



**Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb
SCHOTTKY DİYOTLARIN ELEKTRİKSEL KARAKTERİSTİKLERİ
ÜZERİNE FARKLI ENERJİ VE DOZLARDAKİ
ELEKTRON VE GAMA RADYASYONLARININ
ETKİLERİNİN KARŞILAŞTIRMALI OLARAK İNCELENMESİ**

Maryam ABDOLAHPOUR SALARI

**Doktora Tezi
Fizik Anabilim Dalı
Katıhal Fizik Bilim Dalı
Prof. Dr. Mustafa SAĞLAM
2018
Her hakkı saklıdır**

**ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

DOKTORA TEZİ

**Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb SCHOTTKY DİYOTLARIN
ELEKTRİKSEL KARAKTERİSTİKLERİ ÜZERİNE FARKLI
ENERJİ VE DOZLARDAKİ ELEKTRON VE GAMA
RADYASYONLARININ ETKİLERİNİN KARŞILAŞTIRMALI
OLARAK İNCELENMESİ**

Maryam ABDOLAHPOUR SALARI

**FİZİK ANABİLİM DALI
Katıhal Fiziği Bilim Dalı**

**ERZURUM
2018**

Her hakkı saklıdır



T.C.
ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürlüğü



TEZ ONAY FORMU

Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb SCHOTTKY DİYOTLARIN ELEKTRİKSEL KARAKTERİSTİKLERİ ÜZERİNE FARKLI ENERJİ VE DOZLARDAKİ ELEKTRON VE GAMA RADYASYONLARININ ETKİLERİNİN KARŞILAŞTIRMALI OLARAK İNCELENMESİ

Prof. Dr. Mustafa SAĞLAM danışmanlığında, Maryam ABDOLAHPOUR SALARI tarafından hazırlanan bu çalışma, 10/10/2018 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından **FİZİK** Anabilim Dalı **KATIHAL FİZİĞİ** Bilim Dalı'nda **DOKTORA** tezi olarak **oybirliği** ile kabul edilmiştir.

Başkan: Prof. Dr. Ahmet Faruk ÖZDEMİR

İmza :

Üye : Prof. Dr. Mustafa SAĞLAM

İmza :

Üye : Doç. Dr. Sezai ASUBAY

İmza :

Üye : Doç. Dr. Tuba ÖZNÜLÜER ÖZER

İmza :

Üye : Doç. Dr. Betül GÜZELDİR

İmza :

Yukarıdaki sonuç;

Enstitü Yönetim Kurulu'nun **25.10./2018** tarih ve **..42.../..16.....** nolu kararı ile onaylanmıştır.

Prof. Dr. Mehmet KARAKAN
Enstitü Müdürü

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

ÖZET

Doktora Tezi

Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb SCHOTTKY DİYOTLARIN ELEKTRİKSEL KARAKTERİSTİKLERİ ÜZERİNE FARKLI ENERJİ VE DOZLARDAKİ ELEKTRON VE GAMA RADYASYONLARININ ETKİLERİNİN KARŞILAŞTIRMALI OLARAK İNCELENMESİ

Maryam ABDOLAHPOUR SALARI

Atatürk Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı
Katıhal Fiziği Bilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Mustafa SAĞLAM

Bu tez çalışmasında diyotları üretmek için altlık olarak (100) yönelimli ve 400 µm kalınlıklı ve 1-10 Ωcm öz dirence sahip n-tipi Si yarıiletkeni kullanılmıştır. n-Si yarıiletkeni kimyasal olarak temizlendikten sonra, 10⁻⁶ torr vakumda mat yüzey üzerine önceden hazırlanan Au-Sb alaşımı buharlaştırılıp 425 °C' de 3 dakika tavlanoarak omik kontak elde edilmiştir. Daha sonra çalışmanın amacı dikkate alınarak Au-Sb omik kontaklı n-Si yarıiletkeni elmas kalem yardımıyla 12 parçaya bölünmüştür. Bu parçalardan 6 tanesinin diğer temiz ve parlak yüzeyi üzerine vakumda DC magnetron püskürtme (sputtering) metoduyla ve 1 mm çaplı dairesel maskeler kullanılarak Zn metali püskürtülerek referans diyotlar üretilmiştir. Bu işlemler sonucunda aynı şartlar altında 6 adet Zn/n-Si/Au-Sb referans diyotları elde edilmiştir. Diğer 6 adet Au-Sb omik kontaklı n-Si yarıiletkenlerinin temiz ve parlak yüzeyleri üzerine ise aynı şartlar altında radyo frekans magnetron püskürtme tekniği ile ZnO ince filmleri büyütülmüştür. Büyütülen filmlerin yapısal ve yüzey özellikleri XRD, SEM ve AFM teknikleri ile incelenmiştir. ZnO ince filmlerin n-Si' nin yüzeyini tamamen kapladığı, hemen hemen homojen olduğu ve polikristal özellik gösterdiği tespit edilmiştir. Daha sonra üzerlerinde ZnO ince filmleri bulunan bu 6 adet Au-Sb alaşımlı n-Si yarıiletkenleri vakumda DC magnetron püskürtme metoduyla ve 1 mm dairesel çaplı maskeler kullanılarak, ZnO ince filmleri üzerine Zn metali püskürtülerek Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb diyotları elde edilmiştir. Üretilen 6 adet referans Zn/n-Si/Au-Sb ve 6 adet ZnO arayüzeyli Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb diyotlarının oda sıcaklığında akım voltaj (I-V) ve kapasite-voltaj (C-V) ölçümleri alınmıştır. Çalışmanın amacı ZnO' nun radyasyon altında çalışan diyotlar üzerindeki koruyucu etkisini ortaya çıkarmak olduğu için, üç adet referans Zn/n-Si/Au-Sb ve üç adet ZnO arayüzey tabakalı Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb diyodu 25, 50 ve 75 Gray doza sahip elektron ışınlamasına, diğer üç adet referans Zn/n-Si/Au-Sb ve üç adet ZnO arayüzey tabakalı Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb diyodu da baryum, amerisyum ve kobalt gama kaynakları kullanarak, gama ışınlamasına tabii tutulmuştur. Elektron ve gama ışınlamalarından sonra altısı referans ve altısı ZnO arayüzey tabakalı olmak üzere oniki adet diyodun I-V ve C-V ölçümleri oda sıcaklığında ve karanlıkta tekrarlanmıştır. Elektron ve gama ışınlamalarından önce ve sonra alınan I-V ve C-V karakteristiklerinden yararlanarak diyotların idealite faktörleri, engel yükseklikleri ve seri dirençleri gibi karakteristik parametreleri farklı metodlarla hesaplanarak karşılaştırılmıştır. Uygulanan radyasyonla idealite faktörleri artarken, diyotların engel yüksekliklerinin azaldığı tespit edilmiştir. Ancak ZnO arayüzey tabakalı diyotlardaki yüzeyde değişimlerin referans diyotlara göre daha az olduğu görülmüştür.

2018, 176 sayfa

Anahtar Kelimeler: Schottky Kontaklar, Radio Frekans Magnetron Püskürtme Metodu, n-Si, ZnO, Elektron ve gama radyasyonunun etkileri

ABSTRACT

Ph. D. Thesis

THE COMPARATIVE INVESTIGATION OF THE EFFECTS OF DIFFERENT ENERGY AND DIFFERENT DOSES OF ELECTRON AND GAMA RADIATIONS ON THE ELECTRICAL CHARACTERISTICS OF Zn/n-Si/Au-Sb AND Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb SCHOTTKY DIODES

Maryam ABDOLAHPOUR SALARI

Atatürk University
Graduate School of Naturel and Applied Sciences
Department of Physics
Department of Solid State Physics

Supervisor: Prof. Dr. Mustafa SAĞLAM

In this thesis study, n-type Si semiconductors with (100) orientation and 400 μm thickness and 1-10 Ωcm resistivity were used as base to produce diodes. After cleaning the n-Si semiconductor chemically, the Au-Sb alloy prepared on the matte surface in 10^{-6} torr vacuum was evaporated and annealed at 425 $^{\circ}\text{C}$ for 3 minutes to obtain the ohmic contact. Then, considering the purpose of working, n-Si/Au-Sb structure is divided into 12 parts with the help of diamond pencil. Reference diodes were produced by spraying Zn metal onto the other clean and shiny surface of 6 pieces by vacuum DC magnetron sputtering method and using 1 mm diameter circular masks. As a result, 6 pieces Zn/n-Si/Au-Sb reference diodes were obtained under the same conditions. On the clean and shiny surfaces of the other 6 pieces Au-Sb ohmic contact n-Si semiconductors, ZnO thin films were grown with the radiofrequency magnetron sputtering technique under the same conditions. Structural and surface properties of the extended films were investigated by XRD, SEM and AFM techniques. It has been found that ZnO thin films completely cover the surface of n-Si, are almost homogeneous and show polycrystalline properties. These 6 Au-Sb alloyed n-Si semiconductors, with ZnO thin films on them, were sprayed with Zn metal on ZnO thin films by using DC magnetron sputtering method and 1 mm circular diameter masks in vacuum and Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb diodes have been obtained. Current voltage (I-V) and capacitance-voltage (C-V) measurements were taken for 6 reference Zn/n-Si/Au-Sb and 6 ZnO interfacial Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb diodes manufactured at room temperature. Three reference Zn/n-Si/Au-Sb and three ZnO interfacial Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb diodes were used for the purpose of studying to reveal the protective effect of ZnO on the diodes working under radiation so these diodes has been subjected to 25, 50 and 75 gray doses of electron irradiation. The other three reference Zn/n-Si/Au-Sb and three ZnO interfacial Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb diodes were also gamma irradiated using barium, americium and cobalt gamma sources. After electron and gamma irradiation, twelve diodes, six reference and six ZnO interfacial layers I-V and C-V measurements were repeated at room temperature and in the dark. The characteristic parameters such as ideality factors, barrier heights and series resistances of the diodes were calculated by different methods, taking advantage of the I-V and C-V characteristics taken before and after electron and gamma irradiation. It has been found that the barrier height of the diodes decreases as the ideality factors increase with the applied radiation. However, it has been found that the surface changes in ZnO interfacial diodes are less than those in the reference diodes.

2018, 176 Pages

Keywords: Schottky Contacts, Radio Frekans Magnetron sputtering method, n-Si, ZnO, The effects of electron and gamma radiations

TEŞEKKÜR

Doktora tezi olarak sunduğum bu çalışma Atatürk Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümünde yapılmıştır. Bu doktora tezi çalışması Fen Fakültesi Fizik Bölümü Öğretim üyelerinden Sayın Prof. Dr. Mustafa SAĞLAM'ın yöneticiliğinde yapılmıştır. Çalışmalarım boyunca verdiği destek ve katkılarından dolayı çok kıymetli hocam Sayın Prof. Dr. Mustafa SAĞLAM'a teşekkür ederim.

Tez izleme komitesinde bulunan Sayın Doç. Dr. Tuba ÖZNÜLÜER ÖZER'e ve Sayın Doç. Dr. Betül GÜZELDİR'e tez çalışmalarım süresince değerli öneri ve desteklerinden ötürü teşekkürlerimi sunarım.

Elektron ışınlamaları ile ilgili yardımlarından dolayı Sayın Öğr. Gör. Yılmaz ŞAHİN'e ve gama ışınlamalarında gösterdikleri ilgiden dolayı Sayın Prof. Dr. Demet YILMAZ'a teşekkür ederim.

Laboratuvardaki çalışma arkadaşlarım Sayın Günay MERHAN MUĞLU'ya, Sayın Öğr. Gör. Zakir ÇALDIRAN'a, Sayın Ahmet TAŞER'e ve Sayın Zeynep ORHAN'a çok teşekkür ederim. Bu çalışmanın gerçekleşmesine imkân sağlayan başta Fizik Bölümü başkanı olmak üzere, tüm Fizik Bölümü öğretim üye ve elemanlarına teşekkürlerimi sunarım.

Çalışmalarım boyunca bana göstermiş oldukları destek ve teşviklerinden dolayı çok değerli aileme ve eşime teşekkür ederim.

Maryam ABDOLAHPOUR SALARI

Eylül, 2018

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ	vii
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	xi
ÇİZELGELER DİZİNİ	xvi
1. GİRİŞ.....	1
2. KURAMSAL TEMELLER.....	13
2.1. DoğrultucuKontaklar.....	13
2.2. SchottkyDiyotta Akım İletim Mekanizmaları.....	16
2.2.1. Termoiyonik emisyon modeli	17
2.2.2. Difüzyon modeli.....	20
2.2.3. Termoiyonik emisyon-difüzyon modeli.....	22
2.3. Omik Kontaklar.....	24
2.4. İnce Film Üretiminde Kullanılan Fiziksel Teknikler	27
2.4.1. Termal buharlaştırma tekniği	29
2.4.2. Magnetron püskürtme (sputtering) tekniği.....	30
2.4.2.1. Dc magnetron	33
2.4.2.2. Rf püskürtme	34
2.4.2.3. Reaktif püskürtme	36
2.5. II-VI Bileşik Yarıiletken ZnO	37
2.5.1. ZnO ince filmlerin özellikleri.....	39
2.5.2. ZnO' nun kristal yapısı	42
2.5.3. ZnO' nun optik özellikleri	44
2.6. ZnO Filmlerin Radyasyon Dayanımı	45
2.7. Radyasyon Ortamları.....	46
2.7.1. Uzay ortamları.....	47
2.7.2. Devre elemanı performansı üzerine radyasyon hasarının etkileri	50
2.7.2.1. İyonizasyon hasarı.....	50

2.7.2.2. Yerdeğiştirme hasarı.....	51
2.7.3. Silikon devre elemanları üzerine radyasyon kusurlarının etkileri.....	53
2.8. Arayüzey Tabakalı Schottky Diyotların Yüzey Analizi.....	53
2.8.1. X-ışını kırınımı (XRD).....	54
2.8.2. Taramalı elektron mikroskobu (SEM)	56
2.8.3. Atomik kuvvet mikroskobu (AFM)	59
3. MATERYAL ve YÖNTEM.....	62
3.1. Si Yarıiletkeni.....	62
3.2. Numunelerin Hazırlanması.....	62
3.2.1. Temizleme prosedürü	63
3.2.2. Omik kontakların yapılması	63
3.2.3. Doğrultucu kontakların yapılması	65
3.3. ZnO İnce Filmlerin N-Si Yarıiletken Altlıklar Üzerinde Büyütülmesi.....	65
3.4. Referans (Zn/n-Si/Au-Sb) ve ZnO Arayüzey Tabakalı (Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb) Schottky Diyotların Yapılması.....	66
3.5. Referans (Zn/n-Si/Au-Sb) ve ZnO Arayüzey Tabakalı (Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb) Schottky Diyotların Farklı Dozlardaki Elektron Radyasyonlarına Maruz Bırakılması	67
3.6. Referans (Zn/n-Si/Au-Sb) ve ZnO Arayüzey Tabakalı (Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb) Schottky Diyotların Farklı Enerjilerdeki Gama Radyasyonlarına Maruz Bırakılması	70
3.7. Akım-Voltaj Ve Kapasite-Voltaj Ölçüm Sistemleri	71
4. ARAŞTIRMA BULGULARI ve TARTIŞMA.....	72
4.1. Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb Schottky Diyotların Farklı Dozlardaki Elektron Radyasyonlarına Maruz Bırakılmadan Önce Ve Sonra Oda Sıcaklığında Alınan Akım-Voltaj Karakteristiklerinin Karşılaştırmalı Olarak İncelenmesi	72
4.2. Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb Schottky diyotların Farklı Dozlardaki Elektron Radyasyonlarına Maruz Bırakılmadan Önce Ve Sonra Doğrultma Oranı-Voltaj Karakteristiklerinin Karşılaştırmalı Olarak İncelenmesi.....	76
4.3. Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb Schottky Diyotların Farklı Dozlardaki Elektron Radyasyonlarına Maruz Bırakılmadan Önce Ve Sonra F(V) - V Karakteristiklerinin Karşılaştırmalı Olarak İncelenmesi.....	79

4.4. Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb Schottky Diyotların Farklı Dozlardaki Elektron Radyasyonlarına Maruz Bırakılmadan Önce Ve Sonra $N_{ss} - (E_c - E_{ss})$ Karakteristiklerinin Karşılaştırmalı Olarak İncelenmesi.....	85
4.5. Optimum Koşullarda RF Magnetron Püskürtme Tekniği İle n-Si Alttaş Üzerinde Büyütülen ZnO İnce Filmlerinin XRD, SEM ve AFM Analizleri	90
4.6. Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb Schottky Diyotların Farklı Enerjilerdeki Gama Radyasyonlarına Maruz Bırakılmadan Önce Ve Sonra Oda Sıcaklığında Alınan Akım-Voltaj Karakteristiklerinin Karşılaştırmalı Olarak İncelenmesi	102
4.7. Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb Schottky Diyotların Farklı Enerjilerdeki Gama Radyasyonlarına Maruz Bırakılmadan Önce Ve Sonra Doğrultma Oranı-Voltaj Karakteristiklerinin Karşılaştırmalı Olarak İncelenmesi.....	105
4.8. Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb Schottky Diyotların Farklı Enerjilerdeki Gama Radyasyonlarına Maruz Bırakılmadan Önce Ve Sonra $F(V) - V$ Karakteristiklerinin Karşılaştırmalı Olarak İncelenmesi.....	107
4.9. Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb Schottky Diyotların Farklı Enerjilerdeki Gama Radyasyonlarına Maruz Bırakılmadan Önce Ve Sonra $N_{ss} - (E_c - E_{ss})$ Karakteristiklerinin Karşılaştırmalı Olarak İncelenmesi.....	110
4.10. Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb Schottky Diyotların Farklı Dozlardaki Elektron Radyasyonlarına Maruz Bırakılmadan Önce Ve Sonra Oda Sıcaklığında Alınan Kapasite-Voltaj Karakteristiklerinin Karşılaştırmalı Olarak İncelenmesi ...	114
4.11. Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb Schottky Diyotların Farklı Enerjilerdeki Gama Radyasyonlarına Maruz Bırakılmadan Önce Ve Sonra Oda Sıcaklığında Alınan Kapasite-Voltaj Karakteristiklerinin Karşılaştırmalı Olarak İncelenmesi ...	132
5. TARTIŞMA ve SONUÇ.....	148
KAYNAKLAR	163
ÖZGEÇMİŞ	176

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

ρ	Özdirenç
$J_{m \rightarrow s}$	Metalden yarıiletkenine doğru akan akım yoğunluğu
$J_{s \rightarrow m}$	Yarıiletkenden metale doğru akan akım yoğunluğu
$\Psi(x)$	Yüzey potansiyeli
τ	Zaman sabiti
Φ_B	Schottky engel yüksekliği
Φ_m	Metalin iş fonksiyonu
χ_s	Yarıiletkenin elektron ilgisi
Φ_s	Yarıiletkenin iş fonksiyonu
A	Diyodun etkin alanı
ALE	Atomik katman epitaksisi
A^*	Richardson sabiti
A^{**}	Düzenlenmiş etkin Richardson sabiti
AFM	Atomik kuvvet mikroskobu
BSE	Geri saçılmış elektronlar
CL	Katodoluminesans
CVT	Kimyasal buhar transferi
CCD	Şarj bağlaşımlı cihaz
$C^{-2}-V$	Ters beslem kapasitansın karesi– Gerilim
$C-V$	Kapasite–gerilim
CVD	Kimyasal Buhar Biriktirme
d	Düzlemler arası mesafe
DC	Direk akım (Direct Current)
D_n	Elektron difüzyon katsayısı
n_{p0}	Termal dengede p-tipi yarıiletkendeki azınlık taşıyıcı elektron konsantrasyonu
D_p	Boşluk difüzyon katsayısı
p_{n0}	Termal dengede n-tipi yarıiletkendeki azınlık taşıyıcı boşluk

	konsantrasyonu
L_n	Elektron difüzyon uzunluğu
L_p	Boşluk difüzyon uzunluğu
LD	Lazer diyot
LEO	Alçak yörünge
$MEO - GEO$	Yüksek yörüngeler
KIR	Hasar faktörü
K	Kelvin cinsinden sıcaklık
E_c	İletkenlik bandının tabanı
E_F	Fermi enerji seviyesi
E_{Fn}	Elektronun quasi Fermi enerji seviyesi
E_g	Yarıiletkenin yasak enerji aralığı
E_{ss}	Arayüzey hallerinin enerjisi
F	Elektrik alanı
eV	elektron volt
E_v	Valans bandının tavanı
ECL	Motor Soğutucu Seviyesi
$FWHM$	Yarı maksimumda tam genişlik
Gy	Gray (Kilogram başına 1 Joule' lik bir doz)
h	Planck sabiti
HWE	Sıcak duvarlı epitaksi
I_s veya I_0	Sızıntı akımı
$IEEE SISC$	Yarıiletken arayüzeyi uzmanları konferansı
$IEEE NSREC$	Nükleer ve uzay radyasyon etkisi konferansı
$I-V$	Akım-gerilim
$JCPDS$	Toz Kırılma Standartları
J	Akım yoğunluğu
J_0	Doyma akım yoğunluğu
$JFET$	Eklem alan etkili transistör
k	Boltzmann sabiti
m^*	Etkin kütle
LED	Işık yayan diyot

<i>LDA</i>	Yerel yoğunluk yaklaşımı
<i>l</i>	Kristal boyutu
<i>M/S</i>	Metal/Yarıiletken
<i>MOCVD</i>	Metal-organik kimyasal buhar biriktirme
<i>TFT</i>	İnce film transistörleri
<i>MOS</i>	Metal Oksit Yarıiletken yapısı
<i>MBE</i>	Moleküler ışınli epitaksi
<i>MOMBE</i>	Metalorganik moleküler ışın epitaksisi
<i>n</i>	İdealite faktörü
<i>N_c</i>	Yarıiletkenin iletkenlik bandındaki hal yoğunluğu
<i>N_D</i>	Donor konsantrasyonu
<i>N_{ss}</i>	Yarıiletkenle dengede olan arayüzey hal yoğunluğu
<i>PL</i>	Fotoluminesans
<i>PDF</i>	Uluslararası Toz Kırınım Dosyası
<i>PVT</i>	Fiziksel buhar transfer
<i>Q</i>	Birim alan başına düşen yük yoğunluğu
<i>q</i>	Elektronun yükü
<i>RF</i>	Radyo frekans
<i>R_s</i>	Seri direnç
<i>R_c</i>	Kontak direnci
<i>SPM</i>	Tarama prob mikroskobu
<i>SBD</i>	Schottky engel diyot (Schottky barrier diode)
<i>SBH</i>	Schottky engel yüksekliği (Schottky barrier height)
<i>SEM</i>	Taramalı Elektron Mikroskobu
<i>SSD</i>	Kaynak ile numune arasında mesafe
<i>T</i>	Sıcaklık
<i>TE</i>	Termiyonik emisyon
<i>TED</i>	Termiyonik emisyon difüzyon
<i>UV</i>	Ultra-viyole ışınları
<i>V_D</i>	Difüzyon potansiyeli
<i>V_t</i>	Termal voltaj
<i>VPE</i>	Buhar-fazlı epitaksi

W_D	Uzay yükü bölgesinin genişliği
XRD	X-ışını difraktometre
$\text{\AA}$	Angstrom
μ	Mobilite
ϵ_0	Boşluğun dielektrik sabiti
ϵ_s	Yarıiletkenin dielektrik sabiti
λ	Dalga boyu



ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. $\Phi_m > \Phi_s$ durumu için metal/ n -tipi yarıiletken doğrultucu kontağa ait enerji bant diyagramı (a) Kontakdan önce (b) Kontakdan sonra	15
Şekil 2.2. Metal yarıiletken kontaklarda 5 temel akım iletim mekanizmaları	16
Şekil 2.3. Schottky alçalması ile birlikte enerji bant diyagramı	23
Şekil 2.4. $\Phi_m < \Phi_s$ durumu için metal/ n -tipi yarıiletken omik kontağa ait enerji bant diyagramı	26
Şekil 2.5. İnce film üretim tekniğinin sınıflandırılması	28
Şekil 2.6. Buharlaştırma yönteminin şematik gösterilişi	30
Şekil 2.7. DC ve RF püskürtme sisteminin şematik diyagramı	31
Şekil 2.8. İşlem iyonların ve hedef atom parçacıklarının çarpışma sürecini gösteren fiziksel püskürtme işlemleri.....	32
Şekil 2.9. DC püskürtme sistemin şeması.....	34
Şekil 2.10. RF magnetron püskürtmenin şeması	35
Şekil 2.11. Püskürtme yönteminin şematik gösterimi	35
Şekil 2.12. ZnO ince filmlerini hazırlamak için kullanılan tipik bir püskürtme sistemi	36
Şekil 2.13. Reaktif magnetron püskürtme şeması.....	37
Şekil 2.14. II-VI geniş bantlı bileşiklerin uygulanma alanları.....	39
Şekil 2.15. Sıkı paketli wurtzite ZnO kristal	44
Şekil 2.16. Cihazın elektriksel performansı üzerine beş esas uyarılmış radyasyon etkileri	52
Şekil 2.17. X-ışını difraktometre optik sisteminin şematik diyagramı	55
Şekil 2.18. İki paralel düzlemden Bragg kırınımının şematik diyagramı	55
Şekil 2.19. PANalytical Empyrean X- Ray Difraktometre cihazı	56
Şekil 2.20. SEM şematik görüntüsü.....	58
Şekil 2.21. Zeiss marka Sigma 300 modelde SEM sistemi	59
Şekil 2.22. AFM kurulumunun şematik gösterimi	60
Şekil 2.23. Hitachi 5100N AFM Cihazı	61
Şekil 3.1. Metal buharlaştırma sistemi.....	64
Şekil 3.2. Tavlama fırını	65

Şekil 3.3. Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb yapılarının şematik görüntüsü.....	66
Şekil 3.4. Varian Trilogy Lineer Akseleratör Cihazı.....	69
Şekil 3.5. Maksimum doz noktasını yüzeye çekmek amacıyla kullanılan bolus.....	70
Şekil 3.6. Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb diyot yapılarının oda sıcaklığında I-V ve C-V ölçümlerinin alındığı sistemler	71
Şekil 4.1. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların 25 Gy elektron ışınlamasından önce ve sonra oda sıcaklığında ölçülen I-V karakteristikleri	75
Şekil 4.2. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların 50 Gy elektron ışınlamasından önce ve sonra oda sıcaklığında ölçülen I-V karakteristikleri	75
Şekil 4.3. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların 75 Gy elektron ışınlamasından önce ve sonra oda sıcaklığında ölçülen I-V karakteristikleri	76
Şekil 4.4. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların 25 Gy elektron ışınlamasından önce ve sonra hesaplanan doğrultma oranı-voltaj karakteristikleri.....	77
Şekil 4.5. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların 50 Gy elektron ışınlamasından önce ve sonra hesaplanan doğrultma oranı-voltaj karakteristikleri.....	78
Şekil 4.6. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların 75 Gy elektron ışınlamasından önce ve sonra hesaplanan doğrultma oranı-voltaj karakteristikleri.....	78
Şekil 4.7. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların 25 Gy elektron ışınlamasından önce ve sonra hesaplanan F(V) - V karakteristikleri.....	84
Şekil 4.8. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların 50 Gy elektron ışınlamasından önce ve sonra hesaplanan F(V) - V karakteristikleri.....	84
Şekil 4.9. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların 75 Gy elektron ışınlamasından önce ve sonra hesaplanan F(V) - V karakteristikleri.....	85
Şekil 4.10. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların 25 Gy elektron ışınlamasından önce ve sonra hesaplanan $N_{ss} - (E_c - E_{ss})$ karakteristikleri	87

Şekil 4.11. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların 50 Gy elektron ışınlamasından önce ve sonra hesaplanan $N_{ss} - (E_c - E_{ss})$ karakteristikleri	87
Şekil 4.12. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların 75 Gy elektron ışınlamasından önce ve sonra hesaplanan $N_{ss} - (E_c - E_{ss})$ karakteristikleri	88
Şekil 4.13. a) Baryum b) amerisyum c) kobalt radyasyonuna maruz bırakılmadan önce alınan XRD grafikleri	91
Şekil 4.14. a) Baryum b) amerisyum c) kobalt radyasyonuna maruz bırakıldıktan sonra alınan XRD grafikleri.....	93
Şekil 4.15. a) Baryum b) amerisyum c) kobalt radyasyonuna maruz bırakılmadan önce alınan SEM görüntüleri	96
Şekil 4.16. a) Baryum b) amerisyum c) kobalt radyasyonuna maruz bırakıldıktan sonra alınan SEM görüntüleri	97
Şekil 4.17. a) Baryum b) amerisyum c) kobalt radyasyonuna maruz bırakılmadan önce alınan AFM grafikleri	99
Şekil 4.18. a) Baryum b) amerisyum c) kobalt radyasyonuna maruz bırakıldıktan sonra alınan AFM grafikleri	101
Şekil 4.19. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların baryum ışınlamasından önce ve sonra oda sıcaklığında alınan I-V karakteristikleri	103
Şekil 4.20. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların amerisyum ışınlamasından önce ve sonra oda sıcaklığında alınan I-V karakteristikleri	104
Şekil 4.21. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların kobalt ışınlamasından önce ve sonra oda sıcaklığında alınan I-V karakteristikleri	104
Şekil 4.22. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların baryum ışınlamasından önce ve sonra hesaplanan doğrultma oranı - voltaj karakteristikleri	106
Şekil 4.23. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların amerisyum ışınlamasından önce ve sonra hesaplanan doğrultma oranı - voltaj karakteristikleri	106
Şekil 4.24. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların kobalt ışınlamasından önce ve sonra hesaplanan doğrultma oranı - voltaj karakteristikleri.....	107
Şekil 4.25. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların baryum ışınlamasından önce ve sonra hesaplanan $F(V) - V$ karakteristikleri	108

Şekil 4.26. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların amerisyum ışınlamasından önce ve sonra hesaplanan $F(V) - V$ karakteristikleri.	109
Şekil 4.27. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların kobalt ışınlamasından önce ve sonra hesaplanan $F(V) - V$ karakteristikleri	109
Şekil 4.28. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların baryum ışınlamasından önce ve sonra hesaplanan $N_{ss} - (E_c - E_{ss})$ karakteristikleri.....	111
Şekil 4.29. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların amerisyum ışınlamasından önce ve sonra hesaplanan $N_{ss} - (E_c - E_{ss})$ karakteristikleri...	112
Şekil 4.30. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların kobalt ışınlamasından önce ve sonra hesaplanan $N_{ss} - (E_c - E_{ss})$ karakteristikleri.....	112
Şekil 4.31. Referans diyodun 25 gray elektron ışınlamasından önce oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C-V ve C^{-2} -V karakteristikleri.....	118
Şekil 4.32. Referans diyodun 25 gray elektron ışınlamasından sonra oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C-V ve C^{-2} -V karakteristikleri.....	119
Şekil 4.33. Referans diyodun 50 gray elektron ışınlamasından önce oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C-V ve C^{-2} -V karakteristikleri.....	120
Şekil 4.34. Referans diyodun 50 gray elektron ışınlamasından sonra oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C-V ve C^{-2} -V karakteristikleri	121
Şekil 4.35. Referans diyodun 75 gray elektron ışınlamasından önce oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C-V ve C^{-2} -V karakteristikleri.....	122
Şekil 4.36. Referans diyodun 75 gray elektron ışınlamasından sonra oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C-V ve C^{-2} -V karakteristikleri.....	123
Şekil 4.37. ZnO arayüzey tabakalı diyodun 25 gray elektron ışınlamasından önce oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C-V ve C^{-2} -V karakteristikleri....	124
Şekil 4.38. ZnO arayüzey tabakalı diyodun 25 gray elektron ışınlamasından sonra oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C-V ve C^{-2} -V karakteristikleri....	125
Şekil 4.39. ZnO arayüzey tabakalı diyodun 50 gray elektron ışınlamasından önce oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C-V ve C^{-2} -V karakteristikleri....	126
Şekil 4.40. ZnO arayüzey tabakalı diyodun 50 gray elektron ışınlamasından sonra oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C-V ve C^{-2} -V karakteristikleri....	127
Şekil 4.41. ZnO arayüzey tabakalı diyodun 75 gray elektron ışınlamasından önce oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C-V ve C^{-2} -V karakteristikleri....	128

Şekil 4.42. ZnO arayüzey tabakalı diyodun 75 gray elektron ışınlamasından sonra oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C-V ve C^{-2} -V karakteristikleri....	129
Şekil 4.43. Referans diyodun baryum ışınlamasından önce oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C-V ve C^{-2} -V karakteristikleri.....	134
Şekil 4.44. Referans diyodun baryum ışınlamasından sonra oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C-V ve C^{-2} -V karakteristikleri	135
Şekil 4.45. Referans diyodun amerisyum ışınlamasından önce oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C-V ve C^{-2} -V karakteristikleri	136
Şekil 4.46. Referans diyodun amerisyum ışınlamasından sonra oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C-V ve C^{-2} -V karakteristikleri	137
Şekil 4.47. Referans diyodun kobalt ışınlamasından önce oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C-V ve C^{-2} -V karakteristikleri	138
Şekil 4.48. Referans diyodun kobalt ışınlamasından sonra oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C-V ve C^{-2} -V karakteristikleri	139
Şekil 4.49. ZnO Arayüzey tabakalı diyodun baryum ışınlamasından önce oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C-V ve C^{-2} -V karakteristikleri .	140
Şekil 4.50. ZnO Arayüzey tabakalı diyodun baryum ışınlamasından sonra oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C-V ve C^{-2} -V karakteristikleri .	141
Şekil 4.51. ZnO Arayüzey tabakalı diyodun amerisyum ışınlamasından önce oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C-V ve C^{-2} -V karakteristikleri .	142
Şekil 4.52. ZnO Arayüzey tabakalı diyodun amerisyum ışınlamasından sonra oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C-V ve C^{-2} -V karakteristikleri .	143
Şekil 4.53. ZnO Arayüzey tabakalı diyodun kobalt ışınlamasından önce oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C-V ve C^{-2} -V karakteristikleri.....	144
Şekil 4.54. ZnO Arayüzey tabakalı diyodun kobalt ışınlamasından sonra oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C-V ve C^{-2} -V karakteristikleri.....	145

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 1. İnce film üretim teknikleri	27
Çizelge 2. ZnO' nun fiziksel özellikleri.....	41
Çizelge 3. 25, 50 ve 75 Gray dozlarda uygulanan elektron ışınlımından önce ve sonra I-V özelliklerinden elde edilen Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb yapılarının karakteristik parametreleri	89
Çizelge 4. Işınlanmamış ve ışınlanmış ZnO ince filmler için d ve L değerleri	94
Çizelge 5. Baryum, amerisyum ve kobalt ile gama ışınlımından önce ve sonra I-V özelliklerinden elde edilen Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb yapılarının karakteristik parametreleri	113
Çizelge 6. 25, 50 ve 75 Gray dozlarda uygulanan elektron ışınlımından önce ve sonra C-V özelliklerinden elde edilen Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb yapılarının karakteristik parametreleri	130
Çizelge 7. Baryum, amerisyum ve kobalt ile gama ışınlımından önce ve sonra C-V özelliklerinden elde edilen Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb yapılarının karakteristik parametreleri	146

1. GİRİŞ

Günümüzde katıhal fiziğinde ince film teknolojisi ve bu teknoloji için üretilen filmlerin özelliklerinin incelenmesi diğer araştırma dallarına göre daha çok önem taşımaktadır. Yapılan bu yarıiletkenler küçük hacimler içinde birçok işleve sahiptirler ve hızlı elektronik devre elemanlarını meydana getirirler ve bu teknolojinin gelişimine katkıda bulunmaktadırlar (Tozlu 2011).

Yarıiletken cihaz teknolojisindeki metal yarıiletken (MS) kontakları halen araştırılmakta ve son yıllarda çok dikkat çekmektedir (Sze. 1981; Rhoderick *et al.* 1988; Warner *et al.* 1994). MS kontağın performansı ve kararlılığı, elektronik cihazlar için büyük önem taşımaktadır. MS kontakları çeşitli elektronik ve optoelektronik cihazlardaki uygulamaları nedeniyle yarıiletken cihazların geliştirilmesinde önemli bir role sahiptir (Umapathi *et al.* 2014). Böyle bir kontağı karakterize eden parametreler imalat sırasında kullanılan metoda bağlıdır (Siad *et al.* 2004). Yarıiletken kristal yüzeyleri laboratuvar ortamında genellikle doğal oksit ve organik kirleticilerin ince bir tabakası ile kaplanır (Card *et al.* 1971; Etinkara *et al.* 1999). Çoğu durumda, kimyasal olarak hazırlanmış yarıiletken yüzeyler üzerindeki Schottky engel yüksekliği, kalınlığı kimyasal olarak temizlenmiş yüzeylerdeki yarıiletken yüzeyin maruz kalma süresine bağlı olan ara yüzey tabakasının varlığına işaret eder (Rhoderick *et al.* 1988; Warner *et al.* 1994; Umapathi *et al.* 2014; Siad *et al.* 2004; Card *et al.* 1971; Çetinkara *et al.* 1999; Morita *et al.* 1990).

Ayrıca MS kontaklardan hızlı anahtar uygulamaları, mikrodalga karıştırıcı algılayıcılar (detektörler), güneş pilleri, frekans-gerilim değişimli kondansatörler (varaktörler) ve Schottky engel tabakalı alan etkili transistörler yapılmaktadır. Bu yapılarda uygun fiziksel koşullarda oluşabilen Schottky engel yüksekliği en önemli parametredir. Son yıllarda, engel yüksekliğinin daha fazla artırılması için ciddi bilimsel çalışmalar yapılmaktadır. Bu yöntemlerden birisi de yarıiletken yüzeyi üzerine ince film yapmaktır. Yarıiletken üzerindeki bu ince film ile yüzey halleri indirgenebilir, oksidasyon önlenir ve Fermi seviyesinin çakılı olma etkisi azaltılabilir.

Metal-yarıiletken doğrultucu kontak ve omik kontakların teorik açıklaması, bu yapıların pratikte uygulamalarından çok sonradır. Ayrıca bu yapılarda yüzey hallerindeki elektronların net yükünden ve ters işaretli uzay yükünden dolayı bir dipol tabakası oluşabileceği gösterilmiştir. Schottky; engel yüksekliğinin metalin iş fonksiyonuna, arayüzey tabaka kalınlığına ve arayüzey hallerine bağlılığını incelemiştir (Batı 1993).

Noktasal kontak doğrultucu, radyasyonun en erken günlerinden beri kullanılmıştır. Eklem, yarıiletken ince bir metal tel ile dokunularak oluşturulmuştur. Tel ucu, hassas bir nokta bulunana kadar hareket ettirilmiştir. Nokta kontaklı diyotların mekanik şekillendirilmesi hala kullanılmaktadır. Metal yarıiletken eklem için uygulanabilir bir teori geliştirilmesi, katıların bant teorisinin geliştirilmesini beklemek zorundaydı. Metal yarıiletken kavşaklarının davranışını açıklayan kuramlar Schottky ve Mott tarafından formüle edilmiştir. Bu modeller bu günün daha ayrıntılı teorilerinin temelini oluşturmaktadır. Modern teknoloji, nokta kontaklı diyotlarda telin noktası ile aynı boyutta biriken metal kontakları oluşturabiliyor. Bu özellik, ticari pazarda metal yarıiletken veya Schottky engel diyotların görünümü ile kendini göstermektedir. Schottky engel diyotları nokta kontaklı diyotlardan daha güçlüdür. Schottky engel diyotların birleşme yeri kontrollü koşullar altında oluşur ve bu nedenle daha kesin bir şekilde tekrar edilebilir. Schottky engel diyotları, parametrik yükselteçler, harmonik jeneratörler, çarpanlar, karıştırıcılar, yüksek hızlı anahtarlar ve voltaj ayarlı veya modüle edilmiş osilatörler olarak kullanılmaktadır. Çok yönlülüğü nedeniyle, Schottky engel diyotlar birçok karmaşık askeri ve uzay sistemlerinde kullanılabilir. Askeri ve uzay sistemleri, yüksek radyasyon seviyeleri içeren ortamlara maruz kalabilir. Sonuç olarak, devre tasarımcısı, istenmeyen ışınlam kaynaklı aşırılıkları veya sistemdeki değişiklikleri en aza indirmek için kullandığı bileşenler üzerine radyasyonun alanlarını bilmelidir. Radyasyonun p-n eklem diyotlar, transistörler, entegre devreler ve diğer aktif ve pasif bileşenlere olan etkisini detaylı olarak anlatan bilgiler literatürde mevcuttur (Batı 1993).

1782' de, “yarıiletkenlik” terimi ilk olarak Alessandro Volta tarafından tanıtılmıştır (Ohya *et al.* 2001). 1833' e kadar Michael Faraday, yarıiletken etkiyi, gümüş sülfürün direncinin, metallere farklı olan sıcaklıkla azaldığını gözlemlemiştir (Hoffman *et al.* 2003). O

zamandan beri, yarıiletken endüstrisi dünyanın her köşesine yayılmıştır ve insanın günlük hayatına girmiştir. Bu konu üzerine yapılan araştırmalar, birçok bilimsel makale ve kitaplar yayınlanmıştır.

II-VI grup elementleri ikili bileşikler meydana getirmektedirler. Zn, II. grup elementi ve O, VI. grup elementi olarak, ZnO bileşik yarıiletkenini oluşturmaktadır (Tozlu 2011). Opto-elektronik ve fotoelektrik uygulamalarda kullanılan aygıtlara baktığımızda II-VI grubu bileşiklerinin ve bu grup içinde yer alan ZnO ince filmlerin önemini görmekteyiz.

Tipik II-VI bileşik yarıiletken olarak, bulk çinko oksit (ZnO) kristali 1950' lerden beri araştırılmaktadır. ZnO' nun elektriksel ve optik özellikleri, direnç spektrumları, elektrolüminesans bozulma parametreleri ve dirençli n-tipi iletkenlik gibi özellikleri yoğun olarak çalışılmıştır (Norris *et al.* 2003; Nishii *et al.* 2003). 1960' ların ortasında, ZnO araştırmalarında dikkat çeken ilk gelişme, bir takım yüksek atıfta bulunan teorik ve karakterizasyon çalışmaları ile gerçekleşmiştir. Laudise ve arkadaşları (Masuda *et al.* 2003), ön transdüser (enerji aktarımı yapan sistem) uygun ve büyük (10 ila 20 g) makroskopik olarak ZnO kristallerinin hidrotermal olarak büyütülebildiğini bildirmişlerdir. Araştırma ve geliştirme konuları, 1970' lerde ve 1980' lerde büyüme ve doping dahil olmak üzere kısmen aynı şekilde devam etmiştir. 1970' lerde daha basit ZnO cihazlarının üretimi ve karakterizasyonuna yoğunlaşmıştır (Lilienfeld *et al.* 1930; Kuo 2004). 1980' lerde pek çok büyüme prosedürü, metal-organik kimyasal buhar biriktirme (MOCVD), sprey piroliz, radyo frekanslı (RF) magnetron püskürtme gibi yüksek kaliteli ZnO ince filmler arayışında incelenmiştir (Garnier 1990). 1990' lı yıllarda, araştırmacılar yüksek saflıkta ZnO waferleri imal etmek için çalışmışlar ve 1998 yılında buhar fazı taşıma büyüme yöntemi ile başarı elde etmişlerdir. 2000' li yıllardan itibaren araştırmacılar daha çok cihaz uygulamaları için temel olarak ZnO büyüme mekanizmalarına ve parametrelerine odaklanmışlardır. ZnO' nun, tıp, kozmetik, beton endüstrisi, lastik imalatı, seramik ve gözlük, elektronik malzemeler, boyalar, katalizör vb. gibi çeşitli alanlara uygulanabileceği iyi bilinmektedir.

Yukarıda sözü edilenler arasında, elektronik materyal uygulaması en popüler olanıdır. Bunlar fosfor güneş pili (Kagan and Andry 2003; Morimoto and Pykosz 1982; Ohkubo 1970) (Aaronson *et al.* 2011; Krupanidhi and Sayer 1984; Gupta and Mansingh 1996), iletken filmi (Singh and Varshni 1981; Vispute *et al.* 1998; Zhu *et al.* 2010; Terashima *et al.* 2005), ışık yayan diyodu (LED) (Jung *et al.* 2002; Hong *et al.* 2002; <http://bouman.chem.georgetown.edu/S00/handout/spectrometer.htm>) ve ince film transistörleri (TFT' ler) (Zhang *et al.* 2009; Furuta *et al.* 2010; Kimura *et al.* 2010; Kamada *et al.* 2010; Furuta *et al.* 2011) kapsamaktadır. Ayrıca, ZnO elektronik, fotonik, akustik, algılama ve benzeri uygulamalar için de ilgi çekici bir malzemedir. Optik emitörlerde, yüksek eksiton bağlanma enerjisi (60 meV), ZnO' da tekrarlanabilir ve güvenilir p-tipi doping elde etme imkanını sağlar ve GaN gibi diğer yarıiletkenlere göre ZnO' ya bir üstünlük verir, ki bu konu şu anda bipolar cihazların üretilmesi için ana engel olmaya devam etmektedir. Bununla birlikte, ZnO epitaksiyal tabakalar ve tek kristaller, mavi ve ultraviyole ışık yayıcıları ve detektörler, piezoelektrik ve spintronik cihazlar gibi optoelektroniklerin geliştirilmesi için önemlidir ve ışık kaynağı için GaN ile birleştirilmektedir.

Elektronik uygulamalarında, ZnO' nun yüksek bant geçirgenliği, yüksek iletkenliği ve geniş bant aralığı nedeniyle görünür ışığa maruz kalmamasından dolayı şeffaf ince film TFT' ler bazı potansiyel avantajları vardır. ZnO' nun performansı ve uygulamalarına dayanarak önemli bir materyal olduğunu ve hayatın her alanına nüfuz ettiğini ve yayıldığını söyleyebiliriz.

İnce film tabanlı malzemeler günümüz elektronik devre elemanları endüstrisinde, metal-yarıiletken kontaklarda da oldukça önemli bir yere sahiptirler. Direk geçişli çinko oksit oda sıcaklığında $E_g \sim 3,37$ eV yasak enerji bant aralığına (Hong *et al.* 2005, Cui *et al.* 2007, ChienLee *et al.* 2009) ve yüksek kırılma voltajına ve yüksek erime sıcaklığına sahip bir malzemedir (Tüzemen 2007, Tozlu 2011). Bu malzemeler yüksek sıcaklık, yüksek frekans ve yüksek güç devrelerinde de kullanılabilirler. Diğer yarıiletkenlerle karşılaştırıldığında yüksek enerjili elektron radyasyonuna karşı dirençli oldukları için parçacık radyasyonunun yüksek olduğu bazı deneylerde kullanılabilirler, bundan dolayı

Çinko oksidin uzay araştırmaları için uygun bir malzeme olduğu söylenebilir (Look *et al.* 1999, Kuchevev *et al.* 2003, Polyakov *et al.* 2003); aynı zamanda nükleer santraller gibi karasal uygulamalarda da kullanılabilirler (Tozlu 2011). Yarıiletken ince filmler optik uygulamaları açısından da çok büyük öneme sahiptirler. Bu optik kaplamalar, geniş kullanım alanlarından dolayı ekonomik pazara ve geniş ürün yelpazesine sahiptirler (Tozlu 2011).

Çinko oksit yüksek eksiton enerjisine sahip olduğu için ışık üretme verimi diğer yüksek enerji aralıklı yarıiletkenlerden daha fazladır. Bundan dolayı çinko oksit kristaller gösterge panellerinde (Soki *et al.* 2000) lazer cihazlarında (Ried *et al.* 1993, Varadan *et al.* 2001) fotodedektörlerde (Liu *et al.* 2000) kullanma potansiyeline sahiptirler. Ayrıca ZnO ince filmler UV vericiler, mavi ve yeşil LED' lerin, UV radyasyon dedektörlerinin, şeffaf elektrotların, şeffaf TFT' lerin, akustiyoelektrik ve akusto-optik cihazların ve gaz sensörlerinin üretimi için de kullanılabilirler (Lashkarov 2011). Çinko oksit aynı zamanda pizoelektrik mikro kuvvet sensor parçacıkların üretiminde de kullanılırlar (Lee *et al.* 1998). Bundan başka UV' den yakın kırmızı altı bölgeye kadar pek çok amaçlı güneş pillerinde ve optik filtrelerin üretiminde gerilim düzenleyici olarak düşük akım veya yüksek gerilim elektronik uygulamalarda yaygın olarak kullanılmaktadırlar. Ayrıca ZnO savunma sanayinin ihtiyaı olan termal kameralarda ve gece görüş sistemlerinde, enerji tüketimini azaltmakta kullanılan mimari camlarda ve çeşitli aynalarda yaygın olarak kullanılmaktadır (Tozlu 2011).

şimdiye kadar kullanılan Schottky engelleri için model, metal ile yarıiletken arasında yakın bir teması üstlendi. Temiz bir yüzey oluşturma sorunu yaygın olarak bilinmektedir. Çoğu yarıiletken yüzeyler bir oksit oluşturmak için oksijen ile kolayca birleşebilirler. Metal ile yarıiletken arasındaki kontağın ideal olmaması muhtemeldir. Bu nedenle, arayüzey yalıtım tabakasının, Schottky engel diyodunun karakteristiklerine olan etkisi araştırılmıştır ve engel kapasitansının bir ara yüzey tabakası tarafından değiştirildiği gösterilmiştir (Jansen, 2013).

Son zamanlarda, çeşitli gruplar radyasyonun diyotların elektriksel karakteristikleri üzerindeki etkisini araştırmışlardır. Bu çalışmaların birçoğunda, enerjik radyasyona maruz kalma nokta kusurlarını kontrol edilebilir bir şekilde tanıtmak ve boşluklar ve geçişler gibi içsel kusurların doğasına ve bunların optik ve ulaşım özelliklerine etkilerini anlamak için diyotlar bir araç olarak kullanılmıştır (Look *et al.* 1997; Linde *et al.* 1997; Buyanova *et al.* 1998; Chow *et al.* 2000; Khanna *et al.* 2000).

Birçok askeri uygulamalarda, elektronik bileşenler radyasyon ortamında çalışmaktadırlar ve bu nedenle kararsız olgular yaşayabilmektedirler. Bu nedenle, bir radyasyon ortamında karşılaşılan parçacıkların madde üzerindeki etkilerini tanımlamak oldukça önemlidir. Parçacıklar, güneş tarafından, sürekli olarak (güneş rüzgârı) ya da sporadik olarak (güneş patlaması) yayılabilir. Galaksinin geri kalanı aynı zamanda sürekli bir radyasyon kaynağı (kozmetik ışınlar) gibi davranmaktadır. Radyasyonun elektroniği tehlikeye attığı en yaygın karşılaşılan düşman ortamlar şunlardır: uzay, nükleer reaktörler, tıbbi terapiler, malzeme testi, yarıiletken işleme (iyon implantları, X-ray litografi, plazma gravürleme, vb.), nükleer atık işleme (robotik), yüksek enerjili parçacık hızlandırıcıları ve nükleer savaş. Tüm bu radyasyon ortamlarının en önemlisi, uzay aracı elektroniği ile karşılaşılanlardır. Uzayda elektronik uygulaması mühendislik anlamında en zor görevlerden biridir. Uzayda genellikle elektronlar, protonlar, fotonlar, ağır iyonlar ve diğer parçacıklarla karşılaşılır. Nötronlar, uzayda çok nadirdir (üst atmosferik katmanların ötesinde). Radyasyondan emilen doz, ışınlanmış materyalin (örneğin silikon) birim kütlesi başına soğurulan enerjidir. Kilogram başına 1 Joule' lik bir doz, Gray (Gy) olarak adlandırılır. Literatürde halen yaygın olarak kullanılan bir birim sadece 10^{-2} Gray olan rad' dır. Yüksek enerjili yüklü parçacıklar için emilen enerjinin çoğu iyonlaşma fenomeni içerisinde tüketilir. "Doz" ve "iyonize edici doz" terimleri bazen birbirinin yerine kullanılmaktadır. Bu yaklaşım elbette nötronlar gibi nötr parçacıklar için veya düşük enerjili iyonlar için geçerli değildir. Işınım (fotonlar ve parçacıklar), silikon aygıtlarda yer değiştirme hasarı ve iyonlaşma fenomeni olmak üzere iki temel "kusur" türünü tetikleyebilir. Bu "kusurlar", cihazı oluşturan malzemelerin elektriksel özelliklerini değiştirir ve bu nedenle parametrik veya işlevsel bir arızaya neden olabilirler. Silika veya Si-SiO₂ arayüzünde de kusurlar (doğal veya radyasyona bağlı) bulunur. Işınım sırasında ve sonrasında ışın

oluşumu ve arayüzey durumlarının oluşturulması gibi olaylarda önemli bir rol oynarlar. Radyasyon ortamında bir elektronik cihaz kullanıldığında, karşılaşılabilecek en büyük parçacıklar ve ışınlar şunlardır: nötronlar, fotonlar (UV, X-ışınları, gama ışınları), elektronlar, iyonlar ve protonlar (protonlar elbette iyonlara aittir, ancak ayrı ayrı belirtilmek önemlidir). Bu çeşitli parçacıklar ve fotonlar madde ile birçok farklı şekilde etkileşime girerler (Barbottin and Vapaille 1999).

Telekomünikasyon uyduları, nükleer enerji santralleri enstrümantasyonlar ve tıbbi cihazlarda bulunan elektronik devre elemanları yoğun radyasyon ortamlarında çalışmaktadırlar ve bundan dolayı radyasyonun etkisinin araştırılması önemlidir. Böylece, radyasyon güvencesi, bu tez çalışmasında da gösterildiği gibi birçok deneysel sorunun konusudur. Benzer şekilde, radyasyona maruz bırakıldığında cihazların bozunumunu ele alan birçok bilimsel yayın ve konferans da bulunmaktadır. Örnekler IEEE SISC (Semiconductor Interface Specialists Conference: yarıiletken arayüzeyi uzmanları konferansı) ve IEEE NSREC (Nuclear and Space Radiations Effect Conference: nükleer ve uzay radyasyon etkisi konferansı) 'dır. Yüksek voltaj uygulanarak çalışan cihazlar, radyasyona maruz kalanlarla şaşırtıcı derecede kıyaslanabilir bir davranış göstermektedirler. Bu, daha önce radyasyon güvencesi ile uğraşan araştırmacıların aynı zamanda aygıt güvenilirliği ve uzun vadeli bozulma alanlarında makalelerin yayınlanmasına neden olmaktadır. Böylece, güvenilir cihazlara duyulan ihtiyaç doğrultusunda, radyasyon güvencesi konusunun fazla bir öneme sahip olduğunu tahmin edebiliriz. Bir radyasyon ortamında çalışan ve bu amaçla tasarlanmamış veya korunmayan bir silikon aygıtı sonunda başarısız olur. Doz hızı etkilerini hariç tutarsak, iki temel kusur modu vardır bunların biri yer değiştirme kusuru, diğeri ise doz etkisinden dolayı iyonize kusurudur. Bir maddenin içine enerji dolu bir partikül nüfuz ettiğinde hem iyonlaşma olayı hem de yer değiştirme kusurları oluşur. Oluşturulan birincil kusurlar yeniden birleşir ve silikonun yasaklanmış enerji aralığında yeni (izin verilen) enerji seviyeleri getiren sekonder kusurları doğurur. Bu seviyeler silikonun elektriksel özelliklerini ve özellikle fazla taşıyıcı ömrünü bozmaktadır (Barbottin and Vapaille 1999).

Yüksek enerjili parçacık, enerjisine, kütlesine, yük durumuna ve etkileşime giren malzemeye bağlı olarak, madde ile farklı şekillerde etkileşime girer. Uzay ortamının tüm bileşenleri, bir yarıiletken cihaz içinde bir miktar hasar meydana getirebilir. Örneğin, hareketin başlangıcında enerjik bir ağır iyon, ilk önce iyonlaşma yoluyla yarıiletken malzeme ile etkileşime girebilir (kabuk elektronlarıyla etkileşimi, serbest elektronları verir). Yavaşladıktan sonra, bir kafes atomuyla yer değiştirerek etkileşebilir (çekirdek ile etkileşim). Çekirdekte uyarılma ihtimali vardır, bu da bazı nükleonların ve / veya ikincil parçacıkların serbest bırakılmasını tetikleyebilir. Bu nedenle, iki tür etkinin radyasyona bağlı kusura katkıda bulunduğu düşünülmesi iyi bir uygulamadır: "yerdeğiştirme" ve "iyonlaşma ". Metal/oksit/yarıiletken (MOS) aygıtları, yüzey aygıtları oldukları için iyonlaşma olayına (yük birikimine) duyarlıdır. Bir MOS yapısı ısıtılırsa, ısıtılma ile üretilen elektron-hol çiftlerinin bir kısmı, oluştuktan hemen sonra yeniden birleştiklerinden dolayı ayrılma ihtimali yoktur. MOS cihazlarının bazı elektriksel parametreleri radyasyondan etkilenebilir. Isınma sonrasında genellikle aşağıdaki "semptomlardan" bazıları görülebilir (Barbottin and Vapaille1999):

- trans-iletkenlikte bir azalma,
- sızıntı akımlarında bir artış,
- kırılma geriliminde bir azalma,
- Gürültüde bir artış,
- yüzey hareketliliğinde azalma,
- yüzey rekombinasyon hızında artış.
- çıkış voltajında bir azalma,

- maksimum çıkış akımında bir azalma,
- yayılım gecikme süresinde bir artış,

Modern elektronik cihazların radyasyona duyarlılığı son derece geniştir. Örneğin, Şarj bağlaşımlı cihaz (CCD) görüntüleyiciler birkaç Gray emildikten sonra başarısız olabilirken, bazı katıhal dedektörleri veya hibridleri neredeyse etkilenmeden 100 kGray' ye dayanabilirler. Buna ek olarak, bazı imalat süreçleri ve düzen prosedürleri, bir cihazın sertliğini birkaç dereceden (daha kötü veya daha iyi performanslara doğru) etkileyebilir. Aynı parça numarasına sahip cihazlar bile, örneğin üreticiye ve tarih koduna bağlı olarak genellikle oldukça farklı radyasyon tepkileri yaşarlar. Bu nedenle, verilen bir cihaz ailesinin "ağır" ya da "hafif" olarak etiketlenip etiketlenemeyeceğine karar vermek kolay bir iş değildir. Dahası, bir bileşenin iyonize edici dozdaki ölçülen hassaslığı, doz hızı, ışınlama sırasında ve sonrasında eğilme koşulları ve sıcaklık gibi faktörlere bağlıdır (Barbottin and Vapaille 1999).

Bir cihazın yer değiştirme hasarına karşı olan duyarlılığı, iyonlaşma hasarına olan duyarlılığını tahmin etmek kadar karmaşık değildir. Çünkü burada hasar ve cihaz çalışması arasındaki karşılıklı bağımlılığın tahmin edilmesi daha açık ve daha kolaydır. Örneğin, Motor Soğutucu Seviyesi (ECL) gibi çok hızlı transistörlü çift kutuplu teknolojilerin yer değiştirme hasarına karşı çok sert olduğu kabul edilmektedir (Barbottin and Vapaille 1999).

Kafes atomlarının yer değiştirmesi ve elektriksel olarak aktif rekombinasyon merkezlerinin üretilmesi, en hassas elektriksel parametre olan azınlık taşıyıcı ömrünü azaltmaktadır. Bir radyasyon ortamında, bu parametreden neredeyse bağımsız çalışan cihazları, mümkün olduğunda kullanmak iyi bir uygulamadır. Yüksek frekanslı çift kutuplu transistörler gibi çoğunluk taşıyıcı cihazları bu kategoriye girmektedir. Buna ek olarak, bipolar transistörler dc akım kazancının, toplayıcı akım değerinden neredeyse hiç etkilenmediği bir akım aralığında çalışmalıdır. Daha önce belirtildiği gibi iyonizasyon hasarı yüzey özelliklerini etkilemektedir. MOS transistörlerinde, kapı oksitinde pozitif bir

yük oluşumu, negatif eşik voltaj kaymasına yol açar, ancak negatif eşik voltaj kayması, daha negatif bir kapı polaritesi uygulayarak dengelenebilir. Bir oksit alanında yük birikmesi meydana geldiğinde, bu telafi mümkün değildir. Işınlanmış izolasyon tabakasının altında bulunan p katmanları daha az p-tipi haline gelir veya yüzey iletkenliği miktarını değiştiren n-tipi davranış gösterebilir. Bu etki nedeniyle, bir çift kutuplu transistörün dc akım kazancı azaltılacaktır (Barbottin and Vapaille 1999).

Transistör ailesi, bipolar, eklem alan etkisi ve MOS aygıtları içerir. Bu cihazlar, teknolojiye ve faaliyetleri açısından büyük farklılıklar göstermektedir. Eklem alan etkili transistörler (JFET) en az hassas türlerdir. MOS transistör özelliklerinde en hassas parametreler eşik voltajı, trans-iletkenlik ve sızıntı akımlardır (Barbottin and Vapaille 1999).

Optoelektronik cihazlar çok çeşitli materyalleri, fonksiyonları ve hassasiyetleri içerir. Bunlar şöyle özetlenebilir;

- LED' lerin hassasiyeti, kullanılan alt katman maddesine bağlıdır.
- Fototransistörler iyonlaşmaya duyarlıdır ve yer değiştirme hasarına karşı çok hassastır. • Fotodiyotlar iyonlaşmaya duyarlıdır.
- Bir LED ile bir foto transistörü birleştiren optokuplörler, hem iyonizasyona, hem de yer değiştirme hasarına karşı hassastırlar ve bireysel parçalardan daha fazla hassastırlar.
- Güneş pillerine verilen ana hasar, büyük dalga boylarında (kırmızı) ağırlıklı olarak verim azalması nedeniyle yer değiştirme hasarından kaynaklanır.
- Optik dalga kılavuzları saçılma ve soğurma merkezlerinin oluşması nedeniyle son derece hassastır.
- CCD' ler özellikle düşük sıcaklıklarda çalıştırıldığında iyonlaşmaya karşı duyarlıdırlar. Bazı CCD yapılandırmaları yer değiştirme hasarına karşı da hassas olabilirler (Barbottin and Vapaille 1999).

Radyasyon sertleştirme, bir elektronik cihazın (veya ekipmanın) belirli bir radyasyon ortamına dayanma kabiliyetini arttırmak için kullanılan bir dizi kavram ve tekniği belirtir.

Si aygıtları için "sertleştirme" kelimesi genellikle, radyasyon direncinin zayıf olduğu işleme adımlarını atlayan teknolojik gelişmelere bağlıdır. Proses değişikliklerinin yanı sıra belirli bir cihazın sertliğini artırmak için başka araçlar da vardır: düzen iyileştirmeleri ve korumak. Gömülü oksit teknolojisi, bu açıdan, yer değiştirme hasarına, iyonize' ye karşı avantaj sağlayan umut verici bir teknolojidir. Cihaz sertleştirilmesi, örneğin hız ve karmaşıklık gibi aygıt performanslarında genellikle azalmaya neden olur (Barbottin and Vapaille 1999).

Yarıiletken malzemelerin ve aygıtların yaşam döngüsü, karşılaştıkları radyasyon ortamına, radyasyon miktarına ve çalışma koşullarına bağlıdır. Askeri uygulamalar ve uzay görevleri için devre elemanlarının radyasyonun sert olduğu bir ortamda çalışmaları açıktır. Bununla birlikte, imalat işlemi sırasında ve hatta standart karasal işletim için bile cihazlar iyonlaştırıcı radyasyona maruz kalabilirler (Claeys *et al.* 2002).

Uzay uygulamalarında ve nükleer araştırmalarda, ekstraksiyon uranyum cevherleri ve yarıiletken cihazlar, yüksek enerjili parçacıkları içeren güçlü radyasyon koşullarında çalışmak zorundadırlar. Bu tür uygulamalar için önemli bir husus, yüksek ısınım direncine sahip yarıiletken malzeme cihazların uzun süre emniyetli bir şekilde çalışmasını sağlamaktır. Halen, alan uygulamaları için geniş bant aralıklı malzemeler arasında III-V nitürler, SiC ve elmas bulunmaktadır. ZnO, GaN ve SiC için yüksek enerjili bir elektron ışınlama etkisi de bildirilmiştir (Fang *et al.* 1998; Look *et al.* 1999).

ZnO tabanlı cihazların uygulamaları esas olarak nokta kusurlarının tipine ve konsantrasyonuna (öncelikle çinko ve oksijen boşlukları) bağlıdır. Bu problem çoğunlukla ZnO' in yüksek enerjili parçacıklarla etkileşimi ile ilgilidir. Bu, termodinamik olarak sabit yerli kusurlar ve farklı yöntemlerle büyüyen ince filmler gibi ZnO kristal kafesinde radyasyon kusurları üretir (Lashkarov *et al.* 2011). Işınlamanın ZnO ve diğer geniş bant aralıklı yarıiletkenlerin (GaN, SiC) özelliklerine olan etkisi karşılaştırılmıştır (Lashkarov *et al.* 2011).

Yukarıda da özellikleri özetlendiği gibi, II-VI grubu bileşik yarıiletken ZnO, wurtzite kristal yapısına ve geniş yasak enerji aralığına sahip bir malzemedir. ZnO' nun diğer geniş yasak enerji aralıklı malzemelere göre sahip olduğu avantajlardan en önemlisi yaklaşık olarak üç kat büyük eksiton bağlanma enerjisine (60 meV) sahip olmasıdır. Bundan dolayı teknolojide ve bilimsel araştırmalarda önemli bir yere sahiptir. Bu enerji değeri GaN (25 meV) eksiton enerji değerinin 2,4 katıdır. ZnO yüksek enerjili radyasyonlara bilinen en dayanıklı malzemedir. Yüksek enerjili radyasyona maruz kaldığında kusur oluşum oranı yaygın kullanılan diğer yarıiletkenlere göre daha düşüktür. ZnO uzay ve nükleer uygulamalarda kullanılan olası cihazlar için GaN' dan daha iyi radyasyon direnci göstermektedir. Bu özelliklerinden dolayı ZnO radyasyon ortamlarında çalışan yarıiletken devre elemanlarında arayüzey tabakası olarak kullanılabilir ve devre elemanını yüksek enerjili radyasyonlara karşı koruyabilir. Yani devre elemanının bu ortamlarda daha kararlı çalışmasını sağlayabilir. İşte bu düşünceden hareketle, bu tez çalışmasında Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb diyotları üretilip, karakteristikleri uygulanan elektron ve gama radyasyonuna bağlı olarak incelenip ve ZnO arayüzey tabakasının radyasyona karşı koruyucu etkisinin ortaya çıkartılması amaçlanmaktadır.

