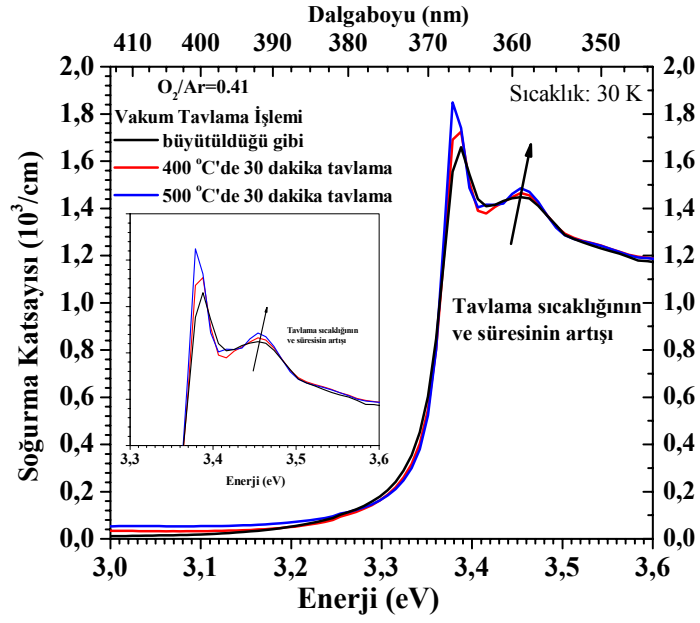


Şekil 4.26. O₂/Ar oranı 1,41 (453a) olan ve 400°C’de vakum ortamında 10+20+30+40+50 dakika tavlamanın ardından filmin **a)** bant kenarı soğurmasının **b)** bant içi soğurmasının **c)** 320-1100 nm arasındaki genel soğurma spektrumunun gösterimi

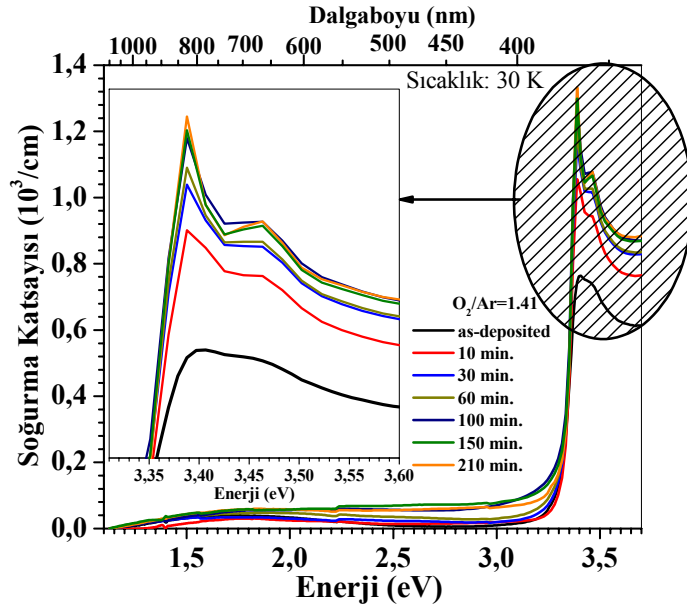


Şekil 4.27. O₂/Ar oranı 1,41 (453a) olan ve 400°C’de vakum ortamında 10+20+30+40+50+60 dakika tavlamanın ardından filmin **a)** bant kenarı soğurmasının **b)** bant içi soğurmasının **c)** 320-1100 nm arasındaki genel soğurma spektrumunun gösterimi

Yine tavlama işlemlerinin ardından alınan soğurma ölçümleri de soğurma katsayısına dönüştürülmüştür. Tavlama işleminin etkisinin anlaşılması için 30 K sıcaklığında hem 452a hem de 453 a numuneleri için elde edilen sonuçlar Şekil 4.28 ve 4.29’da verilmiştir.



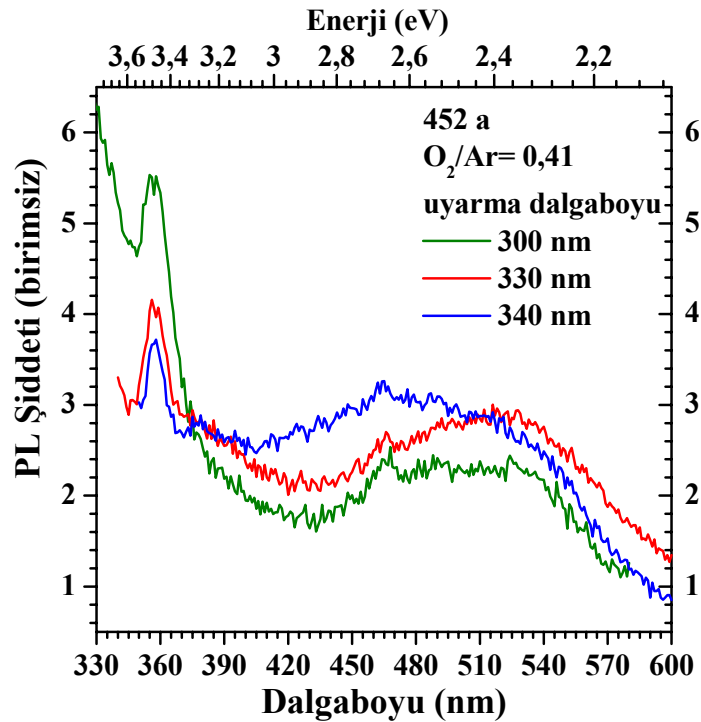
Şekil 4.28. Tavlama işlemleri sonucunda O₂/Ar oranı 0,41 (452a) olan malzemenin 30 K sıcaklığındaki soğurma katsayısının enerji ile değişimi



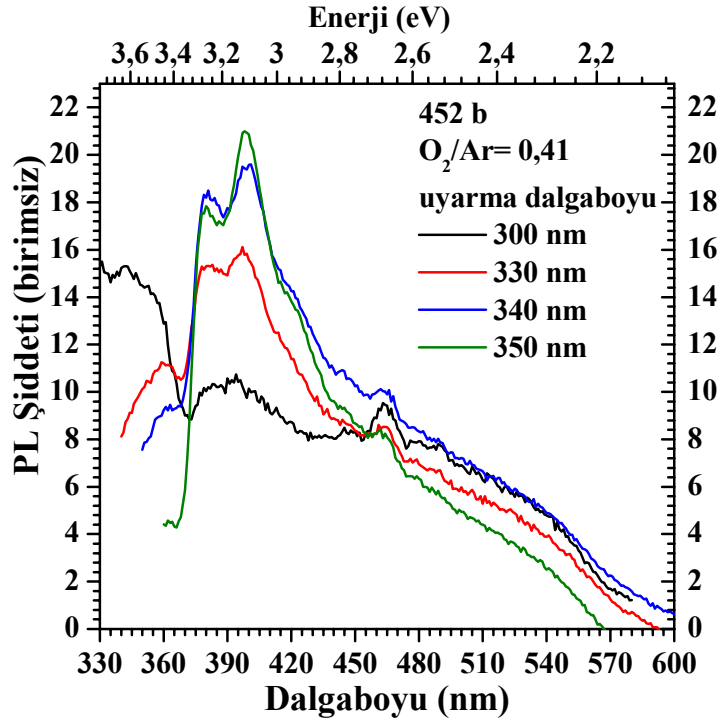
Şekil 4.29. Tavlama işlemleri sonucunda O₂/Ar oranı 1,41 (453a) olan malzemenin 30 K sıcaklığındaki soğurma katsayısının enerji ile değişimi

4.2.2. Fotolüminesans

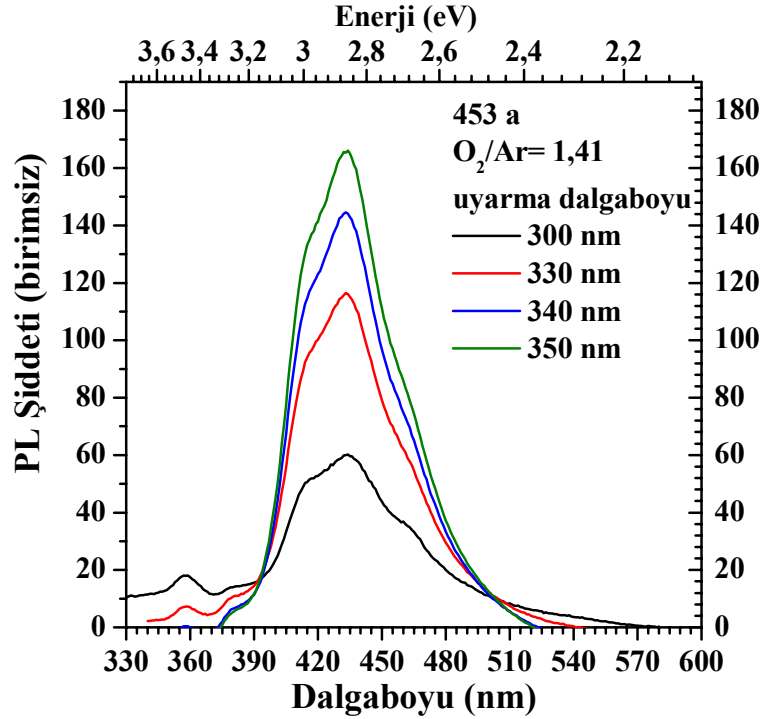
PL ve hayat süresi ölçümleri üniversitemizin kimya bölümünde bulunan ve bölüm 3’de şematik diyagramı verilen bir sistemle gerçekleştirilmiştir. PL ölçümlerinde uyarma ışığı kaynağı olarak Xe lamba kullanılmıştır ve ölçümler dalgaboyuna bağlı olarak 290-600 nm aralığında oda sıcaklığında yapılmıştır. Ölçümler her bir numune için 300, 330, 340 ve 350 nm uyarma ışığı kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Bu dalgaboylarının hepsi ZnO malzemenin yasak enerji aralığından büyüktür ve elektron-hol çifti oluşturmak için uygundur. Farklı dalgaboylarında kullanılan ışık kaynağının şiddeti ve gücü farklı olacağından numuneler üzerinde farklı ayırım güçlerine sahip olabileceklerdir. Bu anlamda ölçümler genel olarak 4 farklı dalgaboyunda gerçekleştirilmiştir. Şekil 4.30 ile 4.38 arasında farklı O₂/Ar oranlarında büyütülmüş filmlerin tek kristal ve külçe ZnO malzemelerinin alınmış PL sonuçları enerji ve dalgaboyuna bağlı olarak verilmiştir.



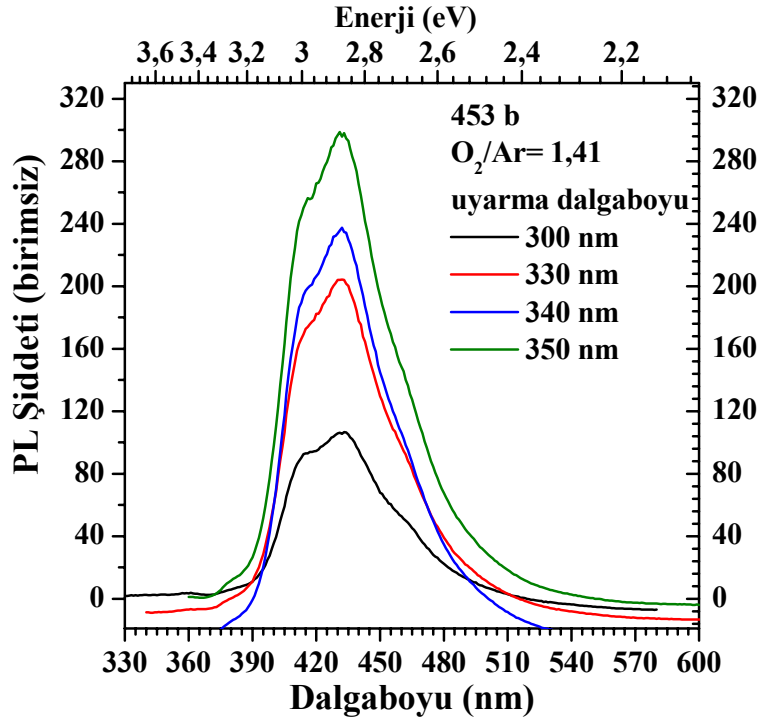
Şekil 4.30. O₂/Ar oranı 0,41 (452a) olan ince filmin oda sıcaklığındaki PL ölçümünün dalgaboyu ve enerjiye karşı gösterimi. Numune 400 °C’de 30 dakika ve 500 °C’de 30 dakika tavlandıktan sonra alınmıştır.



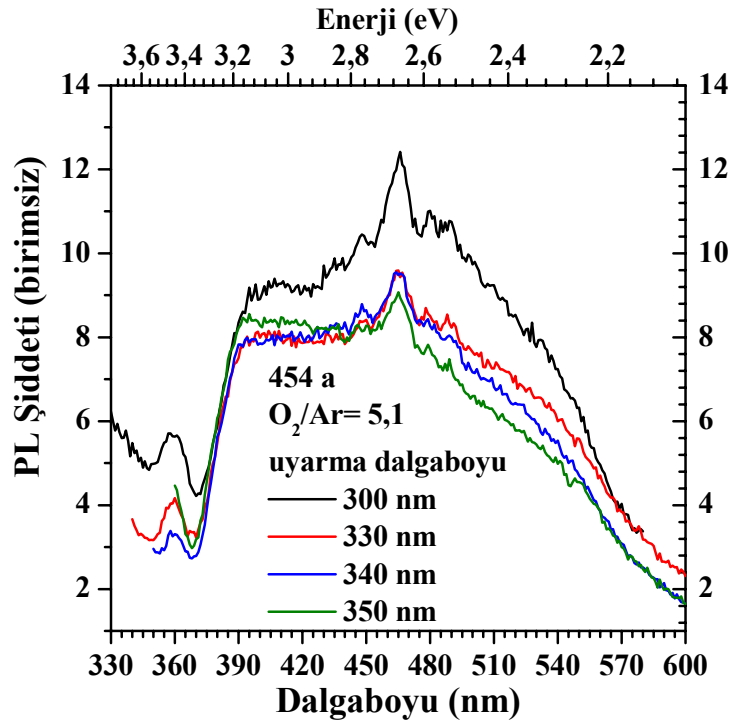
Şekil 4.31. O_2/Ar oranı 0,41 (452b) olan ince filmin oda sıcaklığındaki PL ölçümünün dalgaboyu ve enerjiye karşı gösterimi.



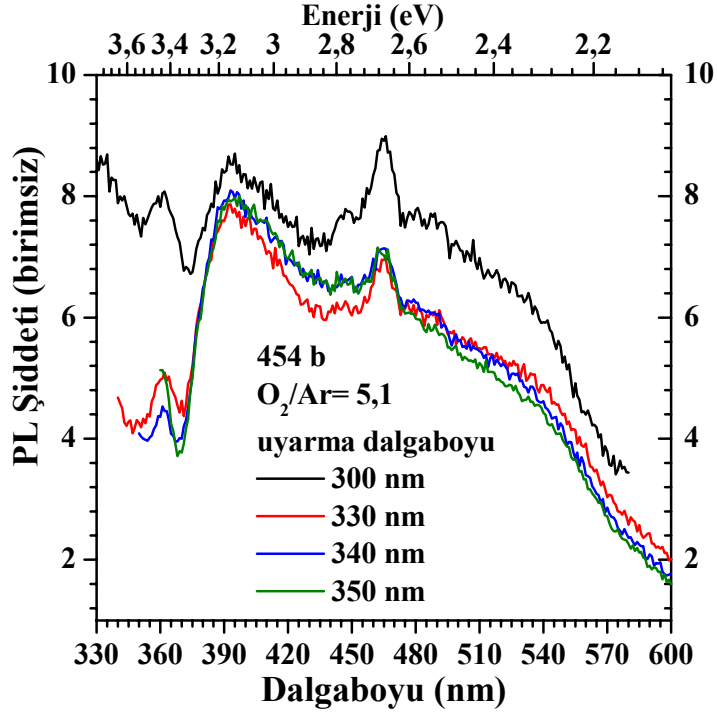
Şekil 4.32. O_2/Ar oranı 1,41 (452b) olan ince filmin oda sıcaklığındaki PL ölçümünün dalgaboyu ve enerjiye karşı gösterimi. Ölçüm numunenin $400\text{ }^{\circ}\text{C}$ 'de toplam 210 dakika tavlandıktan sonra alınmıştır.



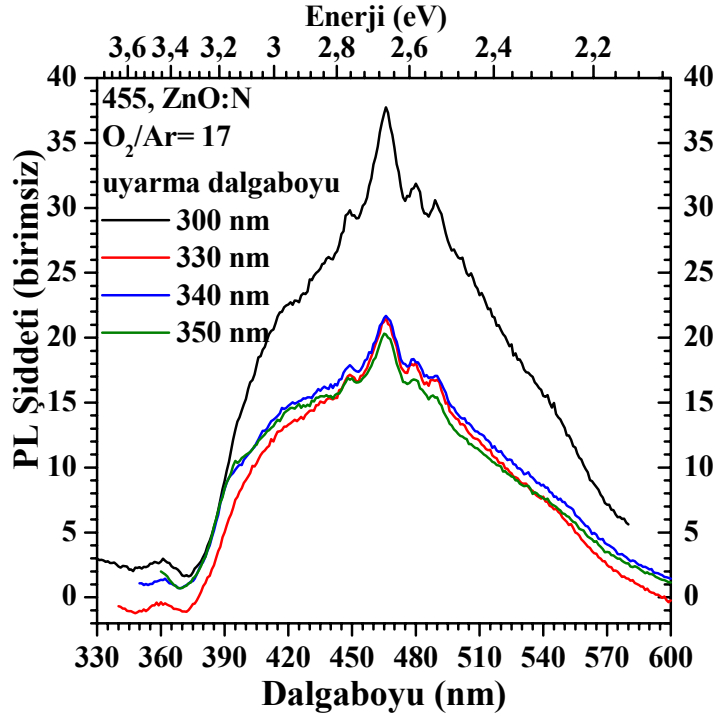
Şekil 4.33. O₂/Ar oranı 1,41 (452b) olan ince filmin oda sıcaklığındaki PL ölçümünün dalgaboyu ve enerjiye karşı gösterimi



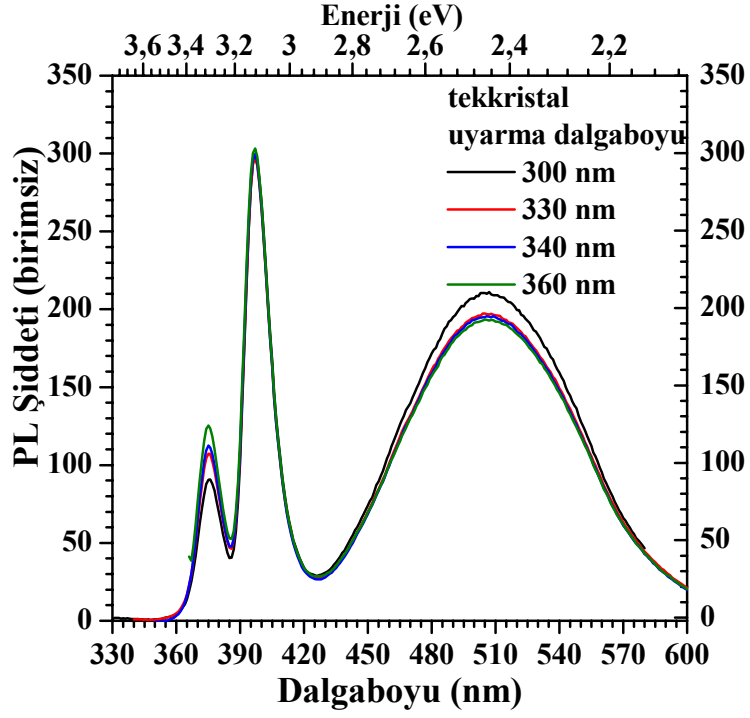
Şekil 4.34. O₂/Ar oranı 5,1 (454a) olan ince filmin oda sıcaklığındaki PL ölçümünün dalgaboyu ve enerjiye karşı gösterimi



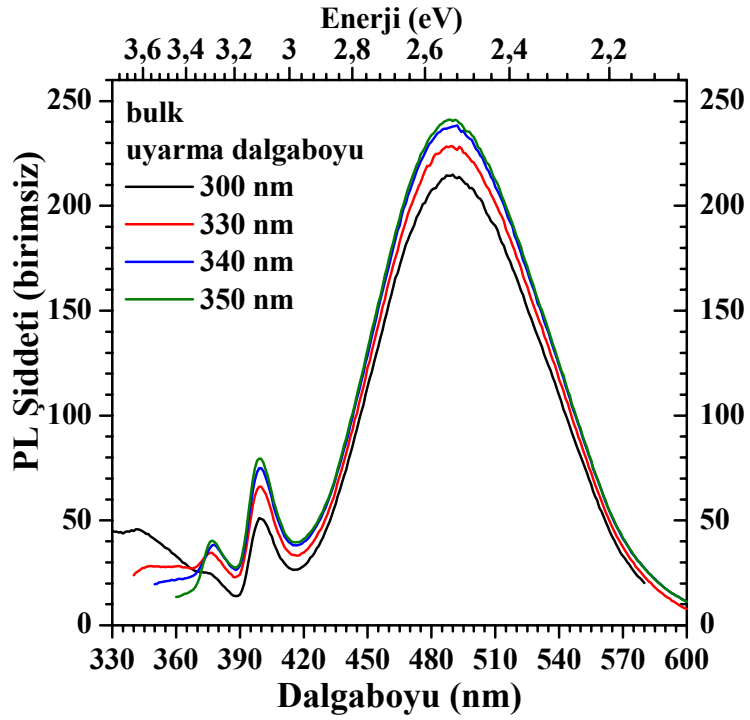
Şekil 4.35. O_2/Ar oranı 5,1 (454b) olan ince filmin oda sıcaklığındaki PL ölçümünün dalgaboyu ve enerjiye karşı gösterimi



Şekil 4.36. O_2/Ar oranı 17 olan ve N ile katkılanmış (455) olan ince filmin oda sıcaklığındaki PL ölçümünün dalgaboyu ve enerjiye karşı gösterimi

