

T.C
DİCLE ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**n-Si /METAL KOMPLEKSİ /Au YAPILARIN AYGITSAL
ÖZELLİKLERİ VE PANAF METAL KOMPLEKSİNİN OPTİKSEL
ÖZELLİĞİNİN ARAŞTIRILMASI**

Seyfettin AYHAN

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI**

DIYARBAKIR

HAZİRAN - 2012

T.C
DİCLE ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**n-Si /METAL KOMPLEKSİ /Au YAPILARIN AYGITSAL
ÖZELLİKLERİ VE PANAF METAL KOMPLEKSİNİN OPTİKSEL
ÖZELLİĞİNİN ARAŞTIRILMASI**

Seyfettin AYHAN

YÜKSEK LİSANS TEZİ

DANIŞMAN: Doç. Dr. Kemal AKKILIÇ

FİZİK ANABİLİM DALI

DİYARBAKIR

HAZİRAN - 2012

T.C
DİCLE UNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ MÜDÜRLÜĞÜ
DIYARBAKIR

Seyfettin AYHAN tarafından yapılan “n-Si /Panaf Metal kompleksi/Au Yapıların Aygıtsal Özellikleri ve Panaf Metal Kompleksinin Optiksel Özelliğinin Araştırılması” konulu bu çalışma, jürimiz tarafından Fizik Anabilim Dalında YÜKSEK LİSANS tezi olarak kabul edilmiştir.

Jüri Üyesinin

Ünvanı Adı Soyadı

Başkan : Doç. Dr. Kemal AKKILIÇ

Üye : Doç. Dr. Mehmet DOĞRU.....

Üye : Yrd. Doç. Dr. Yusuf Selim OCAK.....

Tez Savunma Sınavı Tarihi: 15/06/2012

Yukarıdaki bilgilerin doğruluğunu onaylarım.

.../...../2012

Prof. Dr. Hamdi TEMEL

ENSTİTÜ MÜDÜRÜ

(MÜHÜR)

TEŞEKKÜR

Bu tezi hazırlamamda büyük paya sahip tez danışmanım Doç. Dr. Kemal AKKILIÇ'a deneysel çalışmalarımnda bana yol gösteren ve yardımlarını esirgemeyen Yrd. Doç. Dr. Yusuf Selim OCAK'a ve Arş. Gör. Salih PAŐA'ya teşekkürlerimi sunarım.

UV-VIS Ölçümleri için kimya bölümüne, *C-V* ölçümleri için Prof. Dr. Tahsin KILIÇOĞLU'na, laboratuvar deneyimlerini benimle paylaşan Arş. Gör. Cihat ÖZAYDIN'a metal buharlaştırma işlemi için Arş. Gör. Ahmet TOMBAK'a teşekkürlerimi sunarım.

Tezimi hazırlarken bana her konuda destek olan aileme, çalışmalarım için bana izin veren okul idaresine ve motivasyon destekleri için tüm arkadaşlarıma teşekkür ederim.

Seyfettin AYHAN

(Fizik Öğretmeni)

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
TEŞEKKÜR.....	i
İÇİNDEKİLER	ii
ÖZET....	iv
ABSTRACT	v
ŞEKİL LİSTESİ.....	vi
KISALTMA VE SİMGELER.....	viii
1. GİRİŞ.....	1
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR.....	3
3. MATERYAL ve METOT.....	7
3.1. Katılarda Elektriksel İletkenlik ve Band Teorisi	7
3.2. Yarıiletkenler.....	8
3.2.1. Taşıyıcı Konsantrasyonu ve Has Yarıiletkenler	9
3.2.2. Katkılı Yarıiletkenler	14
3.2.2.1. n-Tipi Yarıiletkenler	14
3.2.2.2. p-Tipi Yarıiletkenler	16
3.2.3. Metal Kompleksleri	19
3.3. Metal Yarıiletken Kontaklar.....	20
3.3.1. Metal/n-Tipi Yarıiletken Doğrultucu (Schottky) Kontak Oluşumu	21
3.3.2. Metal/n-Tipi Yarıiletken Omik Kontak Oluşumu	23
3.3.3. Metal Yarıiletken Kontaklarda Engel Kapasitesi	24
3.3.4. Yarıiletken (Schottky) Diyotlarda Akım İletimi	27
3.3.4.1. Termiyonik Emisyon Teorisi.....	29
3.3.4.2. Difüzyon Teorisi	32
3.3.5. MIS Schottky Diyotlarda İdealite Faktörü İfadeleri	34
3.3.6. Seri Direnç Etkisi.....	37

3.3.6.1. Norde Metodu ile Seri Direnç Etkisinin Bulunması	38
3.3.6.2. Cheung Metodu İle Seri Direnç Etkisinin Bulunması	42
3.4. Işın Madde Etkileşmesi.....	43
3.4.1. Temel Absorbsiyon.....	44
3.4.1.1. Direkt Bant Geçişi	46
3.4.1.2. İndirekt Bant Geçişi.....	48
3.4.2. Yarıiletkenlerin Yasak Enerji Aralığının Bulunması.....	50
3.5. Numunelerin Temizliği ve n-Si/Cu-Panaf kompleksi/Au Yapının Elde Edilmesi	51
3.6. Cu-Panaf Kompleksinin İnce Film Haline Getirilmesi.....	53
4. ARAŞTIRMA BULGULARI	55
4.1. Hazırlanan Yapıların <i>I-V</i> Ölçümleri	55
4.2. Hazırlanan Yapıların <i>C-V</i> Ölçümleri	60
4.3. Filmlerin <i>UV – VIS</i> Ölçümleri.....	61
5. SONUÇ VE TARTIŞMA.....	65
6. KAYNAKLAR	67
7. ÖZGEÇMİŞ	71

ÖZET

n-Si/METAL KOMPLEKSİ/Au YAPILARIN AYGITSAL ÖZELLİKLERİ VE PANAF METAL KOMPLEKSİNİN OPTİKSEL ÖZELLİĞİNİN ARAŞTIRILMASI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Seyfettin AYHAN

DİCLE ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

2012

Bu çalışmada, Dicle Üniversitesi kimya bölümü tarafından sentezlenen Panaf ligandının [N,N'-bis-(2-hidroksinaftalin-1-karbaldehid)-1,2-bis-(p-aminofenoksi)etan] bakır (II) kompleksi Au/n-Si/Cu-Panaf kompleksi/Au yapıda arayüzey olarak kullanıldı. Elde edilen yapının $I-V$ ve $C-V$ ölçümlerinden elektriksel özellikleri belirlendi. Bu ölçümlerden Au/n-Si/Cu-Panaf kompleksi/Au yapının ideal olmayan doğrultucu özellik gösterdiği tespit edildi. Bu yapının güneş simülatörü altında $I-V$ ölçümleri alındı. Elde edilen verilerden aygıtın fotodiyot özellik gösterdiği anlaşıldı.

Panaf bakır kompleksi Spin Coater ile kuvars üzerinde ince film haline getirildi. Hazırlanan ince filmlerin $UV-VIS$ ölçümleri ile absorpsiyon ve geçirgenlik verileri dalga boyuna bağlı olarak elde edildi. Elde edilen veriler kullanılarak maddenin yasak enerji aralığı $E_g = 4,5 eV$ olarak hesaplandı.

Anahtar Kelimeler: Panaf ligandı, $I-V$, $C-V$, fotodiyot, $UV-VIS$, yasak enerji aralığı

ABSTRACT

DEVICES PROPERTIES OF n-Si/METAL COMPLEX/Au STRUCTURES AND INVESTIGATION OF OPTICAL PROPERTY OF THE PANAF METAL COMPLEX

M. Sc. Thesis

Seyfettin AYHAN

DEPARTMENT OF PHYSICS
INSTITUTE OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES
UNIVERSITY OF DICLE
2012

In this study the Cu(II) complex of Panaf ligand [N,N¹-bis-(2-hydroxynaphthalin-1-carbaldehydene)-1,2 bis-(p-aminophenoxy)ethane], that was synthesized by department of chemistry of Dicle University, were used as interlayer in Au/n-Si/Cu-Panaf complex/Au structure. *I-V*, *C-V* characteristics of structure have been measured and electrical parameters of structure have been obtained. It is seen that Au/n-Si/Cu-Panaf complex/Au structure has non-ideal rectifying behaviors. *I-V* characteristic of structure has been measured under light. It is seen that the structure has photodiode behaviors.

The Cu-Panaf complex has been coated on quartz as thin films. The films' *UV-VIS* measurements have been obtained and forbidden energy gap of it has been calculated as $E_g = 4,5 \text{ eV}$

Key Words: Panaf ligand, *I-V*, *C-V*, photodiode, *UV-VIS*, forbidden energy gap

ŞEKİL LİSTESİ

<u>Sekil</u>	<u>Sayfa</u>
Şekil 3.1. Mutlak sıcaklıkta katılarda enerji band diyagramı	7
Şekil 3.2. Has bir yarıiletkenin mutlak sıcaklıkta ve oda sıcaklığında iletim ve valans bantları ve ısıl olarak uyarılmış elektronlar ve holler	9
Şekil 3.3. İki farklı sıcaklık ve enerji değerleri için elektron yoğunluğu Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu	10
Şekil 3.4. Bir yarıiletkende $m_e^* = m_h^*$ durumunda a) iletim ve valans bantları b) dağılım fonksiyonu ile elektron ve hollerin durum yoğunluğu	11
Şekil 3.5. n- tipi Si donör (fosfor) katkılı	15
Şekil 3.6. n-tipi bir yarıiletkenin a) 0 °K sıcaklıkta enerji band diyagramı b) T>0 °K sıcaklıkta enerji band diyagramı	16
Şekil 3.7. p- tipi Si akseptör (bor) katkılı	17
Şekil 3.8. p-tipi bir yarıiletkenin a) 0 °K sıcaklıkta enerji band diyagramı, b) yüksek sıcaklıkta enerji band diyagramı	17
Şekil 3.9. n-tipi ve p-tipi yarıiletkenlerde fermi enerji seviyeleri	18
Şekil 3.10. Panaf ligandının molekül yapısı	20
Şekil 3.11. Bakır kompleksinin molekül yapısı	20
Şekil 3.12. Metal/n-tipi yarıiletken doğrultucu kontağın enerji-band diyagramı a) kontakdan önce b) kontakdan sonra	22
Şekil 3.13. n-tipi yarıiletken omik kontakta enerji band diyagramları	24
Şekil 3.14. Metal n-tipi yarıiletken doğrultucu kontağın a) potansiyel dağılımı b) yük dağılımı.....	27
Şekil 3.15. Doğru beslem altındaki beş temel iletim mekanizması	28
Şekil 3.16. -V gerilimi altında metal n-tipi yarıiletken doğrultucu kontağın enerji bant diyagramı	30
Şekil 3.17. Yarıiletkende temel absorpsiyon spektrumu	46
Şekil 3.18. Yarıiletkenlerde izinli ve yasaklı doğrudan geçişler	47
Şekil 3.19. Yarıiletkende indirekt bant geçişleri	49
Şekil 3.20. Doğrudan bant geçişli bir yarıiletkende $(\alpha h\nu)^2 - (h\nu)$ değişiminden yasak enerji aralığının bulunması	51
Şekil 3.21. Buharlaştırma yapılan vakum cihazı	52
Şekil 3.22. Tavlama işleminin yapıldığı fırın	53

Şekil 3.23. Au/n-Si/Cu-Panaf kompleksi/Au yapısı.....	53
Şekil 3.24. Film kaplamada kullanılan VCT 100 Vakum Spin Coater cihazı	54
Şekil 4.1. $I-V$ ölçümlerinin yapıldığı KEITHLEY 2400 Electrometer	55
Şekil 4.2. Au/n-Si/Cu-Panaf kompleksi/Au yapının karanlıkta ölçülen $\ln I-V$ grafiği	56
Şekil 4.3. Au/ n-Si/ Cu-Panaf kompleksi/Au yapının $F(V) - V$ grafiği	58
Şekil 4.4. Au/ n-Si/ Cu-Panaf kompleksi/Au yapının karanlıkta ve ışık altındaki Akım- Gerilim grafiği	59
Şekil 4.5. Au/n-Si/Cu-Panaf kompleksi/Au yapının $\text{Log}I- \text{Log} V$ grafiği	59
Şekil 4.6. $C-V$ ölçümlerinin yapıldığı HP4294A 40Hz-110 Impedance Analyser	60
Şekil 4.7 Au/n-Si/Cu-Panaf kompleksi/Au yapının $C-V$ ve C^2-V grafikleri	61
Şekil 4.8. Kuvars altlık üzerine kaplanan Cu-Panaf kompleksinin dalga boyu absorpsiyon grafiği	62
Şekil 4.9. Kuvars altlık üzerine kaplanan Cu-Panaf kompleksinin dalga boyu- geçirgenlik grafiği	62
Şekil 4.10. Maddenin $(Ah\nu)^2-(h\nu)$ değişim grafiğinden yasak enerji aralığının bulunması	63

KISALTMA VE SİMGELER

$I-V$: Akım- Voltaj
$C-V$: Kapasitans - voltaj
A^*	: Richardson sabiti
Au	: Altın
Cu	: Bakır
D_n	: Elektron difüzyon sabiti
E_C	: İletkenlik band kenarı
E_F	: Fermi seviyesi
E_g	: Yasak enerji aralığı
ϵ_o	: Boşluğun dielektrik sabiti
$f(E)$: Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu
ϕ_B	: Schottky engel yüksekliği
ϕ_{Bo}	: Sıfır beslem engel yüksekliği
ϕ_m	: Metalin iş fonksiyonu
ϕ_s	: Yarıiletkenin iş fonksiyonu
I_o	: Ters beslem doyma akımı
J_o	: Akım yoğunluğu
$J_{s \rightarrow m}$: Yarıiletkenden metale akım yoğunluğu
χ_e	: Elektron yakınlığı
N_A	: Akseptör yoğunluğu
N_C	: İletkenlik bandındaki etkin taşıyıcı yoğunluğu
N_{ss}	: Arayüzey durum yoğunluğu
I_{sc}	: Kısa devre akımı
V_{oc}	: Açık devre gerilimi
N_D	: Donör yoğunluğu
N_V	: Valans bandındaki etkin taşıyıcı yoğunluğu
R_S	: Seri direnç
V	: Uygulanan gerilim
V_d	: Difüzyon gerilimi
V_D	: Diyot üzerine düşen gerilim

V_F	: Kontakta uygulanan doğru beslem gerilimi
V_i	: Kontak potansiyel farkı
V_R	: Kontakta uygulanan ters beslem gerilimi
W_D	: Tükenim bölgesi genişliği
δ	: Yalıtkan tabaka kalınlığı
χ_s	: Yarıiletkenin elektron yakınlığı
UV	: Ultraviyole bölge elektromanyetik dalga
k	: Boltzmann sabiti
VIS	: Görünür bölge elektromanyetik dalga
$g_c(E)$: İletim bandı elektronlarının durum yoğunluğu fonksiyonu
$g_v(E)$: Valans bandı elektronlarının durum yoğunluğu fonksiyonu
m_h^*	: Boşlukların (hollerin) etkin kütlesi
m_e^*	: Elektronların etkin kütlesi
λ	: Dalga boyu
λ_g	: Yasak enerji aralığına denk gelen ışın dalga boyu
ν	: Işığın frekans
\hbar	: Dirac sabiti
E_f	: Fonon enerjisi
E_d	: Katkılı yarıiletkenlerde donör enerji seviyesi
ϵ_r	: Yarıiletkenin bağıl dielektrik sabiti
E_H	: Hidrojen atomunun birinci iyonlaşma enerjisi
$n_i(T)$: Has yarıiletkenler için taşıyıcı yoğunluğu
α	: Lineer absorpsiyon katsayısı
$\rho(x)$: Schottky kontakın uzay yük yoğunluğu
$\psi(x)$: Schottky kontakın potansiyel dağılım fonksiyonu

1. GİRİŞ

20.yy ortalarında transistörün bulunmasıyla Si ve Ge gibi yarıiletkenler yaygın bir kullanıma sahip oldu. Aynı dönemde vakum sisteminin elektronikte kullanılmasıyla mikroelektronik cihazların kullanımı günümüzün önemli bir kısmı haline geldi. Günümüzde Si ve Ge gibi inorganik yarıiletkenlere alternatif olarak organik yarıiletkenler üzerinde önemli çalışmalar yapılmaktadır (Brütting 2005). Organik yarıiletkenler kolay sentezlenebilir olmaları ve çok değişik özellikte üretilebilir olmalarından dolayı yarıiletken teknolojisinde önemli bir çalışma alanına sahiptir (Akkılıç ve ark 2008). Bu çalışmaların bir kısmı organik yarıiletkenleri sentezlemeye yönelik iken diğer kısmı üretilen yarıiletkenlerin elektriksel ve optiksel karakterizasyonlarını belirlemeye yöneliktir. Organik yarıiletkenlerin önemli bir kullanım ve araştırma alanlarından biri de organik inorganik yapılardır (Kılıçoğlu ve Ocak 2011). Organik yarıiletkenin MIS yapılarda arayüzey olarak kullanımı aygıtın elektriksel karakteristiğine önemli etkileri olmaktadır (Aydın ve ark 2006). Bu yapıların elektriksel özelliklerinden yeterince faydalanmak için özelliklerinin iyi bilinmesi gerekir. Bu nedenle bu yapılar üzerinde yapılan çalışmalar önem arz etmektedir.

Bu tezde Panaf ligandının [N,N¹-bis-(2-hidroksinaftalin-1-karbaldehid)-1,2-bis-(p-aminofenoksi)etan] bakır (II) kompleksinin, Au/n-Si/Cu-Panaf kompleksi/Au yapıda ara yüzey olarak kullanımının yapının elektriksel özelliklerine etkisi *I-V* ve *C-V* ölçümlerine bağlı olarak araştırılmaktadır. *I-V* karakteristiğinden idealite faktörü, engel yüksekliği seri direnç etkisi, ışık etkisi, *C-V* karakteristiğinden engel yüksekliği ve taşıyıcı konsantrasyonu elde edildi. Cu-Panaf kompleksinin optiksel özellikleri ise kuvars üzerine oluşturulan ince filmlerin *UV-VIS* ölçümlerine bağlı olarak araştırılmaktadır.

2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Üzerinden tek yönlü akım geçiren basit elektronik devre elemanına diyot denir. Diyot p ve n tipi malzemenin uygun koşullarda kontak yapılmasıyla oluşur. Metal-yarıiletken maddelerin kontak yapılmasıyla elde edilen yapı ise özel olarak Schottky diyotu adını alır (Colinge ve Colinge 2006). Bu yapılar akımı tek yönde geçirdiğinden doğrultucu özelliğe sahiptir. Metal-yarıiletken doğrultucu kontaklar W. Schottky'nin bariyer oluşumu önerisiyle bu yapılar, Schottky bariyer diyotu (SBD) olarak anılmaya başlandı.

Bu alandaki ilk ciddi çalışmayı Braun 1874 yılında yapmıştır (Braun 1874). Bu tarihten itibaren çok sayıda deneysel ve teorik çalışma yapılmasına rağmen bu gün bu yapıları açıklamaya yönelik bilgilerimiz tamamlanmış olmaktan uzaktır. Bu durumun muhtemel nedenlerinden biri de bu yapıların performansını yükseltme sürecinin halen devam etmesidir.

Metal- yarıiletken doğrultucu kontakların doğrultucu etkisini anlamaya yönelik önemli bir çalışma Schottky tarafından yapıldı. Schottky ve Mott, metal ile yarıiletken arasında bariyer potansiyel oluşumunu açıkladı. Ayrıca bariyer yüksekliğini hesaplamaya yönelik bir model geliştirdi (Schottky 1938).

Schottky bariyer kontaklarını anlamaya yönelik yapılan diğer önemli bir çalışma ise Bethe tarafından yapıldı. Bu çalışma akımın bariyerdeki geçişini açıklayan termiyonik emisyon teorisidir (Sharma 1984).

Nokta temaslı doğrultucuların birçok çeşidi 1904 yılından itibaren kullanılmaya başlandı. İkinci dünya savaşı yıllarında nokta temaslı diyotların frekans dönüştürücü mikrodalga detektör diyot olarak kullanılmasıyla önemi daha da arttı (Sharma 1984). Nokta temaslı diyotlar zamanla yerini yarıiletken üzerine uygun bir şekilde uygulanan ince metalik filmlerden oluşan doğrultuculara bıraktı. Bu kontaklar daha iyi performans gösterdiğinden sonraki çalışmalar bu yönde ilerledi (Sharma 1984).

1960'larda Schottky bariyer diyotlarının araştırılması ve geliştirilmesi çalışmaları yeniden ivme kazandı. Bu ivme yarıiletken teknolojisinde metalik kontakların önemini daha da arttırdı. 1970'lerde yapılan çalışmalar iki ana kolda devam etti.

2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Birincisi daha önceki yıllarda elde edilen bilgileri kullanarak Schottky bariyerlerini endüstri ürünlerinde ve aygıtların üretiminde kullanmaya yönelik iken ikincisi metal-yarıiletken ara yüzeylerini tam olarak anlamaya yönelik çalışmalar olmuştur (Sharma 1984).

Heine (1965), Schottky diyotlarda arayüzey halleriyle ilgili ilk teorik çalışmayı gerçekleştirmiştir. Heine, metalin tabiatına bağlı olarak iki mümkün arayüzey hal tipini göstermiştir. Birine yarıiletkenden kaynaklanan metalden ziyade yarıiletkenlerle dengede olan 'reel' haller, diğerine metalle dengede olan ve metalden kaynaklanan 'virtuel' haller ismini verdi.

Daha sonra kimyasal metotlarla hazırlanan yüzeylerin durumunda, başlangıç engel yüksekliğinin yüzey hazırlamanın belli şartlara bağlılığı Turner ve Rhoderick tarafından araştırılmıştır. Bu araştırmacılar çok yüksek vakumda yarılmış silisyum üzerine metalin buharlaştırılmasıyla oluşan diyotlarda engel yüksekliğinin, metalin cinsinden bağımsız olarak yaşlanmadığını deneysel olarak göstermişlerdir (Turner ve Rhoderick 1967).

Norde (1979), ideal Schottky diyotların ($n=1$) seri direncinin hesaplanması için minimum bir noktadan geçen gerilime bağlı $f(V)$ fonksiyonu tanımlamıştır. Bu fonksiyonun minimum noktası yardımıyla diyota ait seri direnç ve engel yüksekliği değeri bulunmaktadır.

Lien ve ark. (1984), idealite faktörü 1'den büyük olan diyotlar için de kullanılabilecek olan, sabit a değerleri için farklı minimum noktalardan geçen Norde tipi bir $Fa(V)$ fonksiyonu tanımlamıştır. Keyfi a değerleri için hesaplanan, fonksiyonun minimum noktaları yardımıyla çizilen $I(a)-a/\beta$ grafiğinin eğiminden seri direnç ve $I(a)$ eksenini kestiği noktadan da n idealite faktörünün bulunabileceğini gösterdiler.

Cheung ve Cheung (1986), metal yarıiletkenlerin doğru beslem akım-voltaj ($I-V$) karakteristikleri yardımıyla Schottky diyot parametrelerinin hesaplanmasına ilişkin farklı bir model geliştirmişlerdir. Bu model ile idealite faktörü engel yüksekliği ve seri direnç ifadeleri hesaplanmıştır.

Chattopadhyay ve RayChaudhuri (1993), Schottky diyotlarında ileri beslem kapasitans-gerilim karakteristiklerini frekansa bağlı seri direnç etkisini dikkate alınarak incelemişlerdir.

Kapasitans tepe değerinin seri direnç, arayüzey durum yoğunluğu ve A.C sinyal frekansı ile değiştiğini tespit ettiler. Kapasitanstaki seri direnç etkisinin yüksek frekanslarda kapasitansın hızla artmasıyla sezilebildiği ve diyotun iletkenliğinin yüksek frekanslarda arttığını tespit etmişlerdir. İletkenlikteki böyle bir değişim ara yüzey durum yoğunluğunu açıklayan iyi bilinen iletkenlik tekniklerini sınırladığı sonucuna vardılar.

