T.C

DİCLE ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

KİTOSAN ARAYÜZEY TABAKALI VE TABAKASIZ Au/Kitosan/n-Si/Au YAPILARININ ELEKTRİKSEL KARAKTERİZASYONU VE AYGIT YAPIMINDA KULLANILMASI

Muhyettin ECE

YÜKSEK LİSANS TEZİ

FİZİK ANABİLİM DALI

DİYARBAKIR

Şubat - 2020

T.C

DİCLE ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

KİTOSAN ARAYÜZEY TABAKALI VE TABAKASIZ Au/Kitosan/n-Si/Au YAPILARININ ELEKTRİKSEL KARAKTERİZASYONU VE AYGIT YAPIMINDA KULLANILMASI

Muhyettin ECE

YÜKSEK LİSANS TEZİ

FİZİK ANABİLİM DALI

DİYARBAKIR

Şubat - 2020

TEŞEKKÜR

Eğitim hayatımın ete kemiğe bürünmesini sağlayan, eğitim dünyamda öğretileri ile bana can katan, yüksek lisansımın her merhalesinde yardımını esirgemeyen ve şükranlarımı kelimelerle ifade edemeyeceğim yüksek lisans danışmanım sayın **Prof. Dr. Kemal AKKILIÇ** hocama teşekkürü bir borç bilirim.

Deney aşamasında deneyin oluş ve yapılışında benden yardımını esirgemeyen sayın **Doç. Dr. İkram ORAK** hocama teşekkürlerimi sunarım.

Tezime katkılarından dolayı sayın **Prof. Dr. İlhan UZUN** hocama ayrıca teşekkürlerimi sunarım.

Eğitimimin her adımında ailemin bana olan desteğinden aileme teşekkürlerimi sunarım.

Muhyettin ECE

Diyarbakır- 2020

İÇİNDEKİLER

		Sayfa
TEŞEKKÜR……		**I**
İÇİNDEKİLER…..……		**II**
ÖZET……		**IV**
ABSTRACT……..		**V**
ÇİZELGE LİSTESİ…….....		**VI**
ŞEKİL LİSTESİ……..		**VII**
KISALTMA VE SİMGELER……		**IX**
1.	**GİRİŞ……**	**1**
2.	**ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR……...**	**5**
3.	**MATERYAL VE METOD……**	**7**
3.1.	Katıların Bant Teorisi…….……	8
3.2.	Yarıiletkenler……..	9
3.2.1.	Metallerde Serbest Elektron Modeli…….	9
3.2.2.	Çekim Potansiyelindeki Elektron: Sınır Durumu……...	10
3.2.3.	Yarıiletkenler……..	11
3.2.3.1.	P- N Eklemi……	13
3.2.3.2.	İleri ve Ters Kutuplama……..	13
3.3.	P- N Diyot Özellikleri ve Çeşitleri…….……	15
3.3.1.	Zener Diyotları……..…….	15
3.3.2.	Varikap Diyotları……	15
3.3.3.	LED…….....	15
3.3.4.	Fotodiyotlar……	16
3.3.5.	Güneş Pilleri……...	16
3.4.	Metal Yarıiletken Eklemi: Schottky Bariyeri……..……..	16
3.4.1.	Schottky Bariyer Yüksekliği……..	17
3.4.1.1.	Metalin N- Tipi Yarıiletkenle Oluşturduğu Doğrultucu Kontak……	18
3.4.1.2.	Metalin N- Tipi Yarıiletkenle Oluşturduğu Omik Kontak…….	20
3.4.1.3.	Metalin P- Tipi Yarıiletkenle Oluşturduğu Doğrultucu Kontak……	21
3.4.1.4.	Metalin P- Tipi Yarıiletkenle Oluşturduğu Omik Kontak…….	23
3.4.1.5.	Metal P- Tipi Yarıiletken- Metal Yapısı……..……..	25
3.4.2.	Schottky Bariyer Yüksekliğine Etkiler……..	26
3.4.2.1.	Schottky Diyotlarındaki Termoiyonik Emisyon akımı……...……...	27
3.4.2.2.	Metal-Yalıtkan-Yarıiletkenr (MIS) Schottky Diyotlarda İdealite Faktörü……	31
3.4.2.3.	Schottky Diyot Karakteristikleri ve Cheung Fonksiyonları……	34

3.4.2.4.	Norde Fonksiyonlarının Schottky Karakteristik Özelliklerin Belirlenmesi……	36
3.4.3.	Metal- Yarıiletken Kontaklarda Termal Etki…….	36
3.4.3.1.	Termal Enerjinin Bariyer Yüksekliğine Etkisi……...	37
3.4.3.2.	İdealite Faktörünün Gerilim ve Sıcaklık ilişkisi…….	39
3.4.4.	Metal- Yarıiletken Ekleminde Schottky Kapasitesi……...	39
3.5.	Fiziksel Buhar Biriktirme Yöntemleri……	42
3.5.1.	Plazma Saçtırma Buharlaştırma Yöntemi……..	43
3.5.1.1.	Radyo Frekans Saçtırma Tekniği……...	44
3.5.1.3.	Termal Buharlaştırma Tekniği……...	45
3.6.	Güneş Pillerinde Verim ve Karakterizasyonu……	46
3.7.	Deneysel Süreçler…….....	48
3.7.1.	İnce Filmlerin Oluşum Süreci…….....	48
3.7.2.	Au/Kitosan/n-Si/Au ve Au/n-Si/Au Diyotlarının Akım- Gerilim Ölçümlerinin Elde Süreci……...	52
4.	**BULGULAR VE TARTIŞMA……**	**53**
4.1.	Malzemelerin Davranışları ve Bazı Parametrelerin Belirlenmesi……..	53
4.2.	Norde Metodu ve Malzemelerin Karşılaştırılması……	58
4.3.	Değişen Işık Şiddetinde Au/Kitosan/n-Si/Au Optiksel Özeliklerin Belirlenmesi……	62
5.	**SONUÇ VE ÖNERİLER……...……..**	**67**
6.	**KAYNAKLAR…….……**	**69**
ÖZGEÇMİŞ…….……..		**72**
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ TEZ İNTİHAL FORMU……..……		**73**

ÖZET

KİTOSAN ARAYÜZEY TABAKALI VE TABAKASIZ Au/Kitosan/n-Si/Au YAPILARININ ELEKTRİKSEL KARAKTERİZASYONU VE AYGIT YAPIMINDA KULLANILMASI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Muhyettin ECE

DİCLE ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

2020

Bu çalışmada, referans olarak Au/n-Si/Au yapısının idealite faktörü, bariyer yüksekliği hesaplandı. Bu parametreler sırası ile 1.21 ve 0.678 eV olarak saptandı. Aynı şekilde kitosan maddesi ile oluşturulan Au/kitosan/n-Si/Au yapısının da idealite faktörü, bariyer yüksekliği hesaplandı. Hesaplamalar sonucu bu parametreler sırası ile 2.69 ve 0.734 eV olarak belirlendi.

Her iki maddenin Norde fonksiyonu ile bariyer yüksekliği ve seri dirençleri hesaplandı. Au/n-Si/Au yapısına ait bu değerler sırası ile 0.62 eV ve 546.1 ohm olarak bulundu. Au/kitosan/n-Si/Au yapısına ait bu değerler ise 0.747 eV ve 38805.9 ohm olarak belirlendi.

Elde edilen yapıların değişen ışık şiddeti altında doluluk oranları ve verimleri belirlendi. İki materyalin özellikleri karşılaştırarak; Au/Kitosan/n-Si/Au yapısının metal- yalıtkan-yarıiletken (MIS) fotodiyot davranışı göstermiş olduğu ve bu malzeme ile fotodiyot üretilebileceği anlaşıldı.

Anahtar Kelimeler: Kitosan, Schottky, Bariyer, Fotodiyot, Elektriksel, Karakterizasyon, Yalıtkan, Au/n-Si/Au.

ABSTRACT

CHITOSAN INTERFACIAL LAYER AND NONLAYERED Au/Chitosan/n-Si/Au ELECTRICAL CHARACTERIZATION AND USING AS THE CONSTRUCTION OF DEVICE

MSc. THESIS

Muhyettin ECE

DEPARTMENT PHYSICS
INSTITUTE OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES
UNIVERSITY OF DICLE

2020

In this study, the ideality factor and the barrier height of Au/n-Si/Au structure calculated as a reference. These parameters were determined as 1,21 and 0,678 eV, respectively. Likewise, the ideality factor and barrier height of the Au/ Chitosan/n-Si/Au created with chitosan material were calculated. As a result of the calculation these parameters determined as 2,69 and 0,734 respectively.

The barrier height and series resistance of both materials were calculated by Norde function. These values of Au/n-Si/Au structure were calculated as 0,62 eV and 546,1 ohms, respectively. In the same way these values of Au/Chitosan/n-Si/Au determined as 0,747 eV and 38805,6 ohms.

The structures some parameter as efficiency, were determined under varying light intensity. It was understood by comparing properties of these two materials that Au/Chitosan/n-Si/Au structure showed metal- insulator- semiconductor (MIS) photodiode behavior and photodiode can be produce with this material.

Key Words: Chitosan, Schottky, Barrier, Photodiode, Electrical, Characterization, Insulator, Au /n-Si /Au.

ÇİZELGE LİSTESİ

Çizelge No		Sayfa
Tablo 4.1	Au/n-Si/Au'nun bariyer yüksekliği ve idealite faktörü	**55**
Tablo 4.2	Karanlıkta Au/Kitosan/n-Si/Au'nun bariyer yüksekliği ve idealite faktörü	**55**
Tablo 4.3	Norde Metodu ile Bazı Parametrelerin Tayini	**59**
Tablo 4.4	Farklı Işık Şiddetinde Malzemelerin Bazı Parametreleri (1)	**63**
Tablo 4.5	Farklı Işık Şiddetinde Malzemelerin Bazı Parametreleri (2)	**64**

ŞEKİL LİSTESİ

Şekil No		Sayfa
Şekil 1.1.	Kitosanın açık molekül formülü	**3**
Şekil 3.1.	Katı kristalindeki bantlar ve yasak enerji aralığı	**8**
Şekil 3.2.	İletken, yalıtkan ve yarıiletken bant karşılaştırılması	**12**
Şekil 3.3.	Ge ve Si diyotların I-V grafiği	**14**
Şekil 3.4.	Metal yarıiletken arasında $\Phi_M > \Phi_S$ olması	**17**
Şekil 3.5.	Metal yarıiletken kontağı	**17**
Şekil 3.6.	Metal n-tipi yarıiletkenin ile oluşturduğu kontak	**19**
Şekil 3.7.	$\Phi s > \Phi_M$ olması durumu	**20**
Şekil 3.8.	Metal-p tipi yarıiltekenle doğrultucu kontak oluşturması	**22**
Şekil 3.9.	Metal ve p- tipi yarıiletken ile kontak yapması	**24**
Şekil 3.10.	P+PM eklemlemenin enerji bant grafiği	**25**
Şekil 3.11.	Düz beslem altındaki schottky diyotlarda imaj azalma etkisi	**27**
Şekil 3.12.	Metal p-tipi doğrultucu kontakta potansiyel ve yük dağılımı	**40**
Şekil 3.13.	Termal buharlaştırma tekniğinde cihazın bölümleri	**46**
Şekil 3.14.	Güneş pilinin akım gerilim grafiği	**47**
Şekil 3.15.	Kullanılan cihazlardan spin coater ve ısıtıcı	**49**
Şekil 3.16.	Maskeleme işlemi	**50**
Şekil 3.17.	Nanovak vakum-Termal buharlaştırma	**51**
Şekil 3.18.	Au/Kitosan/n-Si/Au ve Au/n-Si/Au diyotları	**51**
Şekil 3.19.	Solar simülatör ve I-V ölçüm cihazları	**52**
Şekil 4.1.	Karanlık ortamda Au/n-Si/Au davranışı	**56**
Şekil 4.2.	Karanlık ortamda Au/Kitosan/n-Si/Au davranışı	**57**
Şekil 4.3.	Karanlık ortamda iki maddenin davranışı	**60**
Şekil 4.4.	Malzemelerin Norde fonksiyonu- gerilim grafikleri	**61**

Şekill 4.5. Referans ve Au/Kitosan/n-Si/Au Diyotların 30 ve 100 mW/cm^2'deki Ters Beslemdeki Karakteristikleri **65**

Şekil 4.6. Au/Kitosan/n-Si/Au'nun farklı ışık şiddetindeki grafikleri **66**

KISALTMA VE SİMGELER

A	: Diyotun etkin alanı
A^*	: Richardson sabiti
AC	: Alternatif akım
DC	: Doğru akım
e	: Elektronun yükü
E_c	: İletkenlik bandının tabanı
E_f	: Fermi enerji seviyesi
E_g	: Yarıiletkenin yasak enerji aralığı
ε_s	: Yarıiletkenin dielektrik sabiti
Ev	: Değerlik bandının tavanı
eV	: Elektron volt
h	: Planck sabiti
I_0	: Ters kutuplanmada doyma akımı
Isc	: Kısa devre akımı
I-V	: Akım–Gerilim
J	: Akım yoğunluğu
k	: Boltzmann sabiti
LED	: Işık yayan diyot
m*	: Elektronun etkin kütlesi
MIS	: Metal–yalıtkan–yarıiletken
MS	: Metal–yarıiletken
n	: İdealite faktörü
Na	: Alıcı konsantrasyonu
Nc	: Yarıiletkenin iletkenlik bandındaki durum yoğunluğu
N_d	: Verici konsantrasyonu
Rs	: Seri direnç
T	: Mutlak sıcaklık
V	: Uygulanan gerilim
V_B	: Kırılma voltajı
Vd	: Difüzyon potansiyeli
Vn	: Yarıiletkenin iletkenlik bandı ile Fermi seviyesi arasındaki fark
Voc	: Açık devre gerilimi
Φ_B	: Schottky engel yüksekliği
Φ_M	: Metalin iş fonksiyonu
Φs	: Yarıiletkenin iş fonksiyonu
χ	: Yarıiletkenin elektron ilgisi

1. GİRİŞ

Yarıiletkenler, yüzyıldan fazladır önemi günden güne artan, araştırmacıların üzerinde deneysel ve teorik çalışmalarının sonucu teknolojinin belkemiğini oluşturan materyallerdir (Akgündüz 2015).

Yarıiletkenler; valans ve iletim bandında, elektronların arasındaki enerji farkının belirli enerji ile kapatılabileceği elementlerin elektronik devredeki karşılığıdır. Yarıiletkenlerde ısı, ışık veya sıcaklık ile valans bandındaki elektronlar iletim bandına geçişi sağlanabilir. Bu sayede istenilen duruma göre yalıtkan ve iletken hale getirilebilen elementlerdir.

Diyotlar; iki yarıiletkenin veya bir metal bir yarı iletkenin oluşturduğu statik devre elemanıdır. Diyotlar, fotodiyotlar, Schottky diyotlar, zener diyotlar gibi birden fazla türde; birden fazla amaçlarla kullanılırlar. Isı, ışık, manyetizma gibi dış faktörlere bağlı olarak iletkenlik ve dirençleri değişkenlik gösterir.

Yarıiletken teknolojisinde yarıiletkenin optiksel özellikleri incelemek üzere ince film haline getirilmesi farklı metotlarla yapılabilmektedir. Teknolojik gelişmeler ışığında kimyasal buhar kaplama, elektrik ile kaplama, elektronik demet buharlaştırılması, sol-jel, termal buharlaştırma ve spin kaplama metotları gibi ince filmin kaplanması mümkündür (Akgündüz 2015).

Metallerin yarıiletkenlerle oluşturduğu omik ve doğrultucu kontaklar geniş bir yelpazede kullanılmaktadır. Doğrultucu kontaklar yarıiletken materyallerin karakterizasyonlarını ortaya koymada önemli cihazlardandır. Bu durum Schottky diyotlarının incelenmesi için yapılan araştırmaların yıllara bağlı olarak artmasına sebep olmuştur (Akdemir 2013).

Braun tarafından keşfedilen metal- yarıiletken (MS) ekleminin doğrultucu kontak özelliği daha sonrasında kapsamlı halde Schottky tarafından araştırılmıştır. Aygıtların yapımında kullanılan diğer bir yapı metal- yalıtkan- yarıiletken (MIS) olarak karşımıza çıkmaktadır. Bu yapı yarıiletkenin arayüzey fiziğinin ortaya konmasında önemli bir yer tutar. Özel bir durum olmadıkça MS diyotlarında, metalin ve yarıiletkenin arasında bir doğal bir oksit tabaka oluşumu meydana gelir. Bu tabakanın varlığı MS diyotu MIS diyotuna dönüştürür. Bu da diyotun karakteristiğini önemli

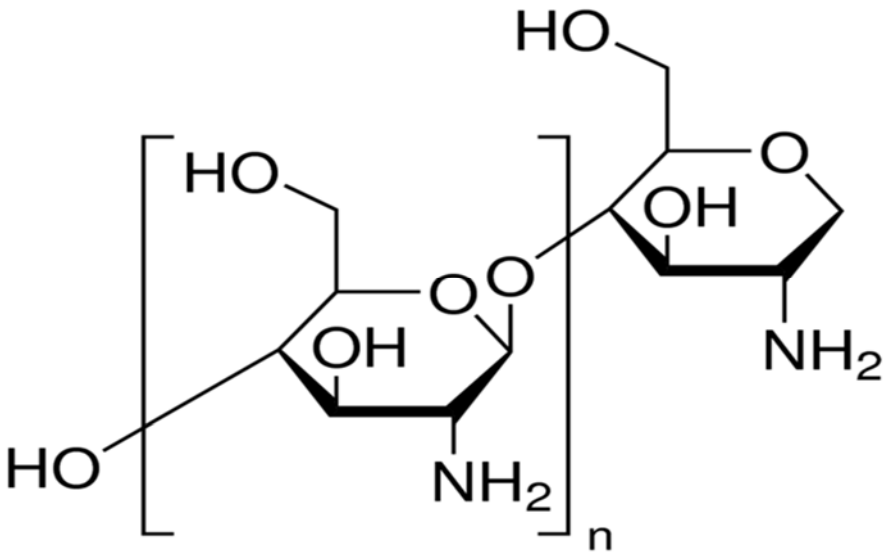
ölçüde değiştirir (Özmen 2015). Oluşmuş yalıtkan tabakanın kalınlığı, homojensizliği dolaylı şekilde seri direncini; bu ise diyotun ideal olmaktan sapmasına neden olmaktadır. Aynı şekilde bu yapının varlığı diyotun elektriksel ve optiksel özelliklerin büyük ölçüde değişmesine sebebiyet verir (Yakuphanoğlu 2017).

Diyotların yapımında metaller kullanıldığı gibi aynı zamanda organik veya anorganik maddelerde kullanılarak en ideal hale getirilmek amaçlanır. En ideal olan diyot, düz beslem durumunda elektriği iletmesi ters beslem durumunda da yalıtkan olmasıdır. Ama bunun sağlanmadığı durumlarda da diyotun kullanılabileceği farklı devreler mevcuttur.

Bir fotodiyot temelde iki yarıiletken veya metal- yarıiletken ile oluşturulmuş ışığa duyarlı diyottur. Bu diyotlar ışık şiddetine bağlı olarak ışığı elektriksel işarete dönüşmektedir. Bu dönüştürme işleminin verimliliği fotodiyotun karakteristine bağlıdır (Uzun 2002).

Yarıiletken teknolojisinde yarıiletkenin optiksel özellikleri incelemek üzere ince film haline getirilmesi farklı metotlarla yapılabilmektedir. Teknolojik gelişmeler ışığında kimyasal buhar kaplama, elektrik ile kaplama, elektronik demet buharlaştırılması, sol-jel, termal buharlaştırma ve spin kaplama metotları gibi ince filmin kaplanması mümkündür (Akgündüz 2015).

Bu çalışmada molekül formülü $C_{56}H_{103}N_9O_{39}$, molekül ağırlığı 1526.5 g/mol olan kitosan kullanılmıştır. Şekil 1.1'de açık formülü gösterilen kitosanın fotovoltatik özellikleri belirlenmeye çalışılmış ve diyot yapısındaki etkileri incelenmiştir. Katkılanmış Schottky diyotunda arayüzey olarak (Au/Kitosan/n-Si/Au) kitosan maddesinin etkisini daha somut bir şekilde görülebilmesi için, kontrol grubu olarak Au/n-Si/Au omik kontağının parametreleri de belirlendi.



Şekil 1.1. Kitosanın açık molekül formülü

2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Elektrik iletiminde diğer materyallerden farklı olarak sadece bir yöndeki elektrik akımını ileten devre elemanlarına diyot denmektedir. Metal- yarıiletken materyallerin birbiri ile kontak yapılması ise Schottky diyotları olarak bilinir (Ayhan 2012). Schottky diyotları birçok devre cihazlarında kullanılmaktadır. Bu alanda üretilen doğrultucu kontaklar aygıt yapımında ve devre uygulamalarında kullandığı gibi; materyallerin karakterizasyonunda kullanılan araçlardan biridir (Özmen 2015).

Braun 1784 yılında bu alandaki çalışmaların öncüsüdür. Braun'dan bugüne kadar sayısız deneysel ve teorik çalışmalar yapılmasına rağmen halen Schottky yapılarına ait bilgiler tamamlanamamıştır. Bu sebepten dolayı günümüzde bile yapılan çalışmalar bu yapıların performansını artırmayı amaçlamaktadır (Ayhan 2012).

Metal- yarıiletken kontakların doğrultucu etkilerinin anlaşılması için bu alandaki çalışmalar için kilometre taşı sayılan çalışma Schotkky tarafından icra edildi. Schottky ve Mott metal- yarıiletken arasındaki bir potansiyel bariyerden bahsederek bu bariyerin hesaplanması içinde bir model geliştirdiler (Schottky 1938).

Bethe ise çalışmalarında Schottky bariyer kontakların işleyişini ele almıştır. Bu çalışmanın önemli olması, çalışmada akımın geçişinin termoiyonik emisyon teorinin ortaya çıkmasıdır (Sharma 1984).