Doktora tezi olarak sunduğumuz bu çalışmanın birinci bölümü konu ile ilgili bir literatür çalışmasını içeren ve konunun amacı ile önemini belirten “Giriş” bölümü; ikinci bölümü, “Kuramsal Temeller”; üçüncü bölümü, Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb yapılarının hazırlanması ve üretilmesi için gerekli olan malzemeler ve bu yapıları üretmek için kullanılan sistemler ve ölçülerin alınmasında kullanılan cihazlar hakkında bilgiler içeren “Materyal ve Yöntem”; dördüncü bölümü ZnO ince filmlerinin optiksel, yüzeysel ve yapısal özellikleri ile beraber Zn/n-Si/Au-Sb yapısı ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb yapılarının oda sıcaklığında farklı radyasyonlara maruz tutulup karşılaştırmalı $I-V$ ve $C-V$ karakteristikleri ve bunlardan hesaplanan temel diyot karakteristik parametrelerinin yorumlandığı “Araştırma Bulguları” ve beşinci bölümü ise sonuçların değerlendirilmesini içeren “Tartışma ve Sonuç” bölümlerinden oluşmaktadır.

2. KURAMSAL TEMELLER

2.1. Doğrultucu Kontaklar

Doğrultma işlemi kısaca; alternatif akımı doğru akıma çevirme işlemidir. Bu işlem, elektronik sistemlerde diyotlarla gerçekleşir. Günlük hayatta kullandığımız, elektrikle çalışan cihazların büyük çoğunluğu doğru akımla çalıştıkları için böyle bir işleme gerek duyulur. Metal-yarıiletken kontaklarda meydana gelen doğrultma işlemi yarıiletkenin eklem tarafındaki depolasyon tabakası tarafından sağlanır (Schottky 1939).

Metal-yarıiletken doğrultucu kontaklar yarıiletkenin iş fonksiyonunun metalin iş fonksiyonundan büyük veya küçük olmasına bağlı olarak iki farklı şekilde oluşturulabilir.

Metalin iş fonksiyonu Φ_m , yarıiletkenin iş fonksiyonu Φ_s olmak üzere metal- n tipi yarıiletken kontak için $\Phi_m > \Phi_s$ ise kontak doğrultucu kontaklıdır.

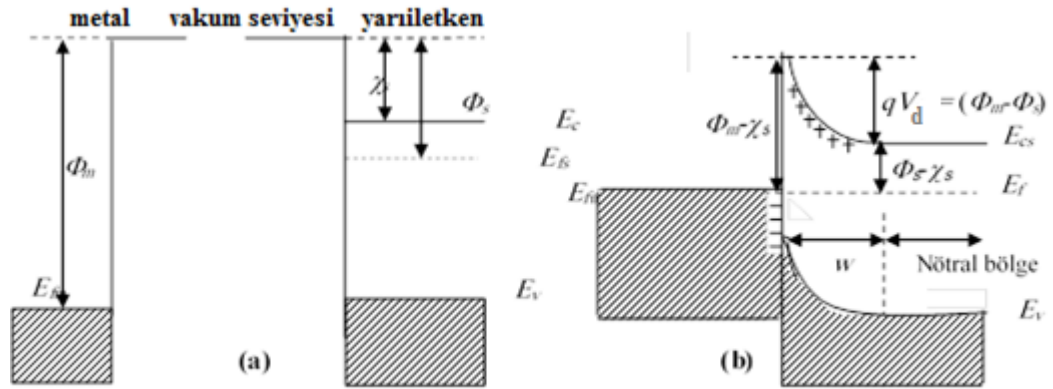
Metal- n tipi yarıiletken kontak için $\Phi_m > \Phi_s$ durumunu göz önüne alalım:

Yarıiletkendeki donör konsantrasyonu nispeten yüksek ve oda sıcaklığında bu donörlerin hemen hemen hepsi iyonize olmuş olsun. Metal ve n tipi yarıiletkenin kontakta önceki enerji-bant diyagramları Şekil 2.1a' da görülmektedir. Kontakta önce yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden $(\Phi_s - \Phi_m)$ kadar yukarıdadır. Kontakta sonra, elektronlar, iş fonksiyonu küçük olan yarıiletkenden metale doğru geride iyonize olmuş donörler bırakarak geçerler ve yarıiletkenin yüzey tabakasında pozitif yük dağılımına (uzay yüküne) neden olurlar. Yarıiletkenin yüzey tabakasında bulunan pozitif yüklerin sınırlı bir konsantrasyonu olduğu için bu yük bir uzay yükü olarak göz önüne alınır. Yine yarıiletkenden ayrılan elektronlar metal tarafında bir yüzey yükü tabakası meydana getirirler. Karşılıklı olan bu yük alışverişi tamamlandıktan sonra termodinamik denge durumunda her iki sistemin Fermi seviyeleri aynı yüksekliğe gelir. Bu durum yarıiletken gövdede bulunan Fermi seviyesinin $(\Phi_m - \Phi_s)$ kadar düştüğünü ifade eder (Ziel 1968;

Rhoderick and Williams 1988). Şekil 2.1b' de gösterildiği gibi yarıiletken tarafında iletkenlik ve valans bantları aynı oranda aşağı doğru bükülür. Bunun sonucunda yüzeyde potansiyel engeli adı verilen bir engel yüksekliği ortaya çıkar. Engel yüksekliği deplasyon bölgesinde yük dağılımına bağlılık gösterir ve büyüklüğü bir metal n -tipi yarıiletken kontağı için deplasyon bölgesinde iyonize olmuş olan donörlerin sayısına, metalle yarıiletkenin iş fonksiyonlarının büyüklüğüne ve yapıya uygulanan gerilime bağlıdır. Yarıiletken tarafındaki engelin yüksekliği ($\Phi_m - \Phi_s$) ve metal tarafındaki yüksekliği ise ($\Phi_m - \chi_s$) kadardır. Bu engel yüksekliği difüzyon potansiyeli cinsinden $qV_d = \Phi_m - \Phi_s$ şeklinde ifade edilebilir. Yarıiletkenin iletkenlik bandındaki elektronlar metale geçerken bu engelle karşılaşır.

Elektronların metal tarafına geçmesiyle yarıiletken tarafında bantların bükülmüş olduğu serbest yüklerden yani elektronlardan arınmış bir bölge meydana gelecektir. Şekil 2.1b' de w genişliğinde gösterilen bu bölge elektrik alan etkisinden ve karşılıklı yüklerin birbirini çekip itmesinden dolayı negatif yüklerden arınmıştır. Elektronların bu bölgeden ayrılmalarıyla donör konsantrasyonu metalde bulunan elektronların konsantrasyonundan çok daha az olduğu için elektronların yerini telafi olmamış pozitif donör iyonları işgal edeceklerdir. Böylece bu bölgeye 'serbest yüklerden arınmış bölge', 'deplasyon bölgesi' ya da 'tükenim bölgesi' adları verilmektedir. Deplasyon bölgesinin genişliği, iyonize olmuş donörlerin konsantrasyonuna ve V_d ile gösterilen difüzyon potansiyelinin büyüklüğüne bağlıdır. İyonize olmuş donörlerin sayısı artınca bu bölgenin kalınlığı azalacak, donörlerin sayısı azalınca bu bölgenin kalınlığı artacaktır.

Metal ve yarıiletken içindeki bazı elektronların termal yolla kazandıkları enerji, elektronun potansiyel engelini aşmasına yetebilecek büyüklükte olduğu zaman, kontakten eşit ve zıt yönde bir I_0 sızıntı akımı geçer.



Şekil 2.1. $\Phi_m > \Phi_s$ durumu için metal/n-tipi yarıiletken doğrualtıcı kontağına ait enerji bant diyagramı (a) Kontakdan önce (b) Kontakdan sonra

Yapıya bir gerilim uygulandığında, kontak yapıda akım akışını uzay yükü bölgesi kontrol edecektir. Yarıiletkenine bir $-V$ gerilimi uygulanırsa metalden yarıiletkenine geçecek elektronlar için engel yüksekliği değişmez ve bu nedenle yarıiletkeninden metale karşılık gelen akım değişmeyecektir. Fakat uygulanan bu gerilim değeri yarıiletken tarafında, iletkenlik bandının qV kadar yükselmesine ve yarıiletken tarafında uzay yükü bölgesinin daralmasına neden olacaktır. Dolayısıyla yarıiletkeninden metale geçecek elektronlar için engel yüksekliği qV kadar azalacaktır. Bu nedenle metalden yarıiletkenine doğru akan akım $\exp(qV/kT)$ faktörü kadar artacaktır.

Bu durumda oluşan net akım,

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.1)$$

bağıntısı ile verilir (Ziel 1968; Rhoderick and Williams 1988). I net akımı pozitifdir. Bu beslem durumuna ($V \gg kT/q$) düz beslem durumu denir.

Yarıiletken tarafına $+V$ gerilimi uygulandığında yarıiletken tarafında bulunan enerji seviyelerinin, Şekil 2.1b' de gösterilen enerji seviyelerinden qV kadar daha aşağı inmesine ve uzay yükü bölgesinin genişliğinin artmasına neden olacaktır. Bu durumda

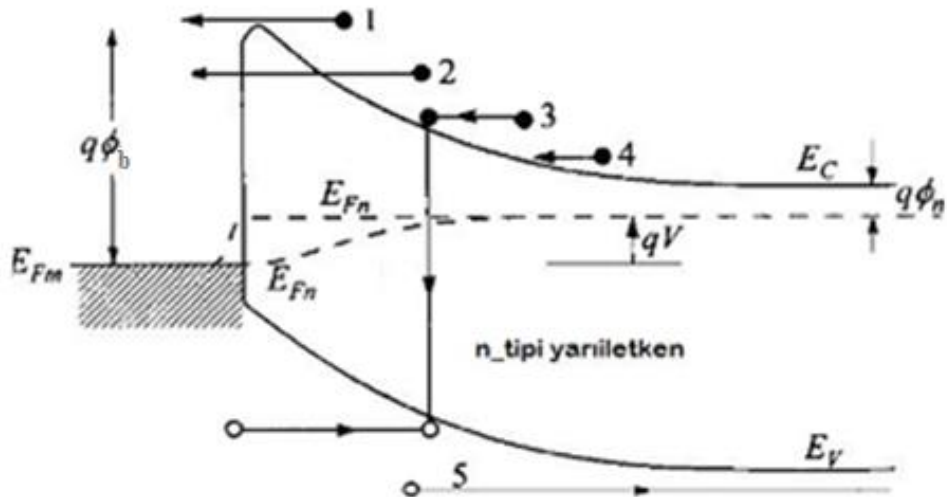
oluşan net akım $-I_0$ değerine yaklaşır. Bu beslem durumuna ($V \ll -kT/q$) ters beslem durumu denir (Rhoderick and Williams 1988; Ziel 1968).

2.2. Schottky Diyotta Akım İletim Mekanizmaları

Bir metal-yarıiletken eklemde akım iletimi, p - n eklemdeki azınlık taşıyıcıların tersine, aslında çoğunluk taşıyıcılardan meydana gelmektedir.

Metal yarıiletken kontaklardaki temel akım iletim mekanizmaları Şekil 2.2' de gösterilmiş ve aşağıda açıklanmıştır:

- 1) Elektronların yarıiletken iletim bandından metal içine engel üzerinden emisyonu
- 2) Metal içerisindeki engelden elektronların kuantum mekaniksel tünellenmesi
- 3) Alan yük bölgesindeki hollerin ve elektronların rekombinasyonu
- 4) Nötr bölgede elektronun difüzyonu
- 5) Metalden yarıiletken içine difüze olan hollerin enjeksiyonu (nötral bölgedeki rekombinasyona eşdeğerdir).



Şekil 2.2. Metal yarıiletken kavşaklarda 5 temel akım iletim mekanizmaları

1) Termiyonik emisyon, 2) Tünelleme, 3) Rekombinasyon, 4) Elektronların difüzyonu, 5) Hollerin difüzyonu

Ayrıca metal kontağın çevresindeki yüksek elektrik akımı nedeniyle kenar sızıntı akımı veya metal-yarıiletken ara yüzeyinde tuzaklar nedeniyle arayüzey akımı olabilir.

Arayüzey kalitesini arttırmak için çeşitli yöntemler kullanılmış ve kenar sızıntı akımını azaltmak veya kaldırmak için birçok devre elemanı yapıları ortaya konulmuştur.

Yaygın yüksek mobiliteli yarıiletkenler için (örneğin GaAs ve Si) akım iletimi, termoiyonik-emisyon teorisi ile tanımlanabilir. Difüzyon ve termoiyonik-emisyon teorisinin bileşimi genelleştirilmiş termoiyonik emisyon-difüzyon teorisi olarak bilinir. Difüzyon teorisinin düşük mobiliteli yarıiletkenlere uygulandığını düşünebiliriz (Sze and Kwok 2007).

Schottky diyot davranışı, bir ölçüde elektriksel olarak bir taraflı ani $p-n$ eklemine benzemektedir, fakat Schottky diyonu hızlı tepki verme doğası ile çoğunluk taşıyıcı aygıtı olarak çalışmaktadır. Bu yüzden $p-n$ eklem diyonunun sınır fonksiyonları, yük depolama diyonu gibi bir istisna dışında Schottky diyonu için genelde tercih edilebilmektedir. Bu, çoğunluk taşıyıcı aygıtlarında yük depolama zamanı son derece küçük olduğu içindir. Diğer bir fark Schottky diyotta termoiyonik-emisyon doğasının yanı sıra daha küçük yerleşik (built-in) potansiyeli nedeniyle difüzyonla kıyaslandığında daha büyük olan akım yoğunluğudur. Bu durum daha küçük beslem voltajıyla sonuçlanmaktadır. Aynı şekilde Schottky diyonun dez avantajı daha büyük ters beslem akımı ve daha düşük kırılma voltajıdır (Sze and Kwok 2007).

2.2.1. Termoiyonik - emisyon modeli

Elektronların yarıiletken iletim bandından metale geçebilmeleri için ilk önce uzay yükü bölgesinden taşınarak engel üzerinden dışarı atılmalıdırlar. Bu olgu için önerilen iki teori vardır. Bunlardan biri Wagner (1931) ve Schottky ve Spence'nin (1939) difüzyon teorisidir ve diğeri ise termoiyonik emisyon teorisidir (Rhoderick 1982; Henisch 1957; Rhoderick 1972). Termiyonik emisyon teorisi, bir metalden vakuma elektronların termiyonik emisyonuna benzer şekilde, engel üzerindeki elektron emisyonuyla akımın

sınırlandığını ileri sürer. Taşınan elektronlar, metaldeki elektronlarla termal denge içerisinde değildir. Metal içerisine girdikçe enerjisini kaybederler ve quasi Fermi seviyesi metaldeki Fermi seviyesine yaklaşır. Bu nedenle, elektronlar ara yüzeyde termal denge içinde değildir ve Fermi seviyesi, sınırdaki metalin Fermi seviyesiyle çakışmaz, ancak engel bölgesi boyunca sabit kalır.

Termoionik-emisyon teorisi Bethe tarafından aşağıdaki varsayımlardan türetilmiştir (Bethe 1942).

- 1) Engel yüksekliği $q\Phi_b$, kT den çok daha büyüktür.
- 2) Termal denge emisyonu sebep olan yüzeyde oluşur.
- 3) Net akım akışının varlığı termal dengeyi etkilemez. Böylece farklı quasi Fermi seviyesine sahip biri yarıiletkenden metale doğru olan diğeri metalden yarıiletkene doğru olan iki akım akışını toplayabiliriz.

Deneyisel veriler, termiyonik emisyon teorisinin difüzyon teorisine göre daha iyi bir yaklaşım olduğunu göstermiştir (Rhoderick 1972).

Eğer Termoionik-emisyon mekanizması sınırlandırılırsa, o zaman deplasyon bölgesi boyunca E_{Fn} düzdür. Engel profilinin şekli bu varsayımlar yüzünden önemsizdir ve akım akışı sadece engel yüksekliğine bağlıdır. Yarıiletkenden metale akım yoğunluğu $J_{s \rightarrow m}$, böylece potansiyel engeli geçebilecek yeterli enerjiye sahip ve x doğrultusunda geçen elektronun konsantrasyonu ile verilir.

Beslem altında metalden yarıiletkene geçen elektronların karşılaştığı engel yüksekliği aynı kaldığı için, yarıiletkene doğru olan akım akışı uygulanan gerilimden etkilenmez. Bu yüzden termal denge hakim olduğu zaman (yani $V=0$) metalden yarıiletkene akım akışı, yarıiletkenden metale doğru akım akışına eşit olmalıdır.

$$J_{m \rightarrow s} = -A^* T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_b}{kT}\right) \quad (2.2)$$

Net akım yoğunluğu $J_{s \rightarrow m} - J_{m \rightarrow s}$ olur. Yani net akım yoğunluğu;

$$J_n = \left[A^* T^2 \exp \left(-\frac{q \Phi_b}{kT} \right) \right] \left[\exp \left(\frac{qV}{kT} \right) - 1 \right] = J_{TE} \left[\exp \left(\frac{qV}{kT} \right) - 1 \right] \quad (2.3)$$

ile verilir. Burada,

$$J_{TE} = \left[A^* T^2 \exp \left(-\frac{q \Phi_b}{kT} \right) \right] \quad (2.4)$$

şeklindedir. Eşitlik (2.3) p - n eklemler için elde edilen iletim eşitliğine benzemektedir. Ancak doyma akım yoğunlukları için bu ifadeler oldukça farklıdır.

pn eklem için doyma akım yoğunluğu;

$$J_0 = \frac{q D_n n_{p0}}{L_n} + \frac{q D_p p_{n0}}{L_p} \quad (2.5)$$

ile verilir. Schottky diyodun doyma akım yoğunluğu ifadesine göre bu denklem sıcaklığa daha az bağlıdır.

Termoionik-emisyon akımını elde etmek için alternatif bir yaklaşım aşağıdaki gibidir (Rhoderick and Williams 1988). Hız bileşenlerini ayırmaksızın elektronlar sadece engel yukarısındaki enerjileri ile doğru akıma katkıda bulunacaktır. Engelin yukarısındaki elektronların bu sayısı:

$$n = N_c \exp \left[\frac{-q(\Phi_b - V)}{kT} \right] \quad (2.6)$$

ile verilir. Burada N_c iletkenlik bandındaki hallerin etkin yoğunluğudur ve

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (2.7)$$

ile verilir.

2.2.2. Difüzyon modeli

Difüzyon teorisine göre, akım, tükenme bölgesinde difüzyon ve sürüklenme ile sınırlıdır. Yarıiletkenin iletim bandındaki elektronlar, arayüz yakınındaki metaldeki elektronlarla denge halindedirler. Uygulanan voltaj, arayüzdeki elektron konsantrasyonu üzerinde hiçbir etkiye sahip değildir. Bu nedenle, yarıiletkendeki kuazi Fermi seviyesi, eklemin metaldeki Fermi seviyesiyle çakışmaktadır. Yaklaşık Fermi seviyesinin gradyanının, elektronların yarıiletkenden metale hareket ettirme itici gücü olduğu için, uzay yükü bölgesindeki elektronların taşınması, akım akışının nedeni olur (Henisch 1957).

Difüzyon teorisi Schottky tarafından aşağıdaki varsayımlardan türetilmiştir (Schottky 1938).

- 1) Engel yüksekliği kT den çok büyüktür.
- 2) Elektron çarpışmalarının etkisi, yani difüzyon, deplasyon bölgesi içinde, dâhil edilmelidir.
- 3) $x=0$ ve $x=W_D'$ daki taşıyıcı konsantrasyonları akım akışı ile etkilenmezler (yani onlar denge değerlerine sahiptirler).
- 4) Yarıiletkenin kirlilik konsantrasyonu dejenere değildir.

Deplasyon bölgesindeki akım, yerel alan ve konsantrasyona bağlı olduğu için;

$$J_x = J_n = q \left(n \mu_n E + D_n \frac{dn}{dx} \right) = q D_n \left(\frac{n}{kT} \frac{dE_c}{dx} + \frac{dn}{dx} \right) \quad (2.8)$$

akım yoğunluğu eşitliğini kullanmamız gerekiyor.

Kararlı durumda, akım yoğunluğu x' den bağımsızdır ve eşitlik (2.8) integral faktörü olarak $\exp\left[\frac{E_c(X)}{kT}\right]$ kullanılmasıyla integre edilebilir. Biz o zaman;

$$J_n \int_0^{W_D} \exp \left[\frac{E_c(x)}{kT} \right] dx = qD_n \left\{ n(x) \exp \left[\frac{E_c(x)}{kT} \right] \right\} \Big|_0^{W_D} \quad (2.9)$$

ve $E_{Fm} = 0$ olarak kullanılan referans sınır şartlarına sahip oluruz.

$$E_c(0) = q\Phi_b \quad (2.10)$$

$$E_c(W_D) = q(\Phi + V) \quad (2.11)$$

$$n = N_c \exp \left[-\frac{E_c(0) - E_{Fn}(0)}{kT} \right] = N_c \exp \left(-\frac{q\Phi_b}{kT} \right) \quad (2.12)$$

$$n(W_D) = N_D = N_c \exp \left(-\frac{q\Phi_b}{kT} \right) \quad (2.13)$$

Eşitlik (2.9)'de gerekli düzenlemeler yapılırsa;

$$J_n = qN_c D_n \left[\exp \left(\frac{qV}{kT} \right) - 1 \right] / \int_0^{W_D} \exp \left[\frac{E_c(x)}{kT} \right] dx \quad (2.14)$$

elde edilir.

İmaj-kuvveti Schottky engelleri için ihmal edilirse potansiyel dağılım:

$$E_c(x) = q\Phi_b - \frac{q^2 N_c}{\epsilon_s} \left(W_D x - \frac{x^2}{2} \right) \quad (2.15)$$

ile verilir (Sze and Kwok 2007). Bu eşitlik, eşitlik (2.14)'deki $E_c(x)$ için yerine konulursa ve bu denklemde W_D 'nin yerine $V_{bi} + V$ yazılırsa;

$$\begin{aligned} J_n &\approx \frac{q^2 D_n N_c}{kT} \sqrt{\frac{2qN_D(V_{bi} - V)}{\epsilon_s}} \exp \left(-\frac{q\Phi_b}{kT} \right) \left[\exp \left(\frac{qV}{kT} \right) - 1 \right] \\ &\approx q\mu N_c E_m \exp \left(-\frac{q\Phi_b}{kT} \right) \left[\exp \left(\frac{qV}{kT} \right) - 1 \right] = J_D \left[\exp \left(\frac{qV}{kT} \right) - 1 \right] \end{aligned} \quad (2.16)$$

elde edilir.

Termoiyonik-emisyon ve difüzyon teorilerinin akım yoğunluğu ifadeleri eşitlik (2.2) ve (2.16), temel olarak birbirine çok benzerdir. Ancak, termoiyonik-emisyon teorisi J_{TH} 'ye kıyasla sıcaklığa daha az duyarlıdır ve difüzyon teorisi için doyma akım yoğunluğu J_D beslem akımına bağlıdır.

2.2.3. Termoiyonik – emisyon - difüzyon modeli

Termoiyonik-emisyon (TE) ve difüzyon teorileri birleştirilerek termoiyonik emisyon difüzyon teorisi elde edilir. Bu teori, Schottky diodundaki toplam akımın difüzyon ve termoiyonik emisyonu bağlı olduğunu ve akım yoğunluğu için denklemin Richard-Dushman denklemi tarafından verildiğini önermektedir (Sze 1981). Crowel ve Sze, TE ve Difüzyon kuramını birleştirerek Termoiyonik-Emisyon-Difüzyon (TED) modelini geliştirdiler (Sze 1981). Metal ile yarıiletken gövde arasına uygulanan bir gerilim, metale doğru bir elektron akışına neden olur (Şekil 2.3). Burada $q\psi(x)$ elektron potansiyel enerjisi ve $q\Phi(x)$ quazi-Fermi seviyesidir, x_m ile W_D arasındaki bölgenin her yerinde akım yoğunluğu;

$$J_n = -qn\mu\left(\frac{d\phi_b}{dx}\right) \quad (2.17)$$

şeklinde verilir ve burada n , bir x noktasındaki elektron yoğunluğu olup,

$$n_m = N_c \exp\left(\frac{-q(\phi_b - \psi)}{kT}\right) \quad (2.18)$$

ile verilir. Taşıyıcıların bir kısmı optik-fonon geri saçılmalarına bir kısmı da kuantum yansımalarına uğradığından akımın değeri azalır. Sze (1981), bunun nedenini yeniden birleşme hızındaki azalmaya bağlamıştır. Bu kurama göre MS arayüzeyinden elektronların optik fononlarla etkileşimsiz potansiyel engeli üzerinden salınma olasılığı ve ortalama iletim katsayısı değerleri göz önüne alındığında A^* Richardson sabiti A^{**} olarak değişir. Buna göre J_0 doyma akımı yoğunluğu olmak üzere, en genel halde J-V ifadesi,

$$J = J_0 \left(\exp \left(\frac{qV}{kT} \right) - 1 \right) \quad (2.19)$$

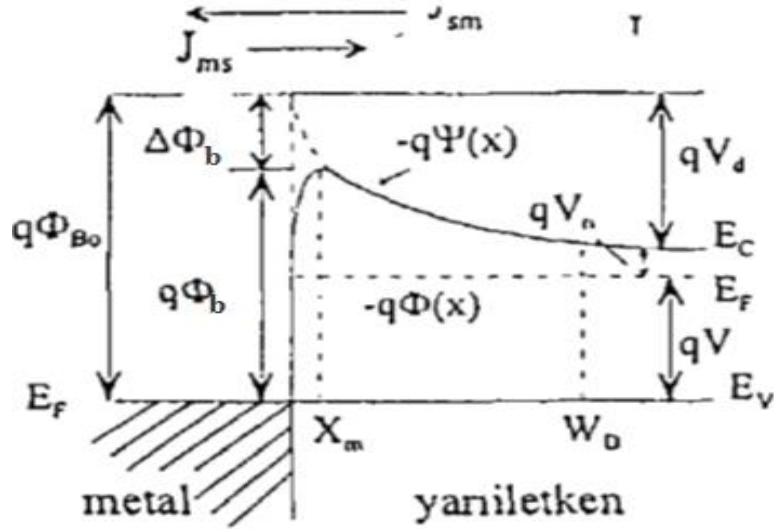
ile verilir. Burada J_0 ,

$$J_0 = A^{**} T^2 \exp \left(\frac{-q \Phi_b}{kT} \right) \quad (2.20)$$

dir ve A^{**} , düzenlenmiş etkin Richardson sabitidir. İdeal bir diyottan sapmaları belirlemek amacı ile bir idealite faktörü, n , tanımlanır. Buna göre akım yoğunluğu ifadesi,

$$J = J_0 \left[\exp \left(\frac{qV}{nkT} \right) - 1 \right] \quad (2.21)$$

şeklini alır. Engel alçalması ve A^{**} 'nin alan bağımlılığı nedeni ile n , Schottky diyotlarında genelde $1 < n < 1.2$ arasında değerler alır.



Şekil 2.3. Schottky alçalması ile birlikte enerji bant diyagramı

2.3. Omik Kontaklar

Omik kontaklar, nispeten düşük dirençli metal-yarıiletken eklem ve çok düşük potansiyel engeli olup, taşıyıcıların her iki yönde metal yarıiletken kavşakta serbestçe akmasını sağlarlar (Sze 1981). Sze' ye göre, omik bir kontak, yarıiletken gövde direncine göre önemsiz bir kontak direncine sahip olan bir metal-yarıiletken kontak halidir. Ayrıca, tatmin edici bir Ohm kontağı, cihazın performansını önemli ölçüde değiştirmemelidir ve cihazın aktif bölgesindeki gerilimle kıyasla küçük bir gerilim düşüşüne sahip olmalıdır. Gerçekte, omik kontak cihazın dış dünya ile iletişimini sağlar. Tüm elektronik cihazların çalışması için akım gerektiğinden, omik kontak herhangi bir cihazın önemli bir parametresidir. İdeal olarak, omik kontak yoluyla geçen akım, uygulanan voltajın doğrusal bir fonksiyonu olmalıdır (van Maasakkers 2003).

Akım-gerilim ilişkisi Ohm Kanununa uyan kontaklar omik bir davranış sergilerler. Omik kontakların yarıiletkenlerde en yaygın kullanım amacı, minimum dirençle yarıiletkenlere akım vermek veya yarıiletkenlerden akım almaktır. Omik kontaklarda, tünelleme, mevcut iletimin temel olgusudur. Bir omik kontağın spesifik kontak direnci voltaja göre akım yoğunluğunun türevinin tersi olarak tanımlanır (Sze 1981).

Omik kontağın kalitesini belirleyen temel parametre kontak direncidir. Bu direncin büyüklüğü,

$$R_c = \left(\frac{\partial I}{\partial V} \right)^{-1}_{V=0} \quad (2.22)$$

olarak verilir. Bu elektriksel dirence fiziksel olarak “potansiyel engeli” gözüyle de bakılabilir.

Orta derecede katkılanmış bir yarıiletken için termoyonik emisyon mekanizması baskın olup omik kontak direnci,

$$R_c = \frac{V_t \exp\left(\frac{\phi_b}{V_t}\right)}{A^* T^2} \quad (2.23)$$

ile verilir. Burada V_t termal voltaj olup $V_t = \frac{kT}{q}$ ile verilir.

Yüksek oranda katkılar için tünelleme mekanizması baskın olup kontak direnci:

$$R_c \propto \exp\left(\frac{2\sqrt{\epsilon_s m^*}}{\hbar} \frac{\phi_b}{\sqrt{N_d}}\right) \quad (2.24)$$

ifadesi ile verilir. Dolayısıyla kontak direnci ve potansiyel engeli nicelikleri birlikte incelenebilir. Kontak direncinin kalitesi ise omik kontağın kalitesini belirler.

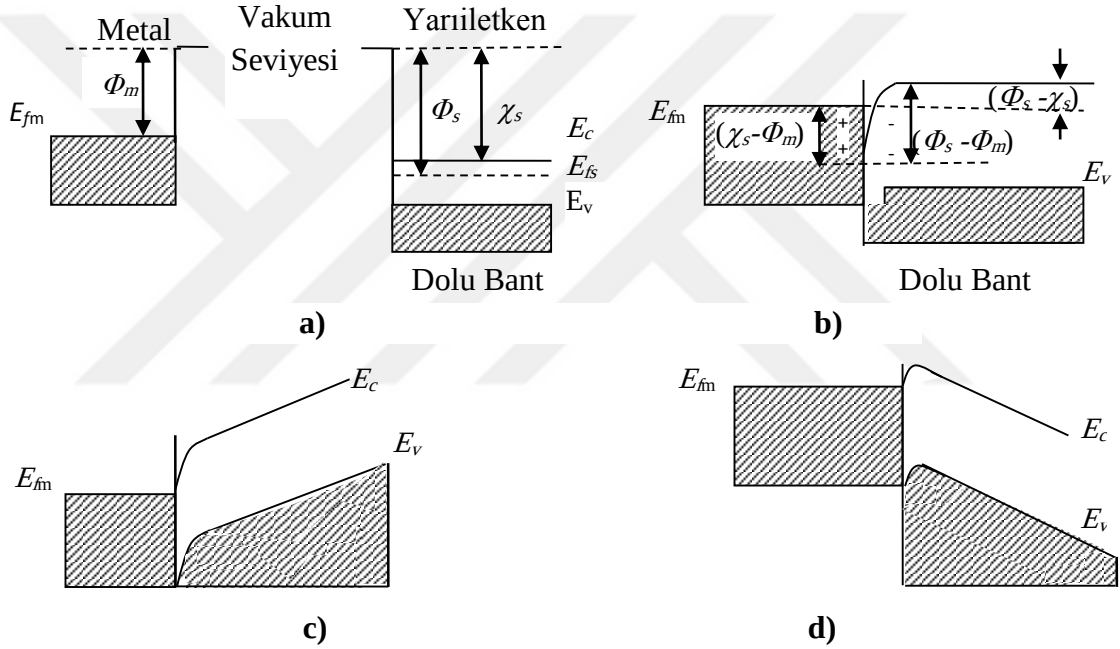
Metal-yarıiletken omik kontaklar yarıiletkenin iş fonksiyonunun metalin iş fonksiyonundan büyük veya küçük olmasına bağlı olarak iki farklı şekilde oluşturulabilir (McKelvey 1966; Sze 1981).

Metalin iş fonksiyonu Φ_m , yarıiletkenin iş fonksiyonu Φ_s olmak üzere, metal- n tipi yarıiletken kontak için $\Phi_m < \Phi_s$ ise kontak omik kontak türüdür.

Metal- n tipi yarıiletken kontak için $\Phi_m < \Phi_s$ durumunu göz önüne alalım:

Yarıiletkendeki donör konsantrasyonu nispeten yüksek ve oda sıcaklığında bu donörlerin hemen hemen hepsi iyonize olmuş olsun. Metal ve n -tipi yarıiletkenin kontak öncesi enerji-bant diyagramları Şekil 2.4.a' da görülmektedir. Kontak öncesi yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden ($\Phi_s - \Phi_m$) kadar aşağıdadır. Kontak sonrası metal ve yarıiletken arasında oluşan karşılıklı yük mübadelesiyle elektronlar iş fonksiyonu küçük olan metalden yarıiletkene doğru geride pozitif boşluklar bırakarak geçerler ve yarıiletkenin yüzeyinde negatif yüzey yüküne neden olurlar. Yarıiletkenin yüzeyinde bulunan negatif yükler iletkenlik bandında çok sayıda işgal edilmemiş enerji

seviyeleri olduğu için bir yüzey yükü olarak göz önüne alınabilirler. Yine metalden ayrılan elektronlar geride bir pozitif yüzey yükü tabakası meydana getirirler ve böylece kontak bölgesinde bir dipol tabakası oluşur. Karşılıklı olan bu yük mübadelesi bittikten sonra, her iki maddenin Fermi seviyeleri aynı hizaya gelir. Bu durum yarıiletken gövdede bulunan Fermi seviyesinin $(\Phi_s - \Phi_m)$ kadar yükseldiğini ifade eder. Bunun sonucunda yarıiletken tarafında iletkenlik ve valans bantları Şekil 2.4.b' de gösterildiği gibi aynı oranda yukarı doğru bükülür.



Şekil 2.4. $\Phi_m < \Phi_s$ durumu için metal/n-tipi yarıiletken omik kontakta ait enerji bant diyagramı
a) Kontak öncesi, **b)** Kontak sonrası, **c)** Doğru beslem altında, **d)** Ters beslem altında

Kontaktan sonra metal tarafına pozitif bir $+V$ gerilimi uygulanırsa Şekil 2.4.c' de görüldüğü gibi enerji seviyelerinin Şekil 4.b' de görüldüğü biçiminden daha çok yukarı doğru bükülmelerine neden olacaktır. Bu durumda yarıiletkenden metale doğru elektron akışı için bir engel yoktur ve elektronlar bu yönde kolayca hareket edebilirler. Yarıiletken tarafına pozitif bir $+V$ gerilimi uygulanırsa, enerji seviyelerinin fazlaca aşağı doğru

bükülmelerine neden olacağından elektronlar kolayca metalden yarıiletken doğru akacaklardır (Şekil 2.4.d).

Sonuç olarak böyle bir kontakta, elektronlar her iki yönde de kolayca hareket edebilirler. Omik kontakta bir $+V$ gerilimi uygulandığında, potansiyel bütün yarıiletken gövde boyunca dağılacaktır. Metale negatif bir $-V$ gerilimi uygulandığında, metalden yarıiletkenin iletkenlik bandına elektron geçişi olmasından dolayı bu kontaklara enjeksiyon kontakları da denir (Ziel 1968).

2.4. İnce Film Üretiminde Kullanılan Fiziksel Teknikler

Bilimsel ve endüstriyel çalışmalar için önemli bir yere sahip olan ince filmler, ilk olarak, cam ve seramikler üzerinde dekorasyon olarak kullanılmıştır. Daha sonra, gümüş tuzları kullanılarak, cam yüzeyler üzerinde gümüş filmleri elde edilmiştir. 19. yüzyıldan itibaren bilimsel çalışmalardaki artış, daha yeni ve daha modern ince film elde etme yöntemlerini de beraberinde getirmiştir. İlk ince film, 1838' de “elektroliz” yöntemi ile elde edilmiş olup, daha sonra 1852' de Bunsen “kimyasal reaksiyon” yöntemiyle, Faraday “asal gaz içerisinde buharlaştırma” yöntemiyle, Nahrwold ve Kundt “Joule ısıtması” yöntemiyle yine ince film elde etmişlerdir (Zor, 1982). İnce film üretim teknikleri, malzeme yüzeylerinin kimyasal ve fiziksel özelliklerinin değiştirilmesine imkân sağlayan depolama teknikleri, depolanacak olan malzemenin bulunduğu fiziksel hale göre, çizelge 1' de görüldüğü gibi çeşitli alt gruplara ayrılmaktadırlar.

Çizelge 1. İnce film üretim teknikleri

İnce film üretim teknikleri						
Buhar fazda büyütme		Sıvı fazda büyütme			Katı fazda büyütme	
Kimyasal Buhar biriktirme	Fiziksel Buhar biriktirme	Sol -jel	Kimyasal Banyo	Elektrokimyasal Yöntem	Mekanik aşındırma	Devitrifikasyon

İnce filmin fiziksel özellikleri temel olarak film hazırlama/oluşturma tekniğine bağlıdır. İnce filmi oluşturmak için kullanılabilecek çeşitli yöntemler vardır. Önemli ince film oluşum süreçleri, sıvı faz kimyasal teknikler, gaz fazlı kimyasal işlemler, kızdırma deşarj prosesleri ve buharlaştırma yöntemlerine dayanır (Glocker and Shah 1998). İnce film çökeltmesi için kullanılan yöntemler, Şekil 2.5' te gösterildiği gibi, fiziksel veya kimyasal olan çökeltme işleminin niteliğine göre iki gruba ayrılabilir.

İnce Film üretim Tekniği			
Fiziksel		Kimyasal	
Vakumda	Püskürtme	Gaz faz	Sıvı faz
1. Dirençli Isıtma	1. Işıma Deşarjı	1. Kimyasal Buhar	1. Elektro çökme
2. Flaş Buharlaştırma	Püskürtme	Birikirme (CVD)	2. Elektrolizsiz
3. Elektron Işın buharlaştırma	2. Triyum püskürtme	2. Lazer CVD	tortu
4. Lazer buharlaştırma	3. RF Püskürtme	3. Foto CVD	3. Püskürtme
5. Ark buharlaştırma	4. Magnetron Püskürtme	4. Plazma	Pirolizi
6. Radyo Frekansı (RF) Isıtma	5. Yüz Hedefi Püskürtme	Geliştirilmiş CVD (PECVD)	4. Sol Jel Prosesi
	6. İyon Işığı Püskürtme	5. Metal Organo CVD (MOCVD)	5. İyonik Katman Adsorpsiyon ve Reaksiyonu (SILAR)
	7. A.C. Püskürtme	6. Atmosferik Basıncılı CVD	6. Sıvı Faz Epitaksi

Şekil 2.5. İnce Film üretim Tekniğinin Sınıflandırılması

Tüm yöntemlerin ayrıntıları bu tezin kapsamı dışındadır. Kimyasal biriktirme işlemi ekonomik açıdan etkilidir ve endüstride büyük ölçekli olarak kullanılmaktadır. İnce film oluşumunun bazı önemli fiziksel yöntemleri hakkında verilen kısa fikirler burada genel bir anlayış için belirtilmiştir.

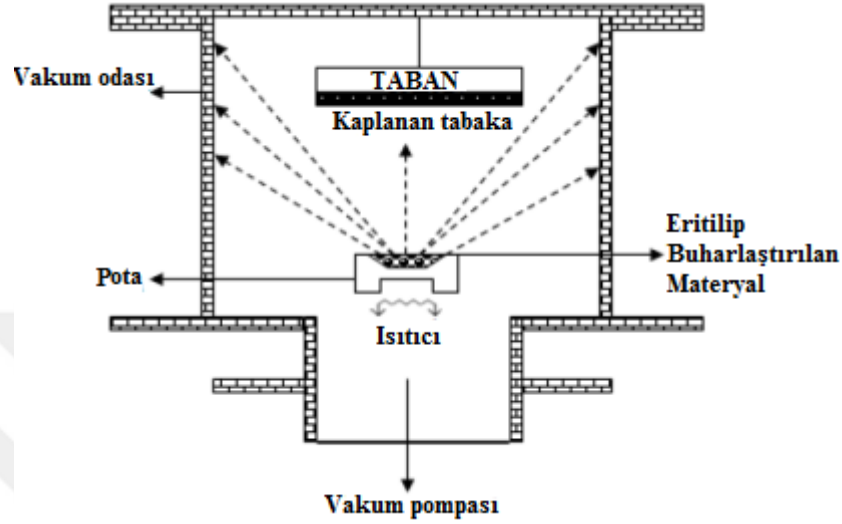
ZnO ince film üretimi için yapılan ilk araştırmalar magnetron püskürtme (Hachigo *et al.* 1994, Shimomura *et al.* 2005) ve kimyasal buhar biriktirme (CVD) (Minami *et al.* 1994,

Minegishi *et al.* 1997, Studenikin *et al.* 1998, Haga *et al.* 2003, Ye *et al.* 2004, Tıku *et al.* 1980, Kasuga *et al.* 1981, Srikant *et al.* 1995) gibi büyütme teknikleridir. Sonraki çalışmalar, RF magnetron püskürtme (Kim *et al.* 2000) ve moleküler ışın demet epitaksi (Nakamura *et al.* 2000, Segawa *et al.* 1997, Kang *et al.* 1998, Chen *et al.* -2000, Henseler *et al.* 2006, Jeong *et al.* 2003, Fons *et al.* 1999, Chen *et al.* 1998) 'dir. Bunların dışında atmalı-lazer biriktirme (PLD) (Ryu *et al.* 2000, Bae *et al.* 2000, Kang *et al.* 2003, Vispute *et al.* 1998), metal organik kimyasal buhar biriktirme (MOCVD) (Lee *et al.* 2003, Jin *et al.* 2000, Liu *et al.* 2000), sol-jel (Kamalasanan *et al.* 1996), spray piroliz (Paraguay *et al.* 1999, Vigil *et al.* 2000), iyon demetli reaktif birikimi (Zhang *et al.* 1994), reaktif termal ve elektron demet buharlaştırma (Wu *et al.* 2000), Zn metalik oksidasyonu (Wang *et al.* 2003) gibi biriktirme parametreleri üzerinde iyi kontrol sağlayan büyütme teknikleri ile yüksek nitelikli ZnO tek-kristal filmler elde edilmiştir (Tüzemen *et al.* 2007).

2.4.1. Termal buharlaştırma tekniği

Termal buharlaştırma işlemi, 10^{-6} torr' ın altındaki bir vakum haznesindeki kaynak materyallerin buharlaştırılmasını ve buharlaşan parçacıkların bir alt tabaka üzerinde yoğunlaştırılmasını içerir. Bu işlemde termal enerji, atomlardan buharlaştırılarak bir alt tabakaya çökmek üzere bir kaynağa verilir. Bu işlem yüksek vakum ortamında yapılabildiği gibi asal bir gaz ortamında da gerçekleştirilebilir. Kaynak maddenin ısıtılması çeşitli yöntemlerden herhangi biriyle gerçekleştirilebilir. En basit olanı, buharlaşacak malzemenin bağlandığı refrakter metalin bir telinin veya şeritinin dirençli ısıtmasıdır. Daha büyük hacimlerde kaynak materyal, dirençli ısıtma, yüksek frekanslı indüksiyonlu ısıtma veya elektron ışını buharlaştırması ile ısıya dayanıklı metal veya karbonlu potalarda ısıtılabilir. Buharlaşan atomlar, buharlaşma odasında azaltılmış arka plan basıncı boyunca ilerlemekte ve büyüme yüzeyi üzerinde yoğunlaşmaktadır. Biriktirme hızı veya akı, kaynaktan alt tabakaya gidiş mesafesinin, alt tabaka yüzeyine çarpma açısının, alt tabaka sıcaklığının T_s ' nin ve taban basıncının bir fonksiyonudur. Şekil 2.6' da görülen bu teknikte ince bir film halinde kaplama yapmak için istediğimiz malzeme öncelikle buharlaşması için gereken sıcaklığa kadar ısıtılır. Daha sonra ısıtılarak

buharlaştırılan malzemenin daha soğuk sıcaklık bölgesindeki alttaşlar üzerine taşınarak yoğunlaştırılması işlemi yani buharlaştırma gerçekleşir.

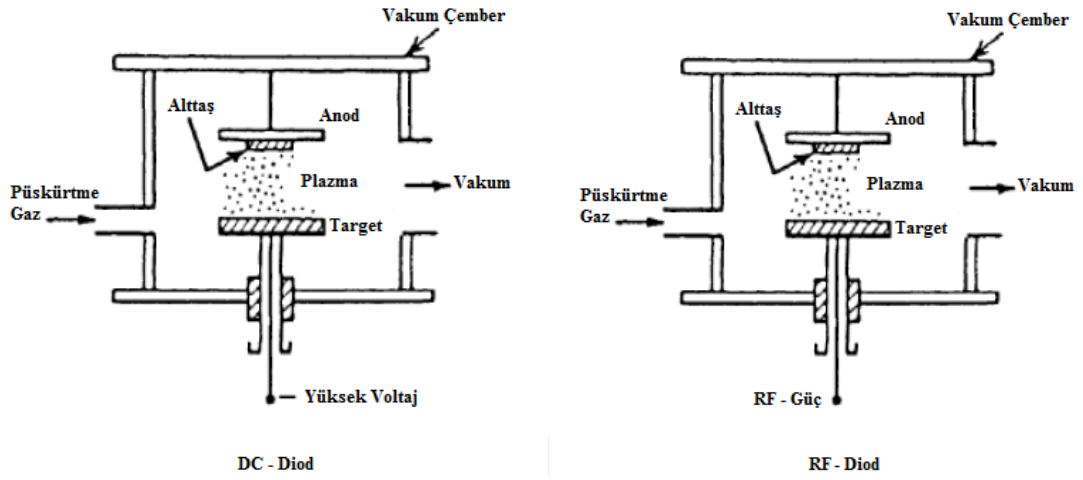


Şekil 2.6. Buharlaştırma yönteminin şematik gösterilişi (Smallman, R.E. 2007, John, E.M. 2000).

2.4.2. Magnetron püskürtme (sputtering) tekniği

Püskürtmenin temel kavramı, iyonları bombalamak suretiyle momentum transferiyle hedef yüzeyden yüzey atomlarının çıkarılmasıdır. Püskürtmenin başlıca avantajı termal olmayan fiziksel bir işlem olmasıdır. Püskürtme avantajlarından bir tanesi, iyon enerjisine bağlı olarak çökelme işleminin yanı sıra aşındırma işlemi için de kullanılacaktır. Püskürtme işlemi, daha sonra, bir kaynak metal içeren bir hedefin yüzeyini bombardıman ettiği kuru bir etch işlemi ile benzerdir.

Plazma inert bir gaz (normalde Argon) kullanılarak oluşturulur ve bir DC veya RF kaynağı tarafından uyarılır.



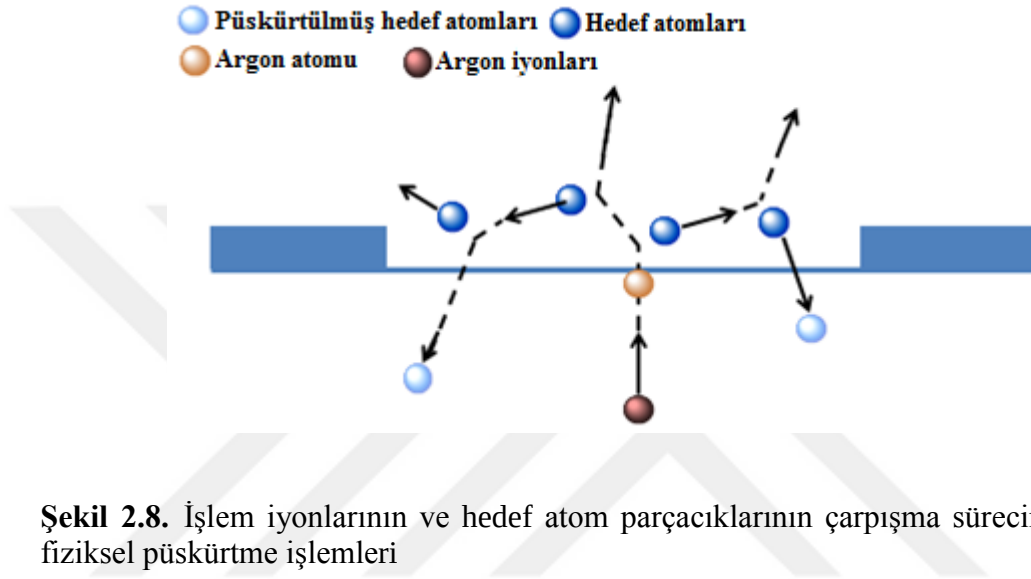
Şekil 2.7. DC ve RF püskürtme sisteminin şematik diyagramı

İnce filmlerin imalatı için (i) DC, (ii) RF, (iii) DC / RF magnetron ve (iv) reaktif gibi püskürtme işleminin çeşitli varyantları kullanılır. DC ve RF püskürtme' nin şematik diyagramı Şekil 2.7' de gösterilmektedir. Bununla birlikte, her kategoride önemli değişkenler (ör. DC bias) ve kategoriler arasındaki hibritler (ör. Reaktif RF) vardır. RF ve DC magnetron püskürtme teknikleri, yüksek kalitede manganit ince filmi üretmek için popüler yöntemlerdir. Enine manyetik alana sahip püskürtme, alttaşın düşük ısıtılması ve düşük radyasyon hasarı gibi diğer püskürtme yığılmasına kıyasla birkaç avantaja sahiptir. Bu nedenle, magnetron püskürtme teknikleri sıcaklık duyarlı veya yüzey hassas malzeme depolaması için uygundur.

Bu bölümde, püskürtme verimi ve çeşitli faktörlere bağımlılığı gibi püskürtme olayının ayrıntıları verilmektedir. Daha sonra, püskürtme mekanizmaları türleri tartışılmıştır ve nihayet mevcut çalışmadaki ZnO ince filminin hazırlanması için kullanılan komple püskürtme sistemi açıklanmıştır.

Püskürtme işlemi: Katı bir yüzey, hızlandırılmış iyonlar gibi enerjik parçacıklar ile bombardıman edildiğinde, katı yüzey atomları, Şekil 2.8' de gösterildiği gibi, yüzey

atomları ile enerjik parçacıklar arasındaki çarpışmalara bağlı olarak geri dağılır. Bu işleme veya olaya geri püskürtme denir veya sadece püskürtme denir. İnce bir folyo enerjik partiküller ile bombardıman edildiğinde, dağınık atomlardan bazıları folyo ile iletilir. Bu işleme iletim püskürtme adı verilir.



Şekil 2.8. İşlem iyonlarının ve hedef atom parçacıklarının çarpışma sürecini gösteren fiziksel püskürtme işlemleri

Çeşitli materyallerin ince filmleri için püskürtme biriktirme tekniğinin ayrıntıları, Wasa, Kitabatake, Adachi, McClanahan ve Laegreid tarafından kitaplarda verilmektedir (Abdolahpour Salari 2012) . Püskürtme tekniklerinden en basit olanı DC püskürtme yöntemidir. DC püskürtme sistemi bir çift düzlemsel elektrottan oluşur. Elektrotlardan biri soğuk katot ve diğeri anoddur. Katodun ön yüzeyi biriktirilecek hedef madde ile kaplanır. Tabakalar anoda yerleştirilir. Püskürtme odası, püskürtme gazı tipik olarak argon gazı ile 5 Pa' da (4×10^{-2} torr) doldurulmuştur. Işıma deşarjı, elektrotlar arasındaki DC voltaj uygulanması altında muhafaza edilir. Işıma deşarjında üretilen Ar^+ iyonları katoda doğru hızlandırılır ve hedef yüzeyine çarpar ve hedefin püskürtülmesine neden olur. Hedef yüzeyine ulaşmadan Ar^+ , hedefin yüzeyindeki veya çevredeki yok olmuş elektronu yakalayarak nötr Ar atomuna dönüştürülür. Hedeften püskürtülmüş atomlar daha sonra ince filmlerin çökmesi ile sonuçlanan ısıtılmış alt tabakaya düşerler. Püskürtülmüş atomlar, hedefin birkaç yüz eV' u olan iyonlarla bombardıman yoluyla püskürtülürken, genellikle hedef maddenin nötr tek atomlarından oluşur. Bu

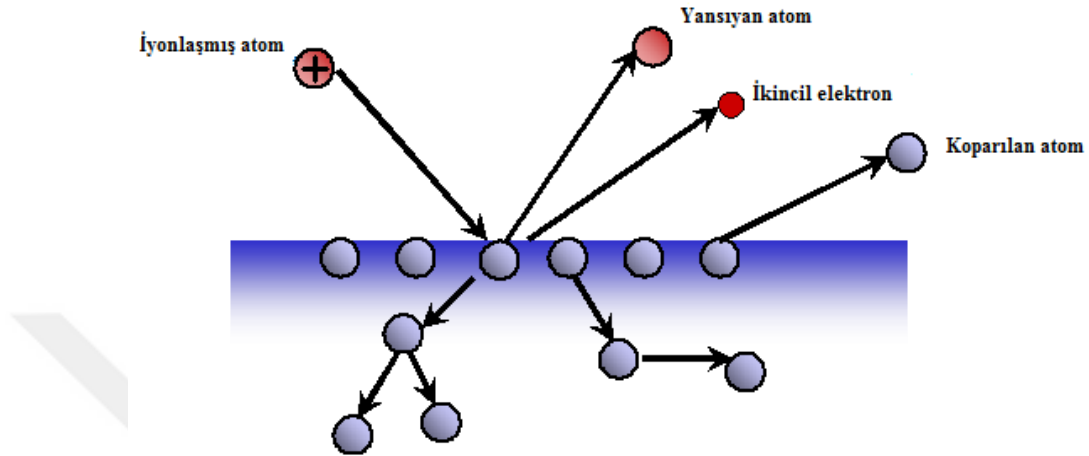
püskürtülmüş atomlar, boşaltma bölgesinde kısmen iyonize edilirler (diğer bir deyişle, püskürtülen atomların % 1-5' i iyonlaşır).

Hedef atomların püskürtme yoluyla çıkarılması, olayda kullanılan iyonlar ile hedef yüzey atomları arasındaki ilk çarpışmanın ardından hedef yüzey atomları arasındaki ikinci ve üçüncü çarpışmalarla başlatılır. Hedef yüzey atomlarının yer değıştirmesi, ardışık çarpışmalardan dolayı daha fazla izotropik olur ve atomlar nihayetinde yüzeyden kaçabilirler. Hedefi vuran iyonların enerjisine bağılı olarak, püskürtmede çarpışma mekanizmaları için farklı modeller önerilmiştir. Birincisi, mümkün olan maksimum enerjinin yalnızca ilk çarpışmada aktarıldığı elastik çarpışma teorisidir. İkinci teori, 1960' lı yıllarda Sigmund, Thomson ve Wehner tarafından başlatılan lineer kaskad çarpışma teorisi olarak adlandırılır. Sigmund, hedefin enerjik iyonlarla veya geri tepme atomlarıyla püskürtülmesinin atomik çarpışmaların basamakları sonucu olduğunu varsaydı. Püskürtme verimi, sonsuz bir ortamda rasgele yavaşlama varsayımı altında hesaplanmaktadır. Teorik formül, Rosenberg ve Wehner tarafından verilen deneysel sonuçlar ile karşılaştırıldı. Sigmund' un basamaklı çarpışma teorisi, olay enerjisinin keV aralığında püskürtme olaylarını anlamak için kabul edilebilir en iyisidir. Başka bir model muhtemelen, ısı buharlaşmaya benzer şekilde, sedimantasyon kaskadı tarafından ısıtılan hedef yüzeyin yerel yamalarındaki buharlaşmadan kaynaklanmaktadır. Bu süreç doğrusal basamaklı çarpışma modelinin aksine doğrusal olmayan basamaklı çarpışma ve / veya termal saçılma olarak düşünülür (Abdolhpour Salari 2012).

2.4.2.1. DC püskürtme

Magnetron püskürtme yöntemi ile yapılan film çöktürme işlemlerinden önce genelde "hedef" olarak adlandırılan ince bir film malzemesine ihtiyaç vardır. Hedef, ince film için gerekli olan aynı kimyasal stoikiometrik metal, alaşım veya bileşik oksitlerin vb. kompakt preslenmiş sinterlenmiş diskidir (katodda olduğu gibi). Püskürtme verimsiz bir süreçtir ve sisteme gelen gücün çoğu sonunda hedefin ısıtması olarak görünür; dolayısıyla bu hedefler genellikle katot gibi davranan su soğutmalı bir destek plakası üzerine monte

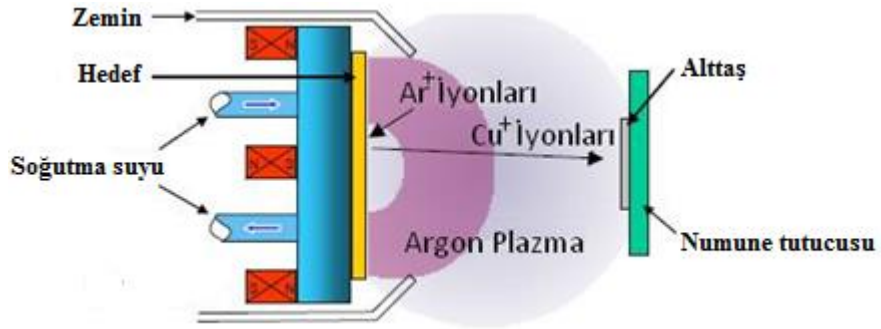
Şekil 2.9' da DC püskürtme sistemin şeması gösterilmiştir.



Şekil 2.9. DC Püskürtme sistemin şeması.

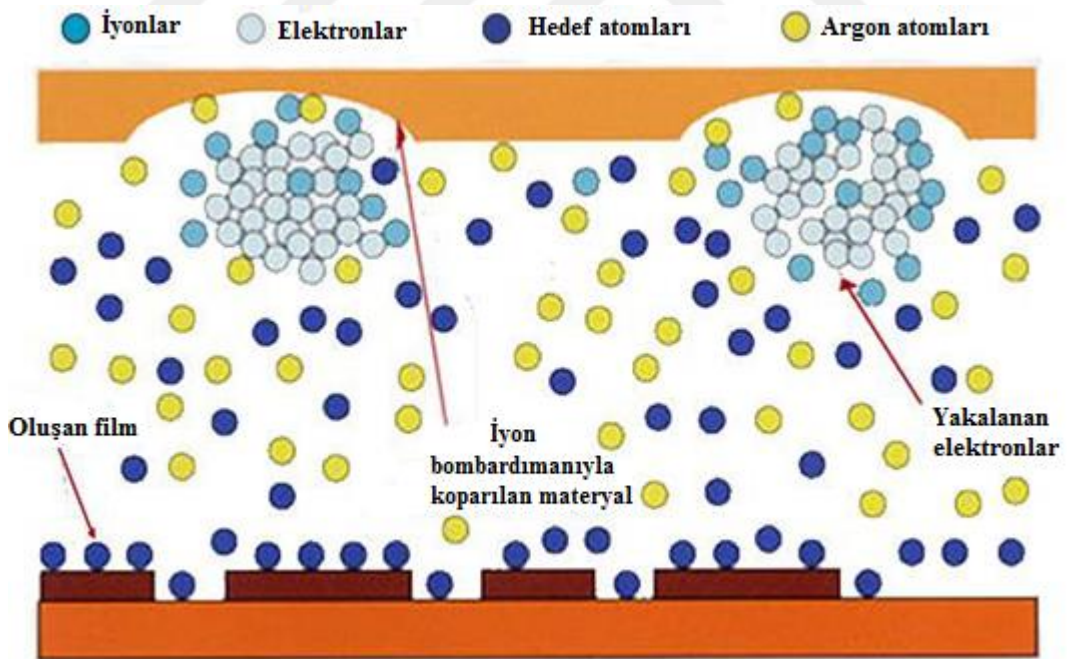
2.4.2.2. RF püskürtme

RF magnetron püskürtme ince filmlerin depolanması için bir fiziksel buhar çöktürme yöntemidir. Plazma, argon açısından zengin bir ortamda, hedef ile alt tabaka arasında yüksek voltaj uygulayarak ateşlenir. Magnetron püskürtme tekniğinin avantajı, plazmayı, hedef silahın, hedef maddesinin altına yerleştirilen daimi mıknatıslar tarafından üretilen güçlü manyetik alanlar kullanarak hedef bölgede yoğunlaştırma yeteneğidir. Bu konsantre plazma alanı, artan bir büyüme oranı sağlayan yüksek iyon yoğunluğu üretir. İletken olmayan bir hedefin kullanılması durumunda, hedef yüzeydeki bir şarj oluşumunu önlemek için bir RF magnetron kullanılır. Numune tutucu, sıcaklık ve birikim homojenliği için optimize edilmiş bir kuvarz lamba dizisinin önünde motorlu bir döner tutucu kullanır. Ayrıca, kaynaklar, konformal geometride daha yüksek derecede bir üniformite için yönlendirilir. Şekil 2.10' da RF magnetron püskürtmenin şeması gösterilmiştir.



Şekil 2.10. RF magnetron püskürtmenin şeması

Şekil 2.11’ de hedef malzemeden bir molekülün kopması ve alttas yüzeyine yerleşmesi gösterilmiştir. Burada sarı renkte gösterilen Ar^+ iyonlarından oluşturulan plazma ortamıdır (Asar, T. 2009).



Şekil 2.11. Püskürtme yönteminin şematik gösterimi

Tipik Magnetron Püskürtme Sistemi: Şekil 2.12' de, mevcut çalışmada ZnO ince filmlerini hazırlamak için kullanılan tipik bir püskürtme sistemi gösterilmektedir. ZnO'nun püskürtme işlemi için RF püskürtme sistemi kullanıldı.

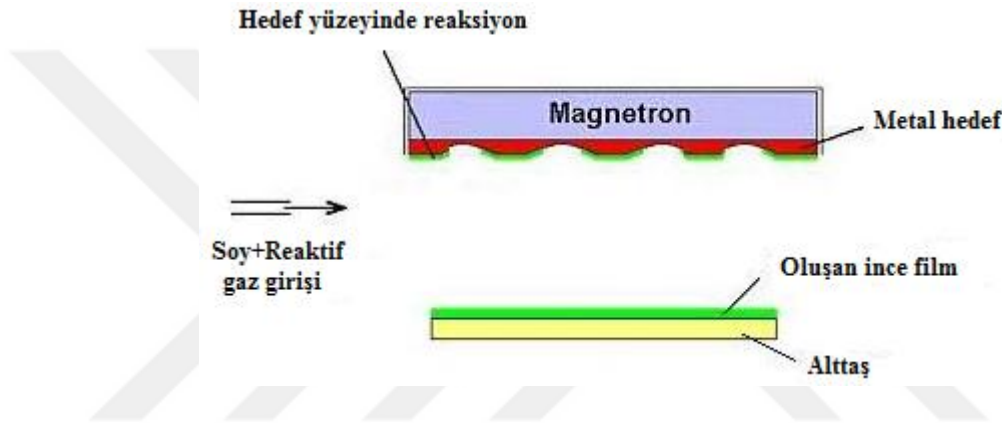


Şekil 2.12. ZnO ince filmlerini hazırlamak için kullanılan tipik bir püskürtme sistemi

2.4.2.3. Reaktif püskürtme

Çemberin içine oksijen veya azot gibi bir reaktif gaz türü girdiğinde, bileşiklerin ince filmleri (yani, oksitler veya nitritler) uygun metal hedeflerinin püskürtülmesi ile birikir. Bu teknik reaktif püskürtme olarak bilinir ve DC veya RF modunda kullanılabilir. Reaktif püskürtme, yüksek oranda yalıtıcı metal oksit filmlerin depolanması için pratikte

kullanılır. Bununla birlikte, bir metal hedefin DC sputterasyonu, standart bir büyük ölçekli DC püskürtme işleminde dengesizdir, çünkü katottaki bir izolasyon tabakasının birikimi, bir şarjın oluşmasına yol açar. Şarj olgusunu azaltmak için, pratikte ikiz hedefli orta frekanslı püskürtme kullanılır. İkiz hedeflere orta frekanslı bir güç kaynağı bağlanır. Hedefler, alternatif olarak birkaç on kilohertz frekansında anot ve katot görevi görür ve biriktirme, çökme hızında bir azalma olmadan gerçekleştirilebilir. Şekil 2.13' te Reaktif magnetron püskürtme şeması gösterilmiştir.



Şekil 2.13. Reaktif magnetron püskürtme şeması

2.5. II-VI Bileşik Yarıiletken ZnO

II-VI bileşik yarıiletkenlerin çoğu wurtzite kristal yapısına sahiptirler. Wurtzite kristal yapısının birim hücresi dört atom içerir ve bunların ikisi anyon, diğer ikisi ise katyondur (Kobayashi *et al.* 1983). ZnO, CdO, CdS, ZnS, CdSe, ZnSe, CdTe ve ZnTe gibi malzemeler bu yarıiletkenlerden bazılarıdır. Geniş band aralıklı II-VI bileşikleri ve uygun bant genişliği enerjileri nedeniyle optoelektronik cihazlara, özellikle de kısa dalga boyundaki ışığın görülebilen ışık yayan cihazlarına uygulanır. Buhar ve sıvı fazlardan yüksek kalitede filmler ve hacim tek kristaller büyütmek için pek çok yöntem yaygın şekilde uygulanmıştır. Geniş band aralıklı II-VI bileşiklerinin, mavi veya ultraviyole spektral aralıkta çalışan ışık yayan diyotlar (LED' ler) ve lazer diyotları (LD' ler) gibi yüksek performanslı optoelektronik cihazlar için en hayati materyallerden birisi olması beklenmektedir. Ek olarak, bu bileşiklerin yüksek iyonikliği onları yüksek elektro-optik

ve elektromekanik bağlantı için iyi aday yapmaktadır. Geniş bant aralıklı malzemelerinin temel kullanımları Şekil 2.14' te bulunabilir. İnce filmler, geleneksel buhar-fazlı epitaksi (VPE) yöntemi kullanılarak 60 s boyunca yaygın şekilde büyütülmüştür. Bilim ve teknolojinin gelişmesiyle birlikte, malzeme hazırlama için yeni ve daha yüksek gereksinimler ortaya çıkmıştır. Bu nedenle, sıcak duvarlı epitaksi (HWE) (Lopez-Otero 1978), metalorganik kimyasal buhar birikimi (MOCVD) (Manasevit and Simpson 1971), moleküler ışınlı epitaksi (MBE) (Chang and Ludeke 1975), metalorganik moleküler ışın epitaksisi (MOMBE) (Veuhoff *et al.* 1981) ve atomik katman epitaksisi (ALE) (Suntola 1981) gibi yeni epitaksiyel büyüme teknikleri geliştirilmiştir.

