

**(Al-TiW+PtSi)/n-Si SCHOTTKY DİYOTLARIN
ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİNİN FREKANS VE
AYDINLANMA ŞİDDETİNE BAĞLI İNCELENMESİ**

Mehmet Hamdi KURAL

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

TEMMUZ 2007

ANKARA

Mehmet Hamdi KURAL tarafından hazırlanan (Al-TiW+PtSi)/n-Si SCHOTTKY DİYOTLARIN ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİNİN FREKANS VE AYDINLANMA ŞİDDETİNE BAĞLI OLARAK İNCELENMESİ adlı bu tezin yüksek lisans tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.

Doç. Dr. Şemsettin ALTINDAL
Tez Yöneticisi

Bu çalışma, jürimiz tarafından oy birliği ile Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan: _Doç. Dr. Selim ACAR_____

Üye: _Doç. Dr. Şemsettin ALTINDAL_____

Üye: _Yrd. Doç. Dr. İlbilge DÖKME_____

Üye: _____

Üye: _____

Tarih: 27 / 07 / 2007

Bu tez, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kurallarına uygundur.

TEZ BİLDİRİMİ

Tez içindeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, ayrıca tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu çalışmada orijinal olmayan her türlü kaynağa eksiksiz atıf yapıldığını bildiririm.

Mehmet Hamdi KURAL

**(Al-Ti₁₀W₉₀+PtSi)/n-Si SCHOTTKY DİYOTLARIN ELEKTRİKSEL
ÖZELLİKLERİNİN FREKANS VE AYDINLANMA ŞİDDETİNE
BAĞLI İNCELENMESİ
(Yüksek Lisans Tezi)**

Mehmet Hamdi KURAL

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

Temmuz 2007

ÖZET

Bu çalışmada, magnetron sputtering yöntemi ile (Al-TiW+PtSi)/n-Si Schotty diyotları üretilmiş ve bu diyotların akım-voltaj (I-V), kapasitans-voltaj (C-V) ve iletkenlik voltaj (G/w-V) ölçümleri oda sıcaklığında, karanlıkta, ışık altında ve farklı frekanslar için gerçekleştirilmiştir. Doyum akımı (I_0), sıfır beslem engel yüksekliği (Φ_{B0}), idealite faktörü (n) ve seri direnç (R_s) değerleri, sırası ile karanlıkta $4,2 \times 10^{-10}$ A, 0,755 eV, 1,24 ve 896 Ω ; aydınlıkta ise $7,47 \times 10^{-10}$ A, 0,740 eV, 1,18 ve 419,7 Ω olarak bulunmuştur. Ayrıca diyotun kırılma voltajının da 21 V civarında olduğu görülmüştür. Aydınlatma işlemi (C-V) ve (G/w-V) eğrilerinde ters beslem yönünde 150 mV civarında ve artan aydınlanma şiddeti ile artan bir kaymaya sebep olmuştur. Bu davranışın aydınlanma ile ara yüzey durum yoğunluklarında değişmeye neden olan metal yarı iletken arasında uyarılan sabit yüklerden kaynaklandığı şeklinde açıklanmıştır. Ayrıca seri direncin (R_s) aydınlanma ile azaldığı ve kapasitan-voltaj (C-V) ve iletkenlik-voltaj (G/w-V) özelliklerinde anlamlı değişikliklere neden olduğu görülmüştür. I-V özellikleri ideal davranışa sahip değildir ve idealite faktörü (n), yarı iletken ile

dengede olan ara yüzey durum yoğunluklarına (N_{ss}) tarafından kontrol edilmektedir.

Bilim Kodu : 404.05.01

Anahtar Kelimeler : Schottky diyotları, aydınlanma etkisi, I-V, C-V ve G/w-V karakteristikleri, ara yüzey durum yoğunlukları, seri direnç.

Sayfa Adedi : 45

Tez Yöneticisi : Doç. Dr. Şemsettin ALTINDAL

INVESTIGATION OF ELECTRICAL CHARACTERISTICS OF (Al-TiW+PtSi)-n-Si SCHOTTKY DIODES DEPENDING ON FREQUENCY AND ILLUMINATION

(M.Sc. Thesis)

Mehmet Hamdi KURAL

**GAZI UNIVERSITY
INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY**

July 2007

ABSTRACT

In this study, (Al-TiW+PtSi)/n-Si Schottky diodes were fabricated by a magnetrons sputtering method and their current-voltage (I-V) and admittance-voltage (C-V, G/w-V) measurements were carried out in dark and under illumination. The values of saturation current (I_0), zero-bias barrier height (Φ_{B0}), ideality factor (n) and series resistance (R_s) are found equal to $4,2 \times 10^{-10}$ A, 0,755 eV, 1,24 and 896 Ω in the dark and to $7,47 \times 10^{-10}$ A, 0,740 eV, 1,18 and 419,7 Ω under illumination, respectively. In addition to this, the break down voltage of the (Al-TiW+PtSi)/n-Si Schottky is found to be near 21 V. The illumination process causes shift the capacitance-voltage (C-V) and conductance-voltage (G/ω -V) curves toward reverse bias about 150 mV and increases with increasing illumination level. This behavior can be explained by the built-up of fixed charge between metal and semiconductor attributed to changes in the number of interface states (N_{ss}) due to the illumination process. In addition to these, the series resistance (R_s) of diodes can significantly alter the capacitance-voltage (C-V) and conductance-voltage (G/ω -V) characteristics and decrease with increasing illumination level. I-V characteristics have not

ideal behavior and ideality factor (n) is controlled by the N_{ss} in equilibrium with the semiconductor.

Science Code : 404.05.01

Keywords : Schottky diodes, illumination effect, I-V, C-V and G/w-V characteristics, surface state density, series resistance.

Page Number : 45

Adviser : Assoc. Prof. Dr. Şemsettin ALTINDAL

TEŞEKKÜR

Yüksek lisans tezi olarak sunduğum bu çalışma değerli hocam Doç. Dr. Şemsettin ALTINDAL danışmanlığında yürütülmüştür. Bu çalışma konusunu bana öneren, sayın hocamdan bilime dair çok şeyler öğrendiğim için kendisine sonsuz teşekkür ederim. Ayrıca çalıştığım numuneleri hazırlayan, Azerbaycan Bakü Devlet Üniversitesi Fizika Enstitüsünde çalışan Doç. Dr. İzzet AFANDİYEVA' ya, çalışmalarımda bana yardım için değerli vakitlerini ayıran, ODTÜ Fizik Bölümü öğretim üyesi Prof..Dr. Mehmet PARLAK' a, ODTÜ kimya bölümü doktora öğrencisi Seha TİRKEŞ'e ve Bilkent Üniversitesi Fizik Bölümü araştırma görevlilerinden Aşkın KOCABAŞ'a, University of Illinois'te çalışan kardeşim Dr. Cömert KURAL'a ve Gazi Üniversitesi'ndeki eğitimim süresince tavsiyeler ve uyarılarla bana hep yardımcı olan doktora öğrencisi Esra Yıldız'a teşekkürlerimi sunarım.

Ayrıca, tüm hayatım boyunca desteklerini esirgemeyen aileme de teşekkürü borç bilirim.

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖZET.....	iv
ABSTRACT.....	vi
TEŞEKKÜR.....	viii
İÇİNDEKİLER.....	ix
ÇİZELGELERİN LİSTESİ.....	xi
ŞEKİLLERİN LİSTESİ.....	xii
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	xiv
1. GİRİŞ.....	1
2. TEORİK BİLGİLER.....	3
2.1. Metal-Yarı İletken Yapılar.....	3
2. 1.1. Engel oluşumu.....	3
2.1.2. Schottky engel alçalması.....	6
2.2. Schottky Engeli İçinde Akım İletim Teorisi.....	8
2.3. Uzay Yük Sınırlı Akım.....	11
2.4. Schottky Diyotlarda Doğru Beslem I-V Karakteristikleri.....	14
2.5. Schottky Diyotlarında Ters Bileşim C-V Karakteristikleri.....	15
3. DENEYSEL YÖNTEM.....	19
3.1. Metal-Yarıiletken Yapıların Hazırlanması.....	19
3.2. Kullanılan Ölçüm Düzenekleri.....	21
4. DENEYSEL SONUÇLAR.....	23
4.1. Aydınlanmaya bağlı I-V, C-V ve G/ω -V karakteristikleri.....	23

Sayfa

4.2. Frekansa bağı C-V ve G/ω -V karakteristikleri.....	30
5. SONUÇLAR VE TARTIŞMA.....	38
KAYNAKLAR.....	40
ÖZGEÇMİŞ.....	45

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 4.1.(Al-Ti ₁₀ W ₉₀ +PtSi)/n-Si Schottky diyotunun deneysel C-V ölçümlerinden elde edilen bazı temel parametreleri.....	27
Çizelge 4.2. (Al-Ti ₁₀ W ₉₀ +PtSi)/n-Si Schottky diyotunun deneysel I-V ve C-V ölçümlerinden elde edilen bazı temel parametreleri.	38

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 2.1. $q\phi_{sc} > q\phi_m$ durumu için metal-p-tipi yarı iletken kontağın enerji bant diyagramları. (a) İki madde birbirinden izole durumda. (b) Kontak sağlandıktan sonraki termal denge durumu.....	4
Şekil 2.2. Metal yarıiletken doğrultucu kontakta Schottky etkisinden kaynaklanan potansiyel engel alçalması.....	7
Şekil 2.3. Schottky engelinde bazı akım mekanizmaları: a)Termoionik emisyon (TE). b)Engel boyunca kuantum mekaniksel tünelleme. c) Uzay yük bölgesinde yeniden birleşmeler. d) Nötr bölgede yeniden birleşmeler.....	8
Şekil 3.1. (Al-Ti ₁₀ W ₉₀ +PtSi)/n-Si Schottky diyodun şematik gösterimi.....	21
Şekil 3.2. Akım-gerilim ölçümleri için kullanılan deneysel düzenek.....	22
Şekil 3.3. Kapasite-voltaj (C-V) ve iletkenlik-Voltaj (G-V) ölçümleri için kullanılan deneysel düzenek.....	22
Şekil 4.1. (Al-Ti ₁₀ W ₉₀ +PtSi)/n-Si Schottky diyotunun deneysel doğru ve ters beslem LnI-V karakteristikleri. a) Doğru beslem , b) Ters beslem.....	24
Şekil 4.2. Doğru ve ters beslem için ışıktaki ve karanlıktaki akımların oranı.....	25

Şekil	Sayfa
Şekil 4.3. 500 kHz seviyesinde, C-V ve G/ω -V grafikleri. a) Karanlıkta, b) 100 mW/cm^2 aydınlatma altında.....	28
Şekil 4.4. Karanlıkta ve 100 mW/cm^2 aydınlatma altındaki C-V ve G/ω -V ölçümlerinden elde edilen seri direnç (R_s) değerleri.....	30
Şekil 4.5. Farklı frekanslar için a) C-V, b) G/ω -V grafikleri.....	31
Şekil 4.6 Farklı V_G değerleri için G_{ss}/ω -Frekans grafikleri.....	35
Şekil 4.7 Ara yüzey durum yoğunluklarının bant aralığındaki dağılımı.....	36

SİMGELER VE KISALTMALAR

Bu çalışmada kullanılmış bazı simgeler ve kısaltmalar, açıklamaları ile birlikte aşağıda sunulmuştur.

Simgeler	Açıklama
Φ_m	Metalin iş fonksiyonu
Φ_s	Yarıiletkenin iş fonksiyonu
χ_s	Yarıiletkenin elektron ilgisi
E_{Fs}	Yarıiletkenin Fermi seviyesi
E_{Fm}	Metalin Fermi seviyesi
V_i	Eklem (kontak) potansiyel farkı
Φ_B	Potansiyel engel yüksekliği
V_F	Doğru beslem gerilimi
V_R	Ters beslem gerilimi
W_D	Tüketim bölgesi genişliği
$\Delta\Phi_B$	Potansiyel engel alçalması
E_g	Yasak bant aralığı
E_c	İletkenlik bant kıyısı enerjisi
E_v	Valans bant kıyısı enerjisi
E_F	Fermi enerji seviyesi
k	Boltzman sabiti
T	Sıcaklık (K)
N_D/N_A	Verici/Alıcı konsantrasyonu
N_{ss}	Arayüzey durum yoğunluğu
n	Diyot idealite faktörü
m_e^*/m_0	Elektron etkin kütlesi
m_h^*/m_0	Değişğin (Hole) etkin kütlesi
δ	Oksit tabakasının kalınlığı
ϵ_s	Yarıiletkenin dielektrik sabiti
ϵ_i	Yalıtkan tabakanın dielektrik sabiti

Simgeler**Açıklama** **A^{**}**

Etkin Richardson sabiti

I-V

Akım-gerilim ölçümleri

C-V

Kapasitans-gerilim ölçümleri

 Φ_{B0}

Sıfır beslem engel yüksekliği

A

Diyotun etkin alanı

Kısaltmalar**Açıklama****MS**

Metal-yarıiletken

SED

Schottky Engel Diyotları

TE

Termiyonik Emisyon Teorisi

TED

Termiyonik Emisyon Difüzyon Teorisi

TAE

Termiyonik Alan Emisyonu

AE

Alan Emisyonu

1.GİRİŞ

Schottky engeli, doğrultucu özelliği olan ve çizgisel olmayan akım-voltaj karakteristiğine sahip bir metal-yarıiletken kontaklıdır. Metal-yarıiletken kontaklardaki doğrultucu özellik ilk olarak 1874'te F.Braun tarafından gözlemlendi [1]. İlk metal-yarıiletken diyotlar nokta kontaklı diyotlardı. Bu tip diyotlar metal bir telin temiz bir yarı iletken yüzeye baskılanması ile oluşmaktaydı. Bu tip bir yapı mekanik olarak güvenilir değildi ve yeniden üretilmesi mümkün değildi. Bu yüzden daha sonra yerini bir yarı iletken yüzey üzerine ince bir metal film tabakanın çökertilmesi ile elde edilen doğrultuculara bıraktı.

Yarıiletken maddelerin elektronik özellikleri, yasak enerji bant aralığındaki tuzak merkezlerinden önemli ölçüde etkilenir. Bu tuzakların fotonlarla etkileşiminin doğası tam bir netlikle bilinmemektedir, fakat fotonların varlığının bir şekilde bu kusurlar ile Silisyum bantları arasındaki yük alış-verişini kolaylaştırdığı görülmektedir. Bu olay sonunda foton indüklemesi hasarı oluşmamaktadır. Yani aydınlanma ortadan kaldırıldığında, aygıt yeniden karanlıktaki özelliklerine dönmektedir. Son yıllarda, metal-yarıiletken (MY) veya metal-yalıtkan-yarı iletken (MYY) yapıları Schottky diyotların C-V (Kapasitans-Voltaj) ve G-V (İletkenlik-Voltaj) özellikleri, N_{ss} , R_s ve yalıtkan tabaka etkileri göz önüne alınarak araştırılmaktadır [1-18]. Seri direnç R_s , aygıtın C ve G özelliklerini belirgin şekilde etkilemekte ve ölçülen C ve G değerlerini aydınlanma şiddetine bağımlı hale getirmektedir.