Kılıçoğlu ve Asubay (2005), ara yüzeyde oluşan oksit tabakanın diyotun elektriksel özelliklerine etkisini incelediler. Oksit ara yüzeye sahip Schottky bariyer diyotta tüm elektronik parametrelerinin referans diyottan yüksek olduğunu rapor etmişlerdir.

Akkılıç ve ark. (2008), arayüzey tabakası olarak bakır kompleksi kullanımında bariyer yüksekliğinin daha büyük çıktığını ve idealite faktörünün büyüdüğünü ölçtüler.

Yakuphanoğlu ve ark (2008), arayüzey tabakası olarak organik malzeme kullanıldığında diyotun elektriksel parametrelerinin ve diyotun arayüzey özelliklerinin değiştiğini göstermişlerdir.

Okur ve ark. (2009), Au/DNA/n-Si yapıda arayüzey tabakası kalınlığı ve seri direnç etkisinin yapının elektriksel parametrelerine etkisini akım-voltaj ($I-V$) ve kapasitans-voltaj ($C-V$) verilene bağlı olarak incelediler. Arayüzey durum yoğunluğunun film kalınlığının azalmasıyla azaldığını tespit ettiler. Düşük seri direnç ve arayüzey yoğunluğu yüksek ince DNA film için diyotun yüksek performanslı olacağı sonucuna vardılar.

Soylu ve ark. (2010), aynı şartlarda hazırlanan Au/n-GaAs Schottky bariyer diyotlarında bariyer yüksekliğinin ve idealite faktörlerinin istatistiksel olarak farklı değerlerde ölçülebileceğini gösterdiler.

Aydoğan ve ark. (2010), Au/Carmine/n-Si Schottky aygıtın $I-V$, $C-V$ ölçümlerinden Cheung ve Norde modellerini kullanarak elektriksel özelliğini incelediler. Kapasitans değerlerinin yüksek frekanslarda hemen hemen frekanstan bağımsız olduğunu ölçtüler. Düşük frekanslarda kapasitansın yüksek çıkmasını akımın sinyalleri takip edilebilmesinden kaynaklı olabileceği sonucuna vardılar.

2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

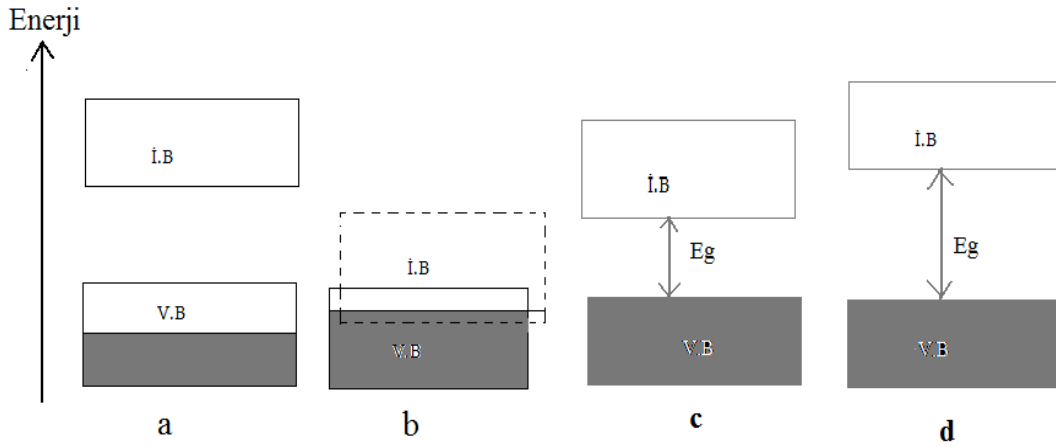
Kılıçoğlu ve Ocak (2010), organik ara yüzeye sahip yapıları inceledi. Bu yapıların ideal olmayan davranış gösterdiğini belirledi. Ayrıca Bu yapının fotodiyot özelliğe sahip olduğunu gösterdi.

Bu çalışmada Cu-Panaf kompleksinin, Au/ n-si/ Cu-Panaf kompleksi/Au yapıda ara yüzey olarak kullanılması durumunda yapının elektriksel özelliklerine etkisi $I-V$ ve $C-V$ ölçümlerine bağlı olarak araştırıldı. Cu-Panaf kompleksinin optiksel özellikleri de kuvars üzerine oluşturulan ince filmlerin $UV-VIS$ ölçümlerine bağlı olarak araştırıldı.

3. MATERYAL ve METOT

3.1. Katılarda Elektriksel İletkenlik ve Band Teorisi

Katılarda elektriksel iletkenlik, band teorisiyle açıklanır. Bu teoriye göre bir madde daha düşük enerjiye sahip elektronların bulunduğu valans bandı ile daha yüksek enerjiye sahip elektronların bulunduğu iletim bandına sahiptir. İletim bandında bulunan elektronlar ile valans bandında bulunan holler iletkenliği sağlar. Maddeler band yapısı ve buna bağlı olarak elektriksel iletkenlerine göre: yalıtkan, yarıiletken ve yalıtkan olarak sınıflandırılabilir. Şekil 3.1.'de mutlak sıcaklıkta iletken, yalıtkan ve yarıiletkene ait enerji band diyagramı verilmektedir.



Şekil 3.1. Mutlak sıcaklıkta katılarda enerji band diyagramı a) Metal b) Yarımetal c) Yarıiletken d) Yalıtkan

Şekil 3.1. incelendiğinde yalıtkanlarda ve yarıiletkenlerde iletim bandı ile valans bandı arasında elektronların bulunamadığı yasak enerji aralığı denilen bir bölge bulunur. Yalıtkanlarda bu yasak enerji aralığı çok büyük değerde ($E_g > 3eV$) olduğundan bir elektronun iletim bandına geçmesi için yüksek enerji gereklidir. Bu enerji termal olarak yüksek sıcaklık gerektirdiğinden ve mutlak sıcaklıkta yalıtkanlarda valans bandı tamamen dolu olup iletkenlik bandı ise tamamen boş olduğundan oda sıcaklığında yalıtkanların elektriksel iletkenlikleri çok düşük değerdedir (Zor 1991).

3. MATERYAL ve METOT

Şekil 3.1.a'da enerji band yapısı verilen metallerde valans bandı dolu değildir. Bu yüzden elektronların girebileceği enerji düzeyi bantta mevcuttur. Bu durumda elektronların hareket etmesine bir engel yoktur ve en küçük bir potansiyel farkında bile sıcaklık ne olursa olsun elektrik akımı ölçülebilir. Metallerin elektron yoğunluğu sıcaklık ile değişmez. Ancak iletkenlik sıcaklıkla azalır. Metallerin iletkenliği 5×10^7 (ohm.m)⁻¹ civarındadır (Zor 1991).

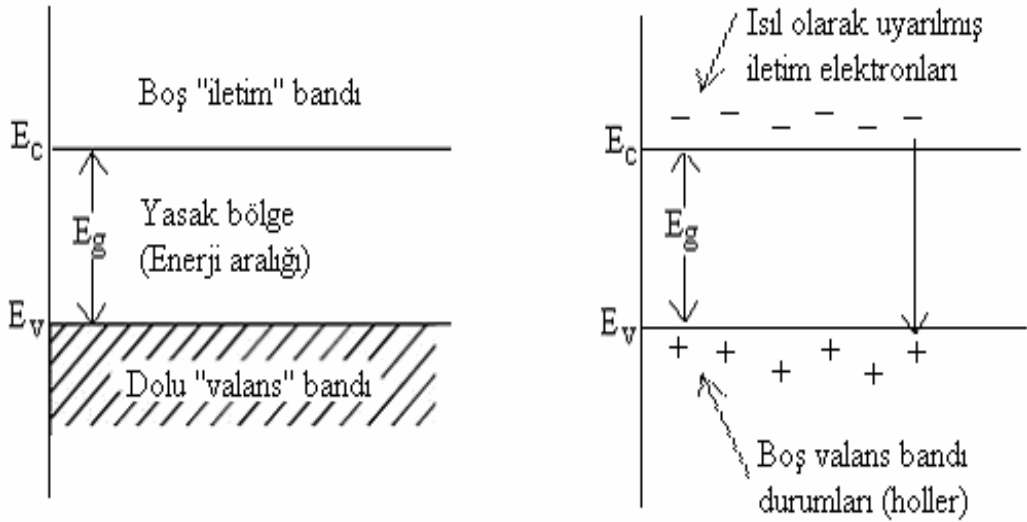
Şekil 3.1.b'de yarı metallerin enerji band yapısı verilmektedir. Bu tür katılarda valans bandının tamamen dolu iletim bandının ise boş olması gerekir. Ancak ne var ki, elektronlar kendilerine ayrılan enerji düzeyinden daha aşağıda boş enerji düzeyleri varsa kural olarak oraya giderler. Böyle bir yapıda iletim bandının alt kısmı ile valans bandının üst kısmı örtüştüğünden, dolu olmasını beklediğimiz valans bandının üst kısmındaki elektronlar, boş olan iletim bandının alt kısımlarına geçerler. Bu durumda da elektronların hareket edebilmeleri mümkün olur. Yarı metaller de elektriği iletirler. Ancak geçiş yapan elektron miktarının az olması sonucu, metaller kadar iyi iletken değildirler. Yarı metallerde serbest yüklü taşıyıcıların yoğunluğu metallere göre azdır. İletkenlik 1×10^6 (ohm.m)⁻¹ civarındadır (Zor 1991).

3.2. Yarıiletkenler

Yarıiletkenler, özellikleri bakımından iletkenlerden ve yalıtkanlardan farklılık gösteren katıların ayrı bir sınıfıdır. Yarıiletkenlerin elektriksel iletkenlikleri geçici veya kalıcı olarak geniş bir aralıkta kontrol edilebilir. Bu özelliklerinden dolayı yarıiletkenler günümüz teknolojisinde merkezi bir rol oynarlar. Yarıiletkenler; diyot, transistör ve tümleşik devreler gibi devre bileşenlerinin yanı sıra anahtar ve fotovoltajik pil, detektör gibi aygıtların yapımında kullanılır.

Yarıiletkenlerin band yapısı incelendiğinde (Şekil 3.1.c) mutlak sıcaklıkta tamamen dolu bir valans bandı ile tamamen boş bir iletim bandına sahip oldukları görülür. Valans bandı ile iletkenlik bandı arasında yüklerin bulunmadığı yasak enerji bölgesi bulunur. Yarıiletkenlerde bu enerjinin değeri yalıtkanlardan düşüktür. Kesin bir sınır olmamakla birlikte $E_g < 3\text{eV}$ ise madde yarıiletken olarak adlandırılır (Sze ve Kwok 1976).

Saf bir yarıiletkende mutlak sıcaklıkta kısmen dolu bir iletim bandı bulunmadığından bu sıcaklıkta yarıiletken mükemmel bir yalıtkan özelliği gösterir. Bununla birlikte, daha yüksek sıcaklıklarda, valans bandındaki elektronlar yeterli ısı enerjisi elde ederek yasak band aralığını geçip daha önce boş olan iletim bandına geçebilir. İletim bandına geçen elektronlar geride hol denen pozitif yüklü boşluklar bırakırlar. Valans bandında oluşan holler de iletkenliğe katkıda bulunur (Şekil 3.2.b). Artan sıcaklıkla iletme katkıda bulunan elektronların ve hollerin sayısının artacağı açıktır. Bundan dolayı elektriksel iletkenlik sıcaklıkla artmış olur (Mckelvey 1966).



Şekil 3.2. Has bir yarıiletkenin a) mutlak sıcaklıkta b) oda sıcaklığında iletim ve valans bantları ve ısıl olarak uyarılmış elektronlar ve holler

3.2.1. Taşıyıcı Konsantrasyonu ve Has Yarıiletkenler

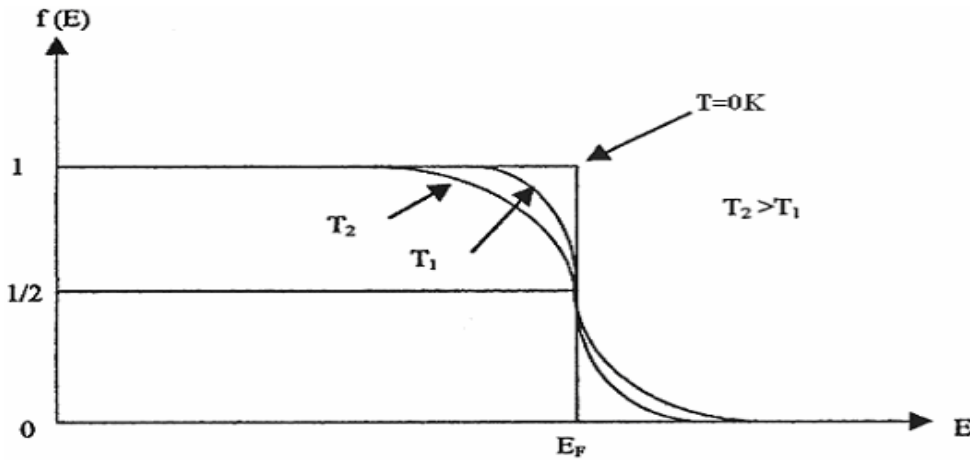
Katkı atomu içermeyen yarıiletkenler has yarıiletkenler olarak adlandırılır. Yarıiletkenlerde elektron ve holler iletkenliği sağladığından serbest taşıyıcı ya da taşıyıcı olarak adlandırılır. Birim hacimdeki taşıyıcıların sayısı, yarıiletkenin önemli bir özelliği olup yarıiletkenin elektriksel iletkenliğini belirler. Taşıyıcıların yoğunluğunu belirlemek için Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu kullanılır.

3. MATERYAL ve METOT

Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu,

$$f(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{kT}} + 1} \quad (3.1)$$

bağıntısı ile verilir. Burada; E_F fermi enerji seviyesi k ise Boltzmann sabitidir. Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu, elektronun T sıcaklığında ve E enerji seviyesinde bulunma olasılığını verir. Bu fonksiyonun E enerjisine göre değişimi Şekil 3.3.'de verilmektedir.



Şekil 3.3. İki farklı sıcaklık ve farklı enerji değerleri için elektron yoğunluğu Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu

Şekil 3.3. incelendiğinde $T \rightarrow 0^{\circ}K$ iken, $E < E_F$ için $(E - E_F)/kT \rightarrow -\infty$ ve $E > E_F$ için $(E - E_F)/kT \rightarrow \infty$ olur. Böylece $f(E < E_F) = 1$ ve $f(E > E_F) = 0$ elde edilir. Buna göre $T = 0^{\circ}K$ iken E_F 'nin altındaki tüm enerji seviyeleri dolu ve E_F 'nin üstündeki tüm enerji seviyeleri boştur. $T > 0^{\circ}K$ ve $E = E_F$ için $f(E) = 1/2$ olur. Yani fermi enerjisinin işgal edilme olasılığı $1/2$ 'dir. $(E - E_F) \gg kT$ olması durumunda ise

$e^{\left(\frac{E-E_F}{kT}\right)}$ değeri 1'den çok büyük olacağından 1 sayısı ihmal edilebilir. Bu durumda denklem (3.1) Maxwell-Boltzmann dağılım fonksiyonuna dönüşür.

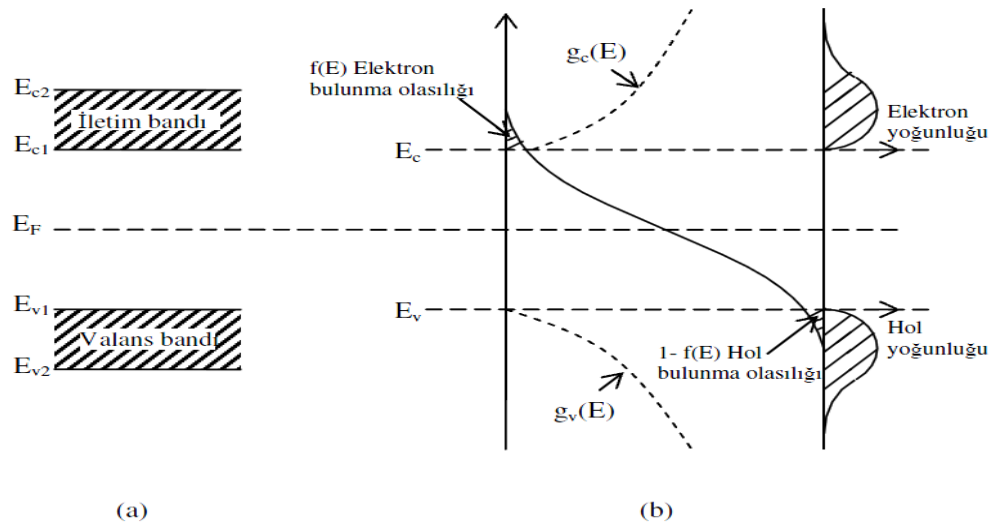
Bu fonksiyon

$$f(E) = e^{-\left(\frac{E-E_F}{kT}\right)} \quad (3.2)$$

şeklindedir. Buna göre iletim bandındaki elektronların yoğunluğu hesaplanabilir. $(E, E+dE)$ enerji aralığı bölgesindeki durumların sayısı $g_c(E)dE$ 'ye eşit olur. Burada $g_c(E)$ elektron durum yoğunluğudur. Bu durumların her birinin işgal edilme olasılığı $f(E)$ ise, bu enerji aralığı bölgesinde bulunan elektronların yoğunluğu $f(E)g_c(E)dE$ olur. İletim bandındaki elektronların yoğunluğu n ,

$$n = \int_{E_{c1}}^{E_{c2}} f(E)g_c(E)dE \quad (3.3)$$

bağıntısı ile verilir. Burada; E_{c1} ve E_{c2} iletim bandının sırasıyla alt ve üst enerji değerleridir. Şekil 3.4.'de dağılım fonksiyonu ve durum yoğunluğunun enerjiye göre değişimi verilmiştir.



Şekil 3.4. Bir yarıiletkende $m_e^* = m_h^*$ durumunda a) iletim ve valans bandları
b) dağılım fonksiyonu ile elektron ve hollerin durum yoğunluğu

İletim bandındaki elektronların durum yoğunluğu $g_c(E)$,

$$g_c(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_e^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E - E_g)^{1/2} \quad (3.4)$$

3. MATERYAL ve METOT

bağıntısı ile verilir. Burada m_e^* iletim bandındaki elektronların etkin kütesidir. Eğer $E < E_g$ ise $g_c(E)$ sifıra gider. $E_g < E$ ise $g_c(E)$ sonludur. Valans bandının üst sınırını sıfır enerji kabul edip eşitlik (3.3)'deki E_{c1} ve E_{c2} sınırları yerine sırasıyla E_g ve ∞ değerlerini kullanarak ve (3.4) denklemini (3.3)'te yerine yazarsak,

$$n = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_e^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} e^{E_F/kT} \int_{E_g}^{\infty} (E - E_g)^{1/2} e^{-E/kT} dE \quad (3.5)$$

elde edilir. İntegral sınır değerlerine göre alınırsa elektron yoğunluğu n,

$$n = 2 \left(\frac{m_e^* kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} e^{-\left(\frac{E_c - E_F}{kT}\right)} \quad (3.6)$$

olur ve

$$N_c = 2 \left(\frac{m_e^* kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \quad (3.7)$$

olarak alınırsa

$$n = N_c e^{-\left(\frac{E_c - E_F}{kT}\right)} \quad (3.8)$$

olarak bulunur. Burada; N_c iletim bandındaki elektronların etkin durum yoğunluğudur. Bu ifadede üstel olmayan terim üstel olan terime göre sıcaklıkla daha yavaş bir şekilde değişir. Aynı şekilde valans bandındaki hol yoğunluğu p ise

$$p = \int_{E_{v1}}^{E_{v2}} (1 - f(E)) g_v(E) dE \quad (3.9)$$

bağıntısı ile verilir. Burada $g_v(E)$ valans bandındaki hol durum yoğunluğu, $g_v(E)dE$, holler için $(E, E+dE)$ enerji bölgesindeki durumların sayısı, E_{v1} ve E_{v2} ise valans bandının alt ve üst sınır değerleridir. Bu durumların her birinin işgal edilme olasılığı $(1-f(E))$ 'ye sahip olduğu için, bu enerji bölgesinde bulunan hollerin yoğunluğu $(1-f(E))g_v(E)d(E)$ ' ye eşittir. Böylece valans bandında hol yoğunluğu p,

$$p = 2 \left(\frac{m_h^* kT}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} e^{-\left(\frac{E_F - E_V}{k_B T} \right)} \quad (3.10)$$

olur ve N_V

$$N_V = 2 \left(\frac{m_h^* kT}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \quad (3.11)$$

olarak alınır

$$p = N_V e^{-\left(\frac{E_F - E_V}{kT} \right)} \quad (3.12)$$

olarak bulunur. Burada N_V valans bandındaki hollerin etkin durum yoğunluğunu ve m_h^* ise holün etkin kütlelerini göstermektedir. Eğer yarıiletken, has bir yarıiletken ise elektron yoğunluğu ile hol yoğunluğu birbirine eşit olmalıdır. Çünkü valans bandındaki bir elektron, ısı uyarılmayla iletim bandına çıkarsa valans bandında bu elektrona karşılık sadece bir tane hol oluşur. Bu nedenle iletim bandındaki elektron yoğunluğu n , valans bandındaki hol yoğunluğu p 'ye eşit olur.

$$n = p \quad (3.13)$$

ve çarpımları verilen sıcaklıkta sabit olup

$$np = n_i^2(T) \quad (3.14)$$

ile verilir. Bu eşitliğe mass-action yasası denir. Burada; $n_i(T)$ verilen bir yarıiletken için özgül (intrinsic) taşıyıcı yoğunluğudur ve sıcaklığın bir fonksiyonudur. Elektron ve hollerin taşıyıcı yoğunlukları için bulunan bağıntıları denklem (3.14)'te yerine yazarsak taşıyıcı yoğunluğu $n_i(T)$,

$$n_i(T) = 2 \left[\frac{2\pi (m_e^* m_h^*)^{1/2} kT}{h^2} \right]^{3/2} e^{-E_g/2kT} \quad (3.15)$$

bağıntısı ile verilir. Verilen bir yarıiletkende yasak enerji aralığı ve etkin kütleler belli ise taşıyıcı yoğunluğu yalnızca sıcaklığın bir fonksiyonu olacaktır. Mutlak sıcaklıkta bir katının elektronlarının Pauli ilkesine uygun olarak bütün enerji seviyelerini doldurması durumunda en üstteki seviyeye ' E_F ' fermi enerji seviyesi denir. Has yarıiletkenlerde

3. MATERYAL ve METOT

elektron ve hol konsantrasyonları eşit olacağından, (3.8) ve (3.12) denklemleri (3.13) denkleminde yerine yazılırsa fermi enerji seviyesi E_F ,

$$E_{F_i} = \frac{1}{2} E_g + \frac{3}{4} kT \ln \left(\frac{m_h^*}{m_e^*} \right) \quad (3.16)$$

elde edilir. Has yarıiletkenlerde, elektron ve hol etkin kütleleri birbirine eşit alındığında ($m_h^* = m_e^*$) fermi enerji seviyesi yasak enerji aralığının tam ortasında olur. Etkin kütlelerin farklı olduğu durumda ise bir banda doğru kayma gösterir (Dilip 1992).

