



T.C.
NIĞDE ÖMER HALİSDEMİR ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

ZnTe/Si HETEROEKLEM YAPILARIN AKIM İLETİM MEKANİZMALARININ
İNCELENMESİ

MEHMET KALKAN

Eylül 2019

T.C.
NİĞDE ÖMER HALİSDEMİR ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

ZnTe/Si HETEROEKLEM YAPILARIN AKIM İLETİM MEKANİZMALARININ
İNCELENMESİ

MEHMET KALKAN

Yüksek Lisans Tezi


Danışman

Prof. Dr. Funda AKSOY AKGÜL

Eylül 2019

Mehmet KALKAN tarafından Prof. Dr. Funda AKSOY AKGÜL danışmanlığında hazırlanan “ZnTe/Si Heteroeklem Yapıların Akım İletim Mekanizmalarının İncelenmesi” adlı bu çalışma jürimiz tarafından Niğde Ömer Halisdemir Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı’nda Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan :  : Doç. Dr. Mustafa KURBAN (Ahi Evran Üniversitesi)

Üye :  : Prof. Dr. Funda AKSOY AKGÜL (Niğde Ömer Halisdemir Üniversitesi)

Üye :  : Doç. Dr. Zafer NERGİZ (Niğde Ömer Halisdemir Üniversitesi)

ONAY:

Bu tez, Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulunca belirlenmiş olan yukarıdaki jüri üyeleri tarafından/...../20.... tarihinde uygun görülmüş ve Enstitü Yönetim Kurulu’nun/...../20.... tarih ve sayılı kararıyla kabul edilmiştir.

...../...../20...

Prof. Dr. Murat BARUT
MÜDÜR

TEZ BİLDİRİMİ

Tez içindeki bütün bilgilerin bilimsel ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, ayrıca tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu çalışmada bana ait olmayan her türlü ifade ve bilginin kaynağına eksiksiz atıf yapıldığını bildiririm.


Mehmet KALKAN

ÖZET

ZnTe/Si HETEROEKLEM YAPILARIN AKIM İLETİM MEKANİZMALARININ İNCELENMESİ

KALKAN, Mehmet

Niğde Ömer Halisdemir Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Danışman : Prof. Dr. Funda AKSOY AKGÜL

Eylül 2019, 69 sayfa

Yarı iletken p-n heteroeklem yapıların elektriksel özelliklerinin daha iyi anlaşılması, gelecekte ideal özelliklere sahip uzun ömürlü diyotların ve transistörlerin üretimini mümkün kılar. Bu tez çalışmasının temel amacı, ZnTe/Si yapısından oluşan p-n heteroeklemlerindeki akım-iletim mekanizmalarının ayrıntılı bir araştırmasıdır. Heteroeklemlili diyotlar, p-tipi ZnTe ince filmlerinin tek tarafı parlatılmış n-tipi (100)-yönelimli kristal Si alttaşlar üzerine RF magnetron saçtırma tekniği ile kaplanmasıyla oluşturuldu. Üretilen yapıların aygıt özelliklerini ve baskın iletim mekanizmasını belirlemek için, heteroeklemlerin sıcaklık bağımlı akım-gerilim ($I-V$) ve frekans bağımlı kapasitans-gerilim ($C-V$) karakteristikleri karanlık ortamda incelendi. İdealite faktörü (n), doyum akımı (I_0) ve bariyer yüksekliği (Φ_B) gibi temel diyot parametreleri 20 K sıcaklık adımlarıyla 220-360 K sıcaklık aralığında belirlendi. Elektriksel ölçümler yapıların oda sıcaklığında iyi tanımlı doğrultucu davranış sergilediğini ve ± 2 V gerilim değerlerinde $\sim 2,4 \times 10^4$ doğrultma oranına ve $n = 2,13$ değerinde küçük idealite faktörüne sahip olduğunu gösterdi. Elde edilen n , I_0 and Φ_B değerleri sırasıyla 2,76–1,93, $1,13 \times 10^{-11}$ – $7,56 \times 10^{-10}$ A ve 0,6–0,91 eV aralığında bulundu.

Anahtar Sözcükler: ZnTe ince filmi, Si kristali, RF magnetron saçtırma yöntemi, p-n heteroeklem yapı, sıcaklık bağımlı $I-V$, frekans bağımlı $C-V$

SUMMARY

INVESTIGATION OF THE CURRENT TRANSPORT MECHANISMS OF ZnTe/Si HETEROJUNCTION STRUCTURES

KALKAN, Mehmet

Niğde Ömer Halisdemir University

Graduate School of Natural and Applied Sciences

Department of Physics

Supervisor : Professor Dr. Funda AKSOY AKGÜL

September 2019, 69 pages

Better understanding of the electrical properties of semiconductor p-n heterojunction structures enables the fabrication of long-lasting diodes and transistors with ideal characteristics in future. The main goal of this thesis is a detailed investigation of the current transport mechanisms in p-n heterojunctions composed of ZnTe/Si structure. Heterojunction diodes were constructed by depositing of p-type ZnTe thin films on one-side polished n-type (100)-oriented crystalline Si substrates through RF magnetron sputtering technique. Temperature dependent current-voltage (I - V) and frequency dependent capacitance-voltage (C - V) characteristics of the heterojunctions were investigated under dark conditions to determine the device properties and dominant conduction mechanism in the fabricated structures. Important diode parameters such as ideality factor (n), dark saturation current (I_0) and barrier height (Φ_B) were evaluated in the temperature interval of 220-360 K with 20 K temperature steps. Electrical measurements revealed that the structures have a well-defined rectifying behavior with a good rectification ratio of $\sim 2,4 \times 10^4$ at ± 2 V and a relatively small ideality factor of $n = 2,13$ at room temperature. The estimated values of the n , I_0 and Φ_B were found to be between 2.76–1.93, 1.13×10^{-11} – 7.56×10^{-10} A and 0.6–0.91 eV, respectively.

Keywords: ZnTe thin film, Si crystal, RF magnetron sputtering method, p-n heterojunction structure, temperature dependent I - V , frequency dependent C - V

ÖN SÖZ

Bilgi ve iletişim teknolojisinde önemli etkileri olan yüksek hızlı transistörler ve yarıiletken lazerler gibi birçok yeni nesil mikroelektronik ve enerji dönüşüm aygıtlarının temel yapıtaşları olan yarıiletken heteroeklemler, hem fonksiyonel olarak hem de ara bağlantı elemanları olarak önemli işlevler üstlenirler. Bu yüksek lisans tez çalışmasında, p-tipi ZnTe ince filmleri RF magnetron saçtırma yöntemi ile n-tipi kristal Si üzerine kaplanarak heteroeklem yapılarının üretimi yapıldı ve elde edilen yapıların sıcaklığa bağlı akım-gerilim karakteristikleri ve frekansa bağlı kapasitans-gerilim karakteristikleri belirlenerek akım iletim mekanizmaları incelendi. ZnTe/Si heteroeklemlili diyot yapılarındaki elektriksel özelliklerin daha iyi anlaşılması, gelecekte bu yapıları içeren ideal elektriksel karakteristiklere sahip uzun ömürlü diyotların, transistörlerin ve fotovoltaiik hücrelerin üretimini mümkün kılacaktır.

Yüksek lisans tez çalışmamın yürütülmesi esnasında çalışmalarıma yön veren, bilgi ve yardımlarını esirgemeyen ve bana her türlü desteği sağlayan danışman hocam Prof. Dr. Funda AKSOY AKGÜL'e en içten teşekkürlerimi sunarım.

Bu çalışmaya FEB 2016/17-YÜLTEP numaralı proje ile finansal destek sağlayan Niğde Ömer Halisdemir Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Birimi'ne ve çalışanlarına katkılarından dolayı teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

ÖZET	iv
SUMMARY	v
ÖN SÖZ	vi
İÇİNDEKİLER DİZİNİ	vii
ÇİZELGELER DİZİNİ	ix
ŞEKİLLER DİZİNİ	x
SİMGE VE KISALTMALAR	xii
BÖLÜM I GİRİŞ	1
BÖLÜM II TEORİK BİLGİLER	9
2.1 İnce Film Kaplama Teknikleri	9
2.2 Materyal Özellikleri	13
2.2.1 II-VI bileşik yarıiletkenler	13
2.2.2 ZnTe'nin özellikleri	14
2.3 Yarıiletkenlerin Yapısal Özellikleri	15
2.3.1 X-ışını kırınımı (XRD)	15
2.3.2 Yüzey analizi	16
2.4 Yarıiletkenlerin Optik Özellikleri	18
2.5 Yarıiletkenlerin Elektrik Özellikleri	21
2.5.1 Hall etkisi	23
2.6 Aygıt Analizi	26
2.6.1 Heteroeklemler	26
2.6.2 Akım iletim süreçleri	26
2.6.3 Kapasitans	32
BÖLÜM III DENEYSEL TEKNİKLER	34
3.1 ZnTe İnce Filmleri	34
3.1.1 RF magnetron saçtırma tekniği	34
3.1.2 Cam alttaşların temizlenmesi	35
3.1.3 İnce filmlerin üretimi	36
3.1.4 İnce filmlerin karakterizasyonu	36
3.1.4.1 Yapısal ölçümler	36
3.1.4.2 Morfolojik ölçümler	37

3.1.4.3 Optik ölçümler	37
3.1.4.4 Elektriksel ölçümler	37
3.2 p-ZnTe/n-Si Heteroeklem Yapılar	38
3.2.1 Si alttaşların temizlenmesi	38
3.2.2 Heteroeklem yapıların üretimi	39
3.2.3 Heteroeklem yapıların karakterizasyonu	39
3.2.3.1 Karanlık akım-gerilim ölçümleri	39
3.2.3.2 Kapasitans-gerilim ve kondüktans-gerilim ölçümleri	41
BÖLÜM IV BULGULAR VE TARTIŞMA	42
4.1 ZnTe İnce Filmlerinin Fiziksel Özellikleri	42
4.1.1 Yapısal özellikler	42
4.1.2 Morfolojik özellikler	43
4.1.3 Optik özellikler	44
4.1.4 Elektriksel özellikler	46
4.2 p-ZnTe/n-Si Yapıların Elektriksel Özellikleri	47
4.2.1 Oda sıcaklığındaki akım-gerilim karakteristikleri	47
4.2.2 Sıcaklığa bağlı akım-gerilim karakteristikleri	52
4.2.3 Frekansa bağlı kapasitans-gerilim ve kondüktans-gerilim karakteristikleri	56
BÖLÜM V SONUÇLAR	59
KAYNAKLAR	63
ÖZ GEÇMİŞ	69

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 4.1. Cam alttaban üzerine büyütülen ZnTe ince filminin yapısal özellikleri ...	43
Çizelge 4.2. p-ZnTe/n-Si/ heteroeklemlı bir yapının oda sıcaklığındaki (300 K) diyot parametreleri.....	50
Çizelge 4.3. p-ZnTe/n-Si heteroeklemlı bir yapının çeşitli sıcaklık değerlerindeki diyot parametreleri.....	53
Çizelge 4.4. p-ZnTe/n-Si heteroeklemlı bir yapının çeşitli sıcaklıklardaki parazitik direnç değerleri	56

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. ZnTe kristal yapısının şematik görünümü	14
Şekil 2.2. Ani p-n heteroeklem oluşmadan önceki (a) ve sonraki (b) termal dengede enerji bant diyagramı.....	28
Şekil 3.1. PVD magnetron saçtırma sistemi (a) ve kontrol birimi (b).....	35
Şekil 3.2. Hall-etkisi ölçümünde kullanılan dört-nokta Van der Pauw geometrisi	37
Şekil 3.3. Au/p-ZnTe/n-Si/Ag heteroeklemlı yapının şematik görünümü.....	39
Şekil 3.4. Sıcaklık bağımlı akım-gerilim ($I-V$) ölçümleri için kullanılan düzeneğin şematik görünümü	40
Şekil 3.5. Akım-gerilim ($I-V$) ve kapasitans-gerilim ($C-V$) ölçümleri için kullanılan düzeneğin bir resmi	40
Şekil 4.1. Cam alttaş üzerine büyütülen ZnTe ince filminin XRD deseni.....	42
Şekil 4.2. Cam alttaş üzerine büyütülen ZnTe ince filminin SEM resmi	43
Şekil 4.3. Cam alttaş üzerine büyütülen ZnTe ince filminin AFM resmi	44
Şekil 4.4. Cam alttaş üzerine büyütülen ZnTe ince filminin dalgaboyuna bağılı optik geçirgenlik (T) eğrisi	45
Şekil 4.5. Cam alttaş üzerine büyütülen ZnTe ince filminin dalgaboyuna bağılı optik yansıma (R) eğrisi	45
Şekil 4.6. Cam alttaş üzerine büyütülen ZnTe ince filmi için $(ahv)^2$ faktörünün foton enerjisine bağılı değişim eğrisi.....	46
Şekil 4.7. p-ZnTe/n-Si heteroeklemlı bir yapının oda sıcaklığındaki (300 K) $I-V$ karakteristiği	47
Şekil 4.8. p-ZnTe/n-Si heteroeklemlı bir yapının termal dengede şematik enerji bant diyagramı	48
Şekil 4.9. p-ZnTe/n-Si/ heteroeklemlı bir yapının oda sıcaklığındaki (300 K) yarı logaritmik $I-V$ karakteristiği	50
Şekil 4.10. p-ZnTe/n-Si heteroeklemlı bir yapının oda sıcaklığındaki (300 K) çift logaritmik $I-V$ karakteristiği.....	52
Şekil 4.11. p-ZnTe/n-Si heteroeklemlı bir yapının 220 K - 360 K arasında değişen çeşitli sıcaklıklardaki yarı logaritmik $I-V$ karakteristiği	53

Şekil 4.12. p-ZnTe/n-Si heteroeklemlı bir yapının idealite faktörü n' 'nin sıcaklığa bağlı değişimi.....	54
Şekil 4.13. p-ZnTe/n-Si heteroeklemlı bir yapının bariyer yüksekliği Φ_B 'nin sıcaklığa bağlı değişimi.....	54
Şekil 4.14. p-ZnTe/n-Si heteroeklemlı bir yapının 220-360 K sıcaklık aralığında bariyer yüksekliğinin idealite faktörüne karşı değişimi	55
Şekil 4.15. p-ZnTe/n-Si heteroeklemlı bir yapının oda sıcaklığında (300 K) frekansa bağlı kapasitans gerilim ($C-V$) karakteristiği	57
Şekil 4.16. p-ZnTe/n-Si heteroeklemlı bir yapının oda sıcaklığında (300 K) frekansa bağlı kondüktans-gerilim ($G/\omega-V$) karakteristiği.....	57
Şekil 4.17. p-ZnTe/n-Si heteroeklemlı bir yapıda $V=0$ Volt gerilimdeki kapasitansın frekansa bağlı değişimi	58

SİMGE VE KISALTMALAR

Simgeler	Açıklama
A	Diyot kontak alanı
A^*	Etkin Richardson sabiti
Ag	Gümüş
Au	Altın
α	Soğurma katsayısı
C	Kapasitans
D	Difüzyon sabiti
ΔE_c	İletkenlik bandındaki süreksizlik
ΔE_v	Valans bandındaki süreksizlik
ε	Dielektrik sabiti
E_a	Alicı seviyesi
E_C	İletkenlik bandının en alt seviyesi
E_d	Donör seviyesi
E_F	Fermi enerjisi
E_g	Yasak enerji bant aralığı
E_v	Valans bandının en üst seviyesi
eV	Elektron volt
P	Fosfor
HF	Hidroflorik asit
H ₂ O ₂	Hidrojen peroksit
H ₂ SO ₄	Sülfürik asit
$h\nu$	Foton enerjisi
I	Akım
I_s	Doyum akımı
k	Boltzman sabiti
n	Diyot idealite faktörü
m^*	Etkin kütle
N_a	Alicı kirlilik yoğunluğu

N_d	Verici kirlilik yoğunluğu
N_i	Saf taşıyıcı yoğunluğu
nm	Nanometre
μ	Mobilite
μm	Mikrometre
ϕ	İş fonksiyonu
Φ_B	Bariyer yüksekliği
χ	Elektron ilgisi
λ	Dalgaboyu
σ	Öziletkenlik
q	Elektron yükü
R	Optik geçirgenlik yüzdesi
R_H	Hall katsayısı
R_s	Seri direnç
R_{sh}	Şönt direnci
Si	Silisyum
T	Optik yansımaya yüzdesi
τ	Yaşam ömrü
X	Geçiş katsayısı
V	Gerilim
V_D	Yerleşik (built-in) voltaj
v_d	Sürüklenme hızı
V_0	Bariyer potansiyeli
V_H	Hall voltajı
ZnTe	Çinko Tellür

Kısaltmalar

AFM

BSF

CVD

DC

EDAX

FWHM

Açıklama

Atomic Force Microscope

Back-surface field

Chemical Vapor Deposition

Direct Current

Energy Dispersive X-ray Analysis

Full Widths at Half Maximum

JCPDS	Joint Committee on Powder Diffraction Standards
JFET	Junction Field Effect Transistor
LD	Laser Diode
LED	Light Emitting Diode
MBE	Molecular Meam Epitaxy
MOCVD	Metal–Organic Chemical Vapour Deposition
MOSFET	Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor
MOVPE	Metal-Organic Vapour Phase Epitaxy
NIR	Near Infrared
PLD	Pulsed Laser Deposition
RF	Radio Frequency
RTA	Rapid Thermal Annealing
SEM	Scanning Electron Microscopy
STM	Scanning Tunneling Microscope
SCLC	Space-Charge-Limited Current
UV	Ultraviolet
XRD	X-ray Diffraction
VIS	Visible

BÖLÜM I

GİRİŞ

Yarıiletken p-n heteroeklem yapılar, modern elektroniğin ve enerji dönüşüm aygıtlarının temel elemanlarıdır ve hem fonksiyonel olarak hem de ara bağlantı elemanları olarak önemli işlevler üstlenirler. Bu yapılar, geleneksel tek-eklemli materyaller veya yapılara göre daha üstün optoelektronik özellikler sergilediklerinden dolayı fotovoltaiik aygıtlarda, fotodedektörlerde ve ışık-yayan diyotlarda çalışma performansını artırmak için temel eleman olarak kullanılırlar. Günümüzde, farklı yarıiletken sistemlerin bir araya getirilmesi ile elde edilen heteroeklem yapıların ara-yüzey özellikleri, akım-gerilim ($I-V$) davranışları ve iletim mekanizmaları oldukça ilgi çekmektedir. Farklı deneysel tekniklerin kullanımı ile üretilen çok çeşitli heteroeklem yarıiletken yapılar, birçok bilimsel araştırmaya konu olmuştur. Bu araştırmalardan elde edilen sonuçlar ışığında, incelenen yapıların elektriksel özellikleri ile ilgili çeşitli kuramlar geliştirilmiştir. Heteroeklem yapılardaki elektriksel özelliklerin daha iyi anlaşılması, gelecekte ideal elektriksel karakteristiklere sahip uzun ömürlü diyotların ve transistörlerin üretimini mümkün kılacaktır.

Gelişen teknoloji ile birlikte elektronik ve optoelektronik aygıtlarda kullanılan p-n eklemleri ile ilgili bilimsel araştırmalar günümüzde oldukça önem kazanmıştır. p-n eklemleri, eklem yapısını oluşturmak için kullanılan yarıiletkenlerin cinsine, yasak enerji aralıklarına, öz dirençlerine ve bunun gibi özelliklere bağlı olarak çeşitli şekillerde oluşturulabilir. Yasak enerji aralıkları birbirinden farklı olan iki yarıiletkenin bir araya getirilmesi ile oluşturulan eklem, heteroeklem yapı olarak isimlendirilmektedir. Heteroeklem yapı ilk olarak 1951 yılında Shockley tarafından bipolar transistörlerde baz-emiter eklemi olarak kullanılmak üzere önerilmiştir (Calow vd., 1967). Yarıiletken materyallerin hazırlanması ve saflaştırılması ile yakından ilişkili olan malzeme teknolojisinin gelişmesi, heteroeklem yapılar ile ilgili deneysel araştırmalar yapılabilmesini mümkün hale getirmiştir. 1950'li yıllardan günümüze kadar yaygın şekilde çalışılan heteroeklemler, ışık-yayan diyotlar (LED), fotodedektörler, fotovoltaiik aygıtlar, vb. birçok önemli uygulamada kullanılmaktadır (Sze 1981).

Heteroeklem yapı, birbirinden farklı yasak enerji aralığına ve kristal yapıya sahip iki

yarıiletken materyalin bir araya getirilmesi sonucunda materyallerin kontak bölgesinde oluşan eklem olarak tanımlanır. Heteroeklemler, eklem yapısına bağlı olarak ani ve kademeli eklem ve bir araya getirilen yarıiletkenlerin iletim tiplerine bağlı olarak da izotip ve anizotip eklem olmak üzere iki şekilde sınıflandırılırlar. Ani eklemlerde, bir materyalden diğerine geçiş mesafesi çok kısa iken ($\leq 1\mu\text{m}$) kademeli eklem tipinde ise geçiş mesafesi diğerine göre birkaç kat daha fazladır. Literatürde daha sık kullanılan diğer sınıflandırma şekline göre ise aynı iletim tipine sahip yarıiletkenlerin oluşturduğu ekleme izotip, farklı iletim tipine sahip olanlara ise anizotip heteroeklem denir (Sharma ve Purohit, 1974). Ani anizotip heteroeklemlerin I - V mekanizmalarını açıklayabilmek için difüzyon, emisyon, yeniden-birleşme ve tünelleme modelleri gibi çeşitli modeller önerilmiştir (Donnelly vd., 1966).

Anderson tarafından geliştirilen ve homojen eklemlerin akım iletim mekanizmasını açıklamak için Shockley'in önerdiği modelin esas alındığı Difüzyon modelinde, dipol ve ara-yüzey durumlarının etkileri ihmal edilmiştir (Anderson, 1971). Dar yasak enerji aralığına sahip p-tipi bir yarıiletken ile geniş yasak enerji aralığına sahip n-tipi bir yarıiletken heteroeklem yapısını oluşturmak üzere bir araya getirildiğinde, Fermi enerji seviyeleri eşit olana kadar yarıiletkenler arasında yük geçişleri olur. Böylece bant kenarlarında kıvrılma ve ara-yüzeyin her iki tarafında da tüketme tabakası meydana gelir.

Emisyon modeli, tükenme bölgesinin kenarlarında toplanan azınlık taşıyıcı yoğunluklarının belirlenebilmesi için difüzyon modelini ve emisyon akımlarını değerlendirmek için de klasik kinetik modeli temel almaktadır. Ani yük taşıyıcıları elektronlar olan p-n heteroeklemin I - V belirtkenlerini açıklayabilmek için önerilen iki durum vardır. Bunlardan biri, homojen eklemde olduğu gibi tükenme bölgesinin kenarlarında biriken azınlık taşıyıcıları akımın geçişini sınırlandırır; diğeri ise metal-yarıiletken kontaklardakine benzer bir iletimdir; yani heteroeklemin n tarafındaki potansiyel engeli akımı belirler. İkinci durum, eklem ara-yüzeyinde büyük bir ters besleme engeli varken baskın olur, birinci durum ise uzay yük bölgesi dışında p-tipi materyalin iletim bandı altına uzanan spike oluşması durumunda baskın olur (Shockley, 1949).

Emisyon-yeniden birleşme modeline göre, ara-yüzeyde bozuk örgü yapısına sahip ince bir tabaka vardır. Önlerindeki engelleri aşan elektron ve deşikler, ısısal emisyon yoluyla

ara-yüzeye ulaşarak hızlı bir şekilde yeniden birleşme yaparlar. Ara-yüzey tabakasında meydana gelen çok hızlı yeniden birleşme, eğer uzay yük bölgesi bu tabakadan daha geniş değilse doğrultma olamayacağı anlamına gelir. Bu durumda p-n heteroeklemi, uygulanan voltaja bağlı olarak akım taşıyıcılarının sınır yoğunluklarına sahip sırt sırta duran iki metal-yarıiletken kontakta benzerdir (Sah vd., 1957; Dolega, 1963; Opdorp, 1969).

Tünelleme modelinde p-n heteroeklemin akım-gerilim belirtkenlerini betimlemek için tünelleme mekanizması ilk olarak Rediker, Stopek ve Ward tarafından önerilmiştir (Rediker vd., 1964). Bu model, akıma katkıda bulunan elektronlar geniş yasak enerji aralığına sahip n-tipi materyalden dar yasak enerji aralıklı p-tipi materyale geçerken karşılaştığı potansiyel engelinin ya içinden tünelleme yapmak ya da üzerinden aşmak zorunda olacakları düşünülerek geliştirilmiştir. Elektronların akışı, ister engel üzerinden ısısal emisyonla olsun ister engelin içinden tünelleme yoluyla olsun her iki durumda n-tipi materyalin özelliklerine büyük ölçüde bağlı olacaktır.

Tünelleme-yeniden birleşme modelinde ise, anizotip heteroeklemlerde tünelleme akımları ile Riben ve Feucht tarafından önerilen tünel diyottaki yeniden birleşme süreciyle banttan banda tünellemenin birleşimini esas alan model arasındaki yakın benzerlik vardır (Riben ve Feucht, 1966a). Bu modelde, elektronlar geniş bant aralığına sahip n-tipi yarıiletken materyalden dar yasak enerji aralıklı p-tipi yarıiletken materyaldeki boş ara-yüzey durumlarına tünelleme yaparlar; daha sonradeşiklerle yeniden birleşirler veya p-tipi materyalden n-tipi materyalde bulunan durumlara tünelleme yapandeşikler elektronlarla yeniden birleşirler.

Akım iletim mekanizmaları için önerilen tüm modellerin hiçbirinin deneysel sonuçlar ile tam olarak uyuşmadığı gözlenmiştir. Uygulanan voltaja bağlı akım değişimi, genel olarak bu modellerde önerilen ilişkilerden oldukça farklıdır. Bu sebeple Donnelly ve Milnes, bir p-n heteroeklemdede daha önce önerilen akım iletim mekanizmalarını sentezleyerek iki farklı grupta toplamayı önermiştir (Donnelly ve Milnes, 1966; Donnelly ve Milnes, 1967). Birinci grupta, önce azınlık taşıyıcılarının enjeksiyonu ve sonra p-tipi dar yasak enerji aralıklı materyalin gövde kısmında yeniden birleşme ile akımın iletimi sağlanır. İkinci grupta ise, ısısal emisyon veya engelden tünelleme yoluyla geçen elektron vedeşiklerin arayüzeyde yeniden birleşmesi ile iletim sağlanır. Ancak, deneysel bulgular sonucunda birinci grupta önerilen taşıyıcı iletim olasılığının zayıf olduğu ve herhangi bir

anizotip heteroeklemin deneysel akım-gerilim belirtkenlerinin, genellikle yalnızca ikinci grupta tanımlanan mekanizmalara uyduğu anlaşılmıştır.

