

T.C.
BOLU ABANT İZZET BAYSAL ÜNİVERSİTESİ
LİSANSÜSTÜ EĞİTİM ENSTİTÜSÜ
MAKİNE MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI



NANOROT TEMELLİ FOTODİYOTLARIN ÜRETİMİ VE
KARAKTERİZASYONU

YÜKSEK LİSANS TEZİ

SONER HAKBİLEN

TEZ DANIŞMANI
Doç. Dr. GÜRCAN YILDIRIM

BOLU, TEMMUZ - 2021

KABUL VE ONAY SAYFASI

Soner HAKBİLEN tarafından hazırlanan “**Nanorot temelli fotodiyotların üretimi ve karakterizasyonu**” adlı tez çalışması jürimiz tarafından Makine Mühendisliği Anabilim Dalın’da Yüksek Lisans Tezi olarak oy birliğiyle kabul edilmiştir. 04/08/2021

Jüri Üyeleri

İmza

Danışman
Doç. Dr. Gürcan YILDIRIM
Bolu Abant İzzet Baysal Üniversitesi

.....

Üye
Prof.Dr. Murat Pakdil
Bolu Abant İzzet Baysal Üniversitesi

.....

Üye
Dr.Öğr. Üyesi Osman ÇİÇEK
Kastamonu Üniversitesi

.....

Lisansüstü Eğitim Enstitüsü Onayı

Prof. Dr. Osman GÖRÜR
Lisansüstü Eğitim Enstitüsü Müdürü

ETİK BEYAN

Bolu Abant İzzet Baysal Üniversitesi, Lisansüstü Eğitim Enstitüsü Tez Yazım Kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmada;

- Tez içinde sunduğum verileri, bilgileri ve dokümanları akademik ve etik kurallar çerçevesinde elde ettiğimi,
- Tüm bilgi, belge, değerlendirme ve sonuçları bilimsel etik ve ahlak kurallarına uygun olarak sunduğumu,
- Tez çalışmada yararlandığım eserlerin tümüne uygun atıfta bulunarak kaynak gösterdiğimi,
- Kullanılan verilerde herhangi bir değişiklik yapmadığımı,
- Bu tezde sunduğum çalışmanın özgün olduğunu bildirir,

aksi bir durumda aleyhime doğabilecek tüm hak kayıplarını kabullendiğimi beyan ederim.

Teze ilişkin 03/09/2021 tarihinde Turnitin adlı intihal tespit programından enstitü müdürlüğünce belirlenen filtrelemeler uygulanarak alınmış olan benzerlik raporuna göre, tezin benzerlik oranı % 8 olarak tespit edilmiştir.

.....
Soner HAKBİLEN

ÖZET

NANOROT TEMELLİ FOTODİYOTLARIN ÜRETİMİ VE KARAKTERİZASYONU

YÜKSEK LİSANS TEZİ

SONER HAKBİLEN

BOLU ABANT İZZET BAYSAL ÜNİVERSİTESİ

LİSANSÜSTÜ EĞİTİM ENSTİTÜSÜ

MAKİNE MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

(TEZ DANIŞMANI: DOÇ. DR. GÜRCAN YILDIRIM)

BOLU, TEMMUZ - 2021

Bu tezde, farklı molar çözeltilerde (1 ml ve 5 ml) hazırlanan ZnO ince filmlerinin ve tavlama süresine (3, 5 ve 7 saat) maruz kalmanın kristalizasyon kalitesi, mikro yapı analizi ve temel elektrik özellikleri üzerindeki etkilerini araştırdık. Au/ZnO NR/ZnO (100 nm) / n-GaAs/Au akım gerilimi kullanarak Hetero Bağlantı yapısı velilerine (HJS) metal-yarıiletken yapılar (I-V) özellikleri ölçümleri için ilk defa ileri ve geri bölgelerinde gerçekleştirildi. Tüm testler, 295 K 3V çalışma voltajı durumunda deneysel olarak yapılmıştır. I-V deneysel eğrilerinin ham verileri, seri direnç (R_s), şönt direnci (R_{sh}), idealite faktörü (n) ve bariyer yüksekliği (Φ_{B0}) parametreleri dahil olmak üzere bazı temel elektronik niceliklerini termiyonik yardımıyla belirlememizi sağlamıştır. Üretilen HJS cihazlarının sensörler, hafıza elemanları ve doğrultucu cihazlar gibi potansiyel uygulama alanları için ekonomik olarak uygun olup olmadığını kolayca tartışabilmemiz için teorik yaklaşımları. İlk olarak, farklı çevre koşullarında üretilen ZnO nanoçubukların kristallik kaliteleri toz X-ışını kırınımı (XRD) yöntemi ile hassas bir şekilde incelendi. 5 molar çözeltiye ve 3 saat ana ısıtma işlemine tabi tutulan ZnO malzemesinin en iyi kristal kalitesine, kristalleşmeye ve tanelerin yönelimine sahip olduğu bulunmuştur. İkinci olarak, mikroyapı analizleri için gerçekleştirilen taramalı elektron mikroskobu (SEM) çalışmaları, bu çalışmada üretilen tüm malzemelerin, tanelerin belirli oryantasyonu içinde yüksek kristal kalitesi sergilediğini göstermektedir. Benzer şekilde, 5 ml'lik çözelti molaritesinde ve 5 saatlik ısıtma işlemi süresinde üretilen numune, üretilen nanorotlar için maksimum ortalama katman kalınlığı 1650 nm'ye sahiptir. Elde edilen sonuçlara göre uygulanan ısıtma işleminin ZnO nanoçubukların katman kalınlığı üzerinde olumlu bir etkiye yol açtığını doğrulamak normaldir. Üçüncüsü, temel elektrik ve elektronik özelliklerle ilgili deneysel ve teorik bulgular, n , Φ_{B0} , RR' 'nin temel miktarlarının, molar ve zamana bağlı olarak ZnO kalınlıklarındaki azalma ile çarpıcı biçimde artma eğilimi göstermektedir. Benzer şekilde, R_{sh} değerlerinin parametresinin, maruz kalma süresindeki artışla önemli ölçüde arttığı kaydedilmiştir. Aslında, molar ve zaman maruziyetinin kombinasyonu sırasıyla $x=35.0$ ve $t=3$ saat olduğu için R_{sh} değeri maksimum noktaya ulaşmıştır. Diğer taraftan R_s parametrelerinin birbirine yakın değerlerde olduğu tespit edilmiştir. Deneysel kanıtlara ve teorik hesaplamalara dayanarak, gelişmiş sensör uygulamalarında kullanılacak ZnO ince film katmanlı HJS malzemeleri için en iyi hazırlama koşullarının 5 molar ve 3 saatlik maruz kalma süresi olduğu iddia edilebilir.

ANAHTAR KELİMELER: Au/ZnO; NR/ZnO; Hetero Eklem Yapı.

ABSTRACT

PRODUCTION AND CHARACTERIZATION OF NANOROD-BASED PHOTODIODES

MASTER DEGREE

SONER HAKBİLEN

BOLU ABANT İZZET BAYSAL UNIVERSITY

INSTITUTE OF GRADUATE STUDIES

DEPARTMENT OF MECHANICAL ENGINEERING

(SUPERVISOR: ASSOC. PROF. DR. GURCAN YILDIRIM)

BOLU, JULY 2021

In this thesis, we have investigated the effects of ZnO thin films prepared in different molar solution (1 ml and 5 ml) and annealing time exposure (3, 5 and 7h) on the crystallization quality, microstructure analysis and basic electric properties of Au/ZnO NR/ZnO(100 nm)/n-GaAs/Au metal–semiconductor structures from the parents of Hetero Junction Structure (HJS) using the current-voltage (I–V) characteristics measurements performing at the forward and reverse regions for the first time. All the tests have experimentally been conducted in case of 3V operating voltage at 295 K. The raw data of I–V experimental curves have enabled us to determine some fundamental electronics quantities including the series resistance (R_s), shunt resistance (R_{sh}), ideality factor (n), and barrier height (Φ_{B0}) parameters with the aid of theoretical approaches so that we can easily discuss whether the produced HJS devices are economically proper for the potential application areas such as the sensors, memory elements and rectifying devices or not. Firstly, the crystallinity qualities for the ZnO nanorods produced under different environmental conditions were sensitively examined by the powder X-ray diffraction (XRD) method. It is found that the ZnO material exposed to 5 molar solution and main heat treatment for 3 hours possessed the best crystal quality, crystallization and orientation of grains. Secondly, the scanning electron microscopy (SEM) studies performed for microstructure analyzes showed that all the materials produced exhibit the high crystalline quality within the certain orientation of grains. Similarly, the same sample obtained the maximum average layer thickness of 1650 nm for the nanorods produced. According to the results observed, the applied heat treatment led to a positive effect on the layer thickness of ZnO nanorods. Thirdly, the experimental and theoretical findings related to basic electric features displayed that the fundamental quantities of n , Φ_{B0} and R_s tended to enhance dramatically with the decrement in the ZnO thicknesses founded on molar and annealing time exposure. Similarly, the parameter of R_{sh} values was noted to increase significantly with the augmentation in the time exposure. In fact, the R_{sh} value reached their maximum point as the combination of molar and time exposure have been $x=5.0$ and $t=3$ h, respectively. Based on the experimental evidences and theoretical computations, it can be claimed that 5 molar and 3 h exposure time were the best preparation conditions for the ZnO thin film layered HJS materials to be used in the advanced sensor applications.

KEYWORDS: Au/ZnO; NR/ZnO; Hetero Junction Structure.

İÇİNDEKİLER

KABUL VE ONAY SAYFASI	iii
ETİK BEYAN.....	iv
ÖZET.....	v
ABSTRACT	vii
İÇİNDEKİLER	vii
ŞEKİL LİSTESİ.....	ix
TABLO LİSTESİ.....	xi
FOTOĞRAF LİSTESİ	xiii
KISALTMA VE SEMBOLLER LİSTESİ	xiii
TEŞEKKÜR	xv
1. GİRİŞ.....	1
2. GENEL BİLGİLER	3
2.1 Yarıiletkenler	3
2.1.1 Deşik Kavramı	4
2.1.2 Gerçel Yarıiletkenler	6
2.1.3 Katkele Yarıiletkenler.....	8
2.2 Metal/Yarıiletken (Schottky) Kontaklar	11
2.3 Metal/p-tipi Yarıiletken Kontaklar	11
2.4 Metal/Yarıiletken Kontaklarda Akım İletim Mekanizması.....	16
2.4.1 Termionik Emisyon (TE).....	16
2.4.2 Difüzyon	18
2.4.3 Termionik Emisyon Diffüzyon (TED)	19
2.4.4 Engel Boyunca Tünelleme.....	20
2.5 Görüntü Kuvvet Etkisi (Schottky Alçalması).....	22
2.6 İdeallik Faktörü.....	23
2.7 Seri Direnç	24
2.7.1 Nodre Yöntemi	25
2.7.2 Cheung Yöntemi.....	28
2.8 Seri Aygıt Karakterizasyonu.....	29
2.8.1 Akım-Gerilim (I-V) Karakterizasyonu	29
2.8.2 Kapasite-Gerilim (C-V) Karakterizasyonu.....	31
3. MATERYAL VE YÖNTEM	33
3.1 Kullanılan Ölçüm Cihazları Ve Düzenekler.....	36
3.1.1 X-Işımları Analizi	36
3.1.2 SEM Analizleri	37
3.1.3 I-V Ölçüm Sistemleri	38
4. ARAŞTIRMA BULGULAR.....	40
4.1 Au/ZnO NR/ZnO(100 nm)/n-GaAs/Au Schottky Eklem Yapıların XRD Bulguları	40

4.2 Au/ZnO NR/ZnO(100 nm)/n-GaAs/Au Schottky Eklem Yapıların Taramalı Elektron Mikroskobu İle İncelenmesi	45
4.3 Au/ZnO NR/ZnO(100 nm)/n-GaAs/Au Schottky Eklem Yapıların XRD Bulguları.....	53
6. SONUÇ VE ÖNERİLER	65
7. KAYNAKLAR.....	66



ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa

Şekil 2.1. Bir yarıiletkenin k-uzayında enerji bandı diyagramları.....	3
Şekil 2.2. Enerji bantları ve elektriksel enerji gösterimi.....	5
Şekil 2.3. Silisyum kristali içerisinde yerleşmiş verici atom (As).....	8
Şekil 2.4. Silisyum kristali içerisinde yerleşmiş alıcı atom (B).....	9
Şekil 2.5. Verici atom enerji seviyesi	10
Şekil 2.6. Alıcı atom enerji seviyesi	10
Şekil 2.7. P-tipi yarıiletken ile metal malzemenin kontak yapmadan önceki enerji-bant diyagramı.....	12
Şekil 2.8. P-tipi yarıiletken ile metal malzemenin kontak yaptıktan sonraki enerji-bant diyagramı.....	13
Şekil 2.9. Bir metal/p-Si diyodunun enerji-bant diyagramı.....	14
Şekil 2.10. Metal/p-tipi omik kontakına ait enerji-bant diyagramı.....	15
Şekil 2.11. Ters ve düz beslem durumlarında omik kontakın enerji-bant diyagramı.....	15
Şekil 2.12. Bir metal/n-Si eklem yapısına akım iletim mekanizmalarının şematik gösterimi.....	16
Şekil 2.13. Metal/n-tipi eklem için enerji-bant diyagramı.....	20
Şekil 2.14. N- tipi yarıiletken için TAE ve AE mekanizmalarının şematik gösterimi.....	21
Şekil 2.15. Akım iletim mekanizmaları için $nkT/q-kT/q$ eğrileri	24
Şekil 2.16. N-tipi bir MS kontakın detaylı enerji-bant diyagramı	29
Şekil 3.1. Üretilen hetero eklem yapısının görünümü	35
Şekil 4.1. Au/ZnO NR/ZnO(100 nm)/n-GaAs/Au Hetero Eklem Yapılarının I-V bulguları i	40
Şekil 4.2. Au/ZnO NR/ZnO(100 nm)/n-GaAs/Au Hetero Eklem Yapılarının I-V bulguları ii	41
Şekil 4.3. Au/ZnO NR/ZnO(100 nm)/n-GaAs/Au Hetero Eklem Yapılarının I-V bulguları iii	41
Şekil 4.4. Au/ZnO NR/ZnO(100 nm)/n-GaAs/Au Hetero Eklem Yapılarının I-V bulguları iv	42
Şekil 4.5. Au/ZnO NR/ZnO(100 nm)/n-GaAs/Au Hetero Eklem Yapılarının I-V bulguları v	42
Şekil 4.6. Au/ZnO NR/ZnO(100 nm)/n-GaAs/Au Hetero Eklem Yapılarının I-V bulguları vi	43
Şekil 4.7. 1_3 numunesi SEM 25000X büyütme fotoğrafı.....	45
Şekil 4.8. 1_3 numunesi SEM 50000X büyütme fotoğrafı.....	46
Şekil 4.9. 1_3 numunesi SEM 100000X büyütme fotoğrafı	46
Şekil 4.10. 1_3 numunesi SEM fotoğrafı i	47
Şekil 4.11. 1_3 numunesi SEM fotoğrafı ii	47
Şekil 4.12. 1_5 numunesi SEM fotoğrafı i	48
Şekil 4.13. 1_5 numunesi SEM fotoğrafı ii	49
Şekil 4.14. 5_3 numunesi SEM fotoğrafı i	50

Şekil 4.15. 5_3 numunesi SEM fotoğrafı ii	50
Şekil 4.16. 5_5 numunesi SEM fotoğrafı i	51
Şekil 4.17. 5_5 numunesi SEM fotoğrafı ii	51
Şekil 4.18. 7_5 numunesi SEM fotoğrafı i	52
Şekil 4.19. 7_5 numunesi SEM fotoğrafı ii	52
Şekil 4.20. Geliştirilmiş Labview tabanlı karakterizasyon araçları	54
Şekil 4.21. Farklı çözelti molaritesi ve ısıtım süresinde hazırlanan Au/ZnO NR/ZnO(100 nm)/n-GaAs/Au hetero eklem yapılarının karakteristik I-V davranışları.....	55
Şekil 4.22. Labview tabanlı karakterizasyon programının blok diyagramı. Φ_{B0} ve n değerlerinin farklı çözelti molaritesi ve ısıtım süresinde bağlı değişimi	55
Şekil 4.23. Elde edilen tüm hetero eklem yapılarının TE teorisine, Ohm yasasına, Cheung ve Cheung fonksiyonuna ve modifiye edilmiş Norde fonksiyon modeline göre analizini	56
Şekil 4.24. Elde edilen tüm hetero eklem yapılarının R_i ve V_i özellikleri.	57
Şekil 4.25. Üretilen tüm hetero eklem yapılarının akıma karşı $dV/d\ln(I)$ eğrileri	61
Şekil 4.26. Üretilen tüm hetero eklem yapılarının akıma karşı $H(I)$ eğrileri	63

TABLO LİSTESİ

Sayfa

Tablo 4.1. Şekil 4.1.-4.6.'dan elde edilen veriler.	44
Tablo 4.2. Her bir üretilen numuneye ait hesaplanan ortalama arayüzey durumları ve enerji değerleri.....	62



FOTOĞRAF LİSTESİ

Sayfa

Fotoğraf 3.1. X-Ray Diffractometer (XRD)	37
Fotoğraf 3.2. FEI-Quanta FEG 250 SEM	38
Fotoğraf 3.3. Ofis ekipmanları	39



KISALTMA VE SEMBOLLER LİSTESİ

As	: Arsenit
B	: Boron
C	: Kapasite
E	: Metalden elektron sökmek için gerekli enerji
E_a	: Alıcı atom için izin verilen enerji seviyesi
E_c	: İletkenlik bandının enerji seviyesi
E_d	: Verici atom için izin verilen enerji seviyesi
E_F	: Fermi enerji seviyesi
E_g	: Yasak enerji bant aralığı
E_i	: Gerçek enerji seviyesi
E_v	: Değerlik bandının enerji seviyesi
G	: İletkenlik
Ga	: Galyum
Si	: Silisyum
I	: Akım
In	: İndiyum
J_{sm}	: Elektronların yarıiletkeniden metale doğru oluşturduğu akım yoğunluğu
k	: Boltzmann sabiti
n	: Elektronların etkin yoğunluğu
N_c	: İletkenlik bandı etkin durum yoğunluğu
n_i	: Gerçek taşıyıcı yoğunluğu
N_v	: Değerlik bandındaki etkin durum yoğunluğu
P	: Fosfor
p	: Deşiklerin etkin yoğunluğu
T	: Kelvin cinsinden sıcaklık
V_d	: Difüzyon potansiyeli
V_F	: Düz beslem
V_R	: Ters beslem
v_x	: Elektronların hızı
Φ_B	: Engel yüksekliği
Φ_m	: Metalin iş fonksiyonu

Φ_{yi}	: Yarıiletkenin iş fonksiyonu
γ	: Elektronik yük
ϵ_o	: Boşluğun elektriksel geçirgenliği
ϵ_{oo}	: Tünelleme parametresi



TEŞEKKÜR

Öncelikle tez danışmanın olan kıymetli hocam sayın Doç. Dr. Gürcan YILDIRIM'a tez boyunca bana olan rehberliği, güveni ve bana verdiği değerli önerileri nedeniyle teşekkür ederim. Ayrıca, eğitimim sürecinde (özellikle de tez yazımı sürecinde) desteklerini benden esirgemeyen0 annem, babam, abim ve yakın arkadaşlarıma bana gösterdikleri sabır ve duaları için sonsuz teşekkür ederim.



1. GİRİŞ

Metal/yarıiletken hetero eklem kontaklar elektronik teknolojisinde mühim devre elemanları olmakla birlikte yarıiletken teknolojisinin ilerlemesiyle de farklı alanlarda kullanılmaktadırlar. Son derece yüksek anahtarlama hızlarına sahip olan bu çeşit diyotlar yüksek frekans uygulamaları için kullanımları rahattır. Çoğunlukla yüksek frekans sinyallerinin doğrultulması veya işlenmesi şeklinde olan bu uygulamaların anahtarlama gerilimleri pn kontaklara göre daha az ve güç kayıpları oldukça düşüktür. Öte yandan hızlı anahtarlama sayesinde dedektörler ve modülatörler gibi cihazlarda alan etkili transistör ve varaktör (kapasitesi gerilimle değişen kondansatör) olarak kullanılırlar.

Schottky diyotlar, bir yarıiletkenle bir metalin biraraya gelmesiyle elde edilir. Silisyum (Si), galyum arsenit (GaAs) ve indiyum fosfor (InP) bu tür kontaklarda en sık kullanılan yarıiletkenlerdir. Özellikle galyum fosfor (GaP) ile elde edilmiş Schottky yapıları optoelektronik devre elemanları olarak yüksek bir kullanım alanına sahiptir. Metal/yarıiletken yapıların kontak dirençleri çok ufak olmasından dolayı düz beslem altında birkaç yüz milivolt mertebesinde süratlice ilettime geçebilirler. Düz beslem akım iletimleri çoğunluk taşıyıcıları ile olur. Azınlık taşıyıcı sayılarının düşük olmasından dolayı ters beslem altında oluşan akımları küçüktür ve buna bağlı olarak gürültü seviyeleri azdır.

İlk metal/yarıiletken yapı, ince bir telin bir yarıiletkene temasıyla elde edilen nokta biçiminde kontak diyottur. Bu tür kontaklar geliştirilmiş ve sonrasında Schottky kontak olarak adlandırılmıştır. Katı malzemelerin elektriksel özelliklerinin incelenmesi ve elektronik devrelerde kullanılması alanında ilk çalışmaların temelini Braun [1] 1874 senesinde metal/yarıiletken yapılar üreterek atmasına rağmen metal/yarıiletken kontaklar, metal vakum sistemleriyle uğraşan araştırmacıların ortaya koydukları gelişmelerin ardından tam manasıyla anlaşılmıştır. Bu gelişmeler olurken ilk olarak açıklanan görüntü yüklerinden dolayı oluşan engel alçalması ve termoiyonik emisyon olaylarının metal/yarıiletken yapılarda da uygulanabileceği gösterilmiştir. 1931 senesinde bir metal/yarıiletken kantağında tüm kontak boyunca bir potansiyel azalması oluştuğunu gösteren Schottky ve arkadaşları [2] bu kantağın doğrultucu olarak kullanılmasında ilk adımı oluşturmuşlardır. Vakum tüplü diyotlardaki iletkenliğin, metal/yarıiletken diyotlardaki iletkenlikle benzerliği 1940 senesinde Schottky ve Bethe [3] tarafından

gösterilmiştir. Fermi seviyesi üzerinde arayüzey durumlarının varlığı 1947senesinde Bardeen tarafından gösterilmiş ve engel yüksekliğinin sabit kalmasının ve malzemelerin iş fonksiyonları arasındaki farktan belirlenemeyişinin nedeni ortaya konmuştur. Metal/yarıiletken kontaklarda metal ile yarıiletken arasında doğal olarak ortaya çıkan arayüzey tabakasının kontağın elektriksel özelliklerinde değişikliğe neden olduğu görülmüştür. Başka bir deyişle metal/yalıtkan/yarıiletken olarak adlandırılan bu tür yapılarla ilgili çalışmalar artmış, arayüzey tabakasının davranışlarını ve akım mekanizmalarını incelemek adına farklı metotlar geliştirilmiştir.

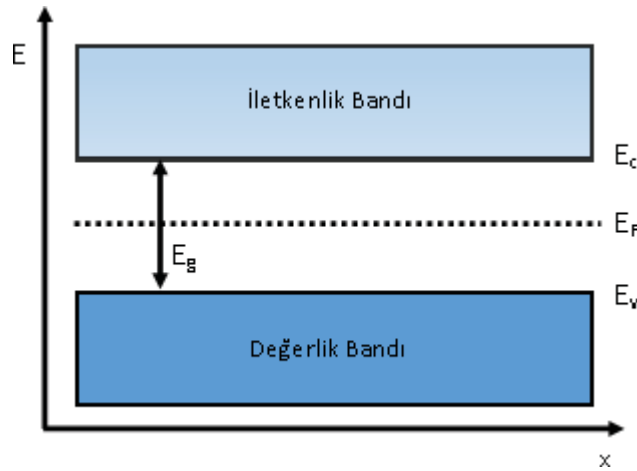
Bu çalışmada (100) düzleminde kesilmiş Boron katkılı p-tipi Silisyum yarıiletkeni kullanılarak 40 tane metal/p-Si Schottky yapısının üretimi yapılmış ve bunların oda sıcaklığında ve karanlık ortamda akım-gerilim ($I-V$), kapasite-gerilim ($C-V$) ve iletkenlik-gerilim ($G-V$) ölçümleri yapılmıştır. Alakalı teoriler kullanılarak değerlendirilen ölçüm verileri ve çıkan sonuçlar yorumlanmıştır.

2. GENEL BİLGİLER

Rutin yaşantımızın her alanında yer alan malzemeler iletkenlikleri açısından üçe ayrılırlar: Metaller, yarıiletkenler ve yalıtkanlar. Genellikle malzemenin öz direncine göre belirlenen malzemenin iletkenliği malzemenin örgü yapılarındaki parçacık yoğunluğu ve bunların katı içerisindeki hareket yetenekleriyle belirlenir. Metaller elektronik geçişli (akım taşıyıcılarının elektronlarla olduğu) ve iyonik geçişli (akım taşıyıcılarının malzeme iyonlarıyla olduğu) olmak üzere elektrik akımını iki farklı şekilde iletebilirler. Yarıiletken malzemelerse bu iki tür geçişin her ikisine de sahip olabilmelerine rağmen yarıiletkenlerin çoğu elektronik iletkenliğe sahiptir. Sonuç olarak malzemelerin elektrik iletkenlikleri arasındaki farkın açıklanabilmesi için enerji bant diyagramlarının bilinmesi gerekir.

2.1 Yarıiletkenler

Şekil 2.1’de bir yarıiletkenin k-uzayında iletkenlik ve değerlik bantlarından oluşan enerji bant diyagramı gösterilmektedir. Burada kristal içerisindeki fiziksel uzaklığı x ekseninde gösterilmektedir. Yasak enerji bant aralığı (E_g), değerlik bandının maksimum enerjisi (E_v) ve iletkenlik bandının minimum enerjisi (E_c) arasındaki bölgeye verilen isimdir.



Şekil 2.1. Bir yarıiletkenin k-uzayında enerji bant diyagramları.