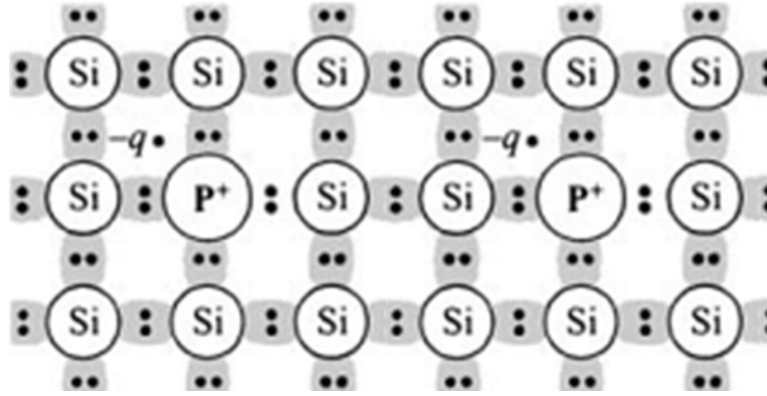
3.2.2. Katkılı Yarıiletkenler

Has bir yarıiletkende elektron ve hol konsantrasyonları birbirine eşittir. Çünkü bir elektron valans bandından iletim bandına ısıl uyarılma ile çıkarılırken geride daima bir hol bırakır. Pratikte önemli olan birçok uygulamada, bir tek taşıyıcı tipinin etkin olacağı örneklere ihtiyaç vardır. Bir yarıiletken uygun katkı elementleri ile katkılıandığında çoğunluk taşıyıcıları holler ya da elektronlar olan numuneler elde edilebilir. Bu katkılama örgü bozukluklarını ve yarıiletkenin elektriksel özelliğini önemli ölçüde etkileyen faktörlerdir. Yarıiletkenler katkılama işleminden sonra n-tipi veya p-tipi özellik gösterirler (Sze ve Kwok 1976).

3.2.2.1. n-Tipi Yarıiletkenler

Has yarıiletken silisyum ve germanyum kristallerine bazı ilave atomlar katkılıandığında bu yapıların elektriksel özelliklerinde önemli değişiklikler meydana gelir. Böylece istenen özelliğe sahip yarıiletken elde edilebilir. Silisyum ve germanyum elmas yapısında kristalleşir ve IV. grup elementlerindedir. Her atom komşu dört atomla kovalent bağlı olup değerliği dördür. Değerliği beş olan fosfor, arsenik veya antimon gibi bir katkı elementi, örgüdeki normal bir atomla yer değiştirirse, dört kovalent bağı tamamladıktan sonra geriye bir valans elektronu kalır. Böylece, bir katkı maddesi örgüyü en az bozacak şekilde yerleşmiş olur. Şekil 3.5.'de silisyum kristaline fosfor atomunun katkılanması görülmektedir.

Kristal içerisinde fosfor atomunun beş değerlik elektronundan dördü, silisyum atomunun dört değerlik elektronu ile kovalent bağ yapar. Fosfor atomunun beşinci elektronu silisyum atomuna zayıf bir kuvvetle bağlıdır. Bu beşinci elektron ortamdan temin edeceği ısı enerjisi ile kolayca iyonlaşabilir ve bir fazla iletim elektronu ortaya çıkar. Fosfor atomu ise dört komşu silisyum atomuna sıkı bağlarla bağlı olduğundan hareketsizdir.



Şekil 3.5. n- tipi Si donör (fosfor) katkı

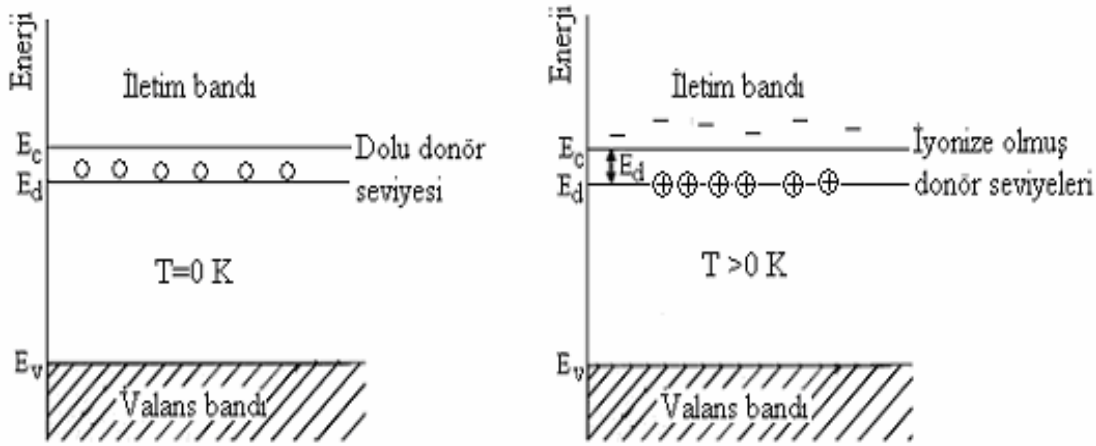
n-tipi yarıiletkenlerde elektron yoğunluğu hol yoğunluğundan fazladır. Kristale katkılanan atomlara elektron verici anlamında donör ve katkılanan atomların bulunduğu enerji seviyesine de donör enerji seviyesi denir. Donörün iyonlaşma enerjisi Bohr atom modeli kullanılarak hesaplanır. Hidrojen atomunun birinci iyonizasyon enerjisi -13.6 eV olmak üzere katkılı yarıiletkende donör enerji seviyesi E_d ,

$$E_d = \left(\frac{1}{\epsilon_r} \right)^2 \left(\frac{m_e^*}{m_e} \right) E_H \quad (3.17)$$

bağıntısı ile verilir. Burada; ϵ_r yarıiletkenin bağıl dielektrik sabiti ve E_H ise hidrojen atomunun birinci iyonlaşma enerjisidir. n-tipi yarıiletkenlerde donör atomunun iyonlaşması ile donör enerji seviyesinden iletim bandına çıkan elektronlara karşılık valans bandında holler oluşmaz. Donör yoğunluğuna bağlı olarak, n-tipi yarıiletken materyallerde elektron yoğunluğu hol yoğunluğundan büyük olacağından, elektriksel iletkenliğe elektronlardan gelen katkı daha fazla olacaktır. Bu nedenle, n-tipi

3. MATERYAL ve METOT

yarıiletkenlerde elektronlara çoğunluk taşıyıcıları, hollere ise azınlık taşıyıcıları denir. Donörün enerji seviyesi, yasak enerji aralığında yer alır ve iletim bandının biraz aşağısında bulunur (Şekil 3.6.). Bununla birlikte n-tipi yarıiletkenlerde fermi enerji seviyesi, yasak enerji aralığının orta kısmından ayrılarak iletim bandına doğru, katkı yoğunluğuna bağlı olarak kayar. Bundan dolayı, küçük bir enerjiyle donör atomlarının iyonlaşmasıyla birlikte donör elektronları iletim bandına geçerler. Bu enerjiye katkılanan atomun iyonlaşma enerjisi denir (Kittel 1996).

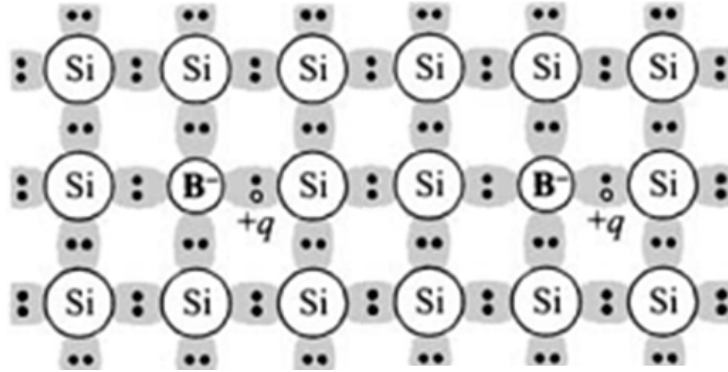


Şekil 3.6. n-tipi bir yarıiletkenin a) 0 °K sıcaklıkta enerji band diyagramı
b) T>0 °K sıcaklıkta enerji band diyagramı

3.2.2.2. p-Tipi yarıiletkenler

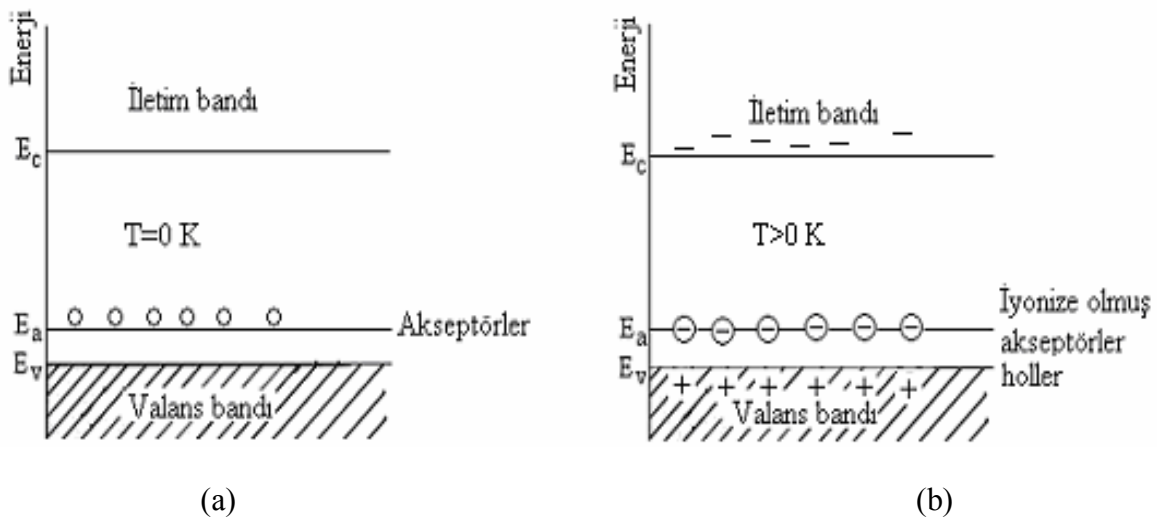
Periyodik tablonun dördüncü grubunda yer alan silisyum ve germanyum elementlerine periyodik tablonun üçüncü grubunda yer alan bor, alüminyum, galyum ve indiyum gibi bir madde katkılındığında silisyumun elektriksel özelliğine önemli etkisi olmaktadır. Silisyum kristaline bor atomu katkılanması durumunu göz önüne alalım (Şekil 3.7.). Bor atomu üç tane değerlik elektronuna sahiptir ve silisyuma katkılındığında elektron bağlarından biri boş kalır. Bu boşluk yani hol bir diğer bağlanmadan kapılan bir elektronla doldurulabilir ve hol bu elektronun yerine geçer. Böylece hol kristal içerisinde hareket etmiş olur. B, Al, Ga ve In gibi üç değerlikli katkı atomları, komşu atomlarla kovalent bağı tamamlayabilmek için valans bandından

elektron alıp geride bir boşluk bıraktıkları için alıcı anlamında akseptör olarak adlandırılırlar. Buldukları enerji seviyesine de akseptör enerji seviyesi denir.



Şekil 3.7. p-tipi Si Akseptör (bor) katkılı

Bir akseptör iyonlaştığında bir boşluğun serbest kalması için enerji verilmesi gerekir. Şekil 3.8.'de görüldüğü gibi bir elektron enerji aldığı anda bandın üst tarafına çıkar, boşluk ise enerji aldığı anda aşağı iner. Akseptör enerji seviyeleri yasak enerji aralığında yer alır ve valans bandına yakındır. Ayrıca p-tipi yarıiletkenlerde fermi enerji seviyesi yasak enerji aralığının orta kısmından ayrılarak valans bandına doğru, katkı yoğunluğuna bağlı olarak bir kayma yapar. Akseptör enerji seviyesi, akseptör tarafından bir holün yakalanabilmesi için gerekli enerjiye eşittir.



Şekil 3.8. p-tipi bir yarıiletkenin a) 0 °K , b) yüksek sıcaklıklarda enerji band diyagramı

3. MATERYAL ve METOT

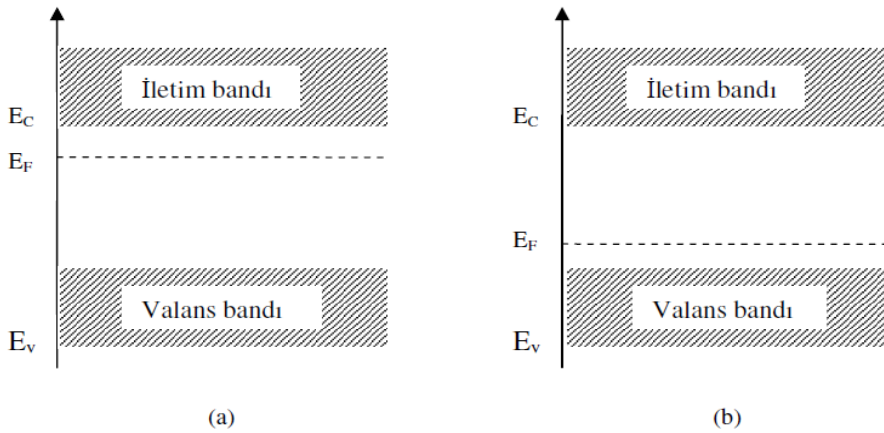
Akseptör iyonlaştığında, yani bir elektron valans bandından holün bulunduğu yeri dolduracak şekilde uyarıldığında, hol valans bandının en üst enerji seviyesine düşer ve serbest taşıyıcı haline gelir. Bu yüzden iyonlaşma olayı, enerji diyagramında elektronun yukarıya doğru çıkışı, holün ise aşağıya inişi olarak temsil edilebilir. Donör enerji seviyelerine benzer olarak akseptör enerji seviyeleri,

$$E_a = \left(\frac{1}{\epsilon_r} \right)^2 \left(\frac{m_h^*}{m_h} \right) E_H \quad (3.18)$$

Bağıntısı ile verilir. Katkılı yarıiletkenlerde fermi enerji seviyesi has durumdakinden farklıdır. Katkılı yarıiletkenlerde fermi enerji seviyesinin yeri katkı atomlarının yoğunluğuna ve cinsine göre değişir. n-tipi yarıiletkenlerde fermi enerji seviyesi iletim bandına, p-tipi yarıiletkenlerde ise valans bandına yakındır. Katkılı yarıiletkenlerde fermi enerji seviyesi,

$$E_F = E_{Fi} - kT \sinh^{-1} \left(\frac{N_D - N_A}{2n_i} \right) \quad (3.19)$$

bağıntısı ile verilir. Burada; N_D donör yoğunluğu, N_A akseptör yoğunluğu ve E_{Fi} ise has yarıiletkenlerde fermi enerji seviyesidir. Bu bağıntıdaki, $(N_D - N_A)$ net katkı yoğunluğuna bağlı olarak, katkı yarıiletkenlerde fermi enerji seviyesi, n-tipi yarıiletkenlerde iletim bandına, p-tipi yarıiletkenlerde ise valans bandına daha yakındır. Katkılı yarıiletkenlerde fermi enerji seviyesinin yeri Şekil 3.9.'da görülmektedir.



Şekil 3.9. a) n-tipi ve b) p-tipi katkı yarıiletkenlerde fermi enerji seviyeleri

Katkılı yarıiletkenlerde aynı yarıiletken materyal için, n-tipi veya p-tipi durumuna göre taşıyıcı yoğunlukları arasında,

$$n_n p_n = n_p p_p = n_i^2(T) \quad (3.20)$$

bağıntısı vardır. Bu bağıntı belirli bir sıcaklıkta, elektron ve hol yoğunluklarının çarpımının sabit, toplamlarının farklı olacağını ifade eder. Taşıyıcıların yoğunluğu uygun katkılama yapılarak birbirlerine göre artırılabilir veya azaltılabilir.

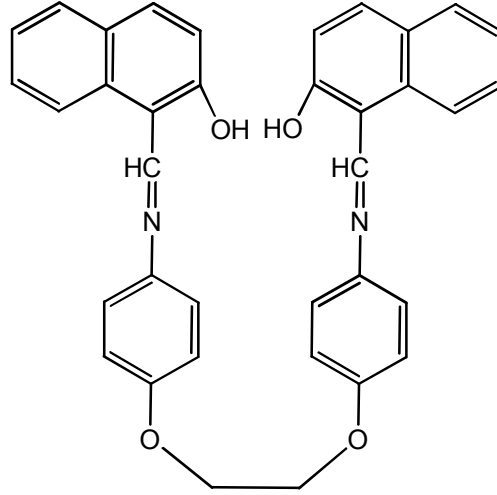
3.2.3. Metal Kompleksleri

Yarıiletken metal kompleksler farklı yasak enerji aralığına sahip olmaları, ucuz ve değişik özellikte elde edilmelerinden dolayı son zamanlarda devre elamanı yapımında önem kazanmıştır (Dağdelen ve Aydoğdu 2006). Bu nedenle metal kompleksleri üzerinde önemli çalışmalar yapılmaktadır. Metal kompleksleri ayrıca boyar madde ve polimer teknolojisinde, tıpta, biyoloji ve tarımda geniş bir kullanım ve araştırma alanına sahiptir.

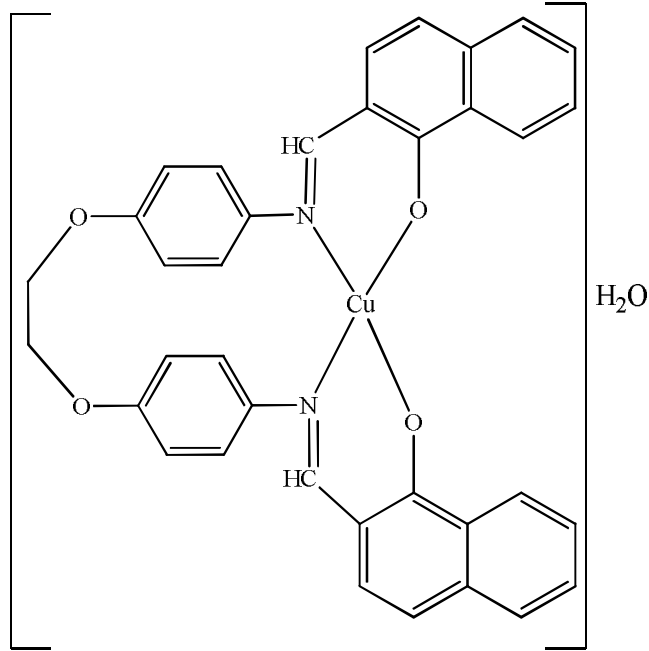
Bir merkezi metal atomun, ligand denen değişik sayıda atom veya atom guruplarınca koordine edilmesiyle oluşan bileşiğe metal kompleksi denir. Ligand türüne, verici atomların sayısına ve ligand ile metal tuzunun molar oranlarına bağlı olarak çeşitli yapılarda çok farklı kompleksler elde etmek mümkündür. Kompleksleşmeye giren metal atomlarının sayısına bağlı olarak elde edilen kompleksler tek merkezli, çift merkezli ve çok merkezli olabilir.

Bir d metal iyonunun çok sayıda ligand ile nasıl bağ yaptığı Moleküler Orbital Teori ile açıklanmaktadır. Metalin değerlik kabuğundaki s,p,d orbitalleri ligand orbitalleri ile yeteri kadar delokalize moleküler orbital yapabilir. Ligand elektronları bu orbitallere girerek metale bağlanır.

Bu tezde kullanılan, Panaf [N,N'-bis-(2-hidroksinaftalin-1-karbaldehid)-1,2-bis-(p-aminofenoksi)etan] ligandının Cu(II) kompleksi (Temel ve ark. 2002) literatüre göre sentezlenmiştir. Cu-Panaf kompleksinin elektriksel ve optiksel özellikleri aygıtsal ve ince film olarak araştırılmıştır.



Şekil 3.10. Panaf ligandı [N,N'-bis-(2-hidroksinaftalin-1-karbaldehid)en]-1,2-bis-(p-aminofenoksi)etan] molekül yapısı



Şekil 3.11. Panaf ligandının [N,N'-bis-(2-hidroksinaftalin-1-karbaldehid)en]-1,2-bis-(p-aminofenoksi)etan] bakır (II) kompleksi molekül yapısı

3.3. Metal Yarıiletken Kontaklar

İki metal veya bir metal ile bir yarıiletken atomik boyutlarda temas ettirilirse aralarında yük alışverişi gerçekleşir. Bu yük alışverişi termal dengeye bağlı olarak iki maddenin fermi seviyeleri eşitleninceye kadar devam eder. Yeni yük dağılımı sebebiyle

kontakta bir dipol tabakası oluşur. Metal-yarıiletken kontaklarda, metal ile yarıiletken ara yüzeyinde bir potansiyel engel oluştuğu; eklemdeki bu potansiyelin metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonlarının farkından kaynaklandığını Schottky Mott teorisi izah etmiştir (Schottky 1938).

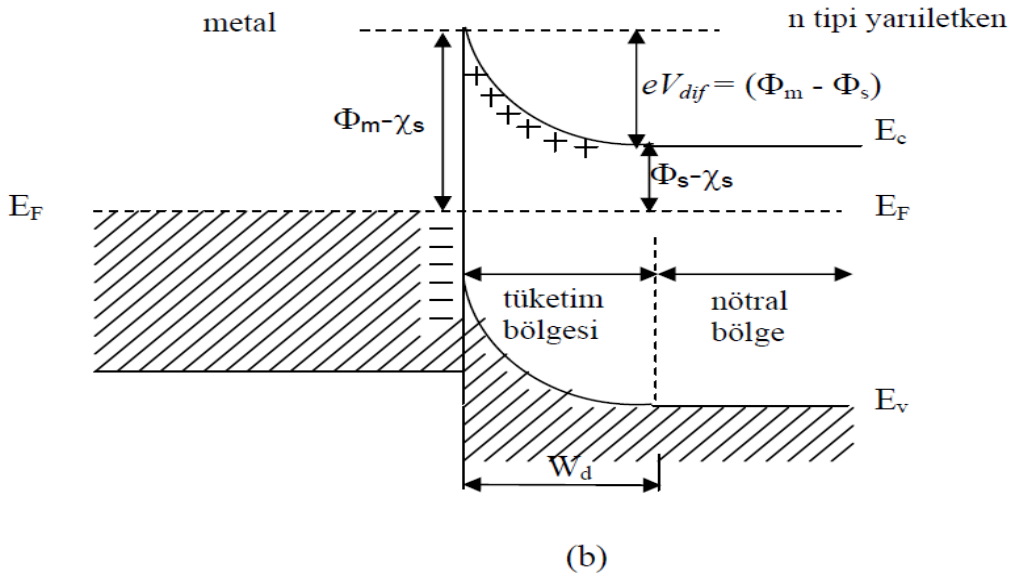
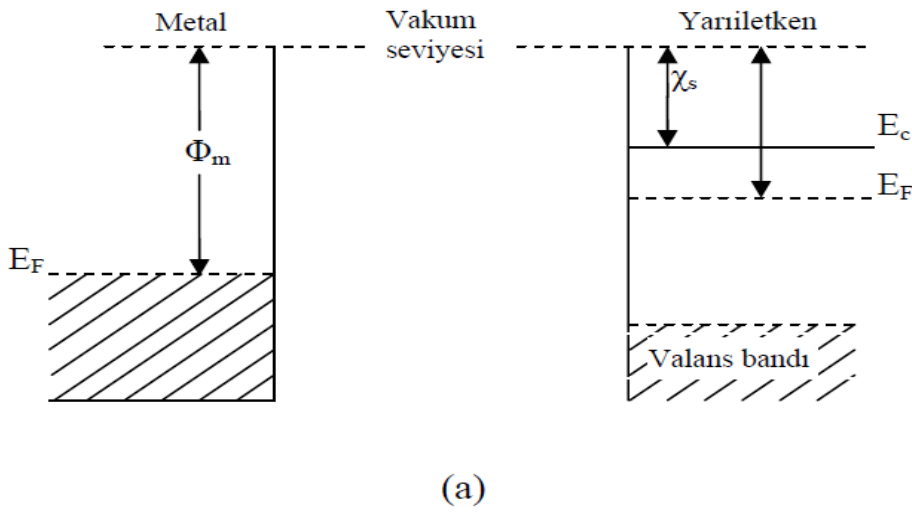
Kontaklar metalin ve yarıiletkenin iş fonksiyonlarının (ϕ_m, ϕ_s) büyüklüğüne bağlı olarak doğrultucu kontak ve omik kontak olmak üzere ikiye ayrılır. Metal n-tipi yarıiletken kontaklarda; $\phi_m > \phi_s$ olduğunda doğrultucu kontak, $\phi_s > \phi_m$ olduğunda ise omik kontak oluşur. Metal p tipi yarıiletken kontaklarda $\phi_s > \phi_m$ olduğunda doğrultucu kontak $\phi_m > \phi_s$ olduğunda omik kontak oluşur.