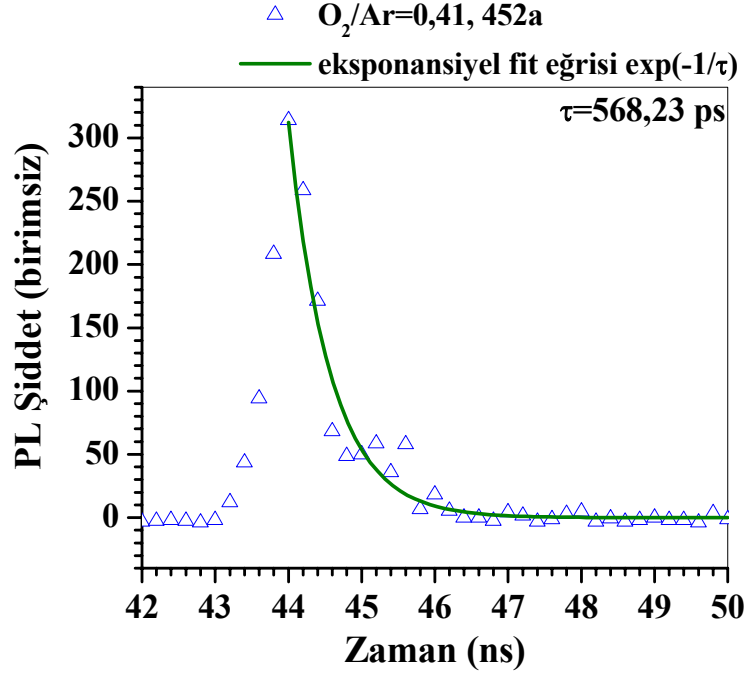


Şekil 4.37. Tek kristal malzemenin oda sıcaklığındaki PL ölçümünün dalgaboyu ve enerjiye karşı gösterimi

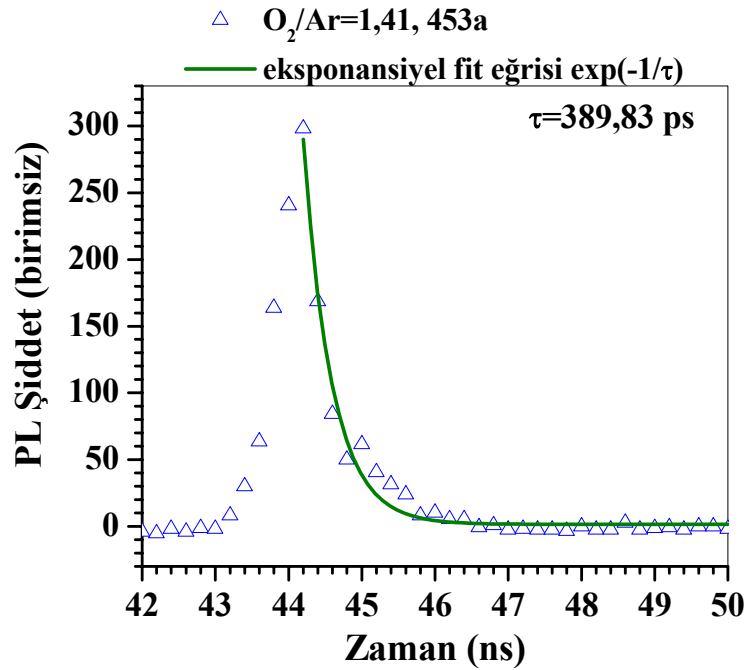


Şekil 4.38. Külçe malzemenin oda sıcaklığındaki PL ölçümünün dalgaboyu ve enerjiye karşı gösterimi

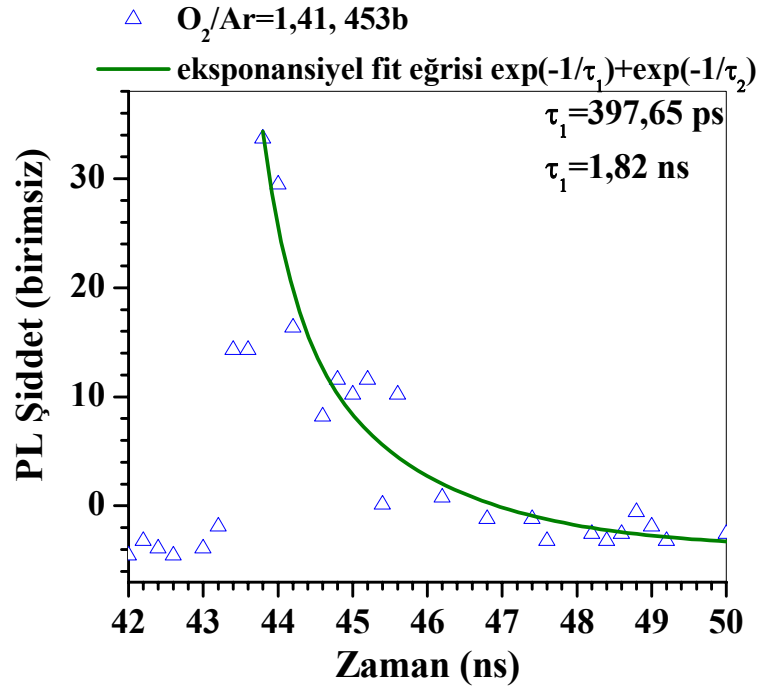
PL ölçümlerini ardından hayat süreleri yine bölüm 3'te şematik olarak verilen bir sistemle ölçümler alınmıştır. Alınan ölçümler ve ölçümler sonucunda yapılan eksponansiyel fitle hayat süreleri bulunmuş ve Şekil 4.39 ile 4.46 arasında verilmiştir.



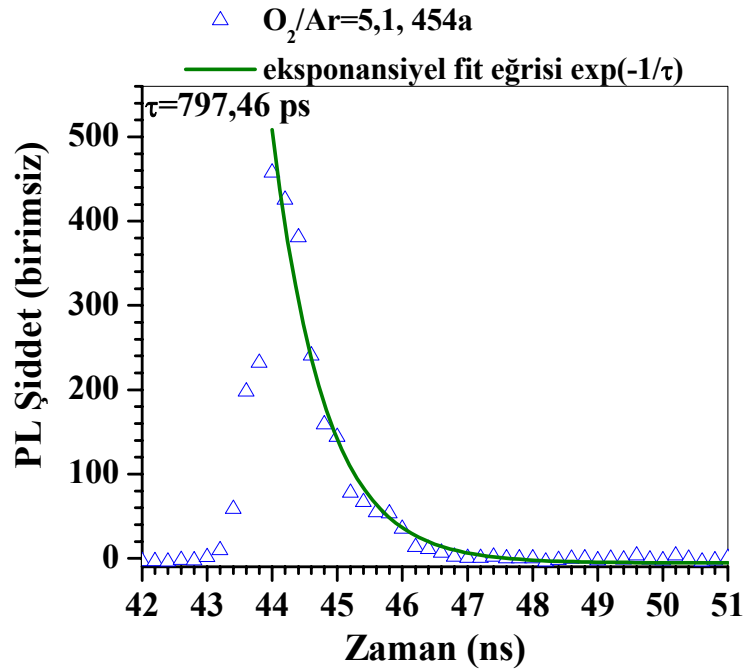
Şekil 4.39. O₂/Ar oranı 0,41 (452a) olan ince filmin oda sıcaklığındaki hayat süresi ölçümünün gösterimi



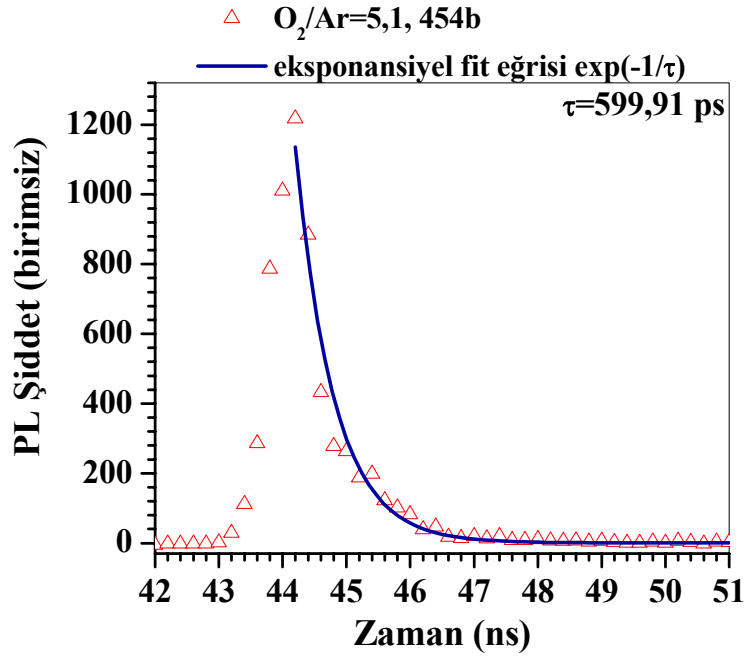
Şekil 4.40. O₂/Ar oranı 1,41 (453a) olan ince filmin oda sıcaklığındaki hayat süresi ölçümünün gösterimi



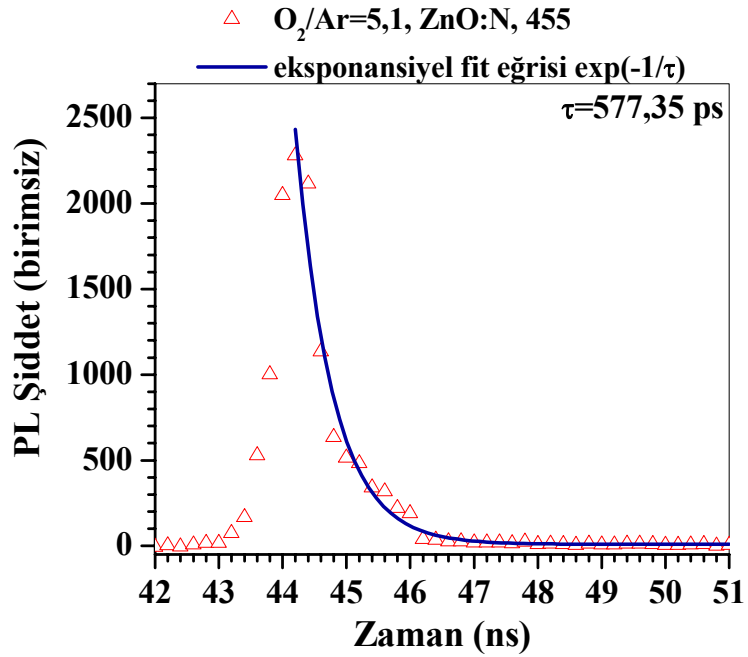
Şekil 4.41. O_2/Ar oranı 1,41 (453b) olan ince filmin oda sıcaklığındaki hayat süresi ölçümünün gösterimi



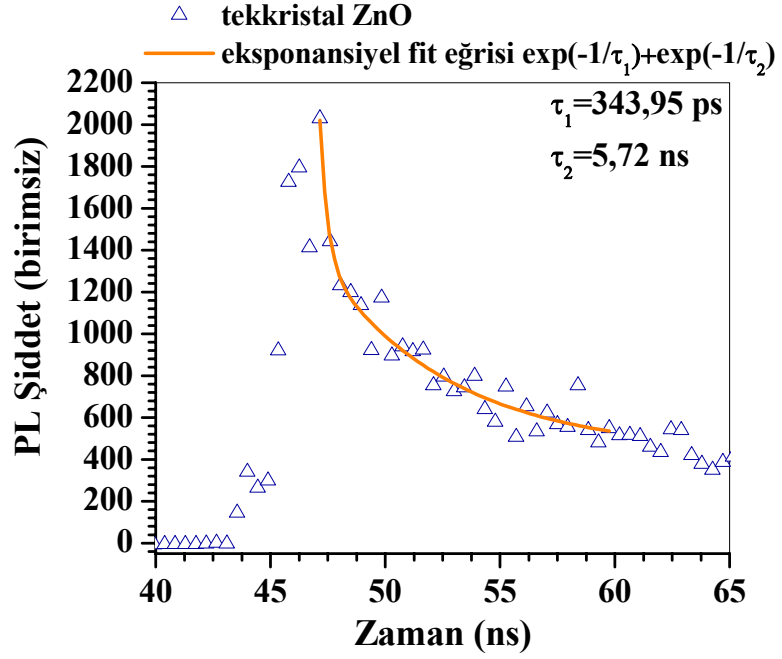
Şekil 4.42. O_2/Ar oranı 5,1 (454a) olan ince filmin oda sıcaklığındaki hayat süresi ölçümünün gösterimi



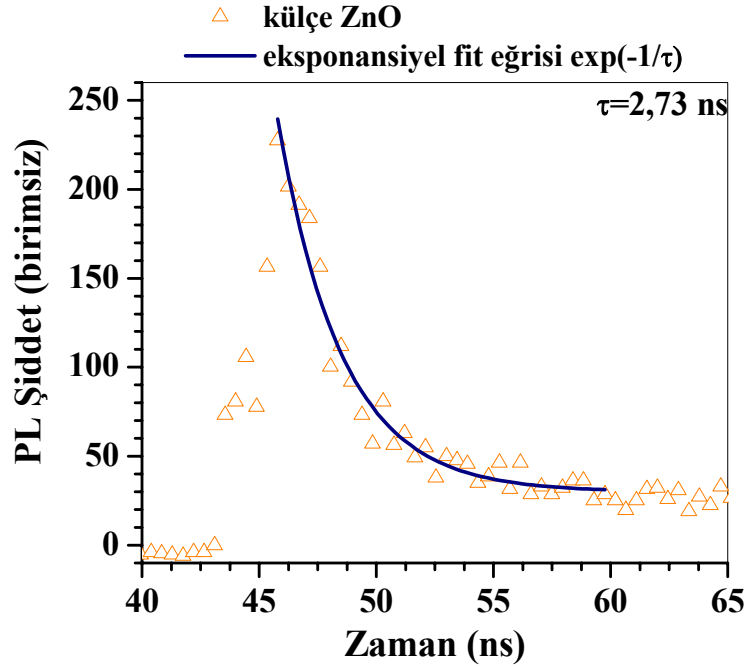
Şekil 4.43. O_2/Ar oranı 5,1 (454b) olan ince filmin oda sıcaklığındaki hayat süresi ölçümünün gösterimi



Şekil 4.44. O_2/Ar oranı 17 olan ve N ile katkılanmış ZnO:N (455) olan ince filmin oda sıcaklığındaki hayat süresi ölçümünün gösterimi



Şekil 4.45. Tek kristal olan malzemesinin oda sıcaklığındaki hayat süresi ölçümünün gösterimi



Şekil 4.46. Külçe olan malzemenin oda sıcaklığındaki hayat süresi ölçümünün gösterimi

Çizelge 4.3. Farklı O₂/Ar oranlarında büyütülmüş ince filmler ile tek kristal ve külçe numune için alınan hayat süreleri ölçümleri (τ_1 ve τ_2 serbest eksiton ve elektron için, sırasıyla)

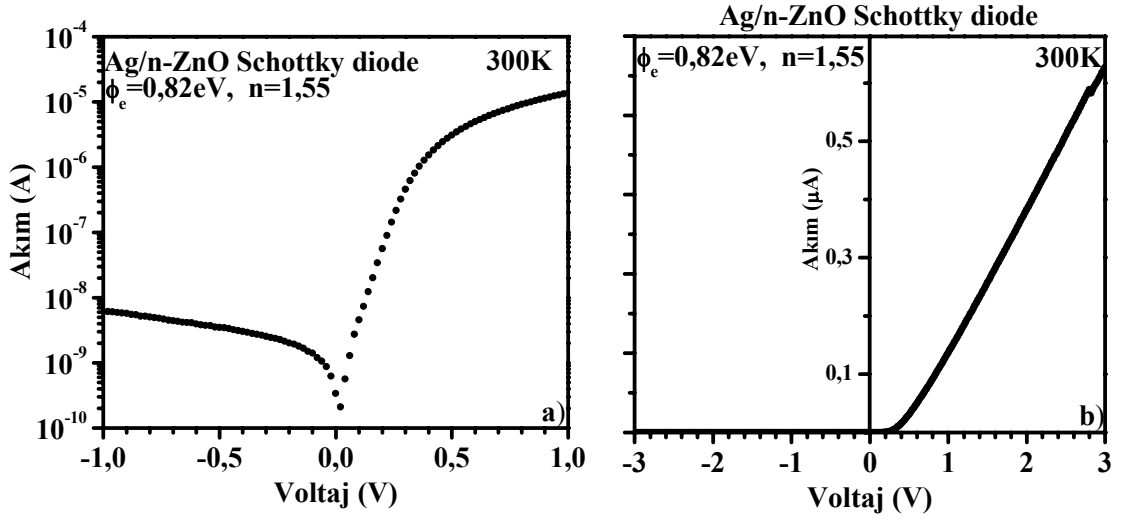
Numune Adı	O ₂ /Ar oranı	τ_1 (ps)	τ_2 (ns)	Not
452a	0,41	568,23	-	Vakumda 400 ve 500 °C 30'ar dakika tavlama
453a	1,41	389,83	-	Vakumda 400 °C toplam 210 dakika tavlama
453b	1,41	397,65	1,82	tavlanmamış
454a	5,1	797,46	-	tavlanmamış
454b	5,1	599,91	-	tavlanmamış
455, ZnO:N	17	577,35	-	tavlanmamış
Tek kristal	-	343,95	5,72	tavlanmamış
Külçe ZnO	-	2,73 ns	-	tavlanmamış

Elde edilen hayat süreleri ölçümleri yukarıdaki tablo da her bir numune için verilmiştir. Çizelge 4.3'den de gözlendiği gibi ince filmler için elde edilen hayat süresi ps mertebesinde iken külçe halde ki malzemelerde ns mertebesindedir.

4.3. Elektriksel Karakterizasyon

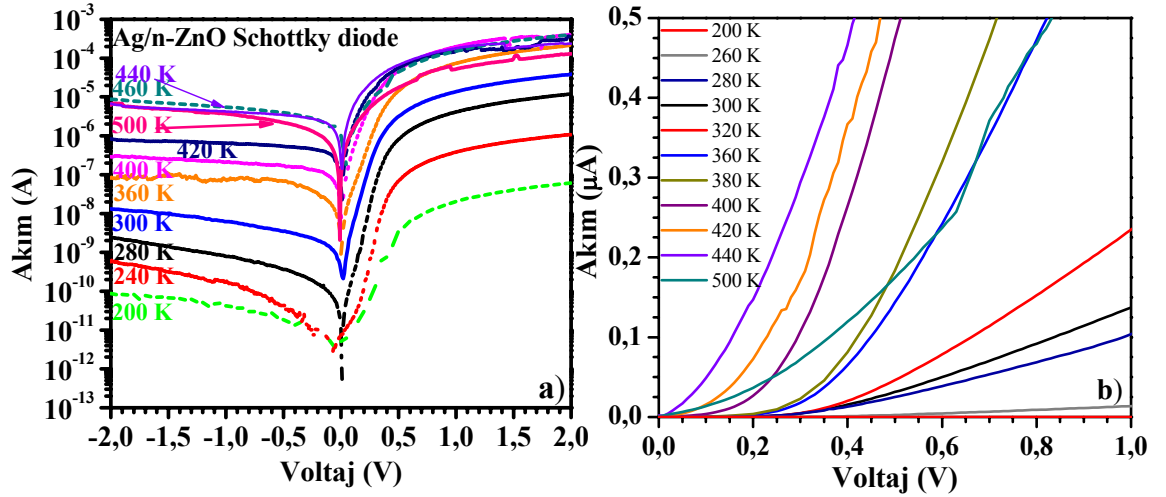
4.3.1. Schottky diyot karakterizasyonu

ZnO'da Schottky diyot için kullanılan ZnO malzemesi University Wafer firmasından alınan ve şeffaf, külçe halindeki bir malzemedir. Schottky diyot ve omik kontaklar arkalı önlü yüzeylere buharlaştırılarak yapılmıştır. Schottky diyot malzemesi olarak Ag metali ve Al metali de omik kontak için kullanılmıştır. Diyot üretimi için kullanılan gölge maske daireseldir ve yarıçapı 0,5 mm'dir. Sonuçta oluşan diyotun alanı $7,86 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ 'dir. Yapılan Schottky diyotun oda sıcaklığındaki yarı logaritmik ve lineer I-V karakteristiği Şekil 4.47'de verilmiştir. Üretilen Schottky diyot için düz beslem I-V karakteristiği yardımıyla idealite faktörü 1,55 ve doyma akım yoğunluğu I_0 yardımıyla da engel yüksekliği 0,82 eV olarak bölüm 3'de anlatıldığı gibi hesaplanmıştır.



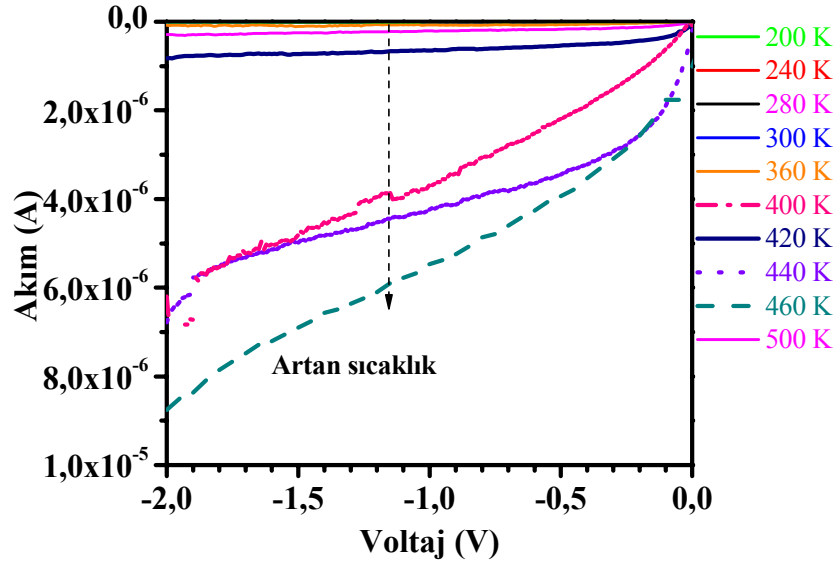
Şekil 4.47. Ag/n-ZnO Schottky diyotun oda sıcaklığında a) yarı logaritmik ve b) lineer I-V grafiği

Sıcaklığa bağlı alınan I-V ölçümleri aşağıdaki şekilde hem yarı logaritmik gösterimle hem de lineer gösterimle verilmiştir.