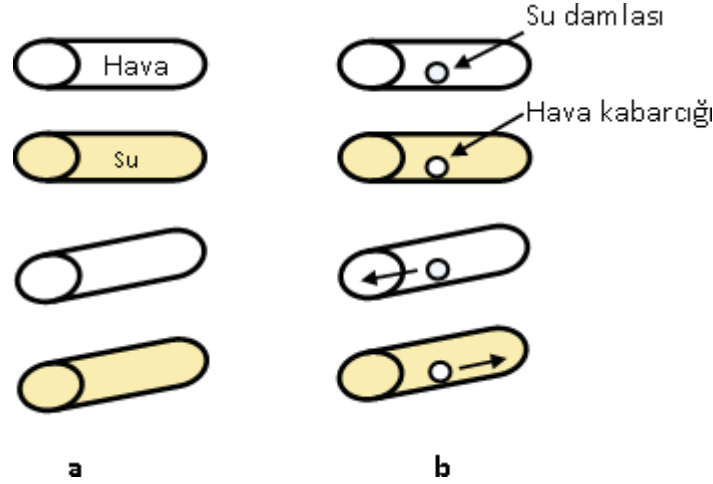
Katkılandırılmamış bir yarıiletken için enerji bant aralığının ortasında kabul edilen Fermi enerji seviyesi (E_F) malzeme içerisindeki elektronların sıfır Kelvin’deki maksimum enerjilerini temsil eder. Sıfır Kelvin sıcaklığında Fermi

seviyesi altındaki bütün enerji seviyeleri elektronlar tarafından işgal edilmesine rağmen, Fermi seviyesi üstündeki bütün enerji seviyeleri boştur. Başka bir deyişle, Fermi seviyesi elektronlarla yarı yarıya dolu bir enerji seviyesini temsil eder. Sıfır Kelvin’de bir yarıiletkenin değerlik bandı elektronlarla tam olarak dolu iken iletkenlik bandı bütünü boştur. Yalıtkanlarda da olay tamamen aynıdır. Bu olaydan ötürü Fermi seviyesi enerji bant aralığı içerisinde rastgele bir yerde bulunur. Metal malzemelerde ise Fermi seviyesi enerji bantları ile içiçedir.

Bir yarıiletken ile yalıtkan arasındaki fark nicel (sayısal)’dır ve temelde bant aralığına dayanır. Bir yarıiletkenin bant aralığı 2 eV’den küçük olmasından dolayı yarıiletkenin değerlik bandındaki elektronlar, oda sıcaklığındaki termal enerji ve görünür bölge fotonları tarafından uyarılarak iletkenlik bandına doğru atlamasına neden olabilir. En sık kullanılan yarıiletkenlerin bant aralıkları; 1.12 eV (silisyum), 0.67 eV (germanyum) ve 1.42 eV (galyum arsenit) biçiminde olmasına karşın yalıtkanlarda çok geniş bant aralıkları (5.47 eV - 9.0 eV arası) vardır ki buna örnek olarak elmas verilebilir. Bu malzemelerde oda sıcaklığındaki termal enerji, değerlik bandındaki bir elektronu iletkenlik bandına atlatamaz.

2.1.1 Deşik Kavramı

Bir katı malzeme içerisindeki elektriksel iletimi anlamak için elektrik yüklerinin enerji bantları arasındaki iletimi bir su borusundan damlayan suya benzetebiliriz. Şekil 2.2.a’da her iki tarafı kapatılmış iki su borusunu göz önüne alalım.



Şekil 2.2. Enerji bantları ve elektriksel iletkenlik gösterimi: **a)** Tamamen su ve hava dolu borular **b)** İçinde su damlası ve hava kabarcığı bulunan borular.

Altındaki boru (değerlik bandı) tamamen su dolu, üstteki boru (iletkenlik bandı) ise tamamen boş olsun. Burada her bir damla suyun bir elektrona karşılık geldiğini varsayalım [4]. Eğik borular ise yarıiletken dışarıdan uygulanan harici elektrik alanı temsil etmektedir. Tamamen dolu ve boş olan borular eğildiğinde herhangi bir hareket ya da akış görülmez ve bu yarıiletken de akım akışının olmadığı anlamına gelir. Bu durum yarıiletkenin bir yalıtkan gibi davranması anlamına gelmektedir (Şekil 2.2.a). Altındaki borudan damlayan suyun üstteki boruya geldiğini düşünersek, bu olay bir elektronun değerlik bandından iletkenlik bandına doğru hareketini temsil edecektir.

Borular eğildiğinde gözlenecek olan sıvı akışı bir yarıiletkendeki akım akışına karşılık gelmektedir (Şekil 2.2.b). Üst boru (iletkenlik bandı) içerisindeki su akışı su damlasının (elektron) hareketinden kaynaklanmasının yanı sıra altındaki su borusunda (değerlik bandı) da boruyu terk eden su damlasından dolayı su akışı oluşmaktadır. Bunun sebebi borudan çıkan su damlasının geride hava kabarcığı (boşluk) bırakmasıdır. Bir değerlik bandındaki deşik kavramının ne manaya geldiği bir elektrona bir su damlasına benzeterek daha iyi anlaşılması sağlanmış olur. Bunun sonucunda, deşik, bir kristalin değerlik bandının içindeki kayıp bir elektrona karşılık geldiği söylenebilir. Deşik bir parçacık olmadığı için bir başına varlığı mümkün değildir. Ayrıca elektronların aksine pozitif yük ($q = 1,6 \times 10^{-19}$ Coulomb) taşırlar. Deşikler kristal içinde bir elektronun terketmesiyle oluşan boşluğu

doldurarak hareket edebilirler. İletkenlik bandındaki elektron yoğunluğunu hesaplamak için,

$$n = \int n(k)f(k)dk = \int_{ib} n(E)f(E) dE$$

$$= \frac{1}{2\pi^2\hbar^3} (2m_e^*)^{3/2} \int_{ib} (E - E_c)^{1/2} \exp\left[-\frac{E-E_F}{kT}\right] dE \quad (2.1)$$

ifadesi kullanılır. Bir yarıiletkende iletkenlik bandındaki çoğunluk elektronları E_c enerjisine yakın bir enerjiye sahip olması sebebiyle integralin alt ve üst sınırları E_c ve sonsuz olarak değiştirilebilir. (2.1) denkleminin çözümü bize,

$$n = N_c \exp\left[-\frac{E_c - E_F}{kT}\right] \quad (2.2)$$

ifadesini verir. Burada N_c , iletkenlik bandındaki E_c enerjisine sahip etkin durum yoğunluğu (cm^{-3} 'teki) olup,

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_e^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (2.3)$$

ile verilir. Buna benzer olarak değerlik bandındaki deşiklerin etkin yoğunluğu,

$$p = N_v \exp\left[-\frac{E_F - E_v}{kT}\right] \quad (2.4)$$

ile verilir. Burada N_v değerlik bandındaki E_v enerjisine sahip etkin durum yoğunluğu olup,

$$N_v = 2 \left(\frac{2\pi m_h^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (2.5)$$

ile verilir.

2.1.2 Gerçek Yarıiletkenler

Eğer bir yarıiletkeni oluşturan atomların serbest elektronları ve deşikleri o yarıiletkendeki çoğunluk taşıyıcıları ise bu yarıiletkene “gerçek yarıiletken” denir. Kafi miktarda termal enerjiyi kazanan bir elektron değerlik bandından iletkenlik

bandına doğru atlama yapar ve arkasında bir boşluk (deşik) bırakır. Buna bağlı olarak değerlik bandındaki herdeşik iletkenlik bandındaki bir elektrona karşılık gelir. Böylece iletkenlik bandındaki elektron sayısı değerlik bandındakideşik sayısına eşit olur ve

$$p = n = n_i \quad (2.6)$$

şeklinde gösterilir. Gösterilen n_i , gerçek taşıyıcı yoğunluğudur. Bir yarıiletkende termodinamik denge altında denklem (2.2) ve (2.4) kullanılarak elektron vedeşik yoğunluklarını çarpımı,

$$\begin{aligned} pn &= N_c \exp \left[-\frac{E_c - E_F}{kT} \right] N_v \exp \left[-\frac{E_F - E_v}{kT} \right] = N_c N_v \exp \left(-\frac{E_g}{kT} \right) \\ &= 32 \left(\frac{\pi^2 k^2 m_e^* m_h^*}{h^4} \right)^{3/2} T^3 \exp \left(-\frac{E_g}{kT} \right) = n_i^2 \end{aligned} \quad (2.7)$$

İfadesielde edilir. Bu ifadeden termodinamik denge altında,

$$pn = n_i^2 \quad (2.8)$$

Biçiminde olur. Gerçek bir yarıiletkende Fermi enerji seviyesi,

$$E_F = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{3}{4} kT \ln \left(\frac{m_h^*}{m_e^*} \right) = E_i \quad (2.9)$$

biçimindedir. Dahasada bir yaklaşımla $m_e^* = m_h^*$ alınır (2.9) fadesi,

$$E_i = \frac{E_c + E_v}{2} \quad (2.10)$$

olur. Bu formülde gerçek enerji seviyesi olarak adlandırılan E_i , gerçek bir yarıiletkendeki Fermi enerji seviyesidir ve bu seviyenin enerji bant aralığının ortasında olduğu varsayılır. Silisyum malzemesindeki gerçek taşıyıcı yoğunluğu oda sıcaklığı baz alındığında $1.45 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ tür. Sıcaklık arttırıldığında elektronlar kafi miktarda termal enerjiyi toplayarak yarıiletken atomlarından ayrılıp iletkenlik bandında serbest olarak hareket ederler. Kristal içerisinde hareket ederek akım iletimine katkıda bulunan bu elektronlar “serbest elektronlar” olarak adlandırılırlar. Buna ek olarak elektronlara eşit sayıda serbestdeşikler de kristal içerisinde hareket eder ve aynı şekilde akım iletimine katkıda bulunurlar. Bunabağlı olarak bir malzemenin iletkenliği serbest elektron vedeşik taşıyıcılarının sayısına direkt

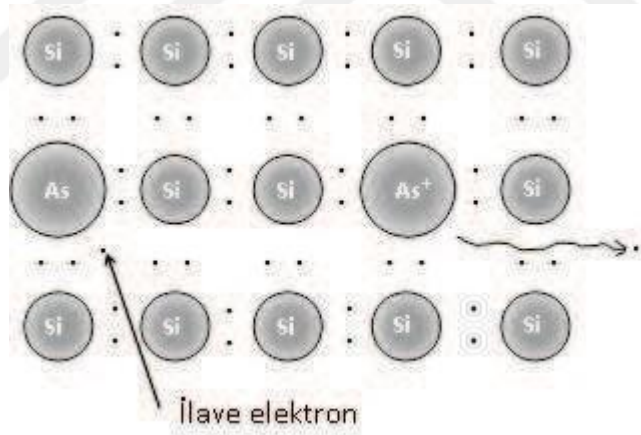
olarak bağlıdır. Başka bir deyişle yani taşıyıcıların sayısı ne kadar çoksa, iletkenlik de o kadar çoktur. Gerçek bir yarıiletken (2.2) ve (2.4) ifadeleri kullanılarak gerçek taşıyıcı yoğunluğu,

$$n_i = N_c \exp \left[-\frac{E_c - E_i}{kT} \right] = N_v \exp \left[-\frac{E_F - E_v}{kT} \right] \quad (2.11)$$

İfadesiyle bulunur.

2.1.3 Katkılı Yarıiletkenler

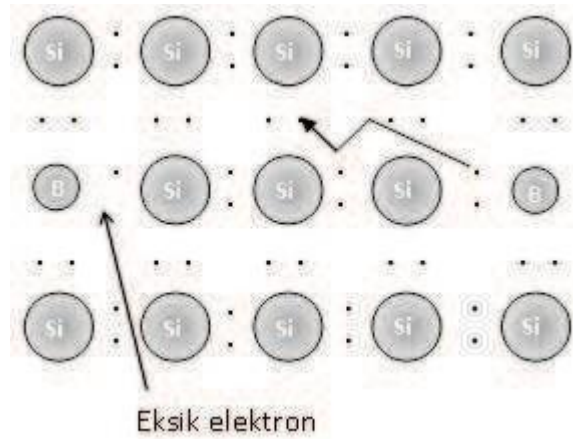
Saflık oranı çok yüksek olan(%99.9999999) yarıiletken endüstrisinde kullanılan silisyum malzemesi içerisine bazı elementler (bor, fosfor, arsenik vb.) yerleştirilebilmektedir. Mesela bir arsenik atomu silisyum atomunun yerine yerleştirilse, arseniğin dört elektronu silisyumun komşu atomlarıyla paylaşılacaktır (Şekil 2.3).



Şekil 2.3. Silisyum kristali içerisine yerleşmiş verici atom (As).

Kristalin oda sıcaklığındaki termal enerjisi arseniğin beşinci elektronunu dış kabuktan sökebildiğinden elektron iletkenlik bandına yerleşip kristal içinde serbest bir şekilde hareket edebilecektir. Kristale katıldığında elektron veren bu tür atomlar verici (donor) olarak adlandırılır. Kristale yerleştirildiğinde bir elektron verecek olan her katkı atomu kristalde oluşturduğu serbest elektronlar sayesinde iletkenliğe katkıda bulunur. Buna benzer olarak periyodik tablonun üçüncü kolonunda yer alan bir atom (örneğin Bor) silisyum atomunun yerine konulduğunda kristal içerisinde

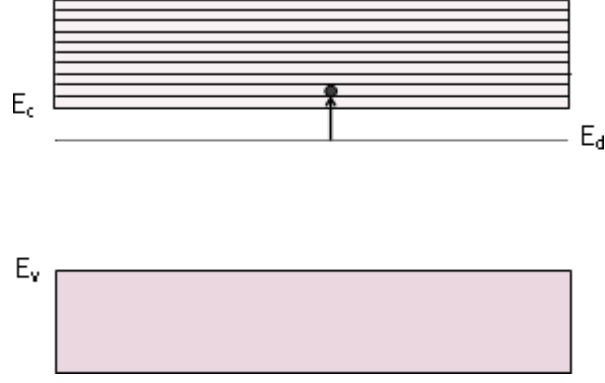
bir kayıp elektrona neden olacaktır (Şekil 2.4).



Şekil 2.4. Silisyum kristali içerisine yerleşmiş alıcı atom (B).

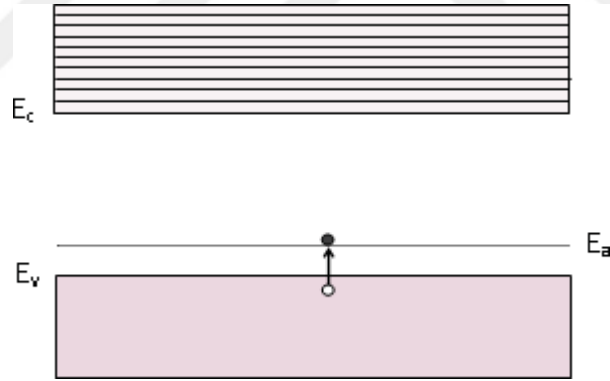
Silisyum atomu yerine üç elektronlu bir bor atomu konulduğunda kullanılan bor atomu dördüncü bağını tamamlayabilmek adına bir elektron yakalayacağından hareketsiz ve negatif yüklü bir katkı atomu oluşacaktır. Bunun sonucunda kristal içerisindeki değerlik bandına yerleşmiş bir elektron boşluğun (deşik) meydana gelecektir. Kristal içerisinde hareket edebilen budeşik elektriksel iletkenliğe katkı sağlayabilir. Kristal içerisinden elektron alan bunun gibi katkı atomları alıcı (akseptör) olarak adlandırılır. Bir genelleme yapılması gerekirse, bir yarıiletken içerisinde elektron verme ya da alma özelliklerini barındıran atomlar “safsızlık atomları”, “katkı atomları” ya da “dop ediciler” olarak adlandırılabilir.

Bir verici atom silisyum kristaline konulduğunda enerji bant aralığındaki müsaade edilen enerji seviyesinde (E_d) yükselişe neden olur. Elektronlarla dolu olan bu enerji seviyesi iletkenlik bandının aşağısında yer alır ve birkaç meV civarında enerji değerine sahiptir. Oda sıcaklığında safsızlık atomlarından kopmak için yeterli enerjiye (0.0256 eV) sahip olan bu elektronlar E_d enerji seviyesinden serbestçe iletkenlik bandına doğru hareket ederler (Şekil 2.5). Safsızlık atomundan ayrılan bu elektron ardında pozitif yük taşıyan iyonize olmuş bir verici atomu bırakır.



Şekil 2.5 Verici atom enerji seviyesi.

Buna benzer biçimde bir alıcı atom silisyum kristaline konulduğunda enerji bant aralığındaki müsaade edilen enerji seviyesinde (E_a) düşüşe neden olur ve değerlik bandının birkaç meV yukarısında bir enerji seviyesine sahiptir. değerlik bandında bulunan elektronlar oda sıcaklığında yeterli termal enerjiye ulaşır alıcı safsızlık atomlarının meydana getirdiği E_a enerji seviyelerini doldurur (Şekil 2.6).



Şekil 2.6. Alıcı atom enerji seviyesi.

Alıcı atomlarca yakalanmış elektronlar (elektronlarla doldurulmuş), değerlik bandında yer alan boşlukların sayısında yükselmeye neden olur. Bu boşluklar kristalde serbestçe hareket edebilir. Alıcı bir atom aracılığıyla yakalanan bir elektron, kristal içerisinde bir boşluğa neden olur ve alıcı atom negatif yük taşıyacak biçimde iyonize olur.

Verici ve alıcı atomların bir kristal içerisine yerleştirilmesi yöntemi, elektron

ve deşik sayılarında arttışa neden olmak amacıyla sürekli kullanılır. Bu biçimde çalışılan malzemenin elektriksel özelliklerinde değişiklik sağlanmış olur. Kristale eklenen safsızlıkların oluşturduğu enerji seviyeleri iletkenlik bandının altında veya değerlik bandının üstünde oluşur. Enerji bant aralığının ortasına yakın bölgede meydana gelen ve “derin seviyeler” olarak adlandırılan bu enerji seviyeleri, yarıiletkenin özelliklerine etki eder ve çoğu zaman bu etki akım iletim mekanizmasındaki üretme-yeniden birleşme mekanizması üzerinde yer alır.

Çoğunluk taşıyıcıları negatif yükler (elektronlar) olan ve verici safsızlıklara sahip bir kristal “n-tipi yarıiletken” olarak adlandırılır ve bu yarıiletkende elektron sayısı deşik sayısından fazladır. Bunun aksine pozitif yükler (deşikler) olan alıcı safsızlıklara sahip bir kristal “p-tipi yarıiletken” olarak adlandırılır.

Yarıiletkende santimetre küpte olmak üzere (cm^{-3}) alıcı yoğunluğu N_A , verici yoğunluğu ise N_D olarak ifade edilir.

2.2 Metal/Yarıiletken (Schottky) Kontaklar

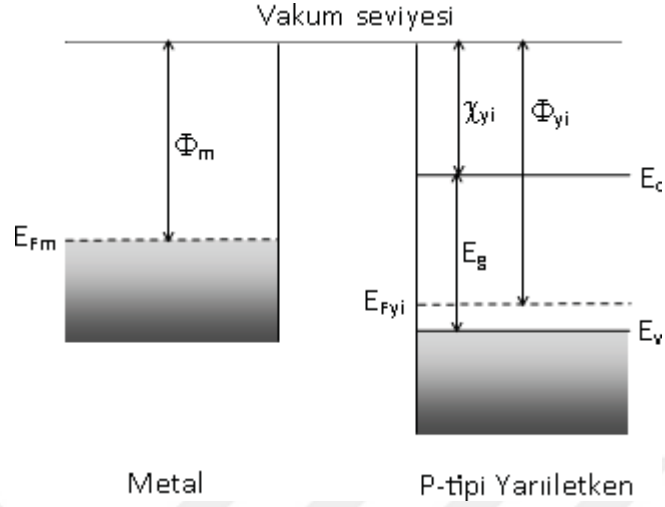
Metal ile yarıiletken arasında doğrultucu bir kontak oluştuğu zaman bir Schottky kontak ya da Schottky diyot oluşur. ilk olarak 1874 senesinde F. Braun’un [1] keşfetmiş olduğu metal/yarıiletken arasındaki doğrultucu etki, 1938 senesinde Schottky [5] ve Mott [6] tarafından açıklanmıştır.

Birbirine temas ettirilen metal ile yarıiletken malzemeler arasında Fermi enerji seviyeleri eşit oluna kadar bir yük alışverişi olur. Termal denge neticesinde yeni bir yük dağılımı oluşur. Metalden yarıiletkene doğru olan yük alışverişi iki malzeme arasında bir potansiyel değişimi oluşturur. sonucunda bir Schottky kontağı ede edilmiş olur.

2.3 Metal/p-tipi Yarıiletken Kontaklar

şekil 2.7’de p-tipi bir metal ve bir yarıiletken malzemenin kontak yapımının öncesindeki enerji bant diyagramı gösterilmektedir. Fotoelektrik etkiden dolayı metal üzerine yeterli dalga boyunda bir ışık düştüğünde elektronlar metalden ayrılır. Bu ışık, metalden elektronu sökecek ve vakum seviyesine yerleştirecek enerjiye ($E = h\nu$) sahip olmalıdır. Bir başka deyişle, minimum metalin iş fonksiyonuna (ϕ_m) denk olmalıdır. İş fonksiyonu, elektronu metalden sökebilmek adına elektrona verilmesi gereken bir enerjidir. Buna benzer biçimde yarıiletkenin iş fonksiyonu, bir elektronu bulunduğu Fermi seviyesinden (E_{Fyi}) vakum seviyesine çıkarabilmek

adına gereken enerjidir.



Şekil 2.7. P-tipi bir yarıiletken ile metal malzemenin kontak yapılmadan önceki enerji-bant diyagramı

Schottky kontaklar kullanılan malzemelerin iş fonksiyonlarına göre omik veya doğrultucu olmak üzere ikiye ayrılır. P-tipi bir yarıiletken ile bir metal kontak yapıldığında, eğer yarıiletkenin iş fonksiyonu metalin iş fonksiyonundan küçük ise ($\Phi_{yi} < \Phi_m$) kontak omik, büyük ise ($\Phi_{yi} > \Phi_m$) kontak doğrultucudur. Doğrultucu bir metal/p-Si yapısı oluşturulmadan evvel metalin iş fonksiyonu yarıiletkenin iş fonksiyonundan küçüktür. Kontak oluştuktan sonra yük alışverişi başlar böylece yüksek enerjili holler (elektron boşlukları) yarıiletkenden metale doğru hareket eder ve ardında negatif yüklü alıcılar bırakırlar. Bunun aksine metal malzemenin bulunduğu kısımda ise pozitif yüzey yükleri birir ve bu iki bölgede oluşan zıt yükler bir dipol tabakası meydana getirilir. Buna bağlı olarak bu iki malzemenin iş fonksiyonlarının farkı ($\Phi_{yi} - \Phi_m$) kadar aşağı doğru bükülecek olan yarıiletken taraftaki Fermi seviyesinin aksine metal taraftaki Fermi seviyesi sabit kalacaktır. Şekil 2.8’de bir metal/p-Si yapının kontak sonrası enerji bant diyagramları görülmektedir. Netice olarak yarıiletken malzemede “tüketme tabakası” adı verilen, negatif yüklerin çoğunlukta olduğu ve belli bir kalınlığa sahip bir bölge oluşur ve bu tabakadaki yükler “uzay yükleri” olarak adlandırılır. Metal tarafındaki pozitif yükler ile bu negatif uzay yükleri bir kapasite oluşturur ve bu kapasiteye “Schottky kapasitesi” adı verilir. Uzay yük bölgesindeki deşiklerin yoğunluğu alıcı

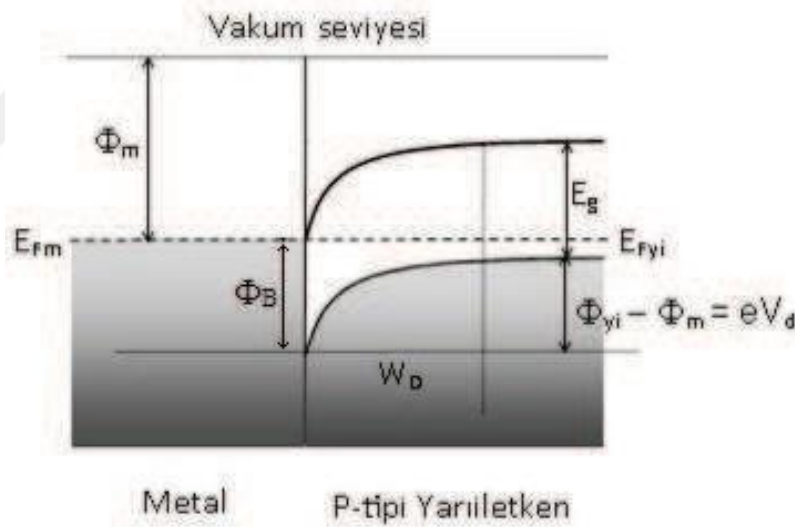
safsızlıkların yoğunluğundan ihmal edilebilecek oransa az olmasından dolayı uzay yük bölgesi iyonize olmuş alıcı safsızlıkları ile dolar ve eklem yariletken tarafında W_D kalınlığında bir tüketme tabakası meydana gelir. Eklem oluşumu esnasında yariletkenin gövdesinde enerji düzeyleri $(\Phi_{yi} - \Phi_m)$ farkı değerinde yükselmiş ve yariletkenin yüzeyi negatif yüklerle dolmuştur. Bunun neticesinde yariletken tarafındakideşikler için hetero eklem yapısını oluşturan difüzyon potansiyeli,

$$V_d = \frac{1}{q} (\Phi_{yi} - \Phi_m) \quad (2.12)$$

biçiminde ifade edilir. Metal tarafındaki engel yüksekliği ise,

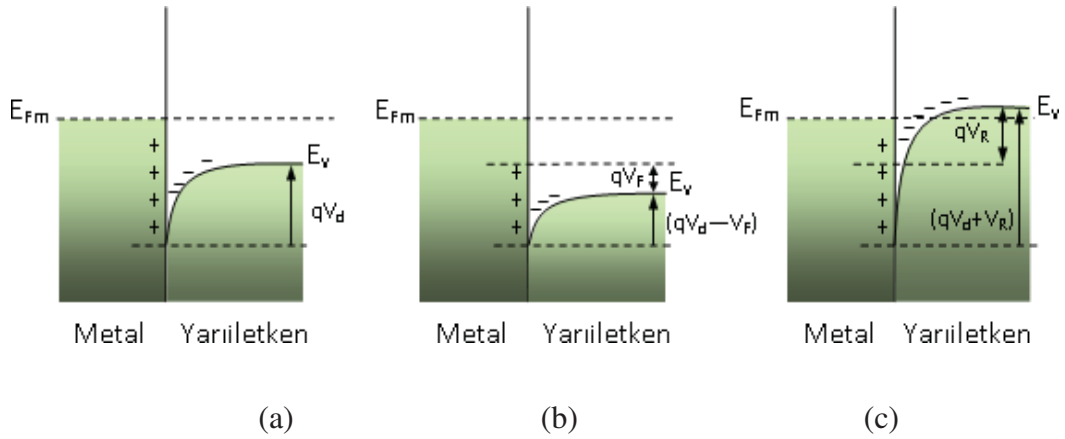
$$\Phi_B = \chi_{yi} + E_g - \Phi_m \quad (2.13)$$

ile elde edilir. Burada χ_{yi} elektron yatkınlığı ve E_g yariletkenin yasak enerji-bant aralığıdır.