3.3.1. n-Tipi Yarıiletken/Metal Doğrultucu Kontak Oluşumu

Akım taşıyıcılarını (boşluk ve elektron) bir doğrultuda diğerine göre daha kolay geçiren kontaklara doğrultucu kontak denir. n-tipi yarıiletkenin ve metalin iş fonksiyonuna bağlı olarak ($\phi_m > \phi_s$) metal/n-tipi yarıiletken doğrultucu kontak oluşur. Burada ϕ_m metalin iş fonksiyonu, ϕ_s ise yarıiletkenin iş fonksiyonudur. Oluşan bu kantağa Schottky kontak da denir. Kontakta önce yarıiletkenin fermi seviyesi metalin fermi seviyesinden ($\phi_m - \phi_s$) kadar yukarıdadır. Kontak yapıldıktan sonra denge hali oluşana kadar metal ile yarıiletken arasında yük alışverişi olur. Kontakta önceki ve kontakta sonraki durumlar için enerji band diyagramı Şekil 3.12.'de verilmiştir. Yarıiletkenin yüzey tabakasından elektronlar, geride iyonize olmuş donörler bırakarak metalin içine doğru geçerler. Bu yük alışverişi fermi seviyeleri aynı oluncaya kadar devam eder (Ziel 1968). Yarıiletkenin fermi seviyesi, aradaki enerji farkı kadar alçalır ve metalin fermi seviyesiyle aynı düzeye gelir. Yarıiletken tarafındaki uzay yükleriyle (yarıiletkenin yüzey tabakasında kalan iyonize olmuş donörler) metal tarafındaki yüzey yüklerinin oluşturduğu dipol tabakası kontakta bir potansiyel engelinin oluşmasına sebep olur. Bu potansiyel engelinin yarıiletken tarafındaki değeri: $eV_d = (\phi_m - \phi_s)$ kadardır. Potansiyel engelin metal tarafındaki değeri ise: $e\phi_B = (\phi_m - \chi_s)$ kadardır. Burada χ_s yarıiletkenin elektron yakınlığı olup iletkenlik tabanı (E_c) ile vakum seviyesi arasındaki enerjiyi ifade eder. ϕ_B diyotun engel yüksekliğidir. V_d difüzyon potansiyelidir.

3. MATERYAL ve METOT

Potansiyel engeli, metal tarafında dik olarak yükselirken yarıiletken tarafında d genişliğine sahiptir. Böylece yarıiletken tarafında elektronlardan arınmış bir bölge oluşur. Bu d genişliğindeki bölgeye engel bölgesi, Schottky bölgesi veya arınma bölgesi denir. Pozitif ve negatif yükler arasında kalan bu bölge kapasite özelliğine sahiptir ve Schottky kapasitesi veya kontak kapasitesi olarak adlandırılır. Schottky kapasitesi bu tabakanın kalınlığına, tabaka kalınlığı da iyonize olmuş donör yoğunluğuna ve dolayısıyla difüzyon potansiyelinin değerine bağlıdır (Rhoderick ve Williams 1988).



Şekil 3.12. Metal/n-tipi yarıiletken doğrultucu kontakta ait enerji band diyagramları
a) Kontakta önce b) Kontakta sonra termal denge durumunda

Isısal uyarılma sebebiyle yeteri kadar enerjiye sahip olan bazı elektronlar, potansiyel engelini aşır yarıiletken metale ve bazıları da metalden yarıiletkene geçeceğinden, eşit ve zıt yönlü I_0 akımları oluşur. Yarıiletkene negatif potansiyel ($-V$ potansiyeli) uygulanırsa metalden yarıiletkene geçen elektronlar için engel değişmeyeceğinden akımda da değişme olmayacaktır. Buna karşın iletkenlik bandındaki enerji seviyeleri eV kadar yükseldiğinden yarıiletken metale doğru giden elektronlar için potansiyel engeli eV kadar alçalmış olur. Böylece, metalden yarıiletkene (yarıiletken metale geçen elektronlar için) olan akım geçişinde $\exp[eV/kT]$ çarpanı kadar değişme olur. Sonuç olarak meydana gelen net akım

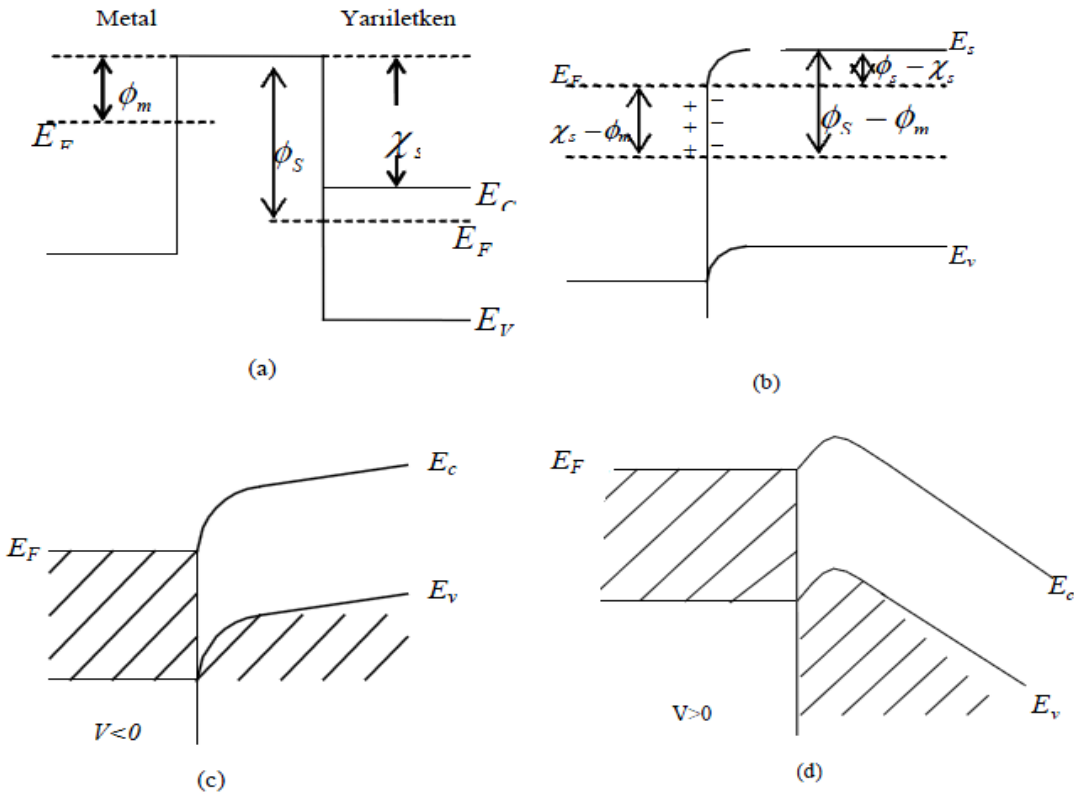
$$I = I_0 \exp[(eV/kT) - 1] \quad (3.21)$$

denklemlerle verilir. Schottky etkisi ve arayüzey durum yoğunluğu hariç olmak üzere metal tarafındaki engel potansiyeli yüksekliği voltaj uygulamalarından etkilenmez. Yarıiletken tarafındaki potansiyel engel yüksekliği ise uygulanan V voltajı ile doğru orantılı olarak değişir. $V \gg kT$ için akım büyük ve pozitiftir. $V \ll kT$ için akım küçük ve negatiftir. Metal/n-tipi yarıiletken Schottky kontaklarında yarıiletken tarafında uygulanan gerilim $V > 0$ ise kontak ters, $V < 0$ ise kontak doğru beslenmiştir.

3.3.2. n-Tipi Yarıiletken/Metal Omik Kontak Oluşumu

Akımı her iki doğrultuda kolayca geçirebilen kontaklara omik kontak denir. Yarıiletkenin fermi seviyesi metalin fermi seviyesinden $(\phi_s - \phi_m)$ kadar aşağıdadır. Kontakta önceki durum Şekil 3.13.a'da gösterilmiştir. Kontakta sonraki durum Şekil 3.13.b'de görülmektedir. Kontakta sonra elektronlar metalden yarıiletkenin içine girer pozitif yüzey yükleri bırakarak akarlar. Dolayısıyla kontakta yarıiletken tarafında bir negatif yüzey yüküne sebep olurlar. Yük alışverişi bittikten sonra, yarıiletken gövdedeki fermi seviyesi $(\phi_s - \phi_m)$ kadar yer değiştirir. Isısal dengeden sonra kontakta her iki tarafında meydana gelen yüzey yüklerinden dolayı bir dipol tabakası oluşur. Böyle bir kontakta, taşıyıcılar metalden yarıiletkene ve yarıiletken metale serbestçe geçerler. Bir V voltajı uygulanırsa bu potansiyel farkı doğrultucu kontakta olduğu gibi sadece kontak bölgesinde değil bütün yarıiletken gövde boyunca dağılacaktır.

3. MATERYAL ve METOT



Şekil 3.13 . Metal n-tipi yarıiletken omik kontakta enerji bant diyagramları. a) Kontakta önceki durum, b) kontakta sonraki durum c) $V < 0$ durumunda, d) $V > 0$ durumunda.

Yarıiletkene pozitif ve metale negatif gerilim uygulandığında (Şekil 3.13.c ve 3.13.d) metaldeki elektronlar yarıiletken tarafına kolay bir de geçerler. Bundan dolayı omik kontaklara enjeksiyon kontakları da denir. Pratikte omik kontak elde edebilmek için n-tipi yarıiletkenin yüzeyine buharlaştırılan metal, yarıiletkenle alaşım haline getirilir. Böylece, yarıiletkenin yüzeyinde bir n^+ tabakası oluşur. Bu tabaka yarıiletken gövdeye göre elektron bakımından daha zengindir.

3.3.3. Metal – Yarıiletken Kontaklarda Engel Kapasitesi

Metal yarıiletken kontaklarda arınma bölgesi paralel levha kondansatör gibi davranır. Ters beslem durumunda, ters beslem gerilimi artırıldığında yarıiletkenin iletkenlik bandındaki elektronlar metalden uzaklaşırlar ve buna bağlı olarak gerilim artmasından dolayı arınma bölgesinin genişliği artar. Aynı zamanda yarıiletkende metale yakın önemli bir hol konsantrasyonu varsa hollerin yeni fermi seviyesi metaldeki

fermi seviyesiyle çakışacağından hol konsantrasyonu azalacaktır. Deplasyon bölgesindeki bu yük değişimi kapasite değişimine sebep olacaktır. Dolayısıyla bu tür diyotlar varaktör (değişken kapasitör) olarak da kullanılırlar. Ayrıca, ters beslem altındaki kontak (engel) sığasından diyot parametreleri ile ilgili bilgiler de elde edilebilir.

Metal yarıiletken kontağın potansiyel dağılımı ve yük yoğunluğu arasındaki ilişki Poisson denklemi ile verilir (Ziel 1968).

$$\nabla^2 \psi(x) = \frac{d^2 \psi(x)}{dx^2} = \frac{\rho(x)}{\epsilon_s \epsilon_0} \quad (3.22)$$

Burada ϵ_s yarıiletkenin dielektrik sabiti ϵ_0 boş uzayın dielektrik sabiti ve $\rho(x)$ uzay yük yoğunluğudur. n-tipi yarıiletkenin donör yoğunluğu N_D ve yarıiletkenin iletkenlik bandındaki elektron yoğunluğu n olmak üzere $\rho(x)$ uzay-yük yoğunluğu

$$\rho(x) = e(N_D - n) \quad (3.23)$$

ifadesi ile verilir. Metal n- tipi yarıiletken doğrultucu kontağın $\psi(x)$ potansiyel fonksiyonu ile $\rho(x)$ uzay yükü yoğunluğunun $\psi(x)$ ' e göre değişimi Şekil 3.14.'de görülmektedir. $e(V_d - V) \gg kT$ olduğunda $0 \leq x \leq d$ aralığında $N_D \gg n$ 'dir. Bundan dolayı,

$$\rho(x) \approx eN_D \quad (3.24)$$

bağıntısı yazılır. $\rho(x)$ değeri (3.22) denkleminde yerine konulursa, tek boyutta Poisson denklemi

$$\frac{d^2 \psi(x)}{dx^2} = \frac{eN_D}{\epsilon_s \epsilon_0} \quad (3.25)$$

şeklinde verilir. Denklem (3.25)

- 1) $x=0$ için $\psi(x) = 0$
- 2) $x > d$ için $\psi(x) = V_d \pm V$
- 3) $x \geq d$ için $\frac{d\psi(x)}{d(x)} = 0$

3. MATERYAL ve METOT

sınır şartları altında çözümlerse $\psi(x)$ değeri bulunabilir. (3.25) denkleminin 3. sınır şartını uygularsak kontak bölgesindeki elektrik alan aşağıdaki gibi olur.

$$E(x) = -\frac{d\psi(x)}{d(x)} = \frac{eN_D}{\epsilon_s \epsilon_0} (x-d) \quad (3.26)$$

(3.26) denkleminin integralini birinci sınır şartı altında alırsak $\Psi(x)$ potansiyel fonksiyonunu buluruz.

$$\psi(x) = -\frac{eN_D}{\epsilon_s \epsilon_0} \left(\frac{1}{2} x^2 - xd \right) \quad (3.27)$$

Denklem (3.27) ikinci sınır şartı altında çözümlerse,

$$(V \pm V) = -\frac{eN_D}{2\epsilon_s \epsilon_0} d^2 \quad (3.28)$$

(3.28) denklemden Schottky engel yüksekliği d çekilirse

$$d = \left[\frac{2\epsilon_s \epsilon_0}{eN_D} (V_d \pm V) \right]^{-1/2} \quad (3.29)$$

bulunur. Bu eşitlikte, V_d sıfır gerilim altındaki difüzyon potansiyelidir. Yarıiletken tarafına pozitif gerilim uygulandığında kontak ters beslemedir. Yarıiletkende birim alan başına düşen yük yoğunluğu;

$$Q = eN_D = \left[2\epsilon_s \epsilon_0 eN_D (V_d \pm V) \right]^{1/2} \quad (3.30)$$

eşitliği ile ifade edilir. Birim alan başına küçük sinyal kapasitesi, uygulanan voltaja göre yük değişimi olarak tanımlanır.

$$C = \frac{dQ}{dV} \left[\frac{e\epsilon_s \epsilon_0 N_D}{2(V_d \pm V)} \right]^{1/2} = \frac{\epsilon_s \epsilon_0}{d} \quad (3.31)$$

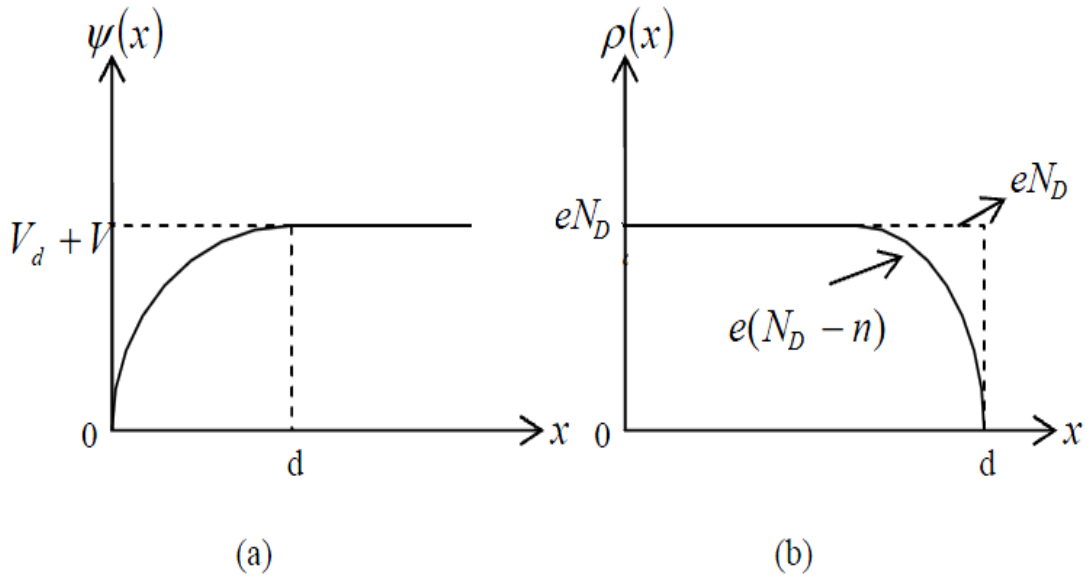
Bu ifadeden görüldüğü gibi uygulama voltajı arttığında kapasite azalır, d ise artar. Eğer C , N_D nin bir fonksiyonu olarak düşünülecek olursa, N_D nin artması ile C artar. (3.31) denkleminde N_D 'yi ve V_d 'yi veren ifadeleri elde edebiliriz. Son denklem,

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2(V_d + V)}{e\epsilon_s \epsilon_0 N_D A^2} \quad (3.32)$$

şeklinde yazılabilir. Denklem (3.32) den görüldüğü gibi $C^2 - V$ grafiği bir doğru verir. Bu doğrunun eğiminden taşıyıcı konsantrasyonu,

$$N_D = \frac{2}{A^2 e \epsilon_s \epsilon_0} \frac{dV}{d(C^{-2})} \quad (3.33)$$

elde edilir. Doğrunun yatay eksenini kestiği noktadan ise V_d (difüzyon potansiyeli) bulunur.

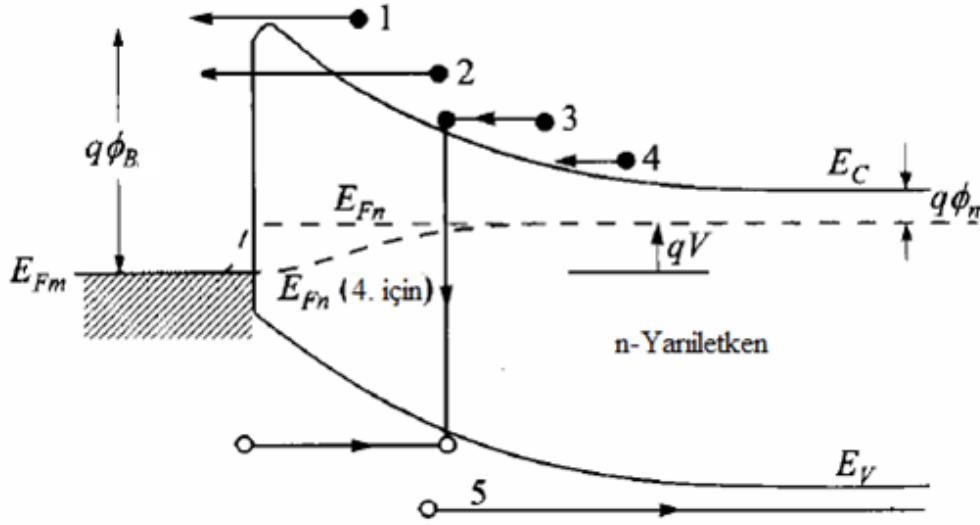


Şekil 3.14. Metal n-tipi yarıiletken doğrultucu kontak için a) Potansiyel dağılımı b) Yük dağılımı

3.3.4. Metal–Yarıiletken (Schottky) Diyotlarda Akım İletimi

Metal-yarıiletken kontaklardaki akım iletimi genellikle çoğunluk taşıyıcılarıyla sağlanırken bunun tersine p-n eklemünde akım iletimi azınlık taşıyıcılarla sağlanır. Şekil 3.15.'de doğru beslem altındaki metal/n-tipi yarıiletken için beş temel iletim mekanizması görülmektedir.

3. MATERYAL ve METOT



Şekil 3.15. Doğru beslem altındaki beş temel iletim mekanizması

Bu mekanizmalar;

- 1) Elektronların, yarıiletkendeki engeli geçerek metale yayılmasıdır (termiyonik emisyon). Bu işlem oda sıcaklıklarında ($300 \text{ }^\circ\text{K}$) çalışan orta derecede katkılanmış yarıiletkenli Schottky engel diyotlar için baskın işlemdir. Örneğin Si için $N_D \leq 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ olduğunda akım iletimi bu yolla gerçekleşir.
- 2) Engel boyunca elektronların kuantum mekaniksel tünellemesi olayıdır. Bu yöntem yüksek katkılanmış yarıiletkenler için önemlidir ve omik kontakların çoğunda bu yöntem sorumludur.
- 3) Uzay-yük bölgesindeki yeniden oluşumdur.
- 4) Deplasyon bölgesindeki elektronların difüzyonudur.
- 5) Metalden yarıiletkenine boşluk (hol) enjeksiyonudur. Bu nötral bölgedeki yeniden oluşuma eşittir.

Yüksek mobiliteli yarıiletkenler için (Si ve GaAs gibi) iletim termiyonik emisyonla taşınabilir. Düşük mobiliteli yarıiletkenler için difüzyon teorisi uygulanır. Bu iki teorisin birleşimi ise genelleştirilmiş termiyonik-difüzyon teorisi olarak adlandırılır.

3.3.4.1. Termiyonik Emisyon Teorisi

Bu teoriye göre; elektronlar termal enerjileri nedeniyle metalden yarıiletkene veya yarıiletkenden metale geçerler. Sıcak bir yüzeyden elektron veya boşluk salınması termiyonik emisyon olarak bilinir (Ziel 1968). Bu teoriye göre;

- a) Akım termal olarak uyarılan çoğunluk taşıyıcıları ile sağlanır.
- b) Engel yüksekliği (kT)'den çok büyüktür ($q\phi_B \gg kT$).
- c) Yarıiletkenden metale hareket eden serbest hollerin tüketim bölgesindeki çarpışmaları ihmal edilir.

Yarıiletkenden metale doğru olan termiyonik emisyon akım yoğunluğunu $J_{s \rightarrow m}$ olarak kabul edelim. Kontak yüzeyi x eksenine dik olsun. Hızları v_x ile $v_x + dv$ arasında olan elektronların yoğunluğu aşağıdaki denklemle ifade edilir.

$$dn = N_D \left(\frac{m_e^*}{2\pi kT} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{1/2 m_e^* v_x^2}{kT} \right) dv_x \quad (3.34)$$

Bu denklemde; N_D donör yoğunluğunu, m_e^* elektronun etkin kütesini, k Boltzman sabitini ve T mutlak sıcaklığı göstermektedir. $J_{s \rightarrow m}$ akım yoğunluğu, potansiyel engeli geçebilmek için pozitif “x” yönünde yeterli hızlara sahip olan elektron konsantrasyonunun bir fonksiyonu kabul edilirse; yarıiletkenden metale doğru termiyonik akım yoğunluğu,

$$J_{s \rightarrow m} = e \int_{V_{0x}}^{\infty} v_x dn \quad (3.35)$$

şeklinde yazılır. dn ifadesi (3.35) denklemde yerine yazılırsa,

$$J_{s \rightarrow m} = e N_D \left(\frac{m_e^*}{2\pi kT} \right)^{1/2} \int_{V_{0x}}^{\infty} v_x \exp\left(-\frac{1/2 m_e^* v_x^2}{kT} \right) dv_x \quad (3.36)$$

şeklini alır ve bundan da

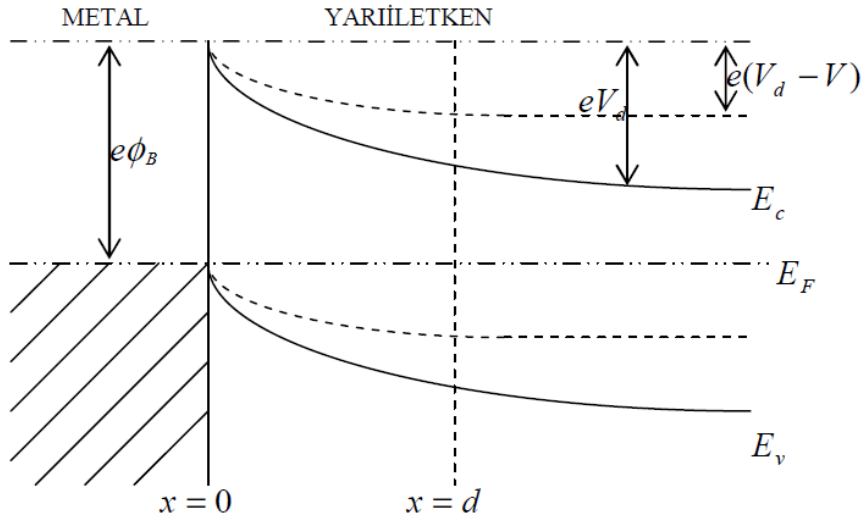
$$J_{s \rightarrow m} = e N_D \left(\frac{kT}{2m_e^*} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{1/2 m_e^* v_x^2}{kT} \right) \quad (3.37)$$

3. MATERYAL ve METOT

eşitliği elde edilir. Burada $V_{0x} = \left(\frac{2eV_d}{m_e^*} \right)^{1/2}$ olup elektronun eV_d engelini aşması için gerekli olan limit hızdır. Enerjinin korunumu yasasından $\frac{1}{2} m_e^* v_x^2 \geq eV_d$ olarak göz önüne alınırsa

$$J_{s \rightarrow m} = eN_D \left(\frac{kT}{2\pi m_e^*} \right)^{1/2} \exp\left(\frac{eV_d}{kT} \right) \quad (3.38)$$

şeklinde yazılabilir.



