

ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Mediha SOYLU

ATMALI KATODİK VAKUM ARK DEPOLAMA SİSTEMİYLE ÜRETİLEN
ZnO’NUN ELEKTRİKSEL İLETKENLİĞİ VE ISIL İŞLEMLE DEĞİŞİMİ

FİZİK ANABİLİM DALI

ADANA, 2006

ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

ATMALI KATODİK VAKUM ARK DEPOLAMA SİSTEMİYLE
ÜRETİLEN ZnO’NUN ELEKTRİKSEL İLETKENLİĞİ VE ISIL İŞLEMLE
DEĞİŞİMİ

Mediha SOYLU

FİZİK ANABİLİM DALI
YÜKSEK LİSANS TEZİ

Bu Tez 28/09/2006 Tarihinde Aşağıdaki Jüri Üyeleri Tarafından
Oybirliği/Oyçokluğu ile Kabul Edilmiştir.

İmza:.....

Yrd. Doç Dr. Şadi YILMAZ
DANIŞMAN

İmza:.....

Prof. Dr. Ramazan ESEN
ÜYE

İmza:.....

Doç.Dr. Bilgehan GÜZEL
ÜYE

Bu Tez Enstitümüz Fizik Anabilim Dalında hazırlanmıştır.

Kod No:

Prof. Dr. Aziz ERTUNÇ

Enstitü Müdürü

İmza ve Mühür

Bu çalışma Çukurova Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Birimi
Tarafından Desteklenmiştir.

Proje No: FEF2006YL12

Not: Bu tezde kullanılan özgün ve başka kaynaktan yapılan bildirişlerin, çizelge, şekil ve fotoğrafların kaynak gösterilmeden kullanımı, 5846 sayılı Fikir ve Sanat Eserleri Kanunundaki hükümlere tabidir.

ÖZ
YÜKSEK LİSANS TEZİ

**ATMALI KATODİK VAKUM ARK DEPOLAMA SİSTEMİYLE
ÜRETİLEN ZnO'NUN ELEKTRİKSEL İLETKENLİĞİ VE ISIL
İŞLEMLE DEĞİŞİMİ**

Mediha SOYLU

**ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI**

Danışman : Yrd. Doç. Dr. Şadi YILMAZ
Yıl : 2006, Sayfa:115
Jüri : Yrd. Doç. Dr. Şadi YILMAZ
Prof. Dr. Ramazan ESEN
Doç.Dr. Bilgehan GÜZEL

Yarıiletken ZnO ince filmler elektriksel iletkenliği ve optik geçirgenliği yüksek malzeme olmalarından dolayı teknolojik açıdan pek çok yerde kullanılırlar. Bu sebepten malzemenin üretimi ve teknik açıdan kullanılabilirliğinin ölçümü önem kazanmaktadır.

Bu tez çalışmasında yarıiletken ZnO ince filmlerin elektriksel iletimi ve ısı ile işlemle değişimi incelenmiştir. PFCVAD depolama yöntemiyle cam ve silikon alttaban üzerine farklı O₂ basıncı kullanarak farklı basınçlarda depolanan ince filmlerle, farklı kalınlıklarda depolanan filmlerin sıcaklıkla elektriksel iletkenliği, soğurma katsayısı, yasak enerji aralığı gibi yarıiletken parametrelerinin kıyaslanması ve ölçümü yapılmıştır.

Anahtar Kelimeler: ZnO, Atmalı Filtreli Katodik Vakum Ark Depolama (PFCVAD) yöntemi, elektriksel iletkenlik, ısı değişim.

ABSTRACT

MSc THESIS

ELECTRICAL CONDUCTIVITY AND CHANGING WITH THERMAL OPERATION OF ZnO WHICH GROWTH BY PULSED CATHODIC VACUUM ARC DEPOSITION
--

Mediha SOYLU

**DEPARTMENT OF PHYSICS
INSTITUTE OF NATUREL AND APPLIED SCIENCES
UNIVERSITY OF ÇUKUROVA**

**Supervizor : Assoc. Prof. Şadi YILMAZ
Year : 2006, Pages: 115
Jury : Assoc. Prof. Şadi YILMAZ
Prof. Dr. Ramazan ESEN
Assis. Prof. Bilgehan GÜZEL**

As semiconductor ZnO thin films have high electrical conductivity and optical permeability materials used in most position point of view technological. Because of this considers producing of the material and measuring of using point of view technological.

In this thesis studing has been investigated semiconductor ZnO thin films that electrical conductivity and changing with thermal operation. Thin films deposited on glass and Si substrates by PFCVAD deposition process using different O₂ pressures and at different thickness then compared and measured semiconductor parameters such as thermal electrical conductivity, absorption coefficient, energy band gap.

Key Words: ZnO, Pulsed Filtered Cathodic Vacuum Arc Deposition (PFCVAD) process, electrical conductivity, thermal change.

TEŞEKKÜR

Bilgisini bizlere sunma konusunda her zaman başvurduğumuz, tez çalışma konumu belirlemede bana yardımcı olan değerli hocamız Prof. Dr. Ramazan ESEN başta olmak üzere; danışman hocam Yrd. Doç. Dr. Şadi YILMAZ'a, Prof. Dr. Hamide KAVAK'a, deneysel çalışma sürecinde gece gündüz yanımda olarak yardımlarını esirgemeyen sevgili Ar. Gör. Ebru ŞENADIM'a, sonsuz teşekkürlerimi sunuyorum.

Bazı laboratuvar çalışmalarımıza katkıda bulunan öğretim görevlisi Mehmet ESEN'e, deneysel süreçte birlikte çalıştığım yüksek lisans arkadaşım L.Nükhet ÖZBAYRAKTAR'a ve birçok konuda desteğini ve emeğini esirgemediğim yanımda olan sevgili arkadaşım Elif HAKLI'ya çok teşekkür ederim. Deneysel çalışmalarım esnasında bir mühendislik şirketinde çalışmaya başlamamdan dolayı tezimi tamamlama konusunda destek olan Atilla SINMAZ'a ayrıca teşekkür etmek istiyorum. Yüksek lisans öğrenimi ve tez sürecinde yanımda olan aileme ve tüm arkadaşlarıma bana inandıkları ve güvendikleri için minnettarım.

İÇİNDEKİLER

ÖZ	I
ABSTRACT	II
TEŞEKKÜR.....	III
İÇİNDEKİLER	IV
ÇİZELGELER DİZİNİ	VIII
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	IX
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	XI
1. GİRİŞ	1
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR.....	3
3. MATERYAL VE METOD	9
3.1. Yarıiletkenler Hakkında Temel Bilgiler.....	9
3.1.1. Yarıiletken Parametreler	11
3.1.2. Yarıiletkenlerde Fermi-Dirac Dağılım Fonksiyonu	12
3.1.3. Özden Yarıiletkenlerde Fermi Seviyesinin Yeri ve Yük Taşıyıcılarının Konsantrasyonu.....	13
3.1.4. Özden Yarıiletkenlerde Fermi Enerjisinin, Yük Taşıyıcılarının Konsantrasyonu ve Sıcaklığa Bağlılığı	17
3.1.5. Yarıiletkenlerin Karakteristik Enerjileri ve Seviyeleri	20
3.1.6. Yarıiletkenlerde Kinetik Olaylar.....	22
3.1.7. X-Işınları Kırınım Yöntemiyle Örgü Parametresinin Ölçülmesi	26
3.1.8. Prob Yöntemleri ile Özdirenc Ölçülmesi	27
3.1.9. Yarıiletkenin Yasak Band Genişliğini Ölçme Yöntemi.....	28
3.1.10. Yarıiletkenin İletkenlik Tipinin Ölçülmesi	28
3.1.11. İnce Film Teknolojisinde Vakumun Rolü.....	29
3.1.12. Filmlerin Vakumda Hazırlanması	30
3.1.13. Yarıiletkenlerin Ölçüm İçin Hazırlanması	30
3.1.14. Omik Kontakların Yapılması	30
3.1.15. Film Parametrelerinin Ölçüm Yöntemleri	32

3.1.16. İnce Film Depolama Yöntemleri.....	33
3.2. Vakum Ark Biliminin Temelleri ve Uygulamaları	35
3.2.1. Vakum Ark Bilim ve Teknolojisinin Temelleri	35
3.2.1.1. Elektriksel Boşalmalar ve Plazmalar	35
3.2.1.2. Ark Ateşleme	36
3.2.1.3. Katot Spotlar	37
3.2.1.3.(1) Spot Tipleri.....	37
3.2.1.3.(2) Tip 1 ve Tip 2 Spotlarının Dinamikleri ve Yerel Karakteristikleri	38
3.2.1.3.(2)(a) Spot Hareketi	38
3.2.1.3.(2)(b) Krater Boyutu ve Minimum Spot Akımı	38
3.2.1.3.(2)(c) Katot Spot Yaşam Zamanı	39
3.2.1.3.(2)(d) Akım Yoğunluğu	39
3.2.1.3.(3) Arkın Önemli Karakteristikleri.....	39
3.2.1.3.(3)(a) Ark Voltajı	40
3.2.1.3.(3)(b) Net Aşınma Oranı	40
3.2.1.3.(3)(c) Plazma Parametreleri	40
3.2.1.3.(3)(d) Dalgalanmalar.....	41
3.2.1.3.(4) Katot Spot Teorisi.....	41
3.2.1.3.(4)(a) Durağan Modeller	42
3.2.1.3.(4)(b) Durağan Olmayan Modeller	43
3.2.1.4. Elektrot Arası Plazma	43
3.2.1.5. Anot Olgu.....	44
3.2.2. Vakum Ark Bilim ve Teknolojisinin Uygulamaları.....	46
3.2.2.1. Vakum Ark'tan Kaplamalar	46
3.2.2.1.(1) Vakum Ark Depolaması	46
3.2.2.1.(2) Film Büyütme	46
3.2.2.1.(3) İnce Filmlerin Vakum Ark Depolaması	47
3.2.2.1.(3)(a) Katodik Arklar ve Film Depolamasından Yayınım Üretimlerinin Karakteristikleri.....	47
3.2.2.1.(4) Makro Parçacık Yayınımı.....	48
3.2.2.1.(5) Ark Kaynak Tasarımları	49

3.2.2.2. Atmalı Ark Kaynakları.....	50
3.2.2.2.(1) Kaynak Tasarımı	51
3.2.2.2.(2) Plazma Karakteristikleri	52
3.2.2.2.(3) İnce Film Depolama	52
3.2.2.3. Film Büyütme	52
3.2.2.3.(1) Metal Film Depolama.....	53
3.2.2.3.(2) Oksit Depolama	53
3.2.2.4. Arkla Depolanmış Kaplamaların Uygulamaları	54
3.2.2.4.(1) Kompozisyonun Kontrolü ve Yapısı.....	56
3.2.2.4.(2)(a) Kaplama Yapısı.....	57
3.3. Atmalı Filtreli Katodik Vakum Ark Depolama (PFCVD) Tekniği	58
3.3.1. PFCVAD Tekniğinin Temel Elemanları ve Özellikleri.....	59
3.3.2. Ark Spotu ve Plazma.....	62
3.3.3. Katodik Ark Kaynakları.....	63
3.3.4. Filmin Alttabakaya Tutunması.....	64
3.3.5. Kaplama Düzgünlüğü	64
3.3.6. Mikro Parçacıklar ve Kontrolü.....	65
3.3.7. Depolama Oranları	66
3.4. PFCVAD Sistemiyle Yarıiletken ZnO İnce Film Üretimi, Filmlerin Optik ve Elektriksel Özellikleri	67
3.4.1. Film Üretimi.....	67
3.4.2. Elde Edilen Filmlerin Ölçüme Hazırlanması	68
3.4.3. Elde Edilen Filmlerin Yapı Özelliklerinin Belirlenmesi.....	69
3.4.4. Elde Edilen Filmlerin Optik Özelliklerinin Belirlenmesi	70
3.4.4.1. Soğurma Katsayısının Hesaplanması.....	74
3.4.4.2. Yasak Enerji Aralığının Bulunması	78
3.4.4.3. Film Kalınlığının Belirlenmesi	81
3.4.5. Elde Edilen Filmlerin Elektriksel Özelliklerinin Belirlenmesi	82
3.4.5.1. İletim	84
3.4.5.2. İletkenlik Ölçümleri	85
4. BULGULAR VE TARTIŞMA	87

4.1. Elde Edilen Katkılanmamış Yarıiletken ZnO İnce Filmlerin Optik Özelliklerinin Belirlenmesi	87
4.2. Tavlamanın Optik Özelliklere Etkisi	94
4.3. ZnO İnce Filmlerin Elektriksel İletkenliklerinin Sıcaklıkla Değişimi ve Özdirenç Değerlerinin Ölçümü.....	98
5. SONUÇ VE ÖNERİLER	109
KAYNAKLAR	112
ÖZGEÇMİŞ	115

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 4.1. Aynı kalınlık (~236 nm) farklı basınçlı ZnO filmlerin geçirgenlik ve soğurma spektrometrelerinden elde edilen sonuçların değerlendirmesi	90
Çizelge 4.2. Aynı basınç (6.5×10^{-4} Torr) farklı kalınlıklı ZnO filmlerin geçirgenlik ve soğurma spektrometrelerinden elde edilen sonuçların değerlendirmesi	94
Çizelge 4.3. 6.5×10^{-4} Torr basınçlı ve 365 nm kalınlıklı ZnO ince filmi için tavlانmadan ve tavlانmış olarak band kenarı ve yasak enerji aralığının değışimleri	96
Çizelge 4.4. 6.5×10^{-4} Torr basınçlı ve 499 nm kalınlıklı ZnO ince filmi için tavlانmadan ve tavlانmış olarak band kenarı ve yasak enerji aralığının değışimleri	98

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 3.1. Yarıiletken parametreler ve ölçme yöntemleri	11
Şekil 3.2. Katkısız yarıiletkende Fermi seviyesinin sıcaklıkla değişimi	16
Şekil 3.3. (1) İletim bandının dibindeki ve (2) valans bandının tavanındaki durum yoğunluğunun enerji ile bağıntıları	17
Şekil 3.4. Yük taşıyıcıların mobilitelerinin sıcaklıkla değişimi	26
Şekil 3.5. İki-problu yöntemle öz direnç ölçme devresi	27
Şekil 3.6. Paralel yüzeyli filmin içinde ışınların yansımasının gösterimi.....	32
Şekil 3.7. PFCVAD tekniğinin şematik çizimi.....	59
Şekil 3.8. ZnO (wurtzite) hekzagonal örgüsü	69
Şekil 3.9. Kristalde gözlenen farklı optik soğurma işlemlerinin şematik gösterimi .	71
Şekil 3.10. İnce bir tabakadaki soğurma	75
Şekil 3.11. İnce bir filmde çok yansımali ışık geçirimi	76
Şekil 3.12. Amorf bir yarıiletkenin soğurma katsayısının enerjiyle değişimi	79
Şekil 3.13. Amorf yarıiletkeninde durum yoğunlukları ve mobilitenin enerjiye göre dağılımı	85
Şekil 4.1. Aynı kalınlık (~236nm) farklı basınçlarda elde edilen ZnO ince filmlerin optik geçirgenlik değerlerinin dalgaboyuna karşı değişimi	88
Şekil 4.2. Aynı kalınlık (~236 nm) farklı basınçlarda elde edilen ZnO ince filmlerin optik soğurma katsayılarının enerjiye karşı değişimi	89
Şekil 4.3. Aynı kalınlık (~236nm) farklı basınçlarda elde edilen ZnO ince filmler için $(\alpha E)^2$ 'nin E'ye göre değişimi	90
Şekil 4.4. Aynı basınç (6.5×10^{-4} Torr) farklı kalınlıklarda elde edilen ZnO ince filmlerin optik geçirgenlik değerlerinin dalga boyuna karşı değişimi	91
Şekil 4.5. Aynı basınç (6.5×10^{-4} Torr) farklı kalınlıklarda elde edilen ZnO ince filmlerin optik soğurma katsayılarının enerjiye karşı değişimi.....	93
Şekil 4.6. Aynı basınç (6.5×10^{-4} Torr) farklı kalınlıklarda elde edilen ZnO ince filmler için $(\alpha E)^2$ 'nin E'ye göre değişimi	93
Şekil 4.7. 6.5×10^{-4} Torr basınçlı ve 365 nm kalınlıklı ZnO ince filmlerin tavlınmamış ve tavlınmış olarak optik geçirgenlik değerlerinin dalga boyuna karşı değişimi.....	95

Şekil 4.8. 6.5×10^{-4} Torr basınçlı ve 365 nm kalınlıklı ZnO ince filmi için tavlama ile enerjinin optik soğurma katsayısına karşı değişimi	95
Şekil 4.9. 6.5×10^{-4} Torr basınçlı ve 365 nm kalınlıklı ZnO ince filmi için tavlama ile $(\alpha E)^2$ 'nin E'ye göre değişimi	96
Şekil 4.10. 6.5×10^{-4} Torr basınçlı ve 499 nm kalınlıklı ZnO ince filmlerin tavlama ile ve tavlama ile olarak optik geçirgenlik değerlerinin dalga boyuna karşı değişimi	97
Şekil 4.11. 6.5×10^{-4} Torr basınçlı ve 499 nm kalınlıklı ZnO ince filmi için tavlama ile enerjinin optik soğurma katsayısına karşı değişimi	97
Şekil 4.12. 6.5×10^{-4} Torr basınçlı ve 499 nm kalınlıklı ZnO ince filmi için tavlama ile $(\alpha E)^2$ 'nin E'ye göre değişimi	98
Şekil 4.13. Direnç ölçüm devresi	99
Şekil 4.14. Aynı kalınlık (~236 nm) farklı basınçlı cam alttaban üzerine depolanan ZnO ince filmlerin elektriksel iletkenliğinin sıcaklıkla değişimi	101
Şekil 4.15. Aynı kalınlık (~236 nm) farklı basınçlı cam alttaban üzerine depolanan ZnO ince filmlerin $\ln(R/R_0)$ değerlerinin sıcaklıkla değişimi	102
Şekil 4.16. Aynı kalınlık (~236 nm) farklı basınçlı Si alttaban üzerine depolanan ZnO ince filmlerin elektriksel iletkenliğinin sıcaklıkla değişimi	103
Şekil 4.17. Aynı kalınlık (~236 nm) farklı basınçlı Si alttaban üzerine depolanan ZnO ince filmlerin $\ln(R/R_0)$ değerlerinin sıcaklıkla değişimi	104
Şekil 4.18. Aynı basınç (6.5×10^{-4} Torr) farklı kalınlıklı cam alttaban üzerine depolanan ZnO ince filmlerin elektriksel iletkenliklerinin sıcaklıkla değişimi	105
Şekil 4.19. Aynı basınç (6.5×10^{-4} Torr) farklı kalınlıklı cam alttaban üzerine depolanan ZnO ince filmlerin $\ln(R/R_0)$ değerlerinin sıcaklıkla değişimi	106
Şekil 4.20. Aynı basınç (6×10^{-4} Torr) farklı kalınlıklı Si alttaban üzerine depolanan ZnO ince filmlerin elektriksel iletkenliklerinin sıcaklıkla değişimi	107
Şekil 4.21. Aynı basınç (6×10^{-4} Torr) farklı kalınlıklı Si alttaban üzerine depolanan ZnO ince filmlerin $\ln(R/R_0)$ değerlerinin sıcaklıkla değişimi	108

SİMGELER VE KISALTMALAR

ρ	: Özdirenç
σ	:İletkenlik
μ	: Mobilite
T	:Mutlak sıcaklık
F(E)	: Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu
N_V	:İletim bandındaki elektronların etkin durum yoğunluğu
N_C	:Valans bandındaki deliklerin etkin durum yoğunluğu
n	:Elektron konsantrasyonu
p	:Delik konsantrasyonu
m_n^*	:Elektronların etkin kütlesi
m_p^*	:Deliklerin etkin kütlesi
E_g	:Yasak enerji aralığı
α	: Soğurma katsayısı
λ	: Dalgaboyu
PFCVAD	: Palslı (Atmalı) Filtreli Katodik Vakum Ark Depolama
E_a	: Aktivasyon enerjisi

1. GİRİŞ

Yarıiletken ZnO ince filmler elektriksel iletkenliği ve optik geçirgenliği yüksek malzeme olmalarından dolayı teknolojik açıdan pek çok yerde kullanılırlar. Bu sebepten malzemenin üretimi ve teknik açıdan kullanılabilirliğinin ölçümü önem kazanmaktadır.

10^{-3} 'den 10^5 Ωcm aralığının üzerinde yüksek direnç kontrolü, görünür dalga boyunda geçirgenlik, yüksek elektrokimyasal kararlılık, doğrudan band aralığı, doğadaki bolluk ve zehirlenmesinin olmayışı sebeplerinden dolayı ZnO ince filmler; yüzey akustik dalga aletlerinde piezoelektrik filmlerdeki teknik uygulamalarda, kimyasal sensörlerde, katalizlerde, n-tipi pencere levhası olarak foto-voltaiklerde kullanılır.

Yarıiletken ZnO ince filmlerin uygulama yerleri; light emitting diyotlar (LEDs) gibi optoelektronik aygıtlar, oda sıcaklığında geniş eksiton bağlanma enerjisi (~ 60 meV) içeren ümit verici özelliklerinden dolayı kısa dalgaboyları için laser diyotlar (LDs)'dir. Yüzey akustik dalga aletleri, gaz sensörleri, microactuator (mikrometre)ler, transperent conducting layers gibi çeşitli fonksiyonel aygıtlardır (Zhang, Chen ve ark, 2005).

Teknolojideki kullanım alanları nedeniyle çoklu kristal ZnO ince filmlerle yakından ilgilenilmiştir (Ambia ve Islam, 1992). Katkısız ZnO düz panel göstergeleri ve güneş pillerindeki gibi geçirgen iletken elektrot uygulamalarının çoğu için seçilen malzemedir (Baik ve Cho, 1999). ZnO katmanları, çok katmanlı güneş pilinin en üst katmanı olarak da kullanılabilir. Çünkü birçok katmanın en üst katmanı genellikle güneş spektrumundaki yüksek enerjili fotonları soğurur. Her zaman daha yüksek enerji aralığı olan malzemeler, daha yüksek foto-voltajları elde etmede kullanışlıdır. (Samarasekara ve ark, 2002) Ayrıca katkısız ve katkılı ZnO filmlerin her ikisi de optoelektronik gösterge aygıtlarında (Chopra ve ark, 1983) ve ultra-yüksek frekanslı elektro-akustik dönüştürücülerde (Hickermell, 1976) kullanılır.

ZnO n-tipi bir yarıiletkenidir, elektriksel iletkenliği temelde farklı konumdaki Zn fazlalığından dolayıdır (Sanchez-Juarez ve ark, 1998). ZnO çok fazla ilgilenilen bir malzemedir, çünkü düşük maliyetlidir, zehirli değildir, yüksek band aralığı vardır

ve kolaylıkla katkılanabilir, elektrolitle kontaklar dahil edildiğinde bozulma aşınma meydana gelmez. Genelde oksitlerin çoğu kimyasal olarak kararlıdır ve havadaki oksijenle tepkimeye girmez (Samarasekara ve ark, 2002).

ZnO piezoelektrik bir malzeme olduğundan önemlidir, çünkü görünür bölgede geçirgendir. Tavlanarak veya uygun şekilde katkılanarak iletkenliği kontrol edilebilir. ZnO'nun piezoelektrik özellikleri yüzey akustik dalga (SAW) aygıtları gibi ince film uygulamalarında kullanılır (Srikant ve Clarke, 1997).

Katkılamanın ZnO ince filmlerin özelliklerinin gelişmesine neden olduğu söylenebilir. Filmlerin hassaslığı öz dirençle birlikte artan gaz algılayıcıları olarak kullanılması gerektiği durumda en iyi filmler, film üretildikten sonra herhangi bir ısı işleme tabi tutulmamış (tavlanmamış) ve katkısız ZnO filmlerdir (Nunes, 1999).

Pek çok depolama yöntemiyle üretilen ZnO yarıiletken ince filmlerin, kristallik ve kompozisyonları XRD'yle, yüzey morfolojileri SEM'le, band aralığı optik soğurma ve elektriksel parametreleri Van der Pauw ve Hall effect ölçümleriyle analiz edilebilmektedir.

PFCVAD sistemiyle üretilen ZnO ince filmlerin diğer depolama sistemlerine göre bazı avantajlara sahip olduğu söylenebilir. Bu sistemle; film morfoloji üstünde kolay kontrol yapılabilir, düşük alttaban sıcaklıklarında film üretilebilir, film yoğunlukları yüksek olabilir, bileşik olarak üretilen filmlerin sentez çalışmaları etkili bir şekilde yapılabilir. Filmlerin alttabana tutunması oldukça yüksektir, düzlem yüzeyli olmayan bir alttaban kullanımı durumunda bile kaplama düzgünlüğü görülür, alaşım bileşenlerinin kaynak materyalden alttabana taşınması mümkündür.

PFCVAD sistemiyle üretilen ZnO ince filmler üretim sırasında pek çok dış parametreye bağlı bir büyüme oranına sahiptir. Esasında dış parametreler filmlerin yapısal, optik ve elektriksel özelliklerinin değişimine neden olmaktadır ve bu değişimlerin ölçümlerini sistem elemanlarıyla belirlemek kolay ve anlaşılır olmaktadır. Bu parametreler; alttaban basıncı, kullanılan katot materyalinin ergime ısısı, alttaban sıcaklığı, katılama oranı, katot-alttabaka mesafesi, atma sayısı vs.'dir. Bu sistemle bu tür parametrelerin değişimlerinin sonuçlarını gözlemlemek mümkündür.

2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Hacim ZnO'nun elektriksel özelliklerinde; hacimli ZnO'nun elektriksel özellikleri, yeni bir buhar-faz geçişi metoduyla büyütülen geniş çaplı n-tipi ZnO kaya parçaları, sıcaklığa bağlı Hall-etkisi tekniğiyle araştırıldı. 300 K'de Hall taşıyıcı konsantrasyonu ve mobilite sırasıyla yaklaşık $6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ve $205 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ 'dir..Ve (50 K'de) pik mobilitesi yaklaşık $2000 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ 'dir ve geçmişteki ZnO için yayınlanmış en yüksek değerlerle karşılaştırılabilir. Toplam akseptör yoğunluğu yaklaşık $2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ 'den daha düşükken; en belirgin donör yaklaşık $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ yoğunluğa ve 60 meV civarında beklenen hidrojenik değere yakın bir enerjiye sahiptir (Look ve ark, 1997).

Spray-CVD'yle depolanmış ZnO ince filmin Laser tavlamasında; quartz ve silikon alttabanlar üzerine polikristal ZnO filmi depolanarak termal ve laser ısıtmalarıyla tavlammıştır. Hem CW CO₂ laser hem de atmalı excimer (XeCL) laserleri kullanılmıştır. Excimer laser tavlama, en büyük laser gücü yoğunluğuyla kristalliniteyi düzeltirken; CW CO₂ laseri, yalnızca düşük güçteki kristalliniteyi kapsar. Yüksek güçte CO₂ laser tavlama, pek çok kusurun oluşumuyla ZnO yüzeyine zarar verir. Tavlama etkilerinden dolayı ZnO'daki herhangi bir fazın oluşumunu sağlamadığından band aralığında değişim yoktur. Resistivitedeki artış; hem termal hem de Van der Pauw resistivite ölçümleriyle birleştirilen atmalı laser tavlamasındadır. Çoğunluk taşıyıcı yoğunluğu ve mobilite Hall effect ölçümleriyle belirlenmiştir (Bhaumik ve ark, 1997).

MBE'yle büyütülen ZnO tabakalarının termal tavlamaının etkilerinde; ZnO tabakalarının termal tavlama N₂ veya O₂ atmosferinde yapıldı ve etkileri araştırıldı. N₂ atmosferinde tavlammışsa; ZnO'dan O'nun yeniden buharlaşmasıyla ilgili olarak elektron taşıyıcı yoğunluğu artar. Tersine, elektron taşıyıcı yoğunluğu 10^{18} seviyesinden 10^{17} cm^{-3} 'e düşer ve aynı zamanda düşük sıcaklıkta O₂ atmosferinde tavlandığında optik özellikler gelişir. Bu olayda, O atomunun etkili birleşmesi bu donör seviyelerini azaltmasından dolayı muhtemelen Zn (Zn_i) ara boşluklarının ve O boşluklarının (V_O) sayısı azalır. Tavlama ile kristallinite de gelişir. Tavlama sıcaklıkları artarken tabaka mobiliteleri $51 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ 'ye yükselir fakat daha düşük

sıcaklıklarda daha da azalır. Bu problemin çözümü, belki tavlamanın p-tipi ZnO tabakalarının fabrikasyonu için umut verici bir teknik olabilmesidir (Ogata ve ark, 2000).

ZnO tek kristallarının büyüme kesri üzerine elektriksel özelliklerin değişme oranında; hidrotermal metodla hemen hemen dislokasyonsuz ZnO kristalleri büyütüldü. Bu kristallerin büyüme kesimleri üzerine elektriksel özelliklerin değişimi I-V ve $1/C^2$ -V ölçümleri aracılığıyla çalışıldı. Her bir büyütme kesri üzerine kutuplu yüzeylerde altın kontaklar yapıldı. Tüm kesimlerin (0001) yüzeylerinde (O yüzeyleri) açıkça düzelme hareketi gözlenmiştir. Tüm kesimlerin (0001) yüzeylerinde (Zn yüzeyleri) zayıf düzelme hareketi veya yaklaşık omik karakteristikler gözlenmiştir. Bu sonuçlar göstermiştir ki; O yüzeyleri, O boşlukları gibi esas kusurlara neden olma eğilimindedir ve Zn yüzeyleri Au kontakların omik olmasından ötürü metalik bir yüzey şekline eğilimliyken düzelme karakteristikleri güçlenir. Büyüme kesimleri üzerine I-V ve $1/C^2$ -V karakteristiklerinin değişimi; m büyütme kesiminin bağlantılarının diğer tüm kesimlerinkinden daha iyi karakteristiklerde olduğunu göstermiştir (Sakagami ve ark, 2001).

Tek kristal ZnO ince filmlerin düşük basınçlı MOCVD'yle büyütülmesi ve tavlamanın etkisi XRD, PL spektrumu ve AFM aracılığıyla araştırılırken; yüksek sıcaklık tavlamasında (0002) XRD pikinin keskinliğinin arttığı ve c-ekseni yönelimli örgü sabitinin azaldığı bulunmuştur. Ancak N-katkılanmış örnek için (0002) XRD piki, muhtemelen nitrojen depolamanın neden olduğu söndürülebilir geriliminden dolayı düşük bir derecede yön değiştirmiştir. Yeşil-sarı band yayını; N-katkılanmış bir örnekte PL spektrumunda mavi band yayını çıkarken, katkılanmamış örneğin oda sıcaklığındaki PL spektrumunda gözlenmiştir. ZnO filmlerinin düşük-sıcaklık PL spektrumu, keskin bir bağlı-eksiton çizgisine sahiptir (Ye ve ark, 2002).

Plazma-yardımlı MOCVD'yle büyütülen ZnO ince film üzerine tavlamanın etkisinde; c-düzlemli safir alttaban üzerine büyütülmüş filmler; XRD, PL ve optik geçirme spektrumuyla karakterize edilmiştir. Büyüme sonrasındaki bir zamanda

sadece tavllanmış olan örnekte sıkışma zorlaması varken, büyütme yöntemi sırasında pek çok kez tavllanmış örnekte söndürülebilme zorlanması bulunmuştur. Pek çok kez tavllanmış örnek için oda sıcaklığındaki PL spektrumu 380 nm civarında yalnızca bir yayılım piki göstermiştir. Ancak; yalnızca büyüme sonrasındaki bir zamanda tavllanmış örnekte Γ_5 ve Γ_6 serbest eksiton pikleri bulunur. Aynı zamanda, optiksel geçiş; 190'dan 900 nm aralıklarındaki c-ekseni boyunun artmasına karşın örneğin geçirgenliğinin maksimumunun azalmasını gösterir (Du ve ark, 2003).

Alışıldık olmayan iyon kaplama metoduyla depolanmış ZnO ince filmlerinin büyütmesi ve elektriksel karakterizasyonunda; URT (Uramoto-gun with Tanaka magnetic field)–IP (ion plating) metodu, alttaban üzerine film depolama tekniğidir. Bu metot, düşük iyon zararı, düşük depolama sıcaklıkları, geniş alan depolaması ve yüksek büyütme oranlarının avantajını sunar. URT-IP yöntemiyle Ga katkılı ZnO ince filmler büyütüldü ve materyal özellikleri değerlendirildi. URT-IP metoduyla büyütülen ZnO ince filmlerinin kalitesi, büyüme sırasında oksijen verilmesine duyarlı olabileceği bulunmuştur. En iyi elektriksel özelliklere yol açan optimum oksijen verilmesine büyütme oranının uygunluğunu doyuma noktası göstermiştir. Oksijen verilmesi üzerine film özelliklerine bağlı profiller, URT–IP metodunun büyütme mekanizmasının bir kısmını ortaya çıkarır (Iwata ve ark, 2003).

c-Al₂O₃ üzerine büyütülen ZnO ince filminin özelliklerine termal tavlama sonrasındaki etkide; güçlü c-yönelimli büyüme gösteren (002) ZnO filminin X ışını kırınım örneği gösterilerek ZnO filmin kalitesi, XRD ve fotolimünesans ölçümleriyle doğrulanarak vakumda termal tavlama ile düzeltilmiştir. Büyütülmüş ZnO filmin Raman saçılması; ZnO filmin kalitesinin oksijende termal tavlama ile düzeldiğini göstermiştir. Film kalitesi vakumdaki tavlama sonrası neredeyse değişmezken; oksijende tavlama sonrası derin seviye yayılımının yoğunluğu daha çok artmıştır. Derin seviye yayılımının; çinko boşluklarıyla ilgili olduğuna inanılmıştır. Oksijende termal tavlama sonrası; resistivitenin 2.4'ten 1100 Ωcm 'ye çıktığı görülmüştür (Yang ve ark, 2003).

Yüksek sıcaklık tavlama yönteminin ZnO filmlerinin yapısal ve optiksel özellikleri üzerine etkisinde; XRD sonuçlarından, yüksek sıcaklık tavlama yönteminin dislokasyon yoğunluğunu önemli bir derece azaltabileceği görülmüştür ve böylece ZnO

filmlerinin kristal kalitesi gelişmiştir. Tavlama yöntemi için, kenar dislokasyonu muhtemelen filmlerdeki çok yüksek yoğunluğundan kaynaklanan basınç dislokasyonundan çok daha hassastır. PL ve ICP etching deneylerinin sonuçları, yüksek sıcaklık tavlama yönteminin örnek yüzeye yakın ince bir film tabakasında optik özelliklere zarar vereceğini gösterir; ancak “bulk” kısmın optik özellikleri açık olarak tavlama üzerine geliştirilebildi (Wang ve ark, 2005).

ZnO’daki Hall-effect ölçümlerine yüzey iletiminin etkilerinde; büyütülmüş ve tavllanmış n-tipi ZnO kristallerindeki iletim yöntemleri Hall-effect ölçümleri ve X-ışını fotoelektron spektroskopisiyle çalışılmıştır. 50 K altındaki sıcaklıkta yüzey iletimi daha önemli hale gelirken; yaklaşık 50 K üzerindeki sıcaklıklar için iletim kristal hacmi içindeki elektronlardan dolayı baskındır. Akışkan N₂ gazında tavllanmış kristaller tavlınırken yüzey tabakasının taşıyıcı yoğunluğu artar ve beraberinde, XPS spektrumundaki OH-bağ piki toplam O pikinin çok daha geniş bir parçası olur. Karşıt olarak; ya O₂-plazma tavlama ya da elektron-ışın ışınlaması yüzey iletimi ve OH kesminde bir azalma sağlar. Böylece H-bağlı donörler yüzey iletiminin nedeni olabilirler (Look ve ark, 2005).

