

T.C
YÜZÜNCÜ YIL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

**SCHOTTKY DİYOTLARIN KARAKTERİSTİK PARAMETRELERİNİN
BELİRLENMESİNDE FREKANS OPTİMİZASYONU**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

HAZIRLAYAN: Reşit ÖZMENTEŞ
DANIŞMAN : Doç. Dr. Cabir TEMİRCİ

VAN-2006

T.C
YÜZÜNCÜ YIL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

**SCHOTTKY DİYOTLARIN KARAKTERİSTİK PARAMETRELERİNİN
BELİRLENMESİNDE FREKANS OPTİMİZASYONU**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

HAZIRLAYAN: Reşit ÖZMENTEŞ

VAN-2006

KABUL ve ONAY SAYFASI

Doç Dr. Cabir Temirci danışmanlığında, Reşit Özmenteş tarafından hazırlanan “Schottky Diyotların Karakteristik Parametrelerinin Belirlenmesinde Frekans Optimizasyonu” isimli bu çalışma/...../.....tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı’nda Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan:..... İmza:

Üye:..... İmza:

Üye:..... İmza:

Üye:..... İmza:

Üye:..... İmza:

Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu’nun...../...../.....Gün vesayılı kararı ile onaylanmıştır.

.....

Enstitü Müdürü

ÖZET

SCHOTTKY DİYOTLARIN KARAKTERİSTİK PARAMETRELERİNİN BELİRLENMESİNDE FREKANS OPTİMİZASYONU

ÖZMENTEŞ, Reşit

Yüksek Lisans Tezi, Fizik Anabilim Dalı

Tez Danışmanı: Doç. Dr. Cabir TEMİRCİ

Ağustos 2006, 42 Sayfa

Bu çalışmada daha önceden üretilmiş olan Sn/p-Si Schottky kontakları kullanıldı. Numuneler diyot A, diyot B, diyot C ve diyot D olarak adlandırıldı. Numunelerin karanlıkta Akım-Voltaj (I-V), Kapasitans-Voltaj (C-V) ve Kapasitans-frekans (C-f) ölçümleri Yüzüncü Yıl Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü ölçüm laboratuvarında oda sıcaklığında alındı. Numunelerin idealite faktörleri (n) ve engel yükseklikleri (Φ_b), doğru beslem I-V karakteristiklerinden ve ayrıca sonuçların uyumluluğunu kontrol etmek için Cheungs Fonksiyonlarından hesaplandı. Numunelerin seri dirençleri Cheungs Fonksiyonlarından belirlendi. Numunelerin iki ayrı frekans değerinde (1 MHz ve 5 MHz'de) C-V karakteristikleri kullanılarak engel yükseklikleri hesaplandı. Numunelerin 5 MHz'deki engel yüksekliği değerlerinin 1 MHz'deki engel yüksekliği değerlerinden daha büyük olduğu tespit edildi ve bu durum kontakların arayüzey hallerine atfedildi. İlave olarak, diyot A'nın 100 kHz-20 MHz frekans aralığında C-V karakteristiklerinden difüzyon potansiyelini hesaplayarak, difüzyon potansiyeli-frekans değişimi gözlemlendi.

Anahtar Kelimeler: Engel yüksekliği, İdealite faktörü, Metal-Yarıiletken kontak, Schottky kontak

ABSTRACT

FREQUENCY OPTIMIZATION FOR DETERMINATION of CHARACTERISTIC PARAMETERS OF SCHOTTKY CONTACTS

ÖZMENTEŞ, Reşit

Master Thesis, Physics Mainscience Branch

Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Cabir TEMİRCİ

August 2006, 42 Pages

In this study, Sn/p-Si Schottky contacts fabricated previously were used. Samples have been named to be diode A, diode B, diode C and diode D. The dark current-voltage (I-V), capacitance-voltage (C-V) and capacitance-frequency (C-f) measurements of the samples were carried out in Yuzuncu Yıl University Faculty of Science and Arts Department of Physics Measurement Laboratory at room temperature. The values of ideality factor (n) and barrier height of the samples were calculated from the forward bias I-V characteristics, and also by using Cheungs' Functions to check the consistency of the results. Series resistances of the diodes were determined from the Cheungs' Functions. At the two different frequency values of 1 MHz and 5 MHz, barrier height values of the samples were calculated by using C-V characteristics. It is determined that the values of barrier height of the samples at 5 MHz were higher than those at 1 MHz, and this case was attributed to the interface states of the contacts. Additionally, by calculating diffusion potential from the C-V characteristics of the diode A at the range from 100 kHz to 20 MHz, relations between diffusion potential and frequency was observed.

Key words: Barrier height, Ideality factor, Metal-Semiconductor contact, Schottky contact.

ÖN SÖZ

Bu çalışmada, metal-yarıiletken kontak diyotların karakteristik parametrelerini belirlerken frekansın karakteristik özellikler üzerinde nasıl bir etkiye bulunduğu araştırıldı. Belli frekans aralıklarında ölçümler alınıp karakteristik parametreler hesaplandıktan sonra sonuçların literatürle büyük ölçüde uyum içinde olduğu görüldü.

Numune ölçümlerinde kullanılan ölçüm cihazlarının ve hesaplamalarda kullanılan bilgisayarın 2003-FED-041 ve 2006-FED-B11 no'lu projeler kapsamında alımını sağlayan Yüzüncü Yıl Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Başkanlığına teşekkür ederim.

Yüksek lisans tezi olarak sunduğum bu çalışma, Yüzüncü Yıl Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü öğretim üyelerinden sayın Doç. Dr. Cabir Temirci danışmanlığında yapılmıştır. Çalışmam boyunca bilgi ve deneyimlerini benimle paylaşan ve yardımlarını esirgemeyen danışmanım sayın Doç. Dr. Cabir Temirci'ye teşekkürlerimi sunarım.

Öğrenciliğim süresince bilgi ve tecrübesiyle bana destek olan, Fizik Bölümü öğretim üyelerinden Sayın Yrd. Doç. Dr. Bahri Batı'ya ayrıca teşekkür ederim.

Ayrıca Yüzüncü Yıl Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü Başkanı Sayın Prof. Dr. Ramiz Rasimgil'e ve Yrd. Doç. Dr. Ali İhsan Demirel'e teşekkür ederim.