Günümüzde silisyum (Si), yarıiletkenler arasında en çok tanınandır ve doğada bol miktarda bulunması ile elektriksel ve optik özelliklerinin iyi bilinmesi gibi sebeplerden dolayı yarıiletken teknolojisinde en çok kullanılan materyaldir. Son dönemlerde, kristal Si-temelli heteroeklemlerin üretimi başarılı bir şekilde yapılmış ve umut verici sonuçlar elde edilmiştir. Bu aygıt yapılarında yarıiletken Si, organik veya inorganik bir malzemeden oluşan tamamlayıcı bir tabaka ile kaplanarak p-n heteroeklemi oluşturulur. Bugüne kadar yapılan önemli ve kayda değer bilimsel çalışmalar, metal oksitlerin ve kalkoprit (chalcopyrite) gibi farklı yarıiletken tamamlayıcı bileşiklerin kullanıldığı bu tür yapıların yer aldığı gelişmiş aygıtların gelecekte üretilebilmesini mümkün kılmaktadır (Kumar vd., 2012; Kulakci vd., 2013; Huang vd., 2010; Noh vd., 2013; Kargar vd., 2013).

II–VI grubu bileşik yarıiletken ailesinin en önemli üyelerinden biri olan çinko tellür (ZnTe) ucuz olması, materyal bolluğu, kimyasal kararlılığı ve toksik olmaması gibi sebeplerle son zamanlarda oldukça ilgi çeken bir materyal olmuştur. Kristal yapısında bulunan doğal kusurlardan dolayı katkısız durumda dahi yüksek oranda p-tipi iletkenliğe sahip. ZnTe, bu özelliği ile diğer II–VI grubu ikili bileşikleri arasında benzersizdir. Oda sıcaklığında geniş ve doğrudan bir bant aralığı değerine sahip olup bant aralığı değeri 2,26 eV' dir. Ayrıca, düşük elektronik ilgiye (3,53 eV) ve 10^6 m^{-1} gibi yüksek bir soğurma katsayısına sahiptir (Mahalingam vd., 2002). Bu sebeple ZnTe güneş hücresi, LED, fotodedektör ve diğer birçok optoelektronik aygıtta yaygın şekilde kullanılan bir yarıiletkendir. Elektromanyetik spektrumun saf yeşil renkli bölgesine tekabül eden bant aralığı, insan gözünün sahip olduğu maksimum duyarlılığa denk gelmektedir. Bu özelliği ile ZnTe, yeşil ışık yayan diyotlar ve lazer diyotlar için oldukça uygun bir materyaldir (Sato vd., 2000; Yoshino vd., 2002). Diğer taraftan ZnTe, terahertz frekanslı radyasyon üretiminde ve algılanmasında kullanışlı olan yüksek bir elektro-optik katsayıya da sahiptir (Winnewisser vd., 1997; GuO vd., 2007).

ZnTe ince filmleri, birçok metot kullanılarak üretilebilmektedir. Bu yöntemler arasında elektro-kaplama (Fauzi vd., 2013), vakum-kaplama (Ibrahim vd., 2004), termal buharlaştırma (Sweyllam vd., 2010), serigrafik baskı (screen printing) (Kumar vd., 2012),

MBE (molecular beam epitaxy) (Chang vd., 2001), MOVPE (metal-organic vapour phase epitaxy) (Kume vd., 2007), MOCVD (metal-organic chemical vapour deposition) (Shan vd., 2002), PLD (pulsed laser deposition) (Ghosh vd, 2012) ve magnetron kaplama (Zhang vd, 2013) sayılabilir. ZnTe ince filmlerinin fiziksel ve kimyasal özelliklerinin belirlenmesinde, üretim metodu ve üretim şartları önemli rol oynamaktadır. Bu metotlardan radyo-frekanslı (RF) magnetron saçtırma yöntemi ile kaplama, büyük ölçekli uygulamalar için uygun bir teknik olup bu yöntemle üretilen ince filmler oldukça üstün fiziksel özelliklere sahiptir.

ZnTe' nin yeşil ışık soğurma kapasitesi, bu yarıiletkenin Si ile bir heteroeklem yapı içinde birlikte kullanımı sonucunda önemli miktarda artırılabilir ve hatta elektromanyetik spektrumun yakın-kızıl ötesi (NIR) bölgesine kadar genişletilebilir. Bu sebeple ZnTe yarıiletkeni ile Si'nin bir p-n eklem yapısı içinde birlikte kullanımı, optoelektronik aygıtlarda güneş ışığının daha etkin şekilde kullanımını sağlayacak gelecek vaat eden bir yoldur. Literatürde, bu iki yarıiletken materyalin birleşiminden oluşan p-n heteroeklem yapıları üzerine çok az sayıda bilimsel çalışma mevcuttur (Acharya vd. 2007; Rao vd. 2013; AlMaiyaly vd. 2018, Maki ve Hassun, 2018).

Rao ve arkadaşları tarafından yapılan bir çalışmada (Rao vd., 2011), p-ZnTe/n-Si heteroeklem diyotları n-tipi Si alttabanlar üzerine vakum depolama tekniği kullanılarak ZnTe filmlerinin büyütülmesiyle üretildi. Diyotların iletim mekanizmalarını belirlemek için detaylı şekilde elektriksel karakterizasyon yapıldı. İdealite faktörü ve bariyer yüksekliği gibi önemli parametreler belirlendi. Çalışmada üretilen p-ZnTe/n-Si heteroeklem yapılar, tipik bir diyota benzer doğrultma davranışı sergiledi ve yapıların bariyer yüksekliği 0,69 eV olarak hesaplandı. Heteroeklemliy diyotların düşük gerilimlerdeki elektriksel iletkenliğinin termoiyonik yayınımdan kaynaklandığı, yüksek gerilimlerde ise SCLC mekanizmasının baskın olduğu çalışmada rapor edildi.

Wu ve arkadaşları (Wu vd., 2016), azot katkılı p-tipi ZnTe nanotellerini NH₃ gazı kullanarak kimyasal buharla biriktirme (CVD) yöntemi ile başarıyla sentezlediler. Çalışmada, ZnTe nanotel-temelli metal-okisit-yarıiletken alan-etkili transistör (MOSFETs) ve ZnTe nanotel/Si p-n heteroeklemliy eklem-alan-etkili transistör (JFETs) ürettikleri ve ürettikleri aygıtların performanslarını incelediler. MOSFETs ile karşılaştırıldığında, JFETs aygıtlar çeşitli özellikler bakımından çok daha iyi çalışma

performansı sergiledi. ZnTe nanotel/Si p-n heteroeklemleri, ± 5 V gerilim aralığında 10^4 değerinde mükemmel doğrultma karakteristiği ile değişen optik sinyale karşı 27,4/85,1 μ s değerinde oldukça hızlı tepki süresi gösterdi. Bu tepki süresi değeri, ZnTe-tabanlı nano-fotodetektörler için şimdiye kadar rapor edilen en hızlı tepkidir. Çalışmada elde edilen sonuçlar, ZnTe nanotel/Si p-n heteroeklemlerin nano-elektronik ve opto-elektronik uygulamalarda büyük bir potansiyele sahip olduğunu gösterdi.

Seyam ve arkadaşları (Seyam vd., 2008), çinko tellür ince filmlerini 10^{-5} Torr vakum ortamında cam ve silisyum kristali üzerine termal buharlaştırma tekniği ile büyüttüler ve üretilen filmlerin ve heteroeklemlili yapıların iletim tipini, taşıyıcı yoğunluğunu ve iletim mekanizmalarını incelediler. Oda sıcaklığında büyütülen filmlerin ortalama termal aktivasyon enerjisi ΔE , 0,324 eV iken tavlanan filmler için bu değer 0,306 eV olarak rapor edildi. Seeback katsayı ölçümleri, ZnTe filmlerin p-tipi yarıiletken gibi davrandığını ve ortalama serbest taşıyıcı yoğunluğunun $1,6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ olduğunu ortaya koydu. p-ZnTe/ n-Si heteroeklemleri için eklem gerilimi, tükenme bölgesinin genişliği, diyot idealite faktörü ve iletim mekanizmaları yapıların karanlıktaki akım-gerilim ($I-V$) ve kapasitans-gerilim ($C-V$) karakteristiklerinden belirlendi.

Rao ve arkadaşları tarafından 2013 yılında yapılan bir diğer çalışma (Rao vd., 2013), n-Si/p-ZnTe ince film heteroeklem diyotların üretimini ve detaylı elektriksel karakterizasyonunu rapor etmektedir. Heteroeklemlili diyotlar, Si alttabanlar üzerine ZnTe filmlerinin vakum buharlaştırma metodu ile kaplanmasıyla üretildi. Hazırlanan yapıların iletim mekanizmaları, bariyer yüksekliği, uzay yük yoğunluğu ve eklem bölgesi genişliği $I-V$ ve $C-V$ karakteristikleri vasıtasıyla belirlendi. Çalışmada, n-Si ve p-ZnTe'nin yasak bant aralığı ve aktivasyon enerjileri hesaplandı ve n-Si/p-ZnTe heteroeklemi için Anderson modeline dayalı teorik bir bant diyagramı tartışıldı.

ZnTe/Si p-i-n heteroeklemleri DC akım magnetron saçtırma tekniği ile üretildi (Qin vd., 2017). p-i-n heteroeklemlerinin özellikleri üzerine katkısız ZnTe tabakası ile tavlama işleminin etkileri incelendi. Sonuçlar, tavlama sonrası ZnTe filmlerinin kristalinitesinin iyileştiğini ortaya koydu. Yapısal analizler, ZnTe filmlerinin çinko sülfür yapısında oluştuğunu ve (111) doğrultusunda büyük oranda yönelime sahip olduğunu gösterdi. p-ZnTe ve i-ZnTe filmlerinin optik bant aralığı sırasıyla 2,20 eV ve 2,25 eV olarak belirlendi. Katkısız tabaka içeren ve tavlanan heteroeklemler, iyi bir doğrultma davranışı

sergilediler.

Hsu ve arkadaşları (Hsu vd., 2016), ZnTe ince filmlerini n-tipi Si alttaban üzerine termal buharlaştırma metodu ile büyüttüler. İnce filmlerin 520-560 °C arasında değişen büyütme sıcaklığına ve çeşitli sıcaklık değerlerinde yapılan hızlı termal tavlama (RTA) işlemine bağlı elektriksel özelliklerini incelediler. X-ışını kırınımı (XRD) ölçümleri ile yapılan yapısal analizler, filmlerin büyütme şartlarına ve tavlama işlemine oldukça duyarlı olduğunu ortaya koydu. Çalışmada ince filmlerin kristalinite, taşıyıcı yoğunluğu, direnç ve mobilite gibi fiziksel özelliklerinin termal işlemlere bağlı olduğu rapor edildi.

% 0,05, 0,1, 0,15 ve 0,2 oranlarında alüminyum katkılı 400 nm kalınlıkta çinko tellür ince filmleri, termal vakum buharlaştırma tekniği kullanılarak cam ve n-Si altaşlar üzerine büyütüldü (Maki ve Hassun, 2018). Örneklerin yapısal, optik, elektriksel ve fotovoltaik özellikler incelendi. XRD analizi, tüm ince filmlerin kübik fazda polikristal bir yapı sergilediğini ve en keskin pikin (111) düzlemlerine karşılık geldiğini gösterdi. AFM görüntülerinden, alüminyum oranının artmasıyla yüzey pürüzlülüğünün arttığı görüldü. İnce filmlerin optik soğurma sonuçları, 400-1000 nm arasındaki geçirgenlik ölçümlerinden elde edildi ve filmlerdeki alüminyum oranına bağlı olarak optik enerji bant aralığının 2,24 eV'den 1,86 eV'ye düştüğü görüldü. Heteroeklem fotodedektörlerin elektriksel özelliklerinin hesaplanması için karanlıkta ve aydınlıkta *I-V* ve *C-V* ölçümleri yapıldı. Artan ışık şiddetine ve alüminyum katkı oranına bağlı olarak heteroeklem akımında artış gözlemlendi. Üretilen örneklerin ışık detektivitesi ve kuantum verimliliği hesaplandı ve en iyi spektral tepki, % 0,2 alüminyum katkılı örnek için elde edildi.

AlMaiyaly ve arkadaşları, farklı kalınlıkta (150, 250 ve 350 nm) ZnTe ince filmlerini cam ve n-Si altaşlar üzerine vakum buharlaştırma tekniğiyle oda sıcaklığında kaplayarak ZnTe/n-Si heteroeklem güneş hücresini ürettikleri örneklerin yapısal, optik, elektriksel ve fotovoltaik özelliklerini incelediler (AlMaiyaly vd., 2018). X-ışını analizleriyle incelenen yapısal özellikler, filmlerin kübik (çinko sülfür) bir yapıya sahip olmasının yanı sıra polikristal olduğunu gösterdi. Farklı kalınlıktaki filmlerin geçirgenlik spektrumunu 400-1000 nm dalgaboyu aralığındaki ışığın bir fonksiyonu olarak belirlemek için optik ölçümler yapıldı ve optik soğurma spektrumundan hesaplanan optik enerji aralığının, film kalınlığı ile azaldığı gözlemlendi. Çalışmada, 350 nm kalınlıkta ZnTe ince filminin kaplanmasıyla üretilen ZnTe/n-Si fotovoltaik aygıtının en iyi diyot

davranışına ve en yüksek verimliliğe sahip olduğu rapor edildi.

ZnTe/Si yarıiletken heteroeklem yapıları, özellikle yeni nesil optoelektronik aygıtlar için gelecek vaat eden bir potansiyele sahip olduğundan, bu yapıların çalışma performansının incelenmesi ve yapıdaki akım iletim mekanizmalarının ortaya konması, hem bilimsel hem de teknolojik açıdan oldukça önemlidir. Bu sebeple de bu tez çalışmasında, ZnTe/Si yapısından oluşan p-n heteroeklemlerindeki akım-iletim mekanizmalarının ayrıntılı bir araştırması amaçlanmıştır. Çalışmada, p-tipi ZnTe ince filmleri (100) yönelime sahip 1-10 Ω .cm öz dirençli fosfor (P) katkılı n-tipi Si kristal altaşlar üzerine RF magnetron saçtırma yöntemi ile kaplanarak p-n heteroeklemler yapılar üretildi. Elde edilen bu yapıların baskın iletkenlik mekanizmasını belirlemek için sıcaklığa bağlı akım-gerilim ($I-V$) karakteristikleri ve frekansa bağlı kapasitans-gerilim ($C-V$) özellikleri incelendi.

Tez çalışması beş bölümden oluşmaktadır. İlk bölümde tez konusu ile ilgili kısa bir giriş yapıp ZnTe yarıiletkeninin kullanıldığı heteroeklemler yapılar ile ilgili son yıllarda yapılan çalışmalar özetlendikten sonra ikinci bölümde ince film kaplama teknikleri, ZnTe'nin özellikleri, yarıiletkenlerin özellikleri ve p-n heteroeklemler yapıların teorisi hakkında kuramsal bilgiler sunuldu. Üçüncü bölümde p-ZnTe/n-Si heteroeklem yapıların üretiminde ve analizinde kullanılan deneysel ölçüm sistemleri ile ilgili bilgilere yer verildikten sonra, dördüncü bölümde ölçümlerden elde edilen bulgular tartışıldı. Son bölümde ise tez çalışmasında ulaşılan sonuçlar sunuldu.

BÖLÜM II

TEORİK BİLGİLER

Bu bölümde ince film kaplama teknikleri, yarıiletken materyal özellikleri ve aygıt analizi ile ilgili temel kavramlar sunuldu. İnce filmler hakkında genel bilgiler ve en yaygın kaplama yöntemleri açıklandıktan sonra yarıiletken malzemelerin yapısal, optik ve elektriksel özellikleri ve son olarak da heteroeklemlerin diyot özellikleri hakkında temel bilgiler verildi.

2.1 İnce Film Kaplama Teknikleri

Basit olarak, bir ince film malzemesi atom/molekül/iyon/kümelerin bir alttaş üzerine yoğunlaştırılması işlemi ile oluşturulan bir atom/molekül/iyon/kümelerdir (Chopra vd., 1983). Genel olarak, ince film basit bir malzeme tabakası olarak belirtilir ve ince terimi genellikle 1 um'den küçük bir kalınlık tabakasını tanımlamak için kullanılır (Leaver ve Chapman, 1971). Bununla birlikte, ince malzemeler sıvı bir çözelti işlemi ile de oluşturulabilir ve bu tür filmler genellikle kalın film olarak adlandırılır (Chopra vd., 1983). Bu nedenle kaplama işlemi ve film özellikleri üzerindeki etkiler, filmin kalınlığından daha önemlidir. Aslında ince film, kullanılan malzemenin özelliklerini kaybetmeden malzeme kullanımını en aza indirme ve aynı zamanda özelliklerini uyarlama tekniğidir.

Yoğunlaşma işlemine bağlı olarak ince film kaplaması, atomik/moleküler/iyonik türlerin oluşturulması, bu türlerin bir ortam içerisinde taşınması ve bu türlerin bir alttaş üzerinde yoğunlaştırılmasıyla yapılabilir. Buna ek olarak, kaplama teknikleri fiziksel buhar biriktirme (PVD), kimyasal buhar biriktirme (CVD), elektro-kaplama ve kimyasal banyo biriktirme (CBD) gibi solüsyon-bazlı büyütme olarak sınıflandırılabilir (Chopra vd., 1983).

PVD, fiziksel yöntemler kullanarak buhar üretimine ve belirli bir alttaş üzerine yoğunlaştırmaya dayalı ince bir film kaplama yöntemidir. PVD ile ince filmlerin oluşturulması, elementlerin veya bileşiklerin alttaş üzerinde tabakalar halinde biriktirildiği istiflenmiş tabaka kaplama tekniği ile ya da buharlaştırılacak kaynaklarının

bir alttaş üzerinde eşzamanlı olarak yoğunlaştırıldığı buharlaştırma teknikleri ile gerçekleştirilebilir. Fiziksel olarak buhar üretimi, bir filament veya pota yardımıyla bir kaynak malzemenin ısıtılmasına dayanır. Bunun ötesinde, buharlaştırma kaynaklarının efüzyon hücresi ve elektron-ışın buharlaştırıcısı gibi özel gereksinimlere ihtiyaç duyan birçok farklı versiyonu vardır. Diğer yaygın PVD teknikleri saçtırma, lazer-kaynaklı biriktirme ve ani buharlaştırmadır. Ayrıca, yaklaşık 10^{-6} Torr değerlerinde yüksek vakum, ince film kaplama işleminde ortak gereksinimdir (Mahan, 2000).

CVD metodu, gaz moleküllerini prekürsör gaz veya gazlar yoluyla ısıtılmış alttaş yüzeyinde bir katı maddeye dönüştüren kimyasal reaksiyonlara dayanmaktadır. PVD, ısıtılmış buharlaşma kaynağının buharının veya enerji yüklü parçacıklarla bombardıman edilmiş bir hedeften saçılan atomların bir alttaşa fiziksel olarak aktarılması ile oluşur. CVD ise, gaz fazındaki uçucu öncüllerin taşınmasına ve ısıtılmış bir alttaş üzerinde ince film oluşturmak için gaz-katı kimyasal reaksiyonlarına dayanır. Termodinamik ve kinetik sınırlamalar ve ayrıca gaz halindeki tepkenlerin ve kaynakların akışına bağlı kısıtlamalar nedeniyle, CVD süreçleri genellikle PVD içerenerlere göre daha karmaşıktır (Ohring, 2002).

Başka bir kaplama tekniği olan püskürtme yöntemi, farklı kimyasal türlerin sıvı/buhar atomları kümeleri arasındaki termal olarak simüle edilmiş kimyasal reaksiyona dayanır. Bu teknikte, istenen ince film bileşimindeki kurucu atomların çözülebilir tuzlarını içeren bir çözelti, püskürtme işlemi yoluyla ısıtılmış bir alttaş üzerine biriktirilir (Hass, 1982). Aslında bu çözeltinin hazırlanması, farklı kimyasal türlerin iyonlarının bir birleşimidir. Diğer solüsyon-bazlı yöntem, bileşik yarıiletkenlerin elektro-kaplama işlemi ile sulu çözeltilerden hazırlandığı CBD tekniğidir (Niesen ve De Guire, 2001). CBD, bir çözeltiden bir katı fazın iki-aşamalı oluşumudur. Bu aşamalar çekirdeklenme ve parçacık büyüme süreçleridir. CBD işleminde alttaş, istenilen temel bileşimi içeren bir çözeltiye daldırılır ve sonra elektrolitler boyunca uygulanan elektrik akımı, elektroliz durumunda maddenin birikmesini sağlar (Chopra, 1983; Chopra, 1985).

Buhar depolama yönteminde, gazların ve buharların davranışının etkisi altında gerçekleştirilen işlemi anlamak için kilit nokta, gazların kinetik teorisidir. Bir gazın kinetik resmi, belirli bir hacimdeki gaz moleküllerinin konsantrasyonundan, komşu moleküller arasındaki uzaklıktan, moleküllerin hareketlerinden ve birbirleri arasındaki

etkileşimlerden dolayı çeşitli varsayımlara dayanmaktadır. Bu mikroskobik teori, atom veya molekül olarak bireysel parçacıkların özelliklerinden çok gazların özellikleriyle ilgilidir. Aslında, gaz akış yapılarının iletkenliğinin hesaplanmasına ve vakum sistemi pompalama dinamiğinin modellenmesine ve bunun sonucu olarak da PVD kaynaklarının ürününün tahminine dayanmaktadır. Kinetik gaz teorisinin başlangıç noktası, Boltzmann'ın dağılım yasasıyla elde edilebilecek parçacıkların enerjisidir ve böylece tamamen translasyonel bir kinetik enerji olarak değerlendirilebilir. Bu enerji kestirimi kullanılarak parçacıkların en olası hızı, ortalama hızı ve partikülün rms hızı, partikül hızının fonksiyonunun olasılık dağılımı ile elde edilebilir. PVD durumunda, kinetik teorideki en önemli kavram bu parçacıkların çarpma oranıdır. Bu oran, bir gaz molekülünün/partikülün kaplama sistemindeki herhangi bir yüzeye yaptığı saniye başına birim alandaki çarpışma sayısı olarak tanımlanmaktadır (Mahan, 2000). Buna ek olarak, yön dağılımı Kosinüs Çarpışma Yasası'na dayanır ve bu oran buharlaşan parçacıkların hızı ile bulunabilir. Bu parçacıkların yön hareketi de kaplama oranı ve kalınlık homojenliği üzerinde önemli bir etkidir. Çarpma oranına ek olarak, bu teori, bir ince filmin kaplama kinetiğini ve saflığını çoğu zaman etkileyen ortalama serbest yol, ısı kapasitesi, yayılma, viskozite ve termal iletkenlik gibi parametreleri tahmin etmeye yardımcı olur. Bu parametreler arasında partikülün ortalama serbest yolu, herhangi bir çarpışmadan önce bu parçacık tarafından hareket edilen mesafe olarak tanımlanır ve böylece bu parametre, çarpışma olasılığı ile ilgilidir. Bu nedenle, sistemdeki parçacık sayısı ile ters orantılıdır. Ayrıca, PVD'nin temel amacı belirli bir alttaş üzerinde yoğunlaşabilen bir buhar üretmek olduğundan, bu birikim işlemi partikülün adsorpsiyonu ve yoğunlaşması olarak ifade edilir. Bu parametrelerin değerlendirilmesinde, ince filmin istenilen bir saflık seviyesine ulaşmak için PVD üzerindeki en önemli dış etken yüksek vakum koşuludur. Olası kirlilik seviyesini sınırlandırmada kaplama sisteminin temizliğine ek olarak buhar basıncı, yüzey sıcaklığı, yüzey temizliği ve biriktirme oranı da önemlidir.

PVD yöntemlerindeki temel işlem, vakum buharlaştırma denilen termal buharlaştırmadır. Bu adım genellikle filmlerin buharlaşma kaynaklarından doğrudan biriktirilmesinde kullanılır. Aynı zamanda sınırlı ince film bileşiklerinde en uygun maliyetli kaplama tekniğidir. Bu yöntem ayrıca metal ve metal alaşımları ile omik veya Schottky kontak tabakası oluşturmak için sıkça tercih edilen bir yöntemdir (Maissel ve Glang, 1970). Bu işlem temel olarak ısıtma ve yüksek akım vasıtasıyla buhar kaynaklarını

buharlaştırmaktan ibarettir. Daha sonra, kaynak malzemedan üretilen buhar yüksek vakum koşullarında ince filmi üretmek için alttaş yüzeyinde birikir. Öte yandan, buhar kaynaklarının ısıtılması potalardan, ısıtıcılardan, sistem ekipmanından kaynaklanacak kirlenmelere neden olabilir (Ohring, 2002).

Yaygın olarak kullanılan bir diğer PVD tekniği, elektron-demet (e-demet) tekniğidir. Termal buharlaştırma yönteminden farklı olarak bu teknikte potadaki kaynak malzeme, elektron tabancası filamentinin ısıtılmasıyla üretilen yüksek enerjili elektronlarla bombardıman yoluyla ısıtılır. Elektronlar filamentten yayıldıktan sonra odaklandırılır ve manyetik sapma vasıtasıyla ısıtılacak olan kaynak malzemeye yönlendirilir. Daha sonra, elektronların çeşitli enerjilerle hızlandırılmasıyla yerel olarak buharlaştırılan materyal alttaş yüzeyi üzerinde biriktirilerek ince film oluşturulur. Bu yöntemde, kaynak malzeme odaklanmış e-demet ile yerel olarak ısıtıldığından, termal buharlaştırma işleminde karşılaşılan kirlenme sorunu ortadan kalkar ve oldukça saf ince filmler elde edilebilir. Ayrıca, bu teknikte yüksek enerjili elektron-demeti kullanılarak yüksek erime noktasına sahip malzemelerden ince film üretimi mümkün olur ve odaklama işlemi sayesinde kaplanacak filmlerin büyüme hızı üzerinde iyi bir kontrol ve filmlerin kalınlığında daha iyi bir homojenlik sağlar.