Yarı iletken yüzey kararlılığı, metal-yarı iletken (MY) Schottky Engel Diyotları (SED) gibi elektronik aygıtların fabrikasyonunda çok önemli bir role sahiptir. SED' i yarı iletken aygıtların önemli bileşenlerindendir. Bu aygıtların elektriksel özellikleri onların engel yükseklikleri (EY) ve idealite faktörleri (n) ile tanımlanır. Sıcaklık, aydınlanma ve frekansın I-V karakteristiklerine etkileri bize iletim mekanizmasının farklı özelliklerin anlama şansı sunar. İletim işleminin detaylı bilgisi, engel parametrelerinin (EY ve n) hesaplanmasına bağlıdır.

Schottky ve Mott teorisine göre, engel yüksekliği farklı iki maddenin, yani yarı iletken ile metalin iş fonksiyonları arasındaki farktan meydana gelmektedir [1,2]. Diğer yandan, SED' nin homojensiz engel yükseklikleri ile ilgili olarak yayınlanmış çalışmalar da bulunmaktadır [18-28]. Song ve diğerleri, kontak yüzeyi boyunca EY farklılıklarının, metal-yarı iletken ara yüzeyindeki yalıtkan tabakanın kalınlığındaki değişmelerden ve SE' deki ara yüzeyel yüklerden kaynaklandığını rapor etmişlerdir [18]. Werner and Güttler, Schottky kontak analizleri sonucu ara yüzey kristalografisinin hem EY hem de EY' nin sıcaklığa bağıllığı üzerinde doğrudan etkisi olduğu sonucunu çıkardılar [22]. Ayrıca, Gauss dağılımının I-V karakteristikleri üzerindeki etkisini araştıran nümerik çalışmalar da rapor edilmiştir. Horvath bazı parametrelerdeki iniş-çıkışların EY' de normal yanal dağılıma neden olurken, diğerler parametrelerdeki iniş-çıkışların EY' de lognormal yanal dağılıma neden olduklarını bulmuştur [24]. Fakat SE içindeki akım iletiminin tam olarak tarifi hala zorlayıcı bir problem olarak durmaktadır. Genel olarak, TE teorisine bağlı olarak SED' nin I-V karakteristiği analizleri anormal davranışları açığa çıkarabilmektedir [3, 26-30].

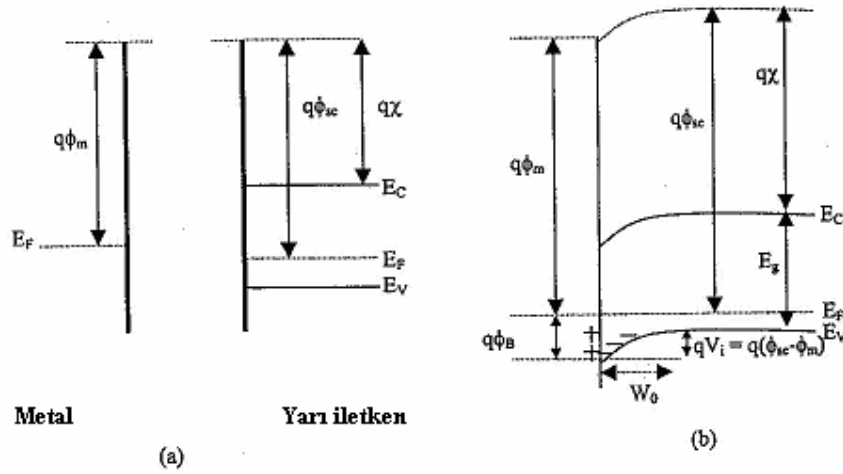
PtSi tabanlı Silisyum yarıiletken aygıtlar genellikle infrare detektör olarak kullanılmaktadır [31-33]. Literatürde Al-Ti₁₀W₉₀+PtSi)-n-Si diyotların elektriksel karakterleri ile ilgili çalışmalara rastlanmamaktadır. Bu çalışmada, Al-Ti₁₀W₉₀+PtSi)-n-Si Schottky Engel Diyotları (SED) ile, oda sıcaklığında, karanlıkta ve ışık altında, doğru ve ters beslem için, akım-voltaj (I-V), kapasitans-voltaj (C-V) ve iletkenlik-voltaj (G/w-V) ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Daha iyi bir analiz için, seri direnç R_s'in C-V ve G/w-V özelliklerine etkisi geniş bir uygulama voltajı aralığında incelenmiştir. Deneysel sonuçlar, hem N_{ss} hem de R_s'in SED'lerinde elektriksel özellikleri etkileyen önemli parametreler olduğunu göstermiştir.

2. TEORİK BİLGİLER

2.1. Metal-Yarı İletken Yapılar

2.1.1. Engel oluşumu

Metal-yarı iletken sistematığını geliştirmek için Şekil 2.1'deki homojen olarak katkılanmış bir p-tipi yarı iletkenin metalle birleşmeden önceki durumu ele alınabilir. Burada yarı iletkenin iş fonksiyonu ϕ_{sc} 'nin metalin iş fonksiyonu ϕ_m 'den büyük olduğu varsayılmıştır. Yarı iletkenin elektron yakınlığı χ , yarı iletkenin iletkenlik bandı ile vakum seviyesi arasındaki enerji farkına eşittir. Metal yarı iletkenle temas haline geçince, metaldeki elektronlar her iki maddedeki Fermi düzeyleri aynı oluncaya kadar yarı iletkene doğru akmaya başlar. Örneğin $\phi_{sc} > \phi_m$ durumunda metalin Fermi düzeyi yarı iletkeninkinden daha yüksektir. Fermi düzeylerini eşitlemek için metalin elektrik potansiyelinin artması (Elektron enerjilerinin azalması) gerekir. Yarı iletkene akan elektronlar, değerlik bandındaki boşlukların geride verici denilen negatif iyonlar bırakarak uzaklaşmalarına neden olur. Böylece yarı iletken içerisinde W_0 kalınlığında bir tüketim bölgesi oluşmuş olur. Buna karşın metal tarafındaki pozitif yükler yaklaşık bir atomik tabaka kalınlığında bir yüzey yükü şeklinde yerleşirler. Yüklerin dipol tabakası metalden yarı iletkene doğru bir elektrik alan oluştururlar.



Şekil 2.1. $q\phi_{sc} > q\phi_m$ durumu için metal-p-tipi yarı iletken kontak enerji bant diyagramları. (a) İki madde birbirinden izole durumda. (b) Kontak sağlandıktan sonraki termal denge durumu.

Denge durumundaki kontak potansiyel farkı V_i , kontak oluşturulan potansiyel farkı (built-in potential) olarak bilinir ve yarı iletken ile metalin iş fonksiyon potansiyelleri arasındaki farka $q\phi_{sc} - q\phi_m$ eşittir. Bu potansiyel farkı yarı iletkendeki Fermi düzeyinin katkı yoğunluğuna bağlı olarak değişmesine göre farklılıklar gösterir ve şu şekilde verilir:

$$\phi_{sc} = \chi + E_G - (E_F - E_V) = \chi + E_G - kT \ln \left(\frac{N_V}{N_A} \right) \quad (2.1)$$

Burada N_C ve N_V sırasıyla iletkenlik bandındaki ve değerlik bandındaki etkin durum yoğunlukları; E_C , E_V ve E_F sırasıyla iletkenlik bandı, değerlik bandı ve Fermi düzeyi; N_A ise iyonize alıcı (acceptor) yoğunluğu, E_G de yasak enerji bant aralığıdır.

Schottky-Mott modeline göre, metal ve yarı iletken arasındaki kontak kurulduktan sonra, bu iki maddenin iş fonksiyonları farkı sonucu, engeli oluşturan potansiyel (built-in potential) V_i oluşur ve şu şekilde verilir [1]:

$$qV_i = \phi_{MS} = \phi_M - \phi_{SC} = \phi_M - \chi_s - E_G + kT \ln \left(\frac{N_v}{N_A} \right) \quad (2.2)$$

Yarı iletken den metale deşik enjeksiyonu için engel yüksekliği $q\phi_B$ řu şekilde verilebilir:

$$q\phi_B = E_g + q\chi_S - q\phi_M \quad (2.3)$$

Bir T sıcaklığındaki termal denge durumunda, değerlik bandı değişikliklerinin küçük bir bölümü engeli aşmak için gerekli enerjiye sahip olurlar. Bu değişiklikler metale akar ve yarı iletken den metale doğru bir akım oluştururlar (I_{sm}). Bu akım metalden yarı iletkene doğru akan elektronların oluşturduğu IMS akımı ile tamamen dengelenir. Yarı iletkene, metale göre pozitif bir V_F doğru beslemi uygulandığında, değişiklikler için engel yüksekliği qV_i ' den $q(V_i - V_F)$ değerine düşer. Yarı iletken den metale daha fazla deşik akar ve I_{sm} akımı termal denge durumundaki değerini aşar. Buna karşın I_{ms} değeri aynı kalır. Çünkü metalden doğru potansiyel düşüşü olmamıştır ve $q\phi_B$ hemen hemen hiç değişmemiştir. Böylece yarı iletken den metale doğru net bir akım oluşmuştur. Bir V_R ters besleminin uygulanması ise, yarı iletken den metale doğru olan deşik akımını azaltır ve I_{sm} değeri termal denge durumundaki değerinin altına düşerken I_{ms} akımı aynı kalır. Bunun sonucu olarak da zayıf bir ters akım oluşur.

İdeal olmayan yüzeyler için, metal-yarı iletken ara yüzeyinde tamamlanmamış kovalent bağlara neden olan bazı ara yüzey durumları bulunur. Kovalent bağa sahip bir yarı iletken yapıda yüzey atomlarının, vakum tarafında bağ yapabilecekleri komşu atomlar yoktur. Böylece her yüzey atomu sarkık bağ denen kırık bir bağa sahiptir. Bu ara yüzey durumları kimyasal kusurlardan da kaynaklanabilir. Örneğin ne metal ne de yarı iletken olmayan tipik bir ince ara tabaka oluşabilir. Böylece bu sarkık bağlar yasak bölge içerisine düzgün olarak dağılmış yüzey durumları oluşturabilir. Bu dağılım doğal bir ϕ_0 seviyesi ile karakterize edilebilir. Bu ϕ_0 seviyesinin özelliği doğal olarak bu seviyenin altındaki durumların dolu olup üstündeki seviyelerin boş olmasıdır. Eğer ϕ_0 yakınındaki bant aralığı durumları yoğunluğu çok fazla ise yarı iletkene elektron gelmesi ya da buradaki elektronların

tüketilmesi Fermi düzeyinde bir değişiklik yapmayacaktır. Bu duruma Fermi düzeyi sabitlenmesi (fermi level pinning) adı verilir. Bu durumda Schottky engel yüksekliği kullanılan metalin cinsinden hemen hemen bağımsızdır.

2.1.2. Schottky engel alçalması

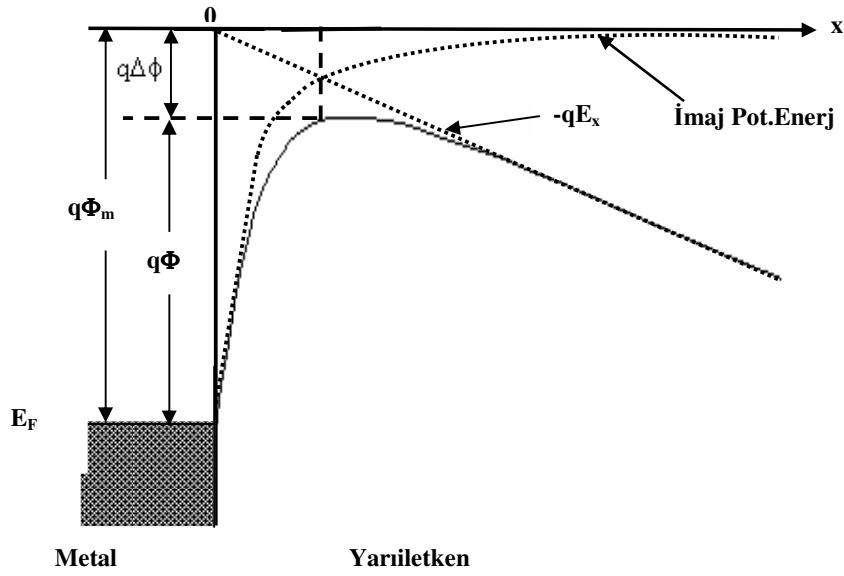
Bir metal-vakum sisteminde, metalin yüzeyinden x kadar uzakta bulunan bir elektron göz önüne alınırsa metalin yüzeyinden x kadar arkada pozitif değerli bir hayali (görüntü) yük oluşur [2]. Bu durumda Coulomb denkleminde göre elektronu metale doğru çeken kuvvet [1],

$$F = -\left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)\left(\frac{q}{2x}\right)^2 \quad (2.4)$$

şeklinde ifade edilir. Burada ϵ_0 , boşluğun dielektrik geçirgenliği olup değeri $8,85 \times 10^{-14}$ F /cm'dir. Bu Coulomb kuvveti $+\infty$ ile x arasında entegre edilirse,

$$\int_{\infty}^x F dx = \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x} \quad (2.5)$$

elde edilir. Metal-yarıiletken Schottky diyotları (kontaklar) için bu metalden vakuma doğru olan emisyon, metalden yarıiletkeneye doğru emisyon şeklinde dönüşebilir [34], O halde, metalden x kadar uzakta yarıiletken içinde bir elektron dikkate alınırsa, metal yüzeyinden x kadar arkada pozitif değerli bir görüntü yük oluşur. Schottky engelinin uygulanan elektrik alanı ve görüntü yük etkisiyle $q\Delta\Phi_B$ kadar azalmasına “Schottky engel alçalması” denir. Yapıya bir dış elektrik alan (ξ) uygulandığında uzaklığın fonksiyonu olarak toplam potansiyel enejji,



Şekil 2.2. Metal yarıiletken doğrultucu kontakta Schottky etkisinden kaynaklanan potansiyel engel alçalması

$$U(x) = q^2/(16\pi\epsilon_0 x) + q\xi x \quad (2.6)$$

olur. Schottky engel düşmesi metal yüzeyinden x_m kadar uzakta potansiyel enerji değişiminin $dU(x)/dx=0$ olduğu noktada meydana gelir. Eş. (2.6)' in x e göre türevi alınıp sıfıra eşitlendiğinde,

$$x_m = (q/(16\pi\epsilon_0 \xi))^{0.5} \quad (2.7)$$

elde edilir ve bu değer Eş. 2.6 de yerine yazılırsa $\Delta\Phi_B$ için,

$$\Delta\Phi_B = (q\xi/4\pi\epsilon_s)^{0.5} \quad (2.8)$$

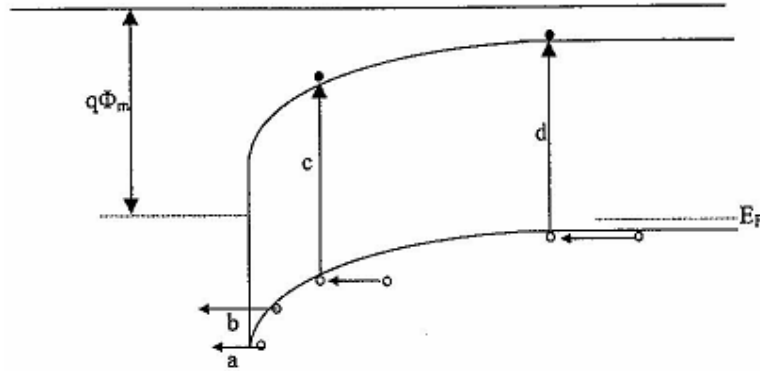
ifadesi elde edilir ve engel alçalması uygulanan gerilimin bir fonksiyonudur.