Yüksek enerjili elektromanyetik radyasyona bilinen en dayanıklı yarıiletken olması da ZnO' nun uzay uygulamalarında en çok tercih edilebilecek yarıiletken olmasında önemli rol oynamaktadır (Look *et al.* 1999). ZnO' nun diğer geniş yasak enerji aralıklı yarıiletkenlere göre sahip olduğu avantajlardan en önemlisi yaklaşık olarak üç kat büyük eksiton bağlanma enerjisine (60 meV) (Cui *et al.* 2007, Liang *et al.* 1968, Hong *et al.* 2005, ChienLee *et al.* 2009) sahip olmasıdır, Bundan dolayı teknolojiye ve bilimsel çalışmalarda önemli bir yere sahiptir (Holloway *et al.* 1999, Wiersma *et al.* 2000, Cao *et al.* 2000, Look *et al.* 2001).



Şekil 2.14. II-VI geniş bantlı bileşiklerin uygulanma alanları

2.5.1. ZnO İnce filmlerin özellikleri

Geniş bant aralıklı II-VI bileşiklerinin büyüyen yığın kristallerine yönelik temel araştırma çalışmaları bol miktarda yapılmıştır. Odak, yüksek saflıkta, yüksek kaliteli, büyük tek kristaller üzerine olmuştur (Faktor *et al.* 1971; Kikuma and Furukoshi 1977; Korostelin *et al.* 1996; Wang *et al.* 2001; Song *et al.* 2003). Yarıiletken bileşiklerin elektriksel ve optik özellikleri, yabancı maddeler ve yerli kusurlardan büyük ölçüde etkilenebildiğinden, saflık ve kalite, temel olarak kullanılan temel araştırma ve mühendislik uygulamaları için çok önemlidir. Bu geniş bant aralıklı II-VI bileşiklerinin toplu tek kristalleri, buhar, sıvı ve katı fazlarından büyütülmektedir. Buhar fazlı büyüme, kimyasal buhar transferi (CVT) ve fiziksel buhar transfer (PVT) yöntemlerini içerir. Bu büyüme yöntemleri arasında, ergimiş

büyüme nispeten kısa büyüme süresi için oldukça büyük hacim kristalleri üretmek için en uygun olanıdır.

Geniş band aralıklı bileşik yarıiletkenler daha yüksek erime noktalarına sahiptirler. Yüksek iyonikliği nedeniyle aşırı ısınma olayı, erime noktasına kadar ısıtıldığında ortaya çıkar. Erime noktalarında daha yüksek buhar basıncı nedeniyle, eriyikten hacim kristaller büyümesi zordur. Öte yandan, buhar fazından hacim kristallerin yanı sıra filmlerini büyütme kolaydır. Bu nedenle, film ve hacim kristal büyümesini sunmadan önce, fiziksel ve kimyasal özelliklerini gözden geçirmek gereklidir.

Çizelge 2, II-VI ZnO bileşik yarıiletken malzemenin fiziksel özelliklerini göstermektedir (Harmann *et al.* 1982; Rudolph *et al.* 1995; Shetty *et al.* 1990; Böer 1990; Wolf *et al.* 1989; Smart and Moore 1995; Lide 1973; Singh 1993; Yamamoto *et al.* 1997; Neumann 1980; Camassel *et al.* 1974; Shan *et al.* 1994; Dmitrenko *et al.* 1986; Logothetidis *et al.* 1986; Singh *et al.* 2007; Pearto *et al.* 2005). Bu değerlerin bazılarında hala belirsizlik bulunduğunu belirtmek gerekir. Örneğin, p-tipi ZnO hakkında çok az rapor vardır ve bu nedenle hol mobilitesi ve etkin kütle hala tartışılmaktadır. Benzer şekilde, termal iletkenlik değerleri bazı yayılım değerleri göstermektedir ve GaN' da olduğu gibi, bu durum dislokasyonlar gibi kusurların etkisi sonucu (Florescu *et al.* 2002) olabilir.

Çizelge 2. ZnO' nun fiziksel özellikleri (Marlene *et al.* 1976).

Yoğunluğu	5,606 gr/cm ³
Erime noktası	1975 °C
Molekül ağırlığı	Zn=65,38, O=16, ZnO=81,38
Örgü yapısı	Hegzagonal Wurtzit
Örgü sabiti	a ₀ = 0,32495 nm, c ₀ = 0,52069 nm a ₀ /c ₀ = 1,602 Å
Örgü enerjisi	965 Kcal/mol
Termal iletkenliği	0,6, 1-1,2 W/m.°C
Boşluk etkin kütlesi	0,59 m ₀
Elektron etkin kütlesi	0,24 m ₀
Elektron mobilitesi	200 cm ² /Vs (300 K)
Eksiton bağlanma enerjisi	60 meV
Boşluk mobilitesi	5–50 cm ² /Vs (300 K)
Yasak enerji aralığı	3,37 eV(300 K), direkt
Dielektrik sabiti	8,75

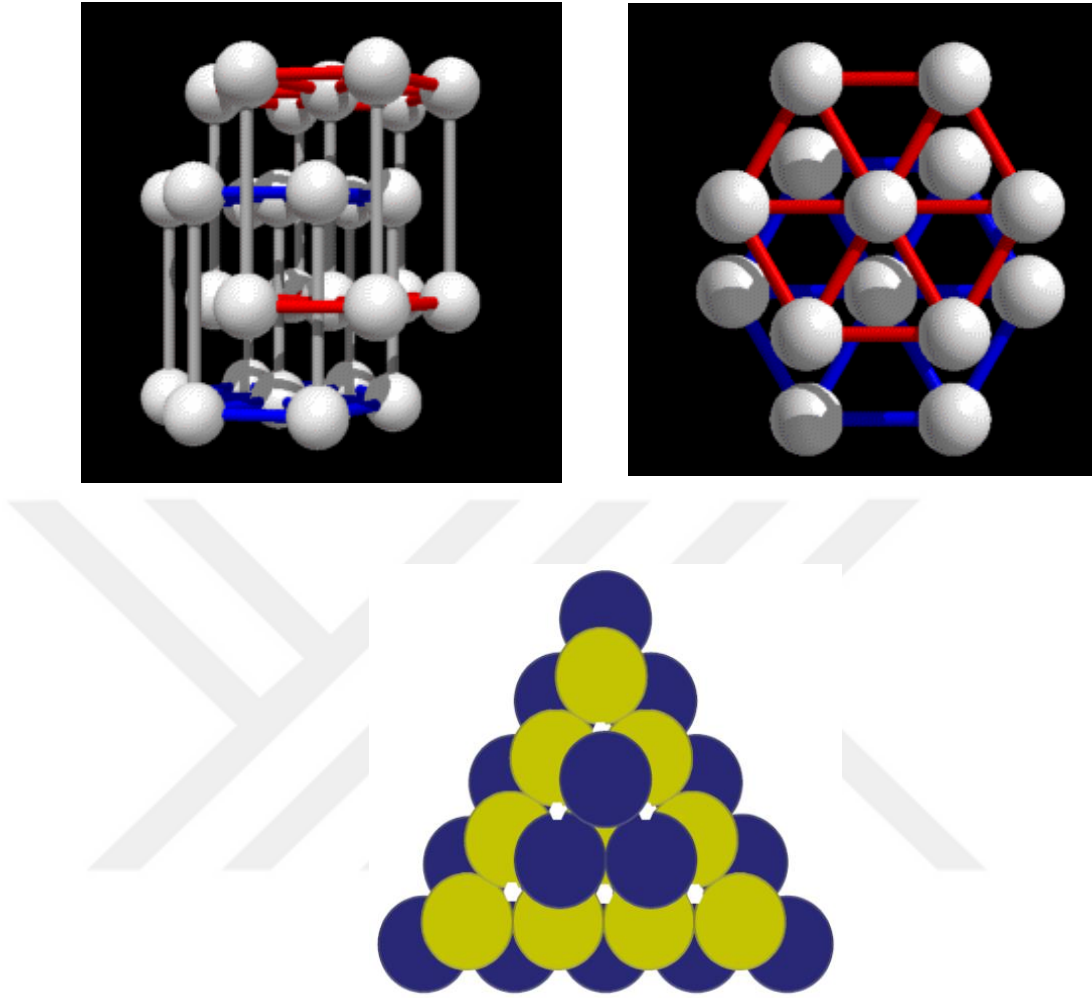
ZnO daha yeni keşfedilen bir materyal değildir. ZnO yarıiletken materyalinin karakteristiklerinin hesapları 1935 yıllarına dayanır. Örneğin, ZnO' nun örgü parametreleri, optik özellikleri ve Raman saçılması gibi teknikler ile titreşimsel özellikleri yıllar önce incelenmiştir (Bunn *et al.* 1935, Mohatny *et al.* 1961, Heller *et al.* 1950, Reeber *et al.* 1970). Buna göre ZnO özelliklerinin incelemeleri ZnO yarıiletken ince filmlerinin kullanılabilir olduğunu açıkça ortaya koymaktadır (Tüzemen *et al.* 2007). ZnO' yu diğer yarıiletkenlerden ayıran farklı özellikler vardır. ZnO yüksek enerjili ışınımına çok dayanıklıdır.

2.5.2. ZnO' nun kristal yapısı

ZnO kristali, şekil 2.15' te gösterildiği gibi, iki iç içe geçmiş altıgen kapalı paketlenmiş (hcp) yapılardan oluşur. İki hcp kafesinden birisi çinko (Zn) atomları, diğeri ise oksijen (O) atomlarını içerir. Oksijen anyon ve çinko katyondur. Her katyon için bir anyon bulunur ve çinko oksit kristalinin altında yatan basit altıgen, Bravais kafesinin c-ekseni boyunca doğrudan katyonun üzerinde bulunur. ZnO' nun bu kristal yapısına wurtzit yapı denir (Caihua Yan 1994). Altıgen kapalı paketli yapı bir Bravais kafesi değildir. İki adet birbirine giren basit altıgen Bravais kafesinden oluşur. Basit altıgen Bravais kafesi, birbirinin hemen üstünde istiflenmiş sonsuz sayıda iki boyutlu üçgen şebekelerden oluşur. hcp kristal yapısı iki atomun basit bir altıgen Bravais kafesi olarak ele alınır. Dolayısıyla, iki iç içe geçmiş hcp yapısının wurtzit yapısı, dört atomdan oluşan bir taban ile basit bir altıgen Bravais kafesi olarak ele alınmaktadır. İki çinko atomudur ve diğeri ikisi oksijen atomudur. Anyon (O) doğrudan katyonun (Zn) üstünde $\frac{3}{8}c$ ile yer değiştirir.

C/a' nin ideal değeri $\sqrt{\frac{8}{3}}$ dir. ZnO için, $a = 5.52 a_0$ ve $c = 8.7 a_0$ dır ve burada a_0 , Bohr yarıçapıdır. Wurtzit fazına ek olarak, ZnO' nun kübik çinko blend ve kayatuzu (NaCl) yapılarında da kristalleştiği bilinmektedir (Jagadish and Pearton 2006). Çinko blende ZnO yapısı, sadece kübik alttaşlar üzerinde büyüme ile stabilize edilebilirken, kayatuzu yapısı, ~ 10 GPa' da nispeten yüksek basınçlarda elde edilebilir. Teorik hesaplamalar, dördüncü fazın, kübik sezyum klorürün aşırı yüksek sıcaklıklarda mümkün olabileceğini göstermektedir, ancak bu fazın henüz deneysel olarak gözlenmesi gerekmektedir (Jaffe *et al.* 2000). Yarıiletkenin bant yapısı, potansiyel faydasını belirlemek için çok önemlidir. Ayrıca, ilgili cihaz uygulamaları için bant yapısının doğru anlaşılması çok önemlidir. Şimdiye kadar, yerel yoğunluk yaklaşımı (Local Density Approximation: LDA) (Bloom and Ortenburger 1973), ilk prensipler (First-principles: FP) (Xu and Ching 1993) ve atomik kendilik-etkileşimi düzeltilmiş psödopotansiyelleri (SIC-PP) içeren çeşitli karmaşıklık derecelerindeki çeşitli teorik yaklaşımlar (Vogel *et al.* 1995) wurtzit ZnO' nun bant yapısını hesaplamak için yapılmıştır. ZnO' nun (3,37 eV) bant aralığı yukarıda belirtilen yöntemlerden belirlenmiştir. ZnO bazlı yarıiletkenlerin, özellikle optoelektronik cihazların ticari

uygulamaları için önemli bir kolu bant aralığı mühendisliğinin geniş bir alanda gerçekleştirilmesidir. ZnO' nun bant boşluğunu, bir üçlü bileşik (Shan *et al.* 2004; Yang *et al.* 2010; Tanaka *et al.* 2005; Li *et al.* 2009; Kawaharamura 2008) oluşturmak için farklı bir bant aralığına sahip olan bir yarıiletken (Mg, Cd, S, Se, Te ve benzeri) ile alaşımlaştırarak modüle edebilir. Enerji bandı aralığı, sırasıyla MgO ve CdO ile alaşımlama yoluyla arttırılabilir veya azaltılabilir. Malzemelerin mekanik özellikleri, sertlik, dirençlilik ve piezoelektrik sabitleri, Young ve bulk modülleri ve akma dayanımı gibi çeşitli kavramları içerir. ZnO, 300 nm' lik bir plastik nüfus derinliğinde yaklaşık 5 GPa' lık bir sertliğe sahip nispeten yumuşak bir malzemedir (Kucheyev *et al.* 2002). Nanobindentasyon yöntemi, ZnO' nun mekanik özelliklerinin geniş bir yelpazedeki ölçekler ve sıcaklıklar üzerinde araştırılması için yaygın olarak kullanılır ve bu da temasın neden olduğu hasar altında bir malzemenin davranışı hakkında bilgi verir. Derinlik-algılamalı girinti ölçümleri ZnO malzemesinin sertlik ve basınca bağlı faz dönüşümü hakkında tam bilgi sağlar. Piezoelektrik aynı zamanda önemli mekanik özelliklerden biridir. ZnO, geniş bant aralığıyla ilişkili elektriksel özelliklerde çok sayıda cazibe avantajına sahiptir, daha yüksek kırılma voltajları, büyük elektrik alanlarını sürdürebilme, daha az gürültü oluşumu ve yüksek sıcaklık ve yüksek güçte çalışma özelliklerini içerir. ZnO' nun taşıyıcı konsantrasyonu çok değişir, ancak genellikle 10^{15} - 10^{17} cm⁻³ aralığındadır. Rapor edilen en büyük n-tipi doping $\sim 10^{20}$ elektron / cm³ ve en büyük p-tipi doping $\sim 10^{19}$ boşluk / cm³ tür. Bununla birlikte, yüksek seviyede p-iletkenlik şüphelidir ve deneysel olarak doğrulanmamıştır. Eksiton bağlanma enerjisi, oda sıcaklığında 60 meV' dir, bu da ZnO optoelektronik cihaz uygulamaları için önemlidir. Düşük n-tipi iletkenlik için oda sıcaklığında elektron Hall mobilitesi ~ 200 cm²V⁻¹s⁻¹, ve düşük p-tipi iletkenlik için 5-50 cm²V⁻¹s⁻¹ aralığındadır (Pearton *et al.* 2005).



Şekil 2.15. Sıkı paketli wurtzite ZnO kristal (Kuzucu 2007).

2.5.3. ZnO' nun optik özellikleri

Aslında, ZnO' nun optik ve refraktif özellikleri üzerine yapılan araştırmalar oldukça uzun bir geçmişe dayanmaktadır. İlk çalışma, yaklaşık 1960' lı yıllar öncesinde başlamıştır (Stephens and Malitson 1952; Mollwo and Angew 1954; Collins and Kleinman 1959; Heiland et al. 1959; Thomas 1960; Hopfield 1960; Hutson 1961; Park *et al.* 1965; Bond *et al.* 1965; Hopfield and Thomas 1965; Weiher 1966; Segall 1967; Bear 1967; Liang and Yoffe 1968; Park and Schneider 1968; Reynolds and Collins 1969; Dinges *et al.* 1970; Schirmer and Zwingel 1970; Freeouf 1973). ZnO' ya olan yenilenen ilgi, 60 meV' lik

geniş eksiton bağlanma enerjisi ve verimli radyasyon rekombinasyonu ile oda sıcaklığında 3,37 eV' lik direkt geniş bant aralığı sayesinde optoelektronik uygulamalarında umutları tetiklemiştir. Oda sıcaklığında, GaN (25 meV)' dan çok daha güçlü olan eksiton bağlama enerji ve termal enerjisi (25 meV), düşük uyarma enerjisi altında etkili bir eksiton emisyonu sağlayabilir. Sonuç olarak, ZnO, mavi-UV bölgesinde umut verici bir fotonik malzeme olarak tanınmaktadır (Yang 2010).

Bildiğimiz kadarıyla, ZnO' nun optik özellikleri optik absorpsiyon, iletim, yansıma, fotolüminesans ve benzeri gibi çok sayıda bilgiyi içermektedir. Hem iç hem de dışsal etkilerin yarıiletkenlerin optik özelliklerine katkıda bulunabileceği iyi bilinmektedir. Şimdiye kadar, ZnO' nun optik özellikleri, fotolüminesans (PL), katodolüminesans (CL), optik iletim, absorpsiyon, yansıma ve diğerleri gibi çeşitli deneysel tekniklerle incelenmiştir.

2.6 ZnO Filmlerin Radyasyon Dayanımı

ZnO birçok uygulamada önemli bir yarıiletkendir. ZnO düşük maliyetli ve toksik olmayan bir malzemedir. Günümüzde yılda bu yarıiletkenle ilgili binlerce yayın yapılmaktadır. ZnO ultraviyole ve mavi ışık yayan cihazlar için, geniş band aralığına sahip olduğundan (3,37 eV) , bant-gap mühendisliği imkanına ve yüksek eksiton bağlanma enerjisine (60 meV) sahip olduğundan dolayı, malzeme olarak büyük ilgi çekmektedir. ZnO, UV emitörler, mavi ve yeşil LED' ler, UV radyasyon dedektörleri, cathodoluminophors, şeffaf elektrotlar, şeffaf ince film transistörler, akustoelektrik ve akustooptik cihazlar, gaz sensörleri gibi pek çok alanda kullanılabilir (Lashkarov *et al.* 2011).

Uzay uygulamalarında ve nükleer araştırmalar da yarıiletken cihazlar, yüksek enerji parçacıkları içeren kuvvetli radyasyon koşullarında çalışmak zorundadırlar. Bu tür uygulamalar için önemli bir nokta, yüksek radyasyon özdirencine sahip olan yarıiletken malzemenin, uzun zaman güvenli bir şekilde çalışmasını sağlamaktır. Halen, uzay uygulamalarında geniş band-gap malzemeler olarak III-V nitridler, SiC ve elmas yer

almaktadır. Yüksek enerjili elektron ışınlamasının etkileri ZnO, GaN ve SiC için rapor edilmiştir. Ancak şimdiye kadar ZnO ve GaN yarıiletkenleri üzerine protonlar gibi ağır parçacıkların etkileri (Look *et al.* 1999 ve Fang *et al.* 1998) rapor edilmemiştir. Özellikle, ZnO' da radyasyona bağlı oluşan kusurlara ilişkin veriler bulunmamaktadır (Lashkarov *et al.* 2011). ZnO bazlı cihazların uygulamaları esasen nokta kusurların tipine ve konsantrasyonuna bağlıdır (öncelikle çinko ve oksijen boşlukları ve Zn arayeri). Bu sorun daha çok ZnO' nun yüksek enerjili parçacıklarla etkileşmesiyle ilgilidir (protonlar ve nötronlar gibi). Bu ZnO kristal kafesinde radyasyon kusurlarının oluşmasına yol açar (Lashkarov *et al.* 2011). ZnO ve diğer geniş bant aralıklı yarıiletkenlerin (GaN ve SiC) özelliklerine radyasyonun etkileri karşılaştırılmıştır (Lashkarov *et al.* 2011). Yüksek enerjili ($>1,6$ MeV) elektronlar, tek kristal ZnO' da akseptörler ve donörler oluşturmaktadır. Büyük radyasyon hasarı [0001] yönelimindeki Zn yüzeyinde, [0001] yönelimindeki O yüzeyine göre daha fazla gözlenmektedir. 300-325 °C de yapılan tavlama O-yüzünde radyasyon tarafından üretilen kusurlara göre, Zn-yüzünde radyasyon tarafından üretilen kusurlar daha keskindirler. Kusurlar, yakın komşu boşluk / arayer Frenkel çiftleri şeklinde olmaktan ziyade, bir zincir karakteri göstermektedirler (Look *et al.* 1999).

2.7. Radyasyon Ortamları

Genel olarak, radyasyon ortamlarını aşağıdaki gibi gruplandırabiliriz:

- 1) Uzay
- 2) Yüksek enerji fiziği deneyleri
- 3) Nükleer çalışmalar
- 4) Doğal çevre

5) İndüklenen radyasyon işlemi

Bu ortamların her biri kendi parçacık spektrumu ve enerji dağılımı ile karakterizedir. Farklı ortamlar arasında etkileşimde olabilir, örneğin, imalat sırasında hasar gören devre elemanı, uzayda kullanıldığında da performansı değişebilir. Radyasyon ortamları hakkında literatürde (Holmes-Siedle *et al.* 1993, Barth JL 1997) ayrıntılı tartışmalar bulunabilir. Burada sadece uzay ortamlarından kısaca bahsedilecektir.

2.7.1. Uzay ortamları

Bir uzay yolculuğunun tek zorluğu dünya yüzeyinden ayrılmak değildir. Uzay araçlarının, uzay ortamında dünya yüzeyindeki gibi çalışmalarını engelleyecek çeşitli etkiler vardır. NASA ve Amerikan Hava Kuvvetlerinin bildirimlerine göre; uzay araçların uzay ortamı ile etkileşmesi sonucu başarısız olan uzay yolculukları, tüm başarısız yolculukların %25'ini oluşturmaktadır (Van Allen JA 1963).

Uzay nerdeyse mükemmel vakum olarak düşünülse de, uzay araçları bulundukları yörüngelere bağlı olarak çeşitli ortamların etkilerine maruz kalmaktadırlar. Bu ortamların her biri önlem alınmadığında uzay aracına ve alt sistemlerine ciddi hasarlar oluşturabilecek düzeydedir (Van Allen JA 1963).

Temelde 5 farklı uzay ortamı etkileri vardır:

1. Vakum

Deniz seviyesinde hava yoğunluğu 1027 kg/m^3 iken, bu değer alçak yörünge ortamında (LEO) bulunan ortalama bir uzay mekiğinin operasyon yüksekliği olan 300 km yükseklikte 1017 kg/m^3 e kadar düşmektedir ve bu değer yörünge yüksekliği ile ters orantılı olarak değişmektedir. Bu basınç farkı, uydunun bileşenlerinin dünya yüzeyindeki gibi çalışmalarını engelleyebilecek bir büyüklüktedir.

2. Nötr

Havadaki elektriksel olarak nötr olan parçacıklar hem kinetik enerjilerinden dolayı çarpma etkisiyle mekaniksel olarak, hem de reaktif doğalarından dolayı kimyasal olarak uydu ile etkileşime geçebilmektedirler.

3. Plazma

Havanın yaklaşık %0,1'i solar ultraviyole radyasyondan dolayı iyonlaşarak plazma ortamını oluşturmaktadır. Plazma ortamındaki parçacıkların enerjileri keV veya daha düşük mertebelerdedirler ve uyduda bir gerilim farkı oluşturabilmektedirler.

4. Radyasyon

Bir enerji seviyesi MeV veya daha yüksek değerlere çıktığında parçacıklar artık uydunun malzemelerinin içine nüfuz edebilmektedirler. Bu yüksek enerjili parçacıklar ise radyasyon ortamını oluşturmaktadırlar.

5. Micrometeoroid

Son olarak uydu ile toz veya atık gibi μm veya daha büyük boyutlu parçacıklar da etkileşime geçebilmektedir, ve bu ortama da micrometeoroid ortamı denmektedir.

Uydunun Yörünge Yükseliğine göre Uzay Ortamı Etkileri:

LEO Ortamı:

LEO yörüngesi yer yüzeyinden 160 ile 2000 km arasındaki yörüngeleri içermektedir.

Uyduların alçak yörüngelerde kalabilmeleri için yüksek bir yatay hıza ihtiyaçları vardır (ortalama olarak 7,8 km/saniye). Bu yörüngede uydunun hızı havadaki iyon akış hızından çok daha fazla olduğundan dolayı, sadece yatay yönüne göre önde olan yüzeyi plazma ortamına maruz kalmaktadır. Ön ve arka yüzeyler arasında bu sebepten ötürü bir yük farkı oluşmaktadır, ve bu yük farkı uydunun kendisinde bir gerilim farkına neden olmaktadır (Van Allen JA 1963).

Ayrıca Lorentz kanuna göre manyetik alan içerisinde hareket eden yüklü bir parçacık hız ve manyetik alan vektörüne dik bir kuvvete maruz kalmaktadır. Uydunun yüksek hızı ve dünya'nın manyetik alanından dolayı, uydudaki (+) ve (-) yükler zıt taraflara itilir, bu da bir gerilim farkı oluşturmaktadır. Bu gerilim farkı yaklaşık olarak 0.3 V/m' dir. Küçük uzay araçlarında bu büyük bir önem arz etmezken, büyük uzay istasyonlarda bu bir tehlike oluşturabilmektedir (Van Allen JA 1963).

Yüksek Yörünge Ortamı

Daha yüksek yörüngelerde (MEO – GEO) oksijen atomları yerine protonlar daha dominant olmaya başlar ve bunun sonucunda artık uydunun yatay hızı yerine plazmanın karakteri daha büyük bir önem kazanır. Yukarıda da anlatıldığı gibi solar radyasyon sonucu yüklü parçacıklar uyduda bir gerilim farkı oluşturmaktadır. Geomanyetik fırtınalardan dolayı yüksek yörüngelerdeki uydularda çok daha büyük bir gerilim farkı oluşabilmektedir. Bu gerilimin bazı kaynaklara göre 10.000 Volta kadar çıkabildiği söylene de bunun değeri net olarak hesaplanamamaktadır (Van Allen JA 1963).

Bütün bu sebeplerden ötürü oluşan gerilim farkları uyduya ve özellikle elektronik bileşenlerine ciddi hasarlar verebilecek ark'ların oluşumuna sebep olabilmektedir.

Uzay ortamında enerjik parçacıkların ana kaynağı dört başlık altında toplanabilir:

1. Van Allen kuşaklarında protonlar ve elektronların sıkışması

2. Manyetosferde sıkışan ağır iyonlar
3. Kozmik ışın protonları ve ağır iyonlar
4. Güneş ışığından çıkan protonlar ve ağır iyonlar.

Bu kaynakların radyasyon seviyesi şiddetle güneşin aktivitesine bağlıdır. Güneş döngüsü normalde iki ana aktivite fazına, yani güneş minimumu ve güneş maksimumuna bölünür.

Ortalama olarak, döngü on bir yıl sürer, yaklaşık olarak dört yıl güneş minimumu ve yedi yıl güneş maksimumudur. Döngü için en az 9 ve en çok 13 yıl rapor edilmiştir (Van Allen JA 1963). Radyasyon ortamının mevcut modelleri bunu dikkate almak zorundadır.

2.7.2. Devre elemanı performansı üzerine radyasyon hasarının etkileri

İyonizasyon ve yerdeğiştirme olmak üzere iki tür temel radyasyon hasar mekanizması vardır. Bu iki mekanizmanın aygıt performansı üzerine etkilerinin farklı olduğu aşağıdaki açıklamalarda görülecektir. Bunlar makroskobik hasar veya bozulma olarak tanımlanabilir. Çoğu durumlarda, belirli bir aygıt parametresinin bozulması hasar faktörü olarak adlandırılabilir. Bu parametre, radyasyona maruz kalma süresince mikroskobik kusur oluşumunun tam detayları bilinmeksizin bile bu modellemede veya bir radyasyon çevresindeki aygıt/ devre bozulma tahmininde faydalıdır (Claeys *et al.* 2002).

2.7.2.1 İyonizasyon hasarı

Malzemenin iyonlaşması, serbest dolaşımı oluşturur, bu serbest dolaşım materyalde sürüklenme ya da difüzyon yoluyla hareket ettirebilir. Bir elektrik alanı F olduğunda, elektronlar ve holler ayrılırlar ve omik kontağa yönlendirilirler. Alanın olmadığı nötr bölgelerde, iletim, termal difüzyon ile belirlenecektir. Net sonuç, cihazın çalışması için genellikle zararsız olan radyasyondan sonraki bir süre boyunca bir akım akışıdır. Bir

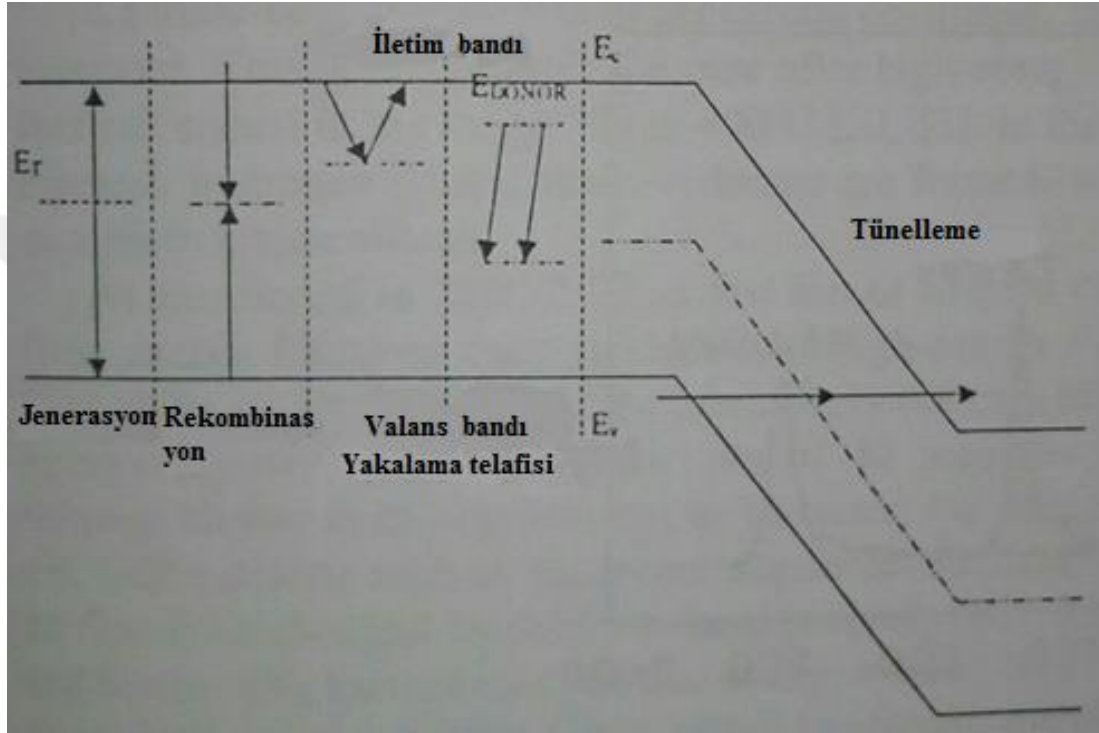
katıhal nükleer radyasyon dedektörü diyodu durumunda, bu akım spektroskopik amaçlar için kullanılan sinyalden kaynaklanır.

2.7.2.2 Yerdeğiştirme hasarı

Yarıiletken malzemelerdeki yerdeğiştirme kafes hasarı, bant aralığı içinde bir veya daha fazla seviyeye sahip kararlı radyasyon kusurlarının oluşturulması yoluyla, elektriksel özellikleri üzerinde önemli bir etkiye sahip olabilir. Srour ve McGarrity (Srour JR *et al.* 1988) şematik olarak Şekil 2.16' da aşağıdaki temel elektriksel bozunma etkilerini göstermiştir:

- 1) E-h çiftlerinin radyasyonla indüklenen kusurlar tarafından üretilmesi
- 2) Radyasyona bağlı kusurlar ile e-h çiftlerinin rekombinasyonu
- 3) Radyasyona bağlı kusurlarla taşıyıcıların bağlanması
- 4) Donörlerin ve akseptörlerin kompensasyonu
- 5) Taşıyıcıların tünellemesi

Dolayısıyla, serbest taşıyıcı mobilitesi, yoğunluğu, öz direnç ρ , jenerasyon (τ_g) ve rekombinasyon (τ_r) ömrü gibi önemli materyal parametreleri yerdeğişim hasarından etkilenir. Işınlamadan sonra, iki etkinin kombinasyonundan kaynaklanan dirençte bir artış gözlemlenir.



Şekil 2.16. Cihazın elektriksel performansı üzerine beş esas uyarılmış radyasyon etkileri

2.7.3. Silikon devre elemanları üzerine radyasyon kusurlarının etkileri

Düşük sıcaklıkta EPR (Electron Paramagnetic Resonance) boşluk spektromu; ışınlanmış Si için 15 dakika tavlandıktan sonra sırasıyla n tipi için ~ 70 K, p tipi için ~ 150 K ve yüksek özdirençli materyal için ise ~ 200 K de kaybolur. Bu sıcaklıklarda Fermi seviyesi daha hareketli durumdadır. Boşluk geçişi için aktivasyon enerjisi n tipinde $0,18 \pm 0,02$ eV, yüksek özdirençli materyalde $0,45 \pm 0,04$ eV ve p tipi için ise $0,32 \pm 0,02$ eV dir (Claeys *et al.* 2002).

Birinci boşluk difuze olmaya başladığında, bu hareketsiz nokta kusurlar tarafından tuzaklanabilir ve bu bütün dizi komplekslerine yol açar. N tipi silisyum için oda sıcaklığında, kararlı radyasyon kusurları, şunlardır: V-P (veya E merkezleri olarak da adlandırılır) , V-O (veya A merkezi) ve V-V (V_2). P tipi silisyum için, boşlukla ilgili V-O ve V-V kararlı merkez ve V-B kararsız merkezlerdir (Claeys *et al.* 2002).

Birkaç küçük boşluk için, nötronla ışınlanmış malzemenin EPR sonuçları önerilmiştir. Ayrıca V_2O ve V_3O merkezinden kaynaklanan arayer oksijeniyle iki ya da üç boşluk kompleksi gözlenmiştir (lee *et al.* 1998). Oksijen, A-merkezi gibi yeniden yapılanmış çeşitli bağları bağlayarak kararlı bir rol oynamıştır. Maalesef, düşük sıcaklık radyasyonlanması süresince izole olmuş silisyum hakkında herhangi bir deneysel kanıt yoktur (Claeys *et al.* 2002).

2.8. Arayüzey Tabakalı Schottky Diyotların Yüzey Analizi

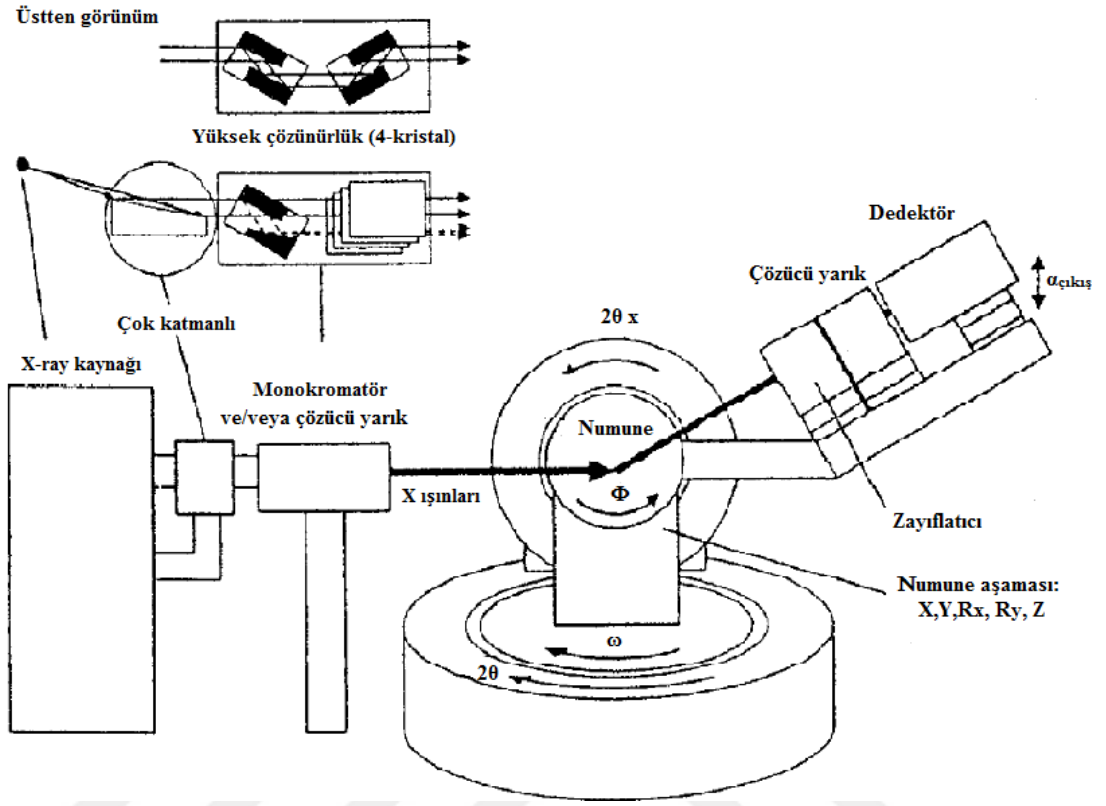
Arayüzey tabakalı Schottky diyotların yüzey analizi için XRD, SEM ve AFM ölçümleri Doğu Anadolu Yüksek Teknoloji Uygulama ve Araştırma Merkezi (DAYTAM) laboratuvarında alındı ve daha sonra bu ölçümler yardımıyla tüm numunelere ait grafikler çizilip incelendi.

2.8.1. X-ışını kırınımı (XRD)

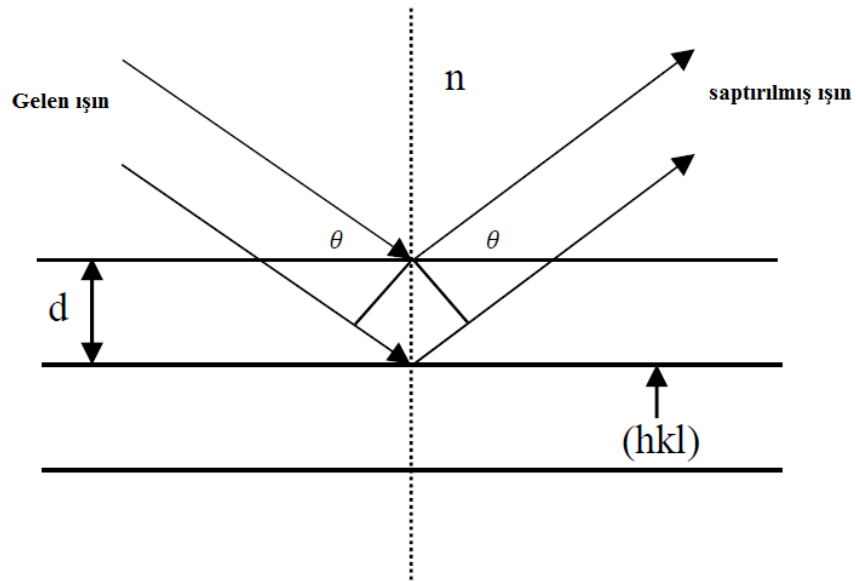
ZnO ince filmlerinin kristal yapısı, bir Cu K α tüpü ($\lambda = 0,154178$ nm) ışıını (50 kV, 300 mA) kullanan bir X ışıını kırınım sistemi (PANalytical Empyrean X- Ray Difraktometre) kullanılarak karakterize edildi. X-ışıını difraktometre optik sisteminin şematik diyagramı Şekil 2.17' de verilmiştir (Morimoto and Pykosz 1982). X-ışıınının, gamma ışınları ve ultraviyole arasındaki bölgede 1 Å dalga boyuna sahip bir tür elektromanyetik radyasyon olduğu iyi bilinmektedir. X-ışıını kırınımı, kristal yapıyı atomik düzeyde araştırmak için en popüler tahribatsız deneysel tekniklerden biridir. Bir kristal kafes, uzaydaki atomların düzenli üç boyutlu dağılımıdır. Bunlar, malzemenin yapısal ve fiziksel bilgilerine göre değişen bir d mesafesi ile ayrılmış bir dizi paralel düzlem oluşturmak üzere düzenlenmiştir. Şekil 2.18, iki paralel düzlemden Bragg kırınımının şematik diyagramını göstermektedir. λ dalga boyuna sahip bir monokromatik X-ışıını, bir θ açısında kristal numunesi ile etkileşime girdiğinde, Bragg yasasına (Ohkubo 1970) göre, atomların paralel düzlemlerinden kırınım meydana gelir;

$$n\lambda = 2d \sin \theta \quad (2.25)$$

Burada n, yansımanın sırasını temsil eden tamsayı ve λ , X- ışıınının dalga boyudur. Bragg yasası açısından θ açısı modüle edilerek, malzemelerin özelliği ayrıntılı olarak değerlendirilebilir. XRD grafikleri, filmlerin çeşitli bilgilerini sağlayan kırınım demetinin tepe (pik) pozisyonu ve şiddetini içerir. Açılar, düzlemlerin atomik aralığını hesaplamak için kullanılır. Şimdiye kadar, Uluslararası Toz Kırınım Dosyası (PDF) veritabanına 80,000' den fazla materyal, Toz Kırılma Standartları (JCPDS) için ortak komite olarak kaydedilmiştir (Aaronson *et al.* 2011; Krupanidhi and Sayer 1984). XRD grafikleri sağlandıktan sonra, standart verilerle kıyaslandığında, kristal, faz bileşimi, tane boyutu ve kafes gerginliğinin sonuçları kolayca hesaplanabilir. Sonuçta, X-ışıını kırınımı malzeme bilimi için güçlü bir araçtır ve vazgeçilmezdir.



Şekil 2.17. X-ışını difraktometre optik sisteminin şematik diyagramı.



Şekil 2.18. İki paralel düzlemden Bragg kırınımının şematik diyagramı.

Püskürtülmüş ZnO ince filmler için kırınım desenleri XRD ile elde edilmiştir. Şekil 2.19 bu çalışmada kullanılan XRD cihazını göstermektedir.



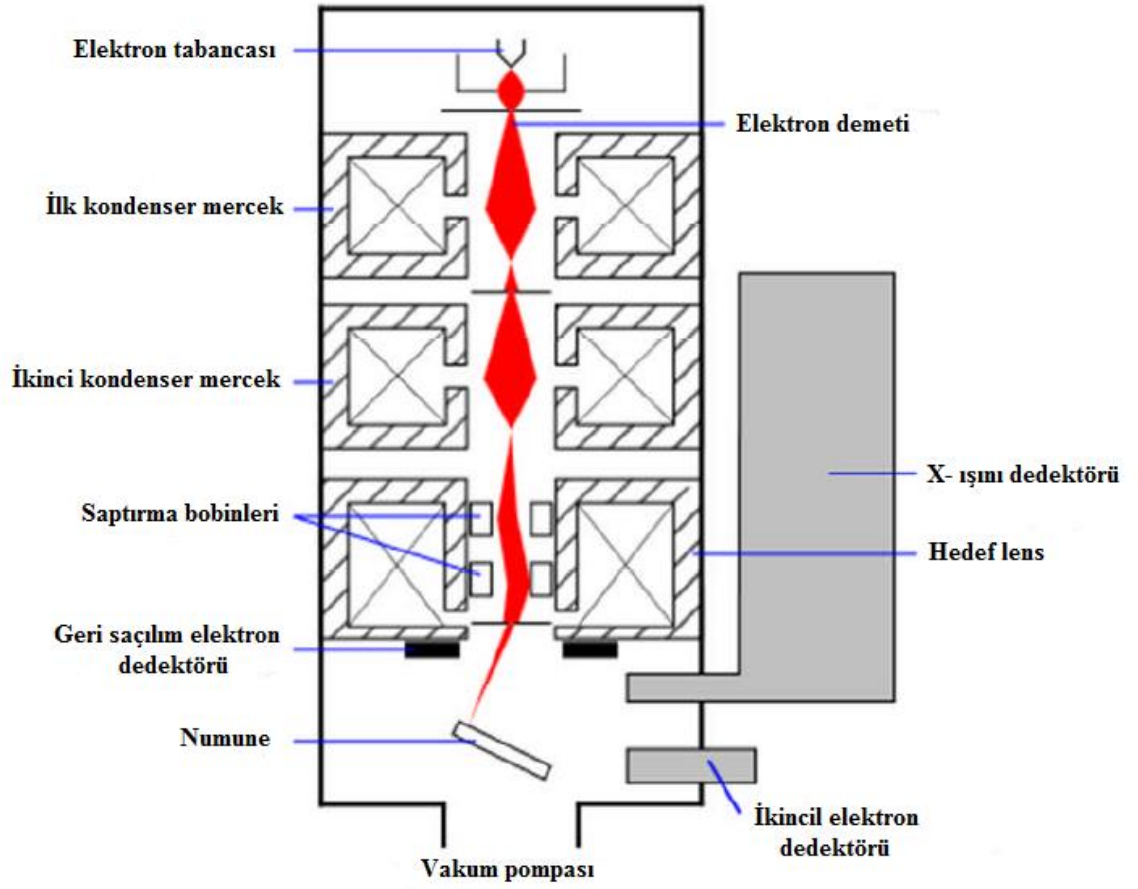
Şekil 2.19. PANalytical Empyrean X- Ray Difraktometre cihazı

2.8.2. Taramalı elektron mikroskobu

Taramalı elektron mikroskobu (SEM), katı örneklerin yüzeyinde çeşitli sinyaller üretmek için odaklanmış bir yüksek enerjili elektron demeti kullanır. Elektron-numune etkileşimlerinden türetilen sinyaller, dış morfoloji, kimyasal bileşim, kristal yapı ve malzemelerin oryantasyonu dâhil olmak üzere örnek bilgileri ortaya koymaktadır. Başka deyişle bu mikroskop, mikroskobik düzeyde bir numunenin yüzey görüntülerini oluşturmak için kullanılır. Bunu, optik bir kolondaki yüksek enerjili elektron demetleriyle bir örneği tarayarak yapar. Işın tarafından yayılan elektronlar daha sonra numunenin atomik yapısı ile etkileşime girer ve topoğrafik görüntüler üretir. Işıktan farklı elektron çeşitleri üretilir. Mikroskop aynı zamanda X-ışını özellikleriyle donatılmışsa, donanım, yapının elementik oluşumu ve bu elementlerin spesifik yerleri hakkında bilgi üretebilir

(Velasco 2013). Elektronlar, numunenin yüzey topografisi, kompozisyonu ve elektriksel iletkenlik gibi diğer özellikler hakkında bilgi içeren sinyal üretecek şekilde atomlarla etkileşime girerler. SEM tarafından üretilen sinyal tipleri arasında ikincil elektronlar, geri saçılmış elektronlar (BSE), karakteristik x-ışınları, ışık (katodoluminesans), örnek akımı ve iletilen elektronlar bulunur.

SEM bir görüntü oluşturmak için ışık yerine elektron kullanır. Metalik bir filamanın ısıtılmasıyla mikroskopun tepesinde bir elektron ışını üretilir. Elektron ışını mikroskop kolonundan dikey bir yol izler. Numuneye çarptığında, geri saçılmış veya sekonder gibi diğer elektronlar numuneden çıkarılır. Dedektörler, ikincil veya geri saçılan elektronları toplar ve bir görüntü üreterek sıradan bir televizyondakine benzer bir görüntüleme ekranına gönderilen sinyale dönüştürür. SEM, numunenin yüzey morfolojisi hakkında bilgi verir, bu da büyümenin gerçekleşip gerçekleşmediğini kontrol etmemize yardımcı olabilir. SEM, 2D görüntüler üretir ve numunenin topografik özelliklerini ortaya çıkarır, bu da ZnO nanoyapılarının çapını, uzunluğunu, şeklini ve yoğunluğunu incelememize olanak tanır. SEM' in şematik diyagramı Şekil 2.20' de gösterilmektedir (Velasco 2013).



Şekil 2.20. SEM şematik görüntüsü.

Şekil 2.21, bu çalışmada kullanılan Zeiss marka Sigma 300 model SEM cihazını göstermektedir.



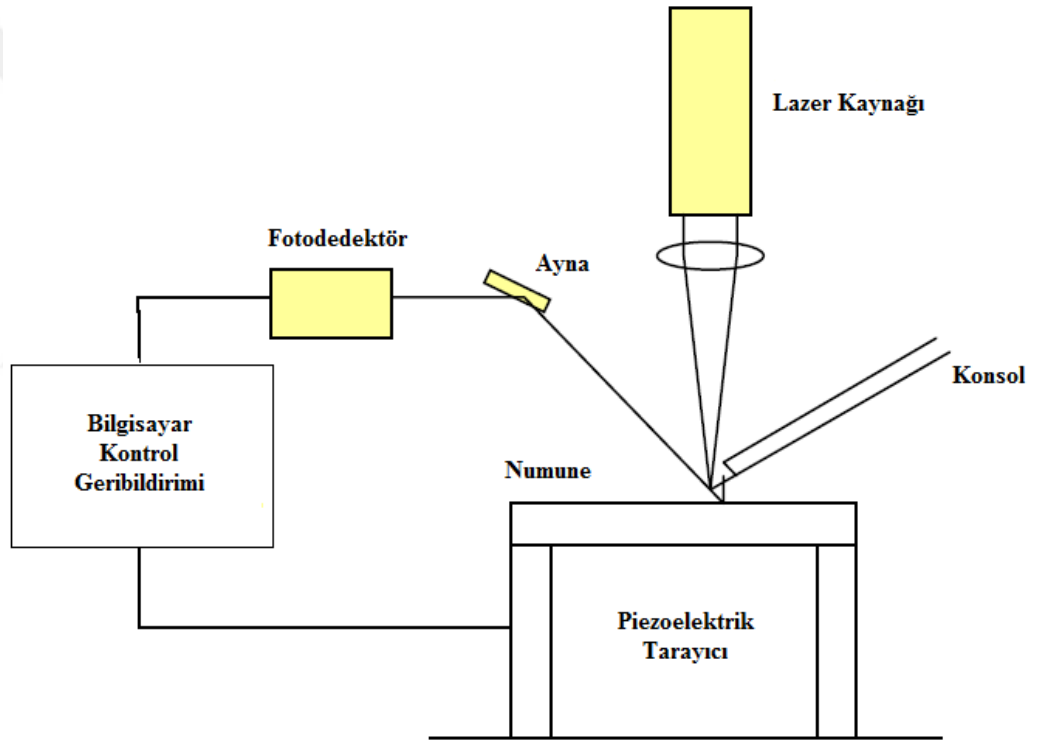
Şekil 2.21. Zeiss marka Sigma 300 model SEM sistemi

2.8.3. Atomik kuvvet mikroskobu (AFM)

Atomik kuvvet mikroskobu (AFM), 1986 yılında Binnig ve arkadaşları tarafından icat edilmiştir (Binnig *et al.* 1986). AFM, numunenin yüzeyi hakkında bilgi edinmek için küçük bir probun örnek boyunca tarandığı bir tarama prob mikroskobu (SPM) formudur. Probu yüzeyle etkileşiminden elde edilen bilgiler, fiziksel topografya kadar basit olabilir. Bu veriler, prob X-Y pozisyonuna göre ölçülen özelliklerin bir haritasını oluşturmak için numuneler boyunca bir tarama modelinde tarandıkça toplanır. Böylece AFM görüntüsü, görüntülenen alanın ölçülen özellikteki (yükseklik veya manyetik alanlar) varyasyonunu gösterir. AFM probu, genellikle $100\text{\AA}$ çapından daha az olan çok keskin bir uca sahiptir. Prob ucu ve numune yüzeyi arasındaki interatomik kuvvetler, numunenin yüzey topografisi değiştikçe konsolun bükülmesine neden olur. Konsolun arkasından yansıyan bir lazer ışığı, konsolun bükülmesini ölçer. Bu bilgi, bir topografya haritası ve / veya ilgili başka özellikler üreten bir bilgisayara geri beslenir.

AFM kurulumunda, lazer ışını bir konsolun arka tarafına yönlendirilir ve bir çeyrek foto dedektörüne yansıtılır (Şekil 2.22). Konsol örnek yüzeyin üzerinde tarama yaptığında (bir

piezo tarayıcı tarafından kontrol edilir), 3D hareketi, foto diyot dedektöründe yansıtılan lazer ışını tarafından tespit edilir. Konsolun hareketi (sapma veya salınım) topografik geri besleme olarak kullanılır. Konsol ve numune bu nedenle iletken değildir. AFM' de kullanılan tipik konsollar silisyum veya silisyum nitrürden oluşur ve uç yarıçapı birkaç ila on nanometredir. Şekil 2.23' te Atomik Kuvvet Mikroskobu gösterilmiştir. Bu tez çalışmasında Hitachi 5100N Cihazı (yüzey topoğrafyası ve 3 boyutlu görüntüsünü alabilen bir cihaz) kullanılmıştır.



Şekil 2.22. AFM kurulumunun şematik gösterimi



Şekil 2.23. Hitachi 5100N AFM Cihazı

3. MATERYAL ve YÖNTEM

3.1. Si Yarıiletkeni

Silisyum yarıiletkeni IV. grupta yer alan bir elementdir ve bağ yapabilen dört valans elektronlarına sahiptir. Silisyum kristalinin hareketsiz olmasının nedeni, bir silisyum atomunun her bir elektronu, diğer bir silisyum atomunun elektronuyla kovalent bağ yapmasındandır. Buna göre kristal silisyumun serbest elektronu yoktur ve maddenin yalıtkan özelliğe sahip olması beklenir. Gerçekte ise oda sıcaklığında, bir elektronun serbest kalmasına yetecek kadar ısıl çalkalanma vardır, böylece bağlardan kopan elektron kristal yapı içerisinde dolaşır ve elektriği iletir. Bir elektronun bu şekilde ısı "uyarılması" pozitif yüklü bir bölgenin oluşmasına yol açar, buna "boşluk" denir ve silisyum atomunu belirtir. Boşluk da hareketli olup kristalin elektrik iletimine yardım eder. Boşluğun hareket mekanizması şu şekildedir: komşu silisyum atomundan bağlı bir elektron, elektronca zengin olmayan bölgeye atlar ve kendi yerinde pozitif bir boşluk bırakır. Dolayısıyla oradaki atomun yanındaki atomdan yeni bir elektron bırakılan boşluğa atlar ve böylece olay devam eder. Yani boşluk oluşması elektron hareketinin ters yönüne doğru devam eder. Bu açıklamalara göre, bir yarıiletkenin iletkenliği boşlukların bir yönde, ısıl elektronun ise diğer yöndeki hareketlerinden kaynaklanır.

Doping yapılarak silisyum kristalinin iletkenliği çok fazla artırılabilir. Doping, azıcık ve miktarı kontrollü bir şekilde bir safsızlığın kristal yapısına girmesidir. Bir silisyum yarıiletkene konulan doping maddesi antimon veya arsenik gibi V. grup elementi, veya galyum veya indiyum gibi III. grup elementi olabilir.

3.2. Numunelerin Hazırlanması

Bu tez çalışmasında kullanılan alttaşlar, n tipi Si kristalleri 400 μm kalınlıkta ve 1-10 Ωcm öz direncine sahip olarak seçildi. Omik ve Schottky kontaklar elde etmek için altlık malzemeden 12 cm^2 büyüklüğünde bir parça kesildi. Kesilen numuneye Si temizleme prosedürü uygulandı. Daha sonra bu temizlenen numuneye termal buharlaştırma

sistemiyle Au-Sb alaşımı kullanarak omik kontak yapıldı. Omik kontaklı numuneler 12 ayrı kısma bölünüp 6 tanesi referans diyotlar ve diğeri 6 tane ise arayüzey tabakalı Schottky diyotlarda kullanma amacıyla seçildi. Bu 6 tane referans numunesinin 3 tanesi elektron radyasyonu için ve diğeri 3 tane ise gama radyasyonu için ayarlandı. Aynı şekilde 6 tane arayüzey tabakalı Schottky diyotların 3 tanesi elektron radyasyonu için ve diğeri 3 tane ise gama radyasyonu için ayarlandı.

3.2.1. Temizleme prosedürü

Hazırlanan n tipi Si numunelerin her iki yüzünün parlatılmış olmasından dolayı ve yüzeylerde herhangi bir mekanik hasar bulunmadığından yarıiletken mekanik temizleme uygulanmadı. Bu numunelerin yüzeylerindeki kusurların ve organik kirlerin etkisini en aza indirebilmek için numuneler kimyasal temizleme işlemine tabi tutuldular.

Kimyasal temizleme işlemleri sırasıyla aşağıdaki gibi uygulandı.

- 1- Aseton' da ultrasonik olarak 10 dakika yıkandı.
- 2- Metanol' de ultrasonik olarak 10 dakika yıkandı.
- 3- Deiyonize su ile iyice yıkandı.
- 4- RCA₁ (H₂O:H₂O₂:NH₃; 6:1:1)' de 60 °C' de 10 dakika kaynatıldı.
- 5- Seyreltik HF (H₂O:HF; 10:1) ile 30 saniye yıkandı.
- 6- RCA₂ (H₂O:H₂O₂:HCl; 6:1:1)' de 60 °C' de 10 dakika kaynatıldı.
- 7- Deiyonize su ile iyice yıkandı.
- 8- Seyreltik HF (H₂O:HF;10:1) ile 30 saniye yıkandı.
- 9- 15 dakika akan deiyonize su içerisinde konuldu ve sonra azot gazı ile iyice kurutuldu.

3.2.2. Omik kontakların yapılması

Kimyasal temizleme işlemi yapıldıktan sonra numuneler hemen buharlaştırma sisteminde vakum ortamına alındı. Vakum içindeki basınç, yaklaşık olarak 10⁻⁶ torr değerine düşünce, kimyasal temizliği yapılmış ve ısıtıcı üzerine yerleştirilmiş olan Au-Sb (%1 Sb) alaşımı Si yüzeyine buharlaştırıldı. Kısa bir süre sonra vakum cihazına hava verildikten sonra numune vakum cihazından çıkartılıp quartz pota içine yerleştirildi. Daha sonra bu

numuneler potanın içinde yerleşmiş durumda, önceden yakılmış ve numune tavlama işlemi için dengeye gelmesi sağlanan (n -Si için 425°C ye ayarlanmış) fırına yerleştirilip 3 dakika tavlandı. Böylece omik kontak yapılmış oldu. Tavlama işlemleri süresince fırına kontrollü bir şekilde azot gazı verildi. Buharlaştırma sistemi ve omik kontak yapmak için kullanılan tavlama fırını şekil 3. 1 ve 3. 2' de gösterilmiştir.

Buharlaştırma ve tavlama işlemlerinden önce, numunenin yerleştirildiği quartz pota metanol ve aseton ile ultrasonik olarak temizlendi ve buharlaştırmada kullanılan alaşım (Au-Sb) %10' luk seyreltilmiş HF ile ve buharlaştırmada kullandığımız ısıtıcı %10' luk seyreltilmiş HCl ile temizlendi ve son olarak hepsi deiyonize su ile iyice yıkandı ve kurutuldu.

Ayrıca ısıtıcının oksitlenmesini önlemek için vakum cihazındaki yerine yerleştirildi ve yakıldı. Omik kontaklı Au-Sb/ n -Si yarıiletkeni elmas kalemle uygun büyüklükte 12 parçaya ayrıldı. Bu parçaların 6 tanesi referans numunelerin ve diğer 6 tanesi ise arayüzeyli numunelerin yapımında kullanıldı.



Şekil 3. 1. Metal buharlaştırma sistemi



Şekil 3.2. Tavlama fırını

3.2.3. Doğrultucu kontakların yapılması

Bir yüzeyinde omik kontak yapılan numunelerin diğer yüzeyine Schottky kontak uygulamak için, önce numunelerin yüzeyi seyreltilmiş HF ile temizlendi ve deiyonize sudan geçirilip daha sonra azot gazıyla kurutuldu. Doğrultucu kontağı oluşturmak için DC püskürtme sistemi ve hazır Zn hedefi kullanılarak Zn metali püskürtüldü. Bu prosedürde güç değeri 100W, gaz akışı 1,5 sccm ve büyüme oranı 1,8 olarak uygulandı. Böylece 75 nm kalınlığa sahip Schottky kontaklar elde edildi. Yüksek vakum değeri 5×10^{-5} torr olduğu zaman kaplama işlemi başlatıldı. Püskürtme işlemi plazma oluşturularak 7 dakikada yapıldı. Uygun maske kullanılarak büyütme alanının çapı yaklaşık 1 mm seçildi. Böylece Zn/n-Si/Au-Sb referans schottky diyotları elde edildi.

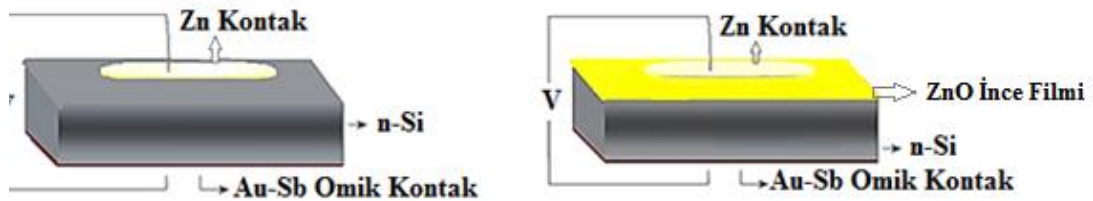
3.3. ZnO İnce Filmlerin n-Si Yarıiletken Altlıklar Üzerinde Büyütülmesi

Daha önce temizlenen ve omik kontağı yapılan, n tipi Si yarıiletken altlıklar üzerine RF magnetron püskürtme sistemi yardımıyla ve hazır ZnO hedefi kullanılarak 60W güçte ZnO ince filmler büyütüldü. Bu işlemi gerçekleştirmek için hazırlanan Au-Sb omik kontaklı n-Si numuneler cihaza yerleştirildi. Daha sonra numuneler 200 °C'lik bir çalışma

sıcaklığına ısıtıldı. Argon gazı 205 sccm' lik bir akış hızıyla sisteme girildi. Ardından plazma, ana odacıkta 60 Watt gücünde ateşlendi. ZnO hedef yüzeyini temizlemek için bu işleme 5 dakika devam edildi. Bu işlem aynı zamanda sıcaklığın kararlı hale gelmesini sağlamaktadır. 5 dakika püskürtme işleminden sonra, ZnO hedef kapağı açıldı ve büyüme işlemi başlatıldı. ZnO biriktirmesi 60 Watt gücünde dakikada yaklaşık 0,4 nanometre hızıyla ve 80 nm kalınlıkta yapıldı. İstenen büyüme süresine ve kalınlığa ulaşıldıktan sonra, ZnO hedef kapağı ve plazma kapatıldı. Daha sonra ortam ısıtıcısı kapatıldı ve numuneler, çemberden çıkarılmadan önce oda sıcaklığına soğutuldu. Daha sonra numuneler çemberden çıkarıldı ve böylece ZnO/n-Si/Au-Sb yapıları elde edildi.

3.4. Referans (Zn/n-Si/Au-Sb) ve ZnO Arayüzey Tabakalı (Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb) Schottky Diyotların Yapılması

Zn/n-Si/Au-Sb referans diyotlarının üretilmesi kesim 3.2.3 de verilmişti. ZnO arayüzey tabakalı Schottky diyotlar ise RF magnetron sputtering sistemi yardımıyla büyütülen ZnO ince filmler üzerine DC püskürtme sistemi kullanılarak, yaklaşık 1 mm çapında noktalar halinde bir maske vasıtasıyla, Zn metali biriktirilerek elde edildi. Böylece Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb Schottky diyotlar elde edildi. Elde edilen referans (Zn/n-Si/Au-Sb) ve arayüzeyli (Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb) diyotların şematik görüntüsü Şekil 3. 3' te gösterilmiştir.



Şekil 3. 3. Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb yapılarının şematik görüntüsü

Şekil 3.3' te görülen bu iki yapının (6 referans ve 6 ZnO arayüzey tabakalı olmak üzere toplam 12 diyodun) oda sıcaklığında ve karanlıkta, $I-V$ ölçümleri "Keithley 487

Picoammeter/Voltage kaynağı” cihazı ile C–V ölçümleri ise “Hewlet Packart 4192 a, (5 Hz–13 MHz) Lf Impedence Analyzer” cihazı ile alınarak temel diyot parametreleri hesaplanmıştır.

3.5. Referans (Zn/n-Si/Au-Sb) ve ZnO Arayüzey Tabakalı (Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb) Schottky Diyotların Farklı Dozlardaki Elektron Radyasyonlarına Maruz Bırakılması

Hazırlanan ilk 3 adet referans (Zn/n-Si/Au-Sb) ve ilk 3 adet arayüzey tabakalı (Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb) Schottky diyotlar daha sonra elektron radyasyonlarına maruz bırakıldı. Numuneler Atatürk Üniversitesi Tıp Fakültesi Araştırma Hastanesi Radyasyon Onkolojisi bölümünde bulunan Varian marka Trilogy model LINAC (Lineer Akseleratör) cihazında ışınladı. Elektron ışınlamasını gerçekleştirmek için cihaz kalibrasyonu yapıldı ve cihazın maksimum verimlilikte ışınlama yapmasını sağlamak için aşağıdaki parametreler seçildi.

Basınç (P) : 815 mBar

Sıcaklık (T) : 21° C

$$\text{Basınç-Sıcaklık Faktörü} : C_{TP} = \frac{T + 273,2}{T_0 + 273,2} \times \frac{P_0}{P} = 1,25$$

$T_0 = 20^\circ \text{C}$, $P_0 = 1013,2 \text{ mBar}$

P: Işınlama anındaki atmosfer basıncı (Meteoroloji genel müdürlüğünden alınıyor)

T: Numune ışınlaması anındaki sıcaklık

T_0 : Oda sıcaklığı

P_0 : Oda basıncı

Işınlamadan önce yukarıda belirtilen parametreler hesaba katılarak cihaz en verimli olacak şekilde kalibre edildi. Gerekli lazer ayarları yapıldı. Numuneler katı fantom üzerine konuldu (Şekil 3. 4). Kaynak ile numune arasında mesafe (SSD) 100 cm’ ye ayarlandı. Maksimum doz noktasını yüzeye çekmek amacıyla 1cm bolus kullanıldı (Şekil 3. 5) 9 MeV enerjide 25, 50 ve 75 Gray olmak üzere 3 farklı dozda ışınlama yapıldı.