Saçtırma tekniğinde, hedef malzemenin yüzeyi yüksek enerjili atomlar veya iyonlarla bombardıman edilir (Maissel ve Francombe, 1973). Bu durumda atomlar, bombardıman parçacıklarından momentum transferi sonucu malzeme yüzeyinden kopar. Temel saçtırma sisteminde bir vakum odası, bir hedef (katot) ve alttaş tutucu (anot) vardır. En yaygın püskürtme teknikleri, doğru akım (DC) ve radyo frekanslı (RF) saçtırmadır. DC saçtırma yöntemi, iletken filmlerin büyütülmesinde çoğunlukla tercih edilen bir tekniktir. Diğer taraftan, RF saçtırma tekniği kullanılarak elektriksel olarak yalıtkan bir hedef saçtırılabilir ve DC saçtırma yöntemiyle oluşturulamayan dielektrik filmler bu teknikle üretilebilir.

Pulslu lazer biriktirme (PLD), bir flaşlı buharlaştırma yöntemidir (Chrisey ve Hubler, 1994). Bu yöntemde güçlü bir lazer ışını bir hedefe çarptığında yoğunlaştırılabilir bir buhar oluşturur, adsorbe edilir veya ince bir yüzey bölgesini buharlaştırır. Lazer darbesi hedefe vurduğunda, enerjinin bir kısmı yansıtılır ve geri kalanı ise emilir. Hedef materyali olarak toz, tek kristal, sinterlenmiş pelet ve hatta sıvı gibi birçok formda malzeme çeşidi

kullanılabilir. Her bir lazer fotonu başına yüzeyde biriken atomlar, hedef malzemenin yüzey morfolojisine duyarlıdır. Lazer pulsu süresince, yüzeyden altındaki hedefe doğru termal difüzyon uzunluğu kadar bir derinliğe ısı iletimi vardır. Hedef yüzeyinde ısıtılmış hacimdeki katı malzemenin sıcaklığı erime noktasına kadar yükseltilir ve sonra malzeme erir. Eğer kalan enerji varsa, ısıtılan hacim içindeki atomların bir kısmı buharlaşır.

2.2 Materyal Özellikleri

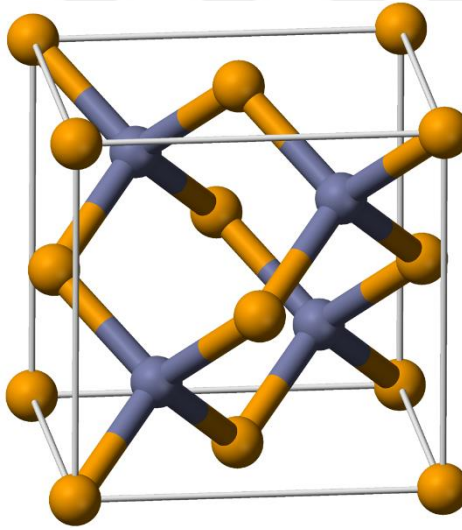
2.2.1 II-VI bileşik yarıiletkenler

II-VI bileşik yarıiletkenler, geniş bant aralıkları nedeniyle ince filmlerin araştırılması ile ilgili gelişmelere paralel olarak teknolojik ve bilimsel çalışmalarda büyük ilgi çekmiştir (Jain, 1993). Bu özellikleri nedeniyle bilhassa optoelektronik alanındaki kısa-dalgaboyu uygulamalar için popüler bir materyal olmuştur. II-VI bileşik yarıiletkenlerinin hemen hemen tamamı sfalerit veya çinko-sülfür ya da vürtzit (wurtzite yapı) yapılarında kristalleşir (Adachi, 2005). Genel olarak, bu tip yapılarda herhangi bir elementin her bir tek atomu diğer elementin dört atomuna tetrahedral olarak bağlanır ve bu tetrahedral düzenleme çinko-sülfür yapılar için kübik düzende ve vürtzit yapılar için altıgen düzende oluşur (Jain, 1993). Bu malzemelerden kullanıldığı aygıtların özellikleri, güneş pili ve dedektör uygulamaları ile ilgili bilimsel araştırmalarda oldukça ilgi çekmektedir. Bu bileşiklerin, gelecekte mavi veya ultraviyole spektrum aralığında çalışan ışık yayan diyotlar (LED'ler) ve lazer diyotlar (LD'ler) gibi yüksek performanslı optoelektronik cihazlar için en önemli malzemelerden biri olması beklenmektedir. Ek olarak sahip oldukları yüksek iyoniklik, bu bileşikleri yüksek elektro-optik ve elektro-mekanik kuplaj uygulamaları için iyi aday haline getirir.

II-VI bileşikleri, yeni üretildiklerinde ZnTe bileşiği hariç doğal olarak n-tipi karakteristik gösterirler. ZnTe ise doğal olarak p-tipi yarıiletken davranışına sahiptir. II-VI bileşik yarıiletkenlerin çoğu, doğrudan enerji bant yapısına sahiptir. Bu bileşikler, elektromanyetik radyasyonu etkin şekilde yayabilir ve/veya soğurabilirler. Bu nedenle, optik özelliklerinden dolayı yaygın olarak tercih edilirler.

2.2.2 ZnTe'nin özellikleri

İkili kimyasal bileşik olan ZnTe (çinko tellür), 2,26 eV değerinde doğrudan bant enerjisine sahip bir yarıiletken malzemedir ve genellikle p-tipi davranış sergiler (Haynes, 2011). ZnTe, süblimasyon ile rafine edildiğinde gri veya kahverengimsi-kırmızı toz veya yakut kırmızısı kristaller görünümündedir. Tipik olarak kübik (çinko sülfür) kristal yapısına sahiptir, ancak aynı zamanda kaya-tuzu kristalleri veya altıgen kristaller (wurtzite yapı) halinde de hazırlanabilir (Şekil 2.1). Örgü sabiti 0,6101 nm olup, bu değer alüminyum antimonit, galyum antimonit, indiyum arsenit ve kurşun selenit ile birlikte veya bu metaryallerin altaşları üzerinde büyütülmesine izin verir. Bazı örgü uyumsuzlukları ile birlikte GaAs gibi diğer altaşlar üzerinde de büyütülebilir (O'Dell, 2010). Örneğin ince film güneş pillerinin üretiminde cam altaşlar üzerinde polikristal veya nanokristal yapıda ince film formunda büyütülebilir. Würtzit (altıgen) kristal yapısında, örgü parametreleri $a = 0,427$ nm ve $c = 0,699$ nm'dir (Kittel, 1976).



Şekil 2.1. ZnTe kristal yapısının şematik görünümü

ZnTe kolayca katkılanabilir ve bu nedenle optoelektronik alanında kullanılan en yaygın yarıiletken malzemelerden biridir. ZnTe mavi LED'ler, lazer diyotlar, güneş pilleri ve mikrodalga jeneratörlerinin bileşenleri de dâhil olmak üzere çeşitli yarıiletken cihazların gelişimi için önemlidir. Güneş hücreleri için BSF (back-surface field) tabakası veya CdTe/ZnTe ve PIN diyot yapılarında ise p-tipi yarıiletken malzeme olarak kullanılabilir. Ayrıca, $Cd_xZn_{(1-x)}Te$ gibi üçlü yarıiletken bileşiklerin bir bileşeni olarak kullanılabilir; bu

bileşiklerde kimyasal formüldeki x bileşeni değeri değiştirilerek optik bant aralığı istenildiği gibi ayarlanabilir.

ZnTe, lityum niyobat ile birlikte zaman-alanlı terahertz spektroskopisi ve terahertz görüntüleme pulslu-terahertz radyasyonu oluşturmak için kullanılır. Bu tür bir materyalin kristali, pikosaniyenin daha altındaki bir süre boyunca yüksek şiddette bir ışık pulsuna maruz kaldığında bir terahertz frekans atımı yayar. Bu olay, optik düzeltme olarak adlandırılan doğrusal olmayan bir optik işlem vasıtasıyla gerçekleşir. Tersine, bir ZnTe kristalini terahertz radyasyonuna maruz bırakmak, optik çift-kırılım göstermesine ve geçirilen ışığın polarizasyonunu değiştirmesine neden olur. Bu durumda ZnTe, optik bir detektör haline gelir.

2.3 Yarıiletkenlerin Yapısal Özellikleri

2.3.1 X-ışını kırınımı (XRD)

X-ışını kırınımı (XRD) yöntemi, malzemelerin yapısal özelliklerinin araştırılmasında kullanılan en temel araçlardan biridir. Bu teknik, kristal yapıdaki her katı malzemenin kendine has karakteristik bir X-ışını deseni sergilemesi olayına dayanır ve bu durum materyallerin yapısını tanımlamak için ayırt edici bir özellik olarak kullanılabilir. X-ışınlarının nüfuz etme kabiliyeti ve ayrıca soğurulma, yayılma, yansıtılma veya geçirilme gibi materyallerle etkileşimi, malzemelerin yapısının tanımlanmasında yaygın olarak kullanılır. X-ışınları, elektromanyetik spektrumun gama ve ultraviyole ışınları arasındaki bir dalgaboyu bölgesinde tanımlanmaktadır ve enerjileri yaklaşık 100 eV ile 10 MeV arasındadır. XRD yönteminin uygulanmasında, katı malzemelerdeki atomlar arası en kısa mesafeye yakın ve yaklaşık 0,5 - 2,5 Å aralığında dalgaboyuna sahip X-ışınları kullanılmaktadır.

XRD sistemlerinde X-ışını üretmek için bir elektron kaynağına ve birisi anot diğeri katot olan iki metal elektrota sahip X-ışını tüpü kullanılır. Bu sistemlerde, kaynaktan yayılan elektronlar, elektrotlar arasındaki yüksek voltaj farkını koruyarak yeterli miktarda kinetik enerji vermek üzere hızlandırılır. Daha sonra, bu elektronlar anot hedefine vurur ve yüksek kinetik enerjili elektronlar ile hedef arasındaki bu çarpışma sonucunda çarpışma noktasında X-ışınları üretilir. Hedef materyal ile çarpışmadan sonra, X-ışınları her yöne

yayılabilirler. Bu şekilde oluşturulan X-ışını radyasyonu, tek bir dalgaboyuna sahip değildir ve belirli bir yönde ilerlemez; çeşitli dalgaboylarında ve farklı yoğunluklarda bir karışım içerir. X-ışını tüpünden elde edilen X-ışını spektrumları, tüp voltajına ve anot hedefinin özelliklerine bağlıdır. XRD sistemlerinde monokromatik radyasyon kullanılır ve bu sistemlerdeki X-ışını tüpünün oluşturduğu spektrumda başka karakteristik pikler de olmasına rağmen sadece en şiddetli ve keskin olan $K\alpha$ çizgileri kullanılır.

Monokromatik bir radyasyonu elde ettikten sonra, X-ışını numune yüzeyine yönlendirilir ve yüzeyden yansıyan X-ışını demetleri XRD analizinde değerlendirilir. Numune yüzeyine X-ışını demetleri yaklaştığında, materyalin atomlarına çarpar ve bu olay atomların etrafındaki elektronların gelen ışınla aynı frekansta salınmasına neden olur. X-ışını ve bu ışına maruz kalan materyal arasındaki etkileşme, yapıcı ve yıkıcı girişim ile sonuçlanabilse de, kristal yüzeyine gelen ışının belirli yönlerdeki yapıcı girişimi X-ışını kırınım desenini oluşturur. Materyal yapısına bağlı olarak, kristal yapıya sahip malzemelerdeki atomlar belirli bir düzende sıralanırlar ve bu da X-ışınlarının yapıcı girişimini sağlar. Yapıdaki periyodik düzenin derecesi, numuneden yansıyan aynı yöndeki ışın demetlerinin karşılıklı olarak birbirini kuvvetlendirmesi ile ilişkilidir. X-ışınları bir katı madde ile etkileşime girdiğinde, elde edilen XRD deseni kristalin özellikleri hakkında bir parmak izi gibi analiz edilir. XRD, malzemenin bileşimi hakkındaki bilgiler ile birlikte malzemenin kristal yapısını, ara yüzey mesafesini ve açısını belirlemek için etkili bir teknik olarak kullanılabilir.

Bu yöntemde bir kristalin düzlemler-arası mesafesi (d), kırınım deseninin analizi için kullanılır. Bu prosedürde X-ışınının dalgaboyu (λ) ve yapıcı girişimdeki geliş açısının (θ) bilinmesi gerekir. Bu parametreler arasındaki genel ilişki Bragg Yasası olarak bilinir ve şöyle ifade edilir:

$$n\lambda = 2d \sin \theta \quad (2.1)$$

Denklem (2.1)'deki n bir tamsayı olup, kırınımın derecesini gösterir.

2.3.2 Yüzey analizi

Yüzey görüntüleme ve yüzey özelliklerini ince bir skalada ölçme, çok keskin bir prob ile

yüzey taramasıyla ilgili teknolojilerin temel prensibini kapsayan özel mikroskopik teknikler ile geliştirilmiştir. Bu tarama prob mikroskop yöntemi, esas olarak uç ile örnek materyal arasındaki etkileşime göre adlandırılır. Mesafe-bağımlı güçlü etkileşime dayalı yöntem taramalı tünelleme mikroskopu (STM), etkileşim kuvvetine dayalı yöntem ise atomik kuvvet mikroskopu (AFM) olarak isimlendirilir.

STM'nin ana kısıtlandırmalarından biri, numunenin iletken olması gerekliliğidir; çünkü bu teknik, uç ile örnek arasında akan zayıf elektrik akımının tespitine dayanmaktadır (Meyer, 1992). AFM, çeşitli yarıiletken numunelerdeki yüzey özelliklerini tanımlamak için en önemli mikroskopik tekniklerinden biridir. AFM'nin temel prensibi, topografik görüntüleme elde etmek için yüzeye yakın temas eden bir prob ile yüzeyi taramaktır. Prob, çok düşük bir yay sabitine sahip manivelanın kenarına entegre edilmiştir. Bu sistem, yüzey prob tarafından taranırken var olan kuvvetler tarafından probun saptırılmasına ya da bükülmesine izin verir. Genellikle silikon (Si) veya silikon nitrür (Si_3N_4) kullanılarak üretilen prob, ölçümlerde yüksek hassasiyet sağlayacak şekilde çok keskin olarak şekillendirilebilir. Tarama işlemi sırasında manivelanın sapması, üzerinde odaklanan lazer ışınının yardımıyla tespit edilir. Yansıma manivela üzerindeki Au kaplama ile korunur ve bu ışın dedektör tarafından kaydedilerek bilgisayar kontrollü programlar vasıtasıyla malzemenin yüzey topografisi olarak kaydedilir. Bu sistem, manivelanın bükülmesini büyütmek ve yüzeydeki değişikliklerin Å seviyesinde hassasiyetle tespit edilmesini sağlamak için kullanılır.

Probu etkileyen kuvvete dayalı olarak üç ölçüm modu vardır: temaslı, temassız ve vurma modları (Schroder, 1998). Temas modunda, probtaki kuvvet daha az olduğundan yüzeyden itici Van der Waals kuvveti prob tarafından hissedilir. Bu mod hızlı tarama sağlarken, yumuşak numunelerin proba etkileşimi esnasında yüzeyde deformasyon oluşabilir. Vurma modunda görüntüleme işlemi, yine yüzeye temas halinde oluşturulur; ancak bu mod, manivelanın rezonans frekansında salınımını sağlar. Bu mod ile AFM ölçümleri, temas moduna göre daha düşük tarama hızları ile kolayca zarar görebilen yüzeylerde yüksek çözünürlük sağlar. Temassız modda, prob yüzeye çok yakındır; ancak dokunmadan hareket eder. Bu durumda etkileşim kuvveti, çekici Van der Waals kuvvetidir ve prob, bu kuvvetin etkisi altında tarama sırasında yüzeyin üstünde salınır.

Taramalı elektron mikroskopu (SEM), malzemenin yüzeyini bir elektron demeti ile

taramaya dayalı bir görüntüleme aracıdır. Bu teknik, nanometre ile mikrometre ölçeğinde çok geniş bir yelpazedeki malzemelerin yüzey özelliklerinin gözlemlenmesine ve belirlenmesine olanak sağlar. Aslında, bir görüntü oluşturmak ve nesnelere çok ince bir ölçekte incelemek için ışık demeti yerine elektronları kullanan bir mikroskop türüdür. SEM sisteminin temel bileşenleri elektron ışınının kaynağı olan elektron tabancası, üretilen elektron demetini odaklamak ve kontrol etmek için kullanılan elektron lensleri, malzemelerin yerleştirildiği numune odası ve ayrıca malzemedeki gelen belirli sinyalleri tespit etmek için çeşitli detektörler ve detektörlerden analiz edilen görüntüyü görüntülemek için de monitör sisteminden oluşur.

SEM'in ana uygulamaları yüzey özelliklerinin topografyası ve morfolojisi, materyallerin bileşiminde bulunan elementlerin miktarını belirleyen kompozisyon analizi ve ayrıca atomların malzemede nasıl düzenlendiğini gösteren kristalografik bilgilerdir. Işık mikroskoplarına göre daha iyi çözünürlük ve alan derinliği sağlar. Aynı zamanda katı malzemeler için daha yüksek çözünürlük avantajı sunduğu gibi ayrıca geniş alan derinliğinin sonucu olarak da materyal görüntüsünün üç boyutlu görünümünü sağlar.

Elektron demeti malzemeye çarptığında, bu çarpışma elektronlar ve malzeme arasında çeşitli etkileşimlere neden olur. Yapılan araştırma kapsamında elektronlara kinetik enerji veren ivmelenme voltajı uygulanırken, özel sinyaller elde etmek için gelen elektronların giricilik derinliği kontrol edilebilir ve böylece malzemedeki özel bilgiler elde edilebilir. Genel olarak, bu sinyaller SEM görüntüleri için ikincil elektronlar, geri saçılmış elektronlar ve kompozisyon analizi için karakteristik X-ışınları, kristal yapılarını ve mineral yönelimlerini belirlemek için kırınımına uğramış geri saçılmış elektronlardır.

2.4 Yarıiletkenlerin Optik Özellikleri

Optik karakterizasyon teknikleri, en basit şekilde numune hazırlama işlemleri ile temassız ve tahribatsız ölçümlere dayanır. Ayrıca, otomatikleştirilmiş ve/veya bilgisayar kontrollü birçok optik ölçüm cihazı ticari olarak temin edilebilir. İnce film karakterizasyonunda temel ve en basit optik ölçüm cihazı, yüksek hassasiyetli UV/Vis/IR spektrometresidir. Katı filmlerin optik özelliklerini araştırmak için belirli bir dalga boyu bölgesinde soğurma, yansımaya ve geçirme spektrumları sağlar.

Bir ışık demeti bir ince film üzerine düşürüldüğünde film tarafından yansıtılan ve geçirilen ışının karakteri, kaplanmamış referans alttaştan farklıdır. Kırılan ve geçirilen ışınları karakterize eden belirli niceliklerin ölçümü, numunenin optik parametre değerlerini verir. Genel olarak, yarıiletken bir materyal üzerine düşen bir ışık demeti geliş yönünde yayılabilir, materyal tarafından soğurulabilir veya yüzeyden geliş yönünde veya farklı yönde yansıtılabilir. Bu olaylar geçirme, soğurma, yansıma veya saçılma ile sonuçlanır.

Geçirme ölçümleri sırasında, ışık demeti deneyde kullanılan örnek üzerine düşürülür ve geçen ışık örneğin kalınlığına, kırılma indisine, sönüm katsayısına ve soğurma özellikleri gibi özelliklerinin etkisi altında dalga boyunun bir fonksiyonu olarak ölçülür. Elde edilen optik spektrumların analizi, yarıiletkenlerin elektronik yapısını araştırmak için en kullanışlı araçlardan biridir. Bir numunenin geçirgenliğinin temel tanımı, gelen ve geçirilen ışın şiddetleri arasındaki orandır (Schroder, 1998).

Yüzeye dik olarak gelen ışın altında bir numunenin yüzeyindeki ve içindeki muhtemel ışık etkileşimleriyle birlikte geçirgenliği (T) şu şekilde ifade edilebilir:

$$T = \frac{(1 - R)^2 e^{-\alpha d}}{1 + R^2 e^{-2\alpha d} - 2R e^{-\alpha d} \cos \varphi} \quad (2.2)$$

Burada R , numunenin yansımasıdır. Kosinüs terimi uzaysal frekans ayırımını ve ölçümlerin tespit özelliklerini dikkate almak için kullanılır. Denklem (2.2)'deki φ açısı aşağıdaki gibidir:

$$\varphi = \frac{4\pi n d}{\lambda} \quad (2.3)$$

Numunenin yansıması;

$$R = \frac{(n_0 - n_s)^2 + k^2}{(n_0 + n_s)^2 + k^2} \quad (2.4)$$

Denklem (2.4)'te n_0 ve n_s sırasıyla alttaştın ve örneğin kırılma indisini, k ise örneğin sönüm

katsayısını temsil eder. Bu bağıntıdaki sönüm katsayısı, soğurma katsayısı (α) ile aşağıdaki gibi ilişkilidir:

$$\alpha = \frac{4\pi k}{\lambda} \quad (2.5)$$

Yarıiletken malzemelerin, genellikle yasak bant enerjisinden daha düşük enerjili fotonlar için geçirgen olduğu kabul edildiğinden, geçirgenlikleri;

$$T = \frac{(1 - R)^2}{1 + R^2 - 2R \cos \varphi} \quad (2.6)$$

ile verilir. Genel olarak, ölçümlerin çözünürlüğü nedeniyle geçirgenlik çizgi salınımlarının değişimi ihmal edilir. Böylece, saf yarıiletkenlerin geçirgenlik değerleri şöyle yazılabilir:

$$T = \frac{(1 - R)}{(1 + R)} \quad (2.7)$$

Ancak, olası kirliliklerinde göz önüne alındığı gerçek durumda bu ifade aşağıdaki biçimde kullanılır:

$$T = \frac{(1 - R)e^{-\alpha d}}{1 + R^2 e^{-2\alpha d}} \quad (2.8)$$

Bu durumda, örneğin soğurma katsayısı geçirgenlik ve yansıma ölçümlerinden elde edilebilir;

$$\alpha = -\frac{1}{d} \ln \left(\frac{\sqrt{(1 - R)^4 + 4T^2 R^2} - (1 - R)^2}{2TR^2} \right) \quad (2.9)$$

Yansıma ya da girişim etkisinin ihmal edildiği en basit durumda, Beer-Lambert yasası (Bube, 1992), valans bandından iletkenlik bandına elektron uyarımını içeren temel soğurma için tanım verir. Denklem (2.9)'da verilen ifade şu biçimde kullanılabilir:

$$\alpha = -\frac{1}{d} \ln\left(\frac{1}{T}\right) \quad (2.10)$$

Burada numunenin geçirgenliği basitçe numuneden geçirilen ışığın şiddeti ile referans alttaş arasındaki orandan hesaplanır.

İletkenlik ve valans bantları arasındaki bantdan-banda geçişte, doğrudan ve dolaylı soğurma olarak sınıflandırılan ve optik geçiş denen iki çeşit soğurma işlemi vardır. Bir doğrudan soğurma işleminde bir foton, örnek tarafından soğurulur ve bunun sonucunda bir elektron ve bir boşluk oluşur. Oluşan fotoelektron, valans bandının maksimum değerinden iletkenlik bandının minimum değerine aynı momentum vektörü değerinde uyarılır. Parabolik valans ve iletkenlik bantları arasındaki doğrudan geçişler için soğurma katsayısı;

$$\alpha(h\nu) = C(h\nu - E_g)^{\frac{1}{2}} \quad (2.11)$$

ile verilir. Burada C , örneğin etkin elektron ve boşluk kütlelerine bağı olan bir sabittir, E_g ise örneğin yasak enerji bandı aralıdır. Bununla birlikte, dolaylı bant aralığına sahip yarıiletkenlerde, valans bandının maksimum enerjisi, iletkenlik bandının minimum enerjisinden farklı bir \vec{k} değerinde gerçekleşir. Bu tür numunelerde, soğurma işlemi sırasında momentum korunumu için elektron-fonon saçılması gereklidir. Dolaylı geçişlerde, foton enerjisine ikinci dereceden bağımlılık gözlenir ve soğurma katsayısı aşağıdaki şekilde verilir:

$$\alpha(h\nu) = A(h\nu - E_g)^2 \quad (2.12)$$

Denklem (2.12)'deki A katsayısı, malzemenin yapısına bağı bir sabittir.

2.5 Yarıiletkenlerin Elektrik Özellikleri

Elektriksel özelliklerin analizi, polikristal malzemelerdeki elektriksel iletim işlemi araştırmak için uygun olan bazı teorik kavram ve formülleri ifade eder. Bir malzeme üzerindeki yanal ve dikey elektronik özellikler üzerindeki en basit değerlendirme, öz direncini ölçmektedir. Yarıiletken malzemeler için direncin 10^9 ile $10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}$ arasında

olması beklenir. Yalıtkanların direnç değerleri $10^9 \Omega \cdot \text{cm}$ 'nin üzerinde ve katkı yarıiletkenlerin ve metallerin direnç değerleri ise $10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}$ 'nin altındadır. Aslında, direncin malzemenin yüzeyinden mi yoksa kütlesinden mi kaynaklandığı, ölçüm tekniğine bağlıdır. İdeal durumda yarıiletkenler ile diğer malzemeler ve metaller ile yalıtkanlar arasındaki direnç farkı, temel bant aralığı kavramına dayanır. Başka bir deyişle, kristal katıların geniş bir aralıktaki direnç değerleri elektronik bant teorisi kullanılarak açıklanabilir. Yarıiletkenlerin 0 ile 4 eV arasında değişen yasak bant aralığı değerlerine sahip olduğu varsayılır, oysa bu değer yalıtkanlar için 4 eV'den yüksek ve metaller için 0 eV'nin altındadır.