Şekil 3.16. Metal n-tipi yarıiletken doğrultucu kontağın enerji bant diyagramı. Kesikli çizgiler yarıiletkene $-V$ geriliminin uygulandığı durumu göstermektedir.

Donör yoğunluğu ise, iletkenlik bandının tabanı sıfır enerji seviyesi olarak kabul edilirse

$$N_D = N_C \exp\left(-\frac{E_F}{kT} \right) \quad (3.39)$$

$$N_C = 2 \left(\frac{2\pi m_e^* kT}{h^2} \right) \exp\left(-\frac{E_F}{kT} \right)$$

şeklinde verilir.

N_D 'nin değeri denklem(3.38)' de yerine yazılırsa

$$J_{s \rightarrow m} = \frac{4\pi em_e^* k^2}{h^3} T^2 \exp\left(-\frac{eV_d + E_F}{kT}\right) \quad (3.40)$$

biçiminde elde edilir. Burada iletkenlik bandının tabanı $E_c = 0$ alındığında metal tarafındaki engel yüksekliği,

$$e\phi_B = eV_d + E_F \quad (3.41)$$

olur. Şekil 3.16.'dan bu ifade (3.40) eşitliğinde yerine yazılırsa

$$J_{s \rightarrow m} = \frac{4\pi em_e^* k^2}{h^3} T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_B}{kT}\right) \quad (3.42)$$

elde edilir. Bu eşitlikte ilk terim Richardson sabiti A^* yerine yazılırsa eşitlik

$$J_{s \rightarrow m} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_B}{kT}\right) \quad (3.43)$$

şeklini alır. Metal/n-tipi Schottky diyotu doğru beslendiği zaman (omik tarafa $-V$ potansiyeli uygulanırsa) engel yüksekliği azalır. Bu nedenle akım yoğunluğu $\exp\left(\frac{eV}{kT}\right)$ çarpanı ile artar. Bu yüzden Akım yoğunluğu denklemi,

$$J_{s \rightarrow m} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_B}{kT}\right) \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) \quad (3.44)$$

biçiminde yazılabilir. Metalden yarıiletkene doğru akım yoğunluğu ($J_{s \rightarrow m}$) $V = 0$ iken yarıiletkenden metale doğru doyma akım yoğunluğuna eşit olur. Böylece toplam akım yoğunluğu J_n

$$J_n = \left[A^* T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_B}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3.45)$$

olur. Bu denklemdeki $A^* T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_B}{kT}\right)$, doyma akım yoğunluğu (J_0) olup aşağıdaki gibi yazılabilir (Rhoderick ve Willams 1988).

3. MATERYAL ve METOT

$$J_0 = A^* T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_B}{kT}\right) \quad (3.46)$$

Bu durumda (3.45) ifadesi

$$J_n = J_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3.47)$$

biçiminde yazılır. Doyma akımı sıcaklığa sıkı bir şekilde bağlı olup uygulanan potansiyele bağlı değildir. Fakat pratikte çoğu zaman doyma akımının, uygulanan potansiyelle hafifçe değiştiği gözlenmiştir. Bunun nedeni Schottky olayıdır. Schottky olayı, metal-yarıiletken yapılarda elektrostatik etkileşmeden dolayı potansiyel engelinin $e(\Delta V\phi_B)$ kadar alçalmasıdır.

$$e(\Delta V\phi_B) = \alpha_0 (V_d + V)^{1/4} \quad (3.48)$$

Bağıntısı ile verilir. Bu bağıntıda α_0

$$\alpha_0 = \left(\frac{e^7 N_D}{8(\epsilon_s \epsilon_0)^3 \pi^2 (kT)^4} \right)^{1/4} \text{ biçiminde bir sabittir.}$$

Ters beslem doyma akım yoğunluğu ifadesinde $e\phi_B$ yerine $e(\phi_B - \Delta\phi_B)$ yazılırsa

$$J_0 = A^* T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_B}{kT}\right) \exp\left[\alpha_0 (V_d + V)^{1/4}\right] \quad (3.49)$$

elde edilir. Bu ifade uygulanan gerilimle değişmektedir (Sze ve Kwok 1976).

3.3.4.2. Difüzyon Teorisi

Difüzyon teorisi şu temel varsayımlara dayanmaktadır:

- 1) $q\phi_B$ engel yüksekliği, kT ' den çok daha büyüktür. ($q\phi_B \gg kT$)
- 2) Tüketim bölgesindeki elektron çarpışmalarının etkisi göz önüne alınır.
- 3) $x = 0$ ve $x = w$ 'deki taşıyıcı yoğunlukları akım akısı ile değişmez, yani denge değerlerine sahiptirler.

4) Yarıiletkenin safsızlık konsantrasyonu dejenere değildir.

Tüketim tabakasındaki akım, lokal alana ve konsantrasyon değişimine bağlı olduğundan, akım yoğunluk denklemi kullanılmalıdır (Sze ve Kwok 1976). Bu ifade

$$J_x = J_n = q \left[n(x) \mu E + D_n \frac{dn}{dx} \right] = q D_n \left[-\frac{qn(x)}{kT} \frac{dV(x)}{dx} + \frac{dn}{dx} \right] \quad (3.50)$$

şeklinde yazılabilir. Kararlı hal koşulu altında, akım yoğunluğu x 'den bağımsızdır ve (3.50) eşitliği integral faktörü olarak $\exp[-qV(x)/kT]$ kullanılıp integrali alınabilir. Böylece

$$J_n \int_0^w \exp\left(-\frac{qV(x)}{kt}\right) dx = q D_n \left\{ n(x) \left[-\frac{qV(x)}{kT} \right] \right\}_0^w \quad (3.51)$$

eşitliği elde edilir ve sınır koşulları için,

$$qV(0) = -q(\phi_n + V_{bi}) = q\phi_B$$

$$qV(w) = -q\phi_B - qV$$

$$n(0) = N_C \exp\left[-\frac{E_C(0) - E_F}{kT}\right] = N_C \exp\left(-\frac{q\phi_B}{kT}\right) \quad (3.52)$$

$$n(w) = n = N_C \exp\left(-\frac{q\phi_B}{kT}\right) \quad (3.53)$$

(3.53) eşitliği (3.51) eşitliğinde yerine yazılırsa

$$J_n = q N_C D_n \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] / \int_0^w \exp\left[-\frac{qV(x)}{kT}\right] dx \quad (3.54)$$

haline gelir.

Görüntü kuvvet etkisi ihmal edilen Schottky engeli için potansiyel dağılımı aşağıdaki eşitlikle verilir.

$$qV(x) = \frac{q^2 n N_D}{\epsilon_s} \left(W_x - \frac{q^2}{2} \right) - q\phi_B \quad (3.55)$$

“ $V_{bi} + V$ ” ifadesi W yerine yazılırsa

3. MATERYAL ve METOT

$$J_n \approx \left\{ \frac{q^2 D_n N_C}{kT} \left[\frac{2qN_D (V_{bi} - V)}{\epsilon_s} \right]^{1/2} \exp\left(-\frac{q\phi_B}{kT}\right) \right\} \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]$$
$$= J_{SD} \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3.56)$$

elde edilir.

Difüzyon ve termiyonik emisyon teorilerindeki akım yoğunluğu ifadeleri temel olarak çok benzerdir. Bununla beraber, difüzyon teorisi için J_{SD} doyum akım yoğunluğu gerilimle daha hızlı bir şekilde değişir. Fakat termiyonik emisyon teorisindeki doyum akım yoğunluğu $J_{s \rightarrow M}$ ile karşılaştırıldığında sıcaklığa karşı daha az hassastır.

3.3.5. MIS Schottky Diyotlarda İdealite Faktörü İfadeleri

Bardeen modeline göre, bir metal ile bir yarıiletken kontak haline getirildikleri zaman meydana gelen arayüzey halleri, yarıiletken yüzeyi ile yalıtkan tabaka arasında lokalize olurlar. Bu yüzden metal veya yarıiletkende elektrik alan yoksa arayüzey tabakasındaki elektrik alan şiddeti, ara yüzeydeki ve metal yüzeydeki yüklerle ilgilidir. Gauss kanununa göre,

$$\epsilon_i E_i = Q_{ss} = -Q_m \quad (3.57)$$

yazılabilir. Burada E_i arayüzey tabakasındaki elektrik alan şiddetidir. Normalde elektrik alan, Schottky engelinde vardır ve burada önemli olan da bu alanın engel yüksekliğini nasıl etkilediğini bilmektir. Eğer yarıiletken içinde bir E_s alanı varsa, bu durumda Gauss kanunu,

$$V_i = \frac{\delta}{\epsilon_i} (\epsilon_s E_{max} + Q_{ss}) \quad (3.58)$$

şeklinde yazılır. Burada V_i ara yüzey tabakasındaki potansiyel düşmesi, E_{max} ise E_s ' nin maksimum değeridir. n idealite faktörünün arayüzey parametrelerine (arayüzey hal yoğunluğu ve arayüzey tabaka kalınlığı) ve uygulama gerilimine bağlılığı incelenmiştir. Bu yaklaşımda, öncelikle bütün arayüzey hallerinin metalle dengede olduğu dikkate

alınmalıdır. Yarıiletkenin yüzey deplasyon tabakasının ve arayüzey tabakasının var olduğu bir durumda “ V ” uygulama gerilimi için

$$V = V_i + V_s \quad (3.59)$$

yazılabilir. Burada V_s deplasyon tabakası nedeniyle meydana gelen gerilim değişimidir.

(3.45) ifadesi diyot etki alanı A ile çarpılıp açık olarak

$$I = AA^*T^2 \exp\left(\frac{q\phi_B}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3.60)$$

şeklinde yazılabilir. Bu ifadenin her iki tarafının tabii logaritması alınarak V ye göre türevi alınacak olursa

$$\frac{d \ln V}{dV} = \frac{1}{I} \frac{dI}{dV} = \frac{q}{kT} \left[1 - \frac{d\phi_B}{dV} + \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]^{-1} \right] \quad (3.61)$$

olur. Düz beslem durumunda $\ln I - V$ grafiğinin lineer kısmının eğimi idealite faktörünü verdiği için (3.61) denkleminde

$$n = \frac{q}{kT} \frac{dV}{d \ln I} = \frac{1}{(1 - \beta)} \quad (3.62)$$

ifadesi elde edilir. Burada $\beta = d\phi_B / dV$ olmak üzere idealite faktörü

$$\frac{1}{n} = 1 - \frac{d\phi_B}{dV} \quad (3.63)$$

şeklinde yazılabilir. Schottky diyotlarda engel yüksekliği birinci derecede deplasyon bölgesindeki elektrik alana bağlı olduğu için, engel yüksekliği ϕ_B yerine etkin engel yüksekliği ϕ_e olarak alınmalıdır. Etkin engel yüksekliği ifadesi ise

$$\phi_e = \phi_B + \left(\frac{d\phi_e}{dV} \right) V = \phi_B + \beta \quad (3.64)$$

ile verilir. Burada $d\phi_e/dV$ etkin engel yüksekliğinin besleme gerilimine bağlı olarak değişimidir. Yine (3.63) ve (3.64) ifadelerinden görüleceği üzere $\beta = d\phi/dV$ ’ dir. Bu ifade dikkate alınarak (3.60) ifadesi

3. MATERYAL ve METOT

$$I = I_0 \exp\left(\frac{-\beta qV}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3.65)$$

şeklinde yeniden yazılabilir. Burada doyma akımı I_0

$$I_0 = AA^*T^2 \exp\left(\frac{-q\phi_B}{kT}\right) \quad (3.66)$$

şeklinde verilir. Şayet $(d\phi/dV)$ sabit ise idealite faktörü de sabittir. İdealite faktörünün birden büyük değerler alması, uygulama geriliminin sadece deplasyon tabakası üzerinde düşmediğini, ancak arayüzey tabakası, deplasyon tabakası ve gövde direnci arasında bölüştüğünü göstermektedir.

Şimdi (3.63) ifadesi ve $(d\phi_B/dV = d\phi/dV) = (dV_i/dV)$ eşitliği dikkate alınrsa (3.58) denkleminin uygulama gerilimine göre türevi alınarak,

$$\left(1 - \frac{1}{n}\right) = \frac{dV_i}{dV} = \frac{\delta}{\varepsilon_i} \left(\varepsilon_s \frac{dE_{\max}}{dV} + \frac{dQ_{ss}}{dV} \right) \quad (3.67)$$

ifadesi elde edilir. (3.60) ifadesi kullanılarak

$$\frac{dE_{\max}}{dV} = \frac{dE_{\max}}{dV_s} \left(1 - \frac{dV_i}{dV}\right) = \frac{1}{nw} = \frac{1}{w} \frac{dV_s}{dV} \quad (3.68)$$

elde edilir.

$$\frac{dQ_{ss}}{dV} = \frac{dQ_{sa}}{dV_i} \frac{dV_i}{dV} = -qN_{sa} \left(1 - \frac{1}{n}\right) \quad (3.69)$$

ile verilmektedir. Yine burada $w = (2\varepsilon_i V_d / qN_D)^{1/2}$ yarıiletkendeki deplasyon tabakası kalınlığıdır. Q_{sa} ve N_{sa} sırasıyla metalle denge durumunda olan arayüzey yük yoğunluğu ve arayüzey hal yoğunluğu, N_D yarıiletkendeki donör konsantrasyonu ve V_d ise difüzyon potansiyelidir. (3.69) ifadesi, metalle dengede olan işgal edilmiş arayüzey hallerindeki değişimi verir ve metalin fermi seviyesine göre hallerin enerjisindeki değişim olan dV_i ile belirlenir. Bu yüzden $(dQ_{sa}/dV_i) = -qN_{sa}$ eşitliği yazılabilir. (3.68) ve (3.69) ifadeleri denklem (3.67)'de yerine yazılacak olursa,

$$\left(1 - \frac{1}{n}\right) = \frac{\delta}{\varepsilon_i} \left[\frac{\varepsilon_s}{nw} - qN_{sa} \left(1 - \frac{1}{n}\right) \right] \quad (3.70)$$

şeklini alır ve buradan da

$$n = 1 + \frac{\delta \varepsilon_s}{w(\varepsilon_s + \delta q N_{sa})} \quad (3.71)$$

elde edilir. Bu sonuç arayüzey hallerinin metalle dengede olduğu durum için elde edilmiştir.

Arayüzey hallerinin yarıiletkenle denge durumunda olması halinde, arayüzey hal yük yoğunluğu Q_{sb} ve arayüzey hal yoğunluğu N_{sb} alınarak, (3.69) ifadesi

$$\frac{dQ_{ss}}{dV} = \frac{dQ_{sb}}{dV_s} \frac{dV_s}{dV} = \frac{qN_{sb}}{n} \quad (3.72)$$

şeklinde yazılabilir. (3.72) ifadesi, yarıiletkenle dengede olan işgal edilmiş arayüzey hallerindeki değişimi verir ve yarıiletkenin fermi seviyesine göre, hallerin enerjisindeki değişim olan dV_s ile belirlenir. Bu yüzden $(dQ_{sb}/dV_s) = qN_{sb}$ eşitliği yazılabilir. (3.68) ve (3.72) ifadeleri (3.67) eşitliğinde yerine yazılacak olursa,

$$\left(1 - \frac{1}{n}\right) = \frac{\delta}{\varepsilon_i} \left[\frac{\varepsilon_s}{nw} + \frac{qN_{sb}}{n} \right] \quad (3.73)$$

olur ve buradan da idealite faktörü “n”

$$n = 1 + \frac{\delta}{\varepsilon_i} \left[\frac{\varepsilon_s}{w} + qN_{sb} \right] \quad (3.74)$$

olarak elde edilir (Ocak 2006).

3.3.6. Seri Direnç Etkisi

MIS yapılarında uygulanan düz beslem geriliminin bir kısmı metal ile yarıiletken arasında oluşan arayüzey tabakasında düşer. Bu durumda, ϕ_b engel yüksekliği düz beslem geriliminin bir fonksiyonu olur. Engel yüksekliğinin bu beslem bağımlılığı, n idealite faktörü ile tanımlanır (Rhoderick ve Willams 1988).

Schottky diyotların seri direnç etkisinin hesaplanmasına yönelik farklı araştırmacılar tarafından bazı metotlar geliştirilmiştir. Bu kısımda elde edilen yapıların seri direnç etkisini açıklamak için kullanılan Norde ve Cheung metotları verilecektir.

3.3.6.1. Norde Metodu ile Seri Direnç Etkisini Açıklama

Bu metot ideal ve İdeal olmayan Schottky diyotlar için iki başlık altında ele alınacaktır.

a) İdeal Schottky Diyot Karakteristiği

Daha önce termiyonik emisyon teorisinden elde edilen akım yoğunluğu denklemi (3.45) diyotun etki alanı A ile çarpıldığında, ($eV_F \gg 3kT$) olmak üzere toplam I_n akımı aşağıdaki gibi bulunur

$$I_n = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_B}{kT}\right) \exp\left(\frac{eV_F}{kT}\right) \quad (3.75)$$

ideal bir Schottky diyot için termiyonik emisyon etkili akım ifadesi

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eV_d}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3.76)$$

ile verilir. Burada V_d difüzyon potansiyeli, $\beta = e / kT$ ve I_0 doyma akımı olup

$$I_0 = AA^*T^2 \exp(-\beta\phi_B) \quad (3.77)$$

ifadesine sahiptir. (eV_d / kT) $\gg 1$ için

$$I \cong I_0 \exp\left(\frac{eV_d}{kT}\right) \quad (3.78)$$

elde edilir. Burada $\ln I$ 'nin V 'ye karşı grafiği ($e\phi_B$) engel yüksekliğinin tayini için farklı bir imkan sağlar. Bu durum yarıiletken diyotta bir seri dirence neden olur. Akım voltaj karakteristiği, $kT / e \ll V \ll IR$ aralığındaki gerilimler için doğru şekilde iken, R çok büyük ise doğru kısım oldukça dar olur. Bu seri direnç etkisini ortadan kaldırmak için $F(V)$ fonksiyonu kullanılır. $F(V)$ fonksiyonu,

$$F(V) = \frac{V}{2} - \frac{1}{\beta} \left(\frac{I}{AA^*T^2} \right) \quad (3.79)$$

ile verilmektedir. Seri dirençli bir diyot için akım $V_d = V - IR$ alınırsa

$$I = I_0 \left[\exp(\beta(V - IR)) - 1 \right] \quad (3.80)$$

bağıntısı elde edilir. $V_d \gg (kT/e)$ olduğu kabul edilip denklem (3.80), denklem (3.79)'da yerine yazılırsa,

$$F(V) = \phi_B + IR - \frac{V}{2} \quad (3.81)$$

elde edilir. İdeal halde $R = 0$ olur. Bu durumda $F(V)$ yeniden yazılırsa

$$F(V) = \phi_B - \frac{V}{2} \quad (3.82)$$

ifadesi bulunur. Bu fonksiyonun grafiği eğimi $(-1/2)$ olan bir doğrudur. Halbuki denklem (3.79)'da Ohm yasası gereği $I = (V/R)$ yerine yazılırsa

$$F(V) = F_R(V) = \frac{V}{2} - \frac{1}{\beta} \ln\left(\frac{V}{RAA^*T^2}\right) \quad (3.83)$$

elde edilir. Çok büyük voltajlar için bu ifade eğimi $1/2$ olan bir doğruya ulaşacaktır. Burada $F(V)$ 'nin küçük akımlar için ideal hale, büyük akımlar için $F_R(V)$ eğrisine yaklaşacağı sonucuna varılır. $F(V)$ fonksiyonu bu iki nokta arasında bir minimum değere sahiptir. (3.81) eşitliğinin V 'ye göre türevi alındığında

$$\frac{dF(V)}{dV} = R\left(\frac{dI}{dV}\right) - \frac{1}{2} \quad (3.84)$$

bağıntısı elde edilir.

$$\frac{dI}{dV} = \frac{dI}{dV_d} \left[1 + R\left(\frac{dI}{dV_d}\right) \right]^{-1} \quad (3.85)$$

ve

$$\frac{dI}{dV_d} = \frac{d}{dV_d} [I_{\min} \exp(\beta V_d)] = \beta I \quad (3.86)$$

olduğundan, fonksiyonun türevi,

$$\frac{dF(V)}{dV} = \frac{\beta RI}{1 + \beta RI} - \frac{1}{2} \quad (3.87)$$

3. MATERYAL ve METOT

olarak elde edilir. $dF(V)/dV = 0$ değeri $F(V)$ 'nin minimum noktasındaki I_{min} akımını verecektir. Buna göre eşitlik (3.87)'den I_{min} akımı,

$$I_{min} = \frac{1}{\beta R} = \frac{kT}{qR} \quad (3.88)$$

olarak bulunur. I_{min} akımına karşılık gelen voltaj da

$$V_{min} = I_{min}R + V_d(I_{min}) \quad (3.89)$$

$$V_{min} = \frac{1}{\beta} + In\left(\frac{I_{min}}{AA^*T^2}\right) \quad (3.90)$$

şeklinde elde edilir. Buna göre $F(V)$ 'nin minimum değeri,

$$F(V_{min}) = \frac{V_{min}}{2} - \frac{1}{\beta} In\left(\frac{I_{min}}{AA^*T^2}\right) \quad (3.91)$$

olur. I_{min} ve V_{min} 'nin ölçülen değerleri kullanılarak

$$R = \frac{kT}{qI_{min}} \quad (3.92)$$

$$\phi_B = F(V_{min}) + \frac{V_{min}}{2} - \frac{kT}{q} \quad (3.93)$$

ifadeleri elde edilir.

b) İdeal Olmayan Schottky Diyot Karakteristiği

İdeal Schottky diyot yapısının akım-voltaj karakteristiği (3.76) ifadesi ile verildiği gibidir. Doğru beslem $I-V$ karakteristiğinden sapmalar idealite çarpanı “ n ” ile gösterilir ve doğru beslem altında $I-V$ karakteristiğindeki üstel ifade de $\exp(eV / nkT)$ olur. Doyma akımı denklem (3.77)'de verilmiştir. Simdi n , ϕ_B ve R 'yi belirleyebilmek için yeni bir yöntem ortaya konulacaktır. Doğru gerilim uygulanan Schottky diyotta akım idealite faktörü dikkate alınarak;

$$I_n = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_B}{kT}\right) \exp\left(\frac{eV_F}{nkT}\right) \quad (3.94)$$

şeklinde yazılır. Burada n idealite faktörü, $1 < n < 2$ değerlerini alan sıcaklık ve uygulama gerilimden bağımsız bir sabittir. Denklem (3.79)'da (3.78) bağıntısını yerine yazarsak $F(V)$ için;

$$F(V) = \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{n} \right) V + \phi_B + \frac{IR}{n} \quad (3.95)$$

ifadesi elde edilir. $R = 0$ ideal hali için $F(V)$ fonksiyonu $(n-2)/2n < 0$ eğimli bir doğru olacaktır. $n = 1$ iken eğim $(-1/2)$ 'ye eşittir. O halde $n = 1$ durumu ideal Schottky diyot durumudur. (3.95) eşitliğinin V 'ye göre diferansiyeli alındığında,

$$\frac{dF(V)}{dV} = \frac{1}{2} - \frac{1}{n} + \left(\frac{R}{n} \right) \left(\frac{dI}{dV} \right) \quad (3.96)$$

elde edilir. (3.96) eşitliğinin V_d 'ye göre diferansiyeli ise

$$\frac{dI}{dV_d} = \frac{\beta I}{n} \quad (3.97)$$

eşitliğini verir. Diyot boyunca voltaj V_d ise

$$V_d = V - IR \quad (3.98)$$

olur. Bu eşitliğin I 'ya göre diferansiyeli alınırsa,

$$\frac{dV_d}{dI} = \frac{dV}{dI} - R \quad (3.99)$$

elde edilir. Gerekli düzenlemeler yapıldıktan sonra,

$$\frac{dI}{dV} = \frac{dI / dV_d}{1 + R dI / dV_d} \quad (3.100)$$

bağıntısı bulunur. (3.100) eşitliğini (3.96) eşitliğinde yerine yazarsak

$$\frac{dF(V)}{dV} = \frac{n-2 + \beta RI}{2(n + \beta RI)} \quad (3.101)$$

elde edilir. $dF(V) / dV = 0$ durumu $F(V)$ 'nin minimum noktasındaki akımı verecektir.