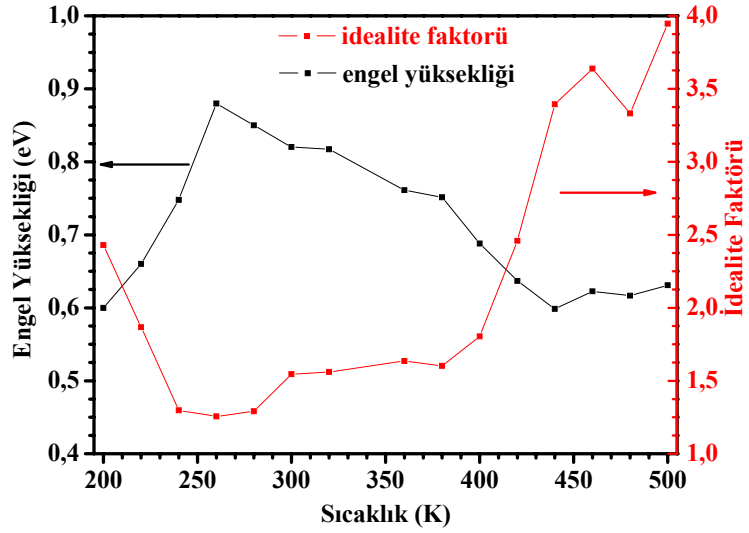
Şekil 4.48. Ag/n-ZnO Schottky diyotun yarı a) logaritmik ters ve düz beslem ve b) lineer düz beslem I-V grafiği

Ters beslem akımı engel yüksekliğinin sıcaklığa bağlılığının, $\ln(I_0/T^2)$ 'nin $1/T$ 'ye karşı grafiğinden Richardson sabitinin deneysel değerinin belirlenmesinde kullanıldığı için önemlidir. Ters beslem akımının sıcaklıkla değişimi lineer eksenlerle Şekil 4.49'da gösterilmiştir.



Şekil 4.49. Ag/n-ZnO Schottky diyotun ters beslem I-V eğrisinin sıcaklığa bağlılığı

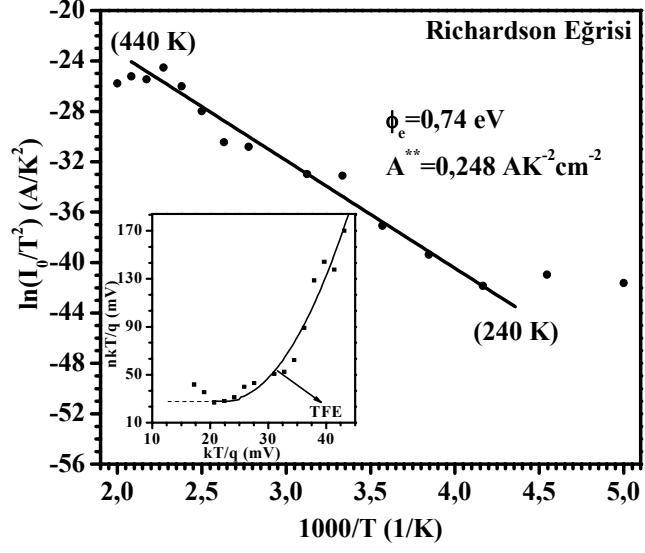
Hesaplanan idealite faktörü ve engel yüksekliğinin sıcaklığa bağlılığı da Şekil 4.50’de verilmiştir.



Şekil 4.50. Ag/n-ZnO Schottky diyotun idealite faktörü ve engel yüksekliğinin sıcaklığa bağlılığı

Deneysel olarak Richardson sabiti ve engel yüksekliği Richardson grafiği denilen grafikte bulunur. Bu grafik $\ln(I_0/T^2)$ 'nin $1/T$ 'ye karşı çizilen bir grafikdir ve grafiğin

eğiminden engel yüksekliği ve y eksenini kestiği yerden de Richardson sabitinin değeri deneysel olarak bulunur.



Şekil 4.51. Ag/n-ZnO Schottky diyot için Richardson grafiği. İçteki grafik nkT/q 'nn kT/q 'ya karşı değişimini

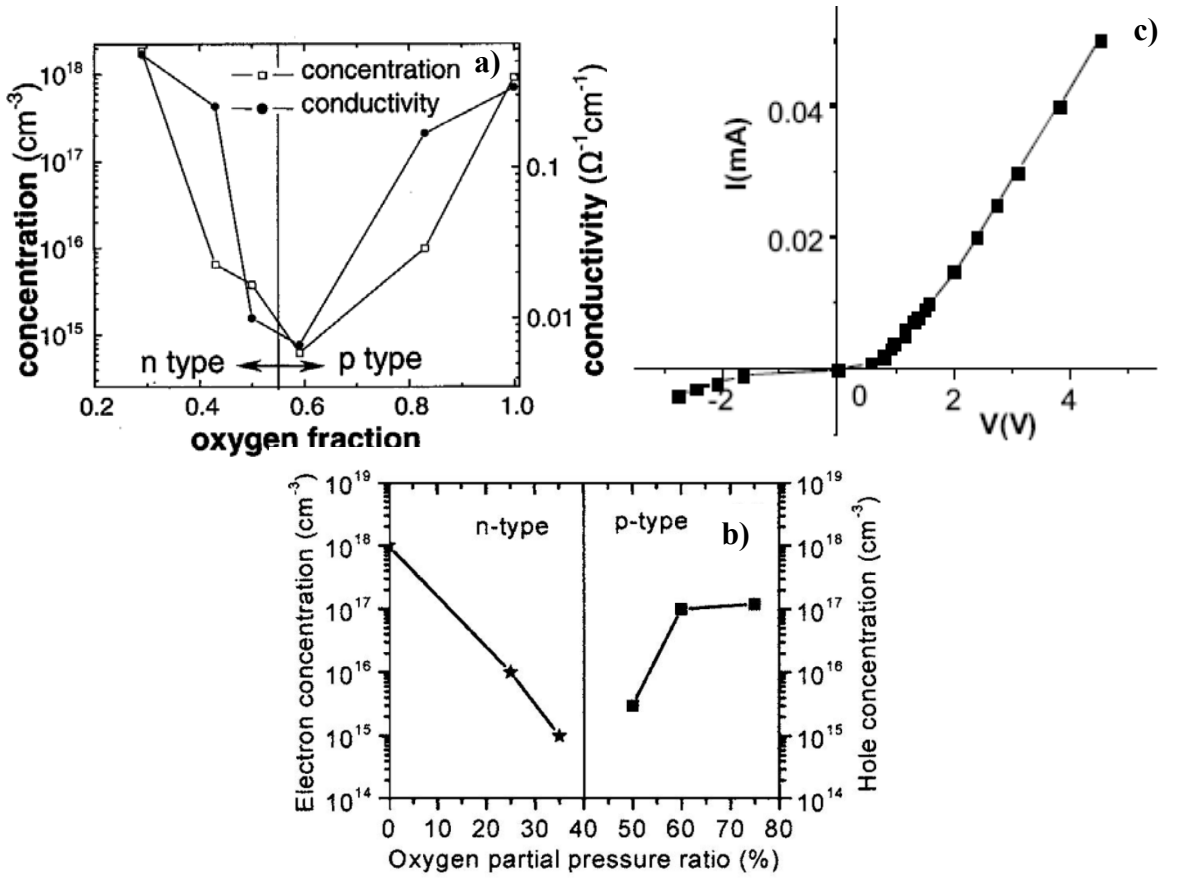
5. TARTIŞMA ve SONUÇ

5.1. Numunelerin Büyütme Parametreleri

Her türlü formdaki ZnO malzemelere (külçe, ince filmler; epitaksiyel veya polikristal, toz) olan ilgi gün geçtikçe artmaktadır. Bunun sebebi ZnO yarıiletkeninin geniş ve direk bant yapısına, yüksek eksiton bağlanma enerjisine (60 meV) sahip olması ve yüksek enerjili parçacık radyasyonuna bilinen en dayanıklı malzeme olması olarak gösterilebilir. Bu avantajları, bu yarıiletkeni UV ve mavi bölgede çalışan optoelektronik aygıt üretiminde kullanılmasını sağlar. Ancak bu anlamda p-tipi iletkenlik elde edilmesi en önemli gerekliliklerin başında gelmektedir. Aslında ZnO yeni keşfedilen bir malzeme olmamasına rağmen (1950'li yıllarda oldukça ilgi çeken bir malzemedir), yukarıda verilen özelliklerinden dolayı son on yılda oldukça fazlaca çalışılan bir yarıiletken olmuştur. ZnO yarıiletkenin tarihi anlamda literatürdeki yeri Hutson *et al.* (1957) tarafından 1957 yılında yayınladıkları makalenin ilk cümlesinden anlaşılabilir; “ZnO yarıiletkeni birçok yıldan beri n-tipi bir yarıiletken olarak belirlenmiştir”. Bu anlamda tarihi olarak oldukça eski bir malzeme olmasına rağmen son on yıldaki bu artan ilgi, 1997 yılında Minegishi *et al.* (1997) tarafından p-tipi iletkenliğin azot katkısıyla bildirilmesidir. Sonuç olarak kararlı yapıda p-tipi ZnO elde etmek oldukça önemli bir çalışma alanıdır.

Şekil 5.1. (a) ve (b) birbirinden bağımsız olarak Xiong *et al.* (2002) ve Singh *et al.* (2003) tarafından gerçekleştirilmiş olup, sadece büyütme ortamındaki O₂ gazı basıncı değiştirilerek p-tipi iletkenlik elde edilebileceğini gösterilmiştir. Xiong *et al.* (2002) tarafından yapılan çalışmada ZnO filmleri RS büyütme metodu ile büyütülmüş olup büyütme ortamındaki O₂/(O₂+Ar) gazı oranlarına bağlı olarak p-tipi iletkenlik elde edildiği bildirilirken, Singh *et al.* (2003) tarafından yapılan çalışmada ise O₂ kısmi basıncının değişimiyle p-tipi iletkenlik elde edildiği gösterilmiştir.

Bu çalışmalardan daha önce, yine ortamdaki O₂ gazı basıncının değiştirilmesi ile Tüzemen *et al.* (2001) tarafından p-tipi iletkenlik elde edilmiş ve elde edilen filmlerin vakum tavlama işlemlerine maruz bırakıldıktan sonra mobilitelerinin 130 cm²/Vs ve taşıyıcı yoğunluklarının 5x10¹⁵ ve özdirençleri 30 Ωcm olarak bildirmişlerdir. Bunun yanında n-tipi ZnO numunesi üzerine büyüttükleri bu p-tipi filmle birlikte literatürdeki ilk p-n homo eklemlerinden bir tanesini bildirmişlerdir. Bu p-n ekleminin I-V karakteristiği Şekil 5.1 (c) de gösterilmiştir.



Şekil 5.1. Büyütme ortamındaki O₂ basıncının değiştirilmesi ile p-tipi ZnO edilmesi a) O₂/(O₂+Ar) (Xiong *et al.* 2002) b) Oksijen kısmi basıncı (Singh *et al.* 2003) c) ilk homo p-n eklemi (Tüzemen *et al.* 2001)

Yukarıda bahsedilen çalışmaların tamamı büyütme ortamındaki O₂ basıncının değiştirilmesiyle ZnO'da p-tipi iletkenlik elde edilebileceğini göstermektedir. Böyle bir bulgu, O₂ miktarı değişimiyle n-tipi iletkenlikten p-tipi iletkenliğe geçişin yarıiletkenlerde elektron sağlayan donör kusur oluşumundan yüksek yoğunluklu bir akseptör oluşumuna

sebebiyle açıklanabilir. Alternatif bir açıklama olarak yüksek yoğunluklu bir donör seviyesinin oluşmaması gösterilebilir. Böylece yarıiletkende oluşmuş olan akseptör seviye veya seviyelerinin telafi edilememesi neticesinde p-tipi iletkenlik oluşabilir. Nokta kusurların etkisiyle yarıiletkenlerin iletkenliklerinde bu tip büyük değişimler yarıiletken fiziğinde oldukça yaygındır. Örneğin, InP yarıiletkenine Fe katkısının yasak enerji aralığı ortasında yerleşen bir nokta kusuru oluşturduğu ve yarıiletkenin yarıyalıtkan karakteristiklere sahip olmasını sağladığı bilinmektedir. Benzer bir durum yine GaAs yarıiletkeninin de EL2 kusuru ile karşımıza çıkmaktadır. ZnO yarıiletkeni için iletkenlik tipindeki değişime yukarıda öngörülen ikinci model biraz daha uygun gibi gözükmektedir. V_o kusurunun donör özellik gösterdiği düşünülürse, yüksek O_2 basıncı altında bu elektron kaynağı özelliği gösteren kusurun oluşması engellenir. Bu engelleme akseptör(ler)in telafi edilmesini önler ve p-tipi iletkenliğe dönüşüm gerçekleşebilir. ZnO'da oluşum enerjisi açısından en düşük enerjiye sahip olan kusurların başında V_{Zn} gelmektedir (Kohan *et al.* 2000). Dolayısıyla ikinci modelin etkin olması oldukça muhtemeldir.

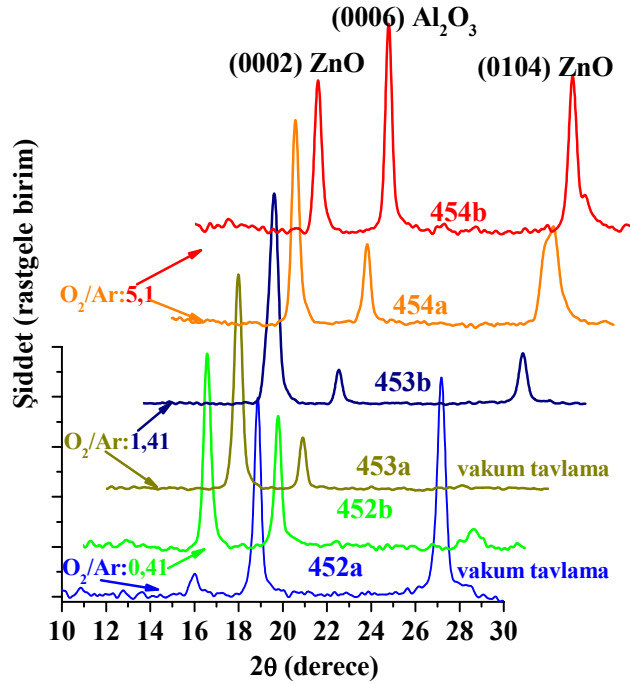
Bu çalışmada kullanılan filmler için, oksijen eksikliğinin n-tipi iletkenlikte etkin olduğu göz önüne alınırsa (Tüzemen *et al.* 2001), O_2/Ar basıncının 5,1 olduğu 454a-454b numunelerin p-tipi iletkenliğe, O_2/Ar basıncının 0,41 olduğu 452a-452b numunelerinin ise n-tipi iletkenliğe yakın olduğu düşünülebilir. Bununla birlikte O_2/Ar basıncı oranının 1,41 olduğu numune ise yüksek dirençli ve nispeten asal yarıiletken yapısında olması beklenen bir filmidir. ZnO'da p-tipi elde etme yollarından bir tanesi olarak N_2 katkılamak olarak gösterilebilir. Bu anlamda 455 numaralı ZnO ince filmi N_2 katkılanmış ve O_2/Ar basıncının da yüksek olması ile p-tipi olması beklenir.

5.2. XRD Kırınım Sonuçlarının Değerlendirilmesi

II-VI yarıiletkenlerin çoğu çinko blend veya hekzagonal wurtzite yapıda kristalleşirler. Wurtzite kristal yapısının birim hücrelerinde iki anyon ve iki katyon olmak üzere dört atom bulunur. Bu yarıiletkenler genellikle geniş bant aralıklı olma eğilimindedirler (Kobayashi *et al.* 1983). Tetrahedral bağlanma durumu tipik sp^3 kovalent bağlanmasına

örnektir. Fakat bu malzemeler aşırı iyonik karaktere sahiptirler. Öyle ki; ZnO % 62 gibi oldukça yüksek iyonik karakter göstermektedir (Özgür *et al.* 2005). Bu da bağ yapısının çok kuvvetli olmasını sağlar ve yarıiletkenin yüksek güç elektroniği uygulamalarında kullanılmasını sağlayan temel sebeptir. Bilindiği gibi hekzagonal yapı a ve c gibi iki örgü parametresine sahiptir ve ZnO yarıiletkeni c/a oranı 3,250/5,206 olan bir yarıiletkendir (Yıldırım *et al.* 2005).

Oksijen basıncının değiştirilmesi ile üretilen ince filmlerin XRD grafikleri aşağıdaki şekilde (Şekil 5.2) toplu olarak verilmiştir. Şekilden de gözüktüğü gibi filmlerin genelinde üç pik bulunmaktadır. Bunlardan $2\theta=18$ derece civarında gözlenen pik taban malzeme olarak kullanılan safir (Al_2O_3) (0006) düzlemine aittir. Bu pik safir taban malzemesi üzerine üretilen ZnO filmlerinin XRD sonuçlarında oldukça sık rastlanmaktadır (Porter *et al.* 2005).



Şekil 5.2. O_2/Ar oranının 0,41, 1,41, 5, 1 olan ZnO ince filmlerinin XRD grafiklerinin birlikte gösterimi

Safir (0006) düzlemine ait pikin farklı O_2/Ar oranına sahip filmlerde ve tavlama işlemi neticesinde şiddetlerinde değişimler gözlenmektedir. Bu değişimin aslında filmlerin

kalınlıklarındaki değişimlerden kaynaklandığı söylenebilir. Üretilen filmlerin kalınlıkları azaldıkça x-ışınlarının daha derinlere girebilmekte ve derinlerden yani taban malzemeden gelen yansımaların şiddetleri artmaktadır.

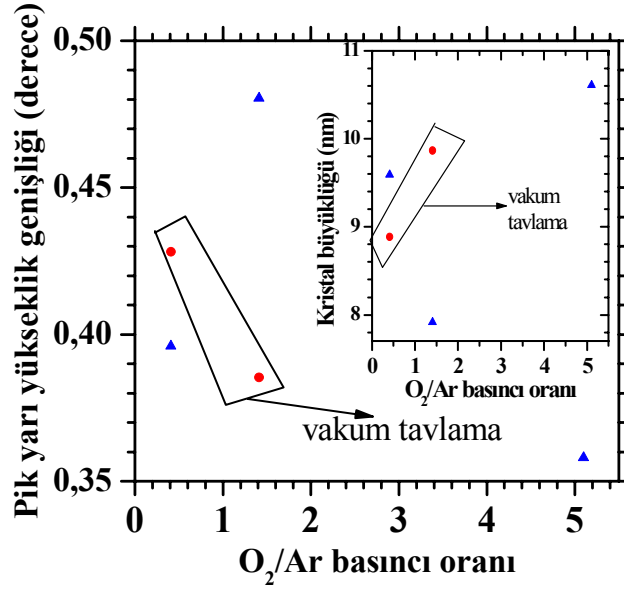
Numunelerde gözlenen diğer pikler ZnO'ya ait olup genellikle filmler c-ksenli (0002) yönelimine sahip olduğu gözlenmektedir. Yinede 452a numunesi 30 dakika 400 °C'de ve arkasından 30 dakika 500 °C'de vakumda tavlandıktan sonra (0104) tercihli yönelime sahiptir. Düzlemler ((0002) ve (0104)) için gözlenen açılar aynı O₂/Ar basıncı oranları için yaklaşık olarak aynı kalırken, bu oranın değişimiyle gözlenen pik açılarının pozisyonlarında ufak değişimler gözlenmektedir. Buda farklı O₂/Ar basıncı oranlarının malzemeler üzerinde oluşturmuş olduğu baskıların farklı olmasından kaynaklanmaktadır. Bununla birlikte, O₂/Ar basıncı oranının 1,41 olan filmlerde pik şiddetleri diğerlerine göre kıyaslandığında oldukça yüksektir.

Bu filmlerin bazılarında uygulanan (452a ve 453a) vakum tavlama işlemleri filmlerin kristalografik yapılarında büyük değişimler ile sonuçlanmıştır. Örneğin; O₂/Ar basıncı 0,41 olan 452b numunesi (0002) düzlemlerle tercihli yönelime sahipken aynı büyütme şartlarına sahip olan 452a numunesi vakum tavlama işlemine maruz bırakıldıktan sonra (0104) tercihli yönelime sahip olan bir filme dönüşmüştür. Bunun yanında 453a ince filmi de 400 °C'de toplam 210 dakika vakum tavlama işlemine maruz bırakılmış ve aynı büyütme şartlarıyla büyütülen 453b filmine göre kıyaslandığında (0104) pikinin kaybolduğu ve filmin kristal yapısında iyileşme olduğu gözlenmiştir.

Şekil 4.4'de verilen N katkılı ZnO ince filminin kristal yapısı diğer filmler ile kıyaslandığında oldukça bozuk olduğu gözlenmektedir. Azot katkısıyla kristal yapıdaki bozulma literatürde genellikle karşılaşılan bir problem olarak ortaya çıkmaktadır (Zhang *et al.* 2004). Bunun yanında ZnO:N filminin (0002) pikinin zayıf olduğu ve (0112) pikinin baskın olduğu gözlenmektedir. Yine azot katkısıyla (0002) pikinin zayıflaması gözlenen bir durum olarak ortaya çıkmaktadır (Bian *et al.* 2004).

Si üzerine büyütülen filmler p-tipi ve n-tipi olarak belirlenmiş olup (Doğan 2001), bunların XRD sonuçları birbirlerine oldukça benzerlik göstermektedir. Özellikle piklerin gözlemlendiği açılar birbirlerine yakın ve safir taban malzemesi üzerine büyütülen filmlerden farklı olarak bu filmlerde oluşan ikinci pik (0104) yerine (0112) pikidir. Bu çalışmada kullanılan külçe numune USA'de Wright State Üniversitesi personeli Prof. D.C. Look'dan temin edilmiştir. Buhar fazı taşıma metoduyla büyütülen ZnO külçe malzemesi $205 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ mobiliteye ve $6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ konsantrasyona sahip olduğu bildirilmiştir (Look *et al.* 1997). Külçe ZnO tüm filmlerden farklı olarak (0100) yönelimi baskın olarak büyümüştür. Bunun yanında kalınlığının ince filmler ile kıyaslandığında oldukça yüksek olması piklerin şiddetlerinin yüksek olmasının sebebini açıklamaktadır. Eagle Picher firmasından alınan tek kristal ZnO numunesi de (0002) düzleminde büyüme gösterdiği Şekil 4.4'de belirlenmiştir.