Şekil 2.8. P-tipi bir yariletken ile metal malzemenin kontak yapıldıktan sonraki enerji-bant diyagramı.

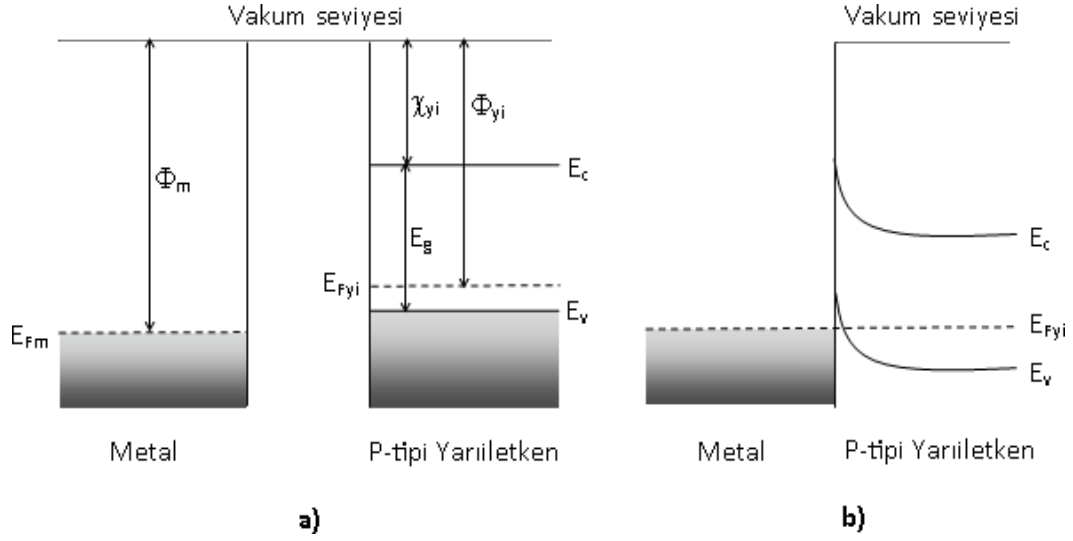
Yariletken tarafındaki parabolik engele “Schottky Engeli” adıverilir. Şekil 2.9’da bir metal/p-Si eklemine dengede, düz beslem ve ters beslem altındaki enerji-bant diyagramları görülmektedir. Şekil 2.9.a’da termal denge halinde iken engeli düz yönde ve ters yönde aşan elektronların sayıları birbirine denk olup, diyottan geçen net akım sıfıra eşittir.



Şekil 2.9. Bir metal/p-Si diyodunun enerji-bant diyagramları: a) dengede, b) düz beslem ve c) ters beslem altında.

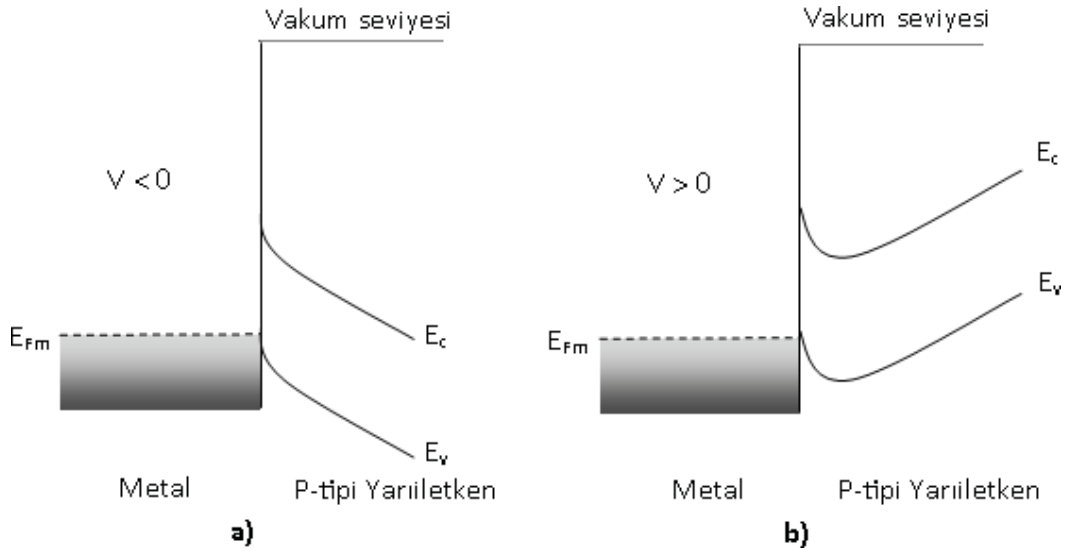
Yapıya bir V_F düz beslemi (yarıiletken pozitif gerilim, metale negatif gerilim) uygulandığında, tüketme bölgesinin genişliği azalacağından eklemi oluşturan difüzyon potansiyelinin değeri ($V_d - V_F$) miktarında azalma olur (Şekil 2.9.b). Bu sebepledeşikler için yarıiletken tarafındaki engel azalır ve metale doğru akandeşik sayısında artış olur. Yapıya bir V_R ters beslemi (yarıiletken negatif gerilim, metale pozitif gerilim) uygulandığında tüketme bölgesinin genişliği artacağından eklemi oluşturan difüzyon potansiyelinin değeri ($V_d + V_R$) miktarında artar (Şekil 2.9.c). Bundan dolayı yarıiletken tarafındakideşikler metale geçemeyecek derecede büyük bir engel ile karşılaşılır.

Şekil 2.10'da ($\Phi_{yi} < \Phi_m$) durumunda bir metalin p-tipi bir yarıiletkenle yapmış olduğu omik kontak görülmektedir. Kontak yapılmadan evvel metalin Fermi seviyesi yarıiletkenin Fermi seviyesinden ($\Phi_m - \Phi_{yi}$) kadar aşağıdadır (Şekil 2.10.a). Kontak sırasında elektronlar metal kısma doğru yarıiletkendedeşik bırakarak geçişe başlar [7] ve bu olay Fermi seviyeleri birbirine denk oluna dek sürer. Denge haline varıldığında, yarıiletken kısmındaki bant seviyeleri Φ_m ile Φ_{yi} farkı kadar aşağıya doğru bükülmüş olur. Bunun neticesinde metal üzerinde negatif ve yarıiletken üzerinde pozitif yüzey yükleri oluşmuş olur (Şekil 2.10.b).



Şekil 2.10. Metal/p-tipi omik kantağına ait enerji-bant diyagramı: **a)** Kanta yapılmadan, **b)** Kanta yapıldıktan sonraki durum.

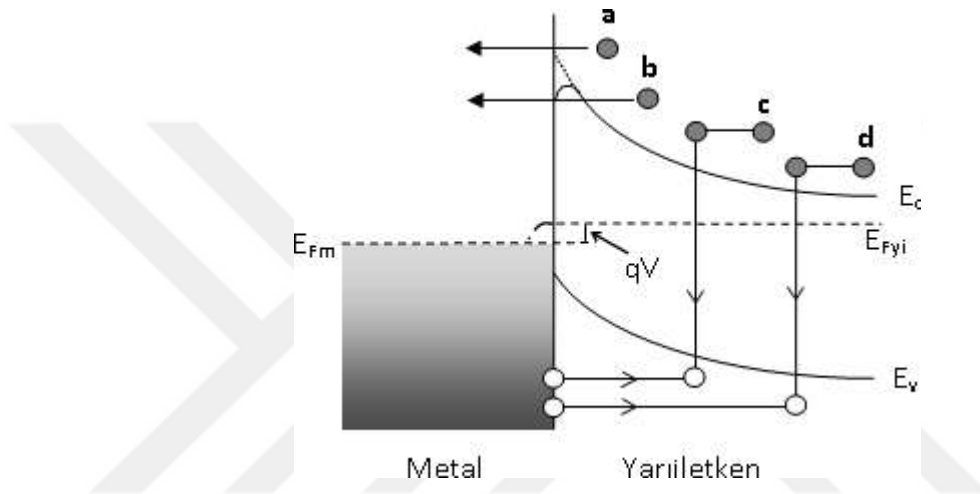
Yapıya metal kısım pozitif, yarıiletken kısım ise negatif olacak biçimde harici bir ters beslem uygulandığında, bantlar aşağı doğru daha fazla bükülecek ve buna bağlı olarak metal kısmındaki deşikler yarıiletkene doğru hareket edeceklerdir. Akımı böyle iki tarafa da iletebilen kantağlara “omik kantağlar” adı verilir.



Şekil 2.11. Ters ve düz beslem durumlarında omik kantağın enerji-bant diyagramları: **a)** $V < 0$ durumu (ters beslem), **b)** $V > 0$ durumu (ters beslem).

2.4 Metal/Yarıiletken Kontaklarda Akım İletim Mekanizmaları

Metal/yarıiletken kontaklarda akım iletim mekanizmaları Termoiyonik Emisyon (TE), Difüzyon (D), Termoiyonik Emisyon-Difüzyon (TED), Termoiyonik Alan Emisyonu (TAE), Alan Emisyonu (AE), Azınlık Taşıyıcı Enjeksiyonu, Üretilme-Yeniden Birleşme ve Çok Katlı Tünelleme biçimindedir ve bu tür kontaklarda akım iletimi çoğunluk taşıyıcıları ile meydana gelir. Şekil 2.12.'de bir metal/n-Si eklem yapısında akım iletim mekanizmalarının şematik gösterimi görülmektedir.



Şekil 2.12. Bir metal/n-Si eklem yapısında akım iletim mekanizmalarının şematik gösterimi.

Şekil 2.12.'de gösterildiği gibi engel yüksekliğini aşır metale gelen elektronların oluşturduğu akım (a), elektronların engel içinden doğrudan kuantum-mekaniksel tünellemeleri (orta derecede katkılanmış yarıiletkenler için) ile oluşan akım (b), uzay yük bölgesinde yeniden birleşme işleminin oluşturduğu akım (c) ve metalden yarıiletken olan deşik enjeksiyonunun oluşturduğu akımdır (d) olmak üzere temelde dört ayrı akım iletim mekanizması vardır.

2.4.1 Termoiyonik Emisyon (TE)

Metal/yarıiletken kontaklarda kafi miktarda termal enerjiyi elde eden taşıyıcıların metalden yarıiletkene ve yarıiletkeniden metale doğru geçerek meydana getirdikleri bir akım mekanizmasıdır [8]. Bu akım mekanizmasında kabul gören bazı varsayımlar şunlardır:

Termal denge sağlanmıştır ve net akımın akması bu denge halini etkilemez.

Engel yüksekliği, kT enerjisinden çok da fazladır.

Engel bölgesinde taşıyıcı çarpışmaları meydana gelmez. Bu durumda taşıyıcıların ortalama serbest yolları Schottky bölgesinin kalınlığından fazladır.

Görüntü kuvvetlerin etkisi göz ardı edilir.

Engel görüntüsü akım engel yüksekliğine bağlıdır ve şekli önemli değildir.

Potansiyel engelini geçmeye yetecek miktarda enerjiyi elinde bulunduran ve yarıiletken metale doğru akan elektronların meydana getirdiği akım yoğunluğu,

$$J_{sm} = \int_{E_F + q\Phi_B}^{\infty} qv_x dn \quad (2.14)$$

biçiminde ifade edilir. Bu ifadede v_x elektronların hızı, dn küçük bir enerji aralığındaki elektron yoğunluğu ve $(E_F + q\Phi_B)$ metalden TE adına ihtiyaç olan en az enerjidir. Buradan yola çıkarak yarıiletken metale doğru geçen elektronlar için akım,

$$J_{sm} = \left(\frac{4\pi q m^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp \left[\frac{-q(\Phi_B)}{kT} \right] \exp \left(\frac{qV}{kT} \right) \quad (2.15)$$

biçiminde ifade edilir. Bu ifadede m^* taşıyıcının etkin kütlesi, k ve h sırasıyla Boltzmann ve Planck sabitidir. Gereken düzenlemeleri yaptıktan sonra ifade,

$$J_{sm} = A^* T^2 \exp \left(\frac{-q\Phi_B}{kT} \right) \exp \left(\frac{qV}{kT} \right) \quad (2.16)$$

Biçimini alır. Bu ifadede A^* (2.15) denklemindeki ilk terime karşılık gelir ve buna “Richardson sabiti” denir. Öte yandan metal tarafındaki engel yüksekliği değişmediğinden yarıiletken geçiş yapan elektronların meydana getirdiği akım yoğunluğu uygulanan gerilime bağlı olmayıp,

$$J_{ms} = -A^* T^2 \exp \left(\frac{-q\Phi_B}{kT} \right) \quad (2.17)$$

biçiminde ifade edilir. Bunların sonucunda net akım yoğunluğu bu iki akımın (denklem (2.16) ve denklem (2.17)) toplamına eşit olup,

$$J = \left[A^* T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_B}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.18)$$

biçiminde ifade edilir. (2.18) ifadesindeki parantezli ilk terim doyma akımı yoğunluğudur.

2.4.2 Difüzyon

Bu akım mekanizması, yoğunlukları birbirinden farklı olan iki bölge arasındaki, yoğunluğu çok olan bölgeden az olan bölgeye doğru taşıyıcı geçişleri için tanımlanır [8]. Bu akım mekanizmasında kabul gören varsayımlar şunlardır:

Engel yüksekliği, kT enerjisinden çok fazladır.

Yarıiletkendeki safsızlık yoğunluğu dejenere olmayıp yarıiletken aşırı katkılanmamıştır.

Engel bölgesindeki taşıyıcı çarpışma etkisi göz ardı edilmemiştir.

Tüketme tabakasının başlangıcındaki ve bitişindeki taşıyıcı yoğunlukları termal dengeden ötürü akan akımdan etkilenmez.

Bu akım mekanizması için bölgesel alan ve yoğunluk farkına baz alacak biçimde bir ifade tanımlanmıştır. Buna göre tüketim bölgesindeki akım yoğunluğu denklemi,

$$J = q \left[n(x) E(x) \mu + D_n \frac{\partial n}{\partial x} \right] = q D_n \left[\left(\frac{-qn(x)}{kT} \right) \left(\frac{\partial V(x)}{\partial x} \right) + \frac{\partial n}{\partial x} \right] \quad (2.19)$$

biçiminde elde edilir. Bu ifadede $n(x)$ elektron yoğunluğu, μ elektron mobilitesi, D_n elektron difüzyon sabiti ve $E(x)$ hetero eklem yapı bölgesindeki elektrik alanıdır. Gereken düzenlemeleri yaptıktan sonra ifade,

$$= J_n \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.20)$$

biçimini alır. Burada J_n doyma akımı yoğunluğu olup,

$$J_n = \left(\frac{q^2 N_c D_n}{kT} \right) \left[\frac{q(V_d - V) 2N_D}{\epsilon_s} \right]^{1/2} \exp\left(\frac{-q\Phi_B}{kT}\right) \quad (2.21)$$

biçiminde ifade edilir. Bu ifadede N_c iletkenlik bandındaki etkin taşıyıcı yoğunluğu, N_D verici yoğunluğu, ϵ_s yarıiletkenin elektrik geçirgenliği ve V_d difüzyon potansiyelidir. Denklem (2.18) ve (2.21) ifadeleri karşılaştırıldığında, difüzyon akımının uygulanan gerilim ile değiştiği fakat termoiyonik emisyon akımına göre ise sıcaklığa bağımlılığının daha az olduğu görülmektedir.

2.4.3 Termoiyonik Emisyon Difüzyon (TED)

Termoiyonik emisyon difüzyon akım mekanizması, termoiyonik emisyon ve difüzyon mekanizmalarının birleşimi ile elde edilir. Metal/yarıiletken arayüzeyinde varsayılan yeniden birleşme hızı üzerine kurulmuştur bu teori metal ile yarıiletken gövde arasına harici bir gerilimin uygulanması ve eklemde bir elektron akışına sebep olunmasıyla oluşur. Bu elektron akışının oluşturduğu akım,

$$J = -qn\mu \left(\frac{d\Phi_B}{dx} \right) \quad (2.22)$$

biçiminde ifade edilir ve tüketme bölgesi içerisinde X_m ile W_D arasında tanımlanır (Şekil 2.13). Burada n bir x noktasındaki elektron yoğunluğu olup,

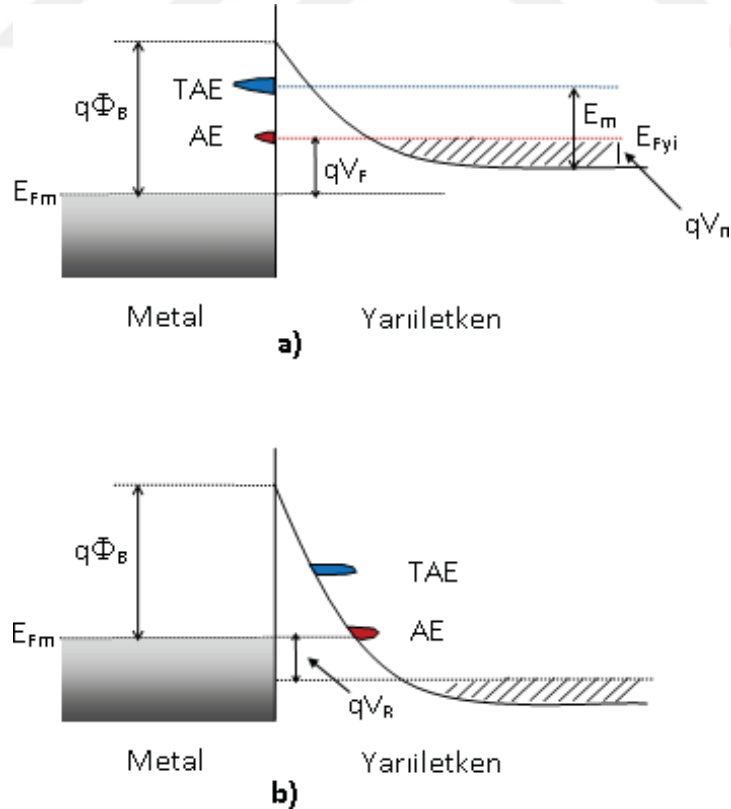
$$n_m = N_c \exp \left(\frac{-q(\Phi_B - \Psi)}{kT} \right) \quad (2.23)$$

şeklinde ifade edilir. Bu ifadede $q\Psi(x)$ elektron potansiyel enerjisi ve $q\Phi_B(x)$ yarım-Fermi seviyesidir. Bu teoriye göre akıma neden olacak taşıyıcıların bir kısmı optik fonon geri saçılmalarına bir kısmı da kuantum yansımalarına uğrayarak yeniden birleşme hızını düşürmeye neden olur ve bu da taşıyıcıların oluşturduğu akım değerini düşürür[8].


$$J = J_0 \left(\exp \left(\frac{qV}{kT} \right) - 1 \right) \quad (2.24)$$
$$J_o = A^{**} T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_B}{kT}\right) \quad (2.25)$$
$$J = J_o \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \quad (2.26)$$

20

meydana gelir. Yarıiletken gereğinden fazla katkılandığında tüketme bölgesi fazla incelir. Bu nedenle düşük sıcaklıklarda Fermi seviyesine fazla yakın elektronlar yarıiletkenden metale doğru tünelleme yapabilir ve bu işlem “alan emisyonu” olarak adlandırılır. Sıcaklık arttığında elektronların büyük çoğunluğu Fermi seviyesinin üstüne doğru yükselir ve bu elektronlar engele varmadan tünelleme yaparak metale geçebilirler. Termal biçimde uyarılmış bu elektronların oluşturduğu bu tünelleme işlemi “termoiyonik alan emisyonu” olarak adlandırılır. Sonuç olarak Fermi seviyesi üzerindeki elektronların sayısı azalır ve bir enerji oluşumuna neden olur. Sıcaklığın artması ile birlikte elektronların karşılaştığı engel daha küçük ve ince olacağından tünelleme ihtimali de hızlıca yükselir. Sıcaklık daha da yükseltildiğinde bütün elektronlar engelin üst kısmına varır ve engeli aşarak öteki tarafa geçerler. Böylece termoiyonik emisyon mekanizması aktifleşmiş olur. Metal/yarıiletken yapılarda tünellemeyi teorik olarak 1966 yılında Padovani ve Stratton [10] ile 1969 yılında Crowell ve Rideout [9] ile incelemişlerdir. Düşük katkılı yarıiletkenlerde tünelleme işlemi ters beslemde, yüksek katkılı yarıiletkenlerde tünelleme işlemi ise düz beslemde meydana gelir [10].



Şekil 2.14. N-tipi yarıiletken için TAE ve AE mekanizmalarının şematik gösterimi: **(a)** düz beslem ve **(b)** ters beslem.

Tünellemenin varlığı halindeki taşıyıcıların meydana getirdiği akım,

$$I = I_s \exp\left(\frac{qV}{E_o}\right) \quad (2.27)$$

biçiminde ifade edilir. Bu ifade,

$$E_o = E_{oo} \coth\left(\frac{E_{oo}}{kT}\right) \quad (2.28)$$

ve

$$E_{oo} = \frac{qh}{4\pi} \left(\frac{N_A}{m^* \epsilon_s} \right)^{1/2} \quad (2.29)$$

dir. Bu ifadede N_A alıcı yoğunluğu ve h Planck sabitidir. Denklem (2.27)'deki doyma akımı engel yüksekliğinin, yarıiletken parametrelerinin ve sıcaklığın bir fonksiyonu olup, uygulanan gerilime güçsüz bir biçimde bağlıdır. Denklem (2.28)'deki E_{oo} enerjisi, tünelleme işleminde mühim bir parametredir ve kT/E_{oo} şeklinde olduğundaise tünellemenin mühim bir ölçüsüdür [11]. Düşük sıcaklıklarda yarı-logaritmik I - V eğrisinin eğimi değişmez ve sıcaklığa bağlı değildir. Buna bağlı olarak alan emisyonu aktiftir ve $E_o \approx E_{oo}$ 'dir. Yüksek sıcaklıklarda, yarı-logaritmik I - V eğrisinin eğimi q/kT şeklindedir ve $E = kT_o$ 'dir. Buna bağlı olarak termoiyonik emisyon mekanizması aktifleşir.

2.5 Görüntü Kuvvet Etkisi (Schottky Alçalması)

Metal/yarıiletken kontaklarda oluşan engel yüksekliğinin, metalde meydana gelen görüntü yüklerinin indüklenmesi neticesi eksilmesi olarak tarif edilen Schottky alçalması başka bir şekilde metal/yarıiletken yapılarda potansiyel engelinin elektrostatik etkileşmelerden ötürü alçalması olarak da tarif edilebilir. Kontak oluşumu esnasında yarıiletken kısmında var olan pozitif yükler metal tarafında x mesafesinde bir görüntü yük (negatif yük) oluşturur ve bu iki yük bir elektrik alanı ve çekim kuvveti oluşturacaktır. Bu kuvvete görüntü kuvveti adı verilir ve

$$F = \frac{-e^2}{4\pi(2x)^2 \epsilon_o} = -eE \quad (2.30)$$

biçiminde tanımlanır. Bu ifadede x elektronun yarıiletken olan mesafesi, e elektronun yükü, ϵ_0 boşluğun elektrik geçirgenliği ve E meydana gelen elektrik alanıdır. Bir elektronun sonsuzdan bir x noktasına gelirken yaptığı iş,

$$\int_{\infty}^x F dx = \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 x} \quad (2.31)$$

Biçiminde ifade edilir. Yapıya dışardan bir elektrik alan uygulandığında toplam potansiyel enerji uzaklığın fonksiyonu olarak,

$$\phi(x) = \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 x} + eEx \quad (2.32)$$

biçiminde ifade edilir. Denklem (2.32)'de $d\phi(x)/dx=0$ koşulunun temin edildiği noktada (Schottky engelinin tepe noktası) Schottky alçalması,

$$\Delta\Phi_B = \sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon_s\epsilon_0}} \quad (2.33)$$

biçiminde ifade edilir ve kontak neticesinde ortaya çıkan engel $\Delta\Phi_B$ miktarında alçalmış olur. Bu da elektrostatik etkileşmenin bir neticesidir. Bu ifadede E maksimum elektrik alanı ve ϵ_s yarıiletkenin elektrik geçirgenliğidir.

2.6 İdeallik Faktörü

İdeallikten ne kadar sapıldığını belirlemek adına tanımlanan bu parametre arayüzey durumlarının yoğunluğuna (N_{ss}) ve kalınlığına bağlı olup [12,13],

$$n = 1 + \frac{\left(\frac{\delta}{\epsilon_i}\right)\left(\frac{\epsilon_s}{W_D + qN_y}\right)}{1 + \left(\frac{\delta}{\epsilon_i}\right)qN_m} \quad (2.34)$$

biçiminde ifade edilir. Bu ifadede N_m metal ile denge halinde bulunan arayüzey hallerinin N_y ise yarıiletken ile denge halinde bulunan hallerinin yoğunluğudur. ϵ_i oksit tabakasının elektrik geçirgenliğini, ϵ_s yarıiletkenin elektrik geçirgenliğini, δ arayüzey tabakasının kalınlığını ve W_D tüketme bölgesinin genişliğini gösterir. Limit durumlarına göre denklem (2.34) farklı biçimlerde ifade edilir. Arayüzey durumlarının yoğunluğu ufaksa (2.34) ifadesi,

$$n = 1 + \frac{\delta \epsilon_s}{W_D \epsilon_i} \quad (2.35)$$

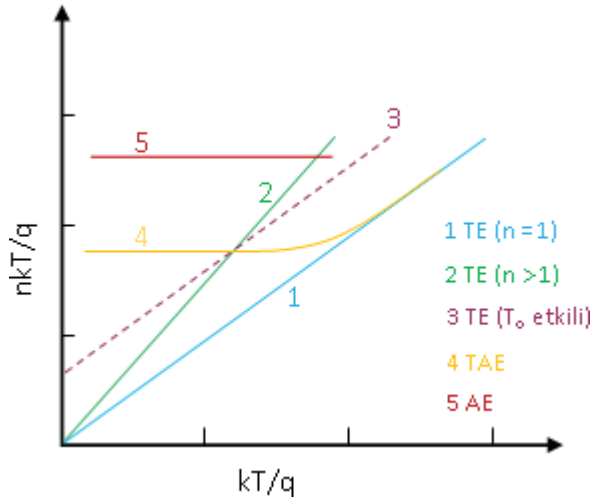
biçimini alır. Arayüzey durumları metalle dengedeysse (2.34) ifadesi,

$$n = 1 + \frac{\delta \epsilon_s}{W_D (\epsilon_i + \delta q N_m)} \quad (2.36)$$

biçimini alır. Bu iki vaziyette arayüzey durumlarının ve oksit tabakasının ideallik faktörüne katkısı azdır. Bu sebepten dolayı metal/yarıiletken yapı ideal davranışlar sergiler. Eğer arayüzey durumları yarıiletkenle dengedeysse (2.34) ifadesi,

$$n = 1 + \left(\frac{\delta}{\epsilon_i} \right) \left(\frac{\epsilon_s}{W_D + q N_y} \right) \quad (2.37)$$

biçimini alır. Buun sonucunda ise arayüzey tabakasının kalınlığının ve arayüzey durumlarının çoğalmasıyla n artar [12]. İdeallik faktörü sıcaklığın bir fonksiyonu gibi çizildiğinde bir eklem için değişik akım mekanizmaları tanımlanabilir (Şekil 2.15). Yapıda termoiyonik emisyon mekanizması aktif olduğunda elde edilen eğriler: 1 ($n=1$ için), 2 ($n>1$ için) ve 3 (T_o etkili)2'tür. Şekil 2.15'de görülen 4 numaralı eğri termoiyonik alan emisyonunu, 5 numaralı eğri ise alan emisyonunu tanımlar.