Hacimli-büyüyen ZnO’daki büyütme nedenli kusurların elektriksel karakterizasyonunda; Au ve Ru Schottky bariyer diyotlarıyla geleneksel derin seviye geçici spektroskopi (DLTS) ve yüksek kararlılıklı (Laplace) DLTS kullanılarak iki metotla yani kimyasal kaynaklı buhar geçişi (SCVT) ve erime büyütmesi (MG)’yle büyütülmüş ZnO’daki kusurlar araştırılmış ve karşılaştırılmıştır. Her iki materyal de $E_c-0.12$ eV’da E1(en düşük sıcaklıklardaki durum); $E_c-0.29$ eV’da E3 (biraz daha büyük sıcaklıklarda) göze çarpan iki kusuru içerirler. MG’yle büyütülen ZnO yaklaşık 10^{16}cm^{-3} yoğunluklu temel kusur olarak E3’e sahipken; SCVT’yle büyütülen ZnO yaklaşık 10^{16}cm^{-3} yoğunluklu temel kusur olarak E1’e sahiptir. Bu kusurların ZnO’daki oksijen boşluğu olduğu kuramı yürütülmüştür. Yüksek kararlılıklı Laplace DLTS; bu seviyenin, iki yakın fakat farklı tutunma kesitli aralıklanmış seviyeden oluşabildiğini önerir. Bu kusurların bağlı yoğunluklarının DLTS’yle araştırılmış bölge içinde değiştiği bulunmuştur. E1 ve E3 kusurları da bir elektrik alanda zıt eğilim göstermiştir; artan bir elektrik alanda E3’den yayılım azalırken E1’den yayılım artmıştır. Ancak pik şiddeti ve alan bağımlılığı belki

eksponansiyel olmayan süreksiz bir sonuç olabilir. Sonuç olarak; $\text{HCl:H}_2\text{O}$ ’daki etching, kusur konsantrasyonlarını etkilemiş veya MG’yle büyütülen ZnO’da ZnO’daki kusurlara ilave olarak ortaya çıkmıştır (Auret ve ark, 2005).

LiNbO_3 üzerine büyütülen ZnO ince filmlerinin özelliklerine tavlamanın etkisi incelendiğinde; XRD örnekleri ve AFM; LiNbO_3 alttabanlar üzerine büyütülen; büyütülmüş ve tavllanmış olarak ZnO filmlerinin c-ekseni tercihli yönelimde olduğunu, bu alttabanlara büyütülen ZnO filmlerinin kristalliğinin geliştiğini ve tanecik büyüklüğünün tavlamayla arttığını göstermiştir. PL spektrası, UV yakın band kenar pikinin, görünür pikin yoğunluğu azalırken tavlamadan sonra arttığını göstermiştir (Wang ve ark, 2005).

p-tipi Si alttaban üzerine büyütülen ZnO ince filmlerinin optik ve elektrik özellikleri üzerine termal tavlamanın etkisinde; radyo frekans magnetron sputtering kullanılarak p-Si(100) alttabanlar üzerine büyütülen ZnO ince filmlerin optik ve elektronik özellikleri üzerine tavlamanın etkileri, X-ışını kırınımıyla (XRD), geçirmeli elektron mikroskopisiyle (TEM), fotolimünesans (PL) ve X ışını fotoelektron spektroskopisiyle (XPS) araştırıldı. XRD örnekleri ve direk şekiller p-Si(100) alttabanlar üzerine büyütülen ZnO ince filmlerin kristallinitesinin termal davranışla geliştiğini gösterdi. XRD örnekleri, kutup şekilleri ve TEM görüntüleri sadece büyütülmüş ve Si(100) alttabanlar üzerine büyütülen tavllanmış ZnO filmlerinin [1000] kristal yöneliminde c-ekseni tercihli bir yönetime sahip olduğunu gösterdi. PL spektrası; limünesans piklerinin serbest eksitonlara ve tavlamadan sonra ortaya çıkan derin seviyelere bağlı olduğunu göstermiştir. XPS spektrası; O 1s ve Zn 2p’ye benzer pik pozisyonlarının termal tavlamadan sonra biraz değiştiğini gösterdi. Bu sonuçlar p-Si(100) alttabanlar üzerine büyütülen ZnO ince filmlerin optik ve elektronik özellikleri üzerine termal etkilerin anlaşılmasını geliştirmeye yardımcı olabilir (Han ve ark, 2005).

Atmalı Lazer depolama kullanılarak r- Al_2O_3 ve c- Al_2O_3 üzerine büyütülmüş katkılanmamış ZnO ince filmlerin yapısal, optik ve elektriksel özelliklerinin karşılaştırılmasında; atmalı Lazer depolamayla r ve c düzlemli safir alttabanlar üzerine büyütülen katkılanmamış ZnO ince filmlerinin yapısal, optik ve elektriksel özellikleri karşılaştırıldı. X ışını kırınımı bilgisinden ZnO örneklerin sırasıyla r-

Al_2O_3 ve c- Al_2O_3 üzerine depolandığında $(11\bar{2}0)$ ve $(000l)$ yönelimli epitaksiyel büyüme olduğu bulunmuştur. Böylece, ZnO c-ekseni ya alttaban düzlemindeki çizgiler ya da sırasıyla bu iki örnek arasındaki oluşan başlıca yapısal farklılıklara diktir. Çok farklı mikroyapılar dahi atomik kuvvet mikroskopuyla açıklandı. r- Al_2O_3 halinde örnek tamamen çizgiliydi, paralel ince çizgiler bir yön boyunca yönelmişlerdi. c- Al_2O_3 halinde literatürdeki önceki birkaç raporla zıt olmayan sütun büyüme gözlemlendi. Düşük sıcaklık Limünesansı r- Al_2O_3 üzerine büyütülen örnek için c- Al_2O_3 üzerine büyütülenden daha keskindir. İlk durumda, iki donör bağlı 1.7eV'a düşen çizgi genişliğiyle eksiton çizgileri açıkça görülür, ikinci durumda temel eksitonik özellik yaklaşık olarak 4.3 meV'luk çizgi aralıklı genişliktir. Band aralığı yayılım sönümünün aktivasyon enerjisi her bir olayda tahmini olarak 2 meV olarak bulunmuştur. Sonuçta iki örneğin hem resistivitesi hem de elektron mobilitesi çok farklı olarak bulunmuştur. ZnO tabakalarının mikroyapısının bu optik ve elektriksel farklılıkların temel nedeni olduğuna inanılır (Meaney ve ark, 2005).

PFCVAD'yle üretilen ZnO ince filmlerin yapısal ve optik özellikleri üzerine tavlamanın etkisinde; ZnO ince filmler atmalı filtreli katodik vakum ark depolama sistemiyle cam alttabanlar üzerine oda sıcaklığında depolandı. Kristallografik yapı ve filmlerdeki kristallinitenin büyüklüğü x-ışını kırınımıyla çalışıldı. Bu çalışmalar bütün filmlerin wurtzite şeklinde kristallendiğini, şimdi (002) yönü boyunca tercihli bir yönelimde ve tanecik büyüklüğünün 18.9-42 nm olduğunun hesaplandığını göstermiştir. Kristal boyutlarının arttığı ve x-ışınımı kırınım örneklerinin tavlama ile keskinleştiği bulunmuştur. ZnO filmlerin optik özellikleri UV-görünür spektrometre kullanılarak çalışılmıştır ve hesaplamalar envelope metodu kullanılarak yapılmıştır. Kırılma indisi tavlama ile azalırken, soğurma katsayısı ve filmlerin optik band aralığı artmıştır. Atmalı filtreli katodik vakum ark depolama ile cam alttaban üzerine büyütülen ZnO ince filmler için en iyi tavlama sıcaklığının optik özelliklerden 600 °C olduğu bulunmuştur (Şenadım ve ark, 2006).

3. MATERYAL VE METOD

3.1. Yarıiletkenler Hakkında Temel Bilgiler

Katı cisimler elektrik özelliklerine (özdirencine) göre üç gruba ayrılırlar: metaller (veya iletkenler), yarıiletkenler ve yalıtkanlar.

1. Metaller: $\rho = 10^{-6}-10^{-4}$ ohm.cm
2. Yarıiletkenler: $\rho = 10^{-4}-10^{10}$ ohm.cm
3. Yalıtkanlar: $\rho \geq 10^{10}$ ohm.cm

Katkısız bir yarıiletkenin özdirenci, metalin aksine sıcaklık arttıkça eksponansiyel olarak küçülür.

$$\rho = A \exp\left(\frac{E_g}{kT}\right) \quad (3.1)$$

Burada E_g yarıiletkenin yasak band genişliği, k Boltzmann sabiti ve A bir sabittir.

Yarıiletkenlerin özdirenci,

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{ne\mu} \text{ 'dir.} \quad (3.2)$$

Burada n elektron konsantrasyonu, e elektronun yükü ($e=1.6 \times 10^{-19}$ C) ve μ elektron mobilitesidir. Katkısız yarıiletkenlerde elektron konsantrasyonu sıcaklık arttıkça eksponansiyel olarak artmakta ve elektron mobilitesi az miktarda küçülmektedir. Bu iki işlemin sonucunda, yarıiletkenlerin özdirenci sıcaklık arttıkça (3.2) eşitliğine uygun olarak keskin bir şekilde azalmaktadır.

Yarıiletkenlerin özdirenci bazı sıcaklık aralıklarında metallere ve bazı sıcaklık aralıklarında da (mutlak sıfıra yaklaşıldığında) yalıtkanlara benzer davranış göstermektedir. Metal, yarıiletken ve yalıtkanların farkı daha genel bir şekilde band teorilerinin açıklanmasıyla belirlenebilir.

Yarıiletken malzemeler elektrik akımı geçirgenliği bakımından hem elektron hem de iyon iletkenliğine sahip olabilirler. Yarıiletkenlerin çoğunluğu, silisyum Si, germanyum Ge, selenyum Se, telleryum Te ve bileşik yarıiletkenler; GaAs, GaP, InSb, CdS, CdSe, CdTe, ZnS, PbS, PbSe, SiC vb, elektron iletkenliğine sahiptirler.

Isı enerjisi etkisiyle yarıiletkenlerde serbest yük taşıyıcılarının (elektron ve deliklerin) konsantrasyonu artmaktadır. Bu yöntemle meydana gelen yük taşıyıcılarına ısısal veya dengeleyici yük taşıyıcıları denir.

Katkısız yarıiletkende serbest elektronların konsantrasyonu ($n=10^{13}-10^{15}\text{cm}^{-3}$) ana atomların konsantrasyonundan ($n=10^{22}\text{cm}^{-3}$) çok azdır. Yarıiletken atomların dış etkilerle (ışık, elektrik alanı, basınç, hızlı parçacıklarla bombardıman vb.) iyonlaşması ve serbest elektron konsantrasyonunu keskin bir şekilde değiştirmek mümkündür. Bunun neticesinde yarıiletkenin özellikleri de keskin değişebilmektedir.

Serbest yük taşıyıcılarının oluşma yöntemleri; yarıiletkenin kristal yapısı, kompozisyonu ve katkı atomlarının bulunmasıyla ilgilidir.

Kuantum teorisine göre izole edilmiş atomda elektronların enerjisi kesikli olarak değişebilir. Pauli ilkesine göre atomun her enerji düzeyine en çok iki ters yönelmiş spinli elektronlar yerleşebilir. Yarıiletken malzeme oluştuğunda, yani atomlar birbirine çok yaklaştığında (yaklaşık 10^{-8}cm), komşu atomların kuvvetli elektrik alanı etkisiyle valans elektronlarının enerji düzeyi banda ayrılır. Valans elektronlarından oluşmuş banda valans bandı denir. Atomlardaki valans elektronlarının uyarılma düzeylerinden oluşan band serbest veya iletim bandı olarak adlandırılır. İletim ve valans bandlarının arasında yasak band bulunmaktadır. Katkısız yarıiletkenlerde elektronların enerjisi yasak band enerjileri içine olamaz. Yasak band genişliği yarıiletkenlerin kimyasal bağ türü ve atomların türü ile belirlenir. Farklı yarıiletkenlerin yasak band genişliği 0.1 eV'dan 5 eV'a kadar değişebilir.

Yarıiletkenlerin yasak band genişliği sıcaklık arttıkça değişir. Bu olayın nedenleri kristaldeki atomların ısısal titreşim genliğinin ve atomlar arası uzaklığın sıcaklıkla değişmesine bağlıdır. Yarıiletkenlerin çoğunda sıcaklık arttıkça yasak band genişliği küçülmektedir.

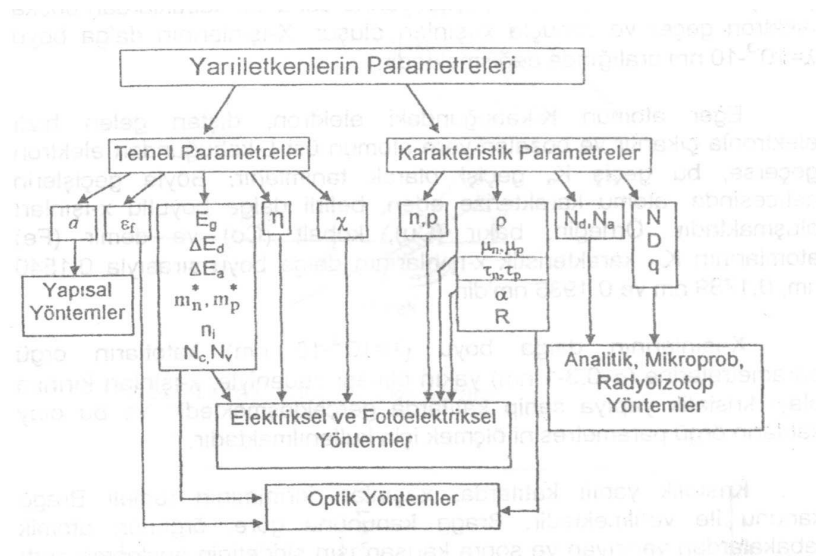
Isı enerjisinin etkisiyle kristaldeki atomlar arası bağlar kopabilir ve bu bağın elektronu serbest kalabilir. Atomlar arası bağdan kopan elektronun yerinde boşluk meydana gelir ve bu boşluğa delik denir. Bu olay elektron-delik çiftlerinin oluşması (veya jenerasyonu) olarak tanımlanır. Bunun sonucunda iletim bandında serbest elektron ve valans bandında serbest delik meydana gelir. Aynı zamanda yarıiletkende

bu olayın tersini de görmek mümkündür. Buna da elektron-delik çiftlerinin birleşmesi (veya rekombinasyonu) denir.

3.1.1. Yarıiletken Parametreler

Yarıiletkenleri karakterize eden fiziksel parametreler iki gruba ayrılabilir. Kristal kusurlarına ve katkı atomlarına zayıf bağlı olan parametreler birinci grubun parametreleri olarak tanımlanır ve onlara yarıiletkenlerin temel parametreleri denir. Yarıiletkenlerin örgü parametresi (a), yasak band genişliği (E_g), katkısız yük taşıyıcıların konsantrasyonu (n_i) ve etkin kütleleri (m_n^* , m_p^*), Debye sıcaklığı (θ) vb. yarıiletkenlerin temel parametreleridir.

Kristal örgüsünün kusurları, kristaldeki katkılar ve onların tipine bağlı olan parametreler ikinci grubun parametreleri olarak tanımlanabilirler ve onlara yarıiletkenin karakteristik parametreleri denir. Kristal kusurları (vakansiyonlar, arayer atomları, dislokasyonlar vb.), donör ve akseptör atomlarının konsantrasyonları, katkılarının çözünürlüğü ve difüzyon katsayısı, yarıiletkenin öz direnci, yük taşıyıcılarının mobilitesi, dengelenmemiş yük taşıyıcılarının yaşama zamanı, katkılara bağlı soğurma katsayısı vb. ikinci grubun parametreleridir.



Şekil 3.1. Yarıiletken parametreler ve ölçme yöntemleri (Caferov, 1998)

Şekil 3.1’de a örgü parametresi, ϵ_f fonon enerjisi, E_g yasak band aralığı, ΔE_d ve ΔE_a donör ve akseptör iyonlaşma enerjisi, m_n^* ve m_p^* elektron ve deliklerin etkin kütleleri, η ısı iletkenliği, χ elektron çekiciliği, n ve p elektron ve deliklerin konsantrasyonu, ρ öz direnç, μ_n ve μ_p elektron ve deliklerin mobilitesi, α soğurma katsayısı, R yansıma katsayısı, N_d ve N_a donör ve akseptör atomlarının konsantrasyonu, N katkı atomlarının çözünürlüğü, D difüzyon katsayısı, q iyonların yüküdür.

3.1.2. Yarıiletkenlerde Fermi-Dirac Dağılım Fonksiyonu

Klasik istatistiğe göre, kristalde mutlak sıfır sıcaklıkta ($T=0$) elektronlar en alt enerji düzeyinde bulunmalıdırlar, yani tüm elektronların enerjisi aynı olmalıdır. Fakat gerçekte durum böyle değildir.

Pauli ilkesine göre, herhangi bir enerji durumunda ikiden fazla zıt spinli elektron olamaz. Bu nedenle kristalde mutlak sıfırda, elektronlar çok sayıda (yaklaşık 10^{22}cm^{-3}) enerji durumlarında bulunabilirler. Belirli bir enerji durumundaki elektronların (veya deliklerin) sayısını bulmak için kuantum durumlarının sayısını (ya da kuantum durumlar yoğunluğunu $N(E)$) ve belirli bir enerji durumunda elektronların (veya boşlukların) yerleşme olasılığını (yani dağılım fonksiyonlarını $F(E)$) bilmek lazımdır.

Isısal denge şartlarında, yarı-tam değerli spine sahip (fermion) olan ve Pauli ilkesine tabi olan parçacıklar Fermi-Dirac dağılım fonksiyonuna uyarlar.

$$F(E,T) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_f}{kT}\right)} \quad (3.3)$$

Burada E_f Fermi enerjisi ya da kimyasal potansiyel enerjisi, T mutlak sıcaklık ve k Boltzmann sabitidir.

Fermi fonksiyonu belirli bir sıcaklıkta, belirli bir enerji durumunda (E) parçacığın bulunma olasılığını ifade etmektedir.

Yarıiletkenlerdeki elektron ve delikler yarı-tam değerli spine sahip parçacıklardır (yani fermiyonlardır) ve bu nedenle Fermi-Dirac dağılım fonksiyonuna uymaktadırlar.

Fermi fonksiyonunu mutlak sıfırda ($T=0$) göz önüne alınırsa; elektronların enerjisi Fermi enerjisinden küçük ($E < E_F$) veya Fermi enerjisinden büyük ($E > E_F$) olduğunda Fermi fonksiyonu şu değerleri alır:

$$F(E)=1 \quad E < E_F \text{ için}$$

$$F(E)=0 \quad E > E_F \text{ için}$$

Mutlak sıfırda Fermi enerjisinden daha küçük enerjili durumlar elektronlar tarafından işgal edilmektedir ve Fermi enerjisinden daha büyük enerjili durumlar boştur. Dolayısıyla mutlak sıfırda elektronlar en küçük enerjili durumlara yerleşmektedirler. Bu sebepten Fermi enerjisi kristaldeki atomların en büyük olası enerjisidir.

Sıcaklık arttıkça elektronlar daha yüksek enerjili durumlara geçebilir ve bu nedenle Fermi fonksiyonunun karakteri değişebilir. Fermi enerjisinin etrafındaki ($E_F - 2kT$, $E_F + 2kT$) bölgede Fermi fonksiyonu ‘yayılmaktadır’ ve en büyük değerli enerji bölgesinde ‘kuyruk’ oluşturmaktadır.

3.1.3. Özden Yarıiletkenlerde Fermi Seviyesinin Yeri ve Yük Taşıyıcılarının Konsantrasyonu

Özden yarıiletkenlerde elektronların iletim bandındaki konsantrasyonu

$$n = N_c \exp\left(-\frac{E_g - E_F}{kT}\right) \text{ veya} \quad (3.4)$$

$$n = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_F}{kT}\right) \text{ ile verilir.} \quad (3.5)$$

burada N_c iletim bandındaki etkin durum yoğunluğudur.

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (3.6)$$

Böylece, iletim bandının dibindeki elektronların konsantrasyonu Fermi enerjisinin yasak bandaki seviyesi, sıcaklık ve elektronların etkin kütlesine bağlıdır.

Deliklerin valans bandındaki konsantrasyonu

$$p = N_v \exp\left(-\frac{E_F - E_v}{kT}\right) \quad (3.7)$$

ifadesiyle verilir. Burada N_v valans bandındaki etkin durum yoğunluğudur.

$$N_v = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (3.8)$$

Özden yarıiletkenlerde elektronların ve deliklerin konsantrasyonlarının çarpımı

$$n_i^2 = np = N_c N_v \exp\left(-\frac{E_c - E_v}{kT}\right) = N_c N_v \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right) \quad (3.9)$$

ifadesiyle verilir. Burada n_i özden yük taşıyıcılarının konsantrasyonudur.

Katkısız yarıiletkenlerde (belirli sıcaklıklarda) elektronların ve deliklerin konsantrasyonlarının çarpımı sabittir ve özden yük taşıyıcılarının konsantrasyonunun karesine eşittir. Buradan da;

$$n_i = 2 \left(\frac{kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} (m_n^* m_p^*)^{3/4} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \quad (3.10)$$

olarak ifade edilebilir. Böylece yozlaşmamış özden yarıiletkenlerde yük taşıyıcılarının konsantrasyonu; sıcaklık, yasak band genişliği, elektron ve deliklerin etkin kütlesine bağlıdır.

Özden yarıiletkenlerde yük taşıyıcılarının konsantrasyonunun sıcaklıkla değişimi ölçümlerinden (3.10) denklemini kullanarak yarıiletkenin yasak band genişliği bulunabilir.

Özden yarıiletkenlerde yük taşıyıcılarının meydana gelmesi; kristalde kimyasal bağların kopması ve eşit sayılı elektron ve deliklerin jenerasyonuna bağlıdır. Bu nedenle özden yarıiletkende Fermi enerjisinin (veya Fermi seviyesinin) enerji band diyagramındaki yeri, elektronların iletim bandında ve deliklerin valans bandında konsantrasyonlarının eşitliğinden (elektriksel nötrlük şartından) bulunur.

$$n = p \quad (3.11)$$

eşitliğinde n ve p yerine (3.5) ve (3.7) ifadelerini koyarak ve birkaç matematiksel işlemten sonra

$$E_F = \frac{E_g}{2} + \frac{3}{4} kT \ln \frac{m_p^*}{m_n^*} \quad (3.12)$$

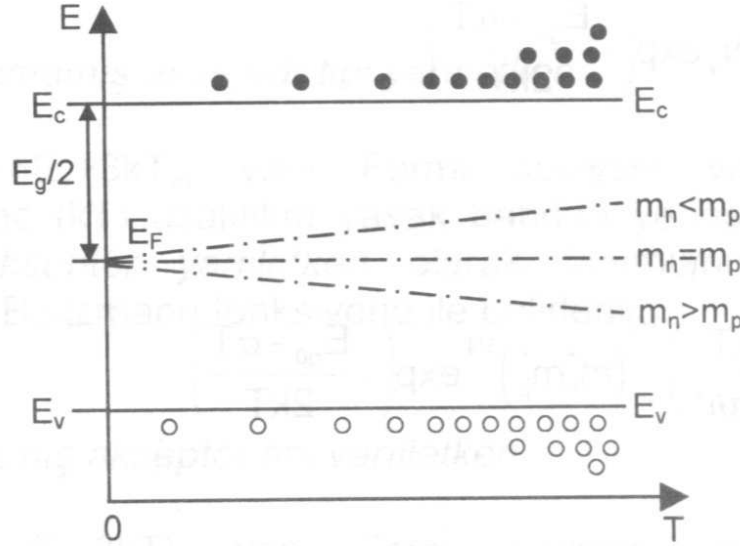
buluruz. (3.12) denklemi özden yarıiletkenlerde Fermi düzeyinin sıcaklıkla, elektron ve deliklerin etkin kütleleri ile ilişkisini göstermektedir. Mutlak sıfırda ($T \rightarrow 0$) Fermi seviyesi yasak bandın tam ortasında ($E_F = E_g/2$) yerleşmektedir. Sıcaklık arttıkça Fermi seviyesi iletim bandına ($m_n^* < m_p^*$ için) veya valans bandına yaklaşır ($m_n^* > m_p^*$ için). Eşit değerli elektron ve deliklerin etkin kütlesi için ($m_n^* = m_p^*$) Fermi seviyesi sıcaklık arttıkça yasak bandın ortasında kalmaktadır.

Eğer Fermi seviyesi iletim bandının dibinden veya valans bandının tavanından $(2-3)kT$ 'den daha yüksek mesafede bulunursa yarıiletken bu durumda yozlaşmamış yarıiletken olarak tanımlanır. Fermi seviyesi herhangi bandın dibinden $(2-3)kT$ 'den daha yakın mesafede yerleşirse yarıiletken yozlaşmış yarıiletken olarak tanımlanır.

Yarıiletkenin yasak band genişliği $E_g = E_c - E_v$, gerçekte sıcaklık arttıkça yarıiletkenin örgü parametrelerinin büyümesinden dolayı sıcaklıkla değişmektedir $E_g(T)$. Yarıiletkenlerin çoğunda sıcaklık arttıkça yasak band genişliği lineer olarak küçülmektedir.

$$E_g(T) = E_{g0} - \alpha T \quad (3.13)$$

Burada E_{g0} mutlak sıfırdaki ($T=0$) yasak band genişliği, α (eV/derece) yasak bandın sıcaklıkla değişim katsayısıdır.



Şekil 3.2. Katkısız yarıiletkenin Fermi seviyesinin sıcaklıkla değişimi (Caferov, 2000)

Yasak band genişliğinin sıcaklıkla değişimi (3.13) hesaba katılırsa özden taşıyıcıların konsantrasyonunun ifadeleri

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} \exp\left(-\frac{E_{g0} - \alpha T}{2kT}\right) \quad (3.14)$$

veya

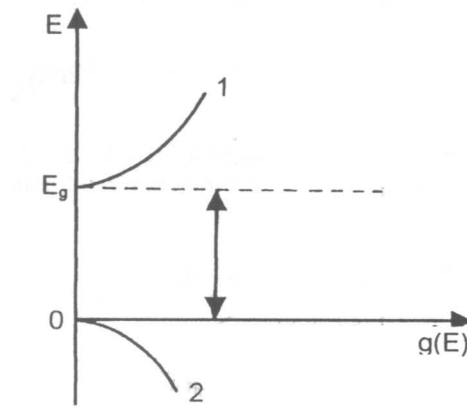
$$n_i = 2 \left(\frac{kT}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2} (m_n^* m_p^*)^{3/4} \exp\left(-\frac{E_{g0} - \alpha T}{2kT}\right) \quad (3.15)$$

şekline dönüşür.

Eğer yarıiletkenin yasak band genişliği büyükse ($E_g \gg kT$), bu halde yük taşıyıcılarının konsantrasyonunun sıcaklıkla değişimi (3.15) ifadesinden görüldüğü gibi esasen eksponansiyel terimle belirlenmektedir.

3.1.4. Özden Yarıiletkenlerde Fermi Enerjisinin, Yük Taşıyıcılarının Konsantrasyonu ve Sıcaklığa Bağlılığı

Enerji ekseninin sıfır noktası valans bandının tavanında yerleştiği durumda, elektronların durum yoğunluğu iletim bandının dibinde ve deliklerin durum yoğunluğu valans bandının tavanında



Şekil 3.3. (1) İletim bandının dibindeki ve (2) valans bandının tavanındaki durum yoğunluğunun enerji ile bağıntıları (Caferov, 1998)

$$g_n(E) = C_n (E - E_g)^{1/2} \quad (3.16)$$

$$g_p(E) = C_p (-E)^{1/2} \quad (3.17)$$

şeklinde yazılabilir.

Elektronların iletim bandındaki toplam konsantrasyonunu bulmak için; E_1 ve E_2 enerji aralığındaki tüm elektronların sayısını veren aşağıdaki denklemi kullanmak gerekir.

$$n = \int_{E_1}^{E_2} F(E) g(E) dE \quad (3.18)$$

burada $F(E)$, E enerjili durumun elektronlarla işgal olasılığıdır. Yukarıdaki denklemi

$$n = \int_{E_g}^{\infty} g_n(E) F_n(E) dE \quad (3.19)$$

şekline dönüştürmek lazımdır. Fermi fonksiyonun genel formunda (3.3) bu problemi analitik çözmek zordur. Problemi basitleştirmek amacıyla yozlaşmamış elektron sisteminin ($E - E_F \gg kT$) dağılım fonksiyonunun aşağıdaki ifadesini

$$F(E) = \exp\left(-\frac{E - E_F}{kT}\right) \quad (3.20)$$

kullanmak gerekir. Elektronların durum yoğunluğu ve Fermi fonksiyonu ifadelerinin (3.19) denkleminde yerine konulmasından

$$n = C_n \int_{E_g}^{\infty} (E - E_g)^{1/2} \exp\left(-\frac{E - E_F}{kT}\right) dE \quad (3.21)$$

bulunur.

Aşağıdaki değişken dönüşümü kullanılarak;

$$x = \frac{E - E_g}{kT} \quad dE = kT dx$$

Yukarıdaki son denklem şu şekilde yazılabilir:

$$= C_n (kT)^{1/2} \exp\left(-\frac{E_g - E_F}{kT}\right) \int_{E_g}^{\infty} \left(\frac{E - E_g}{kT}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{E - E_g}{kT}\right) dE \quad (3.22)$$

$$= C_n (kT)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_g - E_F}{kT}\right) \int_0^{\infty} x^{1/2} \exp(-x) dx$$

Burada $\int_0^{\infty} x^{1/2} \exp(-x) dx = \frac{\sqrt{\pi}}{2}$ 'dir.

$$n = \frac{\sqrt{\pi}}{2} (kT)^{3/2} C_n \exp\left(-\frac{E_g - E_F}{kT}\right) \quad (3.23)$$

şekline dönüşür. C_n ifadesi için; $C = 4\pi \left(\frac{2m_n^*}{h^2} \right)^{3/2}$ kullanılarak yukarda yerine konursa,

$$n = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{E_g - E_F}{kT} \right) \text{ veya} \quad (3.24)$$

$$n = N_c \exp \left(-\frac{E_g - E_F}{kT} \right) \quad \text{ve} \quad N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (3.25)$$

elde edilir. Burada N_c iletim bandındaki etkin durum yoğunluğudur.

Böylece iletim bandının dibindeki elektronların konsantrasyonunun; Fermi enerjisinin yasak bandtaki seviyesi, sıcaklık ve elektronların etkin kütlesine bağlı olduğu görülür.

Benzer şekilde, valans bandının tavanındaki deliklerin sayısı (birim hacimde) incelenebilir. Deliklerin konsantrasyonu p şu şekilde verilir:

$$p = \int_{-\infty}^0 g_p(E) F_p(E) dE \quad (3.26)$$

burada $g_p(E)$ için (3.17) ifadesini ve $F_p(E)$ için $F_p(E) \approx \exp \left(-\frac{E_F - E}{kT} \right)$ ifadeleri yukarıdaki denklemde yerine yazılırsa, deliklerin konsantrasyonu şu şekilde elde edilir:

$$p = N_v \exp \left(-\frac{E_F}{kT} \right) \quad (3.27)$$

burada $N_v = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2}$ valans bandındaki etkin durum yoğunluğudur.

Özden yarıiletkenlerde elektronların ve deliklerin konsantrasyonlarının çarpımı,

$$np=n_i^2=N_cN_v\exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right) \quad (3.28)$$

ifadesiyle verilir. Burada n_i özden taşıyıcıların konsantrasyonudur.

Özden yarıiletkenlerde (belirli bir sıcaklıkta) elektronların ve deliklerin konsantrasyonlarının çarpımı sabittir ve katkısız yük taşıyıcılarının konsantrasyonunun karesine eşittir. n_i^2 eşitliği kütle hareketi kanunu olarak tanımlanır.

(3.28) eşitliğinden özden yük taşıyıcılarının konsantrasyonu

$$n_i=\sqrt{N_cN_v}\exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \quad (3.29)$$

yazılabilir. N_c ve N_v ifadeleri yukarıdaki denklemde yerine yazılırsa,

$$n_i=2\left(\frac{kT}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2}(m_n^*m_p^*)^{3/4}\exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \quad (3.30)$$

olarak ifade edilebilir. Böylece yozlaşmamış özden yarıiletkenlerde yük taşıyıcılarının konsantrasyonunun; sıcaklık, yasak band genişliği, elektronların ve deliklerin etkin kütesine bağlı olduğu görülür.

Özden yarıiletkenlerin yük taşıyıcılarının konsantrasyonunun sıcaklıkla bağıntısı ölçümlerinden, yukarıdaki denklem kullanılarak yarıiletkenin yasak band genişliği E_g bulunabilir.

3.1.5. Yarıiletkenlerin Karakteristik Enerjileri ve Seviyeleri

Elektronikte elektronların enerjisi ($q\phi$) ile değerlendirilmektedir. Burada ϕ potansiyel farkı ve q elektronun yüküdür. ($q\phi$) enerjisinin birimi eV'dur. (kT) değerli enerjiyi eV biriminde bulmak için,

$$kT=q\phi \quad (3.31)$$

eşitliği kullanılabilir. Bu eşitlikten sıcaklık potansiyeli değeri

$$\varphi_T = kT/q \approx T/11600 \quad (3.32)$$

elde edilir. Oda sıcaklığında (T=293 K) sıcaklık potansiyelinin değeri $\varphi_T \approx 0,0265$ V=25 mV'dir.

Yarıiletkenin band diyagramındaki enerjileri potansiyellerle karakterize etmek mümkündür ($\varphi = E/q$). İletim bandının dibinin ve valans bandının tavanın enerjileri φ_c ve φ_v ile işaretlenebilir. Bunların farkı;

$$\varphi_g = \varphi_c - \varphi_v \quad (3.33)$$

yasak band genişliğini göstermektedir. Yasak bandın ortasına karşılık gelen enerji

$$\varphi_E = (\varphi_c + \varphi_v) / 2 \quad (3.34)$$

yarıiletkenin elektrostatik potansiyeli olarak adlandırılır. Fermi enerjisi ($\varphi_F = E/q$) ve $\varphi_T = kT/q \approx T/11600$ denklemi hesaba katılırsa iletim bandındaki elektron ve valans bandındaki deliklerin konsantrasyonu;

$$n = N_c \exp\left(-\frac{\varphi_c - \varphi_F}{\varphi_T}\right) \quad (3.35)$$

$$p = N_v \exp\left(-\frac{\varphi_F - \varphi_v}{\varphi_T}\right) \text{ şeklinde yazılabilir.} \quad (3.36)$$

bu denklemlerin oranı;

$$\frac{n}{p} = \frac{N_c}{N_v} \exp\frac{2\varphi_F - \varphi_c - \varphi_v}{\varphi_T}, \text{dir.} \quad (3.37)$$

Eğer $N_C \approx N_V$, $p = n_i^2/n$, $n = n_i^2/p$ olduğu kabul edilir, $\varphi_E = (\varphi_C + \varphi_V)/2$ denklemi hesaba katılır ve (3.37) denkleminde de faydalanarak, birkaç matematiksel işlemle, (3.35) ve (3.36) denklemlerinden

$$\varphi_F = \varphi_E + \varphi_T \ln(n/n_i) \quad (3.38)$$

n-tipi yarıiletkende Fermi potansiyel enerjisi bulunur. Burada birinci terim elektrik potansiyelidir, ikinci terim ise kimyasal potansiyeldir. Yani Fermi seviyesi elektrik ve kimyasal potansiyellerin toplamıdır. Bu nedenle Fermi seviyesinin diğer adı elektrokimyasal potansiyeldir.