Şekil 5.3'de pik yarı yükseklik genişliklerinin ve kristal büyüklüklerinin büyütme ortamındaki O_2/Ar basıncı oranlarına göre değişimleri verilmiştir. Bu şekilden de görüldüğü gibi kristal büyüklüğü ve pik yarı yükseklik genişliği 3. bölümde verilen denklem 3.3 ile ters orantılıdır. Geniş pikler oldukça düşük kristal büyüklüğüne sahip olur ki; bu istenmeyen bir duruma karşılık gelmektedir. Bu anlamda farklı O_2/Ar basınçlarında büyütülmüş filmler için hesaplanan kristal büyüklüğü değerleri tablo 4.2'de verildiği gibi 10 nm mertebesinde olup literatürde benzer malzemelerle iyi bir uyum içerisinde (Zhu *et al.* 2006).



Şekil 5.3. (0002) düzlemi için pik yarı yükseklik genişliğinin ve kristal büyüklüğünün değişimi

Şekil 5.3'den gözüktüğü gibi pik yarı yükseklik genişlikleri başlangıçta büyütme ortamındaki O₂/Ar basıncı artarken artmakta ve basıncın daha da büyük bir artışı için azalmaktadır. Kristal büyüklüğü ise bu davranışın tam tersi bir değişim göstermektedir. Bunun yanında tavllanmış numunelerin kristal büyüklükleri için farklı bir durum söz konusudur. Tavlama işlemi ile büyütme ortamında O₂/Ar basıncı artarken kristal büyüklüğü artma eğilimi göstermektedir. Tavlama işleminin süresi arttıkça kristal büyüklüğünün arttığı dolayısıyla da kristalleşmenin düzeldiği sonucu çıkarılabilir. İç esnek zor katsayısı da kristal büyüklüğü ile aynı tip bir değişime sahiptir. XRD verilerinde piklerin gözlenme açılarındaki farklılıklar genellikle kristalin farklı zor katsayılarına sahip olduğundan kaynaklanmaktadır (Dong *et al.* 2007). Dolayısıyla aynı düzlemin farklı bir açıda gözlenmesinin sebebi, O₂/Ar basıncının değişimiyle kristal örgüdeki atomun farklı bir baskıda oluşturan bir atomik çevreye sahip olmasını sağlamakta ve örgüde bulunan atom üzerine etkileyen baskıdaki değişiklik de düzlemin farklı bir açıda gözlenmesini sağlayabilmektedir.

5.3. Soğurma Sonuçlarının Değerlendirilmesi

Tüm soğurma ölçümleri 10–320 K sıcaklıkları arasında gerçekleştirilmiş olup sıcaklık helyum kapalı devre kryostatı sayesinde düşürülmüştür. Elde edilen her bir soğurma verisi bölüm 3.2.2.1’de verildiği şekliyle aşağıdaki denklem kullanılarak soğurma katsayısı değerlerine dönüştürülmüştür.

$$T' = \frac{(1-R)^2 e^{-\alpha d}}{1-R^2 e^{-2\alpha d}} = e^{-A} \quad (5.1)$$

Yukarıdaki denklemde A terimi ham soğurma verisini ifade etmektedir ve soğurma katsayısına dönüştürebilmek için malzemenin R yansımaya katsayısının bilinmesi gereklidir. İdeal bir yarıiletken için yasak enerji aralığındaki bölgede elektronların veya hollerin bulunabileceği müsaade edilmiş bir enerji seviyesin bulunmamasından dolayı, bant içerisindeki bölgede soğurmanın olmadığı kabul edilebilir. Bununla beraber, ideal yarıiletkenlere sahip olamamız ve yarıiletkenlerin kusurlar içermesinden dolayı bant içindeki bölgede soğurma gözlenmesi oldukça karşılaşılan bir durumdur ve bu genellikle derin seviye kusurlarına atfedilir. Fakat bu kusurlar tarafından üretilen soğurmanın gözlenebilmesi için o kusur seviyesinin yeterince yüksek yoğunlukta taşıyıcıya sahip olması gereklidir. Ölçümlerimizde bant kenarında ki bölgede soğurma şiddeti 2 civarlarındayken bant içindeki soğurmanın 0,5 civarlarında olması derin seviye kusurlarının soğurmasından çok ışık şiddetinin numune yüzeyinden yansımısıyla azalmasından kaynaklandığı söylenebilir. Elde ettiğimiz soğurma ölçümlerinde en düşük soğurma değerleri hemen hemen her numune için 1100 nm (1,127 eV) dalgaboyu değerinde gözlenmiştir. Bu anlamda soğurmanın en düşük olduğu 1100 nm değerinde soğurma katsayısının değerinin sıfır olduğu kabul edilerek malzemenin R yansımaya katsayısı bulunabilir. Böylece denklem 5.1;

$$T' = \frac{(1-R)^2}{1-R^2} = e^{-A} \quad (5.2)$$

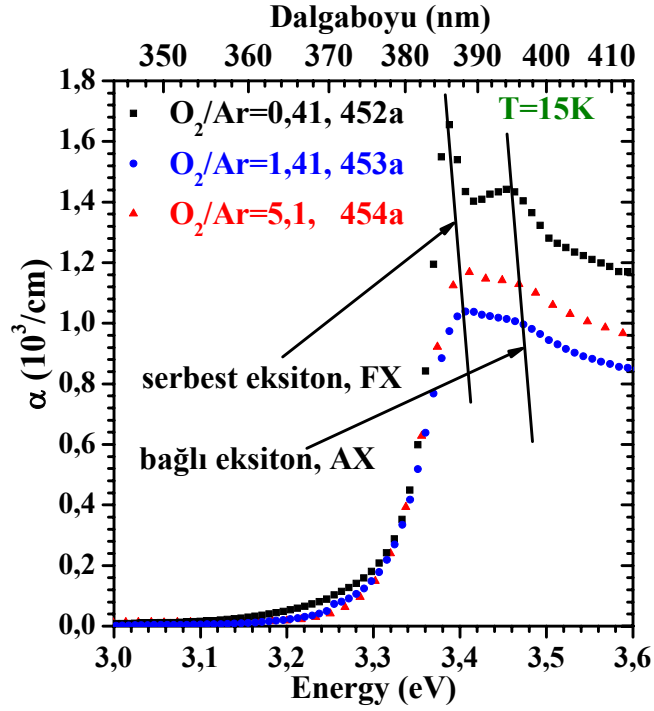
şeklini alır. Buradan her bir numune için 1100 nm’de yansımaya katsayıları hesaplandı ve tablo 5.1’de verilmiştir.

Çizelge 5.1. ZnO filmlerinin ve tek kristal numunenin 1100 nm dalgaboyundaki 300 K'deki yansımaya katsayıları

Numune adı	O ₂ /Ar oranı	Yansımaya Katsayısı (%)	Numune adı	O ₂ /Ar oranı	Yansımaya Katsayısı (%)
452a	0,41	20,68	454a	5,1	21,20
452b	0,41	20,08	454b	5,1	17,90
453a	1,41	20,30	ZnO:N	17	54,48
453b	1,41	16,30	Tek kristal	-	20,65

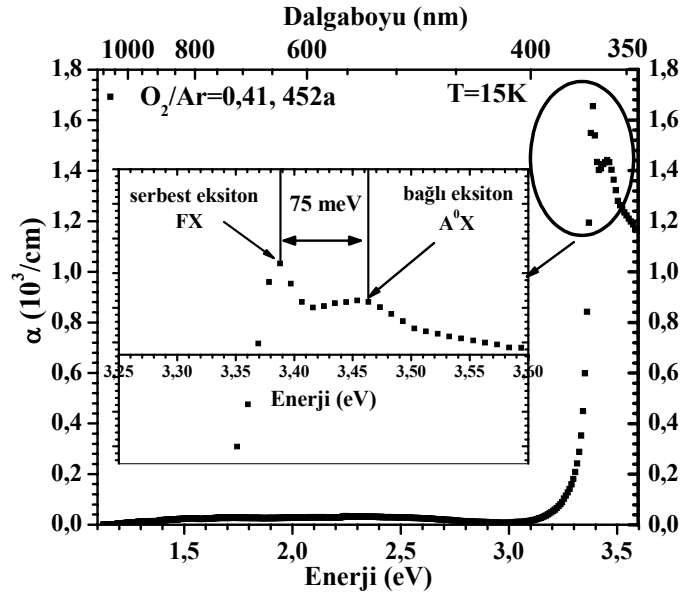
Elde edilen bu yansımaya katsayıları numunenin ön yüzünden ve arka yüzünden olan yansımaların her ikisini birlikte içermektedir. ZnO:N filmi dışındaki numuneler için verilen bu değerler yaklaşık olarak %16 ile %22 arasında değiştiği Çizelge 1'den görülmektedir. Bu değerler Ciobanu *et al.* (2006) tarafından bildirilen %10–20 değeriyle uyumluluk göstermektedir. Ayrıca Ma *et al.* (2007) tarafından da benzer olarak %15 civarında bildirilmiştir. R katsayısı belirlendikten sonra soğurma verileri denklem 5.1'de yerine yerleştirilerek soğurma katsayısına dönüştürülebilir.

Soğurma katsayısı değerleri filmler için yaklaşık olarak 10^3 cm^{-1} mertebesindedir. Tek kristal için bu değer yaklaşık 1 mertebe daha büyüktür ve bu beklenen bir etkidir. Çünkü soğurma katsayısının değeri kalınlıkla doğru orantılı olarak değişir ve tek kristal malzemenin kalınlığı ince filmlere oranla oldukça yüksek olmasından dolayı bu fark gözlenir. Farklı O₂/Ar oranlarında büyütülmüş ince filmlerin kendi arasındaki soğurma şiddetleri Şekil 5.4'de beraberce gösterilmektedir. Şekilden de görüldüğü gibi 452a numunesi genel olarak bant kenarı bölgesinde diğer filmlere göre yüksek soğurma katsayısı değerlerine sahiptir. Bu malzeme büyütme ortamındaki en düşük O₂/Ar oranına sahip olan numunedir. Büyütme ortamındaki O₂/Ar oranı yükseldikçe soğurma katsayısının değeri azalmaktadır ve bu oranın daha da yükselmesiyle (454a numunesi) ile birlikte tekrar küçük bir miktar artmaktadır. Soğurma katsayılarının değerlerindeki bu değişim, (0002) düzlemi için XRD kırınımı sonuçlarıyla hesaplanan kristal büyüklüklerinin (Çizelge 4.2'de) değişimine benzer bir değişim göstermektedir.



Şekil 5.4. O₂/Ar oranı 0,41, 1,41 ve 5,1 olan numuneler için bant kenarı bölgesinde soğurma katsayısının enerjiye karşı değişimi

Yukarıda bahsedilen soğurma katsayısı değerlerinin farklı olmasının yanında, bant kenarı soğurma karakteristiklerinde de farklılıklar gözlenmektedir. Yukarıdaki şekilde gösterilen serbest eksiton geçişleri her üç numunede de gözükmemektedir. Fakat bu geçiş 452a numunesi için oldukça belirginken diğer numuneler için bu kadar belirgin değildir. Bu ilk olarak serbest eksiton yoğunluğunun 452a numunesinde oldukça fazla olduğu anlamına gelmektedir. Bu farklılığın yanında ayrıca Şekil 5.4’de de gösterildiği gibi bu geçişin gerçekleştiği enerji değerinde malzemeler arasında bir fark gözükmemektedir. Bu fark daha sonra açıklanacağı üzere malzemelerin eksiton bağlanma enerjileri arasındaki farkla sonuçlanmaktadır. Ayrıca 452a numunesinde belirgin bir şekilde gözlenen ve diğer filmlerde daha az belirgin olan bir bağlı eksitonik geçiş söz konusudur. Bu geçiş Şekil 5.5’de ayrıntılı olarak gösterilmektedir. Serbest eksiton geçişi ile bağlı eksiton geçişi arasındaki enerji farkı tüm sıcaklık aralığı boyunca yaklaşık olarak 75 meV’dir.

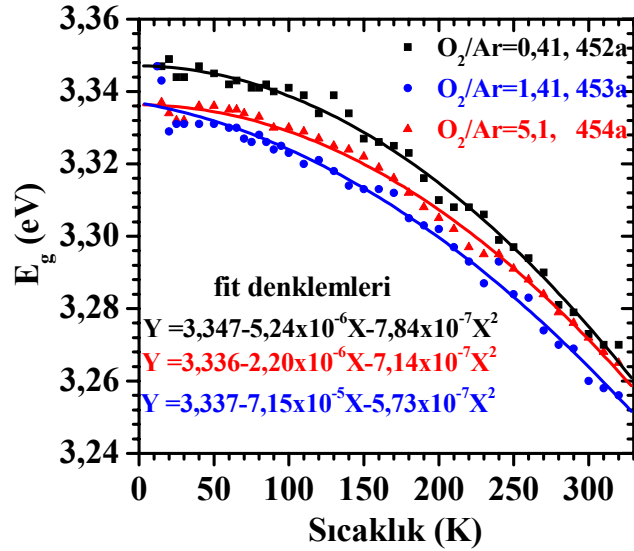


Şekil 5.5. O_2/Ar oranı 0,41 olan numune için eksitonik geçişlerin gösterimi

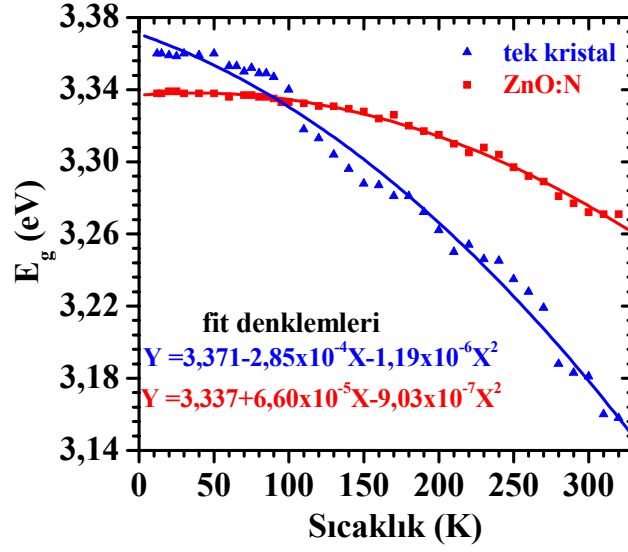
ZnO'da gözlenen bağlı eksitonik geçişin genellikle nötral donora mı yoksa nötral akseptöre mi bağlı olduğu konusunda literatürde bir uyuşmazlık söz konusudur. Gutowski *et al.* (1988) tarafından yapılan çalışmada II-VI yarıiletkenler için nötral donora bağlı eksiton (D^0X) komplekslerinin nötral akseptöre bağlı eksitonlara (A^0X) oranla daha düşük enerjili olacaklarını göstermişlerdir. Ayrıca ZnO'daki eksitonik geçişleri üzerine kapsamlı bir fotoluminesans çalışması Teke *et al.* (2004) tarafından gerçekleştirilmiş ve çalışmalarındaki bulgular Gutowski *et al.* (1988) tarafından bulunan bulgularla benzerlik göstermektedir. Teke *et al.* (2004) tarafından yapılan çalışmada nötral donora bağlı eksiton geçişinin serbest eksiton geçişinden sadece 17 meV kadar farklı olduğunu göstermişlerdir. Bu çalışmada serbest eksiton geçişiyle bağlı eksiton geçişi arasındaki enerji farkın 75 meV olduğu düşünüldüğünde bu geçişin nötral akseptöre bağlı eksiton geçişi olduğu öne sürülebilir. Bunun yanında Hall ölçümleriyle genellikle ZnO'da gözlenen akseptör seviyesinin 120 meV civarında bildirilmektedir (Ryu *et al.* 2003). Bu çalışmada gözlenen bağlı eksitonun enerjisi, serbest eksiton enerjisine ilaveten 75 meV eklendiğinde yaklaşık olarak 120 meV civarında bir enerji değerine ulaşır ki; buda ZnO'da gözlenen akseptör enerjisinin yaklaşık olarak aynı değerini verir. Sonuç olarak gözlenen bağlı eksitonun nötral akseptöre bağlı bir eksiton olduğunu kabul etmek yanlış olmaz. Benzer olarak Look *et al.* (2003) kendi

ölçümlerinde 59 meV olarak ölçtükleri eksiton geçişi yine nötral akseptöre bağlı bir geçiş olarak bildirmişlerdir.

Şekil 5.6'da filmlerin ve Şekil 5.7'de de azot katkılı film ile birlikte tek kristal malzemenin yasak enerji aralığının sıcaklıkla değişimi verilmiştir. Malzemelerin yasak enerji aralıkları soğurma katsayısının karesinin enerjiye karşı çizilen grafiği yardımıyla hesaplanmıştır. Bu malzemeler için yasak enerji aralığının sıcaklıkla değişimi ayrı ayrı olarak Şekil 4.15 ile 4.19 arasındaki grafiklerde verilmiştir. Yasak enerji aralığının hesaplanmasında genel olarak kullanılan yöntem, bant kenarı bölgesinde soğurmanın hızlı artışının olduğu kısımda, lineer değişimin gözlemlendiği bölgeden enerji eksenine yapılan ekstrapolasyonla elde edilir. Yasak enerji aralığının elde edilmesinde kullanılan yöntem yine Şekil 4.15 ve 4.19 arasında α^2 'nin enerjiye karşı çizilen grafikleriyle gösterilmiştir.



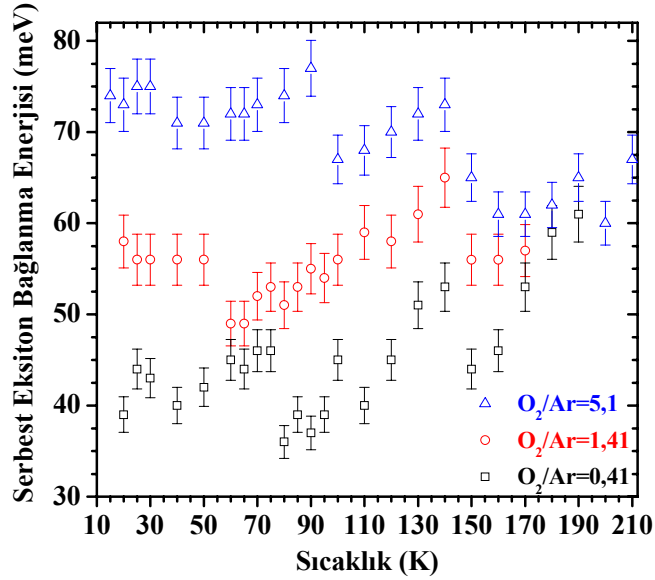
Şekil 5.6. Farklı O₂/Ar oranları için filmlerin yasak enerji aralığının sıcaklıkla değişimi



Şekil 5.7. Tek kristal ve ZnO:N numuneleri için yasak enerji aralığının sıcaklıkla değişimi

Yukarıda verilen grafiklerde genel olarak yasak enerji aralığının sıcaklıkla parabolik bir değişime sahip olduğu görülmektedir. Hong *et al.* (2005) tarafından yapılan çalışmada da yasak enerji aralığının sıcaklığa bağımlılığı parabolik olarak verilmiştir. Bununla beraber genel olarak O₂/Ar oranı en düşük olan filmin yasak enerji aralığı tüm sıcaklık aralığı boyunca diğer filmlere göre daha büyüktür. Oksijence zengin filmlerdeki daha düşük yasak enerji aralığı genellikle filmlerin yüzeyindeki O içeriğine bağlı olduğu verilmektedir (Hong *et al.* 2005). Tek kristal numunenin yasak enerji aralığının sıcaklığa bağımlılığı, filmler ile kıyaslandığında oldukça büyük olduğu Şekil 5.7'den gözlenebilir. Bunun sebebi olarak filmlerin büyütüldüğü safir taban malzemesinin bir etkisi olarak, ara yüzeyde ki bölgede sıcaklığın filmlere iyi iletilmemesi öngörülebilir. Bu yüzden tek kristal malzemenin yasak enerji aralığının sıcaklığa daha fazla bağımlı olması gözlenir. Ayrıca 454a filmi yani büyütülme ortamındaki O₂/Ar oranı 5.1 olan film ile ZnO:N filminin (O₂/Ar oranı 17) yasak enerji aralığının sıcaklığa bağımlılığı hemen hemen aynıdır. Buradan elde edilen önemli bir sonuçta büyütme ortamındaki O miktarının artması ile filmlerin yasak enerji aralıklarındaki farklılık ortadan kaldırılabılır.

ZnO yarıiletkeninin en önemli özelliklerinden bir tanesi yüksek eksiton bağlanma enerjisine sahip olmasıdır. Genel olarak eksiton bağlanma enerjisi 60 meV olarak bildirilmektedir (Liang ve Yoffe *et al.* 1968; Tüzemen *et al.* 2006). Bu enerjinin oda sıcaklığında ki termal enerjiden (25 meV) 2 kattan daha büyük olduğu göz önüne alındığında üretilecek olan bir optoelektronik aygıtın (laser, laser diyot, LED) oda sıcaklığında ve hatta üzerindeki sıcaklıklarda soğutmaya ihtiyaç duymadan çalışması anlamına gelmektedir.

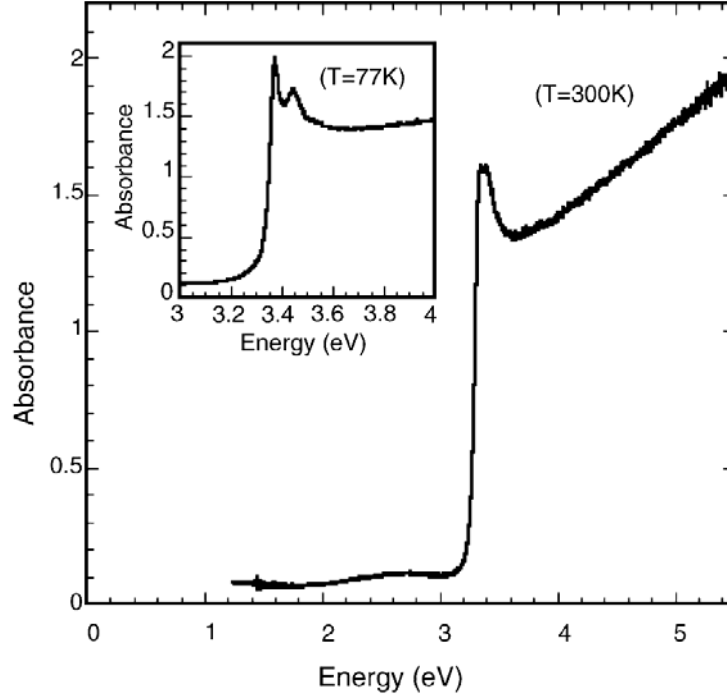


Şekil 5.8. İnce filmlerin serbest eksiton bağlanma enerjisinin sıcaklıkla değişimi

Şekil 4.15 ile 4.18 arasında verilen büyük grafiklerde filmlerin soğurma katsayısının enerjiye bağlılığı sıcaklığın bir fonksiyonu olarak verilmiştir. Verilen bu şekillerden de görülmektedir ki; sıcaklık arttıkça eksitonik geçişlerin gözlemlendiği pikler sıcaklığın etkisiyle genişlemektedir ve belirginlikleri kaybolmaktadır. Yukarıdaki verilen Şekil 5.8'da farklı O₂/Ar basıncı oranlarında büyütülmüş filmlerin serbest eksiton bağlanma enerjisi gösterilmektedir. Genel olarak büyütme ortamındaki O₂/Ar oranı arttıkça filmlerin eksiton bağlanma enerjisinin artmasının gözlenmesine rağmen 210 K'den daha büyük sıcaklıklarda şekilden de gözüktüğü gibi tüm filmler için klasik değeri 60 meV değerine ulaşmaktadır.