Reşit ÖZMENTEŞ

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET	i
ABSTRACT	iii
ÖN SÖZ	v
İÇİNDEKİLER	vii
ŞEKİLLER DİZİNİ	ix
ÇİZELGELER DİZİNİ	xi
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ	xiii
1. GİRİŞ	1
2. METAL-YARIİLETKEN KONTAKLAR	3
2.1.Giriş	3
2.2. Metal n-Tipi Yarıiletken Kontaklar	3
2.2.1. Metal n-tipi yarıiletken doğrultucu kontak	3
2.2.2. Metal n-tipi yarıiletken omik kontak	5
2.3. Metal p-Tipi Yarıiletken Kontaklar	7
2.3.1. Metal p-tipi yarıiletken doğrultucu kontak	7
2.3.2. Metal p-tipi yarıiletken omik kontak	8
2.4. Schottky Diyotlarda Akım İletim Teorileri	10
2.4.1. Termiyonik emisyon teorisi	10
2.4.2. Difüzyon Teorisi	14
2.5. Schottky Diyot Parametrelerinin Cheung Fonksiyonları yardımıyla belirlenmesi	14
2.6. Metal-Yarıiletken Kontaklarda Schottky Kapasitesi	16
2.7. Schottky Olayı	18
2.8. Schottky Diyotlarda Engel Yüksekliğini Belirleme Metotları	20
2.8.1. Akım-voltaj karakteristiklerinden engel yüksekliğinin belirlenmesi	20
2.8.2. Kapasitans-voltaj karakteristiklerinden engel yüksekliğinin belirlenmesi	23
3. MATERYAL ve YÖNTEM	25
3.1.Giriş	25
3.2. Numunelerin Hazırlanması ve Temizlenmesi	25
3.2.1. Kimyasal temizleme	25
3.3. Schottky Diyotların Yapılması	26
3.3.1. Omik kontak yapımı	26
3.3.2. Doğrultucu kontak yapımı	26
3.4. Ölçümler	26
3.4.1. Akım-voltaj ölçümleri	27
3.4.2. Kapasitans-frekans ölçümleri	31
3.4.3. Kapasitans-voltaj ölçümleri	33
4. TARTIŞMA VE SONUÇ	38
KAYNAKLAR	41
ÖZ GEÇMİŞ	43

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa

Şekil 2.1.	Metal n-tipi yarıiletken doğrultucu kontakta enerji bant diyagramları. a) Kontakta önceki durum, b) Kontakta sonraki durum, c) $V < 0$ durumunda	4
Şekil 2.2.	Metal n-tipi yarıiletken omik kontakta enerji bant diyagramları. a) Kontakta önceki durum, b) Kontakta sonraki durum, c) $V < 0$ durumunda, d) $V > 0$ durumunda	6
Şekil 2.3.	Metal p-tipi yarıiletken doğrultucu kontakta enerji bant diyagramları. a) Kontakta önceki durum, b) Kontakta sonra ve termal dengedeki c) $V < 0$ durumunda. d) $V > 0$ durumunda	7
Şekil 2.4.	Metal p-tipi yarıiletken omik kontakta enerji bant diyagramları. a) Kontakta önceki durum, b) Kontakta sonraki durum, c) $V > 0$ durumunda d) $V < 0$ durumunda	9
Şekil 2.5.	Metal n-tipi yarıiletken doğrultucu kontakta enerji bant diyagramı.	11
Şekil 2.6.	Metal n-tipi yarıiletken doğrultucu kontakta, a) Potansiyel dağılımı, b)Yük dağılımı	16
Şekil 2.7.	Schottky etkisinin varlığında, metal n-tipi yarıiletken kontakta enerji bant diyagramı.	19
Şekil 3.1.	Numunelerin ters belsem ve doğru belsem $\ln I - V$ grafikleri.	28
Şekil 3.2.	Numunelerin ters belsem ve doğru belsem $dV / d(\ln I) - I$ grafik.	29
Şekil 3.3.	Numunelerin ters belsem ve doğru belsem $H(I) - I$ grafikleri.	30
Şekil 3.4.	Diyot A'nın 0.00 V ile 0.24 V aralığında C-f grafikleri.	31
Şekil 3.5.	Diyot A'nın 0.00 V ile 0.24 V aralığında yüksek frekans bölgesindeki C-f grafikleri	32
Şekil 3.6.	Numunelerin $f=5\text{MHz}$ 'de ters belsem $C - V$ grafikleri.	33
Şekil 3.7.	Numunelerin $f=1\text{MHz}$ 'de ters belsem $C - V$ grafikleri.	34
Şekil 3.8.	Numunelerin 5 MHz'de ters belsem $C^{-2} - V$ grafikleri.	35
Şekil 3.9.	Numunelerin 1 MHz'de ters belsem $C^{-2} - V$ grafikleri.	36
Şekil 3.10.	Diyot A'nın frekansa bağlı olarak difüzyon potansiyelindeki değişme	37

ÇİZELGELER DİZİNİ

	Sayfa
Çizelge 3.1. Diyotların karakteristik parametrelerinin deneysel değerleri.	30

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

ϕ_m	Metalin iş fonksiyonunu
ϕ_s	Yarıiletkenin iş fonksiyonu
χ_s	Yarıiletkenin elektron yakınlığı
V_d	Difüzyon potansiyeli
E_F	Fermi enerji seviyesi
E_c	İletkenlik bandının taban enerji seviyesi
E_v	Vakum enerji seviyesi
E_s	Vakum seviyesi ile yarıiletkenin dolu bandının tepesi arasındaki enerji farkı
I_0	Ters doyma akım yoğunluğu
n	İdealite faktörü
q	Elektron yükü
$q\phi_b$	Diyotun engel yüksekliği
k	Boltzman sabiti
T	Kelvin cinsinden ortam sıcaklığı
R	Evrensel gaz sabiti
A	Diyotun etkin alanı
N_d	Donor yoğunluğu
N_A	Akseptör yoğunluğu
m_n^*	Elektronun etkin kütlesi
A^*	Richardson sabiti
R_s	Seri direnç
ϵ_s	Yarıiletkenin dielektrik sabiti
ϵ_0	Boşluğun dielektrik sabiti
V	Diyota uygulanan voltaj
C	Kapasite(sığa)
f	Frekans
J	Akım yoğunluğu
J_0	Doyma akım yoğunluğu
ω	Modülasyon frekansı
p	Pozitif yük yoğunluğu
n	Negatif yük yoğunluğu
eV	Elektron-volt
kHz	Kilohertz
MHz	Megahertz

1. GİRİŞ

Schottky tipi kontaklar, uygulama ve araştırma sahası olarak temel bir yapı olmasından dolayı, giderek artan bir ilgi görmektedir. İdeal diyot (MS), metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS), metal-oksit-yarıiletken (MOS), metal-yarıiletken güneş pili çalışmaları, metal-yarıiletken radyasyon dedektörleri ve son yıllarda özellikle ilgi çeken polimerik ve nonpolimerik organik bileşiklerle yapılan kontaklar, bu sahadaki çalışmalarda temel yapı olarak Schottky diyotların ne kadar önemli olduğunu göstermektedir. Elektronik sanayisinde Schottky kontaklarından birçok alanda yararlanılmaktadır. Mikrodalga karıştırıcı dedektörleri, hızlı anahtar uygulamaları (switching), varaktörler (kapasiteleri uygulanan gerilime göre değişen kondansatörler), Schottky engel tabakalı alan etkili transistörler (MESFET), metal-oksit yarıiletken alan etkili transistörler (MOSFET) bu kontakların kullanıldığı yarıiletken devre uygulamalarından birkaç tanesidir. Metal-Yarıiletken (MS) kontaklar gaz sensörü teknolojisinde de kullanılmaktadır.