Heine (1965), Schottky diyotların ara yüzeylerinin incelenmesi yönünde ilk teorik çalışmayı ortaya koymuştur. Heine ara yüzey incelemesinde ara yüzeyin yarıiletkenin etkisinin sağladığı "reel" hal ve metal ile dengede olan ve metalden kaynaklanan "virtüel" hal olarak tanımlamıştır.

Norde (1979), Schottky diyotların dirençlerini, diyotların gerilimine bağlı bir fonksiyon olarak ortaya koymuştur. Bu fonksiyonun önemli özelliği fonksiyonun minimum noktasında diyota ait seri direncinin ve bariyer yüksekliğinin bulunmasıdır.

Lien ve ark. (1984), idealite faktörünün 1'den büyük olan diyotların değişik minimal noktalardan geçen Norde'ye uygun yeni bir fonksiyon tanımlamıştır. Opsiyonel bir a değeri için I(a) fonksiyonunun eğiminden seri direnci ve I(a) eksenin kesen değerinden de idealite faktörünün bulunacağını gösterdiler.

Cheung ve Cheung (1986), metal yarıiletken kontaklarında doğru beslemde akım- voltaj (I-V) grafiği yardımıyla Schottky diyot karakteristiklerini farklı bir modelle hesaplamışlardır.

Mönch (1987), engel yüksekliğinin homojen olmamasından dolayı idealite faktörünün hesaplanmasındaki parametrelerin her diyotta farklı olabileceğini ortaya koymuştur.

2000 yılı Nobel kimya ödüllü Hegeer polimerlerin elektriksel özelliklerinin konu edindiği çalışması bu alandaki çalışmalara çığır açmış ve organik malzemelerin aygıt yapımında kullanılabileceği fikrinin ortaya çıkmasına zemin hazırlamıştır.

Tung (2001), Mönch tarafından ortaya atılan, homojen olmayan Schottky kontakların sayısal simülasyonlarını açıklamıştır.

Kılıçoğlu ve Asubay (2005), Schottky diyotlarda oksitlenen ara yüzeyin elektriksel özelliklerine yoğunlaşmışlardır. Oksitli ara yüzeye sahip Schottky diyotların elektronik parametreleri referans diyotlardan daha yüksek çıktığını görmüşlerdir.

Okur ve ark (2009), Au/DNA/n-Si yapıdaki yarıiletkenin ara yüzeylerinin kalınlığının ve seri direnç parametrelerini akım-voltaj ve kapasite- voltaj verileri üzerinde incelediler.

Kılıçoğlu ve Ocak (2011), organik ara yüzeyli yapıların ideal olmayan davranış gösterdiğini ve fotodiyot bir özelliğe sahip olduğunu saptamıştır.

Akkılıç ve Yakubhanoğlu (2008), AuSb/n-Si/kitosan/Ag diyotunun oda sıcaklığında elektriksel ve fotovoltatik özeliğini incelemişlerdir. İdealite faktörünü 1.91, bariyer yüksekliğini 0.88 eV bulmuşlardır. Diyotun seri direnç ve bariyer yüksekliğinin homojensizliğinden lineer olmayan bir davranış gösterdiğini saptamışlardır.

Mon ve ark. (2017) Cu_2O-kitosan bileşiminin güneş pili olarak ince film fotovoltatik performansının Cu_2O'ya göre daha yüksek performans sergilediğini saptamışlardır.

3. MATERYAL VE METOT

Yarıiletkenler, bilgi ve teknolojik çağında iletişimden, radyasyonun ölçümüne; akıllı cihaz üretiminden basit bir entegre devre oluşmasına kadar geniş bir yelpazede insanlara hizmet etmektedir. Elektronikte kullanılan devre elemanları;

- Direnç, kondansatör gibi pasif lineer elemanlar
- Transformatörler,
- Diyotlar,
- Elektron tüpleri, bipolar transistor, alan etkili transistörler gibi akım kontrol elemanları
- Tiristor, triyak gibi anahtar devrelerdir (Leblebici 2001).

Elektronik devrelerin bu kadarını ve daha fazlası içinde barındıran yarıiletken teknolojisi aynı zamanda gelecekte olabilecek birçok gelişmeye gebedir. Fiziğin genç dallarından biri olması ve diğer dallarla iç içe olması sebebiyle günümüzde yapılan birçok çalışma yarıiletken teknolojisi üzerinde yoğunlaşmaktadır.

Yarıiletken materyallerin yasak enerji enerji aralığı 0.1 eV ve 4 eV'tur. Bu aralıkla beraber iletimde yalıtkanlar ve iletkenler arasında ara değerde olmaktadır. Yarıiletkenler elektronların valans (değerlik) bandında olması ile yalıtan halde bulunurlar. Valans bandında bulunan bu elektronlar ısı, ışık, manyetizma gibi dış etkenlerle iletim bandına geçmesi ile iletken hale gelirler. Yarıiletken malzemelerin dış bir etki ile iletkenliğe geçmesi optoelektronik ve elektronik dünyasının temelini oluşturmuştur (Bozkaplan 2015).

Yeni bir yarıiletkenin eldesine en uygun adaylar iyonlaşma enerjilerin yüksek olması, geniş bant aralığına sahip olmaları ve soğurma lüminüsans için optiksel geçirgenlik olasılıkların büyük olması nedeniyle IIA ve VIA grubu elementleri arasında oluşmuş birleşimler ve bileşiklerdir (Bozkaplan 2015).

Organik yarıiletkenler, kolay eldesi ve farklı metotlarla üretilebilmelerinden dolayı yarıiletken dünyasının yoğun çalışma alanına dönüşmüştür (Akkılıç ve ark. 2008).

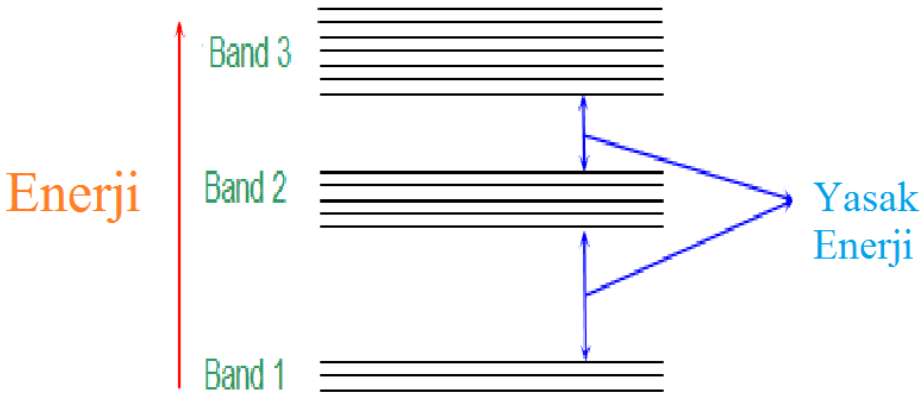
Metal-yarıiletken eklem yapılarında ara yüzey olarak kullanılan organik yarıiletkenlerin özellikleri eklemin elektriksel karakteristiğini önemli ölçüde

etkilemektedir. Bu alanda yapılan tüm çalışmaların öncelikli amacı eldeki Schottky engel diyotların yüksek kalitede olabilmesi için idealite faktörünün 1'e yakın olmasını sağlamaktır (Ayhan 2012).

Bu çalışmada kitosan, Au/Kitosan/n-Si/Au eklemlenerek, Au/n-Si/Au ile karşılaştırılarak bariyer yüksekliği hesaplandı. Bu bölümün sonunda deneysel süreçler sırası ile anlatılmıştır.

3.1. Katıların Bant Teorisi

Bir atomdaki elektron dört parametre ile özellikleri saptanabilir. Bu parametreler; açısal momentum kuantum sayısı (l), baş kuantum sayısı (n), spin kuantum sayısı (s) ve magnetik kuantum sayısıdır (m_s). Pauli dışarlama ilkesi gereğince aynı atomun iki elektronu için bunlardan en az birisi mutlaka farklıdır. Bir katı birbirinden izole edilmemiş atomlardan oluşur. Bu durumda dıştaki elektronlar birbirlerinin enerjilerini etkiler. Şekil 3.1 görüldüğü üzere katı kristalinde bu izole edilmemiş elektron sayısının avagadro mertebesinde düşünüldüğünde bu elektronların enerjilerinin belirli bir aralıkta sürekli olmasını ve diğer aralıklarda yasak enerji bantlarının oluşmasına sebebiyet verir.



Şekil 3.1. Katı kristalindeki bantlar ve yasak enerji aralığı

İletkenler, yalıtkanlar ve yarıiletkenler arasındaki farklılığın en bariz şekilde görülebildiği katılardaki bant teorisidir. Elektronlar bir atomun yörüngesini doldururken en düşük enerjiden en yüksek enerjiye doğru doldururlar (Akgündüz, 2015). Atomun

sahip olduğu her bir elektron yörüngesi birer enerji düzeyidir. Bir kristalde tüm atomlar birbirine yakın konuma gelirler. Bu enerji düzeylerinin makroskopik anlamda üst üste binmesine ve band oluşturmalarına sebebiyet verir (Özek 1998).

3.2. Yarıiletkenler

3.2.1. Metalde Serbest Elektron Modeli

Bir metalin dış yörüngesinde bulunan elektronlar ait olduğu atoma güçlü bir şekilde bağlı olmadığından metal içerisinde serbestçe hareket edebilmektedir. Elektronu Fermi- Dirac istatistiğine uyan bir gaz olarak düşünülebilir. Bu halde iken enerjisi E ile E+dE arasında olan elektronların sayısı;

$$dN = N(E)dE = V_g(E)f_{FD}(E)dE = V\frac{8\pi\sqrt{2}m^{\frac{3}{2}}E^{\frac{1}{2}}}{h^3}\frac{dE}{e^{(E-E_f)/k_BT}+1} \tag{3.1}$$

burada kT'nin değişimi E-Ef'ye göre çok küçük kalmaktadır. Sıcaklığın 0°K olduğu değerde yukardaki denklemden E_f'nin yaklaşık sayısal değeri bulunabilir;

$$N = \int dN = \int_0^\infty N(E)dE = V\frac{8\pi\sqrt{2}m^{\frac{3}{2}}}{h^3}\int_0^\infty \frac{E^{\frac{1}{2}}}{e^{(E-E_f)/k_BT}+1}dE \tag{3.2}$$

T=0 iken; $E_f > E$ iken fermi dağılımı 1'e eşittir, $E > E_f$ iken ise 0'a eşittir. Bu sayede integral; (3.3)

$$N = V\frac{8\pi\sqrt{2}m^{\frac{3}{2}}}{h^3}\int_0^{E_f} E^{1/2}dE = V\frac{8\pi\sqrt{2}m^{\frac{3}{2}}}{h^3}\frac{2}{3}{E_f}^{3/2}$$

olarak hesaplanır. E_f'nin yalnız bırakılması ile;

$$E_f = \frac{h^2}{2m}\left(\frac{3N}{8\pi V}\right)^{2/3} \tag{3.4}$$

bulunur (Krane 2008).

3.2.2. Çekim Potansiyelindeki Elektron: Sınır Durumu

Yarıiletken elektroniği ve optoelektronik cihazlar, materyal içerisindeki elektronların elektriksel, elektromagnetiksel, mekanik ve magnetik gibi dış faktörlere gösterdikleri davranışlara ve nasıl etkilendiklerine bağlıdır. Bazı özelliklerini anlamak için en basit yaklaşım olarak klasik fizik kullanılabilir. Newtonun temel yasalarından kuvvet denklem eşitliği ile;

$$\frac{d\boldsymbol{p}}{dt} = e(\varepsilon + v \times B) \tag{3.5}$$

burada **p** elektronun momentumu, v elektronun hızı, ε ve B sırasıyla elektriksel ve magnetiksel alandır (Mishra 2008).

Birçok doğal kavramlara net bir açıklama getiren klasik fizik, katı kristaldeki elektronların davranışlarını açıklamada yetersiz kalmaktadır. Klasik fizikle anlaşılmayan elektron davranışlarını ancak kuantum fiziği ile açıklanabilmektedir. Kuantum mekaniğine göre elektronlar elektromagnetik dalgalar gibi davranabilirken aynı şekilde elektromagnetik dalgalarda parçacık gibi davranabilmektedir (Mishra 2008).

Elektronlar atom içerisinde çekirdek etrafında bir çekim potansiyeli içerisinde bulunmaktadırlar. Kuantum fiziğine ithafen buradaki davranışları betimleyen Schrödinger denklemi;

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\Psi(r,t) = [E - V_0]\Psi(r,t) \tag{3.6}$$

burada m elektronun kütlesi, V_0 katındaki zemin potansiyelidir. Bu differansiyel denklemin bir genel çözümünde, V elektronun hapsedildiği hacim olmak üzere dalga denklemi; (3.7)

$$\Psi(r) = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{\pm i\boldsymbol{kr}}$$

ve bu çözüme karşılık gelen enerji denklemi ise;

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + V_0 \tag{3.8}$$

şeklinde hesaplanır.

Üç boyutlu sistemde bu enerjiye eşlik eden durum hal yoğunluğu;

$$N(E) = \frac{1}{\exp(\frac{E - E_f}{k_B T})} \tag{3.9}$$

olarak hesaplanır.

Aynı şekilde elektron gibi fermiyonlar dağılım fonksiyonu olarak;

$$f(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - E_f}{k_B T}\right) + 1} \tag{3.10}$$

Fermi istatistiğine uyarlar. Sıcaklıktan bağımsız olarak elektronların ½ ihtimalle işgal ettiği enerji düzeyi fermi enerjisidir.

3.2.3. Yarıiletkenler

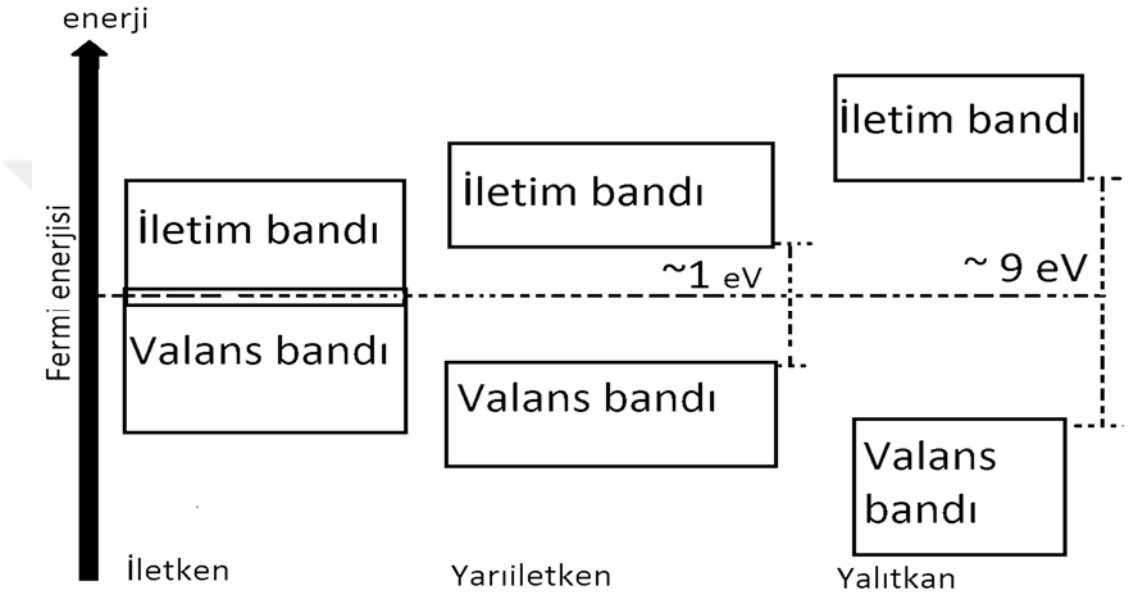
Band teorisi materyalin kristalinde izinli aralığın ve yasak bölgenin biribirinden ayrıldığını göstermektedir. İzinli bölgenin test edilmesi üç önemli durum ortaya çıkarmaktadır. İletkenlik ve değerlik bantların dolu ve kısmen dolu olması ile iletken ve yarıiletken ortaya çıkmaktadır.

Valans bandı, elektronların bulunduğu atoma ait en dıştaki banttır. Valans bandından sonraki elektronların geçebileceği banda *iletkenlik bandı* denir (Özek 1998).

İletken maddelerde iletim valans bandı ve iletim bandı iç içe geçtiği için koşula bağlı olmaksızın mümkündür. Yalıtkan maddelerde ise verilen enerjinin yasak enerji aralığından küçük olacağı için kolaylıkla iletken hale geçmesi mümkün gözükmüyor. Şekil 3.2'de şematize edildiği gibi yarıiletken maddelerde ise yasak enerji aralığı bir fotonun, verilen ısının veya verilen gerilime nispeten kıyaslanabilir olduğu görülüyor. Yarı iletken maddeler şartlara bağlı olarak iletken veya yalıtkan olabilirler (Akgündüz 2015).

Mutlak sıfır sıcaklığında tüm elektronlar valans bandında iken sıcaklık arttırıldığında iletkenlik bandı ve valans bandı arasındaki yasak enerji aralığından daha fazla enerji kazanarak iletim bandına geçer ve arkasında pozitif yüklü bir boşluk bırakırlar (Özek 1998).

Şekil 3.2'de görüldüğü gibi iletken materyallerde yasak enerji aralığı bulunmamasına karşın yarıiletken materyallerde yasak enerji aralığı 1-3,5 eV düzeyindedir.



Şekil 3.2. İletken, yalıtkan ve yarıiletken bant karşılaştırılması

Katkısız yarıiletkenler; safsızlığının bozulmadığı yarıiletkenlerdir. Mutlak sıcaklıkta taşıyıcıları yoktur (Özek 1998).

Katkılı yarıiletkenler; As, P, Sb gibi 5 değerlik elektrona sahip atomların Si ve Ge atom yapısına katılarak;

n tipi yarıiletkenler, son yörüngedeki beş elektrondan; dördünün bağ yapımına katılması ve 5. elektronun ise negatif yük taşıyıcısı olarak kalması ile oluşur. Safsızlık elementi Ge veya Si atomun enerji düzeyine yakın bir enerji düzeyi oluşturur. Negatif yük taşıyıcıları bu enerji düzeyinde bulunur (Özek 1998).

p tipi yarıiletkenler ise Al, B, In gibi 3 değerlik elektrona sahip maddelerin Ge veya Si'a eklenmesi sonucu bir hole (boşluk) oluşması ile oluşur. Bu maddelerin Ge ve

Si atom yapısına katkılanması ile Ge, Si atomunlarına yakın bir yerde enerji düzeyi oluşur (Özek 1998).

3.2.3.1. P-N Eklemi

Elektronik devrede p-n eklemi; akım doğrultmanı, foto-diyot, LED, transistör gibi elektronik devre elemanlarının temelini oluşturur. P tipinde çoğunluk taşıyıcılar boşluklar, azınlık taşıyıcılar elektronlar olmaktadır. Aynı şekilde n tipinde çoğunluk taşıyıcılar elektronlar, azınlık taşıyıcılar boşluklar olmaktadır.

Bir p-n eklemi oluştuğunda n'e ait iletim bandındaki elektronlar, pozitif yüklü bölgeye, p tipine geçerek geride pozitif yüklü iyonlar bırakır. Pozitif tarafa geçen elektronlar boşluklarla birleşerek nötr atomlar oluşturur. Elektronların difüzyonla geçtikleri p tarafına tekrar p tipine ait azınlıklar olan elektronlar tarafından itilerek bir noktada durdurulur. Bu sayede elektronlar p'de birikir. Aynı olay boşluklar içinde meydana gelmektedir. Bu merhalede iki yarı iletkenin birleştiği yerde eklem bölgesi oluşur (orta kısımda 1μm'lik alan). Bu sayede n tarafında çok dar bir pozitif bölge, p tarafında ise aynı şekilde çok dar bir negatif bölge oluşur.

3.2.3.2. İleri ve Ters Kutuplanma

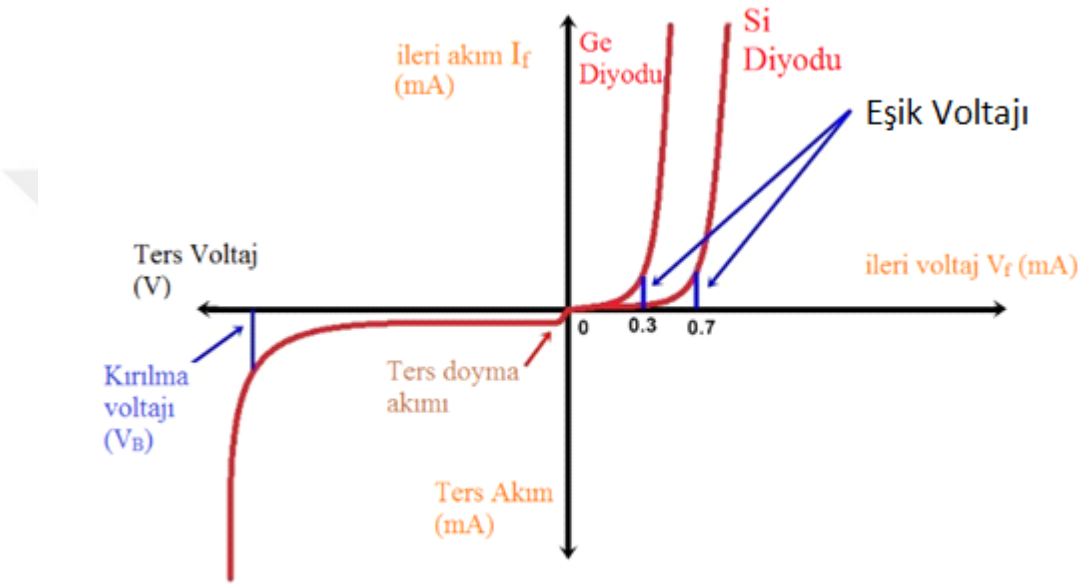
İleri kutuplanma bir p-n eklemine p tarafına pozitif, n tarafına negatif voltaj farkı uygulandığında p'deki boşluklar ve n'deki elektronlar eklem bölgesine itilir. Eklem bölgesi daralır, diyottan akım geçer. Voltaj farkı daralan bölgede yoğunlaşır, eklemin potansiyeli azalarak çoğunluk taşıyıcılar eklemi geçer. Ters kutuplanmada gerilim kaynağının pozitif ucu n, negatif ucu p tarafına uygulanırsa eklem bölgesi iki uca doğru genişler, potansiyel engeli artar, diyottan akım geçmez, 1μA'lik sürüklenme akımı meydana gelir (Özek 1998).

