



T.C.
KAHRAMANMARAŞ SÜTÇÜ İMAM ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**Sn/p-Si METAL –YARIİLETKEN YAPILARIN
ELEKTRİKSEL VE DİELEKTRİK ÖZELLİKLERİNİN
SICAKLIĞA BAĞLI OLARAK İNCELENMESİ**

ZEKERİYA KARA

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI**

KAHRAMANMARAŞ 2010

T.C.
KAHRAMANMARAŞ SÜTÇÜ İMAM ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

Sn/p-Si METAL – YARIİLETKEN YAPILARIN
ELEKTRİKSEL VE DİELEKTRİK
ÖZELLİKLERİNİN SICAKLIĞA BAĞLI OLARAK
İNCELENMESİ

ZEKERİYA KARA

Bu tez,
Fizik Anabilim Dalında
YÜKSEK LİSANS
Derecesi için hazırlanmıştır.

KAHRAMANMARAŞ 2010

Kahramanmaraş Sütçü İmam Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü öğrencisi Zekeriya KARA tarafından hazırlanan “Sn/p-Si Metal- Yarıiletken Yapıların Elektriksel ve Dielektriksel Özelliklerinin Sıcaklığa Bağlı olarak incelenmesi ” adlı bu tez, jürimiz tarafından 31/12 /2010 tarihinde oy birliği ile Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.

Doç. Dr. Şükrü KARATAŞ (DANIŞMAN)

Fizik Anabilim Dalı, Kahramanmaraş Sütçü İmam Üniversitesi

Prof. Dr. Musa GÖĞEBAKAN (ÜYE)

Fizik Anabilim Dalı, Kahramanmaraş Sütçü İmam Üniversitesi

Yrd. Doç. Dr. Cafer AYDIN (ÜYE)

Matematik Anabilim Dalı, Kahramanmaraş Sütçü İmam Üniversitesi

Yukarıdaki imzaların adı geçen öğretim üyelerine ait olduğunu onaylarım.

Prof. Dr. Hakkı ALMA

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

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.

Zekeriya KARA

Bu çalışma Bilimsel Araştırma Projeleri Yönetimi Birimi tarafından desteklenmiştir.
Proje No: 2010/2-11 YLS

Not: Bu tezde kullanılan özgün ve başka kaynaktan yapılan bildirişlerin, çizelge, şekil ve fotoğrafların kaynak gösterilmeden kullanımı, 5846 sayılı Fikir ve Sanat Eserleri Kanunundaki hükümlere tabidir.

**Sn/p-Si METAL – YARIİLETKEN YAPILARIN ELEKTRİKSEL VE
DİELEKTRİK ÖZELLİKLERİNİN SICAKLIĞA BAĞLI OLARAK
İNCELENMESİ**

(YÜKSEK LİSANS TEZİ)

ZEKERİYA KARA

ÖZ

Sn/p-Si metal–yarıiletken yapıların elektriksel ve dielektrik özelliklerinin sıcaklığa bağlılığını inceledik. Hazırlanan Schottky diyotunun deneysel akım-voltaj ve kapasitans – voltaj ölçümlerinden faydalanarak diyotun idealite faktörünü, potansiyel engel yüksekliğini ve seri direnç gibi temel elektriksel parametreleri (80-400 K) sıcaklık aralığında inceledik. Ayrıca maksimum kapasitans ve maksimum iletkenlik datalarından faydalanarak, dielektrik kayıp, tanjant kayıp ve dielektrik sabitini (80-400 K) sıcaklık aralığında inceledik.

Anahtar Kelimeler: Dielektrik özellikler, Schottky kontaklar, Sıcaklık

Kahramanmaraş Sütçü İmam Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı, Aralık/2010

Danışman: Doç. Dr. Şükrü KARATAŞ

Sayfa sayısı: 45

Sn/p-Si METAL –SEMİCONDUCTOR STRUCTURES INVENTIGATION OF THE ELECTRICAL AND DIELECTRIC PROPERTIES BASED TEMPERATURE**(M.Sc. THESIS)****ZEKERİYA KARA****ABSTRACT**

Sn/p-Si metal-semiconductor structures have studied the electrical and dielectric properties of its commitment to the temperature. Prepared Schottky diode was studied basic electrical parameters such as ideality factor of diode, potensial barriers hight and series resistance, range of 80-400 K, by utilizing from experimental current-voltage and capacitance-voltage measurements. In addition, dielectric losses, loss tangent and dielectric constant were investigated by utilizing data on the maximum capacitance and maximum conductivity range of 80-400 K temperatures.

Key Words: Dielectric properties, Schottky contacts, Terperature.

Kahramanmaraş Sütçü İmam University
Institute for Graduate Studies in Science and Technology
Department of December/2010

Supervisor: Doç. Dr. Şükrü KARATAŞ

Page number: 45

**Sn/p-Si METAL – YARIİLETKEN YAPILARIN ELEKTRİKSEL VE
DİELEKTRİK ÖZELLİKLERİNİN SICAKLIĞA BAĞLI OLARAK
İNCELENMESİ**

ÖZET

Bu çalışmada (100) yönelimine sahip 5-10 Ω -cm öz dirençli, 200 mm kalınlıklı Bor katkılı p-tipi silisyum kristal kullanılarak metal-yarıiletken (MS) Schottky diyotları hazırlandı. Hazırlanan Schottky diyotunun deneysel akım-voltaj (I-V) ve kapasitans-voltaj (C-V) ölçümlerinden faydalanılarak diyodun idealite faktörü (n), potansiyel engel yüksekliği (Φ_b) ve seri direnç (Rs) gibi temel elektriksel parametreleri 80-400 K sıcaklık aralığında incelendi. Deneysel olarak elde ettiğimiz I-V datalarından faydalanarak, sıcaklığın artmasıyla engel yüksekliğinde (Φ_b) artış ve idealite faktöründe (n) bir azalma olduğu gözlemlendi. Kapasitans-voltaj karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliği akım- voltaj engel yüksekliğinden daha büyük olarak bulundu. Akım-voltaj ve kapasitans-voltaj ölçümlerinden elde edilen engel yüksekleri arasındaki fark metal-yarıiletken ara yüzeyindeki homojensizlikten ileri gelmektedir. MS yapı için dielektrik sabiti (ϵ'), dielektrik kayıp (ϵ'') ve dielektrik kayıp açısı ($\tan \delta$) C-V ve G/w-V ölçümlerinden faydalanarak hesaplandı. Dielektrik parametreler sıcaklığa bağlı olarak değişmektedir.

**Sn/p-Si METAL –SEMİCONDUCTOR STRUCTURES INVENTIGATION OF
THE ELECTRICAL AND DIELECTRIC PROPERTIES BASED TEMPERATURE****SUMMARY**

In this work, metal-semiconductor (MS) Sn/p-Si Schottky diode was prepared by using p-type (Boron doped) singlecrystal silicon. The basic electrical parameters such as the ideality factor (n), potential barrier height (Φ_b) and diode series resistance (R_s) from experimental measurements the current-voltage (I-V) and capacitancevoltage (C-V) of prepared metal-semiconductor (MS) Sn/p-Si Schottky diode having a resistivity of 5-10 Ω -cm, the thickness 200 mm and the (100) direction were studied in the temperature range 80-400 K. The evaluation of the experimental I-V data reveals an increase of the zero bias barrier height and a decrease of the ideality factor (n) with increasing temperature. The barrier height obtained from C-V measurement is higher than obtained from I-V measurement. This discrepancy can be explained by introducing a spatial distribution of barrier height due to barrier height inhomogeneities, which are available at the nanostructure Sn/p-Si interface dielectric constant (ϵ'), dielectric loss (ϵ'') and dielectric loss tangent ($\tan \delta$) for MS structure calculated from C-V and G/w-V measurements. Dielectric parameters changes with temperature.

TEŞEKKÜR

Çalışmalarım boyunca yardım ve katkılarıyla beni yönlendiren ve tecrübelerinden faydalandığım Kahramanmaraş Sütçü İmam Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü öğretim üyesi, sayın hocam Doç. Dr. Şükrü KARATAŞ'a teşekkür ederim. Ayrıca, bu çalışmada Metal-Yarıiletken Schottky diyotların hazırlanmasında bize yardımcı olan Atatürk Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölüm Başkanlığı'na ve elemanlarına teşekkür ederim.

Tez çalışmalarım süresince manevi desteklerini esirgemeyen, zaman zaman bilgi, fikir ve yardımlarını aldığım Araştırma Görevlisi Celal KURŞUN'a ve Araştırma Görevlisi Barış AVAR'a teşekkürü bir borç bilirim.

Tez çalışmam süresince bana devamlı yol gösteren, içten ilgi ve alakasını benden esirgemeyen sayın Mehmet TEKBAŞ' a sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Hayatın yükü ve ağırlığına rağmen her zaman ayakta kalmasını bilip bu bilinçle beni yetiştirdiği, doğruluğu, sabrı, özveriyi, mütevaziliği ve diğer tüm insani değerleri, doğduğum günden beri özenle ve itinayla bana öğrettiği için sevgili anneme ve babama minnet, şükran ve teşekkürlerimi sunarım.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa No
ÖZ	i
ABSTRACT	ii
ÖZET	iii
SUMMARY	iv
TEŞEKKÜR	v
İÇİNDEKİLER.....	vi
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	viii
ŞEKİLLER DİZİNİ	x
ÇİZELGELER DİZİNİ	xii
1.GİRİŞ.....	1
1.1. Metal -Yarıiletken Kontaklar.....	1
1.1.1. Metal /p-tipi Yarıiletken Kontaklar	1
1.1.1.1. Metal/p-tipi Yarıiletken Omik Kontaklar	2
1.1.1.2. Metal/p-tipi Yarıiletken Doğrultucu Kontaklar	2
1.2. Metal/p-tipi Yarıiletken-Metal Yapısı	4
1.3. Metal-Yarıiletken Schottky Diyotlarda Schottky Kapasitesinin Analizi	5
1.4. Termoyonik Emisyon Modeliyle Akım İletimi	7
1.5. Engel Yüksekliğinin Azalmasında İmaj Kuvvetinin Etkisi.....	10
1.6. Sıcaklığa Bağlı Olarak Engel Yüksekliğinin Değişimi	12
1.7. Homojen Olmayan Engel Yüksekliği İfadesi	13
1.8. Dielektrik	14
1.8.1 Dielektriksiz Paralel Plakalı Kondansatör	16
1.8.2 Dielektrikli Paralel Plakalı Kondansatör	17
1.8.3 Dielektrik Kutuplanma	18
1.8.4. Kutuplanan Yüklerinin Alanı	19
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR	22
3. METARYAL VE METOD	24
3.1. GİRİŞ.....	24
3.2 Kristallerin Kimyasal Olarak Temizlenmesi	24
3.3 Omik Kontakın Oluşturulması.....	25
3.4 Kullanılan Ölçüm Düzenekleri.....	25

4.ARAŞTIRMA BULGULARI	27
4.1.Doğru Beslem Akım-Voltaj Karakteristiklerinin Sıcaklığa Bağlılığı	27
4.2. Sn/p-Si Schottky Kontakların Elektriksel Karakteristiklerin Sıcaklığa Bağlı Dielektrik Özellikleri.....	36
5. SONUÇLAR.....	41
KAYNAKLAR.....	42
ÖZGEÇMİŞ.....	45

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

E_{FM}	Metalin Fermi seviyesi
E_{FS}	Yarıiletkenin Fermi seviyesi
E_F	Fermi seviye
E_v	Valans bandının maksimumu
E_s	Yarıiletkenin valans bandı ile vakum seviyesi arasındaki derinlik
E_c	İletkenlik bandının minimumu
TE	Termiyon Emisyonu
Si	Silisyum
e	Bir elektronun yükü
h	Planck sabiti
I_o	Doyma akımı
J_o	Akım yoğunluğu
k	Boltzman sabiti
A	Diyodun etkin alanı
A^*	Etkin Richardson sabiti
E_{ss}	Ara yüzey hal enerjisi
N_{ss}	Ara yüzey hallerinin yoğunluğu
d	Schottky bölgesinin genişliği
ϵ_i	Arayüzey tabakasının dielektrik sabiti
ϵ_o	Boşluğun dielektrik sabiti
ϵ_s	Yarıiletkenin dielektrik sabiti
E_{max}	Maksimum elektrik alan
X_S	Yarıiletkenin elektron yakınlığı

P	Kutuplanma vektörü
m_e^*	Elektronun etkin kütlesi
N_V	Valans bandın etkin durum yoğunluğu
N_A	Yarıiletkenin verici yoğunluğu
n	İdealite faktörü
σ_s	Standart sapma
Φ_m	Metalin iş fonksiyonu
Φ_s	Yarıiletkenin iş fonksiyonu
C-V	Kapasitans- voltaj
G/w-V	İletkenlik –voltaj
Ω	Açısal frekans
ϵ'	Dielektrik sabiti
ϵ''	Dielektrik kayıp
$\tan \delta$	Dielektrik tanjant(Kayıp açısı)
R	Dielektrik dayanıklılık
d_{ox}	Oksit kalınlığı
χ_e	Dielektriğin elektrik iletkenliği
Q	Elektrik yükü

ŞEKİLLER DİZİNİ

SAYFA

Şekil 1.1 Kontakta önce bir metal ve yarıiletkenin enerji-bant diyagramı	1
Şekil 1.2. Metal/p-tipi yarıiletken omik kontakta ait enerji-bant diyagramı	
a) Kontakta önce b) Kontakta sonra	2
Şekil 1.3. Metal/p-tipi yarıiletken doğrultucu kontakta ait enerji-bant diyagramı	
a) Kontakta önce b) Kontakta sonra c) $V > 0$ durumunda	4
Şekil 1.4.P+PM yarıiletken yapının termal dengede enerji-bant diyagramı	4
Şekil 1.5. Metal p-tipi yarıiletken yapılarda doğrultucu kontakta	5
Şekil 1.6. İmaj kuvvet azalma etkisinin doğru beslem altındaki bir metal-yarıiletken kontakta etkisi	7
Şekil 1.7. a) İmaj yükü ve elektrik alan çizgileri b) İmaj kuvvetinden dolayı potansiyel engelindeki bükülme	10
Şekil 1.8 Dielektriksiz paralel plakalı kondansatör	16
Şekil 1.9. Dielektrikli kondansatör	17
Şekil 1.10. Dış elektrik alan uygulandığında dipollerin yönelimleri	18
Şekil 1.11. Dielektrik üzerindeki kutuplanma yük yoğunluğu	19
Şekil 3.1. Kapasitans –Voltaj ölçümleri için $\ll 4192A$ 5MHz-13MHz LF Impedence analyser \gg kullanılan cihaz	25
Şekil 3.2. Akım- Voltaj ölçümleri için kullanılan programlanabilir sabit akım kaynağı	26
Şekil 3.3. Akım-voltaj ve kapasitans- voltaj ölçümleri için ac/dc çevirici kart	26
Şekil 4.1. Sn/p-Si Schottky diyotunun sıcaklığa bağlı deneysel doğru beslem akım- voltaj karakteristikleri	29
Şekil 4.2. Sn/p-Si Schottky diyotunun idealite faktörünün sıcaklığa bağlılığı	30
Şekil 4.3 Sn/p-Si Schottky engeli için sıfır beslemde C-V ve düz- bant engel yüksekliğinin sıcaklığa göre değişimi	31
Şekil 4.4 Sn/p-Si Schottky engeli için sıfır beslemde I-V ve Düz- bant engel yüksekliğinin sıcaklığa göre değişimi	31
Şekil 4.5 Sn/p-Si Schottky diyotunun deneysel doğru beslem I-V karakteristiklerinden edilen seri direncin sıcaklığa göre değişimi	32
Şekil 4.6 Sn/p-Si Schottky diyotun farklı sıcaklıklarda C-V grafiği	33

Şekil 4.7 Sıcaklığa bağlı Sn/p-Si Schottky diyotunun C^{-2} -V grafiği	34
Şekil 4.8 Sn/p-Si Schottky diyotunun farklı sıcaklıklarda iletkenlik-voltaj değişim grafiği	35
Şekil 4.9 Sn/p-Si schottky diyotunun farklı sıcaklıklarda dielektrik sabitinin değişim grafiği	38
Şekil 4.10 Sn/p-Si schottky diyotunun dielektrik kaybın sıcaklığa göre değişim grafiği ...	38
Şekil 4.11 Sn/p-Si Schottky diyotunun farklı sıcaklıklarda kayıp tanjant grafiği	39
Şekil 4.12 Sn/p-Si Schottky diyotunun farklı sıcaklıklardaki (80-400K) - alternatif akımın elektriksel iletkenlik (σ_{ac}) grafiği.....	39

ÇİZELGELER DİZİNİ

SAYFA

Çizelge 1.1. Bazı malzemelerin dielektrik özellikleri	15
Çizelge 4.1. Sn/p-Si Schottky diyotu için 80-400 K sıcaklık aralığında elde edilen deneysel parametreler	28

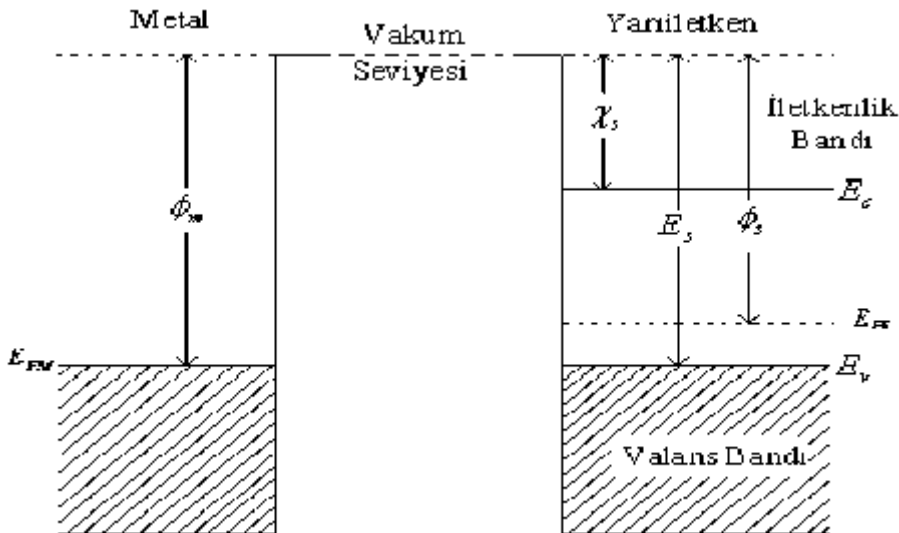
1.GİRİŞ

1.1. Metal -Yarıiletken Kontaklar

Metal-yarıiletken kontaklar, temas ettirilen maddelerin iş fonksiyonlarına göre iki kısımda incelenir. Birincisi, yükün bir taraftan diğerine göre daha kolay hareket edebildiği kontak türü doğrultucu kontakdır. İkincisi ise yüklerin hem yarıiletken metalde hem de metalden yarıiletken kolaylıkla hareket edebildiği omik kontaklardır.