Şekil 2.15. Akım iletim mekanizmaları için $nkT/q - kT/q$ eğrileri.

2.7 Seri Direnç

Seri direnç bir diyotun kötü performans göstermesinin nedenlerinden bir

tanesisidir. İdeal bir diyot ters besleme sırasında yeterince yüksek bir direnç gösterir. Düz beslemde uygulanan gerilim yükseldikçe direnç üstel olacak şekilde azalır. Bir yapıda oluşan seri direnç 5 farklı kaynaktan meydana gelir. Bunlar;

1. Yarıiletken gövde içerisindeki düzgün olmayan katkı dağılımından oluşan
2. Yarıiletken tüketme tabakası ve omik kontak arasındaki gövde direncinden oluşan
3. Yarıiletken gövde ile kontak arasına yerleşmiş kirli bir film tabakası ya da bir parçacıktan oluşan
4. Yarıiletken kristale temas ettirilmiş omik (arka) kontakta oluşan
5. Kontaklardan elektriksel ölçüm adına alınmış tellerden oluşan

direnç biçimindedir. Yarıiletken içerisinde düzenli olmayan katkılar yüksek öz dirençli bölgeler oluşturabilir. Bu da yavaş taşıyıcı yoğunluğunu oluşturmaya neden olur. Çoğu zaman yarıiletken gövdesinden gelen seri direnç etkisi ufaktır ve göz ardı edilebilir. Seri direnç özellikle admittans tekniğiyle yapılan arayüzey durum yoğunluğu hesaplamalarında önemli hatalara neden olabilir. Seri direnç etkisi, gerek numunenin yapımı sırasında gerek ise ölçüm safhasında farklı yöntemlerle azaltılabilir.

Seri direnç, yapının $I-V$ eğrilerinde de özellikle yüksek voltaj değerlerinde istenmeyecek bükülmelere (ideallikten sapmalar) neden olur.

Bir metal/yarıiletken diyotun $I-V$ ölçüm verileri kullanılarak seri direncinin atanması adına farklı teknikler mevcuttur. Bu teknikler, Norde yöntemi [14], Sato ve Yasamura [15] yöntemi ki, bu modifiye Norde yöntemi olarak da adlandırılır ve ideallik faktörünün 1'den büyük olduğu hallere uygun şekilde geliştirilmiştir. Öte yandan farklı sıcaklıklardan yararlanılarak elde edilen seri direnç yöntemi (McLean) [16] ve bir başkası da Cheung [17] yöntemidir ve bu yöntem de seri direncin aktif olduğu yüksek voltaj bölgesinde kullanılır.

2.7.1. Norde Yöntemi

Norde yöntemi $n=1$ hali için seri direnç ve engel yüksekliğini orijinal bir $F(V)$ fonksiyonu yardımıyla elde etmeyi gaye edinir. Bu parametreleri sağlamak için fonksiyonun en düşük noktasından yararlanılır. Bu yöntem, engel yüksekliği ve seri direnç parametrelerinin sıcaklıkla bir değişme uğramadığı hallerde uygulandığından dolayı, yalnız tek bir sıcaklıktaki $I-V$ eğrisini kullanmak yeterli gelir. Denklem (2.18)'i açık olarak yazacak olursak,

$$I = AA^*T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_B}{kT}\right) \left\{ \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right\} \quad (2.38)$$

şeklini alır. Schottky diyotuna uygulanan V geriliminin bir miktarı da seri direnç üstüne düşeceğinden ötürü (2.38) ifadesi,

$$I = \left[AA^*T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_B}{kT}\right) \right] \left\{ \exp\left[\frac{q(V - IR)}{nkT}\right] - 1 \right\} \quad (2.39)$$

biçimine dönüşür. Bu ifadada $(V - IR)$ terimi diyotun üstüne düşen gerilimdir. Yüksek seri dirençli numunelerde I - V eğrisinin lineer bölgesi sınırlanır ve eğrinin değerlendirilmesi daha karmaşık bir duruma girmiş olur. Bu halde Norde seri direnç hesaplamaları için

$$F(V) = \frac{V}{2} - \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{I}{AA^*T^2}\right) \quad (2.40)$$

biçiminde ifade edilir. (2.39) denkleminin her iki tarafının $\ln$ 'i alınıp (2.40) denkleminde yerine yerleştirilirse,

$$F(V) = \left(\frac{n-2}{2n}\right)V + \frac{IR}{n} + \Phi_B \quad (2.41)$$

ifadesi elde edilmiş olunur. Bu ifadede $R=0$ ideal durumu elde ettiğinde $F(V)$ - V grafiğinin eğimi $(n-2)/2n$ olarak çıkar ve $F(V)$ lineer doğrusu voltaj eksenini sıfırda kestiği nokta engel yüksekliğini (Φ_B) verir lakin seri direnç sıfırdan farklı ise $F(V)$ fonksiyonu bir minimumdan geçer ve

$$F(V) = F_R(V) = \frac{V}{2} - \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{V}{AA^*T^2R}\right) \quad (2.42)$$

biçimini almış olur. Denklem (2.38) ifadesinin V 'ye göre türevi alınıp (2.42) denkleminde yerine yerleştirilirse,

$$\frac{\partial F(V)}{\partial V} = \frac{n-2 + \beta IR}{2(n + \beta IR)} \quad (2.43)$$

İfadesi elde edilir. Bu ifadede $\beta = q/kT$ dir. $\partial F(V)/\partial V = 0$ olması halinde

$$n - 2 + \beta IR = 0 \quad (2.44)$$

İfadesi elde edilir. Bu ifadede seri direnç ve engel yüksekliği,

$$R_s = \frac{(2 - n)kT}{qI} \quad (2.45)$$

ve

$$\Phi_B = F(V)_{min} + \left(\frac{2 - n}{2n} \right) \frac{V_o}{2} - \frac{kT}{q} \quad (2.46)$$

olur. Bu ifadede V_o , $F(V)$ fonksiyonunun en düşükteki değerine denk gelmektedir. 1986 yılında Bohlin [18] ideallik faktörünün 1'den büyük olması halinde Norde fonksiyonunu tekrardan düzenledi. V/γ terimini, $F(V)$ fonksiyonun birince terimi olan $V/2$ ifadesi yerine kullanmıştır. Bu ifadede γ ideallik faktöründen büyük olması şartıyla ($1 < n < \gamma$) ilk büyük tam sayıdır. Sonuç olarak ideallik faktörü büyük olan diyotlar için I - V ölçümlerinden elde edilen R_s , Φ_B ve n 'in daha doğru bir biçimde belirlenmesini olanak sağlar. Böylece modifiye edilmiş yeni Norde fonksiyonu,

$$F(V, \gamma) = F_R(V) = \frac{V}{\gamma} - \frac{1}{\beta} \ln \left(\frac{I}{A A^* T^2} \right) \quad (2.47)$$

biçiminde alır. (2.39) ifadesinde iki tarafın $\ln$ 'i alınıp (2.47)'de yerine yazılırsa,

$$F(V, \gamma) = F_R(V) = \left(\frac{1}{\gamma} - \frac{1}{n} \right) V + \Phi_B + \frac{IR}{n} \quad (2.48)$$

İfadesi elde edilir. Seri direnç sıfır ise $F(V)$ - V eğrisi, eğimi $(n - \gamma) / n\gamma$ olan bir doğru elde edilir. Seri direnç sıfırdan farklıysa ve (2.47)'deki akım ifadesinin açık şekli ile yazılırsa,

$$F(V, \gamma) = F_R(V) = \frac{V}{\gamma} - \frac{1}{\beta} \ln \left(\frac{V}{R A A^* T^2} \right) \quad (2.49)$$

İfadesi elde edilir. (2.48) denkleminin V 'ye göre türevi alınır ve gereken düzenlemeler yapılırsa,

$$\Phi_B = F(V_o, \gamma) - \left(\frac{1}{\gamma} - \frac{1}{n}\right)V_o - \frac{(\gamma - n)}{(\beta n)} \quad (2.50)$$

ve

$$R_s = \left(\frac{\gamma - n}{\beta I_o}\right) \quad (2.51)$$

ifadeleri elde edilir.

2.7.2 Cheung Yöntemi

1986 senesinde Cheung tarafından [17] metal/yarıiletken (Schottky) eklemelerin seri direnç hesaplarında yapıların I - V karakteristikleri kullanılarak değişik bir yöntem geliştirilmiştir. Bu yönteme göre (2.38) ifadesinin her iki tarafının $\ln$ 'i alınıp düzenlendiğinde,

$$V = \left(\frac{nkT}{q}\right) \ln\left(\frac{I}{AA^*T^2}\right) + n\Phi_B + IR_s \quad (2.52)$$

ifadesi elde edilir. Bu denklemin her iki tarafının $\ln I$ 'ya göre türevi alınırsa,

$$\frac{dV}{d(\ln I)} = \frac{nkT}{q} + IR_s \quad (2.53)$$

ifadesi elde edilir. $dV/d(\ln I)$ ifadesi I 'ya karşı çizilirse elde edilen doğrunun eğimi seri direnci (R_s), eğrinin düşey eksenini kestiği nokta ise diyotun idealite faktörünü (n) verir [17]. Cheung, yapının engel yüksekliğini bulabilmek adına,

$$H(I) = V - \left(\frac{nkT}{q}\right) \ln\left(\frac{I}{AA^*T^2}\right) \quad (2.54)$$

biçiminde bir $H(I)$ fonksiyonu tanımlamıştır. (2.52) ve (2.53) denklemlerini kullanarak engel yüksekliği için,

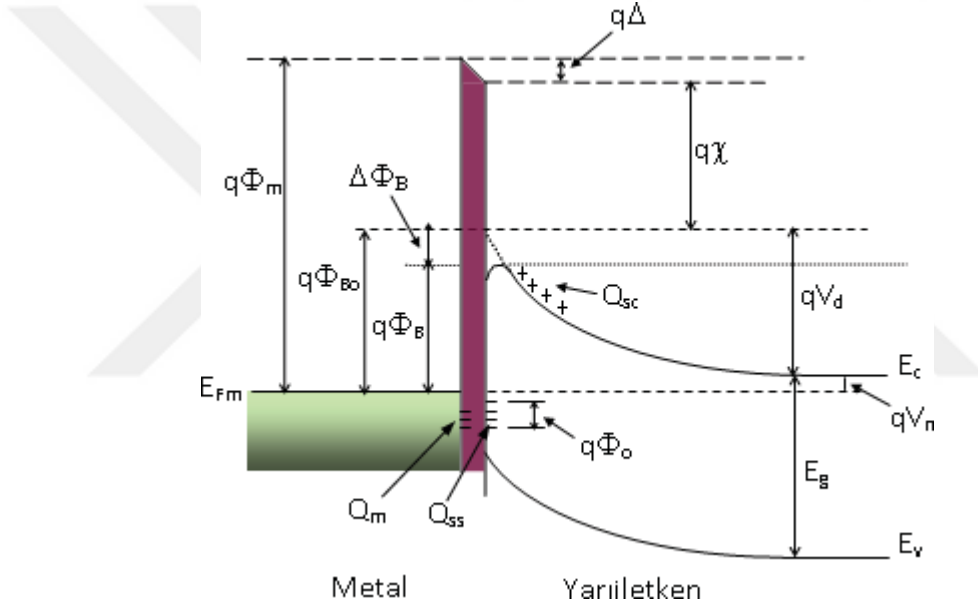
$$H(I) = n\Phi_B + IR_s \quad (2.55)$$

biçiminde bir denklem elde edilir. (2.55) denkleminde de görüldüğü üzere $H(I)$ 'nın I 'ya göre grafiği çizildiğinde elde edilecek doğrunun eğimi seri direnç değerini, $H(I)$ eksenini kestiği nokta ise engel yüksekliği verecektir.

2.8 Aygıt Karakterizasyonu

Schottky diyotları düşük katkı safsızlıklarına ve yüksek eklem engellerine sahip aygıtlardır. N-tipi bir yarıiletken için Schottky hetero eklemine ayrıntılı bir engel yapısı Şekil 2.16’da verilmiştir. Bir metal ile bir yarıiletken tarafından oluşturulan bu eklem iki varsayıma dayanır [19].

Birincisi; elektronlar için, bir metal ile bir yarıiletkenin arasında geçirgen özelliğe sahip bir arayüzey tabakasının bulunması, ikincisi ise; bu tabakadaki yüzey hallerinin metalden bağımsız olarak sadece yarıiletkenin bir özelliği olmasıdır. Kontak sağlanmadan evvel $q\Phi_0$ yüzey enerjisi Fermi seviyesiyle bir yerde olup, yük nötrallığından ötürü bu seviyeler doludur [20].



Şekil 2.16. N-tipi bir MS kontağın detaylı enerji-bant diyagramı.

Şekil 2.16’deki gösterimler sırasıyla; Fermi enerji seviyesi (E_F), metalin iş fonksiyonu ($q\Phi_m$), sıfır beslem engel yüksekliği ($q\Phi_{B0}$), engel yüksekliği ($q\Phi_B$), metal üzerindeki yüzey yükü (Q_m), yarıiletken üzerindeki yüzey yükü (Q_{ss}), yarıiletkenin tüketme tabakasındaki uzay yükü (Q_{sc}), yüzeydeki enerji seviyesi ($q\Phi_0$), engel alçalması ($q\Delta\Phi_B$), arayüzey potansiyeli ($q\Delta$), yarıiletkenin elektron yatkınlığı (χ_{vi}), difüzyon potansiyeli (V_d) ve yarıiletkenin yasak enerji bant aralığı (E_g)’dir.

2.8.1 Akım-Gerilim (I - V) Karakteristikleri

Schottky diyotlarda akım iletimini çoğunluk taşıyıcıları oluşturur bunun

aksine azınlık yük taşıyıcılarının katkıları ise göz ardı edilir. Akımın çoğunluk taşıyıcıları ile olması ve aynı anda taşıyıcıların termal uyarmalarla engeli aşması sayesinde aygıtı öteki eklem türlerine oranla daha hızlı çalışmasını neden olur. Öte yandan gereğinden fazla katkılandırılmış Schottky diyotlarının eklem genişlikleri azalacağı için oluşacak tünelleme akımları aygıtın hız ve performansına pozitif yönde katkı sağlar.

Yüksek mobiliteli yarıiletkenlerin meydana getirdiği Schottky diyotlarında düz beslem aşırı fazla olmadığı sürece akım iletim mekanizması termoiyonik emisyon teorisine uyar. Böylece yapının akım-gerilim ilişkisi,

$$I = I_o \left[\exp \left(\frac{qV}{kT} \right) - 1 \right] \quad (2.56)$$

Bişiminde elde edilir. Bu ifadede I_o , doyma akımı olup,

$$I_o = AA^*T^2 \exp \left[\frac{-q(\Phi_{Bo})}{kT} \right] \quad (2.57)$$

şeklinde elde edilir. Bu ifadede A kontak alanı ve Φ_{Bo} sıfır beslem engel yüksekliğidir. A^* 'ya “Richardson sabiti” denilen bu sabit, yarıiletkendeki elektronların etkin kütlesi, engeli geçen elektronların kuantum mekanik yansımaları ve metal yüzeyi ile potansiyel engelin tepesi arasındaki elektronların fonon saçılması göz önünde bulundurularak düzenlenmiş olup,

$$A^* = \frac{4\pi qm^*k^2}{h^3} \quad (2.58)$$

ile elde edilir. Bu ifadede, m^* taşıyıcının etkin kütlesi, k ve h sırasıyla Boltzmann ve Planck sabitidir. (2.56)'de ideal bir diyot tanımlanır. (2.56)'nın $\ln I - V$ grafiğinin bir doğruyu vermesi gerekir. Vermediği durumda ideallikten sapmtığı anlamına gelir. Normal şartlar altında, yapıya etkileyen pekçok etken olduğundan daima ideallikten sapma mevcuttur. Arayüzey tabakasının varlığı ya da tüketim bölgesindeki tekrardan birleşme halleri ideallikten sapmaya örnek olarak verilebilir. Bundan dolayı (2.56)'yı bir düzeltme faktörüyle tekrardan ifade ettiğimizde,

$$I = I_o \left[\exp \left(\frac{qV}{nkT} \right) - 1 \right] \quad (2.59)$$

İfadesi elde edilir. Bu ifadede n , gerilime ve sıcaklığa bağlı olabilen ve değeri 1'den

büyük olan ideallik faktörüdür. İdeal bir diyot için $n=1$ 'dir.

2.8.2 Kapasite-Gerilim (C-V) Karakteristikleri

Metal/yarıiletken kontaklardaki metal kısmında yer alan negatif yüzey yükleri ile yarıiletken kısmındaki iyonize olmuş alıcıların meydana getirdiği tüketme bölgesi bir kondansatör gibi davranış sergiler. Yapıya ters beslem uygulandığında yapının tüketme bölgesi genişlemeye neden olur ve bu bölgede yük değişimleri olur ki, bu etkiler de kapasitede değişimlere neden olur. Hetero eklem yapılara ters belsem uygulanırsa değişime uğrayan hetero kapasitesinden mühim diyot parametreleri elde edilmiş olur. Bir yarıiletkende yük yoğunluğu (birim alan başına düşen),

$$Q = qN_A W_D = \sqrt{2\epsilon_s q N_A (V_d \pm V)} \quad (2.60)$$

denklemi ile elde edilir. Bu ifadede q , elektronik yük, N_A , taşıyıcı yoğunluğu, W_D , tüketme bölgesi genişliği, V_d , difüzyon potansiyeli ve ϵ_s , yarıiletkenin elektrik geçirgenliğidir. Ekleme ufak bir ac sinyal uygulandığında yük değişimleri neticesi ufak bir sinyal kapasitesi oluşur ve bu kapasite, tüketme bölgesi kapasitesi olup,

$$C = \frac{dQ}{dV} = \sqrt{\frac{q\epsilon_s N_A}{2(V_d + V)}} \quad (2.61)$$

biçiminde elde edilir. (2.61) denkleminde görüldüğü üzere eklem kapasitesi uygulanan gerilim ile ters, taşıyıcı yoğunluğu ile doğru orantılıdır. Eklem kapasitesini arttırmak için taşıyıcı yoğunluğu oranı arttırılabilir. (2.61) denklemi ters çevrilip karesi alındığında,

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2(V_d + V)}{q\epsilon_s N_A} \quad (2.62)$$

denklemini bulunur. Bu denkleme bakıldığında $1/C^2$ -V eğrisinin düz bir doğru olması beklenir. Bu doğrunun eğimiyle taşıyıcı yoğunluğu, ya da farklı bir söylemle yarıiletkene yerleştirilmiş katkı atomlarının yoğunluğu (N_A) bulunur ve

$$\frac{d(1/C^2)}{dV} = \frac{2}{q\epsilon_s N_A} \quad (2.63)$$

biçiminde ifade edilir. Eğrinin gerilim eksenini kestiği nokta (V_o),

$$V_o = V_d - \frac{kT}{q} \quad (2.64)$$

ifadesi aracılığıyla yapının difüzyon potansiyelini verir. Bu ifadede k , boltzman sabiti ve T Kelvin cinsinden sıcaklıktır.

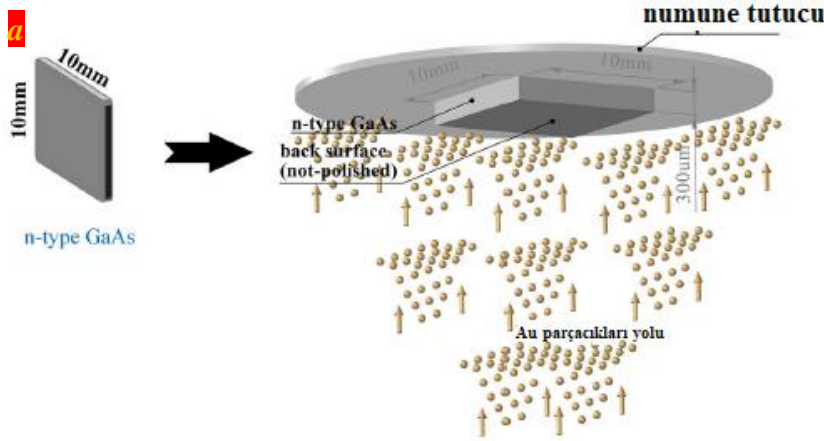


3. MATERYAL VE YÖNTEM

Yarı iletken yüzeyi üzerindeki kirliliği gidermek için, ilk olarak, yarı iletken vaferler beş dakika boyunca ultrasonik banyoda sırasıyla aseton, propanol ve deiyonize su kullanılarak temizlendi.

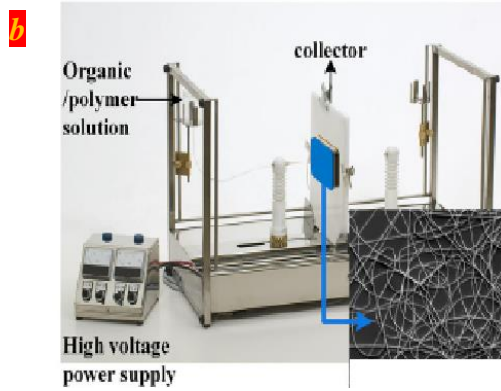
Daha sonra doğal oksitleri uzaklaştırmak için vaferler HF+10H₂O çözeltisine daldırılıp 1 dakika bekletilmiş ve ardından 18 M Ω cm'luk deiyonize su içerisinde tutulmuştur. Temizlendikten sonra vaferler nitrojen gazı (N₂) ile kurutuldu. Daha sonra yüzeyi temizlenmiş yarı iletkenler, yüksek vakumlu metal buharlaştırma sistemine yerleştirildi. ZnO hedefi kullanılarak vaferler üzerine püskürtme işlemi 250 °C'de gerçekleştirilmiştir. Sputter (sıçratmalı) biriktirme işlemi 75 W RF gücünde 10 mTorr Ar:O₂ (60:40) gaz basıncında ve 1×10^{-6} Torr vakum basıncında gerçekleştirildi. Sıçratmalı biriktirme işleminden sonra numuneler hemen 600 °C'de hava ortamında 30 dakika süreyle tavlansmıştır. ZnO nanoyapıları, hidrotermal bir yöntemle ZnO alt tabakası üzerinde büyütüldü. Çekirdeklenen alttaşlar, eşmolar konsantrasyonlarda (1 ve 5 mM) çinko asetat dehidrat (Zn(CH₃COO)₂.2H₂O) ve heksametilentetramin (C₆H₁₂N₄) ile 30 ml deiyonize su büyütme çözeltisine yerleştirildi. Otoklav 90 °C'deki etüvde 3 saat, 5 saat ve 7 saat süresi boyunca tutuldu. Reaksiyondan sonra, substratlar deiyonize su ile durulandı ve kalan tuzları ve organik malzemeleri çıkarmak için oda sıcaklığında havada kurutuldu. Daha sonra omik kontaklar için yaklaşık 10^{-6} Torr basınç altında 150 nm kalınlığa sahip yüksek saflıkta Au (%99,999) metali yarı iletkenlerin arka tarafında termal olarak buharlaştırıldı ve hava ortamında 500 °C'de 30 dakika tavlandı. Böylece Au (150 nm) hetero veya 1 mm yarıçaplı doğrultucu kontakları içeren hetero diyotların fabrikasyon işlemleri tamamlanmıştır.

Hetero eklem yapıların tüm üretim aşaması aşağıda Şekil 3.1a-c'de detaylı olarak verilmiştir. Ayrıca Şekil 3.1'de üretilen Au/ZnO NR/ZnO(100 nm)/n-GaAs/Au hetero eklem yapıların son durumu gösterilmiştir.

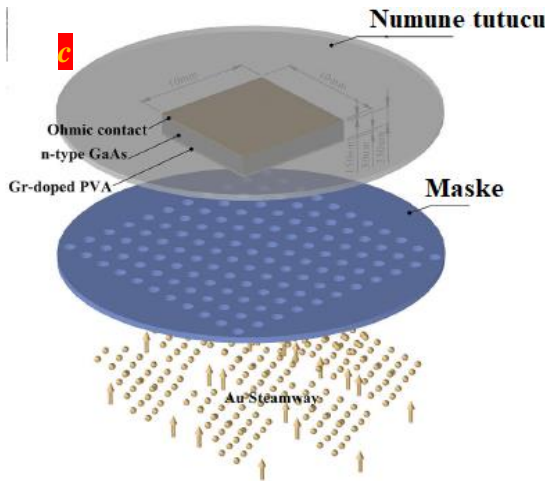


Yüksek saflıktaki altın elementi 1×10^{-6} Torr yüksek vakum buharlaştırma sistemi kullanılarak n-tipi GaAs alttaşının ters yüzeyine (cilasız tarafa) buharlaştırıldı. Hemen akabinde, düşük dirençli

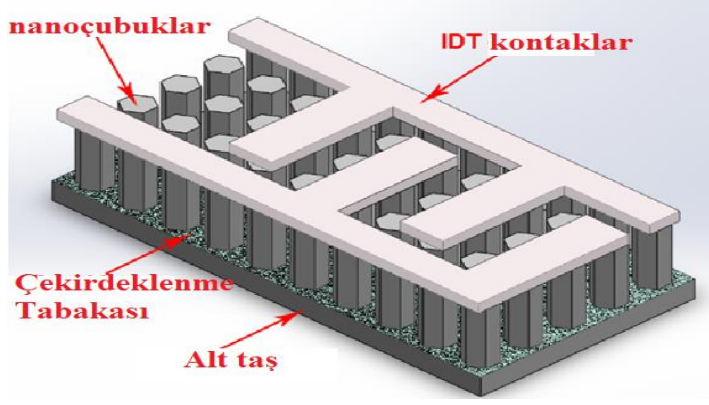
omik geri temas elde etmek için, bu vaferler 600 °C'de hava ortamında 30 dakika süreyle tavlannmıştır.



Katkılı ve katkısız numuneler n-GaAs vaferler ön yüzeyine elektro-spin teknik ile büyütüldü.