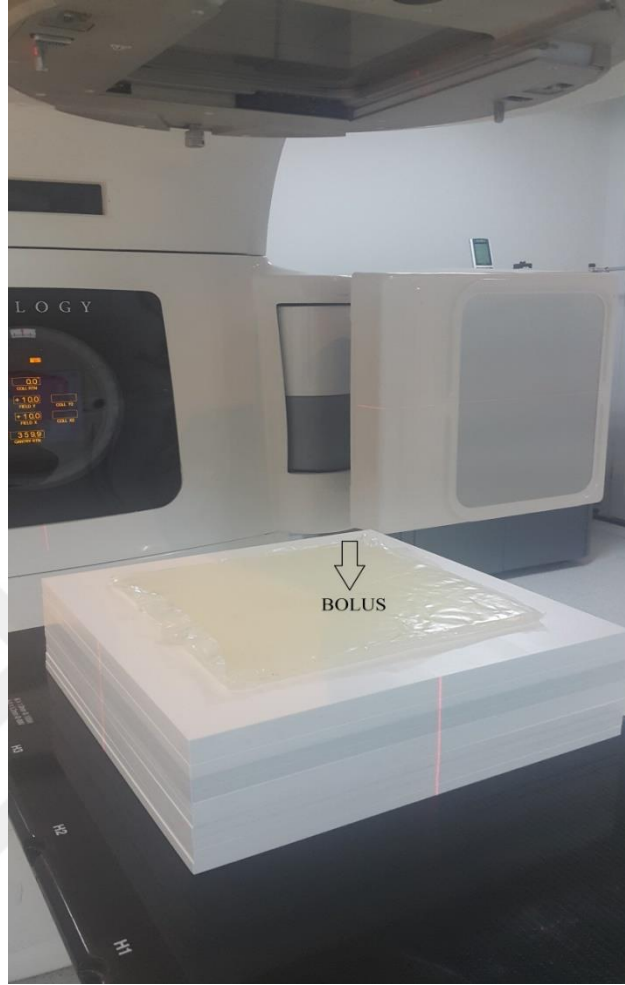
Numuneler sırasıyla 2,5, 5 ve 7,5 dk ışınlanmış oldu. Işınlanan referans ve ZnO arayüzey tabakalı diyotların oda sıcaklığında ve karanlıkta I-V ve C-V ölçümleri tekrarlanarak karakteristik parametreleri hesaplandı.

Bolus: Bolus, dokuya eşdeğer veya başka bir deyişle yumuşak doku ile aynı absorbsiyon karakteri olan (balmumu, un, pirinç, sodyum bikarbonat, parafin) materyallerdir.





Şekil 3. 4. Varian Trilogy Lineer Akseleratör Cihazı



Şekil 3.5. Maksimum doz noktasını yüzeye çekmek amacıyla kullanılan bolus

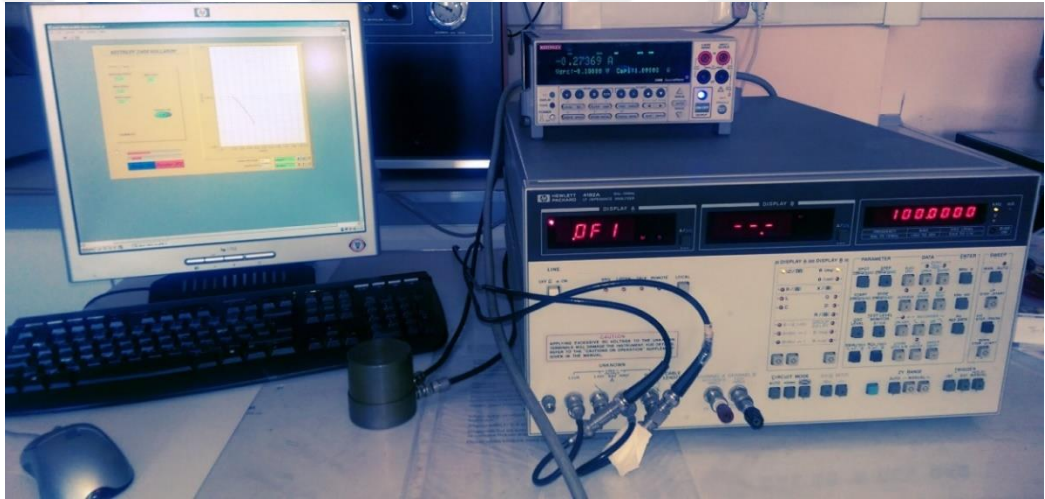
3.6. Referans (Zn/n-Si/Au-Sb) ve ZnO Arayüzey Tabakalı (Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb) Schottky Diyotların Farklı Enerjilerdeki Gama Radyasyonlarına Maruz Bırakılması

Hazırlanan 3 adet referans (Zn/n-Si/Au-Sb) ve 3 adet arayüzey tabakalı (Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb) Schottky diyotlar farklı enerjilerde, (baryum, amerisyum ve kobalt) 5 dakika gama radyasyonlarına maruz bırakıldı.

Radyasyondan sonra referans ve ZnO arayüzey tabakalı diyotların oda sıcaklığında ve karanlıkta I-V ve C-V ölçümleri tekrarlanarak karakteristik parametreleri hesaplandı.

3.7. Akım-Voltaj ve Kapasite-Voltaj Ölçüm Sistemleri

Elde edilen referans (Zn/n-Si/Au-Sb) ve arayüzey tabakalı (Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb) Schottky diyotların oda sıcaklığında $I-V$ ölçümü için, hem hassas akım ve voltaj kaynağı hem de ölçüm cihazı olarak sabit DC güç kaynağına sahip Şekil 3.6' da gösterilerilen “KEITLEY 487 Picoammeter/Voltage kaynağı” cihazı kullanılmıştır. Cihaz ile numune arasındaki bağlantı numune tutucusuyla sağlanmıştır. Şekil 3.6' da görülen KEITLEY 487 akım-gerilim ölçüm cihazı $\pm 1 \mu V$ ' dan $\pm 200 V$ ' a gerilim ölçümü ve $\pm 10 pA$ ' den $\pm 1 A$ ' e kadar akım ölçümü yapabilmektedir. $\pm 0,15\%$ hassasiyetle ölçüm yapabilen cihaz IEEE-488 arayüzey veri yoluna sahiptir.



Şekil 3.6. Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb diyot yapılarının oda sıcaklığında $I-V$ ve $C-V$ ölçümlerinin alındığı sistemler

Diyot yapılarının oda sıcaklığında ve karanlıkta $C-V$ ölçümü için, Şekil 3.6' da görülen HP 4192 A, (5 Hz–13 MHz) Lf Impedance Analyzer cihazı kullanılmıştır. HP 4192 LF empedans analizörünün frekans ölçüm sınırları 5Hz–13 MHz olup, osilatör genlik aralığı 5mV – 1V arasındadır. Doğru akım, ileri ve ters besleme özelliğine sahip cihazın -35 V tan +35 V' a kadar ayarlanması mümkündür. Aynı anda empedans, admitans, kapasitans, indüktans ölçebilmekle birlikte, aralarındaki faz değerlerini ve kalite faktörlerini de ölçebilmektedir. $\pm 0,15\%$ hassasiyetle ölçüm yapabilen cihaz IEEE-488 arayüzey veri yoluna sahip olup test point yazılımı yardımıyla bilgisayar ile kontrol edebilmektedir.

4. ARAŞTIRMA BULGULARI ve TARTIŞMA

4.1. Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb Schottky Diyotların Farklı Dozlardaki Elektron Radyasyonlarına Maruz Bırakılmadan Önce ve Sonra Oda Sıcaklığında Alınan Akım-Voltaj Karakteristiklerinin Karşılaştırmalı Olarak İncelenmesi

Metal–yarıiletken veya metal–yalıtkan–yarıiletken Schottky engel diyotlar (SBD) da, termoiyonik emisyon teorisine göre akım ile voltaj arasındaki ilişki ($V \geq 3kT/q$ için) (Sze 1981; Rhoderick *et al.* 1988) eşitlik (2.1) ile verilir. 2. Bölümde anlatıldığı gibi termoiyonik emisyon teorisine göre, bir Schottky diyodunun ön gerilim akımı, uygulanan potansiyele bağlıdır. Termoiyonik emisyon teorisinden sapma durumlarında bu denklem $I = I_0 \left[\exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right]$ şeklinde yazılır ve burada n diyodun idealite faktörüdür. Bu denklemden diyodun idealite faktörü ve engel yüksekliği değerleri hesaplanabilir. I_0 akımı;

$$I_0 = AA^*T^2 \exp(-q\Phi_b/kT) \quad (4.1)$$

şeklinde ifade edilen sızıntı akımıdır. Burada,

A diyodun doğrultucu kontak alanı ve A^* etkin Richardson sabiti olup değeri n -tipi Si için $112 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$ dir. T Kelvin cinsinden sıcaklık, Φ_b metal ile yarıiletken arasında oluşan sıfır-beslem potansiyel engel yüksekliği, V diyot üzerine uygulanan gerilim, k Boltzmann sabitidir. Diyodun idealite faktörü ve engel yüksekliği;

$$n = \frac{q}{kT} \frac{dV}{d(\ln I)} \quad (4.2)$$

$$\Phi_b = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{AA^*T^2}{I_0} \right) \quad (4.3)$$

bağıntılarından hesaplanabilir.

İdeal bir diyot için $n=1$ dir. n değeri (4.2) eşitliğinden yararlanarak doğru beslem $\ln I$ - V karakteristiğinin doğrusal bölgesinin eğiminden saptanır. Bununla birlikte, n genellikle birden büyük bir değere sahiptir (Uğurel *et al.* 2008). Mevcut çalışmadaki yapıların diyod idealite faktörü birden büyüktür. Birden daha büyük olan bir idealite faktörü, genel olarak, besleme bağlı bir Schottky engel yüksekliğinin varlığına atfedilir. Jenerasyon - rekombinasyonu, tünel oluşumu, arayüzey safsızlıkları ve arayüzey oksit tabakası, idealite faktörünün daha yüksek değeri için olası faktörlerdir (Chand and Kumar 1995). I_0 , y ekseninde $\ln(I)$ ve V eğrisinin kesişim noktasından belirlenir. Bu I_0 değerini, eşitlik (4.3)' e koyarak Schottky engel yüksekliği değeri değerlendirilir. SBD' lerde elektron ve gama ışınlaması yapının ana kafesine fiziksel hasar verdiği için engel yüksekliği, idealite faktörü ve seri direncinde bir bozulmaya neden olur. Kusurlar çoğunlukla mermi iyonlarının hedef materyal ile elastik geri tepmesinden oluşur veya tuzak yardımcı tünelleme ya da rekombinasyon akımı akış mekanizması olarak etkimektedir.

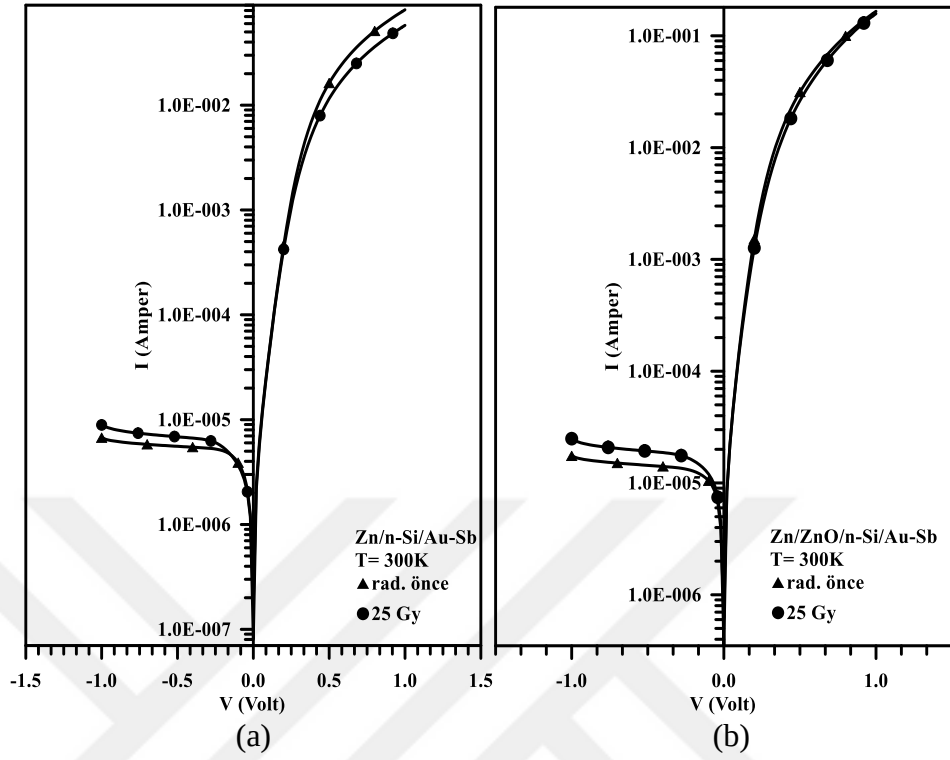
Şekil 4.1, 4.2 ve 4.3 diyotun farklı dozlardaki elektron - ışınlamasından önce ve sonra referans ve arayüzeyli diyotların doğru ve ters beslem $\ln(I)$ - V karakteristiklerini göstermektedir. Şekil 4.1, 4.2 ve 4.3' ten de görüldüğü gibi, diyotların ters beslem akımları ışınlamadan sonra artmaktadır. Elektron ışınlaması ile doğrultucu davranışın düşürülmesi, ara yüzeydeki ışınlamadan dolayı oluşan kusurlara atfedilebilir (Akkurt *et al.* 2010; Jayavel *et al.* 2002). Tüm referans ve arayüzeyli diyotlarda radyasyonundan sonra sızıntı akımının arttığı görülmektedir. Bu nedenle, radyasyona tabi tutulduktan sonra Schottky engel yüksekliğinde bir azalma gözlenmektedir. Artan dozla sızıntı akımındaki artış, tuzak veya rekombinasyon merkezleri olarak hareket eden azınlık taşıyıcılarının ömrünü kısaltan, radyasyona bağlı kristal kafes kusurlarının varlığına bağlı olabilir (Simoen *et al.* 1996, Oleson 1996). (4.1), (4.2) ve (4.3) eşitliklerinden yararlanarak I_0 , n ve Φ_b değerleri, referans diyotlarda 25 gray dozdan önce sırasıyla $6,36 \times 10^{-6} A$, 1,21 ve 0,602 eV olarak, ışınlamadan sonra ise $7,81 \times 10^{-6} A$ 1,32 ve 0,596 eV olarak hesaplanmıştır ve hesaplanan bu değerler tablo 3' te sunulmuştur.

Arayüzdeki ışınlam kaynaklı kusurlar, engel boyunca tünel oluşturmaya neden olup sızıntı akım yoğunluğunda artışa sebep olmuştur. Işınlama sonrasında I - V

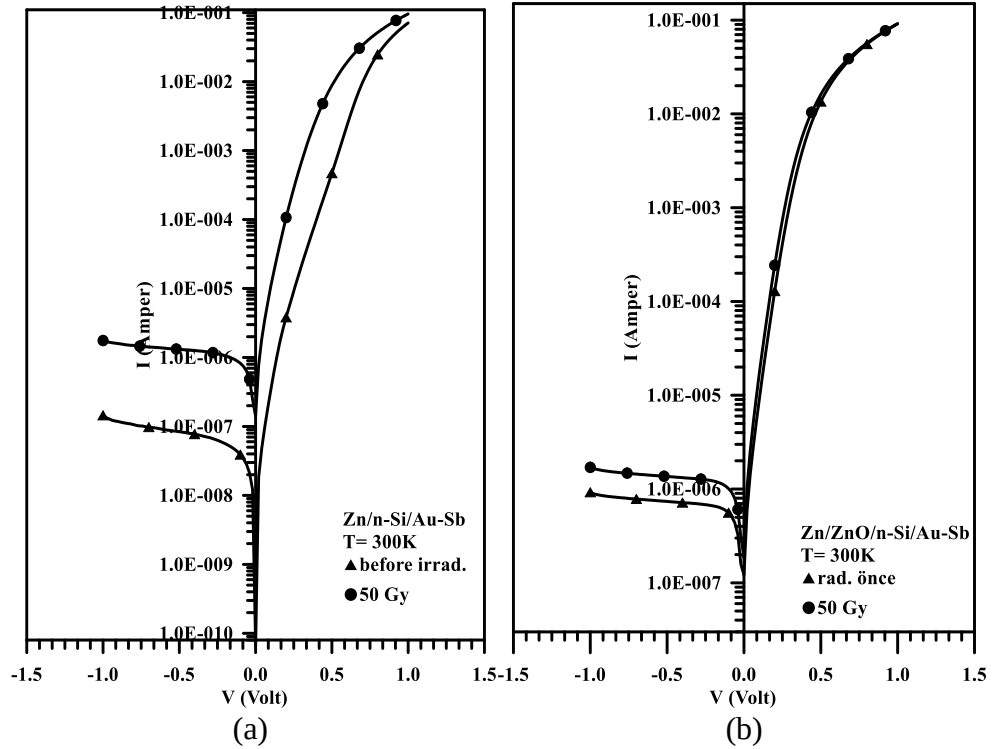
karakteristiklerinin değişmesinden sorumlu olabilecek, tünelleme, taşıyıcı telafisi (kompanzasyon) ve rekombinasyon- jenerasyon işlemlerini içeren çeşitli mekanizmalar vardır. Thurzo ve arkadaşları (Sze 1981, Thurzo *et al.* 1993), yarıiletken yüzey tabakasındaki kusurların, doğrultucu davranışın azalmasına katkıda bulunduğunu bildirmiştir.

(4.1), (4.2) ve (4.3) eşitlikleri dikkate alınarak ve şekil 4.2 ve 4.3' ten de yararlanarak 50 ve 75 gray ışınlamasından önce ve sonra diyotların I_0 , n ve Φ_b değerleri hesaplanmış ve yine tablo 3' te sunulmuştur. Tüm numunelerde ışınlamadan sonra idealite faktörünün arttığı, engel yüksekliğinin azaldığı görülmüştür. Referans ve ZnO arayüzeyli diyotlar için n ve Φ_b' deki değişimler yüzde olarak hesaplanmıştır. Arayüzeyli diyotlarda değişimin daha az olduğu tesbit edilmiştir.

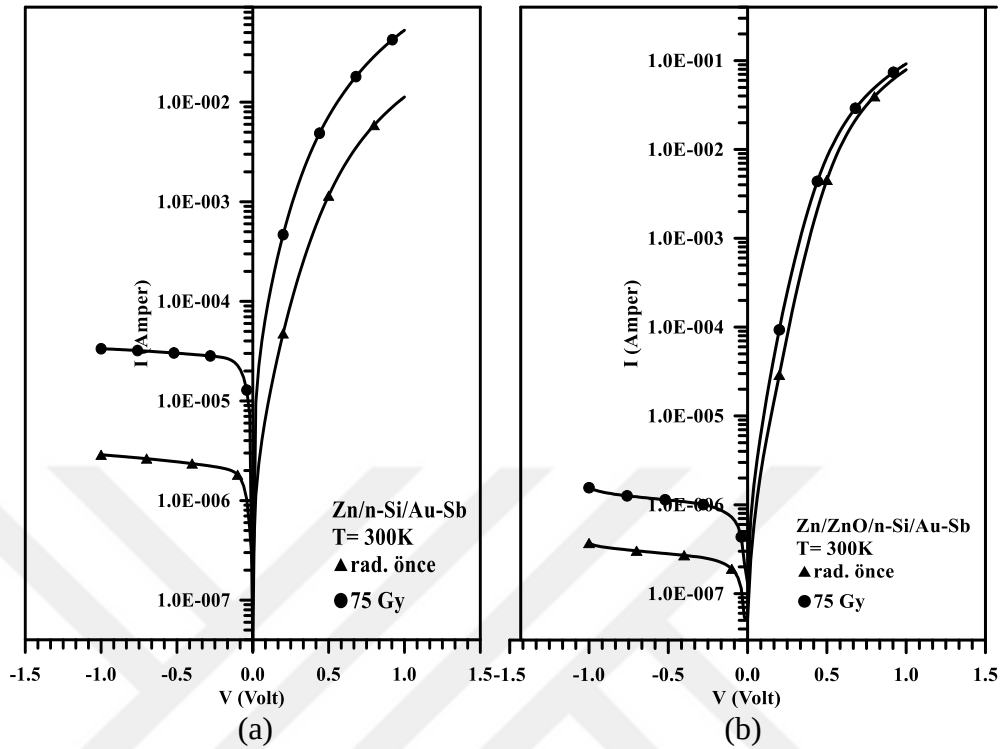
Potansiyel engel yüksekliğinde bir azalma ve doğru akımın tünel oluşturan bileşeninde bir artış, arayüzdeki radyasyona bağlı kusurlardan kaynaklanmaktadır. Engel yüksekliği referans ve arayüzeli diyotlarda, tüm dozlar için ışınlamadan sonra, azalmıştır. Işınlama, yapıların arayüzeyinde kusurlar oluşturabilir ve bu da, Schottky engel yüksekliğinde azalmaya idealite faktöründe ise bir artışa neden olabilir (Nigam *et al.* 2002). Işınlanmış Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb diyotları için ters beslem sızıntı akımı değerleri artmıştır. Sızıntı akımı değerindeki bu artış engel yüksekliğinin azalmasına bağlanabilir.



Şekil 4.1. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların 25 Gy elektron ışınlamasından önce ve sonra oda sıcaklığında ölçülen I-V karakteristikleri



Şekil 4.2. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların 50 Gy elektron ışınlamasından önce ve sonra oda sıcaklığında ölçülen I-V karakteristikleri

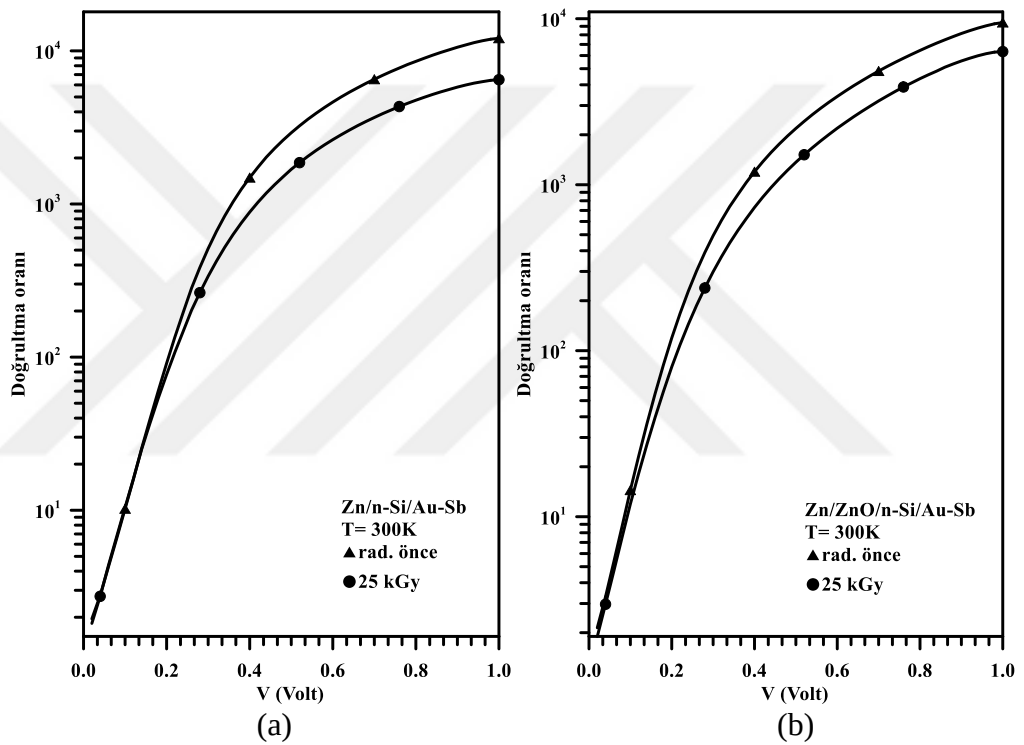


Şekil 4.3. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların 75 Gy elektron ışınlamasından önce ve sonra oda sıcaklığında ölçülen I-V karakteristikleri

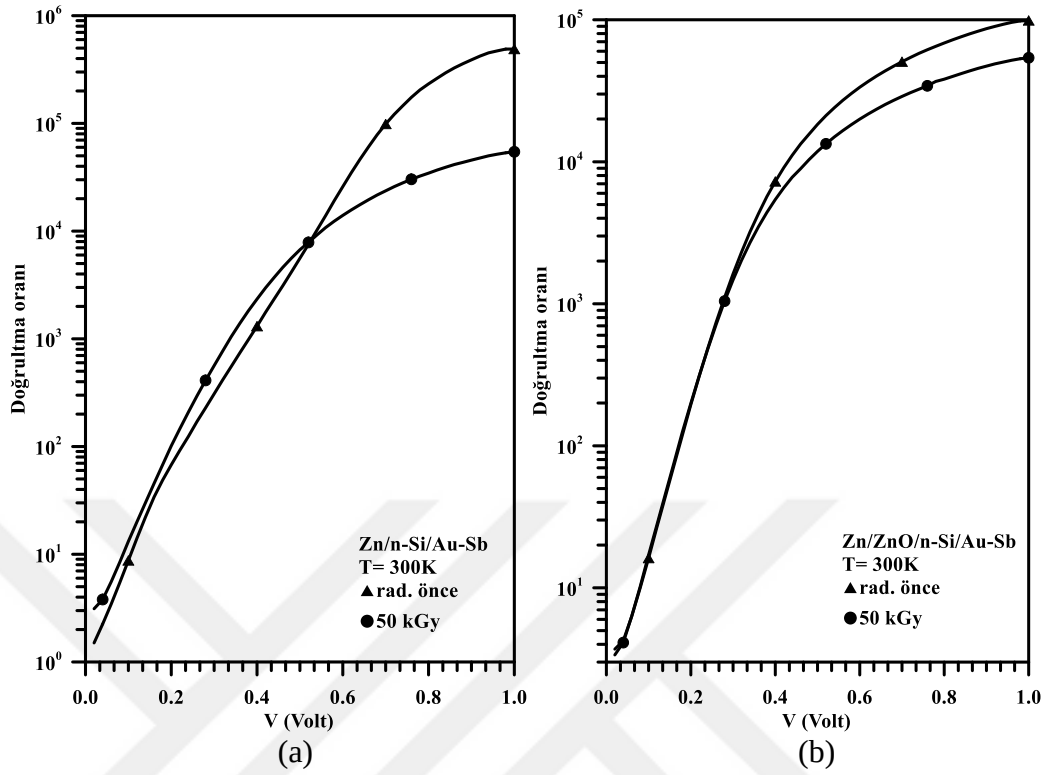
4.2. Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb Schottky Diyotların Farklı Dozlardaki Elektron Radyasyonlarına Maruz Bırakılmadan Önce ve Sonra Doğrultma Oranı-Voltaj Karakteristiklerinin Karşılaştırmalı Olarak İncelenmesi

Schottky engel teorisine göre arayüzeyde bir doğrultucu engelin oluşması için metalin iş fonksiyonu n-tipi yarıiletkenin iş fonksiyonundan daha büyük olmalıdır. Doğrultma oranı Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb diyotlardaki Schottky kontağa atfedilmiştir. Schottky diyotlarda genellikle doğru yöndeki akım miliamper mertebesinde iken, ters yöndeki akım mikroamper mertebesinde. Yani doğru ve ters beslem akımlarının büyüklüğünde yaklaşık olarak üç mertebe fark vardır. Bir diyodun doğrultma oranı, belirli bir uygulama voltajında doğru yöndeki akımın ters yöndeki akıma oranıyla belirlenir. Bu çalışmada uygulanan radyasyonun diyodun doğrultma oranı üzerindeki etkisini görmek için, aynı doğru ve ters beslem voltajlarındaki akım değerleri göz önüne alınarak doğrultma oranları hesaplanmıştır.

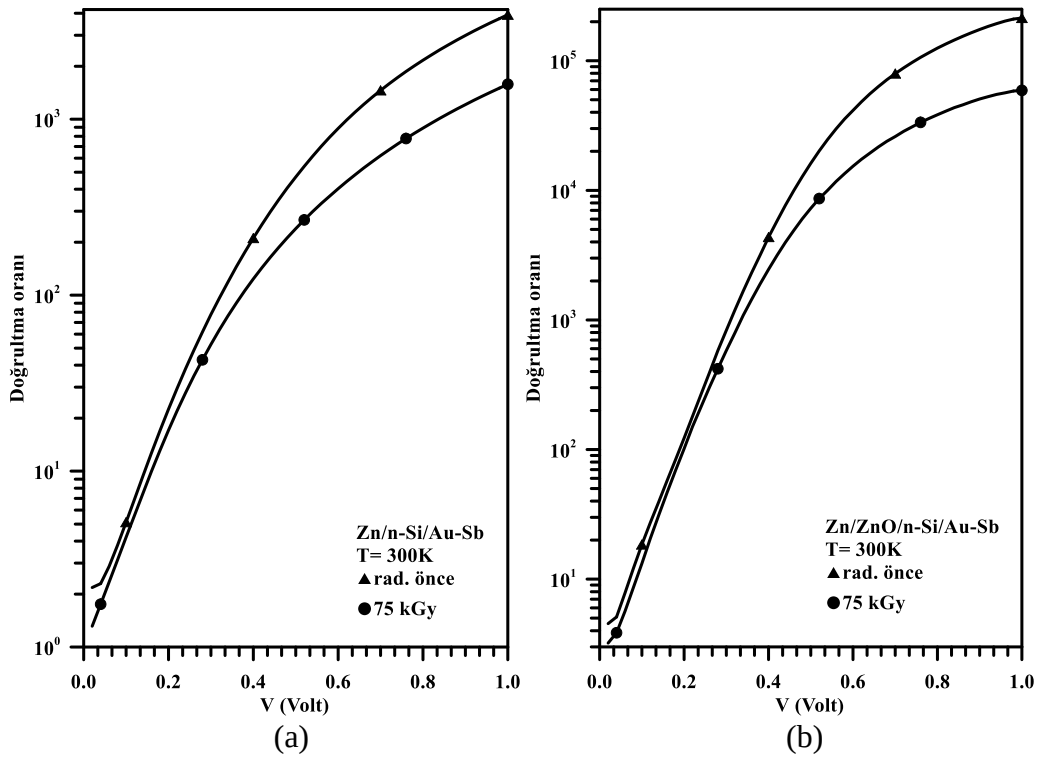
Hazırlanan Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb Schottky diyotların farklı dozlardaki elektron radyasyonlarına maruz bırakılmadan önce ve sonra doğrultma oranı - voltaj grafikleri Şekil 4.4, 4.5 ve 4.6' da gösterilmiştir. Bu grafiklerden görüldüğü gibi, diyotlar iyi bir doğrultma karakteristiğine sahiptirler ve uygulanan elektron radyasyonundan diyotların doğrultma oranları hafifçe azalmıştır. Bu azalma elektron radyasyonundan sonra sızıntı akımındaki artışa atfedilebilir.



Şekil 4.4. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların 25 Gy elektron ışınlamasından önce ve sonra hesaplanan doğrultma oranı-voltaj karakteristikleri



Şekil 4.5. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların 50 Gy elektron ışınlamasından önce ve sonra hesaplanan doğrultma oranı-voltaj karakteristikleri



Şekil 4.6. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların 75 Gy elektron ışınlamasından önce ve sonra hesaplanan doğrultma oranı-voltaj karakteristikleri

4.3. Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb Schottky Diyotların Farklı Dozlardaki Elektron Radyasyonlarına Maruz Bırakılmadan Önce ve Sonra $F(V)$ - V Karakteristiklerinin Karşılaştırmalı Olarak İncelenmesi

Aynı zamanda diyotların engel yüksekliği ve seri direnç gibi parametreleri I - V ölçümleri kullanılarak Norde metodundan da hesaplanabilir. Schottky diyotlar için doğru beslem I - V karakteristiği $V > 3kT/q$ sınırında azınlık taşıyıcıların etkisi ihmal edilirse termoiyonik emisyon teorisine göre, bir diyodun ideal durumdan sapmalarını ifade edebilmek için birimsiz sabit olan (n) idealite faktörünü dikkate alıp akım denklemini aşağıdaki şekilde yazabiliriz:

$$I = AJ = \left[AA^* T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_b}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (4.4)$$

Burada V diyot üzerinde düşen uygulama voltajı olup V yerine $V - IR_s$ yazılır. Schottky diyoduna uygulanan V geriliminin IR_s değerindeki voltaj değeri, seri direnç üzerinde harcanır. Böylece uygulama voltajı düşer ve akım denkleminde yerine aşağıdaki şekilde yazılır.

$$I = AJ = \left[AA^* T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_b}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (4.5)$$

Schottky engel diyotlarda doğru beslem $\ln(I)$ - V grafiğinde voltaj değeri arttıkça lineer bölge azalır. Yani, seri direncin yüksek olduğu yerde, lineer bölge $kT/q < V < IR_s$ aralığında sınırlanır ve geleneksel yarı logaritmik I - V grafiğinden hesaplanan parametrelerde güvenilir sonuçlar elde edilemez. Bu durumda bu grafikten hesaplanan, idealite faktörü ve engel yüksekliği değerinin daha doğru hesaplanması için, yeni yöntemlere ihtiyaç duyulur.

İlk defa Norde tarafından, ideal durum ($n=1$) için seri direnç ve engel yüksekliğinin tanımlanan bir $F(V)$ fonksiyonu yardımıyla elde edilmesi amaçlanmıştır (Norde 1979).

Bu yöntem engel yüksekliği ve seri direncin sıcaklıkla değişmediği durumlara uygulandığı için sadece bir sıcaklıkta I – V eğrisine ihtiyaç vardır.

Bohlin' in (1986) çalışmasında modifiye Norde metodu, $1 < n < \gamma$ (γ keyfi bir sayı olmak üzere) durumunda Φ_b ve R_s ' nin belirlenmesinin başka bir yolu olarak sunulmuştur. Norde seri direnç ve engel yüksekliğinin tanımlanmasında bir $F(V)$ fonksiyonu oluşturarak idealite faktörü değerini 1 kabul etmiştir. Bu durum için modifiye edilmiş Norde fonksiyonu şu şekilde verilir;

$$F(V) = \frac{V}{2} - \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{I(V)}{A A^* T^2} \right) \quad (4.6)$$

Burada $I(V)$, I – V den elde edilen akımdır. V ' ye karşı $F(V)$ grafiğinin çizilmesi ile Φ_b engel yüksekliği:

$$\Phi_b = F(V_{min}) + \frac{V_{min}}{2} - \frac{kT}{q} \quad (4.7)$$

şeklinde ifade edilir. Burada $F(V_{min})$, $F(V)$ 'nin minimum değeri ve V_{min} minimum değere karşılık gelen voltaj değeridir.

Norde' nin sunduğu teori 1985 yılında tekrar ele alınarak, idealite faktörünün 1' den büyük olduğu ($1 < n < 2$) durumlarda Φ_b , R_s ve n parametreleri hesaplanmıştır. Eşitlik (4.5)'in her iki tarafının logaritması alınıp eşitlik (4.6)'de yerine konulursa;

$$F(V) = \left(\frac{n-2}{2n} \right) V + \frac{IR_s}{n} + \Phi_b \quad (4.8)$$

ifadesi elde edilir. Burada $R=0$ ideal durumu için $F(V)$ – V grafiğinin eğimi $(n-2)/2n$ olan bir doğrudur ve $F(V)$ eksenini $V=0$ 'da kestiği nokta Φ_b 'yi verir. Bu arada seri direnç sıfırdan farklı ise $F(V)$ fonksiyonu bir minimumdan geçer ve

$$F(V) = \frac{V}{2} - \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{V}{AA^* T^2 R_s} \right) \quad (4.9)$$

ile verilebilir. Eşitlik (4.9)'un V ye göre türevi alınıp düzenlenirse,

$$\frac{\partial F(V)}{\partial V} = \frac{1}{2} \left[\frac{(n-2)}{2} + \frac{\beta I R_s}{n + \beta I R_s} \right] = \frac{n-2+\beta I R_s}{2(n+\beta I R_s)} \quad (4.10)$$

olur. $1/\beta = kT/q$ ve $\partial F(V)/\partial V = 0$ şartında $F(V)$ bir minimumdan geçer. Minimumdan geçen akım I_{0i} , gerilim değeri ise V_{0i} 'dir. Burada,

$$\frac{n-2+\beta I_{0i} R_i}{2(n+\beta I_{0i} R_i)} = 0 \quad (4.11)$$

$$n - 2 + \beta_i I_{0i} R_i = 0 \quad (4.12)$$

yazılır. Buradan R_i ve Φ_b için sırasıyla;

$$R_i = \frac{(2-n) kT}{I_{0i} q} \quad (4.13)$$

$$\Phi_b = F(V_{0i}) + \left(\frac{2-n}{n} \right) V_{0i} - \left(\frac{2-n}{n} \right) \frac{1}{\beta_i} = F(V_{0i}) + \left(\frac{2-n}{2n} \right) \left(\frac{V_{0i}}{2} - \frac{kT_i}{q} \right) \quad (4.14)$$

ifadeleri elde edilir. Burada R_i , β_i , V_{0i} ve I_{0i} ($i=1,2,\dots,n$) farklı sıcaklıklara karşılık gelen değerlerdir. K. E. Bohlin ise Norde fonksiyonunun ilk terimi olan $\frac{V}{2}$ yerine $\frac{V}{\gamma}$

kullanarak Norde fonksiyonunu modifiye etmiştir (Bohlin 1986). Burada γ , idealite faktöründen daha büyük isteğe bağlı bir sabittir. Bu durumda $F(V)$ Norde fonksiyonu,

$$F(V) = \frac{V}{\gamma} - \frac{1}{\beta} \ln \left(\frac{I(V)}{AA^* T^2} \right) \quad (4.15)$$

olarak tanımlanır. Burada $I(V)$, I - V grafiğinden elde edilen akımdır. Eşitlik (4.8)'de $\frac{V}{2}$ yerine $\frac{V}{\gamma}$ yazılıp V parantezine alınır,

$$F(V) = \left(\frac{1}{\gamma} - \frac{1}{n}\right)V + \frac{IR_S}{n} + \Phi_b \quad (4.16)$$

ifadesi elde edilir. İdeal diyotta seri direncin sıfır olduğu düşünülürse $F(V)$ ' nin V ye bağlı grafiği, eğimi $(n-\gamma)/n\gamma$ olan bir doğru olur ama seri direnç varsa bu fonksiyon, eşitlik (4.15) şeklinde olur. Yüksek voltaj değerleri için bu fonksiyon; eğimi $1/\gamma$ olan bir doğruya yaklaşır. $F(V)$ fonksiyonunun V ye göre türevini alıp minimum noktada sıfıra eşitlediğimizde,

$$I_{min} = \frac{\gamma-n}{\beta R_S} \quad (4.17)$$

ifadesi elde edilir. Buradaki I_{min} minimum noktadaki akım değeridir. Sonuç olarak engel yüksekliği ve seri direnç ifadeleri, $\frac{kT}{qI_{min}}$

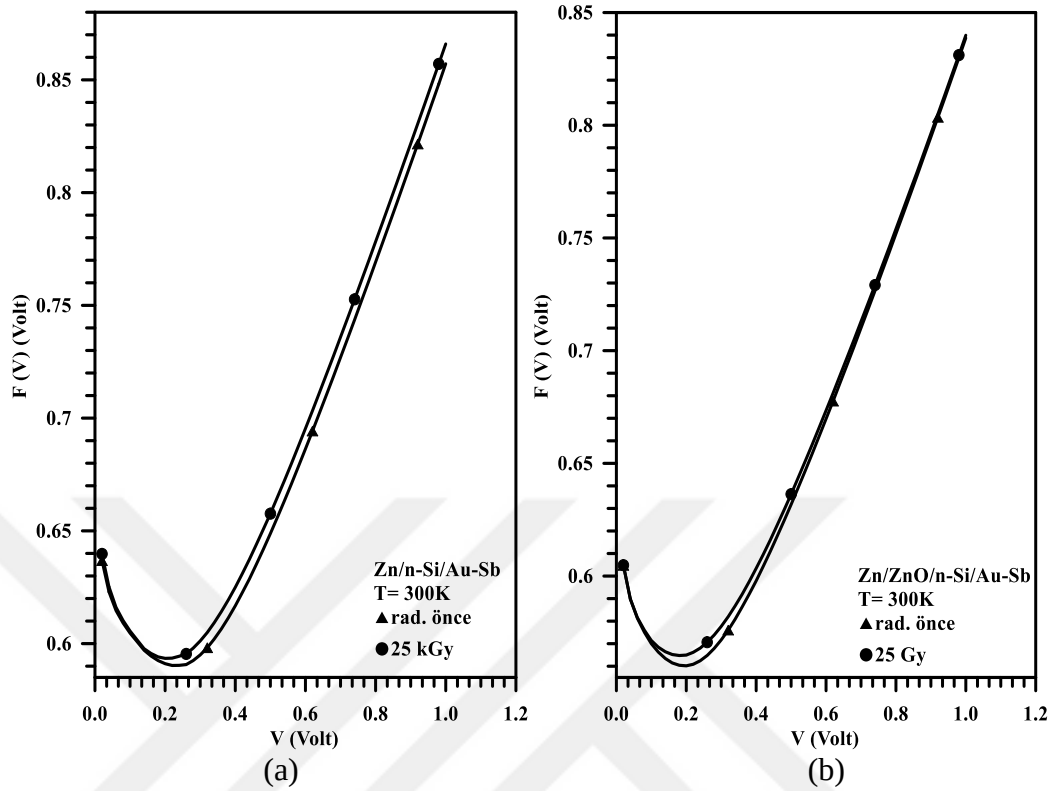
$$\Phi_b = F_{min} + \left[\frac{(\gamma-n)}{n}\right] \left[\frac{V_{min}}{n} - \frac{kT}{q}\right] \quad (4.18)$$

$$R_S = (\gamma - n) \frac{kT}{qI_{min}} \quad (4.19)$$

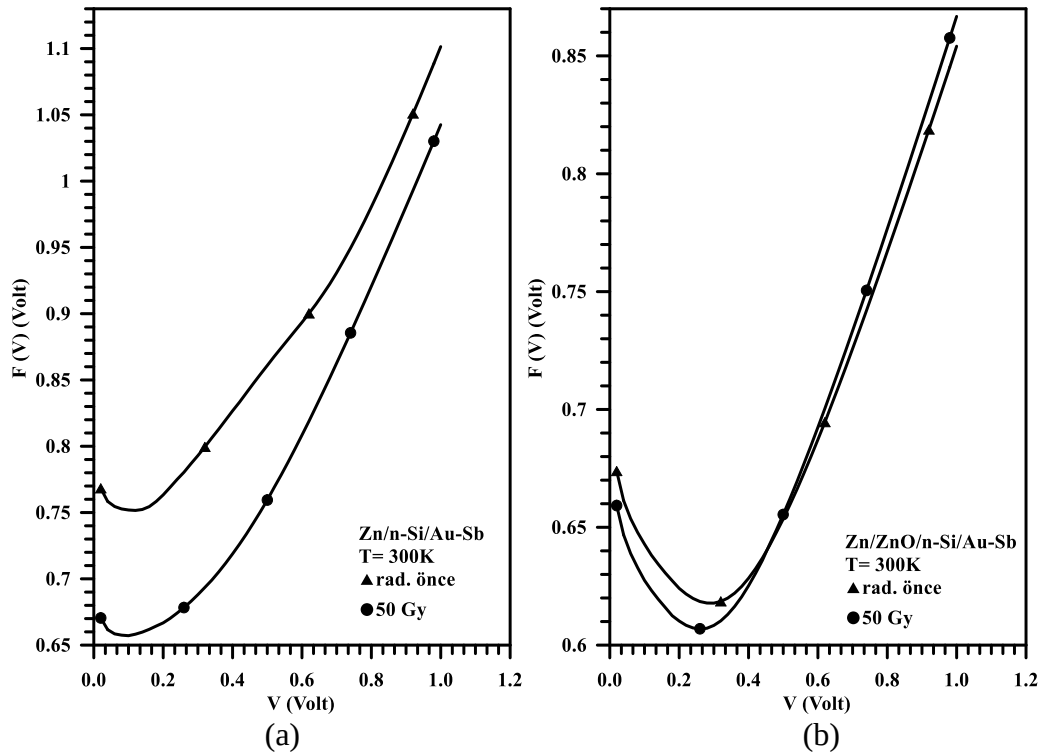
olarak tanımlanır. Burada V_{min} minimum noktadaki gerilim ve F_{min} de minimum akım ve gerilim değerlerine karşılık gelen Norde fonksiyonunun minimum değeridir.

Hazırlanan Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb Schottky diyotların farklı dozlardaki elektron radyasyonlarına maruz bırakılmadan önce ve sonra $F(V)$ - V grafikleri Şekil 4.7, 4.8 ve 4.9' da gösterilmiştir. $F(V)$ - V grafiklerinden elde edilen Schottky diyot parametreleri Çizelge 3' te verilmiştir. Çizelge 3' ten de görüldüğü gibi modifiye edilmiş

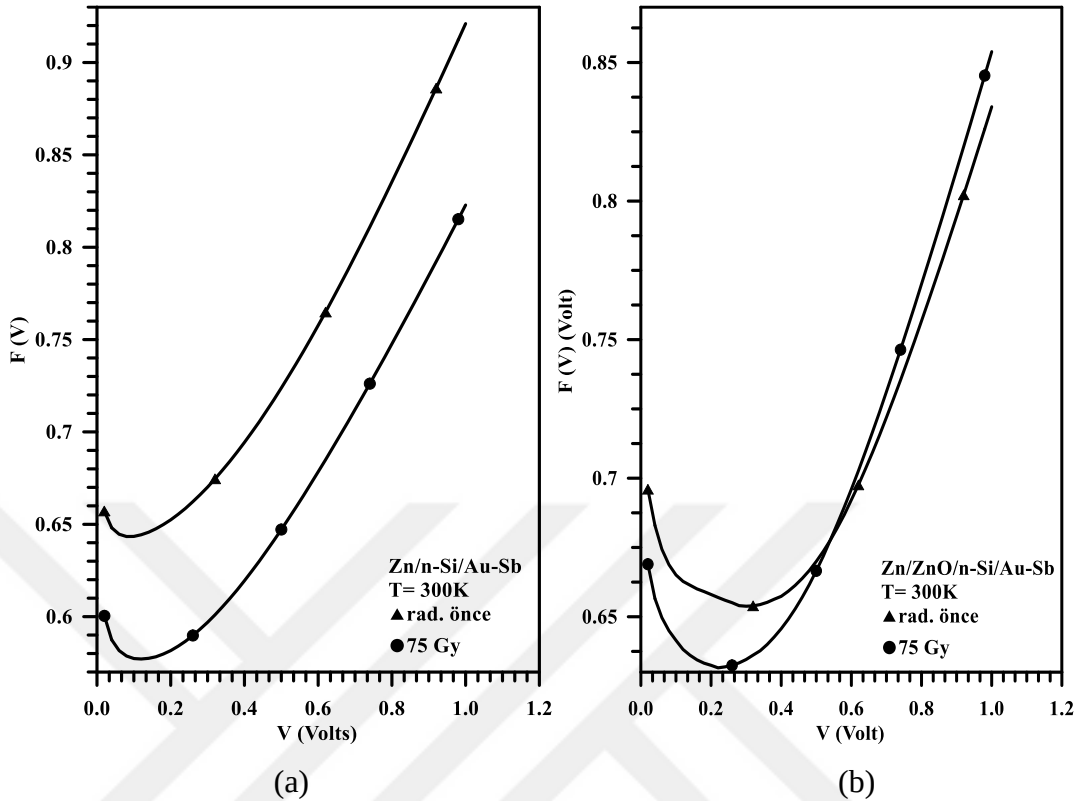
Norde metodundan hesaplanan seri direnç değerleri ışınlamadan sonra artış göstermektedir. Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb diyot yapısının seri direnç değerinin Zn/n-Si/Au-Sb diyot yapısına göre daha yüksek çıkmasının nedeni arayüzey ince filminin açıkta kalan bağları pasive etmesinin yanı sıra, arayüzeydeki serbest taşıyıcıların sayısını azaltmasından kaynaklanabilir. Zn/n-Si/Au-Sb referans diyot yapının elektron ışınlamasının 25 gray dozu uygulanmadan önce ve uygulandıktan sonra seri direnç değerleri sırasıyla 13,44 Ω ve 20,31 Ω olarak bulunmuştur. Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb arayüzeyli Schottky diyot yapının elektron ışınlamasının 25 gray dozu uygulanmadan önce ve uygulandıktan sonra seri direnç değerleri sırasıyla 23,38 Ω ve 35,68 Ω olarak bulunmuştur. Aynı hesaplamalar elektron ışınlamasının 50 gray ve 75 gray dozu için de yapılmıştır. Sonuç olarak referans diyot yapısı için 50 gray doz uygulanmadan önce ve uygulandıktan sonra seri direnç değerleri sırasıyla 21,583 Ω ve 47,52 Ω ve ZnO arayüzeyli Schottky diyot yapısı için bu değerler sırasıyla 18,32 Ω ve 19,46 Ω olarak bulunmuştur. Aynı şekilde seri direnç değerleri 75 gray doz uygulamasından önce ve sonra, referans ve ZnO arayüzeyli Schottky diyot yapısı için sırasıyla 41,11 Ω , 52,34 Ω , 98,03 Ω ve 103,96 Ω olarak bulunmuştur. Norde metodundan elde edilen Φ_b değerleri, termiyonik emisyon teorisinden elde edilen Φ_b değerleriyle oldukça uyumludur.



Şekil 4.7. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların 25 Gy elektron ışınlamasından önce ve sonra hesaplanan $F(V)$ - V karakteristikleri



Şekil 4.8. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların 50 Gy elektron ışınlamasından önce ve sonra hesaplanan $F(V)$ - V karakteristikleri



Şekil 4.9. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların 75 Gy elektron ışınlamasından önce ve sonra hesaplanan $F(V)$ - V karakteristikleri

4.4. Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb Schottky Diyotların Farklı Dozlardaki Elektron Radyasyonlarına Maruz Bırakılmadan Önce ve Sonra $N_{ss} - (E_c - E_{ss})$ Karakteristiklerinin Karşılaştırmalı Olarak İncelenmesi

İdeal Schottky kontaklarında engel yüksekliği, metal ve yarıiletken iş fonksiyonunun farkından belirlenir ve ideal Schottky modeli arayüzey durumlarının yok olduğunu kabul eder. Bununla birlikte, gerçek kontaklarda arayüzlerin varlığı göz önüne alınmalıdır. Lokalize durumlar, kimyasal kirlenme, kusurlar, yüzey işlemi veya yüzey hasarı ile üretilebilir. Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb Schottky diyot yapılarının engel yüksekliğine ışınlamaya bağlı olarak, eklem parametrelerinin belirlenmesinde durumların veya arayüzey durumlarının yoğunluğunun etkili olduğu bilinmektedir. Arayüzey durumlarının yoğunluğu yeterince yüksek olduğunda, Fermi seviyesinin "sabitlenmiş" olduğu söylenir. Bunun bir sonucu olarak, Schottky engel yüksekliği iş fonksiyonundan tamamen bağımsız olur (Şahin *et al.* 2016). Deneysel sonuçlarımız hem

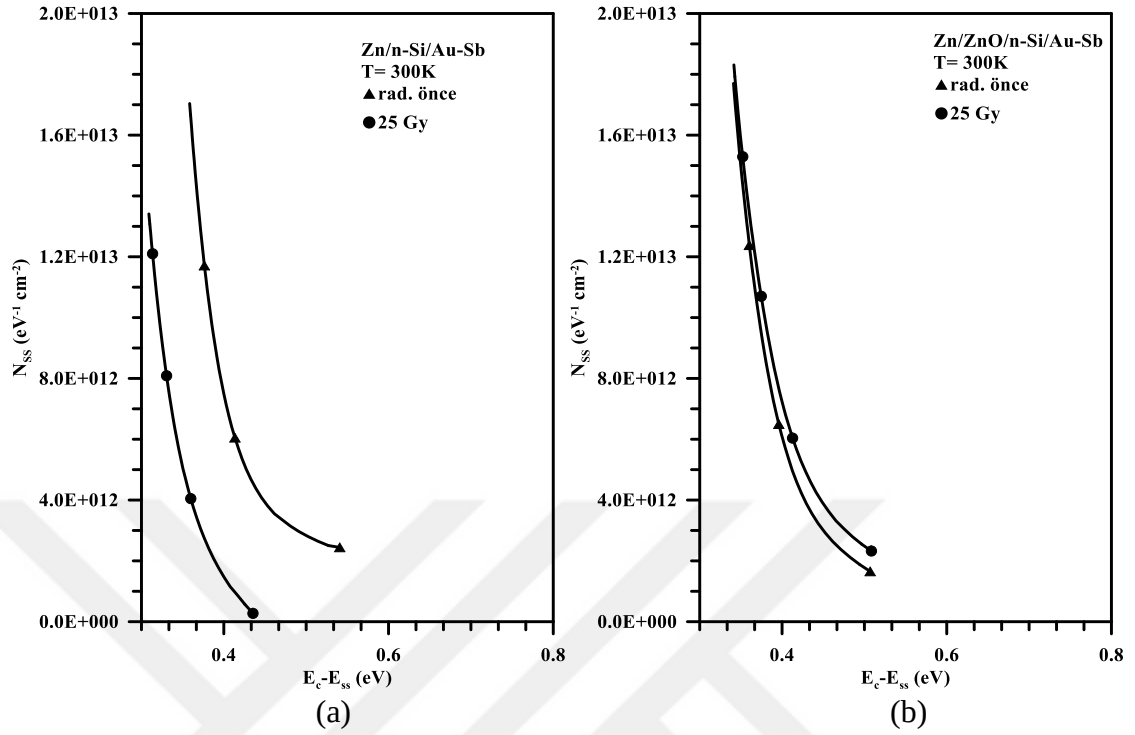
difüzyon potansiyellerinin hem de engel yüksekliklerinin elektron ışınlaması ile değiştiğini göstermiştir. Bu, ideal olmayan bir arayüzey veya ideal olmayan Schottky tipi davranışını teyit eder. Yani, engel yüksekliği tayini için, arayüzey durumları iş fonsiyonları yerine hakimdir. Bu amaçla, Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb Schottky diyot yapıları için arayüzey durumu yoğunluğu N_{ss} ' ye karşı arayüzey durumu enerjisi $E_c - E_{ss}$ 'yi inceledik.

İdealite faktörü ve engel yüksekliği değeri, arayüzey enerji durumları tarafından kontrol edilebilir. Bir n tipi yarıiletken, yarıiletken yüzeyindeki iletkenlik bandın tabanına göre arayüzey durum enerjisi E_{ss} eşitlik (4.20) ile verilmektedir (Çaldıran *et al.* 2013).

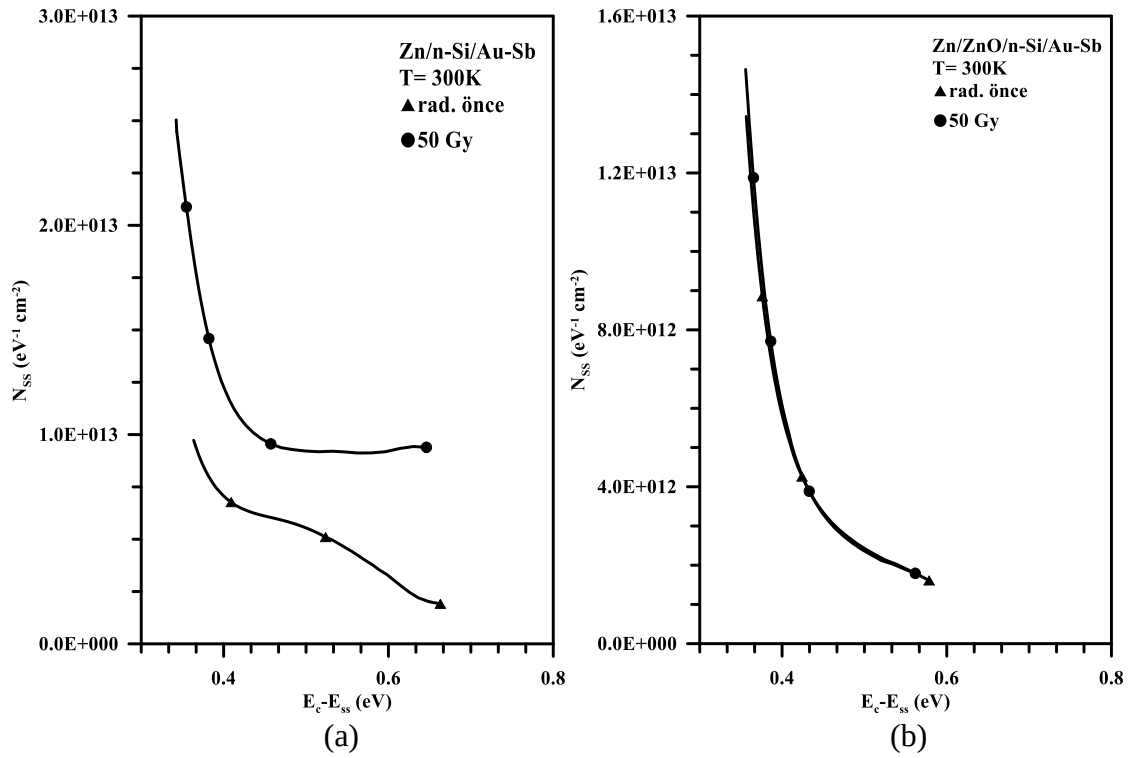
$$E_c - E_{ss} = q\Phi_e - qV \quad (4.20)$$

Hazırlanan Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb Schottky diyotların farklı dozlardaki elektron radyasyonlarına maruz bırakılmadan önce ve sonra $N_{ss} - (E_c - E_{ss})$ grafikleri Şekil 4.10, 4.11 ve 4.12' de gösterilmiştir. Bu grafikler incelendiğinde, Zn/n-Si/Au-Sb Schottky diyot yapıları için, arayüz durum yoğunluğu N_{ss} ' nin 25, 50 ve 75 Gray ışınlama dozu ile değiştiği görülmektedir. Bu ışınlamayla indüklenen arayüzey durumlarının yoğunluk değişimleri diyotların etki engel yüksekliğini belirler. Ancak Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb diyot yapısında arayüzey hal yoğunlukları elektron ışınlamasına bağlı olarak hemen hemen değişmemiştir. Bütün numunelerde arayüzey hal yoğunlukları yarıiletkenin yasak enerji aralığı içerisinde eksponansiyel olarak artmaktadır.

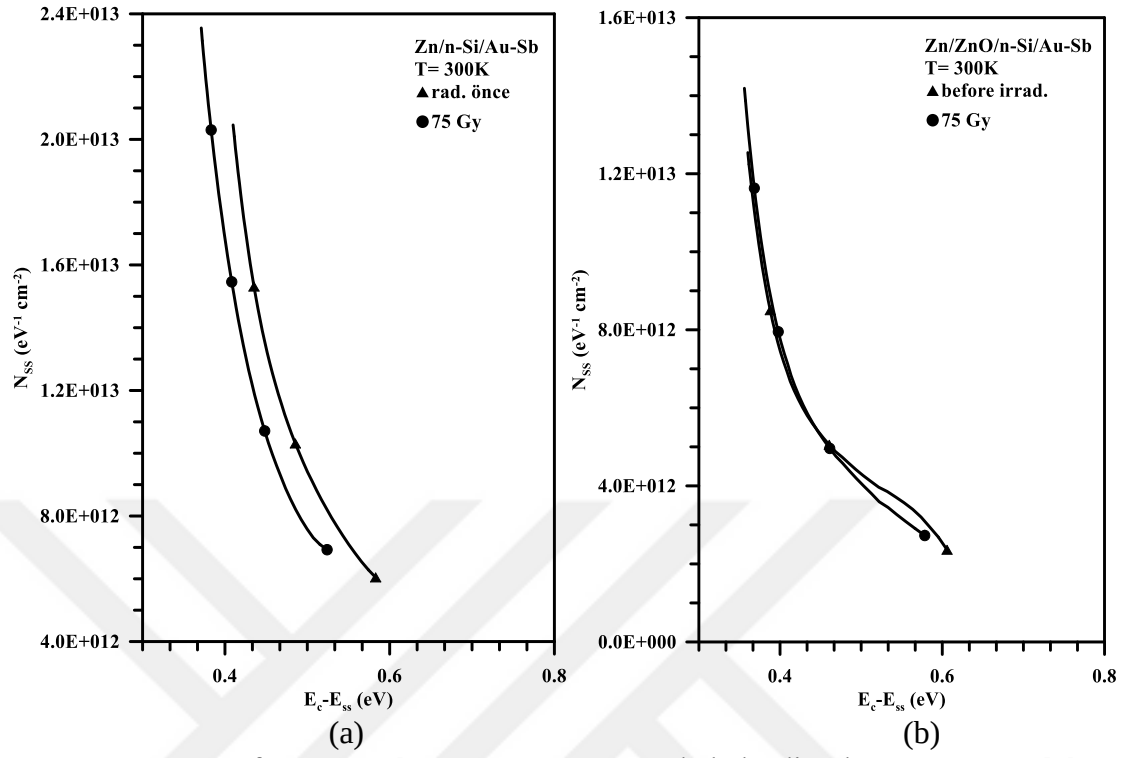
Aynı zamanda ZnO arayüzey tabakasının farklı dozlardaki elektron radyasyonuna karşı etkisini net olarak ortaya koyabilmek için, hesaplanan idealite faktörü ve engel yüksekliği değerlerindeki radyasyon uygulamadan önce ve sonrasına göre yüzde değişimler referans ve ZnO arayüzey tabakalı diyotlar için hesaplanmıştır ve sonuçlar çizelge 3' te verilmiştir. Bu sonuçlara göre, referans diyotlarda 25, 50 ve 75 Gy dozlarda n' deki yüzde değişim sırasıyla 9,09, 10 ve 10,31 iken, ZnO arayüzey tabakalı diyotlarda 3,65, 5,83 ve 10,85 olmuştur. Benzer olarak referans diyotlarda 25, 50 ve 75 Gy dozlarda Φ_b ' deki yüzde değişim sırasıyla 1, 12,85 ve 9,78 iken, ZnO arayüzey tabakalı diyotlarda 0, 2,82 ve 4,47 olmuştur. Yani ZnO arayüzey tabakalı diyotlardaki yüzde değişim, referans diyotlara göre daha azdır.



Şekil 4.10. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların 25 Gy elektron ışınlamasından önce ve sonra hesaplanan $N_{ss} - (E_c - E_{ss})$ karakteristikleri



Şekil 4.11. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların 50 Gy elektron ışınlamasından önce ve sonra hesaplanan $N_{ss} - (E_c - E_{ss})$ karakteristikleri



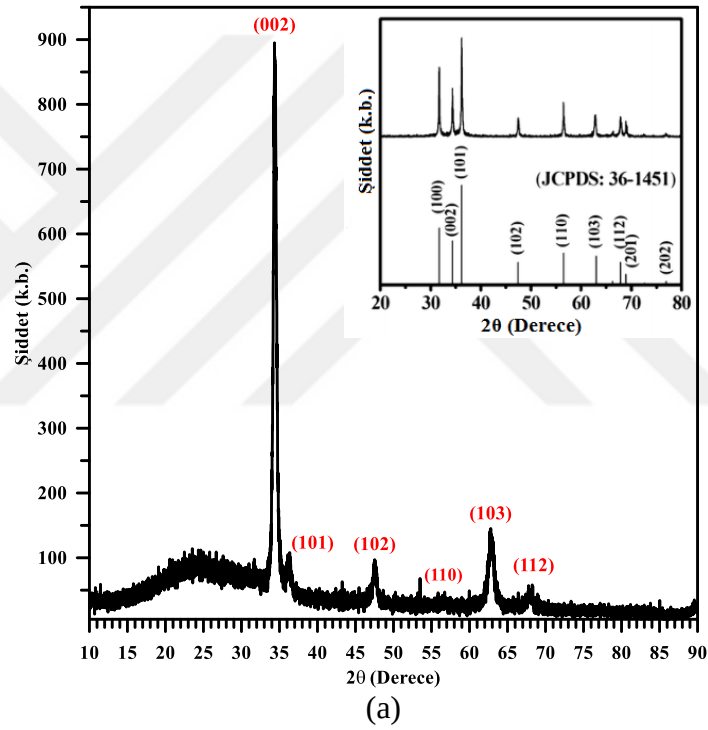
Şekil 4.12. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların 75 Gy elektron ışınlamasından önce ve sonra hesaplanan $N_{ss} - (E_c - E_{ss})$ karakteristikleri

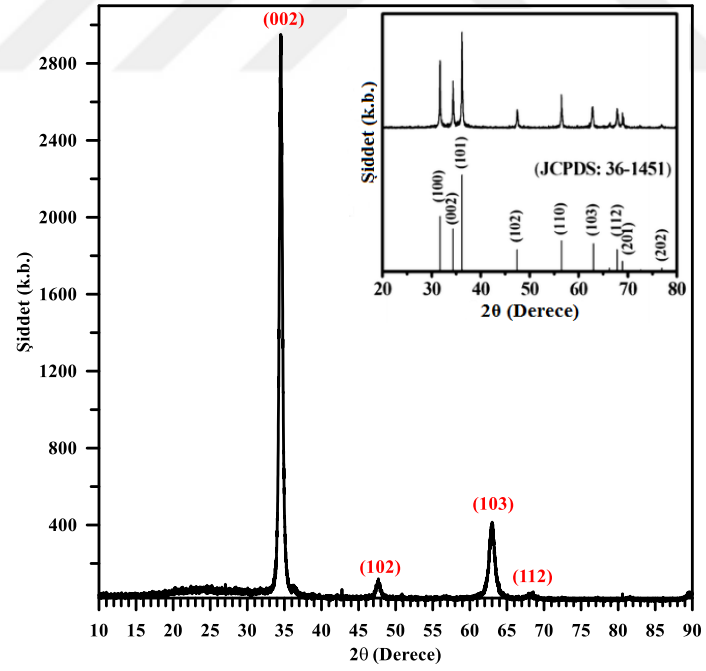
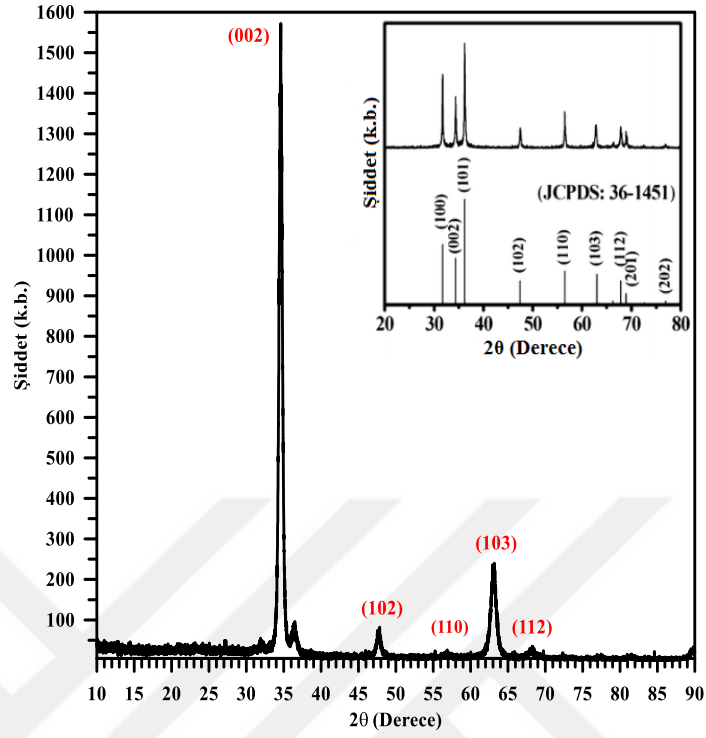
Çizelge. 3. 25, 50 ve 75 Gy dozlarda uygulanan elektron ışınlamasından önce ve sonra I-V karakteristiklerinden elde edilen Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb yapılarının karakteristik parametreleri

Hesaplama kullanılan yöntemler →		$\ln(I)-V$					$F(V)-V$		
Karakteristik parametreler →		n	Δn (%)	I_0 (A)	Φ_b (eV)	$\Delta\Phi_b$ (%)	Φ_b (eV)	$\Delta\Phi_b$ (%)	R_s (Ω)
Zn/n-Si/Au-Sb	Rad. Önce	1,21	9,09	$6,36 \times 10^{-6}$	0,602	1,00	0,608	1,81	13,44
	25 Gray ışınlamadan sonra	1,32		$7,81 \times 10^{-6}$	0,596		0,597		20,31
Zn/n-Si/Au-Sb	Rad. Önce	1,30	10	$1,70 \times 10^{-8}$	0,755	12,85	0,754	11,67	21,583
	50 Gray ışınlamadan sonra	1,43		$7,21 \times 10^{-7}$	0,658		0,666		47,52
Zn/n-Si/Au-Sb	Rad. Önce	1,94	10,31	$1,24 \times 10^{-6}$	0,644	9,78	0,643	10,11	41,11
	75 Gray ışınlamadan sonra	2,14		$1,49 \times 10^{-5}$	0,581		0,578		52,34
Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb	Rad. Önce	1,37	3,65	$2,36 \times 10^{-6}$	0,627	0,00	0,629	0,79	23,38
	25 Gray ışınlamadan sonra	1,42		$2,41 \times 10^{-6}$	0,627		0,624		35,68
Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb	Rad. Önce	1,20	5,83	$3,89 \times 10^{-7}$	0,674	2,82	0,701	5,28	18,32
	50 Gray ışınlamadan sonra	1,27		$7,98 \times 10^{-7}$	0,655		0,664		19,46
Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb	Rad. Önce	1,29	10,85	$1,86 \times 10^{-7}$	0,693	4,47	0,727	8,53	98,03
	75 Gray ışınlamadan sonra	1,43		$6,16 \times 10^{-7}$	0,662		0,665		103,96

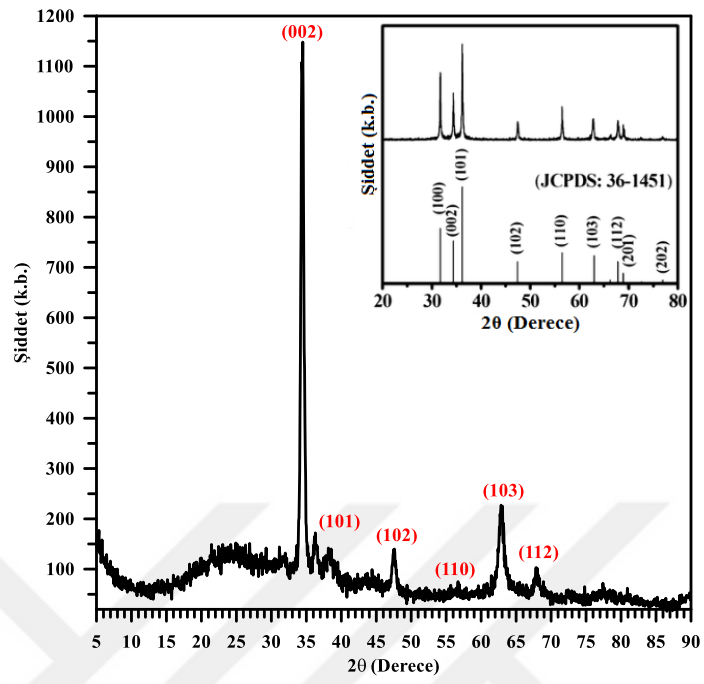
4.5. Optimum Koşullarda RF Magnetron Püskürtme Tekniği İle n-Si Alttaş Üzerinde Büyütülen ZnO İnce Filmlerinin Mikrografları (XRD- SEM- AFM)

Hazırlanan ZnO/n-Si/Au-Sb numunelerin farklı enerjilerdeki (baryum, amerisyum ve kobalt) gama radyasyonlarına maruz bırakılmadan önce ve sonra alınan XRD, SEM ve AFM ölçümlerinin karşılaştırmalı olarak incelenmesi yapıldı. İlgili grafikler Şekil 4.13, 4.14, 4.15, 4.16, 4.17 ve 4.18 (a-c)' de gösterilmiştir.