Bu eklem çeşidinde eklem potansiyel farkı $V_0 = (kT/e)In(\frac{n_n}{n_p})$ hesaplanır. Burada k boltzmann sabiti, T mutlak sıcaklık, e elektron yükü, n_n n'in iletim bandındaki elektron konsantrasyonu ve n_p aynı şekilde p'nin iletim bandındaki elektron konsantrasyonudur (Özek 1998).

Bir p-n diyotuna V gerilim farkı uygulandığında diyotun içerisindeki akım;

$$I = I_0[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1] \tag{3.11}$$

eşitliği ile belirlenir (Özek 1998).



Şekil 3.3. Ge ve Si diyotların I-V grafiği

Şekil 3.3'te gösterilen herhangi bir diyota ait akım- gerilim grafiğinde ters voltajın kırılma voltajına (V_B) yaklaştığında ters akım ani olarak artmaya başlamaktadır. Bu olaya eklem kırılması denmektedir. Diyotun kısa devre olması anlamına gelen eklem kırılması Çığ ve Tunel etkilerinden kaynaklanmaktadır (Özek 1998).

Çığ etkisi; ters kutuplanmada diyotun iki ucundaki gerilimin artması sonucu diyotun içerisindeki elektriksel alanın artmasına, elektriksel alanın artması ileri sürükleme elektronlarının yüksek enerjileri ile kristal yapının içindeki elektronları sökerek ters akımı artırmasıdır. Bu olay zincirleme devam etmektedir (Özek 1998).

Tünel etkisi; safsızlığı daha fazla olan diyotlarda meydana gelmektedir. Yüksek safsızlığın varlığı eklem bölgesinin dar olmasına neden olur. Ters kutuplamanın kırılma voltajın yaklaştığında ise p'nin valans bandı, n'nin iletim bandına yaklaşır. Bu şekilde kuantum fiziğinde tünelleme etkisi oluşur.

3.3. P-N Diyot Özellikleri ve Çeşitleri

3.3.1. Zener Diyotları

Kırılma voltajı Vz ile gösterilir. Zener diyotunun kırılma ve ters akımı arasında

$$I_Z = \frac{1}{[1 - \left(\frac{V_R}{V_Z}\right)^n]} I_0 \tag{3.12}$$

ilişkisi mevcuttur. Zener diyotlarına ters kutuplama ile çalışır (Özek 1998).

3.3.2. Varikap Diyot

İngilizcede "variable capacitance" kelimelerinden türetilmiş değişken kapasiteli diyottur. Ters kutuplama ile çalışır. P-n bölgelerinin arasına dielektrik eklem bölgesinden oluşmuştur. Bu p-n eklemi bir kapasitör özelliği taşır. Kapasitörün sığası C ise $C = \frac{KS}{4\pi d}$ burada K plakalar arasındaki maddenin dielektrik katsayısı, S plakaları yüzey alanı, d ise iki plakanın arasındaki uzaklıktır (Özek 1998).

3.3.3. LED

İngilizcede "light emitted diode" isminin kısaltmasından oluşmuştur. Işık yayan diyotlar ileri kutuplanan elektronların N tarafına enjeksiyonu ile oluşmuştur. Elektronların kristaldeki boşluklarla birleşmesi ile foton yayımlanır. Kristal olarak genellikle GaAs kullanılır. LED'ler seribağlı dirençlerle kullanılmalıdır (Özek 1998).

3.3.4. Fotodiyotlar

Görünür ışığı, kızılötesi ışığı veya morötesi ışığı algılayıp elektrik sinyallerine dönüştüren diyotlardır. Çalışma prensibi LED'lerin tersi şeklindedir. Burada negatif kutup p pozitif kutup ise n'e bağlanmıştır. Gelen foton p'de biriken elektronların bir tanesini ayırarak hole- elektron çifti oluşturur. Elektron elektik akımının iletimine sağlayarak devreden akım geçmesine neden olur (Özek 1998).

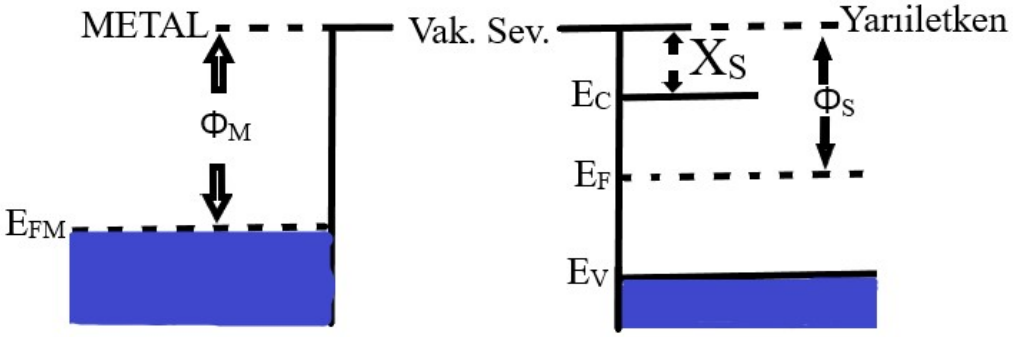
3.3.5. Güneş Pilleri

Fotodiyot akım üretmek için kullanılır. Fotodiyotlar akım üretirken güneş pilleri gerilim üretir. Eğer foto diyotlara dış voltaj uygulanmazsa, diyotun absorbe ettiği foton gerilim üretir (Özek 1998).

3.4. Metal Yarıiletken Eklemi: Schottky Bariyeri

Metallerin yarıiletken teknolojisinde kullanım amaçları; düşük dirençle akımın sağlanması, lineer olamayan I-V tepkisi için Schottky bariyeri oluşturması, ohmik kontak ile elektronların ve boşlukların yarıiletkene düşük dirençli yollarla ulaşmasını sağlamaktır (Mishra 2008).

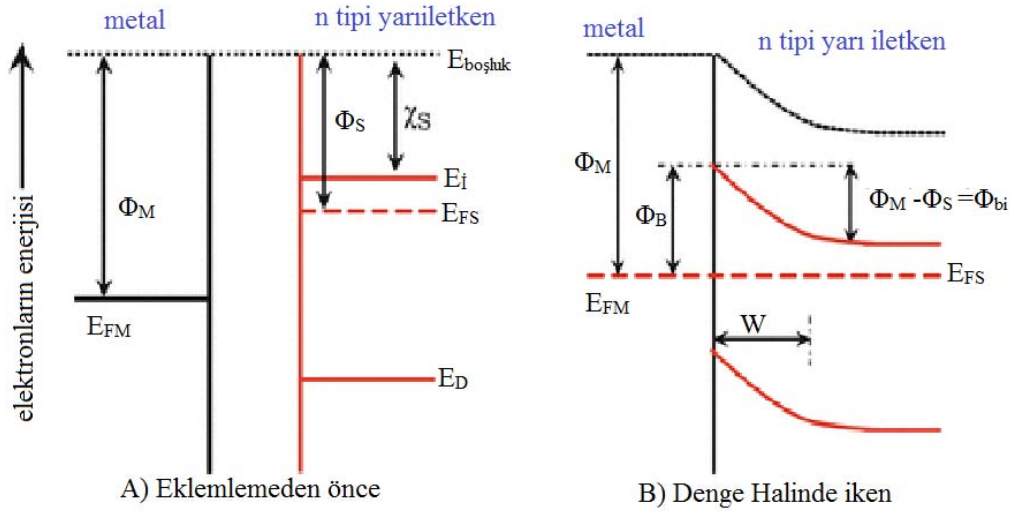
Metal- yarıiletken eklemi p-n diyotları gibi lineer olamayan karakteristiğe sahiptir ancak tek kutuplu olması hasebiyle birçok uygulamada daha hızlı tepki vermektedir. Bu tarz eklemlere Schottky bariyer diyotu denir (Mishra 2008). Şekil 3.4'te iş fonksiyonları tasvir edilmiştir. Burada E_C iletim bandı, E_V ise değerlik bandıdır.



Şekil 3.4. Metal yarıiletken arasında $\Phi_M > \Phi_S$ olması

3.4.1. Schottky Bariyer Yüksekliği

Schottky diyotlarının çalışması metal- yarıiletken ekleminin dış etmene gösterdiği tepkiye bağlıdır.



Şekil 3.5. Metal yarıiletken kontağı

Şekil 3.5'te gösterilen metal- yarıiletken eklemin eklemlemeden önce ve sonrası gösterilmiştir. Metalin E_{FM} fermi enerji, E_{FS} yarıiletkenin fermi düzeyi gösterilmiştir. Şekil içerisinde χ_S yarıiletkenin elektron ilgisi, E_D değerlik bandın enerji seviyesi, $E_İ$ iletkenlik bandın enerji seviyesidir. Denge halindeki kontak yapının metal tarafındaki engel yüksekliği Φ_B ve yarıiletken tarafındaki engel yüksekliği Φ_{bn} olarak gösterilmiştir. Metalin iş fonksiyonu Φ_M ve yarıiletkenin iş fonksiyonuna Φ_S olduğu bilinirse, yarıiletkenin P veya N olmasına bağlı olarak her iki koşul için iki durum ortaya çıkar; P tipi yarı iletken kullanılmışsa $\Phi_M > \Phi_S$ durumunda omik kontak, $\Phi_M < \Phi_S$ ise doğrultucu kontak; N tipi yarıiletken kullanılmışsa, $\Phi_M > \Phi_S$ durumunda doğrultucu kontak, $\Phi_M < \Phi_S$ ise omik kontak oluşur (Akkılıç 2002).

3.4.1.1. Metalin n- Tipi Yarıiletkenle Oluşturduğu Doğrultucu Kontaklar

Metalin p ve n ile oluşturduğu kontaklarda metalin ve yarıiletkenin iş fonksiyonları arasındaki ilişkiye binaen her iki kontakta iki farklı durum meydana geldiğini biliyoruz. Her dört durumda da kontaktan sonra metale geçen elektronların bıraktığı donorlar yarıiletken yüzeyinde iyonize olmuş durumdadırlar. Yüklerin eşitlenmesinden sonra yarıiletkenin ve metalin Fermi enerjileri eşitlenir hale gelir. Yarıiletkenin sahip olduğu fermi enerjisindeki alçalma;

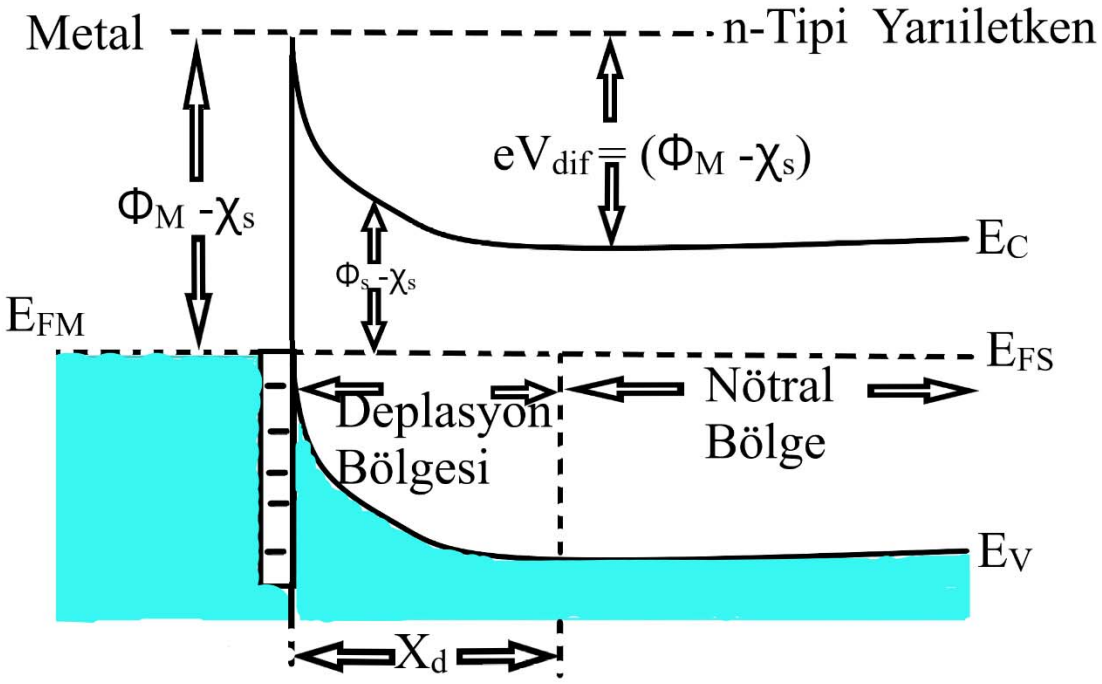
$$EV_{dif} = \Phi_M - \Phi_S \qquad (3.13)$$

kadar olur. Burada V_{dif} kontakta dipol katmanı sebebiyle oluşan difüzyon potansiyelidir. Yarıiletken tarafında engelin alçaldığı görülür. Şekil 3.6'da görüldüğü gibi bu alçalma aynı zamanda yarıiletken tarafındaki engel yüksekliğidir. Yarıiletkenin iletim bandındaki elektronların metale geçerken aşmaları gereken engel yüksekliğidir. Geçiş sırasında iyonize olmuş donorlar kontağın yarıiletken tarafında hareketsiz pozitif yüklü yük dağılımı bırakmış olur. Sabit yüklerin bulunduğu bu yüzeye uzay yükü tabakası ve potansiyel bir engel teşkil ettiği için engel tabakası olarak bilinir. Bu tabakanın kalınlığı donorların konsantrasyonuna ve potansiyelin şiddetine bağımlıdır.

Termal yolla metaldeki veya yarıiletkendeki bir elektronun enerjisi bu engeli geçecek seviyeye gelerek engeli aştığı görülür. Bu durumda bir I_0 sızıntı akımı oluşur ve normal akım ile ters yönde ilerler. Eğer bir devreye -V voltajı uygulanırsa metalden yarıiletkene ilerleyen elektronlar için de var olan engelin yüksekliği değişmez. Aynı şekilde bunların sebep olduğu sızıntı akımının şiddeti de değişmez. Bu durumda oluşan net akım;

$$I = I_0(e^{\frac{eV}{kT}} - 1) \tag{3.14}$$

kadar olur (Akkılıç 2002).

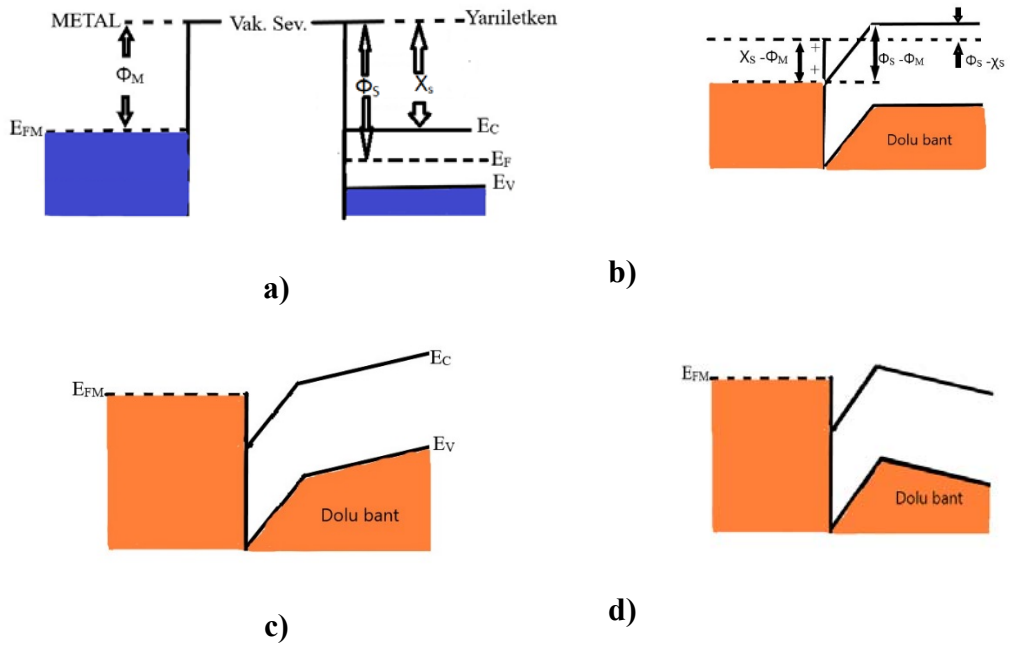


Şekil 3.6. Metal n-tipi yarıiletkenin ile oluşturduğu kontak

3.4.1.2. Metalin n- Tipi Yarıiletkenle Oluşturduğu Omik Kontak

Metalin iş fonksiyonun yarıiletkenin iş fonksiyonundan küçük olduğu ($\Phi_M<\Phi_S$) durumu göz önüne alalım. Şekil 3.7a'da temsil edildiği gibi Metal ve yarıiletkenin fermi enerjileri arasında (Φ_S - Φ_M) bir fark oluşur. Denge durumuna geçiş için metalden yarıiletkene doğru elektron geçişleri meydana gelir. Şekil 3.7b'de yarıiletkene iletilen elektronlar, yarıiletken yüzeyinde bir yüzey yükü ve dipol tabakası oluşturur (Akkılıç 2002).

Eğer metal tarafına pozitif voltaj (+V) uygulanırsa metale ilerleyen elektronlar hiçbir mani olmaksızın ilerlerler (şekil 3.7c). Bu sayede elektronların karşılaşacakları engel yüksekliği de çok küçük olmuş olacaktır. En nihayetinde böyle bir durumda engel yüksekliği küçük olmasından dolayı elektronların düz beslem altında da olsa her iki tarafa geçişi mümkün kılacaktır (şekil 3.7d). Bu omik kontak olarak bilinir (Akkılıç 2002).



Şekil 3.7. $\Phi_s>\Phi_M$ olması durumu a)kontaktan önce b)kontaktan oluştuktan sonra c) ters beslem altında iken d)düz beslem altında iken

3.4.1.3. Metalin p- Tipi Yarıiletkenle Oluştuğu Doğrultucu Kontak

Doğrultucu kontak, bir kontağı oluşturan metal- yarıiletken ikilisinden birinden diğerine elektronların geçişinin kolay, ama aksi yöndeki akımın bariyer yüksekliğinden dolayı çok zor olması anlamına gelmektedir. Yani omik kontağın aksine elektronlar iki yöne değil tek bir yönde ilerlemeye zorlanmasıdır (Akkılıç 2002).

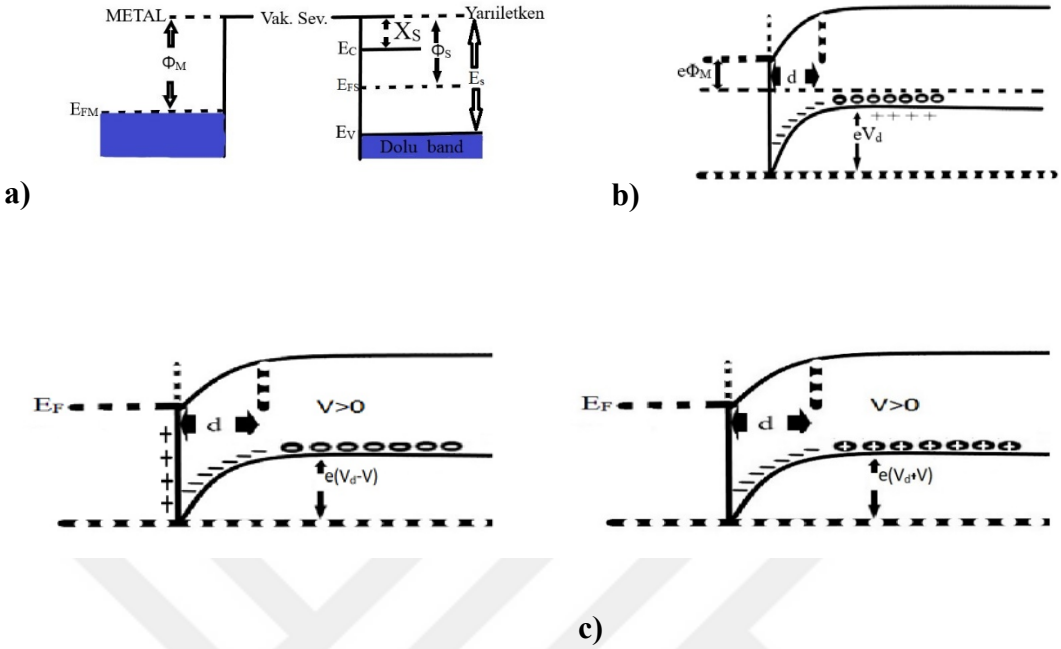
Metal ve yarıiletken kontak oluşturduğu zaman denge durumu olan fermi seviyelerinin eşitlenmesine kadar yük geçişi devam eder. Metal yarıiletken kontağında yük taşıyıcılarının (boşluk veya elektron) bir doğrultudan diğerine kolay iletiliyorsa **doğrultucu kontaktır.** Metalin p- tipi yarıiletkenle oluşturduğu konakta metalin iş fonksiyonu Φ_M ve yarıiletkenin iş fonksiyonuna Φ_S olduğunu hatırlarsak, $\Phi_M<\Phi_S$ ise doğrultucu kontak, $\Phi_M> \Phi_S$ durumunda omik kontak oluşur (Akkılıç 2002).