İdeal olarak yarıiletken bir malzemedeki mevcut akım işlemi, tüm yük taşıyıcılardan, boşluklardan ve elektronlardan gelen katkıların toplamını içerir; gerçek durumda, yarıiletkenlerin iletkenliği, hem ortam sıcaklığına hem de yarıiletkenin saflığına bağlıdır. Aslında bant teorisindeki kavramlar, yarıiletken bir malzemedeki iletkenlik ve valans enerji bantlarını tanımlamak için tek kristal malzemeler için türetilir. Bununla birlikte, yarıiletkenlerde taşıyıcı iletim teorileri üzerinde sınırlı elektronik iletkenlikten, bant aralığı özelliklerinden ve sıcaklık ile yapıdaki kirlilik seviyesine bağlı taşıyıcı sayısından kaynaklanan çeşitli etkiler vardır. Bir bant iletim modeli, iletkenlik için genellikle eksponansiyel fonksiyon biçiminde verilen Arrhenius sıcaklık bağımlılığını öngörürken, deneysel verilerin çoğunda gözlemlenen sıcaklık bağımlılığındaki sapma ve yapıdaki düzensiz/safsızlık atomlarının varlığı farklı taşıyıcı iletim mekanizmalarının varlığını açıkça ortaya koymaktadır. Sonuç olarak, aynı malzeme göz önüne alındığında bile bu malzemenin tek kristalli ve çok kristalli formunun iletkenlik değerleri, birbirinden tamamen farklı olabilir. Polikristal materyaldeki iletim parametrelerinin davranışı, tek kristal materyale kıyasla karmaşıktır; bu nedenle deneysel verilerin yorumlanması, yapıyı ideal durumdan ayıran tüm faktörler göz önüne alınarak yapılmalıdır.

Temel olarak, bir tek kristal malzemenin yapısında herhangi bir doku sınırının olmadığı ve tek bir dokudan oluştuğu varsayılır. Öte yandan bir polikristal malzeme, doku sınırları ile rasgele bağlanmış küçük kristalitlerden oluşabilir. Aslında, nm ile μm arasındaki boyutlarda kristalit veya doku olarak adlandırılan küçük tek kristallerin toplanmasından oluşur. Dokular, birbirleriyle temas halinde olduklarından ve farklı boyutlarda olabileceğinden, doku sınırı olarak isimlendirilen temas noktalarının birbirlerine göre farklı biçimlerde hizalandığı varsayılmaktadır. Her kristalitin içinde, atomlar periyodik

olarak düzenlenir ve bu nedenle küçük bir tek kristal olarak kabul edilebilir. Bu kristaller arasındaki doku sınırı, genellikle farklı yönlerdeki birkaç atomik katmandan oluşan karmaşık bir yapıdır. Doku sınırları, bu bölgelerde kirliliklerin segregasyonu ile oluşur ve bu sınır bölgelerinde konumlandırılan atomlar, komşu kristalitlerin farklı yönelimleri arasındaki geçiş noktalarıdır. Bitişik kristalitler arasında temas noktalarındaki hizalanma, genellikle yönelmelerinden yüksek bir sapma ile gerçekleştirilir. Bu hizasız kristalitler ve çok sayıda dislokasyon kusurları olan doku sınır bölgeleri nedeniyle polikristal malzemeler, tek kristal formlarından daha yüksek direnç gösterebilir (Mattes, 1980). Polikristal malzemenin direnci, doku sınırı bölgelerinin ve malzemenin kendi hacminin katkılarıyla üretilir. Malzemedeki iletim, tane sınırı boyunca olandan çok daha yüksek ise, elektriksel analizde yalnızca doku sınırı bölgesindeki direnç etkisinin kullanılması iyi bir varsayım olabilir.

Polikristal yapı, malzeme özellikleri ile kristal büyümesine, film kaplama tekniklerine ve bu malzemelerin imalatındaki koşullara bağlı olarak oluşabilir. Küçük kristalitlerden oluşan polikristal yarıiletkenin karakteristikleri ve doku sınırları, tüm malzemedeki taşıyıcı iletiminde ana faktördür. Başka bir deyişle, tek kristal ve polikristal malzemeler arasındaki taşıyıcı iletimindeki fark, akış yönündeki sınır etkileri, taşıyıcı yoğunluğundaki değişiklik ve taşıyıcı mobilitesi ile ilgilidir. Bu bölgelerde, kusur veya safsızlık atomlarından kaynaklanan ve taşıyıcıları tuzaklayabilen yüksek durum yoğunlukları vardır. Bu ara-yüzey bölgeleri, enerji bantlarında bükülmeye neden olabilir. Bunun sonucu olarak polikristal malzemelerdeki taşıyıcı iletimi, doku sınırlarının etkisi altında gerçekleşir. Dokular periyodik atom dizisinden oluştuğu için, dokuların kendisi elektronik iletim süreçleri üzerinde güçlü bir etki olarak kabul edilemezler.

Polikristal yarıiletken yapısındaki elektriksel iletim süreçleri, doku sınır bölgelerindeki kusurların etkisi altında bant bükülmesi ve potansiyel bariyer oluşumu göz önünde bulundurularak önerilen çeşitli teorik modellerle açıklanabilir. Genel olarak, farklı sıcaklık bölgelerinde baskın olan ve aynı zamanda deneysel sonuçlara uyarlanmış çeşitli iletim mekanizmaları vardır.

2.5.1 Hall etkisi

Bir yarıiletken yapıdaki elektrik iletiminin analizinde, yük taşıyıcılarının özellikleri temel

noktadır. İdeal bir durumda elektrik iletiminin, dış elektrik alan gerekmeden devam eden taşıyıcı hareketi ile sürdürüldüğü varsayılsa da, gerçek bir durumda bir akım yoğunluğu dış alan etkisi olmadan çeşitli çarpışma veya saçılma işlemlerine bağlı olarak eksponansiyel şekilde azalır. Bu nedenle yarıiletkenlerin tipik iletkenlik davranışlarını tanımlamada yük taşıyıcılarının tipleri, bu serbest taşıyıcıların konsantrasyonları ve hızları önemli kavramlardır. Ayrıca, bu analizlerde yapıdaki taşıyıcıların rasgele hareketleriyle uğraşmak yerine, bir elektrik alanı altında ortalama bir sürüklenme hızı olan mobilite kavramı göz önünde bulundurulur.

Elektriksel iletkenlik araştırmaları ile ilgili olarak, bu kavramlar bir manyetik alan bölgesinde akım taşıyan bir iletken üzerinde etkili kuvvetin özellikleri üzerinde çalışırken Hall tarafından değerlendirildi (Hall, 1879). Bu çalışmada, elektrik alanın yönü hem akımın akış yönüne hem de manyetik alanın yönüne dik yönde bulunmuştur. Akım, yük taşıyıcıların yönlendirilmiş hareketi olarak ifade edilir. Bu nedenle akımın pozitif x-yönünde akacağı varsayılırsa, elektronların sürüklenme hızının \vec{v} yönü, boşluklar için de aynı yönde olan negatif x-yönünde olacaktır. Bu yaklaşımla birlikte eğer bir dış manyetik alan taşıyıcılara etkirse, taşıyıcılar $q(\vec{v} \times \vec{B})$ ile verilen bir Lorentz kuvveti hissedeceklerdir. Başka bir deyişle, taşıyıcılar \vec{B} ve \vec{v} düzlemine dik bir yönde saptırılacaklar ve bu sapma aynı zamanda yük tiplerine bağlı olacaktır. Öte yandan, boş uzay yerine bir materyal göz önüne alındığında, materyalin sınırları yük taşıyıcılarının hareketi üzerinde etkili olacaktır. Bu nedenle, bu taşıyıcılar tarafından üretilen ve Lorentz kuvveti tarafından telafi edilebilen bir elektrik alan olacaktır, böylece \vec{B} 'nin etkisi altında birkaç taşıyıcı yönlendirilecektir. Ayrıca, bu alan etkisi akımın belirli bir yönde akmaya devam etmesine izin verecektir. Aslında yarıiletken malzeme, yapısı içinde çoğunluk veya azınlık olsun olmasın yük taşıyıcısı olarak hem elektronlara hem de boşluklara sahiptir. Böylece, yük tipine bağlı olarak daha düşük ve daha yüksek manyetik alanlı yönlerde birikebilirler. Denge durumunda, bu biriktirme işlemiyle oluşturulan Hall kuvveti, Lorentz kuvvetini tamamen ortadan kaldırır;

$$q\vec{E} = q(\vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.13)$$

Akım yönünün x-yönünde olduğu ve manyetik alanın z-yönünde etki ettiği varsayılsa, Hall alanı şu şekilde yeniden yazılabilir:

$$E_y = -\frac{1}{nq} B_z J_x \quad (2.14)$$

Burada \vec{J} , sürüklenme hızı \vec{v} tarafından üretilen akım yoğunluğu olup,

$$\vec{J} = nq\vec{v} \quad (2.15)$$

şeklinde verilir. E_y ve $B_z J_x$ arasındaki ilişki Hall katsayısı (R_H) olarak adlandırılır:

$$R_H = -\frac{1}{nq} \quad (2.16)$$

Denklem (2.16)'da da görüldüğü gibi R_H , akım taşıyıcılarının yoğunluğu ile ters orantılı olarak değerlendirilir ve aslında yarıiletken malzemenin n-tipi (negatif işaret) veya p-tipi (pozitif işaret) iletkenlik davranışında olup olmadığını belirlemek için kullanılır.

Taşıyıcıların mobilitesini ifade etmek için elektrik iletkenliği Ohm Yasası'nı da dikkate alarak şu şekilde tanımlanabilir:

$$J_x = \sigma E_x \quad (2.17)$$

Denklem (2.15) ve (2.17)'nin birlikte kullanılması ile σ için aşağıdaki ifade elde edilir:

$$\sigma = nq \frac{v_x}{E_x} \quad (2.18)$$

Mobilite birim elektrik alanı başına taşıyıcı sürüklenme hızı olarak tanımlandığından σ , yeniden yazılabilir:

$$\sigma = nq\mu \quad (2.19)$$

Denklem (2.16) ile verilen Hall katsayısı göz önüne alındığında Denklem (2.19)'da verilen iletkenlik, Hall iletkenlik olarak şu biçimde ifade edilebilir:

$$\mu_H = \sigma |R_H| \quad (2.20)$$

Burada μ_H , R_H 'nin işaretinden bağımsız olarak bir pozitif nicelik olarak düşünülebilir.

2.6 Aygıt Analizi

2.6.1 Heteroeklemler

Heteroeklemler, izotip heteroeklem ve anizotip heteroeklem şeklinde iki kavram olarak değerlendirilebilir. İzotip heteroeklem durumunda, eklem aynı iletkenliğe sahip iki farklı yarıiletken kullanılarak oluşturulur. Öte yandan, eğer eklem farklı iletkenlik tiplerine sahip iki farklı yarıiletken arasında oluşturulmuşsa bu tür eklem anizotip heteroeklem olarak adlandırılır.

İdeal heteroeklem davranışına sadece aynı örgü sabitine sahip iki yarıiletkenle ulaşılabilir (Bube, 1992). Heteroeklem yapısında kullanılan yarıiletken malzemelerin örgü sabitleri arasındaki fark % 10'dan yüksekse, eklem arayüzeyi büyük miktarda mekanik etkilere maruz kalır ve buna ek olarak eklem bölgesinde dislokasyonlar ile yerleşmiş arayüzey durumları oluşabilir. Bunun sonucunda heteroeklemin ideal davranışı değişerek arayüzey bölgesinde oluşan kusurlar eklemdeki akım mekanizmaları üzerinde baskın olabilir.

Bir heteroeklemin bant diyagramı, Anderson tarafından önerilen ani bant modeli kullanılarak oluşturulabilir. Bu modelde, arayüzey durumlarının etkileri ihmal edilir ve bant yapısı, sadece heteroeklem yapısında bulunan iki yarıiletken malzemenin elektron ilgisi (χ), iş fonksiyonu (ϕ) ve yasak bant aralığı (E_g) göz önüne alınarak oluşturulur. Anizotip yarıiletken heteroeklemler üzerine yapılan çalışmalar, bir yarıiletkendeki safsızlık konsantrasyonunun alıcı safsızlıklarından verici safsızlıklarına kadar aniden değiştiği ani eklem yaklaşımı altında analiz edilir (Chopra vd., 2004).

2.6.2 Akım iletim süreçleri

Anderson'un ani-eklem modeli, heteroeklemlerdeki akımın ayrıntılarını yeterince karşılamaz. Arayüzey durumlarının değerlendirilmesinde bant yapısının, kristal

davranışının ve malzemelerdeki kusurların göz önüne alınması gerekir. Bu düşünce kapsamında eklemden geçen akım, mümkün olan yeniden birleşme ve tünelleme yollarının analiz edilmesiyle tartışılabilir. İleri yöndeki akım için göz önüne alınan tüm alternatif iletim mekanizmaları, doyum akımını taşıyıcıların eklem bariyerinden basit şekildeki difüzyonundan beklenen değerden çok daha büyük değerlere arttırır. Heteroeklemdaki akım iletimi, metal-yarıiletken eklemlerdeki akım iletim mekanizmalarıyla da modellenenebilir.

Difüzyon modelinde, p-n heteroeklemindeki fazlalık taşıyıcılarının lokal olarak biriktiği varsayılmaktadır ve taşıyıcı konsantrasyonu gradyentinin bir sonucu olarak, taşıyıcıların yüksek konsantrasyon bölgesinden düşük konsantrasyon bölgesine geçtiği difüzyon olayı meydana gelir (Sze ve Kwok, 2007). Sistem homojen durumuna ulaşana kadar yüklerin yayılması devam eder. Bu iletim modeli ilk olarak Anderson tarafından türetilmiştir (Anderson, 1960; Anderson, 1962) ve daha sonra dipollerin ve arayüzey durumlarının etkisinin ihmal edilmesinin yanı sıra difüzyon akımının arayüzde bant kenarlarındaki süreksizliklerden dolayı sadece elektronları veya boşlukları içerdiği varsayılarak geliştirilmiştir (Chopra vd., 2004).

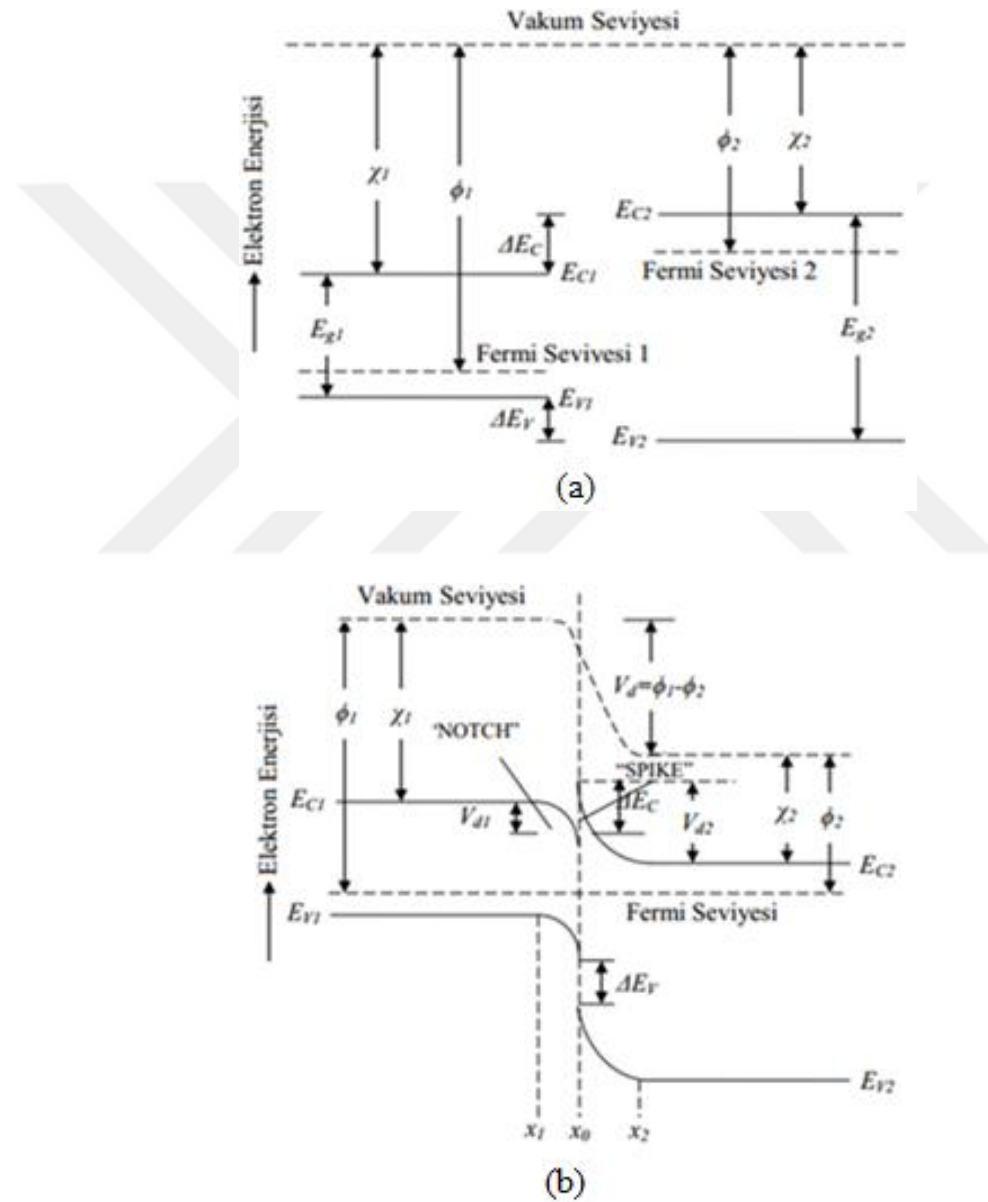
İzole edilmiş p-tipi ve n-tipi yarıiletkenlerin enerji bant şeması ve bu tür yarıiletkenlerden oluşan bir heteroeklemin yapısı, termal denge durumunda sırasıyla Şekil 2.2 (a) ve (b)'de gösterilmiştir. Şekil 2.2 (b)'de gösterildiği gibi heteroeklemin denge durumundaki bant profilinde, yarıiletkenlerin iletkenlik bandı kenarlarında bir süreksizlik vardır. Bu durum, iki yarıiletken malzemenin enerji bant boşluğu (E_g), dielektrik sabiti (ϵ), elektron ilgisi (χ) ve iş fonksiyonu (ϕ) arasındaki farkın bir sonucu olarak ortaya çıkmaktadır. Bir yarıiletkende iş fonksiyonu, bir elektronun Fermi seviyesi E_F 'den vakum seviyesine çıkarılması için gerekli enerji olarak tanımlanır. Benzer şekilde elektron ilgisi, bir elektronun iletkenlik bandının tabanı E_C 'den vakum seviyesine çıkarılması için gereken enerji olarak tanımlanır. Elektron ilgisi arasında fark olması durumu ($\chi_1 > \chi_2$), arayüzeyde Şekil 2.2 (b)'de görülen süreksizlik oluşumuna neden olur. Böylece, Anderson modeline göre iletkenlik bandındaki süreksizlik (ΔE_c) ile valans bandındaki süreksizlik (ΔE_v) aşağıdaki eşitliklerle verilir ve iki bant süreksizliğinin toplamı, iki yarıiletken tabaka arasındaki bant aralığı farkına eşit olur:

$$\Delta E_c = \Delta\chi = \chi_1 - \chi_2 \quad (2.21)$$

$$\Delta E_v = \Delta E_g - \Delta E_c = (E_{g2} - E_{g1}) - (\chi_1 - \chi_2) \quad (2.22)$$

$$\Delta E_g = \Delta E_c + \Delta E_v \quad (2.23)$$

Termal dengede, iki farklı yarıiletkenin Fermi seviyesi, p-n eklemının her iki tarafında da çakışır. Ayrıca, vakum seviyeleri her bir iletken bandı kenarına olan paralelliğini koruyarak düzgün ve sürekli bir eğri ile bağlanır.



Şekil 2.2. Ani p-n heteroeklem oluşmadan önceki (a) ve sonraki (b) termal dengede enerji bant diyagramı (Kaya, 2016; Tutuş, 2017)

Anderson modelinde dipol tabakaları ihmal edildiğinden elektrostatik potansiyel farkı, iki

yarıiletken tabaka arasında vakum seviyelerindeki dikey yer değiştirme olarak gözlenir ve eklem farklı dielektrik sabitine sahip iki yarıiletken tabakadan oluştuğu için, arayüzeyde süreksizlik meydana gelir (Sharma ve Purohit, 1974). Tükenme tabakasının, eklem sadece bir tarafında oluşması beklenir ve arayüzey durumları Anderson modelinde ihmal edildiğinden, her iki taraftaki uzay yüklerinin büyüklükçe eşit olduğu tahmin edilir. Toplam yerleşik potansiyel V_{bi} , iş fonksiyonları arasındaki farkla temsil edilir ($\phi_1 > \phi_2$) ve her iki taraftaki yerleşik gerilimlerin toplamı, toplam yerleşik potansiyele eşit olur:

$$V_{bi} = V_{bi,1} + V_{bi,2} \quad (2.24)$$

Şekil 2.2 (b)'de verilen heteroeklemede baskın akım taşıyıcıları elektronlardır; çünkü elektronlar boşluklara ile karşılaştırıldığında daha küçük bariyerle karşılaşılır. Üretim-yeniden birleşme katkısını ihmal ederek difüzyon mekanizması göz önüne alındığında, eklem akımı;

$$I_d = \left(aqXN_{D,1} \left(\frac{D_{n,1}}{\tau_{n,1}} \right)^{\frac{1}{2}} \right) \exp \left(-\frac{qV_{bi,2}}{kT} \right) \left[\exp \left(-\frac{qV_2}{kT} \right) - \exp \left(-\frac{qV_1}{kT} \right) \right] \quad (2.25)$$

olarak bulunabilir. Burada X elektronların arayüzey boyunca iletim katsayısını, a eklem alanını, $N_{D,1}$ dengedeki verici konsantrasyonunu, $D_{n,1}$ difüzyon katsayısını $\tau_{n,1}$ heteroeklemin p-tipi bölgesindeki elektronların ömrünü ifade eder. Uygulanan voltaj, düz besleme altında $V = V_1 + V_2$ olarak iki bölgeye bölünmüştür.

Küçük iletim katsayısı için difüzyon modelinin uygulanmasında, taşıyıcıların difüzyonu da dahil olmak üzere emisyon akımının değerlendirilmesinde iletim bandındaki süreksizliklerin etkisi de dikkate alınmıştır (Perlman ve Feucht, 1964). Yine, uzay yük bölgesindeki üretim-yeniden birleşme katkısının yokluğunda, akım aşağıdaki denklemle ifade edilebilir:

$$I = \frac{I_s \left[\exp \left(\frac{qV}{kT} \right) - 1 \right]}{(1 + I_s/I_d)} \quad (2.26)$$

Denklem (2.26)'daki I_s akımı, Shockley tarafından homoeklemler için önerilen doyum akımı olarak aşağıdaki denklem ile tanımlanabilir (Shockley, 1949):

$$I_s = aqN_{D,1} \left(\frac{D_{n,1}}{\tau_{n,1}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.27)$$

Denklem (2.26)'daki I_d akımı ise, emisyon sınırlı akım olup şu şekilde verilir:

$$I_d = \frac{1}{2} aqX_m N_{D,2} \bar{v}_{xe,2} \exp \left[-\frac{q}{kT} (V_F + V) \right] \quad (2.28)$$

Bu durumda, $N_{D,2}$ heteroeklemin n-tipi bölgesinde dengedeki verici konsantrasyonunu, V_F ise Şekil 2.2'de görülen ileri bariyeri temsil eder. X_m , öngörülen model ile yeniden ayarlanmış iletim katsayısı, $\bar{v}_{xe,2}$ n-tipi malzemedeki elektronların ortalama hızının x-bileşeni olup aşağıdaki biçime sahiptir:

$$\bar{v}_{xe,2} = \left(\frac{2kT}{\pi m_n^*} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.29)$$

Denklem (2.29)'daki m_n^* , ilgili eklem tabakasındaki elektronun etkin kütesini temsil eder.

Denklem (2.26)'da görülen I_s/I_d akım oranı, operasyon modunu belirler (Sharma ve Purohit, 1974). Eğer $I_d \gg I_s$ ise, denklemde verilen eşitlik homoeklem modeline yaklaşır (Perlman ve Feucht, 1964); ancak eğer $I_s \gg I_d$ ise denklem Schottky diyot akımının benzer formuna döner (Schottky, 1938; Crowell ve Sze, 1966).

Yeniden birleşme, emisyon-yeniden birleşme tarafından taşıyıcı iletimindeki varsayımlara dahil edildi (Perlman ve Feucht, 1964). Bu modelin şematik gösterimi Şekil 2.2'de verilmektedir. Bu modelde, arayüzeyde büyük miktarda bozulmuş bir örgünün olduğu ince bir tabaka ve taşıyıcıların ilgili bariyerler üzerinden termiyonik yayınımla arayüzeye ulaştığı sonsuz hızlı bir yeniden birleşme önerilmiştir (Opdorp, 1969). Düz beslemedeki akım-gerilim karakteristikleri aşağıdaki denklemle verilir:

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (2.30)$$

Denklem (2.30)'daki I_s katsayısı ise şu şekilde ifade edilir:

$$I_s = B \exp\left(-\frac{qV_{bi}}{nkT}\right) \quad (2.31)$$

Burada n , malzemelerdeki katkı konsantrasyonlarının oranına bağlıdır; B ise sıcaklığa zayıf şekilde bağlı bir katsayıdır.