Katkısız yarıiletkenlerde ($n=p=n_i$) Fermi seviyesi yasak bandın ortasında yerleşmektedir. Donörlü (veya n-tipi) yarıiletkende ($n > n_i$) Fermi seviyesi yasak bandın üst bölgesine yerleşmektedir. Elektronların konsantrasyonu arttıkça, Fermi seviyesi daha üste kaymaktadır.

Yarıiletkenin denge durumunda, Fermi seviyesi sistemin her yerinde aynıdır. $\varphi_F = sbt$ ve $\text{grad}(\varphi_F) = 0$ 'dir.

3.1.6. Yarıiletkenlerde Kinetik Olaylar

Yük taşıyıcılarının taşınma veya kinetik olayları mikroelettronik aletlerin ve devrelerin çalışmasında önemli rol oynamaktadır. İletkenlik, Hall olayı, direncin manyetik alanda değişimi vb. kinetik olaylardan en önemlileridir.

Yük taşıyıcılarının sürüklenmesi:

Yarıiletkene dışardan elektrik alan uygulanmadığı durumda yük taşıyıcıları,

$$v_T = \sqrt{3kT/m^*} \quad (3.39)$$

ısısal hızla hareket etmektedirler. Burada m^* etkin kütledir. Yük taşıyıcılarının kaos içinde hareketlerine bağlı olarak ortalama ısısal hızın değeri sıfırdır $\bar{v}_T = 0$.

Dışardan elektrik alan uygulandığında yük taşıyıcıları elektrik alanının etkisi ile ek hız kazanmaktadır. Bu yönelmiş hız sürüklenme hızı (v_d) olarak tanımlanır.

$$v_d = \mu E \quad (3.40)$$

Burada μ yük taşıyıcılarının mobilitesi, E elektrik alan şiddetidir. Yük taşıyıcılarının mobilitesi, birim elektrik alanda taşıyıcıların hızı ile belirlenir.

Elektronların sürüklenme hareketi ile oluşmuş elektrik akım yoğunluğu;

$$j_n = qn v_d = qn \mu_n E \text{ 'dir.} \quad (3.41)$$

eğer Ohm kanunu $j = \sigma E$, hesaba katılırsa n-tipi ve p-tipi yarıiletkenin iletkenliği;

$$\sigma_n = qn\mu_n \text{ ve } \sigma_p = qp\mu_p \text{ olarak ifade edilebilir.} \quad (3.42)$$

Yarıiletkende hem elektronların hem de deliklerin bulunduğu durumda toplam akım yoğunluğu;

$$j = j_n + j_p = q(n\mu_n + p\mu_p) \text{ 'dir.} \quad (3.43)$$

Mobilite:

n-tipi yarıiletkende elektron mobilitesi ifadesini çıkarmak için elektronların m_n^* etkin kütleli parçacık olduğu kabul edilir. Dış elektrik alanının etkisi ile kristaldeki elektrona F kuvveti etki etmektedir ve elektronların ivmesi, $a = \frac{dv_n}{dt}$ olarak ifade edilebilir. Burada v_n elektronun sürüklenme hızıdır. Newton'un ikinci kanunu kullanılarak elektronun hareket denklemi; $F = qE = m_n^* \frac{dv_n}{dt}$ 'dir. Burada küçük şiddetli alanlar göz önüne alındığından mobilite sabittir yani elektrik alana bağlı değildir. Birkaç matematiksel işlemle elektron mobilitesi

$$\mu_n = \frac{1}{2} \frac{q}{m_n^*} \tau \quad (3.44)$$

olarak bulunur. Elektron mobilitesi, elektron serbest yolunun ortalama süresi veya serbest yolun ortalama uzunluğu ile orantılıdır. Kristaldeki kusur ve katkıların konsantrasyonu arttıkça serbest yolun ortalama uzunluğu küçülür ve bu nedenle elektronların mobilitesi azalır. Bundan başka elektronların mobilitesi, etkin kütleyle (m^*) ters orantılıdır.

Mobilite ifadesi çıkarılırken elektronların hız dağılım fonksiyonu hesaba katılmamıştır. Eğer elektronların kristalde farklı hızlara sahip olduğu hesaba katılırsa; (3.44) denklemi

$$\mu_n = \frac{q}{m_n^*} \tau_m \quad (3.45)$$

şeklini alır. Burada τ_m çarpışmamış elektron sayısının e defa azalma zamanını gösterir. Bu zaman relaksasyon süresi olarak tanımlanır ve elektronun serbest yolunun ortalama süresine eşittir ($\tau = \tau_m$).

Yarıiletkenlerin çoğunda elektronların etkin kütlesi deliklerin etkin kütlesine göre daha küçüktür. Bu nedenle elektronların mobilitesi deliklerin mobilitesinden daha büyüktür. Yük taşıyıcılarının mobilitesi arttıkça yarıiletken aygıtın çalışma hızı da artmaktadır.

Mobilitenin sıcaklıkla değişimi göz önüne alınırsa; (3.45) eşitliğinden görüldüğü gibi, mobilitenin sıcaklıkla değişimi etkin kütlenin (m^*) ve relaksasyon süresinin (τ_m) sıcaklıkla değişimleri ile belirlenmektedir. Bunların arasında relaksasyon süresi sıcaklıkla daha keskin değişmektedir.

Yarıiletkende elektron yansımaları esasen elektron-katkı atomları ve elektron-fonon (örgü atomlarının titreşimleri) çarpışmalarına bağlıdır. Sıcaklık azaldıkça atomların titreşim genliği azalmaktadır. Bu nedenle elektron-fonon çarpışma olasılığı azalmaktadır ve elektron mobilitesi artmaktadır.

Elektron kristalde hareket ettiğinde her iki yansıma mekanizması da gerçekleşirse, bu durumda elektronun etkin mobilitesi;

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_T} + \frac{1}{\mu_i} \quad (3.46)$$

olarak yazılabilir. Burada μ_T elektron-fonon çarpışmasına bağlı mobilite ve μ_i elektron-katkı atomu (iyonu) çarpışmasına bağlı mobilitedir.

Teorik olarak yozlaşmamış elektron sistemi (Fermi seviyesinin, iletim bandının dibinden $3kT$ kadar aşağıda yasak band içinde yer alması) için elektronların katkı iyonlarıyla yansması durumunda, mobilite ve sıcaklık;

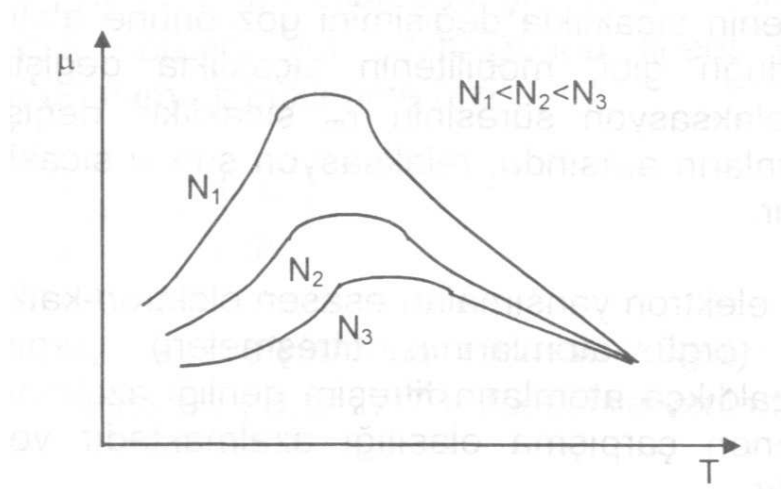
$$\mu_i \approx m_n^{*-1/2} T^{3/2} N^{-1} \quad (3.47)$$

ifadesine bağlıdır. Burada N katkı iyonlarının konsantrasyonudur. Böylece yozlaşmamış yarıiletkenlerde düşük sıcaklıklarda, yük taşıyıcıları esasen iyonlaşmış katkılarla yansımaktadır ve mobilite $T^{3/2}$ ile orantılıdır.

Elektronun ısısal fononlarla yansımalarında mobilite şu şekilde verilir;

$$\mu_T = m_n^{*-5/2} T^{-3/2} \quad (3.48)$$

Yüksek sıcaklıklarda yük taşıyıcıları esasen fononlardan yansımaktadır ve mobilite $T^{-3/2}$ ile orantılıdır. Yani bu sıcaklık bölgesinde sıcaklık arttıkça mobilite azalmaktadır. Şekil 3.4'te yozlaşmamış yarıiletkenlerde elektron mobilitelerinin sıcaklıkla değişimi görülmektedir.



Şekil 3.4. Yük taşıyıcıların mobilitelerinin sıcaklıkla değişimi (Caferov, 2000)

Şekilde görüldüğü gibi, düşük sıcaklıklarda mobilitenin sıcaklıkla değişimi elektronun iyonlaşmış katkılarla yansımaları ile belirlenmektedir. Bu sıcaklık bölgesinde sıcaklık azaldıkça elektronların hızı azalmakta, elektronun iyonun etrafında bulunma süresi artmaktadır ve mobilite küçülmektedir. Yüksek sıcaklıklarda ise elektron mobilitelerinin sıcaklıkla değişimi fonon yansımaları ile belirlenmektedir.

3.1.7. X-Işınları Kırınım Yöntemiyle Örgü Parametresinin Ölçülmesi

X-ışınlarının dalga boyu ($\lambda = 10^{-3}$ -10 nm) katotların örgü parametrelerine ($a \approx 0.3$ -1 nm) yakın olması nedeniyle, x-ışınlarının kırınım olayı kristalik yapıya sahip katılarda gerçekleşmektedir ve bu olay katıların örgü parametrelerini ölçmek için kullanılmaktadır.

Kristalik yapıli katılarda x-ışını kırınımının temeli Bragg kanunu ile verilmektedir. Bragg kanununa göre, örgünün atomik tabakalarından yansıyan ve sonra karışan ışın şiddetinin güçlenme şartı şu şekilde verilir:

$$2d \sin\theta = n\lambda \quad (3.49)$$

Burada λ kristal örgüsüne düşen x-ışınlarının dalga boyu, θ örgüye düşen x-ışınları ile örgünün yüzeyi arasındaki açı, d kristaldeki atomlar arası mesafe ve n yansıma derecesidir.

X-ışınları kırınım yöntemiyle katıların örgü parametresi ölçümleri difraktometre denilen aletle yapılmaktadır.

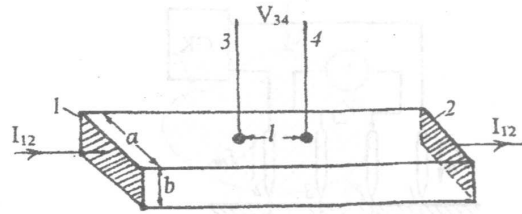
3.1.8. Prob Yöntemleri ile Özdirenç Ölçülmesi

Yarıiletken malzemelerin özdirenç ölçümleri için en çok iki problu, dört problu ve Wan der Pauw yöntemleri kullanılmaktadır. Örnekten akım geçerken, belli bir bölgesinde elektrik potansiyel farkı ölçümleri bu yöntemlerin temelidir.

İki problu yöntem ölçümleri için örneklerin şekli tam belirli olmalıdır. Dört problu ve Wan der Pauw yöntemlerinde kullanılan örneklerin şekli serbest olabilir.

İki problu yöntemde kullanılan örnekler düzgün dikdörtgen geometrik şeklinde ve sabit kesit alanına sahip olmalıdır. Örneğin iki karşı kenar yüzeylerinde akım için kullanılan 1 ve 2 omik kontakları bulunmaktadır.

Gerilim ölçümleri ($V_{3,4}$) için, akım çizgileri üzerine 3 ve 4 küçük alanlı, birbirinden ℓ uzaklıkta omik kontaklar yapılmaktadır.



Şekil 3.5. İki-problu yöntemle özdirenç ölçme devresi (Caferov, 1998)

Homojen olan örnekte özdirenç değeri şu şekilde verilir:

$$\rho = \frac{S}{\ell} \frac{V_{34}}{I_{12}} \quad (3.50)$$

Burada ℓI_{12} 1 ve 2 kontaklarından geçen sabit akım, V_{34} 3 ve 4 kontakları (probları) arası oluşan gerilim, $S=ab$ akım yönüne dik olan örneğin kesit alanı, ℓ ise 3 ve 4 gerilim probları arasındaki uzaklıktır. Akım birimi A, gerilim birimi V, örnek

boyutlarının birimi cm olduğunda (3.50) formülü ile hesaplanan öz direnç birimi ohm.cm'dir.

Özdirenç ölçümlerinde kontakların direncinin etkisini ortadan kaldırmak için yüksek iç dirençli ($R > 10^8$ ohm) voltmetreler kullanılmaktadır.

3.1.9. Yarıiletkenin Yasak Band Genişliğini Ölçme Yöntemi

Yozlaşmamış katkısız yarıiletkende yük taşıyıcılarının konsantrasyonunun sıcaklıkla ilişkisi $n_i = \sqrt{N_C N_V} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right)$ olduğundan ve yarıiletkenlerin çoğunun yasak band genişliğinin sıcaklıkla azalmasından $E_g(T) = E_{g0} - \alpha T$, n_i denkleminde E_g yerine yazılır ve birkaç matematiksel işlem yapılırsa;

$$\frac{\partial(\ln n_i)}{\partial\left(\frac{1}{T}\right)} = -\frac{E_{g0}}{2k} = tg\varphi \quad (3.51)$$

bulunur. Böylece yarıiletkenin yasak band genişliğinin (E_{g0}); $\ln n_i - 1/T$ grafiğinin eğimi ($tg\alpha$) ile belirlendiği görülür.

(3.51) formülü kullanılarak, katkısız yük taşıyıcılarının sıcaklıkla değişimi eğrisinden, yarıiletkenin mutlak sıfırdaki yasak band genişliğini bulmak mümkündür. Katkısız yük taşıyıcılarının konsantrasyonunun sıcaklıkla ilişkisi $\log n_i - 10^3/T$ skalası çizildiğinde, (3.51) denkleminde bulunan yasak band genişliği ifadesi yaklaşık olarak yazılabilir, $E_{g0} = 0.4 tg \alpha$.

3.1.10. Yarıiletkenin İletkenlik Tipinin Ölçülmesi

Yarıiletkenin iletkenlik tipini (n-tipi veya p-tipi) bulmak için birkaç yöntem kullanılmaktadır. Bunlardan biri Hall sabitinin (R_H) işaretine bağlıdır. Donör veya n-tipi yarıiletken için Hall sabitinin işareti negatiftir, akseptör veya p-tipi yarıiletken için Hall sabitinin işareti pozitifdir.

Termoelektrik yöntemle de düşük özdirençli katkılı yarıiletkenlerin tipini belirlemek daha uygundur. Katkısız yarıiletkenlerin iletkenlik tipi, daha yüksek mobilitesi olan yük taşıyıcılarının (elektronların) mobilitesi ile belirlenmektedir.

3.1.11. İnce Film Teknolojisinde Vakumun Rolü

Günümüzde entegre mikroelektronik teknolojisinde yarıiletken kristalin yüzeyinin yaklaşık % 80'i ince film elemanları ile kaplanır.

İnce filmlerin alttabanlar üzerine buharlaştırılması vakum ortamında gerçekleştirilir. Kapalı bir hacimdeki gaz basıncının normal atmosfer basıncından daha düşük olduğu durum vakum olarak tanımlanır.

Gaz parçacıkları (atomlar veya moleküller) sürekli olarak karışık hareketler yapmaktadırlar. Gazdaki moleküllerin karışık hareketleri onların birbiriyle çarpışmalarıyla ilişkilidir. Gaz moleküllerinin iki seri çarpışma arasındaki ortalama gidişleri moleküllerin ortalama serbest yolu olarak adlandırılır. Vakum tekniğinde moleküller için ortalama serbest yol çok önemli bir parametredir.

Düşük vakumda, moleküllerin ortalama serbest yolu reaksiyon odacığının karakteristik boyutundan küçüktür. Böyle vakumda moleküller sadece birbirleriyle çarpışmaktadırlar. Orta vakumda, moleküllerin ortalama serbest yolu yaklaşık olarak reaksiyon odacığının karakteristik boyutuna eşittir. Böylece moleküller kaynaktan alttabana doğru giderken birkaç defa ortamdaki başka moleküllerle çarpışırlar ve doğrusal yörüngeleri kesik çizgilere dönüşür. Yüksek vakumda, moleküllerin ortalama serbest yolu reaksiyon odacığının karakteristik boyutundan çok büyük olur. Yüksek vakumda moleküller aralarında etkileşimler olmadığından reaksiyon odacığının içinde doğrusal gidişler yapmaktadırlar ve çoğunlukla reaksiyon odacığının iç yüzeyi ile çarpışırlar.

Vakum ortamında hazırlanan filmlerin büyüme hızı, vakum şartları ile sıkı bağlıdır. Orta ve düşük vakumda kaynaktan kopan moleküller ortamdaki moleküller ile sık sık çarpışarak alttabana ulaşmazlar ve filmin büyüme hızı küçülür. Bundan başka reaksiyon odacığının içinde kalan hava molekülleri büyütülen filmle kimyasal tepkimeye girebilir ve neticede filmin özellikleri bozulur (direnç artar, iç mekanik gerilimler oluşur, adhezyon azalır vb.).

3.1.12. Filmlerin Vakumda Hazırlanması

İnce filmlerin vakumda alttaban yüzeyine depolanması (kaplanması) üç süreçte gerçekleşir:

- 1) Kaplanan malzeme atomlarının (veya moleküllerinin) üretimi ve alttabana doğru akışın yönlendirilmesi
- 2) Atomların veya moleküllerin vakum ortamında kaynaktan alttabana doğru geçişi
- 3) Atomların (veya moleküllerin) alttaban üzerine depolanması (kaplanması veya çökmesi) ile ince film tabakasının oluşması.

İnce film vakum teknolojisi iki gruba ayrılabilir:

- 1) Termal buharlaştırma
 - Rezistif ısıtma
 - Elektron demeti ile ısıtma
- 2) İyonsal buharlaştırma
 - Basit diyot sistemi
 - Magnetron sistemi

3.1.13.Yarıiletkenlerin Ölçüm İçin Hazırlanması

Yarıiletken malzemeler, parametrelerinin ölçülmesi için özel yöntem ile hazırlanırlar. Örnek hazırlaması iki aşamada oluşmaktadır. Birinci aşamada gereken geometrik formda ve boyutta örnek hazırlanmaktadır, ikinci aşamada örneğe omik kontaklar yapılmaktadır (elektriksel, galvanomanyetik, fotoelektrik vb. ölçümler için) veya örneğin yüzeyi parlatılmaktadır (optik ve fotoelektrik ölçümler için).

3.1.14. Omik Kontakların Yapılması

Omik metal-yarıiletken kontağın özellikleri aşağıdaki şartlara uymalıdır:

- 1) Kontakların akım-gerilim karakteristiği doğrultucu olmamalıdır, yani kontak direnci akımın yönüne bağlı olmamalıdır.
- 2) Kontak direnci akımın değerine bağlı olmamalıdır.

- 3) Kontak direnci yarıiletkenin direncinden küçük (en az bir kat) olmalıdır.
- 4) Kontakta akım geçerken gürültü olmamalıdır.
- 5) Kontak malzemesi yarıiletkenle mekanik olarak iyi birleşmelidir.

Kontakta düşen gerilimin kontakta geçen akıma oranı omik kontak direnci olarak adlandırılır.

$$R_{OK}=V/I \quad (3.52)$$

Kontak direnci ne kadar az ise kontak o kadar omiktir.

Omik kontak direnci kontak alanına bağlıdır. Bu nedenle farklı alanlı omik kontakların dirençlerini karşılaştırmak için omik kontak öz direnci ifadesi kullanılır. Kontakta düşen gerilimin kontakta geçen akım yoğunluğuna oranı

$$\rho_{OK}=V/J \quad (3.53)$$

omik kontak öz direnci olarak tanımlanır. Omik kontak öz direnç birimi ohm.cm²'dir.

Kontak yapımında kullanılacak metalin seçiminde aşağıdaki şartlar gerçekleştirilmelidir:

- a) n-tipi yarıiletken kullanılarak metalin çıkış işi yarıiletkenin çıkış işinden daha küçük olmalıdır.
- b) n-tipi yarıiletken için kullanılan metal, bu yarıiletken donör özelliği göstermelidir.

Kontaklar yapıldıktan sonra elektriksel özellikler incelenmelidir. Bunun için birkaç yöntem kullanılabilir. Metal-yarıiletken kontak akım-gerilim karakteristiği kontak omikliğinin göstergesidir.

Omik kontak yapma yöntemlerinden birkaçı; basınçla oluşturma, elektrik atmasıyla kontak yapma ve eritme yöntemiyle, buharlaştırmayla, elektrolit çökme yöntemiyle, kimyasal çökmeyle ve ısısal basınç yöntemleridir.

Eritme yöntemiyle yapılan kontak en iyi omik karakteristiklere sahip ve mekanik olarak çok dayanıklı kontaklardan biridir. Bu yöntemde kurşun, indiyum, alüminyum, kalay ve altın alaşımları omik malzemeler olarak kullanılmaktadır.

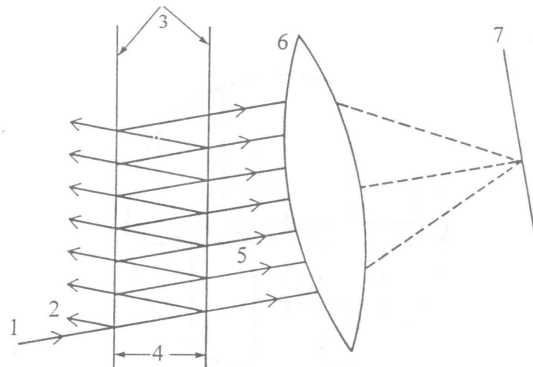
3.1.15. Film Parametrelerinin Ölçüm Yöntemleri

Yüksek kaliteli ve verilen parametrelili ince film elde edilmesi, filmlerin hazırlama sürecinde parametrelerin kontrolünü gerektirir. Hazırlama sürecinde film parametrelerinin kontrolü çok önemlidir, fakat kontrol her zaman mümkün olmaz. Bu nedenle hem filmin büyüme sürecinde hem de sonraki aşamalarda filmlerin parametreleri ölçülmektedir.

Film kalınlığı ölçüm yöntemlerinden birkaçı; mikro-tartma yöntemi, interferans olayı ve optik geçirgenlik interferans spektrometresidir.

Optik geçirgenlik interferans spektrometresinde; ince filmin paralel iki yüzeyinden yansıyan ışınların interferansı yöntemin temelini oluşturmaktadır.

İki yüzeyi birbirine paralel olan ince filmin içinde, ışınların çok sayılı yansımaları ve üst üste gelmeleri Şekil 3.6 'da gösterilmiştir.



Şekil 3.6. Paralel yüzeyli filmin içinde ışınların yansımalarının gösterimi: 1 yüzeye düşen ışın, 2 yüzeyden yansıyan ışın, 3 filmin yüzeyleri, 4 filmin kalınlığı, 5 filmde çıkan ışınlar, 6 mercek, interferans olayı merceğin odak düzleminde (7) gerçekleşir (Caferov, 2000)

Genel olarak, filmin iki yüzeyi arasında çok sayılı yansımalar gerçekleştiği takdirde, filmin optik geçirgenliği şu şekilde verilir:

$$T = \frac{I}{I_0} = \frac{(1 - R)^2 \exp(-\alpha d)}{1 - R^2 \exp(-2\alpha d)} \quad (3.54)$$

Burada I_0 ve I sırasıyla filmin yüzeyine düşen ve filminden çıkan ışının şiddeti, α soğurma katsayısı, d filmin kalınlığı ve R filmin yansımaya katsayısıdır.

Filmin yansımaya katsayısı (R) ve kırılma indisi (n) arasındaki bağıntı

$$R = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2} \text{ ile verilir.} \quad (3.55)$$

Çok sayıda yansımadan sonra ince filminden çıkan ışınların interferans şartı aşağıdaki ifadeyle belirlenir.

$$\frac{1}{2nd} = \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \quad (3.56)$$

Burada λ_1 ve λ_2 , filmin optik geçirgenlik interferans spektrumundaki ($T-\lambda$), iki komşu maksimum veya minimum noktalarının dalga boylarıdır. Denklemden de görüldüğü gibi, optik geçirgenlik ölçümlerinden λ_1 ve λ_2 dalga boyları değerlerini elde ederek ve malzemenin kırılma indisini kullanarak, filmin kalınlığını (d) bulmak mümkündür.

3.1.16. İnce Film Depolama Yöntemleri

İnce filmlerin kullanım alanlarının yaygın olması nedenine bağlı olarak pek çok depolama tekniği gelişmiştir. Bunlar kimyasal, fiziksel, fiziksel ve kimyasal yöntemler olarak üçe ayrılabilirler.

İnce film depolama teknikleri:

1) Kimyasal yöntemler:

a) Solgel

b) Plating

- Electroplating

- Electroless

c) CVD

- MOCVD

- PECVD

- Thermal

2) Fiziksel yöntemler:

a) Evaporation

- İon plating
- Laser ablation
- MBE
- Electron beam
- Thermal

b) Sputter deposition

- RF
- dc
- Magnetron

3) Fiziksel ve kimyasal yöntemler:

a) Söktürme

- DC
- RF
- Magnetron

b) Reaktif söktürme

c) İyon yayıcı söktürme

d) Katodik ark depolama (CAD)

- Palslı (Atmalı) filtreli katodik ark depolama**

e) Anodik ark depolama

3.2. Vakum Ark Biliminin Temelleri ve Uygulamaları

3.2.1. Vakum Ark Bilim ve Teknolojisinin Temelleri

3.2.1.1. Elektriksel Boşalmalar ve Plazmalar

Bir elektriksel boşalmada akım, iyonize olmuş bir gaz veya buhar plazmasındaki elektronlar aracılığıyla iki elektrot arasında iletilir. Elektronlar hareketli atomlar ve iyonlarla çarpışmalardan dolayı sınırlanır. Azalışlar karşısında plazmanın devamı için önemli olan çarpışmaların bir kısmı atomları iyonize edebilir. Yüklü parçacıklar ve hareketlerinin ortaklaşa konsantrasyonu, sırasıyla konsantrasyonu veya plazma parçacıklarının hareketini ilave olarak etkileyebilen elektriksel ve manyetik alanlara neden olabilir. Sonuçta ortak etki, negatif ve pozitif yük yoğunluklarındaki dengesizliğin nötrallik yönündeki plazmayı devam ettirecek bir elektrik alan yaratabilmesi ve plazmanın nötral olmaya eğilimidir. Manyetik alanlar, hem manyetik hem de elektrik alanlara dikey akım akışına neden olan manyetik alan çizgileri boyunca elektrik alanın akışını engeller ve plazma hareketinin makroskobik belirlenmesinde baskın bir faktör olabilir. Elektriksel boşalmalarda, plazmanın elektrotlar ve odacık duvarlarıyla etkileşimi önemli bir etki rolü oynar. Sınır tabakaları veya kılıflar elektrotlarda akan akıma ve plazmada oluşandan çok daha büyük elektrik alan sağlamaya arabuluculuk eder. Nötral metal atomları saçılma veya buharlaşmayla elektrotlar veya odacık duvarlarından yayılabilir. Katot bölgesi, yaklaşık olarak devre akımına eşit bir elektron akımıyla boşalmanın kalanını karşılar. Bu, katot yakınındaki gaz atomlarının elektron etkili iyonizasyonu ile elektronların yetersiz katodik yayılımını artıran büyük bir katot potansiyel düşüş oluşumunda parlayan boşalmalarla tamamlanır. Ark boşalmasında, katodik akım T-F (yükseltilebilir sıcaklıklarla ve büyük elektrik alanlarla, termoiyonik ve alan yayılımının bir birleşimi olarak bilinir) yayılımı boyunca daha az katot düşüş voltajı gereken elektron akımı üretebilen ufak sıcak katot spotlarında toplanır. Aynı zamanda katot materyalin buharlaşması da oluşabilir. Vakum arktaki plazma-elektrot etkileşimi sadece önemli değil kritiktir de. Katot spot yalnızca iletim elektronlarını karşılamaz aynı zamanda bütünü iletim ortamıdır.

3.2.1.2. Ark Ateşleme

Burada vakum arklarının ateşlemesi hakkında iki konu tanıtılacaktır; alan yayını ve genel vakum arklarının bazı temel özellikleri.

Alan yayını tartışmasında, katot yüzeyindeki elektrik alanını fazlasıyla artırılmasına çalışan mikroskobik çıkıntılarının önemine dikkat edilir. Yüksek yerleşmiş alanlar, soğuk-yüzey elektron yayınına neden olur. Toplam yayınım akım seviyesinin azalmasına rağmen, yayınım bölgelerinin mikroskobik boyutunun yayınım bölgesindeki Joule ısıtmasına yol açan yeterli büyüklükte akım yoğunluğunun eninde sonunda; katot materyalinin hızlı buharlaşmasına, iyonizasyona ve elektriksel bozulmaya neden olduğu kabul edilmiştir. Alan üzerindeki yayınım akım yoğunluğunun hızlı değişimi Fowler-Nordheim denklemleriyle karakterize edilir:

$$J_{FE} = \frac{e^3 F^2}{8\pi h \phi^2(y)} e^{-\frac{8\sqrt{3m}\phi^{3/2}v(y)}{3heF}} \quad (3.57)$$

veya daha kullanışlı şekliyle;

$$J_{FE} = \frac{1.54 \times 10^{-2} F^2}{\phi(y)^2} e^{\frac{-6.83 \times 10^9 \phi^{1.5} v(y)}{F}} A/m^2, \text{ dir.} \quad (3.58)$$

Bu, F katot elektrik alanı büyüklüğünün bir fonksiyonu olarak bir katottan elektron yayını akım yoğunluğunu yani J_{FE} 'yi tanımlar. $t(y)$ ve $v(y)$ nicelikleri ϕ ve F'in fonksiyonlarını özel çizelgeye geçirirken; ϕ elektron-volt olarak yayınımanın iş fonksiyonunu gösterir.

Bu denklem, daha sonra baskın yüzey yayıcılarının alanı artıran özelliklerini belirlemede deneysel ölçümlerle beraber kullanılan bir şekliyle, uygulanan voltaj cinsinden yayınım akımını vermesi için değiştirilmiş formda ifade edilir. Katottaki ve izole edilmiş yüzey filmlerindeki yüksek elektrostatik alanın karşılıklı etkileşimini içeren alternatif bir bozulmayla ilgili olarak ilave yorumlar yapılabilir.

Parçacıklar içeren vakumdaki bozulmanın diğer bozulma mekanizmaları da hesaba katılır. İletim parçacıkları, muhtemelen bozulmaya başlayan yüzeyde kinetik enerjilerin oluşumu karşısında elektrotta etkiye uğrayarak elektriksel olarak bandın bir tarafından diğerine taşınabilirler. Aslında deneyler, band ve bozulma boyunca parçacıkların geçişi arasında bir korelasyon önermiştir. Düzensiz parçacıkların alan yayılımı ve böylece katottan anoda daha az taşınabilmesiyle negatif yükün azalabileceği ortaya çıkar. Diğer iletim parçacıklarını başlatma mekanizması, katottan ayrılan bir parçacık ve hızlı bir şekilde yükselen voltaj dalga şekilli katot arasındaki bozulma sonucunda oluşabilir.

Açık olarak, izole edilmiş parçacıklar band bozulma voltajını % 50'ye kadar sert bir şekilde azaltabilir. Bir katot yüzeyinde gömülen parçacıklar, bozulma için kenarları tercih eder. İzole edilmiş parçacıkların dielektrik kapasitesinin azalması açık olmayan bir formdadır, fakat belki de bir elektrot yüzeyine dayalı olduğundan parçacık üzerinde düzensiz yüklü bir örnekten kaynaklanan elektrik alanın sert bir bozulmasıyla ilgilidir.

Vakum arklarının ateşlemesi için pek çok teknik tartışılmıştır. Bunlar; “devamlı” bir ark geçişi ile bir sürüklenme arkı üzerinden ateşlemeyle; eritme ateşiyle başlanan bir arkla, tetikleyici arkla ve lazer ateşlemeyle devam eden bir bandın güçlü elektriksel bozulmasını içerir. Tetikleyici ark durumunda, ana arkı kurmaya çalışan yardımcı bir boşalma oluşturmak için ek bir terim önerilir.

3.2.1.3. Katot Spotlar

3.2.1.3.(1) Spot Tipleri

Katot yüzeyi üzerinde hareket eden spotlar, vakum arka has bir özelliktir. Bu spotlar, yüzeydeki (termal olmayan spotlar) termal dengeye ulaşmak için gerekenlerden daha kısa zaman sabitlerine sahiptir. Bazen; termal dengede işleyen daha az hareket eden tip 2'den onları ayırt etmek için tip 1 olarak adlandırılırlar. Tip 2, spotlar özel elektrot geometrileriyle sabitlendiğinde, belirli gaz basınçlarında, katodun bir uçtan diğer ucuna sıcaklıklardaki yükselme veya diğer deneysel koşullarla oluşabilir. Temel tip 1 spotları, katot yüzey koşullarıyla belirlenen

özellikler ve karakteristiklere sahiptir. Tip 1 spotları okside olmuş veya kirlenmiş katot yüzeyi üzerine ark oluşumunu hatırlatır. Devam eden bir ark esnasında, yüzey arkla temizlendiğinden tip 1 den tip 2 davranışına doğal bir geçiş meydana gelir.

3.2.1.3.(2) Tip 1 ve Tip 2 Spotlarının Dinamikleri ve Yerel Karakteristikleri

3.2.1.3.(2)(a) Spot Hareketi

Manyetik bir alanın yokluğunda katot spotları, katot yüzeyi üzerinde rasgele hareket eder. Rasgele spot hareketi için difüzyon sabiti D_m , katot materyalinin termal yayılımından oldukça büyüktür, örneğin; spotlar katot gövdesi içinde genişleyen ısı dalgasından daha hızlı yer değiştirirler. Tip 2 spotlarının hızı, 1-2 m/s'den 150 m/s'ye sıralanır. Ölçülebilen rasgele spot hızı ölçüldüğü yerdeki zaman aralığına bağlıdır. Genellikle güçlü bir enine manyetik alanda ve kısa bir ark vakum oluşum zamanı esnasında yüksek hızlar ölçülür. Genelde, bir spot en büyük yerel manyetik alana (dış ve kendi-manyetik alanının toplamı) doğru taşınır. Ancak, yönelim kararının bozulması deneysel koşullara örneğin; manyetik alan, ark akımı, çevredeki gaz basıncı, aralık mesafesi ve yüzey koşullarına bağlı olarak oluşabilir.

Görünürdeki spot hareketi, yeni bir spotun meydana çıkmasına ve önceki spotun ölümüne neden olmakla sona erer. Yeni spot, krater yarıçapına benzeyen bir mesafede ortaya çıkar. Doğrudan bir deney; katot spot plazmadan toz iyon mikro ışınlar aracılığıyla katot yüzeyinin (5-50 ns boyunca) hızla ısınmasının yeni bir spotun başlaması arasındaki bağlantıyı kurar.

3.2.1.3.(2)(b) Krater Boyutu ve Minimum Spot Akımı

Katot spotların sayısı, yalnızca bir spot kalana kadar azalan ark akımıyla azalır. Spotların işleyişinden sonra, çoğu krater katot yüzeyi üzerinde bulunabilir. Minimum spot akımı, ergimiş metallerin amperlik bir kesrinden, sıcağa dayanıklı metallerin birkaç amperliğine değişir. Bu akım 4-6 μm 'lik en olası krater çapıyla ilgilidir. Düşük akım bölgesindeki ark akımının krater çaplarından bağımsızlığını spot bölünmesiyle açıklayabilen öneri için iyi sonuçlar vardır. Optik metotlarla

ölçülen minimum spot şiddetli akım, krater ölçümlerinden türeyenden daha önemlidir.