2.2. Schottky Engeli İçinde Akım İletim Teorisi

Metal – yarı iletken engellerde akımın taşınması genellikle çoğunluk taşıyıcıları ile oluşur. Schottky engelinde geçen akım için birkaç farklı mekanizma vardır. Bunlar:

- a- Termoiyonik emisyon (TE).
- b- Engel boyunca kuantum mekaniksel tünelleme.
- c- Uzay yük bölgesinde yeniden birleşmeler.
- d- Nötr bölgede yeniden birleşmeler

Şekil.2.3 p-tipi yarı iletken doğru beslem uygulandığı metal – yarı iletken eklemindeki taşıma mekanizmasını göstermektedir.



Şekil 2.3. Schottky engelinde bazı akım mekanizmaları: a)Termoiyonik emisyon (TE). b)Engel boyunca kuantum mekaniksel tünelleme. c) Uzay yük bölgesinde yeniden birleşmeler. d) Nötr bölgede yeniden birleşmeler

a. Termiyonik Emisyon Teorisi: Bariyer yüksekliği $q(V_i - V_F)$ den yüksek enerjiye sahip deşiklerin engelin üzerinden metale geçtiği en önemli ve en baskın mekanizmadır. Holler engel üzerinden metale geçmeden önce yarı iletken tüketim bölgesinden geçmek zorundadır. Metale geçişi metaldeki müsait durum yoğunluğu belirlerken, tüketim bölgesindeki hareket sürüklenme (drift) ve difüzyon işlemlerine bağlıdır. Termiyonik emisyon teorisine göre, akımı sınırlayan işlem, taşıyıcıları yarı iletken ile metal arasındaki yüzeyden taşınmasıdır. Tüketim bölgesindeki sürüklenme ve difüzyon etkilerinin ihmal edilebileceği var sayılmıştır [1].

$q(V_i - V_F)$ değerinde fazla enerjiye sahip olan engelin üst kısmındaki deşik yoğunluğu şu şekilde verilebilir:

$$p = p_0 \exp \left[-q \frac{(V_i - V_F)}{kT} \right] \quad (2.9)$$

Burada p_0 nötr yarı iletkendeki deşik yoğunluğudur ve değerlik bandındaki etkin durum yoğunlukları cinsinden şu şekilde yazılabilir:

$$p = N_V \exp \left[-\frac{(E_F - E_V)}{kT} \right] \quad (2.10)$$

Buradan;

$$p = N_V \exp \left[-\frac{(q\Phi_b - qV_F)}{kT} \right] \quad (2.11)$$

olur.

Eğer deşikler izotropik bir hız dağılımına sahipse ve düzensiz olarak hareket ediyorlarsa, gazların kinetik teorisine göre engele gelen deşik akısı $\bar{v} n_b / 4$ tür. Burada $\bar{v}$ hollerin ortalama termal hızlarıdır. Buna göre yarı iletken den metale olan akım I_{sm} şu şekilde ifade edilir:

$$J_{sm} = qA \frac{\bar{v}}{4} N_V \exp \left[-\frac{(\Phi_b - V_F)}{kT} \right] \quad (2.12)$$

Uygulanan beslem V_F sıfır olduğu zaman, bu durumda bir net akım olmayacağından, metalden yarı iletkene olan akım, yarı iletken den metale olan akım tarafından dengelenecektir.

$$I_{ms} = \frac{-qA\bar{v}N_v}{4} \exp\left[\frac{-\Phi_b}{kT}\right] \quad (2.13)$$

V_F potansiyeli uygulandığında, metalden gelen elektronlar tarafından görülen engel yüksekliği değişmeyecek ve I_{ms} sabit kalacaktır (I_S). Bunun sonucunda net akım yoğunluğu şu şekilde ifade edilir:

$$I = I_{sm} - I_{ms} = I_S \cdot \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.14)$$

Elektronların bir Maxwell-Boltzmann dağılımı için, elektronların sıcaklığa bağlı ortalama hızları şu şekilde verilebilir:

$$\bar{v} = \frac{(8kT)^{1/2}}{\pi m^*} \quad (2.15)$$

ve doyum akımı şu şekli alır:

$$I_S = AR^*T^2 \exp\left(-\frac{\phi_b}{kT}\right) \quad (2.16)$$

Burada, m^* deşiklerin etkin kütlesidir. R^* ise yarı iletkenle metale deşik termiyonik emisyonu için Richardson sabiti olup şu şekilde verilir [2]:

$$R^* = \frac{4\pi m^* q k^2}{h^3} \quad (2.17)$$

p-n diyotlarla kıyaslandığında, Schotky diyotlardaki doyum akımı çok daha yüksektir. Bu durum çok düşük beslem fakat yüksek ters akım uygulamalarındaki doğru beslem iletkenlik durumu için bir açma potansiyeli (turn on voltage) doğurur. Eğer engel yüksekliği düşürülürse doyum akımı çok yüksek olur ve bu kaçınılmaz

gereken bir durumdur. Dar bant aralıklı yarı iletkenlerin çoğu için yüksek Schottky engel yüksekliği elde etmek zordur ve bu yarı iletkenler diyot üretimi için uygun değildir.

b.Tünelleme: Tünelleme alan emisyonu ya da termiyonik emisyon şeklinde gerçekleşebilir. Yüksek katkılı yarı iletkenlerde, düşük sıcaklıklarda, tüketim bölgesi değerlik bandı yakınlarında veya tepesinde engeldeşiklerin direk olarak tünelleme yapabilecekleri kadar incedir. Bu olay alan emisyonu olarak bilinir. Orta derecede katkı oranlarında ve yüksek sıcaklıklarda ise termiyonik alan emisyonu baskındır. Bu durumda yük taşıyıcıları termal yolla, engelin tünellemenin gerçekleşebileceği kadar ince olduğu enerji seviyelerine yükseltgenir.

c.Tüketim bölgesinde yeniden birleşmeler: Bu akım sadece, engel yüksekliğinin fazla ve katkı oranının düşük olduğu durumlarda önemlidir. Yeniden birleşme normal olarak lokalize durumlar yardımıyla olur ve tüketim bölgesinde hacim tuzakları olduğunda ek bir akım oluşur. Bu yeniden birleşme akımı şu şekilde verilir [35]:

$$j_{yb} \approx \frac{qWp_i}{2\tau} \left[\exp\left(\frac{qV}{2kt}\right) - 1 \right] \quad (2.18)$$

Burada, p_i , içseldeşik konsantrasyonu; W, tüketim bölgesinin kalınlığı ve τ tüketim bölgesindeki taşıyıcı ömrüdür. Burada üstel bağımlılık, $2kT$ 'dir (Termiyonik emisyon için kT idi). Yüksek miktarda hacim tuzak olduğunda, bir Schottky diyotu karışık I-V karakteristikleri gösterebilir.

2.3. Uzak Yük Sınırlı Akım

Eğer bir elektrot yalıtkanla omik kontak yapılırsa, iletim işlemi uzak yük sınırlı olur. Termal denge şartlarını sağlamak için, metalden yalıtkanın iletkenlik bandına elektron enjeksiyonu olur ve böylece yalıtkan içindeki uzak yük bölgesi oluşur. Sisteme voltaj belsemi uygulanması, yalıtkandaki uzak yükünde artışa ve yeniden dağılmaya neden olurken, anottaki pozitif yüzey yükünün artmasına ve katottaki

pozitif yüzey yükünün azalmasına neden olur. Katot bölgesi, beslem uygulandığı sürece anot bölgesine yük sağlayan bir yük deposu olarak görülür. Böylece, katotta pozitif yük olduğu sürece, iletim işlemi uzay yük sınırlı olacaktır.

Yapısal kusurlardan kaynaklanan lokalize durumlar, amorf yarı iletkenlerdeki taşıma özelliklerini baskın şekilde etkiler. Yük taşıyıcılarının sınırlandırılması aygıt performansı ile direk ilişkili olduğundan, durumlarının doğası, yoğunluğu ve enerji dağılımları hakkında bilgi elde etmek önemlidir. Lokalize durumlar hakkında bilgi edinmenin basit bir yolu, uzay yük sınırlı akım (SCLC) metodudur. Bu metodun ana fikri, uygun enjeksiyon kontağı ile yarı iletkenin içine yük taşıyıcıları enjekte edip, Fermi düzeyinin süreklilik oluşturan elektronik durumların enerjilerine kayması sonucu, örnekten geçen akımın gözlenmesi ile durum yoğunlukları ve enerjileri hakkında bilgi edinmektir [36].

Yük enjeksiyonunu sınırlayan engelin ihmal edilebileceği varsayımına göre, SCLC yüksek voltajlarda baskın olur. Yüksek akım seviyelerinde, enjekte edilendeşikler, katı düzeyi N_A ile kıyaslanabilecek miktarda olur ve alan dağılımını değiştirirler. Böylece SCLC, akımı etkisi altına alır.

SCLC üzerinde ilk teorik çalışmayı Mott ve Gurney yaptı ve yalıtkanlardaki uzay yük sınırlı akımı şu şekilde elde etti [37]:

$$J = \frac{9\epsilon_s \mu_n V^2}{8L^3} \quad (2.19)$$

Burada J, akım yoğunluğu; V, uygulanan voltaj; μ , mobilite; ϵ maddenin dielektrik katsayısı ve L, elektrotlar arası uzaklıktır. Tuzaklar içeren, gerçeğe uygun maddeyle yapılan ilk SCLC çalışması Rose tarafından yapıldı [38]. Bu teoriye göre maddeler tuzaklar içerdiği zaman, enjekte edilen uzay yükün büyük bölümü, tuzaklarda yoğunlaşır. Böylece sadece küçük bir orandaki yük, akım iletmek üzere uygulanan voltajla madde içinde ilerler. Buna karşın tuzaksız maddelerde, uzay yükün tamamı

iletim işleminde rol alır. Sığ tuzaklar içeren madde içinde serbest yüklerin tuzaklanan yüklere oranı θ , şu şekilde verilir:

$$\theta = \left(\frac{N_v}{N_t} \right) \exp(-E_t/kT) \quad (2.20)$$

Burada, N_t , tuzak yoğunluğu ve E_t , değerlik bandı üzerindeki tuzak derinliğidir. Buna göre, tek tip yük enjeksiyonu ve sığ ayrık tuzaklar için Eş. 2.19’de verilen SCLC ifadesi şu şekli alır:

$$J = \frac{9\epsilon_s \theta \mu_n V^2}{8L^3} \quad (2.21)$$

SCLC ’nin iyi bilinen özellikleri, omik bölgede gözlenmesi, tuzak dolum sınır voltajında akımda keskin bir artış olması, bir kare yasası bölgesi ve akımda ikinci bir keskin artış olmasıdır. Tuzak dolum sınır voltajı, enjekte edilen deşiklerin ortalama yoğunluklarının, termal dengede maddede bulunan deşik yoğunlukları ile kıyaslanabilir miktara ulaşmaları ile ilgilidir. Bundan sonra enjekte edilecek olan deşikler, değerlik bandındaki serbest yükler gibi hareket edecek ve akıma katkıda bulunacaktır. Tuzak dolum seviyesinin üzerinde madde tuzaksız maddeler gibi davranır ve akım-voltaj ilişkisi Eş. 2.19’deki gibi olur.

Bazı çalışmalarda, I-V karakteristiğinde voltajın üstünün 2’den çok fazla olduğu görülmüştür. Bu sapmanın nedeninin, tuzak seviyelerinin ayrık değil de düzenli veya üstel olarak dağılması olduğu varsayılır [39,40]. Fermi düzeyinin, yoğunluğu $\eta_t = dN_t/dE$ olan düzgün tuzak dağılımının ortasında yer aldığı varsayımıyla SCLC şu şekilde verilir (N_t , tuzak yoğunluğudur.):

$$J = \frac{9}{8} \mu p_0 e \frac{V}{L} \exp\left(\frac{\epsilon V}{e n_t L^2 kT}\right) \quad (2.22)$$

Burada p_0 , serbest taşıyıcı yoğunluğudur ve Fermi düzeyinin ilk durumu E_{F0} için şu şekilde verilir:

$$p_0 = N_v \exp\left(-\frac{E_{F0} - E_v}{kT}\right) \quad (2.23)$$

Bu tür tuzak dağılımının amorf katılarda tipik olarak bulunur. Bu durumlarda akım, ayırık tuzak dağılımı varsayımındakine göre daha hızlı artar.

2.4. Schottky Diyotlarda Doğru Beslem I-V Karakteristikleri

Yüksek mobiliteli yarıiletkenlerden hazırlanan metal-yarıiletken (MY) ya da diğer adıyla Schottky diyotlarında doğru beslem gerilimi çok yüksek olmadıkça akım iletimi TE teorisine uyar. TE teorisine göre Schottky diyotlarda doğru beslem gerilimi için, akım yoğunluğu-gerilim (J-V) ilişkisi,

$$J = J_0 \left[\exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.24)$$

şeklindedir. Burada J_0 doyma akım yoğunluğu ve $V_D (= V - IR_s)$ engel tabakası boyunca gerilim düşmesidir. Pratikte bu aygıtların, doğru beslem I-V karakteristikleri ideal durumdan ($n=1$) bazı sapmalar gösterebilir ($n>1$). Yani saf termiyonik emisyon teorisinde boyutsuz olan idealite faktörü (n) birden büyük olabilir bu durumda Eş.2.24' daki akım yoğunluğu ifadesi [41],

$$J = J_0 \left[\exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (2.25)$$

şeklini alır. Buna ilaveten son zamanlarda yüksek seri direnç ve idealite faktörüne sahip Schottky kontaklarında; seri direnç (R_s), idealite faktörü (n) ve engel yüksekliği ($q\Phi_{Bn}$) gibi bazı temel diyot parametrelerini tayin etmek amacıyla yeni yöntemler geliştirilmiştir [13,26,42,43]. Bu yöntemle özellikle I-V eğrisinin seri dirençten

dolayı büküldüğü (lineerlikten saptığı) ileri gerilim bölgesinde uygulanır. Cheung, diyot üzerine uygulanan gerilimin,

$$V = R_s A J + n \Phi_{Bn} + \left(\frac{n}{\beta} \right) L n \left(\frac{J}{A_n^* T^2} \right) \quad (2.26)$$

şeklinde yazılabileceğini gösterdi [44]. Burada $\beta = q/kT$, A diyotun alanı ve R_s ise diyotun seri direncidir. Bu son denklemin J' ye göre diferansiyeli alınırsa,

$$\frac{dV}{dL_n J} = R_s A J + \left(\frac{n}{\beta} \right) \quad (2.27)$$

ifadesi elde edilir. Bu denklemdeki, $dV/d(LnJ)$ 'nin J'ye göre grafiği, eğimi $R_s A$ ve $J=0$ da y eksenini kestiği nokta ise n/β olan bir doğrudur. Dolayısıyla bu doğrunun eğiminden R_s seri direnci, doğrunun $dV/d(LnJ)$ eksenini kestiği noktadan ise idealite faktörü (n) bulunabilir. Eş. 2.26'daki $(R_s A J + n \Phi_{Bn})$ ifadesine $H(J)$ denilirse,

$$H(J) = V - \left(\frac{n}{\beta} \right) L n \left(\frac{J}{A_n^* T^2} \right) = R_s A J + n \Phi_{Bn} \quad (2.28)$$

şeklinde yazılabilir. Bu denklemde de $H(J)$ 'nin J'ye göre grafiği yine bir doğrudur. Bu doğrunun eğiminden R_s ve doğrunun $H(J)$ eksenini kestiği noktadan da $q \Phi_{Bn}$ engel yüksekliği bulunabilir.