Metallerin ve yarıiletkenlerin bant yapıları, taşıyıcıların hareketliliği (mobility), ve erişme uzaklıklarının ölçülmesi gibi birçok fiziksel özellikler metal-yarıiletken kontak yapıları yardımıyla incelenebilir. Konu üzerindeki araştırmalar, son kırk yıldır, metal-yarıiletken kontaklardaki akım akışının ve engel oluşumu fiziğinin daha iyi anlaşılması bakımından artarak devam etmektedir.

Metal-yarıiletken kontaklar konusundaki bilgiler bir yüzyıl öncesine kadar dayanmakla birlikte, konu üzerinde esas sistemli çalışmalar yirminci yüzyılda yapılmıştır. 1925'ten 1940'a kadar Schottky diyotları üzerine yapılan araştırma ve geliştirme çalışmaları 1945'lerde mikrodalga radarların geliştirilmesini sağlamıştır. İkinci Dünya Savaşı sırasında silikon ve germanyum nokta kontak doğrultuculara dayanan mikrodalga radarların kullanılması, metal-yarıiletken kontak yapılarının daha iyi anlaşılmasına yardımcı olmuştur. Bu yapıların savaş yılları arasındaki en yaygın kullanımı, frekans dönüştürücüsü ve düşük seviye mikrodalga dedektör diyodu şeklindedir (Rideout,1978).

Schottky diyotların bu yıllarda frekans dönüştürücüsü ve mikrodalga dedektör diyotu olarak kullanılması Torrey ve Whitmer tarafından açıklanıp geliştirilmiştir (Torrey ve Whitmer, 1948).

1964'lerde metal yarıiletken yapılar için imaj kuvvet etkisiyle engel alçalması bulunmuştur (Sze ve ark., 1964).

Cowley ve Sze (1965), metal-n tipi yarıiletken kontaklarda engel yüksekliğini, metalin iş fonksiyonunu ve arayüzey hallerini dikkate alarak incelemiştir.

Crowell ve Sze (1965), Schottky'nın difüzyon ve Bethe'nin termiyonik emisyon teorilerini tek bir teori (emisyon-difüzyon teorisi) olarak ortaya koymuşlardır.

Card ve Rhoderick (1973), analitik bir ifade elde ederek, bu ifadeyle ters ve doğru kapasite ve kondüktans değerlerinin hesaplanabileceğini göstermiş ve Ag/n-Si schottky diyotların ara yüzey hal karakteristiklerini elde etmişlerdir.

Barret ve Vapaille (1979), Si-metal diyotların doğru beslem admittans ölçümlerinden, arayüzey hallerinin yoğunluk dağılımını ve durulma zamanını belirlemişlerdir.

Singh (1985), n-tipi $\text{CdF}_2:\text{YF}_3$ yarı iletkeni üzerine nikelin buharlaştırılmasıyla elde edilen Schottky diyotların I-V, C-V ve kondüktans-voltaj (G-V) karakteristiklerini belirlemiştir.

Cheung ve Cheung (1986), Schottky diyotlarının I-V grafiklerinden idealite faktörü ve diyodun seri direncini hesapladı.

Werner ve ark. (1988), Schottky diyotlarda, doğru beslem durumunda Schottky kapasitesine ilave olarak gözlenen kapasitenin, azınlık taşıyıcılarından ziyade arayüzey hallerine atfedilebileceğini ileri sürmüşlerdir.

Rhoderick ve Williams (1988), MIS tünel diyotların elektriksel özelliklerini, admittans ve düşük frekans görültü ölçümlerini dikkate alarak artık kapasiteyi incelemişlerdir.

Wu ve Yang (1989), geliştirdikleri bu metodu Ag, Au ve Ni/Si (111) diyotlarına uygulayarak, metal-yarıiletken arayüzeyinde lokalize olmuş hallerin enerji ve yoğunluk dağılım eğrilerini elde etmiştir.

Werner ve ark. (1992), Schottky diyotların doğru beslem (C-f) kapasite ölçümlerinde elde edilen kapasite pikini arayüzey hallerine atfetmiştir.

Chattopadhyay ve Das (1991), seri direncin varlığında C-V grafiklerinin gösterdiği pikler, C-V karakteristiklerinde seri direnç etkisi düşünülerek C-V grafiğindeki pikler R_s seri direncinden kaynaklandığından C-V grafiği piklerinin maksimumuna karşılık gelen voltaj değerlerini, I-V karakteristiklerinde kullanarak, R_s değerlerini hesaplamak için bir model geliştirdiler.

Türüt ve ark. (1992), metal-yarıiletkendeki arayüzey tabakasının idealite faktörü ve engel yüksekliği üzerine etkilerini rapor etmişlerdir.

Chattopodhyay ve RayChaudhuri (1993), C-V karakteristiklerinde gözlenen kapasite pikini seri direnç etkisine atfetmişlerdir.

Türüt ve ark. (1992), C-F karakteristiklerinde gözlenen artık kapasiteyi arayüzey hallerine atfetmişlerdir.

Polyakov ve ark.(1994); InAs, InSb, GaSb ve InGaAsSb yarıiletken bileşiklerini kullanarak anodik oksidasyon yöntemiyle ürettikleri MIS diyotlarının özelliklerini araştırmışlardır.

Pandey ve Kal (1998); nonideal Al/p-Si MIS Schottky diyotlarında deneysel olarak I-V ve C-V karakteristiklerini inceleyerek, arayüzey halleri ve seri direncide dikkate alarak kapasitans-voltaj ilişkisi için teorik bir yaklaşım ortaya koymuşlardır.

Temirci ve ark. (2001), Sn/p-Si Schottky kontaklarda anodik oksidasyon yöntemiyle metal-yarıiletken arayüzeyinde oluşturulacak kontrollü bir oksidasyon işlemiyle engel yüksekliğinin artırılabilceğini göstermişlerdir.

Bu çalışmadaki amacımız Metal-yarıiletken (Schottky) kontakların elektriksel karakteristiklerini ortaya çıkarmak ve ilave olarak bir Schottky kontakın karakteristik parametrelerinden olan engel yüksekliği değerini I-V ve C-V ölçümlerini kullanarak tespit etmek ve C-V karakteristiklerinden engel yüksekliğini tespit ederken frekansa bağlı olarak değerinde bir değişme olup olmadığını ve bu değişimin nasıl olduğunu araştırmaktır.

2. METAL –YARIİLETKEN (SCHOTTKY) KONTAKLAR

2.1. Giriş

Çağdaş elektronikte Schottky diyotların önemi büyüktür. Elektronik sanayisinde Schottky kontaklarından mikrodalga karıştırıcı dedektörleri, hızlı anahtar uygulamaları, varaktörler ve Schottky engel tabakalı alan etkili transistörleri olarak faydalanılmaktadır.

Kullanıma uygun devre elemanlarının yapımı ve yarıiletken karakteristik parametrelerinin daha belirgin ölçülebilmesi için, yüksek engelli p-tipi silisyum ve diğer yarıiletken devre elemanlarının yapılabilmesi yarıiletken elektroniği sahasında büyük önem kazanmıştır.