3.2.1.3.(2)(c) Katot Spot Yaşam Zamanı

Katot spot yaşam zamanı, minimum akım ve krater boyutuyla yakından bağlantılıdır. Yaşam zamanı, spot bölünmesinden oluşan ark akımından bağımsızdır.

Oturma zamanı krater yarıçapında bir artışa eşlik eden sıcak katotlar üzerinde 200 ns üzerine çıkar. Hesaplanan spot yaşam zamanı 1 ns'den durağan olmayan modeller kullanılarak nano saniyelerin birkaç 10 katına sıralanır.

3.2.1.3.(2)(d) Akım Yoğunluğu

Katot spotundaki enerji dengesinden elde edilen önemli bir fiziksel nicelik olan akım yoğunluğu, geniş çapta tartışma konusu yapılan bir parametredir. Ölçülen değerler daha çok teknik kullanıma bağlıdır. En güvenilir değerler minimum ark akımlarındaki, lazer soğurmasıyla spot görünümünden elde edilen değerlerle tatmin edici derecede uyumlu olan krater izlerinden elde edilmiştir. Sıcak katotlar üzerinde, akım yoğunluğu krater çapının artışından dolayı azalır. Akım yoğunluğunun teorik değerleri, deneysel data ve kullanılan modeller uyarınca geniş çapta değişir.

3.2.1.3.(3) Arkın Önemli Karakteristikleri

Ark akımı artışıyla katot spotun yapısı, spot bölünmesi ve çoğu spotun aynı zamanda (eş zamanlı) işlemiyle karmakarışık hale gelir. Düşük ark akımlarında (50-100 A'in aşağısındaki) spot, optik metotlarla güçlükle ayırt edilebilen mikro spotların (kırıntılar veya hücreler olarak bahsedilen) bir topluluğunu içerebilir. Ark yaşam zamanı, eksponansiyel olarak artar ve kesin bir değerde ark belirsiz bir süre için işleyebilir. Devamlı ark işleyişinin bu akım değeri, katot materyalin bağlanma enerjisiyle (veya kaynama noktasıyla) artar. Aşağıda verilen karakteristikler genellikle çoklu bir spot arkıyla ilgilidir.

3.2.1.3.(3)(a) Ark Voltajı

Ark voltajın yaklaşık olarak katot voltaj düşüşüne eşit olabildiği farz edilir. Bu değer aynı zamanda ark akımıyla önemsiz bir derecede artar.

Katot voltaj düşüşünü teorik olarak türeten iki yaklaşım vardır:

- (i) Voltaj düşüşünün, katot materyalinin ilk iyonizasyon potansiyeli tarafından belirlenebileceği farz edilir.
- (ii) Voltaj düşüşünün, metalden plazmaya geçiş bölgesindeki omik dirençle belirlenebileceği farz edilir.

3.2.1.3.(3)(b) Net Aşınma Oranı

Katot spot, iyonlar buhar ve makro parçacıklar (droplets-damlacıklar) yayar. Makro parçacıkların boyutu 0,1 μm 'den yaklaşık 100 μm 'ye değişir. Makro parçacıkların kesri, ark akımıyla artar. Düşük akımlarda (50 A'in altındaki) kütle kaybı, en çok iyonlar şeklinde oluşur ve en olası makro parçacık çapı yaklaşık 0.1 μm 'dir. Makro parçacık hızı yaklaşık 500-800 m/s'dir. Parçacıklar katot yüzeyiyle ilgili olarak küçük bir açıda (10° - 30°) dışarı atılır. Düşük akımlarda net aşınma oranı, katot materyalinin bir niteliğidir ve 0.02-0,2 mg/C minimum değerine sahiptir (veya 5-20 elektron başına 1 atom).

Teorik olarak en çok, makro parçacıkların hızlandırılması modelleri arasında plazma basıncıyla makro parçacık dışarı çıkarılmasının mekanizması tartışılmıştır.

3.2.1.3.(3)(c) Plazma Parametreleri

Elektron sıcaklığının ortalama değeri spektroskopik olarak veya ark akımı 1'den 6 eV mertebesine yükselirken, artan eğilimle klasik prob teknikleriyle ölçülür. Deneysel veri ve teorik analiz, sıcaklığın zamanla ve boşlukla değişebileceğini göstermiştir.

İyonizasyon derecesi ve temel iyon yükü; katot materyalinin ve ark voltajının kaynama sıcaklığıyla artar. Temel iyon enerjisi, ark voltajını aşar ve artan ark voltajıyla yük sayısı aynı eğilimi gösterir. İyon enerjisi; artan katot sıcaklığıyla ve

ark akımıyla azalır. 10^{26} m^{-3} üzerindeki bir plazma yoğunluğu, 10 A'lık bir ark akımında 10 μm 'den küçük bir yarıçapta değerlendirilir.

Açıklanan ark plazma akışı için iki fikir vardır:

1. İyonizasyon bölgesindeki elektron sıcaklığı 20-40 V'luk ark voltajını aşan katot yakınındaki bir potansiyel tümseğine yol açan katot voltaj düşüşüyle karşılaştırılırsa 15-40 V'luk bir iyonizasyon potansiyeline sahip çoklu yüklü iyonlardan ve yalnızca anoda doğru hareket ederek üretilebilir.

2. Gaz dinamiği teorisi; iyonların, yönelim hızı iyonlarınkinden daha büyük bir mertebedeki elektronlarla çarpışmalarından kaynaklanan enerjilere sahip olması düşüncesi üzerine temellenir. Elektrik alan ve plazma basınç gradyentinin birleşik bir etkisi de, plazma fışkırması boyunca tek düze olmayan bir potansiyel oluşturmaktadır. Hesaplama, iyonların (yaklaşık %55) hızlanmasında, elektron-iyon sürtünmesinin baskın rolünü önceden bildirir.

3.2.1.3.(3)(d) Dalgalanmalar

Düşük akımlarda ark voltajı, azalan ark akımıyla artan dalgalanmalar gösterir. Ark voltajın dalgalanmaları, iyon akımı ve plazmanın ışık dalgalanmalarıyla korelasyonudur. Spot oturma zamanı ve düşük voltaj (5-10 V) dalgalanmaları arasında kaba bir korelasyon vardır. Dalgalanmalar yalnızca tip 2 spotuna özgüdür.

Ark voltajı, iyon akımı (ve dolayısıyla kütle akışı ve iyon enerjisi) ve zamanla değişen elektron sıcaklığı gibi küçük bir oturma zamanlı spot hareketiyle birleşmiş bu gerçekler, katot spotun durağan olmayan bir nesne olduğunu gösterir.

3.2.1.3.(4) Katot Spot Teorisi

Aşağıda listelenen özellikler ve vakum ark spotun karakteristikleri; yüzey ve yayılım fiziği, termodinamik ve istatistik fizik, hidrodinamik ve elektrodinamik, ideal olmayan plazma içeren plazma fiziği, atomik çarpışmalar teorisi, gaz boşalma fiziği, geçiş yöntemleri ve elektrik devre fiziği gibi katıhal fiziğinin alanlarını içeren bu olgunun karmaşıklığını göstermiştir. Büyük ölçüde bunlar, küçük boyutlardaki (1-10 μm) parametrelerin aşırı oranlardaki lineer olmayan yöntemleridir. Bu yüzden, her

modelinin pek çok basitleştirmeden başlaması ve yalnızca iyi sınırlanmış özel problemleri tanıtmaması kaçınılmazdır. Durağan modeller ve durağan olmayan modeller bu probleme iki yaklaşım olarak tanımlanabilir.

3.2.1.3.(4)(a) Durağan Modeller

Bu yaklaşımın temeli, Lee ve Greenwood tarafından çalışılmış ve sonraki çalışmalarda sürdürülüp geliştirilmiştir. Bu yaklaşıma göre; katot yüzeyi, katodik plazmadan iyon akışıyla 3500-5500 K'lık bir sıcaklığın üstüne ısınır. Buharlaşma ve elektron yayını için yüksek sıcaklık sağlamaya ihtiyaç duyulur. Katot voltaj düşüş bölgesindeki hızlanmış elektronlar atomların iyonizasyon enerjisi için yeterli enerjiye sahip olur. Akışkan katot kılıfının birkaç temel serbest yolunun dar bir bölgesi, Knudsen veya kinetik kılıf olarak adlandırılır. Bu bölgede, ağır parçacıkların dağılım fonksiyonu saptanır ve hızlandırılmış elektronlar çarpışmalarından dolayı ısınırlar.

Katot çöküşündeki pozitif iyonların uzay yükünden dolayı büyük bir elektrik alan oluşur. Böylece elektron yayını, iki değişkenin bir fonksiyonudur: yüzey sıcaklığı ve yüzey elektrik alanı.

Her teori için gerekli bir koşul olan katot spotun enerji dengesi aşağıda sıralanan temel enerji kaynaklarını hesaba katar ve değeri azalır. Bir miktar Joule ısınmasının dışında, katot ısınması büyük ölçüde;

(i) iyon etkisi (iyonların kinetik ve rekombinasyon enerjilerinden kaynaklanan)

(ii) sıcaklıkları büyükse (≥ 5 eV) plazmadan geriye dönen elektronlar” la sağlanır. Katot soğurması en çok elektron yayınıyla ve katot hacmi içindeki ısı iletimiyle oluşur.

Bu yaklaşım üzerine temellenen modeller; katot yüzey sıcaklığı ve alan gücü, akım yoğunluğu, katot voltaj düşüşü, buharlaşma ve aşınma oranları, plazma parametreleri (sıcaklık, kompozisyon ve hız) ve minimum spot akımı gibi temel parametrelerin hesaplanmasına izin verir.

Durağan yaklaşımın bir diğer sınırlaması; iyonlarla dağıtılabilenden çok daha fazla enerjili yayılmış elektronların havalandığı sıcağa dayanıklı katotlar üzerindeki katot spottakini bozan enerji dengesidir. Bu, iş fonksiyonundan daha büyük

iyonlaşma enerjisinden kaynaklanır. Problemin dışında olası bir yol, katot spotun aslında alternatif bir düşünce önerilmiş ise de, katoda yakın plazmadaki uzay yüklerine ek olarak sırasıyla elektron yayını ve buharlaşmayı kontrol ettiği farz edilen varsayımdır.

3.2.1.3.(4)(b) Durağan Olmayan Modeller

Aslında vakum bozulma başlamasını açıklamak için kullanılan, şiddetli tartışmalara konu olan yöntemlerin bütünüyle yeni bir kavramı, katot spot teorisinin içinde tanıtılmıştır. Bu yaklaşım, Joule ısınmasının büyük akım yoğunluklarında muhtemel baskın enerji kaynağı olduğu düşüncesinden ileri gelir. Depolanan enerji, ısı iletimiyle çıkılabilenden daha hızlı büyürse, sıcaklık da; ısınan katot mikro hacminin patlama gibi bir yıkımına ve katıdan buhar veya ideal olmayan bir plazmaya hızlı bir şekilde geçişine (0.5-5 ns) neden olarak hızlı bir şekilde büyür.

Faz geçişi anında yüksek bir yüzey sıcaklığından dolayı interfaz sınırı hızlı bir şekilde hacim içine taşınır, böylece ortaya kazıyarak bir krater çıkar. Krater boyutunun artışıyla ve enerji dengesi bozulana ve katot spot yok olana kadar yaşam koşullarının kötüleştiği akım yoğunluğu akla gelir. Bu, ark voltajının artışı ve yeni bir spot ve yeni bir kraterin başlangıcına neden olur. Böylece prensipte bu model, spotun dinamik karakterini, işleyiş zaman skalasını ve krater bilgisini önceden belirtir. Ancak, teori büyük ölçüde zamana bağlı yöntemlerle karmaşıklaşır.

3.2.1.4. Elektrot Arası Plazma

Vakum ark boşalmasının elektrotlar arası plazması yalnızca katottan anoda ark akımı iletimi vazifesini gören pozitif bir iletim değildir. Bu plazma aynı zamanda elektrotların güçlü bir şekilde birbirini etkilediği bir ortamdır ve plazmada oluşan fiziksel metotlar boşalmanın doğasını dikkate değer bir şekilde etkiler (zarar verir). Elektrotlar arası plazma en çok yüklü atomik parçacıkların katot üzerinde yerleşmiş katot spotlarıyla yayınından oluşur. Plazma; katottan akan bir ışının oluşumu için birleştikten sonra farklı fışkırmaların bir miktarının oluşumunda katottan yayılır.

Elektrotlar arası plazmanın deneysel çalışması, katot üzerindeki plazma özelliklerin bağımlılığını akla uygun bir tahminle tanımlayan tek bir modelin oluşumunu sağlayarak düzenlilikten ziyade elektrot arası plazmanın özelliklerini ve yöntemlerini önerir.

Yeterince büyük bir parçacık yoğunluğunda ve uygun bir boşalma geometrisinde, inelastik çarpışmalar elektrotlar arası bölgedeki plazmanın yerel özelliklerini etkileyebilir. Plazma akışı, yerel iyonizasyon dağılımını değiştirecek iyon-elektron çarpışmasıyla baskın hale gelebilir. Katot tarafından verilen mikro parçacıklarla plazmanın etkileşimi de mikro parçacıkların buharlaşmalarına yol açar ve serbest kalan buhar iyonize edilir. Böylece yaratılan iyonlar, bazı koşullarda, elektrot arası plazma yoğunluğuna kayda değer bir katkıda bulunabilir. Dış eksenel bir manyetik alanın akım üzerindeki etkisi de, dış manyetik alanın kendi manyetik alanının etkisine karşı oluşu ve akım daralmasının azalması gerektiğini göstererek teorik olarak çalışılmıştır. Bunlar pratik sonuç olgularıdır ve yüksek akım vakumunun işleyişinin engelleyicileridir.

3.2.1.5. Anot Olgı

Bir vakum ark, 5 farklı anot boşalma modu gösterebilir. İki düşük akım modudur. Esasında ilk modda anot, katottan yayılan parçacıkların sadece bir kolektörü olarak hareket ettiğinden pasiftir. Elektrotlar kolaylıkla saçılabilen (sputterable) materyalden oluşursa, ikinci bir mod anot tarafından yayılabilecek saçılmış atomların bir akışında oluşabilir. İkinci yayılma ark modu çok daha geneldir, pek çok elektrot materyali ve akım dalga şekli için az miktarda anot saçılması oluşacaktır. Her iki modelde anot aşınması negatiftir, örneğin anot, katot materyaline sahiptir. Üçüncü mod, anot üzerinde bir veya daha küçük ışık saçan spotların görünümüyle karakterize edilen fotokatot modudur. Bir fotokatot, anot materyalinin erime noktasına yakın bir sıcaklığa sahiptir ve anot materyalinin gözlenebilen miktarının aşılmasıyla fakat nispeten anod aşınma azalmasını düşürmeyle ilgilidir. Diğer anod modlarına benzemeyen fotokatot modu, genelde yalnızca ark parametrelerinin (akım dalga şekli, elektrot materyali, aralık ve elektrot geometrisi) kısmen dar bir aralığı için oluşur, böylece ark genelde fotokatot

modunun dışına oldukça hızlı bir şekilde anot moduna geçecektir. Birkaç araştırmacıya göre; vakum arklardaki fotokatot modlarının belirgin bir şekilde tanımlanmasında, dağınık bir ark modundan ark spot moduna geçerken fotokatot modunu kontrol eden pek çok vakum arkları olasıdır, fakat anot spot moduna girmeden önce fotokatot modunda nispeten kısa bir zaman harcayan ark gibi ark parametrelerine özgü ve fotokatot modu sadece mikro saniyelik zaman ölçümlü ölçüm aygıtının yeteneğiyle ayırt edilebilir. Dördüncü mod, anot spot modudur. Karakteristik olarak bir anot spot, anot materyalinin atmosferik kaynama noktasına yakın bir sıcaklığa sahiptir ve buhar ve iyonların çok bol bir kaynağıdır. Ark akımında veya ark oluşum zamanında yeterli bir artmayla bu küçük fotokatot anot spotlar genelde geniş küçük bir aktif anot spot şekillenimi için birleşeceklerdir. Anot spot modundaki anot, şiddetli aşınmayı çeker. Beşinci mod hareketli ark modudur. Bu mod için aynı zamanda bir anot spot da hazır, fakat şimdi şiddetli anot aşınmasında bilinen katodun şiddetli aşınmasına eşlik eder. Hareketli ark modunda, genelde katoda çarpan bir anot fışkırması mevcuttur.

Ark voltajı, vakum ark durumuna yansır. Orta akımlara düşüşte, ark voltajı oldukça düşük ve hareketsizdir. Ark akımı artarken, baştanbaşa olan ark voltajı yavaş bir şekilde yükselir. Fark edilebilir derecede ark gürültüsünün ani meydana çıkışı (voltaj dalgalanmaları), ortalama ark voltajında keskin bir yükselişe eşlik eder, genelde fotokatot modu içinden bir geçiş oluştuğunda artar. Ark gürültüsündeki (ve ortalama voltaj) bu artış, bazen bir anot spot oluşumuna eşlik eder. Tamamıyla gelişmiş bir anot spotun kuruluşu, ark gürültüsündeki yeterli bir azalışa ve sık sık ortalama ark voltajındaki bir azalışa eşlik eder. Anottan aşınmış ark gürültüsündeki bu azalışı oluşturmak için, materyalin yeterli bir kesri, muhtemelen elektron akımının negatif uzay yükünü nötralize etmek için hareket eden arka aktif olarak katılmalıdır. Bu etki, bir anot fışkırması ya katodu ya da bir katot fışkırmasını etkilerken çok göze çarpıcı olabilir. Hareketli ark modunda, ark voltajı kısmen düşük ve hareketsizdir.

Düşük akımlarda anoda yakın ark, en iyi balistik bir model (ayrı iyon yörüngeleri) kullanılarak tanımlanır. Yüksek akımlar için ortalamada akıcı bir akışkan modeli tercih edilir. Bir anot modundan bir diğerine vakum arkın geçişini kontrol eden baskın mekanizma, elektrot geometrisine, elektrot materyaline ve hesaplanmış olan

vakum arka özgü akım dalga şekline bağlı olduğu görülür. Anot spot bilgisinin en olası açıklaması termal, geometrik ve anodun yakınındaki ve anodun kendi kendine aralık plazma davranışının analizinde anodun elektriksel etkilerinin yanı sıra anot ve katottan materyalin akışıyla beraber plazmadaki manyetik bozulmaları hesaplanan birleşik bir teoridir.

3.2.2. Vakum Ark Bilim ve Teknolojisinin Uygulamaları

3.2.2.1. Vakum Arktan Kaplamalar

3.2.2.1.(1) Vakum Ark Depolaması

Materyal ince filmler, elektroniklerden metalurjik kaplamalara teknolojik aralığın çoğunda kullanılır. İdeal olarak, bir ince filmin fonksiyonel özellikleri, saf hacim materyallerine eşit veya daha büyük olmalıdır ve bu özellikler geniş bir şekilde depolama metodunda kullanılan parametrelerle belirlenir. İnce filmlerin bütün tiplerinde istenilen özelliklerinin sonuç uygulaması vardır. Bu özellikler; alttabana iyi yapışma (adhezyon), yeniden üretilebilirlik ve yeterli mekanik kuvvet ve sertliktir. Sonuç uygulamasına ilave sınırlamalar örneğin; optiksel filmler için iyi optik özellikler, direnç gösteren tabakalar için yüksek mikro sertlik ve korozyon dirençli kaplamalar için gözeneksiz filmlerin yoğunluğu olarak kabul edilir.

İnce filmler nadir olarak hacim materyal yoğunluğunda elde edilir. Buhar depolanmış filmlerin mikro yapısı genelde, ulaşan tiplerin görünen açısıyla belirlenen düşey eksenli sütunlardır. Filmin paketleme yoğunluğu P , filmin katı kısmının hacminin, filmin (katı+boşluklar) toplam hacmine oranı olarak tanımlanır. Mikro yapı, filmin özelliklerinde baskın bir rol oynar ve birkaç niteliksel model, çeşitli depolama şartlarıyla film mikro yapı evrimini tanımlamada önerilmiştir.

3.2.2.1.(2) Film Büyütme

İdeal ince film depolama metodu, pratik büyütme oranlarında yoğun film depolamak için yeterli enerji gerektirir. İyonizasyonun yüksek bir derecesi de, reaktif depolama sırasında birleşik filmlerin oluşumunu desteklemek için gerekir. İyon-

yardımlı depolama yöntemlerinin yararları iyi bir şekilde araştırılmıştır ve pek çok teknik, film büyütmesi esnasında iyon bombardımanı üretmek için gelişmiştir. Bu teknikler; iyon-kaplayarak, harekete geçmiş reaktif buharlaşma, iyon-demet yayını, iyon-yayınım yardımlı buharlaşma, tek ve çift iyon-yayınım depolaması ve dengelenmemiş magnetron söktürmeyi içerir. İyonların akış, enerji ve doğası veya bu tekniklerdeki enerjetik tür son derece değişkendir. İyon yardımlı elektron-yayınım buharlaşmasında (IAD), iyon türleri hareket edemeyecek duruma veya reaktif gaz iyonlarına ve yayınım akım yoğunluklarına sınırlanırlar. İyon temelli depolama yöntemine özgü kullanımın faydası, alt tabanda iyondan buhara ulaşma oranına bağlıdır ve sonunda elde edilen iyon yayınım akımı aracılığıyla depolama oranında sınırlanır.

3.2.2.1.(3) İnce Filmlerin Vakum Ark Depolaması

İnce film materyallerinin depolamasında katodik ark uygulaması, aslında film büyütmesi için yayınım üretimlerinin dikkat çekici karakteristiklerinden meydana gelmiştir

3.2.2.1.(3)(a) Katodik Arklar ve Film Depolamasından Yayınım Üretimlerinin Karakteristikleri

Film depolama olayında parçacıkların önemli özellikleri; yük, iyonizasyon derecesi ve enerjidir. Yük durumunu ölçmek için bir kütle spektrografı ve pek çok metalik katottan yayılan parçacıkların ortalama plazma hızlarını ölçmek için bir sarkaç metodu kullanılabilir. Yük çeşitliliği +1'den +3 aralığına kadar bulunur.

Yayılan parçacıkların iyonize olmuş kısmı olan f aynı zamanda, katot materyalinin güçlü bir fonksiyonudur. f için ölçülen değerler de artan vakuma bağlıdır.

Alttabana varan iyonların enerjisi, pozitif iyonları hızlandırmak için bir negatif bias (eğilim)'in basit uygulamasıyla artırılabilir. Yeterli derecede yüksek bir negatif bias (eğilim)'da, kendiliğinden saçılma ürünü, net olmayan depolamada olduğu gibidir. Ark buharlaşmalı iyonların enerjisi attaban eğilimiyle artırıldığı

zaman, iyon akış olayı yüzey sıcaklığındaki artışla da desteklenen radyasyon yardımcı yöntemlerle alttaban içinde yayılabilir. Bu koşullar altında parçacıkların nüfuz derinliği önemlidir. Böylece yöntemlerin net sonucu, film-alttaban ara yüzeyinin arttığı ve adhezyonun büyük oranda düzelmesidir.

Kendi kendine saçılmanın bir derecesi, bir sıfır eğilim koşulu altında bile açıktır.

İyon enerjisi artırıldığında; alttabana varan katodik parçacıkların yüzey mobilitesinin artmasından ve geri tepme etkilerinden dolayı film yoğunluğu artar.

Pozitif iyonların enerji dağılımı, hem filtrelenmemiş hem de filtrelenmiş ark kaynaklarından pek çok materyal için ölçülebilir.

Kaynak-alttaban mesafesi ve gaz basıncının bir fonksiyonu olarak iyonların ortalama enerjisi tahmini olarak hesaplanabilir.

Katot materyalinin üretilen atomları ve iyonlarından başka, katodik ark aynı zamanda elektronların da büyük akışlarının bir kaynağıdır. Elektronların enerjisi, elektrik ve manyetik alanı geçmesinden dolayı Hall hızlandırma mekanizmasıyla kaynak etrafına yerleşen uygun manyetik alanla artırılabilir.

Elektronların akışı, ısıtma için kullanılabilir ve bir pozitif bias uygulanmasıyla kaplamadan önce alttaban gazdan arıtılmış olabilir. Anodik ark buharlaşma kaynağı, ısıtma için elektron akışının avantajını sağlar ve buhar metal, anot olarak hareket eden küçük bir kap erimesi de içerir. Buharlaşan materyal daha sonra uyarılır ve katottan düşük enerjili elektronların etkileşmesiyle iyonize olur. Buharlaşmanın bu özel modu, geleneksel elektron-ışın buharlaşmasında kullanılmış daha yüksek enerjili elektronlara benzeyen elektronlar için geniş iyonizasyon kesrinden dolayı buharlaşmış parçacıkların iyonizasyon derecesi artar.

3.2.2.1.(4) Makro Parçacık Yayınımı

Geleneksel katodik ark buharlaştırıcı, bazen makro parçacıklar olarak bahsedilen katot materyalinin mikro dropletlerinden çok miktarda üretir. Makro parçacık yayınımateryale bağlıdır, katot sıcaklığıyla ve erime noktasındaki azalışla artar. Buharlaşma sırasında katodun kenarındaki toplanan filmin yüzeyi, elektriksel ve optik uygulamalar için uygun yüksek kaliteli filmlerin üretimindeki ark

temelli teknolojinin kullanımını imkansız kılan mikron boyutlu makro parçacıklarla kaplanır. Çeşitli projeler ve aygıtlar, makro parçacıkları azaltmak ve elimine etmek için kullanılır.

Makro parçacıklar, toplam film depolama oranının dikkate değer bir kesrini oluşturur, ancak; onların varlıkları plazma püskürtmesiyle ve patlatma kaplamasıyla depolanan tabakaların sonundaki gibi kütle görünümlü bir yüzey üretir. Mikro dropletlerin varlığı, film gözenekliliğine ve alt tabanların temelinde yatan çürümeye (korozyona) yol açar.

Katot yüzeyi üzerindeki manyetik olarak yönelimli katot spot makro parçacık yayılım etkisinin pek çok çalışması vardır. E. Ertürk'ün çalışması, katot spotun bir manyetik alan vasıtasıyla bir uçtan diğer uca sürülmesini gösterir ve aşınma kraterlerinin ortalama boyutu çok küçüktür ve kraterler doğrudan üst üste gelme ve rasgele ark hareketi için gözlenen geniş erimiş bölgelerin azalmasıyla; biri bir diğeri arkasına konumlanır.

Birkaç aletin bir arada temel sıralanmayla ve katot düzlemiyle ilgili vakum çemberindeki alttabanın dikkatli yerleştirilmesiyle manyetik yönlenme alanlarının ve manyetik plazma kanallarının kullanımıyla makro parçacıklar azaltılabilir.

3.2.2.1.(5) Ark Kaynak Tasarımları

Vakum ark üzerine temellenmiş kaplama sistemleri, üç esas nitelikte tanımlanabilir: atma süresi, metal buhar üretilen yerdeki elektrot ve makro parçacık filtresidir. Atma süresi tipik olarak, ark güç kaynağıyla betimlenebilen iki kategoriye ayrılmıştır. Ark sadece bir kapasitörün boşalma süresi için sürdürülürse, “atmalı” olarak adlandırılır. Ark, bir DC akım kaynağıyla sürdürülürse “sürekli” veya en azından “sanki-sürekli” olarak adlandırılır. Tipik olarak katot üzerindeki bir ark spot, metal buharın kaynağıdır ancak şimdilerde buharlaşan bir anottan buharın üretildiği yerdeki kaynaklarla bir miktar iş olduğu görülmüştür. Kaynak tasarımı, ark spotun görünüşünün doğrudan işleyiş kısmını korursa ve işleyiş kısmına ark üretimli plazmayı yönetmek için bir mekanizma sağlarsa, kaynak “filtreli” olarak adlandırılır. Anodik arklar ve dağınık (yayınık) arklar tipik olarak, az makrolar üretir, böylece filtreleme olmasına gerek duyulmaz.

Hazırda ticari bir skala üzerine kaplamaların ark depolamasının pek çok örneği vardır. Katodik ark kaynak tasarımlarının pek çok çeşidi vardır, fakat çoğu atma süresiyle ve makro parçacık filtrelemesiyle sınıflandırılabilir ve tümü aynı temel kurallarla yönetilir.

Atmalı ve sürekli kaynakların her biri diğerinin avantajlarına sahiptir. Atmalı bir kaynakta, ark süresi tipik olarak doğrudan katodu soğutmaya gerek duyulmayan yeterlilikte kısadır, tasarım kolaylaşır ve değişen katotlar basit bir madde oluşturur. Bir katot yüzeyinin dışına hareket için ark spotun yeterli olmayan zamanının tipik devamlılık için yeterince kısa olmasından, katot yüzeyine ark spotun hapsedilmesi daha küçük bir problemdir. Sürekli kaynaklar karşılıklı çok yüksek oranlıdır, fakat katot ark tarafından ayrıca üretilmiş ısıyı da dağıtmak için tasarlanmalıdır. Isının küçük bir spot içinde toplanmasından dolayı, tipik olarak doğrudan su soğutması önerilir. Bu değişen katotlardaki zorluğa yol açar ve birkaç düşük termal iletimli materyalin kullanımını sınırlar.

3.2.2.2. Atmalı Ark Kaynakları

Vakum ark teknolojisi; DC ark kaynağı kolaylıklarını ve kaplama yöntemlerinin bilinen uygulamalarını veya spektrum sonundaki depolama akışı üzerinden hassas kontrole izin veren atmalı kaynakları ve böylece metalik ince filmlerin oluşumunda, multi tabakalarda ve mono tabaka kalınlıklı seviyelere düşmesi için değişen kompozisyonu kapsar. Atmalı ark teknolojisi özellikle basit ve ucuzdur, yüzey için uygulaması bulunmuştur ve ayarlama zamanının en azı istenerek ve tükenen materyal miktarı yetersizken, küçük deneysel numunelerin hazırlanmasını içererek ince film araştırılır. Plazma tabancaları genelde, sınırlı boşluklarda depolama ve bir avantaj olan fiziksel olarak küçük olabilirler.

Tekrarlanan atmalı kaynaklar normalde düşük iş devresinde çalıştırılır ve orta elektriksel güç girişi ve ısı çıkarımı isteklerinin DC kaynaklarıyla karşılaştırılması daha da azaltılır. Genelde atmalı kaynaklar bazen değişen bir DC kaynağı kullanılmasına rağmen bir kapasitör boşalmasıyla devam ettirilir. Bu termal ve elektriksel yönler, atmalı ve DC kaynaklar arasında 0.1-1 saniye veya daha az mertebedeki atma genişliklerinde tipik olarak kaba bir sınır belirleme sağlar. Atmalı

vakum ark plazma kaynakları, mikro saniye altından yukarılara doğru atma genişlikleriyle yapılmıştır.

3.2.2.2.(1) Kaynak Tasarımı

3.2.2.2.(1)(a) Tetikleme

Vakum ark, mekanik olarak (veya elektromekanik olarak), elektronik olarak, optik olarak (lazer) veya dış-üretimli plazma veya gaz esintisinin injeksiyonuyla tetiklenebilir. Her bir durumda hedef, katot ve anot arasındaki aralıkta köprü kuran, akış için esas ark akımını takip ederek “tetikleyici bir plazma” üretmek içindir; ark bir kez iletiliyorsa onun plazması üretilir ve dış akım artışının devamı süresince kalabilir. Tetikleyici plazma, yeterli akım üretmek için yeterli yoğunlukta olmalıdır, ana arkın yerini almak için yeterli sürenin olması ve iyi bir katot-anot bağlantısı üretmek için doğru yerde olmalıdır. .

Elektronik tetikleme, genelde tekrarlanabilen atmalı kaynaklar için kullanılır. Katot üzerinde gelişmeye başlayan katot spotlarını saptayarak ve katot-anot aralığında köprü oluştuğunda aynı spotlardan ana ark akımının akmasına izin vererek, yüksek bir voltaj kıvılcımı, katot ve tetikleyici bir elektrot arasında tetikleyici bir plazma üretir. Vakum atmosferinden dolayı tetikleyici plazma, sıradan bir gazlı kıvılcım boşalması olarak oluşturulabilir ve vakumdaki yıkım koşullarının (örneğin yüzey kimyası, topografi ve alan yayılım karakteristikleri) değişmesinden kaynaklanan çok başarılı olmayan yüksek bir voltaj, vakum kıvılcım aralıklı tetikleyiciye dikkati çeker. Tetikleyici boşalma atması genelde tetikleyici elektrot ve katot arasında ince bir seramik yalıtkan boyunca bir yüzey boşalması olarak kurulur.

Bir dış gaz akış vanası veya atmalı plazma kaynağından anot-katot bölgesi içine gaz veya gazlı plazmanın injeksiyonu, bir hibrid metal-gazlı iyon kaynağında kullanılabilir ve bu amaç için tetikleme idealdir. Metot, önce ark boşalma atmalarının çok sayıdaki milyonlarcasının bir araya gelmesiyle çok uzun yaşantı oluşumunun avantajına sahiptir fakat plazma akışında belirli bir minimum gazlı elemanın olması (en azından boşalmanın erken kısımlarında) metot için bir dezavantajdır.

3.2.2.2.(2) Plazma Karakteristikleri

Tekrarlamalı atmalı vakum ark plazma kaynaklarıyla plazma üretiminin özellikleri geniş çapta DC plazma kaynaklarıyla aynıdır, fakat erken-zaman plazma örneklerinin detaylarında bazı farklılıklar vardır. Herhangi katı metalden oluşturulabilen plazma son derece iyonize edilir ve genelde küçük makro parçacık kirlenmeleri içerir. Ark boşalmasında erken zamanlardaki iyon yük durumlarının daha sonraki tipik bozulma zamanlarında daha büyük olduğunu belirtilir. Bu etki, katot sıcaklık süreci türünden geçici bir şekilde açıklanmıştır. Ark boşalmaları arasındaki sürede zemindeki gazla katot yüzeyi birleşiminin olasılığı da düşünülmelidir.

3.2.2.2.(3) İnce Film Depolama

Atmalı ark kaynaklarının en genel uygulamaları ince filmlerin depolanmasıdır. Metalik ve birleşik filmler, monolayerlerden mikronlar kalınlıklarına oluşturulur ve bir tabancadan fazlası kullanılarak ve atmadan-atmaya kaynakların kontrolüyle, depolama akışı, multilayerler ve arayüzeyleri değişen filmler sentezlenebilir. Bu metotla oluşan monolayer filmlerin özelliğinin yüksek kalitede olduğu, atomlar grubu veya miktar ve cinsinin yerel eksikliklerinin oluşturmadığı belirtilmiştir ve plazma akışı manyetik olarak filtrelenmişse de makro parçacıksız denmektedir. Plazma akışı yüzey üzerine depolanırken, alttabanın tekrarlanan atma etkilemesinin eklenen özelliği sayesinde, iyon enerjisinin kontrol edilebilen bir miktarı depolama zamanında, depolanan iyonla uygun bir şekilde eklenebilir. Düşük ortalama güç modundaki atmalı ark kaynaklarının işleyişinin, düşük sıcaklık depolama teknolojisini sağladığına dikkat çekilir.

3.2.2.3. Film Büyütme

Katodik ark buharlaşmayla depolanan ince filmlerin özellikleri tekrar gözden geçirildiğinde bu materyaller; oksitler ve nitritler içindeki metallerden elmas benzeri karbona kadardır. Teknolojik olarak tavsiye edilen, süper iletkenler ve elmas benzeri

karbon gibi ileri materyallerin depolanmasındaki kullanımı çok umut vaat edici olarak görünür.