Son olarak da hazırlanan numunelerin kontaktları termal buharlaştırma yöntemi ile (Au noktalar oluşturularak) Au/ZnO NR/ZnO(100 nm)/n-GaAs/Au hetero eklemleri yapıları üretildi.



Tüm işlemlerden sonra üretilen Au/ZnO NR/ZnO(100 nm)/n-GaAs/Au hetero eklem yapıların şeklen gösterilmiş halidir.

Şekil 3.1. Üretilen hetero eklem yapısının görünümü

Bu çalışmada 1 mM ve 5 mM solüsyonlar kullanılarak, 90 °C’de farklı sürelerde üretilcek nanorodların kristalleşme kalitesi, mikroyapı analizi ve detaylı elektriksel özelliklerinin tespiti hedeflenmiştir. Bu bağlamda üretilen 6 farklı numunenin kristallliği, X-ışını difraktometresi (XRD; D8 Advance, Bruker) ile araştırıldı. Nanoçubuk boyutu ve yönü, taramalı elektron mikroskopu (SEM; FEI Quanta FEG 250) ile değerlendirildi. Güneş ışığına bağlı IV özellikleri, Keithley 2400, Scientech SF300A tarafından ölçülmüştür. Tezimizin geresi kalan kısmında numunelerin herhangi bir solisyon ve nanoçubuk üretim prosesine maruz kalmayan numuneyi 0_0 ile gösterirken, 1mM solüsyon ve 3 saat ve 5 saatlik nano çubuk üretilen numuneleri sırası ile 1_3 ve 1_5 olarak kısaltacağız. Yine 5mM solüsyon ve 3 saat 5 saat ve 7 saatlik nanaçubuk büyütme işlemine maruz kalan numunelerimizin isimlerini de 5_3, 5_5 ve 5_7 olarak kısaltacağız. Aşağıdaki tabloda bu işlemlerin detayı verilmektedir.

	Hidrotermalde kullanılan çözelti miktarı (mM)	Nanorod (NR) üretimi için 90 °C’de bekletilen süre (saat)	Numune adı
Au/ZnO(100 nm)/n-GaAs/Au	-	-	0_0
Au/ZnO NR/ZnO(100 nm)/n-GaAs/Au	1	3	1_3
Au/ZnO NR/ZnO(100 nm)/n-GaAs/Au	1	5	1_5
Au/ZnO NR/ZnO(100 nm)/n-GaAs/Au	5	3	5_3
Au/ZnO NR/ZnO(100 nm)/n-GaAs/Au	5	5	5_5
Au/ZnO NR/ZnO(100 nm)/n-GaAs/Au	5	7	5_7

3.1. Kullanılan Ölçüm Cihazları ve Düzenekleri

3.1.1 X-ışınları Analizi

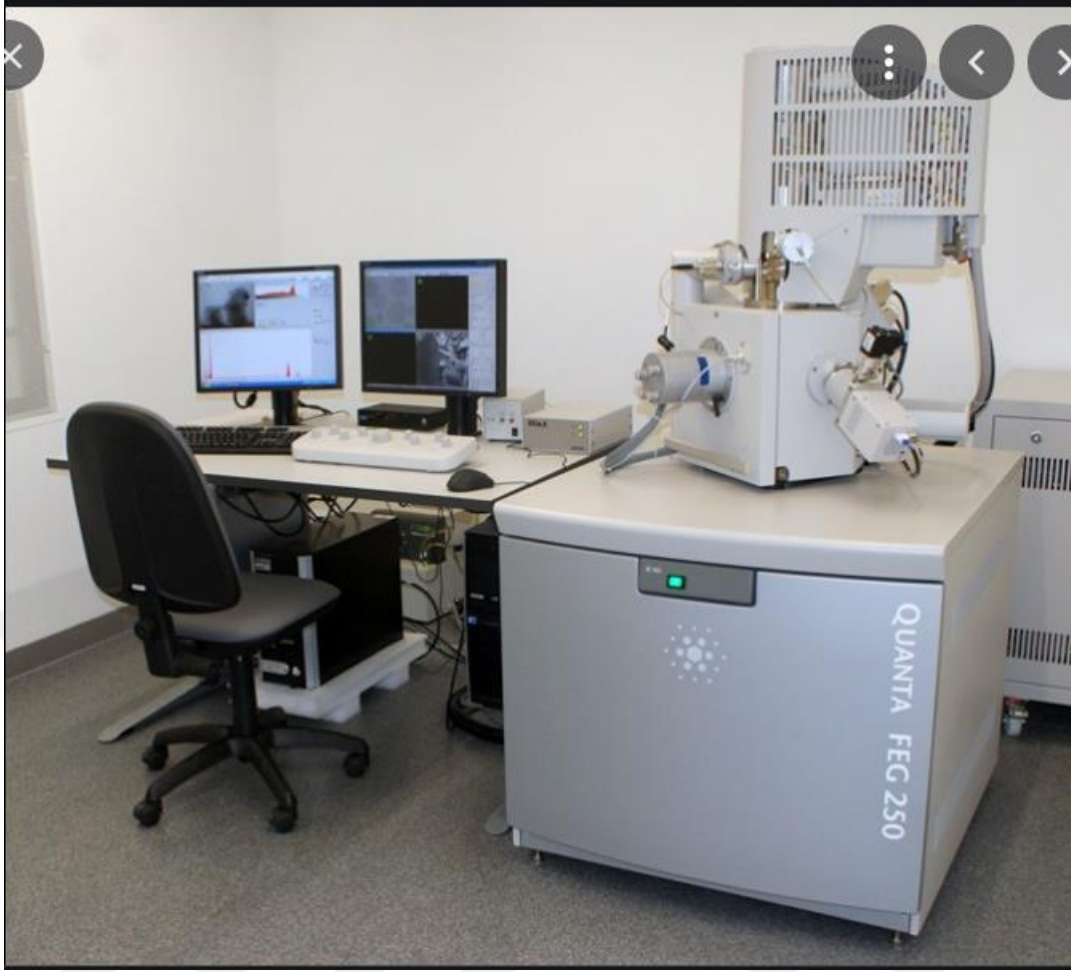
Hazırlanan 6 farklı numunenin kristal yapı analizleri oda sıcaklığında 36 kV’lık gerilim altında 26 mA’lık gücünde D8 Advance, Bruker difraktometre (1.54 Å dalga boylu X-ışınları yayan) ile yapıldı. Kırınım görüntüsündeki kırınım tepeleri 2°/dk tarama hızında 0.05° açı artışıyla $2(\Theta)=20^\circ$ ve 90° açılar arasında kaydedildi. Elde edilen kırınım pikleri ile numunelere ait kristallik nitelikleri, tepe kaymaları, kırınım yoğunlukları, faz fraksiyonları, ortalama tane boyutları, kafes sabitleri, tane sınırı birleştirme sorunları ve taneler arasındaki farklı nano çubuk büyütme ile etkileşim kalitesi ile ilgili temel karakteristik kristal yapı analizleri incelendi.



Fotoğraf 3.1. X-Ray Diffractometer (XRD)

3.1.2 SEM Analizleri

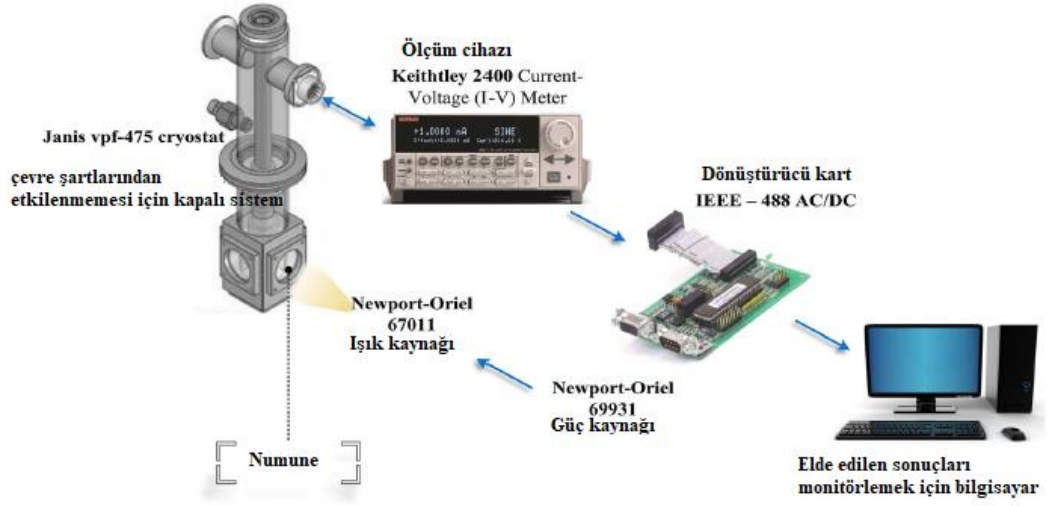
Bu çalışmada incelenen numunelerin mikroyapısal morfoloji görünümleri ve kristallik kalitesi de FEI-Quanta FEG 250 SEM yardımıyla, 1 μm 'den daha küçük bir çözünürlük gücüne sahip ikincil elektron görüntü modunda 10 kV yüksek voltaj modu kullanılarak 5000X-100000X büyütme ile ikincil elektron görüntü modunda resmedilmiştir.



Fotoğraf 3.2. FEI-Quanta FEG 250 SEM

3.1.3 I-V Ölçüm Sistemleri

Üretilen 6 farklı numunelerin karakteristik I-V ölçümleri, Keithley 2400 Sourcemetre kullanılarak yapıldı. İleri ve geri bölgelerinde çalışan HEY'lerin bu ölçümleri karanlık ortamda oda sıcaklığında (295 K) 20 mV adımlarla 3 V'ta gerçekleştirilmiştir.

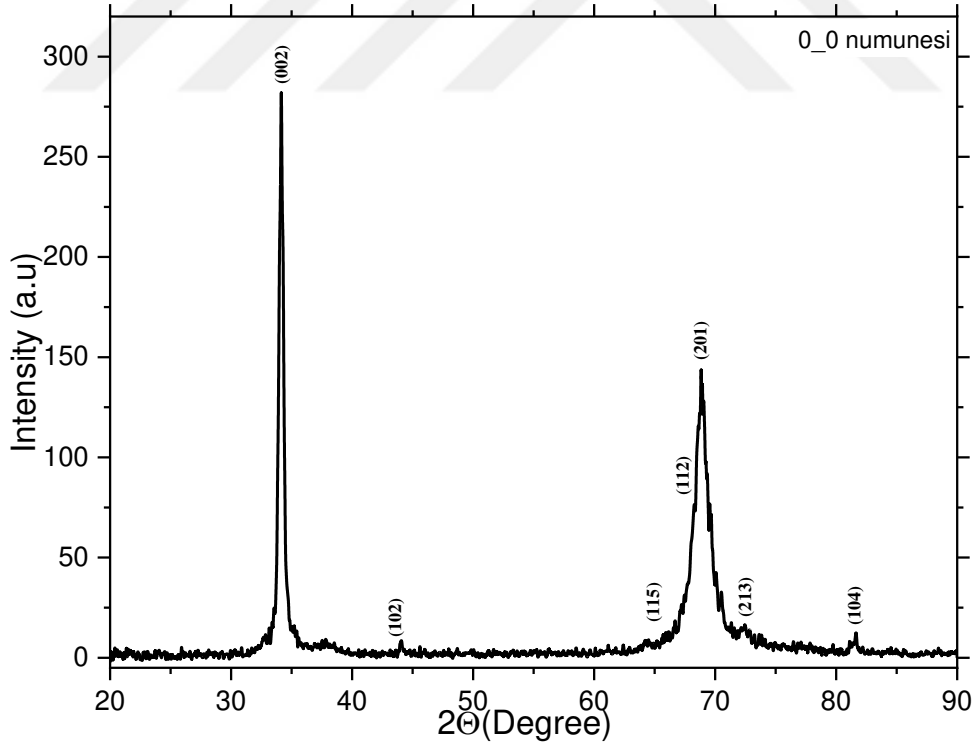


Fotoğraf 3.3. Ofis ekipmanları

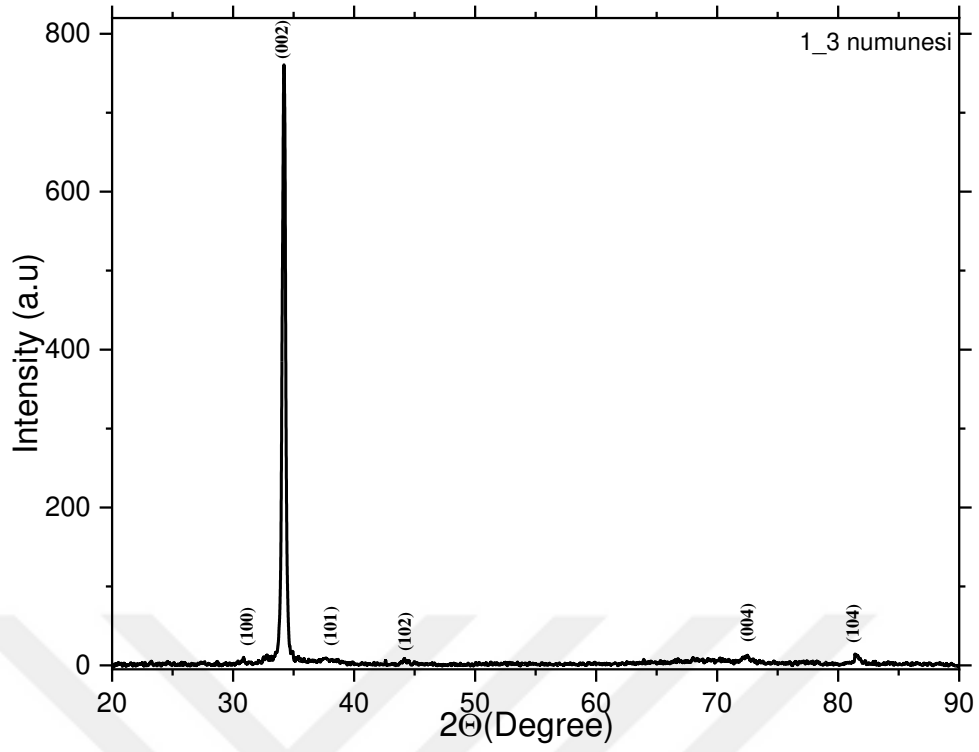
4. ARAŞTIRMA BULGULARI

4.1. Au/ZnO NR/ZnO(100 nm)/n-GaAs/Au Hetero Eklem Yapıların XRD bulguları

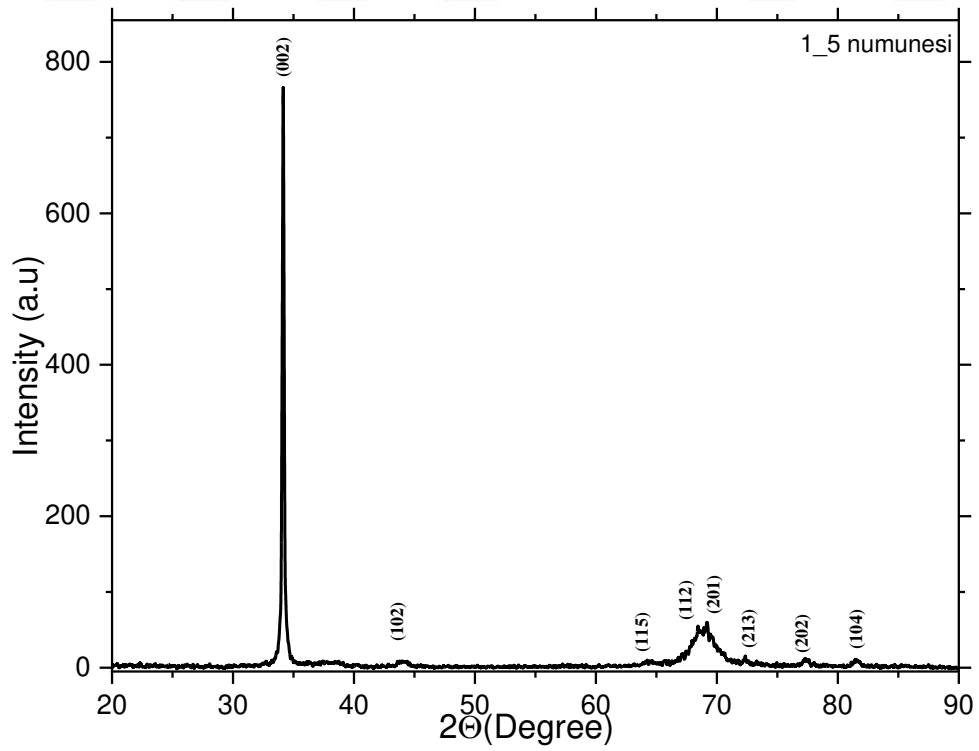
Tezimizde üretilen 6 farklı Au/ZnO NR/ZnO(100 nm)/n-GaAs/Au hetero eklem yapıların karakteristik özellikleri incelenecek olup, tez temel olarak elektrik karakteristikleri üzerine yoğunlaşmaktadır. Lakin hetero eklem yapıların üretiminin oluştuğunu göstermek için faz analizi için XRD ve mikroyapı görüntüleri için SEM çalışmaları yapmak gerekmektedir. Bu bağlamda ilk bölüm olarak numunelere ait faz oluşumları incelenmiştir. Bu bağlamda, tezin bu bölümünde, Au/ZnO NR/ZnO(100 nm)/n-GaAs/Au hetero eklem yapıların farklı molarite solisyon (1 mM ve 5 mM) ve farklı sürelerde (3-7 saat) üretilen nano çubukların genel kristal kalitesi üzerine toz XRD ölçümleri kullanılarak bir çalışma yapılmıştır. Numunelerin XRD kırınım diyagramlarındaki kırınım desenleri 20° - 90° aralığında kaydedilip piklere ait *hkl* Miller indisleri Şekil 1-5 arasında detaylı olarak gösterilmiştir.



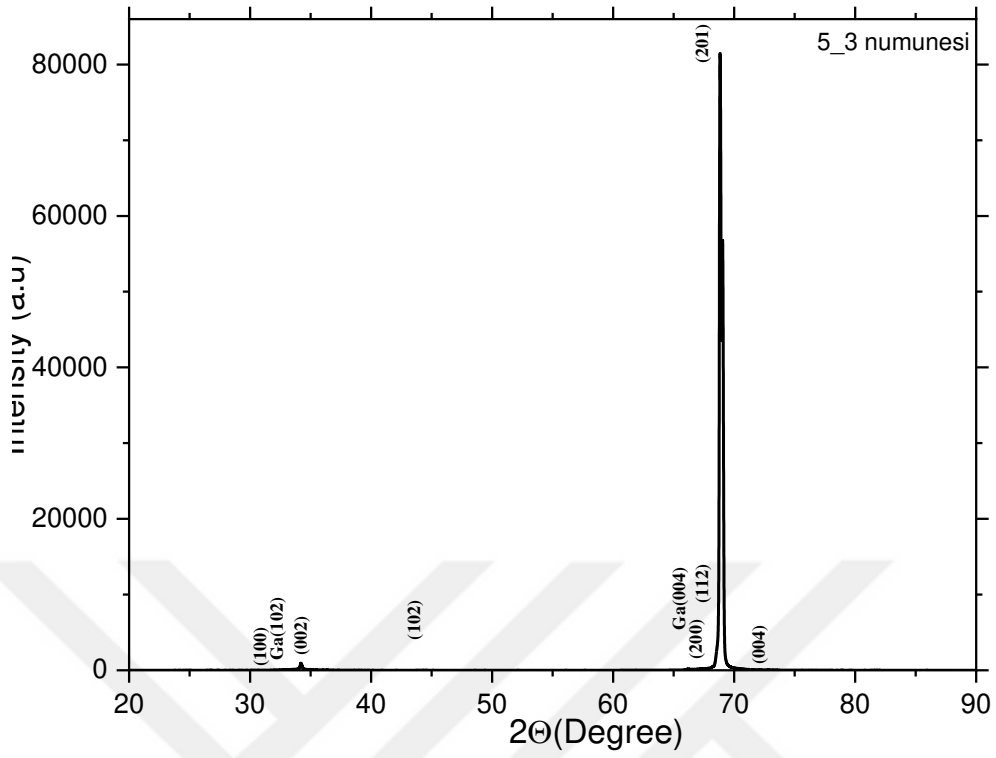
Şekil 4.1. Au/ZnO NR/ZnO(100 nm)/n-GaAs/Au Hetero Eklem Yapıların I-V bulguları i



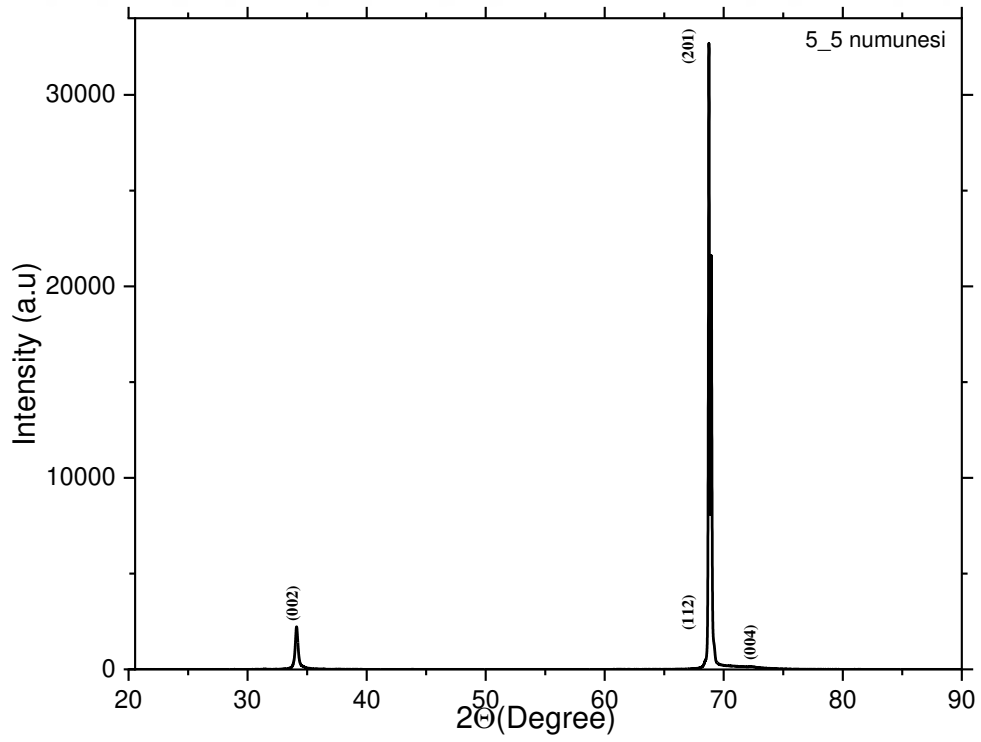
Şekil 4.2. Au/ZnO NR/ZnO(100 nm)/n-GaAs/Au Hetero Eklem Yapıların I-V bulguları ii



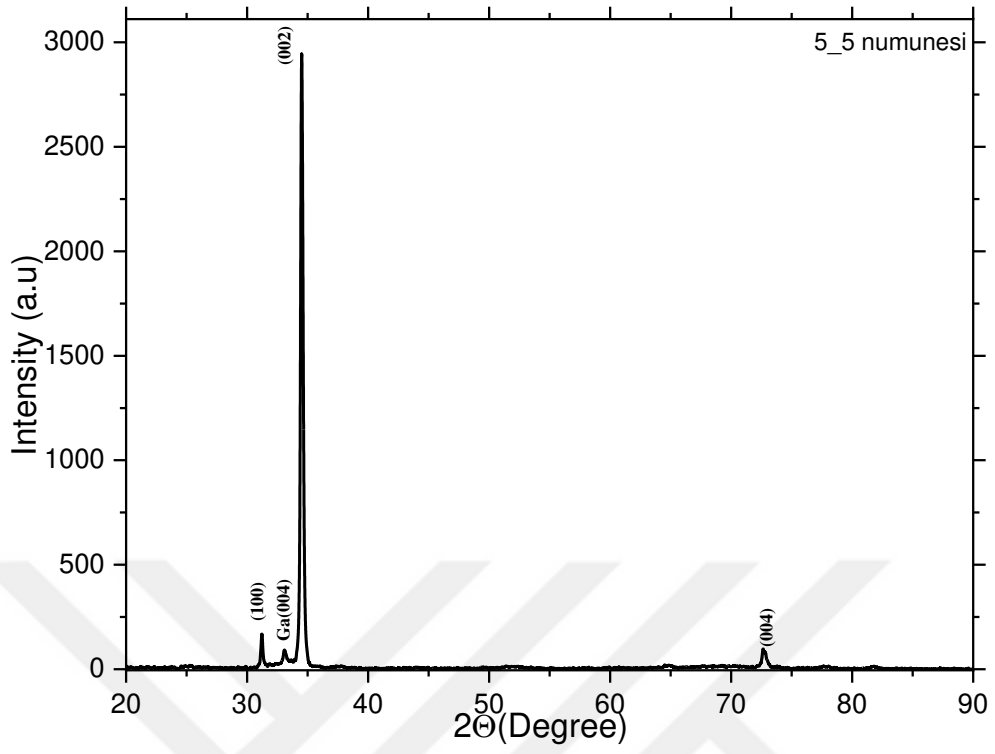
Şekil 4.3. Au/ZnO NR/ZnO(100 nm)/n-GaAs/Au Hetero Eklem Yapıların I-V bulguları iii



Şekil 4.4. Au/ZnO NR/ZnO(100 nm)/n-GaAs/Au Hetero Eklem Yapılarının I-V bulguları iv



Şekil 4.5. Au/ZnO NR/ZnO(100 nm)/n-GaAs/Au Hetero Eklem Yapılarının I-V bulguları v



Şekil 4.6. Au/ZnO NR/ZnO(100 nm)/n-GaAs/Au Hetero Eklem Yapıların I-V bulguları ve

Şekil 4,1-4,6'den elde edilen bilgiler doğrultusunda aşağıdaki tablo oluşturulmuştur.