5.3.1. Tavlamanın soğurmaya etkisi

Tavlanmadan önce filmlerin büyütme ortamındaki O₂/Ar oranı azaldıkça (Zn-zengin durum) karakteristik olarak artan dar bir serbest eksiton (ZnO'da bu A-serbest eksitonu olarak adlandırılır) geçişi Şekil 5.4'de açıkça gözlenmektedir. Porter *et al.* (2005) tarafından yapılan çalışmada bizim elde ettiğimiz soğurma spektroskopisine benzer bir spektrum elde edilmiş ve 77 K sıcaklığında belirgin bir A-serbest eksiton geçişi gözlemlenmiştir. Bu durum Şekil 5.9'de gösterilmiştir. A-serbest eksiton geçişinin şiddeti büyütme ortamındaki oksijen miktarı arttıkça (yani O-zengin durum) azalmaktadır. Bunun sebebi Şekil 5.1. (a)'da gösterildiği gibi O-zengin büyütme durumunda filmlerin p-tipi iletkenliğe dönüşmesidir. Başka bir deyişle oluşan yüksek miktardaki akseptör durumlarının serbest elektronları tuzaklamasıyla bu geçişin şiddetinin zayıflamasına sebep olduğu söylenebilir. Dolayısıyla çıkarılan önemli bir sonuç serbest eksiton bağlanma mekanizmasında büyütme ortamında ki O₂ miktarı önemli bir rol oynamaktadır. Optoelektronik uygulamalar genel olarak eksiton lüminesansına dayalı olarak ışığa oluştururlar. Dolayısıyla Zn-zengin ZnO filmlerinin yüksek eksiton yoğunluğuna sahip olması ve keskin bir eksiton geçişinin gözlenmesinden dolayı optoelektronik uygulamalarda istenen bir durum teşkil etmektedir. Bununla birlikte O-zengin büyütme şartı ise, ZnO'da p-tipi iletkenlik elde edilmesi anlamında, doğal olarak oluşan donör durumlarının O-zengin durumla üretilen akseptörler tarafından telafi edilmesiyle gerçekleştirilebilir. Yani ZnO'da p-tipi iletkenlik elde etmek için O-zengin büyütme durumu tercih edilecek bir büyütme şartı oluşturmaktadır. Bu anlamda O-zengin filmlerin de karakteristik yüksek yoğunluklu ve keskin bir A-serbest eksiton geçişine sahip olması istenir. Bunu gerçekleştirebilmek amacı ile farklı süre ve sıcaklıklarda vakum tavlama işlemi filmlere uygulanmıştır.



Şekil 5.9. Porter *et al.* (2005) tarafından ZnO film üzerine yapılan soğurma çalışması. İç figürde ilk keskin pik A-serbest eksitonu geçişine atfedilmiş olup bizim çalışmamızla benzerlik göstermektedir.

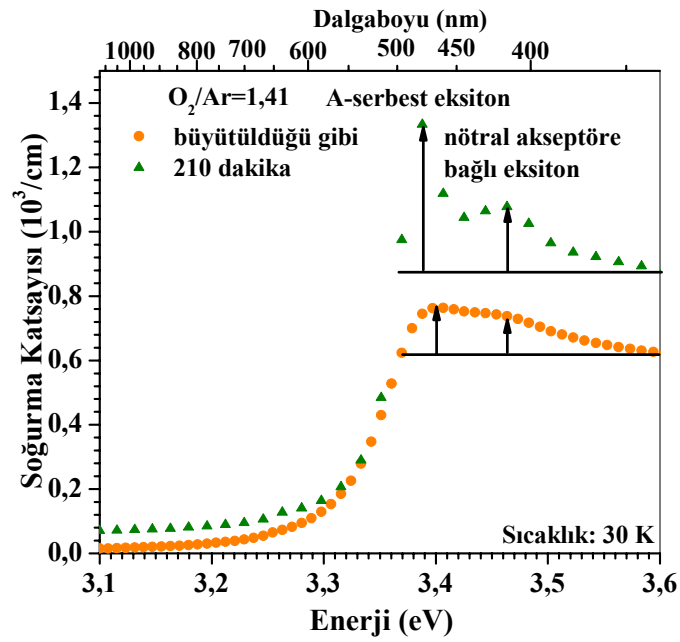
ZnO filmlerin vakumda tavllanmasıyla genel olarak aşağıda verilen mekanizmanın gerçekleşmesi kuvvetle muhtemeldir.



Çünkü oksijenin buhar basıncı çinko ile kıyaslandığında küçüktür ve herhangi bir ısı işlem mutlaka oksijenin ZnO'dan ayrılması ile sonuçlanacaktır. Burada önemli olan bir diğer nokta ise tavlama ortamıdır. Eğer tavlama işlemi hava ortamında gerçekleştirilirse yukarıda verilen işlem (oksijenin buharlaşması) malzemeden ayrılan oksijenin havada bulunan oksijen tarafından telafi edilmesiyle gerçekleşmeyebilir. Bu anlamda bu çalışmadaki ince filmler böyle bir durumun gerçekleşmesini önlemek amacı ile vakum ortamında tavlannmıştır. Sonuç olarak vakumda tavlama işlemi genellikle donör olarak davrandığı düşünülen Zn-zengin kusurlu filmler üreteceği öngörülmektedir. Chen *et al.* (2003) tarafından yapılan çalışma yukarıdaki varsayımı ispatlamaktadır.

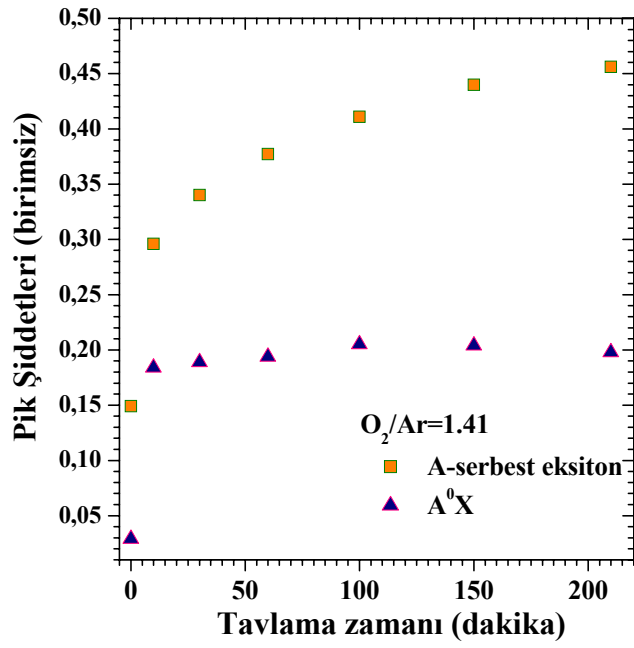
Tavlama işlemi sonucunda Şekil 4.29'da açıkça 400 °C'de tavlama zamanı arttıkça O₂/Ar oranı 1,41 olan filmin A-serbest eksiton geçişinin şiddetinde artma gözlenmektedir. Bunun yanında nötral akseptöre bağlı eksiton (A⁰X) geçişinin şeklinde

çok az bir değişiklik olduğu gözlenmektedir. Pik şiddetlerini artışı hakkında daha iyi karar verebilmek için piklerin (A-serbest eksiton ve A^0X) normalizasyonunu 3,6 eV'daki şiddetler baz alınarak gerçekleştirilmiştir. Şekil 5.10'da pik şiddetlerinin normalizasyonunda kullanılan yöntem gösterilmiştir. Şekilden de görüldüğü gibi A-serbest eksiton geçişi ve nötral eksiton geçişi şiddetleri 3,6 eV enerjideki şiddetten çıkarılarak elde edilmiştir.

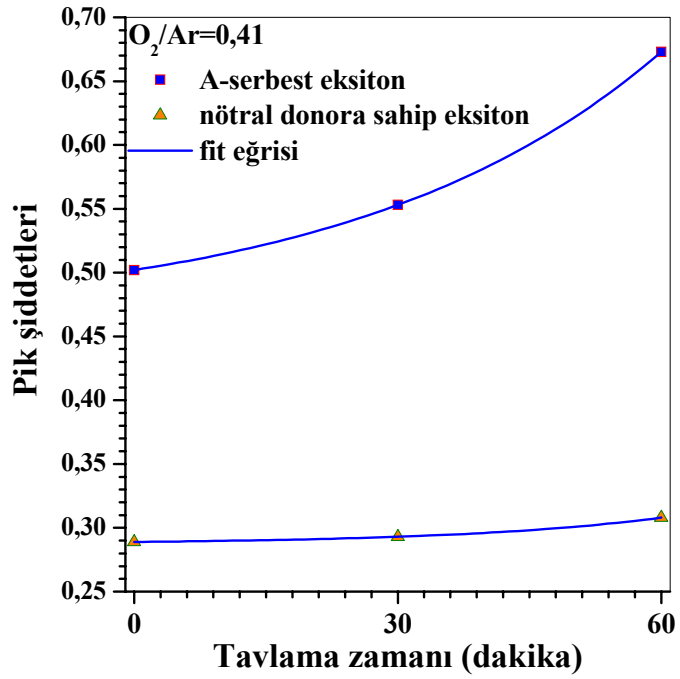


Şekil 5.10. A^0X ve FX pik şiddetlerinin normalize edilmesinin gösterilmesi

Şekil 5.11'da gösterildiği gibi normalize edilmiş pik şiddetlerine göre A-serbest eksiton geçişinin şiddeti tavlama süresi arttıkça artmakla birlikte nötral akseptöre bağlı eksiton geçişinin şiddeti ilk artıştan sonra sabitlenmektedir. Bu çok önemli bir sonuç ortaya koymaktadır. O-zengin filmin vakumda tavllanmasıyla akseptör durumlarında çok büyük bir değişiklik meydana getirilmeden serbest eksitonik geçişin şiddetini artırılabilir. Sonuç olarak burada O-zengin durumda büyütülmüş filmlerin serbest eksitonik geçişi önerdiğimiz vakum tavlama işlemiyle artırılabilir.



Şekil 5.11. Zn-zengin durum için A^0X ve A-eksitonun pik şiddetlerinin gösterimi

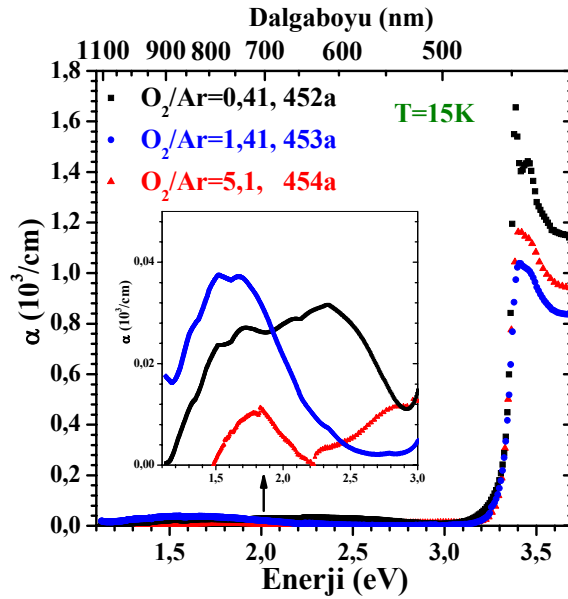


Şekil 5.12. O-zengin durum için A^0X ve A-eksitonun pik şiddetlerinin gösterimi

Benzer olarak A-eksiton pik şiddetindeki artış, Zn-zengin durumda büyütülmüş ince filmde de gözlenmiştir. Şekil 5.12’de görüldüğü gibi A-serbest eksiton pikinin şiddetinde artış gözlenirken nötral akseptöre bağlı eksiton geçişinin şiddeti hemen hemen sabit kalmaktadır.

5.3.2. Bant içi soğurma

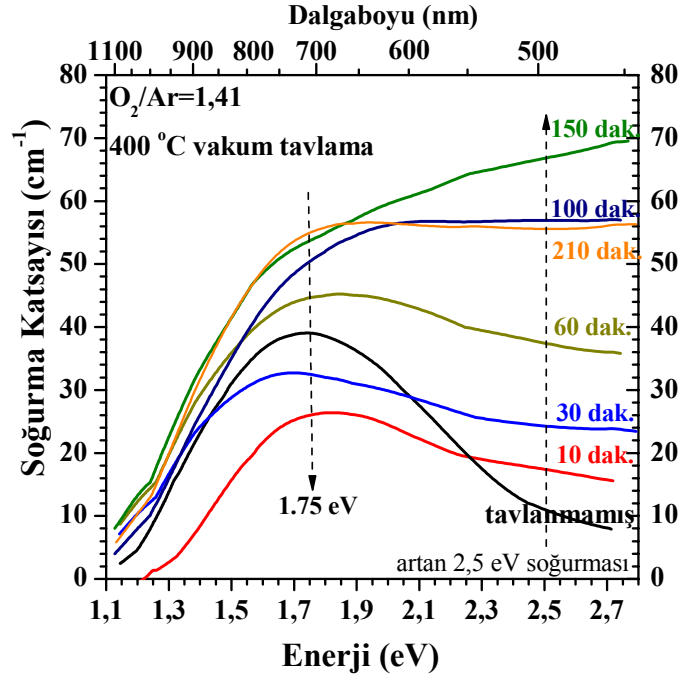
Aşağıda verilen Şekil 5.13’den de gözüktüğü gibi ince filmler büyütme ortamındaki O_2/Ar oranına göre farklı bant içi soğurmalarına sahiptirler. Aşağıdaki şeklin içinde verilen küçük şekilde 1,1 ile 3 eV aralığındaki bölge gösterilmektedir. Bant içindeki bölgede gözlenen en büyük soğurma şiddetine 453a ince filmi sahiptir ve bu soğurma pikinin maksimumu yaklaşık olarak 1.75 eV enerjide yerleştiği söylenebilir. Bunun yanında O_2/Ar oranı 0,41 olan filmin ise iki pik değişimine sahip olduğu gözlenmektedir. Bunlardan birisi O_2/Ar oranı 1,41 olan film ile aynı olan 1,75 eV’de yerleşmiş diğeri ise yaklaşık olarak 2,25 eV civarında gözlenmiştir. 454a filminin bant içindeki soğurma şiddeti diğer filmlerle kıyaslandığında oldukça düşüktür ve pikin 1,75 eV enerjisi civarında yerleşmiş bir maksimumda olduğu söylenebilir.



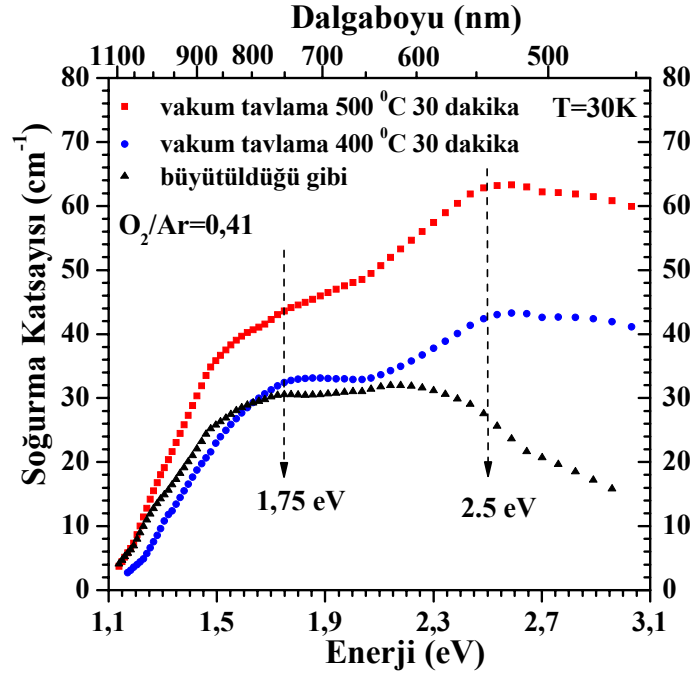
Şekil 5.13. Büyütme ortamındaki O_2/Ar oranına göre filmlerin bant içindeki bölgede soğurma katsayılarının dalgaboyuna karşı değişimi

Bu piklerin oldukça yayvan olmalarından dolayı iletkenlik veya valans bandından bir kusura geçiş olması yerine bant içindeki kusurlar arasındaki bir geçiştten kaynaklandığı söylenebilir (Bhattacharya 1996). Aslında 452a numunesi için yüksek enerji bölgesindeki pikin konumu 2,25 eV civarında olmasına rağmen, şekilden de gözüktüğü bant içerisindeki soğurmanın iki gauss pikinden oluştuğu göz önüne alınarak pikin konumu 2,5 eV olarak alınabilir.

Tavlama işlemiyle bant içindeki soğurmaların gösterimi O-zengin numunesi için Şekil 5.14'de, Zn-zengin numunesi için ise Şekil 5.15'de gösterilmektedir. Şekillerden de gözüktüğü gibi 2,5 eV enerjisindeki pik sadece Zn-zengin numunesinde gözükmemektedir ve tavlama işlemi ile bu enerjideki soğurmanın miktarı artmaktadır. Soğurmada ki artış aslında bu enerjide yerleşen kusurun konsantrasyonundaki artışa işaret etmektedir. Sonuç olarak bu kusurun Zn-zengin kusurlarından kaynaklandığı (yani V_O veya Zn_i) söylenebilir. Çünkü vakumda tavlama işlemi Zn-zenginliğini artırırken 2,5 eV'da yerleşen kusurunda şiddetinin artması bunun bir işaretidir. Aslında bu pik genellikle Van de Walle (2001) tarafından yapılan çalışmaya göre ZnO'da genellikle foto lüminesans (PL) çalışmalarında gözlenen ve yeşil ışımaya merkezi olarak adlandırılan V_O merkezinin ($2+/0$) geçişine atfedilmektedir. Bununla beraber 1,75 eV yerleşen pikin Zn-zengin durumdan kaynaklanıp kaynaklanmadığına karar vermek hem O-zengin hem de Zn-zengin ince filmlerinin her ikisinde de gözlenmesinden dolayı zordur. Yinede Zn-zengin numunede vakum tavlama işlemiyle birlikte bu pikin şiddetinde de küçük bir miktar artış gözlenmektedir. Ayrıca O-zengin numunesinde de baskın bir şekilde gözükmemektedir. Kohan *et al.* (2000) tarafından yapılan çalışmada O-zengin kusurların (V_{Zn} ve O_{Zn}) oluşum enerjileri düşük Zn kısmi basıncında p-tipi ZnO göz önüne alınarak 1,5 eV civarında olduğu bildirilmiştir. O-zengin durumda bu kusurun baskın olmasından dolayı ve sonuç olarak O-zengin kusurları tavlama ile da üretilebileceği için bu enerjideki kusurun V_{Zn} veya O_{Zn} ile ilişkili olduğu söylenebilir.

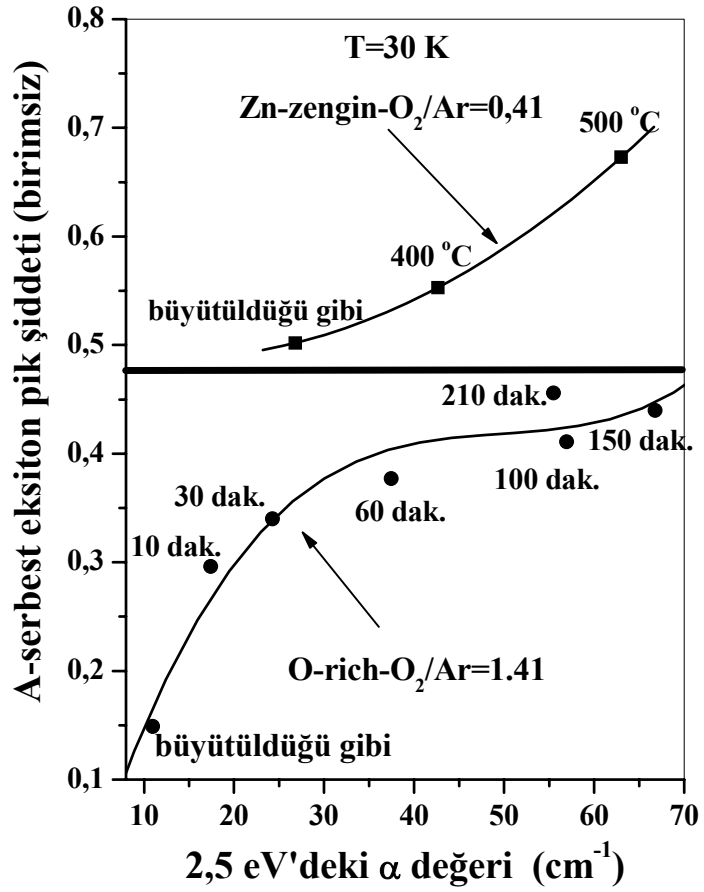


Şekil 5.14. O-zengin numune için vakum tavlama süresi ile bant içindeki soğurmanın enerjiye bağlı değişimi



Şekil 5.15. Zn-zengin numune için vakum tavlama süresi ve sıcaklığı ile bant içindeki soğurmanın enerjiye bağlı değişimi

Genel olarak Zn-zengin kusurları, Zn-zengin numune ve O-zengin numune için A-serbest eksiton geçiş şiddetini arttırma eğilimindedirler. Çünkü Zn-zengin numune yüksek Zn-zengin kusuru yoğunluğuna sahiptir ve vakum tavlama işlemi de Zn-zengin kusuru oluşturduğundan dolayı A-serbest eksiton geçişi şiddeti hem Zn-zengin hemde O-zengin numunelerinde vakum tavlama işlemi sonucunda artmaktadır. Bununla birlikte, 2,5 eV'daki soğurma katsayısı şiddetinin artışı ile A-serbest eksiton geçişini şiddetindeki artış birbirleriyle iyi bir ilişkiye sahiptirler. Bu durum Şekil 5.16'de gösterilmektedir.