Buna göre, $\frac{dF(V)}{dV} = \frac{n-2 + \beta RI}{2(n + \beta RI)} = 0$ ifadesinden

3. MATERYAL ve METOT

$$R = \frac{2-n}{\beta I_{\min}} \quad (3.102)$$

elde edilir. Buna karşı gelen gerilim denklemi (3.97)'den,

$$V_{\min} = V_d(I_{\min}) + RI_{\min} \quad (3.103)$$

şeklinde yazılır. (3.95) eşitliğinde V yerine V_{\min} , I yerine I_{\min} ve R değerini yerine yazmak suretiyle,

$$F(V_{\min}) = \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{n}\right)V_{\min} + \phi_B - \frac{2-n}{\beta n} \quad (3.104)$$

ifadesi bulunur. $n=1$ için $R = \frac{kT}{eI_{\min}}$ değeri yerine yazılırsa,

$$F(V_{\min}) = \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{n}\right)V_{\min} + \phi_B + \frac{I_{\min}R}{n} \quad (3.105)$$

elde edilir. Bu denklemde $n=1$ yazılıp ϕ_B çekilirse

$$\phi_B = F(V_{\min}) + \frac{V_{\min}}{2} - \frac{kT}{q} \quad (3.106)$$

elde edilir (Norde 1979).

3.3.6.2. Cheung Metodu İle Seri Direnç Etkisinin Bulunması

İdeal bir Schottky diyot için Termiyonik Emisyon teorisinde I - V grafiğinden sapmalar n idealite faktörü denen boyutsuz bir sabit ile tanımlansın. R_s seri direnç etkisi olmak üzere ve $V_d = V - IR_s$ alınırsa toplam I_n

$$I_n = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_B}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{e(V - IR_s)}{nkT}\right) \right] \quad (3.107)$$

şekline dönüşür. Denklem logaritması alınır ve V çekilirse

$$V = \left(\frac{nkT}{e}\right) \ln\left(\frac{I}{AA^*T^2}\right) + n\phi_B + IR_s \quad (3.108)$$

olarak yazılabilir. Bu denklemin $\ln(I)$ 'ya göre türevi alınırsa,

$$\frac{dV}{d(\ln I)} = \frac{nkT}{e} + IR_s \quad (3.109)$$

elde edilir. (3.109) eşitliğinde $dV/d(\ln I)$ 'nın I 'ya göre grafiği bir doğru verir. Bu doğrunun eğimi ise seri direnç R_s 'yi verir. Yine bu doğrunun $I = 0$ değeri için doğrunun düşey eksenini kestiği değer kT/e 'ye bölündüğünde idealite faktörü n bulunur.

Ayrıca potansiyel engeli değerini bulmak için (3.108) denklemindeki son iki terime $H(I)$ dersek

$$H(I) = n\phi_B + IR_s \quad (3.110)$$

elde edilir. Bununla beraber (3.108) denklemini şu şekilde düzenleyebiliriz.

$$H(I) = V - \left(\frac{nkT}{e} \right) \ln \left(\frac{I}{AA^*T^2} \right) \quad (3.111)$$

Açıkça görülebilir ki; (3.110) denklemine göre çizilecek olan $H(I)-I$ grafiğinden elde edilecek doğrunun eğimi, nötral bölge direnci R_s ve $I = 0$ değeri için, yani doğrunun düşey eksenini kestiği noktadan $e\phi_B$ engel yüksekliği bulunabilir. (3.109) ve (3.110) denklemleri Cheung fonksiyonları olarak adlandırılır (Cheung ve Cheung 1986).

3.4. Işın Madde Etkileşmesi

Yarıiletkenlerin band yapısını doğrudan belirlemenin en basit yöntemi yarıiletkenlerin absorpsiyon spektrumunu ölçmektir (Pankove 1971, Patterson 2010). Absorpsiyon, yarıiletkenlere gelen elektromanyetik dalga ile maddedeki elektrik yüklerinin etkileşmesi sonucu ortaya çıkan enerji kaybı olayıdır. Absorpsiyon sürecinde, bilinen enerjiye sahip bir foton bir elektronu düşük bir enerji seviyesinden daha yüksek bir enerji seviyesine uyarır. Böylece, absorpsiyon spektrumunda enerji seviyeleri arasında tüm mümkün olan geçişler, yarıiletkenin yasak enerji aralığı ve bant tipi hakkında bilgi verebilir. Yarıiletkenin örgüsündeki kristal kusurlarını dikkate almazsak, ışığın absorblanmasının en belirgin nedenleri şunlardır:

- 1) Kristalde titreşimlerin olması,
- 2) İzinli bantlardaki elektron ve hollerin uyarılması

3. MATERYAL ve METOT

- 3) Eksiton oluşturulması,
- 4) Yasak enerji aralığı içindeki yerleşik seviyelerin uyarılması,
- 5) Valans bandından iletim bandına yasak enerji aralığını geçecek şekilde elektronların uyarılması

Yarıiletken bir materyalde yarıiletkenin bant yapısına bağlı olarak absorbsiyon olayı farklı şekillerde gerçekleşebilmektedir. Yarıiletkenlerde absorbsiyon olayı şu şekillerde meydana gelmektedir (Pankove 1971).

- a) Temel absorbsiyon olayı,
- b) Eksitonların absorbsiyonu,
- c) Serbest taşıyıcıların absorbsiyonu,
- d) Katkı atomlarının (impurity) absorbsiyonu,
- e) Sıcak elektron (hot elektron) yardımıyla absorbsiyon,
- f) Elektronik tuzaklara (isoelectronic trap) bağlı absorbsiyon,
- g) Akseptör-donor arası geçişler,
- h) Bant içi (intraband) geçişler,
- i) Örgü absorbsiyonudur.

Bu absorbsiyon olaylarından bir veya bir kaçı bir yarıiletken materyalde aynı anda birlikte gerçekleşebilir.

3.4.1. Temel Absorbsiyon

Temel absorbsiyon, bir yarıiletkende valans bandındaki bir elektronun materyale gelen ışından bir foton absorblayarak iletim bandına geçmesi veya eksiton oluşturması olarak adlandırılabilir.

Temel absorbsiyonda yarıiletken üzerine düşen foton enerjisinin en az yasak enerji aralığına eşit veya yasak enerji aralığından büyük olması gerekir. Bu yüzden temel absorbsiyon olayı maddenin yasak enerji aralığını tayin etmede kullanılır.

Maddenin yasak enerji aralığı E_g ile gelen ışının frekansı ν arasındaki ilişki

$$\nu \geq E_g / h \quad (3.112)$$

şeklinde yazılabilir. Gelen fotonun dalga boyu λ_g

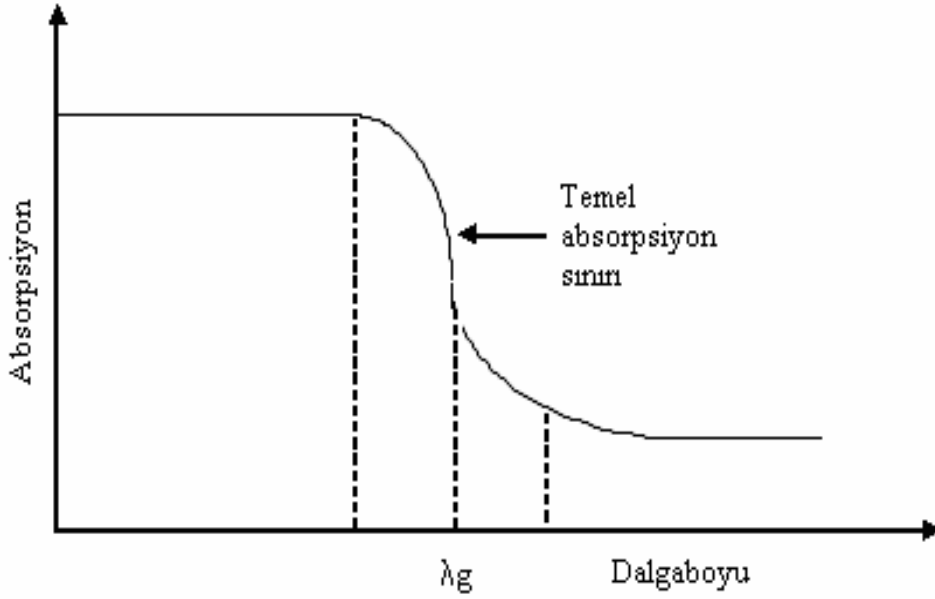
$$\lambda_g \leq hc / E_g \quad (3.113)$$

şeklinde dir. Burada, h Planck sabitini c ise ışık hızını göstermektedir. Şekil 3.17.'den görüldüğü gibi bir yarıiletkenin temel absorpsiyon spektrumunda λ_g dalga boyuna yakın dalga boylarından itibaren absorpsiyonda sürekli bir artış gözlenir ve λ_g 'den sonra bir denge değerine ulaşır. Yarıiletken materyal λ_g dalga boyundan küçük dalga boylarında kuvvetli bir absorblayıcı, λ_g dalga boyundan büyük dalga boylarında ise hemen hemen geçirgen özellik gösterir. Bu iki bölgeyi ayıran sınır, temel absorpsiyon sınırı olarak adlandırılır.

Bir fotonun momentumu $h\lambda$, kristalin momentumu h/a (a , örgü sabiti) ile kıyaslandığında çok küçük olduğundan foton soğurma esnasında elektronun momentumu korunmalıdır. Verilen bir $(h\nu)$ foton enerjisi için soğurma katsayısı $\alpha(h\nu)$, elektronun ilk durumdan son duruma geçiş olasılığı P_{if} ilk durumdaki elektron yoğunluğu n_i ve son durumdaki elektron yoğunluğu n_f ile orantılıdır ve bu durum $h\nu$ enerjisine eşit, farklı enerjilerle ayrılabilen mümkün olan tüm geçişlerin toplamı kadar olmak zorundadır.

$$\alpha(h\nu) = A \sum P_{if} n_i n_f \quad (3.114)$$

Bütün düşük seviyelerin dolu ve üst seviyelerin boş olduğu durumda katkısız yarıiletkenler 0°K dedir (Pankove 1971).

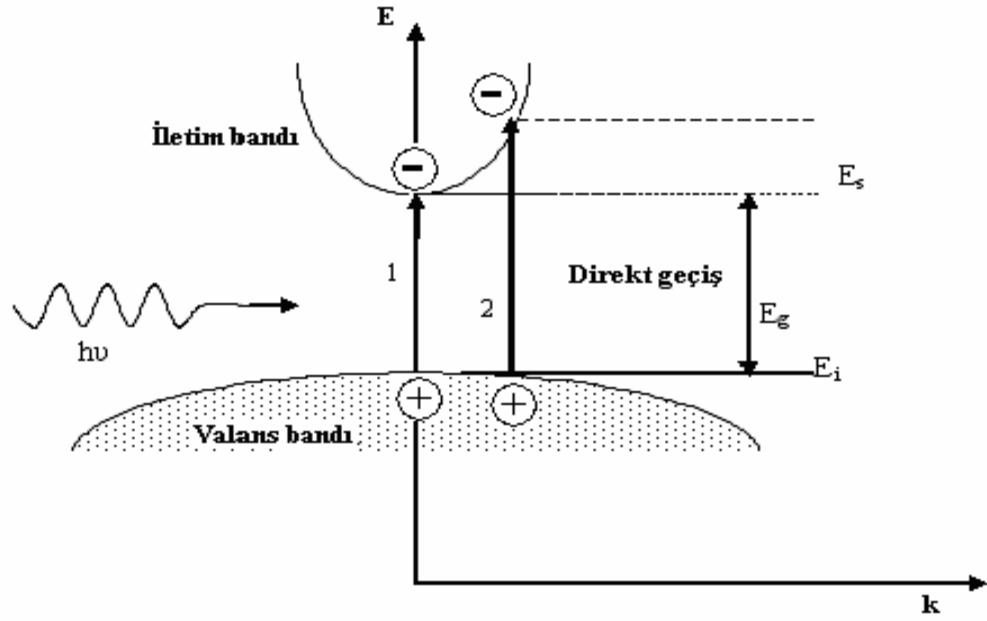


Şekil 3.17. Yarıiletkende temel absorpsiyon spektrumu

Bir yarıiletkenin temel absorpsiyon sınırında direkt ve indirekt bant geçişi olmak üzere iki tür geçiş olayı vardır. Ayrıca bant uzantıları arasında da geçişler olabilir.

3.4.1.1. Direkt Bant Geçiş

Bir yarıiletken materyalde iletim bandının minimumu ile valans bandının maksimumu enerji-momentum uzayında aynı \vec{k} değerine sahip olabilir. ($\Delta \vec{k} = 0$) Bu tür bantlara direkt bant denir. Böyle bir materyalde valans bandından bir elektronun iletim bandına geçmesi direkt geçiş olarak adlandırılır. Direkt bant geçişi gelen fotonun enerjisi, yarıiletkenin yasak enerji aralığına eşit ise Şekil 3.18.'de 1 geçişi gerçekleşir. Gelen fotonun enerjisinin yarıiletkenin enerji aralığından büyük ise Şekil 3.18.'de 2 geçişi gerçekleşir.



Şekil 3.18. Yarıiletkenlerde izinli ve yasaklı doğrudan geçişler

E_{ilk} ve E_{son} durum enerji seviyeleri

$$E_{son} = h\nu - E_{ilk} \quad (3.115)$$

olarak ifade edilir. Parabolik bantlarda, elektronlar için son durum enerji seviyesi ile yasak enerji aralığı arasındaki fark,

$$E_{son} - E_g = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} \quad (3.116)$$

holler için

$$E_{ilk} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_h^*} \quad (3.117)$$

ile verilir. Burada m_e^* elektronun etkin kütleini m_h^* ise holün etkin kütleini göstermektedir. E_{son} ve E_{ilk} değerleri yerine yazıldığında,

$$h\nu - E_g = \frac{\hbar^2 k^2}{2} \left(\frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*} \right) \quad (3.118)$$

3. MATERYAL ve METOT

bağıntısı elde edilir. Direkt geçişlerde eksiton oluşumu veya elektron-hol etkileşimi dikkate alınmazsa absorpsiyon katsayısı α gelen fotonun enerjisine

$$\alpha(h\nu) = A^{**} (h\nu - E_g)^n \quad (3.119)$$

eşitliğiyle bağlıdır. Burada A^{**} izinli doğrudan geçişler için

$$A^{**} \approx \frac{q^2 \left(\frac{2m_h^* m_e^*}{m_h^* + m_e^*} \right)^{3/2}}{n_0 c h^2 m_e^*} \quad (3.120)$$

ifadesiyle verilen bir sabittir. Direkt bant geçişinde absorpsiyon katsayısı ile fotonun enerjisi arasındaki bağıntı,

$$n_0 \alpha h\nu \approx (h\nu - E_g)^{1/2} \quad (3.121)$$

ile verilir. Yasaklı doğrudan geçişler için,

$$\alpha(h\nu) = A^{\bullet} (h\nu - E_g)^{3/2} \quad (3.122)$$

ile verilir ve denklemdeki A^{\bullet} sabiti,

$$A^{\bullet} = \frac{4}{3} \frac{q^2 \left(\frac{m_h^* m_e^*}{m_h^* + m_e^*} \right)}{n_0 c h^2 m_e^* m_h^* h\nu} \quad (3.123)$$

bağıntısı ile verilir (Pankove 1971).

3.4.1.2. İndirekt Band Geçişi

Yarıiletkende iletim bandının minimumu ile valans bandının maksimumu enerji-momentum uzayında aynı \vec{k} değerine karşılık gelmiyorlarsa ($\Delta \vec{k} \neq 0$) bu tür bantlara indirekt bant denilmektedir (Şekil 3.19). İndirekt bantlar arasında gerçekleşen geçişlere de indirekt bant geçişi denir. İndirekt bant geçişlerinde enerji korunur, fakat momentum korunumu için bir fonon emisyonu veya absorpsiyonu gereklidir.

Bu iki geçiş fonon emisyonu için,

$$h\omega_{em} = E_{son} - E_{ilk} + E_f \quad (3.124)$$

fonon absorpsiyonu için,

$$h\omega_{em} = E_{son} - E_{ilk} - E_f \quad (3.125)$$

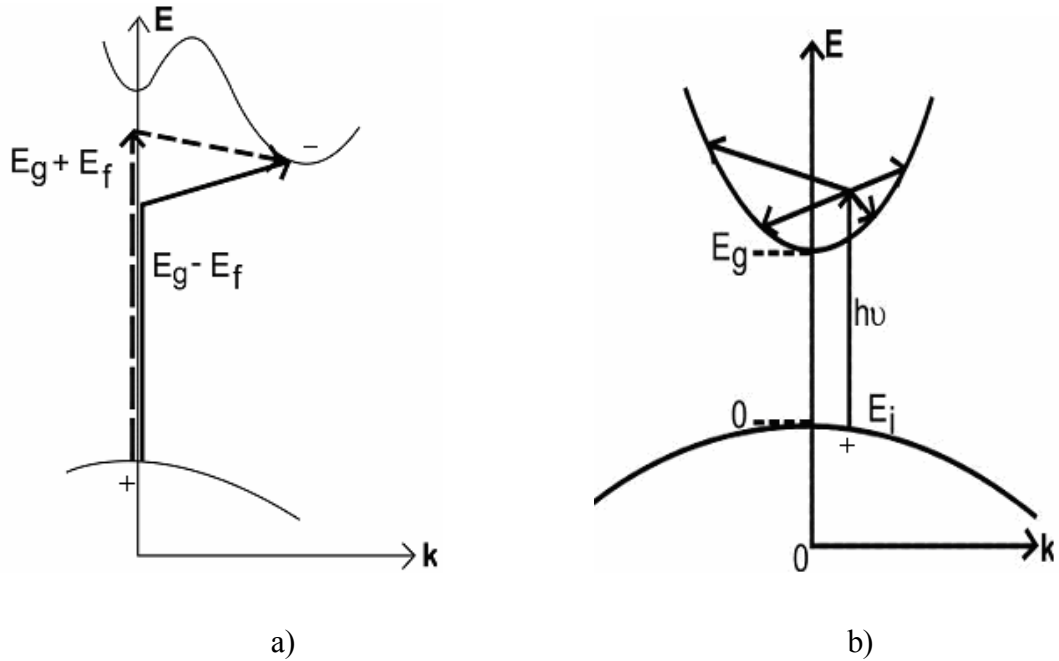
ile verilir. Burada E_f fononun enerjisidir. Fonon absorpsiyonlu geçiş için absorpsiyon katsayısı $h\nu > (E_g - E_f)$ için

$$\alpha_{abs}(h\nu) = \frac{A(h\nu - E_g - E_f)^n}{e^{\left(\frac{E_f}{kT}\right)} - 1} \quad (3.126)$$

ile verilir. Fonon emisyonlu geçişler için absorpsiyon katsayısı ($h\nu > E_g + E_f$) için

$$n_0(h\nu) = \frac{(h\nu - E_g + E_f)^n}{1 - e^{\left(\frac{-E_f}{kT}\right)}} \quad (3.127)$$

ile verilir.



Şekil 3.19. a) Bir yarıiletkenin indirekt vadiler arası indirekt bant geçiş b) Direkt bantlarda E_i ilk enerji seviyesinden iletim bandına mümkün indirekt bant geçişlerinden dördü

3. MATERYAL ve METOT

Burada, indirekt bantlar arası indirekt geçişler (Şekil 3.19.a) için $n=2$, direkt bantlar arası indirekt geçişler (Şekil 3.19.b) için $n=3$ alınır. Hem fonon emisyonu hem de fonon absorpsiyonu olması durumunda absorpsiyon katsayısı (α) ile frekans (ν) arasındaki bağıntı,

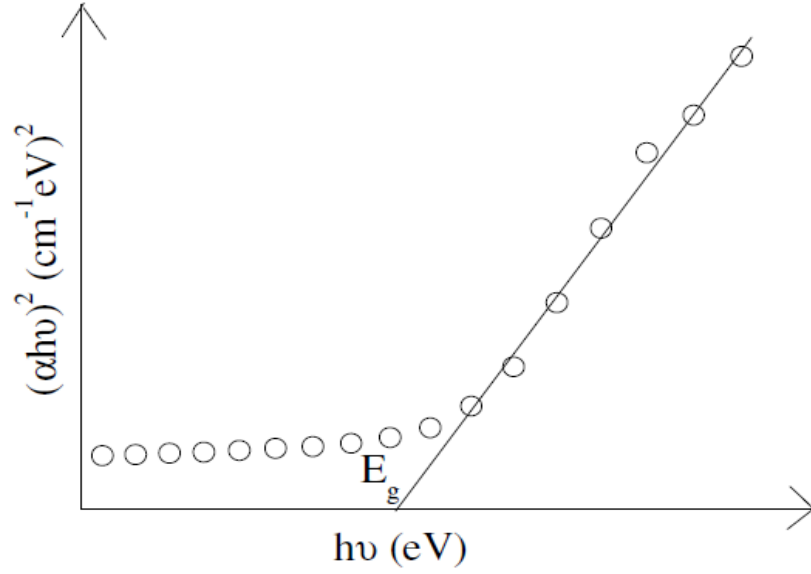
$$n_0 \alpha h\nu = \frac{(h\nu - E_g - E_f)^n}{e^{\left(\frac{-E_f}{kT}\right)} - 1} + \frac{(h\nu - E_g + E_f)^n}{1 - e^{\left(\frac{-E_f}{kT}\right)}} \quad (3.128)$$

ile verilir. Burada n , izinli indirekt geçişler için 2, yasaklı indirekt geçişler için 3 değerlerini alan bir sabittir (Pankove 1971).