İlk durumda yani $\Phi_M<\Phi_S$ ise; metalin fermi seviyesi yarıiletkenin fermi seviyesinden $\Phi_S-\Phi_M$ kadar yukarda olacaktır (Şekil 3.8a). Kontaktan sonra, fermi enerjilerinin eşitlemesine kadar yani denge durumuna kadar metalden yarıiletkene elektron geçişleri meydana gelir. Akıma sebep olan elektronlar holleri iyonize hale getirir. Yarıiletkenin yüzey tabakası mezkur elektronlar tarafından bir uzay yükü oluşturur. Bu elektronlar için oluşan yüzey engelli;

$$eV_{dif} = \Phi_S - \Phi_M \tag{3.15}$$

olur. Aynı şekilde metal tarafındaki holler için benzer denklem ortaya çıkar;

$$e\Phi_{B\Delta n} = \Phi_M - \Phi_S \tag{3.16}$$



Şekil 3.8. Metal-p tipi yarıiletkenle doğrultucu kontak oluşturması a) kontak oluşmadan önce b) kontak termal dengede iken c) gerilimin sıfırdan farklı olması

Isısal uyarımdan dolayı yarıiletkendeki holler metal tarafına veya metaldeki elektronlar yarı iletken tarafına geçebilir. Böylelikle engel içerisinden geçen iki I_0 akımı zıt yönlerde oluşur. Pozitif voltaj altında metalden yarıiletkene geçen akımda değişme meydana gelmez (Şekil 3.8b). Ama ters yöndeki akım için bir $e^{(eV/kT)}$ çarpanı kadar azalma meydana gelir. Sonuçta hollerle meydana gelen akım baz alınırsa karakteristik deklem;

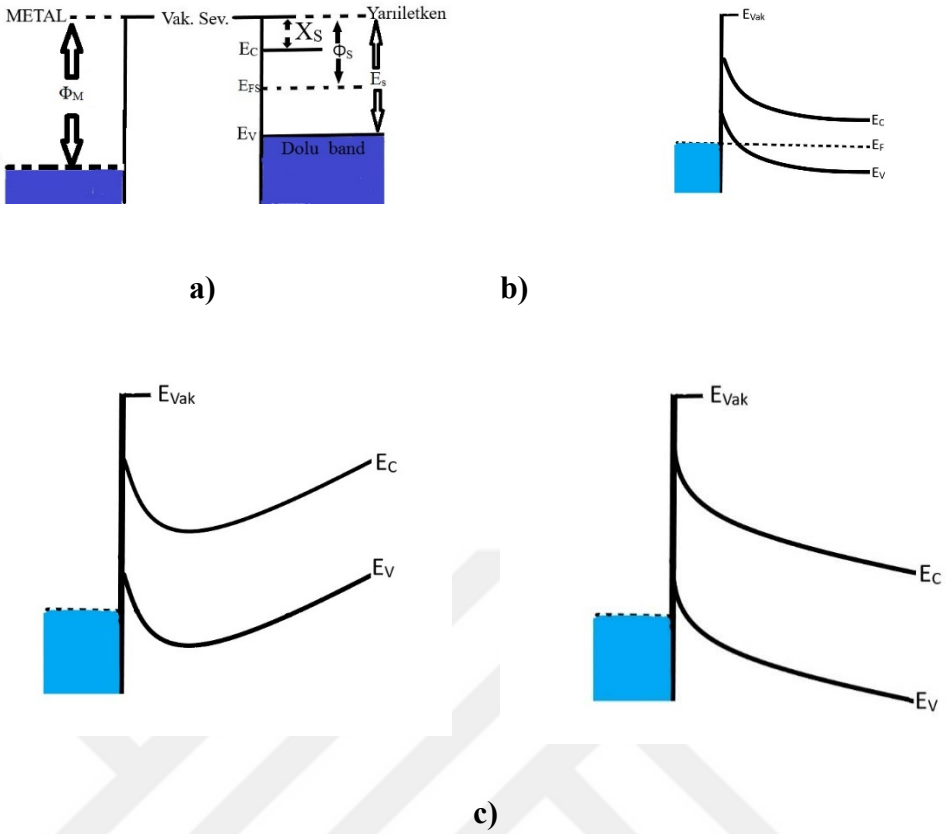
$$I = I_0(e^{\frac{eV}{kT}} - 1) \tag{3.17}$$

olacaktır (Şekil 3.8c). Bu da diyotun doğrultucu olduğunu göstermektedir (Akkılıç 2002).

3.4.1.4. Metalin p- Tipi Yarıiletkenle Oluştuğu Omik Kontak

P tipi yarıiletken ve metal ile oluşturulan diğer bir Schottky diyotu Omik kontakttır. Şekil 3.9a'da görüldüğü üzere metalin iş fonksiyonu yarıiletkenin iş fonksiyonundan büyük olduğu ($\Phi_M > \Phi_S$) durumunu incelersek; metaldeki fermi seviyesi şekil 3.9b'degörüldüğü gibi yarıiletkenin fermi seviyerinden $\Phi_M - \Phi_S$ aşağıda olacaktır. Denge durumu sağlanıncaya kadar yük alışverişi devam eder. Yarıiletkendeki elektronların ilerleyişi geride pozitif yüklü holler bırakarak ve metal tarafında da kendilerinden dolayı negatif bir yüzey yükü oluştururlar. Bu yarıiletkenin daha da p- tipi olmasını tetikler. Hol konsantrasyonunun artması bu etkiyi daha da artırır. Böylelikle elektronlar metalden yarıiletken tarafındaki hollere geçişini kolaylaştırır. Bu aynı zamanda hollerin metale geçişi şeklinde de tanımlanır. Metal tarafına akan holler metalde nötralize durumuna geçer (Akkılıç 2002).

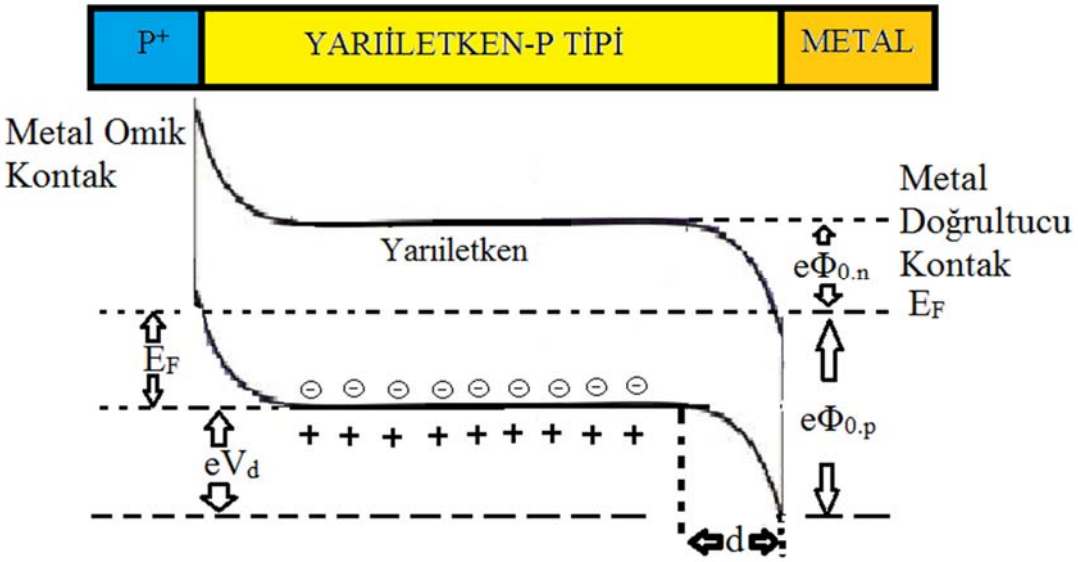
Ters beslem uygulandığında ise metaldeki iletim bandındaki ısısal oluşmuş holler kolayca yarıiletken tarafına geçiş yapar. Şekil 3.9c'de enerji bant diyagramı gösterilmiştir. Böylelikle iki yönlü kolaylık sağlanarak diyotun omik kontak olması sağlanmış olur (Akkılıç 2002).



Şekil 3.9. Metal ve p- tipi yarıiletken ile kontak yapması a) kontak oluşmadan önce b) termal denge sağlandığında c) gerilimin sıfırdan farklı olması durumu

3.4.1.5. Metal- p- Tipi Yarıiletken-Metal Yapısı

Metal- p-tipi yarıiletken- metal yapısı (P^+PM); p tipi bir yarıiletkene bir tarafına kendisi ile omik kontak yapacak bir metalin ve diğer tarafına ise yarıiletkenle doğrultucu kontağın eklemlemesi ile oluşur.



Şekil 3.10. P^+PM eklemlemenin enerji bant grafiği

Omik kontak tarafına pozitif voltaj uygulandığında bu yapı doğru beslemde olacaktır. Benzer şekilde eğer omik kontak tarafına negatif gerilim uygulanırsa bu yapı ters beslemde olacaktır. Şekil 3.10'da bu yapıda holler için engel yüksekliği;

$$E\Phi_{PO} = eV_d + E_F \tag{3.18}$$

olur (Akkılıç 2002).

3.4.2. Schottky Bariyer Yüksekliğine Etkiler

Metal ve yarıiletken ile oluşturulan ideal bir diyotun yüksekliği;

$$\Phi_{Bn} = \Phi_M - \Phi_S \tag{3.19}$$

eşitliği ile hesaplanır. Bu eşitlikte Φ_M metalin iş fonksiyonu, χ_S ise yarıiletkenin elektron ilgisidir. Bazı etkiler bu denklemde hesaplanan Schottky bariyer yüksekliğine etki de bulunabilir. Bunlardan bir tanesi alan kuvveti ile artması ile katottaki emisyon kuvvetinin artışıdır. Bu etki aynı zamanda Schottky etkisi olarak da bilinir. Bu çıkarımlardan bir tanesi katodun iş fonksiyonunun yüzey alan kuvvetine bağlı olduğudur. Metalden belli bir x uzaklığındaki dielektirkteki elektronun alan çizgileri metalden (metal yüzeyine dik) geçecektir. Bu alan çizgileri lokalize olan elektronun alan çizgileri +e imaj yükü ile aynı olacaktır. İmaj yükü nedeniyle ortaya çıkan bu Coulomb kuvveti "**imaj kuvveti**" olarak bilinir (Akkılıç 2002).

$$F = \frac{-e^2}{4\pi\varepsilon_s(2x)^2} = -eE \tag{3.20}$$

şeklinde formülize edilir. Oluşacak potansiyel ise;

$$-\Phi(x) = +\int_x^\infty E dx = \int_x^\infty \frac{-e^2}{4\pi\varepsilon_s(2x)^2} dx = \frac{-e^2}{16\pi\varepsilon_s x} \tag{3.21}$$

şeklinde hesaplanır. Denklem 3.21'de x=∞ için potansiyel sıfır kabul edildi. Eğer sistemde dış potansiyelin varsa denklem 3.22'deki gibi sadece ek bir bileşen gelir.

$$-\Phi(x) = \frac{-e^2}{16\pi\varepsilon_s x} - Ex \tag{3.22}$$

Denklem 3.21'deki ifadede x'in çok küçük değerleri için geçerliliğini yitirir. Denklemde x=0'da Φ(x) sonsuza yaklaşır. Denklem 3.22'de ise ikinci bileşen dış alanın varlığından dolayı potansiyel bariyerdeki düşüşü ifade eder. Bu düşüşe Schottky etkisi denir. Burada bariyerdeki düşüşünde;

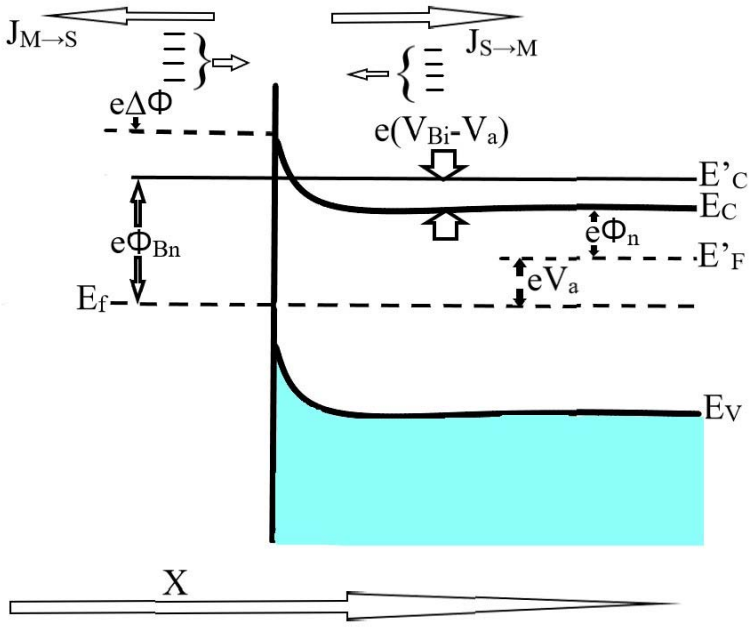
$$\frac{d[e\Phi(x)]}{dx} = 0 \tag{3.23}$$

şartıyla engelin maksimum konumu (X_m) hesaplanır. Bu durumda X_m denklem 3.23'te ifade edilmiştir.

$$X_m = \sqrt{\frac{e}{16\pi\varepsilon_s E}} \tag{3.24}$$

3.4.2.1. Schottky Diyotlarındaki Termoiyonik Emisyon Akımı

Schottky diyotlarda bir potansiyel bariyeri üzerinden elektronun iletim işlemi temoiyonik alan emisyon teorisi ile açıklanmaktadır. Termoiyonik emisyon sıcak bir yüzeye ait elektronların, ısısal enerjileri sebebiyle salınması olayı olarak bilinir. Termoiyonik emisyon teorisi; metal- yarıiletken Schottky diyotlarında taşıyıcıların ısısal enerjileri sebebiyle potansiyel bariyerini aşarak metalden yarıiletkene veya yarıiletkenden metale iletimin sağlanmasıdır (Akkılıç 2002).



Şekil 3.11. Düz beslem altındaki schottky diyotlarda imaj azalma etkisi

Schottky diyotlarda akım iletimi çoğunluk taşıyıcılar olan metal/n-tipi ise elektronlar, metal/p-tipi ise holler tarafından sağlanır. Termoiyonik emisyon teorisine binaen Maxwell Boltzmann yaklaşımının uygulanabilirliği ve termal dengenin

sağlanması için bariyerin potansiyel değerinin kT enerjisinden daha büyük olduğu kabul edilmektedir. Aynı şartlara binaen arınma bölgesinde çoğunluk taşıyıcıların çarpışmalarının ihmal edildiği varsayılmaktadır. Şekil 3.11'de görüldüğü gibi düz beslem altındaki bir Schottky kontağı üzerinde V_a büyüklüğündeki gerilimle; yarıiletkenden metale doğru $J_{s\rightarrow m}$ akım yoğunluğunu göstermektedir. Aynı şekilde metalden yarıiletkene ise $J_{m\rightarrow s}$ akım yoğunluğu ile gösterilmiştir. Burada $J_{s\rightarrow m}$ fonksiyonunu bağımsız değişken olarak metalden yarıiletkene doğru X yönünde bariyerden geçebilecek elektronların konsantrasyonunu kabul eder (Akkılıç 2002). Bu yüzden;

$$J_{s\rightarrow m} = e\int_{E_c}^{\infty} v_x dn \tag{3.25}$$

eşitliği ile yazılır. E_c metaldeki termoiyonik emisyona neden olan minimum enerji, v_x ise sürüklenme istikametteki hızdır. Artan elektron konsantrasyonu aşağıdaki denklem 3.26 ile yazılabilir.

$$dn = g_c(E)f(E)d(E) \tag{3.26}$$

burada $g_c(E)$, iletim bandına ait hal yoğunluğudur. Aynı şekilde f(E) ise fermi dirac olasılık fonksiyonudur. Maxwell- Boltzmann yaklaşımı ile elektron konsantrasyonu;

$$dn = \frac{4\pi(2m_n^*)^{3/2}}{h^3}\sqrt{E-E_c}\exp\left[\frac{-(E-E_f)}{kT}\right]dE \tag{3.27}$$

yazılır. Serbest bir elektronun kinetik enerjisi ($E-E_c$) olarak farzedilirse bu durumda dE ve ($E-E_c$) kütle ve hız değişkeni ile yazılırsa;

$$E - E_c = \frac{1}{2}m_n^* v^2 \tag{3.28}$$

$$dE = m_n^* v dv \tag{3.29}$$

olarak yazılır.

Burada;

$$\sqrt{E - E_c} = v\sqrt{\frac{m_n^*}{2}} \tag{3.30}$$

şeklinde yazılırsa denklem 3.27;

$$dn = 2\left(\frac{m_n^*}{h}\right)^3 \exp\left(\frac{-e\Phi_n}{kT}\right)\exp\left(\frac{-m_n^* v^2}{2kT}\right)4\pi v^2 dv \tag{3.31}$$

olarak yeniden dizayn edilir. Bu denklemde herhangi bir v ile v+dv aralığındaki elektron sayısını verir. Hız 3 boyuttaki bileşenlerine ayrılırsa $v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$ ve denklemde yerine yazılırsa denklem 3.25 ifadesi;

$$J_{s\to m} = 2e\left(\frac{m_n^*}{h}\right)^3 \exp\left(\frac{-e\Phi_n}{kT}\right)\int_{-\infty}^{\infty} v_x \exp\left(\frac{-m_n^* {v_x}^2}{2kT}\right)dv_x \tag{3.32}$$

$$\int_{-\infty}^{\infty}\exp\left(\frac{-m_n^* {v_x}^2}{2kT}\right)dv_y \int_{-\infty}^{\infty}\exp\left(\frac{-m_n^* {v_x}^2}{2kT}\right)dv_z$$

olarak yazılır. Minimal $\mathbf{v_{0x}}$ için;

$$\frac{1}{2}m_n^* v_{0x}^2 = e(V_{bi} - V_a) \tag{3.33}$$

yazılır. Bu hız elektronun potansiyel bariyeri aşması için gereken minimal enerjinin hızıdır. v_x'in v_{0x}'e eşit olduğu yerde $a = 0$ şartı yerine gelir. Bu şekilde $v_x dv_x = \left(\frac{2kT}{m_n^*}\right)ada$ yazılır. Denklem 3.32'de aşağıdaki değişkenler değişimi meydana getirilirse;

$$\frac{-m_n^* v_x^2}{2kT} \equiv a^2 + \frac{e(V_{bi} - V_a)}{kT} \tag{3.34a}$$

$$\frac{-m_n^* v_x^2}{2kT} \equiv \beta^2 \tag{3.34b}$$

$$\frac{-m_n^* v_x^2}{2kT} \equiv \gamma^2 \tag{3.34c}$$

ve bu ifadeler denklem 3.32'de yazılırsa;

$$J_{s\to m} = 2e\left(\frac{m_n^*}{h}\right)^3\left(\frac{2kT}{m_n^*}\right)^3 \exp\left(\frac{-e\Phi_n}{kT}\right)\int_{-\infty}^{\infty} a\exp(-a^2)\,da \tag{3.35}$$

$$\int_{-\infty}^{\infty}\exp(-\beta^2)d\beta\int_{-\infty}^{\infty}\exp(-\gamma^2)d\gamma$$

haline gelir. Son ifade de integraller alınırsa;

$$J_{s\to m} = \left(\frac{4\pi m_n^* k^2}{h^3}\right)T^2\exp\left[\frac{-e(\Phi_n - V_{bi})}{kT}\right]exp\left(\frac{eV_a}{kT}\right) \tag{3.36}$$

veya;

$$J_{s\to\infty} = \left(\frac{4\pi m_n^* k^2}{h^3}\right)T^2\exp\left[\frac{-e(\Phi_{Bn})}{kT}\right]exp\left(\frac{eV_a}{kT}\right) \tag{3.37}$$

olacaktır. Şekil 12'de görüldüğü üzere $\Phi_n+V=\Phi_{Bn}$ ve uygulanan gerilim sıfır olduğundan $J_{s\to m}$ ve $J_{m\to s}$ aynıdırlar. Yani $J_{m\to s}$;

$$J_{m\to s} = \left(\frac{4\pi m_n^* k^2}{h^3}\right)T^2\exp\left[\frac{-e(\Phi_{B0})}{kT}\right] \tag{3.38}$$

olarak bulunur. Eklemde var olan akımın net yoğunluğu $J = J_{s\to m} - J_{m\to s}$ olur. A^* termoiyonik emisyon için Richardson ($A^* = \frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3}$) sabiti olup;

$$J = A^*T^2\exp\left[\frac{-e(\Phi_{Bn})}{kT}\right]\left[exp\left(\frac{eV_a}{kT}\right) - 1\right] \tag{3.39}$$

bulunur. Denklem 3.39'un genel durumu;

$$J = J_0\left[exp\left(\frac{eV_a}{kT}\right) - 1\right] \tag{3.40}$$

şeklinde yazılır. Denklemde $J_0 = A^*T^2\exp\left[\frac{-e(\Phi_{Bn})}{kT}\right]$ ters doyma akımı olarak bilinir. Φ_{Bn} ise Schottky bariyer yüksekliğinin Schottky etkisi nedeniyle azaldığı ($\Phi_{Bn} = \Phi_{B0} - \Delta\Phi$) göz önüne alınırsa;

$$J_0 = A^* T^2 \exp\left[\frac{-e(\Phi_{Bn})}{kT}\right] exp\left[\frac{e\Delta\Phi}{kT}\right] \quad (3.41)$$

şeklinde elde edilir. Engel yüksekliğinde $\Delta\Phi$ değeri, ters beslemin veya elektriksel alanın artışı ile artar (Akkılıç 2002).