3.2.2.3.(1) Metal Film Depolama

Çoğu araştırmacı elemental filmleri alışılmış bir şekilde depolarken, depolanan tabakaların özelliklerinin detaylı araştırmacıları çok azdı. Birçok araştırmacı, filmlerin kalitesini geliştirmek için önce katot filmlerdeki makro parçacık miktarını azaltmaya odaklanmıştır. Bu çalışmaların genel bir sonucu, katot metalinden makro parçacık ürününün, katodun yüzeyindeki spotun hareketinin kontrolü için kullanılan yönelimli bir manyetik alanla etkilenmeyiştir. Ancak, dış bir solenoidal alan kaynağın önüne yakın bir yerde uygulanırken, film kalitesi düzelir ve makro parçacık miktarı önemli bir şekilde azalır. Aynı zamanda, böyle bir alanın buhardaki iyonları hızlandırma etkisinde olduğu ve depolanan katot filmlerin, yüksek negatif bias koşulları altında depolanan filmlere benzer tercihli bir yönelime sahip oldukları bulunmuştur.

3.2.2.3.(2) Oksit Depolama

Oksitlerin reaktif depolaması, oksijenin varlığında bir elemental katodun veya oksijen ve argonun bir karışımının buharlaştırılmasıyla elde edilir. Filtreli ark metodu belki oksit materyaller için katot yüzeyinin okside olmamasından dolayı (reaktif magnetron depolaması olayı örneğindeki gibi) ve buharlaşma koşulları kötüleşmediğinden (örneğin katot bozulmaz) bütün PVD metotlarının en büyük depolama oranına sahip olanıdır.

Güneş radyasyon kontrolü için açılabilir optik filmler filtreli ark depolamasıyla depolanabilir. Stokiyometrik nikel demir ve daha karmaşık demir kompozisyonları da mikrodalga ve akustik aletlerdeki uygulamalar için depolanabilir.

Vakum ark kaplamalar; katodik ark buharlaşma metodu, elemental filmlerin depolanması ve birleşik seramik materyallerin sentezi için çok yüksek oranda pratik bir tekniktir. Filmlerin özellikleri, alttabana uygun negatif potansiyellerin

uygulanmasıyla katottan depolanan iyonların enerjileriyle kontrol edilebilir. Gelişme, hem yüksek hem de düşük sıcaklık süper iletimli materyallerin depolanmasında da kaydedilmiştir. Katodik ark vakum depolama metodu, tamamlayıcı elektron ışınlamalarının ve saçılma teknolojisinin yavaş gelişen bir tekniğidir ve hem elemental hem de bileşik ince film materyallerinin büyütmesinde birkaç farklı avantaj sunar.

3.2.2.4. Arkla Depolanmış Kaplamaların Uygulamaları

Metalik ve sert kaplamaların depolanması için katodik ark buharlaşmasının gelişmesi, Amerikalı ve Sovyet bilim adamlarının başarılı çalışmalarıyla 60'larda başladı. Bundan sonra gelişme; katodik yöntemler üzerine, plazma yöntemleri üzerine ve sert kaplamaların depolanmasına bağlı olarak yapılmış çalışmanın önemli bir kısmıyla 70'lere doğru devam etti.

Endüstriyel seviyedeki vakum ark buharlaşmasının potansiyeli üzerine bildiğimiz ilk yayın, traktörler ve endüstriyel makinaların parçalarıyla ilgilidir.

70'lerde sert kaplamaların depolanmasında gelişmiş diğer teknolojiler de eklenmiştir. Bunlar:

- Çukur katot boşalma buharlaşması
- Düşük voltaj, yüksek akım ark boşalması
- Magnetron sputtering

Vakum ark depolama, diğer metotlar üzerinden bazı avantajlar gösterir:

- Basit işleme tarzı
- Yüksek olasılıklı depolama oranı
- Bazı uygulamalardaki yeterli bir şekilde iyi yapışmasıyla düşük depolama sıcaklıkları (200°C altında)

Optik filmler gibi uygulamadaki sınırlama, buharlaştırma koşullarına bağlı olarak (katot materyal, reaktif gazların varlığı, geometrik yapı vb.) 0.1-10 µm'lik mertebe boyutlarıyla söylenen makro parçacıkların üretimidir.

Araştırma ve uygulamalardaki yılların tecrübesi, katodik ark metotları kullanılarak; birleştirilmiş karbid, çelikler, seramikler (örneğin silikon karbid), camlar, polimerler ve plastikler, metaller (örneğin bakır, çinko sona ermesi veya

alüminyum), alaşım (örneğin bronz veya pirinç) kaplanabilen kaplama sıcaklığındaki gaz çıkışı olmayan pek çok materyali göstermektedir. Nitritleme, elektolizleme, elektrot kaplamayla (örneğin nikel) gösterişli yüzeyleri olan veya CVD metotlarıyla yapılan kaplamalarla metalleri kaplamak da mümkündür.

Katodik arkların şimdilerde en önemli uygulama alanları: aletlerin aşındırmasını azaltma, makine parçacıklarının yıpranma ve sürtünmesini azaltma, seçilen sert kaplamalar kullanarak dekoratif kaplamalardır.

İnce filmlerin elektro-optik özelliklerinin anlaşılması ve kontrolü, ince film alet teknolojisinin gelişimiyle önem kazanmıştır.

1-Fonksiyonel aygıtlar: Yüzey akustik dalga aletleri, gaz sensörleri, microactuator (mikrometre)ler, transperent condunting layers.

Bunun dışında diğer alanlar;

2-Makine parçaları

- Dekoratif kaplamalar
- Biomedikal uygulamalar
- Metal kaplamalar. Metal kaplamaların farklı tipleri farklı uygulama alanlarında kullanıldı:
 - Dekoratif kaplamalar
 - Elektriksel aktif kaplamalar:
 - Korozyondan korunma
 - Aşınma ve sıcak hava korozyonu
 - Kompozit materyallerin fabrikasyonudur.

İnce filmlerin pek çok kullanımının olduğu alanlardan biri de alet kaplamasıdır.

3-Kesici aletler

- a)Delici ve şekil verici aletler
- b)Silici aletler
- c)Plastik için aletler

Şaşırtıcı olan böyle küçük kalınlıklarda (1-10 μm) böyle sert kaplamalar yapmaya yol açmasıdır. Kaplamaların fizikokimyasal durumu, çok büyük sertlikler,

kimyasal hareketsizlik, nispeten kırılabilirliğin az oluşu metalik materyallerle iyi yapışma ve karbitlerle birleşmek gibi materyallerin özelliklerinden ibarettir. Tribological (teknolojide cisimlerin sürtünmelerini inceleyen dal) uygulamalarda sert kaplamalar, metalik yüzeyler arasındaki yapışkan aşınmayı azaltabilir, aşındırıcı yıpranmaya karşı önerilebilir ve iki taraflı erimenin eğilimlerini azaltmak ve ortaklar arasındaki yayılım için bir engelleyici olarak hareket eder.

Metal kaplamaları depolama için anodik vakum ark buharlaşmasının son uygulamaları, katodik vakum ark buharlaşmasının yanında gelişmeye başlamıştır.

3.2.2.4.(1) Kompozisyonun Kontrolü ve Yapısı

Bir tabaka düzeninde kimyasal kompozisyonda birçok yöntemin varlığı, kaplama parametrelerinin seçimi boyunca kontrol edilebilir.

(i) Farklı materyallerle uygun iki veya daha çok buharlaşma işlemidir.

Kontrol parametreleri:

- Buharlaşma sayısı (farklı materyallere uygun olan)
- Buharlaşmaların yeri
- Buharlaştırıcı akımı
- Her bir buharlaşmanın işlem zamanı

(ii) Alaşım, ısı ve basınçla yapılmış maden parçalarının buharlaşması veya mekanikseliği katotlarla çalışılmıştır. Kontrol parametreleri:

- Katotların kimyasal kompozisyonu
- Çalışılan bir katodun farklı bölgeleri üzerine etkin işleme zamanı

(iii) Reaktif buharlaşma esnasında, farklı gaz (nitrojen, gazlı hidrokarbon, oksijen veya karışımlar) atmosferlerinin zamanıdır. Kontrol parametreleri:

- Gaz tipinin seçimi
- Akış oranı (ve / veya pratik basınlar)
- Toplam basınç
- Zaman

(iv) Farklı alt taban kontrol parametreleri kullanımının süresidir. Bunlar:

- Buharlaşmalarla ilgili olarak alt tabanların yeri
- Alt taban bias voltajı

- Alttaban sıcaklığı
- Zaman

3.2.2.4.(2)(a) Kaplama Yapısı

Yukarda bahsedilen kontrol parametrelerinin kullanımı, aşağıdaki kaplama yapılarını üretebilir:

- Herhangi bir tanımlı kalınlıkların mono layer kaplamaları
- Nanometreler veya mikrometreler seviyesindeki tabaka kalınlıklarıyla multi layer kaplamalar
- Bir bütün olarak eğimli tabakalar
- Nanometrenin birkaç onluğunlu mertebesindeki faz boyutlarıyla çoklu-faz kaplamalar

Burada sadece bir kısmı gözden geçirilebilen, çok büyük olasılıkla yukarıdaki çeşitli muhtemel kombinasyonlara yol açar.

Bu kaplamaların kontrol parametreleri:

- Toplam depolama zamanı boyunca kontrol edilebilen toplam kaplama kalınlığı
- Depolama zamanı boyunca da kontrol edilen tek tabakaların kalınlıkları

Kaplamada kullanılan gazın kısmi basıncıyla kontrol edilen her bir tabakadaki madde içeriğidir.

Vakum ark kaplamalarından olan sert kaplamalar, kesici aletlerin yaşam zamanını uzatmak için endüstriyel kullanımlıdır.

Vakum ark kaynaklarının yapımının kolaylığı çoklu elementli katot kaynakların yapımı için kullanılabilir. Modüle edilen kaynak akımıyla seramik kaplamalar olayında reaktif gaz beslemesinin akış oranının yanı sıra, çeşitli derecelenmiş ve çoklu tabaka katmanları depolanabilir. Eş zamanlı işlemle ayrı kaynaklarla film depolama, üçlü kaplamalara ve hassas kompozisyon kontrollü film depolamasına izin verebilir. Maskeleme teknikleri, alttaban yüzeyi üzerindeki modele göre yapılmış yapıların fabrikasyonu için ve katodik ark filtrelemesinin pürüzsüz kaplamalar elde etmesinde de uygulanabilir. Yakın zamanlarda bu gelişmiş

teknikler, korozyon ve oksidasyon korunumu gibi yeni uygulamalar için vakum ark kaplama teknolojisinin gelişmesine ve elektronik ve optikteki uygulamalara izin verecektir.

3.3. Atmalı Filtreli Katodik Vakum Ark Depolama (PFCVD) Tekniği

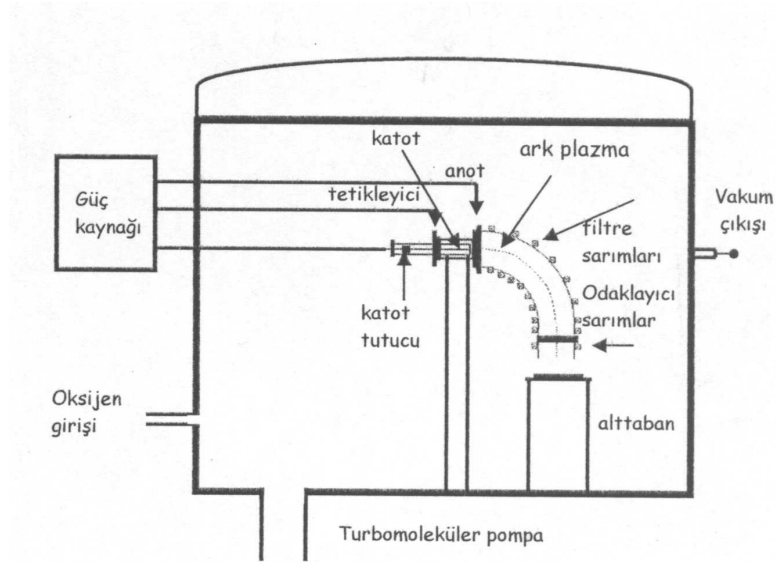
Atmalı filtreli katodik vakum ark depolama tekniği, ince film depolama yöntemleri içinde plazma yardımcı işlemlerden oluşan eşsiz bir fiziksel buhar depolama (PVD) tekniğidir. PFCVAD işlemi diğer iyonlarla kaplama işlemlerine göre daha yüksek iyonizasyon ve parçacık enerjisine sahiptir. Katodik ark işlemi değişik metallerin, bileşik filmlerin ve diğer alaşım filmlerin farklı aşınma direnci, korozyon direnci ve dekoratif uygulamalar için kullanılır.

Atmalı filtreli katodik vakum ark depolama tekniğinin ince film depolamada pek çok avantajı vardır, bunlar:

- Buharlaştırılan materyalin %30-100 arasındaki yüksek bir oranı iyonize olur.
- İyonlar çoklu yük durumunda bulunur. (Zn^{+1} , Zn^{+2} gibi)
- Oluşan iyonların ortalama kinetik enerjileri oldukça yüksektir.(10-100 eV)
- Değişik depolama koşullarının uygulamasında da film elde edebilme
- Metal, Alaşım ve Bileşikler için mükemmel kaplama düzgünlüğü sağlayan depolama oranları.
- Düşük alttaban sıcaklıkları
- Düzgün olmayan yüzeylerde bile mükemmel kaplama
- Sıcaklık, basınç, akım-gerilim gibi tüm özellikleri etkileyen kontrol parametrelerinin kolay kontrolüdür.
- Yüksek film yoğunluğu ve film tutunması

Katodik ark işlemi esnasında ark spotu, katodu aşındırarak yüksek dereceli iyonizasyona sahip plazma üretir. Yüksek iyon yoğunluğu; film morfolojisinin kontrolü, yüksek tutunma, bileşiklerin etkin reaktif depolanmasını ve değişik yapılarda da düzgün depolanma olmasını sağlar. Alaşımların bileşimleri genelde

kaynaktan alttabakaya taşınır. Depolama oranları dakikada nanometreden mikrometreye kadar değişen geniş bir alanı kapsar.



Şekil 3.7. PFCVAD tekniğinin şematik çizimi (Şenadım, 2006)

3.3.1. PFCVAD Tekniğinin Temel Elemanları ve Özellikleri

1) Turbomoleküler pompa sistemi

- Dönme hızı dakikada 42.000 devir
- Taban basıncı $< 1 \times 10^{-10}$ Torr
- Pompalama hızı ($N_2 = 550 \text{ } \ell / s$, $He = 600 \text{ } \ell / s$, $H_2 = 510 \text{ } \ell / s$)
- Sıkıştırma oranı ($N_2: > 1 \times 10^9$, $He: 1 \times 10^7$, $H_2: 1 \times 10^6$)

2) Reaksiyon odacığı

- Manyetik alan girişine izin veren 304 paslanmaz çelikten yapılmıştır.
- Yarıçapı 24.3 cm, boyu 38.5 cm'dir
- 1 thermo couple, 1 ion gauge, 1 gözlem penceresi, gaz akış kontrol ve kalınlık ölçme, 1 valf, alttaban tutucu girişleri bulunmaktadır.
- Basınç 1.3×10^{-8} Torr'a kadar düşürülebilmektedir.

3) Atmalı plazma ark kaynağı

- Katot çıkışı: Katot çıkış gerilimi plazma tabancasının katoduyla bağlantılıdır. Çıkış kablosu 15 kV'la sınırlıdır. Kaynak materyalde pils deşarjı 750 V, 650 A ve 600 μ s'dir.
- Tetikleyici çıkışı: Tetikleyici çıkışı plazma tabancasının tetikleyicisiyle bağlantılıdır. Çıkış kablosu 25 kV'la sınırlıdır. Tetikleyici devrede pils deşarjı 24 kV, 150 mA ve 70 μ s'dir.
- Anot çıkışı: Anot çıkış gerilimi plazma tabancasının anoduyla bağlantılıdır.

4) Gaz Akış-Basınç kontrol sistemi

- Gaz Akış ve Basınç kontrolü sağlar.
- 4 akış ve 1 basınç kanalı bulunmaktadır.

5) Kalınlık kontrol sistemi

Kalınlık monitörü içerisinde bulunan bir quartz kristalin piezoelektrik özelliklerinden yararlanarak alt taban maddesine gelen parçacık yoğunluğunu, dolayısıyla üretilen filmin kalınlığını kontrol eder.

- 6) Hidrojen, azot jeneratörü
- 7) Oksijen, argon, metan tüpleri
- 8) Katot ve alttabaka

Sistemin genel çalışma prensibinde;

a)Yüksek vakum elde edilmesi

b)Ark için tetikleme

c)Plazma oluşumu

d)Plazmadaki iyon, elektron ve makro parçacıkların kontrolü

e)Alttaban üzerine film depolanması aşamalarının gerçekleşmesi söz konusudur.

- Yüksek vakum elde edilmesi; sistemde yer alan dakikada 42.000 devir yapabilen turbomoleküler pompayla sağlanır. Sistemin bu parçasıyla

aynı zamanda farklı O₂ basınçlarında yarıiletken ZnO ince filmler üretmek istendiğinde, alttaban basıncının kontrol edilebilmesi mümkündür.

- Ark için tetikleme; Ark deşarjı, anot ve katot arasındaki oldukça yüksek akım ve düşük gerilimle karakterize edilir. Plazma, vakum veya gaz ortamda iki metal elektrot arasında ark deşarjı başlatıldığında oluşur.

Vakum ark'a dayanan kaplama sistemlerinin niteliklerinden olan atma süresi, ark güç kaynağının tanımlanmasına bağlı olarak iki grupta toplanabilir.

1- Sürekli Ark Kaynakları

2- Atmalı (Pulsed) Ark Kaynakları

Atmalı ark kaynakları depolama üzerinde iyi kontrol sağlayan ve böylece metalik ince film ve monolayer seviyelerine kadar uzanan kalınlık bölgesinde üretime izin veren tetikleme sistemidir.

Atmalı ark tekniği yüksek vakum ark deşarj akımlarını (1-5 kA), çok kısa tekrar sürelerinde sağlar.

- Plazma oluşumu; Plazma, toplam elektriksel yükü nötr olan ve rastgele doğrultularda birlikte hareket eden hemen hemen eşit yoğunluktaki pozitif ve negatif yüklü parçacıklar topluluğudur.

Plazma içinde ;

1- Elektronlar: $m_e = 9 \times 10^{-31}$ kg, Sıcak elektronlar = ~ 100 eV, Ortalama elektronlar: 1-10 eV

2- İyonlar: $m_{Ar^+} : 6.4 \times 10^{-26}$ kg

3- Yarınötraller: $n_e \sim n_i$

4- Nötraller : (CF₄, F) bulunur.

Plazmanın oluşum aşamaları şöyledir:

- iyonun katoda hızla çarpması
- bir valans elektronun kopması
- elektronun plazmada hızlanması
- sıcak elektronun nötrallerle çarpışması.

* Plazmadaki iyon, elektron ve makro parçacıkların kontrolünde;

Plazmada bulunan iyon ve elektronlarla karşılaştırınca ağır yapılarından dolayı damlacık olarak adlandırılan 0,1-10 μm büyüklükleriyle tanımlanan katı veya sıvı mikro damlacıklara makro parçacık denir. Makro parçacık filtreler kapalı ve açık olmak üzere ikiye ayrılır ve 19 türü vardır.

Elektronların e/m oranı büyük olduğundan manyetik alan çizgilerini takip ederler. Bunların dönme yarıçapları, dönme frekansları sırasıyla; filtre büyüklüğünden ve çarpışma frekansından çok küçüktür. Manyetik alandan az etkilenen (q/m) plazma iyonları yönlendirilmiş elektronları elektrostatik olarak izler, böylece plazmayı nötral durumda tutarlar. Yani, plazma iletimi manyetik ve elektrik alan mekanizmalarının birleştirilmesiyle elde edilir.

* Alttabaka üzerine film oluşumu; Plazmada taşınan parçacıklar alttabaka üzerine yönlendirilirler fakat alttabana ulaşan tüm parçacıklar yapışmazlar bazıları filtrede olduğu gibi yansır ve alttabana yapışmadıkları gibi büyüyen filmi de bozabilirler. Gelen parçacıkların alttabanla etkileşimi;

- Hareket
- Sıcaklık Kontrolü yöntemleriyle kontrol edilebilir.
- Elektriksel Besleme

3.3.2. Ark Spotu ve Plazma

Atmalı katodik ark işlemi sırasında ark spot, katodu aşındır. Ark, katottan üretilen materyalle sağlanır. Dışardan bir gaz ihtiyacı yoktur. Şu ana kadar ark spotun fiziği tam olarak anlaşılamamıştır, ancak mekanizmayı ve değerleri içeren literatürle karşılaşılmaktadır. Ark spotu (10^{-8} - 10^{-4} m çapında) küçüktür ve akım yoğunluğu ise yüksektir (10^6 - 10^{12} A/m²) ve katot yüzeyinde hızlıca (10^2 m/s) hareket eder. Spot büyüklüğünün belirlenmesi ölçüm yöntemine bağlıdır. Ark spot hızı, katot yüzeyinin birleşimine, gaz basıncı ve örneklerle bağlıdır ve manyetik alanlar yoluyla kontrol edilebilir.

Ark spotundan yayılan plazma; elektronlar, iyonlar, aynı zamanda da mikro parçacıklar ve nötr metal buharı içerir. Nötral metal buharı kütle transferinin %1-2'lik küçük bir kısmını içerir. Böylece ark kaynağından olan akı yoğunlukla iyonlar

ve mikro parçacıklardan oluşur. Saf katotlar için iyon kesri %10'dan % 100'e kadar değişir. İyon kesri yüksek erime sıcaklığına sahip malzemeler için yüksektir. Yüksek iyonizasyon derecesine ek olarak ark spotundan üretilen plazmadaki iyonlar çoklu yük durumlarında olabilir.

Plazmada ark spotundan üretilen iyonların ortalama kinetik enerjileri 10-100 eV arasındadır ve yüksektir. Ortalama iyon enerjisi katot ve anot arasındaki potansiyel farktan büyüktür. Literatürde bunun tam tersiyle karşılaşılmaktadır. İyon enerjisinin büyük kısmı ark spotundan dışarı doğrudur.

3.3.3. Katodik Ark Kaynakları

Katodik ark kaynakları genel olarak; katot, güç kaynağı, anot, tetikleyici, kontrol devresi, soğutma sistemi ve ark spotunu yüzeyde sınırlandıran bir sistemden oluşur.

Katotlar; metal, alaşım veya yarıiletken materyalden yapılmıştır. Ark normalde, anot potansiyeline bağlı tetikleyici telin mekaniksel hareketi ile katot yüzeyine kontak yapılması veya elektriksel deşarjla sağlanır. Ark sağlayan uygun koşullara ulaşırsa bir veya daha fazla ark spotu oluşur, oluşan ark spotu hızlı ve gelişigüzel bir şekilde katot yüzeyinde hareket eder. Ark spotlarının sayısı toplam katot akımına ve katot bileşimine bağlıdır. Tipik gerilim ve akım değerleri 10-40 V ve 30-300 A'dır. Gerilim temel olarak katot materyalinin bileşiminden belirlenir, fakat anot konfigürasyonundan, gaz basıncından ve manyetik alanlardan etkilenir. Kararlı ark deşarjı sağlamak için gerekli gerilim ve minimum akım için anot konfigürasyonu önemli bir faktördür. Ark spot katot yüzeyinde sınırlandırılır yada katot potansiyelinde olan tüm yüzeyleri aşındırır. Hareketsiz kenarlıkla sağlanan sınırlandırmayla elde edilen katot aşındırması düzgündür.

Ark spotundaki enerji yoğunluğu katot yüzeyinde mikroskobik erime oluşturur. Ark spotu katot yüzeyindeki hızlı hareketiyle enerjiyi düzgün yaysa da, bulk (hacimsel) katot sıcaklığı çok düşüktür. Tipik katot kaynağı, suyla-katot direk temas ettirilerek soğutulur. Direkt soğutmayla sıcaklıkları 50-200 °C civarındadır.

3.3.4. Filmin Alttabakaya Tutunması

PFCVAD yöntemiyle depolanan filmlerin tutunması mükemmeldir. Çünkü gelen iyon enerjisi yüksektir ve güçlü atom-atom bağları oluşturur. Kaplamanın mümkün olan difüzyonu ve alttabaka ilişkisinde kaplama-alttabaka ilişkisinde kaplama-alttabaka ara yüzeyindeki boşluklar azalır. Alttabaka besleme potansiyeli tutunmada anahtar rolü üstlenir çünkü iyon veya atom etkileşmelerinde alttabaka ısınmasında ve film stresinde güçlü etkiye sahiptir.

Uygun alttabaka sıcaklığı gerekmektedir. Alttabakanın reaksiyon odacığına yerleştirilmeden temizlenmesi mümkündür. Standart temizlik ve örnek tutucu teknikler yüksek vakum ve ultra yüksek vakum teknolojileri uygulanarak sağlanmaktadır. Birçok endüstriyel uygulamada ilk temizleme basamağı karalı püskürtme, sıvı bileme, aşındırıcı ovalama, kimyasal dağlama ile sağlanır. Hangi temizleme tekniğinin uygun olduğu alttabakaya bağlıdır. Aynı zamanda 50-200 V besleme potansiyelleriyle iyon bombardımanı yapılarak temizleme yapılabilir. Bombardımanı yapacak atomlar ortama soy gaz olarak verilebilir.

3.3.5. Kaplama Düzgünlüğü

Katodik ark kaynakları depolama odacığına istenilen şekilde yerleştirilebilirler ve birçok şekilde üretilebilirler. Kaplama düzgünlüğü, ya kaynakların düzgün yerleşimi ya da kaynak geometrisiyle elimine edilebilir. Döndürmek, sabitlemek ve maskelemek istenilen düzgünlüğü sağlar.

Kaplama düzgünlüğünün elde edilmesinde rol oynayan faktörler odacıktaki gazdan saçılmalar, plazmadaki Coulomb saçılmasıdır. Katodik ark kaynağından elde edilen plazmanın yüksek dereceli iyonizasyonundan dolayı Coulomb saçılması baskın rol oynar (buharlaştırma ya da püskürtmeye göre). Plazmadaki Coulomb saçılmasından dolayı, yüzeylere depolanan kaplayıcı materyal katot ve alttabakanın arka yüzeyinde görünmez. Sabit ark akımı ve depolama odacığı basıncı, ön-arka bölge kalınlıkları oranları katot-alttabaka mesafesine bağlıdır. Yakınsa oran büyüktür. Düzgün kaplama morfolojisi, yüksek tutunma ve yüksek basınçlar kalınlık düzgünlüğü için gereklidir.

3.3.6. Mikro Parçacıklar ve Kontrolü

Katottan elde edilen plazmada mikro parçacıklar bulunmaktadır. Atomik boyutlara göre büyük olan parçacıklar da makro parçacıkları oluşturur. Tipik mikro parçacık boyutları birkaç mikrometreden aşağı mikrometre boyutlarına kadar uzanır. Mikro parçacıklar ani buharlaştırma işlemi sonucunda ortaya çıkmaktadır. Mikro parçacıkların yayılımı katot üzerindeki ark spotundaki yerel ergitilmiş bölgeye karşılık gelen basınçtandır ve parçacıklar katodu erimiş olarak terk ederler. Kontrolün olmadığı durumlarda oldukça yüksek mikro parçacık yoğunlukları alttabaka üzerinde depolanmaktadır.

Bu mikro parçacıklardan kurtulmak için birkaç metot kullanılmaktadır. Mikro parçacıkların konsantrasyonu, katot materyalin seçimi, sistem işlemi ve bunları elimine eden sistemlerin kullanımı ile azaltılabilir ayada yok edilebilir. Yüksek ergime sıcaklığına sahip saf katotların, daha çok iyon ve az mikro parçacık yaydığı bilinir. Katot materyali seçildikten sonra depolama sisteminin işlemi, film ve kaplamaların kontrolü için belirlenir. Katot-alttabaka geometrisi, ark akımı, manyetik alanlar ve taban gaz örnekleri ve depolama odacığındaki basınç, mikro parçacıkların konsantrasyonunu etkiler.

Kısaca işlemsel kontrol şöyledir: katot-alttabaka geometrisi mikro parçacık sayısını etkiler. Büyük parçacıklar ve bunların yüksek yoğunlukları katot yüzeyine küçük açılarla oluşur. Ark akımındaki azalma bunların büyüklük ve yoğunluklarını azaltır. Dış manyetik alanlar katot spotun hızını değiştirir. Yüksek hızlarda ark spotu mikro parçacık yoğunluğunda azalma yapar. Aktif gazların yüksek basınçları reaktif metalle azalma gösterir. Soygazların yüksek basınçları gözlenebilir etki yapmaz. Reaktif gazın yüksek basınçları katot yüzeyinde bileşiğin ince filmini oluşturur.

Aynı zamanda mikro parçacıkların azalması katot sıcaklığı kendi ergime noktası yakınına getirilerek de sağlanabilir. Değiştirilen kaynak ve katottan minimize ısı iletimi uygun yüksek sıcaklıklarda olur. Uygun sıcaklığa erişildiğinde ark spotu difüze deşarja dönüşecek ve mikro parçacık oluşmayacaktır. Bu aynı zamanda katot yüzeyinde kritik gaz basıncını gerektirmektedir.

3.3.7. Depolama Oranları

Katodik ark için depolama oranları nanometreden mikrometreye kadar uzanan bir yelpazeyi içerir. İstenilen film morfolojisi, alttaban sıcaklığının sınırlandırmaları ve materyalin metal veya bileşik olmasını içeren faktörlere dayanır.

Gelen iyonların akısı, katodik ark depolamadaki morfolojiyi kontrol eder ve aynı zamanda püskürtmeyle elde edilen filmlerden oluşur. Film kalınlık büyüme oranı alttabakaya ulaşan materyalin ve püskürtmeyle ayrılan materyalin arasındaki bir orandır. Alttaban besleme potansiyeli artırıldığında net depolama başlayıncaya kadar püskürtme oranı artar. Ulaşma ve püskürtme oranları arasındaki denge katodik ark spotundan yayılan yüksek enerjili iyonlarla sağlandığından bu oranlar ön ve arka yüzeylerde farklıdır. Eğer odacık içindeki gazlardan olan saçılmalar kullanılırsa yüzlerin ön ve arka kısımlarındaki iyonların enerjisi eşitlenir.

Alttabana gelen iyonları enerjisi alttabakaya iletildiğinden plazmanın yüksek dereceli iyonizasyonu kontrol edilemezse, alttabakanın termal yükselmesine neden olur. Gerekli kontrol, alttaban beslemesi düşürülerek, akı yoğunluğu azaltılarak veya depolama oranları kullanılarak ve soğutmayla sağlanabilir. Bileşiklerin reaktif depolama oranları tartışılan faktöre bağlıdır ve bileşen türlerinin ulaşma oranlarını dengeler. Katodik ark kaynağının fazladan ısıtılması depolama oranında önemli bir faktör değildir.

Eğer kaplamada mikro parçacıklar varsa katot yüzeyinde en yüksek depolama oranları elde edilir. Metallerin kaplanması sırasında mikro parçacıklar kaplamaya karışır, bunları ayırt etmesi oldukça zordur. Çünkü yüksek enerjili iyonlar, mikro parçacık etrafında yoğun bir şekilde paketlenirler. Bu mikro parçacıklar alttabaka sıcaklığının çok az yükselmesiyle depolama oranını artırabilir.

3.4. PFCVAD Sistemiyle Yarıiletken ZnO İnce Film Üretimi, Filmlerin Optik ve Elektriksel Özellikleri

3.4.1. Film Üretimi

Farklı alttabanlar (cam-Si) kullanılarak, değişik basınçlı ve değişik kalınlıklı ZnO ince filmleri üretmek için; PFCVAD sistemini oluşturan temel elemanların özelliklerinden faydalanılır.

Katot olarak kullanılan %99.99 saflıkta Zn, reaksiyon odacığı içinde yer alan plazma tabancasındaki katot çıkışına yerleştirilir. Katot çıkış gerilimi plazma tabancasının katoduyla bağlantılıdır. Kaynak materyalde atmanın deşarjı 750 V, 650 A ve 600 μ s'dir. Katot yerleştirildikten sonra, reaksiyon odacığının düşük basınca ayarlanması için turbomoleküler pompa çalıştırılarak odacık vakuma alınır. Alttaban basıncının oldukça düşürülebildiği sistemde, reaksiyon odacığına kullanılacak gazın girişini sağlayan kanallardan üretimin yapılmak istendiği basınçta gaz girişi sağlanır. Gaz giriş ve basıncı, sistem elemanlarından gaz akış-basınç kontrol sistemiyle kontrol edilir. Reaksiyon odacığında kullanılacak O₂ gazı istenen basınca ayarlanmış olarak ortamdayken plazma tabancasında yer alan tetikleyici çıkış kablosundan 25 kV'la sınırlı bir gerilim uygulanarak, katottan atma (puls) üretimi sağlanır. Atmalı plazma ark kaynağının bileşenlerini oluşturan katot çıkışı ve tetikleyici çıkışından atma oluşumu için bir AC gerilim uygulanmaktadır. AC geriliminin avantajı atma sayısının istediğimiz doğrultuda ayarlanabilmesidir.

Katotta uygulanan yüksek gerilimle katot yüzeyinde ark spot oluşturulur. Oluşan ark spot katodu aşındırır. Ark spotun içeriğinde plazmayı oluşturan; elektronlar, iyonlar ve makro parçacıklar vardır. Bu ortamdaki iyonların ortalama kinetik enerjisi oldukça büyüktür. Plazma üretimi sağlandıktan sonra, film kalınlığını belirlemede yararlanılan atma (puls) sayısını gösteren cihazla atma sayısı kontrol edilebilir, üstelik bu cihaz atma yapmak istediğimiz zaman aralığına ayarlanabilir özelliktedir. 1 saniye veya 0.5 saniye gibi zaman aralıklarında atma yapılması mümkündür. Ark spotundan sonra oluşan plazma, filtre içinde yol alarak alttabana doğru yönlendirilir. Aslında bu yönlendirme filtre etrafında sarılan tele elektrik ve manyetik alanların uygulanması etkisindeki yönlenme hareketidir. Plazmanın

filtreden çıkışı, reaksiyon odacığındaki gözlem penceresinden kolaylıkla izlenebilir. Filtreden çıkan plazma alttabana ulaşana kadar ortamdaki yani reaksiyon odacığının içinde yer alan oksijen atomlarıyla birleşerek ZnO'yu oluşturur. Oluşan ZnO'nun her 10 atmasının 1 monolayerlik bir film kalınlığını oluşturduğu bilinmektedir.

Sistem kurulduktan sonra bazı kalibrasyon çalışmalarından pratik sonuçlar elde edilmeye başlanmıştır. Mesela; atma sayısının artırılması kalın film elde etmek istendiğinde uygulanır. Bir başka sonuç da; aynı atma sayıları uygulanmasına rağmen, kullanılan oksijen gazının basıncı arttırıldığında film kalınlığının incelendiğinin gözlemlenmesidir.

Biz filmlerimizi aynı kalınlıklarda değişik basınçlarda bir seri, aynı basınçlarda değişik kalınlıklarda başka bir seri olacak şekilde ürettik. Üretimlerimizi farklı alttabanlar kullanarak gerçekleştirdik. Yani cam alttaban üzerine; “aynı kalınlıklı-farklı basınçlı” bir seri oluşturduk, sonra da “aynı basınçlı-farklı kalınlıklı” başka bir seri daha oluşturduk. Bu seriler Si alttabanlar kullanarak da üretildi.

3.4.2. Elde Edilen Filmlerin Ölçüme Hazırlanması

Filtreli atmalı katodik vakum ark depolamayla üretilen yarıiletken ZnO ince filmler, yapı, optik ve elektriksel özelliklerinin belirlenmesi için üretimden sonra kalın camdan imal edilmiş şaleler içinde muhafaza edildi. Filmlerin üretildikten hemen sonra herhangi bir ısı ve elektriksel işleme tabi tutulmadan 190-1100 nm dalgaboyu aralığına sahip Perkin-Elmer UV/VIS Lamda 2S spektrometresi ile oda sıcaklığında optik geçirgenlikleri ölçüldü.