Tablo 3.1. Şekil 4,1-4,6'den elde edilen bilgiler

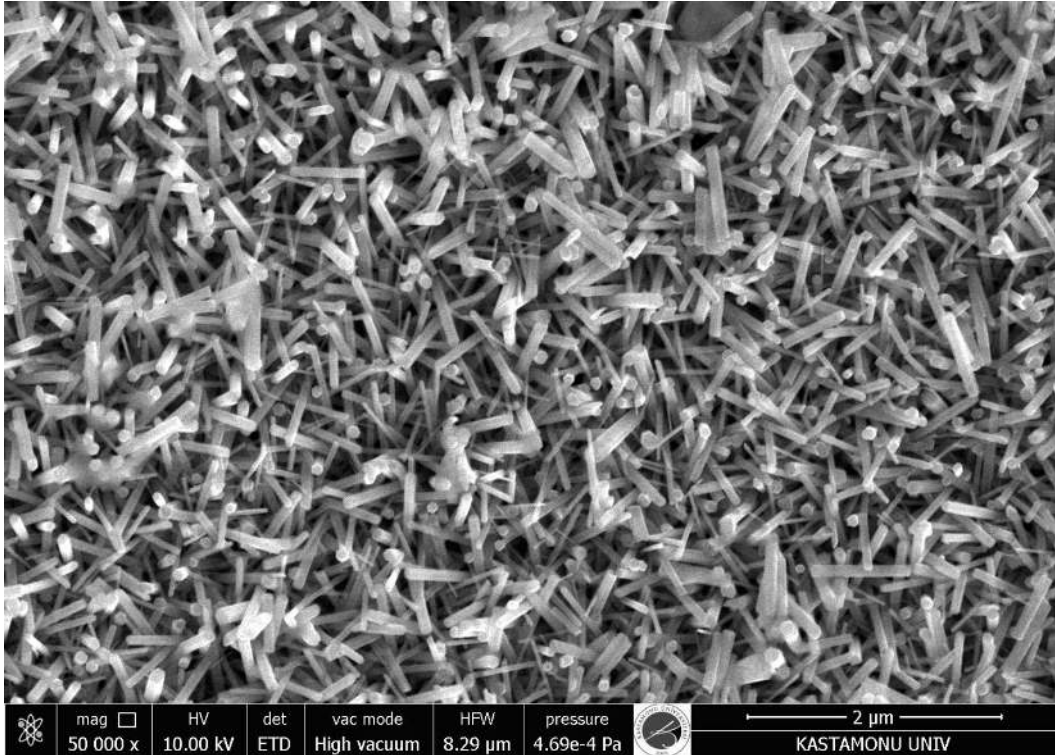
XRD analizi	Kristal yapısına karşılık gelen açı değerleri
0_0	ZnO (002)>>(34,4°), ZnO (200)>>(66,5°), ZnO (112)>>(67,96°), ZnO (201)>>(68,95°), ZnO (004)>>(72,6°)
1_3	ZnO (100)>>(31,4°), ZnO (002)>>(34,4°), ZnO (101)>>(37,63°), ZnO (102)>>(44,5°), ZnO (004)>>(74,41°), ZnO (104)>>(81,50°)
1_5	ZnO (002)>>(34,4°), ZnO (102)>>(44,5°), ZnO (115)>>(64,22°), ZnO (112)>>(67,96°), ZnO (201)>>(68,95°), ZnO (213)>>(72,38°), ZnO (202)>>(77,37°), ZnO (104)>>(81,50°)
5_3	ZnO (100)>>(31,4°), GaAs(002)>>(31,7°), ZnO (002)>>(34,4°), GaAs (004)>>(66,2°), ZnO (200)>>(66,5°), ZnO (112)>>(67,96°), ZnO (201)>>(68,95°), ZnO (004)>>(72,6°)
5_5	ZnO (002)>>(34,4°), ZnO (112)>>(67,96°), ZnO (201)>>(68,95°), ZnO (004)>>(72,6°)
5_7	ZnO (100)>>(31,4°), GaAs(004)>>(33,1°), ZnO (002)>>(34,4°), ZnO (004)>>(72,6°)

Tablodan görüleceğiz üzere, üretilen tüm numunelerde ZnO nano çubuklarına ait pik oluşumları gözlemlenmektedir. Detaylı bakacak olursak, 0_0 numunesinin $2(\Theta)=34,4^\circ$ açı değerinde 002 piki, $66,5^\circ$ açı değerinde 200 piki, $67,96^\circ$ 'da 112, $68,95^\circ$ değerinde 201 ve $72,6^\circ$ açı değerinde 004 piki oluşumu gözlemlenmiştir. 1_3 numunesine gelindiğinde $2(\Theta)=34,4^\circ$ açı değerinde 002 piki, $34,4^\circ$ 'de 002, $37,63^\circ$ 'de 101, $44,5^\circ$ 'de 102, $74,41^\circ$ 'de 004 ve $81,50^\circ$ 'de 104 pikleri gözlemlenmiştir. Benzer olarak ZnO yapısının yönelimlerine ait pikler 1_5 numunesinde $2(\Theta)=34,4^\circ$, $44,5^\circ$, $64,22^\circ$, $67,96^\circ$, $68,95^\circ$, $72,38^\circ$, $77,37^\circ$ ve $72,6^\circ$ açı değerine ait Miller indisler sırası ile 002, 102, 115, 112, 201, 213, 202 ve 104 olarak bulunmuştur. 5_3 numunesine ait Miller indisli piklere gelecek olursak, örnekte ZnO yapısına ait kristaller 100, 002, 200, 112, 201 ve 004 yönelimlerini sırası ile $31,4^\circ$, $34,4^\circ$, $66,5^\circ$, $67,96^\circ$, $68,95^\circ$ ve $72,6^\circ$ açı değerlerinde vermiştir. Benzer olarak bu numunede GaAs kristal yapısına ait $2(\Theta)=31,7^\circ$ açı değerinde 002 ve $66,2^\circ$ açı değerinde 004 pikler görülmektedir. 5_5 numunesinde ise sadece ZnO pikler bulunmuştur. Bu değerler, $2(\Theta)=34,4^\circ$ açı değerinde 002, $67,96^\circ$ 'de 112, $68,95^\circ$ 'de 201, $72,6^\circ$ 'de 004 pikleri kaydedilmiştir. Son numuneye geldiğimizde, 5_3

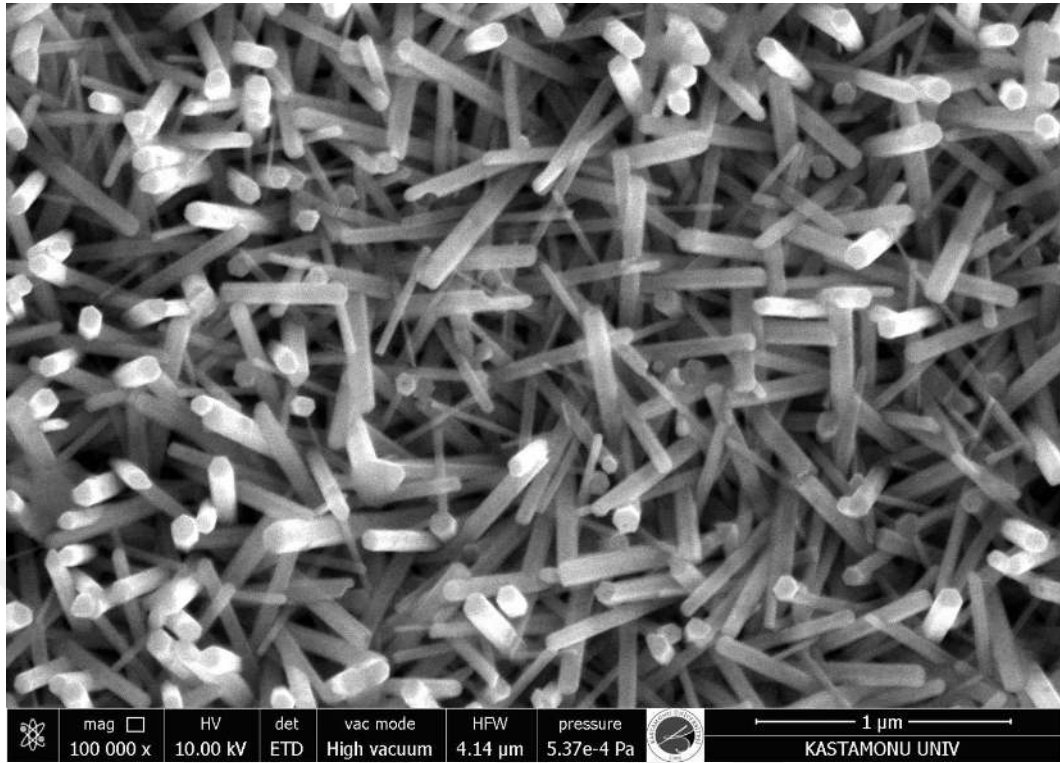
örneğine benzer olarak 31,4 °’de 100 piki bulunmuştur. $2(\Theta)=34,4^\circ$ aç ı değ erinde 002 ve 72,6 °’de 004 pikleri deneysel olarak göz lemlenmiştir. Yine bu numunede GaAs kristal yap ısına ait $2(\Theta)=33,1^\circ$ aç ı değ erinde 004 pikine rastlanmıştır. Ayrıca, grafikten elde edilecek diğ er önemli bir ç ıkarım da 5_3 numunesinin kristallenmesi ve yönelimi diğ er numunelere nazara çok daha iyi bulunmuştur.

4.2. Au/ZnO NR/ZnO(100 nm)/n-GaAs/Au hetero eklem yapıların taramalı elektron mikroskobu ile incelenmesi

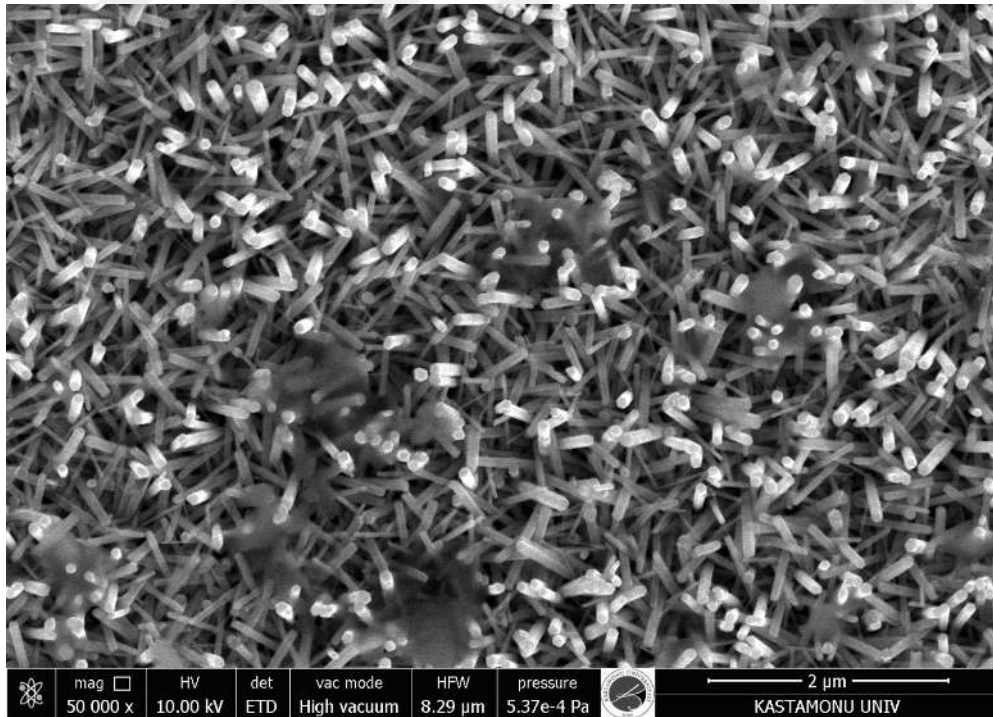
Au/ZnO NR/ZnO(100 nm)/n-GaAs/Au hetero eklem yapıların genel karakterizasyondan mikro yapılarının yüzey morfolojisi görünümü, kristallik kalitesi, nanoçubuk oluşumu, boyutu ve yönü taramalı elektron mikroskobu ile 25000X-100000X büyütmede ikincil elektron görüntü modunda resmedilmiştir. Nano çubuklarının oluşumunun gösterimi, içim tezin bu kısımda sadece 1_3 numunesine ait 25000X, 50000X ve 100000X büyütmeli SEM fotoğrafları verilmiştir. Resimden anlaşılacağı üzere tez çalışma kapsamında üretilen numuneler için tercih edilen yöntemin nano çubuk üretmede başarılı olduğu bulunmuştur. Elde edilen SEM resimlerinden, numunelerin yüksek kalitede kristal yapıya ve belli bir yönelime sahip olduğu bulunmuştur.



Şekil 3.7. 1_3 numunesi SEM 25000X büyütmeli fotoğrafi

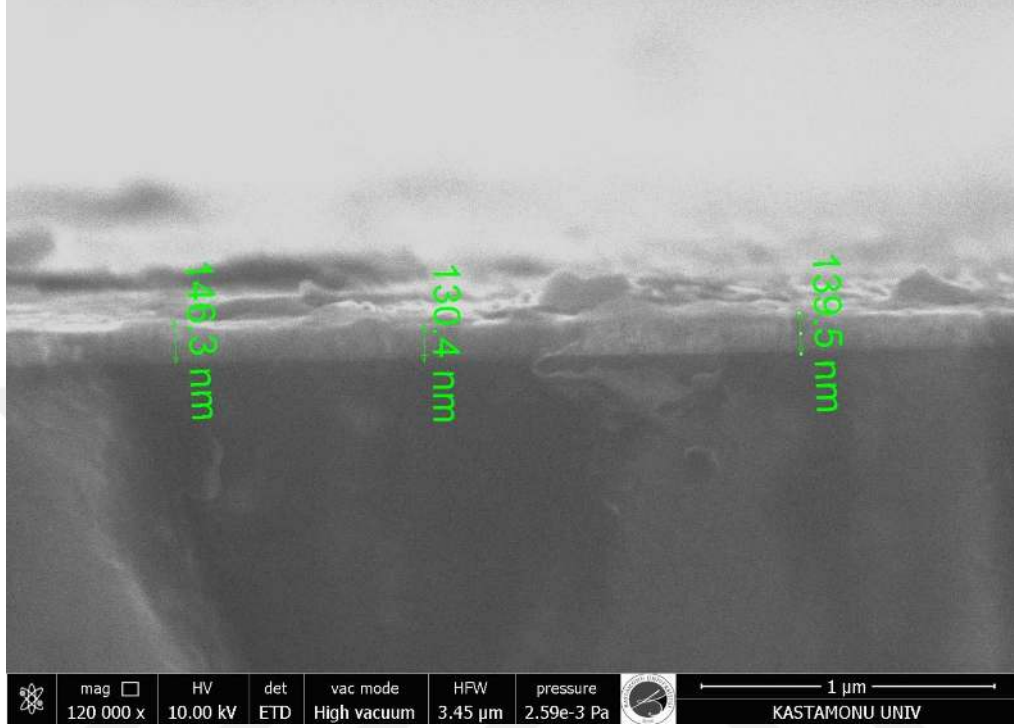


Şekil 3.8. 1_3 numunesi SEM 50000X büyütmeli fotoğrafı

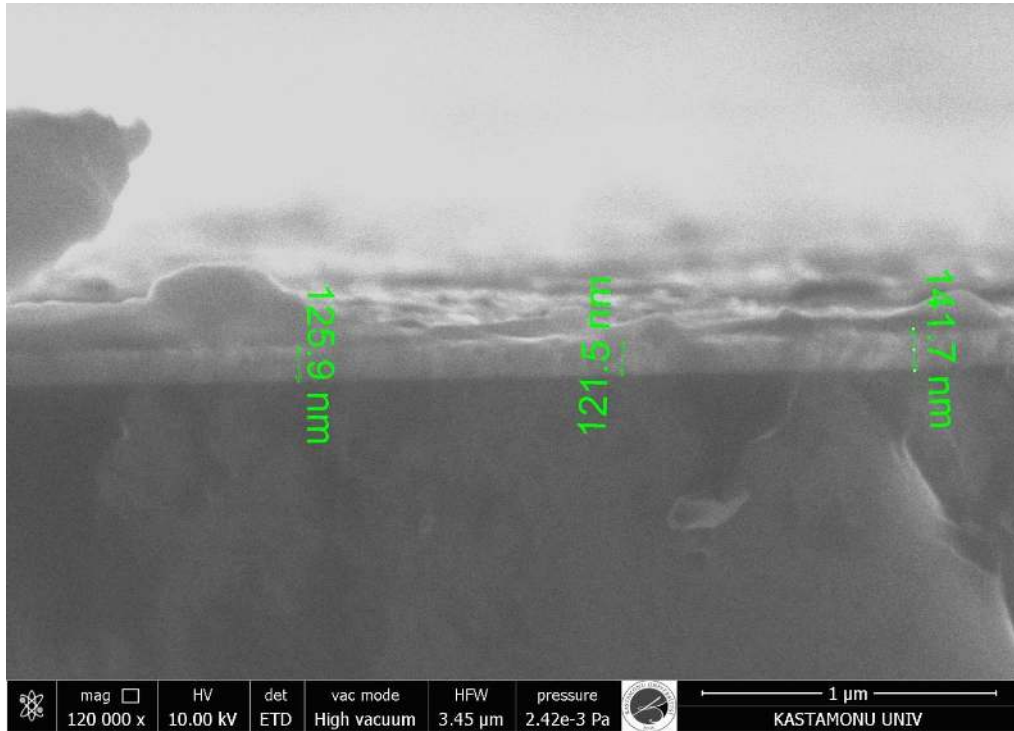


Şekil 3.9. 1_3 numunesi SEM 100000X büyütmeli fotoğrafı

SEM fotoğrafları ile ayrıca ZnO nano çubukların üretim koşullarının materyal üzerindeki oluşturdıkları kalınlıklarını (farklı çözelti molaritesi ve ısıtım işlem sürenin etkisi yüzünden) inceledik. Aşağıdaki 1_3, 1_5, 5_3, 5_5 ve 5_7 örneklerine ait iki farklı bölgeden alınan SEM resimleri görölmektedir.

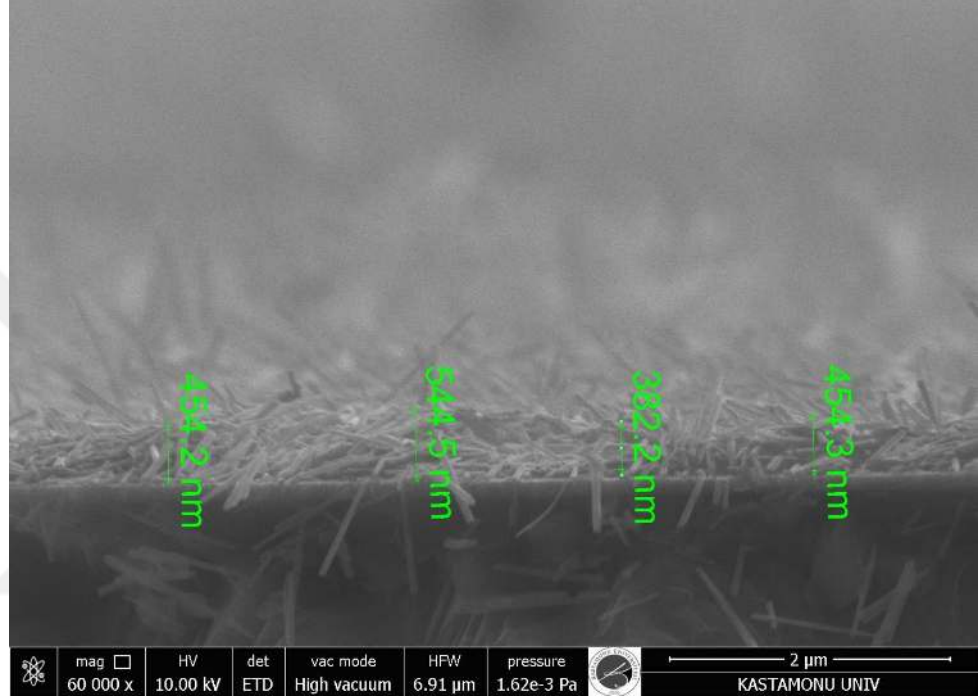


Şekil 3.10. 1_3 numunesi SEM Fotoğrafi i

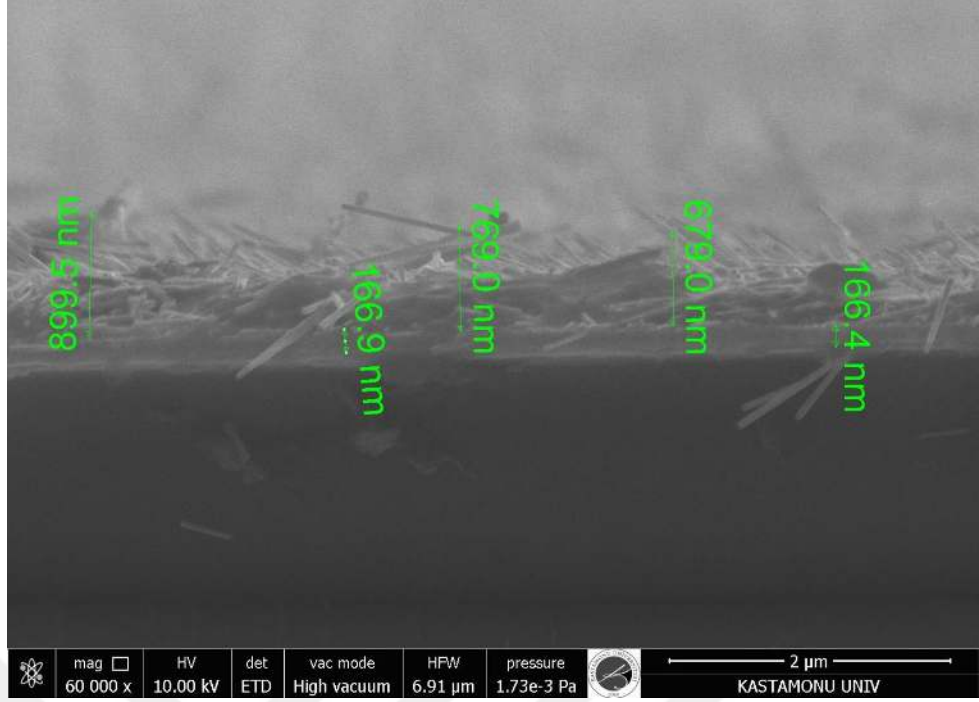


Şekil 4.11. 1_3 numunesi SEM Fotoğrafi ii

SEM incelemelerinden açıkça görünmektedir ki 1ml molar solüsyon ve 3 saatlik ısıtım sonrası oluşan nano çubukların kalınlıkları ortalama 135 nm mertebesinde dir. Benzer olarak aşağıdaki Şeil 4.12-4.13’da ise 1_5 numunesinin (1ml molar solüsyon ve 5 saatlik ısıtım işlemi) nano çubukların tabaka kalınlıklarını göstermektedir.

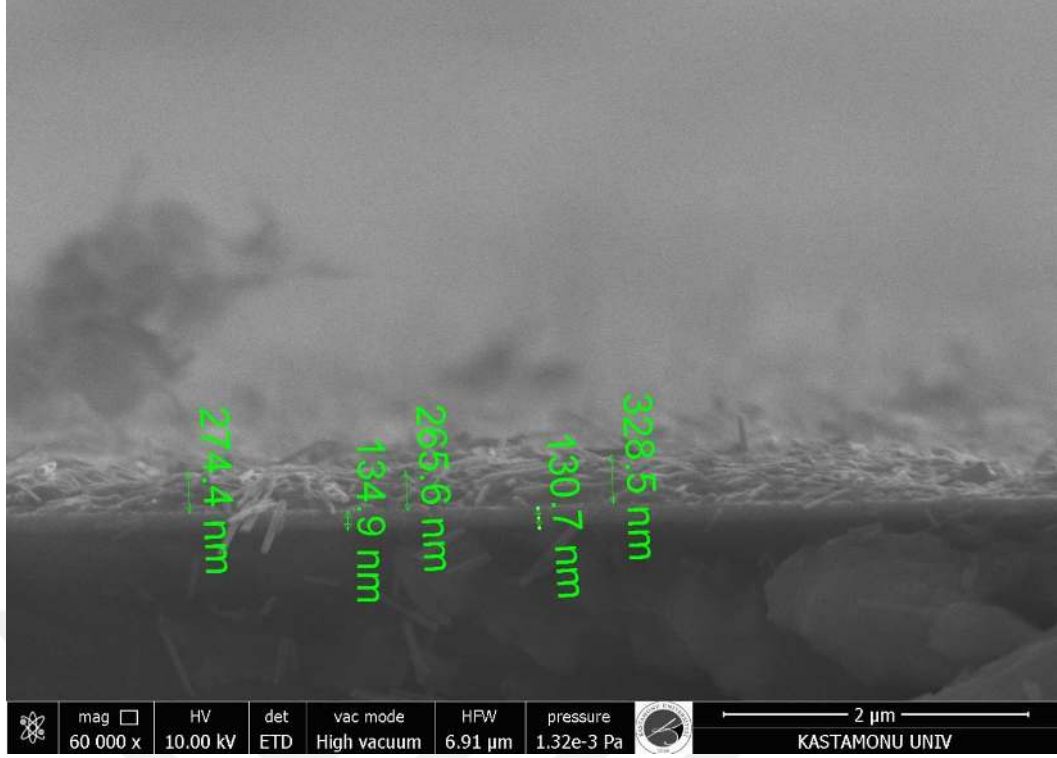


Şekil 3.12. 1_5 numunesi SEM Fotoğrafi i

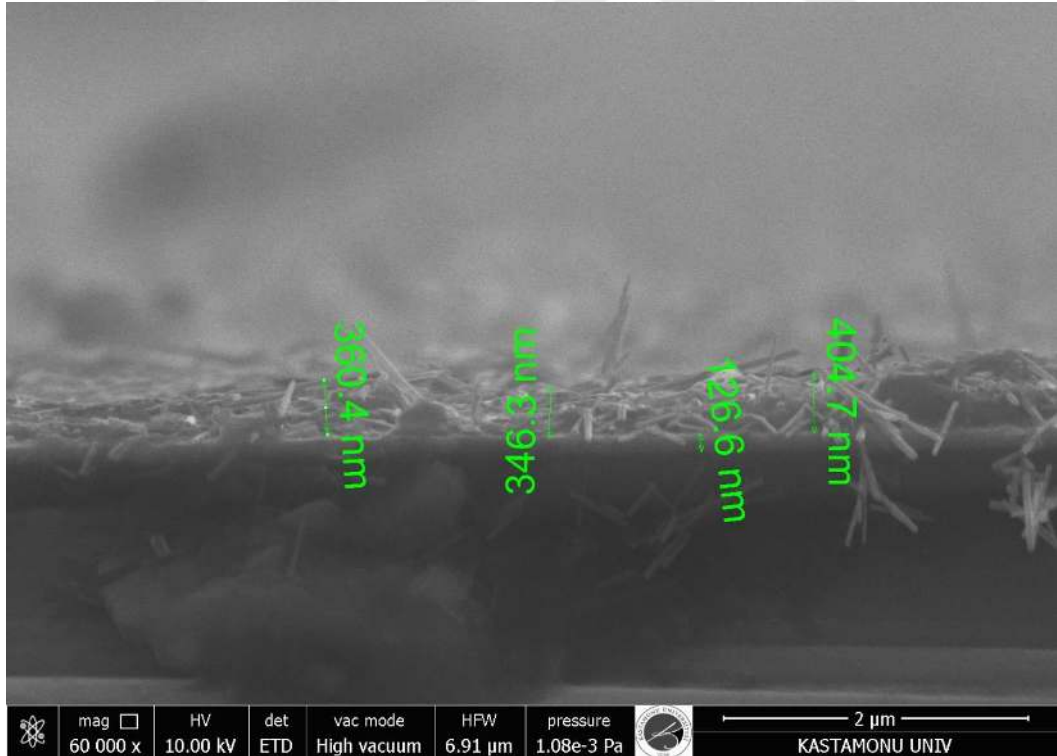


Şekil 3.13. 1_5 numunesi SEM Fotoğrafi ii

İki farklı yerden alınan SEM fotoğraflarına göre 1_5 numunesinin ortalama nano çubukların kalınlıkları 750 nm'dir. 5 ml molar solüsyonda üretilen numunelere gelindiğinde, 3 saatlik ısıtma işlemi sonrası üretilen numunenin iki farklı lokasyondan alınan SEM fotoğraflarına gelindiğinde, elde edilen nano çubukların tabaka kalınlıkları ortalama 250 nm mertebesinde.