3.4.2.2. Metal- yarıiletken- yalıtkan (MIS) Schottky Diyotlarda İdealite Faktörü

Bardeen modeli baz alınarak, yalıtkan ve metal kontak oluşturduklarında arayüzey hallerinde, yarıiletken ve yalıtkan tabaka arasında lokalizasyon meydana gelir. Eğer yarıiletken veya metalde elektriksel alan yoksa tabakadaki elektriksel alan şiddeti, arayüzey ve metalin yüzeyindeki yüklerle ilgili olacaktır. Gauss yasasına göre;

$$\varepsilon_i E_i = Q_{ss} - Q_m \quad (3.42)$$

net yük ifadesi yazılır. Burada E_i arayüzey tabakasına ait elektriksel alan şiddetidir. Gerçekte elektriksel alan Schottky engelinde mevcuttur ve bunun bariyer yüksekliğine etkisi hesaplanabilir. Yarıiletkende bir E_s alanı farz edilse Gauss kanunu bu durumda,

$$V_i = \frac{\delta}{\varepsilon_i}(\varepsilon_i E_{mak} + Q_{ss}) \quad (3.43)$$

şeklinde icra eder. Bu eşitlikte V_i arayüzeyce meydana gelen potansiyel düşmesi, E_{mak} ise E_s'in maksimum değeri olarak hesaplanır. N idealite faktörü arayüzey yoğunluğu, tabaka kalınlığı ve uygulanan gerilime bağlı olduğu biliniyor. Burada öncelikle tüm arayüzey hallerinin metal ile denge içerisinde olduğu bilinmelidir. Yarıiletkene ait yüzey deplasyon ve arayüzey tabakasının mevcut olduğu durumda uygulanan bir V potansiyeli için;

$$V = V_i + V_s \quad (3.44)$$

eşitliği kurulabilir. Deplasyon bölgesi sebebiyle ortaya çıkan gerilim V_s olmak üzere;

$$I = AA^* T^2 exp\left(\frac{-q\Phi_B}{kT}\right)\left[exp\left(\frac{qv}{kT}\right) - 1\right] \quad (3.45)$$

şekliyle ifade edilir. Bu eşitlin her iki taraftan doğal logaritması alınıp potansiyele göre türevlenirse (V);

$$\frac{dIn\ I}{dV} = \frac{IdI}{IdV} = \frac{q}{kT}\left\{1 - \frac{d\Phi_B}{dV} + \left[exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1\right]^{-1}\right\} \tag{3.46}$$

bulunur. Düz beslem durumundaki diyotun idealite faktörü InI-V grafiğinin lineer kısım eğimi olduğundan, denklem 3.46'dan hareketle;

$$n = \frac{q}{kT}\frac{dV}{dIn\ I} = \frac{1}{1-\beta} \tag{3.47}$$

ifadesi karşımıza çıkar. Burada $\beta = d\Phi_h/dV$' dir. Dolaysıyla;

$$\frac{1}{n} = 1 - \frac{d\Phi_B}{dV} \tag{3.48}$$

olarak yazılır. Schottky diyotlarında engel yüksekliği en başta deplasyon bölgesinde var olan elektriksel alanla ilintili olduğundan Φ_B yerine etkin bariyer yüksekliği Φ_e alınmalıdır. Bu sayede etkin bariyer yüksekliği ise;

$$\Phi_e = \Phi_{B,0} + \frac{d\Phi_e}{dV} = \Phi_{B,0} + \beta \tag{3.49}$$

eşitliği ile verilir. β değeri birim beslem gerilim değerine karşılık gelen bariyer yüksekliğindeki değişimdir. Yani β= dΦ/dV' dir. Bu eşitle birlikte;

$$I = I_0 exp\left(\frac{-\beta qV}{kT}\right)\left[exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1\right] \tag{3.50}$$

şeklinde ifade edilir. Doyma akımı olan I_0;

$$I_0 = AA^*T^2 exp\left(\frac{-q\Phi_{B,0}}{kT}\right) \tag{3.51}$$

ifade edilir. Eğer β değeri sabit olursa o takdirde idealite faktörü de sabit olur. İdealite faktörü 1'den büyük çıkması uygulanan voltajın sadece deplasyon bölgesinde değil, aynı zamanda arayüzey, deplasyon tabakaları ve gövde direnci üzerine de etkidiğini göstermektedir (Akkılıç 2002).

Denklem 3.48 ve ($d\Phi_B/dV = d\Phi/dV = dV_i/dV$) eşitliği göz önüne alınırsa denklemin uygulanma voltaja göre türevi;

$$\left(1-\frac{1}{n}\right)=\frac{dV_i}{dV}=\frac{\delta}{\varepsilon_i}\left(\varepsilon_s\frac{dE_{mak}}{dV}+\frac{dQ_{ss}}{dV}\right) \tag{3.52}$$

olarak hesaplanır. Denklem 3.44 göz önüne alınırsa;

$$\frac{dE_{mak}}{dV}=\frac{dE_{mak}}{dV_s}\left(1-\frac{dV_i}{dV}\right)=\frac{1}{nw}=\frac{1}{w}\left(\frac{dV_s}{dV}\right) \tag{3.53}$$

denklemi ortaya çıkar. (3.54)

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

elde edilir. Deplasyon katmanının kalınlığı ($w=(\frac{2\varepsilon_i V_d}{qN_d})^{1/2}$) ile verilmiştir. Q_{sa} ve N_{sa} sırasıyla denge durumundaki arayüzeyin yük yoğunluğu ve hal yoğunluğudur. N_d yarıiletkene ait donor konsantrasyonu ve V_d ise düfüzyon potensiyelidir. Denklem 3.54'te verilen metal ile denge durumunda olan arayüzeye ait hal değişimidir. Tekrar denklemde geçen V_i ise fermi düzeyinde hallerin enerji değişimdir. Bu yüzden arayüzey yük yoğunluğunun, fermi yüzeyindeki birim enerji değişimine oranı ($\frac{dQ_{sa}}{dV_i}=-qN_{sa}$) denklem 3.52, 3.53, 3.54'te gerekli yerlere yazıldığında;

$$\left(1-\frac{1}{n}\right)=\frac{\delta}{\varepsilon_i}\left[\frac{\varepsilon_s}{nw}-qN_{sa}\left(1-\frac{1}{n}\right)\right] \tag{3.55}$$

denklemi elde edilir. Buradan hareketle;

$$n=1+\frac{\delta\varepsilon_s}{w(\varepsilon_s+\delta qN_{sa})} \tag{3.56}$$

denklemine varılır. Bu sonucun arayüze ait hallerin metalle dengede olduğu duruma denk geldiğini unutmamak gerekir (Akkılıç 2002).

Arayüzeye ait hallerin yarıiletken ile dengede olduğu sistemde, Q_{sb} arayüzeydeki yük yoğunluğu, N_{sb} ise arayüzeye ait hal yoğunluğunu temsil edilerek;

$$\frac{dQ_{ss}}{dV} = \frac{dQ_{sb}}{dV_i}\frac{dV_s}{dV} = \frac{qN_{sb}}{n} \tag{3.57}$$

şeklinde formülize edilir. Eşitlik 3.57 yarıiletkenle dengede olan arayüzey yük dağılımının değişimi gösterilmiştir. dV_s yarıiletkenin fermi enerjisine göre arayüzeydeki hallerin değişimi olmak üzere ($\frac{dQ_{sb}}{dV_s} = qN_{sb}$) deklemi, denklem 3.52 ve 3.57 ile birlikte değerlendirilse;

$$\left(1 - \frac{1}{n}\right) = \frac{\delta}{\varepsilon_i}\left[\frac{\varepsilon_s}{nw} + \frac{qN_{sb}}{n}\right] \tag{3.58}$$

elde edilir. Buradan da;

$$n = 1 + \frac{\delta}{\varepsilon_i}\left[\frac{\varepsilon_s}{w} + qN_{sb}\right] \tag{3.59}$$

İfadesi ortaya çıkar.

3.4.2.3. Schottky Diyot karakteristikleri ve cheung fonksiyonları

Metal yarıiletken kontak yapısına doğru beslemdeki I-V karakteristik yardımıyla Schottky diyotuna ait parametreleri için cheung farklı bir yöntem sundu. Buna göre termo-iyonik emisyondaki akım yoğunluğu (denklem 3.39), diyotun etkin alanı ile çarpıldığında diyottan geçen toplam akım;

$$I = AJ = AA^*T^2 exp\left(\frac{-q\Phi_{Bn}}{kT}\right)\left[exp\left(\frac{eV_a}{kT}\right) - 1\right] \tag{3.60}$$

şeklinde ifade edilir. Denklemde geçen $eV_a >> kT$ ise 1 önemsiz kabul edilip ihmal edilebilir. Uygulamada uygulanan gerilimin tamamı arınma bölgesine düşmediğinden ideal durumdan sapmalar meydana gelir. Bu sapmaları ifade edebilmek için idealite faktörünün hesaba katılması gerekir. Bu durumda 1 ihmal edilerek I akımı;

$$I = AJ = AA^*T^2 exp\left(\frac{-q\Phi_{Bn}}{kT}\right)\left[exp\left(\frac{eV_a}{kT}\right)\right] \tag{3.61}$$

şeklinde ifade edilir. Pratiğe daha uygun hale gelmesi için V_a geriliminin IR_s kadarı dirence düşeceği için denklemde $V_a - IR_s$ yazılırsa;

$$I = AJ = AA^*T^2 exp\left(\frac{-q\Phi_{Bn}}{kT}\right)\left[exp\left(\frac{e(V_a - IR_s)}{kT}\right)\right] \quad (3.62)$$

şekline dönüşür. Denklem 3.62'nin iki tarafın doğal logaritması alınıp V_a'ya göre türevlenirse;

$$V_a = \frac{nkT}{e} In\left(\frac{I}{AA^*T^2}\right) + n\Phi_{Bn} + IR_s \quad (3.63)$$

elde edilir. Eşitlik 3.63 In I'ya göre differansiyeli alınırsa;

$$\frac{dV_a}{d(In\ I)} = \frac{nkT}{e} + IR_s \quad (3.64)$$

elde edilir. Bu denkleme göre $\frac{dV_a}{d(In\ I)}$'ın, I'ya göre grafiği bir doğrudur. Bu doğruya ait eğiminden n idealite faktörü hesaplanır. Bu doğrunun düşey ekseninde geçtiği noktadan R_s seri direnci bulunur. Φ_{Bn} potansiyel bariyer yüksekliği,

$$H(I) = V_a - \frac{nkT}{e} In\left(\frac{I}{AA^*T^2}\right) \quad (3.65)$$

şeklinde bir fonksiyondur. Eşitlik 3.62 ve 3.63 denklemlerinden;

$$H(I) = n\Phi_{Bn} + IR_s \quad (3.66)$$

elde edilir. H(I)-I grafiği çizilirse bu doğrunun eğimi tekrar R_s seri direnci elde edilir. Bu doğrunun H(I) eksenin kestiği noktadan $e\Phi_{Bn}$'den engel yüksekliği bulunur (Akkılıç 2002).

3.4.2.4. Norde Fonksiyonunun Schottky Karakteristik Özelliklerin Belirlemesi

Norde bariyer yüksekliği ve seri direncinin hesaplanmasında yeni (3.67)

bir yöntem önemiştir. Norde fonksiyonu.

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

ifadesi ile karşımıza çıkmaktadır. Burada γ değeri n'den büyük olan ilk tamsayı değeridir. I(V) ise akım- gerilim grafiğinin eğiminden bulunmuş akım değeridir. Bariyer yüksekliği ise; (3.68)

$$\Phi_b = F(V_0) - \frac{kT}{e} + \frac{V_0}{\gamma}$$

denklemde $F(V_0)$ değeri Norde- akım grafiğininin minimal noktasıdır V_0 ise bu noktanın gerilimsel karşılığıdır (Bozkaplan 2015).

Norde yönteminde seri direnç ise;

$$R_s = \frac{kT(\gamma - n)}{eI} \quad (3.69)$$

şeklinde bulunur. Burada I değeri V_0 gerilimine denk gelen akımdır (Bozkaplan 2015).

3.4.3. Metal- Yarıiletken Kontaklarda Termal Etki

Aydoğan'a (2004) göre çoğu yarıiletken kontaklar termal etki ile oluşturulmaktadır. Yarıiletkene metalin adezyonunu artırmak amacıyla bu etkiyi uygulamak kaçınılmazdır. Metalin kaplama işleminden sonraki basamaklarda yüksek ısıya ihtiyaç duyulabilir. Yapılan işlem sinterleme veya ateşleme olarak bilinir. Burada kontağı eritecek sıcaklıktan imtina etmek oldukça önemlidir. Bu sıcaklığa eriştiğinde arayüzeyde düzlemsel olmayan metalik keskin bir çıkıntılı yapı ortaya çıkar. Bu durumda çıkıntıda oluşan yüksek alan bölgesi elektriksel karakteristiği görece küçültür. Alaşım istenmedikçe bu sıcaklığı göz ardı etmemek en doğrusudur (Bozkaplan 2015).

Devrede akım ile taşınan ısısal enerji sonucu bir düzensizlik ortaya çıkar. Meydana gelen bu değişimlerin I-V karakteristiğini bozmasını açıklamak göründüğünden zor bir iştir. I-V karakteristiğinde meydana gelen her değişimi bariyer yüksekliğiyle ilişkilendirmek işi zora sokabilir. Bazen karakteristikler akseptör veya donorların yarıiletkene difüzyonu olarak da açıklanabilir. Aynı şekilde katkı atomların etkin yoğunluğunun değişimi elektriksel olarak aktif merkezlerin oluşmasına sebebiyet verir. Katkı atomların yoğunluğu arttıkça bariyer daralır ve termoiyonik alan emisyonu ortaya çıkması mümkündür. Yarıiletkene ilerleyen atomlar asıl katkı atomları ile zıt polaritede ise etkin hal yoğunluğu azalır ve bazen p-n eklemi oluşur (Bozkaplan 2015).

3.4.3.1. Termal enerjinin Bariyer Yüksekliğine Etkisi

Aydoğan'a (2004) göre homojen olamayan bariyere sahip Schottky iyot modelinde;

$$\bar{\Phi}_b^j = \bar{\Phi}_b - \frac{\sigma_s^2}{\left(\frac{2kT}{e}\right)} \text{ ve } \bar{\Phi}_b^c = \bar{\Phi}_b \tag{3.70}$$

denklemde Φ_b^j , düz beslem voltajına bağlı I-V ölçümünde hesaplanmış bariyer yüksekliği, Φ_b^c kapasite- gerilim ölçümünde hesaplanmış bariyer yüksekliği, $\bar{\Phi}_b$ ortalama bariyer yüksekliği ve σ_s ise standart sapmadır. Son ifadede verilen iki ifade ise homojen olmayan Schottky bariyeri için sıcaklık ve mezkur değişkenler arasındaki ilişkiyi vermektedir. Bu değerler I-V ve C-V eğrilerinden elde edilen Bariyer yüksekliğinin farklı çıktığı anlamını taşır. Dahası, gerilim altında engel dağılımının değiştiği göz önüne alınırsa idealite faktörünün açıklanışı bu ifadelere tekabül etmektedir. Denklem 3.70'de potansiyel bariyer yüksekliğinin termal enerjiye bağlı değişimini bariz şekilde ortaya koymaktadır. Her sıcaklık değeri için I-V karakteristiğinde sıfır uygulama geriliminde fit edilmesi ile ortaya çıkan I_0 doyma akımına bağlı bariyer yüksekliği, T^{-1}' ye göre değişim karakteristiği bir doğru verir. Bu durumda doğrunun eğimi $\left(\frac{e\sigma_s^2}{2k}\right)$ ifadesi ile karşımıza çıkar ve bu değerle standart sapma elde edilir. Ortalama engel yüsekliği ise bu doğrunun potansiyel bariyer yüksekliğini kestiği nokta olarak bulunur. Denklem 3.70'de standart sapma, ortalama potansiyel

bariyer yüksekliği yerine konulursa homojen olmayan potansiyel bariyerler için Gauss dağılımı ortaya çıkar. Buna göre sıcaklığa bağlı standart sapma;

$$\sigma_s^2(T) = \sigma_s^2(T=0) + a_\sigma(T) \tag{3.71}$$

elde edilir. Burada a_σ sıcaklığa bağımlı standart sapma olarak bilinir (Bozkaplan 2015).

Standart sapmanın sıfır beslem altında değeri ve ortalama değeri belli bariyer yüksekliğinin Gauss dağılımına bağlı kalarak deneysel doğru beslem (I- V) altındaki bariyer yüksekliği ($\bar{\Phi}_b^j$), $\bar{\Phi}_b^c = \bar{\Phi}_b$ bariyer yüksekliği ile ilgilidir. Kapasite ise yalnızca bant bükülmesine bağlı olduğundan yüksekliğe ait standart sapmadan bağımsızdır. Deneysel bariyer yüksekliğinin (Φ_b^j) verileri ile $C^{-2} - V$ eğrisinden elde edilen bariyer yüksekliği ($\bar{\Phi}_b$) verileri arasındaki ilişki;

$$\bar{\Phi}_b - \Phi_b^j = \frac{ea_\sigma}{2k} - \frac{e\sigma_0^2}{2kT} \tag{3.72}$$

ifadesi ile ortaya çıkar. Bariyer yüksekliğinin; kapasite- gerilim ölçümlerinden eldesi (Φ_b^c) ile doğru beslem altındaki akım- gerilim ölçümlerinden eldesi (Φ_b^j) arasındaki fark 1/2kT'ye göre değişimi doğrusal bir ilişki verir. Bu doğruya ait eğim $q\sigma_0^2$ olarak bulunarak, doğrunun y ekseni ile kesiştiği noktanın $\left(\frac{e\sigma_s^2}{2k}\right)$ olması tesadüfi değildir. Aynı şekilde Schottky bariyer yüksekliğinin ($\bar{\Phi}_b$) sıcaklığa bağlı değişimi;

$$\bar{\Phi}_b(T) = \bar{\Phi}_b(T=0) + aT \tag{3.73}$$

şeklindedir. Denklem 3.73'de $\bar{\Phi}_b(T=0)$, ortalama engel yüksekliğin T=0'daki değeri olup a sıcaklık katsayısıdır (Bozkaplan 2015).

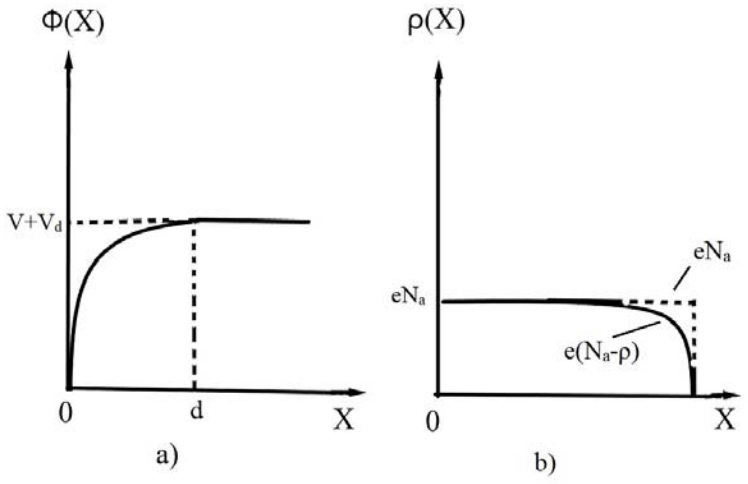
3.4.3.2. İdealite Faktörünün Gerilim Sıcaklık İlişkisi

Termoiyonik emisyon teorisine ithafen, logaritmik akım-gerilim grafiğinin eğimiyle hesaplanan idealite faktörü çoğu kez 1'den büyük çıkar. Bu nedenle termoiyonik emisyon teorisi ile hesaplanan potansiyel bariyer yüksekliği sıcaklığın artışı ile artma eğilimi gösterir (Bozkaplan 2015).

İdealite faktörünün 1'den büyük çıkmasının birden fazla sebebi mevcuttur. Bu sebeplerden bazıları; metal yarıiletken arasında ince oksit katmanının varlığı, yüksek katkılı yarıiletkenlerde veya çok düşük sıcaklıklar altında meydana gele tünelleme akımı, arayüzde elektriksel alan sebebiyle hayali Schottky bariyerinin alçalması, uzay yükü bölgesinde taşıyıcıların oluşum akımlarıdır. Bu sebepler Schottky kontaklarında metal- yarıiletken arayüzeyinde atomsal olarak düzgün olmadığını ve uzaysal homojensizliğin varlığını ima eder (Bozkaplan 2015).

3.4.4. Metal- Yarıiletken Ekleminde Schottky Kapasitesi

Yarıiletken- metal kontak yapısında arınma bölgesi (dipol katmanı), yarıiletken kısmındaki uzay yükleri ve metal kısmının yüzey yükleri ile bir kondansatör gibi davranır. Ters beslem durumundaki gerilim artırılırsa arınma bölgeside artar. Yarıiletkenin metale yakın, mevcut hol yoğunluğu yeni fermi enerjisi ile çakıştığından düşecektir (Akkılıç 2002).