2.5. Schottky Diyotlarında Ters Belsem C-V Karakteristikleri

Metal/n-tipi yarıiletken doğrultucu kontak ($\Phi_m > \Phi_s$) ve metal/p-tipi doğrultucu ($\Phi_m < \Phi_s$) kontaklarında, yük taşıyıcıları konsantrasyonlarının metal ve yarıiletken arasında yeniden dağılımı sonucunda, yarıiletkenin sınır bölgesinde elektronlardan (n-tipi yarıiletken için) veya deşiklerden (p-tipi yarıiletken için) arınma ve yüksek dirence sahip tabaka meydana gelmektedir. Bu tüketim bölgesinin kalınlığı (W_D)

uygulanan dış gerilim ile değişmektedir. Bu tür metal-yarıiletken kontağın (veya Schottky diyodun) yapısı kondansatörün yapısına benzer. Metal- tükenmiş bölge-yarıiletken sistemi, iki iyi iletkenin (metal ve yarıiletken) arasındaki yüksek dirençli tabakadan oluşmaktadır. Bu tabakanın direnci, yarıiletkenin gövde (bulk) bölgesinin direncinden çok büyüktür. Yani bu tabaka hareketli yük içermeyen yüksek öz dirençli yalıtkan bir tabaka gibidir. Ters beslem altında metal-yarıiletken Schottky kontakları için diferansiyel kapasitans ifadesi [9];

$$C = [(\epsilon_s \epsilon_0 q N_D) / 2(V_d + V)]^{0.5} \quad (2.29)$$

ile verilir. Burada A, kontak alanı, V_r ters beslem voltajı ve E_f Fermi enerjisi seviyesidir. Sığanın karesinin tersi (C^{-2}) ise,

$$C^{-2} = \left(\frac{2}{A^2 q N_D \epsilon_s} \right) \left(\phi_B - \xi + V_r - \frac{kT}{q} \right)^{0.5} \quad (2.30)$$

olur. Eğer bir ara yüzey tabakası yoksa yani Φ_B , V_r den bağımsız ise C^{-2} nin V_r 'ye göre grafiği, $-V_i$ de kesişen düz bir doğru verir. Bu doğrunun yatay eksenini kestiği nokta ise $(\Phi_B - \xi - kT/q)$ 'yi verir. C-V ölçüm sonuçları ara yüzey durumlarını ihtiva etmemeleri için ölçümler yüksek frekansta yapılmalıdır. Literatürde, alıcı yoğunluğu hesaplanacak C-V ölçümlerinin en az 500 kHz de çizilmiş olması ve arayüzey durumlarını hesaplamak için ise düşük frekans eğrisinin maksimum 30 Hz de alınması gerekir [45]. Çünkü küçük frekanslarda daha uzun zaman sabitine sahip ara yüzey durumları kapasitans değerinde de artmaya neden olacaktır ve bu durumda C^{-2} -V eğrisinin eğiminden elde edilecek alıcı yoğunluğu değeri gerçek değer olmayabilir. Ara yüzey durumlarının etkileri dikkate alındığında C^{-2} -V doğrularının eğimi,

$$\frac{dC^{-2}}{dV} = \frac{2}{q \epsilon_s A^2 N_D} \frac{1}{(1 + \alpha)} \quad (2.31)$$

şeklinde yazılabilir. $\alpha = qN_{ss}\delta/\epsilon_i$ dir. Burada N_{ss} ara yüzey durum yoğunlukları ve δ yalıtkan tabaka kalınlığıdır. $1/(1+\delta) = c_2$ olarak tanımlanırsa c_2 Eş. 2.31 yardımıyla

$$c_2 = \frac{2}{q\epsilon_s N_D' \left(\frac{dC^{-2}}{dV} \right)} \cong \frac{N_D}{N_D'} = \frac{\epsilon_i}{\epsilon_i + qN_{ss}\delta} \quad (2.32)$$

yazılır. Burada N_D' , teorik verici yoğunluğu olup, n-tipi silisyum için $\mu_n = 1450$ cm²/V-sn [2] değerleri kullanılarak $\rho = 1/q\mu_p N_A'$ ifadesinden hesaplanabilir. C⁻²-V doğruların eğiminden değişik sıcaklıklar için N_D değerleri bulunarak ve deneysel olarak bulunan bu verici yoğunlukları (N_D), Eş. 2.32'de kullanılarak c_2 değerleri elde edilebilir. Her sıcaklık için tüketim tabakasının kalınlığı,

$$W_d = \sqrt{\frac{2\epsilon_s \epsilon_o V_d}{qN_D}} \quad (2.33)$$

ifadesinden hesaplandı [2]. Ayrıca her sıcaklık için Fermi enerji seviyeleri

$$E_F = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_C}{N_D} \right) \quad (2.34)$$

bağıntısından hesaplanılabilir. Burada N_C , değerlik bandındaki etkin durumların yoğunluğu olup sıcaklığa,

$$N_C = 4,82 \times 10^{15} T^{3/2} \left(\frac{m_e^*}{m_o} \right)^{3/2} \quad (2.35)$$

ifadesiyle bağlıdır. Fermi enerji düzeyleri; m_e^* elektronun etkin kütlesidir. C⁻²-V eğrilerinden elde edilen $\phi_B(C-V)$ potansiyel engel yüksekliği değerleri; difüzyon potansiyeli, Fermi enerjisinin ve Schottky engel alçalmasına bağlı olarak

$$\Phi_B(C-V) = V_i + E_F + kT/q - \Delta\Phi_B \quad (2.36)$$

şeklinde ifade edilir. Burada $\Delta\Phi_B$ Schottky engel alçalmasıdır.

3. DENEYSEL YÖNTEM

3.1. Metal-Yarıiletken Yapıların Hazırlanması

Bu çalışmada kullanılan (Al-Ti₁₀W₉₀+PtSi)n-Si MY Schottky diyotları, Bakü Devlet Üniversitesi Fizik Fakültesinde M. Afandiyeva ve arkadaşları tarafından aşağıdaki işlem sırasına göre hazırlanmıştır. Bilindiği gibi, Alüminyumun PtSi gibi silisyat (silicide) tabakalara direkt olarak kaplanması silisyatın ayrışmasına neden olduğu için bunu engellemek üzere silisyat üzerine bir bariyer tabaka oluşturmak gerekmektedir [44,46-48]. Bu çalışmada kullanılan numunede silisyat olarak PtSi ve bariyer tabaka olarak da Ti₁₀W₉₀ kullanılmıştır. Pt(Al-Ti₁₀W₉₀+PtSi)n-Si (MY) Schottky diyotların yapımında <111> yönelimine sahip, 0.7 Ω.cm öz dirençli ve yaklaşık 200 µm kalınlıklı, 5 cm çapında fabrikasyon olarak parlatılmış n-tipi tek kristal Si yapraklar kullanılmıştır. Önce silikon levhalar iki aşamalı kimyasal işleme tabi tutulmuştur. Silikon levhalarda kimyasal işlemde sonra pencereler (kapak) açılmıştır. PtSi oluşumu kontak alımına ve kristalin temizliğine ciddi anlamda bağlıdır. Platin levhadan yapılmadan önce silikon levhalar 5 dakika süreyle 300 °C de 5x10⁻⁵ mm Hg basıncındaki vakum ortamında ısıtılmıştır. Si levhalar üzerine Pt oluşturmak (kaplamak) için, vakuma ara vermeden Si levhalar Pt oluşturma pozisyonuna getirilmiştir. Platin kaplama işlemi bir magnetron püskürtme yöntemi ile 3x10⁻⁴ mm Hg basıncında ve Ar plazma ortamında 250 sn de gerçekleştirilmiştir. Levhalar 10 dak süreyle 510 °C de ısıtılmıştır. Sonra levhalar yüzey durumlarını azaltmak ve ohmik kontak sağlamak amacıyla kuru oksijen (O₂) ve kuru nitrojen (N₂) karışımında 30 dakika boyunca 510 °C de ısıtıldı. Bir sonraki işlem basamağında yapraklar sıcak seyreltik HNO₃: HCl (3:1 oranında HNO₃ ve HCl) konsantrasyonu içine konulmuştur. Böylece Si levhalar üzerindeki ilgisiz Pt bu çözücü yardımıyla yok edilmiştir. Al'nin Si ile reaksiyonu sonucunda oluşabilecek Schottky diyot (SD) karakteristik değişimini önlemek için difüzyon bariyerinde önemli bir rol oynayan TiW alaşımı buharlaştırılmıştır.

Si alttaş (substrate) üzerine bir amorf metal Ti₁₀W₉₀ alaşımlı film elde etmek için magnetron püskürtme yöntemi kullanıldı. Amorf alaşımı elde etmek için özel bir

yöntem geliştirildi. Bundan önce Ti ve W dağılım faktörü dikkate alınarak geliştirilen taslağın hedefi belirlendi. TiW hedef bileşimi; Ti için %(10–20) ve W için %(80–90) ağırlığı oranında olmalıdır (Si ve SiO₂ düşük yüzey direncini ve iyi yapışma özelliğini sağlamak için bu oranlar idealdir). Bu ihtiyaçlardan yola çıkarak Ti ve W için püskürme alanlarını her biri için ayrı ayrı bulunmuştur. Ti ve W için püskürmüş atom miktarı (yoğunlukları) aşağıdaki formüllerle hesaplanabilir.

$$N_{Ti} = K_{Ti} S_{Ti} \quad (3.1)$$

$$N_W = K_W S_W \quad (3.2)$$

Burada K_{Ti} Ti için ve K_W de W için dağılım faktörleridir. Pozitif argon plazma iyonları tarafından bombardıman edilen hedefin aktivasyon enerjisi 1 keV ve dağılım faktörleri de Strikha' ya göre, $K_{Ti}=1$ ve $K_W=0.6$ dır [48]. Eş.3.1 ve Eş.3.2 göz önünde bulundurularak $S=S_{Ti}+S_W$; ($S_W = 0,9S$) elde edilmiştir.

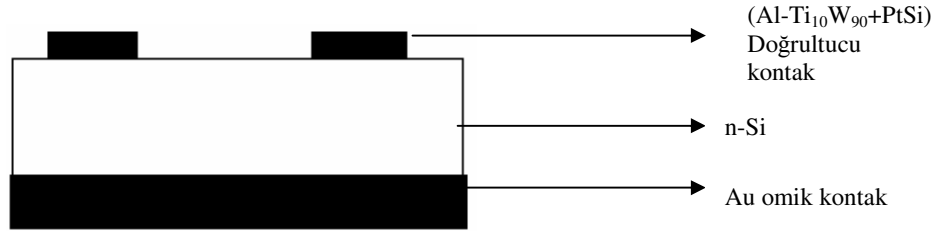
Hedef alanı S; magnetron sisteminin yapıcı parametresi hesaba katılarak belirlenmiştir. Entegre mikrodevrelerin hazırlanmasında gerekli olan malzemelerin seçimi yapılır. Silikon alıtış, amonyak peroksit çözeltisinde 10 dakika boyunca bekletilerek temizlendikten ve de-iyonize su ile 15 dakika iyice durulandıktan sonra 10^{-5} mm Hg basınçlı vakum odasına yerleştirildi.. Plazma oluşturulmasında Ar gazı kullanıldı. Alıtış yaprakları ön sıcaklık olarak 5 dakika süreyle 250°C de ısıtılmıştır. Film 32 sn süreyle 350 V ve 3 A lik anot akımına tutuldu. Alaşımın püskürtülmesinden önce hedef 250 sn boyunca aynı modda tutuldu. Metal filmin püskürtülmesinden sonra levhalar homojen TiW içerikli alaşım ve homojen metal-yarıiletken yüzey elde etmek için 500 °C de 10 dakika süreyle tavlandı. Yüzey özdirenci dört uç yöntemi ile $\rho_s=1.5-2 \Omega.cm$ olarak ölçüldü. Kalınlık-mikrointerferometre ile optik kalınlık $d=0.2-0.25$ mikron olarak ölçülmüştür. İletkenlik $\rho_v=d.\rho_s=3 \times 10^{-5}-5 \times 10^{-5} \Omega.cm$ formülü ile belirlendi. Metalizasyonda Al kullanılmasının amacı ucuz ve yüksek kaliteli olması gibi bir çok avantajlar sağlamasındandır. $1 \times 10^{-4} cm^2$ ile $14 \times 10^{-4} cm^2$ arasında değişen alanlarda diyot matrix (kalıp) 14 tane diyot içerir. Bu çalışma için $5 \times 10^{-4} cm^2$ alanlı diyot seçilmiştir. Tüm

diyotlar hemen hemen benzer davranış gösterdiğinden bunlarda sadece bir tanesinin karanlıkta ve ışık altındaki elektriksel özellikleri incelendi.

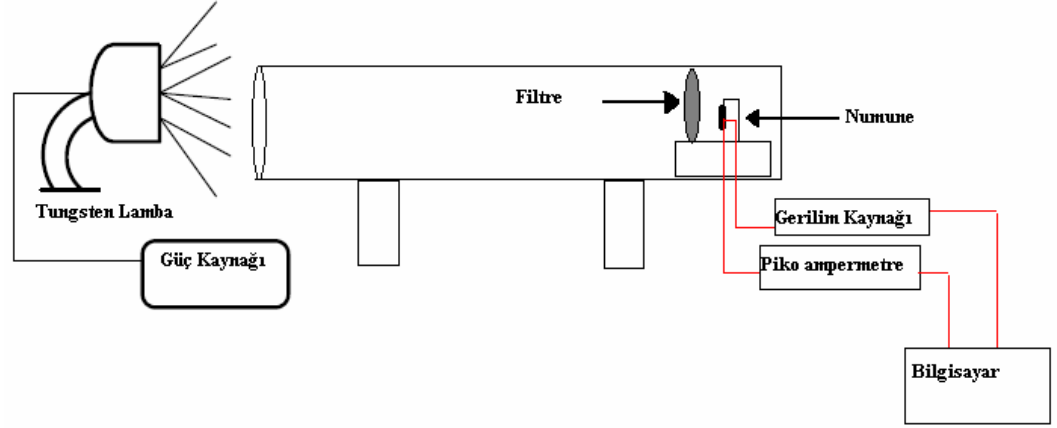
3.2. Kullanılan Ölçüm Düzenekleri

Hazırlanan $(\text{Al-Ti}_{10}\text{W}_{90}+\text{PtSi})\text{n-Si}$ Schottky diyotların aydınlanmaya ve frekansa bağlı elektriksel karakteristikleri (akım-voltaj ve kapasitans-voltaj), Gazi Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Yarıiletken İleri Araştırma Laboratuvarında incelendi.