3.4.2. Yarıiletkenlerin Yasak Enerji Aralığının Belirlenmesi

Yarıiletken filmlerin yasak enerji aralığının belirlenmesinde optik absorpsiyon yöntemi kullanılır. Optik absorpsiyon yöntemi, yarıiletkenlerin yasak enerji aralıklarının belirlenmesinin yanı sıra bant yapılarının belirlenmesinde de yaygın olarak kullanılır.

Absorpsiyon yöntemiyle materyalin yasak enerji aralığını bulmak için $(\alpha h\nu)^n \sim h\nu$ değişimi grafiği çizilir (Şekil 3.20.). Değişimin lineer olduğu kısma karşı gelen doğrunun $h\nu$ eksenini $(\alpha h\nu)^n = 0$ 'da kestiği noktanın enerji değeri o materyalin yasak enerji aralığını verir. Burada n doğrudan bant geçişli maddelerde $n=2$ dolaylı bant geçişli maddelerde $n=1/2$ alınır.



Şekil 3.20. Bir yarıiletkende absorpsiyon katsayısının fotonun enerjisine göre değişiminden yasak enerji aralığının belirlenmesi (doğrudan bant geçişli madde)

3.5. Numunelerin temizliği ve Yapının Elde Edilmesi

Bu çalışmada 100 doğrultusunda büyütülmüş öz direnci $\rho=1-10 \Omega \text{ cm}$ olan n-Si kullanılmıştır. Yapılacak diyotlarda kontak kalitesinin iyi düzeyde olması için genellikle mekanik ve kimyasal temizleme yapılır. Ancak, bu çalışmada kullanılan n-tipi silisyum kristalleri mekanik olarak önceden parlatılmış olduğundan mekanik temizleme yapılmadı. Kristal üzerindeki organik ve anorganik kirlilikleri temizlemek ve yüzeyde olması muhtemel pürüzleri gidermek için basamakları aşağıda verilen kimyasal temizleme basamakları izlendi:

- Aseton'da ultrasonik olarak 10 dakika yıkama,
- Metanol'de ultrasonik olarak 10 dakika yıkama,
- Deiyonize su ile yıkama,
- RCA1 ($\text{H}_2\text{O} : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{NH}_3$; 6:1:1) içinde $50-60^\circ\text{C}$ 'de 10 dakika yıkama,
- Seyreltilmiş HF ($\text{H}_2\text{O} : \text{HF}$; 10:1) çözeltisinde 30 sn yıkama,
- RCA2 ($\text{H}_2\text{O} : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{NH}_3$; 6:1:1) içinde $50-60^\circ\text{C}$ 'de 10 dakika yıkama,

3. MATERYAL ve METOT

- g) Deiyonize su ile yıkama,
- h) Seyreltilmiş HF (H₂O: HF; 10:1) çözeltisinde 30 sn yıkama,
- i) Akan de-iyonize su içerisinde 15–20 dakika bekletme,
- j) Azot gazı (N₂) ile kurutma.

Ayrıca buharlaştırmada kullanılan altın buharlaştırma öncesi metanol’de 5 dk ultrasonik olarak yıkandı.

Temizleme işleminden sonra Si numuneler omik kontak oluşturmak üzere NVTS-400 metal buharlaştırma cihazına konuldu (Şekil 3.21.).



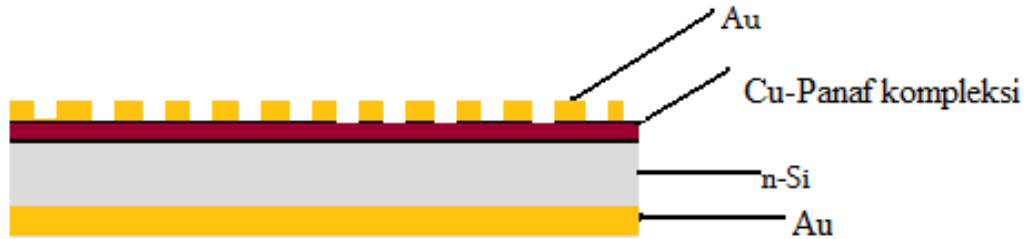
Şekil 3.21. Nanovak (NVTS-400) metal buharlaştırma cihazı

Omik Kontak için Kristalin mat tarafına önce noktalar şeklinde maskeler kullanılarak %99 saflıktaki altın 10⁻⁶ Torr basınçta Sputter tekniğiyle buharlaştırıldı. Buharlaştırma işleminden sonra numuneler daha önce 420 °C sıcaklığa ısıtılmış fırında 5 dakika süreyle tavlandı. Tavlama işleminde kullanılan fırın Şekil 3.22.’de verilmektedir.



Şekil 3.22. Tavlama işleminin yapıldığı fırın

Hazırlanan omik kontak üzerine spin kaplama yöntemiyle Cu-Panaf kompleksi filmi oluşturuldu. Filmin kurumasının ardından doğrultucu kontağın hazırlanması için numuneler vakum cihazına yerleştirildi. %99 saflıktaki altın 10^{-6} Torr basınçta buharlaştırıldı. Böylece yarıçapı 1,5 mm diyot etki alanı $0,0176174 \text{ cm}^2$ olan Au/n-Si/ Cu-Panaf kompleksi /Au yapı elde edildi (Şekil.3.23.).



Şekil 3. 23. Au / n-Si / Cu-Panaf kompleksi /Au yapı

3.6. Cu-Panaf Kompleksinin İnce Film Haline Getirilmesi

Filmlerin istenen kalitede ve homojenlikte kaplanabilmesi için kaplama yapılacak altlıkların temizliği önemlidir. Bu çalışmada kaplama yapılan kuvars altlıkların temizliği aşağıdaki basamaklar şeklinde yapıldı.

3. MATERYAL ve METOT

- 1- Önce altlıkların kaba temizliği su ve deterjan kullanılarak yapıldı.
- 2- Kaba temizliği yapılan altlıklar saf su ile yıkandı ve azot gazı ile kurutuldu.
- 3- Kurutulan altlıklar saf asetonda 3 dakika ultrasonik banyoda yıkandı.
- 4- Ultrasonik banyodan çıkarılan altlıklar azot gazı ile kurutuldu
- 5- Altlıkların üzerinde bulunan organik kirleri temizlemek için, altlıklar önceden 200 °C'ye ısıtılan fırında 5 dakika tavlandı.

İstenen derişimde çözelti elde etmek için yapılan deneylerde Cu-Panaf kompleksi için en uygun çözücünün dimethyl formamide (DMF) olduğu tespit edildi. Kompleksin bu çözücüde çözünürlüğü çok düşük olduğundan çözeltinin istenen derişimde olması için çözelti, manyetik karıştırıcıda 80 °C'de 5 dakika süreyle karıştırıldı.

Kaplama işlemi “VCT 100 Vacuum Spin Coater” cihazı (Şekil 3.24.) kullanılarak döndürme yöntemi ile yapıldı.



Şekil 3.24. Film kaplama işleminin yapıldığı VCT 100 Vacuum Spin Coater cihazı

Filmlerin istenen kalınlıkta ve homojenlikte olması için; uygun derişimde çözelti hazırlanması, spin kaplama cihazı için uygun dönme hızının seçilmesi ve uygun bir çözücü kullanılması gerekir.

4. ARAŞTIRMA BULGULARI

Bu bölümde Au/n-Si/Cu-Panaf kompleksi /Au yapının $I-V$ ve $C-V$ ölçümlerinin alınması; bu ölçümlere bağlı olarak engel yüksekliği, idealite faktörü ve seri direnç değeri, taşıyıcı yoğunluğunun hesaplanması ve yapının fotodiyot özelliğinin araştırılması verilmektedir. Ayrıca kuvars üzerine oluşturulan ince filmin $UV - VIS$ ölçümlerinin alınması bu ölçümlere bağlı olarak maddenin bant türünün belirlenmesi ve yasak enerji aralığının hesaplanması verilmektedir.

4.1. Hazırlanan Yapının $I-V$ Ölçümleri

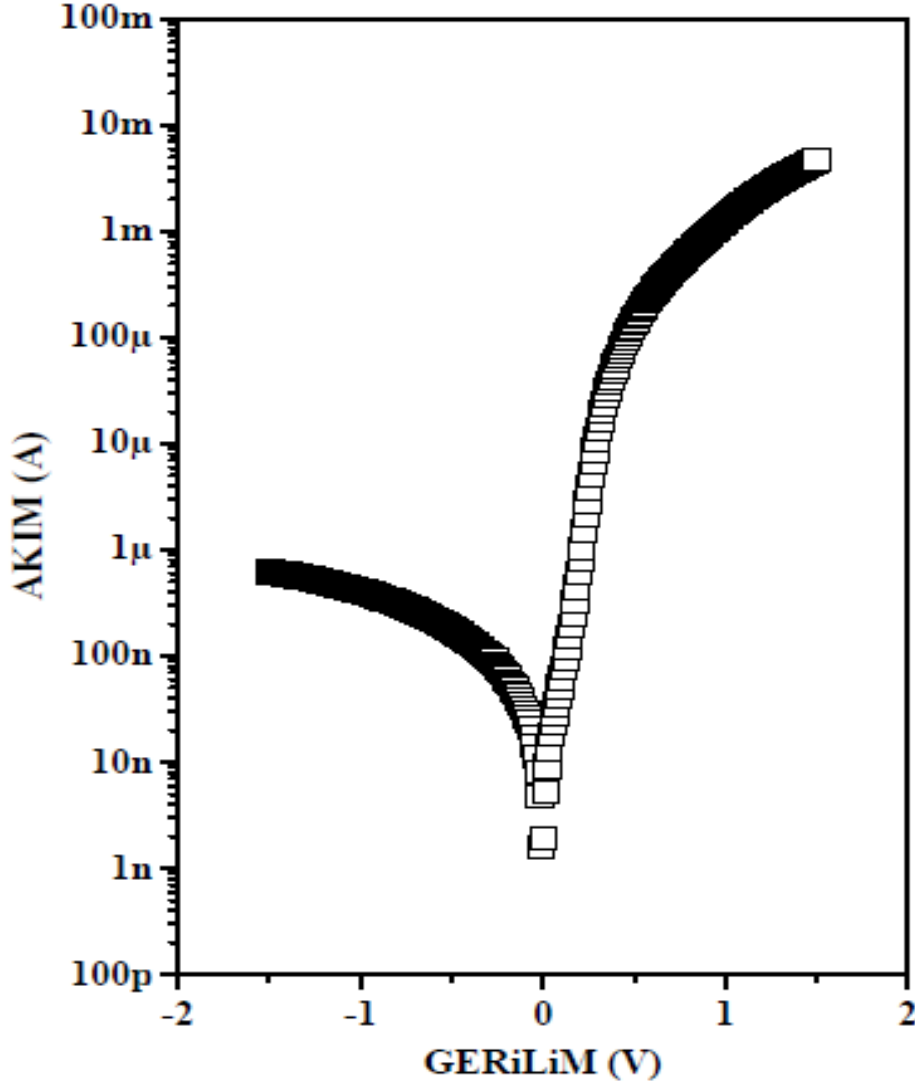
Au/n-Si/Cu-Panaf kompleksi/Au yapının $I-V$ ölçümleri oda sıcaklığında “KEITHLEY 2400 Electrometer” (Şekil 4.1.) kullanılarak karanlıkta ve ışık altında olmak üzere yapıldı.



Şekil 4.1. $I-V$ ölçümlerinin yapıldığı KEITHLEY 2400 Electrometer

4. ARASTIRMA BULGULARI

Hazırlanan yapının karanlıkta yapılan ölçümlerinden elde edilen $\ln I-V$ grafiği Şekil 4.2.'de verilmiştir.



Şekil 4.2. Au/n-Si/Cu-Panaf kompleksi /Au yapının karanlıkta ölçülen $\ln I-V$ grafiği

Termiyonik emisyon teorisine göre yarı logaritmik $I-V$ karakteristiği, seri direnç etkisi göz önüne alınarak

$$I = I_0 \exp\left(\frac{e(V - IR_s)}{nkT}\right) \quad (4.1)$$

şeklindedir. Burada I_0 doyma akımı olup aşağıdaki eşitlikle elde edilir.

$$I_0 = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_B}{kT}\right) \quad (4.2)$$

A diyot alanı, A^* Richardson sabiti ($112 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-1}$) (Size ve Kwok 1976), T Kelvin cinsinden sıcaklık ($300 \text{ }^\circ\text{K}$), ϕ_B engel yüksekliği, k Boltzmann sabiti, n idealite faktörü ve “ e ” elektronun yüküdür. n idealite faktörü

$$n = \frac{e}{kT} \frac{dV}{d(\ln I)} \quad (4.3)$$

bağıntısı ve düz belsem $\ln I-V$ grafiğinin lineer bölgede eğrinin eğiminden faydalanılarak $n=1,54$ olarak hesaplandı. Engel yüksekliği ise

$$e\phi_B = kT \ln\left(\frac{AA^*T^2}{I_0}\right) \quad (4.4)$$

bağıntısı kullanılarak $\phi_B = 0,81 \text{ eV}$ olarak hesaplandı.

Norde metoduna göre seri direnç etkisini hesaplamak için $F(V)$ Fonksiyonu kullanılır.

$$F(V) = \frac{V}{2} - \frac{1}{\beta} \left(\frac{I}{AA^*T^2} \right) \quad (4.5)$$

$I-V$ grafiği ve denklem (4.5) kullanılarak $F(V)-V$ değişim grafiği çizildi (Şekil 4.3.).

Norde metodundan engel yüksekliği

$$\phi_B = F(V_{\min}) + \frac{V_{\min}}{2} - \frac{kT}{q} \quad (4.6)$$

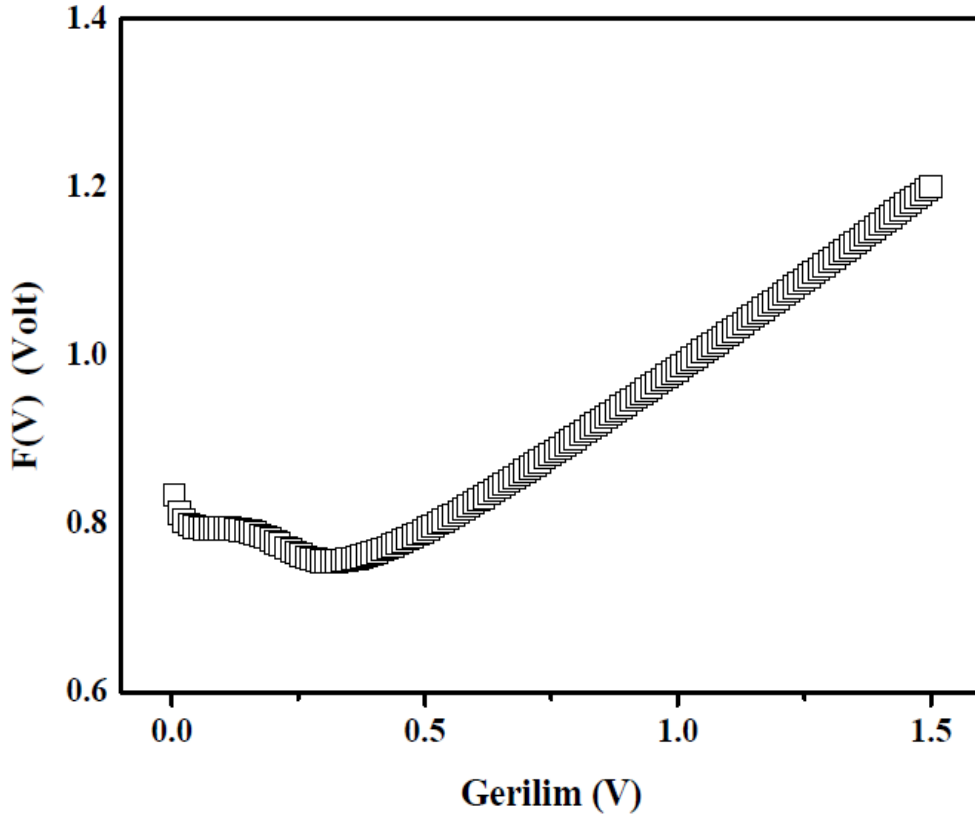
kullanılarak hesaplanır. Denklemdaki $F(V_{\min}) = 0,76$, $V_{\min} = 0,32 \text{ Volt}$ değerleri $F(V) - V$ grafiğinden elde edilip engel yüksekliği $\phi_B = 0,88 \text{ eV}$ olarak hesaplanır.

Norde metodundan seri direnç

$$R_s = \frac{kT(2-n)}{eI_{\min}} \quad (4.7)$$

bağıntısı kullanılarak $R_s = 1,3 \text{ K}\Omega$ olarak hesaplandı.

4. ARASTIRMA BULGULARI



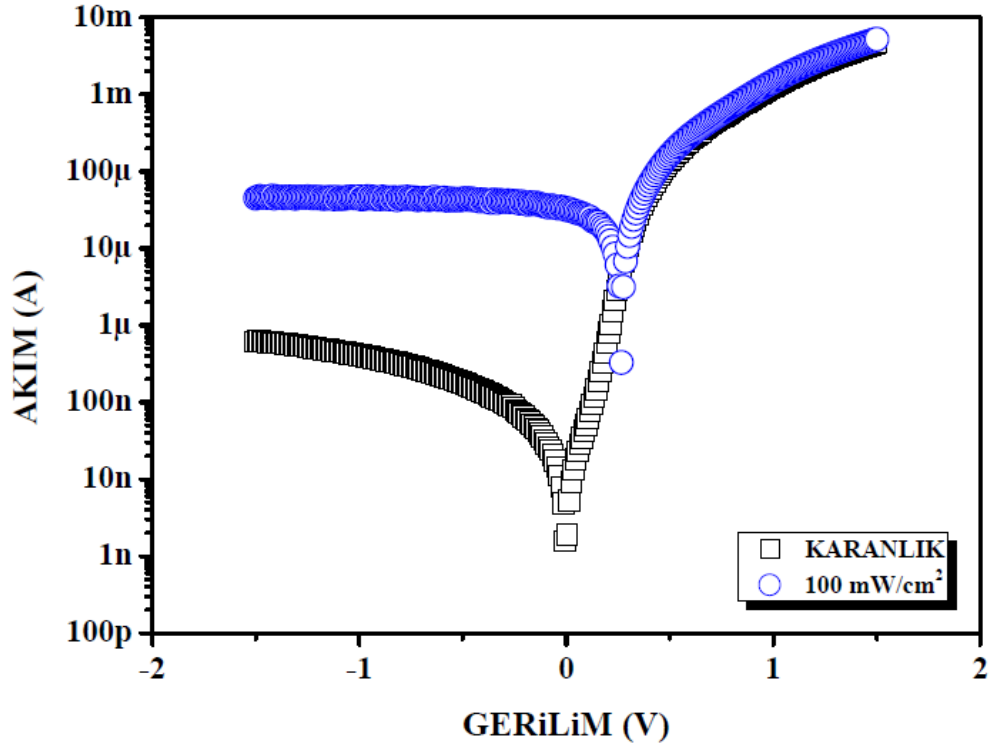
Şekil 4.3. Au/n-Si/ Cu-Panaf kompleksi/ Au yapının $F(V) - V$ grafiği

Au/n-Si/Cu-Panaf kompleksi/Au yapının fotodiyot özelliğini araştırmak için yapının karanlıkta ve ışık altında Akım- Gerilim karakteristiği (Şekil 4.4.) elde edildi. 100 mW/cm^2 ışık altında yapılan $I-V$ ile karanlıkta yapılan $I-V$ ölçümleri karşılaştırıldığında akımın ışık etkisi ile 10^2 kat arttığı görülmektedir. Bu durum ışığın absorblanmasıyla yapıda elektron ve hollerin oluştuğunu ve bunların da akıma katkıda bulunduğunu gösterir. Yapının 100 mW/cm^2 ışık altında yapılan $I-V$ karakteristiğinden kısa devre akımı $I_{SC} = 33 \mu\text{A}$, açık devre gerilimi $V_{oc} = 296 \text{ mV}$ olarak hesaplandı.

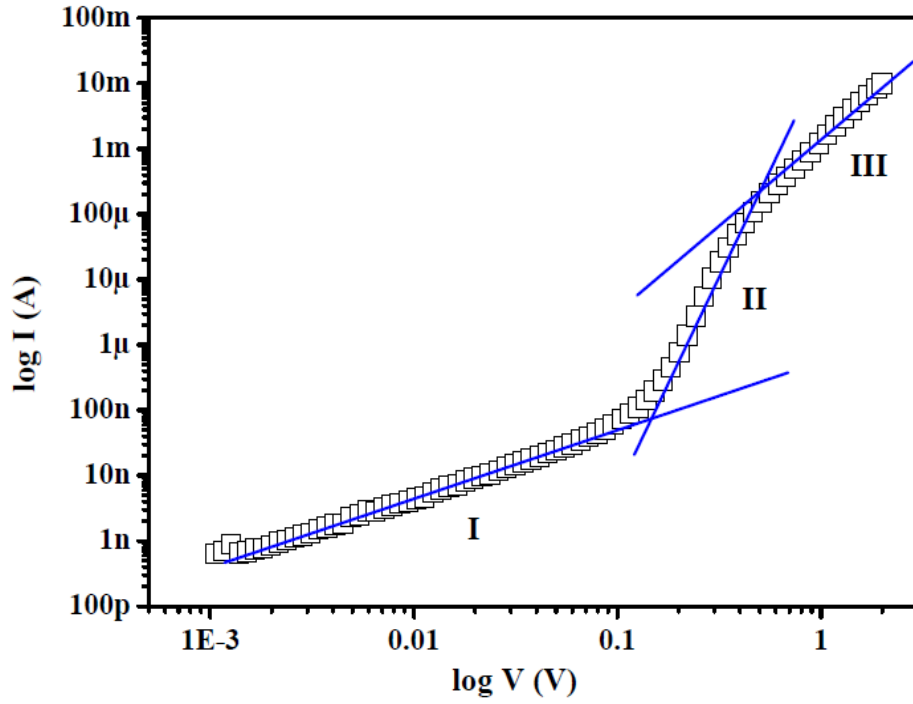
Ayrıca, orta ve yüksek voltajda organik katman, diyot yük iletim mekanizmasını değiştirdiğinden bu durumu araştırmak için, $I-V$ karakteristiği logaritmik olarak çizildi (Şekil 4.5.). $\text{Log}I\text{-Log}V$ grafiği

$$I \propto V^m \quad (4.8)$$

ile analiz edilir. Denklemden I akım V voltaj değeri m ise $\text{log} I\text{-Log} V$ grafiğinde I, II, ve III bölgelerin eğiminden bulunur.