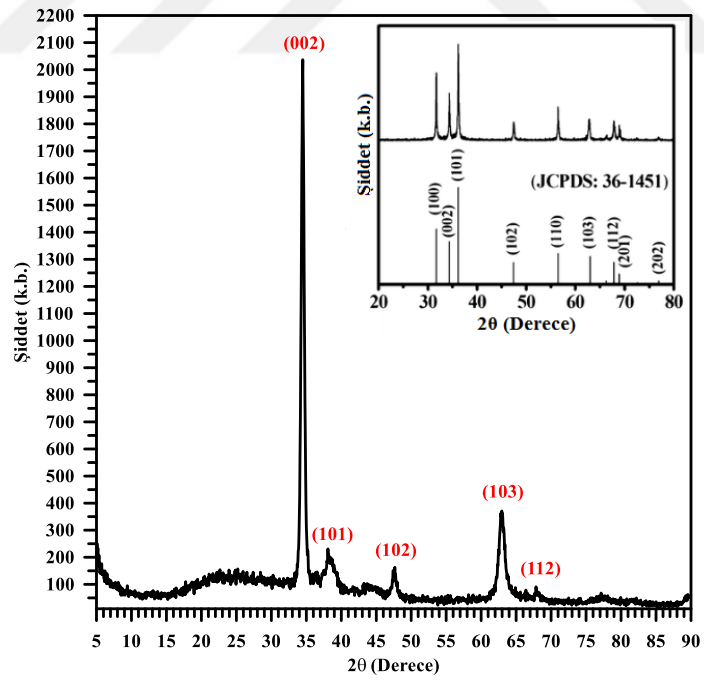




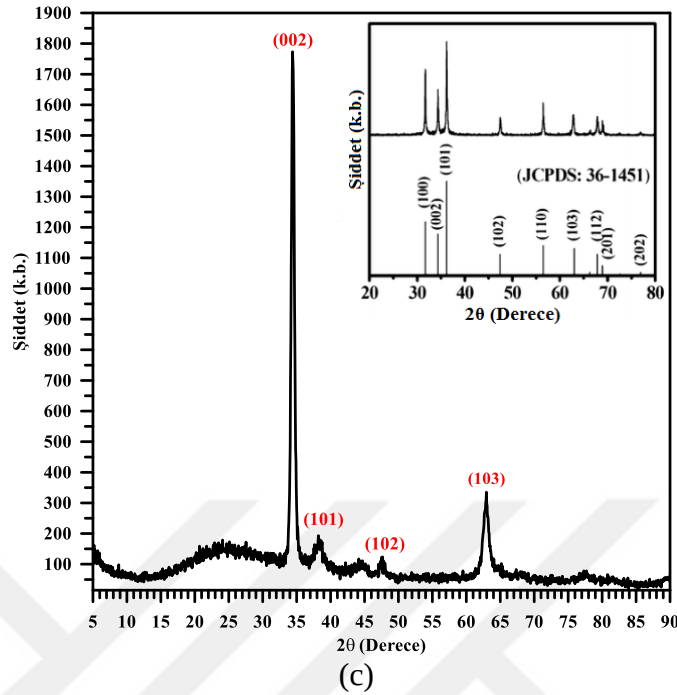
Şekil 4.13. a) baryum b) amerisyum c) kobalt radyasyonuna maruz bırakılmadan önce alınan XRD grafikleri



(a)



(b)



Şekil 4.14. a) baryum b) amerisyum c) kobalt radyasyonuna maruz bırakıldıktan sonra alınan XRD grafikleri

Şekil 4.13 (a-c) ve Şekil 4.14 (a-c), ışınlama öncesi ve sonrası ZnO ince filmlerinin XRD grafiklerini göstermektedir. X-ışını kırınım analizleri, ışınlanmamış ve ışınlanmış film için altıgen yapıya sahip polikristalin ve alttaş yüzeyine dikey olarak iyi bir C eksen yönelimi gösterdiğini göstermektedir. XRD desenlerinden, ZnO filmlerin polikristal niteliği açıkça görülmektedir. Tüm doruk noktaları indekslenmiş ve ZnO' in altıgen wurtzit fazınıninkiyile uyduğu bulunmuştur. Pik konumları, 36-1451 numaralı JCPDS kartından alınan verilerle uyum içindedir.

Sırasıyla ışınlanmamış ve ışınlanmış filmler için $2\theta = 34,40^\circ$ ($d = 2,60 \text{ \AA}$) ve $2\theta = 34,53^\circ$ de ($d = 2,57 \text{ \AA}$) gözlenen keskin ve güçlü (002) piki Çizelge. 2' de gösterilen değerler ile uyumludur (Marlene *et al.* 1976). Burada d düzlemler arası aralıktır. Aynı zamanda hesaplanan değerler ZnO wurtzit yapısının standart değerlerle uyum içinde olduğunu göstermektedir (Marlene *et al.* 1976). Filmlerdeki taneciklerin kristalit boyutu, aşağıda (4.21) denklemiyle verilen Sherrer formülüyle hesaplanmıştır (Gümüş *et al.* 2006). Sherrer formülü

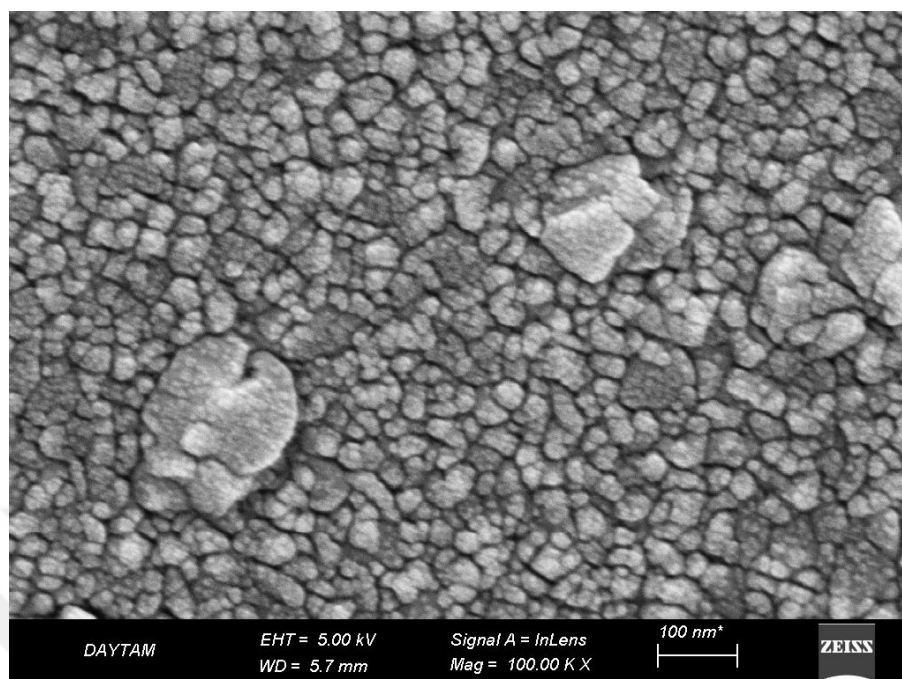
$$l = \frac{0.94 \lambda}{FWHM \cos \theta} \quad (4.21)$$

şeklindedir. Burada λ , X-ışını dalga boyu ($\lambda = 1,5406 \text{ \AA}$), FWHM, XRD pikinin yarı maksimumundaki pik genişliği ve θ Bragg açısıdır. Bu formülünden hesaplanan tanecik boyutlarının değerleri, radyasyondan önce 203,943 – 112,685 $\text{\AA}$ aralığında, sonra ise 201,844 – 109,795 $\text{\AA}$ aralığında bulunmuştur ve sonuçlar çizelge 4' te sunulmuştur. Çizelge 4' ten de görülebileceği gibi, radyasyon işleminden sonra tanecik boyutlarında hafifce azalma olmuştur.

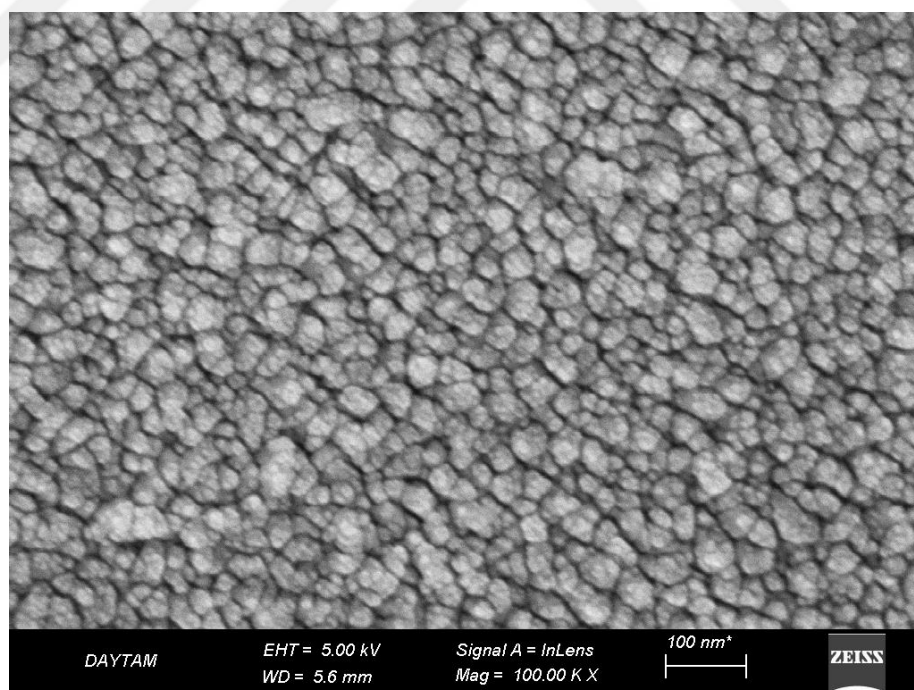
Çizelge 4. Işınlanmamış ve amerisyum ışınlanmasından sonra ZnO ince filmlerin d ve l değerleri

Amerisyum Radyasyonundan Önce			Amerisyum Radyasyonundan Sonra	
ZnO	d ($\text{\AA}$)	l ($\text{\AA}$)	d ($\text{\AA}$)	l ($\text{\AA}$)
(002)	2,60	203,943	2,57	201,844
(101)	2,47	196,594	2,43	191,757
(102)	1,91	190,526	1,88	187,532
(110)	1,63	155,699	1,60	150,792
(103)	1,47	140,582	1,42	133,487
(112)	1,37	112,685	1,36	109,795

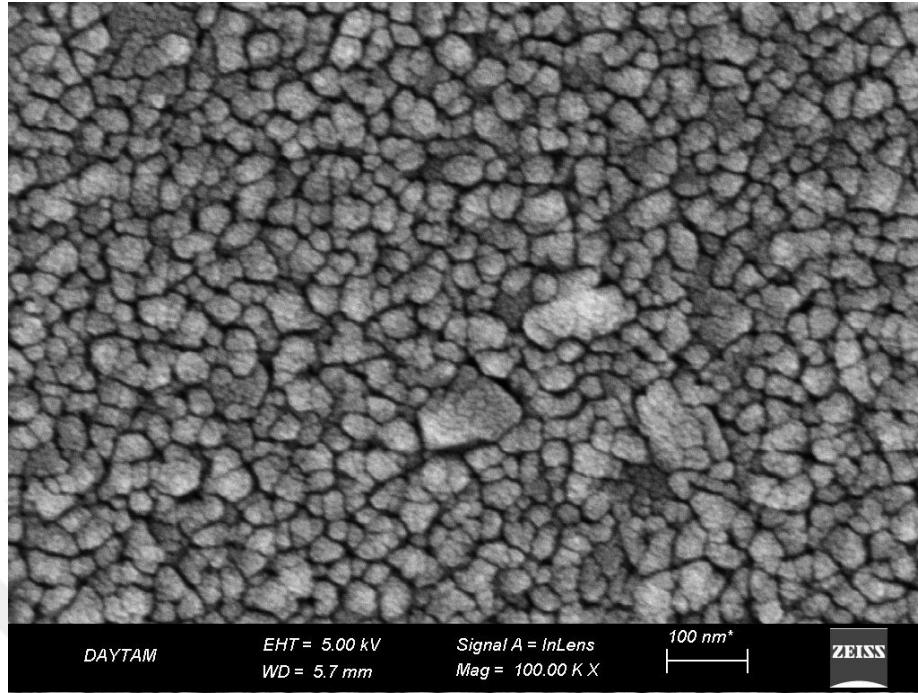
ZnO ince filmlerin morfolojik analizi SEM kullanılarak yapılmıştır. Işınlanmamış ve farklı enerjilerdeki gama radyasyonlarıyla ışınlanmış numunelerin SEM görüntüleri sırasıyla Şekil 4.15 (a-c) ve Şekil 4.16 (a-c)' de gösterilmiştir. Bu şekillerden de görüldüğü gibi filmlerin radyasyona maruz bırakıldıktan sonra tane büyüklüğü azalmıştır ve sonuçlar literatür ile uyumludur (Markushev *et al.* 2005). SEM görüntüleri, düzenli boyutlu ve şekilli nanoparçacıkların oluşumunu açıkça göstermektedir. Gama ışınlaması kullanılarak nanoparçacıkların boyut ve şekli kontrol edilebilir. Bu sonuçlar, yüksek doz ile numunedeki yüksek derecede kristallik ve hizalı yönlendirmeli nanoparçacıkların göstergesidir (Sapnar *et al.* 2011).



(a)

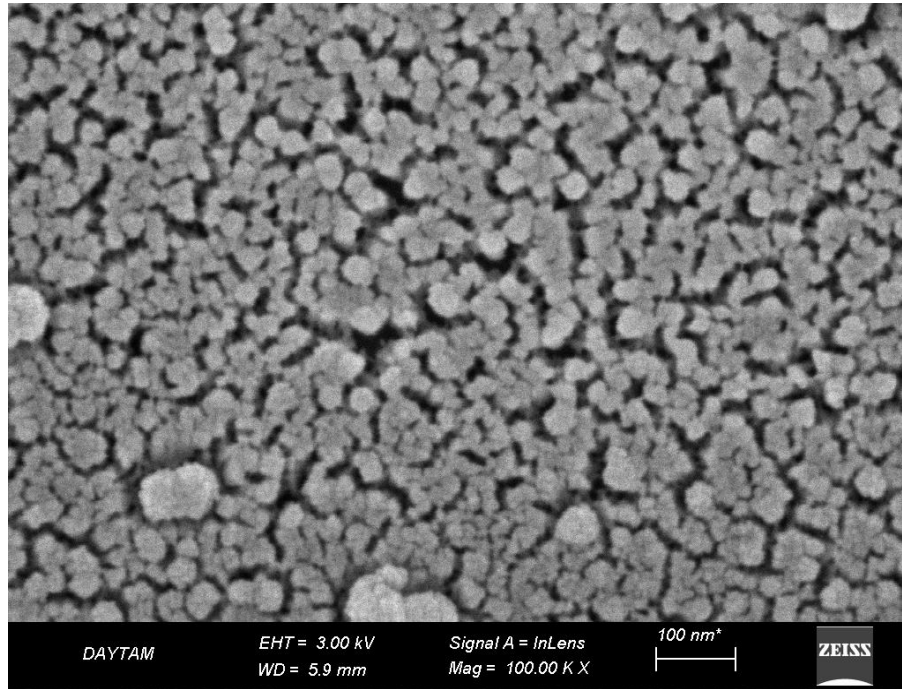


(b)

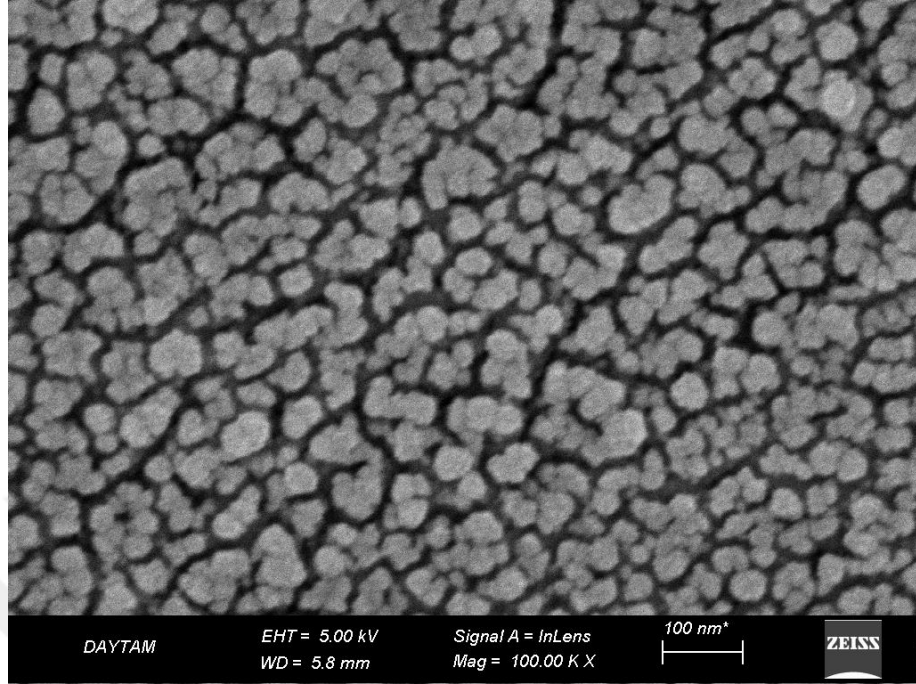


(c)

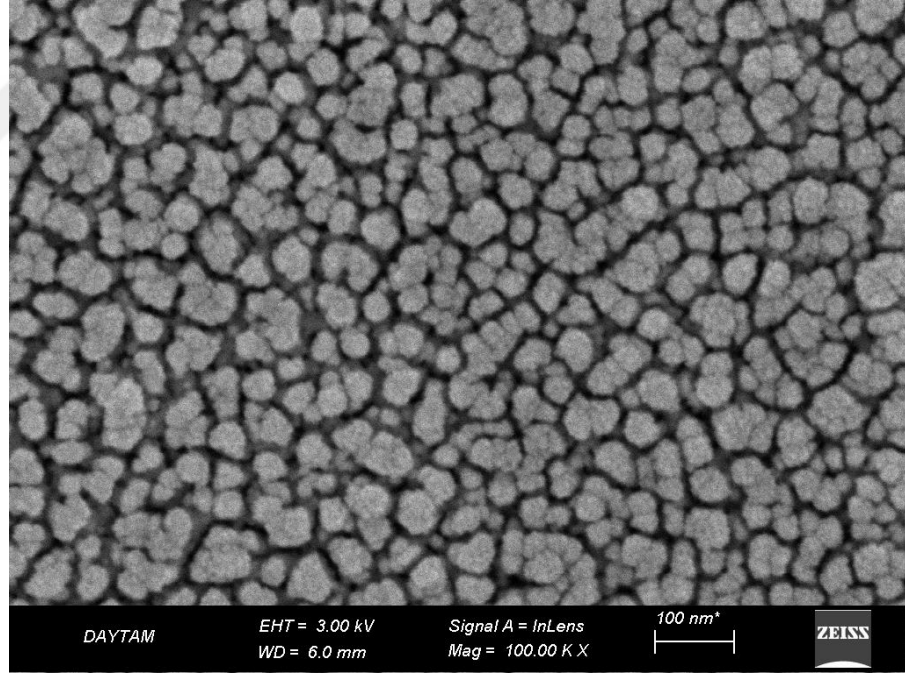
Şekil 4. 15. a) baryum b) amerisyum c) kobalt radyasyonuna maruz bırakılmadan önce alınan SEM görüntüleri



(a)



(b)

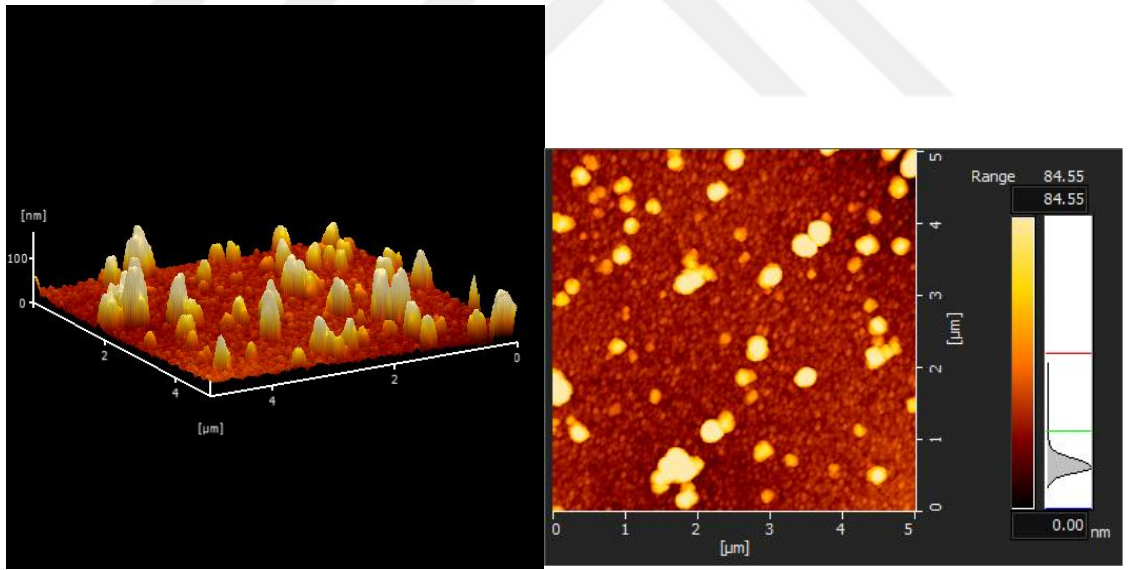


(c)

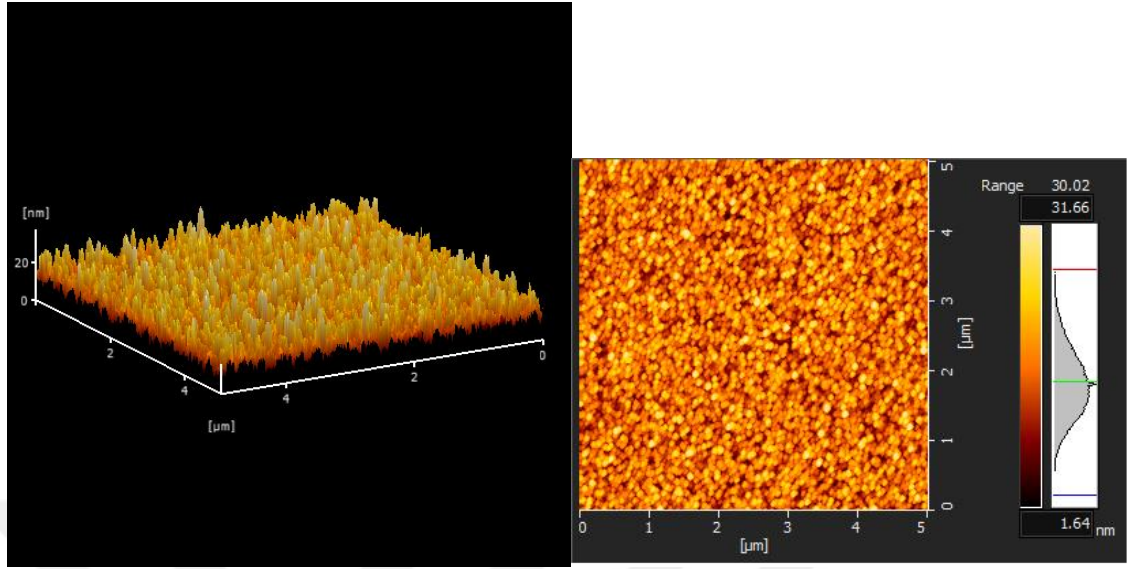
Şekil 4. 16. a) baryum b) amerisyum c) kobalt radyasyonuna maruz bırakıldıktan sonra alınan SEM görüntüleri

Işınlanmamış ve farklı enerjilerdeki gama radyasyonlarıyla ışınlanmış numunelerin AFM görüntüleri şekil 4.17 ve 4.18 (a-c)' de gösterilmiştir. Filmlerin yüzey morfolojisi ve yüzey pürüzlülüğü AFM tekniği kullanılarak incelenmiştir. AFM görüntüleri ışınlanmadan önce tüm filmlerin pürüzsüz bir yüzey morfolojisine sahip olduğunu ortaya koymaktadır. $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ tarama alanı için, tüm numunelerin ortalama yüzey pürüzlülüğünün kare ortalama karekökü (RMS) yüzey morfolojisindeki değişim için belirlenmiştir. ZnO filmlerin ölçülen pürüzlülük değerleri sırasıyla baryum, amerisyum ve kobalt ışınlamasından önce 17,77, 4,60 ve 28,29 nm' dir. Bu değerler ışınlamadan sonra sırasıyla 9,27, 4,23 ve 3,056 nm' ye değişmiştir.

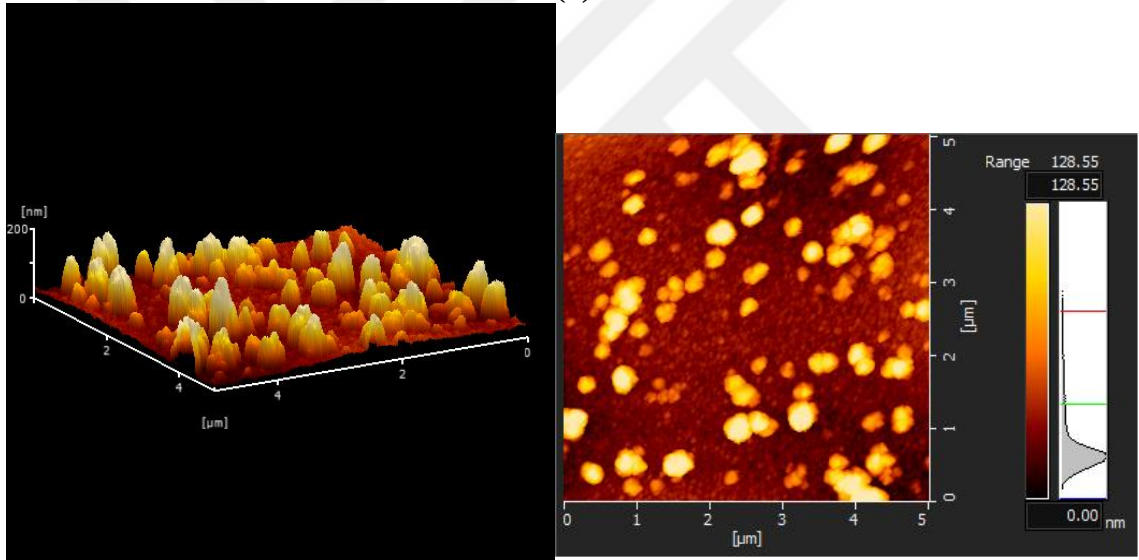
Sonuç olarak radyasyon şiddetinin artmasıyla yapıya verilen zarar artmıştır. Yani radyasyonun şiddeti artınca yapıda yeni kusurlar oluşmuştur. XRD verileriyle, uyumlu olarak SEM ve AFM görüntüleri de gama ışınlamasından sonra tane boyutunun azaldığını göstermektedir.



(a)

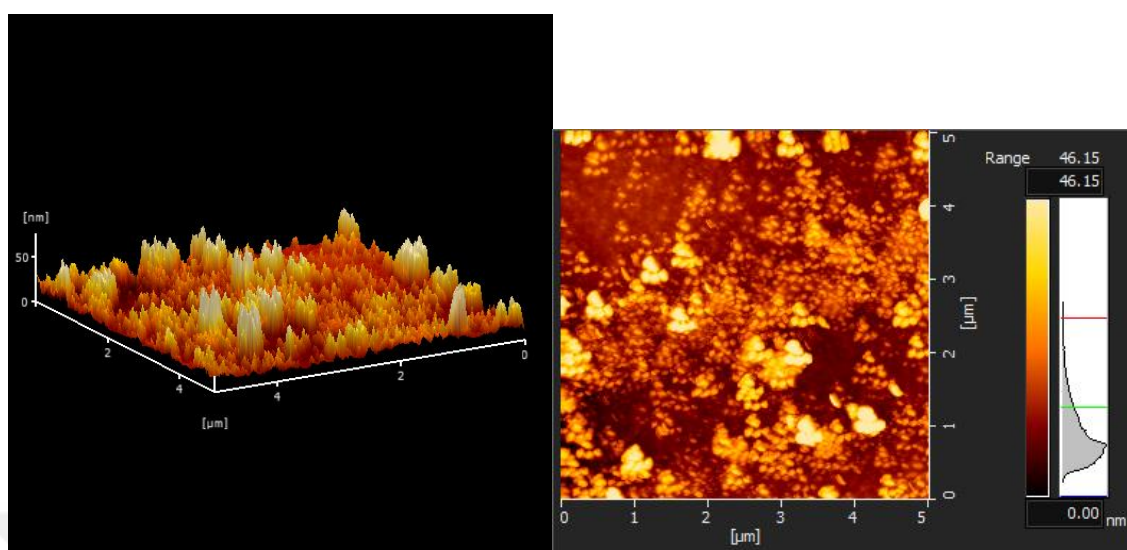


(b)

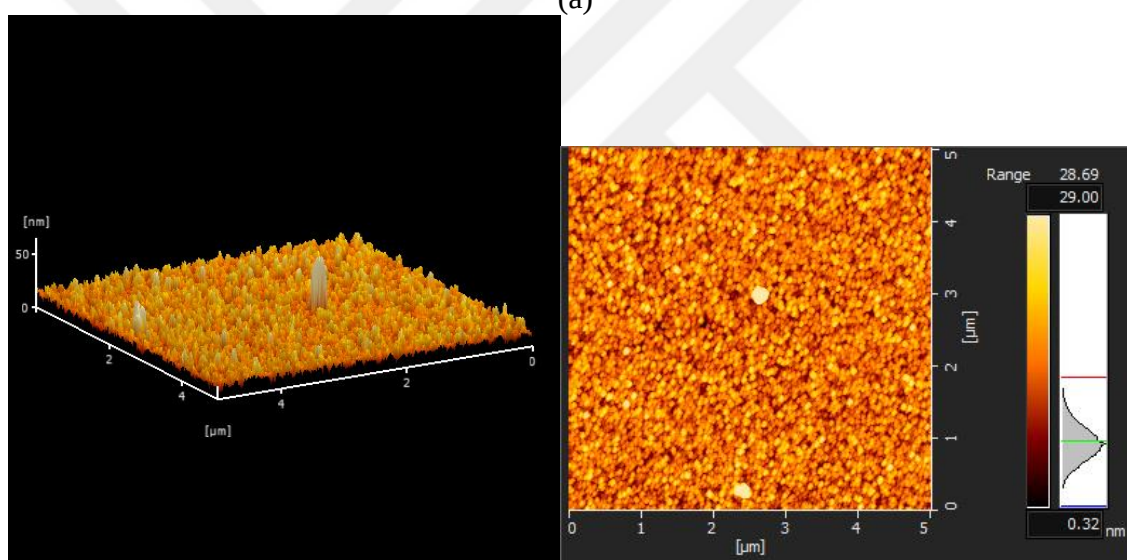


(c)

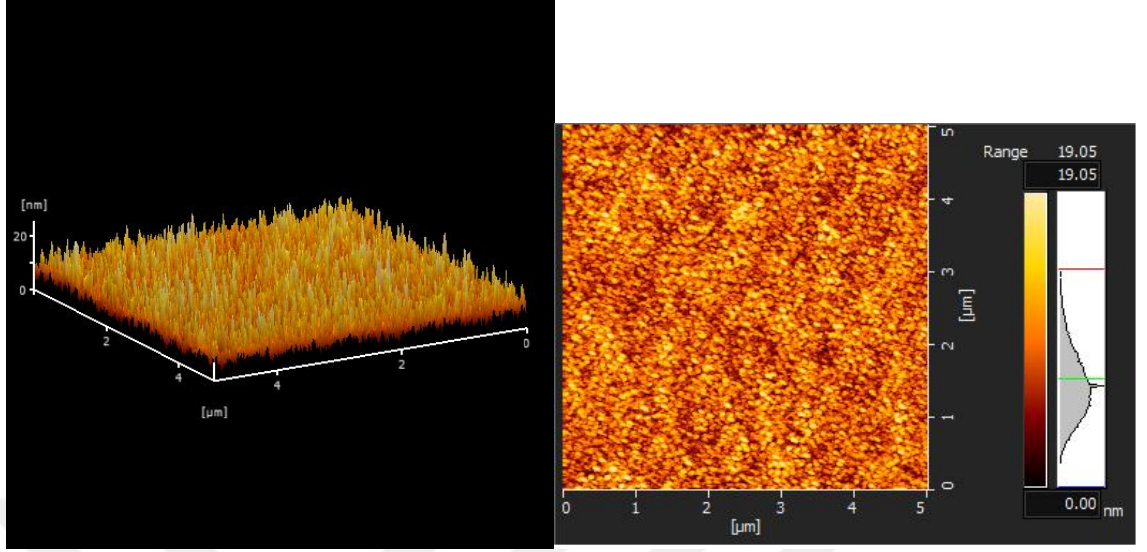
Şekil 4. 17. a) baryum b) amerisyum c) kobalt radyasyonuna maruz bırakılmadan önce alınan AFM grafikleri



(a)



(b)



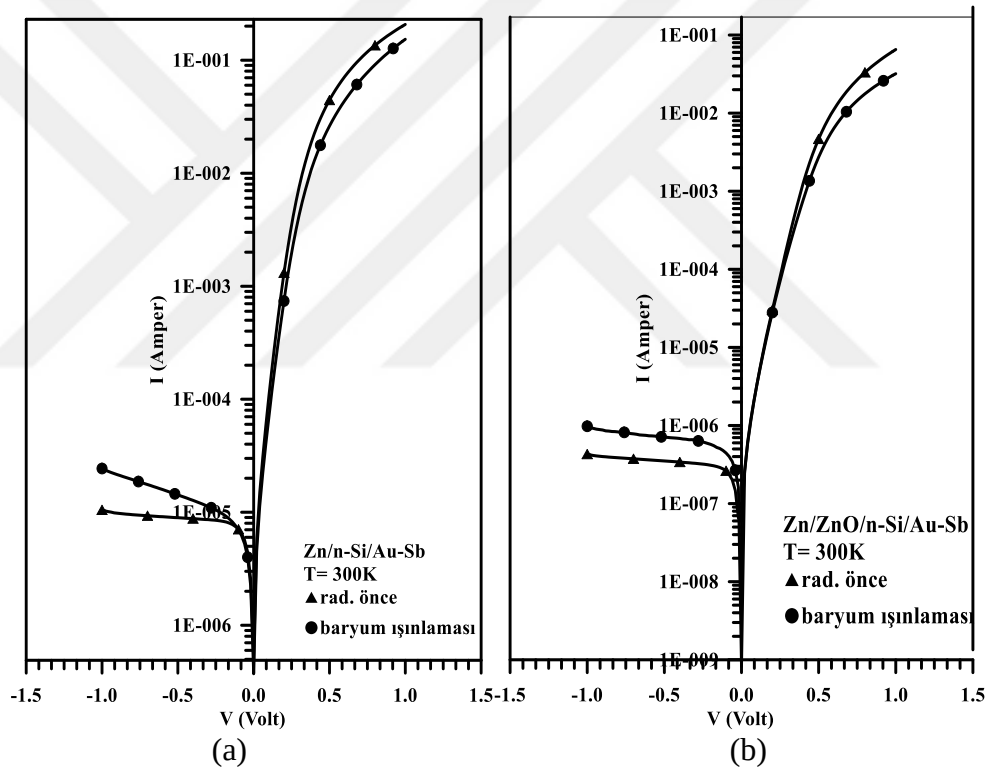
(c)

Şekil 4. 18. a) baryum b) amerisyum c) kobalt radyasyonuna maruz bırakıldıktan sonra alınan AFM grafikleri

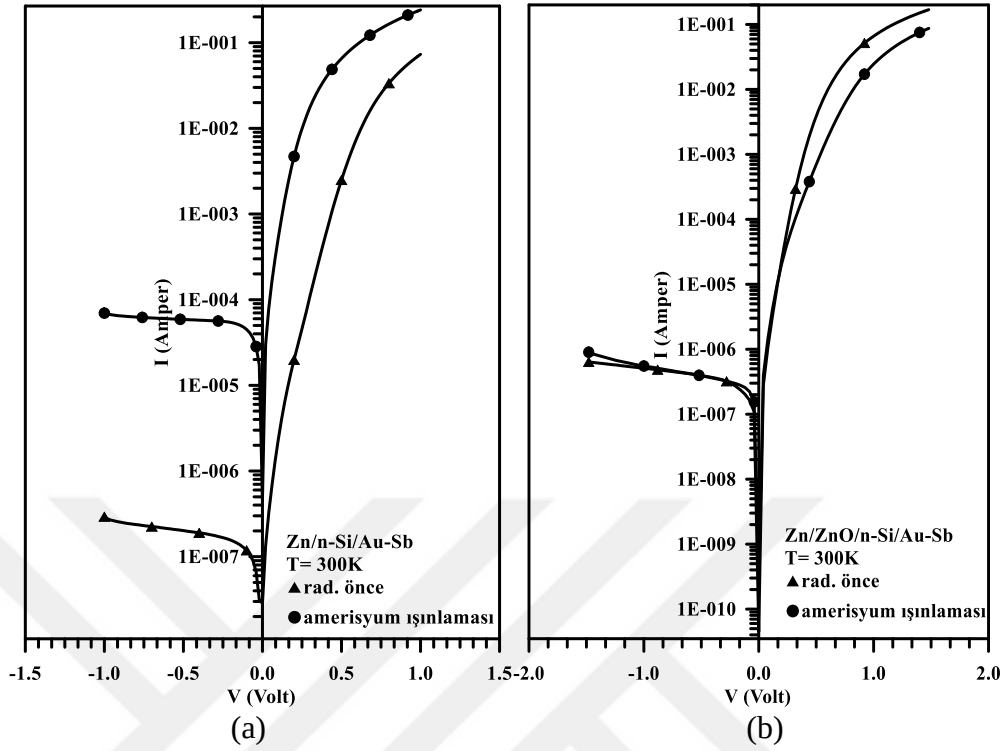
4.6. Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb Schottky Diyotların Farklı Enerjilerdeki Gama Radyasyonlarına Maruz Bırakılmadan Önce ve Sonra Oda Sıcaklığında Alınan Akım-Voltaj Karakteristiklerinin Karşılaştırmalı Olarak İncelenmesi

Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb Schottky diyotların elektriksel karakteristikleri baryum, amerisyum ve kobalt ışınlamalarına maruz bırakılmadan önce ve sonra I-V metoduyla incelenmiştir. Ölçülen I-V karakteristikleri geleneksel Schottky engeli termiyonik emisyon teorisi modeli kullanılarak analiz edilmiştir. İdealite faktörü ve engel yüksekliklerinin değerleri elektron ışınlamasında olduğu gibi, eşitlik (4.2) ve (4.3) denklemleri kullanılarak elde edilmiştir. Baryum ışınlaması öncesinde I-V karakteristiklerinden çıkarılan Schottky engel yüksekliği ve idealite faktörü referans diot için, sırasıyla 0,614 eV ve 1,14 olarak hesaplanmıştır. Bu değerler baryum ışınlamasından sonra 0,610 eV ve 1,43 olarak değişmiştir. Engel yüksekliği ve idealite faktörü değerleri ZnO arayüzeyli diyet için baryum ışınlamasından önce ve sonra sırasıyla 0,688 eV, 1,45, 0,680 eV ve 1,64 olarak hesaplanmıştır. Aynı şekilde referans ve arayüzeyli diyotlar için amerisyum ve kobalt ışınlamasından önce ve sonra hesaplanan engel yüksekliği ve idealite faktörü değerleri de çizelge 5' te verilmiştir. Referans ve ZnO arayüzey tabakalı diyotların farklı enerjili gama radyasyonuna maruz bırakılmadan önce ve sonra alınan $\ln(I)$ -V karakteristikleri (4,19), (4,20) ve (4,21) (a-b) şekillerinde görülmektedir. Bu grafikler incelendiğinde baryum ışınlamasının karakteristikleri üzerinde önemli bir değişime sebep olmadığı görülmektedir. Ancak amerisyum ışınlaması ZnO arayüzey tabakalı diyotta önemli bir değişime sebep olmazken, referans diyodun hem doğru hem de ters beslem $\ln(I)$ -V karakteristiğinde önemli değişime sebep olmuştur. Bu ışınlamada ZnO arayüzey tabakası radyasyona direnç göstererek $\ln(I)$ -V karakteristiklerinin kararlı kalmasını sağlamıştır. Aynı şekilde kobalt ışınlaması referans diyodun sızıntı akımını önemli derecede etkilerken, ZnO arayüzey tabakalı diyotta önemli bir değişime sebep olmamıştır. Diyotların idealite faktörleri ve engel yüksekliklerinde ışınlamaya bağlı olarak meydana gelen yüzde değişimler hesaplanarak çizelge 5' te verilmiştir. Çizelge 5' ten de görüldüğü gibi ZnO

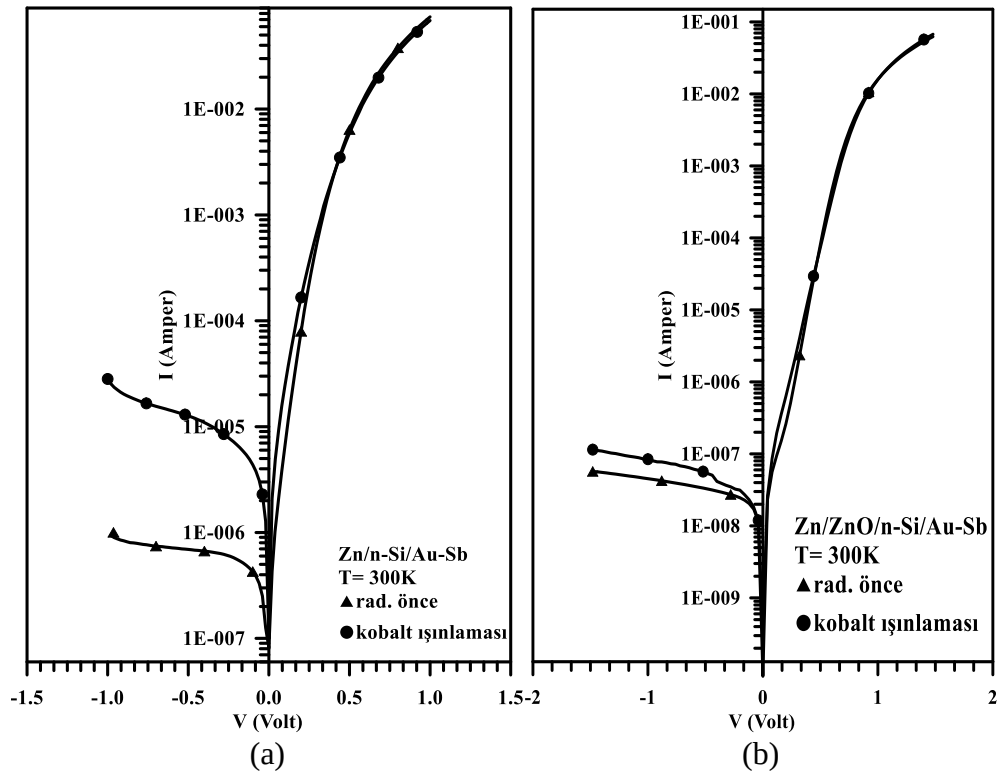
arayüzey tabakalı diyotlarda meydana gelen değişimler, referans diyotlara göre, oldukça azalmıştır. Bazı diyotlarda radyasyona bağlı olarak meydana gelen değişimler arayüzey kusur yoğunluğundaki artışa bağlanabilir. Özellikle ters beslem sızıntı akımındaki bozulmalardan bu arayüzey kusurları sorumludur. Bu sonuçlar, diyotta radyasyonla indüklenen kusurların düşük yoğunluğu ile birlikte, ZnO arayüzey tabakalı devre elemanlarında radyasyona bağlı parçalanmaya duyarlılığın altta yatan nedeninin radyasyon sertliğinden ziyade, arayüzey ve yüzey etkileriyle baskın olacağına işaret etmektedir (Umana *et al.* 2003).



Şekil 4. 19. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların baryum ışınlamasından önce ve sonra oda sıcaklığında alınan I-V karakteristikleri



Şekil 4. 20. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların amerisyum ışınlamasından önce ve sonra oda sıcaklığında alınan I-V karakteristikleri

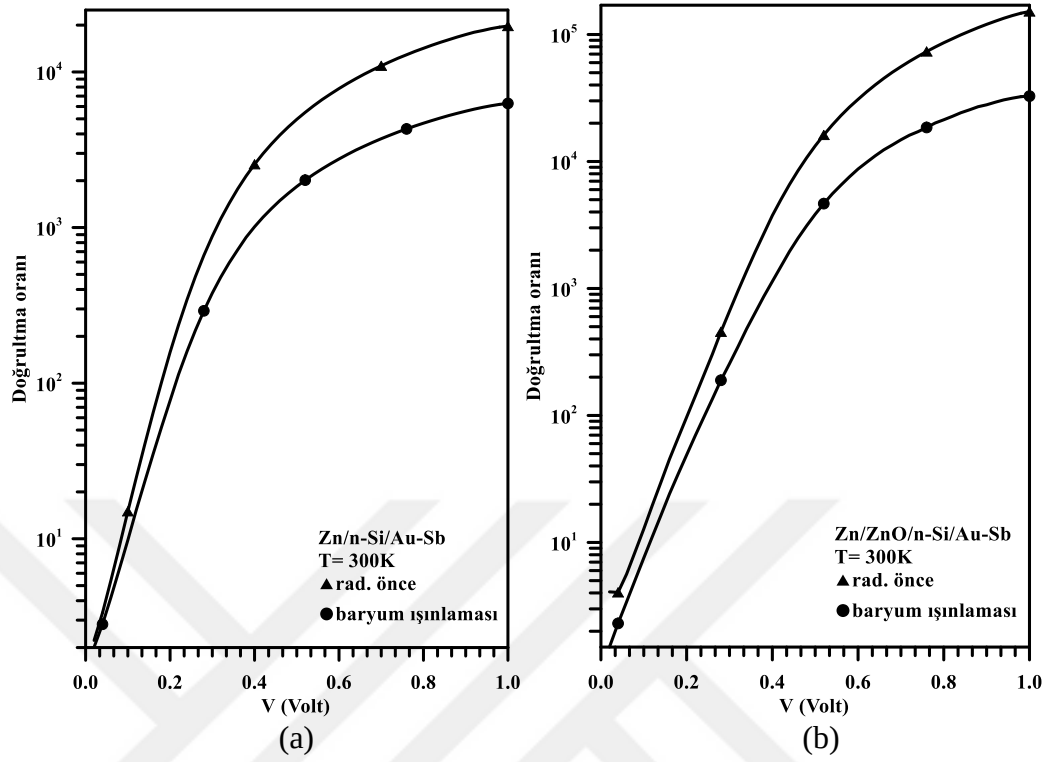


Şekil 4. 21. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların kobalt ışınlamasından önce ve sonra oda sıcaklığında alınan I-V karakteristikleri

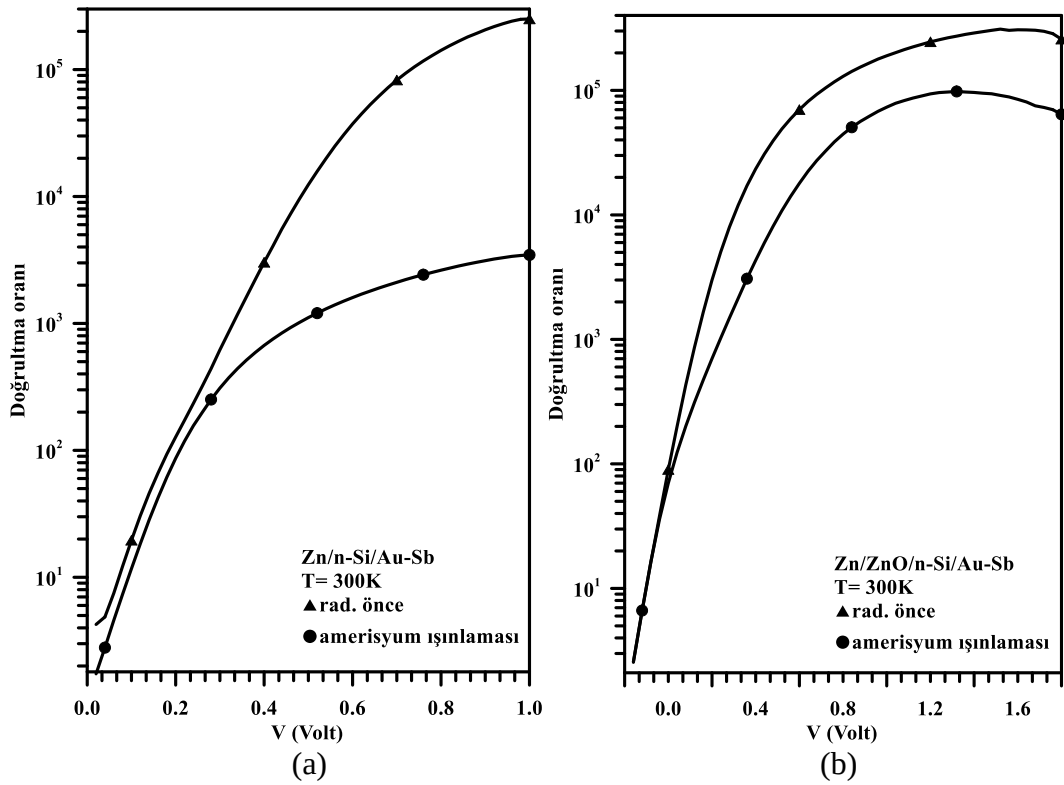
4.7. Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb Schottky Diyotların Farklı Enerjilerdeki Gama Radyasyonlarına Maruz Bırakılmadan Önce ve Sonra Doğrultma Oranı-Voltaj Karakteristiklerinin Karşılaştırmalı Olarak İncelenmesi

Diyotların doğrultma oranlarının hesaplanmasıyla ilgili bilgiler daha önce kesim (4.2)' de verilmişti. Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb diyotlarının doğrultma oranları yine aynı şekilde hesaplanmıştır. Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb Schottky diyotların farklı enerjilerdeki gama radyasyonlarına maruz bırakılmadan önce ve sonra doğrultma oranı - voltaj grafikleri Şekil 4.22, 4.23 ve 4.24 (a-b)' de gösterilmiştir. Bu grafiklerden de görüldüğü gibi, diyotlar iyi bir doğrultma karakteristiğine sahiptirler. Bütün diyotlarda ışınlamadan sonra doğrultma oranlarında azalma olmuştur. Bunun sebebi radyasyonla sızıntı akımlarında meydana gelen artmadır. Referans ve ZnO arayüzey tabakalı diyotların doğrultma oranları karşılaştırıldıklarında, ZnO arayüzey tabakalı diyotlardaki radyasyona bağlı değişimlerin daha az olduğunu söyleyebiliriz.

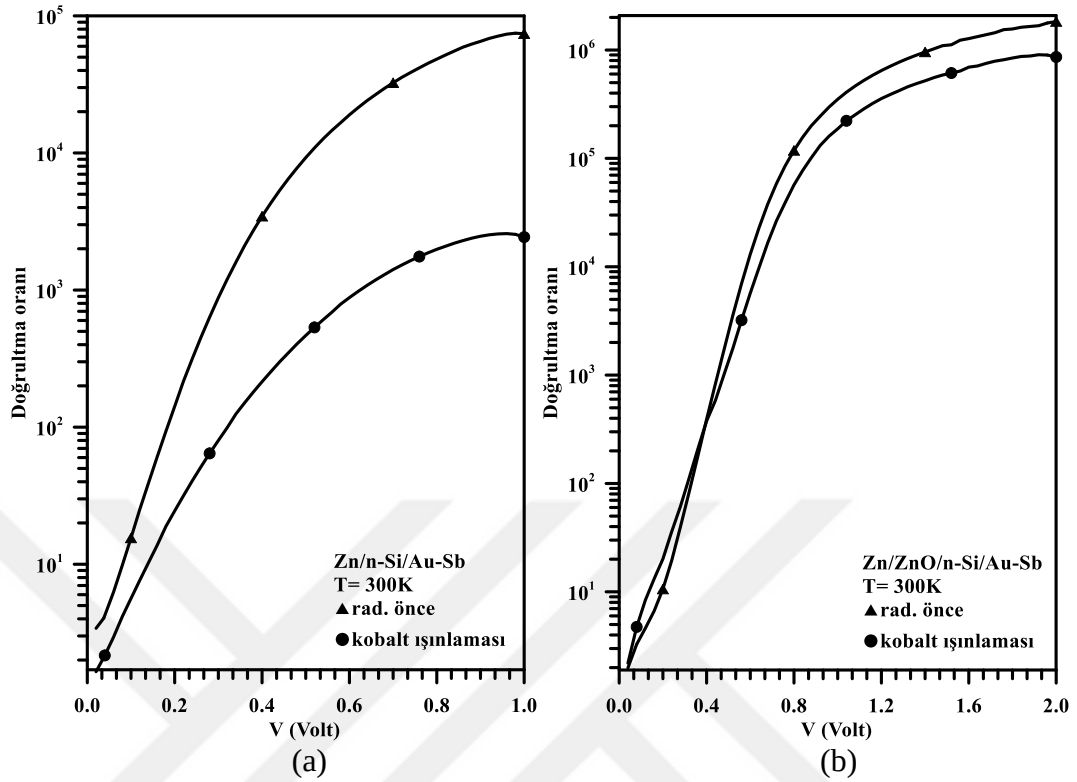
Baryum ve kobalt ışınlamasında diyotların doğrultma oranlarında önemli derecede bir değişim gözlenmezken, amerisyum ışınlamasında, özellikle de referans diyotta, değişim olmuştur. Bu değişim diyodun sızıntı akımındaki değişimden kaynaklanmaktadır.



Şekil 4. 22. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların baryum ışınlamasından önce ve sonra hesaplanan doğrultma oranı - voltaj karakteristikleri



Şekil 4. 23. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların amerisyum ışınlamasından önce ve sonra hesaplanan doğrultma oranı - voltaj karakteristikleri



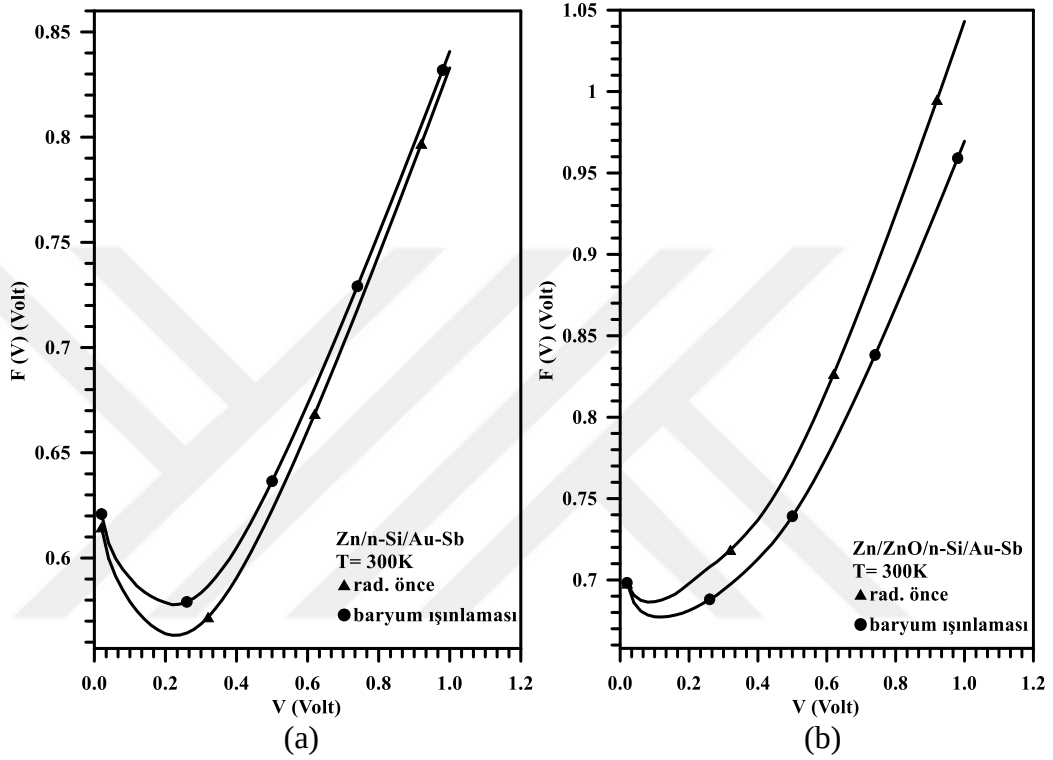
Şekil 4. 24. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların kobalt ışınlamasından önce ve sonra hesaplanan doğrultma oranı - voltaj karakteristikleri

4.8. Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb Schottky Diyotların Farklı Enerjilerdeki Gama Radyasyonlarına Maruz Bırakılmadan Önce ve Sonra F(V) - V Karakteristiklerinin Karşılaştırmalı Olarak İncelenmesi

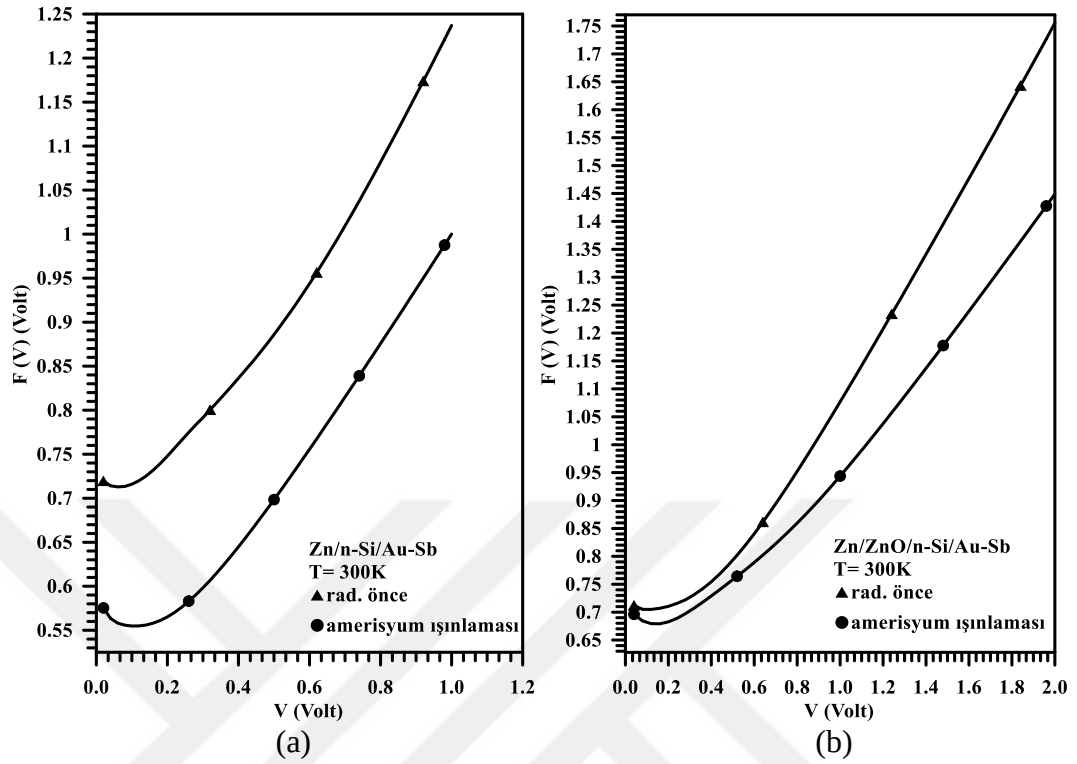
Norde metodu yardımıyla diyotların engel yüksekliğinin ve seri direncinin hesaplanmasıyla ilgili bilgiler kesim (4.3) de sunulmuştu. Bu bilgilerden yararlanarak burada kullanılan diyotların Φ_b ve R_s değerleri radyasyon etkisine bağlı olarak hesaplanmıştır.

Hazırlanan Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb Schottky diyotların farklı enerjilerdeki gama radyasyonlarına maruz bırakılmadan önce ve sonra F(V) - V grafikleri Şekil 4.25, 4.26 ve 4.27 (a-b)' de gösterilmiştir. F (V) - V grafiklerinden elde edilen Schottky diyot parametreleri çizelge 5' te verilmiştir. Çizelge 5' ten de görüldüğü gibi, modifiye edilmiş

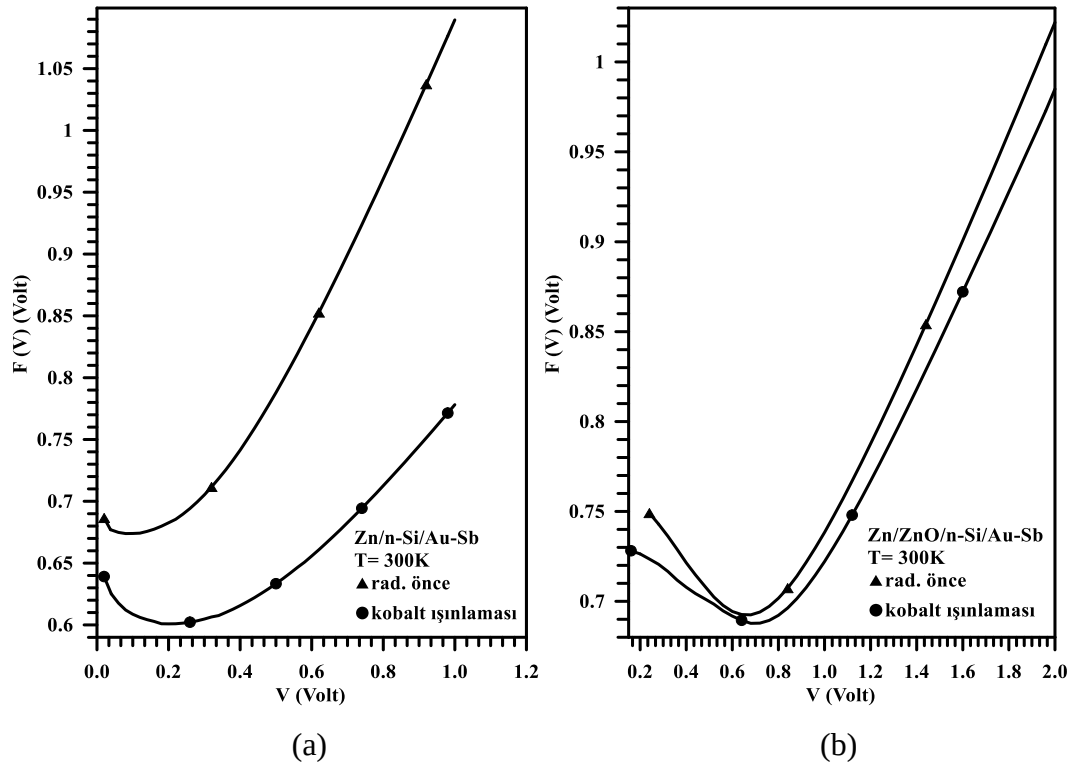
Norde metodundan hesaplanan seri direnç (R_s), elektron radyasyonu uygulandığında alınan sonuçlar gibi, gama ışınlamasından sonra artış göstermiştir.