Şekil 5.16. 2,5 eV'deki soğurma katsayısı artışı ile A-serbest eksiton geçişini arasındaki ilişki

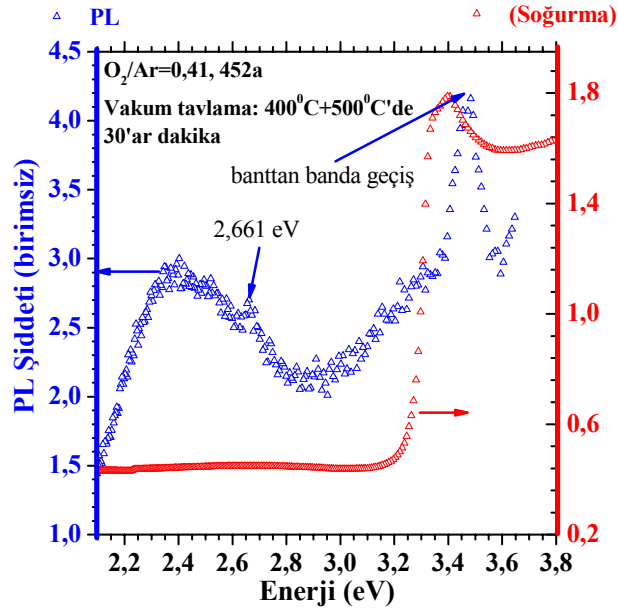
5.4. PL Sonuçlarının Değerlendirilmesi

4. bölümde verilen hemen hemen tüm PL grafikleri dört farklı uyarma dalgaboyunda alınmıştır. Farklı dalgaboylarında farklı PL spektrumları elde edilmesinin sebebi uyarma kaynağının değişen dalgaboyları için farklı güçlerde olmasından kaynaklanmaktadır. Farklı güçteki uyarma kaynağı farklı elektron-hol oluşumu ile sonuçlanabilir. Dolayısıyla farklı şiddetlerde spektrumlar elde edilebilir. Bununla birlikte bant içinde yer alan kusur merkezlerinin emisyon ve soğurma tesir kesitleri farklıdır ve bu tesir kesitlerin de dalgaboyuna bağlı olması farklı PL spektrumları elde edilmesini sağlayabilir. Bu anlamda PL ölçümleri farklı ve yasak enerji aralığından daha büyük olan dört farklı dalgaboyunda gerçekleştirilmiştir. Şekil 4.31’de O₂/Ar oranı 0,41 olan film için farklı dalgaboylarında uyarılma (300, 330, 340 ve 350 nm) sonucunda elde edilen PL spektrumları verilmiştir. Bu ve diğer filmler için elde edilen PL grafiklerinden de gözlendiği gibi (Şekil 4.30-36) filmlerin farklı ışık kaynağı ile uyarılması sonucunda farklı çözünürlükler elde edilmiştir. Örneğin; Şekil 4.31’de uyarma ışık kaynağının 300 nm olduğu spektrumda 3,263 ve 3,116 eV enerji değerindeki emisyonlar, uyarma ışık kaynağının 330, 340 ve 350 nm olduğu spektrumlarda çok belirgin bir şekilde gözlenirken bu spektrum için ayırt edilememiştir.

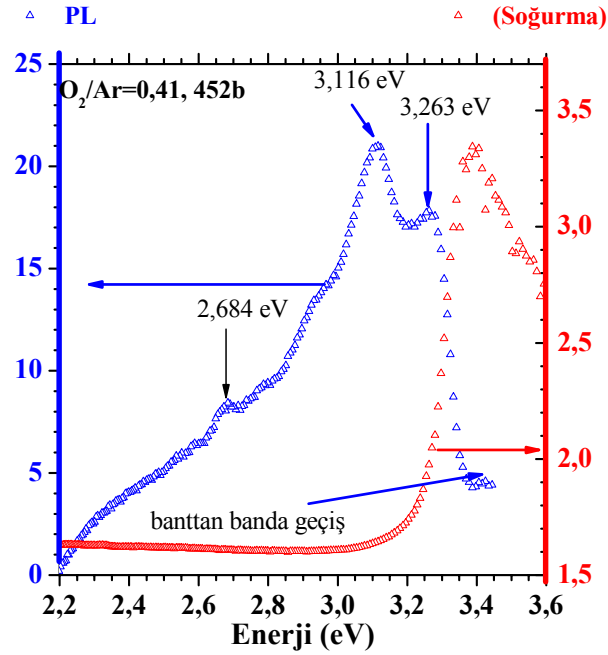
Büyütme ortamındaki O₂/Ar oranı 0,41 (452a) olan film için verilen PL spektrumunda banttandan geçiş dışında bir yayvan pik dikkat çekmektedir. Bu pik bant içerisinde yaklaşık olarak 2,400 eV civarında yerleşmiştir. Bu filmde banttandan bant olan geçiş 3,483 eV enerji değerinde gözlenmiştir. Gözlenen bu enerji değeri ZnO’da serbest eksitonik geçişin 3,370 eV civarında olduğu düşünüldüğünde yüksektir. Diğer filmler içinde bu geçiş yine yüksek enerji değerinde gözlenmiştir. 452b, 453b ve 454b filmleri için sırasıyla FX geçişi 3,454, 3,435 ve 3,425 eV’dir. FX geçişinin yüksek enerji değerlerinde gözlenmesi, Koida *et al.* (2003) tarafından örgü ve termal genişlemenin uyumsuzluğunun sebep olduğu anistoropik zordan kaynaklandığı bildirilmiştir. Bunun yanında Zhang *et al.* (2003) yaptıkları PL çalışmalarında, 270 nm dalgaboyunda Xe lamba ile aydınlatma sonucunda bu geçişi 3,48 eV enerji değerinde gözlemişlerdir. Soğurma deneylerinde 3,25 eV olarak ölçükleri bu geçişin PL ölçümlerinde 3,48 eV

enerjisinde gözlenmesini, numunenin güçlü bir ışıkla uyarılmasının quasi-Fermi seviyesinin iletkenlik bandı içerisine girmesine sebep olduğunu ve dolayısıyla valans bandına geçişlerin yüksek enerji ile sonuçlandığı şeklinde açıklamışlardır.

2,400 eV civarında yerleşen pikin aslında malzemedeki O eksikliğinden kaynaklanabileceği söylenebilir. Çünkü bu ince film hem büyütme şartları açısından en düşük O₂/Ar oranına sahiptir, hem de vakum tavlama işlemi ile malzemedeki O atomu difüzyonu soğurma sonuçlarının değerlendirilmesi bölümünde anlatıldığı gibi oldukça muhtemeldir. Bununla beraber büyütme şartları aynı olan ve herhangi bir tavlama işlemine maruz bırakılmayan numunede (452b) bu bölgede böyle bir pik bulunmaması aslında bu pikin V_O'lardan kaynaklandığının ve tavlama işlemi ile malzemedeki artan V_O konsantrasyonunun bir ispatıdır. Bu pikin oldukça yayvan bir yapıda olması bu geçişin banttan banda bir geçiş olmasından ziyade donör-akseptör arasındaki bir geçişten kaynaklandığı öne sürülebilir. Bunun yanında Şekil 5.17 ve 5.18'de gösterildiği gibi genel olarak soğurma ve PL spektrumlarında bir uyum söz konusudur. Spektroskopik özellikten dolayı eksitonik geçişler soğurma ölçümlerinde daha yüksek, PL ölçümlerinde daha düşük enerjilerde gözlenir.



Şekil 5.17. Tavlama işlemine tabi tutulmuş malzemenin PL ve soğurma spektrumlarının beraber gösterimi



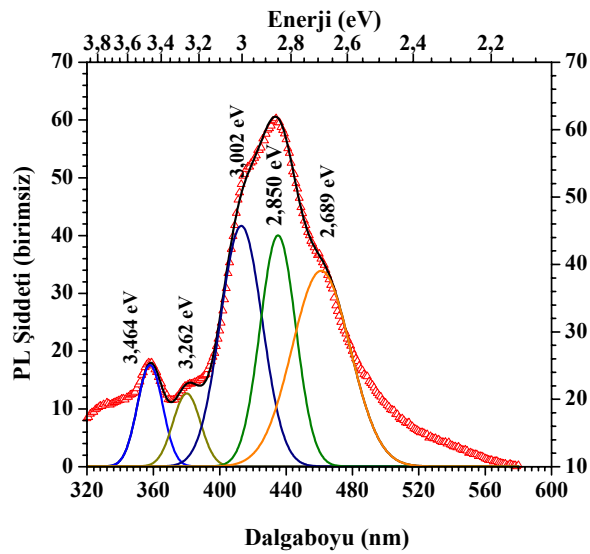
Şekil 5.18. Tavlama işlemine tabi tutulmuş ve tavlınmamış malzemenin PL ve soğurma spektrumlarının beraber gösterimi

Hem vakumda tavlama işlemine maruz bırakılmış hem de ısıl işleme tabi tutulmamış ince filmin her ikisinde birlikte 2,600 eV civarındaki enerji değerinde bir küçük pik mevcuttur. Bu pikin her iki numunede de gözlenmesi bu geçişin kaynağı hakkında bilgi edinmemizi zorlaştırmaktadır. Yine de bu pikin nispeten dar bir yapıda olması bu geçişin banttan bir derin seviye kusuruna geçişi göstermektedir. Borseth *et al.* (2006) yaptıkları tavlama ortamı ile PL arasındaki ilişkiye yönelik çalışmada 2,53, 2,35 ve 2,17 eV civarlarında emisyonlar gözlemişlerdir. Bu sonuçlar bizim gözlediğimiz sonuçlarla oldukça benzerdir ve bu kusur ile ilişkili geçişleri sırasıyla V_O , V_{Zn} ve Li kusurlarına atfetmişlerdir.

452b numunesinde iki baskın emisyon piki gözükmemektedir. Şekil 5.18'de gösterildiği gibi bu emisyonlar 3,263 ve 3,116 eV enerji değerlerinde ortaya çıkmaktadır. Bu geçişlerden 3,263 eV enerji değerinde gözlenen emisyon ZnO'da genellikle donör-akseptör çifti geçişine atfedilir. Literatürde bu geçişin enerji değerinde bir konsensüs yoktur. Jen *et al.* (2005) tarafından yapılan sıcaklığa bağlı PL çalışmasında bu geçiş

3,307 eV civarında bildirilmiştir. Donor-Akseptör çifti geçişi yine 3,21 eV civarında Teke *et al.* (2004) tarafından da gözlenmiştir. 3,116 eV (397,9 nm) enerjisinde gözlenen mor emisyonu bu film için baskın geçiştir.

O₂/Ar oranı 1,41 olan numunelerin PL spektrumları, yukarıda tartışılan düşük O₂/Ar oranına sahip filmlerden oldukça farklı bir karakteristik göstermektedir. Öyle ki; derin seviye kusurlarına ait olan geçişlerden kaynaklanan bant içi lüminesans şiddeti bant kenarı lüminesansı ile kıyaslandığında oldukça yüksektir. Bunun yanında 453a numunesi tavlama işlemine maruz kalmış olmasına rağmen ısıl işleme tabi tutulmamış ince film ile PL spektrumları aralarında pek bir fark gözükmemektedir. Bu filmlerde uyarma dalgaboyuna bağlı olarak çok büyük bir değişim olmamakla birlikte (piklerin şiddetlerinin artması dışında), 300 nm uyarma dalgaboyuna sahip spektrumda ufak bir fark mevcuttur. Bu fark düşük enerji bölgesinde Şekil 5.19’da gösterildiği gibi bir ufak pikin bulunmasıdır. Bu pik sadece 300 nm uyarma dalgaboyuna sahip olan PL spektrumunda gözlenmektedir. Bu uyarma dalgaboyuna sahip spektrumun ayrıntılı bir analizi piklerin gauss dağılımına sahip olduğu kabul edilerek aşağıdaki şekilde gösterilmiştir. Aşağıdaki şekilde siyah çizgi ile gösterilmiş spektrum bu beş gauss dağılımına sahip olan pikin toplamıdır ve gözlendiği gibi orijinal spektrumla oldukça iyi bir uyum içerisindedir.



Şekil 5.19. Tavlama işlemine tabi tutulmuş ve O₂/Ar oranı 1,41 olan filmin 300 nm dalgaboylu ışık ile uyarılmış PL spektrumunun ayrıntılı gösterimi

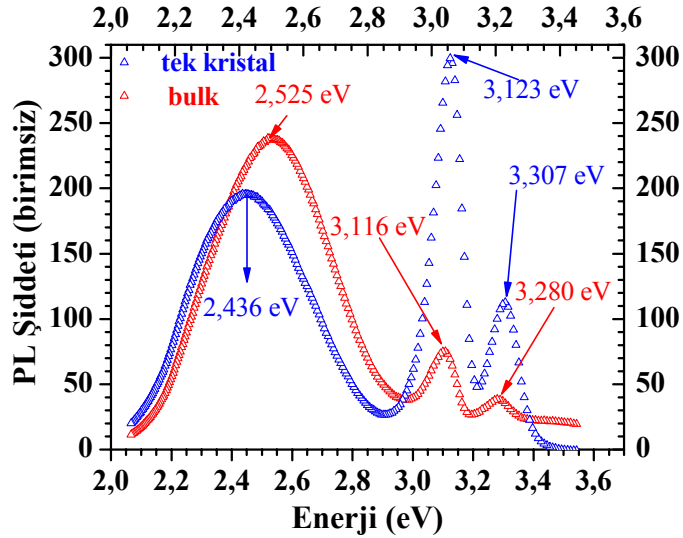
Şekil 5.19'dan da gözleendiği gibi en baskın pik 3,002 eV enerjisinde gözlenen piktir. 2,850 eV ve 2,689 eV enerjisinde gözlenen piklerin şiddetleri baskın olan pike göre bir miktar daha azdır. Ayrıca 3,262 ve 3,464 eV enerjilerinde de iki lüminesans piki mevcuttur. 3,464 eV enerjisindeki pik banttan banda geçişi işaretler. Bu aslında soğurma ölçümlerinde gözlenen 3,20 eV civarındaki değerden oldukça yüksektir. Buna benzer bir durum daha önce açıldığı gibi Wang *et al.* (2003) tarafından gözlenmiştir. 3,48 eV civarında reaktif saçırma metodu ile farklı taban malzemeler üzerine (safir, kuartz, Si) büyüttükleri filmlerin hepsinde oldukça baskın bir UV emisyonu gözlemişler ve bu geçişi bantlar arası foton yardımıyla üretilmiş elektronlar sayesinde gerçekleştiğini bildirmişlerdir. Bunun yanında 2,8 eV civarında gözledikleri mavi lüminesans merkezi olarak tanımladıkları lüminesans merkezinin malzemedeki V_O kusurundan kaynaklandığını bildirmişlerdir. Bizim ölçümlerimizde de 2,850 eV enerjisinde gözlenen pikin sebebi oksijen eksikliğinden kaynaklandığı öngörülebilir. O_2/Ar oranı 0,41 olan filmde de 2,661 eV civarında gözlenen pik bu ince filmde de yaklaşık olarak aynı enerji değerinde gözlenmiştir ve çinko boşluğu kusuruna atfedilebilir. Bu filmde D-A geçişi 3,262 eV enerjisinde gözlenen pik kabul edilebilir.

Büyütme ortamındaki O_2/Ar oranı 5,1 olan ince filmin PL spektrumu da O_2/Ar oranı 0,41 ve 1,41 olan filmlerle farklılıklar göstermektedir. Fakat banttan banda geçiş yine soğurma ölçümleri ile gözlenen yasak enerji aralığından büyük 3,425 eV enerji değerinde gözlenmiştir. Diğer filmlerle benzer olarak bu filmde de 2,661 eV civarında V_{Zn} kusuruna atfedilen geçiş gözlenmektedir. O_2/Ar oranı en düşük olan filme göre bu sefer bu geçişin şiddeti oldukça artmıştır. Benzer olarak D-A geçişi 3,163 eV enerjisi değerinde gözlenmektedir. 454a ve 454b filmlerinin her ikisinin de gözlenen PL spektrumu hemen hemen aynıdır. XRD sonuçlarının da oldukça benzer olması, aslında reaktif saçırma metoduyla üretilen filmlerin O_2/Ar oranının sabit olduğu filmlerde aynı kristalografik ve optik özelliklere sahip olabileceğini göstermektedir.

Azot ile katkılanmış filmde banttan banda geçişe karşılık gelen zayıf UV emisyonu yine diğer filmlerde de gözleendiği gibi yasak enerji aralığından büyük 4,435 eV gibi bir enerji değerinde gözlenmiştir. O_2/Ar oranı arttıkça daha yüksek şiddette gözlenen 2,661

eV'daki V_{Zn} kusuruna atfedilen geçiş bu filmde oldukça yüksek şiddette gözlenmiştir. Diğer filmlerden farklı olarak bu filmde en baskın pik olan bu pikin bir akseptör seviyesine ait olan geçiş olması oldukça muhtemeldir. Bununla birlikte bu geçişin FWHM değeri diğer malzemelerle kıyaslandığında oldukça dar bir yapıdadır. Bu da oluşan kusur seviyesinin azot katkısıyla oluşan V_{Zn} miktarındaki artışa işaret etmektedir.

Tek kristal malzemenin ve külçe olan malzemenin PL spektrumları birbirlerine oldukça benzerdir. İki malzemede de 2 ile 3,6 eV arasında 1) banttan banda, 2) ZnO da yeşil lüminesans bandı olarak bilinen ve 3) D-A geçişine ait olan üç lüminesans piki mevcuttur. Şekil 5.20'de bu durum ayrıntılı olarak gösterilmiştir. Tek kristal malzemede 3,123 eV enerji değerinde gözlenen D-A geçişi baskın geçişken, külçe malzemede 2,525 eV enerji değerinde gözlenen geçiş baskındır. Bununla birlikte filmlerde gözlenen lüminesans merkezlerinin enerji değerlerinde ufak kaymalar söz konusudur. Bu kayma büyük bir ihtimalle malzemelerin oluşmasında karşılaşılan farklı zor parametresinden kaynaklanmaktadır.

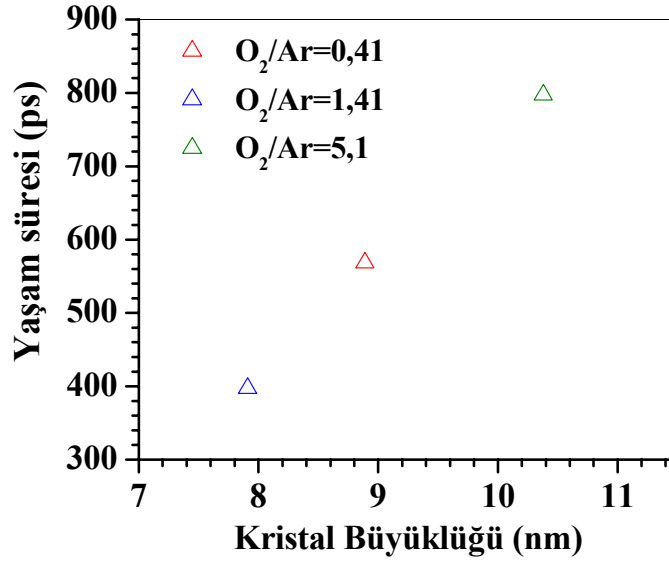


Şekil 5.20. Tek kristal ve külçe malzemenin PL spektrumunun enerjiye bağlılığı

Çizelge 4.3'de verildiği gibi malzemelerin hayat süresi ölçümleri farklılıklar göstermektedir. Özellikle büyütme ortamındaki artan O_2/Ar oranı daha büyük yaşam süresi ile sonuçlandığı söylenebilir.

Yarıiletkenlerde zaman çözümlü PL ölçümleri oldukça sık kullanılan bir ölçüm metodu olup, ölçüm sırasında numuneye herhangi bir zarar vermeyen bir tekniktir. Serbest taşıyıcı veya eksiton geçişlerinin hayat sürelerinin ölçümü malzeme kalitesi veya aygıt performansı ile doğrudan ilişkili olan bir parametredir. Eksiton yaşam süresi kristal kalitesine göre değişir ve kristalin kalitesi artarken hayat süresi de artar (Özgür *et al.* 2005). Taşıyıcıların yaşam süresinin yüksek olması taşıyıcının bir kusur tarafından rekombinasyona uğrama zamanının gecikmesi anlamına gelmektedir ki; bu durum yarıiletkenin kusur yoğunluğunun az olması ile ilişkilendirilebilir. Reynolds *et al.* (2000) tarafından serbest eksitonların müsaade edilmiş Γ_5 ve yasaklanmış Γ_6 ışıklı rekombinasyon sürelerini sırasıyla 259 ps ve 245 ps olarak ölçmüşlerdir. Özgür *et al.* (2005) tarafından yapılan çalışmada reaktif saçtırma metodu ile büyütülen filmler üzerinde tavlama sıcaklığına göre rekombinasyon zamanlarını belirlemişlerdir. 800, 950 ve 1000 °C tavlama sıcaklıkları için sırasıyla 30, 59 ve 74 ps olarak gözlemişlerdir. Bu anlamda aynı metotla büyütülen bu çalışmada kullanılan ince filmlerin ölçülen yaşam süreleri; O₂/Ar oranı 0,41 olan film için 568,23 ps, 1,41 için 389,83 ps ve 5,1 için 797,46 ve 599,91 ps olarak ölçülmüştür. Ölçülen rekombinasyon zamanlarının oldukça yüksek olması büyütülen filmlerin kaliteleri hakkında önemli bilgiler vermektedir. Bunun yanında büyütme ortamındaki O₂/Ar oranı 1,41 olan ve ısıl işleme tabi tutulmamış filmin rekombinasyona uğrama zamanı bi-eksponansiyel bir özellik gösterir. Böyle bir durum Koida *et al.* (2003) tarafından tek kristal ZnO'da gözlenmiş ve bu $\tau_1=180$ ps ve $\tau_2=14$ ns zamanlarının serbest eksiton ve serbest taşıyıcı rekombinasyon zamanları olduğunu bildirmişlerdir. Bu anlamda bizim bu ince film için gözlediğimiz duruma benzer bir özelliktir ve bu ince film için gözlemlediğimiz hayat süreleri 397,65 ps ve 1,82 ns'dir. Bi-eksponansiyel geçiş aynı zamanda tek kristal filmde de gözlenmiştir. Bu malzemede serbest eksiton yaşama süresi 343,95 ps ve serbest taşıyıcı hayat süresi de 5,72 ns olarak ölçülmüştür. Yine benzer olarak Teke *et al.* (2004) tarafından yapılan çalışmada da bi-eksponansiyel geçiş gözlenmiş ve bu geçişlerde gözlenen zamanlar 170,4 ps ve 0,86 ns'dir. Külçe malzemede ise hayat süresi 2,73 ns olarak belirlenmiştir. Genel olarak hayat süresi ölçümleri külçe malzemeler için filmlere göre oldukça yüksektir. Bu durum ince filmlerin büyütüldükleri taban malzeme ile arayüzeyde oluşan yüksek yoğunluklu kusurlara atfedilebilir ve genel olarak gözlenen biri durumdur (Koida *et al.* 2003). Azot katkılı ince film için ölçülen hayat süresi ise

Yang *et al.* (2006) tarafından ölçülen azot katkılı filme oldukça yakındır. Yang *et al.* (2006) tarafından yapılan çalışmada azot katkılı film N akseptörü ile ilişkili olan geçiş için rekombinasyon zamanını 750 ps ve donora bağlı eksitonik geçiş için ise 526 ps olarak bildirmişlerdir. Azot katkısı ile genel olarak malzemenin yapısal, elektriksel ve optiksel özelliklerinde bozulmalar olması oldukça gözlenen bir durumdur. Bu filmde gözlenen yüksek hayat süresi aslında azot katkılı filmin oldukça kaliteli bir yapıda oluştuğunun göstergesidir.