Süreksizliklerin belirli voltaj bölgelerinde etkisi ile öngörülen taşıma iletim modelinin aksine, emisyon-yeniden birleşme modelinin başarısız olabileceği her durumda (tüm voltaj aralığında veya belirli bir voltajın üstünde) tünelleme mekanizması dikkate alınmalıdır (Perlman ve Feucht, 1964). Bu modelde elektronların potansiyel bariyerini aşmak için düşük enerjiye sahip oldukları ve eklemden akmak için bariyerden tünelleme ile geçebilecekleri varsayılmaktadır (Rediker, 1964). Bariyer boyunca tünelleme, termal yayınıma göre baskın iletim mekanizması olduğunda, akım-voltaj karakteristikleri şöyle tanımlanabilir:

$$I = I_s(T) \exp\left(\frac{V}{V_0}\right) \quad (2.32)$$

Burada V_0 bir sabittir; $I_s(T)$ ise sıcaklıkla az miktarda artar (Newman, 1965). Denklem (2.32)'deki $I_s(T)$ ifadesi aşağıdaki gibi verilir:

$$I_s(T) = I_{s0} \exp\left(\frac{T}{T_0}\right) \quad (2.33)$$

Bantt-an-banta tünelleme, termal emisyon ve sonrasındaki yeniden birleşme için tatmin edici bir açıklama, eklemdeki taşıyıcı iletimi ile birleştirilen ve Riben tarafından önerilen tünelleme-yeniden birleşme modelidir (Riben ve Feucht, 1966b). Bu modelde elektronlar, n-tipi malzemenin iletim bandından p-tipi materyaldeki boş ara-bant durumlara tünelleme ve daha sonra boşluklarla yeniden birleşme durumu göz önünde bulundurulur. Tersine, boşlukların p-tipi materyalden n-tipi materyaldeki işgal edilmiş durumlara tünellendiği

ve daha sonra elektronlarla yeniden birleştiği kabul edilir. Eğer tünelleme, iletkenlik bandının en alt seviyesinden veya valans bandının en üst seviyesinden oluyorsa, bu durumu ifade eden akım ifadesi;

$$I = B \exp \left[-\alpha \left(\frac{V_{bi}}{V} \right) \right] \quad (2.34)$$

Burada B voltaja zayıf şekilde bağlı bir fonksiyon olup α ise elektron etkin kütlelerine, dielektrik sabitine, dengedeki taşıyıcı konsantrasyonuna ve bariyerin şekline bağlıdır.

2.6.3 Kapasitans

Heteroeklemlerdeki kapasitans-gerilim karakteristikleri, temel p-n eklemi durumuna ani eklem yaklaşımı uygulanarak modellenir (Anderson, 1962). Şekil 2.2 (b)'de gösterildiği gibi arayüzey koordinatı x_0 'a göre her iki yarıiletken tabaka üzerindeki geçiş aralıkları, arayüzeyin her bir tarafına homoeklemler için genelleştirilmiş çözüm ile birlikte Poisson denklemi uygulanarak elde edilebilir (Sze ve Kwok, 2007; Sharma ve Purohit, 1974). Bu durumda tükenme bölgesi genişlikleri aşağıdaki gibi elde edilebilir:

$$W_{d,1} = \left(\frac{2N_{A,1}\epsilon_1\epsilon_2V_{bi}}{2N_{D,1}(\epsilon_1N_{A,1} + \epsilon_2N_{D,2})} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.35)$$

$$W_{d,2} = \left(\frac{2N_{D,2}\epsilon_1\epsilon_2V_{bi}}{2N_{A,1}(\epsilon_1N_{A,1} + \epsilon_2N_{D,2})} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.36)$$

Burada $W_{d,1}$, x_0 'a göre geçiş mesafesi x_1 ile tanımlanan p-tipi malzemedeki tükenme bölgesini $W_{d,2}$ ise x_0 'a göre geçiş mesafesi x_2 ile tanımlanan n-tipi malzemedeki tükenme bölgesini temsil eder. $N_{A,1}$ ve ϵ_1 , p-tipi malzemede alıcı konsantrasyonunu ve dielektrik sabitini belirtir; benzer şekilde, $N_{D,2}$ ve ϵ_2 ise n-tipi malzemede verici konsantrasyonunu ve dielektrik sabitini belirtir.

Her iki yarıiletken tabakayı etkileyen yerleşik voltajlar $V_{bi,1}$ ve $V_{bi,2}$ ve geçiş bölgesinin kapasitansı sırasıyla şu denklemlerle verilir:

$$\frac{V_{bi,1}}{V_{bi,2}} = \frac{\varepsilon_2 N_{D,2}}{\varepsilon_1 N_{A,1}} \quad (2.37)$$

$$C_d = \left(\frac{aqN_{A,1}N_{D,2}\varepsilon_1\varepsilon_2}{2V_{bi}(\varepsilon_1N_{A,1} + \varepsilon_2N_{D,2})} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.38)$$

Yukarıda tükenme bölgesi genişlikleri ile kapasitans için verilen denklemler, heteroeklem boyunca bir dış gerilim V uygulandığında, bu uygulanan voltajın etkisinin $V = V_1 + V_2$ olarak alınması ile yeniden yazılabilir.



BÖLÜM III

DENEYSEL TEKNİKLER

3.1 ZnTe İnce Filmleri

Bu bölümde, ZnTe ince filmlerinin üretim aşamaları ve elde edilen filmlerin karakterizasyonunda kullanılan deneysel teknikler sunuldu.

3.1.1 RF magnetron saçtırma tekniği

Saçtırma tekniği, hedef malzemenin yüzeyinin yüksek enerjili atomlar veya iyonlarla bombardıman edilmesidir. Bu durumda, bombardıman için kullanılan parçacıklarından momentum transferi sonucu, atomlar hedef malzemenin yüzeyinden ayrılır. Temel bir saçtırma sistemi bir vakum odası, bir hedef (katot) ve alttaş tutucu (anot) içerir. En yaygın kullanılan fiziksel buhar depolama işlemi, çeşitli biçimlerdeki saçtırma tekniğidir.

Saçtırma teknikleri arasında en yaygın olanı doğru akım (DC) ve radyo frekanslı (RF) saçtırmadır. DC saçtırmalı depolama yöntemi, çoğunlukla iletken malzeme büyütme için tercih edilir ve basit olarak yüksek voltajlı bir DC güç kaynağına sahip bir paralel plakalı deşarj sisteminden oluşur. Plazma DC kaynağı tarafından oluşturulur ve korunur; en yaygın saçtırma gazı yaklaşık 1 Torr basınçtaki argon gazıdır. Bu sistemde, saçtırma hedefi deşarj katodudur, anot ise alttaştır. Magnetronsuz DC deşarjları, ince film kaplamak için yaygın olarak kullanılmaz. Öte yandan, RF saçtırma tekniği kullanılarak elektriksel olarak yalıtkan bir hedef saçtırılabilir ve DC saçtırma yöntemiyle oluşturulamayan dielektrik filmler bu teknikle üretilir. RF sistemi, yüksek voltajlı RF güç kaynağına sahip kapasitif, paralel plaka deşarj sistemidir. Bu sistem, DC tekniğine göre bazı avantajlar sunar. Örneğin, yüksek film depolama oranı elde etmek için daha düşük voltajlar ve daha düşük saçtırma gazı basınçları kullanılabilir. RF saçtırmasında, tipik olarak bir blokaj kapasitörü ile birlikte küçük bir alan katodu (hedef) ve geniş bir alan anodu bulunur. Kapasitör aslında RF kaynağından plazma deşarjına güç transferini geliştiren bir empedansla eşleşen ağırlık bir parçasıdır. Magnetron RF deşarjları, magnetronsuz düzenlemelerden çok daha yaygın olarak kullanılmaktadır.

Magnetron saçtırma sistemlerinde, mıknatıslar tarafından üretilen manyetik alan, elektron tuzaklarının oluşturduğu hedef yüzeyine paraleldir ve hedef yüzeye yakın birincil elektron hareketinin yolunu sınırlar. Elektronların tuzaklanmış hareketi, vakum odasının duvarlarının çeperlerine çarpma olasılığını azaltarak gaz atomlarıyla çarpışma olasılığını artırır ve bu da yeni iyonların üretimiyle sonuçlanır. Böylece çalışma basıncı 1 mTorr'a düşürülebilir ve bu da daha yüksek film kaplama oranları sağlar. Ayrıca, elektronların alttaş ile çarpışma olasılığı büyük ölçüde azaltıldığından alttaşın ısınması büyük oranda düşer. Bu durum, ısıya duyarlı alttaşların da kaplanabilmesini sağlar.

Bu tezde, üç hedefli RF Magnetron Saçtırma Sistemi kullanılarak p-tipi ZnTe ince filmlerinin üretimi gerçekleştirildi (Şekil 3.1). Elde edilen filmlerin kalınlığının alttaş yüzeyinin hemen hemen her yerinde yaklaşık olarak aynı olması ve saf bir kaplama elde edilmesi bu yöntemin seçilmesindeki nedenler arasındadır.



Şekil 3.1. PVD magnetron saçtırma sistemi ve kontrol birimi (Üçer, 2009)

3.1.2 Cam alttaşların temizlenmesi

ZnTe ince filmleri, optik olarak düz ve kırılma indisi $\sim 546,07$ nm dalgaboyunda yaklaşık $1,53 \pm 0,02$ olan 1 mm kalınlıklı Marienfeld soda-lime silikat cam alttaşlar üzerine büyütüldü. Ölçüm sistemlerinin ihtiyacına bağlı olarak farklı büyüklükte kesilen camlara aşağıdaki temizlik işlemleri sırasıyla uygulandı:

- Aseton ile ultrasonik banyoda 15 dakika yıkama,

- Saf su ile ultrasonik banyoda 15 dakika yıkama,
- Deterjanlı su ile ultrasonik banyoda 15 dakika yıkama,
- Saf su ile ultrasonik banyoda 15 dakika yıkama,
- Seyreltilmiş hidrojen peroksit ile ultrasonik banyoda 15 dakika yıkama,
- Saf su ile ultrasonik banyoda 15 dakika yıkama
- Azot gazı ile kurutma

Yukarıdaki işlemler sırasıyla yapıldıktan sonra, silikat cam alttaşların yüzey temizliği tamamlandı ve alttaşlar ince film üretimi için hazır duruma getirildi.

3.1.3 İnce filmlerin üretimi

Temizlik işlemleri sırasıyla yapıldıktan sonra, silikat cam alttaşların yüzey temizliği tamamlandı ve alttaşlar ince film üretimi için hazır duruma getirildi. ZnTe ince filmlerini üretmek için, önceden temizlenen soda-lime silikat cam alttaşlar RF magnetron saçtırma sistemine yerleştirildi. Film üretiminde kaynak materyal olarak 3-inç çapında ve % 99,99 saflıkta ZnTe kullanıldı. Depolamada kullanılan RF gücü 75 W ve depolama oranı 2,5 Å/s idi. ZnTe ince film büyütme işlemine başlamadan önce saçtırma sisteminin basıncı 10^{-6} Torr değerine kadar düşürüldü ve Ar gazı ortamında ince film kaplama süresince basınç değeri yaklaşık 6×10^{-3} Torr'da sabitlendi. Film kaplama işlemi boyunca cam alttaşlar 200 °C sıcaklıkta tutuldu.

3.1.4 İnce filmlerin karakterizasyonu

3.1.4.1 Yapısal ölçümler

ZnTe ince filmlerinin yapısal analizi, X-ışını kırınımı (XRD) yöntemi kullanılarak yapıldı. Ölçümlerde ortalama dalgaboyu 1,54 Å olan CuK α radyasyonu ile desteklenmiş Rigaku Miniflex model XRD sistemi kullanıldı ve ölçümler dakikada 2 derece tarama hızında ve 10° - 90° aralığında alındı.

3.1.4.2 Morfolojik ölçümler

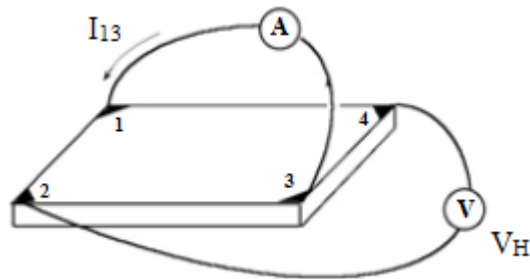
ZnTe ince filmlerinin morfolojik analizi, taramalı elektron mikroskobu (SEM) ve atomik alan mikroskobu (AFM) ile yapıldı. SEM ölçümlerinde, 10 kV'de çalışan EDAX birimi ile desteklenmiş Nova NanoSEM 430 model alan yayınlı taramalı elektron mikroskobu, AFM ölçümlerinde ise Veeco MultiMode V model sistem kullanıldı.

3.1.4.3 Optik ölçümler

ZnTe ince filmlerinin optik analizi, özel olarak dizayn edilmiş 1 inçlik açıklıklara sahip 8 inç yarıçapında Newport Oriel 70679NS model toplama küresinden, Newport, Oriel 70356 model bir monokromatörden ve 100 W gücünde bir halojen lambadan oluşan bir optik sistem yardımıyla yapıldı. İnce film örneklerin dalgaboyuna bağlı optik geçirgenlik (T) ve optik yansıma (R) ölçümleri bu sistem kullanılarak alındı. Örnekler, geçirgenlik ölçümü için toplayıcı kürenin ön tarafına ve yansıma ölçümü için de toplayıcı kürenin arka tarafına yerleştirildi.

3.1.4.4 Elektriksel ölçümler

ZnTe ince filmlerinin elektriksel özellikleri, Hall-etkisi ölçümleri ile incelendi. Ölçümlerden elde edilen verilerin analizi sonucunda örneklerin iletkenlik tipi, taşıyıcı yoğunluğu ve mobilitesi belirlendi. Hall-etkisi ölçümünde, geleneksel dört-nokta dc Van der Pauw geometrisi kullanıldı. Bu geometride, örnekler kare biçimli cam alttaşlar üzerine büyütüldü ve örneklerin dört köşesine altın (Au) kontaklar termal buharlaştırma sisteminde atıldı. Ölçümler çapraz kontaklardan yapıldı (Şekil 3.2).



Şekil 3.2. Hall-etkisi ölçümünde kullanılan dört-nokta Van der Pauw geometrisi (Kaya, 2016, Tutuş, 2017)

ZnTe ince film örneklerin ve örneklerdeki elektriksel kontakların biçiminden kaynaklanan ölçüm hataları ile probalar arasındaki sıcaklık gradiyentinden kaynaklanan termoelektrik voltaj, Hall-etkisi ölçümlerinde Van der Pauw metodunun kullanılması ile ortadan kaldırıldı. Bu metot, direnci genellikle 10^3 - 10^9 ohm aralığında olan örneklerin ölçümlerinde kullanılır. Daha düşük dirençli ince film örneklerin akım-gerilim (I - V) ölçümleri ise, birbirine paralel kontaklardan yapılır.

ZnTe ince filmlerinin Hall-etkisi ölçümlerinde, Keithley 220 model programlanabilir akım kaynağı kullanıldı. Kontaklardaki voltaj düşmesi, Keithley 619 model multimetre ile ölçüldü. Ölçümler sırasında ihtiyaç duyulan manyetik alan, Walker Magnion Model FFD-4D elektromagnet vasıtasıyla sağlandı. Bu elektromagnet, yaklaşık 0,9 T büyüklüğünde manyetik alan oluşturdu.

3.2 p-ZnTe/n-Si Heteroeklem Yapılar

Bu bölümde, ZnTe/Si p-n heteroeklemlı yapıların üretim aşamaları ve üretilen yapıların özelliklerini incelemek için kullanılan deneysel teknikler sunuldu.

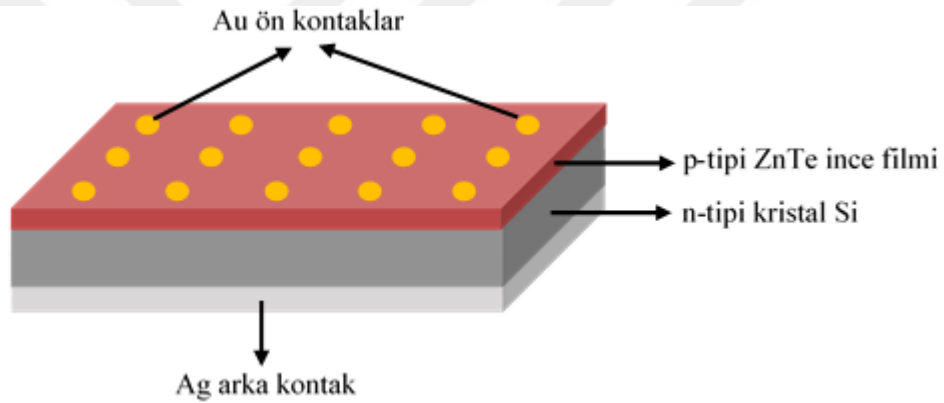
3.2.1 Si alttaşların temizlenmesi

Heteroeklemlı yapıda, direnci 1-10 Ω .cm aralığında olan (100) yönelime sahip Fosfor (P) ile katkılanmış tek tarafı parlatılmış n-tipi Si tek kristali kullanıldı. Heteroeklemlı yapıların üretim aşamasından önce, kristal Si bir elmas uçlu kesici yardımı ile istenilen büyüklükte parçalara bölündü ve tüm parçalara aşağıdaki temizlik işlemleri sırasıyla uygulandı.

- Aseton ile ultrasonik banyoda 15 dakika yıkama,
- 2-propanol ile ultrasonik banyoda 15 dakika yıkama,
- Saf su ile ultrasonik banyoda 15 dakika yıkama,
- 3:1 oranında hazırlanan sülfürik asit (H_2SO_4 , % 95-97) ve hidrojen peroksit (H_2O_2 , % 35) karışımında 1 saat bekletme (metal ve organik kalıntıların temizlenmesi için),
- Seyreltik hidroklorik asit (HF, % 38-40) çözeltisinde 5 dakika bekletme (oksit tabakasının temizlenmesi için),
- Azot gazı ile kurutma

3.2.2 Heteroeklem yapılarının üretimi

Temizlik işlemi tamamlanan n-tipi Si kristal parçalarının parlak yüzüne, RF magnetron saçtırma tekniği ile p-tipi ZnTe ince filmleri kaplandı. Heteroeklemlı yapıların üretim aşamasının en son basamağı olan metal kontaktlama işleminde, RF magnetron sistemden dışarı alınan p-n heteroeklem yapıların ön tarafına altın (Au) ve arka tarafına gümüş (Ag) kontaklar, termal buharlaştırma sisteminde vakum ortamında atıldı. Üst kontak için 1 mm çapında nokta desenlere sahip bir maske kullanıldı. Kontaktlama işlemi bittikten sonra, metal kontakların kristal Si yüzeyine daha iyi yapışması ve omik özellik göstermeleri için üretilen heteroeklem yapılar 180 °C’de 10 dakika ısıtıldı. Böylece p-ZnTe/n-Si heteroeklem yapıların üretimi tamamlanmış oldu. Şekil 3.3’te, üretimi tamamlanan bir Au/p-ZnTe/n-Si/Ag heteroeklem yapının şematik resmi görülmektedir.



Şekil 3.3. Au/p-ZnTe/n-Si/Ag heteroeklemlı yapının şematik görünümü

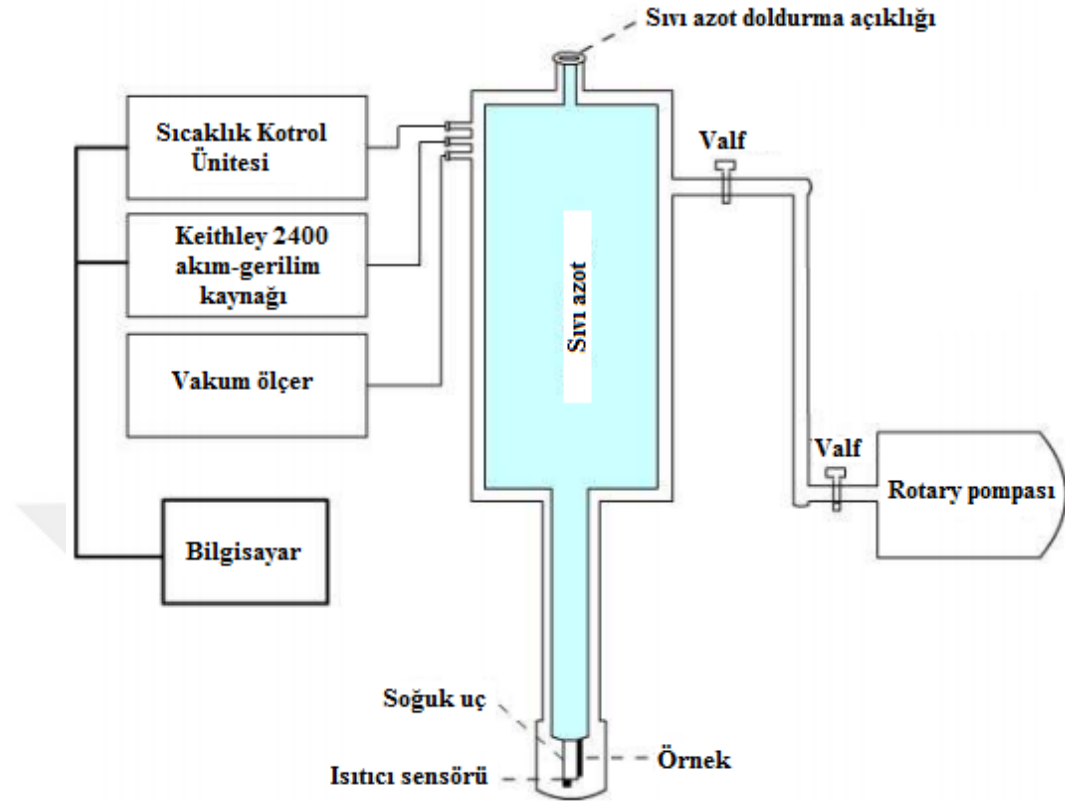
3.2.3 Heteroeklem yapıların karakterizasyonu

3.2.3.1 Karanlık akım-gerilim ölçümleri

p-ZnTe/n-Si yapısından oluşan heteroeklemlı örneklerin doğrultucu özellikleri ve diyot karakteristikleri, 200 K ile 360 K arasında değişen sıcaklık değerlerinde akım-gerilim (I - V) ölçümleri yapılarak incelendi. Sıcaklığa bağlı elektriksel ölçümlerde kullanılan sistemin şematik görünümü ile sisteme ait bir resim sırasıyla Şekil 3.4 ve Şekil 3.5’te görülmektedir.

Ölçümler esnasında, heteroeklemlı yapıların ön ve arka kontaklarına sabit değerde bir

akım uygulandı ve voltaj düşmesi Labview PC programı ile kontrol edilen Keithley 2400 model bir akım-gerilim kaynağı ile ölçüldü.



Şekil 3.4. Sıcaklık bağımlı akım-gerilim (I - V) ölçümleri için kullanılan düzeneğin şematik görünümü (Kaya, 2016; Tutuş, 2017)



Şekil 3.5. Akım-gerilim (I - V) ve kapasitans-gerilim (C - V) ölçümleri için kullanılan düzeneğin bir resmi (Güllü, 2016)

Ölçümlerde, Janis-VPF model sıvı azot kriyostat sistemi kullanıldı. Tüm ölçümler kriyostat sistemi içinde $\sim 10^{-1}$ Pa basıncındaki vakum ortamında yapıldı ve vakum şartlarına bir Ulvac Rotary pompası yardımıyla ulaşıldı. Kriyostatın soğuk ucuna bağlı bir GaAlAs diyot sensörü yardımıyla, ölçümü yapılan örneklerin sıcaklığı ölçüldü. Bilgisayar kontrollü bir LakeShore 331 model sıcaklık kontrol ünitesi yardımıyla sıcaklık kontrolü yapıldı. Karanlık ortam şartlarında ve değişik sıcaklıklarda yapılan ölçümlerden elde edilen veriler değerlendirilerek, bu tez çalışmasında üretilen heteroeklemlili yapıların diyot parametreleri (doğrultma oranı, idealite faktörü, engel yüksekliği ve doyum akımı) belirlendi.

3.2.3.2 Kapasitans-gerilim ve kondüktans-gerilim ölçümleri

Frekansa bağlı kapasitans-gerilim ($C-V$) ölçümleri, bilgisayar kontrollü ölçüm düzeneği ve Hewlett Packard 4192A LF model empedans analizörü ile oda sıcaklığında yapıldı (Şekil 3.5). Ölçümlerde uygulanan voltaj aralığı, voltaj adımı ve frekans Labview programı yardımıyla belirlendi ve tüm $C-V$ ölçümleri empedans analizörü yardımıyla yapıldı. Ölçümlerin yapıldığı voltaj aralığına, örneklerin elektriksel özelliklerine bağlı olarak karar verildi; uygulanan frekans değerleri ise analizörün sınırları olan 5 Hz ve 13 MHz arasındaki değerlerde seçildi. Deneylerde kullanılan empedans analizörünün salınım seviyesi 5 mV'den 1,1 Vrms arasında olup, salınım seviyesi adımı ise 5-100 mV bölgesinde 1 mV ve 100 mV-1,1 V bölgesinde ise 5 mV olan bir idi. İç DC ön gerilim voltaj kaynağı aralığı, 10 mV kademeli hassasiyetle -35 V ile +35 V arasındaydı.

BÖLÜM IV

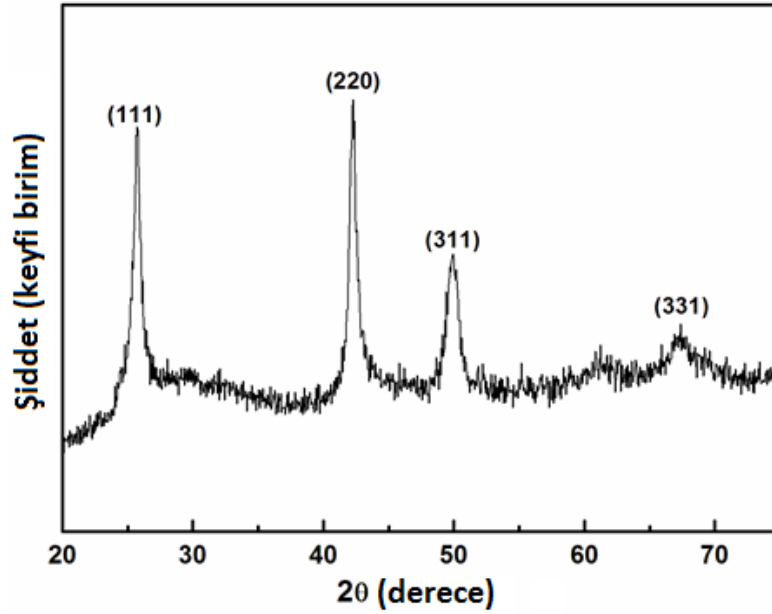
BULGULAR VE TARTIŞMA

4.1 ZnTe İnce Filmlerinin Fiziksel Özellikleri

Bu bölümde, p-n heteroeklem yapısında kullanılan ZnTe ince filmlerinin yapısal, morfolojik, optik ve elektriksel ölçümlerinden elde edilen sonuçlar sunuldu.