Şekil 3.12. Metal p-tipi doğrultucu kontakta a) potansiyel b) yük dağılımı

Schottky bölgesinin mevcut kapasitesi bu yük değişimi nedeniyle değişecektir. Schottky diyotları bu niteliklerinden dolayı devrede gerilime bağlı değişken kapasitör

olarak da kullanılabilir (şekil 3.12). Schottky bölgesinin kapasitesi diyotun engel katmanındaki potasiyel dağılımın Poisson eşitliği;

$$\nabla^2\Psi(x) = \frac{d^2\Psi}{dx^2} = \frac{\rho(x)}{\varepsilon_0\varepsilon_s} \tag{3.74}$$

şeklindedir. Denklem 3.74'de ε_s yarıiletkenin, ε_0 boşluğun dielektrik sabiti ve $\rho(x)$ uzay yükünün konuma bağlı yoğunluğudur. Uzay yük yoğunluğu;

$$\rho(x) = e(N_a - N_d) \tag{3.75}$$

olarak yazılır. Yarıiletkene ait N_a ve N_d sırsıyla akseptör ve donor yoğunluğudur. $\Psi(x)$ potansiyel fonksiyonu ve $\rho(x)$ uzay yük yoğunluğu şekil 3.13'te gösterilmiştir.engel katmanının difüzyon potansiyeli V_d, sisteme uygulanan potansiyelinde V kadar olacağı düşünüldüğünde, $e(V_d - V) \gg kT$ olduğundan $d > x > 0$ aralığı için yük taşıyıcıların d kadar debye difüzyon uzunluğu için verilen bölgede kısmi olarak bulunacaktır. Dolaysı ile p- tipi yarıiletkende $N_d \ll N_a$ olduğundan uzay yük yoğunluğu;

$$\rho(x) = eN_a \tag{3.76}$$

yazılır. Eşitlik 3.74 ve 3.76'dan

$$\nabla^2\Psi(x) = \frac{d^2\Psi}{dx^2} = \frac{eN_a}{\varepsilon_0\varepsilon_s} \tag{3.77}$$

eşitliği elde edilir. Denklem 3.77 denkleminin sınır şartları göz önüne alınırsa;

1) $X = 0$ olduğu yerde $\Psi(x) = 0$
2) $d < X$ olduğu yerde $\Psi(x) = V_d + V$
3) $X = d$ olduğu yerde $\frac{d\Psi(x)}{dx} = 0$

Eşitlik 3.70 için son sınır şartı göz önüne alınıp integre edilirse arınma bölgesi için elektriksel alan eldesi ortaya çıkar.

$$E(x) = -\frac{d\Psi(x)}{dx} = -\frac{eN_a}{\varepsilon_0\varepsilon_s}(x - d) \tag{3.78}$$

birinci şarta göre eşitliğinin integrali; (3.79)

$$\Psi(x) = -\frac{eN_a}{\varepsilon_0\varepsilon_s}(\frac{1}{2}x^2 - xd)$$

bulunur. Denklem 3.79'ye ikinci sınır şartı uygulanırsa;

$$d = \left[\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_s}{eN_a}(V_D \mp V)\right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.80)$$

olarak bulunur. d Schottky bölgesinin genişliğidir. Bu durumda V>0 için kontak doğru beslemde, V<0 içinse ters beslemde olacaktır. Yarıiletkenin birim alandaki yük yoğunluğu ise;

$$Q = -edN_A \quad (3.81)$$

şeklinde bulunur. Eşitlik 3.80 ve 3.81'ten;

$$Q = -[2\varepsilon_0\varepsilon_s edN_A(V_D + V)]^{1/2} \quad (3.82)$$

eşitliğine ulaşılır. Schottky kapasitesi; denklem 3.82'de ifade edilen Q yükünün, uygulanan birim gerilime göre değişimi olarak tanımlıdır. Dolaysı ile;

$$C = \frac{\partial Q}{\partial V} \quad (3.83)$$

ifadesinde yazılıp 3.82 ve 3.83 eşitliği ile birlikte düşünülürse;

$$C = \left[\frac{\varepsilon_0\varepsilon_s eN_A}{2(V_D + V)}\right]^{1/2} \quad (3.84)$$

veya;

$$C = \frac{\varepsilon_0\varepsilon_s}{d} \quad (3.85)$$

olarak bulunur. Arınma bölgesinin kapasitesi; akseptör yoğunluğu ile doğru, uygulama gerilimi ve Schottky bölgesinin genişliği ile ters orantılıdır (Akkılıç 2002).

3.5. Fiziksel Buhar Biriktirme Yöntemleri

İnce filmlerin nitelikleri, filmlerin kullanılacağı alanları, kaynak ve alttaş materyallerin sıcaklık iyileştirilmeleri, sistematize edilmesi, kalınlığın homojenitesi, birikim hızı ve mali değerleri, filmin oluşumunda en uygun kaplama yönteminin belirleyişini etkileyen unsurlardır. Bu yüzden ince filme ait arzu edilen bileşimin ve mikro özelliğin, alttaş materyallerin ve menşeinden kaynaklanan sınırlamaların göz önüne alınması ile uygun biriktirme metodunun belirlenmesi doğru olur (Bozkaplan 2015).

Nitelikli bir filmin eldesi için, boşluk ortamında icra edilmesi gereklidir. Buna binaen filmin eldesi ifa edilirken en eski ve en yaygın kullanılan metot fiziksel buhar biriktirme yöntemidir. Fiziksel buhar biriktirme (PVD) yöntemi, farklı yüzeylerin amaçlanan materyalin buhar haline maruz kılarak icra edilir (Bozkaplan 2015).

Bu kaplama metodu sıcaklığın yüksek olduğu vakum biriktirme ya da plazma bombardımanı gibi yüzey üzerinde kimyevi tepkimeler barındırmayan kaplama yöntemidir. Bu yöntem temelde Michael Faraday'ın çalışmaları ile yaşıt olmasına rağmen bu terim literatürde ilk kez C.F. Powell'e aittir (Bozkaplan 2015).

PVD metodları;

1. Buharlaştırarak biriktirme
2. Püskürterek biriktirme
3. Atmalı lazer biriktirme
4. Katodik ark biriktirme
5. Elektron ışın fiziksel buhar biriktirme olarak sıralanır.

3.5.1. Plazma Saçtırma Buharlaştırma Yöntemi

PVD teknolojisinin en önemli yöntemlerinden biridir. Grove'nin 1852 yılında fizik literatürüne kazandırdığı yöntemdir. Bu metodun çalışma işleyişi şu şekildedir; argon gazı, aynı gaz ile doldurulan vakum odasında yüksek gerilim ile gazın plazma haline getirilmesi sağlanır. Oluşturulan Ar^+ iyonlarının katoda yüksek hızla bombardıman edilir. Bu sayede katot maddenin hedef seçilmesi ile katot saçılır. Hedef atom alttaş materyalin yüzeyine çarpar ve bu sayede yoğun bir film tabakası oluşur. Buharlaştırma metodundaki termal eritme yerine, Ar^+ iyonları hedefe çarparak saçtırır.

Bu hadise saçtırma metodunun temelindeki ana süreçtir. Hedef parçacık, Ar^+ yüklü parçacığı ile hedeften ayrılır. Mezkur durumda iyonun hızı çok yüksektir ve çarpışmanın ardından hedefteki atomun yüksek hızlara çıkmasına kadar ivmelendirebilir. İyondaki hız sebebiyle hedefteki atom alttaş malzemesinin yüzeyine çarparak ve malzemeye bağlanır. Filmin yoğunluk derecesi buharlaştırmadan kat be kat daha yoğundur (Bozkaplan 2015).

Kullanımı en yaygın iki saçtırma metodu vardır. Bunlar doğru akım (AC) ve radyo frekans (RF) saçtırma yöntemidir.

DC saçtırma metodunda hedefin katot olarak ve kaplanacak maddenin de anot olarak kullanılmasına dayanır. Vakum odasındaki basınç 10^{-3} torr basınca düşürülmesi argon gazının odaya doldurulması ve 1000 V bir potansiyel gerilim farkın uygulanması bu metodun işlemsel süreçlerinden bazılarıdır. Plazma içindeki yüklü parçacıklar katoda doğru hızlandırılarak hedefe çarpması sağlanır. Bu sayede enerji aktarımı ile hedef atomlar hedef yüzeye saçtırılır. Bu metotta katottaki hedef iletken malzeme olmalıdır (Bozkaplan 2015).

RF saçtırma metodu yaygın ve önemli olan bir diğer yöntemdir. DC sistemlerde anottaki materyal katotta birikir ve yalıtkan materyallerin saçtırılması için çok yüksek gerilimin var olması gerekir. Gerilimin yüksek olduğu değerlerde atlama daha kolay meydana gelir. Bu ise hedef kaynağa ve üretilmek istenen materyale zarar verir. G. K. Wehmer, 1955 yılında 13,5 MHz'lik radyo frekansındaki bir AC'yi DC'ye uygulayarak bu yöntemin gelişimine kaynaklık etti. Bu metotta alternatif karakteristiğin pozitif yük bölgesinde kalması ve katotta birikmemesi bir avantaj olarak karşımıza çıkmaktadır. Bu sayede katot daha yüksek voltaj farkıyla saçtırmanın sekteye uğraması önlenmiş olur (Bozkaplan 2015).

3.5.1.1. Radyo Frekans (RF) Saçtırma Tekniği

Bu teknikte saçtırma menbaı olarak RF kullanılmasıdır. Dahası sistemdeki elektrotların dielektrik malzeme olması mümkündür. Radyo frekans saçtırma tekniği, vakum pompası, vakum odası, eşleştirme ünitesi radyo frekansı, güç kaynağı olmak üzere dört esas bölümden oluşur (Grill 2005).

Vakum odasındaki basıncın düşürülmesi amacıyla vakum pompası kullanılmaktadır. Buradaki asıl amaç basıncın düşürülmesi ile havayı diğer gazlardan arındırmak ve iyonize olmuş yüksek enerjili partiküllerin çarpışmasının önüne geçilmesidir. Bu sayede plazma hali istenen malzemenin saflık ve kalite derecesi artırılabilir (Bozkaplan 2015).

Radyo frekansı güç kaynağı ile oluşturulan elektromanyetik dalgalar eşleştirme ünitesi yardımıyla vakum odası içerisinde bir titreşme frekansını oluşturur ve hedef malzemenin iyonize hale gelmesini sağlar. Frekansın yüksek oluşu plazmanın deşarj oluşunu sürekli hale getirir (Grill 1993).

Bu metot, iyonize edilmiş soygazların atomlarını ivmelendirmek için kullanılan elektriksel alana ilaveten bu alana dik magnetik alan uygulanmasına dayanır. Magnetik alan etkisiyle elektronlar sarmal yörüngeyle daha çok soygaz atomlarına çarparak hedef üzerinde iyon yoğunluğunu artırır. Bu durum hedefe ait atom koparılmasının daha yoğun hale getirir ve daha düşük basınçlarda plazmanın oluşmasına olanak tanır (Bozkaplan 2015).

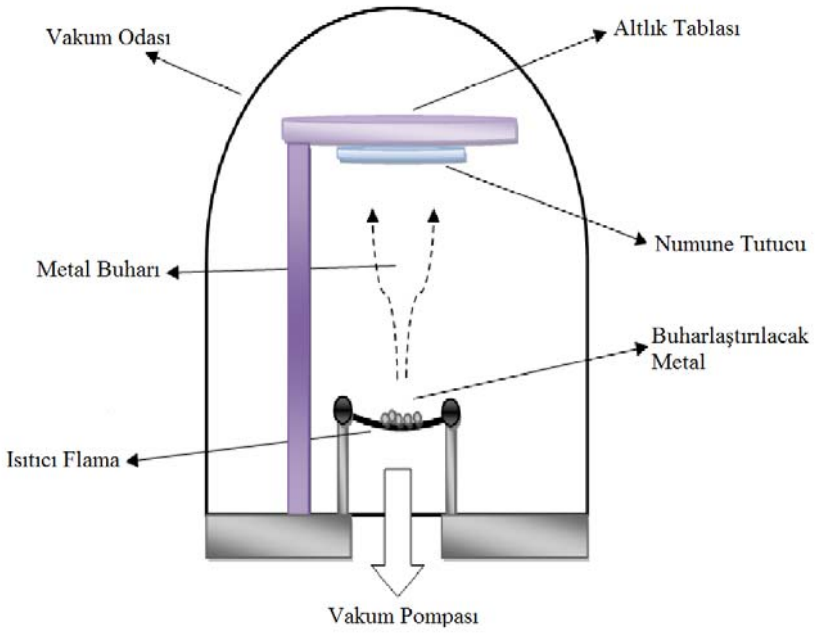
Bu yöntem içerisinde magnetik alan ile elektronların alttaş malzemesine ulaşması engellendiğinden filmin ısınmasını bir noktaya kadar önlenir. Isıya hassas numuneler için bu metot özellikle daha yaygın kullanılır (Johnson 2005).

3.5.1.2. Termal Buharlaşma Tekniği

Vakum ortamında termal enerjinin resistif ısıtıcı ile sağlandığı bu teknik, yarıiletkenlerin yüzeyine ince filmleri kaplamak için kullanılan yöntemdir. Kaplanacak olan materyaller tungsten, molibden, talyum gibi termal ısıya dayanıklı erime noktası yüksek olan metallerle imal edilmiş potaların içerisinde veya direkt olarak termal enerjiye maruz kalmış rezistans üzerinden buharlaştırılır (Bozkaplan 2015).

Bu yöntem diğer yöntemlere göre ucuz olmasına karşın bazı yönlerden kısıtlı olanaklar sağlar. Geometrik özellikler sebebiyle büyük ölçekte üretimlerin yapılması zordur. Erime sıcaklığının düşük olduğu malzemeler için uygundur. Bazı durumlarda potanın da termal enerjinin etkisi sebebiyle buharlaştığı görülmüştür (Bozkaplan 2015).

Şekil 3.13'te şematize edilen bu yöntemde ayrıca belirli sıcaklığın altında vakum içerisinde tutulan buharlaştırıcı malzemenin buhar basıncı ile buharlaşma oranı belli bir oranda tutulduğu için içeriğinin malzemenin aynısına sahip alaşımlarla veya karışımlarla kaplamak mümkün görünmemektedir. Bunun yanında flaş buharlaşma tekniği kullanılması ile bu problem bir derece alt edilebilir. Bu teknik metal ya da alaşımın çok küçük tozları kontrollü bir biçimde sıcak tutulan potaya yerleştirilerek buharlaştırılır. Bu şekilde alaşımdaki oran hemen hemen korunmuş olur (Bozkaplan 2015).



Şekil 3.13. Termal buharlaştırma tekniğinde cihazın bölümleri

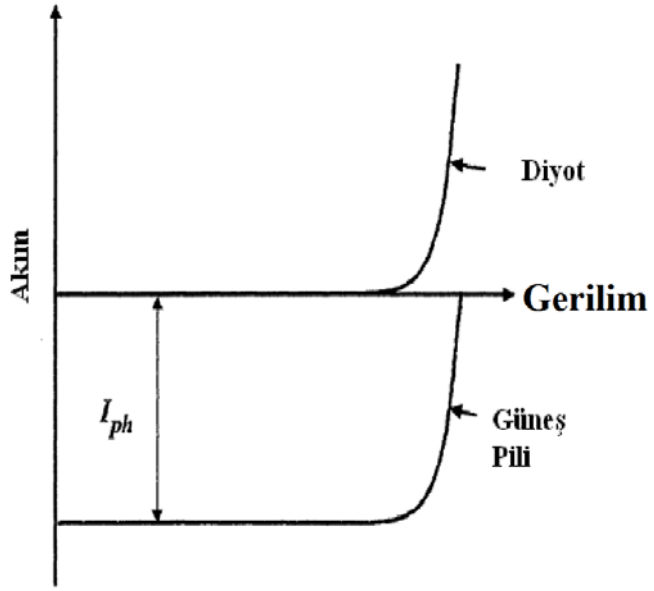
3.6. Güneş Pillerinin Verim ve Karakterizasyonu

Güneş pilleri, foton enerjisini fotovoltatik enerjiye dönüştürmesi temelde iki aşama ile açıklanabilir. Bu dönüşüm sürecinin aşamalı sırası; foton tarafından pilde elektron- hole çiftlerinin oluşturulması ve elektron pozititif uca hollerin ise negatif uca ulaşmasıdır (Bozkaplan 2015).

Pilde meydana gelen akım- gerilim ilişkisi;

$$I = \mathrm{I_{Ph}} - I_0[exp(eV/kT) - 1] \quad (3.86)$$

şeklinde Schockley tarafından formülize edilmiştir (Schockley 1950). Denklemdeki sabitler; V pilde iki uca uygulanmış voltaj farkı, k Boltzmann sabiti, e elektron yükü, I_0 doyma akımı, I_{ph} ise foton tarafından üretilmiş akımdır. Denklemde I_{ph}=0 yani foton akımın olmadığı yerde pilin doğrultucu kontağa benzer davranışlar gösterdiği anlaşılır. Şekil 3.14'de bir güneş pilinin akım gerilim grafiği verilmiştir (Bozkaplan 2015).



Şekil 3.14. güneş pilinin akım gerilim grafiği

Şekil 3.14'de I_{sc} oluşan kısa devre akımıdır. Bu akım aynı zamanda I_{ph} değerine eşittir. Aynı şekilde V_{oc} açık devre voltajıdır. Bu voltaj değeri;

$$V_{oc} = \frac{kT}{e}\ln(1 + \frac{I_{ph}}{I_0}) \quad (3.87)$$

şeklinde hesaplanır (Bozkaplan 2015). (3.88)

Pilde maksimal güç;

$$P_{Max} = I_m \times V_m$$

formülü ile belirlenir. Güneş pilinin devreye bağlandığında apsorbe ettiği ışık enerjisinin fotovoltatik enerjiye dönüştürme yüzdesine pilin verimi (η) denir. Bu tanım aynı zamanda pilin ürettiği maksimum gücün pilin üzerine etkiyen ışık gücüne oranı olarak da bilinir (Bozkaplan 2015). Güneş pillerin verimi;

$$\eta = \frac{P_{MAX}}{P_{Işık} \times S} \tag{3.89}$$

şeklinde hesaplanır. Burada $P_{Işık}$ uygulanan ışığın şiddeti, S ise pilin etkin alanıdır. Güneş pillerinin karakterizasyonu için hesaplanan başka bir parametre ise doluluk oranıdır. Doluluk oranı;

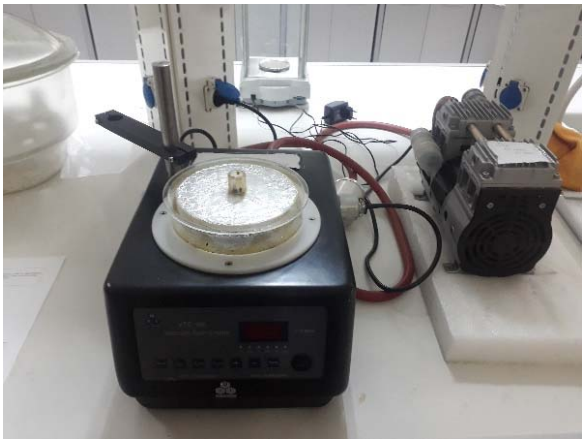
$$Doluluk\ oranı = \frac{P_{MAX}}{V_{0C} \times I_{Sc}} = \frac{\eta P_{MAX}}{V_{0C} \times I_{Sc}} \tag{3.90}$$

şeklinde bulunur. Doluluk oranının verim ile doğru orantılı olduğu görülüyor. Dolaysıyla direnç artışının verimi ve doluluk oranını azalttığı söylenebilir. Fotodiyotların verim ve karakterizasyonu benzer şekilde yapılmaktadır.

3.7. Verilerin Eldesinde Deneysel Süreçler

3.7.1. İnce Filmlerin Oluşum Süreci

Fabrikadan alınma (100) yönelimli 1 mm yarıçaplı n-Si ile Au'nın oluşturduğu n-Si/Au omik kontağından iki adet alınmıştır. Bir tanesinin referans alınması için kitosan kullanılmazken diğerinin üzerine kitosan çözeltisi damlatılarak 4000 rpm'de vacuum spin counter cihazında döndürülmüştür. Kitosan çözeltisinin damlatılan kontakta çözeltinin daha homojen bir biçimde dağılmasını sağlayan bu süreç n-Si/Au kontağın üzerinde ince bir tabaka oluşmasını sağlamıştır.





a) **b)**

Şekil 3.15. Kullanılan cihazlardan bazıları a) spin coater b) ısıtıcı

Şekil 3.15 görülen spin coater cihazın malzemeyi vakum ile çekmesi, malzemenin dönen mile yapışmasına olanak sağlamıştır. Dönen mile yapışan malzeme, cihazın üst tarafında bulunan aralıktan malzemeye kitosan çözeltisi damlatılmıştır.

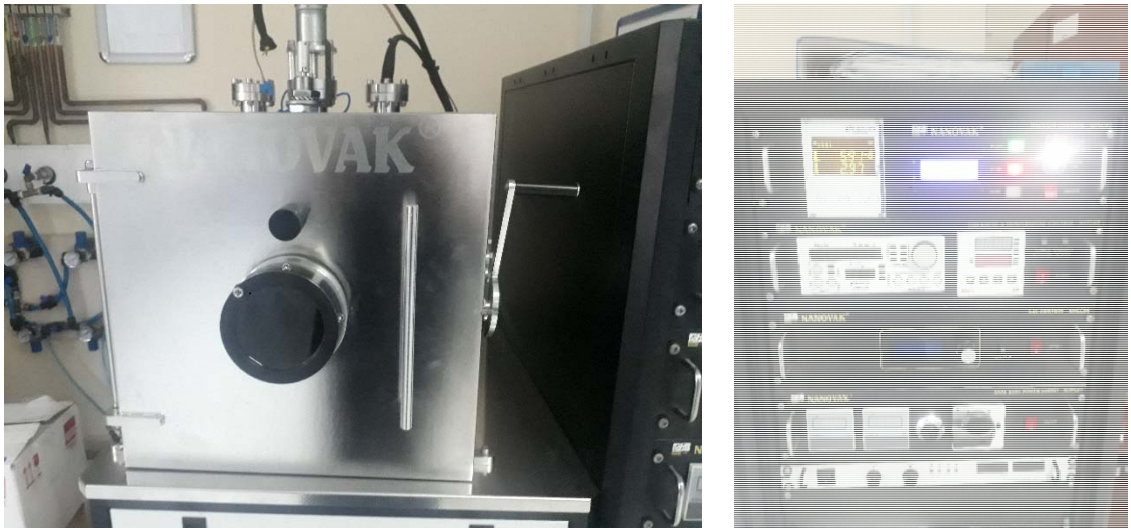
Oluşan kitosan yüzeyli materyal ısıtıcıda 180 ^{0}C'ye kadar ısıtılmıştır. Isıtılmasındaki asıl amaç kitosan maddesinin çözüldüğü CH_4COOH (asetik asidin) 118,1 ^{0}C buharlaşıp kontağın üzerinde kitosan maddesini yüzeyde tabaka oluşturmasına olanak verilmesidir.

Kitosan yüzeyli eklem ile referans alınacak diyot, gölge maskelenmesi için ince bantlarla metal zemine yapıştırılmış üzerine Şekil 3.16'daki maskeleme baskısına şekil verecek diğer maskeye bırakılmıştır.