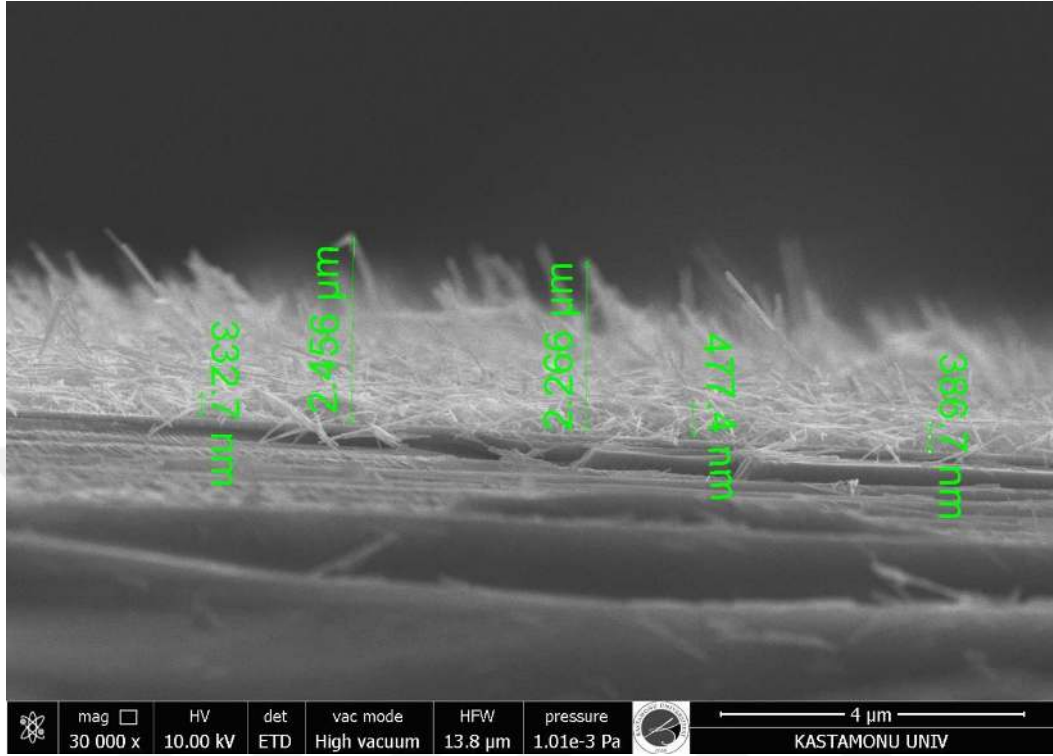
Şekil 3.14. 5_3 numunesi SEM Fotoğrafi i



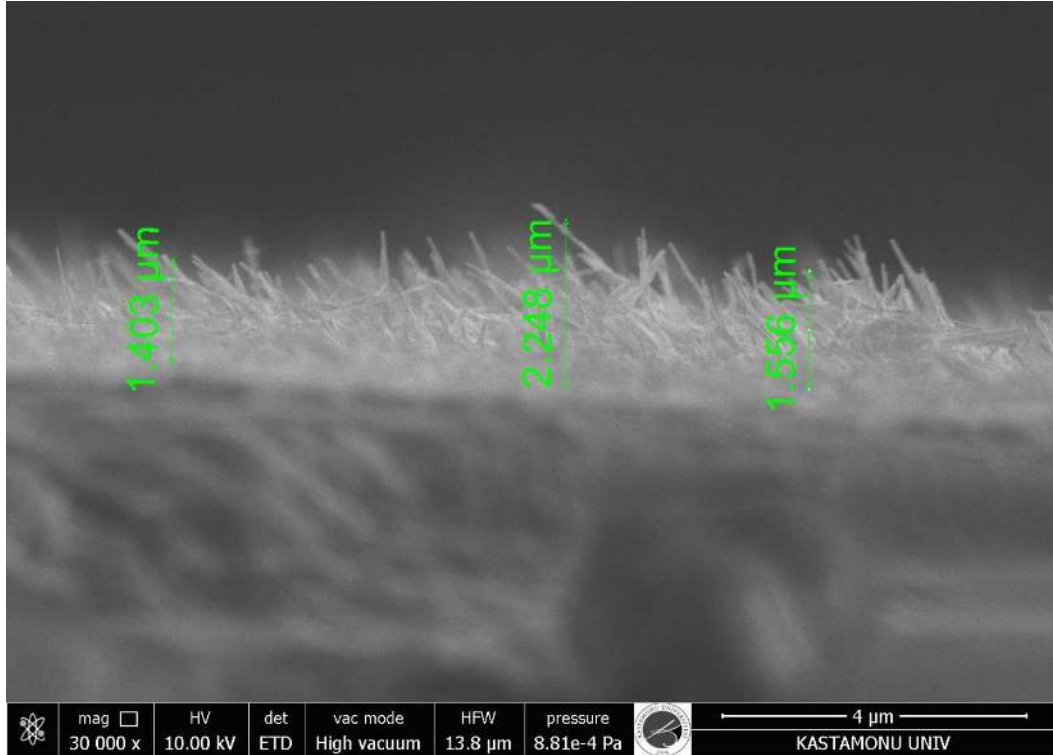
Şekil 3.15. 5_3 numunesi SEM Fotoğrafi ii

Solüsyon molaritesi 5ml kalıp ısıtılma işlem süresi 5 saat olduğu zaman elde edilen nano çubukların tabaka kalınlık görünümü aşağıda gösterilmiştir. SEM

fotoğraflarına göre ısıt işlemin artması açık bir şekilde nano çubukların tabaka kalınlıklarının ortalamasını 1650 nm'ye kadar çıkarmıştır.

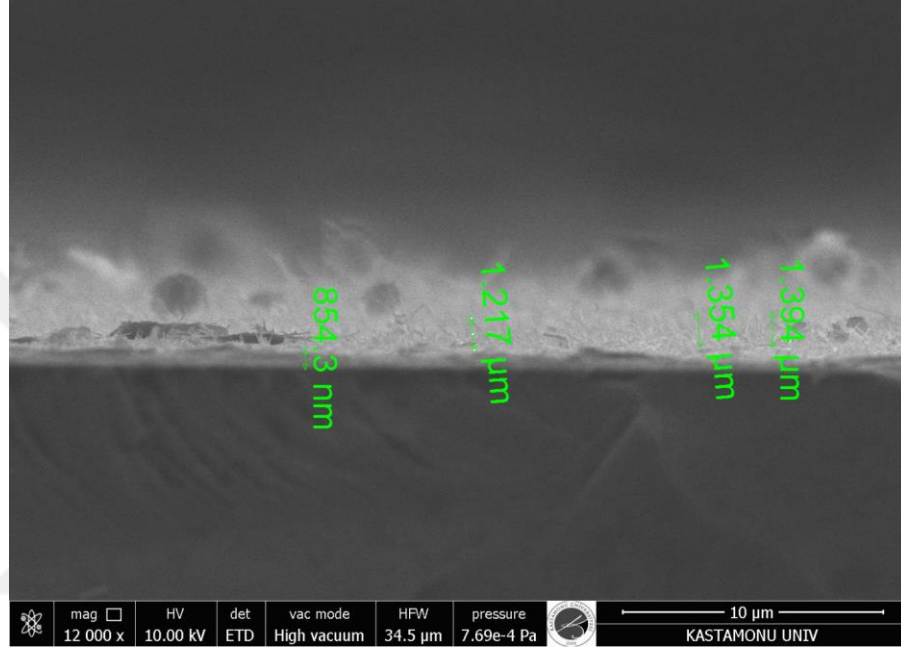


Şekil 3.16. 5_5 numunesi SEM Fotoğrafi i

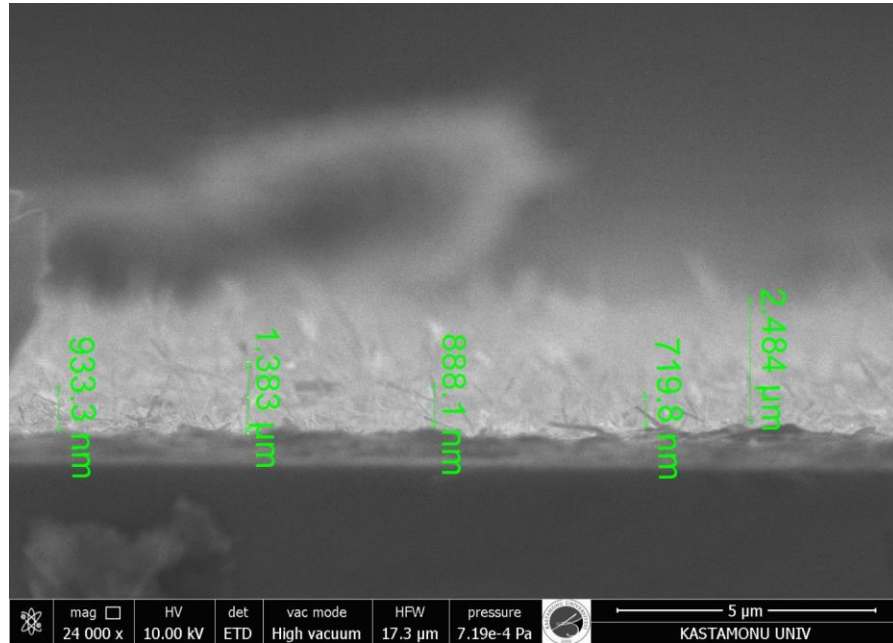


Şekil 3.17. 5_5 numunesi SEM Fotoğrafi ii

Son olarak, 5ml solüsyonda 7 saatlik ısıtma işlemi sonrası oluşan nano çubuk resimleri Şeil 4.18 ve 4.19’te detaylı olarak verilmiştir. Şekillerden de görüleceği üzere nano çubukların büyüdüğü tabaka kalınlıklarında bir azalma (ortalama 1350 nm civarı) gözlemlenmiştir. Bu bağlamda uzun süreç nano çubukların büyümesine ters etki yaptığı bulunmuştur.



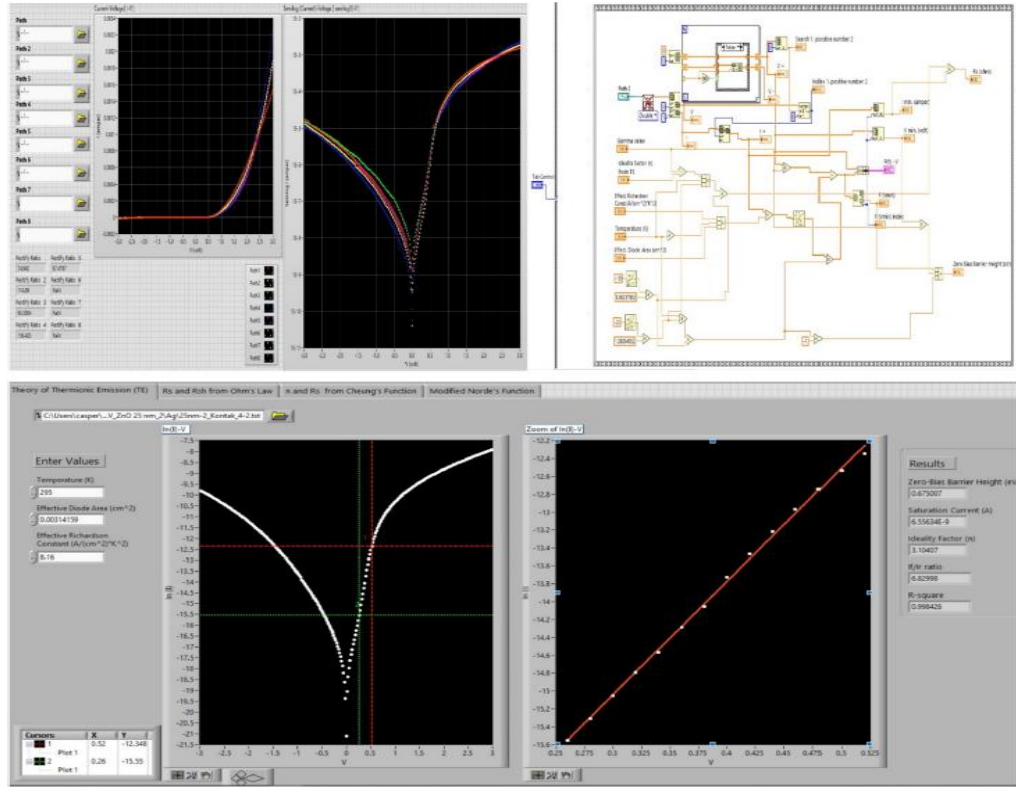
Şekil 3.18. 5_7 numunesi SEM Fotoğrafı i



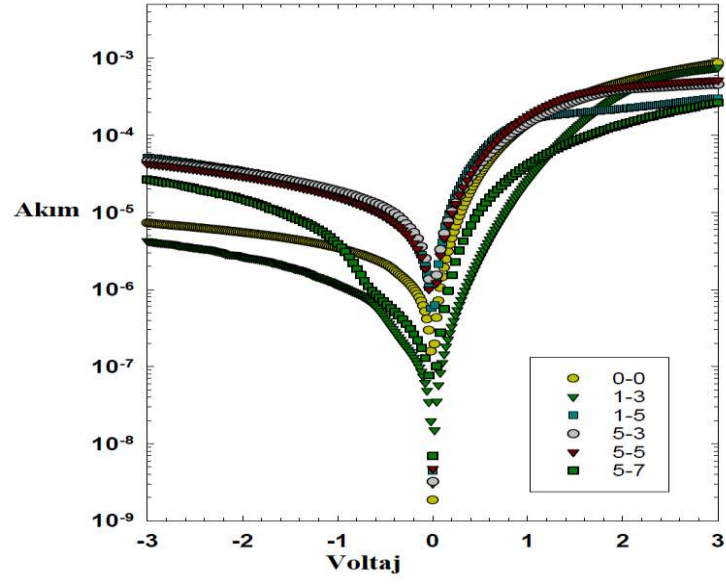
Şekil 3.19. 5_7 numunesi SEM Fotoğrafı ii

4.3. Au/ZnO NR/ZnO(100 nm)/n-GaAs/Au Hetero Eklem Yapıların I-V bulguları

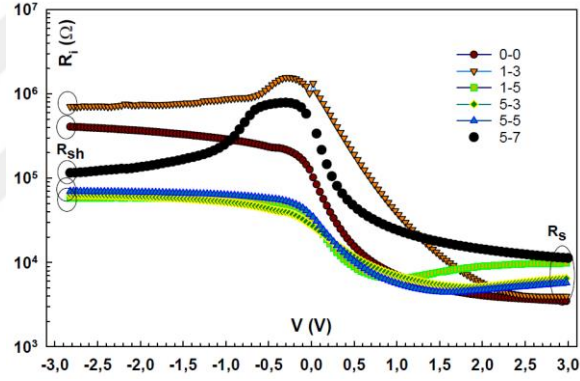
Tezin bu kısmında farklı molarite solüsyonlar ve farklı ısıtma sürelerinde üretilen nano çubuklar ile üretilen Au/ZnO NR/ZnO(100 nm)/n-GaAs/Au hetero eklem yapıların detaylı elektriksel özellikleri incelenmiştir. Bilindiği üzere hetero eklem yapıları diğer eklem çeşitlerine göre daha hızlı çalıştığı bilinmektedir. Bunun temel nedeni yapıdaki akım iletimi sistemin termal uyarılma engeli aşan çoğunluk taşıyıcılar vasıtasıyla sağlanır. Diğer bir deyişle, azınlık yük taşıyıcılarının katkısı ihmal edilecek kadar azdır. Ayrıca, hetero eklem yapılarının aşırı katkılandırılmış durumunda yapının eklem genişlikleri azalır ve tünelleme akımları eklemelerin hızına ve performansına ekstra katkı sağlar. Bu çalışmada da farklı ... molar ve süre değişimi ile hazırlanan ZnO ince filmlerinin Au/ZnO NR/ZnO(100 nm)/n-GaAs/Au metal-yarıiletken yapılarının elektrik ve elektronik özelliklerine etkileri karakteristik düz beslem akım-gerilim (I-V) ölçümleri yapılmış ve elde edilen verilerin analizi için Labview tabanlı yazılım programı kullanılmıştır. Alınan veriler Labview yazılımına dayalı program ile Şekil 4.20 (a)'da analiz edilmiştir. Bu programın amacı I-V, yarı logaritmik I-V ve düzeltme oranına göre en iyi sonuçları belirleyip seçmektir. Burada belirlenen en iyi I-V sonuçları Şekil 4.21'de gösterilmiştir. Benzer olarak, Şekil 4.22'de Labview tabanlı karakterizasyon programını blok diyagramını gösterir. Şekil 4.21 ve 4.22'den açıkça gözlemlendiği üzere eklem yapının eğrileri iyi bir doğrultma sergilemiştir. Şekil 4.23'te ise tüm üretilen örneklerin TE teorisine, Ohm yasasına, Cheung ve Cheung fonksiyonuna ve modifiye edilmiş Norde fonksiyon modeline göre analizini göstermektedir. Giriş değerleri (sıcaklık, temas/kontak alanı, Richardson sabiti vb.) girilip farklı modelin formülasyonuna göre grafikler elde edilmiştir. Grafiklerdeki sonuçlar okunmak istenirse iki imleç istenen bölgeye getirilerek sonuçlar hesaplanabilir. Grafiklerdeki sonuçlar okunmak istenirse iki imleç istenen bölgeye getirilerek sonuçlar hesaplanabilir. Şekil 4.21 ve 4.22 çeşitli kalınlıklarda (molar ve süreye bağlı) ZnO ince filmleri ve farklı hetero eklem yapıları veya doğrultuculara sahip HEY yapılarının I-V karakteristik özelliklerini ileri ve geri bölgelerde yarı logaritmik ölçekli (lnI-V) olarak incelenmesini göstermektedir. Şekillere göre üretilen tüm HEY'ler ters sapma akımından daha yüksek olan ileri sapma akımı ile doğrultma davranışını gösterdiği gayet açıktır.



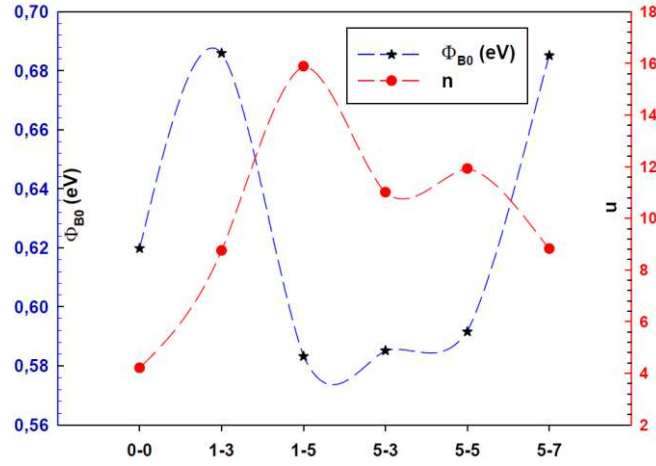
Şekil 4.20. Geliştirilmiş Labview® tabanlı karakterizasyon araçları. **(a)** Sonuçları analiz etmeden önce ön eleme aracı. **(b)** Değiştirilmiş Norde fonksiyonunun blok diyagramı. **(c)** Analiz aracı TE teorisine, Ohm yasasına, Cheung ve Cheung fonksiyonuna ve değiştirilmiş Norde fonksiyonuna göre çalışır



Şekil 4.21. Farklı çözelti molaritesi ve ısıtım süresinde hazırlanan Au/ZnO NR/ZnO(100 nm)/n-GaAs/Au (0_0, 1_3, 1_5, 5_1, 5_5 ve 5_7) hetero eklem yapılarının karakteristik I – V davranışları.

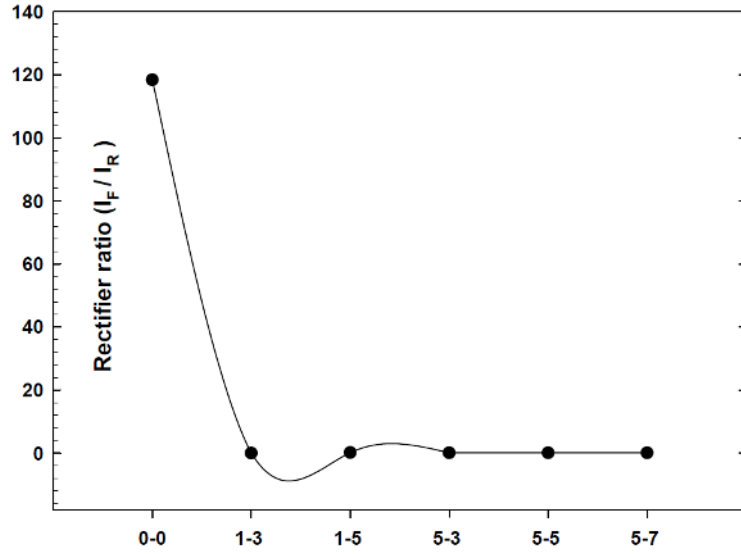


Şekil 4.22 Labview tabanlı karakterizasyon programını blok diyagramı. Φ_{B0} ve n değerlerinin farklı çözelti molaritesi ve ısıtım süresinde bağlı değişimi.



Şekil 4.23 Elde edilen tüm hetero eklem yapıların TE teorisine, Ohm yasasına, Cheung ve Cheung fonksiyonuna ve modifiye edilmiş Norde fonksiyon modeline göre analizini

Şekil 4.23'ten açıkça görüldüğü üzere farklı molarite ve ısıtım süresinde hazırlanan hetero eklem yapılarının hesaplanan n değerinde bir artış gözlemlenmiştir. 1 ml'lik çözeltide ısıtım süresinin artması n değerinde ciddi artışlara neden olmuştur. Isıtım süresinin artması n değerinde ciddi artışlara neden olmuştur. Bu bağlamda numuneler arasında en büyük n (yaklaşık $n=16$) değerine 1_5 numunesi sahip olmuştur. Bu kritik değerden sonra n değerinde bir düşüş gözlemlenmiştir. n değeri 5_3 numunesi için hızlı bir düşüş gösterirken 5_5 numunesinde tekrar artmış ve 5_7 hetero eklem yapısı için tekrar azalmıştır. Tüm numuneler arasında en küçük değeri 0_0 numunesi seçilemiştir. Yine grafikten görüleceği üzere gerek ısıtım süresi gerek molarite değerinin Φ_{B0} (eV) üstünde ciddi değişimlere sebep olmaktadır. Bu bağlamda 0_0 hetero eklem yapısının Φ_{B0} değeri 0,62 eV olarak hesaplanmıştır. Molarite değeri 1 ml ve ısıtım süresi 3 saat iken bu değerde hızlı bir artış gözlemlenmiş ve sayısal olarak yaklaşık 0,69 eV değerine çıkmıştır. Molarite değeri sabit tutulup (1 ml) ısıtım süresi 5 saate çıkarılınca Φ_{B0} değeri 0,58 eV civarlarına kadar gerilemiştir. Yine şekilden görüleceği üzere molarite 5 ml iken ısıtım süresinin artması ile Φ_{B0} değeri sürekli arttığı gözlemlenmiş ve 5_7 hetero eklem yapısı için bu değer 0,69 eV civarlarında seyretmiştir. Φ_{B0} değerlerine çok küçük bir katkı da numune üretiminde kullanılan alttaş kristalinin üzerindeki homojensizliklerden kaynaklandığı söylenebilir. Lakin çalışılan tüm hetero eklem yapılarının üretiminde aynı alttaş kullanıldığı için homojensizlik katkısı yakın olduğu söylenebilir.



Şekil 4.24 Elde edilen tüm hetero eklem yapıların R_i ve V_i özellikleri.

Ayrıca, Şekil 4.24'ten açıkça görüldüğü üzere 0_0 hetero eklem yapısı en yüksek doğrultucu değerine sahipken, bu değer gerek molarite değerinin artması gereksetavlama süresini artması ile hızlı bir düşüş sergilemiştir. Daha sonra 1 ml'lik molarite sabit tutulup ısıtma işlem süresi arttırılınca düzeltme faktöründe bir artış gözlemlenmiştir. Sabit 5 ml'lik çözelti molaritesinde ise ısıtma işlem süresinin artması düzeltme faktöründe ciddi değişimlere neden olmamıştır. Düzeltme faktöründe bu tarz değişiklikler kontaklarla ilişkili olduğu bilinmektedir. Şöyle ki, Au-Pd (~ 5.1 eV) grubunun diyotlarının düzeltme oranı, Au (~ 4.3 eV) grubundan daha büyük olmasının nedeni farklı çalışma gruplarına sahip olmalarından kaynaklanmaktadır [20]. Bu durumun başka bir nedeni de Au/ZnO için yaklaşık 500 nm ve Au için 10-80 μm olan hetero kontak kalınlığıdır. Kalınlık artışı, artan direnç nedeniyle akımın azalmasına neden olur.

Çalışmada hazırlanan numunelerin seri direnç (R_s), şönt direnç (R_{sh}), idealite faktörü (n), arayüz durum yoğunluğu (N_{ss}) ve bariyer yüksekliği (Φ_{B0}) sabitleri gibi elektronik parametreleri hesaplayabilmek için TE teorisi, Ohm yasası, Cheung ve Cheung fonksiyonu ve modifiye edilmiş Norde fonksiyon modelleri kullanıldı. Bu yaklaşımların kullanmasının amacı geçerli ve güvenilir sonuçlar elde etmek ve bunları birbirleri ile karşılaştırmak içindir. Ancak burada beyan etmemiz gerekir ki her modelin doğası ve uygulanan voltaj aralığı nedeniyle, hesaplanan elektronik parametreler yöntemden yöntemle farklılık gösterebilmektedir. Tez kapsamında

çalışılan modellerin hesaplama yöntemlerinin bazı avantajları ve dezavantajları mevcuttur. Örneğin, seri direnç ve arayüz katmanı yüzünden yarı logaritmik I-V grafiğinin yeterince büyük lineer bölgeye sahip olmaması termiyonik emisyon (TE) teorisinden elde edilen elektronik parametrelerin değerlendirilmesinin güvenilirliğini ve doğruluğunu azaltır. Bu durumda, Cheung ve Cheung fonksiyonu ve modifiye edilmiş Norde fonksiyon modelleri kullanılabilir. Böylece, bu çalışmada, elde edilen sonuçların güvenilirliğini arttırabilmek için yukarıda ismi geçen çeşitli yaklaşım modelleri kullanılmıştır.