Şekil 4. 25. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların baryum ışınlamasından önce ve sonra hesaplanan $F(V) - V$ karakteristikleri



Şekil 4. 26. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların amerisyum ışınlamasından önce ve sonra hesaplanan $F(V) - V$ karakteristikleri



Şekil 4. 27. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların kobalt ışınlamasından önce ve sonra hesaplanan $F(V) - V$ karakteristikleri

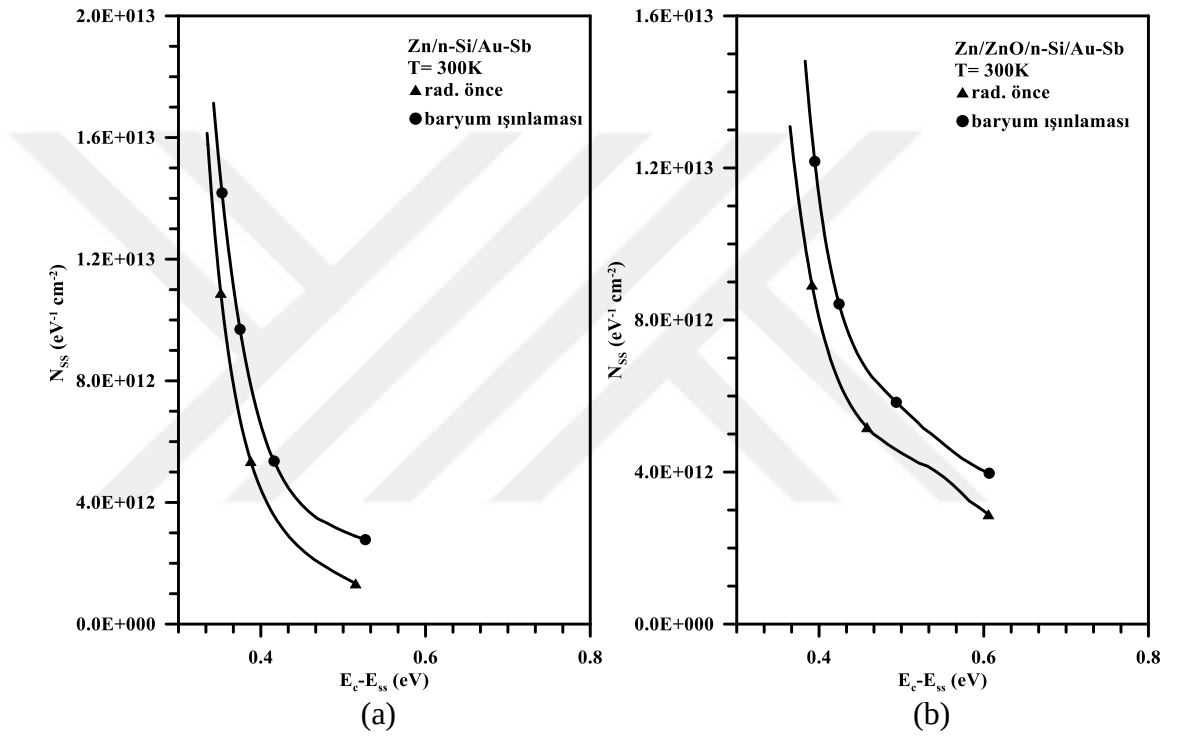
Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb Schottky diyot yapılarının radyasyondan önce ve sonra Bohlin tarafından modifiye edilen $F(V)$ Norde fonksiyonu, eşitlik (4.17), (4.18) ve (4.19) kullanılarak seri direnç ve engel yüksekliği değerleri oda şartlarında hesaplanmıştır. Zn/n-Si/Au-Sb referans diyot yapının baryum ışınlaması uygulanmadan önce ve uygulandıktan sonra seri direnç değerleri sırasıyla 11,22 Ω ve 13,02 Ω olarak bulunmuştur. Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb arayüzeyli Schottky diyot yapının baryum ışınlamasının uygulanmasından önce ve sonra seri direnç değerleri sırasıyla 259 Ω ve 293,21 Ω olarak bulunmuştur. Hesaplamalar amerisyum ve kobalt ışınlaması için de tekrarlanmıştır. Sonuç olarak referans diyot yapısı için amerisyum ışınlamasından önce ve sonra seri direnç değerleri sırasıyla 74 Ω ve 98,48 Ω ve ZnO arayüzeyli Schottky diyot yapısı için bu değerler sırasıyla 156,97 Ω ve 492,1 Ω olarak bulunmuştur. Aynı şekilde seri direnç değerleri kobalt ışınlamasından önce ve sonra, referans diyot ve ZnO arayüzeyli Schottky diyot yapısı için sırasıyla 136,31 Ω , 343,25 Ω , 14,58 Ω ve 15,19 Ω olarak bulunmuştur. Elde edilen sonuçlar, engel yüksekliğinin $F(V)$ - V grafiklerinden belirlenen değerleri, doğru beslem $\ln(I)$ - V karakteristiklerinden hesaplanan engel yüksekliği değerleri ile yakın bir şekilde uyumlu olduğunu göstermektedir. Ayrıca $F(V)$ - V grafiklerinden ve $\ln(I)$ - V karakteristiklerinden hesaplanan sonuçlara göre radyasyon uygulandıktan sonra engel yüksekliğinde azalma seri dirençte ise artma gözlenmiştir.

4.9. Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb Schottky Diyotların Farklı Enerjilerdeki Gama Radyasyonlarına Maruz Bırakılmadan Önce ve Sonra N_{ss} - $(E_c - E_{ss})$ Karakteristiklerinin Karşılaştırmalı Olarak İncelenmesi

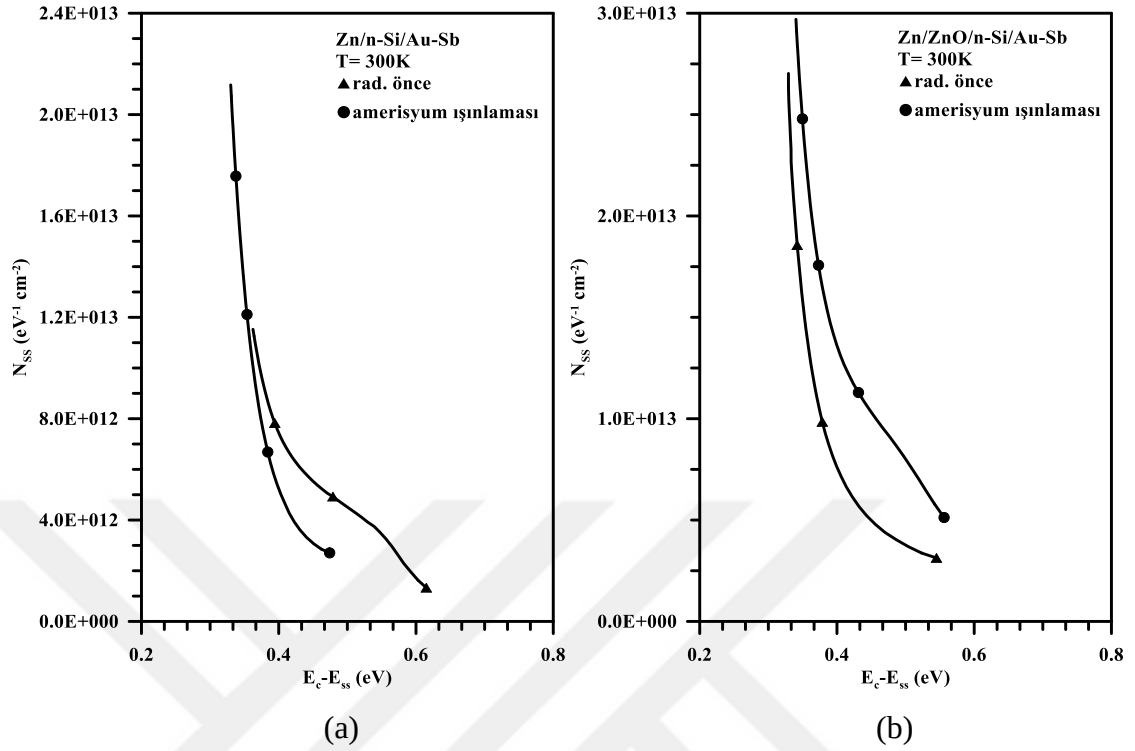
Kesim (4.4)' te verilen bilgilerin ışığında, hazırlanan Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb Schottky diyotların farklı enerjilerdeki gama radyasyonlarına maruz bırakılmadan önce ve sonra $\ln(I)$ - V karakteristiklerinden hesaplanan N_{ss} - $(E_c - E_{ss})$ grafikleri şekil 4.26, 4.27 ve 4.28 (a-b)' de gösterilmiştir.

Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb Schottky diyot yapıları için, arayüz durum yoğunluğu yarıiletkenin yasak enerji aralığı içerisinde bant ortasından iletkenlik bandı kenarına doğru eksponansiyel olarak artmaktadır. Numunelerin hepsinde arayüzey

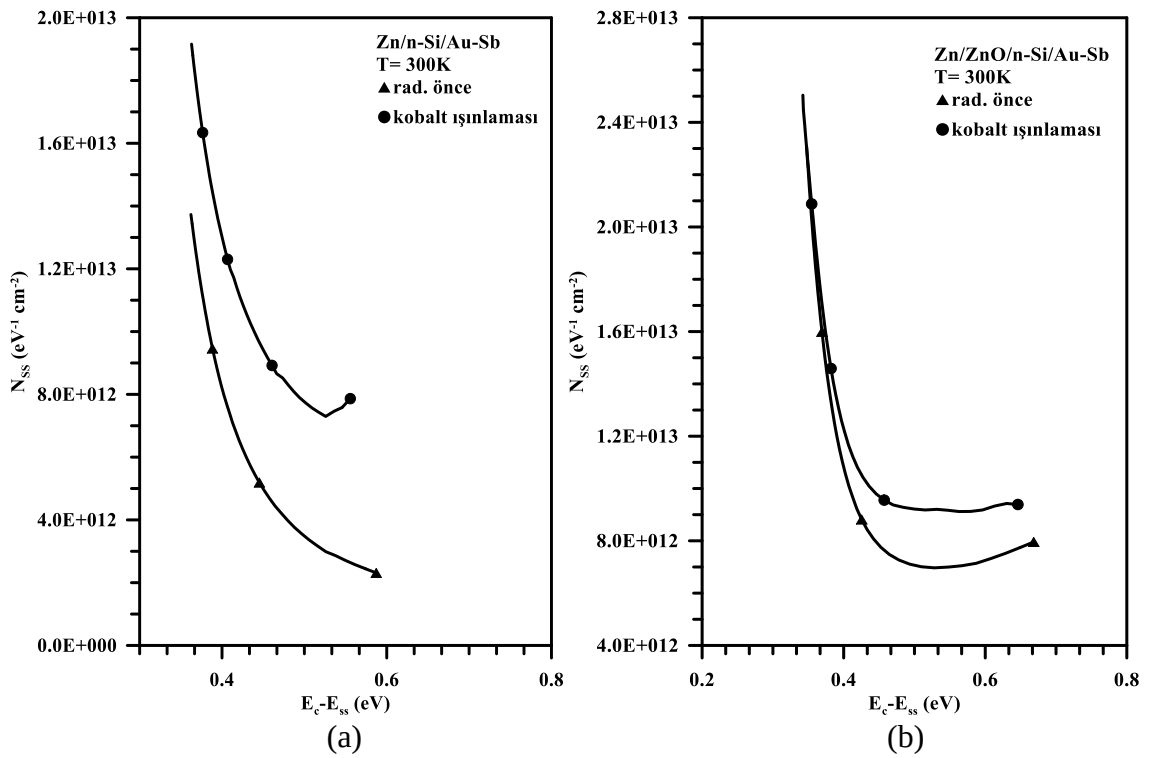
hallerinin büyüklüğü hemen hemen aynı mertebededir. Baryum, amerisyum ve kobalt ışınlamalarından sonra hal yoğunluğunun büyüklüğü ve şekli önemli ölçüde değişmemiştir. Fakat ışınlamadan dolayı hallerin enerjisinde çok az bant ortasına doğru kayma olmuştur.



Şekil 4. 28. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların baryum ışınlamasından önce ve sonra hesaplanan $N_{ss} - (E_c - E_{ss})$ karakteristikleri



Şekil 4. 29. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların amerisyum ışınlamasından önce ve sonra hesaplanan $N_{ss} - (E_c - E_{ss})$ karakteristikleri



Şekil 4. 30. a) Referans ve b) ZnO arayüzey tabakalı diyotların kobalt ışınlamasından önce ve sonra hesaplanan $N_{ss} - (E_c - E_{ss})$ karakteristikleri

Çizelge. 5. Baryum, amerisyum ve kobalt ile gama ışınlamasından önce ve sonra I-V karakteristiklerinden elde edilen Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb yapılarının karakteristik parametreleri:

Hesaplama kullanılan yöntemler →		$\ln(I)-V$					$F(V)-V$		
karakteristik parametreleri →		n	$\Delta n(\%)$	$I_0 (A)$	$\Phi_b (eV)$	$\Delta\Phi_b (\%)$	$\Phi_b (eV)$	$\Delta\Phi_b (\%)$	$R_s(\Omega)$
Zn/n-Si/Au-Sb	Rad. Önce	1,14	20,27	$3,92 \times 10^{-6}$	0,614	0,65	0,626	2,45	11,22
	Baryum ışınlamasından sonra	1,43		$4,59 \times 10^{-6}$	0,610		0,611		13,02
Zn/n-Si/Au-Sb	Rad. Önce	1,12	23,81	$8,29 \times 10^{-8}$	0,714	27,96	0,713	28,47	74
	Amerisyum ışınlamasından sonra	1,47		$3,36 \times 10^{-5}$	0,558		0,555		98,48
Zn/n-Si/Au-Sb	Rad. Önce	1,35	38,07	$3,79 \times 10^{-7}$	0,675	10,84	0,674	11,03	136,31
	Kobalt ışınlamasından sonra	2,18		$4,72 \times 10^{-6}$	0,609		0,607		343,25
Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb	Rad. Önce	1,45	11,58	$2,22 \times 10^{-7}$	0,688	1,17	0,690	1,62	259
	Baryum ışınlamasından sonra	1,64		$3,05 \times 10^{-7}$	0,680		0,679		293,21
Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb	Rad. Önce	1,38	14,28	$1,16 \times 10^{-7}$	0,705	2,47	0,713	3,93	156,97
	Amerisyum ışınlamasından sonra	1,61		$2,24 \times 10^{-7}$	0,688		0,686		492,1
Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb	Rad. Önce	2,15	12,24	$8,24 \times 10^{-9}$	0,774	4,31	0,768	4,06	14,58
	Kobalt ışınlamasından sonra	2,45		$2,76 \times 10^{-8}$	0,742		0,738		15,19

4. 10. Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb Schottky Diyotların Farklı Dozlardaki Elektron Radyasyonlarına Maruz Bırakılmadan Önce ve Sonra Oda Sıcaklığında Alınan Kapasite-Voltaj Karakteristiklerinin Karşılaştırmalı Olarak İncelenmesi

Hazırlanan Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb Schottky diyotların farklı dozlardaki (25, 50 ve 75 Gray) elektron radyasyonlarına maruz bırakılmadan önce ve sonra C - V ve C^{-2} - V grafikleri Şekil 4.31' den Şekil 4.42' ye kadar gösterilmiştir. Farklı frekanslarda (50, 100, 200, 300, 400, 500 ve 1000 kHz) ve oda sıcaklığında alınan Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb Schottky diyotlarının C^{-2} - V grafikleri, elektronlarla ışınlamadan önce ve sonra lineerdir. Bu, ani eklemin radyasyondan sonra fazla değişmediğini göstermektedir. Uzay-yükü bölgesinin kapasitesi $C = |dQ/dV|$ (birim alan başına) aşağıdaki gibi verilir (Reddy *et al.* 2013).

$$C = \left[\frac{qN_D \epsilon_s}{2(V_{bi} - V - \frac{kT}{q})} \right]^{1/2} = \frac{\epsilon_s}{w} \quad (4.22)$$

Burada N_D taşıyıcı konsantrasyonu, ϵ_s yarıiletkenin dielektrik sabiti, V_{bi} built-in potansiyel, V dışardan diyoda uygulanan ekstra bir potansiyel ve w uzay-yükü bölgesinin genişliğidir.

Eşitlik 4.22 aynı zamanda;

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2(V_{bi} - V - \frac{kT}{q})}{qN_D \epsilon_s} \quad (4.23)$$

şeklinde de yazılabilir. Eğer $1/C^2$ beslem voltajının bir fonksiyonu olarak ölçülürse ve doping konsantrasyonu homojense, $1/C^2$ beslem voltajına lineer olarak bağlıdır. Katkılama konsantrasyonu $1/C^2$ grafiğinin eğiminden,

$$N_D = \frac{2}{q\epsilon_s} \left[\frac{d(1/C^2)}{dV} \right]^{-1} \quad (4.24)$$

olarak ve built-in voltajı V_{bi} , $1/C^2$ grafiğinin $V=0$ 'a ekstrapolasyonu ile bulunur. Buradan Schottky engel yüksekliği;

$$\Phi_b = V_{bi} + V_n + \frac{kT}{q} - \Delta\Phi \quad (4.25)$$

olarak hesaplanabilir. Burada $\Delta\Phi$ düz-bant ve sıfır-beslem durumları arasındaki imaj kuvvet etkisinden dolayı engel düşmesidir. Katkılamanın, homojen olmayan katkılama derinlik profilinin C - V spektroskopisiyle belirlenebildiğini dikkate alabiliriz. $1/C^2$ 'ye karşı beslem grafiğinin eğrisi artık düz bir eğri olmaz ve değişen bir eğim sergiler. Verilen bir beslem voltajında, uzay yükü bölgesinin sınırında yük (iyonize olmuş donör ve akseptörler) kapasite ölçümleriyle test edilir. Ancak, bu prensip yalnızca uzay yükü bölgesinin derinliğinin beslem voltajıyla değişmesiyle çalışır. Schottky diyotların C - V verilerini incelemek ve diyodun bazı elektriksel parametrelerini hesaplamak için ters beslem C^{-2} - V eğrilerinden yararlanılabilir. Eşitlik (4.23)'e göre C^{-2} - V eğrisinin $V=0$ 'da voltaj eksenine ekstrapole edilmesiyle built-in potansiyeli (V_{bi}) elde edilebilir. Eşitlikteki V_{bi} terimi ve difüzyon potansiyeli (V_D) arasında $V_D = V_{bi} + kT/q$ olan bir ilişki vardır. Burada kT/q terimi eV cinsinden termal enerjidir. C^{-2} - V eğrisinin eğimi lineerdir ve bu doğrunun eğiminden eşitlik (4.24)'e göre N_D donör konantrasyonu hesaplanabilir. C - V ölçümlerinden engel yüksekliği eşitlik (4.25) yardımıyla hesaplanabilir. Bu eşitlik tekrar yukarıdaki açıklamalar dikkate alınıp düzenlenirse engel yüksekliği aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$\Phi_b = V_D + E_F - \Delta\Phi = V_D + \frac{kT}{q} \ln(N_C/N_D) - \Delta\Phi \quad (4.26)$$

Burada E_F (V_n) yarıiletkenin Fermi enerji seviyesi, N_C iletim bandındaki izinli durumların yoğunluğu olup, n-Si için $N_C = 2,8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ tür. $\Delta\Phi$ hayali kuvvet engel

düşmesidir. Bu değerin büyüklüğü meV mertebesinde olduğu için hesaplamalarda ihmal edilmiştir. Dolayısıyla diyotların C–V engel yüksekliği

$$\Phi_b = V_D + E_F \quad (4.27)$$

bağıntısı kullanılarak hesaplanabilir.

Ayrıca Fermi enerji seviyesi aşağıdaki eşitlik kullanılarak hesaplanabilir;

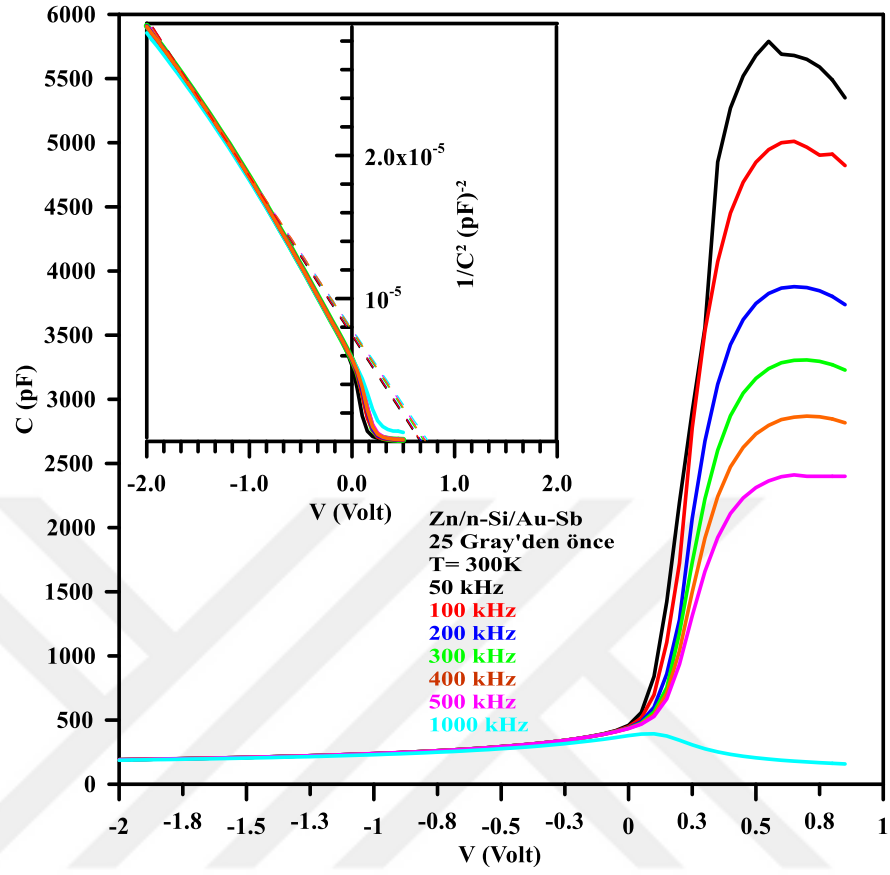
$$E_F = kT \ln \left(\frac{N_C}{N_D} \right) \quad (4.28)$$

Elektron ışıması nedeniyle taşıyıcı konsantrasyonunda genelde hafif bir azalma gözlemlenmiştir. Difüzyon potansiyeli tüm dozlar için elektron ışımasından sonra azalmıştır. Bu nedenle, diyotların deplasyon bölgesinde bir değişikliğin gerçekleştiği, bu da, ışınlama ile üretilen boşlukların ve kararlı karmaşık kusurların oluşturulabilmeleri ve yeniden bir araya getirilebileceklerini gösteren bir sonuçtur. SBD' lerin C-V datalarından $1/C^2$ ye karşı V olarak çizilen grafiklerin eğiminden, taşıyıcı konsantrasyonu N_D değerlerini hesaplamak mümkündür. Yukarıda verilen bağıntıları dikkate alarak hesaplanan V_D , N_D , E_F ve Φ_b değerleri Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb diyotları için Çizelge 6' da verilmiştir.

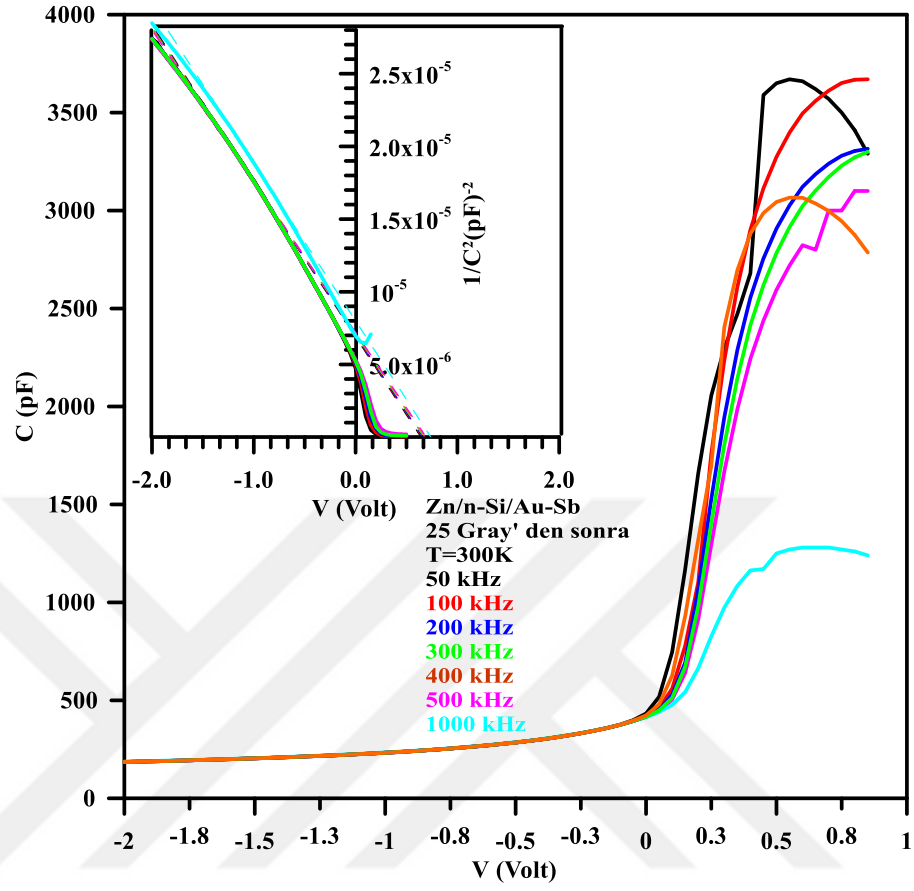
Işınlanmış referans ve arayüzeyli diyotlar için, ışınlama ile uyarılan akseptör benzeri kusurlar nedeniyle taşıyıcı konsantrasyonu azalır ve bu kusurlar serbest elektronları yakalar ve böylece tükenme bölgesinde iyonize edilmiş donörleri kısmen telafi eder. Başka bir deyişle, ışınlanmış bu diyotlar için, telafi edilmeyen donörlerin iyonlaşması nedeniyle taşıyıcı konsantrasyonu azalır. Işınlama nedeniyle, deplasyon bölgesinde pek çok boş alan yaratılır. Bu boş pozisyonlar SBD' lerde önemli bir rol oynamaktadır (Jayavel *et al.* 1999).

Oksit tabakaları kaçınılmaz olduğundan Si yüzeyindeki metal birikimi, eklem yerinde camsı bir ara tabaka bırakır. Elektron bu ince tabaka boyunca tünel yapabilir ve kontakten geçen akımın engelini etkileyebilir. Yabancı atomlar, parçacıklar veya yüzeyde emilen bir oksit tabakası, yüzeye yakın bir bölgede katı maddenin özelliklerini etkileyen ayrı enerji seviyelerine yol açabilir. Bu nedenle, yarıiletkenlerin elektriksel özellikleri, kristal yüzeyinde yüzey durumlarını işgal eden elektronlar tarafından önemli bir derinliğe etki eder ve metal-yarıiletken arayüzeyde yüklere neden olur. Bu genel olarak Fermi seviyesinin farklı pozisyonlarda sabitlenmesinden dolayı Schottky engel yüksekliğindeki homojensizliğe neden olur (Molai *et al.* 2009). Elektron ışıması, yüzey durumlarını değiştirir ve yüzeye yakın yerleştirilmiş kusurlar, SBH' nin homojen olmamasına neden olur.

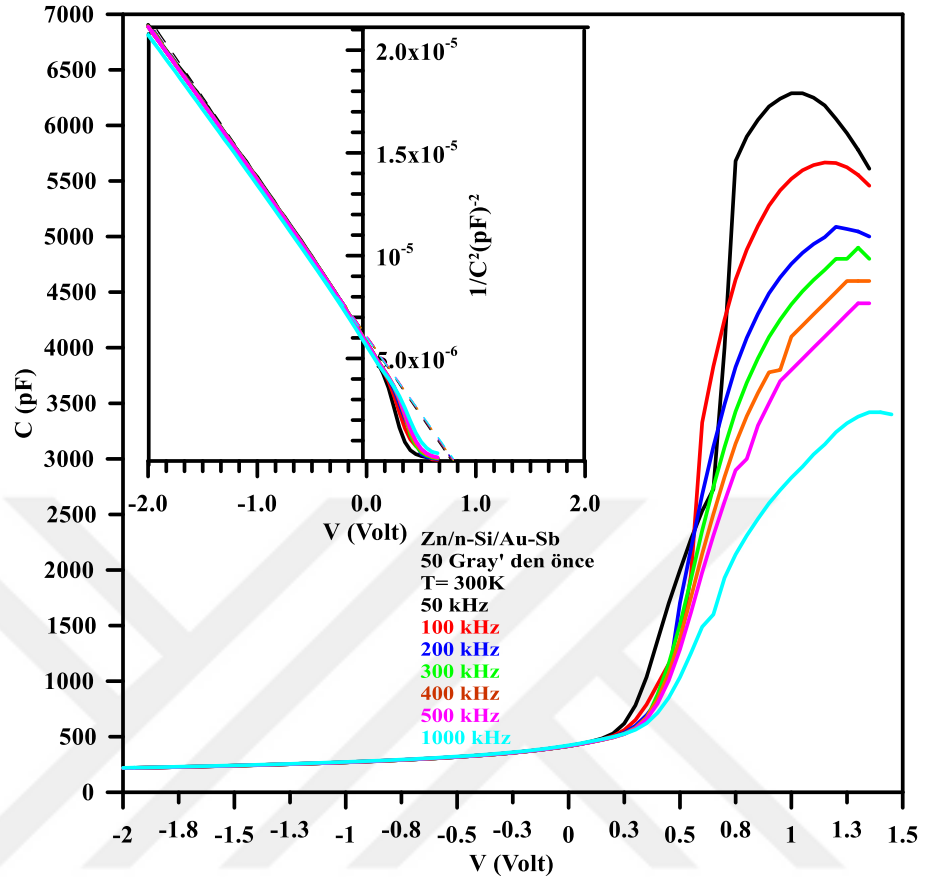
Schottky engelinin deplasyon bölgesindeki derin tuzakların varlığı eklem kapasitesini beslem voltajının ve ölçüm frekansının karmaşık bir fonksiyonu haline getirir (Aydoğan *et al.* 2005). Aynı zamanda düşük-frekans kapasitesi uygulanan beslem voltajıyla artarken yüksek-frekans kapasitesi hemen hemen sabit kalmaktadır. Bu gözlem ölçüm frekansına arayüzey hallerinin kapasitif tepkisi olarak değerlendirilebilir. Ters beslem C^{-2} - V grafikleri lineerdir ve bu durum Schottky eklemine oluşumunu göstermektedir. Grafiklerden de görüldüğü gibi C^{-2} - V eğrilerinin eğimi artan frekansla azalmaktadır. Bu durum diyot kapasitesine arayüzey hal yüklerinin katkısının olmamasından veya arayüzey hallerindeki yüklerin alternatif akım sinyalini takip edememesinden olabilir. Genellikle, arayüzeyde ve arayüzey tabakasında, farklı ömürlü hallerin değişik çeşitleri mevcuttur. Düşük-frekanslarda, uygulama sinyalinden etkilenen bütün arayüzey halleri bu sinyale cevap verebilirken yüksek frekanslarda yükler bu sinyale tepki veremeyebilir. Arayüzey hal kapasitesi deplasyon kapasitesine paralel olarak ortaya çıkar ve sonuçta Schottky diyotlar için kapasitenin toplam değerinin daha yüksek olmasına neden olur. Orta frekanslarda, bazı arayüzey hal yükleri küçük sinyal ölçümlerine katılır ve kapasitenin gözlenen değerleri düşük ve yüksek-frekans değerleri arasında ölçülebilir. Eğer kapasite ölçümleri yeterince yüksek frekanslarda yapılırsa, arayüzey hal yükleri diyot kapasitesine katkıda bulunamazlar.



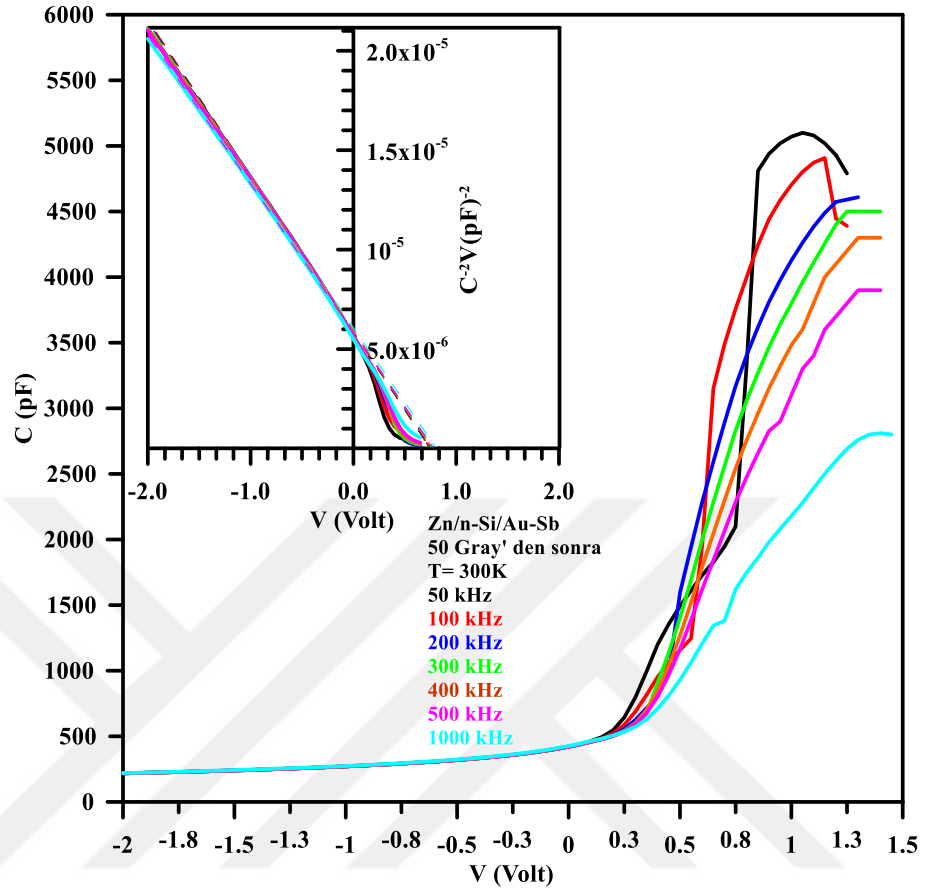
Şekil 4. 31. Referans diyodun 25 gray elektron ışınlamasından önce oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C-V ve C^{-2} -V karakteristikleri



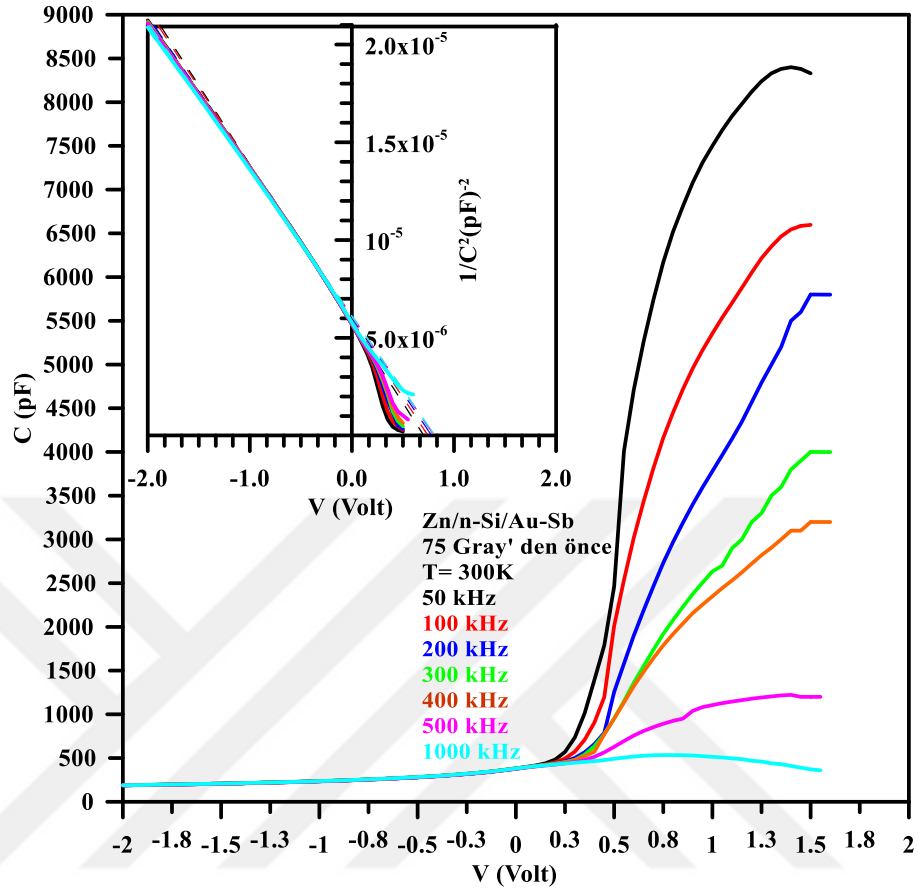
Şekil 4. 32. Referans diyodun 25 gray elektron ışınlamasından sonra oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C-V ve C^{-2} -V karakteristikleri



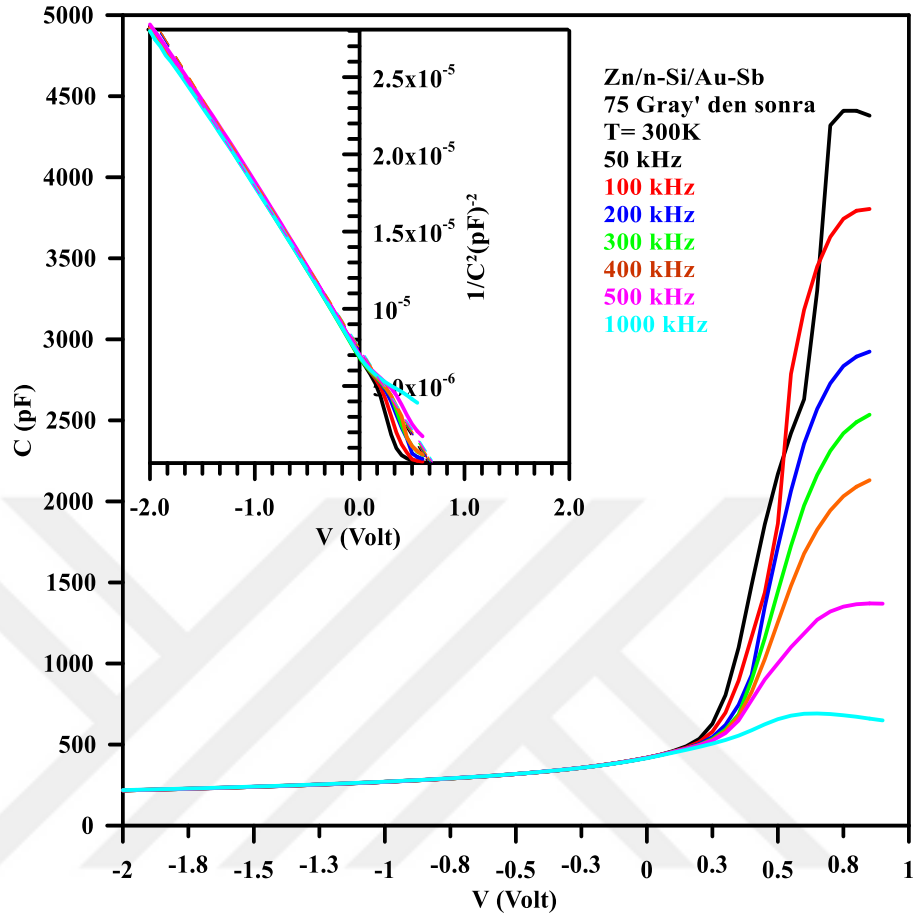
Şekil 4. 33. Referans diyodun 50 gray elektron ışınlamasından önce oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C-V ve C^{-2} -V karakteristikleri



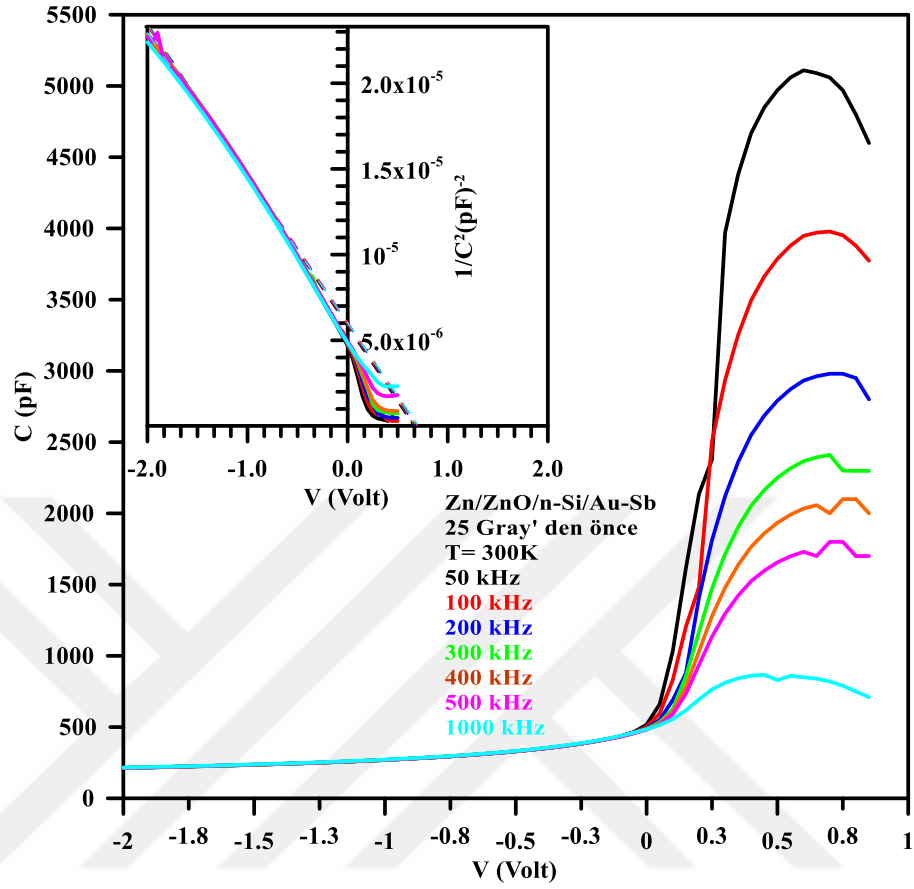
Şekil 4. 34. Referans diyodun 50 gray elektron ışınlamasından sonra oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C-V ve C^2V -V karakteristikleri



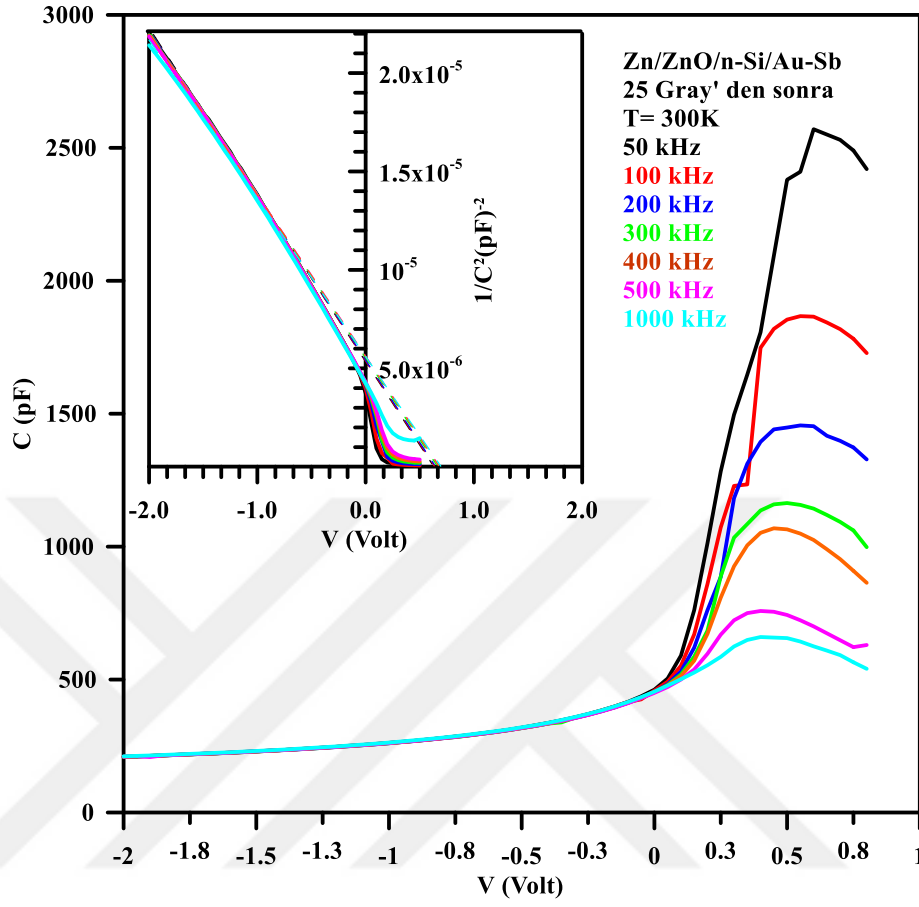
Şekil 4. 35. Referans diyodun 75 gray elektron ışınlamasından önce oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C-V ve C^{-2} -V karakteristikleri



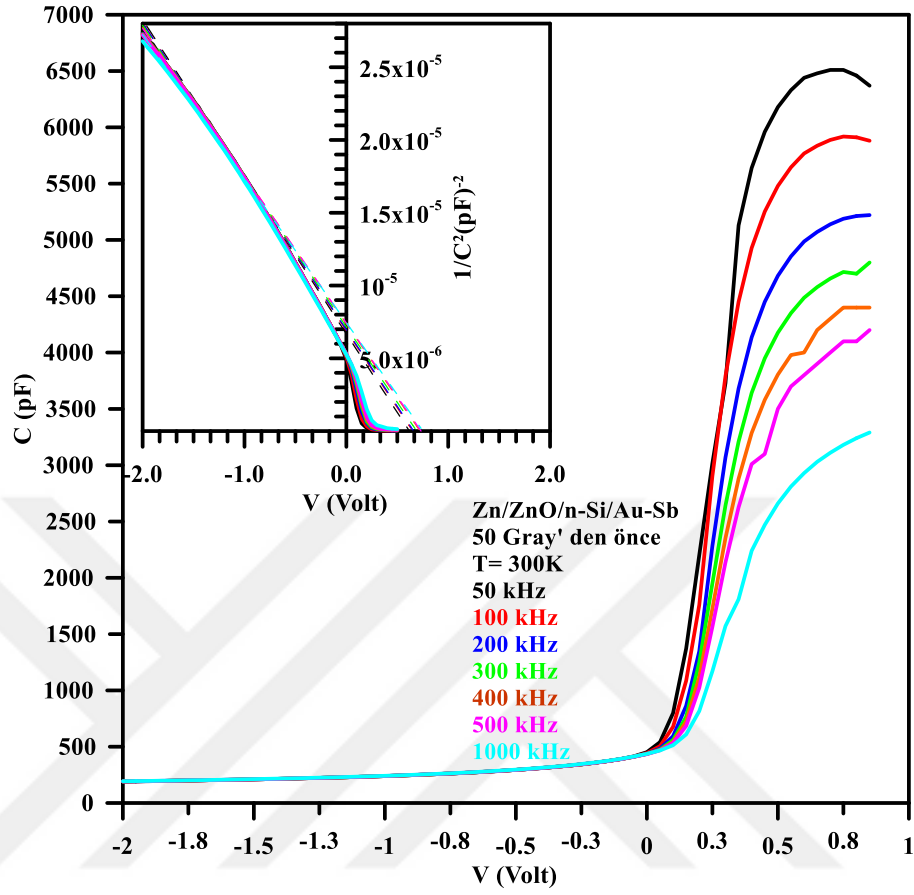
Şekil 4. 36. Referans diyodun 75 gray elektron ışınlamasından sonra oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C-V ve C^{-2} -V karakteristikleri



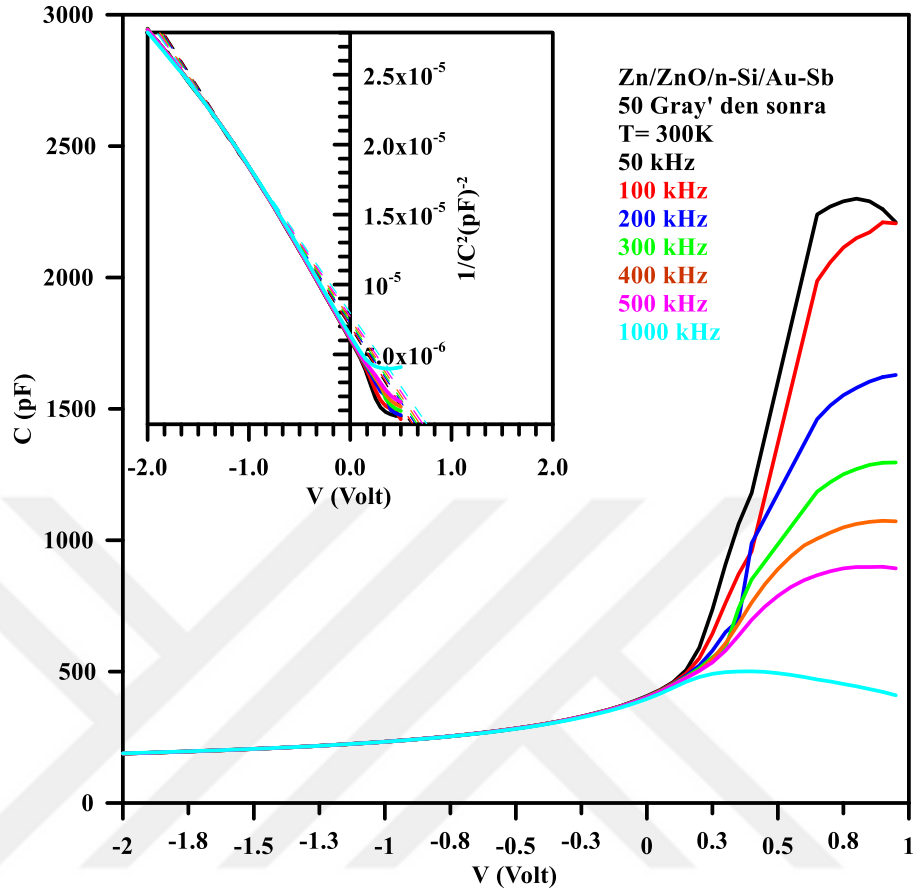
Şekil 4. 37. ZnO arayüzey tabakalı diyodun 25 gray elektron ışınlamasından önce oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C-V ve C^{-2} -V karakteristikleri



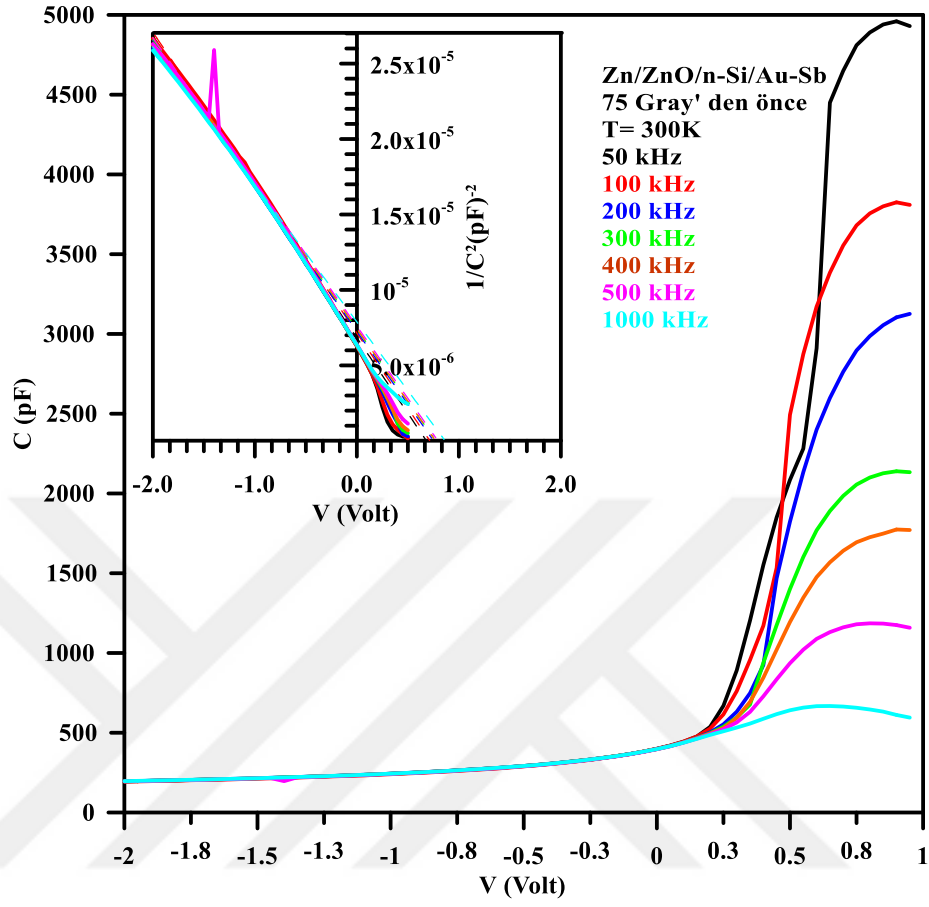
Şekil 4. 38. ZnO arayüzey tabakalı diyodun 25 gray elektron ışınlamasından sonra oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C-V ve C^{-2} -V karakteristikleri



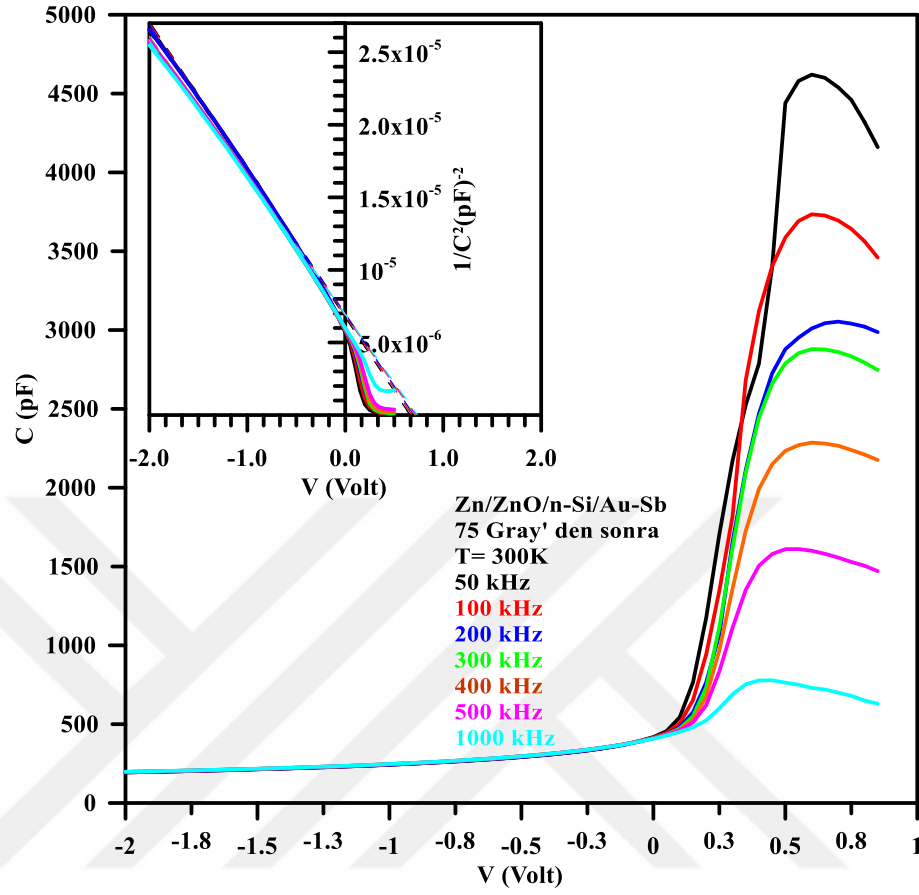
Şekil 4. 39. ZnO arayüzey tabakalı diyodun 50 gray elektron ışınlamasından önce oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C-V ve C^{-2} -V karakteristikleri



Şekil 4. 40. ZnO arayüzey tabakalı diyodun 50 gray elektron ışınlamasından sonra oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C-V ve C^{-2} -V karakteristikleri



Şekil 4. 41. ZnO arayüzey tabakalı diyodun 75 gray elektron ışınlamasından önce oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C-V ve C^{-2} -V karakteristikleri



Şekil 4. 42. ZnO arayüzey tabakalı diyodun 75 gray elektron ışınlamasından sonra oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C-V ve C^{-2} -V karakteristikleri

Çizelge 6. 25, 50 ve 75 Gray dozlarda uygulanan elektron ışınlamasından önce ve sonra C-V karakteristiklerinden elde edilen Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb yapılarının karakteristik parametreleri:

Karakteristik parametreler	f (kHz)	V_D (eV)	N_D (cm^{-3}) $\times 10^{15}$	E_F (eV)	Φ_b (eV)
Zn/n-Si/Au-Sb 25 Gray ışınlamasından önce	50	0,665	17,500	0,1910	0,856
	100	0,684	17,659	0,1908	0,875
	200	0,689	17,659	0,1908	0,875
	300	0,706	17,821	0,1906	0,897
	400	0,725	17,986	0,1904	0,915
	500	0,724	17,986	0,1904	0,914
	1000	0,743	18,325	0,1898	0,933
Zn/n-Si/Au-Sb 25 Gray ışınlamasından sonra	50	0,644	18,120	0,1901	0,834
	100	0,653	18,239	0,1900	0,843
	200	0,661	18,308	0,1899	0,851
	300	0,675	18,500	0,1896	0,865
	400	0,680	18,500	0,1896	0,869
	500	0,693	18,678	0,1894	0,882
	1000	0,741	17,986	0,1903	0,931
Zn/n-Si/Au-Sb 50 Gray ışınlamasından önce	50	0,779	24,668	0,1818	0,961
	100	0,790	24,299	0,1815	0,971
	200	0,794	25,359	0,1814	0,975
	300	0,798	25,435	0,1814	0,979
	400	0,800	25,492	0,1813	0,981
	500	0,804	25,593	0,1812	0,985
	1000	0,812	26,214	0,1820	0,993
Zn/n-Si/Au-Sb 50 Gray ışınlamasından sonra	50	0,747	24,777	0,1820	0,929
	100	0,751	25,808	0,1820	0,933
	200	0,761	25,003	0,1818	0,943
	300	0,767	25,162	0,1816	0,949
	400	0,771	25,270	0,1815	0,952
	500	0,775	25,392	0,1814	0,956
	1000	0,782	26,014	0,1808	0,963
Zn/n-Si/Au-Sb 75 Gray ışınlamasından önce	50	0,704	23,922	0,1829	0,887
	100	0,745	24,502	0,1823	0,927
	200	0,765	24,878	0,1819	0,947
	300	0,782	25,194	0,1816	0,964
	400	0,808	25,701	0,1811	0,989
	500	0,809	25,762	0,1811	0,990
	1000	0,814	25,900	0,1809	0,995
Zn/n-Si/Au-Sb 75 Gray ışınlamasından sonra	50	0,657	17,772	0,1906	0,848
	100	0,675	17,986	0,1903	0,865
	200	0,679	18,003	0,1903	0,869
	300	0,688	18,325	0,1898	0,878
	400	0,694	18,325	0,1898	0,884
	500	0,691	18,019	0,1903	0,881
	1000	0,702	18,500	0,1896	0,892
Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb 25 Gray ışınlamasından önce	50	0,657	22,099	0,1857	0,842
	100	0,669	22,175	0,1849	0,854
	200	0,678	22,149	0,1849	0,863
	300	0,689	22,327	0,1847	0,874
	400	0,698	22,457	0,1846	0,883
	500	0,703	22,532	0,1845	0,887

	1000	0,711	22,988	0,1840	0,895
Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb 25 Gray ışınlamasından sonra	50	0,632	22,934	0,1840	0,816
	100	0,638	23,097	0,1838	0,822
	200	0,647	23,180	0,1838	0,831
	300	0,666	23,403	0,1835	0,849
	400	0,684	23,631	0,1833	0,867
	500	0,681	23,631	0,1833	0,864
	1000	0,797	24,190	0,1826	0,879
Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb 50 Gray ışınlamasından önce	50	0,619	18,003	0,1903	0,809
	100	0,652	18,360	0,1898	0,842
	200	0,663	18,500	0,1896	0,853
	300	0,690	18,750	0,1892	0,879
	400	0,724	19,081	0,1888	0,913
	500	0,734	19,214	0,1886	0,923
	1000	0,753	19,641	0,1880	0,941
Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb 50 Gray ışınlamasından sonra	50	0,609	17,039	0,1917	0,801
	100	0,623	17,190	0,1915	0,814
	200	0,611	16,462	0,1926	0,804
	300	0,663	17,579	0,1909	0,854
	400	0,695	17,986	0,1903	0,885
	500	0,720	18,154	0,1901	0,910
	1000	0,760	18,500	0,1896	0,950
Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb 75 Gray ışınlamasından önce	50	0,682	19,425	0,1883	0,870
	100	0,715	19,489	0,1883	0,903
	200	0,752	20,171	0,1879	0,939
	300	0,773	20,255	0,1877	0,960
	400	0,770	20,134	0,1873	0,957
	500	0,794	20,327	0,1871	0,981
	1000	0,865	21,327	0,1859	1,050
Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb 75 Gray ışınlamasından sonra	50	0,661	19,081	0,1888	0,849
	100	0,682	19,289	0,1885	0,870
	200	0,700	19,523	0,1882	0,888
	300	0,715	20,213	0,1873	0,902
	400	0,715	20,255	0,1872	0,902
	500	0,724	20,362	0,1871	0,911
	1000	0,738	20,643	0,1867	0,925

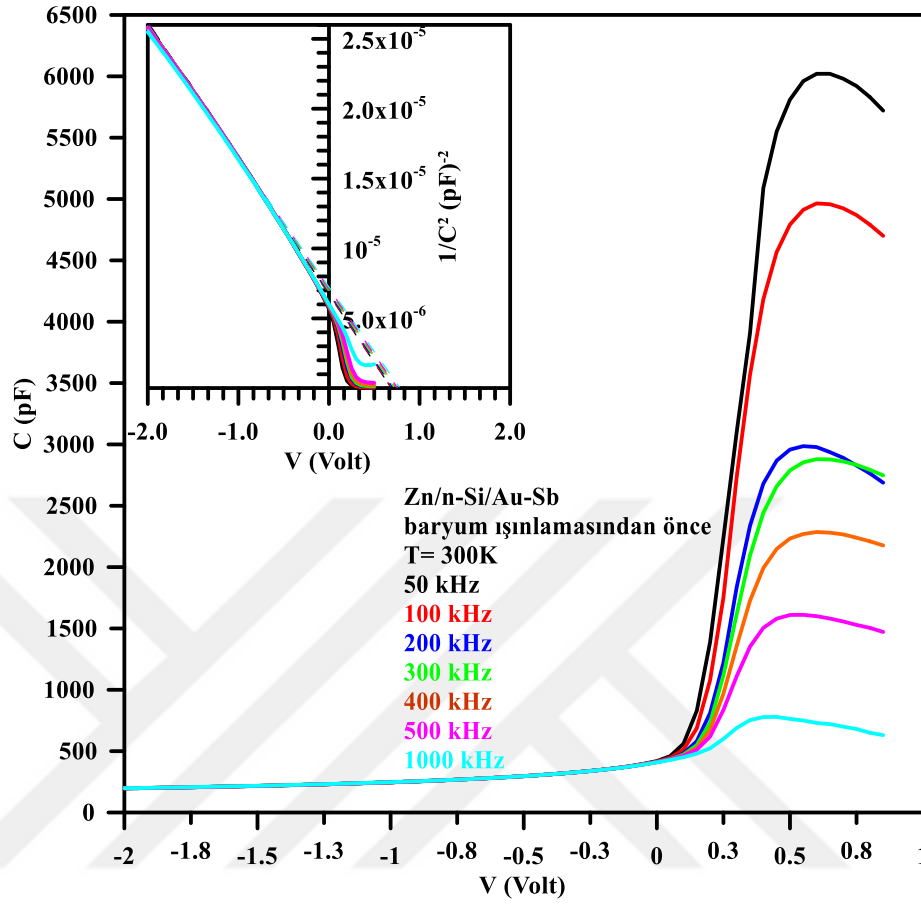
4. 11. Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb Schottky Diyotların Farklı Enerjilerdeki Gama Radyasyonlarına Maruz Bırakılmadan Önce ve Sonra Oda Sıcaklığında Alınan Kapasite-Voltaj Karakteristiklerinin Karşılaştırmalı Olarak İncelenmesi

Hazırlanan Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb Schottky diyotların farklı enerjilerdeki (baryum, amerisyum ve kobalt) gama radyasyonlarına maruz bırakılmadan önce ve sonra C-V ve C^{-2} -V grafikleri Şekil 4.43 den Şekil 4.54' e kadar gösterilmiştir. Ölçümler farklı frekanslarda (50, 100, 200, 300, 400, 500 ve 1000 kHz) ve oda sıcaklığında alınmıştır. Bu bölümde, gama ışınlamasının Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb diyotlarının C-V karakteristikleri üzerindeki etkileri incelenmiştir. Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb yapısında arayüzey tabakasının varlığı, genellikle diyodun kapasitans özelliklerini etkiler. Bu durum arayüzey tabakası içerisinde ve ZnO/n-Si arayüzeyindeki ilave yüklere atfedilebilir.