Kontak genel anlamıyla iki maddenin temas etmesidir. İdeal kontak yüzeylerin temiz ve pürüzsüz olmasına bağlı olarak elde edilir. İki madde kontak haline getirildiğinde, her iki maddenin Fermi seviyeleri termal dengeye gelene kadar aralarında yük alışverişi meydana gelir (Ziel, 1968). Bu durum, kontak yapan iki maddenin enerji bant diyagramlarının bir sonucudur. Yeni yük dağılımından dolayı kontağın her iki tarafındaki yüzey yüklerinden dolayı bir dipol tabakası oluşur.

Metal yarıiletken kontaklar, metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonlarına bağlı olarak doğrultucu kontak (Schottky kontak) ve omik kontak olmak üzere iki çeşittir. Bir metalin kontak haline getirildiği yarıiletkenin tipi de önemlidir. Mesela bir altın tel, p-tipi germanyuma kaynak edilirse omik kontak oluşur, aynı tel n-tipi germanyuma kaynak edilirse doğrultucu kontak oluşur. Yarıiletkenin n-tipi veya p-tipi olmasına bağlı olarak kontaklar şu şekilde incelenebilir:

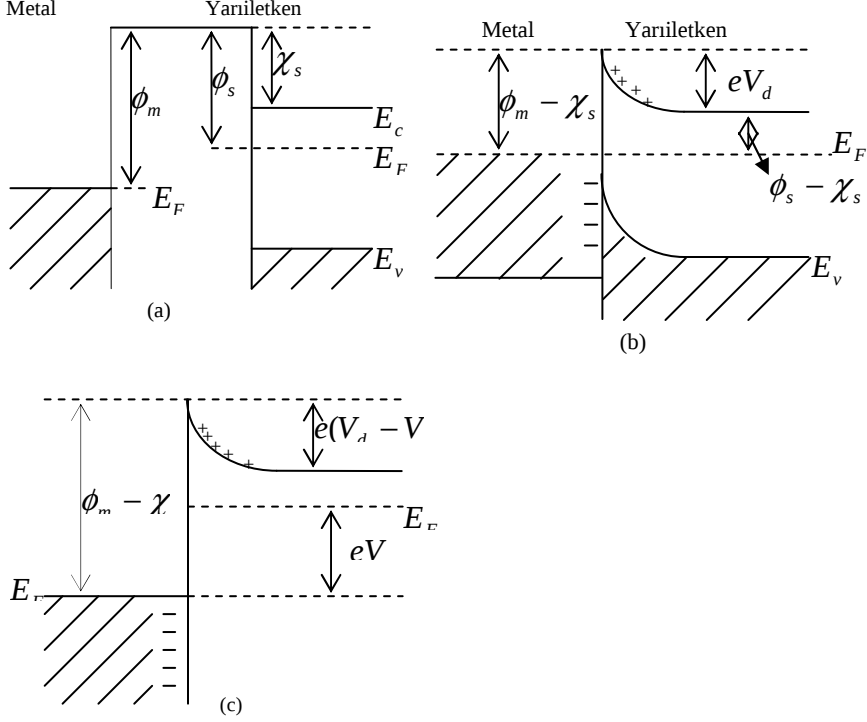
2.2. Metal n-Tipi Yarıiletken Kontaklar

Bir metal yarıiletken kontağın omik ya da doğrultucu olduğunu anlamak iş fonksiyonlarına bakmak gerekir. ϕ_m metalin iş fonksiyonunu, ϕ_s yarıiletkenin iş fonksiyonu, χ_s yarıiletkenin elektron yakınlığını, V_d difüzyon potansiyelini göstermektedir. $\phi_m < \phi_s$ ise kontak omik, $\phi_m > \phi_s$ olursa kontak doğrultucudur.

2.2.1. Metal n-tipi yarıiletken doğrultucu kontak

Doğrultucu kontak akımın bir doğrultuda diğer doğrultuya göre daha kolay aktığı kontak türüdür. Kontak durumları Şekil 2.1’de görülmektedir. Şekil 2.1.a’da metal ile yarıiletken temas halinde değildir. Kontakta önce yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden her iki yapının iş fonksiyonları arasındaki fark kadar yukarıdadır. Metal ile yarıiletken temas haline getirildiğinde yarıiletkenin metale yük akışı başlar. Yarıiletkenin yüzey tabakasından elektronlar metale geçerler. Yük geçişi bittikten sonra termal denge kurulur. Böylece her iki yapının Fermi seviyeleri aynı hizaya gelir. Yarıiletkenin Fermi seviyesi $\phi_m - \phi_s$ kadar düşer. İş fonksiyonu, vakum seviyesi ile Fermi seviyesi arasındaki enerji farkı anlamına gelir. Elektron

yakınlığı ise, iletkenlik bandının tabanı (E_c) ile vakum seviyesi arasındaki enerjiyi ifade eder.



Şekil 2.1. Metal n-tipi yarıiletken doğrultucu kontakta enerji bant diyagramları.

- a) Kontak öncesi durum, b) Kontak sonrası durum,
c) $V < 0$ durumunda

Arayüzey tabakasının kalınlığı azalması durumunda metal yüzeyinde negatif yük oluşur. Bu da yüzeyde bir potansiyel engelinin oluşması anlamına gelir. Yarıiletken tarafında bu engelin yüksekliği $\phi_m - \phi_s$ kadar, metal tarafında ise bu engelin yüksekliği $\phi_m - \chi_s$ kadardır. Yarıiletken tarafındaki engelin yüksekliği;

$$eV_d = \phi_m - \phi_s \quad (2.1)$$

ile verilir. V_d niceliği metalin yüzeyine göre alınır. Bağlı olarak düşük yük taşıyıcı yoğunluğundan dolayı kontakın yarıiletken tarafında bu negatif yüke eşit fakat zıt yüklü pozitif yüklerinde yarıiletken içinde bulunmaları gerekir. Kontakın yarıiletken tarafında bulunan pozitif yüklere iyonize olmuş donörler sebep olur. Bu yükler yarıiletken yüzeyinin yanındaki potansiyel engeli bölgesi üzerine dağılır. Pozitif yük bir yüzey yükü değil, onun yerine bir dağılımı olarak ortaya çıkar. Kontaktaki

potansiyel engelinden dolayı yüzey tabakası engel tabakası olarak ta bilinir. Bu tabakanın d kalınlığı iyonize olan donörlerin yoğunluğuna ve difüzyon potansiyelinin değerine bağlıdır.

Termal uyarılmadan dolayı metalin bazı elektronları potansiyel engelini aşır yarıiletkenin içine geçmek için yeterli enerjiye sahip olacaklar ve aynı şekilde yarıiletkenin bazı elektronları potansiyel engelini aşır metalin içine geçmek için yeterli enerjiye sahip olacaklar. Denge durumunda da bu, eşit ve zıt I_0 akımlarına sebep olacaktır. Bir doğrultucu kontak için $(\phi_m - \phi_s)$ değerinin doyma akımı I_0 ın değerinin azalması beklenir, yani ϕ_m iş fonksiyonu büyük olan metal kullanıldığında daha küçük akım yoğunluğu elde edilir.