1.1.1. Metal/p-tipi Yarıiletken Kontaklar

Fermi enerji seviyeleri farklı olan iki maddenin sıfır dirençle temas ettirilmeden önceki metal/p-tipi yarıiletken kontakta enerji-bant diyagramı Şekil (1.1) 'de görülmektedir.



Şekil 1.1. Kontakta önce bir metal ve yarıiletkenin enerji-bant diyagramı [1]

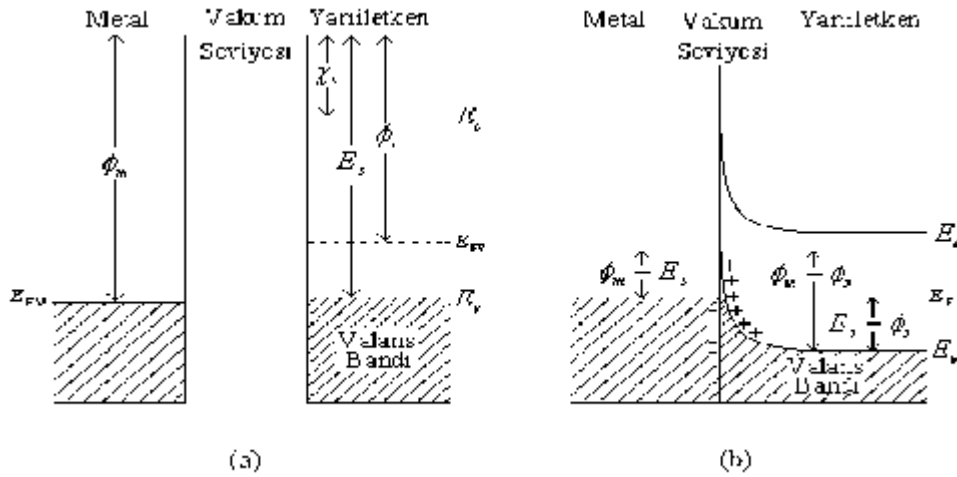
Burada ϕ_m ve ϕ_s sırasıyla metalin ve yarıiletkenin iş fonksiyonlarıdır. χ_s yarıiletkenin elektron yakınlığı, E_v valans bandının tepesi, E_s yarıiletkenin valans bandı tepesi ile vakum seviyesi arasındaki derinlik, E_{FM} metalin Fermi seviyesi, E_{FS} yarıiletkenin Fermi seviyesidir, E_c ise iletkenlik bandının tabanıdır.

Bir metal/p-tipi yarıiletken kontakta iki durum söz konusudur. Birincisi yarıiletkenin iş fonksiyonu ϕ_s , metalin iş fonksiyonu ϕ_m ' den büyük ise kontak doğrultucu yapıdadır.

İkinci durumda ise ϕ_m, ϕ_s 'den büyük ise bu durumda kontak omik yapıdadır.

1.1.1.1. Metal/p-tipi Yarıiletken Omik Kontaklar

Metalin iş fonksiyonu, yarıiletkenin iş fonksiyonundan büyük ($\phi_m > \phi_s$) ise kontak omiktir. Şekil 1.2.(a) 'da görüldüğü gibi yarıiletkenin Fermi seviyesi, metalin Fermi seviyesinden ($\phi_m - \phi_s$) kadar yukarıdadır. Kontakta sonra, yarıiletkenden metale Fermi seviyeleri eşit oluncaya kadar elektronların hareketi yarıiletkenden metale doğru gerçekleşir. Yarıiletkenden metale geçen elektronlar, geride deşik bıraktıkları için yarıiletken tarafında pozitif yüzey yüküne, metal tarafında ise negatif yüzey yüküne neden olurlar. Böylece yarıiletkendeki Fermi seviyesi ($\phi_m - \phi_s$) kadar düşer (Şekil 1.2.b).



Şekil 1.2. Metal/p-tipi yarıiletken omik kontakta ait enerji-bant diyagramı
a) Kontakta önce b) Kontakta sonra [2]

1.1.1.2. Metal/p-tipi Yarıiletken Doğrultucu Kontaklar

Doğrultucu kontakta yarıiletkenin iş fonksiyonu, ϕ_s metalin iş fonksiyonu ϕ_m 'den büyüktür. Kontakta önce yarıiletkenin Fermi seviyesi, metalin Fermi seviyesinden $\phi_s - \phi_m$ kadar aşağıdadır (Şekil 1.3.a). Kontak gerçekleştiikten sonra, Fermi seviyeleri eşit oluncaya kadar metalden yarıiletkene elektron geçişi olur. Bununla birlikte yarıiletkenin yüzey tabakası negatif olarak yüklenir (Şekil 1.3.b). Bu negatif yük tabakası iyonlaşmış alıcılar tarafından oluşturulur ve yük d kalınlıklı uzay yük tabakası boyunca yayılır. Yarıiletken gövdedeki enerji seviyeleri ($\phi_s - \phi_m$) kadar yükseldiğinden, yarıiletken tarafındaki holler için yüzey

$$eV_d = \phi_s - \phi_m \quad (1.1)$$

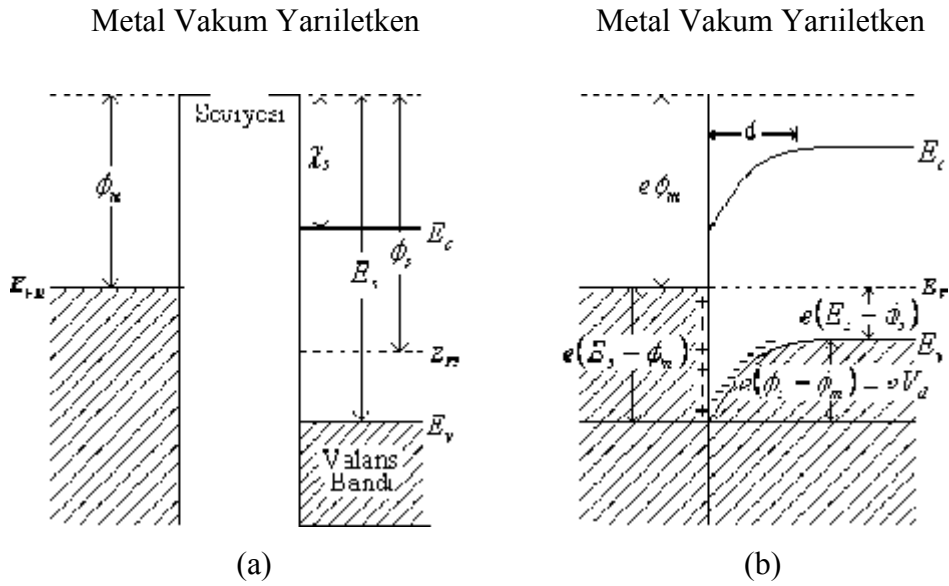
olur. Metal tarafındaki holler için engel yüksekliği;

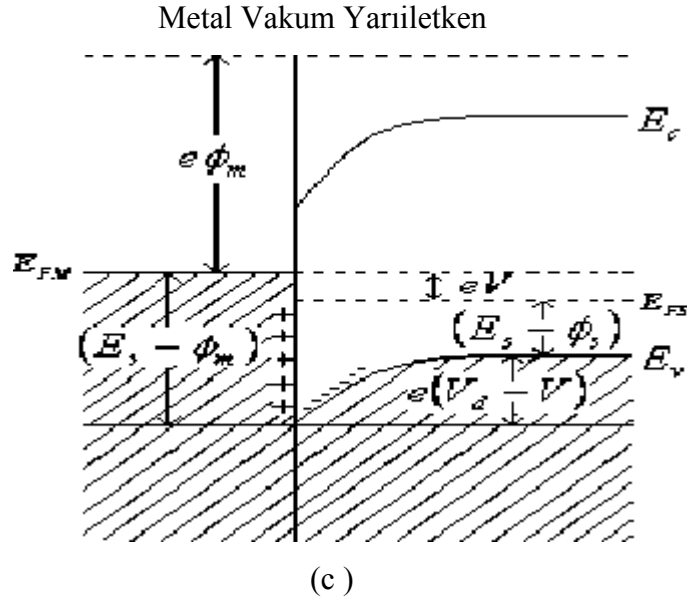
$$\phi_b = E_s - \phi_m \quad (1.2)$$

ile verilir. Kontakın yarıiletken tarafına bir V gerilimi uyguladığımızda, yarıiletkendeki enerji seviyeleri eV kadar düşer. Bu nedenle yarıiletkenden metale akan deşik akımı $\exp(eV / kT)$ çarpanı kadar artar. Bu durum, metalden yarıiletkene akan deşik akımında bir değişiklik görülmez (Şekil 1.3.c). Sonuç olarak sağdan sola doğru oluşan akım pozitif akım yönü olarak alınırsa, karakteristik akım;

$$I = I_0 [\exp(eV / kT) - 1] \quad (1.3)$$

olur. Burada I_0 doyma akımıdır ve bu bir doğrultucu kontaklıdır.

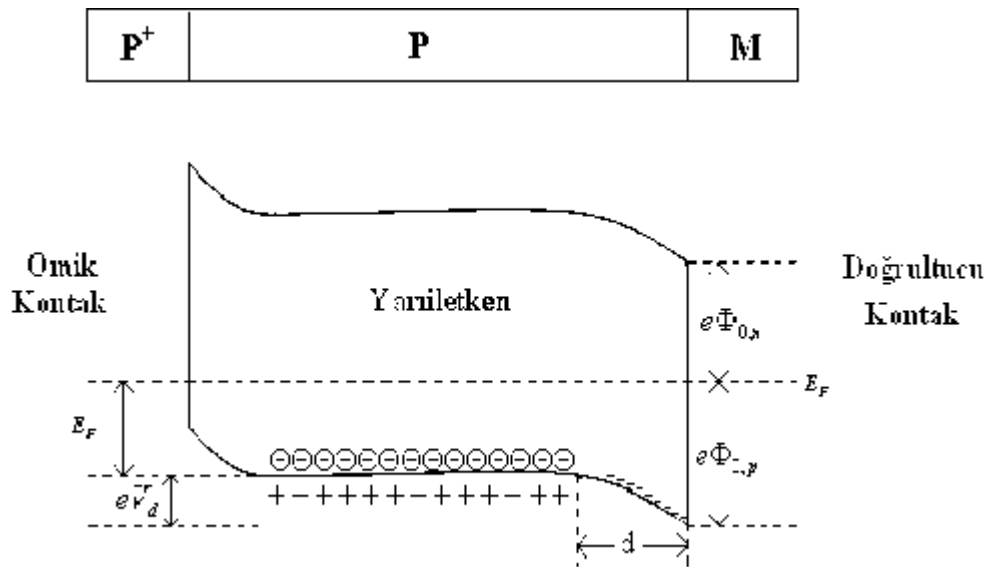




Şekil 1.3. Metal/p-tipi yarıiletken doğrultucu kontağa ait enerji-bant diyagramı
a) Kontaktan önce b) Kontaktan sonra c) $V > 0$ durumunda

1.2. Metal/p-tipi Yarıiletken-Metal Yapısı

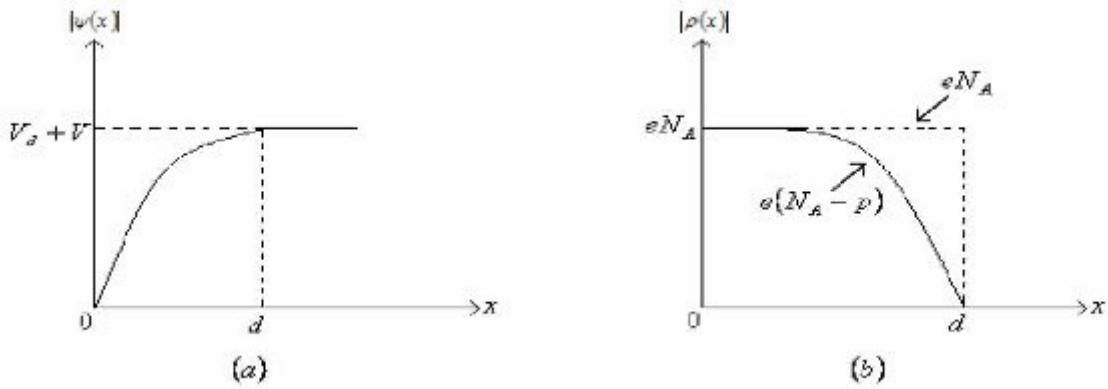
Metal-p tipi yarıiletken-metal yapısı; p-tipi yarıiletkenin bir yüzeyinin deşik bakımından çok zengin olan P^+ P omik kontağı ile diğer yüzeyinin PM doğrultucu kontağı yapılmasıyla oluşturulur. Şekil (1.4) 'de enerji-bant diyagramı görülmektedir. Bu yapının P^+ omik kontak tarafına negatif bir gerilim uygulandığında yapı ters beslemde, pozitif bir gerilim uygulandığında yapı doğru beslemde olur [3].



Şekil 1.4. P^+ PM yarıiletken yapısının termal dengede enerji-bant diyagramı

1.3. Metal-Yarıiletken Schottky Diyotlarda Schottky Kapasitesinin Analizi

Schottky tabakası zıt yüklendiğinde bir kondansatör görevi yapabilir. Ters beslem altındaki bir Schottky diyotta gerilimi arttırdığımızda, iletkenlik bandındaki elektronlar metalden uzaklaşır. Bunun sonucunda, deplasyon bölgesinin genişliği artar. Metalde oluşan hol yoğunluğu sebebiyle Fermi enerji seviyesinde değişme olur ve hol yoğunluğu düşer.