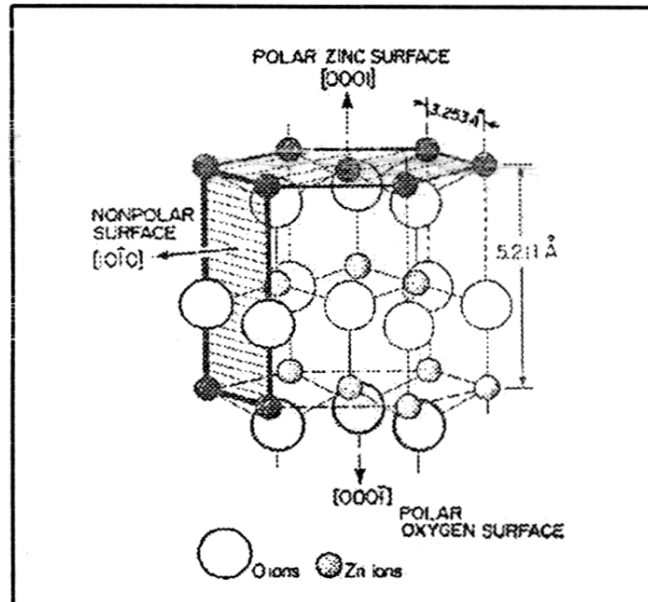
Elektriksel ölçümü yapılacak filmler belirlendikten sonra filmin üzerine yarıiletken-metal kontak yapımına geçildi. Kontak yapma işlemi için öncelikle, filmin üzerine buharlaştırmayla kaplanacak metalin düzlem kontak alanını belirleyen maskeler yapıldı. Bu maskenin düzlem kontağı oluşturmaya, alanlarının düzgün olmasına ve buharlaştırılan metalin filmin istenen kısmına tutunmasına dikkat edildi.

3.4.3. Elde Edilen Filmlerin Yapı Özelliklerinin Belirlenmesi

Cam ve Si alttabanlar üzerine depolanmış ZnO ince film serilerinin yapı özelliklerinin belirlenmesi, Rigaku Miniflex marka $\text{CuK}\alpha$ radyasyonlu $\lambda=0,154$ nm dalga boyuna sahip X-ışını spektrometresi ile ODTÜ Fizik bölümünde yapıldı. Filmlerin x-ışını kırınım analizinden; kristal yapısı, örgü parametreleri, en yakın iki komşu atom arası uzaklık, FWHM, kristal düzlemi, kırılma indisi, tanecik büyüklüğü, yasak enerji band aralığı gibi optik özelliklerinin ölçülmesi mümkündür.

ZnO'nun Kristalik Yapı Özellikleri:

ZnO, bileşik bir yarıiletkenidir. ZnO'nun kristal yapısında iki farklı kristal örgüsüne sahip olduğu görülür. İlk kristal yapı, ince film endüstrisinde geçirgen iletken oksit olarak kullanılan hegzagonal (wurtzite) örgüdür. İkinci kristal yapı türü ise, kaya tuzu yapısıdır. ZnO ince filmlerinin karakterizasyonunda kristalografik yapı önemlidir. Tek kristal ZnO'nun hegzagonal (wurtzite) kristal örgüsü aşağıdaki şekilde gösterilmektedir.



Şekil 3.8. ZnO (wurtzite) hegzagonal örgüsü: küçük daireler Zn atomlarını gösterirken büyük daireler O atomlarını gösterir (Sheppard, 2002)

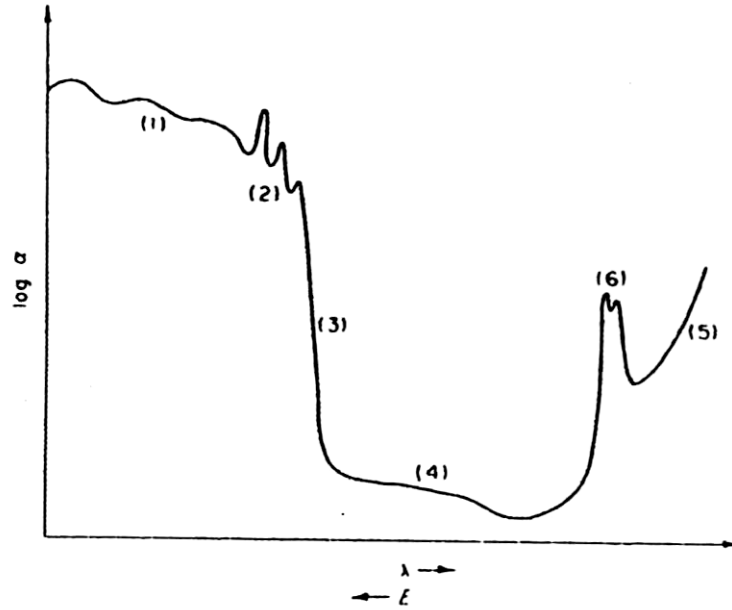
ZnO kristalinin birim hücresi, iki çinko (Zn) katyonu ve iki oksijen (O) anyonundan oluşur. ZnO'nun kristalik yapısı O-Zn tabakalarının art arda c eksenine ya da (0001) doğrultusu boyunca bir araya gelmesiyle oluşmuştur. Kristalik örgü parametrelerinden olan ikinci en yakın komşu uzaklığı ZnO için $a = 3.253$ ve örgü parametreleri oranı olan $c/a = 1.602$ 'dir. ZnO'nun bu kristalik yapısı, büyük elektromekaniksel çiftlenim faktörü ve düşük dielektrik sabiti özelliklerinden dolayı iyi bir piezoelektrik madde olarak bilinir. Kristal yapının oluşumu malzemeyi depolarken katedilen aşamalara bağlıdır.

ZnO tek kristalinin fiziksel özellikleri:

1. Kristal sistemi: 6 mm (/hegzagonal)
2. Uzay grubu: $P6_3mc$
3. Örgü sabiti: $a = 3.253 \text{ \AA}$, $c = 5.211 \text{ \AA}$
4. Süblimleşme noktası: $1975 \pm 25 \text{ }^\circ\text{C}$
5. Optik geçirgenliği: $0.4 - 2.5 \text{ }\mu\text{m}$
6. Kırılma indisi: $n_0 = 1.9985$, $n_c = 2.0147$ ($\lambda = 6328 \text{ \AA}$)

3.4.4. Elde Edilen Filmlerin Optik Özelliklerinin Belirlenmesi

Işık düşürülen kristal bir katı içinde; yansıma, soğurma, kırılma ve geçirgenlik gibi optik olaylar gerçekleşir. Gelen ışığın dalga boyuna göre optik soğurma değişmektedir.



Şekil 3.9. Kristalde gözlenen farklı optik soğurma işlemlerinin şematik gösterimi (Bube, 1974)

Aşağıda kristal üzerine düşürülen ışık enerjisinin giderek azaltılması durumunda meydana gelebilecek oluşumlar anlatılır.

1) Yüksek ışık enerjili bölgede soğurmanın en fazla olması durumunda; değerlik bandından iletim bandına geçişlerde durum perdeleri (state screening) etkisi görülür ve bunun kaynağı da geçişe uygun enerji düzeylerinin çokluğudur, enerji büyüdükçe durum perdelerinin etkisi artar.

2) Düşürülen ışık enerjisinin biraz daha az olduğu bölgedeki soğurmada ise; eksiton soğurması görülür. İki eksiton düzeyi arasındaki soğurmaya eksitonik geçiş denir. Eksiton materyal içine girebilir ve böylece geçiş enerjisi bir noktadan diğerine net yük geçişi olmadan oluşur. Eksiton hem direk hem de dolaylı optik soğurma işlemiyle oluşturulabilir.

3) Eksitonik geçişlerin oluşumundan daha düşük enerjili ışık düşürülmesi durumunda; bandtan banda soğurma görülür.

4) Düşürülen ışık enerjisi bandtan banda soğurma bölgesindekinden daha az ise; materyaldeki kusurlar ve düzensizlikler bandlar arası yasak enerji bölgesinde ara geçiş seviyeleri oluştururlar. Burada soğurma, en küçük değerini alır. Böylelikle band aralığı enerjisinden daha küçük enerjilerde bile elektronlarla doldurulan kusur

seviyelerinden iletim bandına veya değerlik bandından boş kusur seviyelerine elektronları uyarmak mümkün olur. Dolayısıyla bu geçiş; kusurlardan banda, bandan kusurlara ya da kusurlar arası geçişi göstermektedir.

Kusurlarla tanımlanan enerji düzeyleri lokalize enerji düzeyleridir. Kristalde band seviyeleri tüm kristal boyunca genişletilmişse de kusur seviyeleri kusur etrafındaki küçük bölgelerde bulunur. Kusurların derin olması durumunda; E-k grafiğinde enerji seviyesi k 'nın geniş bölgeye dağıldığı gözlenir ve kusur seviyesinden iletim bandındaki geniş durumlara direk geçişler mümkün olur.

Kusur soğurması, kusur seviyesi ve band arasında veya alternatif olarak kusur atomunun incomplete shell (tamamlanmamış kabuk)'inde olan iç geçişler durumundaki iki kusur seviyesi arasında olur. Kusurlar üç genel tür veya bunların birleşiminde olur: i) Kristale ait kayıp veya yerleri değişmiş atomlardan kaynaklanan nokta kusurlar ii) bunların yerleşimindeki bozukluklar veya grain sınırları iii) Kusur kompleksliğinden kaynaklanan büyük yapısal kusurlar.

5) Gönderilen ışığın enerjisinin ara geçiş seviyeleri oluşumundan daha az olması; titreşimsel soğurmanın özel bir hali olan Reststrahlen (Kalıntı, Rezidü) soğurmasına sahip geçişe neden olur.

6) Kristal üzerine gönderilen ışığın en küçük enerjiye sahip olduğu durumda; serbest elektron foton soğurması gerçekleşir. Bu soğurma, aynı bandta daha yüksek enerji seviyelerine veya daha yüksek enerjili bandlara geçişe yardımcı olur. Bu olay hem foton hem de fonon soğurmasını gerektirir. Optik geçişler için ilk ve son durumlar aynı banda olduğundan optik soğurma hem foton hem de fonon içeren dolaylı işlem olmalıdır.

- Elektronik optik soğurma işlemi olayında geçiş, sadece optik fonon varsa ve elektronun dalga vektöründeki değişme ihmal edilebiliyorsa direk geçiş adını alır. Elektronik soğumada foton ve bir veya daha fazla fonon varsa ve fononun dalga vektörüyle geçişin dalga vektöründe değişme oluyorsa dolaylı geçiş adını alır. Direk geçişler birinci dereceden geçişlerdir, dolaylı geçişlerse ikinci derecedendirler. Yarıiletkenlerde etkin soğurma işlemi genellikle değerlik bandındaki

elektronun iletim bandına uyarılmasıdır. Bu işlem hem direk hem de dolaylı geçişlerle olur.

- Yarıiletkenlerde direk bandlar arasındaki geçişler dolaylı bandlar arasındaki geçişlere benzerdir. Momentum; foton yayını, foton soğurulması veya kusur ya da taşıyıcı saçılmaları gibi ikincil işlemlerle korunur. Dolaylı geçişler iki adımlı işlemlerle olur ve bunların olasılığı direk geçişlerin olasılığından azdır. Gerçek soğurma katsayısı her iki katkının toplamı olmalıdır.
- Band kuyrukları arasındaki geçişlerde; direk geçişler için enerji aralığının altındaki değerlerde soğurma olmadığı beklenir ve bundan dolayı artan soğurma kenarı gösterilebilir. Fakat pratikte genellikle üstsel artan soğurma kenarı bulunmaktadır.
- Durum yoğunluklarının soğurma katsayısını ne şekilde etkilediği incelendiğinde; soğurma katsayısının foton enerjisine bağlı grafiği çizilmesinden sonra, soğurma kenarının yarı logaritmik çizimindeki eğimi

$$E_0 = \left[\frac{d(\ln \alpha)}{d(h\nu)} \right]^{-1} \quad (3.59)$$

ile elde edilir. Buradaki E_0 , aktivasyon enerjisine karşılık gelmektedir.

ZnO'nun Optik Özellikleri:

ZnO düşük dalga boylarında bile yüksek optik geçirgenliği olan bir malzemedir. Bu özelliğinden dolayı teknolojik açıdan kullanım yerleri oldukça fazladır. Güneş pilleri, kısa dalga boylu ışık yayıcı aygıtlar ve gün ışığına kör UV dedektörler için umut verici bir materyaldir. Önemli bir geçirgen iletken oksit olduğu için, görünür bölgede yüksek geçirgenliğe ve intrinsic kusurlar ya da dopantlar ile düşük elektriksel dirençliliğe sahiptir.

Güneş pili ve düz gösterge panelleri için ideal bir pencere materyalidir.

ZnO kristalinin optik özellikleri:

1. Enerji band aralığı: 3.3 eV'dur
2. Kırılma indisi: 2.37
3. Eksiton bağlanma enerjisi ~ 60 meV'dur.
4. Kristal düzlemi : (002)'dir.
5. Tanecik büyüklüğü ~ 19-45 nm'dir.
6. Band kenarı keskinliği ~ 3.4 eV'dur.

3.4.4.1. Soğurma Katsayısının Hesaplanması

Beer-Lambert Yasası: Tek renkli ışık demetinin, soğurucu özelliğine sahip örnek üzerine düşürüldüğü düşünülerek gelen ışığın bir kısmının ilk yüzeyden ve diğer bir kısmın da ışığın örnekten ayrıldığı yüzeyden yansıdığı gerçeği ihmal edilirse, gelen ışığın şiddeti I_0 ve ortamdaki geçen ışığın şiddeti I_T olmak üzere iki değere sahip olunur. Örneğin çok ince olduğu düşünülürse, ışık Δx kalınlıktaki bölgeden geçtikten sonra gelen şiddeti $-\Delta I$ kadar azalır, azalma ilk şiddet ve Δx 'e bağlıdır.

$$\Delta I = I_T - I_0 = I_0 \alpha \Delta x \quad (3.60)$$

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

$$\Delta I = - I_0 \alpha \Delta x \quad (3.61)$$

$$\alpha = - \frac{\Delta I}{I_0 \Delta x} \quad (3.62)$$

elde edilecektir. Burada α soğurucu materyalin her birim kalınlıktan kaynaklanan azalma oranını veya soğuruculuğunu göstermektedir. Katmanlar dx gibi çok küçük kalınlıklara indirgenirse, ışık her katmanı geçerken soğurulan ilk ışık şiddeti oranının kesri olan dI/I_0 oranı böylece;

$$\frac{dI}{I_0} = -\alpha dx \quad (3.63)$$

şekline gelecektir.

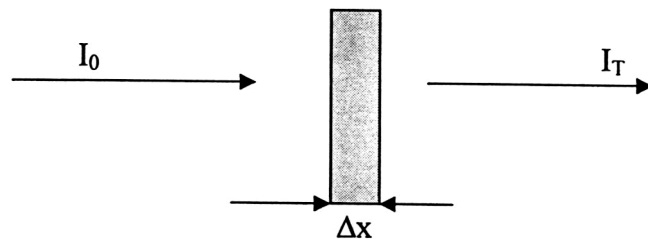
Toplam x kalınlığından geçen ışık şiddetindeki azalmayı bulmak için bu ifade, $x=0$ 'da I_0 ve $x=x$ 'te I_T olmak üzere integre edilirse;

$$\int_0^x \frac{dI}{I_0} = -\alpha \int_0^x dx \quad (3.64)$$

$$\ln\left(\frac{I_T}{I_0}\right) = -\alpha x \quad (3.65)$$

$$I_T = I_0 e^{-\alpha x} \quad (3.66)$$

elde edilen eksponansiyel soğurma yasasıdır ve Lambert tarafından geliştirilmiştir.



Şekil 3.10. İnce bir tabakadaki soğurma (Meyer, 1972)

Buradan da gördüğümüz gibi soğurma için Beer-Lambert yasası;

$$\alpha = \frac{I}{I(\lambda)} \frac{dI(\lambda)}{dx} \quad (3.67)$$

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

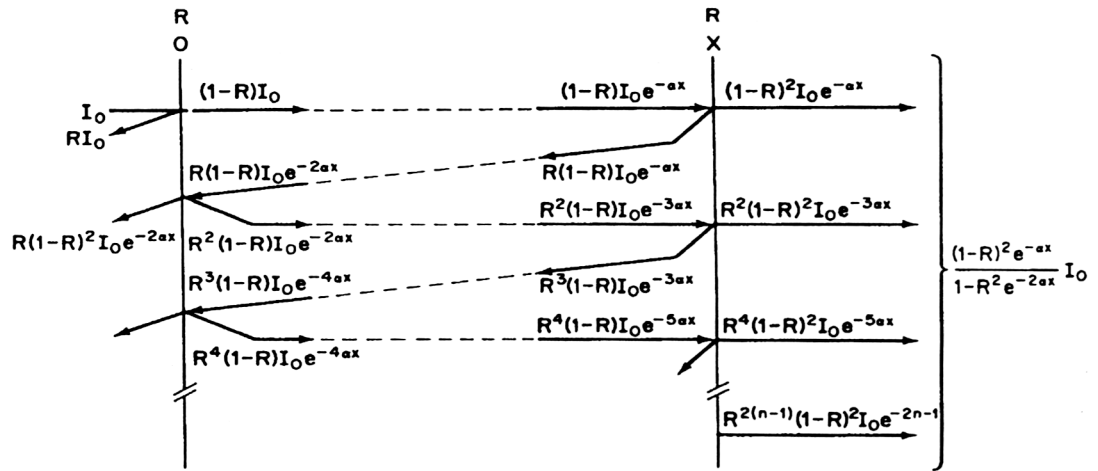
Yansıma R ;

$$R = \frac{(n_2 - n_1)^2 + k^2}{(n_2 + n_1)^2 + k^2} \quad (3.68)$$

şeklinde verilebilir. n ve k kırılma indisinin gerçek ve sanal kısımlarıdır. Görünür bölgede k , n 'den çok küçük olduğundan (3.68) denklemi;

$$R = \frac{(n_2 - n_1)^2}{(n_2 + n_1)^2} \quad (3.69)$$

şekline gelir. ZnO ince film için toplam geçirgenliği bulmak için şekilde gösterildiği gibi iki bölge de alınabilir.



Şekil 3.11. İnce bir filmde çok yansımali ışık geçirimi (Pankove, 1975)

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

$$I = (1-R) I_0 \quad (3.70)$$

şeklinde yazılabilir. İkinci bölgeye ulaşan ışık şiddeti ise;

$$I = I_0(1-R) e^{-\alpha d} \quad (3.71)$$

'dir. Bu şekilde iç yansımalar devam ettirilirse yansıyan ışık miktarının her yansımada bir

$$I = R^{2n} (1-R)^2 I_0 e^{-(2n+1)\alpha d} \quad (3.72)$$

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

$$I = (1-R)^2 I_0 e^{-\alpha d} \left(\sum_r R^{2n} e^{-2n\alpha d} \right) \quad (3.73)$$

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

$$T = \frac{I}{I_0} \quad (3.74)$$

ve bu iç yansımalar şekilde gösterildiği gibi devam ettirilirse toplam geçirgenliği

$$T = \frac{(1-R)^2 I_0 e^{-\alpha d}}{1 - R^2 e^{-2\alpha d}} \quad (3.75)$$

şekline indirgenir. Soğurma birçok kaynakta optik yoğunluk olarak alınıyor ve bu değişik yoğunluk tanımlamalarından kaynaklanmaktadır. Bu son denklemde çok soğurucu bölge için $d \gg 0$ yaklaşımı yapıldığında;

$$T = (1-R)^2 e^{-\alpha d} \quad (3.76)$$

T daha sade bir hale gelir. Burada eğer R ve d biliniyorsa, α için eşitlik çözülebilir.

$$A = \log_{10} \left(\frac{1}{T} \right) A = -\log_{10} T \quad (3.77)$$

$$T = (1-R)^2 e^{-\alpha d} \quad (3.78)$$

$$2.3 \log_{10} T = \ln[(1-R)^2 e^{-\alpha d}] \quad (3.79)$$

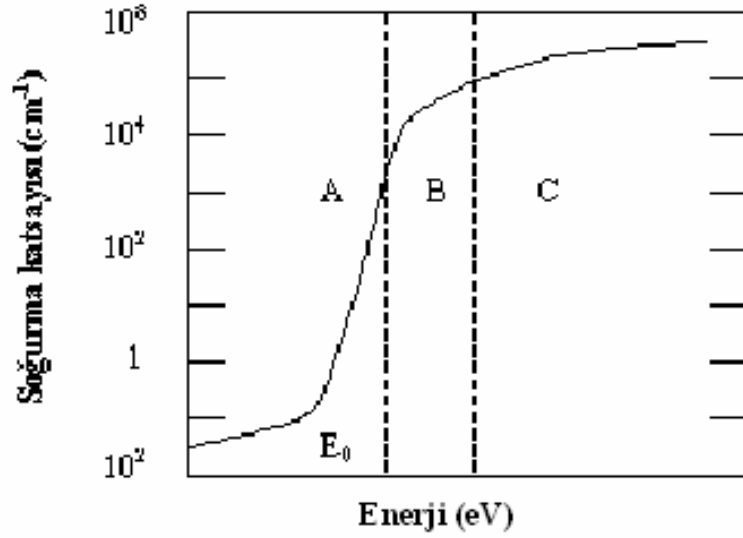
$$-2.3A = \ln(1-R)^2 - \alpha d \quad (3.80)$$

$$\alpha = \frac{1}{d} [2.3A + \ln(1-R)^2] \quad (3.81)$$

elde edilir. Yukarıdaki denklem yardımıyla soğurma katsayısı hesaplanıp optik karakterizasyonda kullanılabilir. Bu çalışmada soğurma katsayısı, yukarıdaki denklemde yansıma değerini (R) içeren kısım ihmal edilerek hesaplandı.

3.4.4.2. Yasak Enerji Aralığının Bulunması

Amorf bir yarıiletkenin soğurma katsayısının enerjiye göre değişimi Şekil 3.12’de görülmektedir. Burada işaretlenen A bölgesi enerji aralığındaki yapı kusurlarının oluşturduğu elektron enerji durumlarına bağlı soğurma olup $\alpha < 1 \text{ cm}^{-1}$ ’dir. B bölgesi Urbach kuyruğu (Urbach Tail) denen değerlik iletim bandı elektron enerji durumlarının uzantılarının oluşturduğu ($1 < \alpha < 10^4 \text{ cm}^{-1}$) bölgesidir. Bu bölgeler arasındaki sınırlar kesin değil iç içe girmiş haldedir. Yarıiletkenin yasak enerji aralığı B bölgesine düşer. Ölçülen soğurma katsayısından E_g (optik yasak enerji aralığı) aşağıdaki yöntem ve yaklaşımlar kullanılarak hesaplanabilir. C bölgesi ise bandtan banda geçişlerin olduğu bölge olup fotoiletkenlik yöntemleriyle bile tamamı ölçülemeyen $\alpha > 10^4 \text{ cm}^{-1}$ bölgesidir.



Şekil 3.12. Amorf bir yarıiletkenin soğurma katsayısının enerjiyle değişimi (Mott, 1979)

Davis ve Mott'un 1970'deki çalışmalarında soğurma katsayısını çıkarmak için iki varsayım yapılmıştır:

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

Bu yaklaşımlarla ω frekansındaki iletkenlik;

$$\sigma(\omega) = \frac{2\pi e^2 \Omega \hbar^2}{m^2 \omega} \int N_i(E) N_f(E + \hbar \omega) |D|^2 dE \quad (3.82)$$

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

$$\alpha = \frac{4n}{n_0} \sigma(\omega) \quad (3.83)$$

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

$$D = n \left(\frac{a}{n} \right)^{1/2} \quad (3.84)$$

'dir. Burada a ortalama bağıl uzaklığıdır. Bu tanımlarla soğurma katsayısı;

$$\alpha(\omega) = \frac{8\pi^4 e^2 \hbar a}{n_0 c m} \int \frac{N_i(E) N_f(E + \hbar\omega)}{\hbar\omega} dE \quad (3.85)$$

şeklinde yazılabilir. İntegrasyon birbirinden $\hbar\omega$ enerjisi kadar farklı enerjideki iletim ve değerlik bandı elektron enerji durumlarını kapsayacak sınırlarda alınmaktadır. $N_i(E)$ ile gösterilen başlangıç elektron enerji durumları değerlik bandının üst kısmındakiler;

$N_f(E)$ 'nin ise iletkenlik bandının alt kısmındakiler olduğu hatırlanır, bunların bir C sabiti ve E_A ile E_B örneğe özgü iki enerji değeri olmak üzere;

$$N_i(E) = N_v(E) = C_1(E_B - E)^P, \quad N_f(E) = N_c(E) = C_2(E - E_A)^S \quad (3.86)$$

Şeklinde yazılabileceği varsayılırsa ve $y = \frac{E_A - \hbar\omega - E}{E_A - \hbar\omega - E_B}$ değişken değişimi

yapılırsa (3.85) denklemi

$$\alpha(\omega) = \text{Sabit} \left\{ \int_0^1 (1-y)^P y^S dy \right\} \frac{(\hbar\omega - E_0)^{P+S+1}}{\hbar\omega} \quad (3.87)$$

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

$$\Gamma = \frac{\Gamma_{(S+1)} \Gamma_{(P+1)}}{\Gamma_{(S+P+2)}} \quad (3.88)$$

'dir. Değerlik bandın üst kısmıyla iletim bandının alt kısmındaki elektron enerji durumları parabolik ise ($s=P=1/2$) soğurma katsayısı integrali

$$\alpha(\omega) = \frac{\text{Sabit}(\hbar\omega - E_0)^2}{\hbar\omega} \quad (3.89)$$

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

3.4.4.3. Film Kalınlığının Belirlenmesi

Bir boyutta +x yönünde ilerleyen bir elektromanyetik dalga;

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i2\pi\nu(t - \frac{x}{v})} \quad (3.90)$$

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

$$\theta = \frac{n}{c} 2\pi\nu x = 2\pi \frac{n}{\lambda} x \quad (3.91)$$

olur. İçten yansıyan bir ışının ilk dalga ile faz farkı $3\theta, 5\theta$ vb. gibi değerler alır. m bir tam sayı olmak üzere, yapıcı ve yıkıcı girişim gözlenir.

$$x = \frac{(2m+1)\lambda}{2n} \quad (\text{yapıcı girişim}) \quad (3.92)$$

$$x = \frac{(2m+1)\lambda}{4n} \quad (\text{yıkıcı girişim}) \quad (3.93)$$

Böylece ince bir filmde çıkan elektromanyetik bir dalganın şiddeti $\cos \theta$ gibi bir faz farkıyla modüle edilmiş olur (Pankove, 1975).

İki ardışık tepe değerlerinin gözlemlendiği λ_1 ve λ_2 dalgalıboylarının farkı alınırsa eşitlik (3.92)'den;

$$n = \frac{1}{\left(\frac{1}{\Delta\lambda}\right)^x} \quad (3.94)$$

bulunur. Bu eşitlikten kırılma indisi bilindiğinde, film kalınlığı ya da bir diğeryönüyle kırılma indisi hesaplanabilir. Eğer farklı dalga boylarına ait farklı kırılma indisleri olursa, denklem şu şekilde yazılabilir:

$$x = \left\{ 2 \left[\frac{n(\lambda_1)}{\lambda_2} - \frac{n(\lambda_2)}{\lambda_1} \right] \right\}^{-1} \quad (3.95)$$

3.4.5. Elde Edilen Filmlerin Elektriksel Özelliklerinin Belirlenmesi

Kristal yapı uzun erimli bir düzenin olduğu yapıyken amorf yapıda bu yoktur. Uzun erimli düzen olmadığından ve yasak enerji aralığındaki yerleşik durumların yüksek yoğunluğundan tipik amorf materyal için band yapısı kristal materyalden farklıdır. Kristal materyalde durum yoğunlukları sıfıra giderken amorf materyalde durum yoğunlukları band aralığında daha yukarıda durmaktadır.

Amorf yapıda band kuyruğlarındaki mobilite her ne kadar kristal materyalden daha küçük ise de yerleşik durumlarda daha büyüktür.

Amorf yarıiletkenlerde iletkenlik; (i) İletkenlik bandının yaygın enerji düzeylerine uyarılan elektronlar (veya değerlik bandının yaygın enerji düzeyine uyarılan deşikler), (ii) Mobilite aralığındaki yerleşik enerji düzeyleri arasındaki fonon yardımcı hoplamalar (tünellemeler) yardımıyla olur. Bu nedenle amorf yarıiletkenlerde iki kanallı bir iletim olduğu söylenir. Yüksek sıcaklıklarda ilk iletkenlik türü, düşük sıcaklıklarda ise ikinci iletkenlik türü baskındır.

ZnO'nun Elektriksel Özellikleri:

ZnO bileşik yarıiletkeninin, yarıiletkenlerin genel özelliğinden dolayı düşük sıcaklıklarda bile elektriksel iletkenliği yüksek olabilmektedir. Elektriksel iletkenliği etkileyen nedenlerden birkaçı ortamdaki kirlilik ve safsızlık atomları gibi kristal yapı kusurları, farklı depolama yöntemlerinden kaynaklanan sonuçlar ve depolama parametrelerinin değişimlerine bağlı olan dış koşullar olabilir.

ZnO kristalinin elektriksel özellikleri:

- 1- Elektron mobilitesi: $300 \text{ cm}^2/\text{V-s}$
- 2- Etkin elektron kütlesi: 0.24 (Hall ölçümlerinden)
- 3- Etkin Hall kütlesi: 0.59 (Hall ölçümlerinden)
- 4- Taşıyıcı yoğunluğu $\sim 3.77 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$

Aşırı katkılanmış ZnO yaklaşık 3.3 eV'luk bir optik enerji aralığıyla yozlaşmış n-tipi bir yarıiletken olarak bilinir. Stokiometri ve(veya) kirliliklerin (katkıların) varlığına bağlı olarak resistivite (özdirenç) 10^{17} - $10^{-4} \Omega\text{cm}$ aralığında geniş bir şekilde değişebilir (de la Cruz ve ark.). İnce filmlerdeki depolama parametrelerine ve katkılamaya bağlı olarak taşıyıcı yoğunluğu 10^{18} - $10^{20} /\text{cm}^3$ ve mobilite 10 - $100 \text{ cm}^2 /\text{Vs}$ 'ye değişebilir. Auger çalışmalarıyla iyi bir iletken tabakanın Zn:O oranının %60 Zn, %40 O seviyesinde olması gerektiği bulunmuştur (Schropp ve ark, 1989). Ara seviyedeki oksijen ve Zn boşluklarının var olmasına ve akseptör durumları üretebilmelerine rağmen (Göpel ve ark, 1980); ZnO'daki serbest yük taşıyıcıları, oksijen boşlukları ve ara yerlerdeki Zn'den kaynaklanan shallow dönor seviyelerine sebep olur (Pöppel ve ark, 1990 ve 1991). Depolama metotlarına bakmaksızın tüm katkılanmamış ZnO iletken filmler uzun bir süreliğine kararsız elektrik özelliktedirler. İletken ZnO için katkılanmamış bu kararsızlık, oksijenin kemisorption ve desorptionu altında yüzey iletimindeki değişimiyle ilgilidir.

Önceki paragrafta bahsedilen elektriksel özellikler güçlü bir şekilde depolama koşullarına da bağlıdır. Alttaban sıcaklıkları; iletkenliği, mobiliteyi ve bunun yanı sıra ZnO filmlerindeki elektron taşıyıcı yoğunluğunu etkiler. Oda sıcaklığından 400°C 'ye değişen alttaban sıcaklıklarından dolayı ZnO'nun direnci yaklaşık 10^{-3}

Ωcm^2 'ye iletken olmayan bir şekilde değişebilir. Yapılan çalışmalar taşıyıcı yoğunluğunun yanı sıra Hall mobilitesinin alttaban sıcaklığındaki bir artışla değiştiğini göstermiştir. Mobilitedeki azalış i) kristalizasyonun gelişmesine ii) tanecik bariyer potansiyelindeki bir azalışa bağlanır.

ZnO'nun elektriksel özelliklerine etki eden bir diğer parametre, oksijenin kısmi basıncıdır. Alttaban sıcaklığı ve oksijen konsantrasyonuna bağlı olarak saçılan filmler üç gruba ayrılabilir. Filmlerin ilk grubu çinko oksit ve metalik çinkonun bir karışımına aittir. Bu filmler iletken ve opaktır. Bu filmler %1.8'den daha az oksijen basıncının ve alttaban sıcaklığının 200°C 'den daha az olduğu yerde hazırlanır. Filmlerin ikinci grubu stokiometrik hacim(bulk) ZnO'ya yakın bir kompozisyona sahiptir ve iletken değil fakat geçirgendir. Bu filmlerin alttaban sıcaklığı 250°C 'den daha yüksektir ve oksijen konsantrasyonu %1.8'den daha büyüktür. Filmlerin üçüncü grubu güneş pili uygulamaları için önemlidir. Bu filmler 200°C ve 250°C arasındaki alttaban sıcaklıklarında depolanır ve oksijen konsantrasyonu %1.8'den daha azdır. Bu filmler iletken ve geçirgendir.

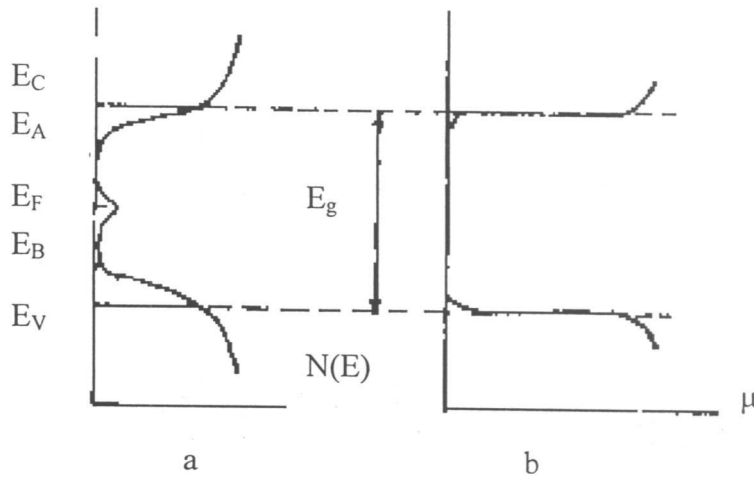
3.4.5.1. İletim

Mott, $g(E)$ 'nin (durum yoğunluğu) büyük olduğu enerji bölgelerinde etkin delocalization oluştuğunu ve bunun kritik enerji değerinin de mobilite kenarı olarak adlandırıldığını belirtmiştir. Daha temel bir düşünceyle; yoğunluğu enerji ile eksponansiyel olarak değişen durumlar arasındaki kuantum mekaniksel tünellemenin hesaba katılması step-fonksiyon davranışı civarında taşıyıcı mobilitesi üretir.

Amorf yarıiletkenlerde iletimin analizi, elektron durumlarının uygun elektron yoğunluklarıyla ($g(E)$) başlar. Uygun termodinamik dağılım fonksiyonu $f(E)$ elektron ve deşiklerin dağılımını belirtir. Bunlar mobilite kenarı dışındadır ve band iletimine katkıda bulunurlar, oldukça düşük mobilite değerleri ile karakterize edilebildiklerinden saçılma mekanizmasının detayları ve böylece $\mu(E)$ 'nin büyüklüğü gizlenir. Band kuyruklarında fonon yardımcı hopping veya E_F yakınındaki kusur durumlarında hopping düşük sıcaklıklarda etkili olur.

3.4.5.2. İletkenlik Ölçümleri

Davis ve Mott'un 1970 yılındaki çalışmasına göre genelde amorf bir yarıiletkenin iletim bandı yakınındaki ve değerlik bandı bitimindeki elektron enerji durumları ve elektron-deşik mobiliteleri aşağıdaki şekilde gösterildiği gibi olmalıdır.