Yarıiletkenine bir (-V) voltajı uygulanırsa (Şekil 2.1.c) metalden yarıiletken elektronlar için engel değişmez ve bundan dolayı sağdan sola karşılık gelen akım da değişmeyecektir. Fakat iletkenlik bandındaki enerji seviyeleri eV kadar yükseldiğinden, sağdan sola giden elektronlar için engel eV miktarı kadar azalacaktır. Bundan dolayı, soldan sağa karşılık gelen akım $\exp(eV/kT)$ çarpanı kadar değişmiş olacaktır.

Sonuç olarak karakteristik net akım:

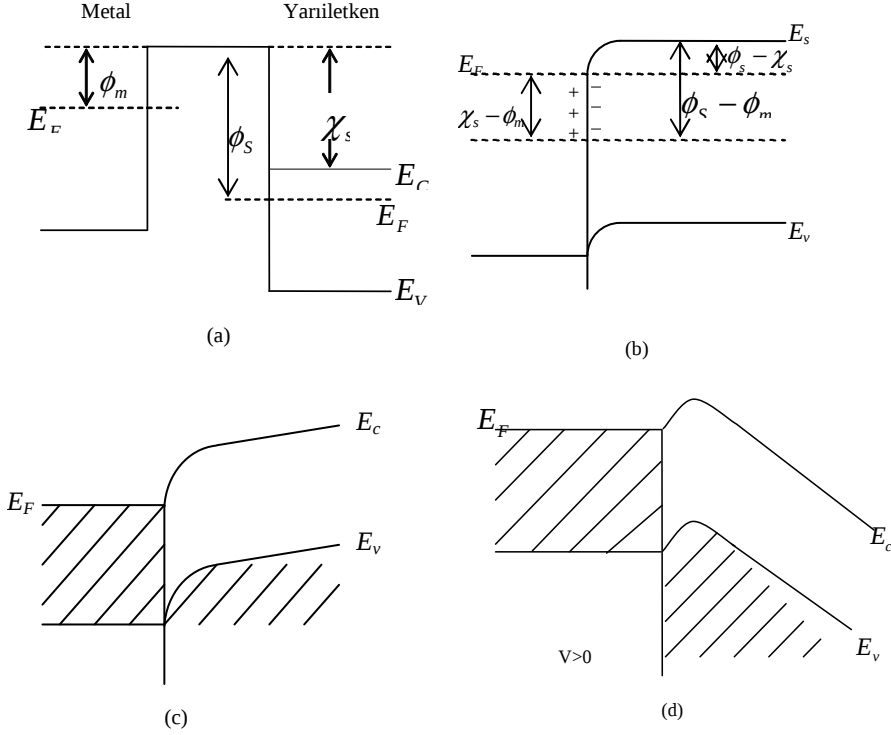
$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.2)$$

olur. Böyle kontak doğrultucu kontak; $V \gg kT$ için akım büyük ve pozitifdir. $V \ll kT$ için akım küçük ve negatiftir, hemen hemen $-I_0$ 'a eşittir.

2.2.2. Metal n-tipi yarıiletken omik kontak

Akımı her iki doğrultuda kolayca geçirebilen kontaklara omik kontak denir. Yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden $\phi_s - \phi_m$ kadar aşağıdadır. Kontakta önceki durum Şekil 2.2.a'da gösterilmiştir. Kontakta sonraki durum Şekil 2.2.b'de görülmektedir. Metal yarıiletken ile temas haline getirilip kontak oluşturulduktan sonra bir yük değiş tokuşu meydana gelir. Elektronlar metalden yarıiletkenin içine, kontakta metal tarafında geride bir deşik (pozitif yüzey yükü) bırakarak akarlar. Yarıiletken tarafına geçen elektronlar burada negatif yüzey yükünü meydana getirirler. Yarıiletkenin yüzey tabakasındaki negatif yük bir yüzey yükü olarak göz önüne alınabilir. Çünkü elektronlar için iletkenlik bandında çok sayıda işgal edilmemiş enerji seviyeleri mevcuttur. Yük değiş tokuşu bittikten sonra yarıiletkenin Fermi seviyesi $\phi_s - \phi_m$ kadar yükselir. Böylece her iki materyalin Fermi seviyeleri termal dengeye gelir. Termal denge kurulduktan sonra kontakta her iki tarafındaki yüzey yüklerinden dolayı bir dipol tabakası oluşur. Bu tabaka oluştuktan sonra kontakta yük taşıyıcıları her iki doğrultuda kolayca akabilecek durumdadır. $\phi_s - \chi_s$ nispeten küçük olursa, elektronlar herhangi bir zorlukla

karşılaşmadan engel boyunca hareket edebilirler. Bu kontaklar omik kontaklar olarak bilinir.



Şekil 2.2. Metal n-tipi yarıiletken omik kontakta enerji bant diyagramları.

- a) Kontak öncesi durum, b) Kontak sonrası durum.
c) $V < 0$ durumunda, d) $V > 0$ durumunda.

Bir V voltajı uygulanırsa, bu potansiyel farkı kontak bölgesinde yarıiletken boyunca dağılacaktır. Yarıiletken pozitif ve metale negatif bir gerilim uygulanırsa, metalde var olan elektronlar yarıiletken tarafına geçerler (Şekil 2.2.c).