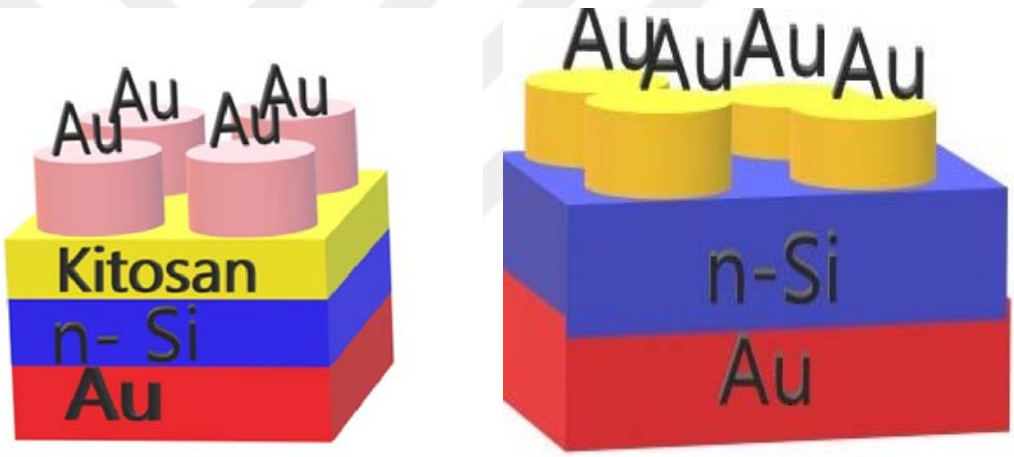


Şekil 3.16. Maskeleme işlemi

Bu kalıp üç potadan oluşan termal buharlaştırma ile kaplamayı sağlayan şekil 3.17'de nanovakum termal buharlaştırma cihazına yerleştirilmiş ve basıncın düşülerek vakum kazanı içindeki havanın vakum edilmesi sağlanmıştır. Bu sayede altının materyale yapışırken havanın buna engel olmasının önüne geçilmiştir. Malzemenin bulunduğu ortamın basıncı 6.10^{-6} torr basınca kadar düşürülmüştür. Ve potanın altındaki altına kademeli olarak 50 A akıma kadar akım verilmiş ve altının eriyerek kaynaması daha sonra ise buharlaşması sağlanmıştır. Şekil 3.18'de görüldüğü gibi bu süreçten sonra elde edilen Au/Kitosan/n-Si/Au ve Au/n-Si/Au diyotların akım- gerilim ölçülerinin alınması için akım- gerilim cihazına yerleştirildi.



Şekil 3.17. Nanovak vakum-Termal buharlaştırma cihazı

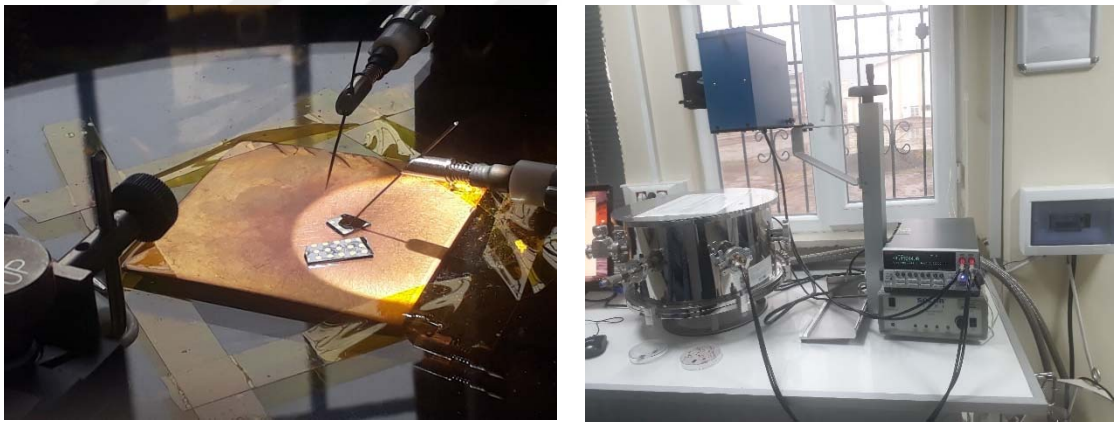


a) **b)**

Şekil 3.18. Au/Kitosan/n-Si/Au (a) ve Au/n-Si/Au diyotları (b)

3.7.2 Au/Kitosan/n-Si/Au ve Au/n-Si/Au Diyotlarının Akım- Gerilim Ölçümlerinin Elde Süreci

Şekil 3.19'da görülen solar simülatör ve I-V ölçüm cihazlarında cihaza konulan Au/n-Si/Au ve Au/kitosan/n-Si/Au diyotların I-V ölçümleri alındı. Cihazın teknesindeki iğneyle diyotlara -2 ve +2 arasındaki gerilim farkları uygulandı. Uygulanan voltaj değerleri karanlıkta ve cihazın üst kısmında bulunan ışık kaynağının cihaza yaklaştırılması ile ölçüldü. Bilgisayardaki program sayesinde belirli sayıda datalar elde edildi. Karanlıkta ve 100 mW/cm^2 ışık şiddetinde ölçülen bu değerler Au/Kitosan/n-Si/Au ve Au/n-Si/Au diyotların datalarının karşılaştırılması ile kitosan maddesinin ışığa karşı davranışı teşhis edilmiş oldu. Bu çalışmada elde edilen veriler sayesinde Au/Kitosan/n-Si/Au ve Au/n-Si/Au diyotların I-V karakteristikleri olan değişen ışık şiddetinde bariyer yüksekliği ve idealite faktörü hesaplandı. En nihayetinde kitosan maddesinin bariyer yüksekliğinde, idealite faktöründe ve ışığa karşı davranışı belirlenmiş oldu.



a) **b)**

Şekil 3.19. Solar simülatör (a) ve I-V ölçüm cihazları (b)

4. BULGULAR VE TARTIŞMA

Bu bölümde Au/kitosan/n-Si/Au ve Au/n-Si/Au diyotlarının değişen ışık şiddetine göre I-V karakteristikleri incelendi, diyotların idealite faktörü ve bariyer yüksekliği hesaplandı.

4.1. Malzemelerin Davranışları ve Bazı Parametrelerin Belirlenmesi

İdeal olmayan bir diyot için belirli bir gerilim altında ölçülen akım değeri ve gerilim arasında; (4.1)

$$I = I_0(e^{\frac{eV}{nkT}} - 1)$$

ilişkisi mevcuttur. Denklemde eV>>3kT olduğu düşünülürse -1 terimi üstel ifadeye göre çok küçük olacağından ihmal edilir. Bu durumda denklem;

$$I = I_0(e^{\frac{eV}{nkT}}) \tag{4.2}$$

denklemine dönüşür. Denklemde e elektron yükü (1.6 10^{-19} C), V uygulanan gerilim değeri, k Boltzmann sabitidir (8.625 10^{-5} eV/K) ve T ise sıcaklıktır (^{0}K). Bu denklemde eşitliğin iki tarafının doğal logaritması alınıp gerilime göre türev alınırsa ve idealite faktörü eşitliğin bir tarafına çekilirse;

$$n = \frac{e}{kT}\frac{dV}{dln(I)} \tag{4.3}$$

denklemi elde edilir. Diyotun, ln(I)-V grafiğinde düz beslem altındaki davranışında lineer bölgesinde bir fit denklemi ortaya konulup denklemdeki dV/dln(I) ifadesi elde edilir. Bir diyotun idealite faktörü yukarıdaki sabitlerin ve bilinen fit değerindeki doğrunun eğiminin yerine yazılması ile hesaplanır.

Eğrinin belli parametredeki fit edilmesi ile ortaya çıkar doğrunun gerilimin sıfır olduğu değerde düşey eksenle kesiştiği nokta doyma akımı (I_0) elde edilir. Doyma akımı;

$$I_0 = AA^*T^2(e^{-\frac{e\Phi_B}{kT}}) \tag{4.4}$$

denklemi ile ortaya çıkar. Denklemde A^* Richardson sabiti, A diyotun alanı, k Boltzmann sabiti, ve T (^{0}K) ise sıcaklıktır. Bu denklemde ise iki tarafın doğal logaritması alınıp eşitliğin bir tarafına engel yüksekliği (Φ_B) çekilirse;

$$\Phi_B = \frac{kT}{e} ln\left(\frac{AA^*T^2}{I_0}\right) \tag{4.5}$$

şeklinde hesaplanır.

Tablo 4.1'de referans alınan diyotun bariyer yüksekliğinin 0.678 eV ve idealite faktörünün 1.21 olduğu görülüyor.

Tablo 4.2'de ise Au/Kitosan/n-Si/Au için bariyer yüksekliği ve idealite faktörü verilmiştir.

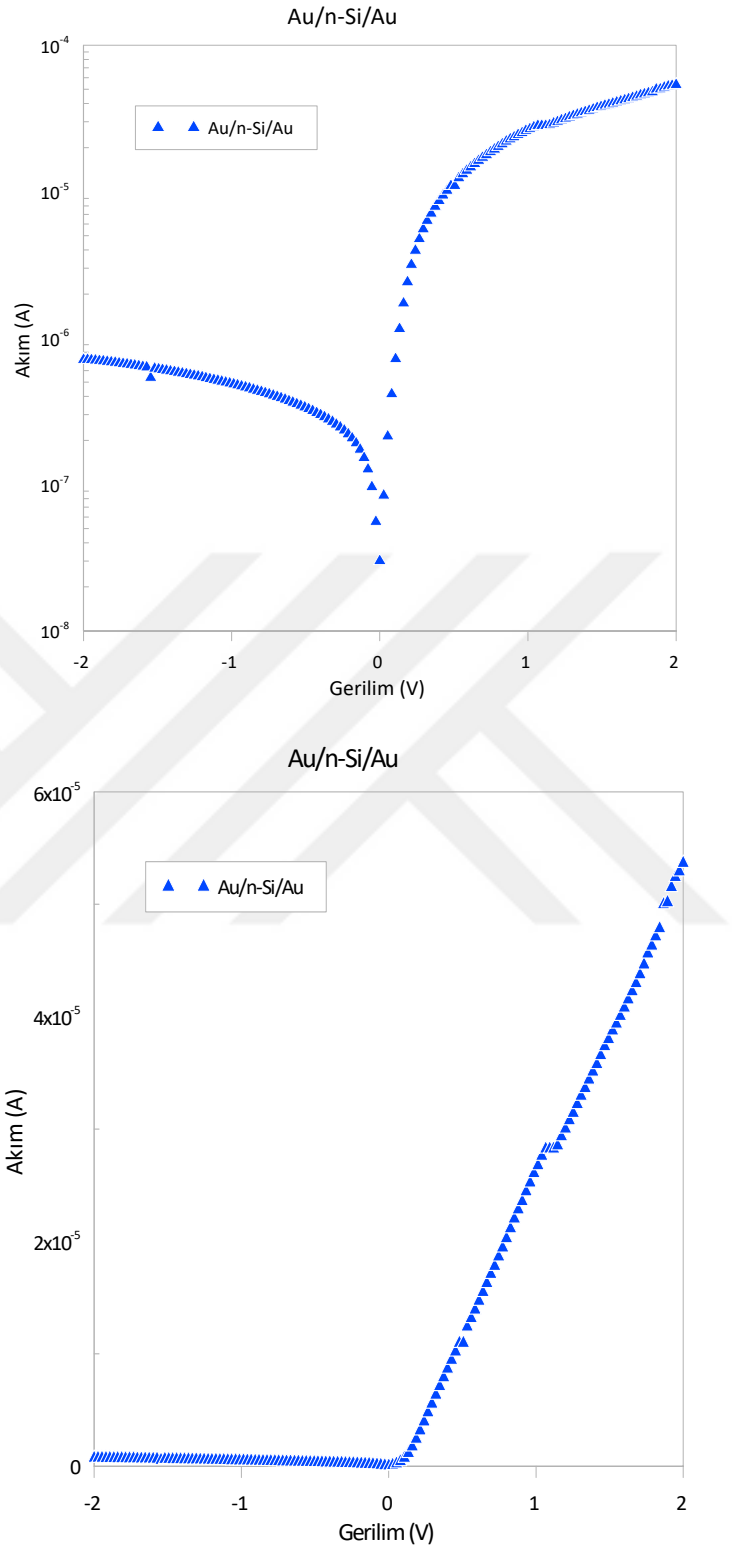
Şekil 4.1a'de referans alınan Au /n-Si/Au diyotunun I-V karakteristikleri görülüyor. Bu grafikte gözle görülecek eğimin matematiksel olarak d(ln(I))/dV olacağı bilindiğinde ise; denklem 4.3'de idealite faktörünün tayin edilmesinde eğimin artışının idealiteye yaklaştırdığı söylenebilir.

Şekil 4.1b'de ise doğrulma grafiği görülüyor. Bu grafikte ise gözle görülen herhangi bir eğimin dI/dV olacağı görülüyor. Direncin dV/dI=dR olduğunu göz önüne alırsak direncin bir noktaya kadar yüksekliğinden akımı geçirmediği, bir noktadan sonra ise direncin sabit bir değerle karşımıza çıkmıştır.

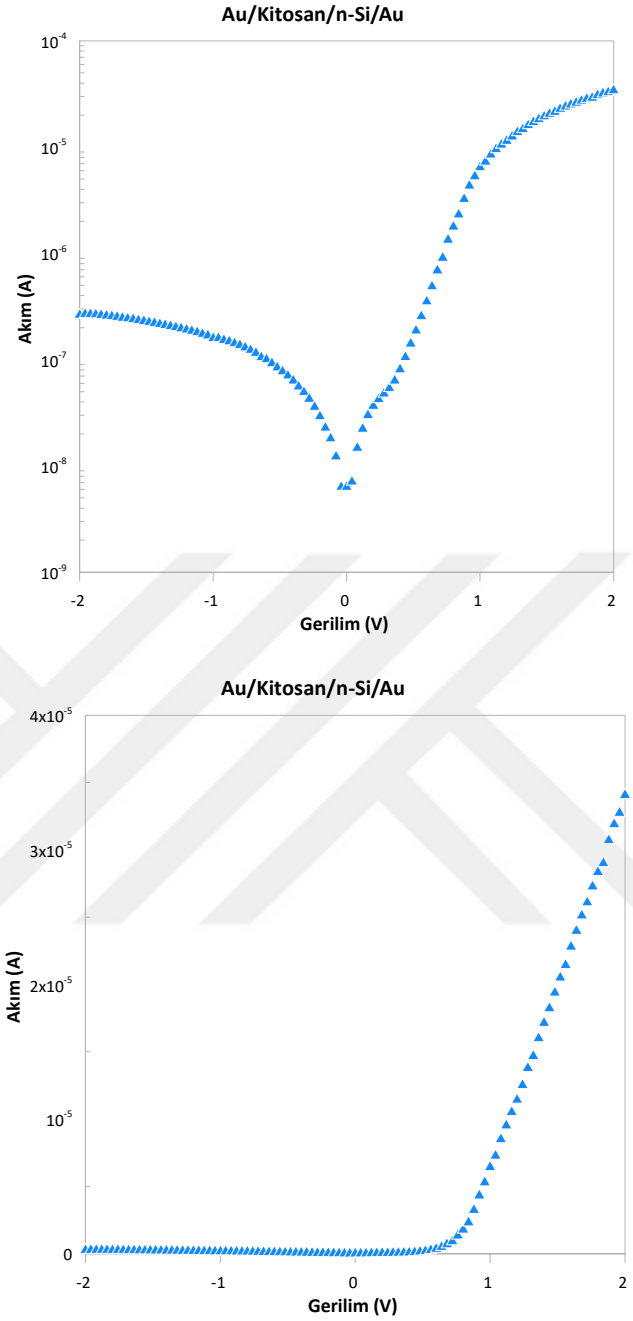
Şekil 4.2'de ise Au/Kitosan/n-Si/Au I-V grafikleri görülüyor. Bu grafiklerde eğimin artışının idealite yaklaştırdığı; eğimin azalması ise uzaklaştırdığı görülülüyor.

Tablo 4.1. Au/n-Si/Au'nun bariyer ve idealite faktörü	
N	1.21
Φ_B (eV)	0.678

Tablo4.2. Karanlıkta Au/Kitosan/n-Si/Au	
İdealite faktörü	2.69
Bariyer yüksekliği (eV)	0.734



Şekil 4.1. Karanlık ortamda Au/n-Si/Au davranışı



Şekil 4.2. Karanlık ortamda Au/Kitosan/n-Si/Au davranışı

4.2. Norde Metodu ve Malzemelerin Karşılaştırılması

Her iki maddenin elektriksel ve optiksel parametrelerinden seri direnç ve bariyer yüksekliğinin bulunması Norde yöntemi ile ile mümkün olabilmektedir.

Bariyer yüksekliği ve seri direncin bulunmasında γ idealie fonsiyonundan büyük en küçük tam sayı olmak üzere Norde fonksiyonu;

$$F(V) = \frac{V}{\gamma} - \frac{kT}{e} ln\left(\frac{I(V)}{AA^*T^2}\right) \tag{4.6}$$

şeklinde tanımlanmaktadır. Burada k Boltzmann sabiti, T sıcaklık, A diyotun Alanı, A^* Richardson sabiti ve I(V) ise akım-gerilim grafiğinin eğimidir.

$F(V_0)$, Norde fonksiyonun minimum değeri ve V_0 bu minimmum değerin gerilimsel karşılığı olmak üzere bariyer yüksekliği ise;

$$\Phi_b = F(V_0) - \frac{kT}{e} + \frac{V_0}{\gamma} \tag{4.7}$$

şekliyle hesaplanmış olur.

Seri direnç ise;

$$R_s = \frac{kT(\gamma - n)}{eI} \tag{4.8}$$

şeklinde formülize edilmiştir.

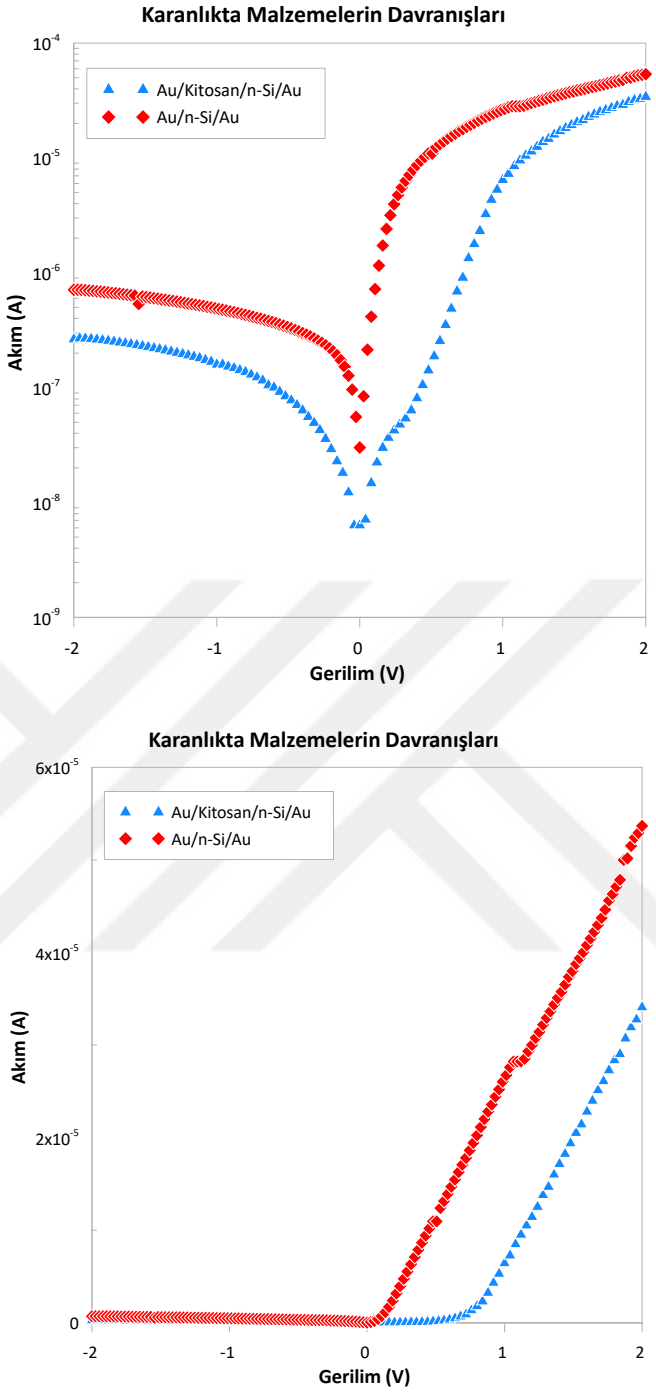
Tablo 4.3'te iki maddenin norde metoduyla hesaplanan bazı parametreler gösterilmiştir. Bu tabloda kitosan eklemli malzemenin direncinin çok yüksek olduğu görülüyor.