Şekil 1.5. Metal p-tipi yarıiletken yapılarda doğrultucu kontağın;

- (a) konuma bağlı potansiyel dağılımı
- (b) konuma bağlı yük dağılımı

Metal-yarıiletken diyotun engel tabakasındaki potansiyel dağılımı Poisson eşitliği ile verilir.

$$\nabla^2 \psi(x) = \frac{d^2 \psi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_s \epsilon_0} \quad (1.4)$$

Burada ϵ_0 boşluğun elektriksel geçirgenliğidir, ϵ_s yarıiletkenin dielektrik sabiti, $\rho(x)$ ise konuma bağlı uzay yük yoğunluğudur. Bu denklemdeki $\rho(x)$ şeklinde yazılabilir.

$$\rho(x) = e(N_A - p) \quad (1.5)$$

Burada p deşik yoğunluğu, N_A ise yarıiletkenin verici yoğunluğudur. Metal-yarıiletken Schottky kontağın $\psi(x)$ potansiyel dağılımı ile uzay yükü yoğunluğu $\rho(x)$ 'in grafikleri Şekil (1.5) 'teki gibidir. V_d , engel tabakasının difüzyon potansiyelini, V ise uygulanan potansiyeli gösterir. $e(V_d - V) \gg kT$ olduğu için $0 \leq x \leq d$ aralığında p-tipi

yarıiletkenler için $N_A \gg p$ dir. Bu yüzden uzay yük yoğunluğu için $\rho(x)$ ifadesini

$$\rho(x) = eN_A \quad (1.6)$$

şeklinde yazmak mümkündür. Bu ifade Poisson denkleminde (1.4) yerine yazılırsa;

$$\nabla^2 \psi(x) = \frac{d^2 \psi}{dx^2} = - \frac{eN_A}{\epsilon_s \epsilon_0} \quad (1.7)$$

elde edilir [4,5]. Bu denklemin potansiyel engel bölgesinde potansiyel dağılımını bulabilmek için sınır şartları;

$$\begin{aligned} I: & \quad X = 0 \text{ için } \psi(x) = 0 \\ II: & \quad X > d \text{ için } \psi(x) = -(V_d + V) \\ III: & \quad X = d \text{ için } \frac{d\psi(x)}{dx} = 0 \end{aligned} \quad (1.8)$$

Denklem (1.7), III. sınır şartı altında incelenip integrali alınırsa Schottky tabakasının elektrik alanını elde ederiz.

$$E(x) = - \frac{d\psi(x)}{dx} = \frac{eN_A}{\epsilon_s \epsilon_0} (x - d) \quad (1.9)$$

Potansiyel dağılım fonksiyonu, denklemin (1.9) I. sınır şartı altında integrali alınarak elde edildi.

$$\psi(x) = - \frac{eN_A}{\epsilon_s \epsilon_0} \left(\frac{1}{2} x^2 - xd \right) \quad (1.10)$$

Bu ifade II. sınır şartı altında incelendiğinde, Schottky bölgesinin genişliğini verir.

$$d = \left[2 \frac{\epsilon_s \epsilon_0}{eN_A} (V_D + V) \right]^{1/2} \quad (1.11)$$

Yarıiletkende birim alan başına düşen yük yoğunluğu;

$$Q = -eN_A d \quad (1.12)$$

ile verilir. (1.11) 'deki d ifadesi denklem (1.12) 'de yerine yazılırsa Q yük yoğunluğu;

$$Q = -[2\varepsilon_s \varepsilon_0 e N_A (V_D + V)]^{1/2} \quad (1.13)$$

elde edilir. Diğer taraftan yarıiletkenler için önemli bir parametre olan Schottky sığası, uygulanan voltaja göre değişen bir Q yükü olarak tanımlanır ve bu yüzden;

$$C = \left| \frac{\partial Q}{\partial V} \right| \quad (1.14)$$

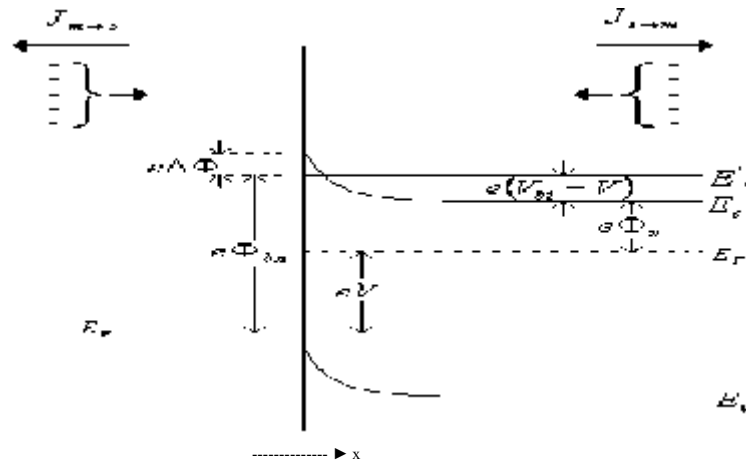
olarak yazılır. (1.13) ve (1.14) eşitlikleri ele alındığında;

$$C = \left[\frac{\varepsilon_s \varepsilon_0 e N_A}{2(V_D + V)} \right]^{1/2} = \frac{\varepsilon_s \varepsilon_0}{d} \quad (1.15)$$

olarak bulunur. Bu denklem gösteriyor ki, arınma sığası hem uygulama voltajı hem de Schottky bölgesinin genişliği ile ters orantılı olup donör yoğunluğu ile doğru orantılıdır.

1.4. Termiyonik Emisyon Modeliyle Akım İletimi

Termiyonik emisyon teorisi taşıyıcıları, yarıiletkenden metale veya metalden yarıiletkene termal enerjilerinden dolayı potansiyel engelini aşarak geçmelerine dayanır. Metal-yarıiletken kontaklarda çoğunluk taşıyıcılar tarafından oluşurken, p-n eklemde akım azınlık taşıyıcılar tarafından oluşur. Termiyonik emisyon teorisinde, Maxwell-Boltzmann yaklaşımında bile termal dengenin etkilenmemesi için doğrultucu kontağın engel yüksekliğinin kT ' den büyük olduğu kabul edilir.



Şekil 1.6. İmaj kuvvet azalma etkisinin doğru beslem altındaki bir metal-yarıiletken kontakta etkisi

$V=0$ için deşik akışı, yarıiletken den metale doğru bir I_0 akımına neden olur. V ön beslem altında ise $I_0 \exp(eV/kT)$ dir. Toplam akım;

$$I = I_0 [\exp(eV/kT) - 1] \quad (1.16)$$

halini alır. Yarıiletken den metale akım yoğunluğu için x yönünde ve engeli aşabilecek deşiğin hızı v_x ise; bu deşiklerin hız dağılımı Maxwell hız dağılımı ile verilip v_x ile $(v_x + dv_x)$ arasına bir hıza sahip olan deşiklerin yoğunluğu;

$$dp = N_A \left[\frac{m_h^*}{2\pi kT} \right]^{1/2} \exp \left[-\frac{\frac{1}{2} m_h^* v_x^2}{kT} \right] dv_x \quad (1.17)$$

ile verilir. Burada N_A ; akseptör yoğunluğu, m_h^* deşiklerin etkin kütlesi, k Boltzman sabiti, T mutlak sıcaklıktır. Akım yoğunluğu;

$$J_0 = \int_{(2E v_d / m_h^*)^{1/2}}^{\infty} e v_x dp \quad (1.18)$$

ile verilir. A diyotun etkin alanıdır. Bu denklemde dp ifadesi yerine yazılırsa;

$$J_0 = \int_{(2E v_d / m_h^*)^{1/2}}^{\infty} e v_x N_A \left[\frac{m_h^*}{2\pi kT} \right]^{1/2} \exp \left[-\frac{\frac{1}{2} m_h^* v_x^2}{kT} \right] dv_x \quad (1.19)$$

Bu denklemin çözümünde $m_h^* v_x^2 / 2kT = u$ değişken dönüşümü kullanırsak, $(m_h^* v_x / kT) dv_x = du$ elde ederiz ve denklemde (1.19) yerine yazarsak;

$$J_0 = e N_A \left[\frac{m_h^*}{2\pi kT} \right]^{1/2} \int \exp(-u) \frac{kT}{m_h^*} du \quad (1.20)$$

integrali alıp sınır değerlerini yazdığımızda

$$J_0 = \frac{1}{2} e N_A \left[\frac{2 k T}{\pi m_h^*} \right]^{1/2} \exp \left(- \frac{e V_d}{k T} \right) \quad (1.21)$$

elde ederiz. Bu ifadeyi $\exp(E_f / kT)$ ile çarpıp bölersek;

$$J_0 = \frac{1}{2} e N_A \left[\frac{2 k T}{\pi m_h^*} \right]^{1/2} \exp \left(- \frac{e V_d + E_f}{k T} \right) \exp \left(\frac{E_f}{k T} \right) \quad (1.22)$$

halini alır. Şekil (1.2.b.) 'den yararlanılarak

$$e V_D + E_f = (\phi_s - \phi_m + E_s - \phi_s) = (E_s - \phi_m) \quad (1.23)$$

yazılabilir. Bu ifadeyi (1.21) 'de eşitliğinde yerine yazılırsa;

$$J_0 = \frac{1}{2} e N_A \left[\frac{2 k T}{\pi m_h^*} \right]^{1/2} \exp \left(- \frac{E_s - \phi_m}{k T} \right) \exp \left(\frac{E_f}{k T} \right) \quad (1.24)$$

sonucu elde edilir. Valans bandın etkin durum yoğunluğu N_V ise;

$$N_V = N_A \exp \left(\frac{E_f}{k T} \right) \quad (1.25)$$

dir. Bu ifade, (1.24) denklemini ile birleştirilirse

$$N_V = 2 \left(\frac{2 \pi m_h^* k T}{h^2} \right)^{3/2} \quad (1.26)$$

halini alır [6]. Bu ifade (1.24) 'de yerine yazılırsa;

$$J_0 = \frac{1}{2} e^2 \left(\frac{2 \pi m_h^* k T}{h^2} \right)^{3/2} \left[\frac{2 k T}{\pi m_h^*} \right]^{1/2} \exp \left(- \frac{(E_s - \phi_m)}{k T} \right) \quad (1.27)$$

elde ederiz. Burada gerekli işlemler yapıldığında akım yoğunluğu;

$$J_0 = A^* T^2 \exp \left(- \frac{\phi_{b p,0}}{k T} \right) \quad (1.28)$$

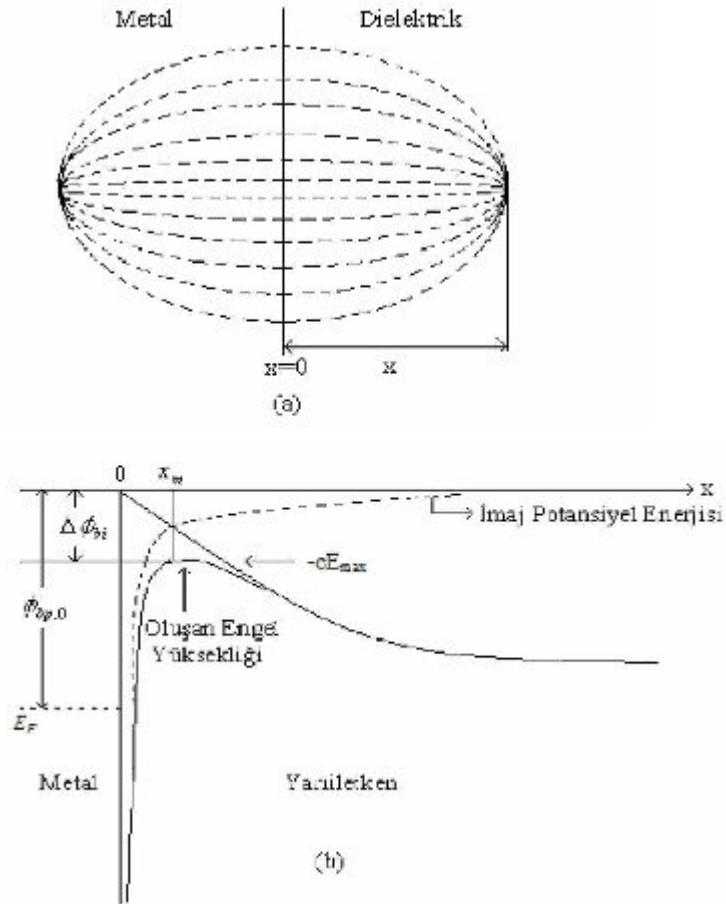
elde edilir. Burada $\phi_{bp,0}$, sıfır beslemdeki engel yüksekliği ve A^* etkin Richardson sabitidir. Schottky kontak için akım-gerilim ifadesi;

$$J_0 = A^* T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_{bp,0}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (1.29)$$

olarak bulunur.

1.5. Engel Yüksekliğinin Azalmasında İmaj Kuvvetinin Etkisi

Termoionik emisyon teorisinde alan şiddetini dikkate aldığımızda, artan alan şiddetiyle emisyon akımının arttığı görülür. Alan şiddeti, metalin yüzeyi ile elektron arasındaki imaj kuvvetinden dolayı oluşur. Metale doğru yaklaşan elektronun simetrisinde varmış gibi düşünülen metale x uzaklıktaki bir $+e$ imaj yükü arasında çekme kuvveti oluşur.



Şekil 1.7. a) İmaj yükü ve elektrik alan çizgileri b) İmaj kuvvetinden dolayı potansiyel engelindeki bükülme

Elektron metalden x kadar uzaklıkla ise bu elektron

$$F = - \frac{e^2}{4 \pi \epsilon_s (2x)^2} = - \frac{e^2}{16 \pi \epsilon_s x^2} \quad (1.30)$$

çekme kuvvetine maruz kalır. Çekme kuvvetinden dolayı elektron, sonsuz uzaklıktaki bir elektrona göre negatif bir $-qV$ kadar bir potansiyel enerjiye sahip olur.

$d(eV) = -Fd_x$, ise

$$U = \frac{e}{16 \pi \epsilon_s} \int_x^\infty \frac{dx}{x^2} = \frac{e}{16 \pi \epsilon_s x} \quad (1.31)$$

elde edilir. İmaj kuvveti nedeniyle oluşan potansiyel enerji, Şekil 1.7 (b) 'de görüldüğü gibi Schottky engeli yüzünden kaynaklanan potansiyel enerji bir x_{\max} değerine sahiptir. Bu nedenle;

$$E_p = -e(V + xE_{\max}) \quad (1.32)$$

elde edilir. Maksimum potansiyel enerji, bir x_m uzaklığında meydana gelir. E_{\max} 'ın yerini bulmak için $dE_p/dx = 0$ eşitliği kullanılır.

$$\frac{dE_p}{dx} = \frac{d}{dx} \left[- \frac{e^2}{16 \pi \epsilon_s x} - e E_{\max} x \right] = 0 \quad (1.33)$$

buradan E_{\max} alanı;

$$E_{\max} = \frac{e}{16 \pi \epsilon_s x_m^2} \quad (1.34)$$

ile elde edilir. İmaj kuvvetinden dolayı engel yüksekliğinde alçalma oluşur. Bu maksimum alçalma;

$$\Delta \Phi_{bi} = x_m E_{\max} + \frac{e}{16 \pi \epsilon_s x_m} = 2 x_m E_{\max} \quad (1.35)$$

olarak verilir. Denklem (1.34) 'den x_m çekilerek denklem (1.35) 'te yerine yazılırsa;

$$\Delta\Phi_{bi} = 2E_{\max} \left[\frac{e}{16\pi\epsilon_s E_{\max}} \right]^{1/2} = \left[\frac{eE_{\max}}{4\pi\epsilon_s} \right]^{1/2} \quad (1.36)$$

elde edilir [7]. E_{\max} değerini denklem (1.36) 'da yerine yazarsak;

$$\Delta\Phi_{bi} = \left[\frac{e^3 N_A}{8\pi^2 \epsilon_s^3} (V_d - V) \right]^{1/4} \quad (1.37)$$

sonucunu elde ederiz. İmaj kuvvetinden dolayı engel yüksekliğinde alçalma $\Phi_{bp}^i = \Phi_{bp,0} - \Delta\Phi_{bi}$ ise buradan denklem (1.29) ile verilen akım karakteristiği;

$$J_0 = A^* T^2 \exp \left(-e \frac{(\Phi_{bp,0} - \Delta\Phi_{bi})}{kT} \right) \left[\exp \left(\frac{eV}{kT} \right) - 1 \right] \quad (1.38)$$

olarak elde edilir.

1.6. Sıcaklığa Bağlı Olarak Engel Yüksekliğinin Değişimi

Engel yüksekliğinin düşük sıcaklıklarda azaldığı ve buna bağlı olarak idealite faktörünün arttığı Song tarafından (1986) ileri sürülmüştür. Engel yüksekliğinde Gaussian dağılımın neden olduğu ve bu etkinin derecesi engel yüksekliğinin standart sapması ile açıklanabilir.

$$\Phi_b^j = \overline{\Phi}_b - \frac{\sigma_s^2 q}{2kT} \text{ ve } \Phi_b^c = \overline{\Phi}_b \quad (1.39)$$

Burada Φ_b^c , $C-V$ ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliğidir. $\overline{\Phi}_b$, Ortalama engel yüksekliği ve σ_s , standart sapmadır. Φ_b^j , düz beslem gerilimine bağlı olarak $I-V$ ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliğidir. Engel yüksekliklerinin değişik olmasının sebebi $I-V$ ve $C-V$ 'den elde edilen sonuçların farklı olmasından kaynaklanır. Standart sapma; her sıcaklık değeri için $I-V$ karakteristiğinin sıfır beslem gerilimine fit edilmesiyle I_0 doyma akımı bulunur. Bu akım değerlerinden engel yüksekliklerinin I/T 'ye göre grafiği çizilir. Bu grafik bir doğru verir ve doğrunun eğimi $\left(\frac{q\sigma_s^2}{2k} \right)$ 'dır. Bu değerlerden standart sapma hesaplanır.