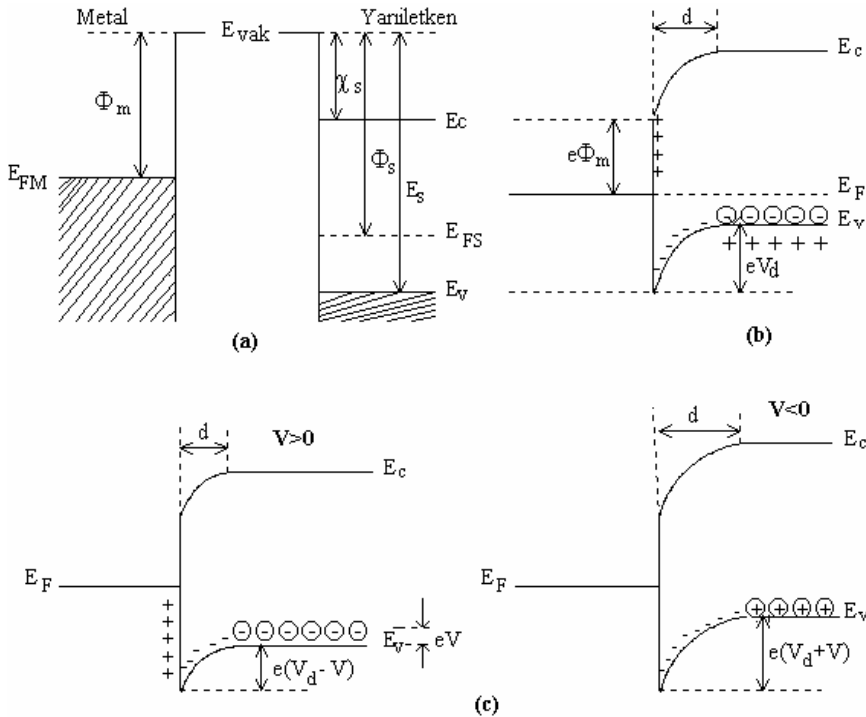
Bu faraziyeler pratikte her zaman geçerli olmaz. Mesela germanyum nokta kontak diyotların durumunda diyotun karakteristiği metalin iş fonksiyonundan hemen hemen bağımsızdır. Bunun sebebi metalin tabii bir yüzey engeline sahip olmasıdır. Bunun vukuu bulmasının tek sebebi çok sayıda elektron enerji seviyesinin (yüzey halleri olarak adlandırılır) yarıiletken yüzeyinde sınırlandırılmış olmasıdır. Bu yüzey hallerinin çoğu, yüzey tabakasında geride kalan pozitif bir yük dağılımı yani iyonize olmuş donörlerden dolayı işgal edilmişlerdir. Metal, bu işgal edilmiş yüzey seviyelerindeki elektronlardan az veya çok bir kısmını kendi yüzeyine alır. (yani dolu seviyelerin bir kısmı metale boşalır) $\phi_m > \phi_s$ şartı sağlanmasa bile dolu yüzey halleri bir metal- yarıiletkeni doğrultucu yapabilir.

2.3. Metal p-Tipi Yarıiletken Kontaklar

Bu çeşit kontaklarda da kontağın türünü anlamak için, metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonlarına bakmak gerekir. Metalin iş fonksiyonu ϕ_m , yarıiletkenin iş fonksiyonu ϕ_s , difüzyon potansiyelini V_d ve vakum seviyesi ile yarıiletkenin dolu bandının tepesi arasındaki enerji farkını E_s olarak kabul edelim.

2.3.1. Metal p-tipi yarıiletken doğrultucu kontak

Metalin iş fonksiyonu yarıiletkenin iş fonksiyonundan küçük ise ($\phi_m < \phi_s$), doğrultucu kontak oluşur. Kontakta önce (Şekil 2.3.a) yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden $\phi_s - \phi_m$ kadar düşüktür. Kontakta sonra (Şekil 2.3.b), metalden yarıiletken Fermi seviyeleri aynı hizaya gelinceye kadar elektron akışı meydana gelir. Buna bağlı olarak yarıiletkenin yüzey tabakası negatif olarak yüklenmiş olur. Bu negatif yük iyonize olmuş akseptörlerle oluşur ve bu yük d kalınlıklı bir uzay yükü tabakası boyunca dağılır.



Şekil 2.3. Metal p-tipi yarıiletken doğrultucu kontakta enerji bant diyagramları.

a) Kontakta önceki durum, b) Kontakta sonra ve termal dengedeki durum, c) $V < 0$ durumunda, d) $V > 0$ durumunda

Enerji seviyesi yarıiletken tarafında $\phi_s - \phi_m$ kadar yükseldiğinden, yarıiletkendeki holler için yüzey engeli

$$eV_d = \phi_s - \phi_m \quad (2.3)$$

olur. Kontakın metal tarafında holler için potansiyel engeli ise

$$E_s - \phi_m \quad (2.4)$$

olarak verilir.

Termal uyarılmadan dolayı, yarıiletkenin bazı holleri potansiyel engelini aşıp metalin içine geçecek kadar enerji kazanırlar ve metalin içinde termal olarak oluşan bazı hollerde yarıiletkenin içine potansiyel engelini aşıp geçecek kadar enerji kazanırlar. Böylece engeli geçen eşit ve zıt I_0 akımları oluşur.

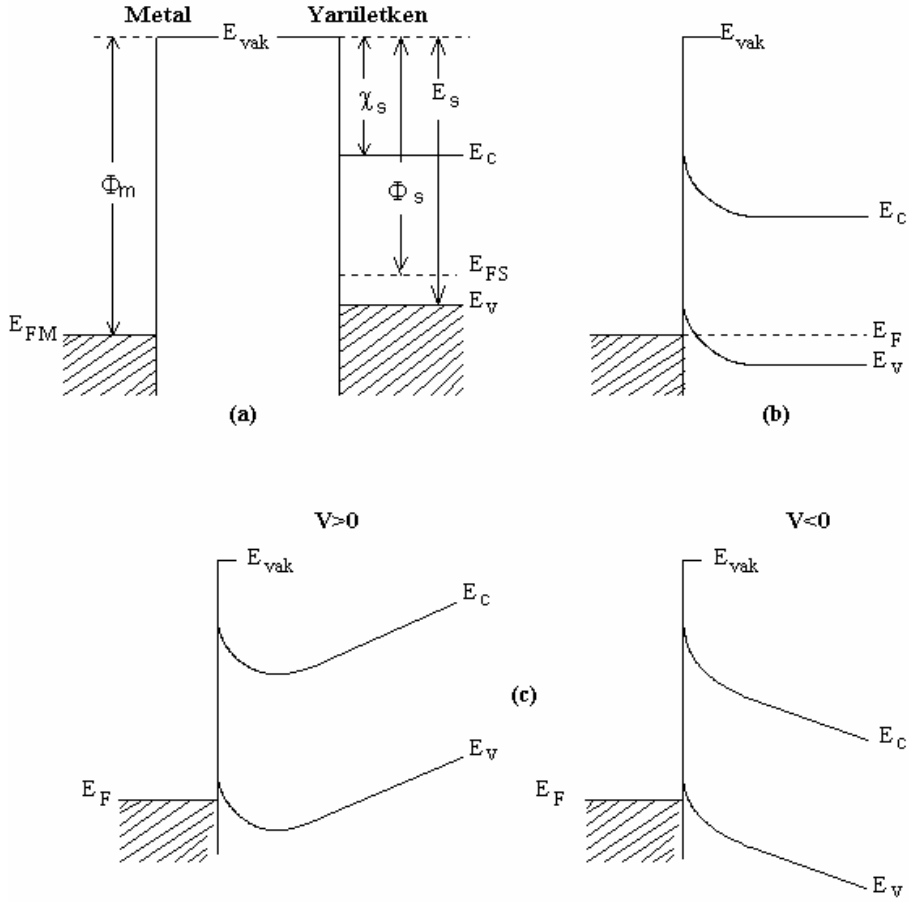
Yarıiletkene bir V gerilimi uygulanırsa (şekil2.3.c), soldan sağa (metalden yarıiletkene) doğru olan hol akımı (I_0) değişmez. Fakat sağdan sola(yarıiletkenden metale) doğru olan hol akımı $\exp(eV/kT)$ çarpanı kadar değişir. Zira yarıiletkendeki holler için engel yüksekliği eV kadar azalmış ama metaldeki boşluklar için ise değişmemiştir. Sağdan sola olan doğrultu pozitif akım doğrultusu olarak alınır, karakteristik akım-gerilim ifadesi

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.5)$$

Şeklinde olur. Bu durumda, akım bir doğrultuda diğerine göre daha büyüktür. O halde kontak, doğrultucu kontaklır.