Tablo 4.3. Norde metodu ile bazı parametrelerin tayini

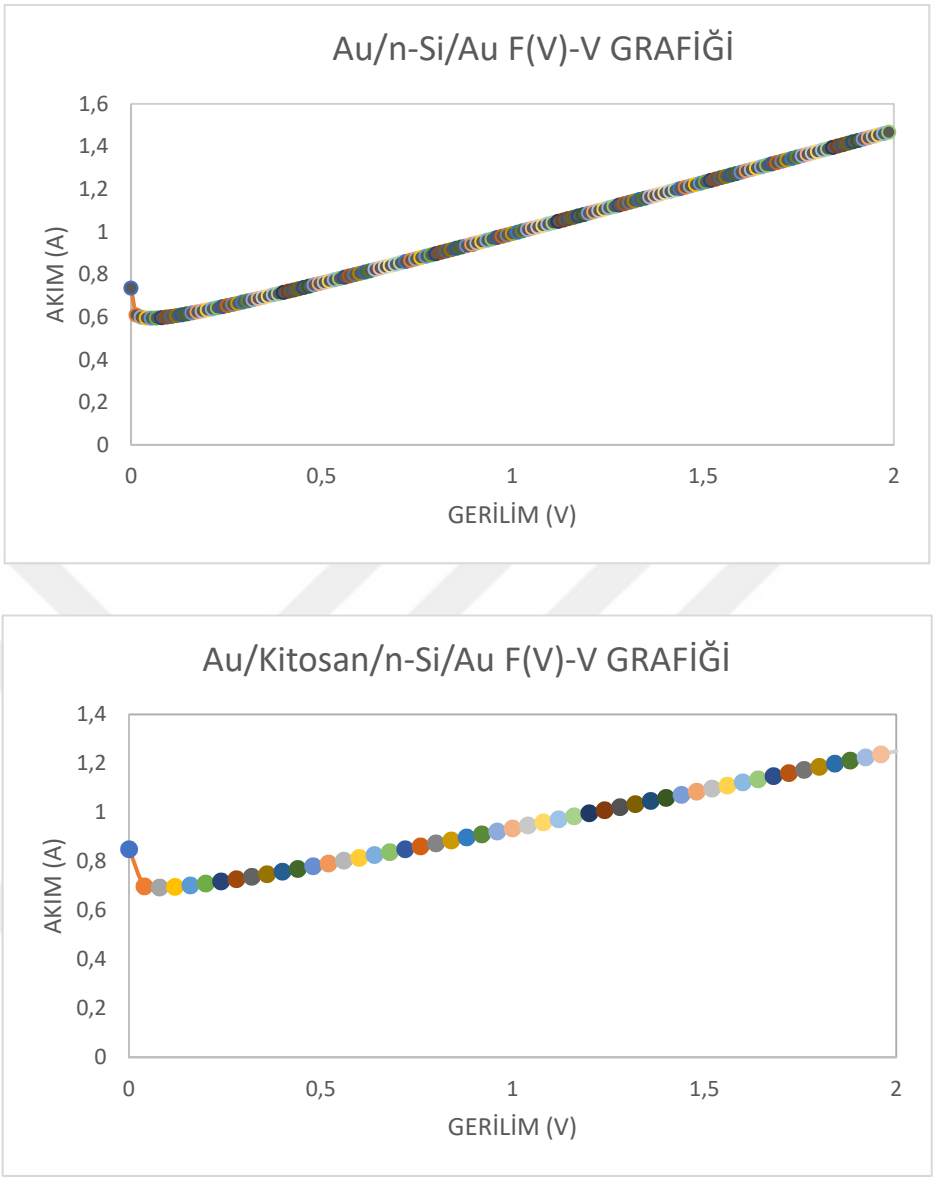
	İdealite faktörü	Norde bariyer yüksekliği (eV)	Seri direnç R_s (Ω)	$F(V_0)$	Bariyer yüksekliği
Au/n-Si/Au	**1.21**	0.620	**546.1**	0.04011	**0.638**
Au/kitosan/n-Si/Au	**2.69**	0.747	**38805.9**	0.04009	**0.734**

Kitosan eklemli malzemenin direncinin yüksek çıktığı görülüyor. İdealite faktöründen uzaklaşıldığı görülüyor. Şekil 4.3'te tayin edilen noktaya göre referans malzemenin idealite faktörüne daha yakın, direncinin ve bariyer yüksekliğinin daha az olduğu ortaya çıkıyor.

Şekil 4.4'te ise malzemelerin Norde fonksiyonların gerilim ile grafikleri verilmiştir.



Şekil 4.3. Karanlık ortamda iki maddenin davranışı



Şekil 4.4. Malzemelerin Norde fonksiyon-gerilim grafikleri

4.3. Değişen Işık şiddetinde Au/Kitosan/n-Si/Au Optiksel Özelliklerin Belirlenmesi

Au/n-Si/Au diyotunun ışık şiddetine göre 30, 40, 60, 80 ve 100 mW/cm^2 aydınlıkta kısa devre akımları, açık devre gerilimleri maksimum güç ve verimleri tablo 4.4 ve 4.5'te gösterilmiştir.

Pilde maksimal güç;

$$P_{Max} = I_m \times V_m \tag{4.9}$$

ile bulunur. Verim ve doluluk oranları ise;

$$\eta = \frac{P_{MAX}}{P_{Işık} \times S} \tag{4.10}$$

ve

$$Doluluk\ oranı = \frac{P_{MAX}}{V_{0C} \times I_{Sc}} = \frac{\eta P_{MAX}}{V_{0C} \times I_{Sc}} \tag{4.11}$$

şeklinde hesaplanır. Burada sırası ile P_{MAX}; pildeki maksimal gücü, I_m ve V_m ise bu değeri veren akım ve gerilim değeridir. η; verim, $P_{Işık}$ kullanılan ışık şiddeti, S ise pilin alanıdır. V_{0C} ve I_{Sc} ise kısa devre akımı ve açık devre gerilimidir.

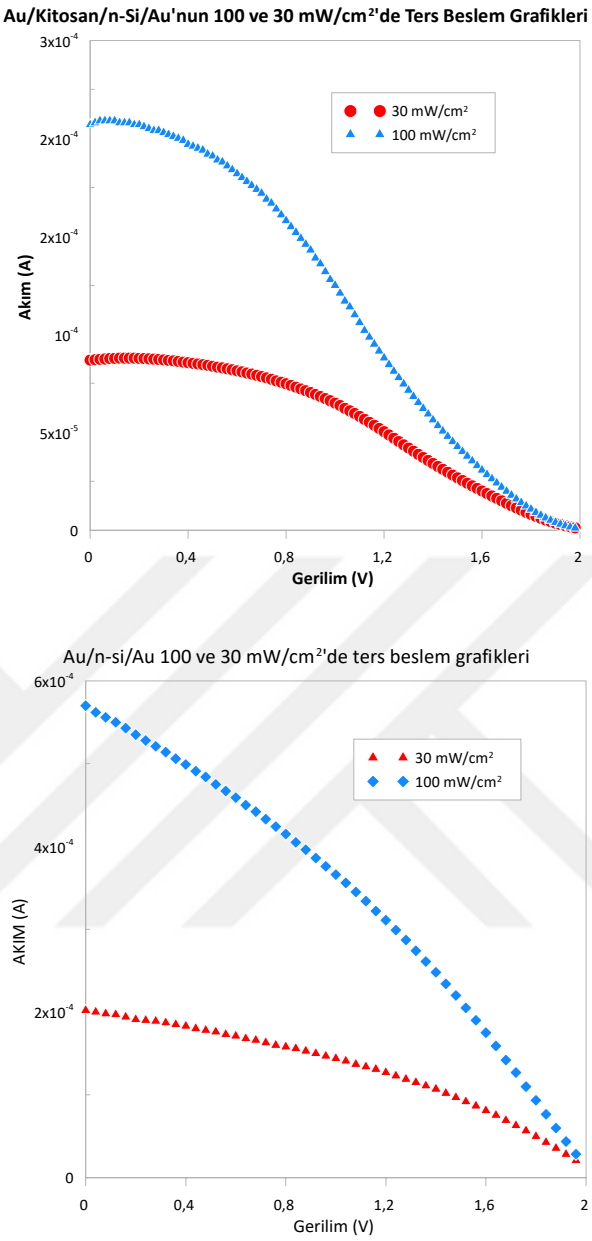
Tablo 4.4. Farklı Işık Şiddetinde Malzemelerin Bazı Parametreleri (1)

	Işık Şiddeti mW/cm^2	**P_{MAKS} (10^{-5})**	Işık gücü × Etkin Alan	**Verim**
Au/n-Si/Au	30	**15.25**	0.942477797	**0.162**
	40	**24.83**	1.256637061	**0.198**
	60	**30.39**	1.884955592	**0.161**
	80	**33.83**	2.513247123	**0.135**
	100	**37.4**	3.141592654	**0.119**
Au/Kitosan/n-Si/Au	30	**6.49**	0.942477797	**0.069**
	40	**7.74**	1.256637061	**0.062**
	60	**10.07**	1.884955592	**0.053**
	80	**11.51**	2.513247123	**0.046**
	100	**12.86**	3.141592654	**0.041**

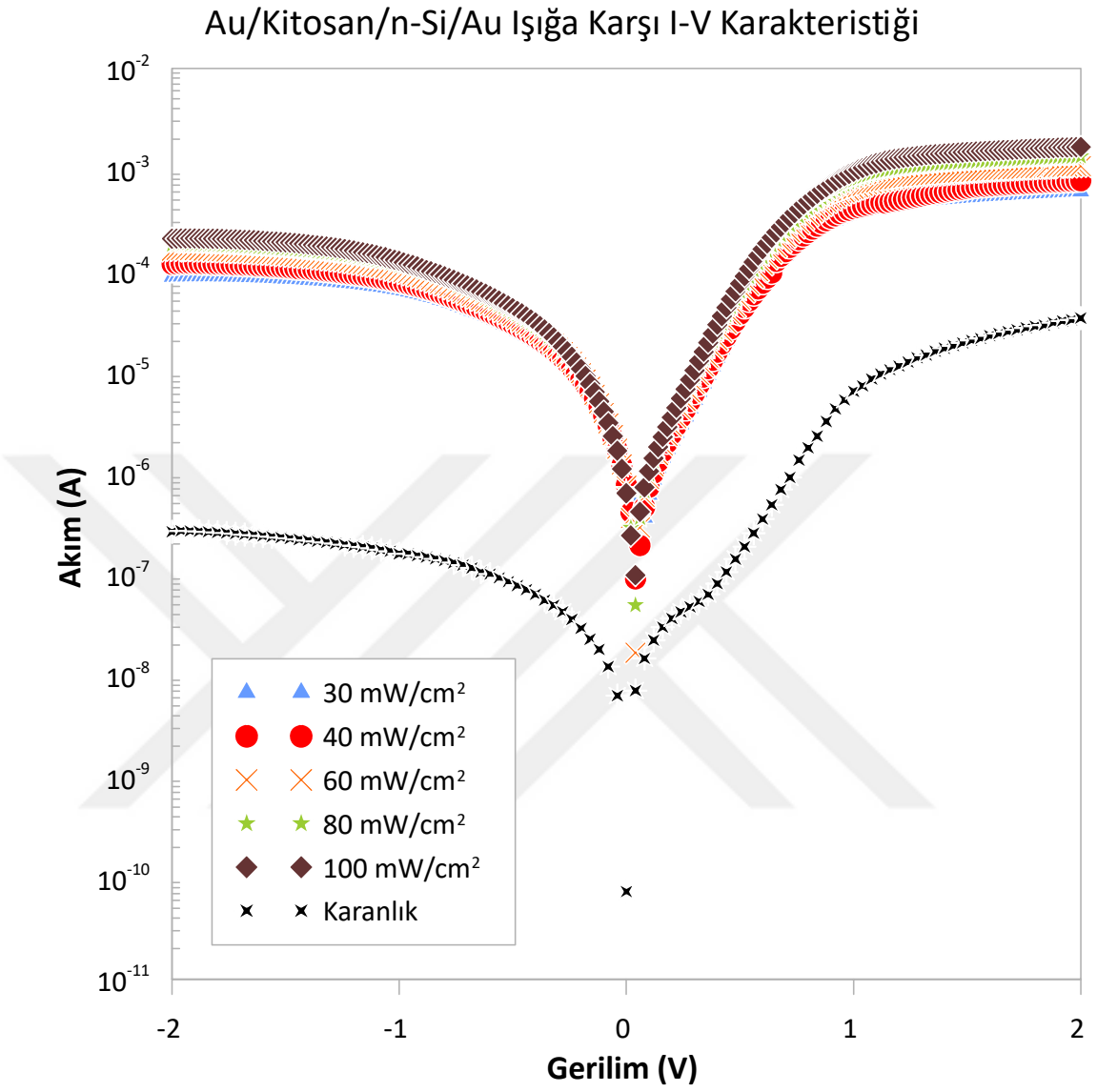
Tablo 4.5. Farklı Işık Şiddetinde Malzemelerin Bazı Parametreleri (2)

	Işık Şiddeti mW/cm^2	P_{MAKS} (10^{-5})	I_{SC} (A)	V_{0c} (V)	Doluluk Oranı
Au/n-Si/Au	30	**15.25**	0.0002	**1.960039**	0.063
	40	**24.83**	0.00035	**1.96004**	0.0715
	60	**30.39**	0.00044	**1.960041**	0.0568
	80	**33.83**	0.00051	**1.960041**	0.0456
	100	**37.4**	0.00057	**1.960043**	0.0399
Au/Kitosan/n-Si/Au	30	**6.49**	0.00009	**1.980067**	0.0254
	40	**7.74**	0.00011	**1.980048**	0.0207
	60	**10.07**	0.00016	**1.980049**	0.0172
	80	**11.51**	0.00018	**1.980053**	0.0147
	100	**12.86**	0.0002	**1.980055**	0.0128

Şekil 4.4'te ters beslem altında iki malzemenin söz konusu parametreler için oluşturulan I-V grafikleri görülmektedir. Tablo 4.4 ve 4.5'te görüldüğü üzere Kitosan eklemlemesi malzemenin verimini ve doluluk oranını, artan ışık şiddeti ile istikrarlı şekilde azalttığı görülüyor. Şekil 4.5'te görüldüğü üzere Au/Kitosan/n-Si/Au diyorunun ışığa bağlı I-V ölçümleri gösterilmiştir.



Şekil 4.5. Referans ve Au/Kitosan/n-Si/Au Diyotların 30 ve 100 mW/cm2'deki Ters Beslemdeki Karakteristikleri



Şekil 4.6. Au/Kitosan/n-Si/Au'nun farklı ışık şiddetindeki grafikleri

5. SONUÇ VE ÖNERİLER

Şekil 4.1'de görülen referans ve Au/Kitosan/n-Si/Au diyotlarının I-V karakteristiğinden görüldüğü üzere idealite faktörünün sırası ile 1.21 ve 2.69 olduğu görülüyor. Au/Kitosan/n-Si/Au diyotunun idealite faktörünün büyük değerde çıkması oluşturulan malzemenin MS davranışından çok MIS davranışına sahip olduğu anlaşılmaktadır. Bu durum arayüzeydeki kalınlığının fazla, bariyerdeki homojensizliğinin yüksek ve seri direncin büyük olması kaynaklı olabilir.

Norde yöntemi ile hesaplanmış direncin 38 (kΩ) çıkması, bu durumun I-V karakteristiğinin ölçülmesinde etkisinin ihmal edilemeyecek ölçekte olduğu gözlenmiştir.

Tablo 4.4'te Au/Kitosan/n-Si/Au diyotunun optiksel verimi ve özellikleri hesaplanmıştır. Şekil (4.5)'te ışık şiddetinin artışının 10 mertebesinde bir farklılık göstermesi yapının ve yapının referans diyota göre veriminin artması fotodiyot bir karakteristiğe sahip olduğunu açıklar.

6. KAYNAKLAR:

Abdel-Rahim, F. M.Moharram, A. H., 2003. Substrate and annealing temperature effects on the optical and electrical properties of Ge20Te80 films. ***Vacuum,*** 72(2), 113-121.

Abd-Elrahman, M. I., Abdel-Latief, A. Y., Khafagy, R. M., Younis, N., Hafiz, M. M. 2015. Thermal annealing effect on the optical properties of Ag10As30S60 thin film. Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy, 137, 29-32.

Akgündüz, E. 2015. Bazı Organometalik Bileşiklerin Optiksel Özellikleri üzerinde ısı etkisinin incelenmesi. Yüksek lisans tezi. Dicle Üniveristesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Diyarbakır. 85.

Akkılıç, K., Yakuphanoglu, F. 2008. Electrical and photovoltaic properties of a n-Si/kitosan/Ag photodiode. ***Microelectronic Engineering,*** 85(8), 1826-1830.

Ayhan, S., 2012. n-Si /Metal Kompleksi /Au Yapıların Aygıtsal Özellikleri Ve Panaf Metal Kompleksinin Optiksel Özelliğinin Araştırılması Yüksek Lisans Tezi, Dicle Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Diyarbakır.

Bozkaplan, C. 2015. Rf Saçtırma Yöntemi ile Biriktirilen CdS ve ZnS İnce Filmlerin Karakterizasyonu ve Heteroeklem Üretiminde kullanılması. Doktora tezi, Dicle Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Diyarbakır. 150.

Cheung, S. K., Cheung, N. W. 1986. Extraction of Schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics. ***Applied Physics Letters,*** 49(2), 85-87.

Gril, A. (1993). Cold Plasma in Materials Fabrication, From Fundamentals to Applications. The institute of electrical and electronics engineers, NewYork.

Heine, V. 1965. Theory of surface states. ***Physical Review,*** 138(6A), A1689.

Johnson, R. L., 2005. Characterization of piezoelectric ZnO thin films and the fabrication of piezoelectric micro–cantilevers. Master Thesis, Electrical Engineering. Iowa State University, Ames, Iowa, 98 p.

Kılıçoğlu, T., Asubay, S. 2005. The effect of native oxide layer on some electronic parameters of Au/n-Si/Au–Sb Schottky barrier diodes. ***Physica B: Condensed Matter,*** 368(1-4), 58-63.

Kılıçoğlu, T., Ocak, Y. S. 2011. Electrical and photovoltaic properties of an organic–inorganic heterojunction based on a BODIPY dye. ***Microelectronic engineering***, 88(2), 150-154.

Krane, K. 2011. Modern Physics. john wıley & sons, ınc, 3. Baskı, ISBN 978-1-118-06114-5, sayfa: 566. Oregon, United State of America.

Leblebici, D.2001. Elektronik Elemanları. Sec Yayınları. ISBN 975-7670-32-4, Sayfa: 189, İstanbul.

Lien, C.D., So, F.C.T. and Nicolet, M.A., 1984. IEEE Trans-Electron Devices, 31: 1502.

Mishra, U., Singh, J. 2008. Semiconductor device physics and design. Springer Science, Business Media.

Mon, T. T., Maung, Y. M., Win, T. T.2017. Study on Photovoltaic Performance of Cu2O_Chitosan Composite Thin Film Solar Cell.

Mönch, W. 1999. Barrier heights of real Schottky contacts explained by metal-induced gap states and lateral inhomogeneities. ***Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena***, 17(4), 1867-1876.

Norde, H.A. 1979. J. Applied Physics, 50: 5052.

Okur, S., Yakuphanoglu, F., Ozsoz, M., Kadayifcilar, P. K. 2009. Electrical and interface properties of Au/DNA/n-Si organic-on-inorganic structures. ***Microelectronic Engineering,*** 86(11), 2305-2311.

Özek, F. 1998. Katıhal Elektroniği. A.Ü.F.F Döner Sermayesi İşletmesi Yayınları, yayın no:52, sayfa:85. Ankara.

Patterson, J., Bailey, B. 2010. Optical Properties of Solids. In Solid-State Physics (pp. 545-590). Springer, Berlin, Heidelberg.

Princeton, New Jersey.

Rhoderıck, E. H., Williams, R. H., 1988. Metal-Semiconductor Contacts. Clarandon Press, Oxford University Press. USA.

Sharma, B. L. 1984. Fabrication and Characterization of Metal-Semiconductor Schottky Barrier Junctions. In Metal-Semiconductor Schottky Barrier Junctions and Their Applications (pp. 113-159). Springer, Boston, MA.

Shockley, W. 1950. Electrons and Holes in Semiconductors. D. Van Nostrand,

Tung, R. T. 1991. Electron transport of inhomogeneous Schottky barriers. ***Applied physics letters***, 58(24), 2821-2823.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı:	**Muhyettin ECE**		
Doğum Yeri:	Kızıltepe/ MARDİN		
Doğum Tarihi:	20.04.1987		
Medeni Hali:	Bekar		
Yabancı Dili:	İngilizce		
EĞİTİM DURUMU			
	Okul	Bölüm	Yıl
Lise:	İ.M.K.B Anadolu Öğretmen Lisesi	Sayısal	2005
Lisans:	Dicle Üniversitesi Ziya Gökalp Eğitim Fakültesi	Fizik Öğretmenliği	2011
Lisans:	Dicle Üniversitesi Ziya Gökalp Eğitim Fakültesi	İlköğretim Matematik Öğretmenliği	2017
Yüksek Lisans:	Dicle Üniversitesi Fen bilimleri Enstitüsü	Fizik Anabilim Dalı	

DİCLE ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
TEZ İNTİHAL FORMU

ÖĞRENCİ BİLGİLERİ	
ADI VE SOYADI	Muhyettin ECE
ÖĞRENCİ NO	17802001
EĞİTİM – ÖĞRETİM YILI	2019- 2020
YARIYIL	☒ Güz ☐ Bahar
ANABİLİM DALI	FİZİK
PROGRAM	Yüksek Lisans
TEZ KONUSU	Kitosan Arayüzey Tabakalı Ve Tabakasız Au/Kitosan/N-Si/Au Yapılarının Elektriksel Karakterizasyonu Ve Aygıt Yapımında Kullanılması
İNTİHAL RAPORU BİLGİLERİ	
RAPOR TÜRÜ	Tez Savunma Sınavı Sonrası
SAYFA SAYISI	89
BENZERLİK ORANI	%14
RAPORLAMA TARİHİ	06/03/ 2020

Yukarıda başlığı/konusu gösterilen tez çalışmamın kapak sayfası, giriş, ana bölümler, sonuç ve tartışma kısımlarından oluşan toplam 89 sayfalık kısmına ilişkin, 06/03/2020 tarihinde şahsım/tez danışmanım tarafından *TURNİTİN* adlı intihal tespit programından aşağıda belirtilen filtrelemeler uygulanarak alınmış olan intihal raporuna göre, tezimin benzerlik oranı % 14 'tür.

Uygulanan filtrelemeler:

☐ Kabul/Onay sayfaları hariç,
☐ Kaynakça hariç
☐ Alıntılar hariç/dâhil
☐ Diğer

Dicle Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Lisansüstü Programlarda Tez Çalışması İntihal Raporu Uygulama Esasları'nı inceledim ve bu Uygulama Esasları'nda belirtilen azami benzerlik oranlarına göre tez çalışmamın herhangi bir intihal içermediğini; aksinin tespit edilmesi durumunda doğabilecek her türlü hukuki sorumluluğu kabul ettiğimi ve vermiş olduğum bilgilerin doğru olduğunu beyan ederim.

Gereğini saygılarımla arz ederim.

MUHYETTİN ECE
(İMZA 06/03/2020)

Prof. Dr. Kemal AKKILIÇ **Tez Danışmanı** (İMZA 06/03/2020)	Prof. Dr. Hatice B. GÜMGÜM **Anabilim Dalı Başkanı** (İMZA/TARİH)

Formdaki bilgiler bilgisayar ortamında doldurulmalıdır. El yazısı ile doldurulan formlar geçersiz sayılmaktadır.