1.7. Homojen Olmayan Engel Yüksekliği İfadesi

Metal-yarıiletken diyotlarda deplasyon bölgesinin kalınlığındaki değişim, düşük sıcaklıklarda engel yüksekliğindeki azalış, ara yüzeyin pürüzlü olması, tek tip ara yüzey yüklerinin olmamasından dolayı homojen olmayan bir engel yüksekliğinin olduğu düşünülmektedir [8,9].

$$P(\Phi_b) = \frac{1}{\sigma_s \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\Phi_b - \bar{\Phi}_b)^2}{2\sigma_s^2}\right) \quad (1.40)$$

Burada, $\bar{\Phi}_b$ engel yüksekliğinin ortalama değeri, σ_s standart sapma, $\frac{1}{\sigma_s \sqrt{2\pi}}$ Gauss engel yüksekliği dağılımının normalizasyon sabitidir. Engel yüksekliği $\bar{\Phi}_b$ ve engel yüksekliğinin standart sapmasının karesi σ_s^2 'nin uygulama potansiyeline $\bar{\Phi}_b = \bar{\Phi}_{b0} + \rho_2 V$ ve $\sigma_s^2 = \sigma_{s0}^2 + \rho_3 V$ şeklinde lineer bağlı olduğu kabul edilirse toplam akım;

$$I(V) = \int_{-\infty}^{\infty} I(\Phi_b, V) P(\Phi_b) d\Phi \quad (1.41)$$

ile verilir. Gerekli düzeltmeler yapıldığında

$$I(V) = A^* T^2 \exp\left[-\frac{q}{kT} \left(\bar{\Phi}_b - \frac{q\sigma_s^2}{2kT}\right)\right] \exp\left(\frac{qV}{n_{ap} kT}\right) \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{qV}{kT}\right)\right] \quad (1.42)$$

elde edilir. Burada ρ_2 ve ρ_3 , sıcaklığa bağlı olabilen voltaj katsayılarıdır. Ayrıca doyum akımı;

$$I_0 = A A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_{ap}}{kT}\right) \quad (1.43)$$

ile verilir. Burada Φ_{ap} ve n_{ap} , görünen engel yüksekliği ve görünen idealite faktörüdür. İdeal durumda (idealite faktörü 1 ise)

$$\Phi_{ap} = \bar{\Phi}_{b0} - \frac{q\sigma_{s0}^2}{2kT} \quad (1.44)$$

$$\frac{1}{n_{ap}(T)} - 1 = -\rho_1(T) = -\rho_2 + \frac{q\rho_3}{2kT} \quad (1.45)$$

ile verilir. Denklem (1.43) ve (1.44) ile verilen ifadeler birleştirildiğinde;

$$\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) - \left(\frac{e^2\sigma_0^2}{2kT^2}\right) = \ln(AA^*) - \frac{e\Phi_{b0}}{kT} \quad (1.46)$$

elde edilir.

1.8. Dielektrik

Malzemeye dışarıdan bir elektrik alan uygulandığımız zaman, malzeme enerjiyi depolama kabiliyetine sahip ise bu malzeme dielektriktir. Dielektrik sabiti bir alan etkisi altında, dış elektrik alanda ne kadar enerji depolandığını ve malzeme içinde kaybolan enerji miktarını belirlemek için kullanılır. Malzemenin dielektrik sabiti, iki elektrik yükü arasındaki elektrostatik kuvveti azaltan bir parametredir. Elektrik alan etkisinde malzeme içerisindeki elektronlar ve atomlar yer değiştirir ve sonuçta elektrik yük merkezleri kayacağından elektrikselsel kutuplanma gözlenir. Oluşan elektrikselsel dipoller, dielektrik malzeme yüzeyinde yük birikimine sebep olur.

Çizelge 1.1. Bazı malzemelerin dielektrik özellikleri

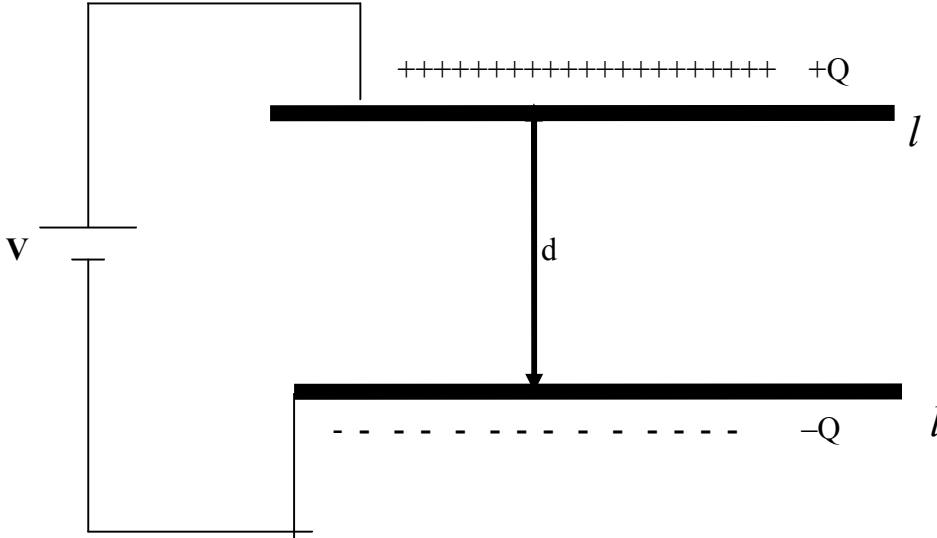
Madde	Dielektrik Sabiti	Dielektrik Sertliği (V/m)
Boşluk	1.00000	-
Kuru Hava	1.00059	3.10^6
Bakalit	4.9	24.10^6
Pyrex Cam	5.6	14.10^6
Teflon	2.1	60.10^6
Naylon	3.4	14.10^6
Su	80	-
Trafo Yağı	4.5	12.10^6
Porselen	6.5	4.10^6
Kağıt	3.5	14.10^6
Silikon Yağı	2.0	15.10^6

Bazı maddelerin dielektrik özellikleri Çizelge (1.1) 'de gösterilmiştir [10]. Yalıtkanlar, elektriksel iletkenliğe sahip değildir. Yalnız yalıtkan bir madde, elektrik alan içerisine konduğunda, elektrostatik kuvvet etkisiyle pozitif ve negatif yükler zıt yönlerde küçük yer değiştirmeler gözlemlenir. Bunun sonucunda dipol momentleri oluşur. Bir yalıtkanın dielektrik sabiti, frekans (f) ve sıcaklık (T) ile değişmektedir ve frekansa bağlı olarak azalmaktadır [11].

$$\varepsilon' = (f, T) \quad (1.47)$$

1.8.1. Dielektriksiz Paralel Plakalı Kondansatör

Şekil (1.8) 'de görülen iki paralel plakadan birinin yükü +Q diğerinin yükü -Q olsun. Bu plakaların l uzunluğuna sahip ve aralarında d uzaklık olduğunu düşünelim. Plakalar arasına dielektrik bir madde konulursa yüklerin bir plakadan diğerine geçişi sınırlanır.



Şekil 1.8. Dielektriksiz paralel plakalı kondansatör

Plakalar üretcin uçlarına bağlanırsa kondansatör kolayca yüklenebilir. Plakalar arasında oluşan elektrik alan şiddeti,

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \quad (1.48)$$

ile verilir. Plakalar arasında d uzaklığından dolayı bir potansiyel fark oluşur.

$$V = E \cdot d \quad (1.49)$$

Her plakanın sahip olduğu toplam yük σA olduğuna göre paralel plakalı kondansatörün sığası,

$$C = \frac{Q}{V} = \frac{\epsilon_0 A}{d} \quad (1.50)$$

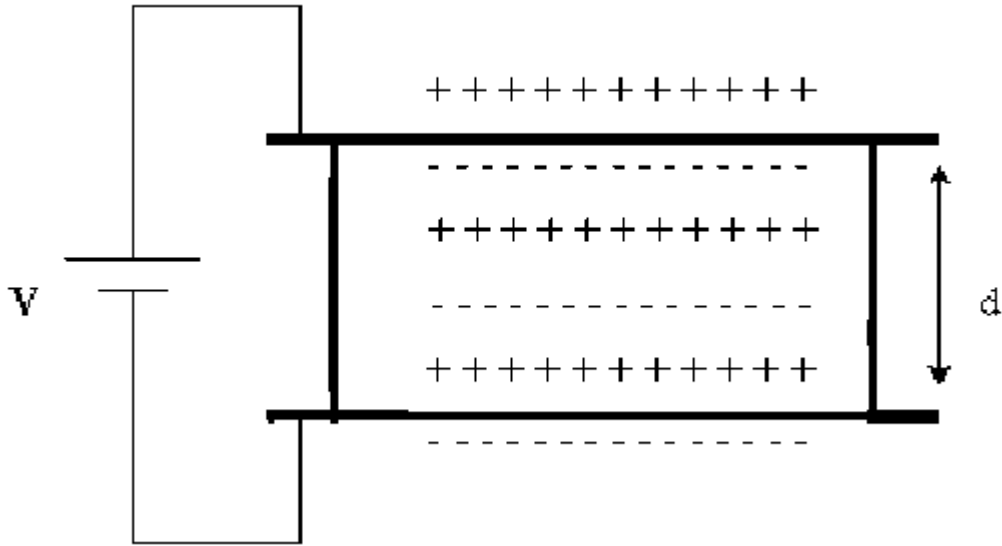
şeklinde ifade edilir. Ayrıca σ yüzey yük yoğunluğu, plakalar arasındaki bölgede elektrik yer değiştirme kaynağı olarak düşünülebilir. Buna göre elektrik yer değiştirme;

$$D = \sigma = \epsilon_0 \cdot E \quad (1.51)$$

ile ifade edilir [12,13].

1.8.2 Dielektrikli Paralel Plakalı Kondansatör

Bir kondansatörün plakaları arasına yalıtkan (dielektrik) madde ile doldurulursa, kondansatörün sığası ϵ' çarpanı kadar artar. Şekil (1.9) 'da dielektrikli paralel plakalı kondansatörün şematik gösterimi verilmektedir.



Şekil 1.9. Dielektrikli kondansatör

Dielektrik yokken paralel plakalı kondansatörün sığası C_0 , kondansatörün uçları arasındaki potansiyel farkı V_0 ve elektrik alanı E_0 olsun

$$V = \frac{V_0}{\epsilon'} \quad (1.52)$$

Plakalar arasına bir dielektrik madde konulursa potansiyel farkı ve elektrik alan $1/\epsilon'$ çarpanı kadar azalır. Yani;

$$E = \frac{E_0}{\varepsilon'} \quad (1.53)$$

olur. Kondansatör üzerindeki Q yükü değişmediğinden dolayı, sığanın değeri ε' çarpanı kadar artmaktadır. Böylece

$$C = \frac{Q_0}{V} = \frac{\varepsilon' Q_0}{V_0} = \varepsilon' C_0 \quad (1.54)$$

halini alır. Böylece, plakalar yalıtkan madde ile dolduğu zaman paralel plakalı kondansatörün sığası;

$$c = \varepsilon' \varepsilon_0 A / d \quad (1.55)$$

olarak ifade edilebilir [14].

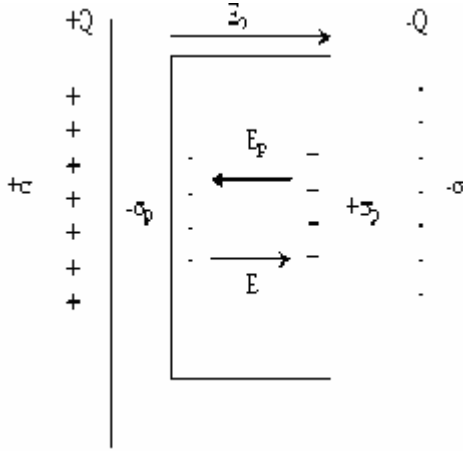
1.8.3. Dielektrik Kutuplanma

Bir kondansatörün levhaları arasına bir dielektrik madde yerleştirdiğimizde potansiyelin azalmasıyla, elektrik alan şiddetinde ($E=V/d$) azalması gerekir. Elektrik alan şiddetinin ($E = \sigma/\varepsilon_0$) azalması ile birim yüzeydeki net yük azalır. Bu da ancak, dielektriğin levhalara bakan yüzlerinde zıt işaretli yüklerin meydana gelmesiyle mümkündür. Böylece, bir dielektrik kondansatörün levhaları arasına konulduğunda, dielektriğin levhalara karşı olan kısmında yükler meydana gelir. Dielektrik madde polar moleküllerden meydana gelmiş ise bir dış alan mevcut olmadığı zaman dipoller rasgele doğrultularda yönelirler. Dış alanın etkisi altında buldukları zaman P dipol momentleri Şekil (1.10) 'daki gibi alana paralel olacak şekilde yönelirler [15].



Şekil 1.10. Dış elektrik alan uygulandığında dipollerin yönelimleri

1.8.4. Kutuplanan Yüklerinin Alanı



Şekil 1.11. Dielektrik üzerindeki kutuplanma yük yoğunluğu

Şekil (1.11) 'de görüldüğü gibi düzgün bir E_0 elektrik alan içindeki bir dielektrik maddede moleküllerin pozitif kısmı elektrik alan yönünde, negatif kısmı da alana zıt yönde yönelir. Böylece uygulanan elektrik alan, dielektrik madde tümü ile nötr olmasına karşın dielektriği polarize eder.

Elektrik alanın etkisiyle pozitif yükler sağ yüzeyde, negatif yükler ise sol yüzeyde birikir. Dielektrik bulunmadığı zamanki alan şiddetini E_0 ve E_p ile polarize olmuş dielektriğin meydana getirdiği alanın şiddeti gösterilirse,

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_p \quad (1.56)$$

E_0 polarize eden alan ile polarize yüklerden ileri gelen E_p alanı zıt yönlüdürler. O halde denklem (1.56)

$$\vec{E} = \vec{E}_0 - \vec{E}_p \quad (1.57)$$

halini alır. E_p alanı kutuplanmayı önlemeye çalışan alandır. Bileşke alan daima E_0 yönündedir. Serbest yük yoğunluğu (σ), E_0 elektrik alanına;

$$E_0 = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \quad (1.58)$$

ile bağlıdır. σ_p kutuplanma yük yoğunluğu ise,

$$E_p = \frac{\sigma_p}{\epsilon_0} \quad (1.59)$$

bağıntısı ile E_p elektrik alanına bağlı olur. Bu sebeple bileşke alan,

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0} - \frac{\sigma_p}{\epsilon_0} \quad (1.60)$$

olur. Kondansatör üzerindeki yük değişmediğinden kondansatörün potansiyel farkı ve elektrik alan şiddeti $1/\epsilon'$ çarpanı kadar azalır, kapasitesi ϵ' çarpanı kadar artar. Bu ϵ' çarpanına yalıtkanın dielektrik sabiti denir. Bu sabit, her zaman boşluğun geçirgenlik sabiti (ϵ_0) cinsinden ifade edilir.

$$V = \frac{V_0}{\epsilon'} \quad (1.61)$$

$$E = \frac{E_0}{\epsilon'} = \frac{\sigma}{\epsilon' \epsilon_0} \quad (1.62)$$

$$C = \epsilon' C_0 \quad (1.63)$$

ifadeleriyle verilir. Dielektrik yokken C_0 , E_0 ve V_0 kondansatörün kapasitesi, potansiyel farkı ve elektrik alanıdır. Denklem (1.63) 'te C_0 ($C_0 = \epsilon_0 A/d$) yerine konulursa kondansatörün kapasitesi,

$$C = \frac{\epsilon' \epsilon_0 A}{d} \quad (1.64)$$

halini alır. Denklem(1.62), denklem (1.60) 'da yerine konulursa

$$\frac{\sigma}{\epsilon' \epsilon_0} = \frac{\sigma}{\epsilon_0} - \frac{\sigma_p}{\epsilon_0} \quad (1.65)$$

$$\sigma_p = \sigma \left(1 - \frac{1}{\epsilon'}\right) \quad (1.66)$$

elde edilir. $E_o > E_p$ olduğundan, dielektrik üzerindeki σ_p kutuplanma yük yoğunluğu, kondansatörün plakaları üzerindeki σ serbest yük yoğunluğundan küçük olduğunu söyleyebiliriz ($\sigma_p < \sigma$). Dielektriğin her alanında bileşke E alanı ile P kutuplanma, aynı yönde ve doğru orantılıdır. Homojen izotropik dielektrikler için,

$$P = \varepsilon_0 \chi E \quad (1.67)$$

bağıntısı ile ifade edilir. Burada χ dielektriğin elektrik alınganlığı olarak adlandırılan bir niceliktir. Boşlukta polarize olacak madde olmadığından, aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$\chi = (\varepsilon' - 1) \quad (1.68)$$

Polarize dielektrikler için, D elektrik yer değiştirme, dielektrik içindeki E alanı ile orantılıdır. D elektrik yer değiştirme,

$$D = \varepsilon_0 E + P \quad (1.69)$$

ifadesiyle verilir. Denklem (1.67), denklem (1.69) 'da yerine konulursa,

$$D = \varepsilon_0 (1 + \chi) E = \varepsilon' \varepsilon_0 E \quad (1.70)$$

olarak elde edilir [16,17].