4.1.1 Yapısal özellikler

ZnTe ince filmlerinin yapısal özellikleri, XRD ölçümünden elde edilen sonuçlar analiz edilerek incelendi. Şekil 4.1’de, yaklaşık 300 nm kalınlıkta bir ZnTe ince film örneğinin XRD deseni görülmektedir. Şekilden de görüldüğü gibi elde edilen ince filmin polikristal yapıya sahip olduğu açıktır. İnce film örneğin XRD deseninde birbirinden kolayca ayırt edilebilir dört Bragg kırınım piki göze çarpmaktadır. Bu kırınım pikleri, kübik fazdaki ZnTe’nin sırasıyla (111), (220), (311) ve (331) Bragg yansımalarına aittir (JCPDS card No.80-0022). ZnTe ince filmi için tercih edilen büyüme yönünün (220) düzlemi boyunca olduğu da Şekil 4.1’de görülen XRD desenindeki en şiddetli pikten anlaşılmaktadır.



Şekil 4.1. Cam alttaş üzerine büyütülen ZnTe ince filminin XRD deseni

Ölçüm sınırları içerisinde üretilen ince filmlerin yapısında herhangi bir ikincil fazın oluşmadığı, filmlerin yapısına herhangi bir kirliliğin dâhil olmadığı ve filmlerin içinde Zn ve Te elementlerinin yerel olarak yoğunlaşmadığı da XRD ölçümleri ile ortaya kondu. Bu sonuç, RF magnetron saçtırma yöntemi ile büyütülen ZnTe ince filmlerin saf kübik fazda oluştuğunun açık bir göstergesidir.

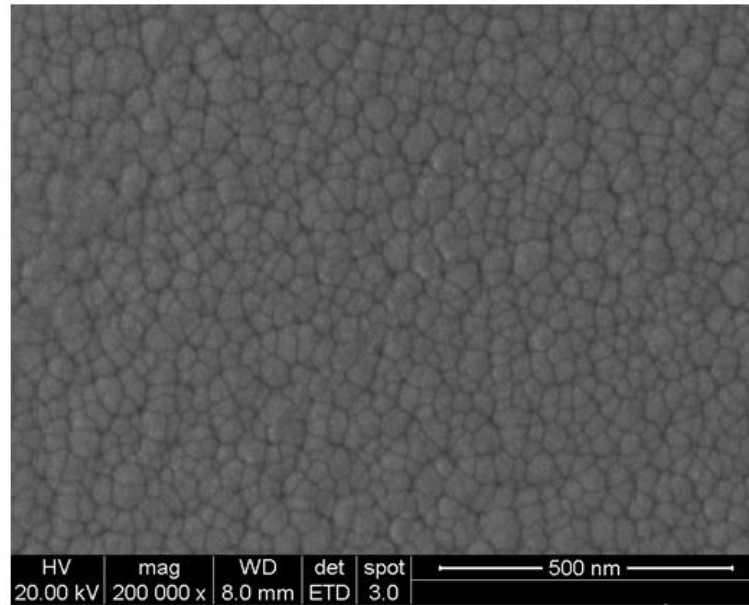
ZnTe ince filminin yapısal parametreleri (kristalit boyutu, mikrozorlanma ve dislokasyon yoğunluğu) Williamson-Hall yöntemi yardımıyla hesaplandı (Tutuş, 2017). ZnTe ince filmi için belirlenen yapısal parametreler Çizelge 4.1’de özetlenmiştir.

Çizelge 4.1. Cam alttaş üzerine büyütülen ZnTe ince filminin yapısal özellikleri

Kristalit boyutu (Å)	Dislokasyon yoğunluğu (10^{14} lines/m ²)	Mikrozorlanma (10^{-3} lin ⁻² m ⁻⁴)
310	9,5	4,6

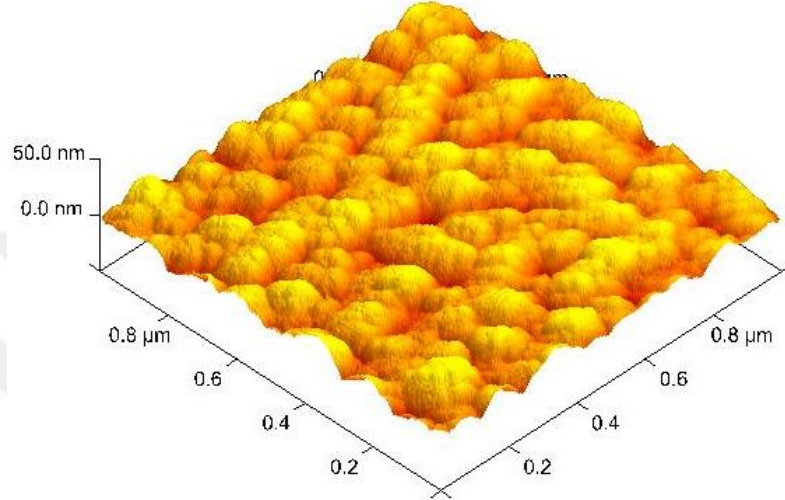
4.1.2 Morfolojik özellikler

RF magnetron saçtırma tekniği ile büyütülen ZnTe ince filmlerinin yüzey morfolojisi SEM tekniği ile karakterize edildi. Şekil 4.2, cam alttaş üzerine büyütülen bir ZnTe ince filminin üstten SEM resmini göstermektedir.



Şekil 4.2. Cam alttaş üzerine büyütülen ZnTe ince filminin SEM resmi

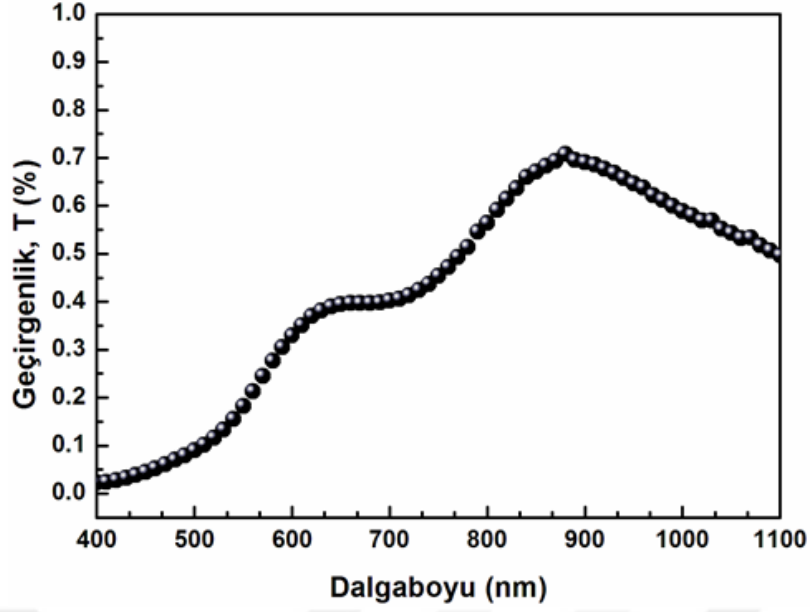
ZnTe ince film örneklerin yüzey pürüzlülüğü, AFM yöntemi vasıtasıyla analiz edildi. ZnTe ince filminin Vecoo MultiMode V model AFM cihazı yardımıyla alınmış üç-boyutlu AFM resmi Şekil 4.3'te görülmektedir. İnce filmin tüm yüzeyinin homojen dağılımlı düzgün dokular ile tamamen kaplandığı şekilden göze çarpmaktadır ve filmin yüzey pürüzlülüğü yaklaşık 58 Å olarak ölçülmüştür. Bu sonuç, ince filmin oldukça düzgün bir yüzeye sahip olduğunu göstermektedir.



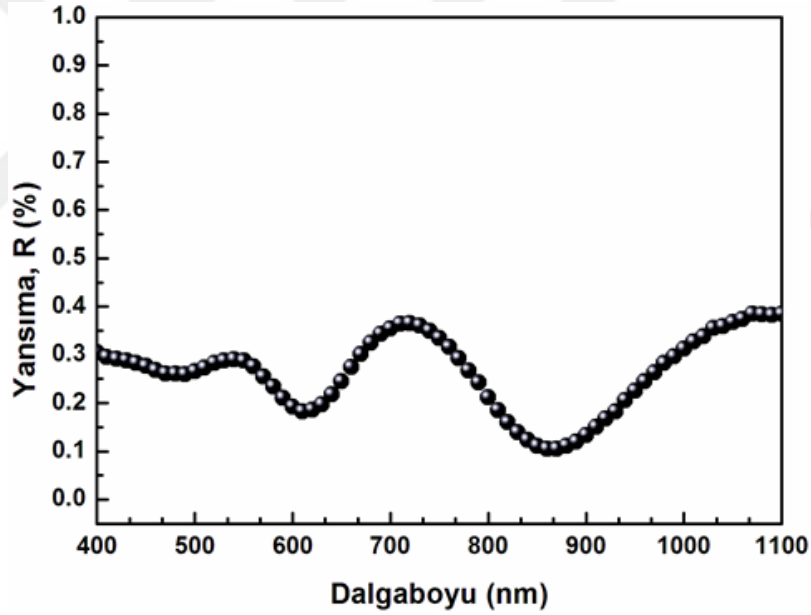
Şekil 4.3. Cam alttaş üzerine büyütülen ZnTe ince filminin AFM resmi

4.1.3 Optik özellikler

ZnTe ince film örneklerin optik özelliklerini incelemek için geçirgenlik (T) ve yansımaya (R) ölçümleri yapıldı. Bu ölçümleri gerçekleştirmek için ışın toplama küresinden, monokromatörden, fotodiyottan ve bir halojen lambadan oluşan optik bir set kullanıldı. Bir ZnTe ince film örneğin dalgaboyuna bağlı optik geçirgenlik (T) eğrisi Şekil 4.4'te, dalgaboyuna bağlı optik yansımaya eğrisi ise Şekil 4.5'te görülmektedir. Optik geçirgenlik eğrisinden, spektrumun görünür bölgesinde (400-700 nm) ince filmin oldukça soğurucu özellikte olduğu yakın-kızılötesi bölgede (750-1100 nm) ise geçirgen olduğu açıktır. Şekil 4.4'te görülen spektruma göre, ZnTe ince filminin ortalama geçirgenliği 800 nm dalgaboyunda yaklaşık % 60'tır.

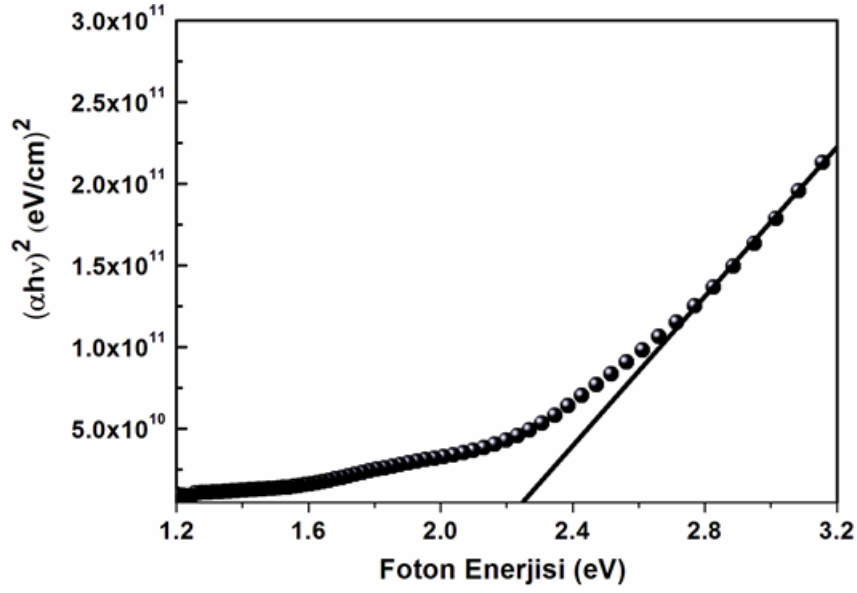


Şekil 4.4. Cam alttaş üzerine büyütülen ZnTe ince filminin dalgaboyuna bağlı optik geçirgenlik (T) eğrisi



Şekil 4.5. Cam alttaş üzerine büyütülen ZnTe ince filminin dalgaboyuna bağlı optik yansıtma (R) eğrisi

ZnTe ince film örneğinin soğurma katsayısı (α) ve yasak bant aralığı (E_g) değerlerini belirlemek için, deneysel olarak elde edilen optik yansıtma ve geçirme spektrumları kullanıldı. Denklem (2.9) yardımıyla dalgaboyuna bağlı soğurma katsayısı, Denklem (2.11)'deki Tauc eşitliği yardımıyla da yasak bant aralığı değeri hesaplandı (Tauc, 1972). Şekil 4.6, bir ZnTe ince filmi için $(\alpha h\nu)^2$ faktörünün foton enerjisine karşı değişimini göstermektedir.



Şekil 4.6. Cam alttaş üzerine büyütülen ZnTe ince filmi için $(\alpha hv)^2$ faktörünün foton enerjisine bağlı değişim eğrisi

Şekilden görüldüğü gibi $(\alpha hv)^2$ faktörü spektrumun yüksek enerji bölgesinde hv ile doğrusal olarak değişmekte, spektrumun düşük enerji bölgesinde ise lineerlikten sapmaktadır. Bu durum, ZnTe filmindeki optik geçişlerin doğrudan tipte geçiş olduğunu ortaya koyar. RF magnetron saçırma yöntemi ile büyütülen ZnTe ince filmlerinin yasak bant aralığı enerjisi, şekildeki $(\alpha hv)^2$ 'nin lineer kısmına ekstrapolasyon yapılarak enerji eksenindeki kesim noktasından elde edildi ve yaklaşık 2,25 eV olarak belirlendi. Bu sonuç, literatürde ZnTe için verilen değerler ile oldukça uyumludur (Mahalingam vd., 2002; Balu vd., 2010).

4.1.4 Elektriksel özellikler

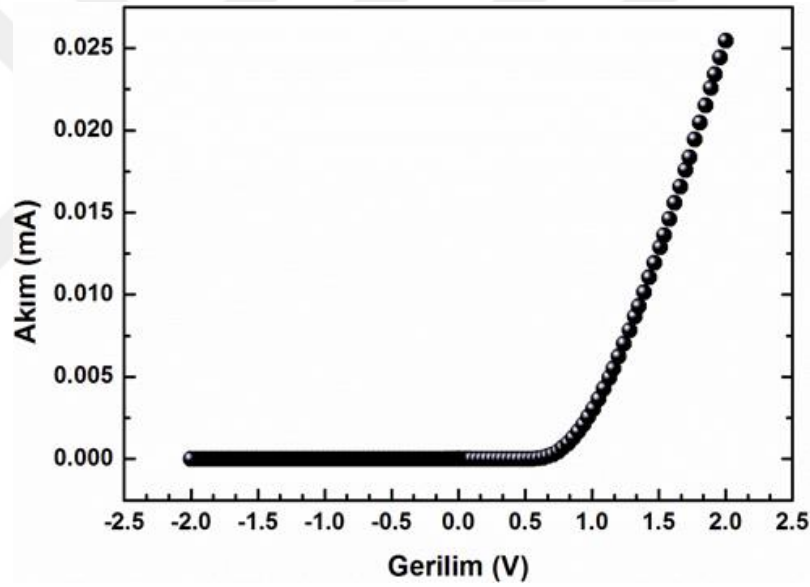
ZnTe ince filminin taşıyıcı tipini, taşıyıcı yoğunluğunu ve mobilitesini içeren elektriksel özellikleri, geleneksel dört-nokta dc Van der Pauw geometrisinin kullanıldığı Hall-etkisi ölçümleri yapılarak hesaplandı. Ölçümlerden elde edilen deneysel verilerin ışığında, ZnTe ince filminin p-tipi yarıiletken özelliğe sahip olduğu sonucuna ulaşıldı. İnce film örneğin taşıyıcı yoğunluğu ise $8,7 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$, mobilitesi ise $51 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ elde edildi.

4.2 p-ZnTe/n-Si Yapıların Elektriksel Özellikleri

Bu bölümde, ZnTe/Si p-n heteroeklemlı yapıların oda sıcaklığında ve diğer sıcaklıklarda (220-360 K) yapılan akım-gerilim, kapasitans-gerilim ve kondüktans-gerilim ölçümlerinden elde edilen sonuçlar sunuldu.

4.2.1 Oda sıcaklığında akım-gerilim karakteristikleri

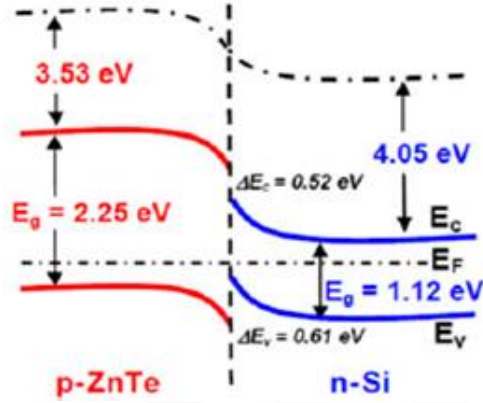
Üretimi yapılan bir heteroeklem yapının oda sıcaklığında (300 K) I - V grafiğı Şekil 4.7’de görölmektedir. Şekilde görölen doğrultma davranışı, p-ZnTe/n-Si heteroeklem yapısının tipik bir p-n eklem diyot karakteristiğine sahip olduğunu gösterir. Örneğın oda sıcaklığında ± 2 V gerilim değerlerindeki doğrultma oranı (I_F/I_R) $2,4 \times 10^4$ olarak belirlendi.



Şekil 4.7. p-ZnTe/n-Si heteroeklemlı bir yapının oda sıcaklığında (300 K) I - V karakteristiğı

Şekil 4.8, bu tezde üretimi yapılan heteroeklem yapısının enerji bant diyagramını şematik olarak göstermektedir. ZnTe filminin ve Si kristalinin sahip olduğu birbirinden farklı elektron ilgileri ve optik bant genişlikleri, eklem bölgesinin arayüzeyinde valans bandı süreksizliğı (ΔE_V) ve iletkenlik bandı süreksizliğı (ΔE_C)’ye neden olur. p-tipi ZnTe ince filminin elektron ilgisi 4,0 eV olup, yasak bant aralığı değeri ise 2,25 eV olarak optik ölçümlerden elde edildi. Kristal Si’nin elektron ilgisi ve yasak bant aralığı ise sırasıyla 4,05 eV ve 1,12 eV’dir (Akgul vd., 2014). ZnTe ve Si’ye ait bu değerler, Anderson modeli

için Denklem (2.21) ve (2.22)'de verilen eşitliklerde kullanıldı. Arayüzey etkilerinin ihmal edilmesi durumunda, bu tezde çalışılan p-ZnTe/n-Si heteroeklemin arayüzeyindeki enerji bant süreksizlikleri $\Delta E_v = 0,61$ eV ve $\Delta E_c = 0,52$ eV hesaplandı.



Şekil 4.8. p-ZnTe/n-Si heteroeklemlı bir yapının termal dengede şematik enerji bant diyagramı (Akgul vd., 2014)

Bir p-n ekleminden geçen akım genellikle uygulanan voltajın bir fonksiyonu olarak şu biçimde yazılır (Schroder, 2006):

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (4.1)$$

Burada doyum akımı I_s , idealite faktörü n , uygulanan voltaj V , elektron yükü q , Boltzman sabiti k ve mutlak sıcaklık ise K biriminde T ile temsil edilmektedir. V voltajı, sadece uzay-yük bölgesindeki gerilimdir. Bu voltaja, eklemin p ve n nötral bölgelerindeki voltaj düşmesi dahil edilmez. Eğer doyum akımı ve idealite faktörünün her ikisi de sabit değerde ise, $V > nkT/q$ durumunda $\ln(I)$ 'nın V 'ye karşı grafiği lineer bir doğru şeklinde olur.

Denklem (4.1)'deki ifadeye bakıldığında, voltajın herhangi bir direnç etkisini içermediği açıktır. Fakat I_s ve n değerleri genellikle heteroeklemlı yapının akım-gerilim bölgesinde değişir. Seri direncin (R_s) diyotun çalışma performansına etkisinin olduğu durumda ise voltaj $V - IR_s$ olur. Burada diyottan ölçülen voltaj V olup, bu voltaj diyotun alttaşından, kontaklarından ve diğer seri direnç bileşenlerinden kaynaklanan tüm direnç katkılarını içerir. Bu durumda heteroeklem yapının akım-gerilim ilişkisi (Schroder, 2006) aşağıdaki denklemle ifade edilir:

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (4.2)$$

$kT/q \ll V$ ve $IR_s \ll V$ yaklaşımları altında $\ln(I)$ 'nin V 'ye karşı grafiği lineer bir doğru olur. Artık diyotun ölçülen akımı, denklemden görülen -1 ifadesi nedeniyle küçük akım değerlerinde düz bir doğru şeklinde değildir. Diğer taraftan akımın büyük olduğu değerlerde ise diyottan ölçülen akım yine bir doğru şekline sahip olmaz; çünkü büyük akımlarda seri direnç etkisi devreye girer. Bir diyota ait $\ln(I)$ - V eğrisinin lineer kısmının voltajın sıfır olduğu $V=0$ 'da kestiği değer, I_s doyum akımına karşılık gelir. Bu lineer doğrunun eğiminden faydalanılarak, diyotun belirli bir sıcaklık değeri için n idealite faktörü belirlenir. Bunun için şu denklem kullanılır:

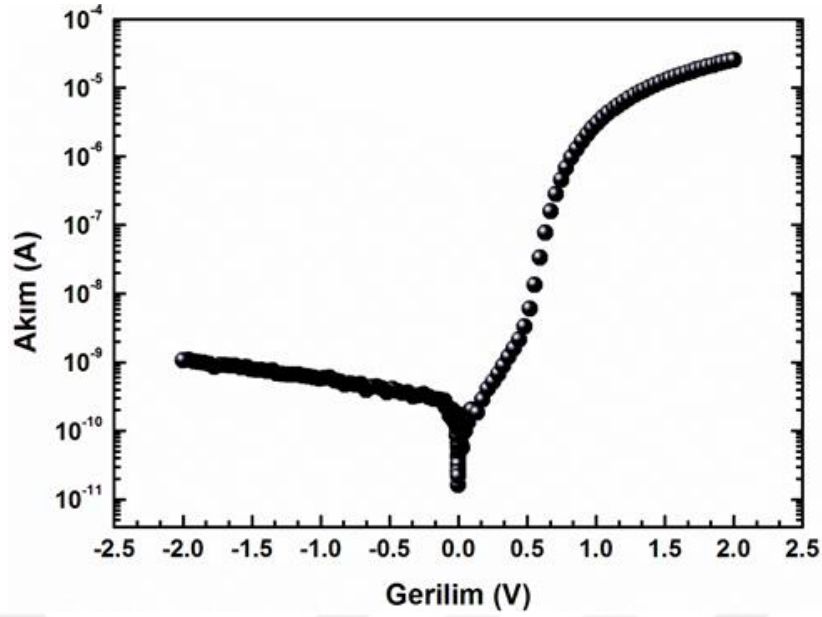
$$n = \frac{q}{kT} \left[\frac{dV}{d(\ln I)} \right] \quad (4.3)$$

Denklem (4.2)'deki I_s doyum akımının sıcaklığa bağlı denklemi aşağıdaki eşitlikle verilir (Schroder, 2006):

$$I_s = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_B}{kT}\right) \quad (4.4)$$

Denklem (4.4)'te diyodun kontak alanı A , etkin Richardson sabiti A^* ve bariyer yüksekliği Φ_B ile temsil edilir.

Şekil 4.9'da p-ZnTe/n-Si heteroeklem yapısının oda sıcaklığında ölçülen $\log(I)$ - V karakteristiği verilmiştir. Logaritmik eğri, pozitif voltaj bölgesinin başlangıç kısmındaki küçük bir bölgede lineer olarak değişse de, seri direncin etkisi yeterince büyük voltaj değerlerinde baskın olmaya başladığından eğri lineer olmaktan uzaklaşmıştır.



Şekil 4.9. p-ZnTe/n-Si/ heteroeklemlı bir yapının oda sıcaklığındaki (300 K) yarı logaritmik I - V karakteristiği

Şekil 4.9’da görölen $\log(I)$ - V eğrisinin düşük voltajlardaki lineer kısım kullanılarak, üretilen ZnTe/Si p-n heteroeklem yapısının diyot özelliğini belirleyen idealite faktörü, doyum akımı ve bariyer yüksekliği gibi parametreler oda sıcaklığı için belirlendi. Elde edilen parametreler, Çizelge 4.2’de verilmiştir. Diyot kontak alanı $A=31,4 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ ve etkin Richardson sabiti n-tipi Si alttaş için $A^* = 112 \text{ A/cm}^2 \text{ K}^2$ olarak alınmış ve bu değerler bariyer yüksekliğinin Denklem (4.4) yardımıyla hesaplanmasında kullanılmıştır (Schroder, 2006). p-ZnTe/n-Si heteroeklemlı yapının oda sıcaklığında belirlenen diyot parametreleri, $n=2,13$, $I_s=5,58 \times 10^{-11} \text{ A}$ ve $\Phi_B = 0,82 \text{ eV}$ ’dir. Diyot idealite faktörü için hesaplanan değerin 1’den büyük olması, üretilen heteroeklem yapısının ideal bir diyot davranışına sahip olmadığı açıkça göstermektedir. Heteroeklem yapısında kullanılan kristal Si alttaşın yüzeyinde olabilecek doğal oksit tabakası, p-n eklem bölgesinde olabilecek arayüzey veya tuzak durumları ve seri direnç etkisi, tezde üretilen yapının ideal diyottan sapma nedenleri arasında gösterilebilir. Sonuç olarak, akım iletiminde ara-yüzey yeniden birleşmesi baskındır.