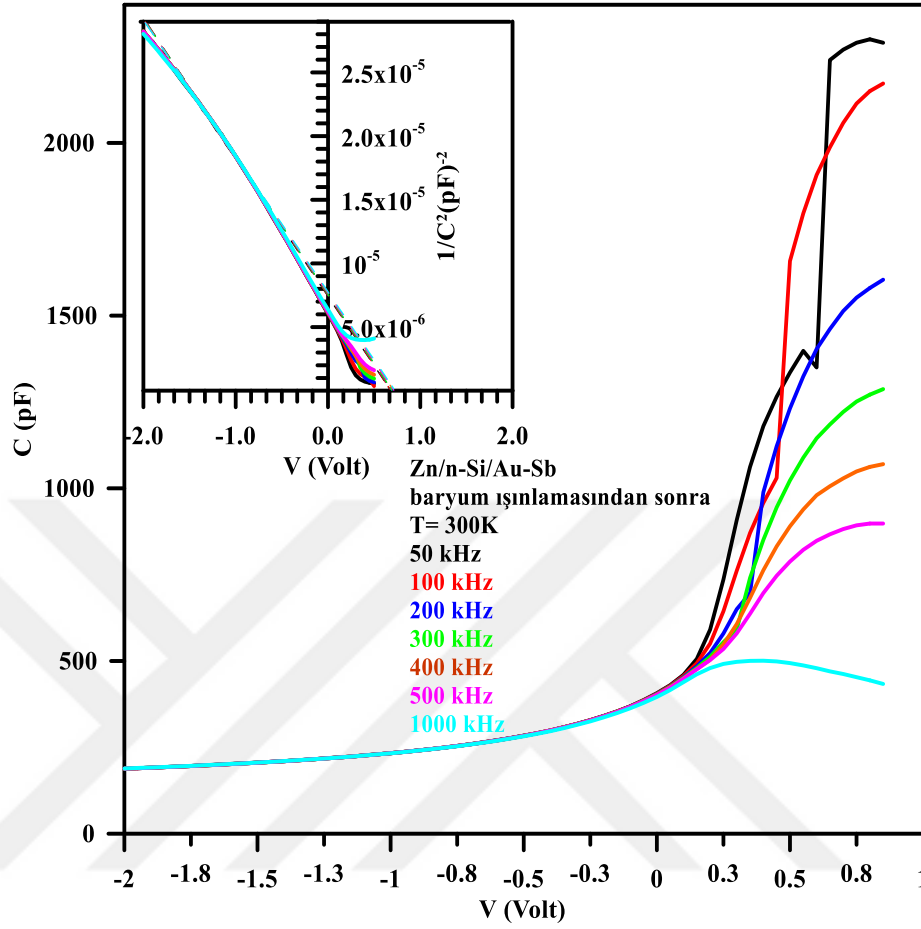
4.43 - 4.54 şekillerinden de görüldüğü gibi, her iki diyodun da ters beslem kapasiteleri, artan ters beslem voltajıyla azalmaktadır. Bu değişim artan ters beslem voltajıyla diyotların deplasyon bölgelerinin artmasından kaynaklanmaktadır. Aynı şekilde doğru beslemde diyod kapasitesi artan doğru beslem voltajıyla artmakta ve bir pik değerine ulaşmaktadır. Kapasite aynı zamanda frekansa bağlı bir nicelik olduğu için, artan uygulama frekansı ile azalmaktadır. Bunun nedeni, daha düşük frekanslarda, arayüzey durumlarının ac sinyali takip edebilmesi ve frekansa bağlı olarak fazla bir kapasitans verebilmesidir. Bununla birlikte, yüksek frekans sınırında ($f \geq 500$ kHz), arayüzey durumları ac sinyali takip edemez. Bu durumda, arayüzey kapasitansının toplam kapasitans etkisi ihmal edilebilir büyüklükte olur (Akkal *et al.* 2000).

Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb diyotları için çeşitli parametrelerin değerleri kesim 4.10' da verilen bağıntılardan yararlanarak belirlenmiştir. Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb diyotlarının C-V karakteristiklerinden gama ışınlamasından önce ve sonra hesaplanan V_D , N_D , E_F ve Φ_b değerleri, 50, 100, 200, 300, 400, 500 ve 1000 kHz frekans değerlerinde, çizelge 7' de verilmiştir. Çizilen grafiklerden de görüldüğü gibi, frekans arttıkça, C' nin tepe değerlerinin azaldığı görülmektedir. Grafiklerden elde

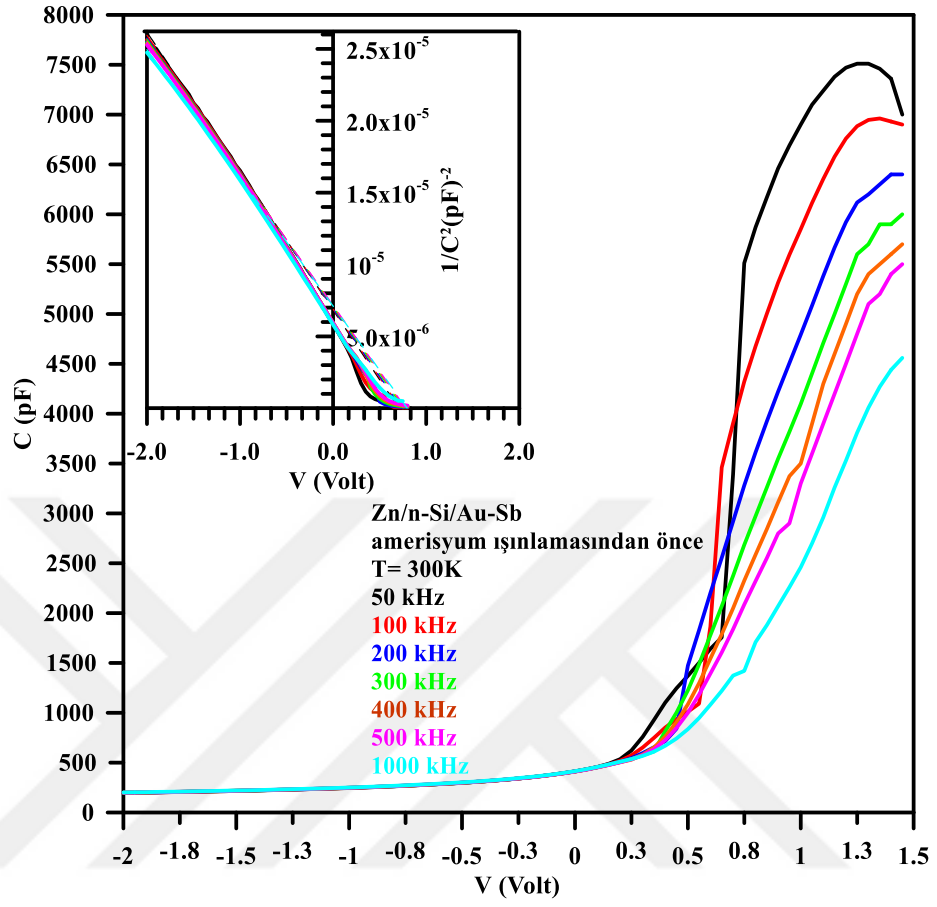
edilen hesaplamalar sonucuna göre, kapasitansın pik değerlerinin uygulanan gama radyasyonu ile azaldığı görülmektedir (Uğurel *et al.* 2008). Bu ışınlama etkisi, metal yarıiletken arayüzeyinde dielektrik sabitindeki değişime veya ışınlama ile net iyonize dopant konsantrasyonundaki azalmaya bağlanabilir (Uğurel *et al.* 2008). Ayrıca, akseptör benzeri kusurlar, γ -radyasyonundan sonra Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb diyotların C-V özelliklerinde azalmayı açıklamak için kullanılabilir. C^{-2} -V grafiklerinin lineer olduğu görülmektedir. Bu durum fazla kapasitenin olmaması ile açıklanabilir. Elektron radyasyonu uygulandığı bölümde anlatıldığı gibi, gama radyasyonu da uygulandığında Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb diyotların her ikisinde de engel yükselğinde ve difüzyon potansiyelinde bir azalma görülmüştür. Aynı zamanda I-V sonuçlarında olduğu gibi, referans diyotlarda ışınlamayla oluşan değişim, ZnO arayüzeyli diyotlarda daha az gözlenmiştir ve bu arayüzey tabakasının bir koruyucu tabaka gibi davranıp ışınlama sonucunda oluşan hasarı, az da olsa bile, önlemesi anlamına gelebilir.



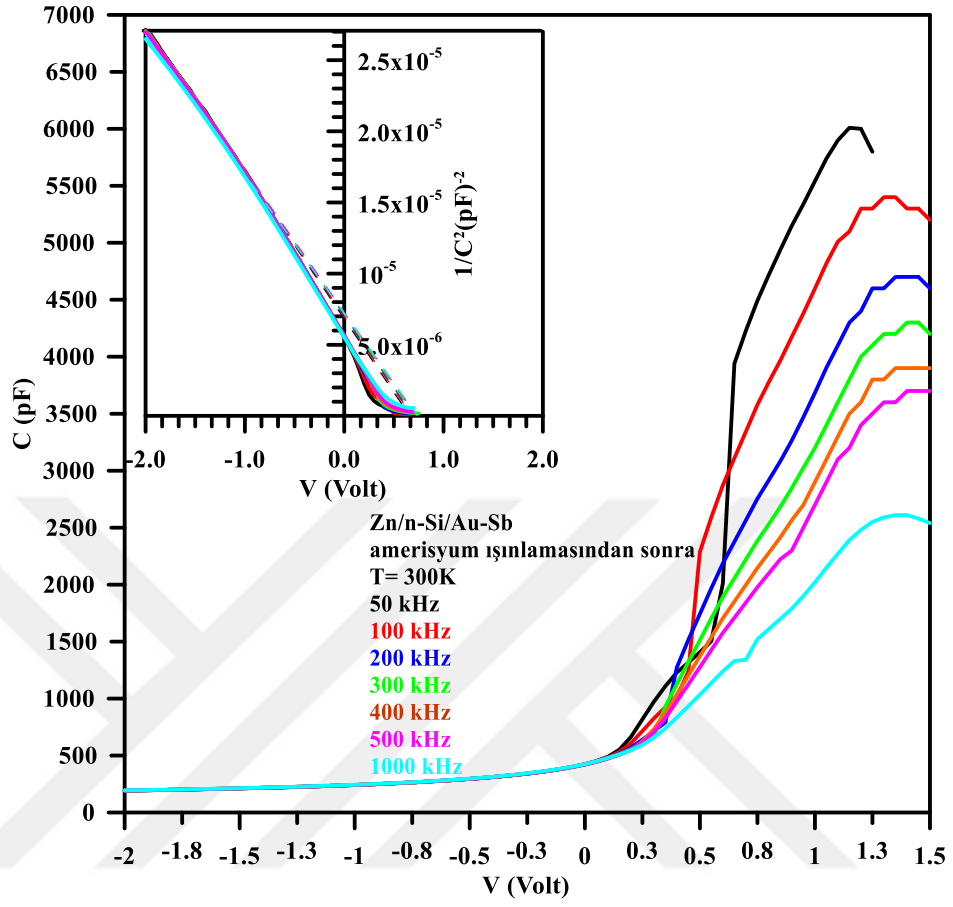
Şekil 4. 43. Referans diyodun baryum ışınlamasından önce oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C-V ve C^{-2} -V karakteristikleri



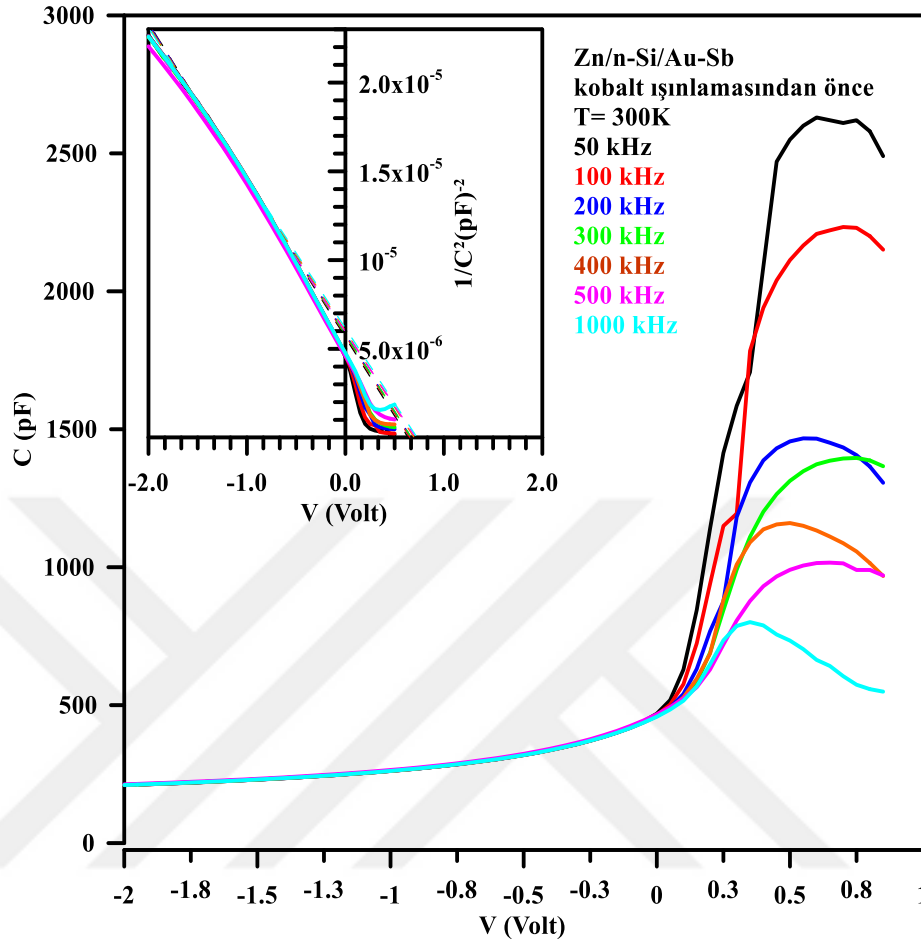
Şekil 4. 44. Referans diyodun baryum ışınlamasından sonra oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C-V ve C^{-2} -V karakteristikleri



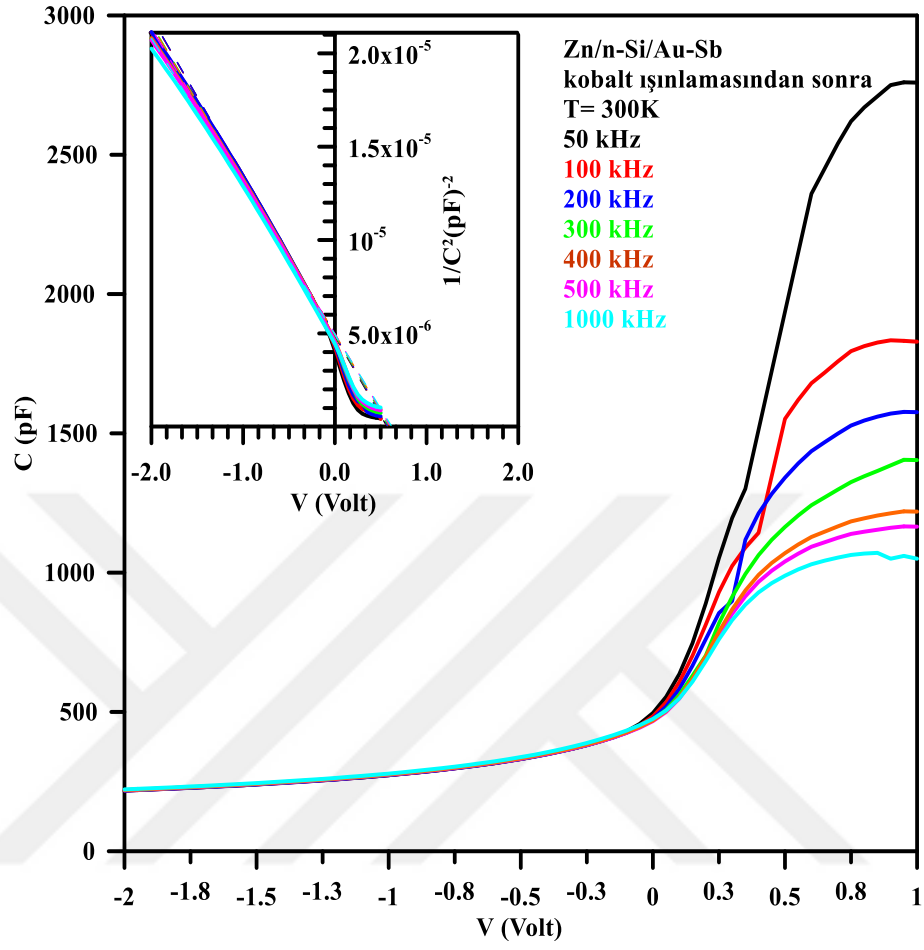
Şekil 4. 45. Referans diydun amerisyum ışınlamasından önce oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C-V ve C^{-2} -V karakteristikleri



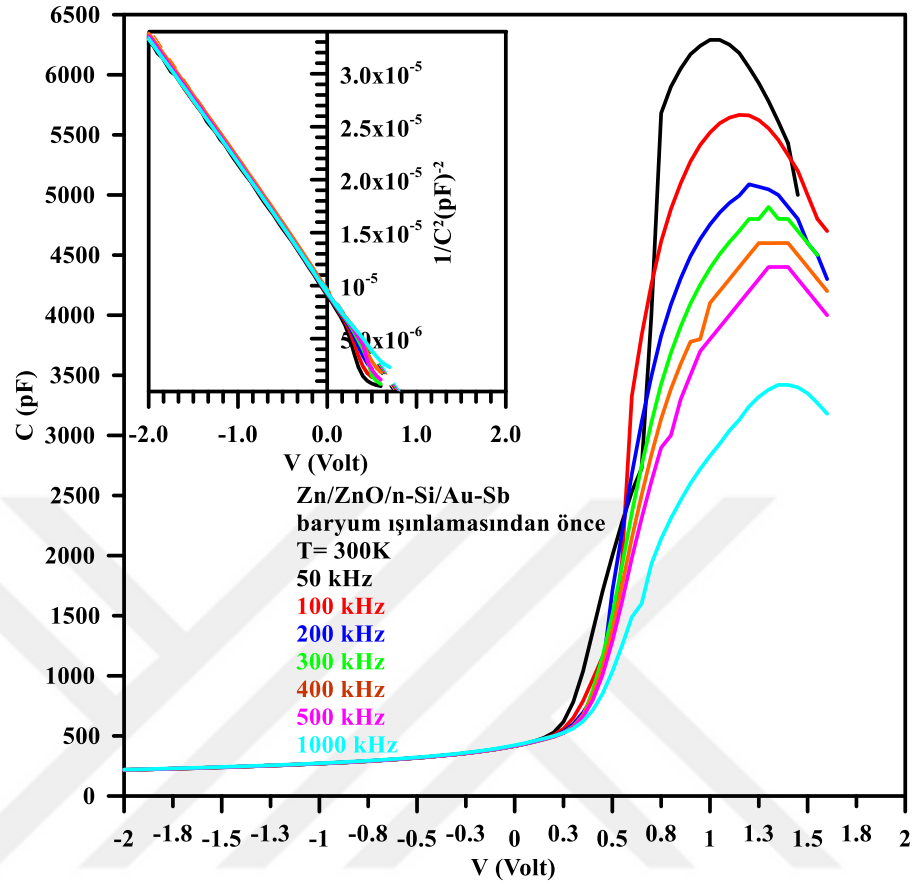
Şekil 4. 46. Referans diydun amerisyum ışınlamasından sonra oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C-V ve C^{-2} -V karakteristikleri



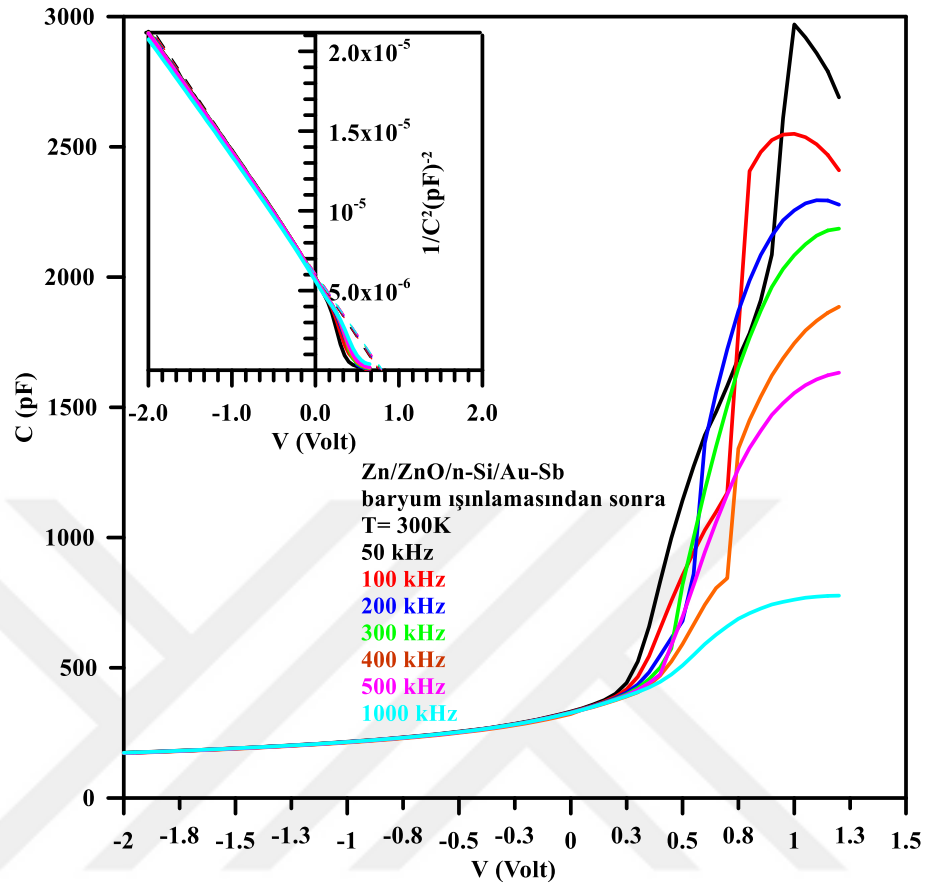
Şekil 4. 47. Referans diydun kobalt ışınlamasından önce oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C-V ve C^{-2} -V karakteristikleri



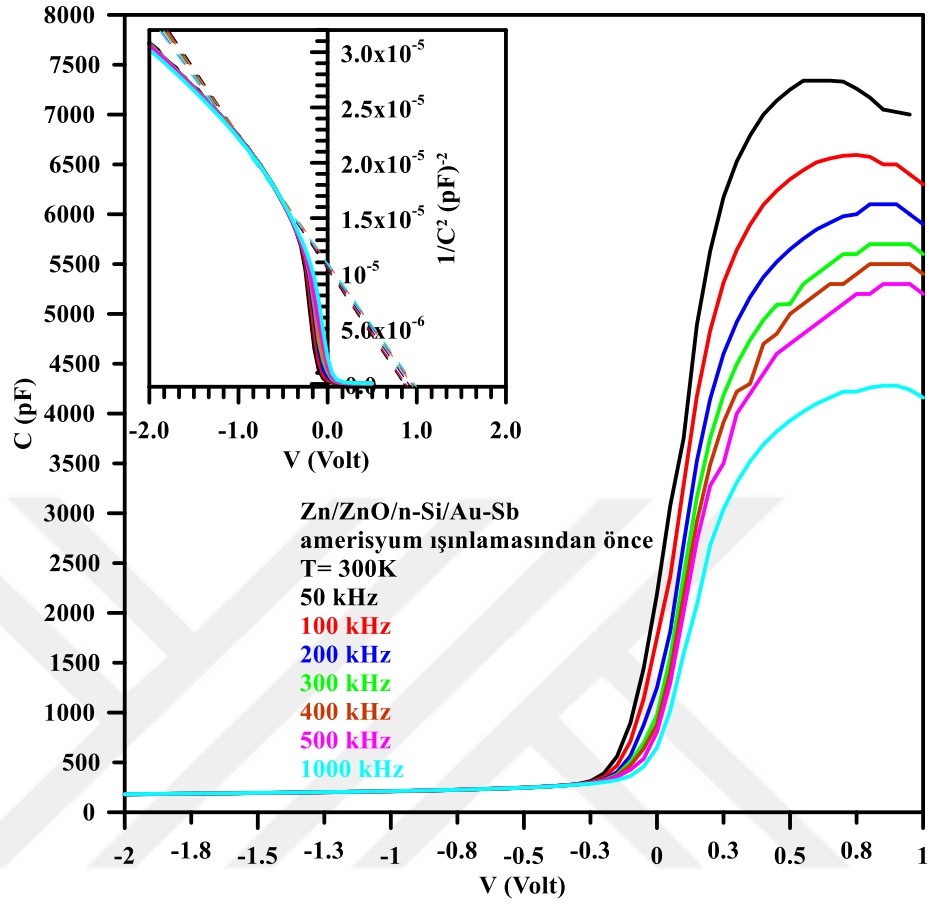
Şekil 4. 48. Referans diydun kobalt ışınlamasından sonra oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C-V ve C^{-2} -V karakteristikleri



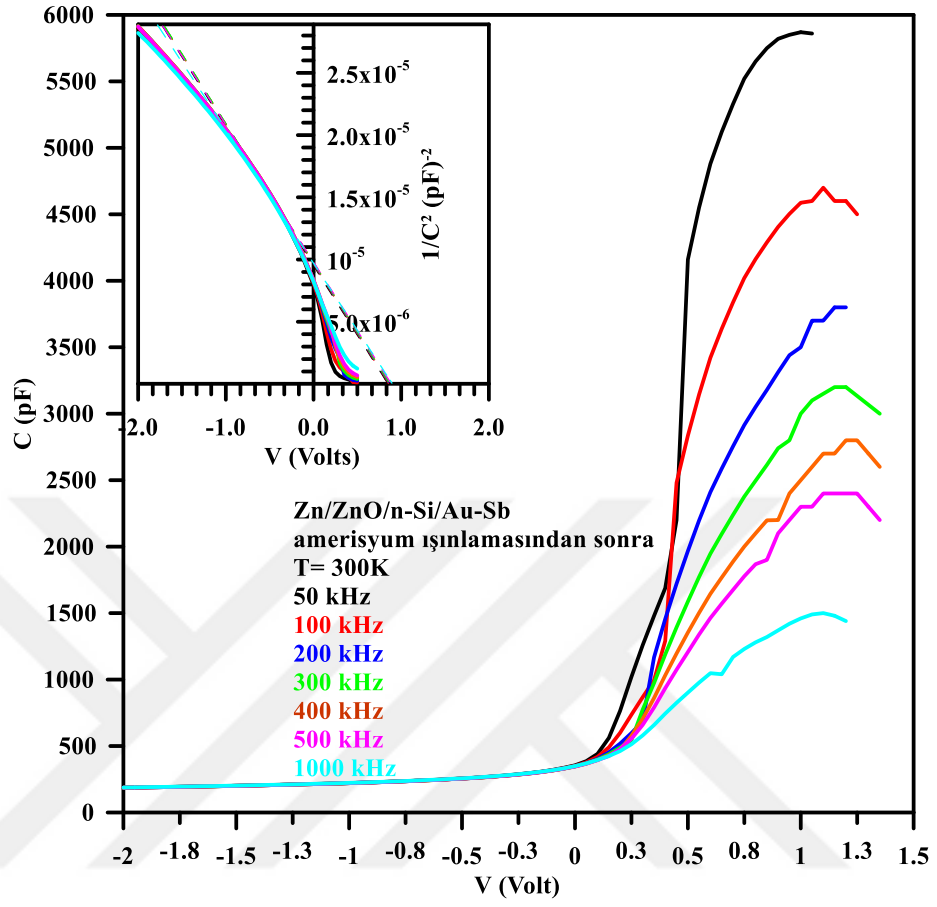
Şekil 4. 49. ZnO Arayüzey tabakalı diydun baryum ışınlamasından önce oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C-V ve C^{-2} -V karakteristikleri



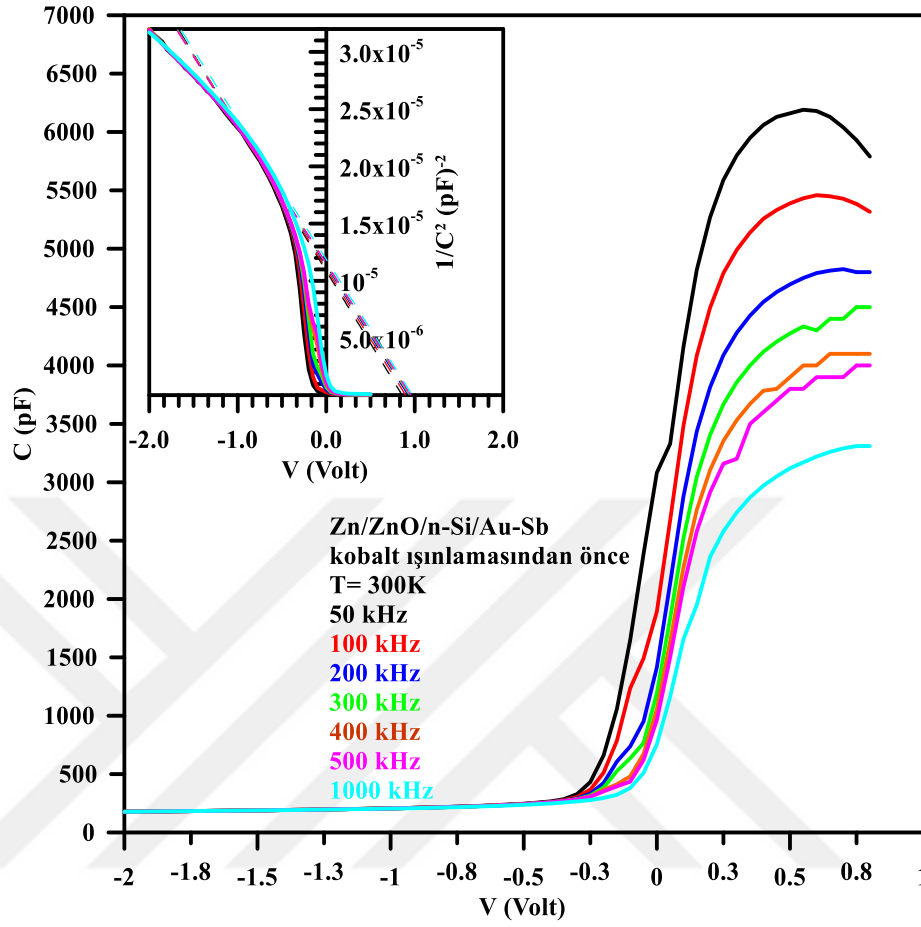
Şekil 4. 50. ZnO Arayüzey tabakalı diydun baryum ışınlamasından sonra oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C-V ve C^{-2} -V karakteristikleri



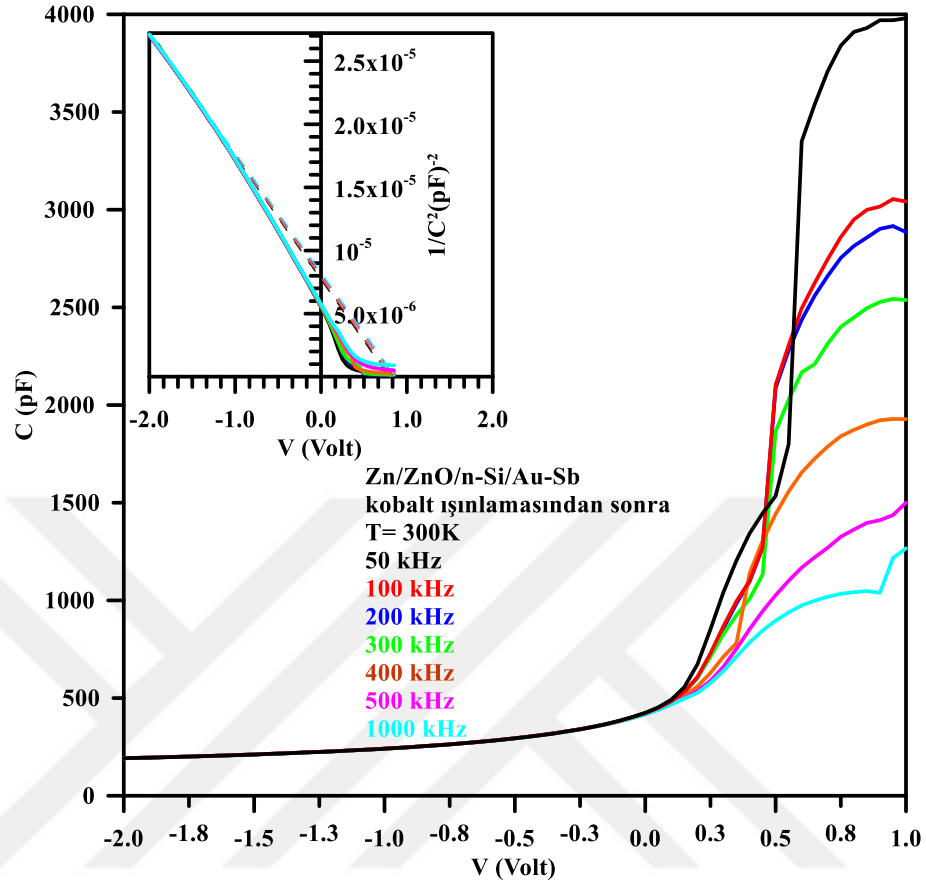
Şekil 4. 51. ZnO Arayüzey tabakalı diydun amerisyum ışınlamasından önce oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C-V ve C^{-2} -V karakteristikleri



Şekil 4. 52. ZnO Arayüzey tabakalı diydun amerisyum ışınlamasından sonra oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C-V ve C^{-2} -V karakteristikleri



Şekil 4. 53. ZnO Arayüzey tabakalı diydun kobalt ışınlamasından önce oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C - V ve C^{-2} - V karakteristikleri



Şekil 4. 54. ZnO Arayüzey tabakalı diyodun kobalt ışınlamasından sonra oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan C-V ve C^{-2} -V karakteristikleri

Üretilen Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb yapıları için, oda sıcaklığındaki C-V ve I-V ölçümlerinden hesaplanan engel yüksekliği (Φ_b) değerleri birbirinden farklıdır. Yani Çizelge 3 ve 5' te verilen, I-V ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliği değerleri ile Çizelge 6 ve 7' da verilen C-V ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliği değerleri birbirinden farklıdır. Tüm elektron dozlarında ışınlamadan sonra diyotların I-V ve C-V metodlarından hesaplanan engel yüksekliği değerleri, azalma göstermektedir. I-V ölçümlerinden hesaplanan engel yüksekliği değerleri C-V ölçümlerinden hesaplananlardan daha küçüktür. C-V ve I-V metodlarından hesaplanan engel yüksekliği değerlerindeki farklılıklar bir yalıtkan tabakanın varlığından veya M/S arayüzeyindeki yüklerin oluşumundan, imaj kuvvet engel düşmesinden, derin kirlilik seviyelerinden ve kenar sızıntı akımlarının varlığından dolayı olabilir (Reddy *et al.* 2013). Bununla birlikte (Song *et al.* 1986) göre ise; üniform olmayan arayüzey tabaka kalınlıkları, ara yüzey

kompozisyonunun homojensizlikleri ve arayüzey yüklerinin dağılımı da $C-V$ ve $I-V$ ölçümleri arasında farklılığa neden olabilir. Bunlara ek olarak bu iki teknikten elde edilen Schottky engel yüksekliği değerlerinin farklı olması Zn/n-Si ve ZnO/n-Si yapılarının arayüzeylerindeki homojensizliklerden (arayüzey yüklerinin dağılımı, arayüzey tabaka kalınlığının çeşitliliği ve arayüzey tabakasının oluşumu) kaynaklanan Schottky engel yüksekliği dağılımı ile açıklanabilir (Tung 2001).

Çizelge 7: Baryum, amerisyum ve kobalt ile gama ışınlamasından önce ve sonra C-V karakteristiklerinden elde edilen Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb diyotlarının karakteristik parametreleri:

Karakteristik parametreler	f (kHz)	V_D (eV)	N_D (cm^{-3}) $\times 10^{15}$	E_F (eV)	Φ_b (eV)
Zn/n-Si/Au-Sb baryum ışınlamasından önce	50	0,689	19,943	0,1876	0,877
	100	0,694	19,984	0,1876	0,882
	200	0,708	20,109	0,1874	0,895
	300	0,726	20,319	0,1872	0,913
	400	0,745	20,512	0,1869	0,932
	500	0,758	20,665	0,1867	0,945
	1000	0,785	21,068	0,1862	0,971
Zn/n-Si/Au-Sb baryum ışınlamasından sonra	50	0,668	17,675	0,1908	0,859
	100	0,679	17,821	0,1906	0,870
	200	0,689	17,821	0,1906	0,880
	300	0,700	17,986	0,1903	0,890
	400	0,712	18,154	0,1901	0,902
	500	0,714	18,154	0,1901	0,904
	1000	0,720	18,154	0,1901	0,910
Zn/n-Si/Au-Sb amerisyum ışınlamasından önce	50	0,705	20,088	0,1875	0,892
	100	0,723	20,383	0,1871	0,910
	200	0,736	20,643	0,1867	0,923
	300	0,757	20,865	0,1865	0,943
	400	0,771	21,068	0,1862	0,957
	500	0,781	21,229	0,1860	0,967
	1000	0,797	21,777	0,1854	0,982
Zn/n-Si/Au-Sb amerisyum ışınlamasından sonra	50	0,663	18,859	0,1891	0,852
	100	0,683	19,044	0,1888	0,872
	200	0,700	19,233	0,1886	0,889
	300	0,707	19,233	0,1886	0,896
	400	0,723	19,425	0,1883	0,911
	500	0,730	19,503	0,1882	0,918
	1000	0,738	19,882	0,1877	0,926
Zn/n-Si/Au-Sb kobalt ışınlamasından önce	50	0,638	21,949	0,1852	0,823
	100	0,656	22,149	0,1849	0,841
	200	0,670	22,276	0,1848	0,855
	300	0,681	22,431	0,1846	0,866
	400	0,699	22,640	0,1844	0,883
	500	0,707	22,799	0,1842	0,891
	1000	0,718	23,375	0,1835	0,901
	50	0,569	22,751	0,1842	0,753

Zn/n-Si/Au-Sb kobalt ışınlamasından sonra	100	0,579	22,845	0,1841	0,763
	200	0,582	22,880	0,1841	0,766
	300	0,591	23,347	0,1836	0,775
	400	0,602	23,517	0,1834	0,785
	500	0,609	23,776	0,1800	0,780
	1000	0,620	24,490	0,1831	0,792
Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb baryum ışınlamasından önce	50	0,749	15,793	0,1937	0,943
	100	0,773	15,922	0,1935	0,966
	200	0,788	16,054	0,1933	0,981
	300	0,793	16,054	0,1933	0,986
	400	0,801	15,844	0,1936	0,995
	500	0,806	16,120	0,1932	0,999
Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb baryum ışınlamasından sonra	1000	0,817	16,337	0,1928	1,009
	50	0,757	24,592	0,1822	0,939
	100	0,766	24,850	0,1820	0,948
	200	0,782	25,142	0,1817	0,964
	300	0,791	25,329	0,1814	0,972
	400	0,797	25,429	0,1814	0,978
Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb amerisyum ışınlamasından önce	500	0,800	25,526	0,1813	0,981
	1000	0,806	26,147	0,1806	0,987
	50	0,859	16,054	0,1933	1,052
	100	0,879	16,255	0,1929	1,071
	200	0,906	16,602	0,1924	1,098
	300	0,930	16,891	0,1920	1,122
Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb amerisyum ışınlamasından sonra	400	0,940	16,746	0,1922	1,132
	500	0,956	17,190	0,1915	1,147
	1000	0,973	17,344	0,1913	1,164
	50	0,851	17,375	0,1913	1,042
	100	0,860	17,344	0,1913	1,051
	200	0,866	17,359	0,1912	1,057
Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb kobalt ışınlamasından önce	300	0,875	17,421	0,1911	1,066
	400	0,890	17,595	0,1909	1,080
	500	0,906	17,821	0,1906	1,097
	1000	0,923	18,325	0,1898	1,112
	50	0,857	15,417	0,1943	1,051
	100	0,901	15,793	0,1937	1,095
Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb kobalt ışınlamasından sonra	200	0,919	15,793	0,1937	1,112
	300	0,943	15,922	0,1935	1,136
	400	0,950	16,054	0,1933	1,143
	500	0,950	16,054	0,1933	1,143
	1000	0,975	15,922	0,1935	1,168
	50	0,790	19,903	0,1877	0,977
Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb kobalt ışınlamasından sonra	100	0,807	20,067	0,1875	0,994
	200	0,816	20,150	0,1874	1,003
	300	0,821	20,171	0,1874	1,008
	400	0,823	20,192	0,1873	1,010
	500	0,852	20,404	0,1871	1,039
	1000	0,869	20,490	0,1869	1,055

5. TARTIŞMA ve SONUÇ

Şu anda, ticari elektronik devre elemanlarının çoğu silikona dayandığı ve diğer tek kristalli materyallere kıyasla çok daha ucuz olduğu için, bu tez çalışmasında ince film büyütme süreçlerinde altlık olarak n-tipi silikon yarıiletkeni kullanılmıştır. Tezin giriş kısmında da özetlendiği gibi, ZnO en önemli II-VI grup yarıiletken malzemelerden biridir. ZnO oda sıcaklığında yaklaşık 3,37 eV' lik bir doğrudan yasak enerji aralığına sahip geniş bant aralıklı bir n-tipi yarıiletkendir. Yeryüzünde yüksek bollukta bulunan, toksik olmayan, yüksek kimyasal ve mekanik kararlılığa sahip olan bir malzemedir. ZnO, hekzagonal wurtzit, çinkoblend ve kübik kaya tuzu şeklinde olmak üzere üç formda kristalleşmektedir. Ambient sıcaklığında ve basınçta bu yapı en kararlı olduğundan dolayı, baskın olan kristal yapı hekzagonal wurtzit' tir. Çinko oksit kristalleri birkaç tipik yüzey yönelimi sergilerler. Şeffaflık ve iyi iletkenliğe ulaşmak için tercih edilen kristal büyümesi atomik yoğunluğun en yüksek olduğu (002) düzlemidir. ZnO' nun hem optik hem de elektriksel özellikleri, gama, nötron, elektron ve proton ışınlamalarının neden olduğu bozulmalara karşı GaN' dan çok daha dirençlidir ve bu da ZnO' yu yüksek ışınlama ortamlarındaki uygulamalar için potansiyel olarak yararlı yapmaktadır. Görünür radyasyon sertliği, ışınlama 130 K' lik düşük bir sıcaklıkta gerçekleştirildiği zaman aynen kalır, bu da, birincil ışınlamanın neden olduğu dengeleme kusurlarının bu sıcaklıklarda hali hazırda mobil olduğunu gösterir. Bununla birlikte, ZnO' nun radyasyon sertliğinin mikroskobik kökeni hala tam olarak anlaşılmamıştır.

İkili yarıiletkenler, optoelektronik cihazlar, güneş hücreleri, IR dedektörleri ve lazerlerdeki potansiyel uygulamaları nedeniyle önemli teknolojik malzemeler olarak kabul edilmektedirler (Riveros *et al.* 2001; Kumar and Sharma 1998). Genel olarak II-VI bileşikleri olarak anılan grup IIB ve grup VIA elementlerinin ikili bileşikleri, teknolojik olarak önemli uygulamalara sahiptir. Kristal kalitesi, ZnO tabanlı yarıiletkenlerin ticari uygulamalarını etkileyen önemli konulardan biridir. Nükleer detektörlerde, füzyon reaktörlerinde, dış uzay araştırmalarında kullanılan diyotlar her zaman radyasyon etkilerine maruz kalmaktadırlar (Feteha *et al.* 2002; Iida *et al.* 1984). Bir radyasyon ortamında çalışmak için elektronik sistemler tasarlarken, radyasyonun elektronik

bileşenler ve bu sistemleri içeren materyallerin özellikleri üzerindeki etkisini bilmek zorunludur. Radyasyondan gelen enerji maddeye iki şekilde aktarılır: İyonlaşma ve Tahrik.

Radyasyon maddeyi iyonlaştırmayan ve iyonlaştıran şeklinde iki kategoriye ayrılabilir. İyonlaştırıcı radyasyon da doğrudan ve dolaylı iyonlaştırıcı olarak ele alınabilir. Elektronlar, protonlar ve ağır iyonlar gibi yüklü parçacıklar doğrudan iyonlaştırıcı radyasyon, fotonlar (x ve γ ışınları) ve nötronlar gibi nötr parçacıklarda dolaylı iyonlaştırıcı radyasyon olarak bilinmektedir. Doğrudan iyonlaştırıcı radyasyon, ortamdaki enerjiyi, doğrudan iyonize yüklü parçacık ile ortamdaki atomların orbital elektronları arasındaki doğrudan Coulomb etkileşimleri yoluyla biriktirir. Dolaylı olarak iyonlaştırıcı radyasyon (fotonlar veya nötronlar), ortamdaki enerjiyi iki aşamalı bir süreçle biriktirir. İlk olarak, yüklü parçacık ortamda serbest bırakılır (fotonlar elektronları veya pozitronları serbest bırakır, nötronlar protonları veya ağır iyonları serbest bırakır). İkincisi, salınmış yüklü parçacıklar, ortamdaki atomların orbital elektronları ile doğrudan Coulomb etkileşimleri vasıtasıyla ortama enerji depolar. Radyasyonun madde ile etkileştiği ve enerjisini aktardığı yolu anlamak çok önemlidir. Radyasyondan gelen enerji maddeye iyonlaşma ve uyarma olarak iki şekilde aktarılır. İyonlaşma, atomu net pozitif yük ile bırakan bir atomdan bir elektronun çıkarılması işlemidir. Uyarma ise gelen radyasyonun enerjisinin bir dış elektronu daha yüksek bir enerji durumuna yükseltmesi ve bu elektronun çok hızlı bir şekilde (10^{-8} s) bir foton yayarak orijinal durumuna geri dönmesi işlemidir. Gama radyasyonu, maddeyle Fotoelektrik Etkisi, Compton Saçılması ve Çift üretimi ile etkileşime giren bir tür elektromanyetik dalgadır (Feteha *et al.* 2002; Iida *et al.* 1984).

İyonlaştırıcı radyasyonun metal oksit ince filmler üzerindeki etkileri hem radyasyon dozuna hem de film kalınlığı da dâhil olmak üzere filmlerin parametrelerine bağlıdır. Zaten bozulmanın (degradation) daha yüksek radyasyon dozları ve daha incine filmler için oldukça yararlı olduğu bilinen bir gerçektir. Farklı gelen parçacıkların kristal kafesin elektronları ile etkileşimi, elektron enerjisinin değişmesine yol açar. Değişim kalıcı değildir ve kristal kafes içindeki elektronun termal dengesi birkaç milisaniye içinde geri

yüklenir. Parçacık enerjisinin bir atom çekirdeğine aktarılması durumunda durum böyle değildir. Eğer verilen enerji kafes içindeki çekirdeğin bağlanma enerjisinden daha az ise, atom kendi bölgesinden elastik olarak yer değiştirir ve bu yer değiştirme de kalıcı değildir. Eğer aktarılan enerji, atomun bağlanma enerjisinden daha yüksekse, bu durumda atom kalıcı olarak yerinden uzaklaşır. Bu, orijinal bölgede (yani atomun başlangıçtaki yerinde) bir boşluğun ve atomlar arasındaki bir arayer pozisyonunda da bir artı atomun eş zamanlı olarak ortaya çıkmasıyla sonuçlanır. Bu Frenkel tipi örgü etkisidir. Boşluk bir akseptör gibi, fazlalık atom ise bir donör gibi davranır. Böylece, radyasyon etkisi altında kristalde yeni enerji seviyeleri ortaya çıkar (Arshak and Korostynska 2006). Doğal olarak, çeşitli radyasyon ışınlamalarının bu ince filmlerin farklı fiziksel özellikleri üzerindeki etkilerinin anlaşılması, metal oksitlerin fiziği açısından ve ayrıca yeni radyasyon sensörleri, dozimetreler ve çeşitli alternatif devre elemanlarının tasarımında ve geliştirilmesinde oldukça önemlidir.

Yukarıda sunulan bilgiler ışığında bu tez çalışmasında kendi araştırma laboratuvarımızda ürettiğimiz Zn/n-Si/Au-Sb referans ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb arayüzeyli diyotların elektriksel karakteristikleri üzerine farklı doz ve enerjilerdeki elektron ve gama radyasyonunun etkileri araştırılarak, ZnO ince arayüzey tabakasının radyasyona karşı diyotları koruma etkisi ortaya çıkarılmaya çalışılmıştır. Yukarıda sıralanan nedenler göz önüne alınarak, çalışmada altlık olarak n-Si yarıiletkeni, ZnO ince film büyütme tekniği olarak ta RF magnetron püskürtme seçilmiştir. Radyasyon uygulamalarında neden ZnO ince filminin arayüzey tabakası olarak seçildiğinin sebepleri de yine yukarıda sunulmuştur. Üretilen referans ve ZnO arayüzey tabakalı diyotların I-V ve C-V ölçümleri oda sıcaklığında alınarak idealite faktörleri, engel yükseklikleri, seri dirençleri, arayüzey hal yoğunlukları ve doğrultma oranları gibi karakteristik parametreleri farklı metotlarla elektron ve gama radyasyonunun fonksiyonu olarak hesaplanmıştır. Yine RF magnetron püskürtme metoduyla büyütülen ZnO ince filmlerinin yapısal ve yüzeysel özellikleri XRD, SEM ve AFM metotlarıyla farklı enerjilerdeki gama radyasyonunun fonksiyonu olarak incelenmiştir. Sonuç olarak, uygulanan elektron ve gama radyasyonuna bağlı olarak diyotların idealite faktörlerinin arttığı, engel yüksekliklerinin de azaldığı görülmüştür. Ancak referans ve ZnO arayüzeyli diyotların karakteristik parametrelerindeki değişimler

yüzde olarak hesaplanıp karşılaştırıldıklarında, ZnO arayüzey tabakalı diyotlardaki değişimin çok daha az olduğu tespit edilmiştir. Bu sonuçta ZnO arayüzey tabakasının diyotları elektron ve gama radyasyonuna karşı koruduğunu göstermektedir.

Metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS) yapısı, hem karasal hem de uzay araştırmalarında çok dikkat çekmektedir. Bu nedenle, radyasyonun ZnO arayüzey tabakalı ve tabakasız Schottky diyotlarının elektrik performansı üzerindeki etkilerini test etmek önemlidir (Feteha *et al.* 2002). Bu amaçla (100) yönelimine sahip, 400 μm kalınlığında ve 1-10 $\Omega\text{-cm}$ dirençli, n-Si yarıiletken kristali kullanılarak 6 tanesi referans ve 6 tanesi ZnO arayüzey tabakalı olmak üzere oniki diyot hazırlanmıştır. Hazırlanan bu diyotların elektriksel karakteristikleri oda sıcaklığında ve elektron radyasyonunun farklı dozlarında (25, 50 ve 75 Gray) ve gama radyasyonunun (baryum, amerisyum ve kobalt) farklı enerjilerindeki ışınlamalardan önce ve sonra araştırılmıştır. Önce n-Si yarıiletkenine vakumda Au-Sb alaşımı buharlaştırılarak ve 425° C' de azot gazı ortamında 3 dk tavlansak omik kontak yapılmıştır. Omik kontak yapılan numunelerin 6 tanesinin diğer parlak yüzeylerine 10⁻⁶ Torr basınçta ve 1mm çapında DC püskürtme sistemi ile Zn metali püskürtülerek Zn/n-Si/Au-Sb referans diyotları elde edilmiştir. Diğer omik kontaklı 6 adet n-Si kristalinin parlak yüzeyi üzerine RF magnetron püskürtme yöntemiyle ZnO hedef kullanılarak ZnO ince filmi büyütülmüştür ve daha sonra bu filmler üzerine yine Zn metali püskürtülerek 6 tane ZnO arayüzey tabakalı Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb diyotlar elde edilmiştir. Elde edilen bu diyotların oda sıcaklığında karanlıkta alınan *I-V* ve *C-V* ölçümleri kullanılarak elektriksel parametreleri hesaplanmıştır. Bu yapıların elektriksel parametreleri termoiyonik emisyon modeli göz önüne alınarak, *I-V*, *C-V* ve Norde metodları gibi farklı analiz teknikleri kullanılarak hesaplanıp, bu parametrelerin geçerliliği ve tutarlılığı çapraz-kontrol (cross-checked) edilmiştir. Tüm grafikler çizilip ve ilgili hesaplamalar yapıldıktan sonra 3 tane referans ve 3 tane ZnO arayüzey tabakalı yapılan diyotların her biri elektron radyasyonunun farklı dozlarına (25, 50 ve 75 gray) maruz bırakılmıştır. Diğer 3 referans ve 3 tane ZnO arayüzey tabakalı diyotlar da gama radyasyonunun farklı enerjilerine (baryum, amerisyum ve kobalt) tabi tutulmuştur. Radyasyona maruz bırakılan bu diyotların oda sıcaklığında karanlıkta tekrar alınan *I-V* ve *C-V* ölçümleri kullanılarak elektriksel parametreleri hesaplanmıştır ve ışınlanmadan

önceki değerlerle karşılaştırılmıştır. Bununla birlikte aynı şartlar altında büyütülen ZnO ince filmlerin yapısal ve yüzeysel özellikleri gama radyasyonlarına maruz bırakılmadan önce ve sonra XRD, SEM ve AFM ölçümleri yapılarak incelenmiştir ve sonuçlar karşılaştırılmıştır.

İnce film üretimi için büyütme (deposition) teknolojisi, özellikle mikroelektronikte devre elemanlarının oluşturulması için büyük önem kazanmıştır. Mikro-mühendisler, katıhal devre elemanları için nano ve mikro ölçekte yüksek kaliteli ve gelişmiş filmler elde etmek için her zaman iyi biriktirme teknikleri talep ederler. İnce filmler için biriktirme (deposition) dışındaki termal oksidasyon, spreyci piroliz ve spin kaplama gibi teknikler, cihaz imalatında yaygın olarak kullanılmamaktadır. Bu, ince film teknolojisinde biriktirme teknolojisinin önemini vurgulamaktadır. ZnO ince film biriktirme için en yaygın olarak kullanılan tekniklerden biri olan magnetron püskürtme, nano ve mikrometre ölçeğinde filmlerin kontrollü ve homojen bir şekilde büyümesini ve altlığa filmin iyi bir şekilde yapışmasını sağlar.

Bu tez çalışmasında kullanılan ZnO ince filmlerin üretilmesi için radyo frekans (RF) magnetron püskürtme tekniği kullanılmıştır. Şimdiye kadar, darbeli lazer biriktirme, moleküler ışın epitaksi, püskürtme ve kimyasal buhar biriktirme gibi çeşitli tekniklerle yüksek kaliteli kristal ZnO ince filmleri büyütülmeye çalışılmıştır. Bu biriktirme teknikleri arasında, RF magnetron püskürtülmesi, daha düşük bir çökeltme sıcaklığında geniş alanlı bir alttaş üzerinde tekrarlanabilir ve homojen ZnO ince filmlerin depolanması için en uygun yöntem olarak düşünülmektedir. Magnetron püskürtme, film büyümesi için, özellikle büyük ölçekli film biriktirme için uygun, düşük maliyetli ve kolay bir kontrol yöntemidir. Bu temel püskürtme işleminde, bir alttaş üzerine biriktirilecek olan ZnO hedef (veya kaynak) malzeme, enerjik iyonlar, tipik olarak Argon (Ar^+) gibi inert gaz iyonları tarafından bombardmana tutulur. Bu inert gaz iyonlarının hedefe doğru kuvvetli çarpışması, hedef malzemeninkine benzer ince bir stokiometri filmi olarak alttaş üzerinde yoğunlaşan hedef atomların uzaklaştırılmasına (püskürtme olarak bilinir) neden olur. Püskürtme işlemine katılan gerçek mekanizmalar oldukça karmaşıktır. Bununla birlikte, işlem, düşük biriktirme oranları, yüksek alttaş

ısısı ve düşük iyonizasyon verimi ile sınırlıdır. Bu sınırlamalar, magnetron püskürtme sisteminin geliştirilmesi ile aşılmıştır. Magnetron püskürtmesi, geniş bir yelpazede ince film materyallerinin biriktirilmesi için en etkili yöntem olarak kabul edilmektedir (Kelly and Arnell 2000; Musil *et al.* 2005; Alam *et al.* 2014). Birçok durumda, magnetron püskürtülen filmler diğer fiziksel buhar biriktirme işlemleriyle biriktirilen filmlerden daha iyi performans gösterir ve diğer yüzey kaplama teknikleriyle üretilen daha kalın filmler ile aynı işlevselliği sunabilir. Magnetron püskürtme sistemleri hedef alanın yakınında güçlü bir manyetik alan oluşturur ve bu da hareket eden elektronların hedefe yakın manyetik akı çizgileri boyunca sarılmasına neden olur. Bu düzenleme, alttaş üzerinde ince filmlerin oluşmasına zarar vermeden plazmayı hedef bölgeye yakın tutar ve depolanan ince filmin stokiyometri ve kalınlık bütünlüğünü muhafaza eder. Ayrıca, RF magnetron püskürtme sistemlerinde, üretilen elektronlar daha uzun bir mesafe kat eder, dolayısıyla inert gaz atomlarını (Ar^+) daha fazla iyonize etme ve püskürtme işleminin verimliliğini arttıran kararlı yüksek yoğunluklu plazma üretme olasılığını artırır. Kısaca, iyonize edilmiş Ar atomları bir püskürtme hedefini bombalayarak bir alttaş üzerinde ince tabakalar oluşturan molekülleri/atomları serbest bırakır. RF magnetron püskürtme, iletken olmayan hedeflerin kullanımı, şarj etkileri ve alternatif elektrik alanının (RF frekansı) kullanımına bağlı olarak daha az eğim dâhil olmak üzere ek avantajlar sunar. RF magnetron püskürtme, iletken olmayan hedef materyaller kullanılarak ince filmlerin biriktirilmesinde özellikle avantajlıdır.

Bu çalışmada RF püskürtme yöntemiyle ZnO ince filmlerini elde etmek için, RF gücü 60 W olarak ayarlandı. Arayüzey tabakalı diyotlar elde etmek için biriktirme oranı dakikada yaklaşık 0.4 nanometre hızıyla yapıldı. İşlem boyunca alttaş sıcaklığı 200° C ve argon gazı 205 sccm' lik bir akış hızıyla sisteme girildi. Bu ZnO ince filmleri Au-Sb alaşımlı n-Si yarıiletken altlıklar üzerinde oluşturuldu. Daha önce de vurgulandığı gibi, ZnO optoelektronik uygulamalar için önemli bir malzemedir ve kararlı, geniş band aralığından dolayı birçok teknolojik uygulamalar için umut vericidir (Bhira *et al.* 2000). ZnO filmi RF püskürtme yöntemiyle nanokristal tanecik boyutta polikristal formda büyümektedir. Büyüyen ZnO filmi oldukça kararlı bir yapı sergilemektedir. Devre

elemanı yapımında arayüzey tabakası olarak kullanılan filmin kararlı bir yapı sergilemesi özellikle elektronik aygıtların performansı açısından oldukça önemlidir.

Katı materyallerin gama ışınları (γ) gibi iyonize radyasyona maruz kalması, mikroyapısal özelliklerde değişimlere neden olur ve bu da katı maddelerin optik ve diğer fiziksel özelliklerini etkiler (Maity ve Sharma 2011). Gama ışınımının metal oksitlerin ince filmleri üzerindeki etkileri, bu ince filmlerin ışınlama sonrası ve gerçek zamanlı gama radyasyonu dozimetrelerinde uygunluğunu bulmak için incelenmiştir.

RF püskürtme yöntemiyle n-Si altlık üzerine büyütülen ZnO ince filmlerin X-ışını kırınım pikleri gama radyasyonu uygulanmadan ve bu radyasyon uygulandıktan sonra sırasıyla Şekil 4.13 (a-c) ve Şekil 4.14 (a-c)' de verilmektedir. Burada XRD analizlerinden (002), (101), (102), (110), (103), (112) düzlemlerinden yansımalar elde edildiği ortaya çıkmıştır. Bu da, biriktirilmiş ZnO filmlerin hegzagonal wurtzit yapısına sahip olduğunu ve tercihen alttaşların düzlemine dik olan c-ekseni boyunca yönlendirildiğini göstermektedir (JCPDS 36-1451). Bütün filmler, hegzagonal wurtzit kristal yapısında ve polikristaldır. Elde edilen XRD grafikleri, ZnO wurtzit tipi hegzagonal yapı için endekslenen altı piki göstermektedir. Diğer ZnO fazlarından veya başka bileşiklerden hiçbir tip gözlenmemiştir, bu da yüksek saflıkta ZnO wurtzit fazının elde edildiğini göstermektedir.

Genel olarak, kristal yapısında bir değişiklik yoktur, fakat tercih edilen yönelim ve kırınım hattı profilinin derecesinde bir değişim vardır. Çizelge 2' de Bragg yansıması ve Scherrer yaklaşımı kullanılarak ZnO ince filmlerini oluşturan her bir düzlemin 2θ açısı değerinde hesaplanan parametreleri gösterilmiştir. Burada, özellikle $2\theta=34.40^\circ$ 'daki XRD piki ZnO için temel karakteristik pik ve baskın pik olup hegzagonal yapıyı göstermektedir. Yine düzlemler arası mesafelerdeki farklılıklar yapıda bulunan kusurlara atfedilmektedir. Filmlerin tane büyüklüğü, Çizelge 2' den de görüldüğü gibi radyasyondan sonra azalmaktadır. Işınlamaya bağlı olarak, sadece tane boyutu ve pik pozisyonu etkilenmiştir. Bu gözlemlerden, ZnO filminin tane büyüklüğünün ışınlama

nedeniyle küçüldüğü sonucuna varılabilir. Gama ışınlaması nedeniyle XRD modelindeki tepe pozisyonunda çok az bir kayma gözlemlenmiştir.

Büyütülen filmlerin kristal yapısı, kalitesi ve tanecik büyüklüğü gibi parametrelerinin piklerin şiddeti ve FWHM değerleriyle doğrudan ilişkili olduğu söylenebilir. Buna bağlı olarak tanecik büyüklükleri XRD ile elde edilen kırınım pikinin yarı maksimum pik genişliği ile ters orantılıdır. ZnO ince filmlerine gama radyasyonu uygulanmadan önce Şekil 4.13 (a-c)' de görüldüğü gibi kırınım pikleri oldukça dardır ve kırınım pikinin oldukça dar olması tanecik büyüklüğünün büyük olmasını sağlamaktadır. Buna göre üretilen filmlerin kristal yapısının kaliteli olduğu söylenebilir. Elde edilen bu ince filmler gama radyasyonu uygulandığında kırınım pikinin darlığı azalmakta yani pikin FWHM değeri artmakta dolayısıyla tanecik büyüklüğü de azalmaktadır. Alarcon ve arkadaşları, (2011) ışınlanmış ZnO ince filmlerin hegzagonal kristal yapı ile (002) düzlem boyunca yöneldiğini bildirmişlerdir. Scherrer formülü kullanılarak hesaplanan c-eksenindeki kristal büyüklükleri, 203,943 ila 109,795 Å aralığındadır. Filmlerin pik pozisyonu, radyasyon öncesi 34,40 dereceden gama radyasyonundan sonra 34,53 dereceye kaymaktadır. Bu numuneler için baryum, amerisyum ve kobalt gama enerjilerinde ışınlanan ZnO numuneleri için tane boyutları, herhangi bir fark edilebilir değişim olmaksızın 203,943 ila 109,795 Å aralığında değişmektedir.

Au-Sb omik kontaklı n-Si yarıiletkenlerinin parlak yüzeyi üzerine RF püskürtme tekniği ile büyütülen ZnO filmlerin 10000 kez büyütülmüş SEM görüntüleri radyasyon uygulanmadan önce Şekil 4.15 (a-c)' de gösterilmiştir. Film görüntüsünün elde edilmesi için 5 kV hızlandırma voltajı uygulanmıştır. Şekil 4.15' ten de görüldüğü gibi tanecikler yüzeyi homojen bir şekilde, yığılmalar ve boşluklar olmadan tamamen doldurmuştur. Bu düzenli kristal tanecikleri büyüyen filmin kristal yapısının oldukça kaliteli olduğunu göstermektedir. Dolayısıyla filmin uygun yönelimlerde polikristal yapıda olduğunu göstermektedir. ZnO ince filmler, yoğun olarak paketlenmiş ve rastgele yönelimli nanoyapılardan oluşmaktadır. SEM görüntülerinden elde edilen sonuçlar XRD' nin gözlemleriyle tutarlıdır.

Gama radyasyonunun farklı enerjilerinde ışınlanmış ZnO ince filmlerin SEM desenleri, Şekil 4.16 (a-c)' de gösterilmiştir. Bu desenler incelendiğinde, ışınlama sonucunda tane büyüklüğünün azaldığı ve farklı şekillerde yığılmalar olduğu açıkça görülmektedir. Aynı sonuçlar literatürde de gözlenmiştir (Markushev *et al.* 2005). Radyasyondan sonra, filmler daha az yoğun yapılara sahip olan nanokristal yığılmalar oluşturup daha küçük parçacıkların bulunduğunu sergilemektedir. ZnO nanoyapıları, radyasyonun bir fonksiyonu olarak azalan partikül büyüklüğüne ve farklı yönelimlere sahiptir. Dolayısıyla SEM görüntüleri gama ışınlamasından sonra tane büyüklüğünün azaldığını net bir şekilde göstermektedir.

Farklı enerjili gama ışınları ile ışınlanmamış ve ışınlanmış ZnO ince filmlerin 2D ve 3D AFM görüntüleri Şekil 4.17 ve Şekil 4.18 (a-c)' de gösterilmiştir. Yüzey pürüzlülüğü, birçok optoelektronik uygulama için ZnO ince filmlerinin önemli özelliklerinden biridir, çünkü yüzey pürüzlülüğü seviyesi, taşıyıcı hareketliliği ve ışık saçılımına hükmedecektir (Wei Wu *et al.* 2013). Tarama hızı, ZnO ince filmler üzerinde açıkça görülebilen tanecik parçacıklarının istenen görüntüsünü elde etmek için 2MHz' lik bir hız ile senkronize edilmiştir. ZnO ince filmler ışınlamadan önce düzgün bir yüzey morfolojisi göstermiştir. $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ tarama alanı seçilerek, yüzey morfolojisindeki değişimi hesaplamak amacıyla radyasyon uygulanmadan önce ve uygulandıktan sonra ortalama yüzey pürüzlülüğünün kare ortalama karekökü (RMS), tüm filmler için belirlenmiştir.