2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Metal-yarıiletken doğrultucu kontaklar ilk olarak 1874 yılında keşfedildi. Nokta kontak (bir metal tel şeklinde) diyotlar, metal-yarıiletken aygıtlara ilk örnektir. Metal-yarıiletken Schottky diyotu ile ilgili ilk ciddi çalışma ise 1930 yılında Schottky tarafından yapıldı ve onun adına atfen metal-yarıiletken kontaklara genellikle Schottky engel diyotları denilir. 1930 'da Schottky ve Spence, potansiyel engelinden taşıyıcıların difüzyonu üzerine kurulmuş olan metal-yarıiletken doğrultucu kontak teorisini geliştirdi. Bir yıl sonra, 1931 de Willson metal-yarıiletken diyotlar için kuantum mekaniksel tünellime teorisini geliştirmiş ve doğrultuculuk için ters kutuplanmayı açıklamıştır [18]. 1940 'da Schottky ve Bethe 'nin çalışmaları, vakum tüp diyotlardaki iletkenlikle, metal-yarıiletken diyotlardaki iletkenlik arasındaki benzerlikleri açıklamıştır. 1942 'de Bethe enerji engeli üzerinden taşıyıcıların termiyonik emisyon için doğrultuculuk teorisini geliştirmiştir [19]. Richardson tarafından metal-vakum sistemi için bulunan termiyonik emisyon teorisi 1942 yılında Bethe tarafından, metal-yarıiletken yapılar için de uygulanabileceği doğrulandı. 1948 yılında Bardeen ve Brattain, nokta kontak Germanyum diyotlarda taşıyıcı akıtma buldular. Bir yıl sonra da nokta kontak Germanyum transistör yapılmıştır [20]. 1950 ler boyunca P-N eklemlerinin yapımı için birçok yeni teknikler gelişmiş ve metal-yarıiletken kontaklar bu eklem yapılarında akım iletimi için omik kontak olarak kullanılmaya başlanmıştır.

Metal-yarıiletken kontak diyotlar ile ilgili olarak 1960 'larda yoğun çalışmalar yapılmıştır. Bu yıllarda düzlemsel Schottky diyotların yapımı birkaç önemli uygulamaya sebep olmuştur. Baird, 1964 'de Schottky engelini silisyum transistörlerle birleştirerek, Schottky engel kapılı metal-yarıiletken alan etkili transistörü geliştirmiştir. Bu çalışmalar 1970 'lı yıllardan sonra yapılan çalışmalar ile pekiştirilmiştir. Bu esnada PN eklem diyotların gerilim-sıcaklık (V-T) karakteristikleri ölçülmüştür. 1980 'lı yıllarda ise metal-yarıiletken diyotların da 60-300K bölgesinde gerilim-sıcaklık karakteristikleri ölçülmüş, daha sonra 0-300K bölgesinde sıcaklık tayini için kullanılmıştır [21]. Deneuille tarafından metal-yarıiletken kontakların ara yüzey özelliklerinin, akım iletim mekanizması ve engel oluşumuna etkisi incelenmiştir [22]. 1985 yılında Sing, Schottky engel tipi Ni/nCd F_2 diyotunun arayüzey hallerinin karakteristiğini ve Cd F_2 numunesini yüzey hazırlanışının diyot parametreleri üzerine etkisini incelemiştir [23]. 1988 yılında Horvath doğru ve ters beslem akım-voltaj karakteristiklerinden ara yüzey durumlarının enerji dağılımını göstererek ara yüzey tabakasının kalınlığını artırmıştır [24]. Tung (2001), Schottky

diyotlardan elde edilen $I-V$ karakteristiklerinin bazı durumlarda (örneğin; idealite faktörünün yaklaşık 1.03 'den büyük olduğu durumlarda) termoiyonik-emisyon modeli ile doğrudan açıklanamayacağını göstermiştir. Bu durumu, Schottky engel yüksekliğinin uygulanan gerilime bağlı olduğunu kabul ederek açıklamıştır. Aynı zamanda idealite faktörünün 1 'den daha büyük olduğu durumları, engelin imaj kuvvet etkisiyle azalması, generasyon-rekombinasyon akımları, arayüzey halleri ve tünelleme gibi etkilerin varlığıyla açıklamıştır [25]. Aydoğan (2004), 45°C elektrolit sıcaklığında organik polipirolünün elektrokimyasal olarak n-Si üzerine kaplanmasıyla polipirol/n-Si yapısı elde edildi. Bu yapının 77-300K sıcaklık aralığında $I-V$ ve $C-V$ karakteristiklerinden engel yükseklikleri elde edilmiştir. Farklı sıcaklıklarda $C-V$ 'den elde edilen engel yükseklikleri $I-V$ 'den elde edilen engel yüksekliklerinden daha yüksektir. Bu davranış arayüzey tabakaya, arayüzey hallerine ve engelin inhomojenliğine atfedilmiştir [26].

(Tataroğlu ve Altındal 2006) Yapılan bazı deneylerde bu değerlerin üstünde de elde edilmiştir. Örneğin; Horvart, Al/doğal oksit/p-Si/Al Schottky kontağı için engel yüksekliği 0,79 eV olarak rapor etmiştir. Siad; yine Al/p-Si/Al numunesi için engel yüksekliğini bulmuştur. Si O_2 /p-Si Schottky diyodu için akım-gerilim ve kapasite-gerilim-frekans karakteristiklerini incelemiştir [27].

Yarı-iletken teknolojisinde 1960 'lı yıllarda birkaç yüz transistörü içeren yapılardan (VLSI) 2000 'li yıllarda milyonlarca transistörden oluşan entegrelere (VLSI, Very Large Scale Integration) kadar 40 sene içinde çok büyük gelişmeler oldu. Bugün satın alabildiğimiz bir entegrenin, 18 ay önce üretilenden iki kat daha kompleks ve yeni versiyon olduğunu ve fiyatında aynı olduğunu görüyoruz. çıkan ve iki kat kompleks olan yeni versiyonunu da aynı fiyata satın alabildiğimizi görüyoruz.

3. METARYAL VE METOD**3.1. Giriş**

Bu bölümde, Sn/p-Si Schottky diyotlar ile yarıiletkenlerin elektriksel karakterizasyonu için gerekli olan parametrelerin hesabında kullanılan yöntemler anlatılmaktadır. Ayrıca, Sn/p-Si Schottky diyotların temizlenmesi ve yapımı için gerekli bilgiler ile yapılan deneysel çalışmalara ve alınan I-V ve C-V ölçülerinin değerlendirilmesine ait bilgiler yer almaktadır.

3.2 Kristallerin Kimyasal Olarak Temizlenmesi

Bu çalışmada (100), doğrultusunda büyütülmüş, öz direnci 5- 10 Ω cm olan bor katkılı p-tipi Si yarı iletken kristali kullanılmıştır. Diyot yapımında iyi netice alınabilmesi için kullanılacak yarı iletken yüzeyine kimyasal temizleme işlemi yapıldı. Yarı iletken kristale uygulanan kimyasal temizleme işleminin aşamaları aşağıdaki gibidir.

1. Aseton'da ultrasonik olarak on dakika süre ile yıkandı
2. Metanol'da ultrasonik olarak on dakika yıkandı.
3. Deiyonize su ile iyice yıkandı.
4. RCA1 de 60 derecede 10 dakika kaynatıldı.
5. Seyreltik HF (Hidroflorür) ile 30 saniye yıkandı.
6. RCA2 de 60 derecede 10 dakika kaynatıldı.
7. Deiyonize su (18 M Ω) ile iyice yıkandı.
8. Seyreltik HF ile (H₂O:HF;10:1) ile 30 saniye yıkandı.
9. 15-20 dakika akan deiyonize su içerisinde iyice yıkandı.
10. Azot gazı (N₂) ile kurulandı.

Kristali HF çözeltisine daldırmak hidrojen grupları ile yüzey temizlenmiş bir tabaka baskın olur. Kristali sürekli suya daldırmak yerine HF çözeltisine daldırmakla kristal istenilmeyen kirli yüzeylerden arınır. Flüor yüzey kısa bir süre içinde su ile kurutulup temizlendikten sonra etkili bir durumda kalkabilir. Kristali HF çözeltisine daldırıldıktan sonra yüzeyin hidrojenlenmesi silikon yüzeyinin değişik özelliklerinden olabilir. Kimyasal olarak hidrojenlenmiş olan kristal yüzeyi tekrar yüzeyden oksit oluşmadan kısa bir zaman içinde oksit oluşumuna karşı tamamıyla korunmuş olur.

3.3. Omik Kontağın Oluşturulması

Kimyasal temizlemeden sonra, numunenin mat tarafına omik kontak yapılması için, önce tungsten ısıtıcı pota %10 HCl ile yıkanıp, deiyonize su ile iyice temizlenip kurutuldu ve sonra vakum buharlaştırma ünitesine yerleştirilerek yakılıp hazır halde kurulanılabilir duruma getirildi. Numuneler kimyasal olarak temizlendi ve yarı iletkenin mat tarafına buharlaştırılacak metal kimyasal olarak temizlenip tungsten ısıtıcının üzerine bırakıldıktan sonra yarı iletken numune daha önce çalıştırılıp vakum işlemi için hazır duruma getirilen ünitenin içerisine yerleştirildi. Vakum işleminde basınç 10^{-5} torr değerine düştükten sonra ısıtıcı üzerine yerleştirilen % 99.99 saflıkta alüminyum metali buharlaştırıldı. Bir müddet bekledikten sonra ters işlem yapılarak vakum cihazına hava verildi ve numune vakum cihazından çıkarılarak kimyasal olarak temizlendi. Numune 3 dakikaya kadar tavlandı ve böylece omik kontak işlemi tamamlanmış oldu.

3.4. Kullanılan Ölçüm Düzenekleri

Hazırlanan Sn/p-Si Schottky diyotlarının (80K-400K) sıcaklıkta akım-voltaj ölçümlerini ve kapasitans-voltaj ölçümleri alındı. Akım-voltaj ölçümleri için <<KEITHLEY 220 Programmable Constant Current Source>> (programlanabilir sabit akım kaynağı) ve 614 elektrometre cihazı kullanıldı. Kapasitans-voltaj ölçümleri için ise <<Hewlett Packard >> firmasının << 4192A 5Hz-13MHz LF Impedance Analyser>> cihazı kullanıldı. Hem akım-voltaj hem de kapasitans-voltaj ölçümleri için bilgisayara yerleştirilen bir ac/dc çevirici kart yardımı ile kontrol ve kumanda edildi.



Şekil 3.1. Kapasitans –Voltaj ölçümleri için << 4192A 5MHz-13MHz LF Impedance Analyser>> kullanılan cihaz

4. ARAŞTIRMA BULGULARI

4.1. Doğru Beslem Akım-Voltaj Karakteristiklerinin Sıcaklığa Bağlılığı

Sckottky diyotunun akım–voltaj karakteristikleri, başlangıçta doğru beslem akım ifadesine göre incelendi.

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

Burada I_0 doyum akımı olup;

$$I_0 = A^* AT^2 \exp\left[-\frac{q\phi_{bo}}{kT}\right] \quad (4.2)$$

eşitliği ile verilir, q elektronun yükü, A Diyotun etkin alanı, k Boltzman sabiti, V uygulanan doğru beslem voltajı, A^* p- tipi Silisyum için etkin Richardson sabiti, ϕ_{bo} potansiyel engel yüksekliği, n diyotun idealite faktörü ve T ise Kelvin cinsinden mutlak sıcaklıktır. İdealite faktörünün değeri, akım–voltaj grafiğinin orta gerilim bölgesindeki lineer kısmının eğiminden $\left[\frac{dV}{d \ln I}\right]$

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

bulunur. Denklem (4.2) 'nin her iki tarafın logaritmasını alırsak, Φ_b 'ye göre çözümlerse potansiyel engel yüksekliği;

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

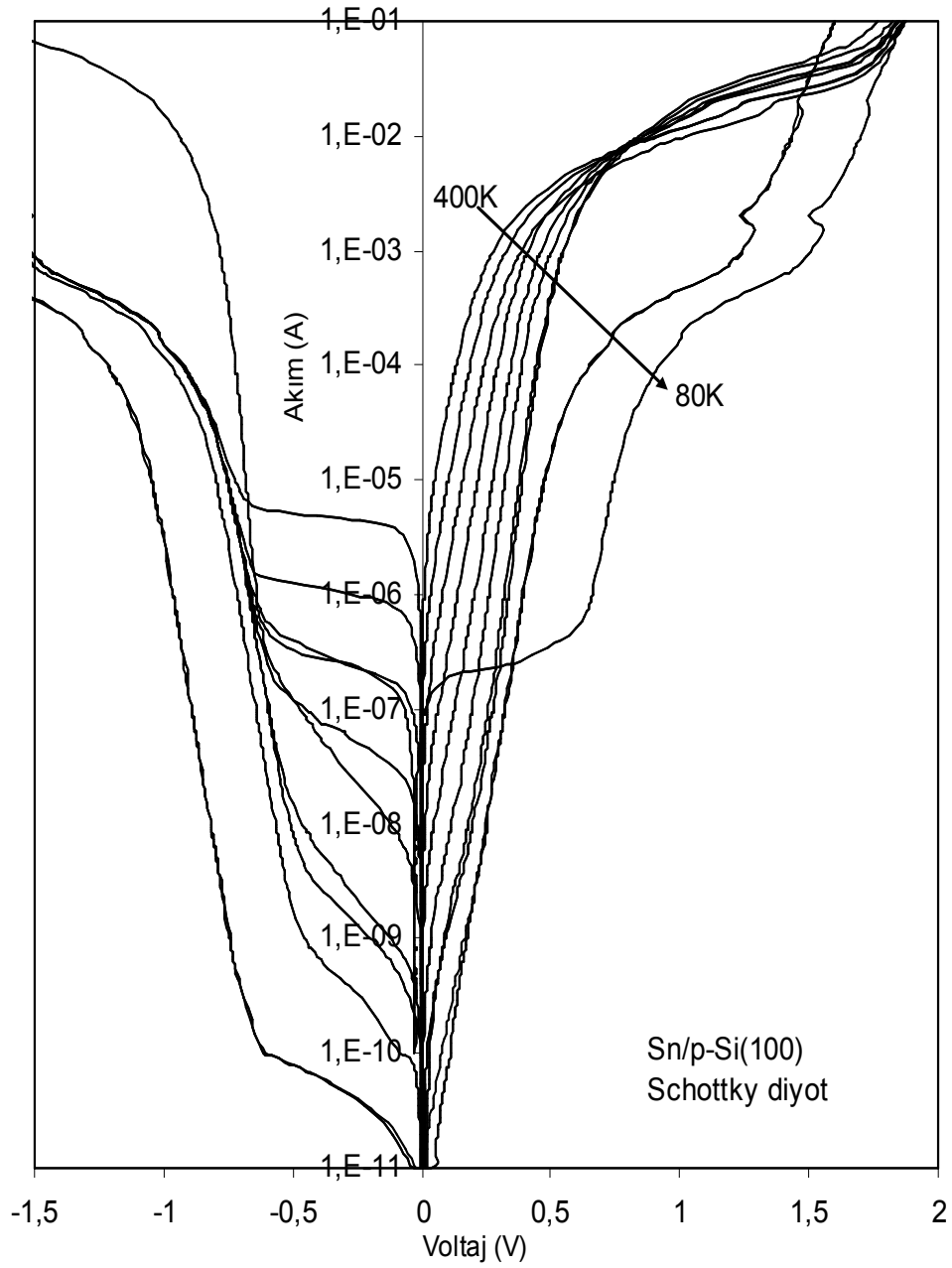
bulunur. Potansiyel engel yüksekliği $\ln I$ - V grafiğinde, lineer kısmının sıfır besleme extrapole edilmesiyle bulunan I_0 doyum akım değeri ve diyot alanı kullanılarak denklem (4.4) 'den bulundu. Her sıcaklık için idealite faktörü (n) ve engel yüksekliği değerleri aynı yöntemle hesaplanarak Çizelge (4.1) 'de verildi.