Şekil 5.21. Kristal büyüklüğü ve serbest eksitonun rekombinasyon zamanı arasındaki ilişki

Yukarıdaki şekilde XRD sonuçları sonucunda bulunan kristal büyüklüğü ile serbest eksitonun rekombinasyon zamanı arasındaki ilişki gösterilmiştir. Buna göre kristal büyüklüğü artarken rekombinasyon zamanı da artmaktadır. Yaşam süresinin yüksek olması ile kristal yapıdaki iyileşme arasındaki ilişki yukarıdaki şekil göz önüne alındığında yanlış olmayacaktır. Buradan elde edilen en önemli sonuç, reaktif püskürtme metodu ile film büyütmede ortamdaki O₂ basıncının artmasının hem kristal yapıdaki iyileşmeye sebep olduğu, hem de serbest eksiton rekombinasyonu zamanında artışa sebep olduğudur.

5.5. Schottky Kontak ve DLTS Sonuçlarının Değerlendirilmesi

ZnO II-VI bileşik yarıiletkeni optoelektronik anlamda birçok önemli avantajlarının yanında, yüksek kırılma voltajı, yüksek termal iletkenliğe, yüksek elektron doyum hızına ve parçacık radyasyonuna dayanıklılığı gibi üstün elektronik özellikleri de sahiptir. Yukarıda sayılan parametreler Si ve GaAs gibi klasik yarıiletkenler ile kıyaslandığında daha iyi olmakla beraber GaN ve SiC gibi geniş yasak enerji aralıklı yarıiletkenlerle de kıyaslanabilirlerdir. Bu parametreler yüksek sıcaklık, yüksek güç elektroniği için önemlidir ve bu aygıtların üretimi aynı zamanda yüksek kalitede metal-yarıiletken kontak özellikleri gerektirmektedir. Bu anlamda bu çalışmada yapılan metal-ZnO yarıiletkeni kontak özelliklerinin sıcaklığa bağlı olarak araştırılması literatürde önemli bir yer tutmaktadır.

ZnO yarıiletken tabanlı metal-yarıiletken kontaklar hakkındaki bilgimiz oldukça sınırlıdır. Yinede ZnO'da Ag, Au, Pd, Pt gibi birçok metalin oluşturmuş olduğu Schottky kontakların özellikleri bildirilmiştir. Bu metallerin oluşturmuş olduğu Schottky diyotlar genel olarak 0,6-0,8 eV civarına engel yüksekliği ve 1,5 civarındaki idealite faktörü ile sonuçlanmaktadır. Bu durum aşağıda verilen Çizelge 5.2'de özetlenmiştir. İdealite faktörü anlamında daha iyi kontak parametrelerine sahip olan Schottky diyotlarda literatürde bildirilmiştir ve bunlar genel olarak bir şekilde oksijen plasmasına veya oksijen gazı ile işlenmiş yüzeylerde oluşturulmuş kontaklardır. Coppa *et al.* (2003) tarafından yapılan çalışmada O₂/He plasmasıyla işlenmiş yüzeye yapılan Au/n-ZnO Schottky kontağının 1,03 idealite faktörüne ve 20 pA sızıntı akımına sahip olduğu bildirilmiştir. ZnO'nun O-polar yüzeyine üretilen Ag/n-ZnO Schottky diyotun 1,1 idealite faktörüne ve 0,77 eV engel yüksekliğine sahip olduğu da bildirilmiştir (Allen *et al.* 2006). Bunun yanında Nagata *et al.* (2006) tarafından ZnO'nun O-polar yüzeyinin Zn-polar yüzeyinden daha yüksek engel yüksekliği oluşturduğu bildirilmiştir.

ZnO tabanlı kontaklardaki gelişmeler umut veriyor olmasına rağmen, bu kontakların aslında en önemli parametresi olan sıcaklığa bağımlılığı hakkında çok fazla bir bilgimiz yoktur (özellikle yüksek sıcaklığa bağımlılıkları). Grossner *et al.* (2004)

tarafından Pd/n-ZnO kontağının 130-340 K sıcaklığı arasında karakteristiklerinin kararlı olduğu bildirilmiştir. Sheng *et al.* (2002) tarafından ise 265K ile 340 K arasında idealite faktörünün 1,37'den 1,29'a değiştiğini bildirmişlerdir. von Wenckstern *et al.* (2006) Pd metalizasyonu ile oluşturdukları Schottky diyotun sıcaklığa bağımlı I-V karakteristiklerini 210-300 K arasında bildirilmiş ve engel yüksekliğinin sıcaklık artışı ile arttığını göstermişlerdir.

Ag/n-ZnO diyotunun Şekil 4.47'de gösterilen I-V karakteristiğinden yaklaşık olarak 4 kat doğrultma katsayısı gözükmemektedir. -1 V'da 6 nA sızıntı akımı gözlenmiştir ve bu değer literatürle kıyaslandığında oldukça düşüktür. 0,4 V civarındaki yarı logaritmik I-V eğrisindeki lineerlikten sapmanın gövdenin seri direnç etkisindedir. Denklem 3.14'ün 0,08 V'dan daha büyük değerlere denk gelen oda sıcaklığındaki I-V eğrisine fit yapılmasıyla elde edilen engel yüksekliği 0,82 eV ve idealite faktörüde 1,55 olarak bulunmuştur. Sıcaklığa bağlı I-V eğrilerinden (Şekil 4.48) gözlemlendiği gibi sıcaklık arttıkça düz beslem akım değerleri artmakta ve I-V eğrisi daha küçük voltaj kısmına doğru kaymaktadır. Ters beslem akım değerleri de sıcaklık arttıkça artmaktadır. Ters beslem akımının değeri düşük olması en azından kapasitans değişimi ölçümleri için istenir. Ürettiğimiz Ag/n-ZnO diyotun 500 K sıcaklığında elde edilen ters beslem akımının değeri DLTS ölçümleri için verilen 10 μ A'lik sınırından küçüktür (Blood ve Orton, 1992).

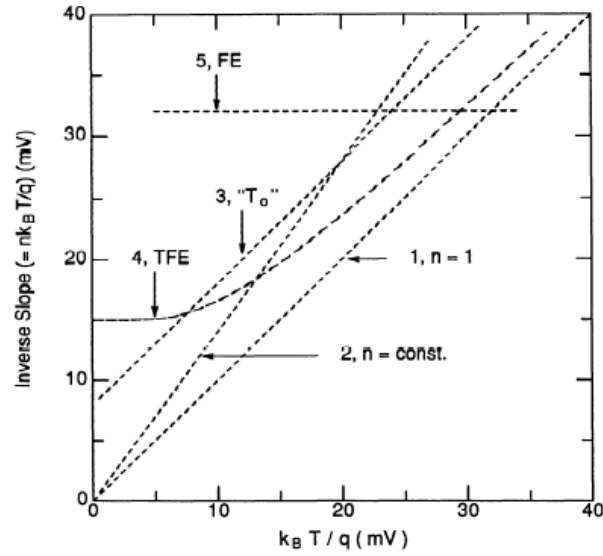
Çizelge 5.2. Literatürdeki bazı Schottky diyotların özellikleri

Referans	Schottky malzemesi	İşlem	Engel yüksekliği (eV)	Sızıntı akımı (nA)	İdealite faktörü
Liang <i>et al.</i>	Ag	-	0,84	1V'da 1	1,5
Sheng <i>et al.</i>	Ag	-	0,89	1V'da 0,1	1,33
Polyakov <i>et al.</i>	Au Ag	O.Ç. + HCl (3 dak.)	0,65 0,69	0,5 V'da 2,1- 2,5x10 ³	1,6 1,6
	Au Ag	O.Ç. + HNO ₃	0,65 0,68	0,5 V'da 1,6-2x10 ³	1,8 1,8
Grossner <i>et al.</i>	Pt	Aseton ve alkol	0,83	2 V'da 10	~1,03
Yuan <i>et al.</i>	Au	Yüzey 20 dak. NH ₃ ve Si ₃ N ₄ maruz bırakılmış	0,586	1V'da 14	1,5
	Au	-	-	1 V'da 56	1,9
Wenckstern <i>et al.</i>	Pd	Yüzeyi asetonla ultrasonik yıkama 3 dak.	0,63 0,74	- -	1,7 2,0
		Aseton + toulene + dimethylsulfoxide 3 dak.	0,68 0,7	- -	1,4 1,75
	ince film bulk	HCl asitte etch etme 3 dak.	0,6	- -	1,4
		N ₂ O plasma ile yüzey muamelesi	0,6	- -	1,95
Auret <i>et al.</i>	Au	Aseton + toulene + dimethylsulfoxide 5'er dakika	-	1 V'da 1	1,19
Coppa <i>et al.</i>	Au	%20 O ₂ /%80 He 30 dak. Plasma temizleme	0,67	4 V'da 36	1,86
	Au	Plasma temizleme	0,60	20 pA	1,03
Oh <i>et al.</i>	Au	O. Ç. O-polar yüzeyi	0,37	-	3,5
	Au	O. Ç. Zn-polar yüzeyi	0,66	-	1,8
Kim <i>et al. a</i>	Pt	O.Ç.+Kaynayan (NH ₄)S _x çözeltisinde 30s etch edilmiş	0,79	5 V'da 0,38	1,51
Ip <i>et al.</i>	Pt	-	0,613	J _s =1,5x10 ⁻⁴ Acm ⁻²	1,7
	Pt	1 dak. 300°C'de N ₂ ortamında tavlama	0,423	J _s =0,229 Acm ⁻²	4,3
	Pt/Au	UV Ozon temizleme	0,70	J _s =6,2x10 ⁻⁶ Acm ⁻²	~1,5
	W/Pt/Au	UV Ozon temizleme+700 °C'de tavlama	0,49	-	~2
Kim <i>et al. b</i>	Pt	O.Ç 5'er dak.+H ₂ O ₂	0,89	1 V'da 6,4x10 ⁻⁷ Acm ⁻²	1,15

O.Ç.; Organik Çözelti

Schottky diyotun ters beslem akımının voltajdan bağımsız olması ve voltaj artarken doyumuna ulaşması, kontrol edilebilir bir engel yüksekliğinin elde edilebilmesi için önemlidir. Şekil 4.47 (a)'dan ters beslem akımının elektrik alana bağımlı olduğu gözükmektedir. Bunun anlamı aslında imaj-kuvvet azalması gibi engel düşürücü etkilerin baskın olmasıdır (Rhoderick and Williams 1988).

Ters beslem akımının sıcaklıkla değişiminin lineer gösteriminde gözüktüğü gibi sızıntı akımı 440 K üzerindeki sıcaklıklar için ani bir artış göstermektedir (Şekil 4.49). Bu artışın gözlemlendiği sıcaklık aynı zamanda idealite faktörünün 1,60 değerlerinden 3,5 değerine çıktığı sıcaklıktır. Her iki sonuçta Ag/n-ZnO Schottky diyotunun özelliklerinin yüksek sıcaklıklarda oldukça farklı olduğunu ve yüksek sıcaklıklarda termiyonik veya termiyonik alan emisyonu işleminin başka bir akım mekanizmasıyla yer değiştirdiğini göstermektedir. Bu durum aynı zamanda Şekil 4.51'de gösterildiği gibi Richardson grafiğinin yüksek sıcaklıklarda doğrusallıktan sapmasıyla da gözlenebilir. Ag/n-ZnO diyotunun idealite faktörü 240-400 K sıcaklığı aralığında 1,3 ile 1,6 arasında değişmektedir. Bu küçük değişim diyotun bu sıcaklık aralığında kararlı yapıda olmasına işaret eder. Bununla beraber bu sıcaklık aralığının dışında idealite faktörü artış göstermektedir. Literatürde verilen Schottky diyotların idealite faktörlerinin sıcaklığa bağımlılığı genellikle sıcaklıkla ters orantılı olarak değişim göstermektedir. Yani sıcaklık artarken azalmaktadır. Bu çalışmadaki diyotun idealite faktörünün sıcaklıkla değişimi Şekil 4.50'de gösterildiği gibi düşük sıcaklıklar kısmında literatüre uymaktadır. Bu değişim genel olarak T_0 anormalliği olarak bilinen etkinin bir sonucu olabilir. Bu durumu ispatlayabilmek için nkT/q 'nın kT/q 'ya karşı grafiği çizilmiştir. Bu grafik genel olarak diyotta akım taşıma işleminde hangi mekanizmanın etkin olduğunu göstermek için kullanılır. Tung (1992) tarafından yapılan çalışma Schottky diyottaki beş farklı akım mekanizmasının idealite faktörünün sıcaklıkla değişimiyle nasıl ilişkili olduğunu göstermektedir. Şekil 5.22'de bu durum gösterilmiştir. Şekil 4.51'deki grafiğin içinde gösterilen grafik akımın düşük sıcaklıklardaki iki veri haricindeki değerleri için Tung (1992) tarafından verilen ve aşağıdaki 4. grafiğe uymaktadır. Bu da akımın taşınmasında etkin olan akım mekanizmasının termiyonik alan emisyonu olduğunu göstermektedir.

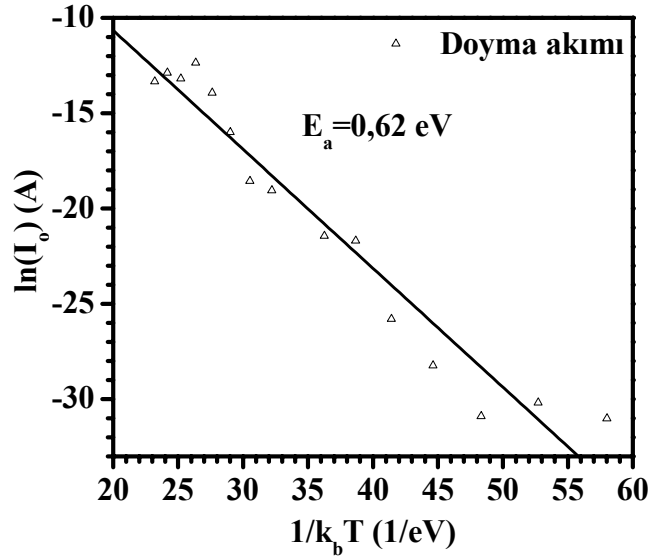


Şekil 5.22. İdealite faktörünün sıcaklıkla değişiminin diyotta akım mekanizmalarının etkinliğinin gösterimi (Tung 1992)

Şekil 4.51’de içte verilen grafik değişimi genellikle termiyonik alan emisyonuna atfedilirken, yine Tung (1992) tarafından tartışıldığı gibi yüksek sıcaklıklarda özellikle artan idealite faktörü durumu için bir tünelleme mekanizmasının varlığının göstergesidir. Bu anlamda diyotta termal olarak aktive edilmiş bir kusurdan kaynaklanan akım mekanizmasının var olup olmadığını anlamak için ters beslem akımının sıcaklığa bağımlılığı genellikle incelenir (Pattabi *et al.* 2007; Bayhan and Erçelebi 1997). Böyle bir kusurun aktivasyon enerjisi ters beslem doyma akımının sıcaklıkla değişimine yapılan fitin eğiminden bulunabilir. Eğer termal aktivasyon enerjisinin değeri yarıiletkenin yasak enerji aralığı değerine yakınsa, Schottky diodun akımı arayüzey rekombinasyonu ile baskın hale gelecektir. Eğer bu değer yarıiletkenin yasak enerji aralığını yarısına denk geliyorsa, bu sefer akım deplasyon bölgesindeki rekombinasyon işlemi ile kontrol edilecektir (Bayhan and Erçelebi 1997). Bu termal işlem;

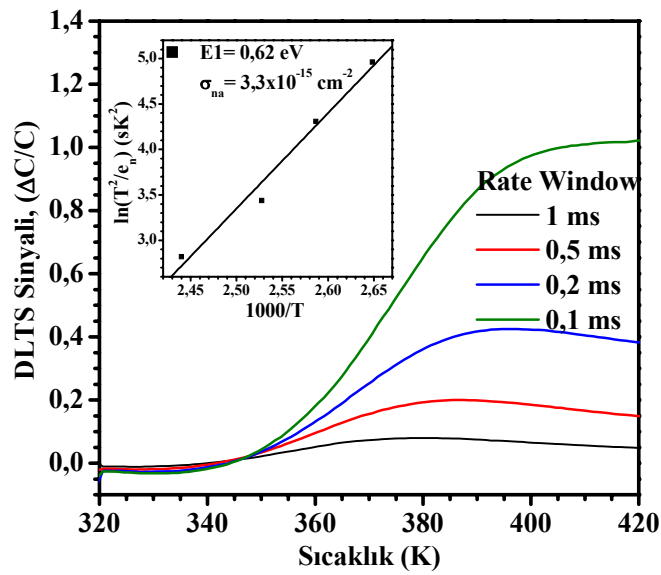
$$I_0 = I_{00} \exp(-E_a / kT) \quad (5.1)$$

ile ifade edilir. Burada I_0 doyma akım yoğunluğunu ve E_a ’da bu termal işlemin aktivasyon enerjisini vermektedir. Doyma akımın sıcaklıkla değişimi ve yapılan lineer fit Şekil 5.23’de gösterilmiştir.



Şekil 5.23. Doyma akımının sıcaklıkla değişimi

Yapılan fit sonucu termal işlemin aktivasyon enerjisi 0,62 eV olarak hesaplanmıştır. Sonuç olarak bulunan bu değer ne yarıiletkenin yasak enerji aralığı değerine yakındır nede yarısı civarındadır. Dolayısıyla yarıiletkende akım mekanizmasında yüksek sıcaklıklarda tuzak yardımcı tünelleme mekanizmasının akım iletiminde baskın olduğu öne sürülebilir. Bunu anlayabilmek için DLTS ölçümü gerçekleştirilmiş olup ve bu ölçüm sonucunda elde edilen spektrum Şekil 5.24’de verilmiştir.



Şekil 5.24. Ag/n-ZnO diyotu için elde edilen DLTS spektrumu

Yukarıda verilen DLTS spektrumundan elde edilen değerler yardımıyla çizilen Arrhenius grafiği (içteki grafik) 400 K civarında aktif olan iletkenlik bandından 0,62 eV enerji altında yerleşmiş, $3,3 \times 10^{-15} \text{ cm}^{-2}$ tesir kesitine sahip bir elektron kusuru seviyesi tespit edilmiştir. Bulunan bu değer tam olarak ters beslem doyma akımından elde edilen değerle aynıdır ve dolayısıyla yüksek sıcaklıklarda bu enerjideki kusurun aktivasyonu ile kusur yardımcı tünelleme mekanizmasının baskın olduğu, bu bilgiler ışığında öne sürülebilir.

Ag/n-ZnO Schottky diyotunun engel yüksekliği 260 K'e kadar bir artış eğilimi göstermekteyken bu sıcaklıktan daha yüksek sıcaklıklarda düşme eğilimindedir. Bu sonuç literatürle pek uyumlu değildir. Genel olarak engel yüksekliği sıcaklık artarken artma eğilimindedir. Fakat bizim elde ettiğimiz sonuçlara benzer olarak Lu and Mohammed (2006) tarafından metal/n- $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ Schottky diyotunda bildirilmiştir. Bu ters karakteristiği yük taşınması mekanizmasında alan emisyonundan kaynaklandığını öne sürdüler. Yine Pt/n-ZnO ve Au/n-GaN Schottky diyotlarında da bizim sonuçlarımızla örtüşen bulgular yer almaktadır (von Wenckstern *et al.* 2006; Wang *et al.* 2006).

Richardson grafiğine yapılan lineer fitten Schottky diyotun engel yüksekliği 0,74 eV olarak ve Richardson sabiti A^{**} , $0,248 \text{ AK}^{-2}\text{cm}^{-2}$ olarak bulunmuştur. Richardson sabiti için bulunan bu değer teorik olarak verilen değeri $32 \text{ AK}^{-2}\text{cm}^{-2}$ değeri ile kıyaslandığında oldukça düşüktür. Fakat buna benzer sonuçlar literatürde oldukça fazla gözlenmektedir. Örneğin Al/p-Si diyotu için teorik değerinden yaklaşık olarak 6 mertebe daha düşük bulunmuştur (Dökme *et al.* 2006). Yine teorik değerden benzer bir sapma Pattabi *et al.* 2007 tarafından Au/n-CdTe Schottky diyotu için bildirilmiştir. ZnO tabanlı Schottky diyot için de von Wenckstern *et al.* (2006) tarafından bu değer çok küçük olarak bildirilmiştir. Teorik değerden bu sapma genel olarak engel yüksekliğinin metal ve yarıiletken arasında oluşan farklı kalınlıklardaki oksit tabakasından dolayı oluşan engel yüksekliğinin homojen olmamasının sebep olduğu ön görülmektedir (Gümüş *et al.* 2002; von Wenckstern *et al.* 2006; Dökme *et al.* 2006).