2.3.2. Metal p-tipi yarıiletken omik kontak

Metal p-tipi yarıiletken kontakta $\phi_m > \phi_s$ olursa omik kontak oluşur. Yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden $\phi_m - \phi_s$ kadar yukarıdadır. Kontakta sonra metal ve yarıiletkenin elektrokimyasal enerjileri (Fermi seviyeleri) aynı düzeye gelinceye kadar yarıiletkenden metale elektron geçişi gerçekleşir.(Ziel,1968). Sonuçta bir denge durumuna ulaşılır. Yarıiletkenin Fermi seviyesi $\phi_m - \phi_s$ kadar alçalır. Kontakta önceki ve sonraki enerji-bant diyagramları verilmiştir. (Şekil 2.4.a ve 2.4.b)



Şekil 2.4. Metal p-tipi yarıiletken omik kontakta enerji bant diyagramları.

- a) Kontakta önceki durum, b) Kontakta sonraki durum,
 c) $V > 0$ durumunda, d) $V < 0$ durumunda

Elektronlar yarıiletken tarafında bir deşik bırakarak metale geçerler. Bu geçişler metal üzerinde negatif, yarıiletken üzerinde pozitif yüzey yükünün oluşmasına yol açar. Böylece yarıiletkendeki Fermi seviyesi $\phi_m - \phi_s$ kadar düşer. Metal (+) ve yarıiletken tarafı (-) olacak şekilde bir voltaj uygulanırsa, ters belsem durumunda metalin iletkenlik bandında termal olarak oluşan holler yarıiletkenin içine kolay bir şekilde hareket edebilirler. Bu şekilde akımı iki doğrultuda da geçirebilen kontaklar, omik kontaklar.

2.4. Schottky Diyotlarda Akım İletim Teorileri

Metal-yarıiletken kontaklarda akım iletim mekanizmaları Rhoderick (1970) tarafından detaylı olarak incelenmiştir.

Metal yarıiletken kontaklarda akım çoğunluk taşıyıcıları (elektron veya deşikler) ile sağlanmaktadır (Sze,1981). Metal n-tipi yarıiletken diyotlarda elektronlar, metal p-tipi yarıiletken diyotlarda ise boşluklar (holler) akım sağlayıcılarıdır. p-n eklem diyotlarında ise akım, azınlık taşıyıcıları tarafından sağlanır.

2.4.1. Termiyonik emisyon teorisi

Bu teoriye göre; elektronlar termal enerjileri nedeniyle, metalden yarıiletkene veya yarıiletkenden metale geçerler. Sıcak bir yüzeyden elektron veya boşluk salınması termiyonik emisyon olarak bilinir (Ziel,1968; Rhoderick ve Williams,1988).

Bu teoriye göre;

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

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

$$dn = N_d \left(\frac{m_n^*}{2kT} \right)^{1/2} \exp \left(- \frac{1/2 m_n^* V_x^2}{kT} \right) dV_x \quad (2.6)$$

Bu denklemde; N_d donör yoğunluğunu, m_n^* elektronun etkin külesini, k Boltzman sabitini ve T mutlak sıcaklığı göstermektedir.

$J_{s \rightarrow m}$ akım yoğunluğu, potansiyel engeli geçebilmek için pozitif x yönünde yeterli hızlara sahip olan elektron konsantrasyonunun bir fonksiyonu kabul edilirse;

$$J_{s \rightarrow m} = e \int V_x dn \quad (2.7)$$

Şeklinde yazılabilir. Bu ifadede dn yerine (2.6) daki karşılığı yerine yazılırsa,

$$J_{s \rightarrow m} = e N_d \left(\frac{m_n^*}{2kT} \right)^{1/2} \int_{V_{0x}}^{\infty} V_x \exp \left(- \frac{1/2 m_n^* V_x^2}{kT} \right) dV_x$$

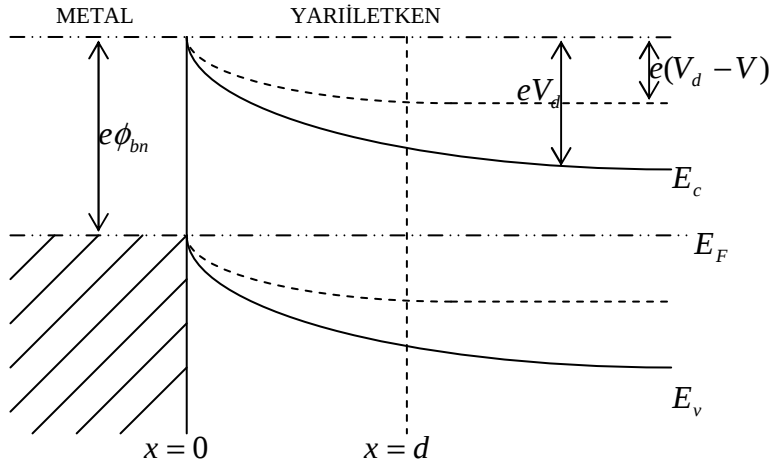
$$= eN_d \left(\frac{kT}{2m_n^*} \right)^{1/2} \exp \left(- \frac{1/2 m_n^* V_x^2}{kT} \right) \quad (2.8)$$

Burada $V_{0x} = \left(\frac{2eV_d}{m_n^*} \right)^{1/2}$ olup elektronun eV_d engelini geçmesi için gerekli limit hızdır.

Enerji korunumundan, $\frac{1}{2} m_n^* V_x^2 \geq eV_d$ olarak göz önüne alınırsa

$$J_{s \rightarrow m} = eN_d \left(\frac{kT}{2m_n^*} \right)^{1/2} \exp \left(- \frac{eV_d}{kT} \right) \quad (2.9)$$

şeklinde yazılabilir.



Şekil 2.5. Metal n-tipi yarıiletken doğrultucu kontağın enerji bant diyagramı. Kesikli çizgiler yarıiletkene $-V$ geriliminin uygulandığı durumu göstermektedir.

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

$$N_d = N_0 \exp \left(- \frac{E_F}{kT} \right)$$

$$= 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{E_F}{kT} \right) \quad (2.10)$$

şeklinde verilir. N_d 'nin bu değeri (2.8)'de yerine yazılırsa,

$$J_{s \rightarrow m} = \frac{4\pi m_n^* k^2}{h^3} T^2 \exp \left(-\frac{eV_d + E_F}{kT} \right) \quad (2.11)$$

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

$$e\phi_{bn} = eV_d + E_F \quad (2.12)$$

olur.(Şekil 2.5'ten) Bu ifade (2.11)'de yerine yazılırsa

$$J_{s \rightarrow m} = \frac{4\pi m_n^* k^2}{h^3} T^2 \exp \left(-\frac{e\phi_{bn}}{kT} \right) \quad (2.13)$$

eşitliği elde edilir. Bu eşitlikte $\frac{4\pi m_n^* k^2}{h^3}$ kısmının Richardson sabiti (A^*) olduğu göz önüne alınıp yeniden düzenlenirse;

$$J_{s \rightarrow m} = A^* T^2 \exp \left(-\frac{e\phi_{bn}}{kT} \right) \quad (2.14)$$

olarak ortaya çıkar.