Çizelge 4.1. Sn/p-Si Schottky diyotu için 80–400 K sıcaklık aralığında elde edilen deneysel parametreler

T (K)	$\Phi_B(I-V)$ (eV)	$\Phi_B(C-V)$ (eV)	n	Rs (Ω)	ϵ'	ϵ''	tan δ	σ_{ac} ($\Omega \text{ cm}$) ⁻¹
80			2.850	95.80	1.65	5.663	3.44E+00	1.57E-06
100		1.040	4.457	86.70	1.58	5.091	3.21E+00	1.41E-06
150	0.512	1.023	2.455	77.22	1.39	4.171	3.00E+00	1.16E-06
200	0.689	1.010	1.961	66.00	1.15	3.087	2.67E+00	8.58E-07
225	0.724	1.000	1.453	61.20	1.11	2.596	2.34E+00	7.22E-07
250	0.762	0.996	1.353	56.30	1.07	2.392	2.24E+00	6.65E-07
275	0.781	0.990	1.263	53.00	1.11	2.085	1.88E+00	5.80E-07
300	0.803	0.984	1.202	50.30	1.13	1.866	1.65E+00	5.19E-07
325	0.812	0.979	1.187	49.15	0.98	1.572	1.60E+00	4.37E-07
350	0.821	0.973	1.177	48.50	0.76	1.529	2.02E+00	4.25E-07
375	0.828	0.967	1.105	47.80	0.77	1.040	1.35E+00	2.89E-07
400	0.832	0.960	1.091	46.90	0.81	1.042	1.29E+00	2.90E-07

Çizelge (4.1) 'de görüldüğü gibi ters beslem kapasitans-voltaj karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliği ($\Phi_B(C-V)$), artan sıcaklıkla azalmaktadır. Akım-voltaj karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliği ($\Phi_B(I-V)$), sıcaklıkla artmaktadır.

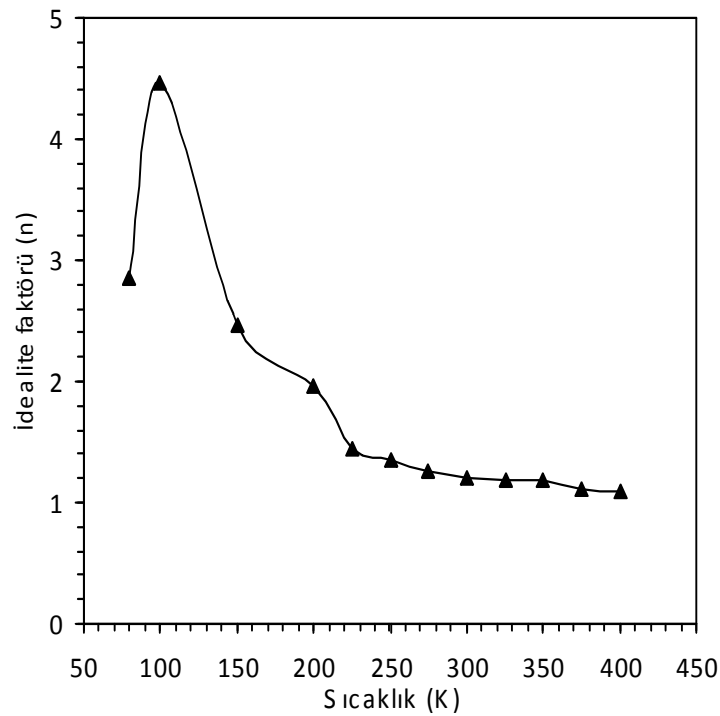
Şekil (4.5) 'te deneysel doğru beslem akım- voltaj karakteristiklerinden seri direnç değerleri sıcaklığın bir fonksiyonu olarak hesaplandı. Seri direnç değerleri, artan sıcaklık ile azalmaktadır. Seri direnç değerleri, en yüksek sıcaklıkta (400K) yaklaşık 47 Ω olarak hesaplandı. Düşük sıcaklıklarda idealite faktörü artarken, engel yüksekliği (I-V) azalıyor. Bu durum ara yüzey yüklerin aynı olmaması, tabakanın homojen olmaması gibi etkilere atfedilebilir [28].



Şekil 4.1. Sn/p-Si Schottky diyetunun sıcaklığa bağlı deneysel doğru beslem akım- voltaj karakteristikleri

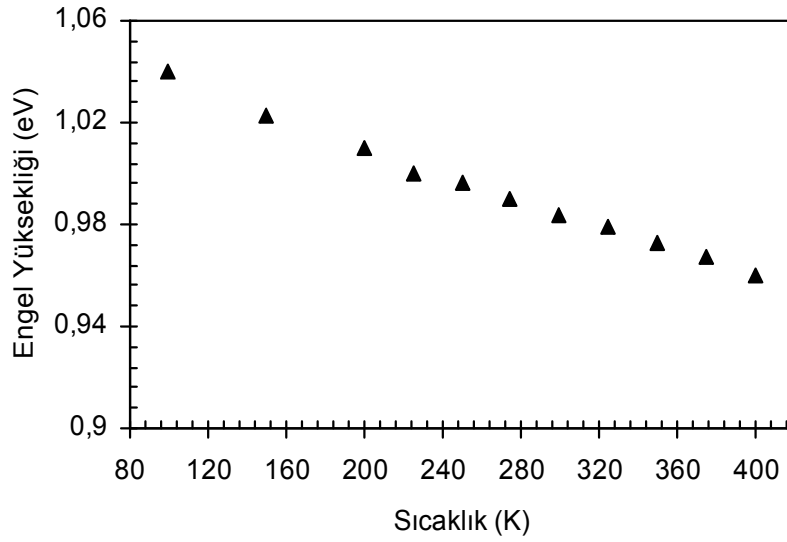
Schottky engel diyetunun (Sn/p-Si) 80–400 K sıcaklık aralındaki tipik yarı logaritmik-doğru ve ters beslem akım-voltaj karakteristikleri Şekil (4.1) ‘de gösterilmiştir. Şekil (4.1) ‘deki yarı logaritmik-doğru beslem akım-voltaj karakteristiklerinin lineer kısmının eğiminden elde edilen idealite faktörlerinin sıcaklığa göre değişimi Şekil (4.2) ‘de gösterildi. Şekil (4.2) ve Çizelge (4.1) ‘de gösterildiği gibi idealite faktörünün değerleri artan sıcaklıkla azalmaktadır.

Oda sıcaklığında (300K) p-Si için elde edilen değerlik bandındaki etkin durum yoğunluğu $N_v=1.025 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ değeri, teorik olarak p-Si için verilen $1.04 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ değeriyle oldukça uyum içindedir. Değerlik bandındaki durumların yoğunluk değerleri, 80–400K sıcaklık aralığında artan sıcaklıkla artmaktadır. Sıcaklığa bağlı doğru beslem akım–voltaj ve ters beslem kapasite-voltaj karakteristiklerinden elde edilen engel yükseklikleri ϕ_{bo} ($\phi_{bo} = \phi_{I-V}$) ve ϕ_{C-V} değerleri Çizelge (4.1) ‘de birlikte verilmiştir. Ayrıca Şekil (4.3) ve Şekil (4.4) ‘de çizilmiştir.



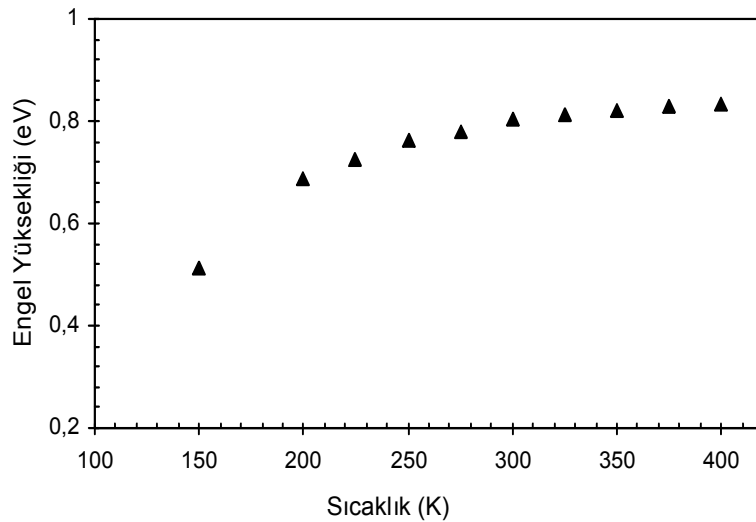
Şekil 4.2. Sn/p-Si Schottky diyotunun idealite faktörünün sıcaklığa bağlılığı

İdealite faktörünün (n) değeri denklem (4.3) ‘ten faydalanarak her sıcaklık için hesaplandı. Şekil (4.2) ‘de görüldüğü gibi (80K) sıcaklıkta elde edilen idealite faktörü, (100K) sıcaklıkta elde edilen idealite faktöründen daha küçük çıkmasına rağmen idealite faktörü artan sıcaklıkla azaldığını görüyoruz. Metal-yarıiletken ara yüzeyde akım iletimi sıcaklığa bağlı olduğundan dolayı, düşük sıcaklıklarda elektronlar daha düşük bir engel ile karşılaştıklarından akım iletimi baskın olur ve idealite faktörü değeride artar.



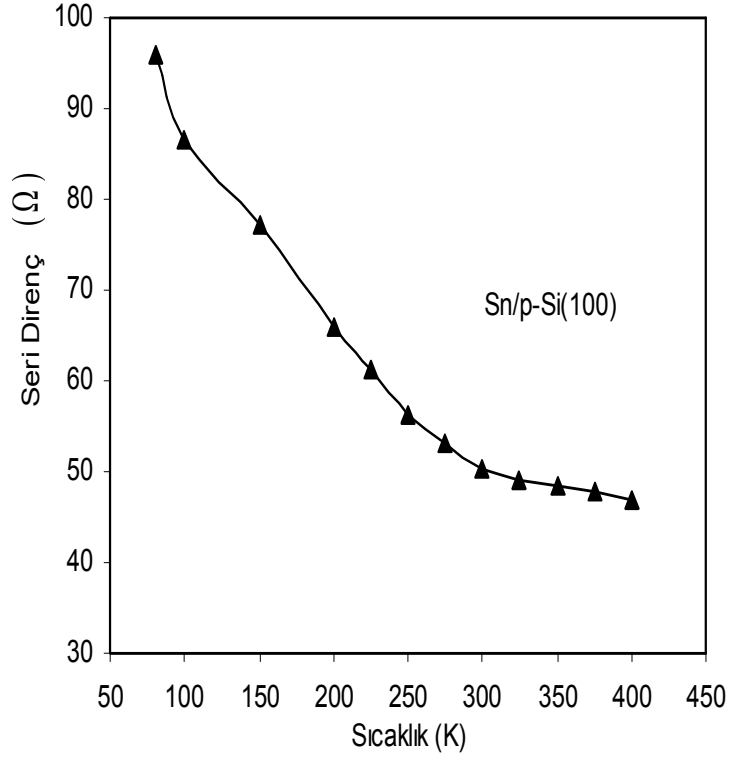
Şekil 4.4. Sn/p-Si Schottky engeli için sıfır beslemde C-V ve Düz-bant engel yüksekliğinin sıcaklığa göre değişimi

Ters beslem (C-V) 'den ve (I-V) 'den elde edilen Schottky engel yüksekliği değerleri arasında bir uyumsuzluk vardır. (I-V) ölçümlerinden bulunan engel yüksekliği, $\Phi_{bo}(C-V)$ 'nin aksine azalan sıcaklıkla artmaktadır. Bu durum yarıiletkendeki tuzak durumları veya kapasitansın etkileriyle açıklanabilir.



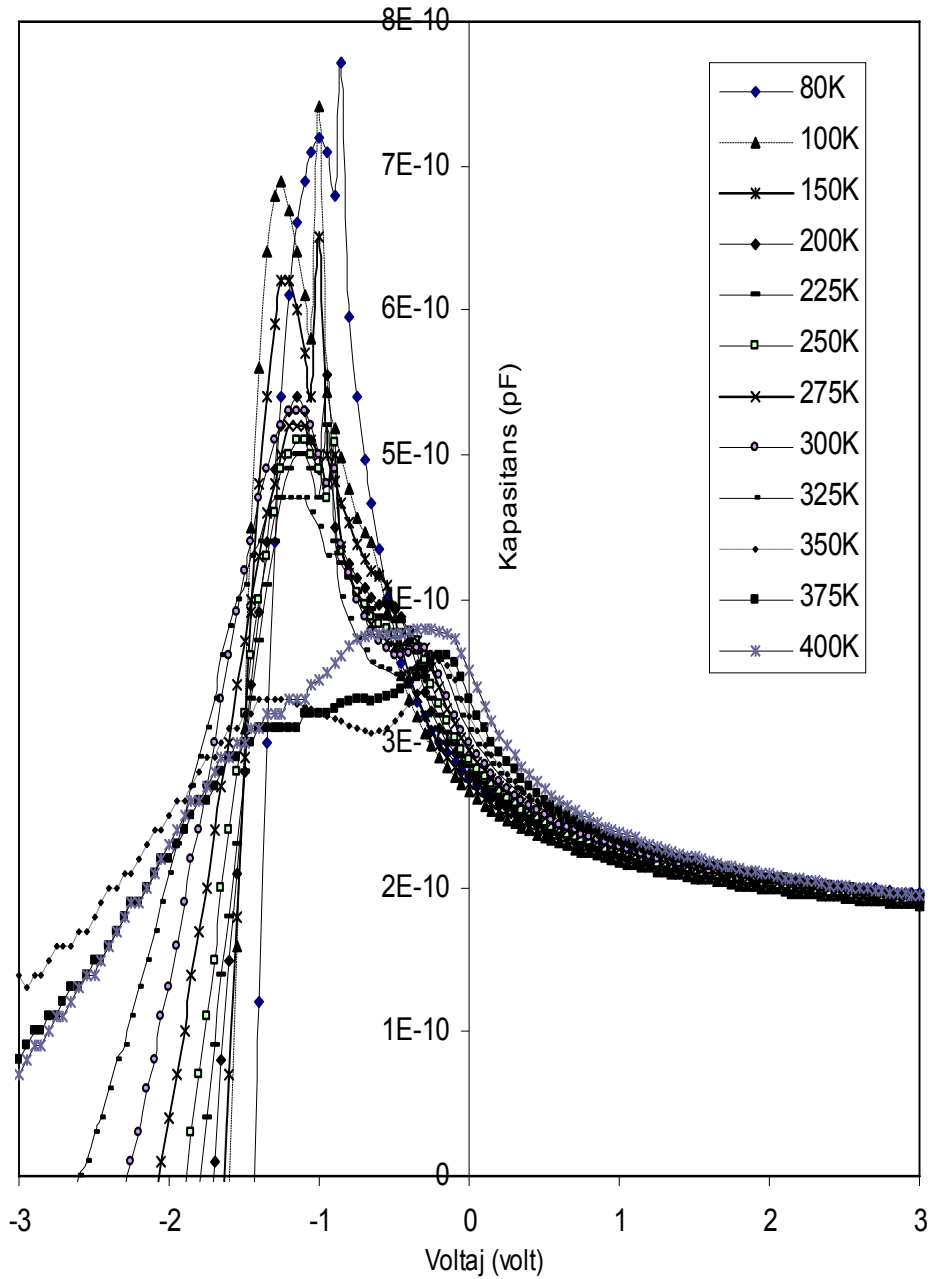
Şekil 4.4. Sn/p-Si Schottky engeli için sıfır beslemde I-V ve Düz-bant engel yüksekliğinin sıcaklığa göre değişimi

Şekil (4.4) 'de görüldüğü gibi sıcaklık arttıkça engel yüksekliği (I-V) artar. Sıcaklık (K) arttıkça elektronlar daha yüksek bir engeli aşmayı yetecek kadar enerji kazanırlar ve sonuçta engel yüksekliği sıcaklığa ve doğru beslem voltajına bağlı olarak artacaktır.