6. KAYNAKLAR

- Allen, M.W., Alkaisi, M.M. and Durbin, S.M., 2006. Metal Schottky diodes on Zn-polar and O-polar bulk ZnO. *Appl. Phys. Lett.*, 89, 103520.
- Auret, F.D., Goodman, S.A., Legodi, M.J., Meyer, W.E., Look, D.C., 2002. Electrical characterization of vapor-phase-grown single-crystal ZnO. *Appl. Phys. Lett.*, 80 (8), 1340-1342.
- Bayhan, H. and Erçelebi C., 1997. Electrical characterization of vacuum-deposited n-CdS/p-CdTe heterojunction devices. *Semicond. Sci. Technol.*, 12, 600-608.
- Bhattacharya, P., 1996. *Semiconductor optoelectronic devices*. Prentice Hall International, 113 p, NJ, USA.
- Bian, J.M., Li, X.M., Zhang, C., Yu, W.D., Gao, X.D., 2004. *p*-type ZnO films by monodoping of nitrogen and ZnO-based *p-n* homojunctions. *Appl. Phys. Lett.*, 85 (18), 4070-4072.
- Blakemore, J.S., 1985. *Solid State Physics*. Cambridge University Press, 55 p, İngiltere.
- Blood, P. and Orton J.W., 1992. *The Electrical Characteristics of Semiconductors: Majority Carriers and Electron States*. Academic Press, 150 p, New York, USA.
- Børseth, T.M., Svensson, B.G., Kuznetsov, A. Yu., Klason, P., Zhao, Q. X. and Willander, M., 2006. Identification of oxygen and zinc vacancy optical signals in ZnO. *Appl. Phys. Lett.*, 89, 262112.
- Buthzuki, T.V., Sharvashidze, M.M., Gamkrelidze, N.M., Gelovoni, Kh.V., Khulordava T.G., Kekelidze, N.P., 2001. The regulation of defect concentrations by means of separation layer in wide-band II-VI compounds. *Semicond. Sci. Tech.*, 16, 575-580.
- Chen, Z.Q., Yamamoto, S., Maekawa, M., Kawasuso, A., Yuan, X.L., Sekiguchi, T., 2003. Postgrowth annealing of defects in ZnO studied by positron annihilation, x-ray diffraction, Rutherford backscattering, cathodoluminescence and Hall effect. *J. Appl. Phys.*, 94 (8), 4807-4812.
- Cho, M.W., Harada, C., Suzuki, H., Minegishi, T., Yao, T., Ko, H., Maeda, K., Nikura, I., 2005. Issues in ZnO homoepitaxy. *Superlattices Microstruct.*, 38, 349-363.
- Ciobanu, G., Carja, G., Apostolescu, G., Taraboanta, I., 2006. Structural, electrical and optical properties of thin ZnO films prepared by chemical precipitation. *Superlattices Microstruct.*, 39, 328-333.
- Coppa, B.J., Davis, R.F., Nemanich, R.J., 2003. Gold Schottky contacts on oxygen plasma-treated, *n*-type ZnO (0001). *Appl. Phys. Lett.*, 82, 400-402.
- Cox, E.A., Davis, S.P., Cottrell, P.J.C., King, J.S., Lord, J.M., Gill, H.V., Alberto, R.C., Vilao, J.P., Duarte, N.A., de Campos, A., Weidinger, R.J., Lichti and Irvine, S.J.C., 2001. Experimental confirmation of the predicted shallow donor hydrogen state in zinc oxide. *Phys. Rev. Lett.*, 86 (12), 2601-2604.
- Doğan, S., 2002. Bazı III-V ve II-VI Bileşik Yarıiletkenlerde Elektriksel ve Optik Karakterizasyon. Doktora Tezi, Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum.
- Dong, B.-Z., Fang, G.-J., Wang, J.-F., Guan, W.-J., Zhao, X.-Z., 2007. Effect of thickness on structural, electrical, and optical properties of ZnO:Al films deposited by pulsed laser deposition. *J. Appl. Phys.*, 101, 033713-1.

- Dökme, İ., Altındal, S. and Bülbül, M.M., 2006. The barrier height inhomogeneity in Al/p-Si Schottky barrier diodes with native insulator layer. *Appl. Surf. Sci.*, 252, 7749-7754.
- Fox, M., 2001. *Optical Properties of Solids*. Oxford University Press, 77 p, New York, USA.
- Grossner, U., Gabrielsen, S., Borseth, T.M., Grillenberger, J., Kuznetsov, A.Y., Svensson, B.G., 2004. Palladium Schottky barrier contacts to hydrothermally grown n-ZnO and shallow electron states. *Appl. Phys.Lett.* 85, 259-261.
- Gutowski, J., Presser, N., Broser, I., 1988. Acceptor exciton complexes in ZnO: A comprehensive analysis of their electronic states by high resolution magneto-optics and excitation spectroscopy. *Phys. Rev. B*, 38, 9746-9758.
- Gümüş, A., Türüt, A., Yalçın, N., 2002. Temperature dependent barrier characteristics of CrNiCo alloy Schottky contacts on n-type molecular-beam epitaxy. *J. Appl. Phys.*, 91 (1), 245-250.
- Gür, E., Tüzemen, S., Kılıç, B. and Coşkun, C., 2007. High temperature Schottky diode characteristics of bulk ZnO. *J. Phys.-Condens Mat.*, 19, 196206.
- Hammond, C., 2001. *The Basics of Crystallography and Diffraction*. Oxford University Press, Second edition, 213 p, New York, USA.
- Hofmann, D.H., Hofstaetter, A., Leiter, F., Zhou, H., Henecker, F., Mayer, B.K., Orlinski, S.B., Schmidt, J., Baranov, P.G., 2002. Hydrogen: A relevant shallow donor in zinc oxide. *Phys. Rev. Lett.*, 88(4), 45504-1.
- Hong R., Qi, H., Huang, J., He, H., Fan, Z., Shao, J., 2005. Influence of oxygen partial pressure on the structure and photoluminescence of direct current reactive magnetron sputtering ZnO thin films. *Thin Solid Films* 473, 58-62.
- Hutson, A.R., 1957. Hall effect studies of doped zinc oxide single crystals. *Phys. Rev.*, 108 (2), 222-230.
- Ip, K., Gila, B.P., Onstine, A.H., Lambers, E.S., Heo, Y.W., Baik, K.H., Norton, D. P. and Pearton S.J., 2004. Improved Pt/Au and W/Pt/Au Schottky contacts on n-type ZnO using ozone cleaning. *Appl. Phys. Lett.*, 84 (25), 5133-5135.
- Jen, F.-Y., Lu, Y.-C., Chen, C.-Y., Wang, H.-C., Yang, C.C., Zhang B.-p. and Segawa, Y., 2005. Temperature-dependent exciton dynamics in a ZnO thin film. *Appl. Phys. Lett.*, 87, 252117-1.
- Kim, S.-H., Kim, H.-K., Seong, T.-Y., 2005a. Electrical characteristics of Pt Schottky contacts on sulfide treated n-type ZnO. *Appl. Phys. Lett.*, 86, 022101.
- Kim, S.-H., Kim, H.-K., Seong, T.-Y., 2005b. Effect of hydrogen peroxide treatment on the characteristics of Pt Schottky contact on n-type ZnO. *Appl. Phys. Lett.*, 86, 112101-1.
- Kobayashi, A., Sankey, O.F., Volz, S.M. and Dow, J.D., 1983. Semiempirical tight-binding band structures of wurtzite semiconductors: AlN, CdS, CdSe, ZnS and ZnO. *Phys. Rev. B*, 28 (2), 935-945.
- Kohan, A.F., Ceder, G., Morgan, D. and Van de Walle, C.G., 2000. First principle study of native point defects in ZnO. *Phys. Rev. B*, 61 (22), 15019-15027.
- Koida, T., Chichibu, S.F., Uedono, A., Tsukazaki, A., Kawasaki M., Sota, T., Segawa, Y., Koinuma, H., 2003. Correlation between the photoluminescence lifetime and defect density in bulk and epitaxial ZnO. *Appl. Phys. Lett.*, 82 (4), 532-534.
- Lee, E.C., Kim, Y.S., Jin, Y.G. and Chang K.J., 2001. First Principle study of the compensation mechanism in N-doped ZnO. *Physica B*, 308-310, 912-915.

- Liang, W.Y. and Yoffe A.D., 1968. Transmission Spectra of ZnO Single Crystals Phys. Rev. Lett. 20, 59-62.
- Liang, S., Sheng, H., Liu, Y., Huo, Z., Lui, Y. and Shen, H., 2001. ZnO Schottky ultraviolet photodetectors. J. Cryst. Growth, 225, 110-113.
- Look, D.C., Reynolds, D.C., Sizelove, J.R., Jones, R.L., Litton, C.W., Cantwell, G. and Harsch, W.C., 1997. Electrical properties of bulk ZnO. Solid State Communication, 105 (6), 399-401.
- Look, D.C., Hemsley, J.W., Sizelove, J.R., 1999a. Residual native shallow donor in ZnO. Phys. Rev. Lett., 82 (12), 2252-2255.
- Look, D.C., Reynolds, D.C., Hemsley, J.W., Jones, R.L. and Sizelove, J.R., 1999b. Production and annealing of electron irradiation damage in ZnO. Appl. Phys. Lett., 75 (6), 811-813.
- Look, D.C., 2001. Recent advances in ZnO materials and devices. Materials Science and Engineering B, 80, 383-387.
- Look, D.C., Coşkun, C., Claaffin, B. and Farlow, G.C., 2003. Electrical and optical properties of defects and impurities in ZnO Physica B, 340–342, 32-38.
- Lu, C. and Mohammad S.N., 2006. Validity/invalidity of Schottky-Mott rules for Schottky contacts to III-V nitride semiconductor heterostructures. Appl. Phys. Lett., 89, 162111-1.
- Mead, C.A., 1965. Surface barriers on ZnSe and ZnO. Phys. Lett. 18, 218.
- Ma, Q.-B., Ye, Z.-Z., He, H.-P., Zhu, L.-P., Wang, J.-R., Zhao, B.-H., 2007. Influence of Ar/O₂ ratio on the properties of transparent conductive ZnO:Ga films prepared by DC reactive magnetron sputtering. Mater. Lett., 61, 2460–2463.
- Minegishi, K., Koivai, Y., Kikuchi, Y., Yano, K., Kasuga, M. and Shimizu A., 1997. Growth of p-type zinc oxide films by chemical vapor deposition. Jpn. J. Appl. Phys., 36 (2), L1453-L1455.
- Nagata, T., Ahmet, P., Yoo, Y.Z., Yamada, K., Tsutsui, K., Wada, Y., Chikyow, T., 2006. Schottky metal library for ZnO-based UV photodiode fabricated by the combinatorial ion beam-assisted deposition. Appl. Surf. Sci., 252, 2503-2506.
- Neville, R.C. and Mead, C. A., 1970. Surface Barriers on Zinc Oxide. J. Appl. Phys., 41, 3795-3800.
- Morkoç, H., Strite, S., Gao, G.B., Lin, M.E., Sverdlov, B. and Burns, M., 1994. Large band gap SiC, III-V nitride, and II-VI ZnSe-based semiconductor device technologies. J. Appl. Phys., 76 (3), 1363-1398.
- Oba, F., Nishitani, S.R., Isotani, S., Adachi, H. and Tanaka, I., 2001. Energetics of native defects in ZnO. Journal of Applied Physics, 90 (2), 824-828.
- Oh, D.C., Kim, J.J., Makino, H., Hanada, T., Cho, M.W., Yao, T., Ko, H.J., 2005. Characteristics of Schottky contacts to ZnO:N layers grown by molecular-beam epitaxy. Appl. Phys. Lett., 86, 042110.
- Özgür Ü., Alivov Ya. I., Liu C., Teke A., Reshchikov M. A., Doğan S., Avrutin V., Cho S.-J., and Morkoç H., 2005. A comprehensive review of ZnO materials and devices. J. Appl. Phys., 98, 041301.
- Pattabi, M., Krishnan, S., Ganesh, Mathew, X., 2007. Effect of temperature and electron irradiation on the I-V characteristics of Au/CdTe Schottky diodes. Sol. Energy, 81, 111-116.
- Perkowitz, S., 1993. Optical Characterization of Semiconductors: Infrared, Raman and Photoluminescence Spectroscopy. Academic Press, 12p, Atlanta, USA.

- Polyakov, A.Y., Smirnov, N.B., Kozhukhova, E.A., Vdovin, V.I., Ip, K., Heo, Y.W., Norton, D.P. and Pearton, S.J., 2003. Electrical characteristics of Au and Ag Schottky contacts on n-ZnO. *Appl. Phys. Lett.*, 83, 1575-1577.
- Porter, H.L., Mion, C., Cai, A.L., Zhang, X. and Muth, J., 2005. Growth of ZnO films on C-plane (0001) sapphire by pulsed electron deposition (PED). *Mater. Sci. Eng. B*, 119, 210-212.
- Pulker, H.K., 1984. *Coatings on Glass*. Elsevier, 213 p, Amsterdam.
- Reynolds, D.C., Look, D.C., Jogai, B., Hoelscher, J.E., Sherriff, R.E., Harris, M.T. and Callahan, M.J., 2000. Time-resolved photoluminescence lifetime measurements of the Γ_5 and Γ_6 free excitons in ZnO. *Appl. Phys. Lett.*, 88 (4), 2152-2153.
- Rhoderick, E.H. and Williams R.H., 1988. *Metal Semiconductor Contacts*. Oxford University Press, 2nd ed., 124 p, New York, USA.
- Rosenberg, H.M., 2000. *The Solid State*. Oxford University Press, 316 p, New York, USA.
- Ryu, Y.R., Lee, T.S., White, H.W., 2003. Properties of arsenic-doped p-type ZnO grown by hybrid beam deposition. *Appl. Phys. Lett.*, 83 (1), 87-89.
- Seager, C.H. and Myers, S.M., 2003. Quantitative comparisons of dissolved hydrogen density and the electrical and optical properties of ZnO. *J. Appl. Phys.*, 94 (5), 2888-2894.
- Sheng, H., Muthukumar, S., Emanetoğlu, N.W. and Lu, Y., 2002. Schottky diode with Ag on (1120) epitaxial ZnO film. *Appl. Phys. Lett.*, 80 2132-2134.
- Singh J., 1994. *Semiconductor devices; an introduction*. McGraw- Hill Inc., p87, 88. Singapore.
- Singh, A.V., Mehra, R.M., Wakahara, A. and Yoshida, A., 2003. p-type conduction in codoped ZnO thin films. *J. Appl. Phys.*, 93 (1), 396-399.
- Teke, A., Özgür, Ü., Doğan, S., Gu, X., Morkoç, H., Nemeth, B., Nause, J. and Everitt, H.O., 2004. Excitonic fine structure and recombination dynamics in single-crystalline ZnO. *Phys. Rev. B*, 70, 195207.
- Tung, R.T., 1992. Electron transport at metal-semiconductor interfaces: General theory. *Phys. Rev. B*, 45 (23), 13509-13523.
- Tüzemen, S., Xiong, G., Wilkinson, J., Mischuck, B., Uçer, K.B. and Williams, R.T., 2001. Production and properties of p-n junctions in reactively sputtered ZnO. *Physica B*, 308-310, 1197-1200.
- Tüzemen, S., Doğan, S., Ateş, A., Yıldırım, M., Xiong, G., Wilkinson, J. and Williams, R.T., 2003. Convertibility of conductivity type in reactively sputtered ZnO thin films. *Phys. Stat. Sol. (a)*, 195 (1), 165-170.
- Tüzemen, S., Gür, E., Yıldırım, T., Xiong, G. and Williams, R.T., 2006. An investigation of control mechanisms of the excitonic behavior in reactively sputtered ZnO on (0001) Al₂O₃. *J. Appl. Phys.*, 100 (10), 103513.
- Tüzemen, S. and Gür, E., 2007. Principal issues in producing new ultraviolet light emitters based on transparent semiconductor zinc oxide, in press *Opt. Mater.*
- Van de Walle, C.G., 2000. Hydrogen as a cause of doping in zinc oxide. *Physical Review Letters*, 85 (5), 1012-1015.
- Van de Walle, C.G., 2001. Defect analysis and engineering in ZnO. *Physica B*, 308-310, 899-903.

- von Wenckstern, H., Kaidashev, E.M., Lorenz, M., Hochmuth, H., Biehne, G., Lenzner, J., Gottschalch, V., Pickenkain, R. and Grundmann, M., 2004. Lateral homogeneity of Schottky contacts on n-type ZnO. *Appl. Phys. Lett.*, 84, 79-82.
- von Wenckstern, H., Biehne, G., Rahman, R.A., Kaidashev, E.M., Hochmuth, H., Lorenz, M. and Grundmann, M., 2006. Mean barrier height of Pd Schottky contacts on ZnO thin films. *Appl. Phys. Lett.*, 88, 092102.
- Xiong, G., Wilkinson, J., Mishuck, B., Tüzemen, S. and Uçer, K.B., 2002. Control of p- and n-type conductivity in sputter deposition. *Appl. Phys. Lett.*, 80 (7), 1195-1197.
- Wang, Q.P., Zhang, D.H., Ma, H.L., Zhang, X.H. and Zhang, X.J., 2003. Photoluminescence of ZnO films prepared by r.f. sputtering on different substrates. *Appl. Surf. Sci.*, 220, 12-18.
- Wang H.-T., Wang, H.-T., Jang, S., Anderson, T., Chen, J.J., Kang, B.S., Ren, F., Voss, L.F., Stafford, L., Khanna, R., Gila, B.P., Pearton, S.J., Shen, H., LaRoche, J.R. and Smith, K.V., 2006.. Increased Schottky barrier heights for Au on n- and p-type GaN using cryogenic metal deposition. *Appl. Phys. Lett.*, 89, 122106.
- Yıldırım T., Gür E., Tüzemen, S., Bilgin, V., Köse, S., Atay, F., Akyüz, I., 2005. Wide-bandgap modification of polycrystalline ZnO using Sn component on the basis of developing quantum-well hetero structure. *Physica-E*, 27, 290-295.
- Yang, X.D., Xu, Z.Y., Sun, Z., Sun, B.Q., Ding, L., Wang, F.Z., and Ye, Z.Z., 2006. Recombination property of nitrogen acceptor-bound states in ZnO. *J. Appl. Phys.*, 99, 046101.
- Yuan G., Ye, Z., Zhu, Huang, J., Qian, Q., Zhao, B., 2004. Gold Schottky contacts on n-type ZnO thin films with an Al/Si (100) substrates. *J. Crys. Growth*, 268, 169-173.
- Zhang, C., Li, X., Bian, J., Yu, W., Gao, X., 2004. Structural and electrical properties of nitrogen and aluminum codoped p-type ZnO films. *Solid State Commun.*, 132, 75-78.
- Zhang, D.H., Wang, Q.P., Xue, Z.Y., 2003. Photoluminescence of ZnO films excited with light of different wavelength. *Appl. Surf. Sci.* 207, 20-25.
- Zhang, S.B., Wei, S.H. and Zunger A., 2001. Intrinsic *n*-type versus *p*-type doping asymmetry and the defect physics of ZnO. *Physical Review B*, 63, 075205-1.
- Zhu, Q.Y., Ye, Z.Z., Yuan, G.D., Huang, J.Y., Zhu, L.P., Zhao, B.H., Lu, J.G., 2006. Synthesis and characterization of Al-n codoped p-type ZnO epitaxial films using high-temperature homo-buffer layer. *Appl. Sur. Sci.*, 253, 1903-1906.

ÖZGEÇMİŞ

1976 yılında Erzurum’da doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini İzmir’de tamamladı. 1999 yılında Orta Doğu Teknik Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünden mezun oldu. 2001 yılında Atatürk Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünde yüksek lisansa başladı ve aynı yıl Araştırma görevlisi olarak Fen Bilimleri Enstitüsünde göreve başladı ve hala görevine devam etmektedir.

Yayınlar

- 1) Tacettin Yıldırım, **Emre Gür**, S. Tüzemen, V. Bilgin, S. Köse, F. Atay, I. Akyüz, Wide-bandgap modification of polycrystalline ZnO using Sn component on the basis of developing quantum-well hetero structure, *Physica-E*, **27**, 290-295, 2005.
- 2) S. Tüzemen, **Emre Gür**, T. Yıldırım, G. Xiong and R.T. Williams, An investigation of control mechanisms of the excitonic behavior in reactively sputtered ZnO on (0001) Al₂O₃, *J. Appl. Phys.*, **100** (10), 103513, 2006.
- 3) S. Tüzemen, **Emre Gür**, T. Yıldırım, G. Xiong and R.T. Williams, Enhancement of free exciton peak intensity in reactively sputtered ZnO thin films on (0001) Al₂O₃, *AIP Conference Proceeding*, **899**, 277-278, 2006.
- 4) **Emre Gür**, S. Tüzemen, Bayram Kılıç and C. Coşkun, High temperature Schottky diode characteristics of bulk ZnO, *J. Phys.-Condens Mat.*, **19**, 196206, 2007.
- 5) S. Tüzemen and **Emre Gür**, Principal issues in producing new ultraviolet light emitters based on transparent semiconductor zinc oxide, *Opt. Mater*, **30**, 292-310, 2007.
- 6) S. Tüzemen, **Emre Gür** and S. Doğan, Determination of the transport mechanisms in mixed conduction of reactively sputtered ZnO thin films, submitted to the journal.
- 7) **Emre Gür**, S. Tüzemen and S. Doğan, High mobility reactively sputtered p-type ZnO:N thin film on (100) Si, submitted to the journal.
- 8) Harun Güney, C. Coskun, **Emre Gür** and S. Tüzemen, Effective annealing on ZnO thin films grown by electrochemical deposition technique, submitted to the journal.

- 9) **Emre Gür**, S. Tüzemen, Kadem Meral and Y. Onganer, Ultraviolet and visible emission spectra of ZnO thin films: Effects of oxygen deficiency, submitted to the journal.
- 10) Songül Duman, **Emre Gür**, Seydi Doğan, Sebahattin Tüzemen, A detailed temperature dependent capacitance study of Ni/ *n*-type 6H-SiC Schottky diodes; C-V and DLTS, submitted to the journal.
- 11) **Emre Gür**, Hatice Asıl, C. Coşkun, S. Tüzemen, Kadem Meral, Y. Onganer, Korkmaz Şerifoğlu, Optical and structural properties of ZnO thin films; effects of high energy electron irradiation and annealing, to be submitted.