Çizelge 4.2. p-ZnTe/n-Si/ heteroeklemlı bir yapının oda sıcaklığındaki (300 K) diyot parametreleri

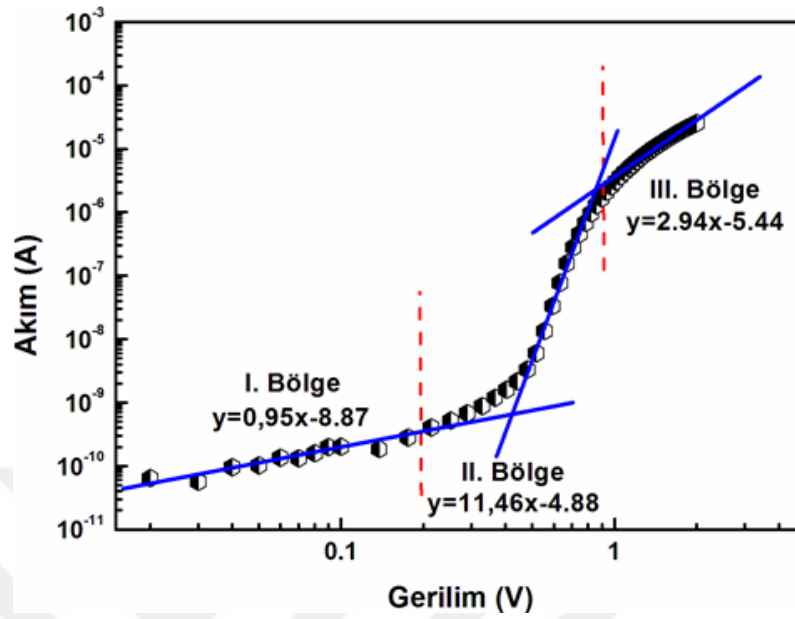
Doğrultma oranı	İdealite faktörü, n	Doyum akımı, I_s (A)	Bariyer yüksekliği, Φ_B (eV)
$2,4 \times 10^4$	2,13	$5,58 \times 10^{-11}$	0,82

Yarıiletken aygıtların ve devrelerin çalışma performansı, hızı ve gücü, genellikle seri direnç (R_s) ve şönt direnci (R_{sh}) etkisi ile azalır. Seri direnç, yarıiletken materyalin sahip olduğu kendi direncine, diyot yapısındaki kontak direncine ve diğer geometrik faktörlere bağlıdır. Aygıt performansının yüksek olması için, seri direncin mümkün olduğu kadar küçük, metalik kontaklardan ve yüzeyin homojen olmamasından kaynaklanan ve eklemde akım kaybına neden olan sızıntı akımlarının azaltılması için de şönt direncinin mümkün olduğu kadar büyük olması şarttır. Şekil 4.9'daki voltaj ekseninin pozitif ve negatif bölgelerinde seri direncin etkisiyle $\log(I)-V$ eğrisinin lineerlikten saptığı ve büküldüğü görülmektedir. Bu tez çalışmasında üretilen p-ZnTe/n-Si/ heteroeklem yapısının seri ve şönt dirençleri, eklem direncinin ($R_j=\partial V/\partial I$) uygulanan dış voltaja karşı değişimi vasıtasıyla hesaplanmıştır. Üretilen heteroeklem yapısının oda sıcaklığında belirlenen R_s seri direnç değeri $78,82 \times 10^3 \Omega$, R_{sh} şönt direnci değeri ise $18,63 \times 10^8 \Omega$ 'dur. Büyük miktardaki seri direnç, heteroeklem yapının diyot davranışını ideallikten uzaklaştırarak çalışma performansını düşürmüştür.

Bu tezde incelenen p-ZnTe/n-Si heteroeklem yapısının oda sıcaklığındaki akım iletim mekanizmasını incelemek için, yapının $I-V$ karakteristiği çift logaritmik skalada çizildi Şekil 4.10'da görüldüğü gibi $\log I - \log V$ eğrisi, uygulanan dış voltaja üstel şekilde uyan ($I \propto V^m$) birbirinden bağımsız üç farklı akım bölgesinden oluşmaktadır. $I \propto V^m$ denklemindeki m , her bir bölgenin doğrusal kısmının eğim değeridir ve enjeksiyon seviyesiyle ve tuzak merkezlerinin dağılımıyla ilişkili olarak değişen bir parametredir. Şekil 4.10'daki akım bölgeleri, düşük voltaj bölgesi (I. bölge), orta voltaj bölgesi (II. bölge) ve yüksek voltaj bölgesi (III. bölge) olarak ifade edilmiştir. I. bölge için ($V < 0,2$ Volt) eğim $m=0,93$ olarak belirlenmiştir. Bu bölgedeki m değerinin 1'e yakın olması, akımın dışarıdan uygulanan voltaj ile orantılı olarak değiştiği gösterir. Bu sebeple I. bölgedeki akım iletim mekanizması omik karaktere sahiptir.

Üretilen heteroeklem yapısına uygulanan dış voltaj değeri arttıkça, m değerinde bir artış göze çarpmaktadır. $\log I - \log V$ eğrisinin II. Bölgesi, 0,2-1,0 Volt gerilim aralığına karşılık gelir ve bu bölge için eğim $m=11,46$ 'dır. m eğiminin 2 değerinden büyük olması, bu bölge için ileri beslemedeki akımın eksponansiyel tuzak dağılımlı SCLC (space-charge limited current) mekanizması ile uyumlu olduğunu gösterir. Orta voltaj bölgesi için, diyot yapısındaki eklemde tükenme bölgesindeki tuzak durumları da akıma katkıda bulunabileceğinden bu voltaj değerlerinde enjekte edilen serbest taşıyıcıların hareketi

daha baskındır; tuzak seviyeleri etkindir ve serbest taşıyıcılar bu tuzaklar tarafından yakalanırlar.

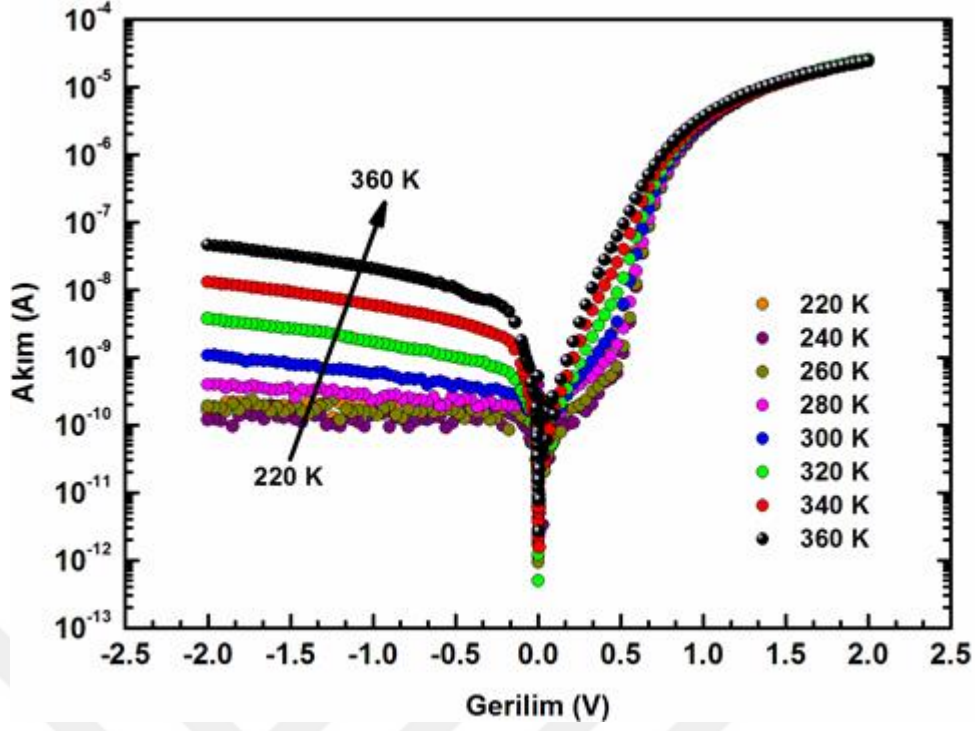


Şekil 4.10. p-ZnTe/n-Si heteroeklemlı bir yapının oda sıcaklığındaki (300 K) çift logaritmik I - V karakteristiği

Yüksek voltaj bölgesi olan III. bölgede ($V > 1,0$ Volt), tuzak seviyelerinden akıma artık bir katkı yoktur. Bu bölge için eğim değeri (m), orta gerilim bölgesindeki değer ile karşılaştırıldığında azalmış ve $m = 2,94$ değerine düşmüştür. Tuzaklardan bağımsız SCLC mekanizması, bu bölgedeki akım iletim mekanizması olarak ifade edilebilir.

4.2.2 Sıcaklığa bağlı akım-gerilim karakteristikleri

Üretilen p-ZnTe/n-Si heteroeklemlı bir yapının 20 K adımlarla 220 K-360 K arasında değişen sıcaklık değerleri için ölçülen log I - V karakteristikleri Şekil 4.11’de verilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi, heteroeklem yapısı her bir farklı sıcaklık değerinde doğrultma davranışı sergilemektedir.



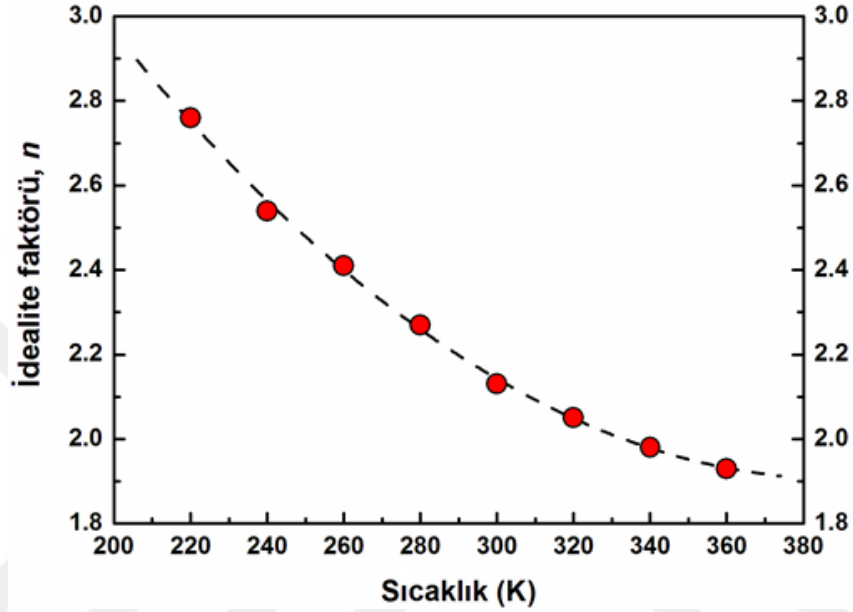
Şekil 4.11. p-ZnTe/n-Si heteroeklemlı bir yapının 220 K - 360 K arasında değişen çeşitli sıcaklıklardaki yarı logaritmik I - V karakteristiği

Şekil 4.11'daki her bir $\log I$ - V eğrisinin 0,04 – 0,1 Volt aralığındaki lineer bölgeleri göz önüne alınarak üretilen heteroeklemlı bir yapı için diyot parametreleri ayrı ayrı belirlendi. Değişik sıcaklıklarda diyot parametreleri 4.3'te listelenmiştir. 220 K için elde edilen n ve Φ_B değerleri sırasıyla 2,76 ve 0,6 eV'dir. 360 K sıcaklığında ise aynı parametreler sırasıyla 1,93 ve 0,89 eV olarak bulundu. Çizelge 4.3'te görüldüğü gibi, sıcaklık arttığında diyot idealite faktöründe bir düşme ve bariyer yüksekliğinde ise bir artma meydana geldi.

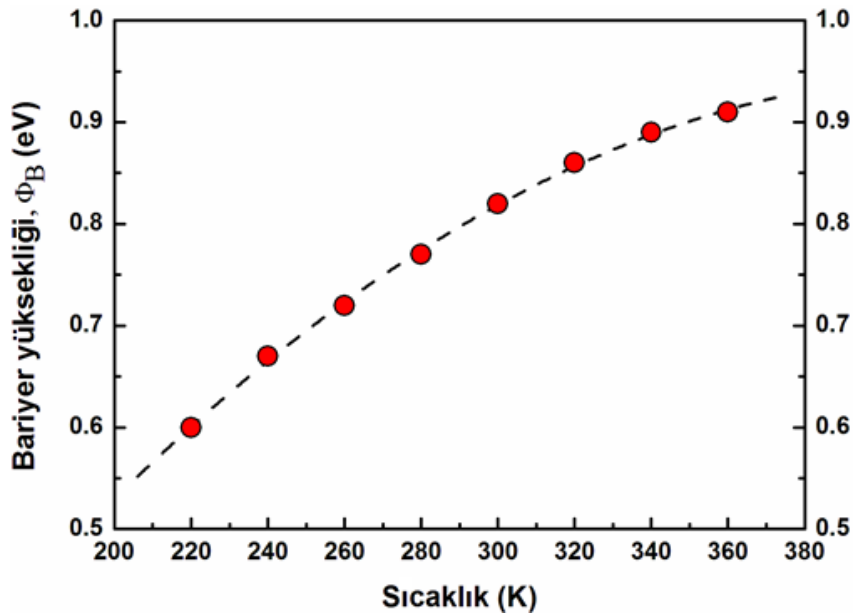
Çizelge 4.3. p-ZnTe/n-Si heteroeklemlı bir yapının çeşitli sıcaklık değerlerindeki diyot parametreleri

Sıcaklık (K)	Doğrultma oranı	İdealite faktörü, n	Doyum akımı, I_s (A)	Bariyer yüksekliği, Φ_B (eV)
220	$2,07 \times 10^5$	2,76	$1,13 \times 10^{-11}$	0,6
240	$1,46 \times 10^5$	2,54	$1,47 \times 10^{-11}$	0,67
260	$0,32 \times 10^5$	2,41	$1,63 \times 10^{-11}$	0,72
280	$6,42 \times 10^4$	2,27	$2,82 \times 10^{-11}$	0,77
300	$2,4 \times 10^4$	2,13	$5,58 \times 10^{-11}$	0,82
320	$7,02 \times 10^3$	2,05	$2,94 \times 10^{-10}$	0,86
340	$1,82 \times 10^3$	1,98	$4,63 \times 10^{-10}$	0,89
360	$5,26 \times 10^2$	1,93	$7,56 \times 10^{-10}$	0,91

Bu tez çalışmasında üretilen p-ZnTe/n-Si heteroeklemlı bir yapı için bulunan idealite faktörü ve bariyer yüksekliği değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi, Őekil 4.12 ve Őekil 4.13 gürılmektedir. Her ili diyot parametresi de sıcaklığa gürlü Őekilde bağlıdır. Düşük sıcaklık değerlerinde, elektronlar düşük seviyeli bariyerleri aşıp akıma katkıda bulunurlar. Artan sıcaklıkla birlikte, artık daha fazla elektron daha yüksek bariyerleri gečecek miktarda enerjiye sahip olur.

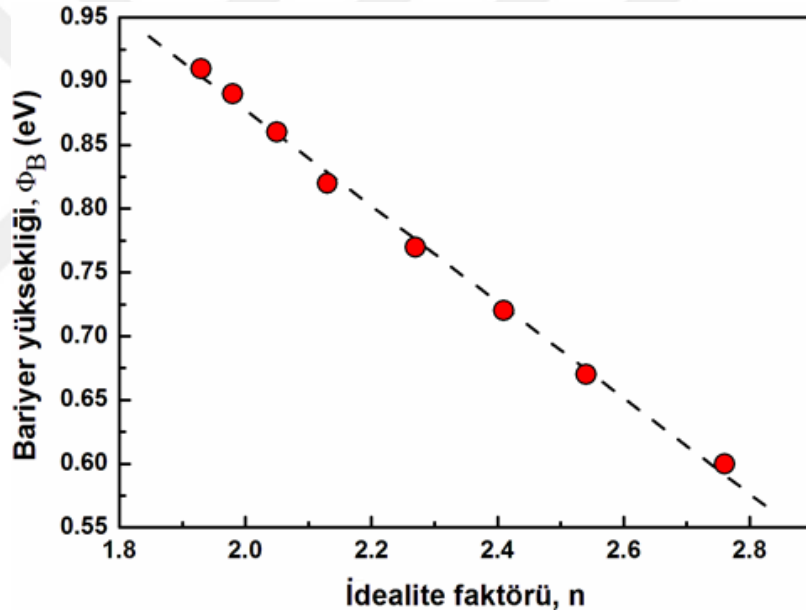


Şekil 4.12. p-ZnTe/n-Si heteroeklemlı bir yapının idealite faktörü n 'nin sıcaklığa bağlı değişimi



Şekil 4.13. p-ZnTe/n-Si heteroeklemlı bir yapının bariyer yüksekliği Φ_B 'nin sıcaklığa bağlı değişimi

p-ZnTe/n-Si heteroeklem yapısının 220 K ile 360 K arasında değişen sıcaklıklarda hesaplanan idealite faktörüne karşı bariyer yüksekliğinin değişimini Şekil 4.14'te görülmektedir. Şekilde, her iki diyot parametresi arasında doğrusal bir değişimin olduğu göze çarpmaktadır. İdealite faktörü ile bariyer yüksekliği arasında gözlenen bu lineer ilişki, farklı sıcaklıklar için hesaplanan bariyer yüksekliğinin homojen olmamasından kaynaklanabilir. Ayrıca artan idealite faktörüne karşı bariyer yüksekliğinin azalması, heteroeklemlili yapının çalışma mekanizmasının saf termoiyonik yayılım (TE) teorisinden saptığının da bir göstergesi olabilir. Termoiyonik yayıma göre, elektronlar bir bariyer boyunca yayılır. Elektronların düşük sıcaklıklardaki enerjisi düşüktür ve daha küçük bariyerlerden geçerler. Böylece, diyotun idealite faktörü büyük olur. Tersine, elektronlar yüksek sıcaklıklarda yüksek bariyeri aşmak için önemli miktarda enerji kazanırlar ve bu durum daha yüksek sıcaklıklarda daha düşük idealite faktörüne neden olur.



Şekil 4.14. p-ZnTe/n-Si heteroeklemlili bir yapının 220-360 K sıcaklık aralığında bariyer yüksekliğinin idealite faktörüne karşı değişimi

Şekil 4.11'in yüksek pozitif ve negatif voltaj bölgelerinde farklı sıcaklık değerleri için ölçülen $\log(I)$ - V eğrilerinin seri direnç etkisiyle lineerlikten uzaklaştığı ve büküldüğü göze çarpmaktadır. Bu tezde üretilen p-ZnTe/n-Si heteroeklem yapısının farklı sıcaklıklar için parazitik seri ve şönt direnci değerleri, Ohm Yasası ($R_j = \partial V / \partial I$) kullanılarak hesaplandı. Elde edilen değerler Çizelge 4.4'te görülmektedir. Heteroeklemlili yapının 220 K için belirlenen R_s ve R_{sh} değerleri sırasıyla $84,04 \times 10^3 \Omega$ ve $168,33 \times 10^8 \Omega$ 'dur. Sıcaklık 360 K olduğunda bu değerler sırasıyla $77,81 \times 10^3 \Omega$ ve $0,43 \times 10^8 \Omega$ 'dur.

Yani, artan sıcaklıkla birlikte hem seri direnç hem de şönt direnci azalmıştır. Sıcaklığın artması bağların kırılmasına ya da serbest yük taşıyıcı yoğunluğunun artmasına neden olur ve böylece seri direnç azalır. Düşük sıcaklıklarda şönt direncinin yüksek olması, üretilen heteroeklemlili yapının doğrultma oranını da artırmaktadır.

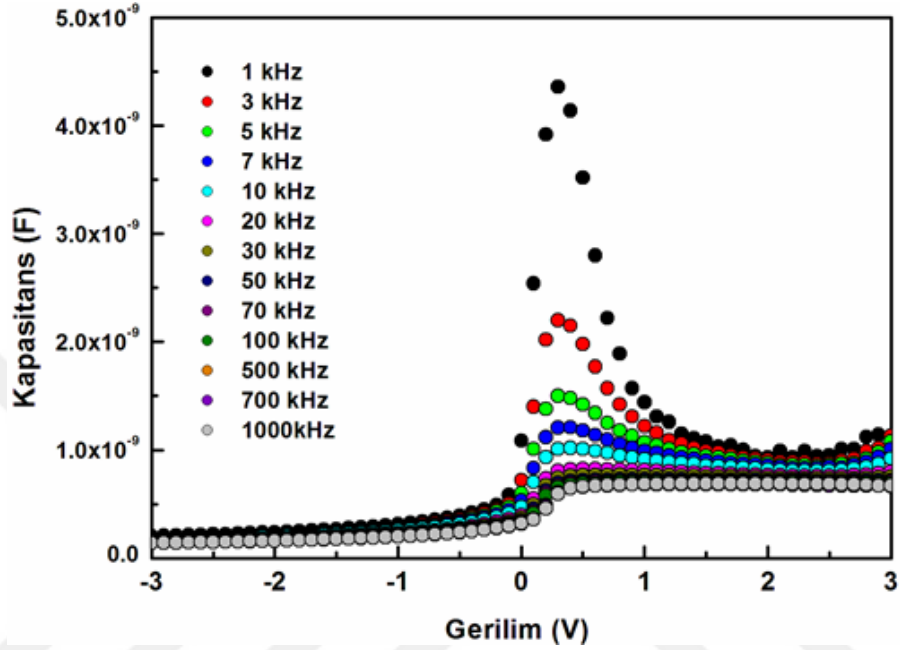
Çizelge 4.4. p-ZnTe/n-Si heteroeklemlili bir yapının çeşitli sıcaklıklardaki parazitik direnç değerleri

Sıcaklık (K)	Seri direnç, R_s (Ω)	Şönt direnci, R_{sh} (Ω)
220	$84,04 \times 10^3$	$168,33 \times 10^8$
240	$82,52 \times 10^3$	$122,13 \times 10^8$
260	$80,54 \times 10^3$	$106,41 \times 10^8$
280	$79,51 \times 10^3$	$50,69 \times 10^8$
300	$78,82 \times 10^3$	$18,63 \times 10^8$
320	$78,31 \times 10^3$	$5,38 \times 10^8$
340	$77,93 \times 10^3$	$1,54 \times 10^8$
360	$77,81 \times 10^3$	$0,43 \times 10^8$

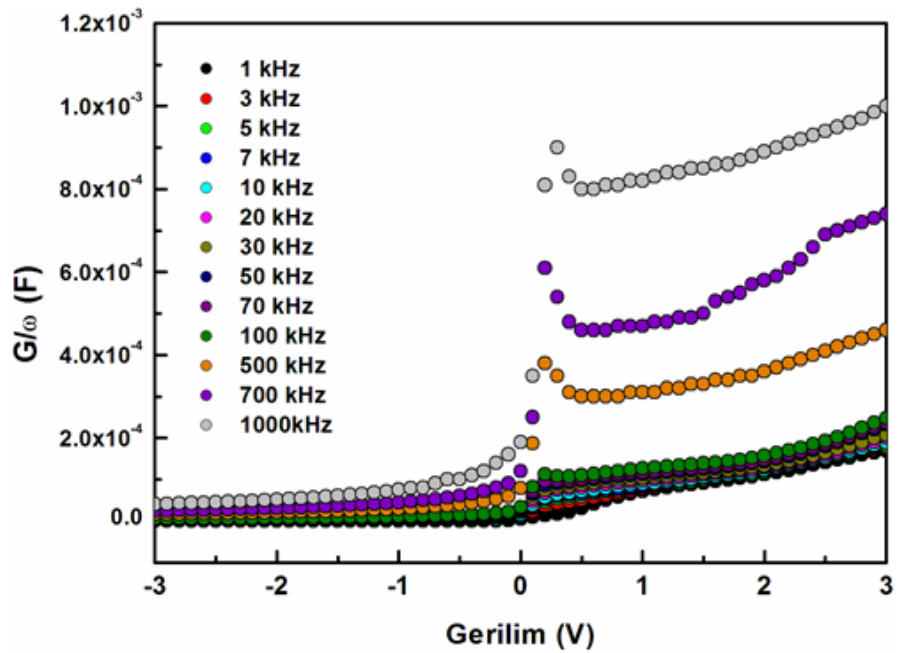
4.2.3 Frekansa bağlı kapasitans-gerilim ve kondüktans-gerilim karakteristikleri

Bu tez çalışmasında üretilen p-ZnTe/n-Si heteroeklem yapıların frekans bağımlı kapasitans-gerilim ($C-V$) ve kondüktans-gerilim ($G/\omega-V$) ölçümleri, LabVIEW kontrollü Keithley 2400 model akım-gerilim kaynağı ve HP 4192A LF Empedans Analizörü kullanılarak 1 kHz-1MHz frekans aralığında oda sıcaklığında yapıldı. Şekil 4.15 ve Şekil 4.16, p-ZnTe/n-Si yapısı için sırasıyla frekans bağımlı kapasitans-gerilim ($C-V$) ve kondüktans-gerilim ($G/\omega-V$) karakteristiklerini -3 V ile +3 V gerilim aralığında göstermektedir. Her iki şekilden de görüldüğü gibi, C ve G/ω için ölçülen değerler frekansa bağımlılık sergilemektedir. $C-V$ eğrileri, 0-1 V arasında belirgin bir pike sahiptir ve bu piklerin şiddeti, artan frekansla azalmaktadır. Şekil 4.15'te, eklem bölgesine uygulanan AC sinyaline bağlı olarak artan frekansla birlikte kapasitans değerlerinde azalma göze çarpmaktadır. Bir başka ifadeyle, düşük frekanslarda daha yüksek kapasitans değerleri ölçülmüştür. Heteroeklemlili yapının bu davranışı, ZnTe/Si yapısının eklem bölgesindeki arayüzey durumlarından kaynaklanmaktadır. Yani, arayüzey durumları düşük frekanslarda AC sinyalini takip edebildiğinden düşük frekans değerlerinde kapasitansa önemli ölçüde katkı sağlamışlardır. Frekans değeri arttıkça, kapasitans

değerlerine arayüzey durumlarından gelen katkı gittikçe azalmakta ve yaklaşık 1 MHz'den sonra bu katkı ihmal edilecek kadar küçük olmaktadır. Orta değerlerde ise arayüzey durumlarının AC sinyalini takip etme gücü artan frekansla azalmaktadır. Artan frekansa karşılık gerilimle doğru orantılı olarak kondüktans değerleri de artmıştır. (Şekil 4.16).