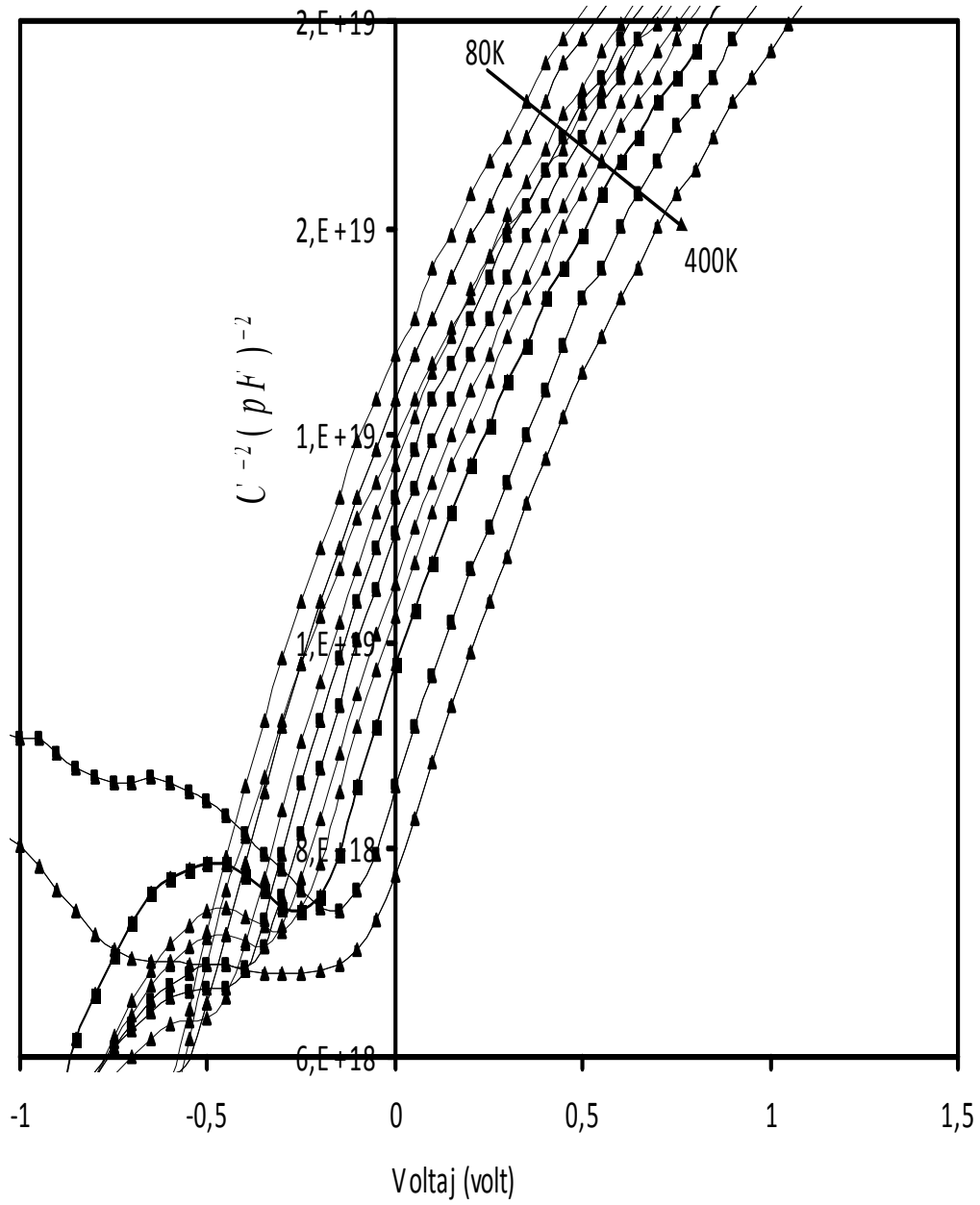
Şekil 4.5. Sn/p-Si Schottky diyotunun deneysel doğru beslem I-V karakteristiklerinden elde edilen seri direncin sıcaklığa göre değişimi

Cheung tarafından geliştirilen metodu kullanarak deneysel doğru beslem akım–voltaj (I-V) karakteristiklerinden seri direnç, sıcaklığın bir fonksiyonu olarak hesaplanarak hem Şekil (4.5) hemde Çizelge (4.1) 'de gösterildi. Şekil (4.5) 'te görüldüğü gibi sıcaklığın artmasıyla seri direnç azalmaktadır. Sıcaklığın düşmesiyle seri direnç (R_s) değerlerinin artması, düşük sıcaklıklarda serbest taşıyıcı yoğunluğunun azalması veya diyodun idealite faktörü değerinin artmasından kaynaklanır.



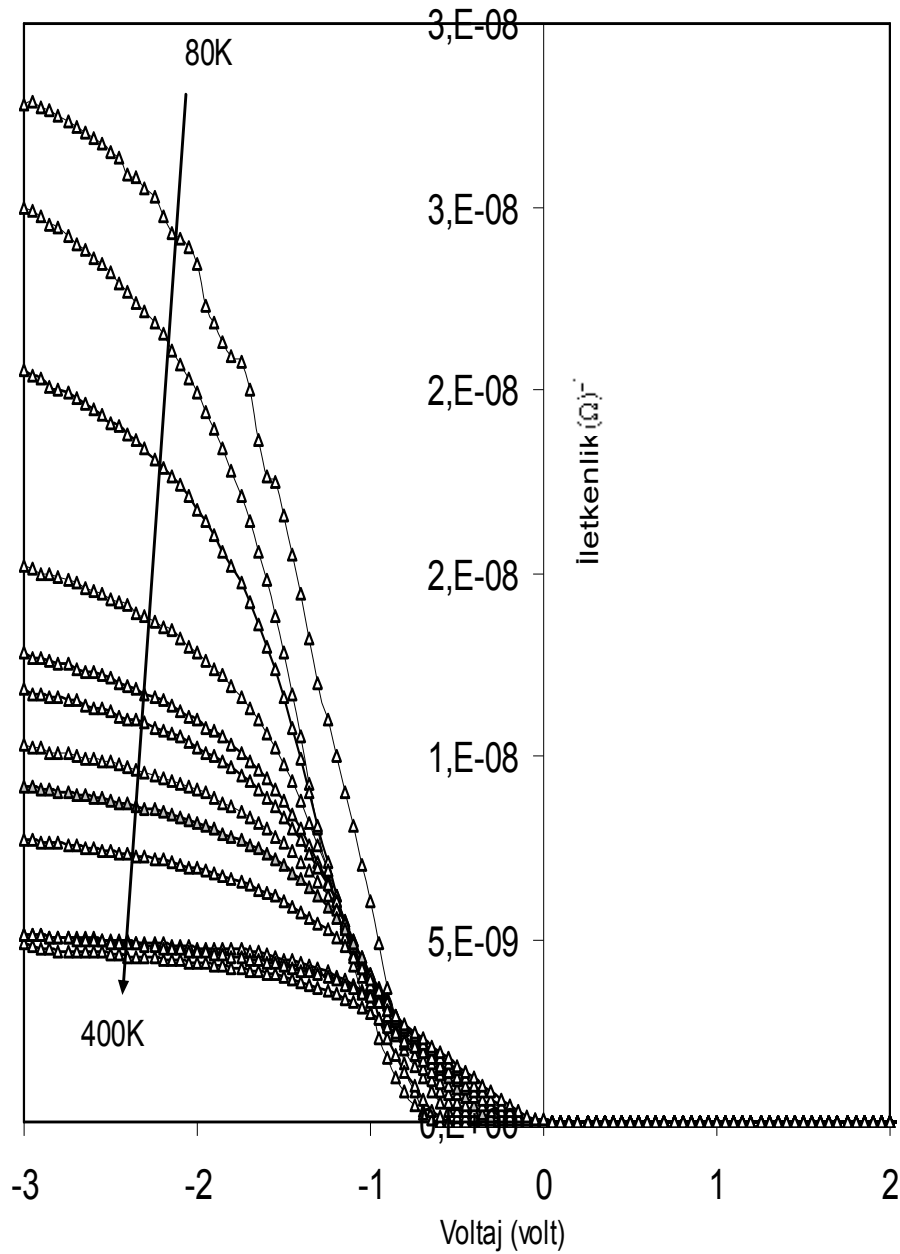
Şekil 4.6. Sn/p-Si Schottky diyotun farklı sıcaklıklarda C-V grafiği

Schottky diyotların kapasitans-voltaj (C-V) grafikleri, yarıiletken tabakanın katkı yoğunluğu ve numunelerin engel yüksekliklerin hesaplanmasında kullanılır. Şekil (4.6) 'da görüldüğü gibi $V=0$ 'da sıcaklık artarken kapasitans (F) 'de artar. Genel olarak kapasitans değerleri artan sıcaklıkla sistematik olarak azalmakta ve her bir sıcaklık değeri için pik vermektedir. Maksimum pik değerinin varlığı, Nicollian ve Brews [29] tarafından tespit edilmiş ve sebebi ara yüzey durumların moleküler yapılanması ve seri direnç olarak açıklanmıştır.



Şekil 4.7. Sıcaklığa bağlı Sn/p-Si Schottky diyotunun C^{-2} -V grafiği

MS yapının davranışını incelemek için, farklı sıcaklıklarda ölçülen (C-V) grafiğini kullanarak C^{-2} -V grafiği elde edilmiştir. Her sıcaklık için (-0.6 V ve -0.1V) voltaj aralığında aşağı yönlü bükülme, ara yüzey durumların varlığının yarıiletkenle dengede olduğunu göstermektedir. C^{-2} -V grafiğinde, sıcaklık (K) - C^{-2} arasında ters bir orantı vardır. Şekil (4.7) 'de görüldüğü gibi, bahsedilen grafik geniş bir voltaj aralığında doğrusal bir eğri vermektedir.



Şekil 4.8 Sn/p-Si Schottky diyotunun farklı sıcaklıklarda iletkenlik –voltaj değişim grafiği

İletkenlik-gerilim (G/w-V) karakteristiklerini, farklı sıcaklıklarda (80-400K) inceledik. Şekil (4.8) 'de görüldüğü gibi iletkenlik (G/w)-voltaj (volt) grafiğinde farklı sıcaklık aralığında sıcaklık değerleri artıka, iletkenlik–voltaj arasındaki değişim, düşük sıcaklıklarda gösterdiği değişimden daha azdır. Grafikte görüldüğü gibi iletkenlik düşük sıcaklıklara karşı oldukça duyarlıdır, bu durum düşük sıcaklıklarda etkili olan ara yüzey yüklerinden kaynaklanabilir.

4.2. Sn/p-Si Schottky Kontaktların Elektriksel Karakteristiklerin Sıcaklığa Bağlı Dielektrik Özellikleri

Sn/p-Si Schottky diyotunu gerçek kısmı ϵ' (dielektrik sabiti), sanal kısmı ϵ'' (dielektrik kayıp) ve $\tan\delta$ (dielektrik kayıp açısı) 'yı sıcaklığa bağlı olarak inceledik. (80–400K), sıcaklık aralığında gerçekleştirilen ölçümler kullanılarak, dielektrik sabiti (ϵ') ve dielektrik kayıp (ϵ''), sırasıyla ölçülen kapasitans C_m ve iletkenlik G_m değerlerinden elde edilmiş, yalıtkan tabaka kalınlığı ise, yapının alanı ve boşluğun dielektrik katsayısı ϵ_0 kullanılarak hesaplanmıştır.

Dielektrik sabiti (ϵ'), aynı frekanslarda, güçlü tüketim bölgesinde ölçülen kapasitans değerleri kullanılarak hesaplanmış ve hesaplamalarda aşağıdaki eşitlik kullanılmıştır [30].

$$\epsilon' = \frac{C_m}{C_o} \quad (4.5)$$

Burada C_o kapasitörün yalıtkan tabaka konmadan önceki kapasitansdır ve denklem (4.6) ile verilmektedir.

$$C_o = \epsilon_0 \left[\frac{A}{d_{ox}} \right] \quad (4.6)$$

Burada, A; MS yapının doğrultucu kontak alanı olup birimi cm^{-2} dir. d_{ox} ; ara yüzey yalıtkan tabaka kalınlığı ve ϵ_0 ; serbest uzayın (boşluğun) dielektrik geçirgenlik sabitidir ($\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-14} \text{ F/cm}$). Kuvvetli yığılım bölgesinde, MS yapısının maksimum kapasitansı, yalıtkan tabakanın kapasitansına ($C_m = C_{ox}$) karşılık gelmektedir.

$$C_m = C_{ox} = \epsilon' \epsilon_0 \left[\frac{A}{d} \right] \quad (4.7)$$

Dielektrik kayıp (ϵ''), aynı frekanslarda ölçülen iletim değerlerinden aşağıdaki eşitlik kullanılarak hesaplanır;

$$\epsilon'' = \frac{G_m}{\omega C_o} \quad (4.8)$$

Denklem (4.6) 'daki değer, denklem (4.8) ile birleştirildiğinde ε'' aşağıdaki şekilde yazılabilir:

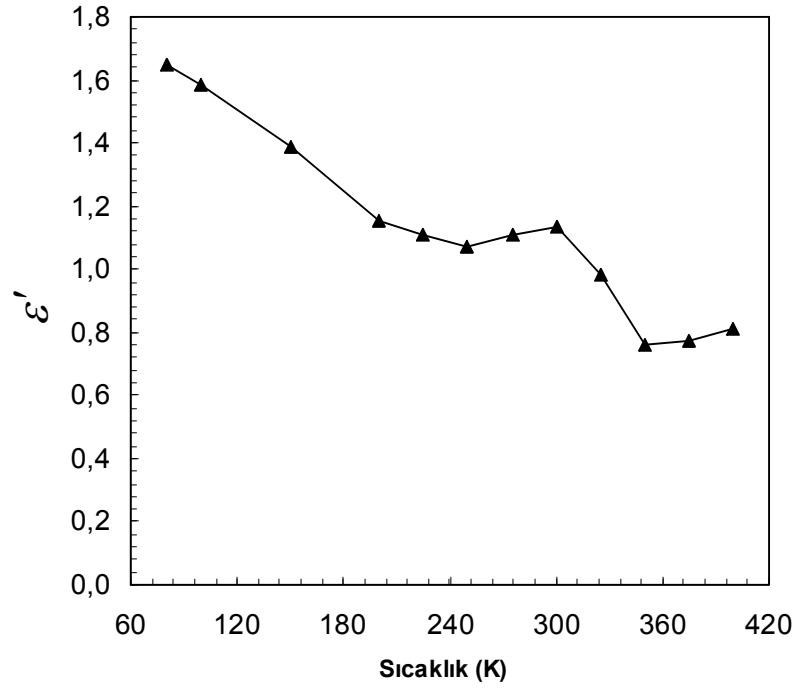
$$\varepsilon'' = \frac{G_m}{C_o \omega} = \frac{d_{0x}}{A \varepsilon_0} \frac{G_m}{\omega} \quad (4.9)$$

Burada G_m ; MS yapının iletkenliği, ω ; açısal frekanstır. Kayıp açısı ($\tan\delta$), ε' ve ε'' değerlerinin oranı aşağıdaki şekilde ifade edilebilir [31]. Yani $\tan\delta$ değeri, ε'' değerinin ε' değerine oranıdır.

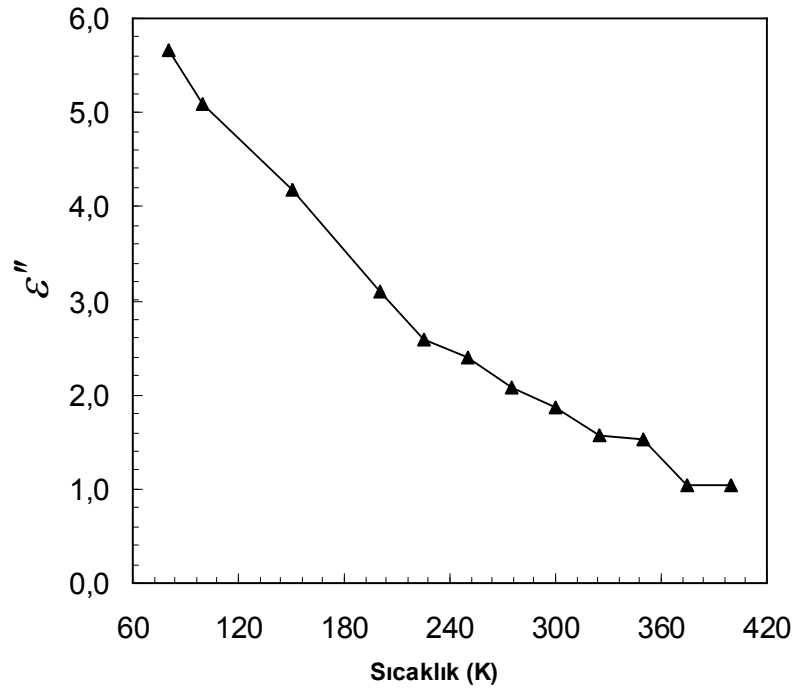
$$\tan \delta = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} \quad (4.10)$$

Deneysel sonuçlar göstermektedir ki, ölçülen C ve G değerleri artan sıcaklıkla azalmakta ve dolayısıyla dielektrik sabiti (ε'), dielektrik kayıp (ε'') değerleri de artan sıcaklıkla azalmaktadır. Dielektrik sabiti, dielektrik kayıp (ε'') ve kayıp açısının ($\tan \delta$) MS yapı için sıcaklığa bağlı olarak Şekil (4.9), Şekil (4.10) ve Şekil (4.11) 'de verilmiştir.