Şekil 3.13. Amorf yarıiletkende durum yoğunlukları ve mobilitenin enerjiye göre dağılımı (Davis ve Mott, 1970)

Şekildeki E_A ve E_B enerji değerleri sırasıyla iletim bandı uzantısı elektron enerji durumlarının ve değerlik bandı uzantısı elektron enerji durumlarının yok sayılacak kadar küçüldüğü enerji değerleridir. Böyle bir sistemde elektrik akımı üç mekanizmayla oluşabilir:

- 1- E_C durumlarına uyarılan elektronların ya da E_V durumuna uyarılan deşiklerin oluşturduğu akım,
- 2- E_A 'ya uyarılan elektronların ya da E_B 'ye uyarılan deşiklerin oluşturduğu hopping türü akım,
- 3- Enerjileri Fermi enerjisine yakın elektronların oluşturduğu akım.

E elektrik alanı, J akım yoğunluğu olmak üzere birinci tür iletim mekanizmasında elektron akımı;

$$J = \sigma E = \sigma_0 \exp\{-(E_C - E_F)/kT\}E \quad (3.96)$$

'dir. İletim deşiklerde olduğunda yukarıdaki denklemdeki $(E_C - E_F)$ değeri $(E_F - E_V)$ olur. İkinci tür iletim mekanizması elektronlar için;

$$J = \sigma_1 \exp\{-(E_A - E_F + \Delta W_1)/kT\}E \quad (3.97)$$

eşitliğine uyan bir akım verir. Akımın deşiklerle olması halinde ise (3.97) denklemindeki $(E_A - E_F)$ değeri $(E_A - E_B)$ şeklini alır. Enerjisi Fermi enerjisine eşit elektronların hopping tipi bir iletimle vereceği akım ise;

$$J = \sigma_2 E \exp(-\Delta W)/2kT \quad (3.98)$$

'dir. Düşük sıcaklıklarda A, B iki sabit olmak üzere yukarıdaki eşitlik

$$J = \sigma_2 E \exp(A - BT^{-1/4}) \quad (3.99)$$

olmalıdır (Esen, 1986).

Davis ve Mott'un açıklanan teorik yaklaşımı kullanılarak akımın logaritmasının $1/T$ 'ye göre grafikleri çizilerek bu eğrilerden aktivasyon enerjileri hesaplanabilir.

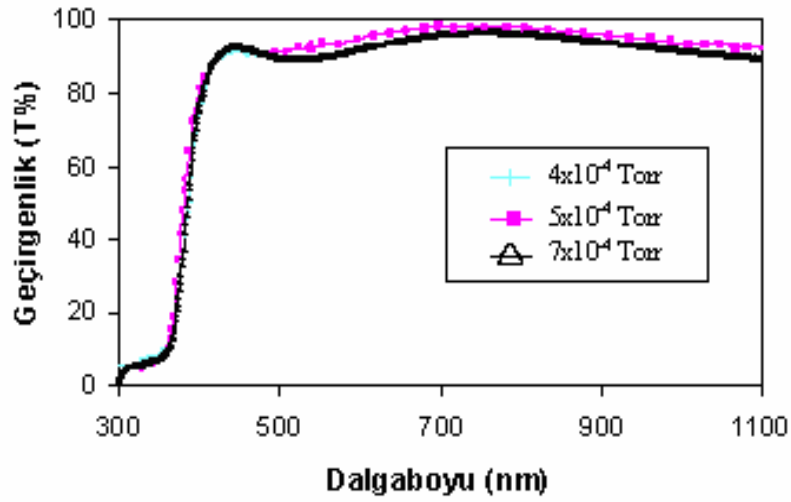
4. BULGULAR VE TARTIŞMA

4.1. Elde Edilen Katkılanmamış Yarıiletken ZnO İnce Filmlerin Optik Özelliklerinin Belirlenmesi

ZnO, n-tipi doğrudan band aralıklı ve oda sıcaklığında band aralığı 3.3 eV olan kübik ve hegzagonal kristal yapısına sahip birleşik yarıiletken bir malzemedir. ZnO'nun optik ve elektriksel özellikleri; film üretiminde kullanılan yöntemler, film kalınlığı, ark akımı, depolama zamanı, alttaban sıcaklığı, kullanılan gaz basıncı gibi depolama parametrelerine ve yapısal özelliklere bağlıdır.

Aynı kalınlıklı ve aynı basınçlı seriler şeklinde farklı alttabanlara (cam ve Si) üretilen ZnO ince filmlerin elektriksel iletkenlik ve ısıl işlemle değişim ölçümlerine başlanılmadan yani filmler üzerine kontak yapılmadan veya tavlama işlemine tabi tutulmadan önce oda sıcaklığında optik geçirgenlikleri ölçüldü. Bu ölçümler 190-1100 nm dalgaboyu aralığına sahip Perkin-Elmer UV-VIS Lamda 2S Spektrometresi ile yapıldı. Ölçümlerde elde edilen optik geçirgenlik değerlerinin alttaban soğurmasından bağımsızlığını sağlamak için öncelikle sistemin zemin düzeltmesi yapılarak camdan geçen ışınım %100 olarak normalize edildi.

Aşağıdaki Şekil 4.1'de PFCVAD sistemiyle cam alttaban üzerine depolanan ZnO ince filmlerin aynı kalınlık (~236nm) farklı basınç serisinin tavlamanmadan önceki dalgaboyuna karşı optik geçirgenlik grafiği verilmiştir.



Şekil 4.1. Aynı kalınlık (~236nm) farklı basınçlarda elde edilen ZnO ince filmlerin optik geçirgenlik değerlerinin dalgaboyuna karşı değişimi

PFCVAD yöntemi ile aynı kalınlık (~236nm) farklı basınçlarda elde edilen ZnO ince filmlerin optik geçirgenlik değerlerinin dalga boyuna karşı grafiğinden; farklı basınçtaki ZnO ince film örneklerinin geçirgenlik değerlerinde kayda değer bir değişme olmadığı ve %95'in üzerinde geçirgenliğe sahip oldukları gözlenir. Filmlerin optik geçirgenlikleri belirlendikten sonra filmlerin kalınlık değerleri;

$$d = \frac{1}{4n} \frac{\lambda \lambda_{21}}{\lambda_2 - \lambda_1} \quad (4.1)$$

denklemleri ile hesaplanmıştır, burada n ince filmin kırılma indisi ve değeri 1.716 alınarak hesaplamalar yapılmıştır. Bu kırılma indisi değeri için (Şenadım, E., Kavak, H., ve Esen, R., 2006) çalışması referans alınmıştır.

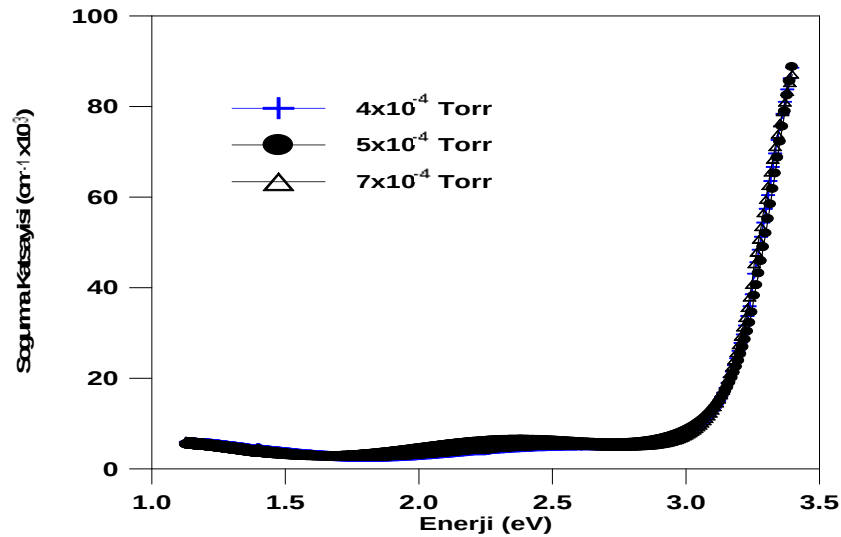
Filmlerin optik soğurma katsayısı değerleri ise;

$$\alpha = \frac{1}{d} (2.3 \times A) \quad (4.2)$$

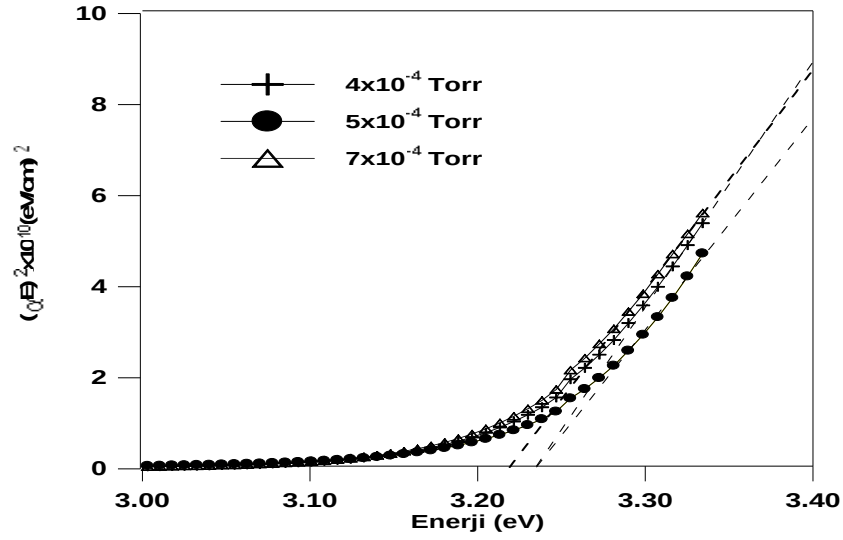
denklemleri ile hesaplanmıştır. Burada d filmin kalınlığı, A absorpsiyon değerleridir. Bu optik soğurma katsayısı değerinin hesaplamasında (Şenadım, E., Kavak, H., ve Esen, R., 2006) çalışması referans alınmıştır.

Elde edilen aynı kalınlık farklı basınçlı ZnO ince filmlerin soğurma katsayılarının enerjiye bağlı değişimleri Şekil 4.2 yardımıyla verildi. Şekilden görüldüğü gibi düşük enerji bölgelerinde soğurma katsayısı küçük, yüksek enerji bölgelerinde ise soğurma katsayısı hızla ve enerjinin artışıyla orantılı olarak artmaktadır. Ayrıca bu grafiğin eğiminden hesaplanan band kenarı değerlerinin basınç arttıkça azaldığı bulundu.

Filmlerin soğurma katsayıları elde edildikten sonra yasak enerji aralığı E_g 'yi bulmak için $(\alpha E)^2$ 'nin E 'ye karşı grafikleri çizildi. Bu çizimin teğetinin enerji eksenini kesim noktası yasak enerji aralığını vermektedir ve elde edilen film örneklerinin yasak enerji aralıkları bu yolla bulunmuştur. Şekil 4.3'te sıcaklığında elde edilen 4×10^{-4} Torr, 5×10^{-4} Torr, 7×10^{-4} Torr basınçlı filmler için $(\alpha E)^2$ 'nin E 'ye karşı grafiğini göstermektedir. $(\alpha E)^2$ - E değişiminde basınç arttıkça yasak enerji aralığının azaldığı bulundu. Aynı kalınlık ve farklı basınçlarda elde edilen filmlerin band kenarları, yasak enerji aralıkları hesaplandı ve bunlar Çizelge 4.1'de gösterildi.



Şekil 4.2. Aynı kalınlık (~236 nm) farklı basınçlarda elde edilen ZnO ince filmlerin optik soğurma katsayılarının enerjiye karşı değişimi

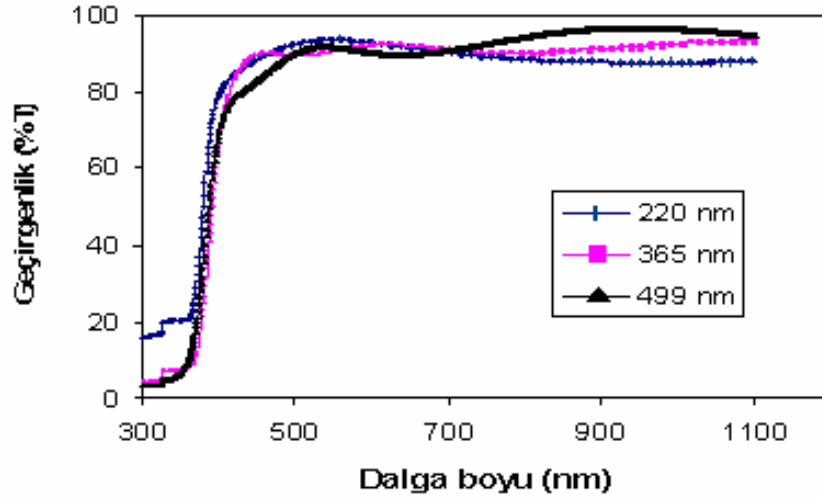


Şekil 4.3. Aynı kalınlık (~236nm) farklı basınçlarda elde edilen ZnO ince filmler için $(\alpha E)^2$ 'nin E'ye göre değişimi

Çizelge 4.1. Aynı kalınlık (~236 nm) farklı basınçlı ZnO filmlerin geçirgenlik ve soğurma spektrometrelerinden elde edilen sonuçların değerlendirilmesi

Basınç (Torr)	4×10^{-4} Torr	5×10^{-4} Torr	7×10^{-4} Torr
λ_1 (nm)	518.9	493.9	518.9
λ_2 (nm)	752.9	738.9	748.9
% T_1	88.85	91.265	89.215
% T_2	95.755	97.99	96.255
Kırılma indisi (n)	1.7130 ($\lambda=500$ nm)	1.7130 ($\lambda=500$ nm)	1.7130 ($\lambda=500$ nm)
E_g (eV)	3.239	3.234	3.220
Band kenarı keskinliği ($\text{eVcm}^{-2} \times 10^9$)	3.123	3.116	3.113

Şekil 4.4'te PFCVAD sistemiyle cam alttaban üzerine depolanan ZnO ince filmlerin aynı basınç (6.5×10^{-4} Torr) farklı kalınlık serisinin tavlardan önceki dalgaboyuna karşı optik geçirgenlik grafiği verilmiştir.



Şekil 4.4. Aynı basınç (6.5×10^{-4} Torr) farklı kalınlıklarda elde edilen ZnO ince filmlerin optik geçirgenlik değerlerinin dalga boyuna karşı değişimi

PFCVAD yöntemi ile elde edilen bu üç farklı kalınlıktaki ZnO ince film örneklerinin geçirgenlik değerlerinin oldukça yüksek ($>96\%$) ve kalınlık arttıkça da arttığı gözlemlendi. Filmlerin optik geçirgenlikleri belirlendikten sonra filmlerin soğurma katsayıları ve kalınlıkları hesaplandı. Bu filmlerin soğurma katsayılarının enerjiye bağlı değişimleri de Şekil 4.5 yardımıyla verildi. Şekilden görüldüğü gibi düşük enerji bölgelerinde soğurma katsayısı küçük, yüksek enerji bölgelerinde ise soğurma katsayısı hızla ve enerjinin artışıyla orantılı olarak artmaktadır. Ayrıca soğurma katsayısının kalınlık arttıkça arttığı da şekilden görülebilmektedir. Bu grafiğin eğiminden hesaplanan band kenarı değerlerinin ise kalınlık arttıkça arttığı bulunmuştur.

Filmlerin soğurma katsayıları elde edildikten sonra yasak enerji aralığı E_g 'yi bulmak için $(\alpha E)^2$ 'nin E 'ye karşı grafikleri çizildi. Bu çizimin teğetinin enerji eksenini kesim noktası yasak enerji aralığını vermektedir ve elde edilen film örneklerinin yasak enerji aralıkları bu yolla bulunmuştur. Şekil 4.6 oda sıcaklığında elde edilen 220 nm, 365 nm, 499 nm kalınlıklı filmler için $(\alpha E)^2$ 'nin E 'ye karşı grafiğini göstermektedir. $(\alpha E)^2$ - E değişiminde kalınlık arttıkça yasak enerji aralığının arttığı gözlemlenmiştir. Aynı basınç ve farklı kalınlıklarda elde edilen filmlerin band kenarları, yasak enerji aralıkları hesaplandı ve bunlar Çizelge 4.2'de gösterildi.

Ayrıca kalınlık hesabında farklı dalga boyları için kullanılan kırılma indisi değerleri de bu tablodan görülebilir. Bu kırılma indisi değerleri için (Şenadım, E., Kavak, H. ve Esen, R., 2006) çalışması referans alınmıştır. Bu çalışmadan $\lambda \geq 500$ nm değerleri için kırılma indisinin fazla değişmediği görülmektedir.

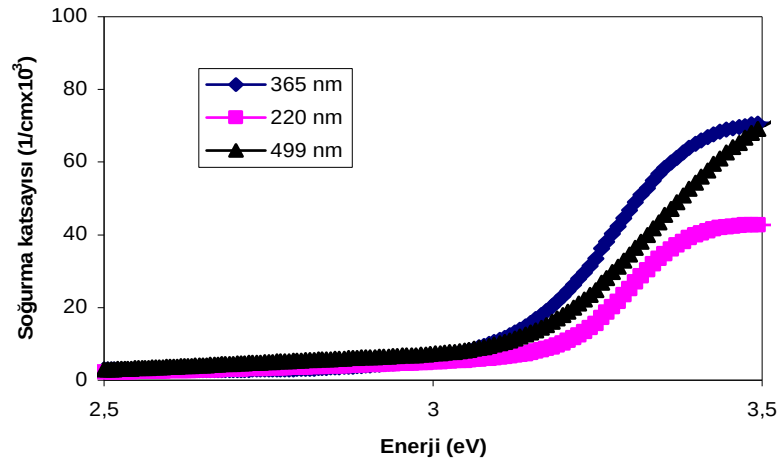
$$n = \left[N + (N^2 - n_s^2)^{1/2} \right]^{1/2}$$

$$N = \frac{(n_s^2 + 1)}{2} + 2n_s \frac{(T_{\max} - T_{\min})}{T_{\max} T_{\min}} \quad (4.3)$$

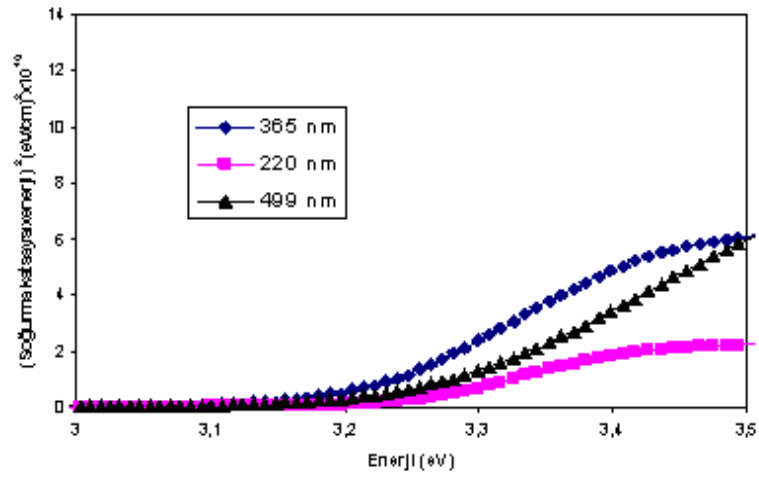
Buradaki n filmin kırılma indisidir ve n_s alttabanın kırılma indisidir ($n_s = 1.5$) $T_{\max}$ ve $T_{\min}$ zarf eğrisinden elde edilen verilen dalgaboyları için optik geçirgenliklerdir.

Filmler ısıtılma işlemine tabi tutulduğunda kırılma indisleri artan tavlama sıcaklığıyla beraber hızlı bir şekilde azalabilmektedir. Bunun nedeni olarak ısıtılan filmin yoğunluğunun artması yani düzlemler arası mesafenin azalmasına bağlı olarak kırınım olayındaki optik kaymanın azalması gösterilebilir.

Farklı kalınlıklardaki filmlerin tavlama sıcaklığıyla kırılma indisi değişimlerinde, artan tavlama sıcaklığıyla kalınlığı daha fazla olan filmin kırılma indisinin çok daha küçük olduğu görülebilmektedir. Bunun nedeni olarak filmlerin artan sıcaklıkla yoğunlaşmaları ve oksijen miktarının azalmasıyla mikroböşluk sayısının artması ve film üzerine gönderilen ışığın taneciklerden saçılma olasılığının azalmasına bağlı olarak kırılma indisinin küçülmesi gösterilebilir. Kalın filmde bu durum bulk içi yansımaların fazlalığından dolayı daha fazla olabilir, geçen ışığın daha çok kırınımına uğrayabileceği düşünülmektedir.



Şekil 4.5. Aynı basınç (6.5×10^{-4} Torr) farklı kalınlıklarda elde edilen ZnO ince filmlerin optik soğurma katsayılarının enerjiye karşı değişimi



Şekil 4.6. Aynı basınç (6.5×10^{-4} Torr) farklı kalınlıklarda elde edilen ZnO ince filmler için $(\alpha E)^2$ 'nin E'ye göre değişimi

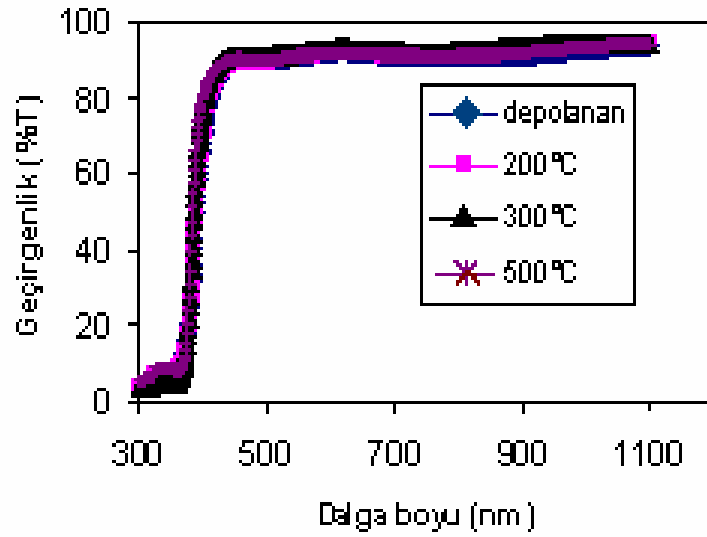
Çizelge 4.2. Aynı basınç (6.5×10^{-4} Torr) farklı kalınlıklı ZnO filmlerin geçirgenlik ve soğurma spektrometrelerinden elde edilen sonuçların değerlendirilmesi

Kalınlık (nm)	220 nm	365 nm	499 nm
$\lambda_1(\text{nm})$	403.9	498.9	478.9
$\lambda_2(\text{nm})$	550.9	622.9	556.9
% T_1	81.02	89.53	87.745
% T_2	93.595	92.420	91.725
Kırılma indisi (n)	1.5060	1.5060	1.5060
E_g (eV)	3.177	3.191	3.273
Band kenarı keskinliği($\text{eVcm}^{-2} \times 10^9$)	3.110	3.113	3.115

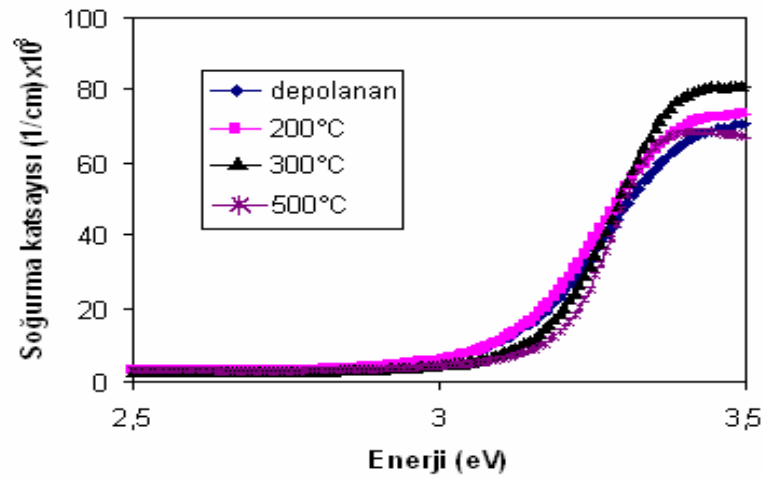
4.2. Tavlamanın Optik Özelliklere Etkisi

Üretilen ZnO ince film örnekleri sırasıyla 200, 300, 400, 500 °C sıcaklıklarda 1 saat bekletildi ve her sıcaklık değerinden sonra optik geçirgenlik ölçüldü. Elde edilen veriler yardımıyla tavlamanın optik özellikler üzerine etkisi incelendi.

Aşağıdaki şekil PFCVAD sistemiyle cam alttaban üzerine depolanan aynı basınçlı ZnO ince filmlerden kalınlığı 365 nm olan film için depolanmış ve değişik sıcaklıklarda tavllanmış olarak dalgaboyuna bağlı optik geçirgenlik değişimini vermektedir.



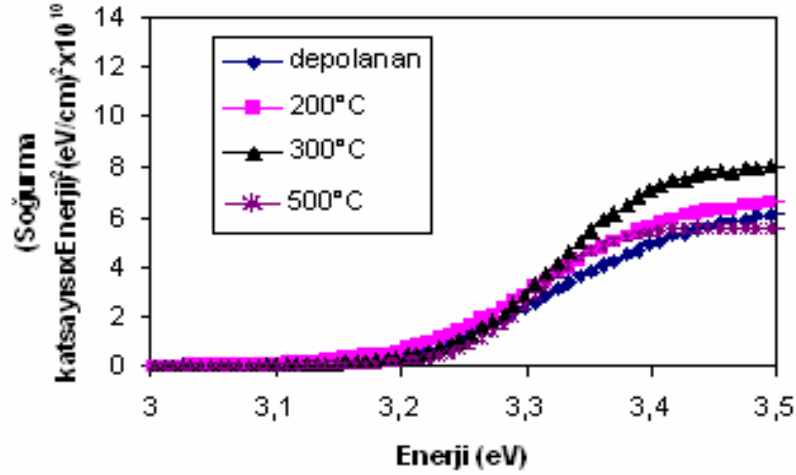
Şekil 4.7. 6.5×10^{-4} Torr basınçlı ve 365 nm kalınlıklı ZnO ince filmlerin tavlama sıcaklığına göre optik geçirgenlik değerlerinin dalga boyuna karşı değişimi



Şekil 4.8. 6.5×10^{-4} Torr basınçlı ve 365 nm kalınlıklı ZnO ince filmi için tavlama sıcaklığına göre optik soğurma katsayısının enerjiye karşı değişimi

Bu serinin tavlama sıcaklığına göre enerjiye karşı optik soğurma katsayısının grafiği yukarıdaki Şekil 4.7'yle verilmektedir. Şekil incelendiğinde artan tavlama sıcaklığıyla optik soğurma katsayısında azalma olduğu görülebilir. Bunun nedeni tavlama sıcaklığıyla beraber film kalitesinin artışıyla yapı düzgünlüğünün elde edilmesi sonucu soğurmadaki azalışa bağlanabilir.

Enerjinin soğurmanın karesine bağlı grafiği çizilip incelendiğinde aşağıdaki şekil elde edilir.

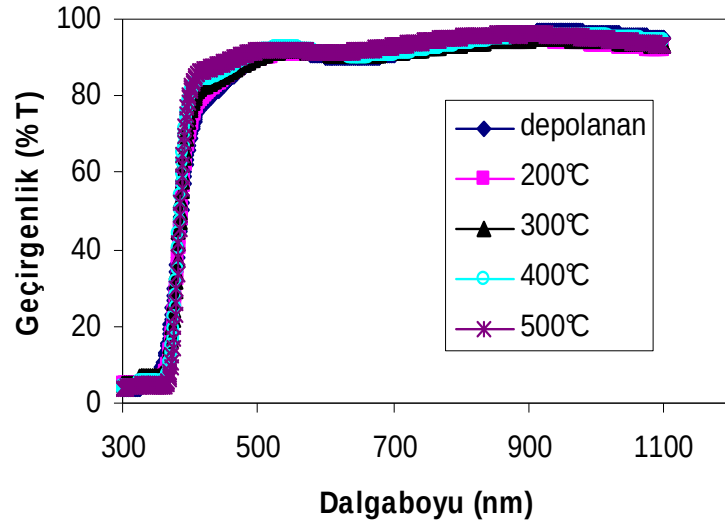


Şekil 4.9. 6.5×10^{-4} Torr basınçlı ve 365 nm kalınlıklı ZnO ince filmi için tavlama sıcaklığına göre $(\alpha E)^2$ 'nin E'ye göre değişimi

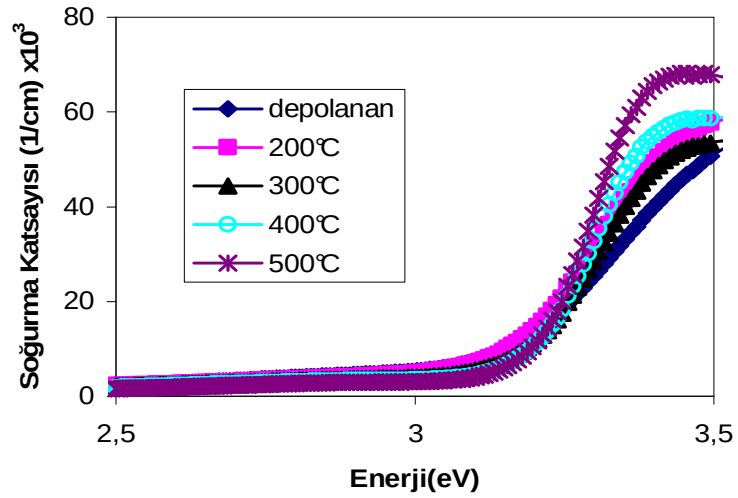
Çizelge 4.3. 6.5×10^{-4} Torr basınçlı ve 365 nm kalınlıklı ZnO ince filmi için tavlama sıcaklığına göre band kenarı ve yasak enerji aralığının değişimleri

365 nm kalınlıklı ZnO film	Band kenarı keskinliği($\text{eVcm}^{-2} \times 10^9$)	Enerji Aralığı (eV)
Tavlama yapılmamış	3.11	3.20
200 °C	3.12	3.21
300 °C	3.15	3.24
400 °C	3.17	3.25
500 °C	3.18	3.26

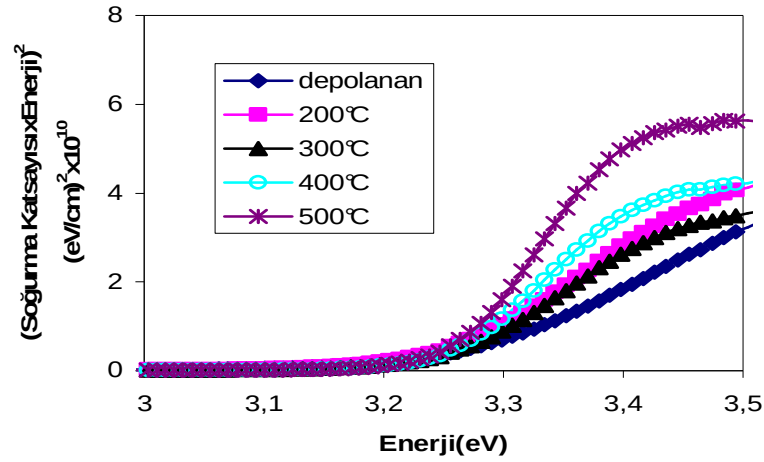
Şekil 4.10 ile 499 nm kalınlıklı ZnO filminin tavlama yapılmadan önceki ve tavlama yapıldıktan sonra olarak dalga boyuna bağlı geçirgenlik grafiği verilmektedir.



Şekil 4.10. 6.5×10^{-4} Torr basınçlı ve 499 nm kalınlıklı ZnO ince filmlerin tavlamanmamış ve tavllanmış olarak optik geçirgenlik değerlerinin dalga boyuna karşı değişimi



Şekil 4.11. 6.5×10^{-4} Torr basınçlı ve 499 nm kalınlıklı ZnO ince filmi için tavlama ile enerjinin optik soğurma katsayısına karşı değişimi



Şekil 4.12. 6.5×10^{-4} Torr basınçlı ve 499 nm kalınlıklı ZnO ince filmi için tavlama ile $(\alpha E)^2$ 'nin E'ye göre değişimi

Çizelge 4.4. 6.5×10^{-4} Torr basınçlı ve 499 nm kalınlıklı ZnO ince filmi için tavlama ve tavlama sonrası band kenarı ve yasak enerji aralığının değişimleri

499 nm kalınlıklı ZnO film	Band kenarı keskinliği($\text{eVcm}^{-2} \times 10^9$)	Enerji Aralığı (eV)
Tavlama yapılmamış	3.12	3.23
200 °C	3.14	3.24
300 °C	3.18	3.25
400 °C	3.20	3.26
500 °C	3.21	3.27

4.3. ZnO İnce Filmlerin Elektriksel İletkenliklerinin Sıcaklıkla Değişimi ve Özdirenç Değerlerinin Ölçümü

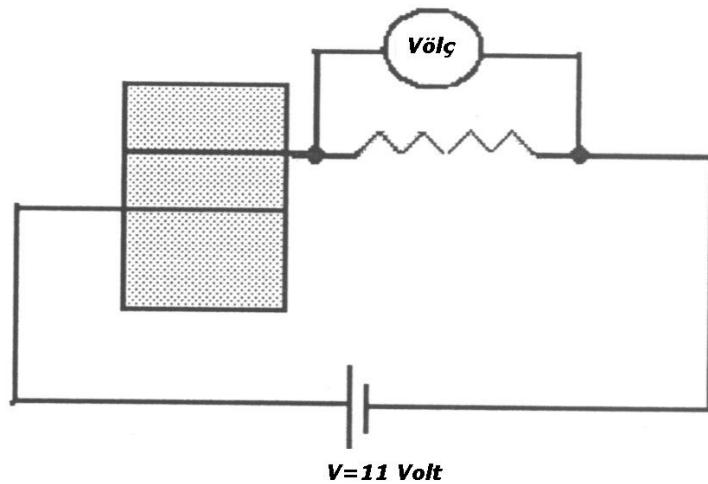
Termal uyarımın elektronu iletim bandına hareket ettirdiği bilinmektedir. Hem elektronlar hem de boşluklar baskınsa elektriksel iletkenliği birlikte sağlarlar. Oda sıcaklığında cam alttabanlara depolanan aynı basınçlı ZnO ince film serisinin iletkenlik değerleri deneysel olarak 185 nm'lik film için 68 ile $72 (\Omega\text{cm})^{-1}$ aralığında,

411 nm'lik film için 11 ile 8 (Ωcm)⁻¹ aralığında ve 730 nm'lik film için de 2.4 ile 1.8 (Ωcm)⁻¹ aralığında ölçülmüştür. Aynı şekilde Si alttabanlara depolanan seride; aynı kalınlıklı cam ve Si alttabanlar serilerinde de durum benzer şekilde çıkmıştır. Bu şekilde elde edilen sonuçlar yarıiletken ince filmlerin 10⁻¹⁰-10⁺⁴ (Ωcm)⁻¹ aralığında beklenen iletkenliğiyle uyum içindedir. Filmlerin yüksek dirence sahip olmalarının nedenleri; örgü bozuklukları ve film oluşum sırasında olan yerleşim bozukluklarıdır. Filmlerin elektriksel dirençleri;

$$R = R_0 \exp(E_a / kT) \quad (4.4)$$

ilişkisine uyar. Burada E_a aktivasyon enerjisidir. ln(R/R₀)'ın 1/kT'ye göre değişim grafiğinden aktivasyon enerjisi elde edilebilir. Direnç ölçümlerinden elde edilen düşük aktivasyon enerji değerleri yasak enerji aralığındaki safsızlık atomlarından kaynaklanan tuzak veya diğer enerji seviyelerindendir. Kusurlar ve safsızlıklar yarıiletkenlerin elektriksel iletkenlik özelliklerini etkilemektedir (Nkum, 1998).