Şekil 4.15. p-ZnTe/n-Si heteroeklemlı bir yapının oda sıcaklığında (300 K) frekansa bağıli kapasitans-gerilim ($C-V$) karakteristiğı

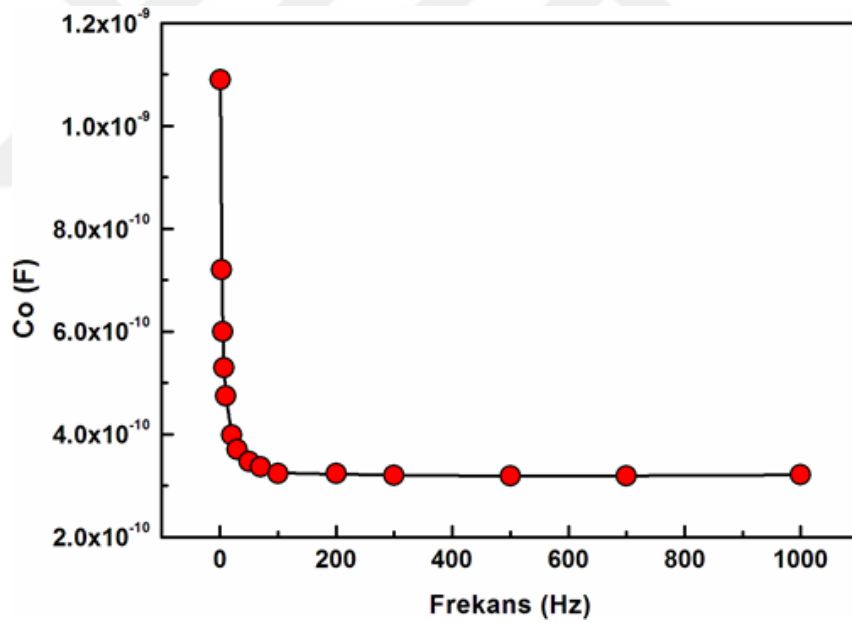


Şekil 4.16. p-ZnTe/n-Si heteroeklemlı bir yapının oda sıcaklığında (300 K) frekansa bağıli kondüktans-gerilim ($G/\omega-V$) karakteristiğı

Şekil 4.17, p-ZnTe/n-Si heteroeklemlı bir yapıda V=0 Volt gerilimdeki kapasitansın (C_0) frekansa bağlı değişimini göstermektedir. Şekilde görülen düşük frekanslardaki C_0 kapasitans değerleri kullanılarak, aşağıdaki denklem yardımıyla heteroeklemlı yapının arayüzey kusur yoğunluğu (N_{ss}) hesaplandı.

$$N_{ss} = \frac{C_{ss}}{qA} \quad (4.6)$$

Denklem (4.6)'da C_{ss} arayüzey durumlarının kapasitans değerini, q elektron yükünü ve A ise heteroeklemlı yapının yüzey alanının büyüklüğünü ifade eder. Arayüzey durumlarının kapasitans değeri (C_{ss}), Şekil 4.17'de görülen eğrinin düşük frekans değerlerinde kapasitans eksenini kestiği noktadan belirlendi. Denklem 4.6 kullanılarak p-ZnTe/n-Si heteroeklemlı bir yapı için arayüzey kusur yoğunluğu $5,43 \times 10^{11} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ olarak hesaplandı.



Şekil 4.17. p-ZnTe/n-Si heteroeklemlı bir yapıda V=0 Volt gerilimdeki kapasitansın frekansa bağlı değişimi

BÖLÜM V

SONUÇLAR

Bu tez çalışmasının ilk aşamasında p-n heteroeklem yapısında kullanılan ZnTe ince filmlerinin fiziksel özellikleri incelendi. p-tipi ZnTe ince filmleri, silikat cam alttaşlar üzerine RF magnetron saçırma tekniği kullanılarak kaplandı ve elde edilen filmlerin yapısal, morfolojik, optik ve elektriksel özellikleri XRD, SEM, AFM, optik yansıma ve geçirme ile Hall-etkisi ölçümleri vasıtasıyla incelendi. Yaklaşık 300 nm kalınlıkta ZnTe ince film örneklerinin XRD desenleri analiz edildi ve üretilen filmlerin polikristal yapıya sahip olduğu görüldü. İnce film örneklerin XRD deseninde gözlenen kırınım pikleri, kübik fazdaki ZnTe'nin sırasıyla (111), (220), (311) ve (331) Bragg yansımalarına atfedildi. Üretilen ZnTe ince filmleri için tercih edilen büyüme yönünün (220) düzlemi boyunca olduğu da XRD desenindeki en şiddetli pikten anlaşıldı. Ölçüm sınırları içerisinde üretilen ince filmlerin yapısında herhangi bir ikincil fazın oluşmadığı, filmlerin yapısına herhangi bir kirliliğin dâhil olmadığı ve filmlerin içinde Zn ve Te elementlerinin yerel olarak yoğunlaşmadığı da XRD ölçümleri ile ortaya kondu. Bu sonuçlar, RF magnetron saçırma yöntemi ile büyütülen ZnTe ince filmlerinin saf kübik fazda oluştuğunu açıkça gösterdi.

ZnTe ince film örneklerin X-ışını çizgi profili analizi, Williamson-Hall yöntemi kullanılarak yapıldı ve filmlerin ortalama kristalit boyutu, mikrozorlanma ve dislokasyon yoğunluğu gibi yapısal parametreleri belirlendi. Kristalit boyutu 310 Å, dislokasyon yoğunluğu $9,5 \times 10^{14}$ lines/m² ve mikrozorlanması ise $4,6 \times 10^{-3}$ lin⁻² m⁻⁴ olarak hesaplandı.

RF magnetron saçırma tekniği ile büyütülen ZnTe ince filmlerinin yüzey morfolojisi SEM tekniği, yüzey pürüzlülüğü ise AFM tekniği vasıtasıyla karakterize edildi. SEM ölçümlerinden ince filmlerin cam alttaşlara iyi şekilde yapıştığı ve yüzeylerinde herhangi bir çatlak, delik veya boşluk oluşumunun bulunmadığı görüldü. İnce film örneklerin yüzeyinde şekil ve boyut olarak hayli düzenli dağılmış sıkı-paketli nanoboyutlu doku oluşumu gözlemlendi. İnce filmlerin oldukça düzgün bir yüzeye sahip olduğu ve tüm yüzeyin homojen dağılımlı düzgün dokular ile tamamen kaplandığı AFM sonuçları ile ortaya kondu.

ZnTe ince film örneklerin optik özelliklerini belirlemek için geçirgenlik (T) ve yansımaya (R) ölçümleri yapıldı. Elektromanyetik spektrumun görünür bölgesinde (400-700 nm) oldukça soğurucu özellikte olan ZnTe ince film örneklerinin yakın-kızılötesi bölgede (700-1100 nm) ise geçirgen oldukları gözlemlendi ve ortalama geçirgenlik 800 nm dalgaboyunda yaklaşık % 60 olarak belirlendi. Deneysel olarak elde edilen optik yansımaya ve geçirme spektrumları, ince film örneklerin soğurma katsayısı (α) ve yasak bant aralığı (E_g) değerlerini hesaplamak için kullanıldı. RF magnetron saçtırma yöntemi ile büyütülen ZnTe ince filmlerinin yasak bant aralığı enerjisi yaklaşık 2,25 eV olarak hesaplandı ve bu sonucun literatür ile oldukça uyumlu olduğu görüldü.

ZnTe ince filmlerinin taşıyıcı tipi, taşıyıcı yoğunluğu ve mobilite gibi elektriksel özellikleri, geleneksel dört-nokta dc Van der Pauw geometrisinin kullanıldığı Hall-etkisi ölçümleri sonucunda belirlendi. p-tipi yarıiletken özellik sergileyen ince filmlerin mobilitesi $51 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ ve taşıyıcı yoğunluğu ise $8,7 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ olarak hesaplandı.

Tez çalışmasının ikinci aşamasında, n-tipi kristal Si alttaşlar üzerine p-tipi ZnTe ince filmleri RF magnetron saçtırma tekniği ile kaplanarak ZnTe/Si heteroeklem yapıları üretilmiş ve bu yapıların sıcaklığa bağlı I - V karakteristikleri ve frekansa bağlı C - V karakteristikleri incelendi. Bir heteroeklemli yapının oda sıcaklığındaki (300 K) I - V ölçümünden örneğin oda sıcaklığında doğrultma davranışı sergilediği ve yapının tipik bir p-n eklem diyot karakteristiğine sahip olduğu ortaya kondu. $\pm 2 \text{ V}$ gerilim değerlerindeki doğrultma oranı (I_F/I_R) $2,4 \times 10^4$ olarak bulundu. p-ZnTe/n-Si heteroeklemli yapının oda sıcaklığında ölçülen $\log(I)$ - V eğrisi kullanılarak idealite faktörü 2,13, doyum akımı $5,58 \times 10^{-11} \text{ A}$ ve bariyer yüksekliği ise 0,82 eV olarak belirlendi. 1 değerinden büyük olan diyot idealite faktörü, üretilen heteroeklemli yapının ideal bir diyot davranışına sahip olmadığını ve akım iletiminde ara-yüzey yeniden birleşmesinin baskın olduğunu ortaya koydu. p-ZnTe/n-Si/ heteroeklemli yapıların seri ve şönt dirençleri, eklem direncinin ($R_j = \partial V / \partial I$) uygulanan dış gerilime karşı değişimi kullanılarak belirlendi. Oda sıcaklığındaki seri direnç $78,82 \times 10^3 \Omega$ bulundu. Üretilen bir heteroeklemli yapının oda sıcaklığındaki şönt direnci ise $18,63 \times 10^8 \Omega$ olarak belirlendi. Seri direncin büyük olması nedeniyle, üretilen heteroeklemli yapıların diyot davranışının ideallikten uzaklaştığı ve çalışma performansının düştüğü sonucuna ulaşıldı.

p-ZnTe/n-Si heteroeklemlı yapıların oda sıcaklığındaki akım iletim mekanizmasını incelemek için, üretilen bir örneğin I - V karakteristiği çift logaritmik skalada çizildi ve elde edilen eğrinin birbirinden bağımsız üç farklı akım bölgesinden oluştuğu ve uygulanan dış gerilime üstel şekilde bağlı olduğu ($I \propto V^m$) gözlemlendi. Düşük gerilim bölgesindeki ($V < 0,2$ Volt) akım iletim mekanizmasının omik karaktere sahip olduğu, orta gerilim bölgesinde (0,2-1,0 V) ileri beslemedeki akımın eksponansiyel tuzak dağılımlı SCLC (space-charge limited current) mekanizması ile uyumlu olduğu ve yüksek gerilim bölgesinde ($V > 1,0$ V) ise akım iletiminin tuzaklardan bağımsız SCLC mekanizması olduğu sonucuna ulaşıldı.

Üretilen p-ZnTe/n-Si heteroeklemlı bir yapının 220-360 K arasında değişen sıcaklıklardaki ölçümlerinden elde edilen $\log I$ - V karakteristikleri, yapının her bir sıcaklık değeri için doğrultma davranışı sergilediğini gösterdi. Farklı sıcaklık değerleri için idealite faktörü (n), doyum akımı (I_0) ve bariyer yüksekliği (Φ_B) hesaplandı. n ve Φ_B değerleri 220 K sıcaklığında sırasıyla 2,76 ve 0,6 eV iken sıcaklık 360 K olduğunda bu değerler 1,93 ve 0,89 eV olarak belirlendi. Buna göre, artan sıcaklıkla birlikte diyot idealite faktöründe azalma ve bariyer yüksekliğinde ise artma meydana geldi.

p-ZnTe/n-Si heteroeklemlı yapıların hem idealite faktörü hem de bariyer yüksekliği değerlerinin sıcaklığa güçlü şekilde bağlı olduğu, düşük sıcaklıklarda elektronların düşük seviyeli bariyerleri aşım akıma katkıda bulunduğu, sıcaklık arttığında ise daha fazla sayıda elektronun daha yüksek bariyerleri geçecek miktarda enerjiye sahip olduğu sonucuna ulaşıldı. p-ZnTe/n-Si heteroeklem yapısının 220 K ile 360 K arasında değişen sıcaklıklarda hesaplanan idealite faktörü ile bariyer yüksekliği arasında doğrusal bir değişim olduğu gözlemlendi. Artan idealite faktörüne karşı bariyer yüksekliğinin azalmasının, heteroeklemlı yapının çalışma mekanizmasının saf termoiyonik yayınımlı (TE) teorisinden saptığının bir göstergesi olabileceği şeklinde yorumlandı.

Bu tez çalışmasında üretilen p-ZnTe/n-Si heteroeklem yapıların frekans bağımlı C - V ve G/ω - V ölçümleri, oda sıcaklığında ve 1 kHz-1MHz frekans aralığında yapıldı. Ölçümler sonucunda C - V ve G/ω - V karakteristiklerinin her ikisinin de uygulanan frekansa bağımlılık gösterdiği gözlemlendi. Eklem bölgesine uygulanan AC sinyaline bağlı olarak artan frekansla birlikte kapasitans değerlerindeki azalmanın, p-ZnTe/n-Si yapısının eklem

bölgesindeki arayüzey durumlarından kaynaklanabileceği sonucuna ulaşıldı.

Bu tez çalışmasında ortaya konulan sonuçlar göz önüne alındığında, RF magnetron saçtırma tekniği kullanılarak üretilen p-ZnTe/n-Si heteroeklem yapıların diyot özellikleri üzerinde seri direncin etkisi ihmal edilemeyecek kadar büyüktür. Bu nedenle, bu tür heteroeklem yapıların çalışma performansını geliştirecek en önemli etkenlerden bir tanesi, yapıda ortaya çıkan seri direnci mümkün olduğunca düşürmektir. Böylece üretilen yapıların I - V karakteristikleri daha da iyileştirilebilir ve çalışma performansı daha da geliştirilebilir.



KAYNAKLAR

Acharya, K.P., Erlacher, A., and Ullrich, B., “Optoelectronic properties of ZnTe/Si heterostructures formed by nanosecond laser deposition at different Nd:YAG laser lines”, *Thin Solid Films* 515, 4066-4069, 2007.

Adachi, S., Properties of Group-IV, III-V and II-VI Semiconductors, *John Wiley & Sons, Ltd.*, England, 2005.

AlMaiyaly, B.K.H., Hussein, Bushra H.A. and Shaban, H., “Fabrication and characterization study of ZnTe/n-Si heterojunction solar cell application”, *Journal of Physics: Conf. Series* 1003, 012084-1–10, 2018.

Anderson R.L., “Germanium-Gallium arsenide heterojunctions”, *IBM J. Res. Dev.* 4, 283-287, 1960.

Anderson R.L., “Experiments on Ge-GaAs heterojunctions”, *Solid State Electron.* 5, 341-344, 1962.

Anderson, R.L., *Proc. Int. Conf. on the Phys. Chem. of Semicond. Heterofunctions*, Akadémiai Kiadó II, 55, Budapest, 1971.

Bube, R.H., Photoelectronic Properties of Semiconductors, *Cambridge University Press*, Great Britain, 1992.

Calow, J.T. Deasley, P.J. Owen, S.J.T. and Webb, P.W., “A review of semiconductor heterojunctions”, *Journal of Materials Science* 2, 88-96, 1967.

Chang, J.H., Takai, T., Koo, B.H., Song, J.S., Handa, T. and Yao, T., “Aluminum-doped n-type ZnTe layers grown by molecular-beam epitaxy”, *Appl. Phys. Lett.* 79, 785-787, 2001.

Chopra, K.L., Paulson K.L. and Dutta V., “Thin-film solar cells: An overview”, *Prog. Photovolt.* 12, 69-92, 2004.

Chrisey, D.B. and Hubler, G.K., Pulsed Laser Deposition of Thin Films, *John Wiley &*

Sons Inc., USA, 1994.

Crowell, C.R. and Sze, S.M., “Current transport in metal-semiconductor barriers”, *Solid State Electron.* 9, 1035-1048, 1966.

O'Dell, D., MBE Growth and Characterization of ZnTe and Nitrogen-doped ZnTe on GaAs(100) Substrates, Department of Physics, University of Notre Dame, 2010

Dolega, U., *Z. Naturf.* 18a, 653, 1963.

Donnelly, J.P. and Milnes, A.G., “Current/voltage characteristics of p-n Ge-Si and Ge-GaAs heterojunctions”, *Proc. IEE.* 113 (9), 1468-1476, 1966.

Donnelly, J.P. and Milnes, A.G., “The capacitance of p-n heterojunctions including the effects of interface states”, *IEEE Transactions on Electron Devices* 14 (2), 63-68, 1967.

Fauzi, F., Diso, D.G., Echendu, O.K., Patel, V., Purandare, Y., Burton, R. and Dharmadasa, I.M., “Development of ZnTe layers using an electrochemical technique for applications in thin-film solar cells”, *Semicond. Sci. Technol.* 28, 045001-10, 2013.

Ghosh, B., Ghosh, D., Hussain, S., Bhar, R. and Pal, A.K., “Growth of ZnTe films by pulsed laser deposition technique”, *J. Alloy. Compd.* 541, 104-110, 2012.

Guo, Q., Kume, Y., Fukuhara, Yuji., Tanaka, T., Nishio, M., Ogawa, H., Hiratsuka, Masahiko, T., and Hangyo, M., “Observation of ultra-broadband terahertz emission from ZnTe films grown by metalorganic vapor epitaxy”, *Solid State Communications* 141 188-191, 2007.

Güllü, H.H, Material and device characterization of ZnInSe₂ and Cu_{0.5}Ag_{0.5}InSe₂ thin films for photovoltaic applications, PhD Thesis, *The Graduate School of Natural and Applied Sciences of Middle East Technical University*, Ankara, 2016.

Hall, E.H., “On a new action of the magnet on electric currents”, *Amer. J. Math.* 2, 287-292, 1879.

Hass, G., Francombe, M.H. and Vossen, J.L., Physics of Thin Films: Advances in Research and Development, *Academic Press*, London, 1982.

Haynes, W.M., Handbook of Chemistry and Physics, *CRC Press*, USA, 2011.

- Huang, C.Y., Yang, Y.J., Chen, J.Y., Wang, C.H., Chen, Y.F., Hong, L.S., Liu, C.S. and Wu, C.Y., “p-Si nanowires/SiO₂/n-ZnO heterojunction photodiodes”, *Appl. Phys. Lett.* 97, 013503-1–013503-3, 2010.
- Ibrahim, A.A., El-Sayed, N.Z., Kaid, M.A and Ashour, A., “Structural and electrical properties of evaporated ZnTe thin films”, *Vacuum* 75, 189-194, 2004.
- Jain, M., II-VI Semiconductor Compounds, *World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd.*, Singapore, 1993.
- Kargar, A., Sun, K., Jing, Y., Choi, C., Jeong, H., Zhou, Y., Madsen, K., Naughton, P., Jin, S., Jung, G.Y. and Wang, D., “Tailoring n-ZnO/p-Si branched nanowire heterostructures for selective photoelectrochemical water oxidation or reduction”, *Nano Lett.* 13, 3017-3022, 2013.
- Kaya, M., p-tipi bakır oksit ince film/n-tipi silisyum nanotel heteroeklemlı diyotların üretimi ve elektriksel özelliklerinin incelenmesi, Yüksek Lisans Tezi, *Niğde Ömer Halisdemir Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Niğde, s. 47-73, 2016.
- Kittel, C., Introduction to Solid State Physics, 5th edition, *John Wiley & Sons, Inc.*, New York, 1976.
- Kulakci, M., Colakoglu, T., Ozdemir, B., Parlak, M., Unalan, H. E. and Turan, R., “Silicon nanowire–silver indium selenide heterojunction photodiodes”, *Nanotechnology* 24, 375203-1–375203-7, 2013.
- Kumar, V., Kumar, V. and Dwivedi, D.K., “Growth and characterization of zinc telluride thin films for photovoltaic applications”, *Phys. Scr.* 86, 0156041-4, 2012.
- Kume, Y., Guo, Q., Tanaka, T., Nishio, M., Ogawa, H. and Shen, W.J., “Low-pressure metalorganic vapor phase epitaxy growth of ZnTe”, *J. Cryst. Growth* 298, 441-444, 2007.
- Leaver, K.D. and Chapman, B.N., Thin films, *London: Wykehan Publications*, 1971.
- Mahalingam, T., John, V.S., Rajendran, S. and Sebastian, P.J.,” Electrochemical deposition of ZnTe thin films”, *Semicond. Sci. Technol.* 17, 465-470, 2002.
- Mahan, J.E., Physical Vapor Deposition of Thin Films, *Canada: John Wiley & Sons*,

Inc., 2000.

Maissel, L.I and Glang, R., Handbook of Thin Film Technology, *McGraw-Hill*, New York, 1970.

Maissel, L.I. and Francombe, M.H., An Introduction to Thin Films, *Gordon and Breach Science Publishers*, New York-London-Paris, 1973.

Maki, S.A. and Hassun, H.K., “Effect of Aluminum on Characterization of ZnTe/n-Si Heterojunction Photo detector”, *Journal of Physics: Conf. Series* 1003, 012085-1–11, 2018.

Mattes, B.L., Growth and Structure of Amorphous and Polycrystalline Thin Films, *Academic Press*, London 1980.

Meyer, E., “Atomic force microscopy”, *Prog. Surf. Sci.* 41, 3-49, 1992.

Newman, P.C., “Forward characteristics of heterojunctions”, *Electronic Letters* 1, 262, 1965.

Niesen, T.P. and De Guire, M.R., “Review: Deposition of ceramic thin films at low temperatures from aqueous solutions”, *J. Electroceram* 6, 169-207, 2001.

Noh, S.Y., Sun, K., Choi, C., Niu, M., Yang, M., Xu, K., Jin, S. and Wang, D., “Branched TiO₂/Si nanostructures for enhanced photoelectrochemical water splitting”, *Nano Energy* 2, 351-360, 2013.

Ohring, M., Materials Science of Thin Films: Deposition and Structure, *Academic Press*, San Diego, 2002.

Opdorp, C.J.M., “Si-Ge isotype heterojunctions”, Thesis, *Technische Hogeschool*, Eindhoven, Netherlands, 1969.

Perlman, S.S. and Feucht D.L., “p-n heterojunction”, *Solid State Electron.* 7, 911-923, 1964.

Rao, K.G., Bangera, K.V. and Shivakumar, G.K., “Fabrication and characterization of thermal evaporated n-Si/p-ZnTe thin film heterojunction diodes”, *Current Applied Physics* 13, 298-301, 2013.

- Rediker, R.H., Stopek, S. and Ward, J.H.R., "Interface-alloy epitaxial heterojunctions", *Solid State Electronics*. 7 (8), 621-622, 1964.
- Riben, A.R. and Feucht, D.L., "Electrical transport in nGe-pGaAs heterojunctions", *International Journal of Electronics* 20, 583-599, 1966a.
- Riben, A.R. and Feucht, D.L., "nGe-pGaAs heterojunctions", *Solid State Electron.* 9, 1055-1065, 1966b.
- Sah, C.T., Noyce, R.N. and Shockley, W., "Carrier generation and recombination in p-n junction and p-n junction characteristics", *Proc. IRE* 45, 1228-1243, 1957.
- Sato, K., Asahi, T., Hanafusa, M., Noda, A., Arakawa, A., Uchida, M., Oda, O., Yamada, Y. and Taguchi, T., "Development of Pure Green LEDs Based on ZnTe", *Phys. Stat. Sol. (a)* 180, 267-274, 2000.
- Schottky, W., "Halbleiterteorie der Sperrschicht", *Naturwiss.* 26, 843, 1938.
- Schroder, D.K., Semiconductor Material and Device Characterization, *John Wiley & Sons Inc.*, New York, 1998.
- Shan, C.X., Fan, X.W., Zhang, J.Y., Zhang, Z.Z., Wang, X.H., Ma, J.G., Lu, Y.M., Liu, Y.C., Shen, D.Z., Kong, X.G. and Zhong, G.Z., "Structural and luminescent properties of ZnTe film grown on silicon by metalorganic chemical vapor deposition", *J. Vac. Sci. Technol. A* 20, 1886-1890, 2002.
- Sharma, B.L. and Purohit, R.K., Semiconductor Heterojunctions, *Pergamon Press*, Oxford and New York, 1974.
- Shockley, W., "The theory of p-n junctions in semiconductors and p-n junction transistors", *Bell Syst. Tech. J.* 28, 435-489, 1949.
- Sweyllam, A., Alfaramawi, K., Abboudy, S., Imam, N.G. and Motaweh, H.A., "Growth and current-voltage characterization of ZnTe/CdTe heterojunctions", *Thin Solid Films* 519, 681-685, 2010.
- Sze, S.M., Physics of Semiconductor Devices, *John Wiley and Sons*, New York, 1981.
- Sze S.M. and Kwok K.N., Physics of Semiconductor Devices, *John Wiley & Sons Inc.*,

USA, 2007.

Tutus, İ., Au/p-CuO/n-Si/Ag yapıların sıcaklık bağımlı elektriksel özelliklerinin incelenmesi, Yüksek Lisans Tezi, *Niğde Ömer Halisdemir Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Niğde, s. 46-73, 2017.

Winnewisser, C., Uhd Jepsen, P., Schall, M., Schyja, V. and Helm, H., “Electro-optic detection of THz radiation in LiTaO₃, LiNbO₃ and ZnTe”, *Appl. Phys. Lett.* 70, 3069-3071, 1997.

Yoshino, K., Memon, A., Yoneta, M., Ohmori, K, Saito, H. and Ohishi, M., “Optical Characterization of the ZnTe Pure-Green LED”, *Phys. Stat. Sol. (b)* 229, 977-980, 2002.

Zhang, Z., Li, J., Zhang, H., Pan, X. and Xie, E., “Thickness-dependent field emission from ZnTe films prepared by magnetron sputtering”, *J. Alloy. Compd.* 549, 88-91, 2013.

ÖZ GEÇMİŞ

Mehmet Kalkan 04.10.1977 tarihinde Adana'da doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini Adana'da tamamladı. 1994 yılında girdiği Ondokuz Mayıs Üniversitesi Fizik Öğretmenliği Bölümü'nden 1998'de mezun oldu. 2015-2016 eğitim-öğretim yılında Niğde Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda yüksek lisans öğrenimine başladı. Şu anda Ankara'da bir özel okulda, okul genel müdürü olarak görevine devam etmektedir.