Şekil 4.18 (a-c)' deki 2D ve 3D AFM görüntüleri, radyondan sonra ZnO filmlerinin yüzey pürüzlülüğünün modifikasyonunu göstermektedir. Bu şekil, ışınlama nedeniyle yüzey morfolojisindeki değişimi açıkça ortaya koymaktadır. Işınlanmamış numunelerin AFM görüntüsü, biraz farklı boyuttaki düzensiz taneler ve 17,77, 28,29 ve 4,60 nm' lik yüzey pürüzlülüğü (RMS) ile tipik bir üç boyutlu büyüme yapısı göstermiştir. Gama radyasyonunun farklı enerjilerinde ışınlama, ZnO ince filmlerin (9,27, 4,23 ve 3,056 nm) RMS pürüzlülüğünde bir azalmaya neden olmuştur. Tane kristal boyutunun artmasının ZnO' in ince yüzey pürüzlülüğünde artışa neden olacağı literatürde bildirilmiştir (Saravanakumar *et al.* 2011). Dolayısıyla kristal taneciklerin küçülmesi pürüzlülüğün

azalmasına neden olmaktadır. ZnO film yüzeyindeki taneler ve kümeler, elastik olmayan çarpışmalardan dolayı, gelen parçacıklardan enerji aktarımının neden olduğu termal tavlama etkisine atfedilebilir.

ZnO filmlerinin yüzeysel ve yapısal özellikleri incelendikten sonra üretilen Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb diyotların elektron ve gama radyasyonu uygulanmadan önce ve bu radyasyonlara tabi tutulduktan sonra oda sıcaklığında ve karanlıkta $I-V$ ve $C-V$ ölçümleri alınmıştır. Oda sıcaklığında alınan ölçümlerden referans ve ZnO arayüzeyli diyotları için elde edilen $\ln(I)-V$ grafikleri Şekil 4.1, 4.2, 4.3, 4.19, 4.20, 4.21 (a ve b)'de verilmiştir. Bu grafiklerden de görüldüğü gibi doğru beslem $\ln(I)-V$ eğrileri geniş bir bölgede lineer olmasına rağmen ileri voltajlarda seri direnç ve radyasyon etkisinden dolayı lineerlikten sapmaktadır. Termoiyonik emisyon teorisi kullanılarak, deneysel n ve Φ_b değerleri $\ln(I)-V$ grafiklerinin eğiminden ve $V=0$ ' da akım eksenlerini kestiği noktalardan Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb diyotları için elektron ve gama radyasyonundan önce ve sonra hesaplanmıştır ve sırasıyla çizelge 3 ve çizelge 5' te verilmiştir. Elektron ışınlamasının düşük dozunda (25 gray) idealite faktöründe ve engel yüksekliğinde çok belirgin bir değişim olmamıştır ama bu radyasyonun dozu artınca idalite faktöründe bir artış ve engel yüksekliğinde azalma olmuştur. Yine bu değişimler ZnO arayüzey tabakalı diyotlarda arayüzeyin varlığından dolayı referans diyotlara göre daha az olmuştur. Elektron radyasyonun doz artışıyla artan tahribat miktarı, gama radyasyonun enerji artmasıyla benzer tarzdadır. Yani gama radyasyonun kobalt enerjisine maruz bırakılan yapılarda tahribat, baryum ve amerisyumdan daha fazladır. Başka bir bakışla kıyaslamak istersek arayüzey tabakalı yapılarda ZnO arayüzey tabakasının önleyici madde gibi davranmasından dolayı referans diyotlara göre hem idealite faktöründe ve hem de engel yüksekliğinde değişim daha az olmuştur. İdealite faktöründeki değişim oranı, örneğin 25 gray elektron ışınlaması dozu uygulanmadan önce ve uygulandıktan sonra referans diyotlarda $\Delta n = 9,09$ (%) iken bu oran ZnO arayüzeyli diyotlarda $\Delta n = 3,65$ (%) olarak hesaplanmıştır. Aynı sonuç engel yüksekliği değerinde de alınmıştır ve bu örnekte engel yüksekliğindeki değişim oranı referans diyot için $\Delta \Phi_b = 1,00$ (%) ve ZnO arayüzeyli diyot için $\Delta \Phi_b = 0,00$ (%) olarak hesaplanmıştır. Tüm numuneler için bu değişim oranları hesaplanmıştır ve hepsinde

ZnO arayüzey tabakalı diyotlarda değişimin referans diyotlara göre daha az olduğu tespit edilmiştir.

$\ln(I)$ – V grafiklerinde, çizelge 3 ve çizelge 5' ten de görüldüğü gibi, radyasyon etkisiyle ters beslem sızıntı akımında belirgin bir artma olmuştur. Örneğin Zn/n-Si/Au-Sb diyodu için bu değerler 25 gray elektron radyasyon dozu uygulanmadan önce sızıntı akımı $6,36 \times 10^{-6}$ A iken, radyasyon uygulandıktan sonra bu değer $7,81 \times 10^{-6}$ A olarak tespit edilmiştir. Ters beslem sızıntı akımı değerindeki bu artış engel yüksekliğinin azalmasına bağlanabilir. Doğru beslemde seri direnç, yeterince yüksek voltaj değerlerinde nötral bölgenin artışından dolayı diyotlarda akımı sınırlandıran bir parametredir (Çakıcı *et al.* 2014). Üretilen Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb diyotları için doğru beslem karakteristiklerine bakıldığında, düşük voltaj (0–0,3V) aralığında neredeyse benzer olan lineer bölge eğimlerinin, orta ve yüksek (0,3–1V) voltaj aralığında daha fazla olduğu görülmektedir. Bu durum, yüksek voltaj bölgesinde arayüzey halleri ve seri dirençin etkili olmasından dolayıdır. Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb diyotları için düşük gerilim bölgesinde eğriler omik davranışa uymaktadır. Bu bölgede hem referans hem de ZnO arayüzey tabakalı diyot yapıları için de akım–iletim mekanizması omik karakter göstermektedir, yani, akım direkt olarak uygulanan gerilim ile orantılı olarak değişmektedir (Wagle and Shirodkar 2000). Düşük gerilim bölgesinde lineer kısmın eğimi özellikle Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb diyot yapısı için ince filme enjekte edilen serbest taşıyıcıların yarattığı akıma karşın, balk tarafından oluşturulan akımın üstünlüğüne atfedilebilir (Şahingöz *et al.* 2008; Ocak *et al.* 2009; Wagle and Shirodkar 2000). Sonuçta eğimin yüksek olduğu bölgelere bakılarak, enjekte edilen taşıyıcıların yanı sıra etkin tuzak durumlarının akıma katkıda bulunduğu söylenebilir. Yüksek gerilimlerde (0,3V-1V) eğim azalmıştır ve aygıt tuzakla dolu seviye sınırına yaklaşmıştır. Bu bölgede referans ve ZnO arayüzey tabakalı diyot yapıları, akıma tuzak merkezlerinden gelen bir katkının olmadığı seviyeye ulaşmıştır. Eğimin azaldığı bu bölgede tuzaklar dolmaktadır. Bu nedenle, yasak enerji aralığında bulunan tuzakların dağılımı, akım–voltaj karakteristiklerini etkilemektedir.

Seri direnç Schottky engel diyotların elektriksel karakteristiklerini ve ideallliğini etkileyen çok önemli bir parametredir. Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb diyotlarının elektron ve gama radyasyonlarından önce ve sonra oda koşullarındaki seri direnci (R_s) doğru beslem $\ln(I)-V$ karakteristiklerinden yararlanarak Norde metodundan hesaplanmıştır. Örnek olarak Zn/n-Si/Au-Sb referans diyodunun 25 gray elektron radyasyonu dozu uygulanmadan önce ve sonra R_s değerleri sırasıyla 13,44 Ω ve 20,31 Ω olarak elde edilmiştir. Diğer numuneler için de R_s değerleri benzer şekilde hesaplanmıştır ve bu değerler Çizelge 3' de gösterilmiştir. Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb diyotlarında seri direnç değerlerinin uygulanan radyasyonla artması, arayüzeyde meydana gelen yeni kusur veya tuzaklar nedeniyle serbest taşıyıcı konsantrasyonundaki azalmaya atfedilebilir. Aygıt performansı açısından bakıldığında seri direnç mümkün olduğunca düşük olmalıdır ki, her hangi bir ekleme akım kayıpları en aza inebilsin. Çizelge 3 ve 5 dikkate alındığında, radyasyonla seri direnç değişiminin ZnO arayüzey tabakalı diyotlarda referans diyotlara göre daha az olduğu görülmektedir. Bu durum yine ZnO'nun radyasyon dayanımına atfedilebilir. Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb diyot yapılarının seri direnç değerlerinin Zn/n-Si/Au-Sb diyot yapılarına göre daha yüksek çıkması arayüzey ince filminin yarıiletken üzerindeki açıkta kalan bağları pasivize ederken, aynı anda arayüzeydeki serbest taşıyıcıların sayısını azaltmasından dolayı olabilir.

Tüm numunelerin engel yüksekliği değerleri aynı zamanda oda koşullarında alınan düz beslem $I-V$ ölçümleri kullanılarak Bohlin tarafından modifiye edilen Norde metodundan da hesaplanmıştır. Modifiye edilmiş Norde fonksiyonları yardımıyla elektron ve gama radyasyonundan önce ve sonra hem referans hem de ZnO arayüzey tabakalı diyotlar için (4.18) eşitliği kullanılarak seri direnç ve engel yüksekliği değerleri hesaplanmıştır ve bu değerler Çizelge 3 ve Çizelge 5' te verilmiştir. Örneğin Zn/n-Si/Au-Sb referans diyodunun engel yükseklik değerleri 25 gray elektron radyasyon dozundan önce ve sonra sırasıyla 0,608 eV ve 0,597 eV olarak bulunmuştur. Termoiyonik emisyon teorisi ve modifiye edilmiş Norde metodundan hesaplanan Φ_b değerleri birbiri ile uyum içindedir ve radyasyona maruz bırakılan diyot yapıları için azalma göstermektedir.

Diyotların arayüzey hal yoğunlukları (N_{ss}) arayüzey enerjisine (E_C-E_{ss}) göre doğru beslem $\ln(I)-V$ karakteristiklerinden radyasyon etkisinin fonksiyonu olarak hesaplanmıştır. Bu grafikler Şekil 4.10, 4.11, 4.12, 4.28, 4.29 ve 4.30 (a ve b)' de gösterilmiştir. Tüm diyotlarda arayüzey hal yoğunlukları yarıiletkenin yasak enerji aralığı içerisinde bant ortasından iletkenlik bandı kenarına doğru eksponansiyel olarak artmaktadır. Yine tüm numunelerde arayüzey hallerinin büyüklüğü hemen hemen aynı mertebede olup uygulanan elektron ve gama radyasyonlarıyla değişmemiştir. Sadece uygulanan radyasyonlarla hallerin enerjisinde çok az bant ortasına doğru kayma gözlenmiştir.

Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb diyotlarının $C-V$ ölçümleri oda sıcaklığında farklı frekanslarda (50, 100, 200, 300, 400, 500 ve 1000 kHz) ve -2 V ve +1,5 V aralığında alınmıştır. Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb diyotlarının oda sıcaklığında ve farklı frekanslarda alınan düz ve ters beslem $C-V$ ve ters beslem $C^{-2}-V$ grafikleri elektron ve gama radyasyonlarından önce ve sonra şekil 4.31' den şekil 4.54' e kadar gösterilmiştir. Bu grafiklerden görülmektedir ki, düşük frekanslarda kapasite değeri büyük iken, yüksek frekanslarda kapasite değerleri azalmaktadır. Ayrıca, yine grafiklerden ters beslem voltaj değeri arttıkça kapasitenin de hızlı bir şekilde azaldığı görülmektedir. Düz beslemde her iki diyot için de radyasyon uygulanmadan önce ve radyasyon uygulandıktan sonra farklı frekanslardaki $C-V$ eğrilerinde pik değerlerine ulaşılmıştır. Genel olarak Schottky diyotlarda arayüzeyde ve arayüzey tabakasında, arayüzey hallerinin birçok çeşidi bulunabilir. Düşük-frekanslarda, uygulama sinyalinden etkilenen bütün arayüzey halleri bu sinyale cevap verebilirken yüksek frekanslarda yükler bu sinyale tepki veremeyebilir. Bu nedenle arayüzey hal kapasitesi deplasyon kapasitesine paralel olarak ortaya çıkar ve sonuçta Schottky diyotlar için kapasitenin toplam değerinin daha yüksek olmasına neden olur. Orta frekanslarda, bazı arayüzey hal yükleri küçük sinyal ölçümlerine katılarak kapasitenin gözlenen değerleri düşük ve yüksek-frekans değerleri arasında ölçülebilir. Aynı zamanda düşük-frekans kapasitesi uygulanan beslem voltajıyla artarken yüksek-frekans kapasitesi hemen hemen sabit kalmaktadır. Bu gözlem ölçüm frekansına arayüzey hallerinin kapasitif tepkisi olarak değerlendirilebilir.

Tüm referans ve ZnO arayüzey tabakalı diyotların V_D , E_F , N_D ve Φ_b gibi bazı elektriksel parametreleri ters beslem $C^{-2}-V$ eğrilerinden hesaplanmıştır. Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb diyot yapılarıyla ilgili $C^{-2}-V$ grafikleri 4.31 - 4.54 şekillerinde verilmiştir. Ters beslem $C^{-2}-V$ grafiklerinin lineer olması Schottky eklemının oluşumunu göstermektedir. Bu grafikler göz önüne alınarak ve tüm diyot yapıları için eşitlik (4.24), (4.27) ve (4.28) kullanılarak V_D , N_D , E_F ve Φ_b değerleri hesaplanmıştır ve hesaplanan bu değerler, elektron radyasyonu etkisi için Çizelge 6 ve gama radyasyonu etkisi için Çizelge 7’ de verilmiştir. Bu çizelgelerden de görüldüğü üzere frekans arttıkça kapasite değerleri düşerken, engel yüksekliği değerleri artmıştır. Ölçülen kapasitenin ters beslem voltajına ve frekansa bağıllığı Schottky engelının, kirlilik seviyesi, yüksek seri direnç, arayüzey halleri ve arayüzey tabakası gibi parametrelere bağlı olmasından dolayıdır.

Zn/n-Si/Au-Sb ve Zn/ZnO/n-Si/Au-Sb yapılarının $I-V$ ve $C-V$ ölçümlerinden hesaplanan engel yüksekliği (Φ_b) değerleri birbirinden farklıdır. Bu farklılık genel olarak ölçüm tekniklerinin farklı olmasından kaynaklanabileceği gibi, Zn/n-Si ve ZnO/n-Si yapılarının arayüzey kompozisyonunun homojensizlikleri, üniform olmayan arayüzey tabaka kalınlıkları, arayüzey yüklerinin dağılımı, derin kirlilik profili, imaj kuvvet engel düşmesi, kenar sızıntı akımlarının varlığı, kuantum mekaniksel tünelleme etkileri gibi birçok nedenden de kaynaklanabilir (Song *et al.* 1986; Tung 2001). Çizelge 3-5-6 ve 7 incelendiğinde $C-V$ ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliği değerleri $I-V$ ölçümlerinden elde edilenlerden daha büyüktür. Aynı zamanda hem elektron radyasyonunun farklı dozları için hem de gama radyasyonunun farklı enerjileri için engel yüksekliği radyasyondan sonra azalmıştır. Kapasitans değerleri, ışınlanmış diyotlarda kontrol diydununkinden daha azdır.

$I-V$ metodu yarıiletken den metale doğru olan elektron akışını içerdüğü için arayüzeydeki herhangi bir hasar $I-V$ davranışını etkiler, çünkü kusurlar rekombinasyon merkezleri olarak veya tuzak destekli tünel akımları olarak görev alabilirler. Bu mekanizmalar n değerini artırıp Φ_b değerini düşürebilirler. Halbu ki, $C-V$ ölçümleri böyle kusurların varlığından daha az etkilenir (Reddy 2010). $C-V$ ölçümleri Zn/n-Si ve ZnO/n-Si

arayüzeyindeki potansiyel dalgalanmalar, dislokasyonlar (kusurlar) ve boşluklardan daha az etkilendiği için $C-V$ ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliği değerleri daha yüksek olabilir. Aynı zamanda $C-V$ engel yüksekliği deplasyon bölgesinin sınırlarındaki yük dağılımıyla belirlenir ve deplasyon bölgesi sınırlarındaki yük dağılımı Schottky engel yüksekliği homojensizliğinin ağırlıklı aritmetik ortalamasını izler. Bu nedenlerden ötürü $C-V$ ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliği değerleri Schottky engel yüksekliklerinin ağırlıklı aritmetik ortalamasına daha yakın olur (Reddy 2010).

Yukarıdaki verilen sonuçlar göz önüne alınarak schottky diyotlarda arayüzey tabakası olarak kullanılan ZnO ince filmin radyasyona karşı koruyucu özelliğine sahip olduğu önerilebilir.

KAYNAKLAR

- Aaronson, C. H., Amekura, H., Sato, Y and Kishimoto, N., 2011. Vacuum fluorescent displays utilizing ZnO nanoparticles. *J. Appl. Phys.* 109 (024506) doi.org/10.1063/1.3536631.
- Abdolahpour Salari, M. 2012. RF magnetron püskürtme yöntemi ile ZnO:Al₂O₃ ince filmlerin üretimi ve karakterizasyonu. Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü.
- Akkurt, I., Akyıldırım, H., Özdemir, A.F., Aldemir, D.A., 2010. Neutron irradiation effects on I-V characteristics of Au/n-GaAs Schottky diodes. *Radiation Measurements* 45 1381-1383.
- Akkal, B., Benamara, Z., Gruzza, B., Bideux, L., 2000. Characterization of interface states at Au/InSb/InP (100) Schottky barrier diodes as a function of frequency. *Vacuum* 57, 219–238.
- Alam, M. N., Vasiliev, M., Kotovb, V., Alameh, K., 2014. Recent developments in magneto-optic garnet-type thin-film materials synthesis. *Procedia Eng.* 76, 61–73.
- Alam, M. N., Vasiliev, M., Alameh, K., 2014. Bi₃Fe₅O₁₂:Dy₂O₃ composite thin film materials for magneto-photonics and magneto-plasmonics. *Opt. Mater.* 4, 1866–1875.
- Alam, M. N., Vasiliev, M., Alameh, K., September 2009. Nano-structured magnetic photonic crystals for magneto-optic polarization controllers at the communication-band wavelengths. *Optical and Quantum Electronics* 41(9) doi: 10.1007/s11082-010-9374-2.
- Arshak, K. and Korostynska, O. (2006). Response of metal oxide thin film structures to radiation. *Materials Science and Engineering: B.* 133, 1. doi: 10.1016/j.mseb.2006.06.012.
- Asar, T., 2009. GaInP Ve InGaAs Kuantum Kuyulu Güneş Pillerinin (QWSC) Üretimi. Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, ANKARA, 1-87.
- Aydoğan, Ş., Sağlam, M., Türüt, A., 2005. On the some electrical properties of the non-ideal PPY/p-Si/Al structure, *Polymer* 46 (24) 10982-10988.
- Aydoğan, Ş., Sağlam, M., Türüt, A., 2005. The effects of the temperature on the some parameters obtained from current–voltage and capacitance–voltage characteristics of polypyrrole/n-Si structure. *Polymer* 46 (2) 563–568.
- Bae, S. H., Lee, S. Y., Jin, B. J., Im, S. 2000. Pulsed laser deposition of ZnO thin films for applications of light emission. *Appl. Surf. Sci.* 154 458.
- Barbottin, G., and Vapaille, A., 1999. INSTABILITIES IN SILICON DEVICES New Insulators, Devices and Radiation Effects, volume 3 north – Holland, elsevier, amsterdam - lausanne - new york - oxford - shannon - singapore – tokyo.
- Barth, JT., 1997. Modeling spece radiation environment. *Proc NSREC short course, snowmass.*
- Batı, B., 1993. Al-Sb/n-Si/Cu Schottky Diyotlarında Seri Direncin I-V ve C-V Karakteristiklerine Etkileri. Y.Y.Ü Fen Bilimleri Enstitüsü. Van.
- Bear, W. S., 1967. Faraday rotation in ZnO: determination of the electron effective mass. *Phys. Rev.* 154 785-789.

- Bethe, H. A. 1942. Theory of the Boundary Layer of Crystal Rectifiers. MIT. Radiation Lab. Rep., 43, 12.
- Bhira L., Essaidi H., Belgacem S., Couturier G., Salardenne J., Barreaux N., Bernede J. C., 2000. Structural and photoelektrical properties of sprayed β -In₂S₃ thin films. Phys. Stat. Sol. (A) 181, 427.
- Binnig, G., Quate, C. F., Gerber, C.H., 1986. Atomic Force Microscope. Phys. Rev. Lett 56, 930.
- Bloom, S., and Ortenburger, I., 1973. Pseudopotential Band Structure of ZnO*. Phys. Stat. Sol. B, 58 561. doi: 10.1002/pssb.2220580216.
- Böer, K. W., 1990. Survey of Semiconductor Physics. Vol. 1 Electrons and Other Particales in Bulk Semiconductors (Van Nostrand, New York)
- Bohlin, K.E. 1986. Generalized Norde Plot Including Determination of the Ideality Factor. J. Appl. Phys. 60: 1223.
- Bond, W. L., 1965. Measurement of the Refractive Indices of Several Crystals. J. Appl. Phys. 36 1674-1677.
- Buyanova, I. A., Wagner, Mt., Chen, W.M., Monemar, B. J., Lindström, L., Amano, H., and Akasaki, I., 1998. Photoluminescence of GaN: Effect of electron irradiation. Appl. Phys. Lett. vol. 73 no. 20 pp. 2968–2970.
- Bunn, C. W., 1935. The lattice-dimensions of zinc oxide. Proc. Phys. Soc. London 47, 835.
- Çakıcı, T., Sağlam, M., Güzeldir, B., In Press 2014. The effects of thermal annealing on the electrical characteristics of Au/n-InP/In diode. Materials Science in Semiconductor Processing. <http://dx.doi.org/10.1016/j.mssp.2014.07.037i>.
- Çaldıran Z., Deniz A.R., Aydoğan Ş., Yesildağ A., Ekinçi D., 2013. The barrier height enhancement of the Au/n-Si/Al Schottky barrier diode by electrochemically formed an organic Anthracene layer on n-Si. Superlattices and Microstructures. 56 45–54. doi: 10.1016/j.spmi.2012.12.004.
- Çetinkara, H. A., Sağlam, M., Türüt, A., and Yalçın, N., 1999. The effects of the time-dependent and exposure time to air on Au/epilayer n-Si Schottky diodes. Eur. Phys. J. Appl. Phys. 6 89–94. doi: 10.1051/epjap:1999156.
- Camassel, J., Auvergne, D., Mathieu, H., 1974. J. Phys. Colloq. 35 C3–67. Cao, H., Xu, J. Y., Zhang, D. Z., Chang, S. H., Ho, S. T., Seelig, E. W., Liu, X., Xu, R. P. H., 2000. Spatial Confinement of Laser Light in Active Random Media. Phys. Rev. Lett. 84 5584.
- Caihua Yan Dr. Thesis, 1994. Electronic Structure and Optical Properties of ZnO: Bulk and Surface. February 23.
- Card, H. C., Rhoderick, E.H., 1971. Studies of tunnel MOS diodes I. Interface effects in silicon Schottky diodes. J. Phys. D 4 1589. doi: 10.1088/0022-3727/4/10/319.
- Chand, S., Kumar, J., 1995. Current – voltage characteristics and barrier parameters of Pd₂Si/p-Si (111) Schottky diodes in a wide temperature range. Semicond. Sci. Technol 10 pp.1680-1688.
- Chang, L. L., Ludeke, R., 1975. Epitaxial Growth Part A ed. by J.W. Matthews (Academic, New York) p. 37
- Chen, Y.F., Bagnall, D., Yao, T.F., 2000. ZnO as a novel photonic material for the UV region. Mater. Sci. Eng. B 75 190.

- Chen, Y., Bagnall, D. M., Koh, H. J., Park, K. T., Hiraga, K. Zhu, Z. Q., Yao, T., 1998. Plasma assisted molecular beam epitaxy of ZnO on c -plane sapphire: Growth and characterization. *J. Appl. Phys.* 84 3912.
- ChienLee, Y., YaoHu, Sh., Water, W., KauTiong, K., Chuan Feng, Z., TingChen, Y., ChingHuang, J., WeiLee, J., Chih Huang, Ch., LaiShen, J., HongCheng, M., 2009. Rapid thermal annealing effects on the structural and optical properties of ZnO films deposited on Si substrates. *Journal of Luminescence.* 129 148–152.
- Chow, K. H., Watkins, G. D., Usui, A., and Mizuta, M., 2000. Detection of interstitial Ga in GaN. *Phys. Rev. Lett.* vol. 85 no. 13, pp. 2761–2764.
- Claeys, C., and Simoen, E., 2002. Radition effect in advanced semiconductor materials and devices.
- Coskun C., Look, D. C., Farlow, G. C., and Sizelove, J. R., 2004. Radiation hardness of ZnO at low temperatures. *Semicond. Sci. Technol.* 19, 752. doi: 10.1088/0268-1242/19/6/016.
- Collins, R. J., and Kleinman, D. A., 1959. Infrared reflectivity of zinc oxide. *J. Phys. Chem. Solids* 11 190-194.
- Cui, M. L., Wu, X. M., Zhuge, L. J., Meng, Y. D., 2007. Effects of annealing temperature on the structure and photoluminescence properties of ZnO films. *Vacuum* 81 899–903.
- Dinges, R., Fröhlich, D., Staginnus, B., and Staude, W., 1970. Two-photon magnetoabsorption in ZnO. *Phys. Rev. Lett.* 25 922-924.
- Dmitrenko, K. A., Shevel, S. G., Taranenko, L. V., Marintchenko, A. V., 1986. The temperature dependence (4.2 to 293 K) of the resonance energies of excitonic transitions in II–VI compounds. *Phys. Status Solidi. B* 134, 605. doi: 10.1002/pssb.2221340219.
- Faktor, M. M., Garrett, I., Heckingbottom, R., 1971. Diffusional limitations in gas phase growth of crystals. *J. Cryst. Growth.* 9 3. doi: 10.1016/0022-0248(71)90202-8.
- Fang, Z-Q., Look, D.C., Kim, W., Fan, Z., Botchkarev, A., and Morkoc, H., 1998. Deep centers in n-GaN grown by reactive molecular beam epitaxy. *Appl. Phys. Lett.* 72 2277. doi: 10.1063/1.121274.
- Feteha, M.Y., Soliman, M., Gomaa, N. G., Ashry., M., 2002. Metal-insulator-semiconductor solar cell under gamma irradiation. *Renewable Energy.* 26, 113. doi: 10.1016/S0960-1481(01)00102-1.
- Florescu, D., Mourok, L. G., Pollack, F. H., Look, D. C., Cantwell, G., X. Li, 2002. High spatial resolution thermal conductivity of bulk ZnO (0001). *J Appl Phys.* 91 890-892.
- Fons, P., Iwata, K., Niki, S., Yamada, A., Matsubara, K., 1999. Growth of high-quality epitaxial ZnO films on α -Al₂O₃. *J. Cryst. Growth* 201–202 627.
- Freeouf, J. L., 1973. Far-ultraviolet reflectance of II-VI compounds and correlation with the Penn-Phillips gap. *Phys. Rev. B* 7 3810-3830.
- Furuta, M., Kamada, Y., Hiramatsu, T., Li, C., Kimura, M., Fujita, S., and Hirao, T., 2011. Positive Bias Instability of Bottom-Gate Zinc Oxide Thin-Film Transistors with a SiO_x/SiN_x-Stacked Gate Insulator. *Jpn. J. Appl. Phys.* 50 03CB09. doi: 10.1143/JJAP.50.03CB09.
- Furuta, M., Kamada, Y., Kimura, M., Hiramatsu, T., Matsuda, T., Furuta, H., Li, C., Fujita, S., and Hirao, T., 2010. Analysis of Hump Characteristics in Thin-Film Transistors With ZnO Channels Deposited by Sputtering at Various Oxygen

- Partial Pressures. IEEE Electr. Device L. Volume: 31, Issue: 11, 1257. doi: 10.1109/LED.2010.2068276
- Garnier, F., Horowitz, G., Peng, X., Fichou, D., 1990. An all-organic "soft" thin film transistor with very high carrier mobility. *Adv. Mat.* 2 592. doi: 10.1002/adma.19900021207.
- Glocker, D. A. and Shah, S. I. (Eds.), 1998. *Handbook of Thin Film Process Technology*. Institute of Physics Publishing. Bristol and Philadelphia.
- Gumus, C., Ozkender, O. M., Kavak, H. , Ufaktepe, Y. , 2006. Structural and optical properties of zinc oxide thin films prepared by spray pyrolysis method. *J. Optoelectronic and Advan. Mater.* 8(1) 299-303.
- Gupta, V., and Mansingh, A., 1996. Influence of postdeposition annealing on the structural and optical properties of sputtered zinc oxide film. *J. Appl. Phys.* 80 1063. doi: 10.1063/1.362842.
- Hachigo, A., Nakahata, H., Higaki, K., Fujii, S., Shikata, S., 1994. Heteroepitaxial growth of ZnO films on diamond (111) plane by magnetron sputtering. *Appl. Phys. Lett.*, 65, 2556.
- Haga, K., Suzuki, T., Kashiwaba, Y., Watanabe, H., Zhang, B. P., Segawa, Y., 2003. High-quality ZnO films prepared on Si wafers by low-pressure MO-CVD. *Thin Solid Films.* 433 131.
- Harnagel, H. L., 1995. *Semiconducting Transparent Thin Films*. Taylor&Francis. 0750303220.
- Harmann, H., Mach, R., Sell, B., 1982. Wide gap II-VI compounds as electronic materials. In *Current Topics Mater. Sci.* Vol. 9, ed. by E. Kaldis (North-Holland, Amsterdam) pp. 1–414.
- Heiland, G., Mollwo, E., and Stöckmann, F., 1959. Electronic Processes in Zinc Oxide. *Solid State Phys.* 8 191. doi: 10.1016/S0081-1947(08)60481-6.
- Heller, R. B., McGannon, J., Weber, A. H., 1950. Precision Determination of the Lattice Constants of Zinc Oxide. *J. Appl. Phys.* 21 1283.
- Henseler, M. J. H., Lee, W. C. T., Miller, P., Durbin, S. M., Reeves, R. J., 2006. Optical and photoelectrical properties of ZnO thin films and the effects of annealing. *J. Cryst. Growth* 287 48.
- Henisch, H. K., 2013. *Rectifying Semiconductor Contacts*, Oxford. Clarendon Press.
- Hoffman, R.L., Norris, B.J., and Wager, J.F., 2003. ZnO-based transparent thin-film transistors. *Appl. Phys. Lett.* 82 733. doi: 10.1063/1.1542677.
- Hong, S., Joo, T., Park, W., I., Jun, Y.H., and Yi, G.C., 2002. Time-resolved photoluminescence of the size-controlled ZnO nanorods. *Appl. Phys. Lett.* 83 4157. doi: 10.1063/1.1627472.
- <http://bouman.chem.georgetown.edu/S00/handout/spectrometer.htm>
- http://en.wikipedia.org/wiki/Scanning_electron_microscope.
- Hong, R., Huang, J., He, H., Fan, Z., Shao, J., 2005. Influence of different post-treatments on the structure and optical properties of zinc oxide thin films. *Applied Surface Science* 242 346–352.
- Hong, R., Huang, J., He, H., Fan, Z., Shao, J., 2005. Influence of different post-treatments on the structure and optical properties of zinc oxide thin films. *Applied Surface Science*, 242 346–352.
- Holmes-siedle, A., adams, L., 1993. *Handbook of radiation effects*. University press Oxford.

- Holloway, P. H., Trottier, T. A., Abrams, B., Kondoleon, C., Jones, S. L., Sebastian, J. S., Thomas, W. J., Swart, H., 1999. Advances in field emission displays phosphors. *J. Vac. Sci. Technol. B* 17 758.
- Hopfield, J. J., 1960. Fine structure in the optical absorption edge of anisotropic crystals. *J. Phys. Chem. Solids*. 15 97-107.
- Hopfield, J. J., and Thomas, D. G., 1965. Polariton absorption lines. *Phys. Rev. Lett.* 15 22-25.
- Hutson, A. R., 1961. Piezoelectric Scattering and Phonon Drag in ZnO and CdS. *J. Appl. Phys.* 32 2287-2292.
- Iida, T., maekawa, T., sumita, k., logan, c. m., and heikkinen, d., w., 1984. Fusion Neutron Irradiation Effects on Electric Characteristics of Semiconductor Electronic Devices. *Journal of Nuclear Science and Technology*. 21 634. doi: 10.1080/18811248.1984.9731092.
- Jaffe, J.E., Snyder, J.A., Lin, Z., and Hess, A.C., 2000. LDA and GGA calculations for high-pressure phase transitions in ZnO and MgO. *Phys. Rev. B*, 62 1660. doi: 10.1103/PhysRevB.62.1660.
- Jagadish, C., Pearton, S. J., 2006. Zinc oxide bulk, thin films and nanostructures: processing, properties and applications. Publisher Elsevier Science. 1 edition, pp 3.
- Jansen, W., A. T., 2013. Gold free ohmic contacts for III-V MOSFET devices. PhD thesis.
- Jayavel, P., Santhakumar, K., Kumar, J., 2002. Studies on the proton irradiation induced defects on Ni/n-GaAs Schottky barrier diodes. *Physica B* 315, 88. doi: 10.1016/S0921-4526(01)01104-8.
- Jayavel, P., Udhayasankar, M., Kumar, J., Asokan K., Kanjilal, D., 1999. Electrical characterisation of high energy ^{12}C irradiated Au/n-GaAs Schottky Barrier Diodes. *Nucl Instr and Meth B* 156 110-115. doi: 10.1016/S0168-583X(99)00282-7.
- Jeong, S.H., Kim, B.S., Lee, B.T., 2003. Photoluminescence dependence of ZnO films grown on Si(100) by radio-frequency magnetron sputtering on the growth ambient. *Appl. Phys. Lett.* 82 2625.
- Jin, B. J., Im, S., Lee, S. Y., 2000. Violet and UV luminescence emitted from ZnO thinfilms grown on sapphire by pulsed laser deposition. *Thin Solid Films* 366 107–110.
- John, E. M., 2000. *Physical Vapor Deposition of Thin Films*, s. 336, Wiley Interscience.
- Jung, S. W., Park, W. I., Cheong, H. D., Yi, G. C., Jang, H. M., Hong, S., and Joo, T., 2002. Time-resolved and time-integrated photoluminescence in ZnO epilayers grown on $\text{Al}_2\text{O}_3(0001)$ by metalorganic vapor phase epitaxy. *Appl. Phys. Lett.* 80 1924. doi: 10.1063/1.1461051.
- Kagan, C. R., and Andry, P., 2003. *Thin-Film Transistors*. Marcel Dekker Inc. New York.
- Kamada, Y., Fujita, S., Hiramatsu, T., Matsuda, T., Nitta, H., Furuta, M., and Hirao, T., Jpn. 2010. Photo-Leakage Current of Zinc Oxide Thin-Film Transistors. *J. Appl. Phys.* doi: 10.1143/JJAP.49.03CB03.
- Kamalasanan, M. N., Chandra, S., 1996. Sol-gel synthesis of ZnO thinfilms. *Thin Solid Films* 288 112.

- Kan, D., Terashima, T., Kanda, R., Masuno, A., Tanaka, K., Chu, S.C., Kan, H., Ishizumi, A., Kanemitsu, Y., and Shimakawa, Y., 2005. Blue-light emission at room temperature from Ar⁺-irradiated SrTiO₃. *Nature. Materials.* 4, 816-819.
- Kang, H. B., Nakamura, K., Lim, S. H., Shindo, D., 1998. Epitaxial Growth of ZnO Films on (0001) Sapphire at Low Temperatures by Electron Cyclotron Resonance-assisted Molecular Beam Epitaxy and Their Microstructural Characterizations. *Jpn J Appl Phys.*37:781.
- Kasuga, M., Mochizuki, M., 1981. Orientation relationships of zinc oxide on sapphire in heteroepitaxial chemical vapor deposition. *J. Cryst. Growth* 54 185.
- Kawaharamura, T., Dr. 2008. Thesis, Study on mist CVD method and its application to the growth of ZnO thin films. Kyoto-Univ.
- Kelly, P. J., Arnell, R.D., 2000. Magnetron sputtering: A review of recent developments and applications. *Vacuum* 56 159–172.
- Khanna, S. M., Webb, J., Houdayer, A. J., and Carlone, C., 2000. 2 MeV proton radiation damage studies of Gallium Nitride films through low temperature photoluminescence spectroscopy measurements. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* vol. 47, pp. 2322–2328, June.
- Kikuma, I., Furukoshi, M., 1977. Melt growth of ZnSe crystals under argon pressure. *J. Cryst. Growth* 41, 103. doi: 10.1016/0022-0248(77)90103-8.
- Kimura, M., Kamada, Y., Fujita, S., Hiramatsu, T., Matsuda, T., Furuta, M., and Hirao, T., 2010. Mechanism analysis of photoleakage current in ZnO thin-film transistors using device simulation. *Appl. Phys. Lett.* 97 163503. doi: 10.1063/1.3502563.
- Kim, K.K., Song, J.H., Jung, H.J., Park, S.J., 2000. The grain size effects on the photoluminescence of ZnO/ α -Al₂O₃ grown by radio-frequency magnetron sputtering. *J. Appl. Phys.* 87 3573.
- Kobayashi, A., Sankey, O. F., Volz, S. M. and Dow, J. D., 1983. Semiempirical tightbinding band structures of wurtzite semiconductors: AlN, CdS, CdSe, ZnS and ZnO. *Phys. Rev. B*, 28 (2), 935-945.
- Korostelin, Y. V., Kozlovskij, V. J., Nasibov, A. S., Shapkin, P. V., 1996. Vapour growth of II–VI solid solution single crystals. *J. Cryst. Growth* 159, 181. doi: 10.1016/0022-0248(95)00833-0.
- Krupanidhi, S. B., and Sayer, M., 1984. Position and pressure effects in rf magnetron reactive sputter deposition of piezoelectric zinc oxide. *J., Appl. Phys.* 56 3308. doi: 10.1063/1.333895.
- Kucheyev, S.O., Bradby, J.E., Williams, J.S., Jagadish, C., and Swain, M.V., 2002. Mechanical deformation of single-crystal ZnO. *Appl. Phys. Lett.* 80 956. doi: 10.1063/1.1448175.
- Kuchevev, S. O., Williams, J. S., Jagadish, C., Zou, J., Evans, C., Nelson, A. J., Hamza, A. V., 2003. Ion-beam-produced structural defects in ZnO. *Phys. Rev. B* 67 094115.
- Kumar, V., Sharma, T.P., 1998. Structural and optical properties of sintered ZnS_xSe_{1-x} films. *Opt. Mater.* 10 253. doi: 10.1016/S0925-3467(98)00003-2.
- Kuo, Y., 2004. Thin Film Transistors – Materials and Processes. Kluwer Academic Publishers.
- Kuzucu, A., MART- 2007. Eriyik Ve Buhar Tekniği ile Büyütülen Yüksek Kalite Zno Kristallerinin Optiksel Özellikleri. Balıkesir 1-67.

- Lashkarov G.V., Myroniuk D.V., Lazorenko V.Y., Karpyna V.A, 2011. RADIATION RESISTANCE OF ZNO FILMS AND NANOSTRUCTURES. Proceedings of the 8th Conference on Nuclear and Particle Physics. 20-24 Nov. Hurghada Egypt.
- Lee, J. B., Kwak, S. H., Kim, H. J., 2003. Effects of Surface Roughness of Substrates on the C-axis Preferred Orientation of ZnO Films Deposited by R.F. Magnetron Sputtering. *Thin Solid Films* 423 262–266.
- Lee, S. S., White, R. M., 1998. Piezoelectric cantilever voltage-to-frequency converter. *Sens. Actuators A* 71 153–157.
- Liang, W. Y., and Yoffe, A. D., 1968. Transmission spectra of ZnO single crystals. *Phys. Rev. Lett.* 20 59-62.
- Lide(Ed.), E., (CRC, Boca Raton 1973). *Handbook of Chemistry and Physics*, 2nd edn.
- Li, H., Zhang, Y.Z., Pan, X.J., Wang, T., and Xie, E.Q., 2009. The effects of thermal annealing on properties of $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}$ films by sputtering. *J. Alloys Compd.* 472 208. doi: 10.1016/j.jallcom.2008.04.018.
- Lilienfeld, J.E., Patent, U.S., 1930. 1745175.
- Look, D. C., Reynolds, D. C., Hemsky, J. W., Jones, R. L., Sizelove, J. R., 1999. Production and annealing of electron irradiation damage in ZnO. *Appl. Phys. Lett.* 75(6) 811-813.
- Li Li Yang Dr. Thesis, 2010. *Synthesis and Characterization of ZnO Nanostructures* Sweden.
- Linde, M., Uftring, S. J., and Watkins, G. D., 1997. Optical detection of magnetic resonance in electron-irradiated GaN. *Phys. Rev. B* vol. 55 no. 16 pp. R10177–R10180.
- Li, S. S., 2006. *Semiconductor Physical Electronics*, Springer, New York.
- Liu, Y., Gorla, C. R., Liang, S., Emanetoglu, N., Lu, Y., Shen, H. Wraback, M. 2000. Ultraviolet detectors based on epitaxial ZnO films grown by MOCVD. *J. Electron. Mater.* 29, 69.
- Logothetidis, S., Cardona, M., Lautenschlager, P., Garriga, M., 1986. Temperature dependence of the dielectric function and the interband critical points of CdSe. *Phys. Rev. B* 34 2458. doi: 10.1103/PhysRevB.34.2458.
- Look, D. C., Hemsky, J. W., and Sizelove, J. R., 1999. Residual Native Shallow Donor in ZnO. *Phys. Rev. Lett.* 82, 2552. doi: 10.1103/PhysRevLett.82.2552.
- Look, D. C., 2001. Recent advances in ZnO materials and devices. *Materials Science and Engineering B* 80 383-387.
- Look, D. C., Reynolds, D. C., Hemsky, J. W., Sizelove, J. L., Jones, R. L., and Molnar, R. J., 1997. Defect donor and acceptor in GaN. *Phys. Rev. Lett.* vol. 79, no. 12 pp. 2273–2276.
- Look, D. C., Reynolds, D. C., Hemsky, J. W., Jones, R. L., Sizelove, J. R., 1999. Production and annealing of electron irradiation damage in ZnO. *Appl. Phys. Lett.* 75(6) 811-813.
- Lopez-Otero, A., 1978. Hot wall epitaxy. *Thin Solid Films* 49 1. doi: 10.1016/0040-6090(78)90309-7.
- Maasackers, Van., MASTER Thesis, Award date 2003. *Characterisation of ohmic contacts on n-InP and p-InGaAs based materials*, M. J. C. P.
- Maity, T. K., and Sharma, S. L., 2011. Effects of gamma irradiation on electrical, optical and structural properties of tellurium dioxide thin films. *Indian Journal of Pure & Applied Physics* 49 606. ISSN: 0975-1041 (Online); 0019-5596 (Print).

- Manasevit, H. M., Simpson, W. I., 1971. The Use of Metal-Organics in the Preparation of Semiconductor Materials: II . II – VI Compounds. *J. Electrochem. Soc.* 118, 644-647.
- Markushev, VM, Ryzhkov, MV, Briskina, ChM, Cao, H., 2005. UV radiation of powdered ZnO pumped by nanosecond pulses. *Laser Phys* 15(12) 1611–6.
- Marlene, C. M, Howard, F. M, Evons, E. H, Johan, G, Boris, P, 1976. Powder Diffraction Data. 1st Ed. Joint Committee on Powder Diffraction Standards USA Diffraction Data Files no. 5-664.
- Masuda, S., Kitamura, K., Okumura, Y., and Miyatake, S., 2003. Transparent thin film transistors using ZnO as an active channel layer and their electrical properties. *J. Appl. Phys.* 93 1624. doi: 10.1063/1.1534627.
- McKelvey, J.P., 1966. Solid State and Semiconductor Physics. Harper & Row New York.
- Minami, T., Sonohara, H., Takata, S., Sato, H., Jpn., 1994. Transparent and Conductive ZnO Thin Films Prepared by Atmospheric-Pressure Chemical Vapor Deposition Using Zinc Acetylacetonate. *J. Appl. Phys. Part 2: Lett.*, 33 (5B) 743.
- Minegishi, K., Koiwai, Y., Kikuchi, Y., Yano, K., Kasuga, M., Shimizu, A., 1997. Growth of p-type Zinc Oxide Films by Chemical Vapor Deposition. *Jpn J Appl Phys* 36:L1453.
- Mohatny, G. P., Azaroff, L. V., 1961. Electron Density Dis- tribution in ZnO Crystals. *J. Chem. Phys.*, 35, 1268.
- Molai, et al. 2009. *Physica B* 404, 2251–2258.
- Mollwo, E., Angew, Z., 1954. *Phys.* 6 257.
- Morimoto, K., and Pykosz, T.L., 1982. Trend in vacuum fluorescent display, in *Electronic Display and Information Systems and On-board Electronics*. P103 820264 69.
- Morimoto, K., and Pykosz, T.L., 1982. Trend in vacuum fluorescent display, in *Electronic Display and Information Systems and On-board Electronics*, P103, 820264 69.
- Morita, M., et al., 1990. Growth of native oxide on a silicon surface. *J. Appl. Phys.* 68 1272. doi: 10.1063/1.347181.
- Musil, J., Baroch, P., Viček, J., Nam, K.H., Han, J.G., 2005. Reactive magnetron sputtering of thin films: Present status and trends. *Thin Solid Films*. 1–2, 208–218.
- Nakamura, K., Shoji, Hee-Bog, T., Jpn, K., 2000. ZnO Film Growth on (0112) LiTaO₃ by Electron Cyclotron Resonance-Assisted Molecular Beam Epitaxy and Determination of Its Polarity. *J. Appl. Phys. Part 2 Lett.* 39 (6) 534.
- Neumann, H., 1980. Trends in the thermal expansion coefficients of the A^IB^{III}C₂^{VI} and A^{II}B^{IV}C₂^V chalcopyrite compounds. *Kristall Technik* 15 849. doi: 10.1002/crat.19800150718.
- Nigam, S., Abernathy, C.R., Allums., K. K., Chung, G. Y., Dwivedi, R., Fogarty Kim, J., Mac Millan, M. F., Pearton, S., Ren., F., Williams, J R., Wilkins., T.N., 2002. High Energy Proton Irradiation Effects on SiC Schottky Rectifiers. *Applied Physics Letters* 81 p.2385.
- Nishii, J., Hossain, F.M., Takagi, S., Aita, T., Saikusa, K., Ohmaki, Y., Ohkubo, I., Kishimoto, S., Ohtomo, A., Fukumura, T., Matsukura, F., Ohno, Y., Koinuma, H., Ohon, H., and Kawasaki, M., 2003. High Mobility Thin Film Transistors

- with Transparent ZnO Channels. *Jpn. J. Appl. Phys.* 42 L347. doi: 10.1143/JJAP.42.L347.
- Norde, H. A., 1979. A Modified Forward I–V Plot for Schottky Diodes with Hig Series Resistance. *J. Appl. Phys.* 50: 5052-5053.
- Norris, B.J., Anderson, J., Wager, J.F., Keszler, D.A., 2003. Spin-coated zinc oxide transparent transistors. *J. Phys. D Appl. Phys.* 36 L105. doi: 10.1088/0022-3727/36/20/L02.
- Ocak, Y.S., Kulakci, M., Kılıcoglu, T., Turan, R., Akkılıç, K., 2009. Current-voltage and capacitance-voltage characteristics of a Sn/Methylene Blue/p-Si Schottky diode. *Synthetic Met.* 159 (15-16) 1603.
- Ohkubo, M., 1970. Japanese Patent Publication (Kokoku) 45-20223.
- Ohya, Y., Niwa, T., Ban, T., and Takahashi, Y., 2001. *Jpn. J. Appl. Phys.* 40 297.
- Oleson, H. L., 1996. *Radiation Effects on Electronic Systems*. Plenum Press New York p. 72.
- Paraguay, F. D., Estrade, W. L., Acosta, D. R. N., Andrade, E., Miki-Yoshida, M., 1999. Growth, structure and optical characterization of high quality ZnO thin films obtained by spray pyrolysis. *Thin Solid Films* 350 (1) 192.
- Park Y. S., and Schneider, J. R., 1968. Index of Refraction of ZnO. *J. Appl. Phys.* 39 3049-3052.
- Park, Y. S., Litton, C.W., Collins, T. C., and Reynolds, D. C., 1965. Exciton spectrum of ZnO. *Phys. Rev.* 143 512-519.
- Pearton, S.J., Norton, D.P., Ip, K., Heo, Y.W., Steiner, T., 2005. Recent progress in processing and properties of ZnO. *Progress in Materials Science* 50 293 340.
- Polyakov, A. Y., Smirnov, N. B., Govorkov, A. V., Kozhukhova, E. A., V. I. Vdovin, K. Ip, M. E. Overberg, Y. W. Heo, Norton, D. P., Pearton, S. J., Zavada, J. M., and Dravin, V. A., 2003. Proton implantation effects on electrical and recombination properties of undoped ZnO. *J. Appl. Phys.* 94 2895.
- Reddy, M.B., Janardhanam, V., Kumar, A.A., Reddy, R.V., Reddy, N.P., 2010. Influence of rapid thermal annealing on electrical and structural properties of double metal structure Au/Ni/n-InP (111) diodes. *Current Applied Physics*. 10. 687–692.
- Reddy, R.V., Umapathi, A., Rao., L.D., 2013. Effect of annealing on the electronic parameters of Au/poly(ethylmethacrylate)/n-InP Schottky diode with organic interlayer. *Current Applied Physics*. 13. 1604-1610.
- Reeber, R. R., 1970. Lattice parameters of ZnO from 4.2° to 296°K. *J. Appl. Phys.* 41, 5063.
- Reynolds, D. C., and Collins, T. C., 1969. Excited terminal states of a bound excitondonor complex in ZnO. *Phys. Rev.* 185 1099-1103.
- Rhoderick, E. H., 1982. *Metal-Semiconductor Contacts*. IEE Proceedings-I Solid-State and Electron Devices, 129(1). pp. 1 – 14.
- Rhoderick, E. H., 1972. Comments on the conduction mechanism in Schottky diodes. *J. Phys. D: Appl. Phys.* vol. 5.
- Rhoderick, E.H., Williams, R.H., 1988. *Metal–Semiconductor Contacts*, second. Ed. Oxford University Press, Oxford.
- Rhoderick, E. H. and Williams, R.H. 1988. *Metal-Semiconductor Contacts*. 2nd Ed.(Clarendon, Oxford). 1-225.

- Rhoderick, E. H., and Williams, R. H., 1988. Metal Semiconductor Contacts. Oxford Press. 257-264.
- Ried, R. P., Kim, E.S., Hong, D. M., Muller, R. S., 1993. Piezoelectric microphone with on chip CMOS circuits. *J. Microelectromech. Syst.* 2 (3) 111–120.
- Riveros, G., Gomez, H., Henriguez, R., Schrebler, R., Maratti, R.E., Dalchiale, E.A., 2001. Electrodeposition and characterization of ZnSe semiconductor thin films. *Sol. Energy Mater. Sol. Cells* 70, 255. doi: 10.1016/S0927-0248(01)00066-6.
- Rudolph, P., Schäfer, N., Fukuda, T., 1995. Crystal growth of ZnSe from the melt. *Mater. Sci. Eng.* 15. 85. doi: 10.1016/0927-796X(95)00182-4.
- Ryu, Y. R., Zhu, S., Budai, J. D., Chandrasekhar, H. R., Miceli, P. F., White, H.W. 2000. Optical and structural properties of ZnO films deposited on GaAs by pulsed laser deposition. *Appl Phys Lett*; 88:20.
- Şahingöz, R., Kanbur, H., Voigt, M., Soykan, C., 2008. The determination of interface states and series resistance profile of Al/polymer/PEDOT-PSS/ITO heterojunction diode by I–V and C–V methods. *Synthetic Metals* 158. 727–731.
- Şahin, Yılmaz., Aydoğan, Şakir., Ekinci, Duygu., Turut, Abdulmecit., 2016. The performance of the anthraquinone/p-Si and the pyridine/p-Si rectifying device under X-ray irradiation. *Materials Chemistry and Physics* 183 516-523.
- Sapnar KB., Bhoraskar, VN., Dhole, SD., Ghule, LA., Garadkar, KM., 2011. Effects of 6 Mev electron irradiation On ZnO nanoparticles synthesized by microwave method, *Proceedings of 2011 Particle Accelerator Conference*. New York. NY. USA. p. 2166–1681.
- Saravanakumar, K., Arts, K., Ganesan, V., Lalla, N.P., Road, K., Gopinathan, C., et al., 2011. Columnar growth of nanocrystalline zno thin films prepared through RF. *Magn. Sputtering* 5 143–154.
- Schirmer, F., and Zwingel, D., 1970. The yellow luminescence of zinc oxide. *Solid State Commun.* 8, 1559-1563.
- Schottky, W., Spenke, E., 1939. Quantitatif treatment of the space charge and boundry-layer theory of the crystal rectifier. *Wiss. Veroff. Siemens-Werken.* 18. 225-291.
- Singh, D., and Varshni, Y.P., 1981. *Phys. Rev. B* 24 4340.
- Segall, B., 1967. Intrinsic absorption "Edge" in II-VI semiconducting compounds with the wurtzite structure, *Phys. Rev.* 163 769-778.
- Segawa, Y., Ohtomo, A., Koinuma, M., Tang, Z. K., Yu, P., Wong, G. K. L. 1997. Growth of ZnO Thin Film by Laser MBE: Lasing of Exciton at Room Temperature. *Phys Stat Sol (b)*, 202:669.
- Shan, F.K., Kim, B.I., Liu, G.X., Liu, Z.F., Sohn, J.Y., Lee, W.J., and Shin, B.C., 2004. Blueshift of near band edge emission in Mg doped ZnO thin films and aging. *J. Appl. Phys.* 95 4772. doi: 10.1063/1.1690091.
- Shan, W., Song, J. J., Luo, H., Furdyna, J. K., 1994. Determination of the fundamental and split-off band gaps in zinc-blende CdSe by photomodulation spectroscopy. *Phys. Rev.* 50, 8012. doi: 10.1103/PhysRevB.50.8012.
- Shetty, R., Balasubramanian, R., Wilcox, W. R., 1990. Surface tension and contact angle of molten semiconductor compounds: I. cadmium telluride. *J. Cryst. Growth* 100. 51-57. doi: 10.1016/0022-0248(90)90606-L.
- Shimomura, T., Kim, D., Nakayama, M., 2005. Optical properties of high-quality ZnO thin films grown by a sputtering method. *J. Lumin.* 112 191.
- Siad, M., Keffous, A., Mamma, S., Belkacem, Y., Menari, H.,. 9 May 2004.

- Simoen, E., Alaerts, A., Claeys, C., Gaubas, E., Kaniava, A., Nahsiyama, I., Ohyama, H., Skorupa, W., Sunaga, H., Vanhellemont, J., 1996. Proton irradiation effects in silicon junction diodes and charge-coupled-devices. *Radiat. Phys. Chem.* 50 p.417-422.
- Singh, J., 1993. *Physics of Semiconductors and Their Heterostructures* (McGraw-Hill, New York)
- Singh, S., Thiagarajan, P., Kant, K. M., Anita, D., Thirupathiah, S., Rama, N., Tiwari, B., Kottaisamy, M., and Rao, M. S. R., 2007. Structure, microstructure and physical properties of ZnO based materials in various forms: bulk, thin film and nano. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 40 6312-6327.
- Smallman, R. E., Ngan, A. H. W., 2007. *Physical Metallurgy and Advanced Materials*, Seventh Edition, s. 672, Butterworth-Heinemann.
- Smart, L., Moore, E., 1995. *Solid State Chemistry*. 2nd edn. (Chapman Hall, New York)
- Soki, T., Hatanaka, Y., Look, D. C., 2000. ZnO diode fabricated by excimer-laser doping. *Appl. Phys. Lett.* 76. 3257.
- Song, S. H., Wang, J. F., Lalev, G. M., He, L., Isshiki, M., 2003. Photoluminescence characterization of Cd-annealing effects on high purity CdTe single crystals. *J. Cryst. Growth* 252. 102-106. doi: 10.1016/S0022-0248(03)00879-0.
- Song, Y. P., Van Meirhaeghe, R. L., Laflère, W. H., Cardon, F. 1986. On the difference in apparent barrier height as obtained from capacitance-voltage and current-voltage-temperature measurements on Al/p-InP Schottky barriers. *Solid State Electron* 29 (6) 633-638.
- Srour, JR., McGarrity, JM., 1988. Radiation effects on microelectronics. *Proc IEEE* 76:1443-1469
- Srikant, V., Sergo, V., Clarke, D. R., 1995. *Appl. Phys. Lett.*, 16, 439.
- Stephens, R. E., and Malitson, I. H., 1952. Index of Refraction of Magnesium Oxide. *J. Res. Natl. Bur. Stand.* 49 249.
- Studenikin, S. A., Golego, N., Cocivera, M., 1998. Fabrication of green and orange photoluminescent, undoped ZnO films using spray pyrolysis. *J. Appl. Phys.* 84 2287.
- Suntola, T., 1989. Atomic layer epitaxy. *Mater. Sci. Rep.* 4, 261. doi: 10.1016/S0920-2307(89)80006-4.
- Sze, S. M., Kwok Ng K. 2007. *Physics of semiconductor devices*. John Wiley & Sons Inc., Publication.
- Sze, S. M., 1981. *Physics of Semiconductor Devices*. 2nd ed. New York: Wiley. pp. 254-263.
- Sze, S.M., 1981. *Physics of Semiconductor Devices*. second ed. Wiley. New York.
- Tanaka, H., Fujita, S., and Fujita, S., 2005. Fabrication of wide-band-gap $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}$ quasi-ternary alloys by molecular-beam epitaxy. *Appl. Phys. Lett.*, 86 192911. doi: 10.1063/1.1923762.
- Tıku, S. K., Lau, C. K., Lakin, K. M. , 1980. Chemical vapor deposition of ZnO epitaxial films on sapphire. *Appl. Phys. Lett.*, 36, 318 .
- Thomas, D. G., 1960. The exciton spectrum of zinc oxide. *J. Phys. Chem. Solids* 15 86-96.
- Thurzo, I., Hrubcin, L., Bartos, J., Pincik, E., 1993. Current-voltage characteristics and charge DLTS spectra of proton-bombarded Schottky diodes on semi-insulating GaAs. *Nucl. Instr. and Meth. B* 83 145. doi: 10.1016/0168-583X(93)95918-U.

- Tozlu, N. 2011. ZnO Tabanlı Yarıiletkenlerde Metal Kontak Özelliklerinin Araştırılması. Çukurova Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü. 1-75.
- Tüzemen, Ş. E., 2007. ZnO İnce Filmlerinin Eldesi Ve Aygıt Üretimi İçin Parametrelerinin Optimizasyonu. Çukurova Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, ADANA, 1 208.
- Tüzemen, S., Gür, E., 2007. Principal issues in producing new ultraviolet light emitters based on transparent semiconductor zinc oxide. in press Opt. Mater. Volume 30, Issue 2, Pages 292-310. doi: 10.1016/j.optmat.2006.10.031.
- Tung, R.T., 2001. Recent advances in Schottky barrier concepts, Mater. Sci. Eng. R. 35, (1-3) 1-138.
- Uğurel, E., Aydoğan, Ş., Şerifoğlu, K., Turut, A., 2008. Effect of 6 MeV electron irradiation on electrical characteristics of the Au/n-Si/Al Schottky diode. Microelectronic Engineering 85 2299- 2303. doi: 10.1016/j.mee.2008.08.002.
- Umana-Membreno, G. A., Student Member, IEEE, Dell, J. M., Parish, G., Member, IEEE, Nener, B. D., Senior Member, IEEE, Faraone, L., Senior Member, IEEE, and Mishra, U. K., Fellow, IEEE., 2003. 60Co Gamma Irradiation Effects on n-GaN Schottky Diodes. IEEE TRANSACTIONS ON ELECTRON DEVICES, VOL. 50, NO. 12, DECEMBER.
- Umapathi, A., Rajagopal Reddy, V., 2014. Effect of annealing on the electrical and interface properties of Au/PVC/n-InP organic-on-inorganic structures. Microelectron. Eng. 114 31–37. doi: 10.1016/j.mee.2013.09.006.
- Van allen JA 1963. Geomagnetically trapped radiation. Space science, John Wiley and sons, New York.
- Varadan, V. K., Varadan, V. V., Subramanian, H., 2001. Fabrication, Characterization and Testing of Wireless MEMS-IDT based Microaccelerometers. Sens. Actuators A. 90 7-19.
- Velasco, E. S., 2013. Scanning Electron Microscope (SEM) images as a means to determine dispersibility. Thesis, the graduate faculty in partial fulfillment of the requirements for the degree of master of science, Iowa State University Ames, Iowa.
- Veuhoff, E., Pletschen, W., Balk, P., Luth H., 1981. Metalorganic CVD of GaAs in a molecular beam system. J. Cryst. Growth 55, 30-34. doi: 10.1016/0022-0248(81)90267-0.
- Vigil, O., Cruz, F., Santana, G., Vaillant, L., Morales-Acevedo, A., Contreras-Puente, G., 2000. Influence of post-thermal annealing on the properties of sprayed cadmium–zinc oxide thin films. Appl. Surf. Sci. 161 27.
- Vispute, R. D., Talyansky, V., Choopun, S., Sharma, R. P., Venkatesan, T., He, M., Tang, X., Halpern, J. B., Spencer, M. G., Li, Y. X., Salamanca-Riba, L. G., Iliadis, A. A., Jones, K. A., 1998. Heteroepitaxy of ZnO on GaN and its implications for fabrication of hybrid optoelectronic devices. Appl. Phys. Lett., 73, 348.
- Vogel, D., Kruger, P., and Pollmann, J., 1995. Ab initio electronic-structure calculations for II-VI semiconductors using self-interaction-corrected pseudopotentials. Phys. Rev. B, 52 316. doi: 10.1103/PhysRevB.52.R14316.
- Wagle, S., Shirodkar, V., 2000. Space-Charge-Limited Conduction in Thin Film Al/Sb2Pb1Se7/Al Devices. Braz. J. Phys., 30 (2) 380.

- Wang, J. F., Omino, A., Isshiki, M., 2001. Bridgman growth of twin-free ZnSe single crystals. *Mater. Sci. Eng.* 83, 185-191. doi: 10.1016/S0921-5107(01)00512-8.
- Wang, Y. G., Lau, S. P., Lee, H. W., Yu, S. F., Tay, B. K., Zhang, X. H., Hng, H. H., 2003. Photoluminescence study of ZnO films prepared by thermal oxidation of Zn metallic films in air. *J. Appl. Phys.* 94 354.
- Warner, J.H., Rau, U., in: J.F. Luy, et al. 1994. (Eds.), *Springer Series in Electronics and Photonics*, vol. 32.
- Weiher, R. L., 1966. Optical properties of free electrons in ZnO, *Phys. Rev.* 152 736-739.
- Wei Wu, H., Hsun Chu, C., FuChen, Y., Wei Chen, Y., Han Tsai, W., Hua Huag, S., Syun Chen, G., 2013. in: *Proceedings of the International Multi conference of Engineers and Computer Scientists 2*.
- Wiersma, D., 2000. Laser physics: The smallest random laser. *Nature (Lond.)* 406 132.
- Wolf, C. M., Holonyak, N., Stillman, G. E., 1989. *Physical Properties of Semiconductors* (Prentice Hall, New York)
- Wu, H. Z., He, K. M., Qui, D. J., Huang, D. M., 2000. Low-temperature epitaxy of ZnO films on Si (0 0 1) and silica by reactive e-beam evaporation. *J. Cryst. Growth* 217 131.
- Xu, Y.N., and Ching, W.Y., 1993. Electronic, optical, and structural properties of some wurtzite crystals. *Phys. Rev. B*, 48 4335. doi: 10.1103/PhysRevB.48.4335.
- Yamamoto, N., Horinaka, H., Miyauchi, T., 1997. *Jpn. J. Appl. Phys.* 18, 225.
- Yang, C., Li, X.M., Gao, X.D., Cao, X., Yang, R., and Li, Y.Z., 2010. Effects of the oxygen pressure on the structural and optical properties of ZnBeMgO films prepared by pulsed laser deposition. *J. Cryst. Growth*, 312. 978-982. doi: 10.1016/j.jcrysgr.2009.12.068.
- Ye, J. D., Gu, S. L., Zhu, S. M., Qin, F., Liu, S. M., Liu, W., Zhou, X., Hu, L. Q., Zhang, R., Shi, Y., Zheng, Y. D., 2004. Production of high-quality ZnO films by the two-step annealing method. *J. Appl. Phys.* 96. 5308.
- Zhang, D. H., Brodie, D. E. 1994. Effects of annealing ZnO films prepared by ion-beam-assisted reactive deposition. *Thin Solid Films* 238. 95.
- Zhu, B.L., Zhao, X.Z., Su, F.H., Li, G.H., Wu, X.G., Wu, J., and Wu, R., 2010. Low temperature annealing effects on the structure and optical properties of ZnO films grown by pulsed laser deposition. *Vacuum*, 84. 1280-1286. doi: 10.1016/j.vacuum.2010.01.059.
- Ziel, A. V., 1968. *Solid State Physical Electronics*, Prentice Hall. Inc., New Jersey, p. 97: 245.
- Zor, M., 1982. *Spray-Pyrolysis ile Elde Edilen AgInS₂ Bileşiğinin Bazı Fiziksel Özellikleri*, Doçentlik Tezi, Ankara.

ÖZGEÇMİŞ

1984 yılında İran’da doğdu. İlk ve ortaöğrenimini İran’da tamamladı. 2003 yılında Tebriz Payamenoor Üniversitesi Fen Fakültesi katıhal Fiziği Bölümünü kazandı. 2008 yılında bu bölümden mezun oldu ve 2010 yılında Gazi Üniversitesi Fen Fakültesi katıhal Fiziği Anabilim Dalı’nda Tezli Yüksek Lisans programına başladı. 2012 yılında bu bölümden mezun olarak aynı yıl Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Katıhal Fiziği Anabilim Dalı’nda Doktora yapmaya başladı.