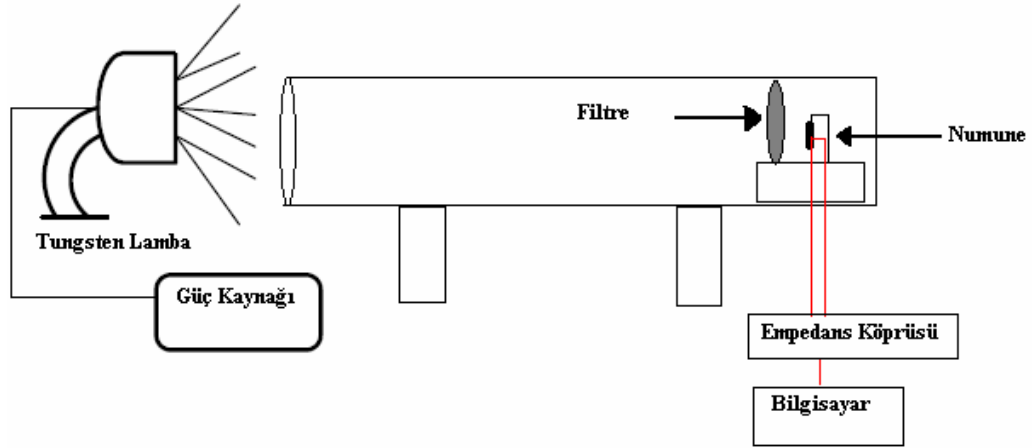
I-V ölçümleri, Keithley 2400 SourceMeter kullanılarak yapıldı. C-V ölçümleri HP 4192A LF empedans analizmetre (3kHz-1MHz) kullanılarak yapıldı. Dış titreşim jeneratöründen 10 mV sinüzoidal sinyaller gerekli voltajı sağlamak için numuneye uygulandı. Bütün ölçümler, bir IEEE-488AC/DC dönüştürücü (Konvertör) kart ve yazılım programı yardımıyla yapıldı. Hem I-V hem de C-V ölçümleri karanlıkta ve ışık altında tekrarlandı. Aydınlatma amacı ile 35 Watt'lık tungsten lamba kullanıldı.



Şekil 3.1. $(\text{Al-Ti}_{10}\text{W}_{90}+\text{PtSi})/\text{n-Si}$ Schottky diyodun şematik gösterimi



Şekil 3.2. Akım-gerilim ölçümleri için kullanılan deneysel düzenek



Şekil 3.3. Kapasite-voltaj (C-V) ve iletkenlik-Voltaj (G-V) ölçümleri için kullanılan deneysel düzenek

4. DENEYSEL SONUÇLAR

4.1. Aydınlanmaya bağlı I-V, C-V ve G/ω-V karakteristikleri

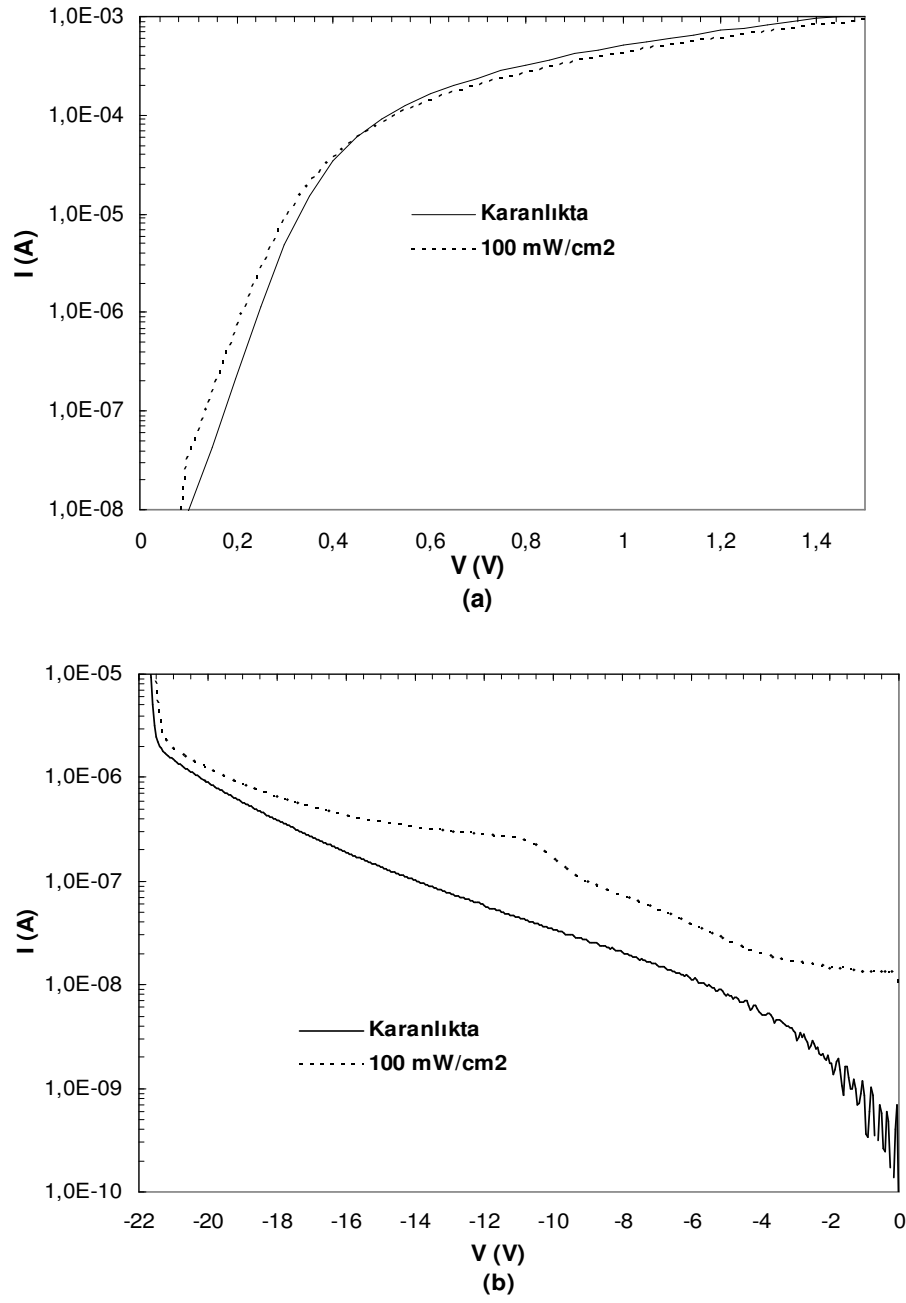
Schottky engel diyotları için, engel yüksekliği, termiyonik emisyon teorisine göre doğru beslem akım-voltaj ilişkisinden aşağıdaki gibi verilir [1-4].

$$I = I_0 \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \left[1 - \exp\left(\frac{-qV}{kT}\right) \right] \quad (4.1)$$

Burada V doğru beslem voltajı (V), n idealite faktörü, I_0 ters doyum akımıdır (A). Akım-voltaj eğrisinin doğrusal olduğu bölgedeki doğrusunun sıfır uygulama voltajına fit edilerek akım ekseninde kestiği noktadan bulunur ve aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$I_0 = AA^*T^2 \exp\left(\frac{q\Phi_{Bo}}{kT}\right) \quad (4.2)$$

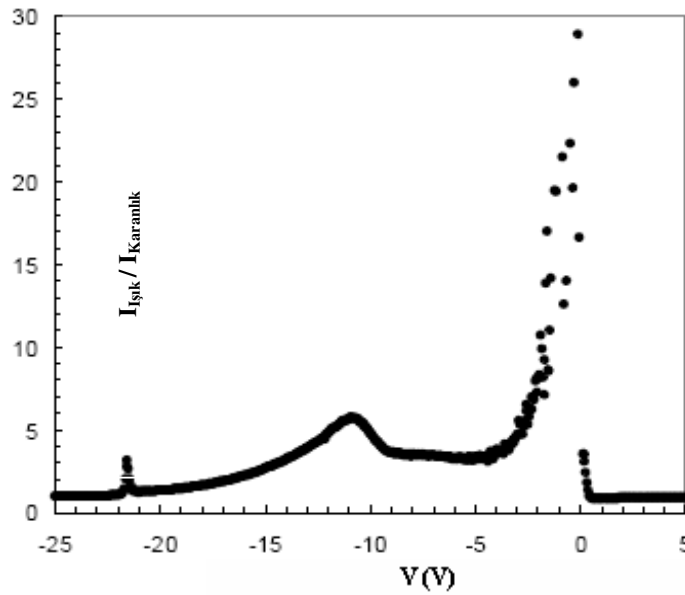
Burada A diyot alanı (cm^2), A^* , n tipi Si için etkin Richardson sabiti olan $120 \text{ A.cm}^2.\text{K}^{-2}$, T mutlak sıcaklık (K), q elektron yükü (C), k Boltzmann sabiti (J.K^{-1}), Φ_{Bo} sıfır beslem voltajı için engel yüksekliğidir (eV). Yarı logaritmik doğru ve ters beslem için akım-voltaj (I-V) karakteristikleri hem karanlıkta hem de ışık altında Şekil. 4.1 de verilmiştir. Şekil 4.1 de görüldüğü gibi, $\ln I$ -V eğrisi orta beslem bölgesinde doğrusal bir davranış göstermektedir. Bu doğrunun eğiminden, idealite faktörü n (Eş. 4.3) ve sıfır beslem voltajı için akım ekseninde kestiği noktadan ters doyum akımı I_0 , karanlıkta sırası ile $1,24$ ve $4,2 \times 10^{-10} \text{ A}$, ışık altında ise $1,18$ ve $7,47 \times 10^{-10} \text{ A}$ olarak elde edilmiştir.



Şekil 4.1. $(\text{Al-Ti}_{10}\text{W}_{90}+\text{PtSi})/\text{n-Si}$ Schottky diyotunun deneysel doğru ve ters beslem $\ln I$ - V karakteristikleri. a) Doğru beslem , b) Ters Beslem

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

Şekil 4.1 (b) de gösterildiği gibi hazırlanan diyotlar, büyük bir kırılma voltajına sahiptir ($V \geq 21$ V) ve ışık altında da bu değer çok fazla değişmemektedir. Kırılma voltajının yüksek olması diyotun daha geniş bir voltaj aralığında çalışmasına olanak sağlamaktadır.



Şekil 4.2. Doğru ve ters beslem için ışıktaki ve karanlıktaki akımların oranı

Işık altında akım değerleri artmakta ve doyum akımı yaklaşık 1.78 değerinde bir akım kazancı sağlamıştır. Şekil 4.2’de her giriş voltajı için ışık altındaki akım değeri verilmiştir. Şekil 4.2’de görüldüğü gibi, ışık altındaki akımın (100 mW/cm^2 şiddetinde ışık aydınlanma altında) karanlıktaki akıma oranı, farklı voltaj değerleri için değişmekte ve doğru beslem bölgesinde hemen hemen sabit kalmaktadır. Özellikle ters beslem için bu değişme önemlidir. Bu davranış bize metal yalıtkan ara yüzeyinde oluşturulan elektron-deşik çiftleri hakkında ayrıntılı bilgi vermektedir. Işığın etkisi ile (Al-Ti₁₀W₉₀+PtSi)n-Si diyotun metal yarı iletken eklem yakınlarında oluşan elektron ve deşiklerin artması, ışık altında akımın karanlıktakine göre artmasına neden olmaktadır. Eş. 4.2’den karanlıkta ve ışık altında, sıfır beslem için

engel yükseklikleri hesaplanmış ve sırasıyla 0,755 eV ve 0,740 eV olarak bulunmuştur.

İdealite faktörü n' nin ara yüzey durumlarının yoğunluğu ile ilişkisi aşağıdaki gibi verilebilir [1,4]:

$$n = 1 + (q\delta N_{ss}) / \epsilon_i \quad (4.4)$$

Burada, δ yalıtkan tabakanın kalınlığı, ϵ_i ara yüzeysel yalıtkan tabakanın elektrik geçirgenliği ($\epsilon_i = 3.8 \epsilon_o$) ve ϵ_o boş uzayın elektrik geçirgenlik katsayısıdır. Aydınlanma ile birlikte yaklaşık idealite faktörünün (n) azalması, N_{ss} 'in artan aydınlanma ile birlikte azaldığını doğrular.

Etkin engel yüksekliği Φ_e aşağıdaki gibi elde edilebilir [49- 51].

$$\phi_e = \phi_{Bo} + \beta(V - IR_s) = \phi_{Bo} + \left(1 - \frac{1}{n(V)}\right)(V - IR_s) \quad (4.5)$$

Engel yüksekliğinin uygulanan potansiyele bağımlılığı göz önüne alınarak, burada β , voltaj katsayısı olarak adlandırılan ve her iki yüzey durumlarının engel yüksekliğine katkısını içeren bir katsayıdır. Voltaja bağlı n değeri aşağıdaki gibi verilebilir [52]:

$$n = 1 + \frac{\delta}{\epsilon_i} \left[\frac{\epsilon_s}{W_D} + qN_{ss}(V) \right] \quad (4.6)$$

Burada W_D , uzay yük bölgesinin genişliğidir. Bu eşitlikten ara yüzey durum yoğunluğu aşağıdaki gibi çıkarılabilir:

$$N_{ss} = \frac{1}{q} \left[\frac{\epsilon_i}{\delta} (n(V) - 1) - \frac{\epsilon_s}{W_D} \right] \quad (4.7)$$

Ara yüzeysel tabaka kalınlığı δ , $Cox = \epsilon_i \epsilon_o A / \delta$ formülü kullanılarak yüksek frekanstaki (1 MHz) C-V karakteristiklerinden $\delta = 2,44 \times 10^{-8}$ cm olarak elde edilmiştir. Bu eşitlikte $\epsilon_s = 11.8\epsilon_o$ ve $\epsilon_i = 3.8\epsilon_o$, yarı iletkenin ve yalıtkan tabakanın elektrik geçirgenlikleridir. W_D de δ gibi C-V karakteristiklerinden hesaplanmıştır. W_D 'yi veren ifade $W_D = [2 \epsilon_s \epsilon_o V_d / q N_D]$ dir ve burada $\epsilon_s = 11.8\epsilon_o$ ve V_d , difüzyon potansiyelidir [2, 6, 50]. Ayrıca n-tipi yarı iletkenler için, ara yüzey durumlarının enerjisi E_{ss} aşağıdaki eşitlikle verilir:

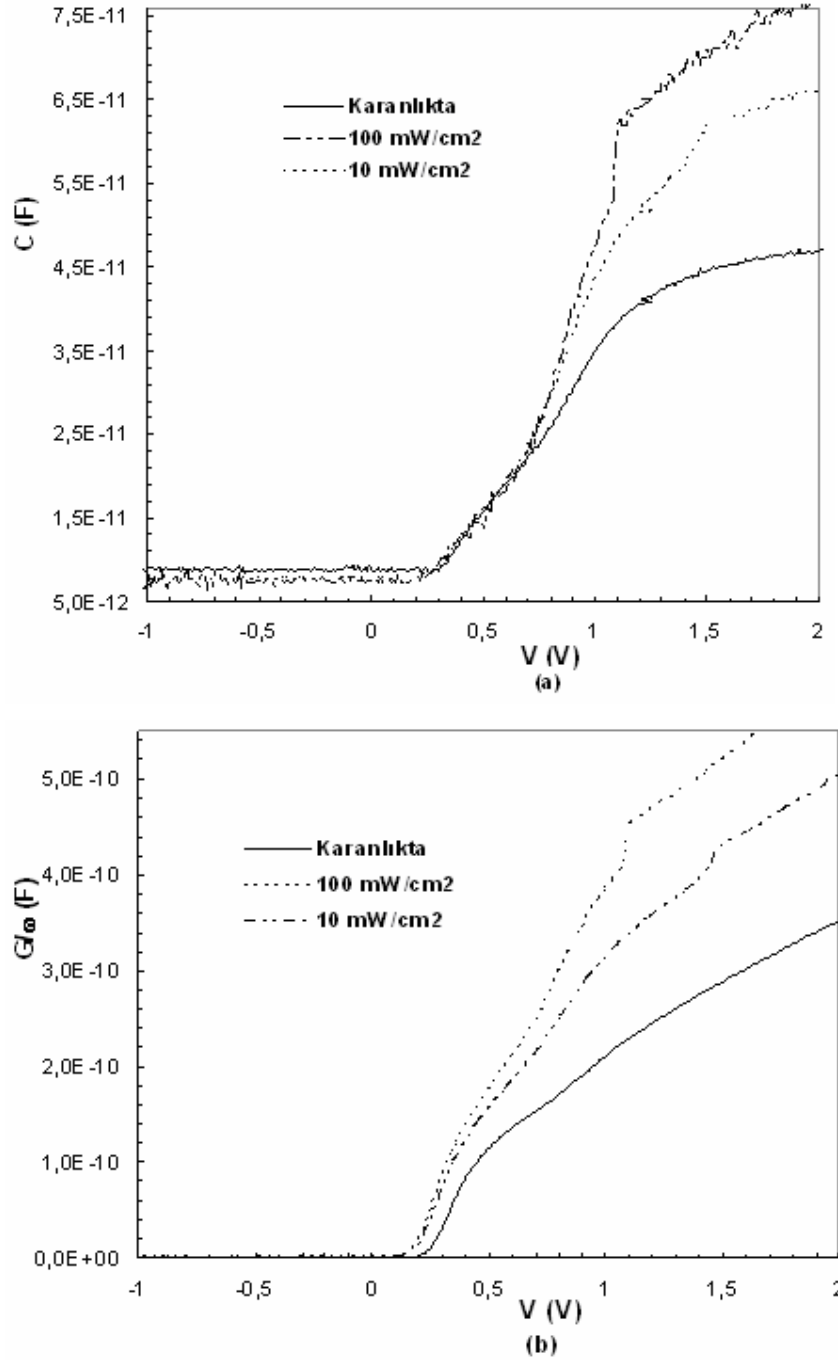
$$E_c - E_{ss} = q(\Phi_e - V) \quad (4.8)$$

Çizelge 4.2 de, (Al-Ti₁₀W₉₀+PtSi)/n-Si Schottky diyotunun oda sıcaklığında doğru beslem I-V karakteristikleri kullanılarak ve R_s hesaba katılmadan bulunan N_{ss} değerlerinin enerji profilleri görülmektedir.

Çizelge 4.1.(Al-Ti₁₀W₉₀+PtSi)/n-Si Schottky diyotunun deneysel C-V ölçümlerinden elde edilen bazı temel parametreleri

	V_D (eV)	N_D (10^{+15} cm^{-3})	W_D (10^{-5} cm)	E_F (eV)	n	Φ_B (eV)
Karanlıkta	1.06	7.50	4.29	0.21	1.24	0.75
100mW/cm²	0.95	5.50	4.75	0.22	1.18	0.74

SED'lerinin seri direnç değerlerinin çıkarılabilmesi için önerilen birkaç yöntem mevcuttur [50-56]. Bu çalışmanın hesaplamalarında Nicollian ve Goetzberger tarafından geliştirilen yöntem kullanılmıştır [52]. (Al-Ti₁₀W₉₀+PtSi)/n-Si Schottky



Şekil 4.3. 500 kHz seviyesinde, C-V ve G/ω -V grafikleri. a) C-V, b) G/ω -V aydınlatma altında

diyotunun aydınlanmaya ve frekansa bağlı C-V ve G/ω -V ölçümleri oda sıcaklığında gerçekleştirilmiştir. 500 kHz frekanslık osilasyon voltajı için aydınlanmaya bağlı ve

farklı osilasyon frekansları için karanlıkta elde edilen kapasitans (C) ve iletkenlik (G/ω) değerlerinin uygulanan voltaja bağlı değişimi sırasıyla Şekil 4.3.a ve Şekil 4.3.b de ve Şekil 4.5.a ve Şekil 4.5.b de gösterilmiştir.

Şekil 4.3.a da görüldüğü gibi, ileri beslemde ($V \geq 0,7V$) aydınlanmayla birlikte kapasitans değerinde önemli bir artış olmaktadır. Bu artışın bir sebebi, ara yüzey durumları (N_{ss}) ile serbest yük taşıyıcıları arasındaki etkileşimken, diğer bir sebebi de aydınlatma altında yarı iletken yüzeyinde oluşan tersinim tabakasıdır. Şekil 4.3.b de görüldüğü gibi G/ω -V karakteristikleri de aydınlanma altında benzer davranışlar göstermektedir. Yani aydınlanma ile birlikte hem ara yüzey durumlarının (N_{ss}) tepkisine bağlı olarak iletkenlikte bir artış söz konusudur.

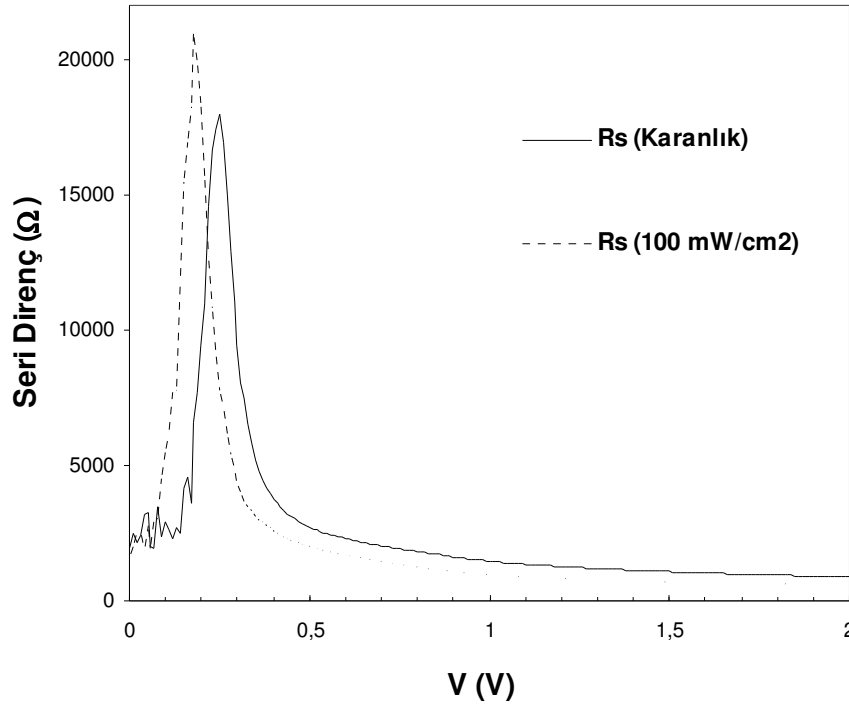
SED'lerinin gerçek seri direnç değerleri, yüksek frekanslarda (≈ 500 kHz), kuvvetli birikim bölgesinde ölçülen kapasitans (C_{ma}) ve iletkenlik (G_{ma}) değerlerinden çıkarılabilir [52]. Ayrıca seri direncin voltaja bağlı değişimi herhangi bir frekans değerindeki C-V ve G/ω -V ölçümü verilerinden elde edilebilir. Yeterince yüksek frekanslarda seri dirençlerini (R_s) elde etmek için SED'larına kuvvetli birikim bölgesi belsemi uygulanır. Bu durumda admitans Y_{ma} aşağıdaki gibi verilir [53]:

$$Y_{ma} = G_{ma} + j\omega C_{ma} \quad (4.9)$$

Burada seri direnç empedansın ($Z_{ma}=1/ Y_{ma}$) gerçek bileşene eşittir veya aşağıdaki gibi gösterilebilir:

$$R_s = \frac{G_{ma}}{G_{ma}^2 + (\omega C_{ma})^2} \quad (4.10)$$

burada C_{ma} ve G_{ma} kapasitansın ve iletkenliğin kuvvetli birikim bölgesinde ölçülen değerleridir.



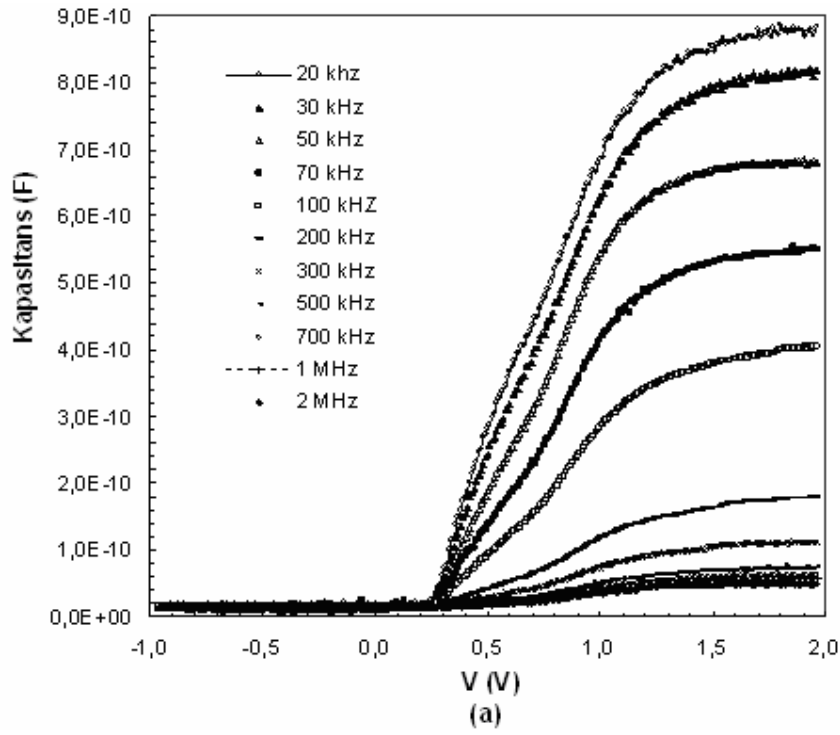
Şekil 4.4. Karanlıkta ve 100 mW/cm² aydınlatma altındaki C-V ve G/ω-V ölçümlerinden elde edilen seri direnç (R_s) değerleri

SED'lerinin bu seri direnç profili karanlıkta ve aydınlanma altında 500 kHz frekans için Eş. 4.10' dan elde edilmiş ve Şekil 4.4'te gösterilmiştir. Bu değerler gösteriyor ki admitansa dayalı metotların uygulaması sırasında seri direncin etkilerine dikkate alınması gerekmektedir. Şekil 4.4'te görüldüğü gibi, ileri pozitif öngerilimde R_s ışık şiddeti ile azalmaktadır. Ancak 0-0,5 V aralığında ise bir pik vermektedir. Mevcut literatüre göre R_s sadece yığılma bölgesinde etkin iken ara yüzey durumları hem tüketim hem de yığılma bölgesinde etkindir. Bu nedenle 0-0,5 V aralığında (tüketim bölgesinde) R_s 'nin bir pik vermesi MY ara yüzeydeki yarı iletken bant aralığındaki ara yüzey durumlara atfedilir [53].

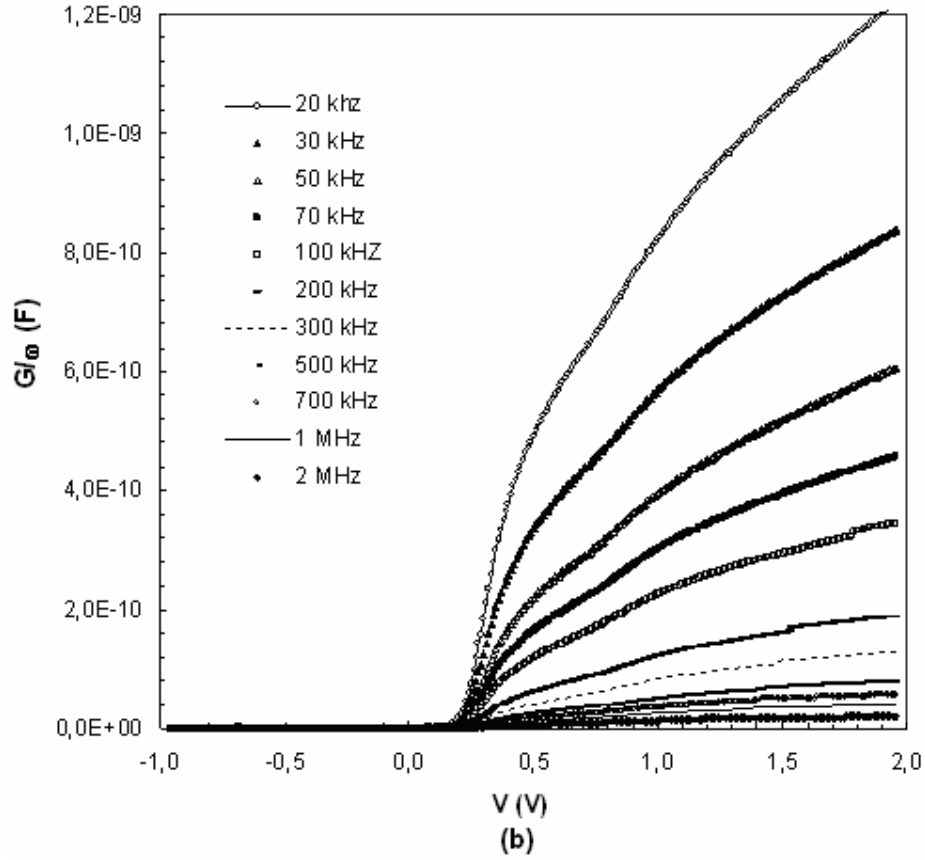
4.2. Frekansa bağlı C-V ve G/ω-V karakteristikleri

(Al-Ti₁₀W₉₀+PtSi)/n-Si Schottky diyotunun oda sıcaklığındaki C-V ve G/ω-V karakteristikleri ölçülmüş ve Şekil 4.5 (a) ve (b) de gösterilmiştir. Şekil 4.5.a ve

Şekil 4.5.b 'den de anlaşılacağı gibi hem kapasitans hem de iletkenlik değerleri artan gerilimle artmakta ve frekansa oldukça bağıllık göstermektedir. Bu davranış, düşük frekanslarda ara yüzey durumları rahatlıkla ac sinyali takip edebilirken yüksek frekanslarda ise takip edememesinden kaynaklanmaktadır. Diğer bir deyişle, ara yüzeyde tuzaklanmış yüklerin yaşam süresi ($\sim 10^{-4}$ - 10^{-6} s), C-V ve G-V eğrilerinin çizildiği frekansın tersinden, periyot, ($T=1/2\pi f$) küçük ise ara yüzey durumları ac sinyali takip edebilir ve bu nedenle hem C ye hem de G ye ilave bir katkı gelir.