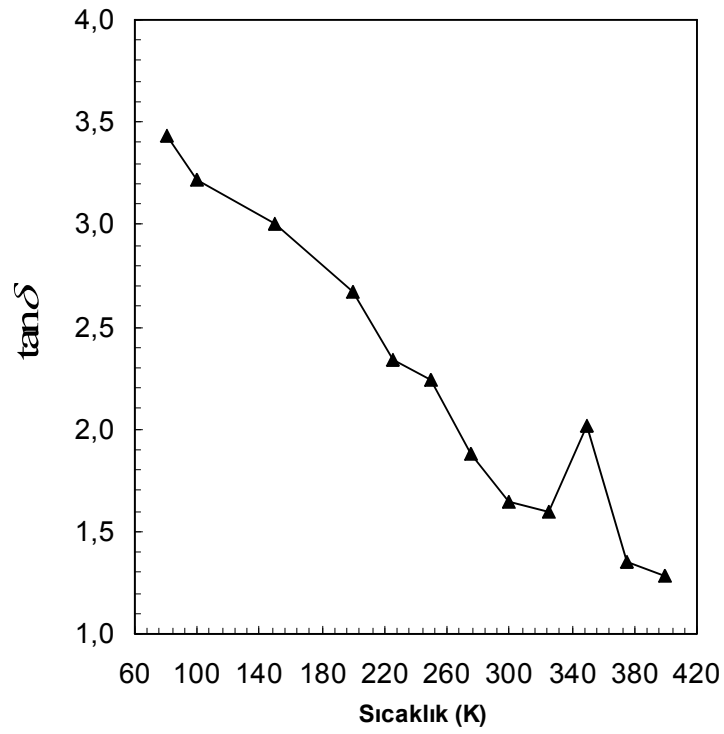
Sıcaklık ile beraber ε' , ε'' ve $\tan \delta$ 'nin değişimi iyonik katılarda genel bir eğilimdir. Bu ise materyallerde safsızlık yada çatlaklar sebep olan uzay yükü polarizasyonu nedeniyle olabilir. Buna ilaveten, yasak enerji aralığı dar olan yarıiletkenlerde, yük taşıyıcıları hareketsiz olup, ancak polarizasyon nedeniyle tuzaklanabilir.



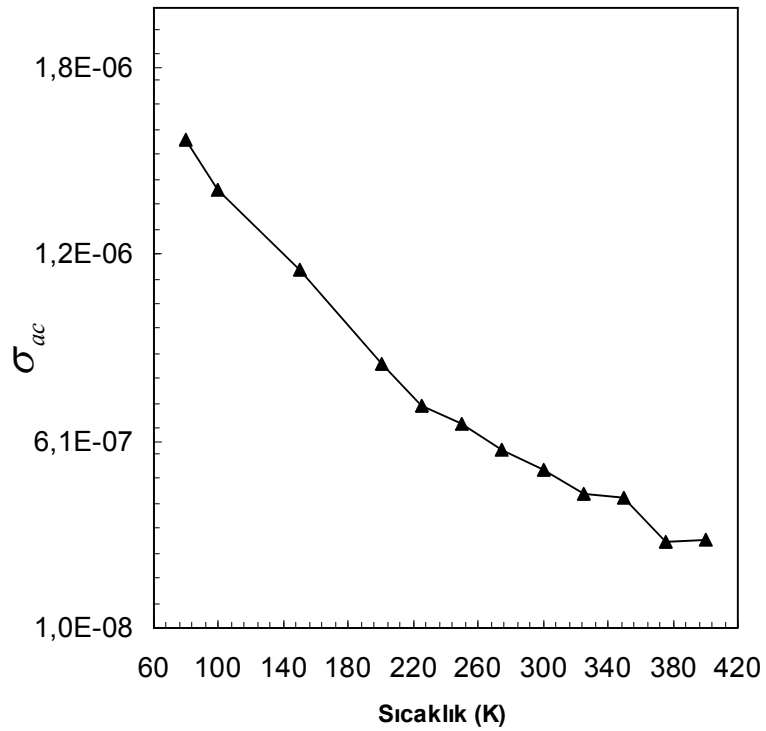
Şekil 4.9 Sn/p-Si Schottky diyotunun farklı sıcaklıklarda dielektrik sabitinin değişim grafiği



Şekil 4.10 Sn/p-Si Schottky diyotunun dielektrik kaybın sıcaklığa göre değişim grafiği



Şekil 4.11 Sn/p-Si Schottky diyotunun farklı sıcaklıklarda kayıp tanjant grafiği



Şekil 4.12 Sn/p-Si Schottky diyotunun farklı sıcaklıklardaki (80-400K) - alternatif akımın elektriksel iletkenlik (σ_{ac}) grafiği.

Şekil (4.9) 'da görüldüğü gibi sıcaklık (K) artıkça dielektrik sabiti değer olarak azalmaktadır. Dielektrik kayıp (ϵ'') bu denkleme göre $\epsilon'' = \frac{G_m}{C_o w} = \frac{d_{ox}}{A \epsilon_0} \frac{G_m}{w}$ her

sıcaklık için hesapladık. Şekil (4.10) 'da görüldüğü gibi sıcaklık (K) artıkça dielektrik kayıp sıfıra doğru yaklaşmaktadır. Şekil (4.11) 'de görüldüğü gibi farklı sıcaklıklarda (80K-400K), sıcaklık artıkça tanjant kaybın azaldığını görüyoruz.

Şekil (4.12) 'de görüldüğü gibi farklı sıcaklıkta alternatif akımın elektriksel iletkenliği (σ_{ac}) 'nın, sıcaklık değeri artıkça azaldığını görüyoruz. Şekil (4.9), Şekil (10) ve Şekil (11) 'de görüldüğü gibi dielektrik sabiti (ϵ'), dielektrik kayıp (ϵ'') ve tanjant kayıp ($\tan \delta$) azalan sıcaklıkla artmaktadır. Sıcaklık azaldıkça örgüde kusurlar oluşur ve çoğunluk yük taşıyıcılarının hareketliliği artar. Sıcaklıkta artış dielektrik sabiti (ϵ'), dielektrik kayıp (ϵ'') ve tanjant kayıp ($\tan \delta$) değerlerinde bir azalış vermektedir. Bu hem iyon sıçraması, hem yönelim ve yük taşıyıcılarının kontrasyonlarının artmasından meydana gelen uzay yük etkisi nedeniyle olabilir.

5. SONUÇLAR

Metal-yarıiletken yapıların elektriksel ve dielektriksel özelliklerinin sıcaklığa bağlı olarak incelenmesinde p-tipi Silisyum (Si) kullanıldı. Sn/p-Si Schottky diyotların kapasitans-voltaj, akım-voltaj, iletkenlik-voltaj karakteristiklerini geniş bir sıcaklık aralığında inceledik. Schottky diyotların idealite faktörleri, engel yüksekliği hesaplandı. Akım-voltaj, iletkenlik-voltaj datalarını kullanarak farklı sıcaklıklarda, her sıcaklık için maksimum kapasitans ve maksimum iletkenlik değerleri elde edildi. Elde edilen değerlerle her sıcaklık için dielektrik sabiti (ϵ'), dielektrik kayıp (ϵ'') ve tanjant kayıp ($\tan \delta$) değerleri hesaplandı. Şekil (4.9), Şekil (4.10) ve Şekil (4.11) 'de görüldüğü gibi dielektrik sabitini, dielektrik kayıp ve tanjant kaybın sıcaklık arttıkça azaldığını görüyoruz. 80-400 K sıcaklık aralığında dielektrik sabiti $\epsilon' = 1.65-0.81$ arasında değişti.

Dielektrik kayıp $\epsilon'' = 5,66-1,04$ arasında değişti. Tanjant kayıp $\tan \delta = 3.44-1.29$ arasında değişim gösterdi. Metal-yarıiletken Schottky diyotunun 80-400 K aralığındaki tipik yarı logaritmik doğru ve ters beslem akım-voltaj karakteristikleri Şekil (4.1) 'de gösterilmiştir. İdealite faktörünün (n) ve engel yüksekliğinin (Φ_{bo}) deneysel sonuçları, en düşük sıcaklık (80K) için idealite faktörü $n=2.85$ olarak bulduk. Engel yüksekliği ise 80K sıcaklıkta bir değer bulunamadı. Engel yüksekliği 150K-400K sıcaklıkta 0.512 eV-0.832 eV arasında elde edildi. İdealite faktörü 80-400 K sıcaklıkta 2.85-1,091 arasında değerler elde edildi. Engel yüksekliği sıcaklık arttıkça artarken, idealite faktörü tam tersine sıcaklık arttıkça azaldı.

Sıcaklığın artmasıyla Schottky engel yüksekliğinin artması, idealite faktörünün azalması bize Schottky ara yüzeyindeki homojensizliğin bir fonksiyonu olarak açıklanabilir. Şekil (4.5) 'te görüldüğü gibi seri direnç (R_s) artan sıcaklıkla azalmaktadır. Seri direnç değerlerin artan sıcaklıkla azalması düşük sıcaklıklarda serbest taşıyıcı yoğunluğunun bir sonucudur. Düşük sıcaklık (80K) – yüksek sıcaklık (400K) değerleri için 95.8Ω ve 47Ω olarak elde edildi

KAYNAKLAR

- [1] Ziel. A.V., 1986 ‘‘ Solid State Physical Electron.’’ , Prentice Hall I Inc. New Jersey,7:136-1
- [2] Sze. S.M., 1985. Semiconductor Devices Physics and Technology, John Willey, New York
- [3] Temirci, C.,2000.Anodik oksidasyon metoduyla yüksek engelli ve yüzey pasivasyonlu Sn/p-Si Schottky diyotlarının fabrikasyonu, Doktora tezi, Atatürk Üniversitesi, 88s, Erzurum
- [4] Brillson, L.J., ‘‘The Surface and Properties of Metal –Semiconductor Interfaces’’ Surf. Sci. Reports., 2: 123-326(1982)
- [5] Cowley, A.M.,Sze, S.M., ‘‘ Surface State and Barrier Height of Metal Semiconductor System ‘’, j. Phys., 36:3212-3216 (1965)
- [6] Karataş, Ş., Altındal, Ş., Çakar, S., 2005. Current transport in Zn/p-Si(100) Schottky barrier diyotes at high temperatures, Physica B. 357-386
- [7] Rhoderick, E.H., And Williams, R.H., 1988. Metal-Semiconductor Contacts, 2nd ed.(Clerendon, Oxford). 1-225
- [8] Dimitriadis, C. A., Logothetidis, S., Alexandrau, I., 1995. Schottky barrier contacts of titanium nitride on n-type silicon, Appl. Phys. Lett. 66, 502-504
- [9] Song, Y.P., Van Meirhaeghe, R. L., Laflere, W. H., Cardon, F.,1986. 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,633-638
- [10] Göver K., "Bazı endüstriyel malzemelerin mikrodalga dielektrik sabitinin ölçülmesi" Y.L.Tezi, Uludağ Üni. F.B. Elektr. Müh., Bursa, 2-20 (1996).
- [11] Solymar L. and Walsh D. "Electrical Properties of Materials", Oxford Science Publications, 6th Edition, 53-59 (1999).
- [12] Von Hippel A. R., "Dielectrics and Waves", John Wiley & Sons, New York, 3-8, 63-122, 160-166, 228-234 (1959).
- [13] Yücedağ İ., "Metal-Yalıtkan-Yarıiletken (MIS) Yapılarda Elektrik ve Dielektrik Özelliklerinin Sıcaklık ve Frekansa Bağlı İncelenmesi", Doktora Tezi, Gazi Ü. Endüstriyel Teknoloji Eğitimi, Ankara, 29-52 (2007).

- [14] Popescu M., Bunget I., "Physics of Solid Dielectrics", Elsevier, Amsterdam, 206-245, 282- 291 (1984).
- [15] Okuyama M., "Ferroelectric thin films: Basic properties and device physics for memory applications", Springer-Verlag, New York, 98 (2005).
- [16] Fröhlich H., "Theory of Dielectrics", 2nd ed., Clarendon Press, Oxford, 1-21,70-78 (1958).
- [17] Oral M., "Elektrostatik", Ege Üniversitesi Matbaası, İzmir, 221-252 (1983).
- [18] Willson, A.H., ‘‘ A note of the theory of rectification’’ , Proc. R. Soc. London, Ser.A., 136:487-498 (1932)
- [19] Bethe, H.A., ‘‘Theory of the Boundary Layer of Crystal Rectifiers,’’ Mass.Inst.Technol.Radiat.Lab.Report.,43-12(1942)
- [20] Bardeen,J., Brattain ,W.H.,’’Nature of the forward current in germanium point contacts’’ , Phys. Rev.,74:231-232(1948)
- [21] Rideout, V.L., ‘‘ A Review of Theory,Technology and Applications of Metal-Semiconductor Rectifier’’ , Thin Solid Films.,48:261-291(1978)
- [22] Deneuille, A. 1974., Characterization of the interface states at a Ag/Si interface capacitance measurements, J.Appl.Phys., 45,3079
- [23] Singh, A., 1985. Characterization of interface states at Ni/nCdF₂ Schottky barrier type diodes and the effect of CdF₂ surface preparation, Solid- State Electron., 28(3):223-232
- [24] Horvath, Zs.j., 1988. Evaluation of the interface state energy distribution from Schottky I-V characteristics, J.Appl. Phys.,63:976.
- [25] Tung, R. T., 2001. Recent advances in Schottky barrier concepts, Materials Science and Engineering R 35, 1-138.
- [26] Aydoğ an, Ş., Sağ lam, M., Türüt, A., 2004. On the barrier inhomogeneities of polyaniline/p-Si/Al structure at low temperature, Appl. Surf. Sci., 250, 43, 49.
- [27] Tataroglu, A., Altındal, S., 2006.Characterization of current-voltage (I-V) and capacitance-voltage –frequency (C-V-f) Schottky diodes, Microelect.Eng.,
- [28] Rhoderick, E.H., 1978, metal-semiconductor contacts., Oxford
- [29] Nicollian E.H., Brews J.R., ‘‘Metal Oxide Semiconductor (MOS) Physics and Technology ‘‘ 1st ed., John Wiley Sons, New York , 423-491 (1982)

- [30] Chelkowski A., Dielectric Physics, Elsevier, Amsterdam , 313 (1980)
- [31] Sugibuchi K., Kurogi Y.,Endo N, ‘‘Ferroelectric field effect memory device using film’’, J.Appl.Phys., 46:2877-2881 (1975)

ÖZGEÇMİŞ**Kişisel Bilgiler**

Adı, soyadı : Zekeriya KARA
Uyruğu : T.C.
Doğum tarihi ve yeri : 01.05.1979 Adıyaman
Medeni hali : Bekâr
Telefon : 0544 762 89 66
Faks :
e-posta : ar02zeki@hotmail.com.

Eğitim

Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet tarihi
Lisans	KSÜ Fen Edebiyat Fakültesi Fizik	2007
Lise	Açık Öğretim Lisesi	2000

İş Denevimi

Yıl	Yer	Görev
Arşiment Dershaneleri	Kahramanmaraş	2008-2009

Yabancı Dil

İngilizce

Yayınlar

1. Z. Kara, M. Yazıcı, Ş. Karataş., ‘‘Characteristics of Au/n-GaAs Schottky diodes based on I-V measurements at high temperatures’’, FizikA, Volume XVI, No 2, Page 359-363 (2010)
2. M. Demircioğlu, Z. Kara, Ş. Karataş., ‘‘The determination of the interface studies from the capacitance-frequency measurements in Sn/ p-Si Schottky contacts’’ Turkish Physical Society 27th International Physics Congress, 24-27 September 2010, Page 643, İstanbul/ TURKEY
3. M. Demircioğlu, Z. Kara, Ş. Karataş., ‘‘The determination of electronic and interface state density distributions of Sn/ p-type SI Schottky barrier diodes’’, Turkish Physical Society 26th International Physics Congress, 24-27 September 2009, Page 458, Bodrum/TURKEY

Hobiler Tenis ve futbol oynamak, fotoğraf çekmek