Şekil 4.4. Au/ n-Si/ Cu-Panaf kompleksi/Au yapının karanlıkta ve ışık altında Akım- Gerilim grafiği



Şekil 4.5. Au/ n-Si/ Cu-Panaf kompleksi /Au yapının LogI- LogV grafiği

4. ARASTIRMA BULGULARI

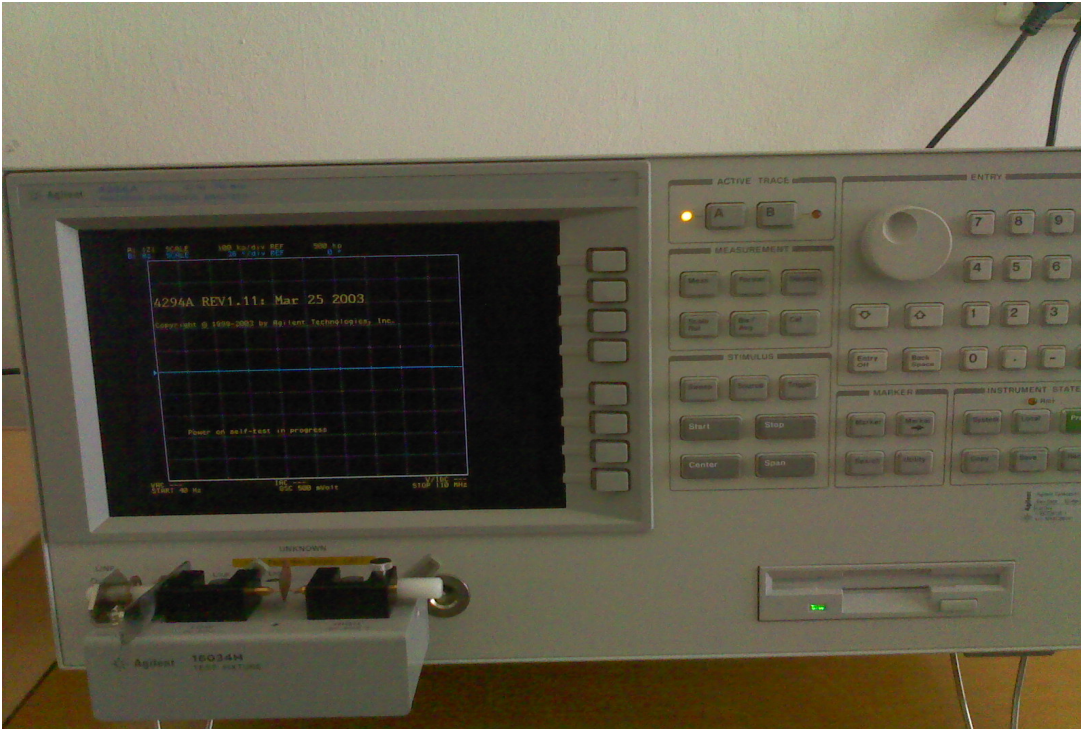
Birinci bölge ($-2V > V > 0,1V$) için $m= 1,081$ değeri, ikinci bölge ($0,1V > V > 0,5V$) için $m= 6,07$ değeri ve üçüncü bölge birinci bölge ($0,5V > V > 1V$) için $m= 2,828$ değeri elde edildi.

4.2. Hazırlanan Yapının $C-V$ Ölçümleri

Au/n-Si/Cu-Panaf kompleksi/Au yapının $C-V$ ölçümleri “HP4294A 40Hz-110MHz” cihazı (Şekil 4.6.) kullanılarak 500 kHz frekans ta yapıldı. $C-V$ ölçümlerinden $C^2 - V$ grafiği elde edildi (Şekil 4.7.). Ölçümler yüksek frekansta yapıldığında ara yüzey durumları A.C sinyallerini takip edemez. Böylece tükenme bölgesindeki Kapasitans için

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2(V_d + V)}{A^2 \epsilon_s e N_D} \quad (4.9)$$

eşitliği kullanılır. Eşitlikte geçen V_d difüzyon potansiyeli, ϵ_s yarıiletkenin dielektrik sabiti, N_D taşıyıcı konsantrasyonudur.

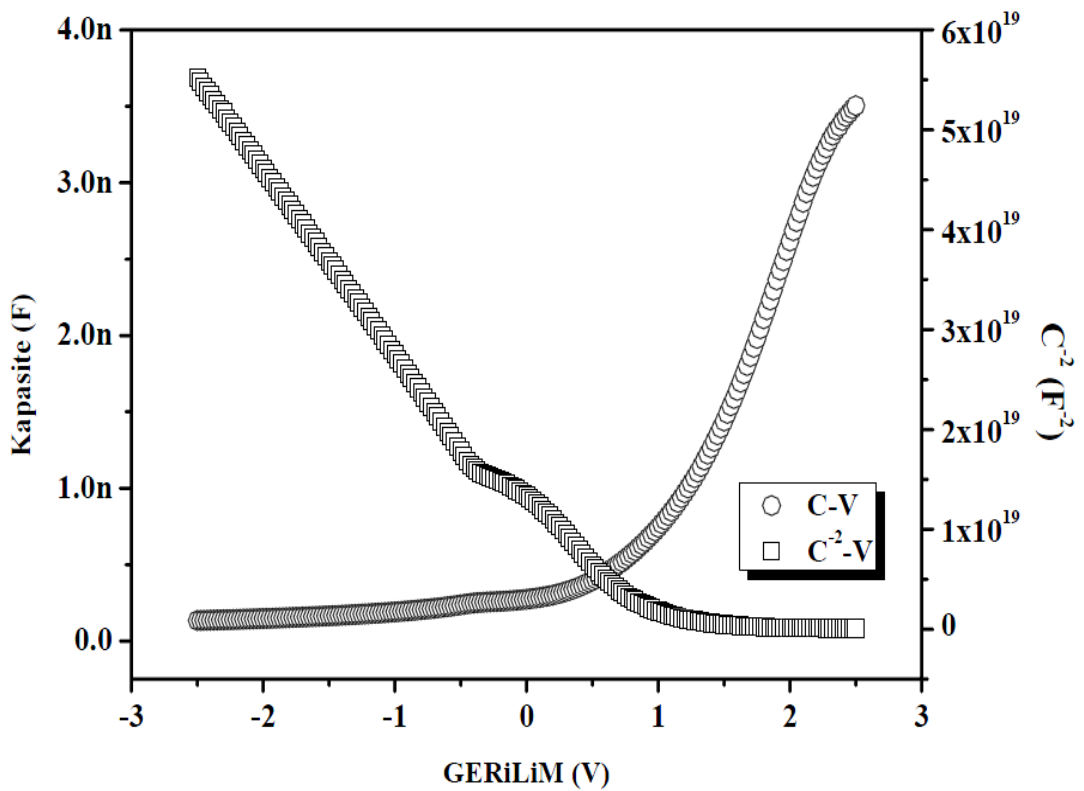


Şekil 4.6. $C-V$ ölçümlerinin yapıldığı HP4294A 40Hz-110MHz Impedance Analyser

C^2-V grafiğinde Voltajın yatay eksenini kestiği nokta ($C^2 = 0$) difüzyon potansiyeli $V_d = 0,67$ eV olarak hesaplandı. Yine C^2-V yardımıyla donör konsantrasyonu $N_D = 2,07 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ olarak hesaplandı. Buna bağlı olarak engel yüksekliği

$$\phi_{B(C-V)} = V_d + V_n \quad (4.10)$$

eşitliği kullanılarak hesaplanır. Burada " V_n " n-tipi yarıiletkenin fermi seviyesi ile iletkenlik bandının alt seviyesi arasındaki potansiyel fark olup $V_n = 0,257$ eV (Kılıçoğlu ve Ocak 2011) değeri için bariyer yüksekliği $\phi_B = 0,93$ eV olarak hesaplandı.

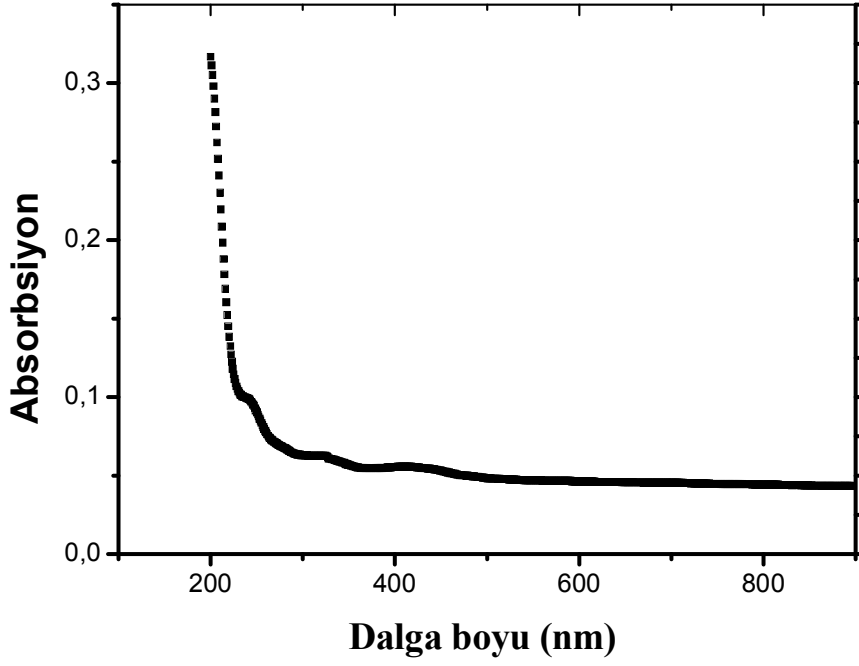


Şekil 4.7. Au/ n-Si/ Cu-Panaf kompleksi/Au yapının C-V ve C^2-V grafikleri

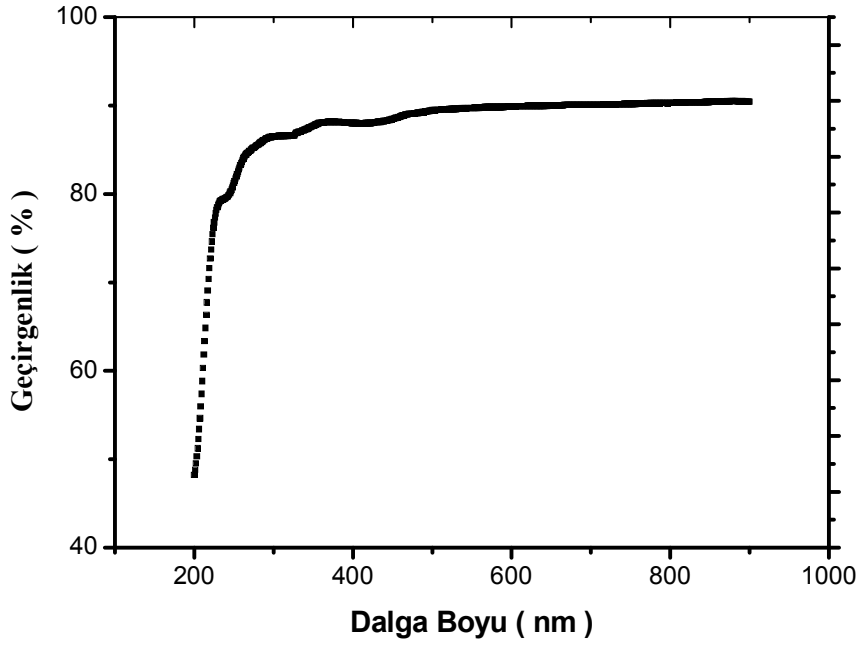
4.3. Filmlerin UV-VIS Ölçümleri

Kuvars üzerine kaplanan ince filmlerin PERKİN ELMER UV-VIS cihazı ile 200-900 nm aralığında dalga boyuna göre absorpsiyon-dalga boyu (Şekil 4.8.) ve geçirgenlik-dalga boyu (Şekil 4.9.) grafikleri elde edildi. Absorpsiyon-dalga boyu grafiği incelendiğinde maddenin (200-350) nm dalga boyundaki ışınları kuvvetli bir şekilde absorbe ettiği, diğer dalga boylarındaki ışınları ise geçirdiği görülmektedir.

4. ARASTIRMA BULGULARI

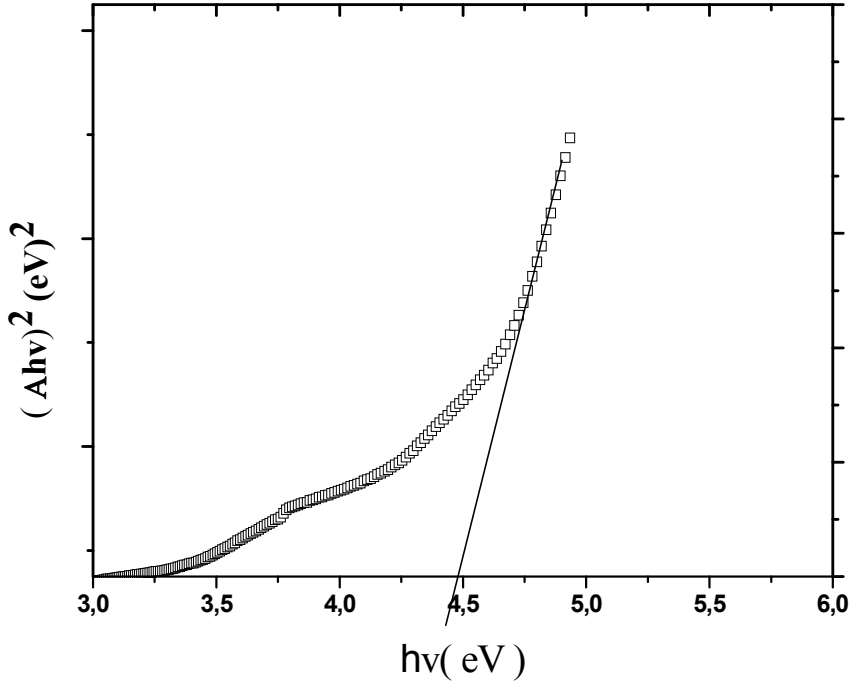


Şekil 4.8. Kuvars altlık üzerine kaplanan Cu-Panaf kompleksinin dalga boyu - absorpsiyon grafiği



Şekil 4.9. Kuvars altlık üzerine kaplanan Cu-Panaf kompleksin dalga boyu- geçirgenlik grafiği

Maddenin yasak enerji aralığını belirlemek için ince filmin *UV-VIS* ölçümlerinden elde edilen absorpsiyon-dalga boyu grafiğinden faydalanılarak $(Ah\nu)^2 - (h\nu)$ grafiği çizildi (Şekil 4.10.). Değişimim linear olduğu bölgenin $(h\nu)$ eksenini kestiği noktadan yasak enerji aralığı $E_g=4,5 eV$ olarak hesaplandı.



Şekil 4.10. $(Ah\nu)^2 - (h\nu)$ göre değişim grafiğinden maddenin yasak enerji aralığının bulunması

5. SONUÇ ve TARTIŞMA

Şekil 4.2.'de verilen $\ln I-V$ karakteristiğinden de görüleceği üzere, idealite faktörünün 1,54 olarak ölçülmesi yapının ideal olmayan doğrultucu özelliğe sahip olduğunu gösterir. İdealite faktörünün büyük değerde çıkması yapının MS davranışından çok, MIS davranışa sahip olduğunu gösterir (Bengi ve ark 2010). İdealite faktörünün büyük çıkması ara yüzeyde oluşan oksit tabaka, organik ara yüzey, bariyer yüksekliğindeki homojensizlik ya da seri direnç etkisinden kaynaklanabilir.

Norde metoduyla seri direnç değeri $R_S = 1,3K\Omega$ olarak hesaplandı. Seri direnç değerinin büyük çıkması yalıtkan tabaka bulunduran yapılarda seri direnç değerinin $I-V$ ve $C-V$ ölçümleri üzerinde önemli etkiye sahip olduğunu gösterir (Farag ve ark 2010).

$I-V$ ile $C-V$ karakteristiğinden engel yükseklikleri sırasıyla 0,81 eV ve 0,93 eV olarak farklı değerlerde hesaplanmıştır. Engel yüksekliğinin iki ölçümde farklı değerde çıkması yapının homojen olmayan bariyer yapısına sahip olmasından, ara yüzeyde oluşan oksit tabakadan ve ara yüzeydeki tuzak seviyelerden kaynaklanabilir. $C-V$ karakteristiğinde ölçüm işlemi tüm alan üzerinden ortalama değer alınarak yapıldığından engel değişimlerinden daha az etkilenir. Bu nedenle $C-V$ ölçümlerinden elde edilen veriler daha sağlıklıdır.

Şekil 4.5.'de verilen $\text{Log}I-\text{Log}V$ grafiği incelendiğinde üç bölgenin olduğu görülür. Bu bölgelerin eğimi incelendiğinde sıg tuzak etkisinin var olduğu söylenebilir. Birinci bölgede $m=1,08$ değerinde olması yapının iyi bir omik bölgeye sahip olduğunu gösterir. İkinci bölgede $m=6,07$ değerde çıkması voltajın artmasıyla enjekte edilen serbest taşıyıcıların tuzaklar tarafından yakalandığını gösterir. Üçüncü bölgede $m=2,83$ değerde çıkması tuzakların dolmasıyla birlikte space charge limited current (SCLC) mekanizmasının etkili olduğunu gösterir (Bengi ve Ark. 2010).

Şekil 4.4.'den görüldüğü gibi yapının ışık altında elde edilen $I-V$ karakteristiğinde akımın 10^2 kat arttığı görülmektedir. Akımın ışık etkisi ile artması, ışığın etkisi ile yapıda elektron ve hollerin oluştuğunu ve bu taşıyıcıların da akıma katkı sağladığı söylenebilir. Akımın ışık etkisi ile artması yapının fotodiyot davranışa sahip olduğunu göstermektedir.

5. SONUC ve TARTIŞMA

Cu-Panaf kompleksinin geçirgenlik-dalga boyu grafiği (Şekil 4.9.) incelendiğinde maddenin (200-350) nm dalga boyundaki ışınları güçlü bir şekilde absorpladığı daha büyük dalga boyundaki ışınları ise geçirdiği görölmektedir. Absorbsiyon spektrumundan maddenin doğrudan band yapısına sahip olduğu belirlendi ve yasak enerji aralığı $E_g = 4,5 \text{ eV}$ olarak hesaplandı. Yasak enerji aralığının bu değerde çıkması Cu-Panaf kompleksinin yalıtkan sınıfına dahil olduğunu gösterir.

6. KAYNAKLAR

- Akkılıç, K., Ocak, Y.S., Kılıçoğlu, T. 2008. Effect of the binuclear Cu(II) complex interface layer on the calculation of electronic properties of Au/Cu(II) complex/n-Si organic–inorganic hybrid heterojunction. *Synthetic Metals* 158: 969–972.
- Aydın, M.E., Kılıçoğlu, T., Akkılıç, K. 2006. The calculation of electronic parameters of an Au/ β -carotene/n-Si Schottky barrier diode. *Physica B* 381: 113–117.
- Aydoğan, Ş., İncekara, Ü., Türüt, M. 2010. Determination of contact parameters of Au/Carmine/n-Si Schottky device. *Thin Solid Films* 518: 7156–7160.
- Bengi, A., Aydemir, U., Altındal, S., Ozen, Y., Özçelik, S. 2010 Comparative study on the electrical characteristics of Au/n-Si structures with anatase and rutile phase TiO₂ interfacial insulator layer. *Journal of Alloys and Compounds* 505: 628–633.
- Braun, F. 1874. *Pogg. Ann.*, 153: 556.
- Brütting, W. 2005 *Physics of Organic Semiconductors*, printing Strauss GmbH, Mörlenbach, Germany.
- Chattopadhyay, P., RayChaudhuri, B. 1993. Frequency dependence of forward capacitance-voltage characteristics of Schottky barrier diodes. *Solid-State Electronics*. (36-4) : 605-610.
- Colinge, J.-P., Colinge, C. A. 2006. *Physics of semiconductor*, New York ,USA
- Cheung, S. K., Cheung, N. W. 1986. Extraction of Schottky Diode Parameters from Forward Current-Voltage Characteristics. *J. Appl. Phys. Let.* 49: 85-87.
- Dağdelen, F., Aydoğdu, A., Uğraş, H.İ. 2006. Ni / n-Tipi Yarıiletken Kompleks / Ag Schottky Diyotların Elektronik Özelliklerinin Belirlenmesi. *Science and Eng. J of Fırat Univ.* 18 (3) :291-295.
- Dilip, K.R. 1992. *Physic of Semiconductor Devices*, Universities Press Hyderabad, India.
- Fraga,, A.A.M., Günduz, B., Yakuphanoglu, F., Farooq, W.A. 2010. Controlling of electrical characteristics of Al/p-Si Schottky diode by tris(8-hydroxyquinolato) aluminum organic film. *Synthetic Metals*. 160 : 2559–2563.

6. KAYNAKLAR

- Heine, V. 1965 Theory of Surface States. Phys. Rev. 138 : 1689-1696.
- Kılıçoğlu, T. ve Asubay, S. 2005. The effect of native oxide layer on some electronic parameters of Au/n-Si/Au-Sb Schottky barrier diodes. Physica B 368 : 58–63
- Kılıçoğlu, T. ve Ocak, Y.S. 2011. Electrical and photovoltaic properties of an organic–inorganic heterojunction based on a BODIPY dye. Microelectronic Engineering 88: 150–154
- Kittel, C. 1996. Introduction to Solid State Physics. John Wiley & Sons, Inc., New York, USA.
- Lien, C.D., So, F.C.T. and Nicolet, M.A., 1984. IEEE Trans-Electron Devices, 31: 1502.
- Mckelvey, J.P., 1966. Solid State and Semiconductor Physics, Harper & Row Pres, New York, USA.
- Norde, H.A. 1979. J. Applied Physics, 50: 5052.
- Ocak, Y.S. 2006. Al/Metil Kırmızısı /p-Si Schottky Diyotların Elektriksel Karakterizasyonu.Yüksek Lisans Tezi Dicle Üniversitesi Fen bilimleri Enstitüsü, Diyarbakır, 18-22.
- Okur, S., Yakuphanoğlu, F., Ozsoz, M., Kadayıfçılar, P.K. 2009. Electrical and interface properties of Au/DNA/n-Si organic-on-inorganic structures. Microelectronic Engineering 86 : 2305–2311
- Omar, M.A. 1975. Elementary Solid State. Physics, Addison-Wesley Publishing, California, USA.
- Özaydın, C. 2007. Bakır ve kobalt içeren bazı metal komplekslerin optik özellikleri. Yüksek lisans tezi, Harran Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Urfa, 17-18.
- Pankove, J.I. 1971. Optical Process in Semiconductors. Princeton Press, New Jersey, USA.
- Patterson, J. Bailey. B. 2010. Solid –State Physics intoduction to the theory, Springer – Verlag , Berlin.

- Rhoderick, E. H., Williams, R. H., 1988. Metal-Semiconductor Contacts. Clarendon Press, Oxford University Press. USA.
- Sapoval, B., Herman C. 2003. Physics of Semiconductor. USA
- Sharma, B.L. 1984. Metal- Semiconductor Schottky Barrier Junction and Their Applications, Plenum pres, New York, ABD.
- Schottky, W. 1938. The Development of Silicon Crystal Rectifiers for Microwave Radar Receivers. Z. Phys. 113: 367-414.
- Smith, W.T., (1990). Principles of Materials Science and Engineering, McGraw-Hill Inc., USA
- Sze, S.M., and Kwok, K. N. 1976 . Phsics of semiconductor Devices. New Jersey, USA.
- Soylu, M., Yakuphanoğlu, F. 2010. Analysis of barrier height inhomogeneity in Au/n-GaAs Schottky barrier diodes by Tung model. Journal of Alloys and Compounds 506 : 418 - 422
- Temel, H., İlhan, S., Şekerci, M., Ziyadinoğulları, R. (2002). The Synthesis and Spectral Characterization of New Cu(II), Ni(II), Co(III) and Zn(II) Complexes With Shift Base. Spektroskopy Letters 35(2): 219-228
- Turner, M.J., Rhoderick, E.H. 1967. Metal-Silicon Schottky Barriers. Solid –State Electron. 11: 291-300.
- Yakuphanoğlu, F., Kandaz, M., Senkal, B.F. 2008. Current–voltage and capacitance–voltage characteristics of Al/p-type silicon/organic semiconductor based on phthalocyanine rectifier contact. Thin Solid Films. 516: 8793–8796.
- Ziel, A.V. 1968. Solid State Physical Electronics, Prentice-Hall, Inc. New- Jersey, P.97-245
- Zor, M. 1991. Maddenin Elektriksel İletkenlik Özellikleri, Anadolu Üniversitesi Yayınları, Eskişehir.

6. ÖZGEÇMİŞ

1983 yılında Batman'da doğdu. İlk ve Orta öğrenimini Batman'da tamamladı. 2006 yılında Dicle Üniversitesi Ziya Gökalp Eğitim Fakültesi Fizik Öğretmenliği bölümünden mezun oldu. 2011 yılında Anadolu Üniversitesi İşletme bölümünden mezun oldu. 2006 yılından itibaren Milli Eğitim Bakanlığına bağlı okullarda fizik öğretmeni olarak görev yapıyor. Halen Diyarbakır Namık Kemal Lisesinde Fizik Öğretmeni olarak görev yapmaktadır.