Şekil 4.5. Farklı frekanslar için a) C-V, b) G/ω-V grafikleri



Şekil 4.5. (Devam) Farklı frekanslar için a) C-V, b) G/ω-V grafikleri

Bir metal-yalıtkan-yarı iletken (MIS) yapı için, ara yüzey durumlarının kapasitans C_{ss} ve iletkenlik G_{ss} değerleri Nicollian ve Goetzberger [53] tarafından aşağıdaki gibi elde edilmiştir:

$$C_{ss} = \frac{SqN_{ss}}{w\tau} \arctg(w\tau) \quad (4.11)$$

$$G_{ss} = \frac{SqN_{ss}}{2\tau} \ln(1 + w^2\tau^2) \quad (4.12)$$

Burada S kontak alanı, N_{ss} ara yüzey durumlarının yoğunluğu, q elektron yüküdür ve zaman sabiti τ şu şekilde verilebilir [50]:

$$\tau = \frac{1}{V_{th} \sigma_n N_D} \exp\left(\frac{qV_D}{kT}\right) \quad (4.13)$$

Yukarıdaki ifadede, σ_n ara yüzey durumlarının yakalama kesitini, V_{th} yük taşıyıcılarının ısısal hızlarını, N_D katkı yoğunluğunu, V_d difüzyon potansiyelini ve T mutlak sıcaklığı temsil etmektedir.

Kapasitans ve iletkenliğin ölçülen değerleri C ve G ile ara yüzey durumlarına bağlı kapasitans C_{ss} ve G_{ss} değerleri arasında aşağıdaki gibi bir bağıntı vardır [57]:

$$G = \frac{qJ_{dc}}{kT} \frac{C_i(C_\Sigma + C_{ss})}{(C_\Sigma + C_{ss})^2 + (G_{ss}/w)^2} \quad (4.14)$$

$$C = \frac{qJ_{dc}}{kT} \frac{C_i G_{ss} / w^2}{(C_\Sigma + C_{ss})^2 + (G_{ss}/w)^2} + C_{HF} \quad (4.15)$$

Burada

$$C_\Sigma = C_{sc} + C_i \quad (4.16)$$

ve

$$C_{HF}^{-1} = C_1^{-1} + C_{sc}^{-1} \quad (4.17)$$

Yukarıda belirtilen C_i , C_t ve G 'nin yüksek frekanstaki değerlerinden elde edilen ara yüzey tabakasının kapasiransı ve J_{dc} ölçülen akım değeridir.

Eş. 4.14 ve Eş. 4.15'te kullanılan ölçülen C ve G değerleri frekansa bağlı olarak değişmektedir. Bunun sebebi de C_{ss} ve G_{ss} değerlerinin frekansa bağlı olarak değişmesidir ve bu iki değer, ara yüzey durumları N_{ss} hakkında bilgi içermektedir. Bu ilişki SED'larının ara yüzey durumları hakkında bilgi edinmek için de

kullanılabilir. Çünkü çoğu Schottky engel diyotu sadece bir metal-yarı iletken yapı olmaktan çok, metal ve yarı iletken arasında oluşan ince yalıtkan oksit tabakanın varlığı nedeniyle, metal-yalıtkan-yarı iletken yapı özelliği göstermektedir [58]. Eş. 4.14 ve Eş. 4.15'ten G_{ss} aşağıdaki gibi elde edilir:

$$G_{ss} = \frac{qJ_{dc}}{kT} \frac{w^2 C_i (C + C_{HF})}{G^2 + w^2 (C - C_{HF})^2} \quad (4.18)$$

Metal ve yarı iletken ara yüzeyinde ince bir yalıtkan tabakaya sahip olan bir Schottky diyot için, ara yüzey durumlarının a.c. sinyali takip edemeyeceği kadar yüksek frekanslarda, $C^{-2}(V)$ eğrisinin eğimi aşağıdaki gibidir [59]:

$$\frac{dC^{-2}}{dV} = \frac{2}{S^2 \epsilon_s q} \left[\frac{1}{N_D (1 + \alpha)} \right] \quad (4.19)$$

Bu ifadedeki α parametresi aşağıdaki gibi verilir:

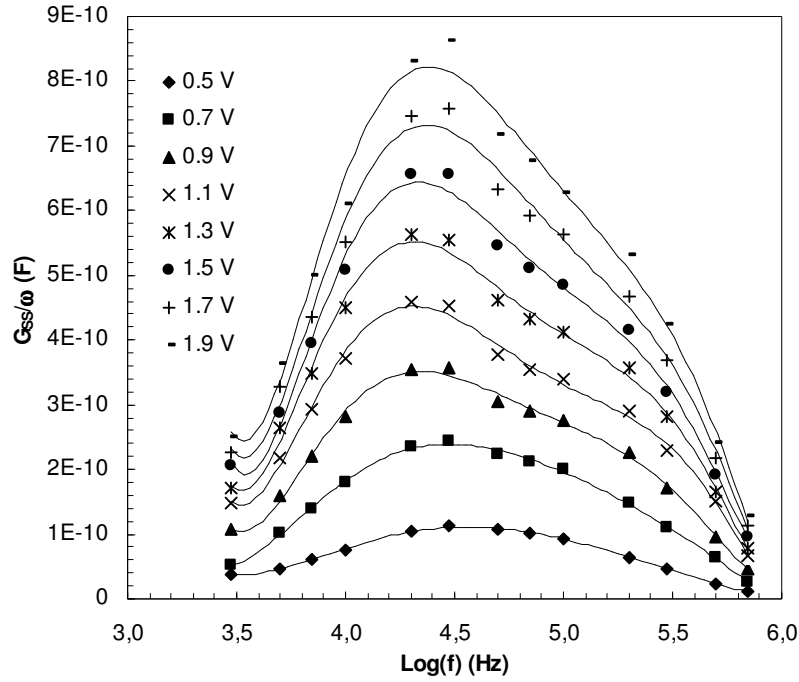
$$\alpha = \frac{qN_{ss} \delta}{\epsilon_i} \quad (4.20)$$

Burada, ϵ_s ve ϵ_i sırasıyla yarı iletkenin ve ara yüzeysel tabakanın geçirgenlik katsayıları ve δ ara yüzeysel tabakanın kalınlığıdır. Eğer d ve N_d değerleri yeterince küçükse $C^{-2}(V)$ eğrisindeki ilerletilmiş kesme değeri V_0 aşağıdaki gibidir:

$$V_0 = (V_D - kt/q)(1 + \alpha) \quad (4.21)$$

Frekansın kapasitans üzerindeki etkisi Şekil 4.5.a. da görülmektedir. Şekilden anlaşıldığı gibi artan frekans değeri ile kapasitans azalmaktadır. Bunun nedeni, düşük frekanslarda ara yüzey durumlarının a.c. sinyali takip edebilmeleri ve kapasitans değerine frekansa bağlı olarak değişen bir katkı yapmalarıdır. Fakat yüksek frekans sınırında, ara yüzey durumları a.c. sinyali takip edemez. Bunu sonucunda ara yüzey

kapasitansının toplam kapasitans değerine katkısı ihmal edilebilecek kadar küçük hale gelmektedir.



Şekil 4.6 Farklı V_G değerleri için G_{ss}/ω -Frekans grafikleri

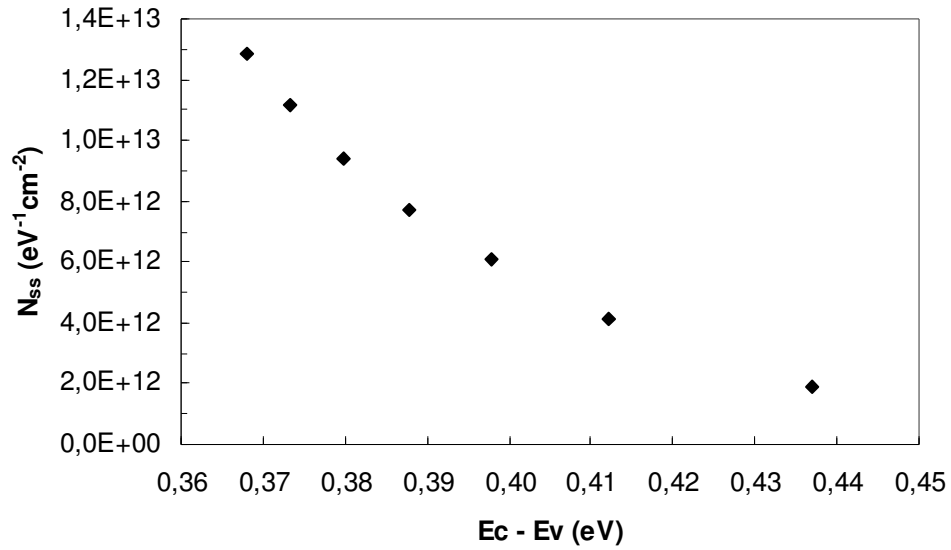
Şekil 4.5.b de görüldüğü gibi iletkenlik G frekansa ve V_G beslem voltajına bağlı bir fonksiyon olarak düşünülebilir. Yukarıdaki açıklamalar ışığında, doğru beslem altında, $C(V_G)$ ve $G(V_G)$ deki frekansa bağlı değişikliklerin ara yüzey durumlarından kaynaklandığı söylenebilir.

Şekil 4.6'da görülen G_{ss}/ω değerleri denklem 4.18 kullanılarak ölçülen C ve G değerleri ile hesaplanmıştır. Şekil 4.6'daki tepe değerlerinde $d(G_{ss}/\omega) / d(\omega\tau) = 0$ dır ve Eş. 4.12'nin eğrisi $\omega\tau = 1.98$ gibi bir maksima değerine sahiptir. Ara yüzey durumları yoğunluğu N_{ss} 'i veren ifade, maksimum durum değerleri olan $0.402qN_{ss}$ değerinin 4.12 denkleminde yerine koyulması ile aşağıdaki gibi elde edilir:

$$N_{ss} = \frac{(G_{ss} / \omega)_{\max}}{0.402qS} \quad (4.22)$$

Ara yüzey durum yoğunluğu N_{ss} ve bunların durulma zamanları τ değerlerinin V beslem değerine bağımlılığını elde etmek için, Eş. 4.12. farklı beslem değerlerindeki deneysel G_{ss}/ω ve frekans değerlerine fit edilmiştir. Şekil 4.7 N_{ss} ile $(E_c - E_{ss})$ arasındaki ilişkiyi göstermektedir. Yukarıda belirtilen yöntemle bulunan N_{ss} 'in beslem bağımlılığı $(E_c - E_{ss})$ 'e bağımlı bir fonksiyon şeklinde verilmiştir [60].

$$E_c - E_{ss} = q(\phi_B - V) \quad (4.23)$$



Şekil 4.7 Ara yüzey durum yoğunluklarının bant aralığındaki dağılımı

Çizelge 4.2 (Al-Ti₁₀W₉₀+PtSi)/n-Si Schottky diyotunun deneysel I-V ve C-V ölçümlerinden elde edilen bazı temel parametreleri

Voltage (V)	n(V)	Φ_e (eV)	$E_c - E_{ss}$ (eV)	N_{ss} ($10^{13} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$) (I-V)	N_{ss} ($10^{13} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$) (C-V)	τ (10^{-5} s)
0.5	1.57	0.94	0.44	4.92	0.19	1.05
0.7	2.04	1.11	0.41	8.95	0.42	1.26
0.9	2.52	1.30	0.40	13.10	0.60	1.31
1.1	3.00	1.49	0.39	17.20	0.77	1.31
1.3	3.47	1.68	0.38	21.20	0.94	1.37
1.5	3.93	1.87	0.37	25.20	1.11	1.26
1.7	4.39	2.07	0.37	29.20	1.29	1.26
1.9	4.85	2.26	0.36	33.10	1.46	1.26

Çizelge 4.2’de verilen durulma zamanlarının beslem voltajı V_G veya ara yüzey durumlarının enerjisi E_{ss} ’den bağımsız olduğu görülmektedir. Çizelge 4.2 de N_{ss} ve τ değerleri $(E_c - E_{ss})$ ’e bağımlı birer fonksiyon olarak verilmiştir. N_{ss} değerleri voltaja bağlı olarak hızlı bir şekilde artarken, gevşeme bunların gevşeme zamanları (τ) voltajdan bağımsız olarak değişmektedir.

5. SONUÇLAR VE TARTIŞMA

Bu çalışmada (Al-Ti₁₀W₉₀+PtSi)/n-Si Schottky diyotunun akım-voltaj (I-V) ve frekansa bağlı kapasitans-voltaj (C-V) ile iletkenlik-voltaj (G/ω -V) ölçümleri, hem karanlıkta hem de ışık altında oda sıcaklığında gerçekleştirilmiştir. C-V ve G/ω -V karakteristiklerinin frekansla önemli ölçüde değiştiği gözlenmiştir. Bu davranış, çok düşük frekanslarda ($f \sim 100$ Hz), neredeyse tüm ara yüzey durumları rahatlıkla ac sinyali rahatlıkla takip edebildiği halde yüksek frekanslara doğru çıkıldıkça bu takip gücünün azalmasından kaynaklanmaktadır. Yani ara yüzeyde tuzaklanmış yüklerin yaşam süresi ($\sim 10^{-4}$ - 10^{-6} s), C-V ve G-V eğrilerinin çizildiği frekansın tersi olan periyottan ($T=1/2\pi f$) küçük ise ara yüzey durumları ac sinyali takip edebilir ve bu nedenle hem ölçülen C ye hem de G ye ilave bir katkı gelir. Ara yüzey durumları dışında, elektriksel ölçümler üzerinde etkili olan diğer önemli bir faktör ise diyotun seri direncidir. Bu yüzden temel diyot parametrelerinin hesaplanmasında hem seri direnç değeri hem de arayüzey durumları mutlaka dikkate alınmalıdır. Ancak ara yüzey durumları genelde tüketim bölgesinde etkin olurken seri direnç ise yığılma bölgesinde etkindir.