Cam ve Si alttabanlar üzerine PFCVAD'yla değişik basınç ve kalınlık serilerinde depolanan ZnO ince filmlerin iletkenlik ölçümlerinde aşağıda çizili devre düzeneğinden faydalanılmıştır.



Şekil 4.13. Direnç ölçüm devresi (Köroğlu, 2005)

Depolanan filmler, üzerlerine yarıiletken-metal kontak yapılması aşamasından sonra devre oluşturularak filmler fırına konmuşlardır. Si ve cam alttabanlara depolanmış farklı basınç ve kalınlıklı film serilerinin 150°C 'den 25°C 'ye kadar her beş derecede bir voltaj değerleri kaydedilerek $V_{\text{ölçülen}}$ değerleri kaydedilmiştir.

Özdirenç değerlerinin ölçümü için temel Ohm yasası ifadeleri kullanılarak örneklerimizin özdirenç, direnç değerleri elde edilmiştir.

$$R = \frac{\rho L}{A} \quad R = \frac{V}{I} \quad \rho = \frac{1}{\sigma} \quad (4.5)$$

Filmlerin R direnç değerlerini, kurulan devre üzerinden Kirchhoff kuralı ile aşağıdaki gibi basit bir şekilde bulabiliriz.

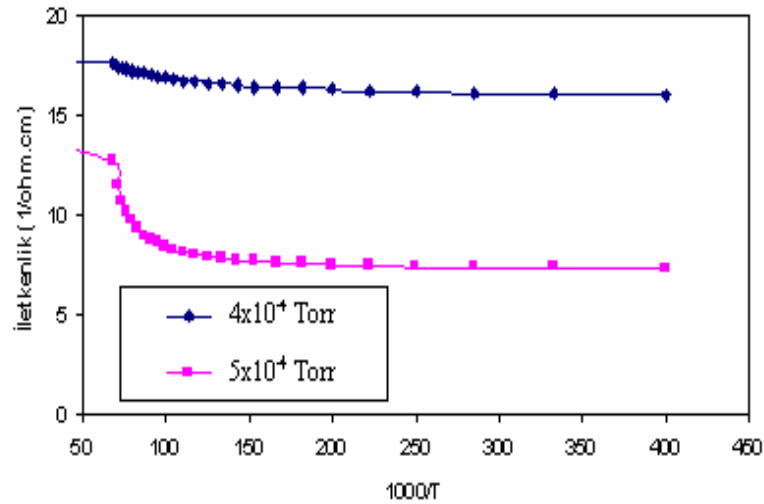
$$R = \frac{11V - V_{\text{ölçülen}}}{V_{\text{ölçülen}}} (R_0) \quad (4.6)$$

Burada kullandığımız sabit voltajın değeri 11 Volt ve sabit direncimiz de $267,6 \Omega$ 'dur.

Ölçülen bu sıcaklığa karşı voltaj değerlerinden sonra filmlerin R_F değerleri yukarıdaki denklem yardımıyla hesaplandı. Direnci bilinen filmlerin özdirençleri veya iletkenlikleri de $R = \frac{\rho L}{A}$ formülüyle hesaplanabilir. Bu hesaplama için filmlerin üzerlerine yapılan kontaklar arası mesafenin ve film kalınlıklarının bilinmesi gerekmektedir. Buradan ρ veya σ değerlerini bulunması kolaydır. Bulunan iletkenlik değerlerinin sıcaklığa karşı grafiğinin çizilmesi bize sıcaklığa bağlı iletkenlik ölçümünü verecektir. Ayrıca $\ln(R/R_0)$ 'ın $1/kT$ 'ye göre değişimleri için çizilen grafiklerle filmlerin aktivasyon enerjileriyle ilgili ölçümler yapılabilir.

Şekil 4.14 cam alttaban üzerine depolanmış aynı kalınlık ($\sim 236 \text{ nm}$) farklı basınç serisinden olan ZnO ince filmlerin sıcaklığa karşı iletkenlik grafiğini göstermektedir.

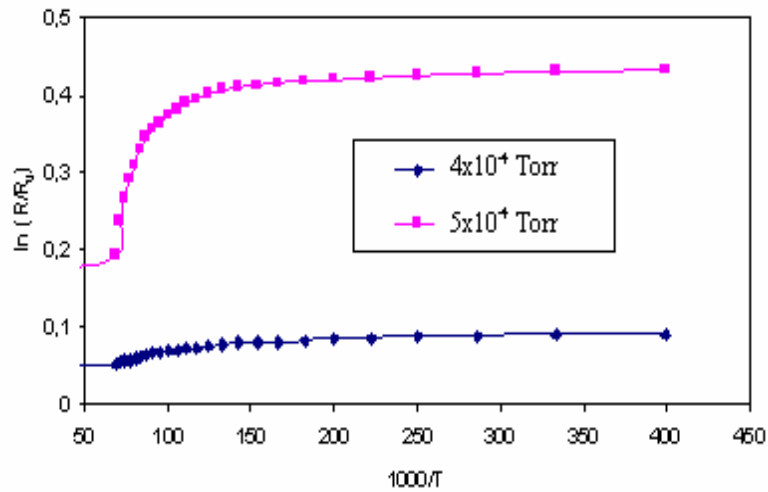
Aynı kalınlıklı filmlerin elektriksel iletkenlikleri incelendiğinde artan basınçla iletkenliğin azaldığı görülmektedir. Bu durum aslında artan basınçla filmin tanecik büyüklüğünün artmasıyla beraber film direncinin artması ve iletkenliğin azalması şeklinde yorumlanabilir. Esasında geçirgen iletken ZnO filmlerin elektriksel direnci, basıncın bir fonksiyonu olarak kısmen sabittir. Buradaki yüksek basınçlı filmde kullanılan oksijen miktarı diğer filme göre daha fazla olduğundan artan oksijen miktarının da elektriksel iletkenliği azaltıcı yönde davranış göstermiş olabileceği düşünülmektedir. Sıcaklık azalırken ($1000/T$ oranının attığı durum) hem yüksek basınçla üretilmiş filmde hem de düşük basınçlı filmde elektriksel iletkenlikte eksponansiyel bir azalma görülmektedir. Her iki filmde de gözlenen bu uyum sıcaklıkla iletkenlik değişiminde beklenen bir sonuçtur ve başlangıçtaki yüksek sıcaklık değerlerinde iletimin yüksek olup azalan sıcaklıkla azalması iletme katılan taşıyıcı konsantrasyonunun azalan sıcaklıkla azalmasından kaynaklanmaktadır.



Şekil 4.14. Aynı kalınlık (~236 nm) farklı basınçlı cam alttaban üzerine depolanan ZnO ince filmlerin elektriksel iletkenliğinin sıcaklıkla değişimi

Şekil 4.15 farklı oksijen basıncı kullanılarak aynı kalınlıkta üretilmiş ZnO ince filmlerin ölçülen direnç değerlerinin sıcaklıkla değişimini göstermektedir. Grafik incelendiğinde basıncı yüksek olan filmin direnç değerlerinin basıncı düşük olan filme göre logaritmik olarak daha yüksek olduğu görülmektedir. Filmlerin bu

şekilde görülen direnç değerleri önceki grafikte çıkan iletkenlik değerlerinden beklenen bir sonuç olmakla birlikte artan oksijen basıncının filmin tanecik büyüklüğünü arttırmasına ve dolayısıyla direnci arttırmasına bağlanabilir. Grafikten ayrıca sıcaklık azalırken ($1000/T$ oranı artarken) filmlerin direnç değerlerinin eksponansiyel artışı görülür. Bu grafikten filmlerin aktivasyon enerjileri (E_a) hesaplandığında ortalama bir değer olarak 4×10^{-4} Torr basınçlı film için 0.00507 eV hesaplanmış ve 5×10^{-4} Torr basınçlı film içinse 0.02530 eV bulunmuştur. Buradan da yine basıncı düşük olan filmin aktivasyon enerjisinin küçük olduğu ve böylece yasak enerji aralığında varolan tuzakların iletme katılma oranlarının bu film için daha yüksek bir olasılıkta olduğu düşünülmektedir.

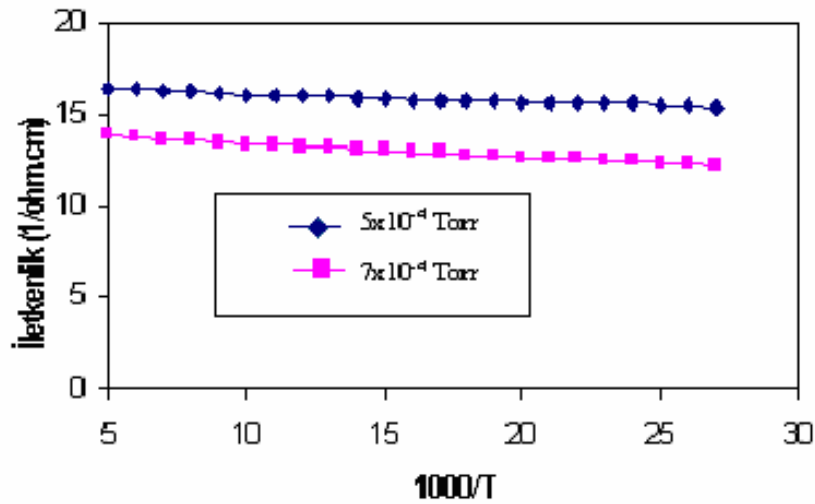


Şekil 4.15. Aynı kalınlık(~236 nm) farklı basınçlı cam alttaban üzerine depolanan ZnO ince filmlerin $\ln(R/R_0)$ değerlerinin sıcaklıkla değişimi

Şekil 4.16 aynı kalınlıklı farklı oksijen basınçlı Si alttabanlar üzerine depolanan ZnO ince filmlerin sıcaklığa bağlı elektriksel iletkenlik değişimlerini vermektedir. Grafik incelendiğinde oksijen basıncı yüksek olan filmin elektriksel iletkenliğinin basıncı düşük olan filme göre daha az olduğu görülmektedir. Bu durum cam alttabanlar kullanılarak üretilmiş aynı kalınlık farklı basınç serisinin sonuçlarına benzemektedir. Yüksek basınç durumunda oksijen fazlalığından dolayı, donör seviyesinin oluşum olasılığı düşük olabilmektedir. Donör bandının oluşumunun genelde, çinko fazlalığı ve oksijen azlığından kaynaklandığı düşünülmektedir (David

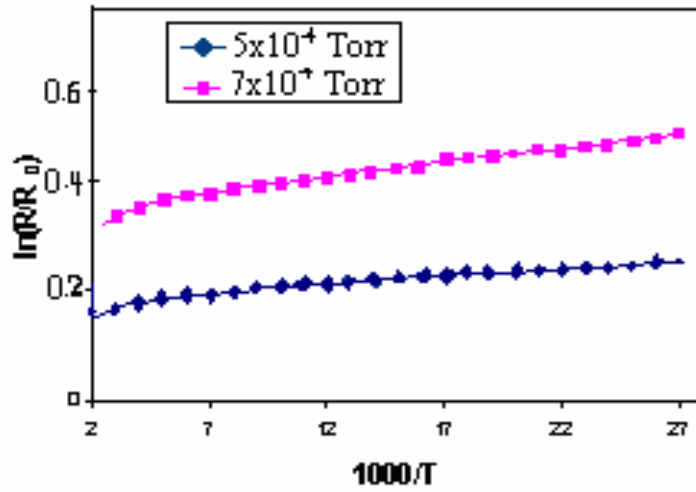
ve ark, 2006). Artan oksijen basıncıyla elektriksel iletkenlikte bu azalmanın yanı sıra sıcaklık değişimi incelendiğinde artan sıcaklıkla yine beklenildiği gibi her iki basınç durumunda da iletimde artma gözlenmiş ve azalan sıcaklıkla elektriksel iletkenlikte azalma olmuştur.

Esasında farklı alttaban kullanımının elektriksel iletkenliğe etkilerinin film-alttaban yüzey etkileşimleri ve kristal düzlemleriyle ilgili olduğu düşünülebilir. Nanometrik boyutlarda PFCVAD'yla üretilen filmlerin cam veya Si alttabanlar üzerinde adhezyonunun yüksek olduğu görülmüştür. PFCVAD ince film depolama yönteminin bir avantajı olarak bilinen bu durumla ince filmlerde yüzeyler arası etkileşimin iletkenliğe katkısı incelenebilir.



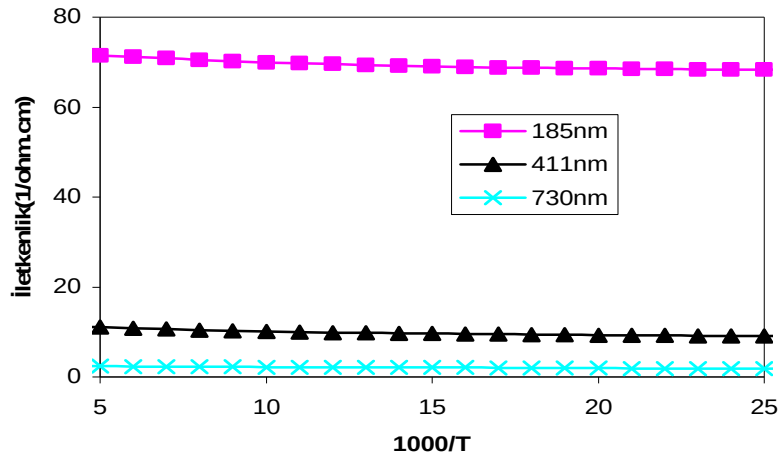
Şekil 4.16. Aynı kalınlık (~236 nm) farklı basınçlı Si alttaban üzerine depolanan ZnO ince filmlerin elektriksel iletkenliğinin sıcaklıkla değişimi

Aşağıdaki grafik bu serinin $\ln(R/R_0)$ değerlerinin sıcaklıkla değişimini göstermektedir. Grafik incelendiğinde oksijen basıncı yüksek olan filmin elektriksel direncinin daha yüksek değerlerde olduğu görülmektedir. Bu durum iletkenliğin neden az olduğunu açıklamaktadır. Yüksek basınçlı filmin büyük direnç göstermesinin nedeni olarak artan oksijen basıncıyla film tanecik büyüklüğünün ve film stresinin artması ve böylece elektriksel iletimde azalma olması gösterilebilir.



Şekil 4.17. Aynı kalınlık(~236 nm) farklı basınçlı Si alttaban üzerine depolanan ZnO ince filmlerin $\ln(R/R_0)$ değerlerinin sıcaklıkla değişimi

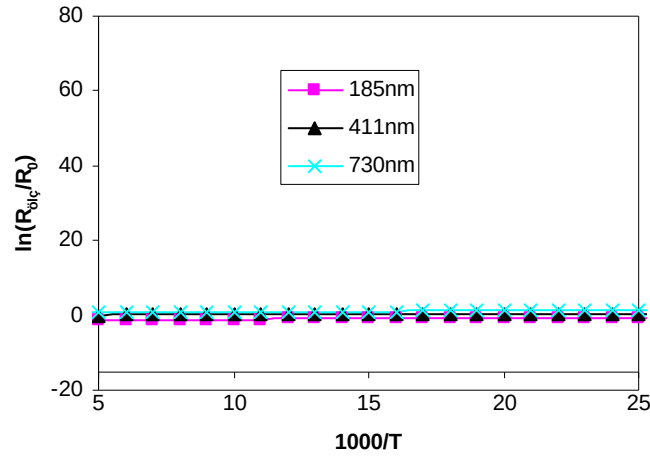
Aşağıda aynı basınç (6.5×10^{-4} Torr) farklı kalınlıklarda cam alttaban üzerine depolanmış ZnO ince filmlerin elektriksel iletkenlik değerlerinin sıcaklıkla değişimlerinin incelendiği Şekil 4.18 verilmektedir. Grafikten en ince filmin elektriksel iletkenliğinin daha kalın filmlere göre yüksek olduğu görülmektedir. Bunun nedeni filmin c eksenine yönünde büyüme göstermesine bağlı olarak artan kalınlıkla beraber yüzeyel akım yoğunluğunun azalmasıdır. Buradan da film kalınlaştığı sürece yüzeyel akım yoğunluğu azalacağından Ohm yasası gereği iletkenlikte görülen azalış açıklanabilir. Bu yaklaşıma göre yüzeyde çok sayıda elektron/deşik(hole) enerji durumu bulunmaktadır. Bunlardan iletkenliğe katkısı olanların iletim bandına uzaklığı, madde içi(bulk) durumların enerji farkından daha büyüktür. Yüzey aktivasyon enerjisinin küçük olmasından dolayı ince filmlerde gözlenen toplam aktivasyon enerjisi kalın filmlere göre daha küçük enerjilere doğru kaymaktadır. Sıcaklıkla elektriksel iletkenlikteki değişim incelendiğinde azalan sıcaklığın iletimi azalttığı görülebilir.



Şekil 4.18. Aynı basınç (6.5×10^{-4} Torr) farklı kalınlıklı cam alttaban üzerine depolanmış ZnO ince filmlerin elektriksel iletkenliklerinin sıcaklıkla değişimi

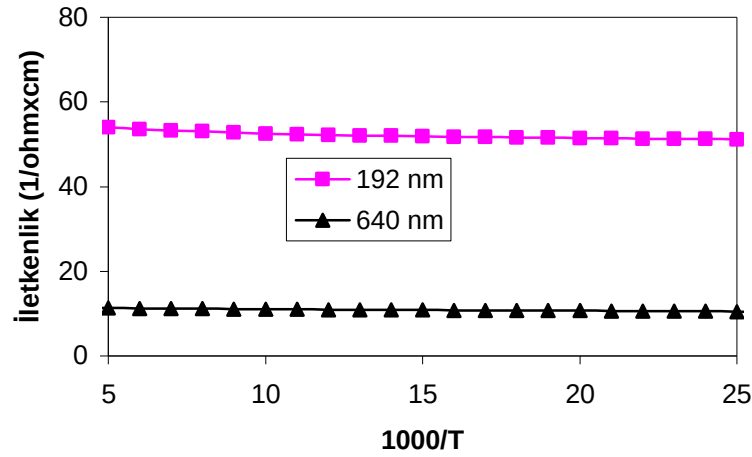
Aynı basınçlı farklı kalınlıklı cam alttabanlar üzerine depolanmış filmlerin direnç değerlerinin sıcaklıkla değişimi Şekil 4.19'da incelenmiştir. Artan film kalınlığıyla direnç değerlerinde artışın görülmesi elektriksel iletkenlikten beklenen bir sonuç olmakla beraber kalın filmlerin yüksek direnç sahip olmalarının film oluşumu sırasında görülen yerleşim bozuklukları ve örgü bozukluklarından kaynaklanabileceği düşünülmektedir.

Aşağıda aynı basınçlı bu serinin sıcaklıkla direnç değerlerinin değişiminin incelendiği Şekil 4.19 verilmektedir. Grafikten en kalın filmin direnç değerinin diğer filmlere göre biraz daha fazla olduğu görülebilir. İnce filmlerdeki direnç ölçümlerinden elde edilen düşük aktivasyon enerjileri, yasak enerji aralığındaki safsızlık atomlarından kaynaklanan tuzak veya diğer enerji seviyelerinden olabilmektedir.



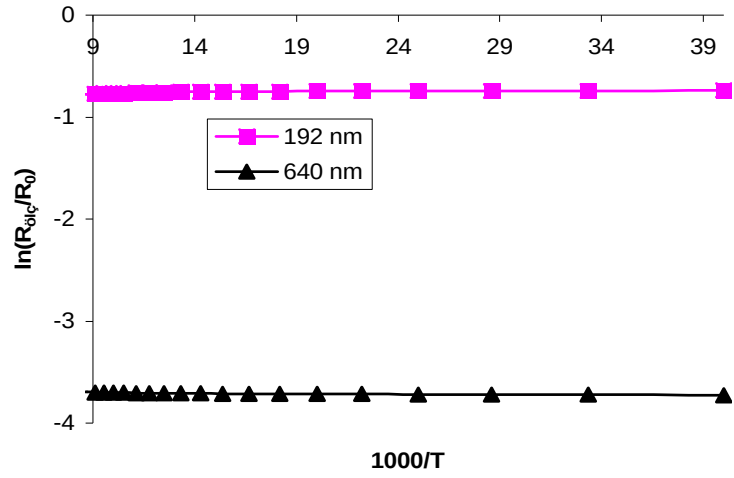
Şekil 4.19. Aynı basınç (6.5×10^{-4} Torr) farklı kalınlıklı cam alttaban üzerine depolanmış ZnO ince filmlerin $\ln(R/R_0)$ değerlerinin sıcaklıkla değişimi

Aşağıdaki Şekil 4.20’de aynı basınç (6×10^{-4} Torr) farklı kalınlıklı Si alttabanlar üzerine depolanmış ZnO ince filmlerin elektriksel iletkenliğinin sıcaklıkla değişimi verilmiştir. Grafikten yine cam alttabanlara depolanan film serisine benzer bir sonuçla ince film için iletkenlik değerinin kalın filme göre daha büyük olduğu görülebilir. Buna neden olarak kalınlık artarken filmin tanecik büyüklüğünün artması ve bu durumun film direnciyle ilgisi gösterilebilir. Filmlerin kalınlık artışıyla beraber yüzeysel akım yoğunluğunun azalışı da iletkenlik azalışı için bir diğer neden olarak düşünülebilir. Sıcaklık arttıkça yine yarıiletkenlerde beklenen bir sonuç olduğu gibi burada da elektriksel iletkenliğin eksponansiyel olarak çok küçük de olsa azaldığı görülmektedir.



Şekil 4.20. Aynı basınç (6×10^{-4} Torr) farklı kalınlıklı Si alttaban üzerine depolanmış ZnO ince filmlerin elektriksel iletkenliklerinin sıcaklıkla değişimi

Bu serinin $\ln(R/R_0)$ 'nin $1/kT$ 'ye eğiminden hesaplanan aktivasyon enerjileri 192 nm kalınlıklı film için ortalama alınarak 0.0238 eV olarak hesaplanmış ve kalınlığı 640 nm olan film için ise 0.0125 eV olarak bulunmuştur. Elektriksel iletkenlikte kalınlığı daha az olan filmde aktivasyon enerjisinin daha küçük bir değerde çıkması filmin direncin daha az olmasının yanı sıra filmin yüzeyel ve bulk durumuyla ilgilidir.



Şekil 4.21. Aynı basınç (6×10^{-4} Torr) farklı kalınlıklı Si alttaban üzerine depolanmış ZnO ince filmlerin $\ln(R/R_0)$ değerlerinin sıcaklıkla değişimi

Şekil 4.21 incelendiğinde 192 nm kalınlıklı filmin elektriksel iletkenliğinin daha yüksek değerde çıkmasına bağlı olarak direnç grafiğiyle bu durum uyum içinde görülmektedir. Azalan sıcaklıkla direnç değerlerinde çok fazla bir değişimin görülmediği bu filmlerde; ince filmde direnç değerlerinin düşük çıkmasına bağlı olarak aktivasyon enerjilerinin de düşük değerlerde olduğu görülmektedir.

5. SONUÇ VE ÖNERİLER

PFCVAD sistemiyle üretilen katkılanmamış yarıiletken ZnO ince filmlerin elektriksel iletkenliği ve ısıtma işlemle değişiminin incelendiği bu çalışmada sonuçlar birkaç başlıkta toplanabilir:

- 1- Optik özellikler
- 2- Tavlama işlemiyle filmin optik özelliklerindeki değişimler
- 3- Elektriksel özellikler
- 4- Depolanan filmlerin sıcaklıkla elektriksel iletkenliklerinin değişimi
- 5- Farklı alttaban kullanımının elektriksel iletkenlik sonuçları

ZnO bileşik yarıiletkeni optik ve elektriksel iletimi yüksek olan bir malzeme olmasından dolayı pek çok teknolojik alanda kullanıma sahiptir. Çeşitli alanlarda kullanılan yarıiletken ZnO ince filmler için yukarıda belirlenen karakterizasyon bu filmlerin kullanıldığı aygıtlar için önem taşımaktadır.

Bu tez çalışmasında; ince filmler PFCVAD sistemiyle oda sıcaklığında değişik alttabanlar kullanılarak depolanmıştır. Filmlerin depolanması esnasında en iyi depolama koşulları belirlenmeye çalışılarak bir kalibrasyona gidilmiştir. Filmlerin üretim işlemleri tamamlandıktan sonra elektriksel iletkenliklerinin ölçümü için kontak yapma aşamasına geçildi ve sonrasında iletim için kurulan devre aracılığıyla verilerin değerlendirilmesiyle direnç ve iletkenlik belirlenmeye çalışıldı.

Optik geçirgenlik değişimlerinden filmlerin özelliklerini tanımlayan; kalınlık, soğurma katsayısı, yasak enerji aralığı gibi temel parametreler hesaplandı. Optik geçirgenlik değerlerinin hem aynı kalınlıklı hem de aynı basınçlı ZnO ince film serilerinde oldukça yüksek olduğu görüldü. Optik geçirgenlik değerlerinden hesaplanan bir diğer parametre olan soğurma katsayısının, aynı kalınlıklı seri için gönderilen foton enerjisinin 2.5-3.5 eV olduğu aralıkta $(1-100) \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$ ve aynı basınçlı seride de yine aynı enerji aralığındaki optik soğurmanın $(1-100) \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$ olduğu bulunmuştur. Filmlerin yasak enerji aralığının 3.3 eV civarında olduğu bulundu.

Üretilen ZnO ince filmler ısıtma işlemle değişimlerinin incelenebilmesi için fırına konup ısıtılarak sıcaklıkla tavlama işlemine tabi tutuldu. Bu işlemde filmin

optik ve elektrik iletim parametrelerinden olan yasak enerji aralığının artan tavlama sıcaklığıyla beraber arttığı bulunmuştur. Aynı basınçlı film serisinin tavlamayla beraber enerji aralığı incelendi ve kalınlığı fazla olan filmin aynı sıcaklık değerleri için yasak enerji aralığının ince filme göre daha büyük çıktığı ve artan sıcaklıkla her iki film içinde bu değerlerin arttığı bulundu. Bu sonuç kalınlığı fazla olan filmin elektriksel ölçümlerden beklendiği gibi enerji aralığının ince filme göre büyük değerde olmasına benzer bir durumdur.

Elektriksel özelliklerin belirlenmesine yönelik çalışmada ise; filmlerin öz direnç, iletkenlik, aktivasyon enerjisi gibi değerleri hesaplandı. Kurulan elektrik devresiyle cam ve Si alttabanlara depolanan aynı kalınlık ve aynı basınç serili filmlerden her bir film için veriler elde edildi. Daha sonra bu veriler grafiksel sonuçlara döküldü.

Aynı kalınlıklı film serilerinin hem cam alttabana hem de Si alttabana üretilenlerinde artan basınçla elektriksel iletkenliklerinde azalma görüldü. Bunun nedeni olarak; artan oksijen basıncıyla beraber film tanecik büyüklüğünde artış ve böylece filmde hacim başına daha az arakesit bulunması gösterilebilir. Hacim başına daha az arakesit durumunun bulunması da yasak enerji durumlarının azalmasından kaynaklanmaktadır. Filmlerin aktivasyon enerjileri incelendiğinde de; $\ln(R_{ölç}/R_0)$ değerlerinin iletkenliği fazla olan filmde daha az olduğu görülür. Çünkü elektron-deşik çiftlerinin aktivasyon enerjisini karakterize eden yasak enerji aralığının ince filmde daha küçük bir değere kaydığı düşünülmektedir.

Aynı basınçlı film serilerinin cam ve Si alttabanlar kullanılarak üretildiği durumda sıcaklıkla elektriksel iletkenlik incelendiğinde; kalınlığı daha az olan filmde beklendiği üzere iletkenlik değeri kalınlığı fazla olan filmlerden daha yüksek çıkmıştır. Bu durum artan kalınlıkla film alanındaki büyüme sonucu yüzeysel elektrik akım yoğunluğundaki azalmayla beraber Ohm yasası gereği, elektriksel iletimde azalma görülmesine bağlanabilir.

ZnO; diyod, transistör, yüzey akustik dalga aletleri, optoelektronik aygıtlar, laserler, makine parçaları gibi pek çok teknolojik; biyomedikal uygulamalar için tıbbi; dekoratif kaplamalar, metal alet kaplamaları için sanayi gibi birçok alanda

kullanılabilen bir malzeme olmasından dolayı oldukça önemlidir. Bunu yanı sıra üretimin kolay ve ucuz olması da ayrıca önemini artırmaktadır.

PFCVAD tekniğiyle ürettiğimiz yarıiletken ZnO ince filmlerin elektriksel ve optik iletkenlik özelliklerinin hem literatürle uyumlu çıkması hem de sistemimizin film üretmedeki avantajları bu konudaki çalışmalar için umut vaat etmektedir.

Çukurova Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü Plazma Laboratuvarı'nda üretilen katkısız yarıiletken ZnO için bu çalışmalar önümüzdeki günlerde katkılama, farklı alttaban sıcaklığı kullanarak film depolama ve farklı bileşikler elde etme çalışmalarıyla devam edecektir.

KAYNAKLAR

- AMBIA, M.,G., ve ISLAM, M.,N., 1992. Sol. Energy Matter, Sol. Cells, 28,103.
- AURET, F.,D., NEL, J., M, HAYES, M., WU., WESCH, W., WENDLER, E., 2005. Electrical Characterization of Growth-Induced Defects in Bulk-Grown ZnO. Superlattices and Microstructures, 17-23.
- BARLOW, F.,D., ELSHABINI-RIAD, A., BROWN, R., 2005. Thin Film Techonology Handbook. McGraw, 1-2.
- BHAUMIK, G.,K., NATH, A.,K., BASU, S., 1997. Laser Annealing of Zinc Oxide Film Deposited by Spray-CVD. Elsevier Science, India, 25-31.
- BOXMAN, L.,R., SANDERS, D.M., MARTİN, P.,J., LAFFERTY, J.,M., 1995, Handbook of Vacuum Ark Science and Techonology,Noyes Publications, New Jersey, 741.
- CAFEROV, T., 1998.Yarıiletken Fiziği 1.Yıldız Teknik Üniversitesi Yayınları, İstanbul, 200.
- , 2000. Katıhal Elektroniği. Yıldız Teknik Üniversitesi Vakfı Yayınları, İstanbul, 233.
- DAVID, T., GOLDSMITH, S., ve BOXMAN, R.,L., 2006. Dependence of Zinc Oxide Thin Films on Filtered Vacuum Arc Deposition Parameters. Semiconductor Science Techonology, İsrail, 1-25.
- DU, G., WANG, J., WANG, X., JIANG, X., YANG, S., MA, Y., YAN, W., GAO, D., LIU, X., CAO, H., XU, J., CHANG, R.P.H.,2003. Influence of Annealing on ZnO Thin Film Grown by Plasma-Assisted MOCVD. Elsevier Science, China, 473-476.
- HAN, W.G., KANG, S.G., KIM, T.W., KİM, D.W., CHO, W.,J., 2005. Applied Surface Science 384-390.
- HEDGE, H., SAMARASEKARA, P., ANS CADIEU, F.J., 1999. J. APPL. PHYS. 75;6640.
- HICKERMELL, F.,S., PROC. IEEE, 1976. 64; 631.
- IWATA, K., SAKEMI, T., YAMADA, A., FONS, P., AWAI, K., YAMAMOTO, T., MATSUBARA, M., TAMPO, H., NIKI, S., 2003. Growth and Electrical

- Properties of ZnO Thin Films Deposited by Novel Ion Plating Method. Elsevier Science, 274-277.
- KÖROĞLU, G., 2005. Bileşik Yarıiletken Filmlerde Fotoiletkenlik Ölçümleri, Ç.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü Yüksek Lisans Tezi.
- LINDFORS, A.,P., ve MULARIE, W.,M.,1986. Cathodic Arc Deposition Technology, Surface and Coatings Technology , 275-290.
- LOOK, D.,C., REYNOLDS, D.,C., SIZELOVE, J.,R., JONES, R.,L., LITTON, C.,W., CANTWELL, G., HARSCH, W.,C., 1997. Electrical Properties of Bulk ZnO. USA, 399-401.
- LOOK, D.,C., MOSBACKER, H.,L., STRZHEMECHNY, Y.,M., BRILLSON, L.,J., 2005. Effect of Surface Conduction on Hall-effect Measurements in ZnO. Elsevier, 1-7.
- MEANEY, A., DUCLERE, J.,R., McGLYNN, E., MOSNIER, J.,P., O’HAIRE, R., HENRY, M.O., 2005. Comparison of Structural, Optical and Electrical Properties of Undoped ZnO Thin Films Grown on α - and γ -Al₂O₃ Substrates Using Pulsed Laser Deposition. Superlattices and Microstructures, Ireland, 256-264.
- OGATA, K., SAKURAI, K., FUJITA, SZ., FUJITA, SG., MATSUSHIGE, K., 2000. Journal of Crystal Growth , 312 -315.
- RANDHAWA, H., 1988. Cathodic Arc Plasma Deposition Techonology, Thin Solid Films, 175-185.
- SAKAGAMI, N., YAMASHITA, M., SEKIGUCHI, T., MIYASHITA, S., OBARA, K., SHISHIDO, T., 2001. Journal of Crystal Growth, Japan, 98 -103.
- SANCHEZ-JUAREZ, A., TIURCIO-SILVER, A., ORTIZ, A., ZIRONI, E.P., RICKARDS, J.,1998. Electrical and Optical Properties of Fluorine-Doped ZnO Thin Films Prepared By Spray Pyroysis, Thin Solid Films, 333; 196-202.
- ŞENADIM, E., KAVAK, H., ESEN, R., 2006. The Effect of Annealing on Structural and Optical Properties of ZnO Thin Films Grown by Pulsed Filtered Cathodic

- Vacuum Ark Deposition. Journal of Physics Considered Matter, Adana, 6391-6400.
- WANG, L., PU, Y., FANG, W., DAI, J., ZHEG, C., MO, C., XIONG, C., JIANG, F., 2005. Effect of High-Temperature Annealing on the Stuructural and Optical Properties of ZnO Films. Thin Solid Films, 323 -327.
- WANG, Y., WANG, H., LI, S., ZHOU, S., HANG, Y., XU, J., YE, J., GU, S., ZHANG, R., 2005. Annealing Effect on Properties of ZnO thin Films Grown on LiNbO₃ Substrates by MOCVD, Journal of Crystal Growth. 319 -323.
- YANG, X., DU, G., WANG, X., WANG, J., LIU, B., ZHANG, Y., LIU, D., LIU, D., ONG, H.,C., YANG, S., 2003. Effect of Post-Thermal Annealing on Properties of ZnO Thin Film Grown on c-Al₂O₃ by Metal-Organic Chemical Vapor Deposition, 275-278.
- YE, J., GU, S., ZHU, S., CHEN, T., HU, L., OIN, F., ZHANG, R., SHI, Y., ZHENG, Y., 2002. The Growth and Annealing of Single Cristalline ZnO Films by Low Pressure MOCVD. Journal of Crystal Growth 151-156.
- ZHANG , L., CHEN, Z., TANG, Y., JIA, Z., 2005. Thin Solid Films, 24-29.

ÖZGEÇMİŞ

01.01.1981 Adana doğumluyum. İlköğrenimimi Adana’da Mehmet Akif İlkokulu ve Atatürk Orta Okulunda, orta öğrenimimi de Seyhan Mehmet Kemal Tuncel Lisesi’nde 1997 yılı Ocak ayında tamamladım. 1998 yılından itibaren Mersin Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik bölümünde lisans eğitimime başladım. Buradan 2002 yılında mezun olup aynı yıl Çukurova Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim dalında Tezli yüksek lisans programına girdim. 2006 yılı Ocak ayından bu yana bir Mühendislik şirketinde çalışmaktayım.