Tez kapsamında elde edilen bulguları detaylı olarak incelemeden önce, çizilen grafikler uygulanan düz besleme büyüklüğüne bağlı olarak yarı logaritmik düz beslem I-V eğrilerinde bükülme miktarları da paralel olarak arttığını göstermektedir. Bunun temel nedeni hetero eklem yapılarındaki seri dirençlerinin sıfırdan farklı olduğunu ifade etmektedir. Eklem yapıların seri dirençlerinin bulunmasında modifiye edilmiş Norde yöntemi ve yüksek voltaj bölgesinde de Cheung yöntemi kullanılmıştır. Elde edilen değerler karşılaştırılarak nedenleri ile birlikte sunulmuştur.

Daha detaylı ve bilimsel tartışmalara geçecek olursa, termiyonik emisyon (TE) akımının etkin olması durumunda, voltaj ve akım arasındaki ilişki aşağıdaki gibidir [21].

$$I = I_o \left[\exp \left(\frac{q(V - IR_s)}{nkT} \right) - 1 \right] \quad (4.1)$$

Bilindiği üzere TE teori yaklaşımında, bariyer yüksekliğinin kT enerjisinden çok büyük olması durumunda taşıyıcıların metal/yarıiletken kontaklarda yeterli termal enerjiyi kazanması durumunda metalden yarıiletkene ve/veya yarıiletkenden metale doğru geçerek bir akım oluşturacaklar [22]. Bu yaklaşım ayrıca, eklem yapılarında termal denge kurulmuş olması net akım akışındaki dengeyi etkilemez. Böylece, bariyer bölgesinde taşıyıcı çarpışmaları gerçekleşmez ve taşıyıcıların ortalama serbest yolları hetero eklem bölgesinin kalınlığından daha büyüktür [tez]. İdeal bir diyot için geçerli olan akım-gerilim denkleminde n idealite faktörü gösterir. q elektron yüküdür $1,602 \times 10^{-19}$ 'dur. V uygulanan ön gerilimdir. IR_s 'ler, yapının seri direncindeki (R_s) voltaj düşüşünden kaynaklanan parametredir. $V > 3kT/q$ olduğu zaman, doğrultucu bir kontaktaki bu düşüş seri direnç üstündeki toplam potansiyel ve gerilim arasındaki farka eşittir. K , Boltzmann sabiti olup yaklaşık $1,3807 \times 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$ 'dir.

Burada n , q , V , IR_s , T ve k ile gösterilecek olan parametreler sırası ile idealite faktörü, elektron yükü, yapı üstüne uygulanan ön gerilim, seri dirençteki voltaj düşüşü (R_s), sıcaklık ve Boltzmann sabitidir. $V > 3kT/q$ olduğu zaman, doğrultucu bir kontaktaki voltaj düşüşü seri direnç üstündeki toplam potansiyel ve gerilim arasındaki farka eşittir. Ayrıca, 0 V dış gerilimde doyunluk akım veya kaçak akım (I_0 =cogunluk taşıyıcıları için ters doyum akımı olup) denklem 4.2’de verildiği gibi $\ln(I)$ 'nin lineer eğrisinin grafiği kestiği noktadan elde edilebilir.

$$I_o = AA^* T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_{B0}}{kT}\right) \quad (4.2)$$

Denklemden A , A^* ve Φ_{B0} parametreleri sırasıyla diyot doğrultucu kontak alanı (hesaplanarak bulunur), yarıiletken Richardson sabiti ve etkin metal/yarıiletken engel yüksekliğini göstermektedir. Her materyalin kontak/temas alanı, özellikle Au teması için farklı boyut nedeniyle tek tek hesaplanmıştır. Ancak çok iyi bilindiğine göre, normalde ideal bir diyot üretilmemektedir ve bu yüzden 4.2. denkleme ideallikten sapma oranına bağlı olarak n kat sayısı eklenmelidir. Burada n düzeltme faktörü ideallik faktörü olarak adlandırılır. Son durumda yukarıda verilen ifademiz,

$$I = I_o \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \quad (4.3)$$

olarak tekrar düzenlenir. Sayısal değeri 1’den büyük olan ideallik faktörü, sıcaklıkla, ara yüzey durumlarıyla ve uygulanan gerilimle değişir. Tez kapsamında üretilen hetero eklem yapıların yarı logaritmik I-V eğrisinin orta gerilim bölgesinde akım eksenini kestiği noktadan hesaplanan ideallik faktörleri aşağıda verilen denklemle ifade edilir [19].

$$n = \frac{q}{kT} \left(\frac{dV}{d(\ln I)} \right) \quad (4.4)$$

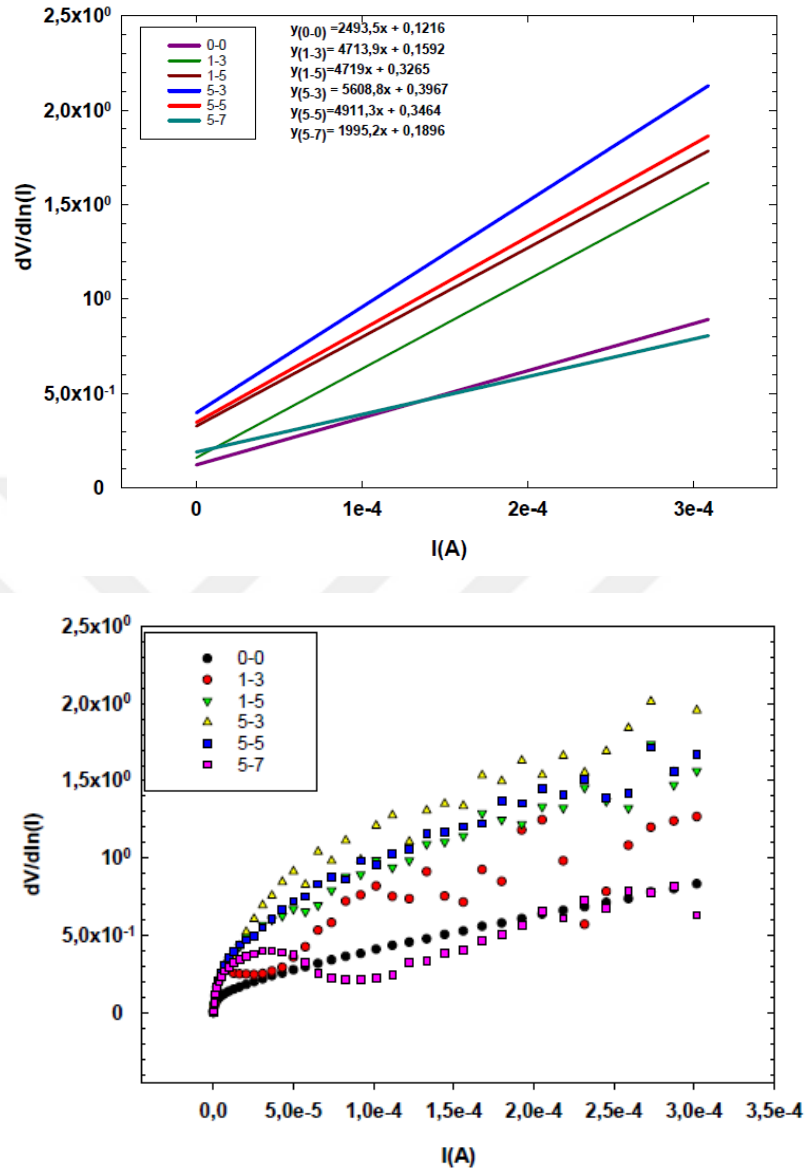
Eşitlik (4.2)’de I_0 doyma akımının değeri, lineer eğrinin akım eksenini kestiği noktadan bulunur. Ayrıca, yine aynı denklemde yer alan Φ_{B0} parametresi hetero eklem yapıların sıfır-ön gerilim büyüklüğüdür ve yapıların I_0 , A ve A^* değerlerini kullanarak elde edilir. Şöyle ki,

$$\Phi_{B0} = \frac{kT}{q} \exp\left(\frac{AA^* T^2}{I_o}\right) \quad (4.5)$$

Tez kapsamında üretilen hetero eklem yapılarına ait I_o , n ve Φ_{B0} değerleri aşağıdaki Şekil 4.22-24 arasında detaylı olarak verilmiştir. Şekil 4.23'ten açıkça görüldüğü üzere, farklı molarite ve ısıtım süresinde üretilen ZnO nan çubuk ince film her eklem yapı için n değerleri 1'den daha büyük olarak bulunmuştur. Keza bu beklenen bir durumdur. Daha detaylı olarak, farklı n değerleri metal ve yarı iletken arasındaki ZnO katmanının olduğuna işaret etmektedir. Bu bağlamda, üretilen hetero eklem yapıların (HEYs) idealite faktörünü etkileyen kapasitif bir etkisi olmasındandır [23]. $n=1+\frac{\delta}{\epsilon_i}\left[\frac{\epsilon_s}{W_D}+qN_{ss}\right]$ denklemi arayüzey kalınlığına (δ) göre değişir [20]. Bu durum elektronikte hetero eklem yapıların arayüz durum yoğunluğu, homojen olmayan engeller, görüntü-kuvvet etkisi, R_s , tünelleme elektronları gibi birçok duruma atıfta bulunabilir. Bu nedenle, metal ve yarı iletken arasındaki ZnO katmanının varlığı yüzünden ince film tabakası arayüzey ve homojen olmayan bariyer olarak değerlendirilebilir [24]. Ayrıca, ZnO incefilm kalınlığının değişmesine neden olan deney parametreleri (farklı molar ve zaman) I_o , R_R , ve Φ_{B0} değerlerin de ciddi bir şekilde değişmesine neden olmuştur. Bu bağlamda, bu değerlerin genel trendi eklem yapılarındaki ince filmin kalınlığının artması ile azalma eğilimindedir.

Hetero eklem yapıların seri direnç (R_s) ve şönt direnç (R_{sh}) değerleri cihazın performansını etkileyen önemli parametrelerdir. Ekleme uygulanan toplam voltaj, arayüzey tabakası, tüketim tabakası ve ayrıca direnç arasında bölünür. Bu yüzden, yüzeyde ince bir film varlığında R_s ve R_{sh} değerleri elektronik aletin güvenilirliğini, kalitesini ve özellikle de performansını etkiler [25]. Pratik olmasa da teorik olarak R_s 'in "sıfır (0)" olduğu varsayılır ve R_{sh} "sonsuz (∞)" olarak ortaya çıkar. Bununla birlikte, R_s nedeniyle yüksek ileri gerilim bölgesinde bir eğrilik ortaya çıkar. Akım doygunluk değerine ulaşırken, R_s direnci ön gerilim değerinin artması ile artar. Bu bölgede R_s varlığı yüzünden eğrilik oluşur. Bu direncin oluşmasında aslen birçok parametre vardır: örneğin, yarı iletkenlerin direnci, bariyer yüksekliği, üst ve arka doğrultucu kontakları, düzgün olmayan ara katman, tel kontakları ve safsızlıklar [21]. İşte tam bu yüzden hetero eklem yapıların seri dirençleri farklı metotlar ile deneysel olarak alternatif yöntemler ile hesaplanabilir

[23–27]. Hetero eklem yapıların R_s ve R_{sh} değerleri karakteristik düz beslem akım-gerilim (I-V) eğrilerinin Ohm yasası ($R_i=dV_i/dI_i$) uygulanmasıyla bulundu.



Şekil. 4.25 Üretilen tüm hetero eklem yapıların akıma karşı $dV/d\ln(I)$ eğrileri

Şekil. 4.25a-b farklı hazırlanma aşamalarına sahip olan (farklı çözelti molaritesi ve ısıtım süresinin etkisi yüzünden) ZnO ince filmlerin (farklı kalınlıklara neden olmuştur) $\pm 3V$ ön gerilimde Ohm yasası kullanılarak (aşağıda formülü 4.6. verilmiştir) hesaplanan R_s ve R_{sh} değerlerini vermektedir.

$$\frac{dV}{d(\ln I)} = IR_s + \left(\frac{nkT}{q} \right)$$

4.6

Bu yöntemde numunelerin R_s değerleri $dV/d\ln(I)$ -I grafiklerin eğiminden elde edilir, ve eğrinin düşey eksen (akım eksenini) kestiği nokta bize diyotun ideallik

faktörünü verir [20]. Numunelere ait R_s (3 V'daki) ve R_{sh} (-3 V'daki) değerleri Tablo 4.2'de detaylı olarak verilmiştir. Tabloan de anlaşılacağı üzere çözelti molaritesi ve ısıtıl işlem süresinin yukarıdaki değerlere etkisi büyüktür. Buradan 0_0 hetero eklem yapısının R_s değeri 2493,5 Ω olarak hesaplanırken 1 ml'lik molarite ve 3 saat ve 5 saat süresinde üretilen numunelerin R_s değerleri sırası ile 4713,9 Ω ve 4719 Ω olarak bulunmuştur. 5 ml'lik molarite ve 3 saatlik ısıtıl işlem süresinde hazırlanan 5_3 hetero eklem yapısının R_s değeri 5608,8 Ω olarak bulunmuştur. Bu molaritede ısıtıl işlem süresi 5 saat ve 7 saat iken numunelerin R_s değerleri sırası ile 4911,3 Ω ve 1995,2 Ω olarak bulunmuştur. Bu bağlamda en büyük değer olan 5608,8 Ω , 5_3 hetero eklem yapısı için bulunmuştur.

Tablo 4.2. Her bir üretilen numuneye ait hesaplanan ortalama arayüzey durumları ve enerji değerleri

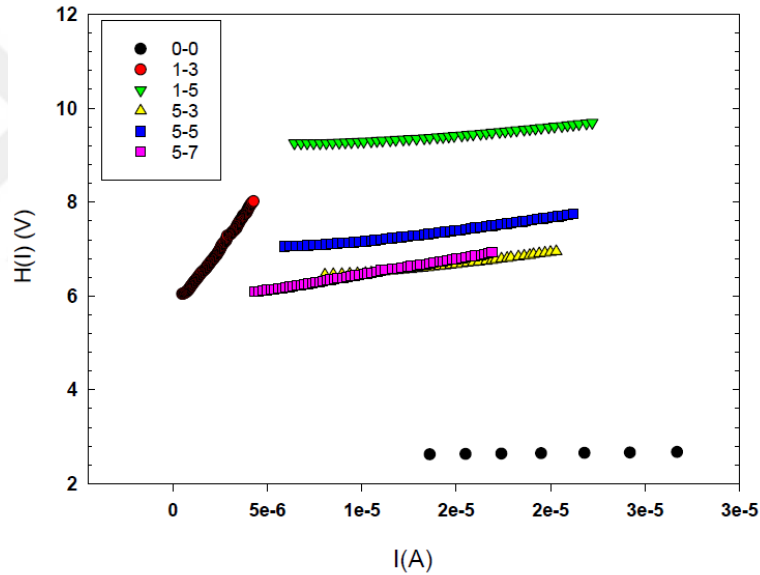
Cheung Foksiyonundan					
Numuneler	$dV/d\ln I$ (Ω)		$H(I) - I$ (Ω)		
	R_s (ohm)	R^2	R_s (ohm)	Φ_{B0} (eV)	R^2
0_0	2493,5	0,98745	1466,9	1,324	0,97121
1_3	4713,9	0,96242	1517,3	1,168	0,98669
1_5	4719,0	0,99127	1669,4	0,986	0,97852
5_3	5608,8	0,98268	1754,8	1,015	0,99741
5_5	4911,3	0,99023	1381,7	0,967	0,96558
5_7	1995,2	0,98991	998,3	0,714	0,9842

Benzer olarak en yüksek R_{sh} değerini de bu numune sergilemiştir. Çok iyi ibilindiği üzere elektrik-elektronik uygulama alanlarında kaplanan ince film tabakası ne kadar düşük R_s değeri o kadar geçerli ve güvenilir sonuçlar elde edilir. Bunun tam tersi olarak da ölçüm güvenilirliği ve performansı daha iyi olabilmesi için de ince tabaka film bir o kadar yüksek R_{sh} değerine sahip olması beklenmektedir. Tabloda verilen değerlere göre, 1 molar ve 3 saat, 1 molar ve 5 saat ve 5 molar ve 5 saatte üretilen numunelerin R_s değerleri biraz yüksek olmasına rağmen çok daha yüksek R_{sh} direnç değerleri sergiler. Yüksek R_{sh} değeri de bu numuneleri daha iyi iletken ve düzeltme oranına sahip olduğu anlamına gelmektedir.

Rs direnç değerlerini hesapladığımız bir başka yaklaşım modeli de Cheung ve Cheung'un fonksiyonudur. Bu yöntemle göre eklem yapılarının seri dirençleri I-V karakteristik eğrilerden (ön besleme gerilmelerinin aşağı kalan bölgesine yerleştirilmiş düz bir çizgiden edinilir) aşağıdaki formüller vasıtası ile hesaplanmıştır [26]. Kısaca hatırlatmak gerekirse, hetero metal/yarıiletken eklemlerin karakteristikleri I-V grafikleri kullanılarak materyallerin seri dirençlerinin hesaplanması adına 1986 yılında Cheung tarafından bir yaklaşım getirilmiştir [20]. Literatürde denklem (4.6) ve (4.7), Cheung ve Cheung'un fonksiyonları olarak adlandırılmaktadır.

$$H(I) = V - \frac{nkT}{q} \ln\left(\frac{I}{AA^*T^2}\right) = IR_s + n\Phi_B \quad (4.7)$$

Bu denklemlere göre, her bir numunenin akıma karşı H(I) eğrisi çizilmiştir (Şekil. 26).



Şekil. 4.26 Üretilen tüm hetero eklem yapıların akıma karşı H(I) eğrileri

Cheung, eklem yapının engel yüksekliğini ise Denklem 4.7'de tanımlamıştır. Denklemin verilişinden anlaşılacağı gibi H(I)'nın I'ya göre değişiminde bir doğru elde edilir. Bu doğrunun eğimi bize hazırlanan numunenin Rs değerini verirken H(I) eksenini kestiği nokta engel yüksekliğini belirlemede yardımcı olacaktır. Elde edilen veriler Tablo 4.2'de sayısal olarak verilmiştir. Tabloda da görüleceği üzere 0_0 hetero eklem yapısının Rs değeri 6547,9 Ω bulunurken bu değer 1 mlmolarlık çözelti içerisinde ve sırası ile 3 saat ve 5 saatlik ısıtım işlem sonrasında üretilen 1_3 ve 1_5 numuneleri için 8334,5 Ω ve 9212,4 Ω olarak hesaplanmıştır. Benzer olarak

5 ml molarlık çözeltide uygulanan 3-5 ve 7 saatlik ısıtım sonunda üretilen numunelerin R_s değerleri sırası ile 12171,6 Ω , 6341,2 Ω ve 1454,2 Ω olarak bulunmuştur. Diğer yaklaşımda da bulunduğu üzere en büyük değer 12171,6 Ω , 5 ml molarlık çözeltide ve 3 saatlik ısıtım tabii tutulan numune için hesaplanmıştır. Diğer yandan en küçük bulunan 1454,2 Ω değer 5 ml molarlık ve 7 saat sürede hazırlanan (aşırı ısıtım süresi) ZnO filme ait bulunmuştur.



5. SONUÇ VE ÖNERİLER

Farklı molar ve tavlama süresinde hazırlanan ZnO ince film kaplı Au/ZnO NR/ZnO(100 nm)/n-GaAs/Au metal-yarıiletken yapıların kristalleşme kalitesi, mikroyapı analizi ve temel elektrik-elektronik özellikleri ± 3 V gerilimde ileri ve geri I-V karakteristiklerine göre analiz edildi. Farklı üretim koşullarında hazırlanan eklem yapıların oda sıcaklığında ve farklı aydınlık ortamda akım-gerilim (I-V) ölçümleri alındı. Her bir yapının I_0 , n , Φ_{B0} , RR , R_s ve R_{sh} , gibi elektronik parametreleri teorik olarak modeller yardımıyla belirlendi. X-ışını difraktometresi sonuçlarına göre her üretim koşullarında ZnO nano çubuk üretimi görülmüş olup, 5 moarlık solüsyonda ve 3 saatlik ısıtma işlemi tabi tutulan numunenin kristal kalitesi, kristallenmesi ve yönelimi diğer numunelere nazara çok daha iyi bulunmuştur.

Mikroyapı analizlerinin incelendiği SEM fotoğrafları ise üretilen her numunenin farklı ZnO kalınlıkları olsa da yüksek kalitede kristal yapılı ve belli bir yönelime sahip materyal üretimi bulunmuştur. Bu bağlamda solüsyon molaritesi 5ml ve ısıtma işlem süresi 5 saat olduğu zaman elde edilen nano çubukların tabaka kalınlıklarının ortalaması 1650 nm olarak bulunmuştur. Bu durum, uygulanan ısıtma işlemin ZnO nano çubukların tabaka kalınlıklarına pozitif etki ettiği gözlenmiştir. Elektriksel ölçüm sonuçlarına gelindiğinde, modellerden elde edilen sonuçlar karşılaştırıldığında, tüm verilerin birbiriyle uyumlu olduğu bulunmuştur. Genel olarak, n , Φ_{B0} , RR parametreleri ZnO ince film kaplamasının kalınlığının düşmesi ile artma eğiliminde oldukları bulunmuştur. Ayrıca, R_{sh} değerleri ciddi bir şekilde artarken, R_s parametre değerleri birbirine yakın olarak bulunmuştur.

Molarite ve ısıtma işlem süresine bağlı olarak hetero eklem yapılı ZnO nanorotların temel özelliklerinin değişmesi bu yapıların temel karakteristik davranışları üzerine önemli etkileri bulunmuştur. Sonuç olarak, 5 ml molarite ve 3 saatlik ısıtma işlem süresinde üretilen hetero eklem yapısı gerek daha güvenilir olması gerek daha kaliteli ve daha üstün performans ile gelecekte elektronik bazı uygulamalar alanında (sensörler, bellek elemanları, doğrultma cihazları, vb.) kendine daha çok yer bulacağı bilinmektedir.

6. KAYNAKLAR

(Bu tez çalışmasında Vancouver atıf sistemi kullanılmıştır.)

1. Braun, F. "Über die Stromleitung durch Schwefelmetallic", *Annalen der Physik and Chemie*, Vol. 153, No. 4 (1874) pp. 556-563 reprinted in English as "On the current conduction in metal sulphides," in Sze, S.M. *Semiconductor Devices: Pioneering Papers*. (Singapore: World Scientific Publishing Co., 1991) pp. 377-380..
2. Sze, S. M., Crowel, C. R. Ve Khang, D., Photoelectric Determine of the Image Force Dielektric Constant for Hot Electrons in Schottky Barriers, *J. Appl. Phys.* 35, 2534- 2536, 1964.
3. Crowell, C. R. And Sze, S. M., Current Transport in Metal-Semiconductor Barriers, *Solid-State Elect.*, 9, 1035 ,1966.
4. Irene, E. A., Massoud, H. Z., Tierney, E. 1986. "Silicon oxidation studies: silicon orientation effects on thermal oxidation", *Journal of the Electrochemical Society*, Vol. 133, No. 6, p. 125.
5. Schottky Barrier Heights and the Continuum of Gap States J. Tersoff *Phys. Rev. Lett.* 52, 465 (1984) – Published 6 February 1984
6. Mott, N. F. *Proc. Cambridge Philos. Soc.* 1938. 34, p. 56.
7. ZIEL, A. 1968. *Solid-State Physical. Electronics*, Prentice-Hall Inc., New Jersey.
8. Sze, S. M. 1981. *Physics of Semiconductor Devices*, second ed., Wiley, NewYork.
9. Crowell, C. R. and Rideout, V. L. 1969. Normalized Thermionic-Field Emission In Metal-Semiconductor Barriers. *Solid State Electron.*, 12; 89-105.
10. Padovani, F. A. and Stratton, R. 1966. Field and Thermionic-Field Emission in Schottky Barriers. *Solid-State Electron.*, 9; 695-707.
11. Padovani, F. A. 1971. *The Voltage-Current Characteristic of Metal Semiconductor Contacts, in Semiconductors and Semimetals*. Academic Press, New York, 7; 75-146.
12. Card, H. C. and Rhoderick, E. H. 1971. Studies of Tunnel MOS Diodes I. Interface Effects In Silicon Schottky Diodes. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 4; 1589- 1601.
13. Card, H. C. 1976. Aluminum-Silicon Schottky Barriers and Ohmic Contacts in Integrated Circuits. *IEEE Trans. On Electron Devices*, 23; 538-544.
14. Norde, H., 1979. "A Modified Forward I-V Plot for Schottky Diodes with High Series Resistance", *J. Appl. Phys.*, 50: 5052-5053.
15. Sato, K. And Yasamura, Y. 1985. "Study of Forward I-V Plot for Schottky Diodes with High Series Resistance", *J. Appl. Phys.*, 60: 1223. 97
16. McLean, A. B. 1986. "Limitations to The Norde I-V Plot, *Semicond.*", *Sci.Technol.*, 1: 177.
17. Cheung, S. K., Cheung, N. W. 1986. Extraction of Schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics. *Appl. Phys. Lett.*, 49: 85-87.
18. Bohlin, K. E. 1986. Generalized Norde Plot Including Determination of the Ideality Factor. *J. Appl. Phys.*, 60; 1223-1224.

19. Cowley, A. M. and Sze, S. M. 1965. Surface States and Barrier Height of Metal-Semiconductor Systems. J. Appl. Phys., 36; 3212-3220.
20. Cheung, S. K., Cheung, N. W. 1986. Extraction of Schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics. Appl. Phys. Lett., 49: 85-87.
21. Cowley, A. M. and Sze, S. M. 1965. Surface States and Barrier Height of Metal-Semiconductor Systems. J. Appl. Phys., 36; 3212-3220.
22. Sze, S. M. 1981. Physics of Semiconductor Devices, second ed., Wiley, New York.
23. Bardeen, J. 1947. Surface states and rectification at a metal semiconductor contact. Phys. Rev., 71; 717-727.
24. Nicollian, E. H. and Brews, J. R. 1982. Metal Oxide Semiconductor (MOS) Physics and Technology, John Wiley, New York.
25. Tersoff, J. 1984. Phys. Rev. Lett. 52, 465.
26. ZIEL, A. 1968. Solid-State Physical. Electronics, Prentice-Hall Inc., New Jersey.
27. Padovani, F. A. and Stratton, R. 1966. Field and Thermionic-Field Emission in Schottky Barriers. Solid-State Electron., 9; 695-707.