Ayrıca (Al-Ti₁₀W₉₀+PtSi)/n-Si Schottky diyotlarının doyum akımı (I_0), sıfır beslem engel yüksekliği (Φ_{B0}), idealite faktörü (n), ve seri direnci (R_s) aydınlanmadan kuvvetlice etkilenmekte ve artan aydınlanma şiddeti ile azalmaktadır. Hazırlanan diyotlar büyük bir kırılma voltajına sahiptir ($V \geq 21$ V) ve bu voltaj ışık altında da hemen hemen aynı değerleri almaktadır. Aydınlanma ile, kapasitans ve iletkenlik ileri yönde artarken, foto akımı ters yönde artmıştır. Işık altında akım değerleri artmış ve doyum akımı yaklaşık 1.78 değerinde bir akım kazancı sağlamıştır. , ışıktaki akımın (100 mW/cm^2 şiddetinde ışık aydınlanma altında) karanlıktaki akıma farklı voltaj değerleri için değişmekte ve doğru beslem bölgesinde hemen hemen sabit kalmaktadır. Ters beslem için bu değişme önemlidir. Bu davranış bize metal yalıtkan ara yüzeyinde oluşturulan elektron-deşik çiftleri hakkında ayrıntılı bilgi vermektedir. Işığın etkisi ile (Al-Ti₁₀W₉₀+PtSi)n-Si diyotun metal yarı iletken eklem yakınlarında oluşan elektron ve deşiklerin sürüklenme hızlarının artması, ışık altında akımın artmasına neden olmaktadır. Bunun yanında, ara yüzey durum yoğunlukları (N_{ss}),

hem I-V hem de C-V karakteristikleri kullanılarak bulundu. I-V karakteristiklerinin ideal olmayan davranışı ara yüzey durumların atfedilmiştir. Ara yüzey durum yoğunlukları (N_{ss}) değerlerinin voltaja bağlı olarak hızla artarken, bunlara ait gevşeme zamanlarının (τ) uygulanan voltajdan bağımsız olmakla beraber farklı N_{ss} değerleri ile değiştiği görülmüştür. Ayrıca kapasitansın ve iletkenliğin hem seri dirence (R_s) hem de aydınlanma seviyesine oldukça bağımlı oldukları görülmüştür. Özellikle doğru beslem bölgesinde (tüketim ve birikim bölgelerinde), seri direnç (R_s) artan aydınlanma şiddeti ile azalmaktadır. C-V ve G/w-V ölçümleri göstermektedir ki, R_s aygıtın elektriksel özelliklerini kuvvetlice etkileyen önemli bir faktördür. Sonuç olarak, seri direncin (R_s) ihmal edilmesi C-V ve G/w-V karakteristiklerinde ciddi hatalara sebep olacaktır.

KAYNAKLAR

1. Rhoderick, E. H. and Williams, R. H., "Metal-Semiconductor Contacts", 2nd ed. **Oxford:Clarendon Press**, 256 (1988).
2. S. M. Sze, "Physics of Semiconductor Devices", 2nd ed. **Wiley, New York**, 850 (1981).
3. Karataş, Ş., Altındal, Ş., Türüt, A. and Özmen, A., "Temperature dependence of characteristic parameters of the H-terminated Sn/p-Si (1 0 0) Schottky contacts", **Appl. Surf. Sci.**, 217: 250-260 (2003).
4. Padovani, F.A. and Stratton, R., "Field and thermionic-field emission in Schottky barriers" **Solid State Electron.** 9: 695 (1966).
5. Varma, S., Rao, K.V. and Kar, S., "Electrical characteristics of silicon-tin oxide heterojunctions prepared by chemical vapor deposition", **J. Appl Phys.**, 56: 2812 (1984).
6. Altındal, Ş., Karadeniz, S., Tuğluoğlu, N. and Tataroğlu, A., "The role of interface states and series resistance on the I–V and C–V characteristics in Al/SnO₂/p-Si Schottky diodes", **Solid State Electron**, 47: 1847 (2003).
7. Aboelfotoh, M. O., "Influence of thin interfacial silicon oxide layers on the Schottky-barrier behavior of Ti on Si (100)", **Physical Rev. B.** 39 (8): 5070 (1989).
8. Bhuiyan, A. S., Martinez, A., and Esteve, D., "A study of annealing effects on deep level profile distributions in GaAs by capacitive methods", **Thin Solid Films**, 161: 93 (1988).
9. Donoval, D. and Barus, M. and Zdimal, M., "Analysis of I–V measurements on PtSi-Si Schottky structures in a wide temperature range", **Solid State Electron.** 34: 1365 (1991).
10. Shewchun, J., Singh, R., Burk, D. and Scholz, F., "Temperature dependence of the current-voltage characteristics of silicon MIS solar cells." **Appl. Phys. Lett.** 35 (5): 416-418 (1979).
11. Divigalpitiya, W.M.R., "Temperature dependence of the photovoltaic characteristics of silicon MIS solar cells", **Solar Energy Materials** 18: 253-262 (1989).
12. Hall, R.N., "Silicon photovoltaic cells" **Solid-State Electronics.** 24: 595-616 (1981).

13. Özdemir, S., and Altındal, Ş., “Temperature dependent electrical characteristics of Al-SiO_x-pSi solar cells” *Solar Energy Materials and Solar Cells* 32: 115-127 (1994).
14. Wolf, M., Noel, G.T. and Stirn, R.J., “” *IEEE Trans. Elect. Devices*, ED-24 (4): 419-428 (1977).
15. Altındal, Ş., Tataroğlu, A., and Dökme, İ., “The role of the interface insulator layer and interface states on the current-transport mechanism of Schottky diodes in wide temperature range” *Solar Energy Mater. and Solar Cells*, 85: 343-358 (2005).
16. Vitanov, P., Kamenova, M., Tyutyundzhiev, N., Delibasheva, M., Goranova, E., and Peneva, M., “High-efficiency solar cell using a thin porous silicon layer” *Thin Solid Films*, 297: 299-303 (1997).
17. Tuzun, O., Oktik, S., Altındal, Ş. and Mammadov, T.S., “Electrical characterization of novel Si solar cells”, *Thin Solid Films*, 511-512: 258 (2006).
18. Song, Y.P. , Van Meirhaeghe, R.L., Laflere, W.H. and Cardon, F., “On the difference in apparent barrier height as obtained from capacitance-voltage and current-voltage-temperature measurements on Al/p-InP Schottky barriers” *Solid State Electron.* 29: 633(1986).
19. Tung, R.T., “Electron transport at metal-semiconductor interfaces: General theory” *Phys. Rev. B.* 45: 1350 (1992).
20. Tung, R.T., Levi, A.F.J., Sullivan, J.P., and Schrey, F. “Schottky-barrier inhomogeneity at epitaxial NiSi₂ interfaces on Si(100)” *Phys. Rev. Lett.* 66: 72 (1991).
21. Sullivan, J.P., Tung, R.T., Pinto, M.R. and Graham, W.R., “Electron transport of inhomogeneous Schottky barriers: A numerical study” *J. Appl. Phys.* 70: 7403 (1991).
22. Werner, J. H. and Güttler, H.H., “Temperature dependence of Schottky barrier heights on silicon.” *J. Appl. Phys.* 73: 1315 (1993).
23. Detavernier, C., Van Meirhaeghe, R.L., Donaton, R., Maex, K. and Cardon, F., “Ballistic electron emission microscopy study of barrier height inhomogeneities introduced in Au/n-Si Schottky contacts by a HF pretreatment C” *J. Appl. Phys.* 84: 3226 1998 .
24. Horváth, Z. J., “Lateral distribution of Schottky barrier height: A theoretical approach” *Vacuum* 46: 963 (1995).

25. Chand S, "An accurate approach for analysing an inhomogeneous Schottky diode with a Gaussian distribution of barrier heights" *Semicond. Sci. Tech.*, 17: 36 (2002).
26. Karataş, Ş., Altındal, Ş. and Çakar, M, "Current transport in Zn/p-Si(1 0 0) Schottky barrier diodes at high temperatures" *Physica B*, 357: 386 (2005).
27. Depas, M., Meirhaeghe, R.L.Van, Laflere, W.H. and Cardon, F., "Electrical characteristics of Al/SiO₂/n-Si tunnel diodes with an oxide layer grown by rapid thermal oxidation" *Solid State Electron.*, 37(3): 433 (1994).
28. Hackam R. and Harrop P., "Electrical properties of Nickel-low-doped n-type gallium arsenide Schottky diodes." *IEEE Trans. On Elect. Dev.*, 19: 1231-1238 (1972).
29. Gümüş, A., Türüt, A. and Yalçın, N., "Temperature dependent barrier characteristics of CrNiCo alloy Schottky contacts on *n*-type molecular-beam epitaxy GaAs" *J. Appl. Phys.*, 91: 245 (2002).
30. Zhu, S., Meirhaeghe, R. L. Van, Detavernier, C., Ru, G. P., Li, B. Z. and Cardon, F., "A BEEM study of the temperature dependence of the barrier height distribution in PtSi/n-Si Schottky diodes" *Solid-State Comm.*, 112: 611 (1999).
31. Chen, C. K., Nechay, B. And Tsaur, B. "Ultraviolet, visible and infrared response of PtSi Schottky-Barrier detectors operated in the front-illuminated mode ". *IEEE Trans. On Elect. Dev.* 38 (5): 1094(1991).
32. Raisi, F. And Far, M. M. "Highly Sensitive PtSi/Porous Si Schottky Detectors" *IEEE Sensors Jour.* 2 (5): 476 (2002).
33. Lin, T. L., Park, J. S., George, T. Jones, E. W., Fathauer, R.W. and Maserjian, J., "Long-wavelength PtSi infrared detectors fabricated by incorporated a p^+ doping spike grown by molecular beam epitaxy". *Appl. Phys. Lett.* 62 (25): 3318 (1993).
34. Milness, A.G., Feucht, D.L. "Heterojunctions and Metal-Semiconductor Contacts". *Academic Press*, New York, 324 (1972).
35. Streetman, B. G., "Solid Electronic Devices", *Prentice-Hall*, 311 (1995).
36. Simmons, J. G., "DC Conduction in Thin Films", *Mills & Brown*. Sreenivasaprasad, 286 (1971).
37. Mott, N, F, and Gurney, R. W. *Electronic Processes in Ionic Crystals Oxford University Press*, London, 241 (1940).
38. Rose, A., "Photoconductivity in insulators". *RCA Rev*, 12: 303-305 (1951).

39. Ou, S. S., and Stafsudd, M., "Space-charge-limited current measurement of traps in p-type electrochemically deposited CdTe thin films", *Thin Solid Films*, 112: 301 (1984).
40. Kuhn, B., Friemelt K., Fess, K. and Bucher, E., "Electrical Properties of $\text{Cu}_{1-x}\text{Ag}_x\text{GaTe}_2$ Thin Films" *Phys. Stat. Sol. (A)*, 160: 151 1997.
41. Sing, A., Reinhard, K.C. and Anderson, W.A. "Temperature dependence of the electrical characteristics of Yb/p-InP tunnel metal-Insulator-Semiconductor Junctions", *J. Appl. Phys.*, 68(7): 3475-3479 (1990).
42. Altındal Ş., Tataroğlu A., Dökme İ., "Density of interface states, excess capacitance and series resistance in the metal- insulator-semiconductor (MIS) solar cells" *Solar Energy Materials and Solar Cells*. 85: 345 (2005).
43. Ashok S., Borrego J.M. and Gutmann R.J., "Electrical characteristics of GaAs MIS Schottky diodes" *Solid State Electronics* 22: 621 (1979).
44. Hosack, H. H., "Electrical and mechanical features of the platinum silicide-aluminum reaction" *Journal of Applied Physics*, 44: 3476-3485 (1973).
45. Nicollian E. H. and Brews J.R., "MOS (Metal-Oxide-Semiconductor) Physics and Technology", *John Willey and Sons, New York*, 288 (1982).
46. Canali, C., Celotti, G., Fantini, F. and Zanoni, E. "Interdiffusion and compound formation in c-Si/PtSi/(Ti-W)/Al system" *Thin Solid Films*, 88: 9-23 (1982).
47. Ottaviani, G., Tu, K. N. and Mayer, J. W. "Interfacial Reaction and Schottky Barrier in Metal-Silicon Systems". *Phys. Rev. Lett.* 44: 284 - 287 (1980).
48. Ashkenazi, A., Komem, Y. and Lerner, I. "Microstructural and compositional characterization of TiW/Al(0.8%Si) /TiW/PtSi/(100) Si" *Applied Surface Science*, 65/66: 746-751 (1993).
49. Card, H.C. and Rhoderick, E.H., "Studies of tunnel MOS diodes I. Interface effects in silicon Schottky diodes" *J. Phys. D.* 4: 1589 (1971).
50. Haddara, H. S., and El-Sayed, M. "Conductance technique in MOSFETs: Study of interface trap properties in the depletion and weak inversion regimes" *Solid State Electron.* 31 (8): 1289 (1988).
51. Ziel A. V. "Solid State Physical Electronics, second. Ed.", *New Jersey*. 366 (1968).
52. Strikha V.I., "Kontaktniye yavleniya v poluprovodnikakh", *Naukova dumka, Kiyev*, 224 (1982).

53. Nicollian, E.H. and Goetzberg, A. "MOS conductance technique for measuring surface state parameters" *Applied Physical Lettres*. 7: 216 (1965).
54. Norde, H., "A modified forward I-V plot for schottky diodes with high series resistance", *J. Appl. Phys.*, 50: 5052 (1979).
55. Cheung, S. K. and Cheung, N. W., "Extraction of schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics", *Appl. Phys. Lett.*, 49(2): 85 (1986).
56. Sato, K., and Yasamura, A. "Study of forward I-V plot for Schottky diodes with high series resistance", *J. Appl. Phys.*, 58: 3655 (1985).
57. Werner, J., Ploog, K. and Queisser H.J. "Interface-State Measurements at Schottky Contacts: A New Admittance Technique" *Physical Review Letters*. 57: 1080 (1986).
58. Karadeniz, S., Tuğluoğlu, N. & Yakuphanoglu, F. "Determination of the interface state density of the In/p-Si Schottky diode by conductance and capacitance-frequency characteristics." *Physica B: Condensed Matter*, (393) 1-2: 56-60 (2007).
59. Fonash, S. J., "The role of the interfacial Layer in Metal - Semiconductor Solar Cells", *J. Appl. Phys.*, 46:1286-1289 (1975).
60. Akkal, B., Benamara, Z., Bideux, L., and Gruzza, B., "Electrical characterizations of the Au/InP(100) and Au/InSb/InP(100) structures" *Microelectron Journal*, 14: 266 (1999).

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Soyadı, adı : KURAL, Mehmet Hamdi
 Uyuğu : T.C.
 Doğum tarihi ve yeri : 18.12.1976 KASTAMONU
 Medeni hali : Bekar
 Telefon : 0 (312) 2153020
 e-mail : mhkural@yahoo.com

Eğitim Derece

Eğitim Birimi

Mezuniyet tarihi

Yüksek lisans	Gazi Üniversitesi /Fizik Bölümü	2007
Yüksek lisans	ODTÜ /OFMAE	2006
Lisans	ODTÜ/ Fizik Öğretmenliği Böl.	1999
Lise	Antalya Lisesi	1994

İş Deneyimi Yıl

Yer

Görev

2000-2007	MEB	Fizik Öğretmeni
-----------	-----	-----------------

Yabancı Dil

İngilizce

Hobiler

Basketbol, Sinema.