Metal n-tipi Schottky diyotu doğru beslendiği zaman (omik tarafa $-V$ potansiyeli uygulanırsa) engel yüksekliği azalır. Bu nedenle akım yoğunluğu

$\exp \left(\frac{eV}{kT} \right)$ çarpanı ile artar. Bu yüzden akım yoğunluğu denklemi,

$$J_{s \rightarrow m} = A^* T^2 \exp \left(-\frac{e\phi_{bn}}{kT} \right) \exp \left(\frac{eV}{kT} \right) \quad (2.15)$$

biçiminde yazılabilir.

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

$$J_{s \rightarrow m} = \left[A^* T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_{bn}}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.16)$$

olur Bu denklemdeki $A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{bn}}{kT}\right)$, doyma akım yoğunluğu (J_0) olup aşağıdaki gibi yazılabilir. (Sze,1981; Rhoderick ve Williams,1988).

$$J_0 = A^* T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_{bn}}{kT}\right) \quad (2.17)$$

(2.16) ifadesi yeniden yazılırsa

$$J_{s \rightarrow m} = J_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.18)$$

biçimine dönüşür. Doyma akımı sıcaklığa sıkı bir şekilde bağlıdır. Eşitlik (2.17) de görüleceği üzere doyma akımı uygulanan potansiyele bağlı değildir. Fakat pratikte çoğu kere doyma akımının, uygulanan potansiyelle hafifçe değiştiği gözlenmiştir. Bunun nedeni Schottky olayıdır. Schottky olayı, metal-yarıiletken yapılarda elektrostatik etkileşmeden dolayı potansiyel engelinin $e(\Delta\phi_{bn})$ kadar alçalmasıdır. Bu engel alçalması

$$e(\Delta\phi_{bn}) = \alpha_0 (V_d + V)^{1/4} \quad (2.19)$$

Bağıntısı ile verilir. Bu bağıntıda $\alpha_0 = \left(\frac{e^7 N_d}{8(\epsilon_s \epsilon_0)^3 \pi^2 (kT)^4} \right)^{1/4}$ biçiminde bir sabittir.

Ters belsem doyma akım yoğunluğu ifadesinde $e\phi_{bn}$ yerine $e(\phi_{bn} - \Delta\phi_{bn})$ yazılırsa,

$$J_0 = A^* T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_{bn}}{kT}\right) \exp\left[\alpha_0 (V_d + V)^{1/4}\right] \quad (2.20)$$

Elde edilir. Bu ifade uygulanan gerilimle değişmektedir.

2.4.2. Difüzyon teorisi

Düşük seviyedeki mobiliteye sahip yarıiletkenlerde akım iletimi difüzyon teorisi uygulanabilir. Potansiyel engelinden taşıyıcıların difüzyonuna dayanan bu teori 1938’de Schottky ve Spenke tarafından aşağıdaki kabuller yapılarak geliştirilmiştir.(Schottky ve Spenke,1939; Schottky,1938)

a) Engel yüksekliği kT'' ’den çok büyüktür ($q\phi_{bn} \gg kT$)

b) Tüketim bölgesinin içine olan elektron çarpışmaları ihmal edilemez. holler tüketim bölgesinde çarpışmalara uğrar ve ortalama serbest yolları tüketim bölgesi genişliğinden küçüktür.

c) $x=0$ ve $x=w$ noktalarındaki taşıyıcı yoğunluğu akım akışından etkilenmez.

d) Yarıiletkenin katkı atomu konsantrasyonu değişmez.

Bu teoriye göre, akım yoğunluğu aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$J_{s \rightarrow m} = J_0 \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.21)$$

Bu ifade termiyonik emisyon teorisindeki akım yoğunluğu ifadesi(2.18) ile benzerdir. Fakat doyma akım yoğunluğu farklılık arz etmektedir. Difüzyon teorisindeki doyma akım yoğunluğu (J_0) , gerilimle çok hızlı bir şekilde değişir fakat sıcaklığa daha az bağlıdır.

2.5. Schottky Diyot Parametrelerinin Cheung Fonksiyonları Yardımıyla Belirlenmesi

Metal-yarıiletken yapıların(Schottky diyot) doğru belsem I - V karakteristiklerinin hesaplanmasında. Cheung (1986) farklı bir yöntem takip etmiştir. Buna göre termiyonik emisyondan teorisinden bulunan akım yoğunluğu diyotun A etkin alanı ile çarpılırsa, diyottan geçen toplam akım;

$$J_{S \rightarrow M} = \left[A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{bn}}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.22)$$

$$I = A.J = AA^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{bn}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.23)$$

olarak bulunur. Burada $qV \gg 3kT$ olduğundan 1 ihmal edilebilir. Pratikte, uygulanan potansiyelin hepsi arınma bölgesinde düşmediğinden, ideal durumdan sapmalar meydana gelir. Bu durumu ifade edebilmek için, birimsiz bir sabit olan idealite faktörü(n) kullanılır.

Bu durumda akım denklemi

$$I_n = AA^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{bn}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \right] \quad (2.24)$$

şekline dönüşür. Burada V uygulanan voltajdır. Bu voltajın seri dirençten dolayı $I.R_s$ kadar kısmı düşer. Dolayısıyla V yerine $V - I.R_s$ şeklinde yazılabilir. Burada akım denklemi;

$$I_n = A.J = AA^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{bn}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{q(V - I.R_s)}{nkT}\right) \right] \quad (2.25)$$

biçiminde yazılabilir. Bu denklemin doğal logaritması alınır

$$V = \left(\frac{nkT}{e}\right) \ln\left(\frac{I_n}{AA^* T^2}\right) + n\phi_{bn} + I.R_s \quad (2.26)$$

eşitliği elde edilir. Bu eşitliğin $\ln I$ 'ya göre türevi alınır

$$\frac{dV}{d(\ln I)} = \frac{nkT}{e} + I.R_s \quad (2.27)$$

Eşitliğine dönüşür. Bu eşitlikten; $dV / d(\ln I)$ 'nın I 'ya göre grafiği çizilirse bir doğru vereceği

anlamı çıkar. Bu doğrunun eğimi, seri direnci (R_s), düşey eksen kestiği nokta ise idealite faktörü(n) değerlerini verir (Cheung ve Cheung,1986).

Potansiyel engelini (ϕ_{bn}) bulmak için, (2.25) bağıntısı göz önünde bulundurularak

$$H(I) = V - \left(\frac{nkT}{e}\right) \ln\left(\frac{I}{AA^* T^2}\right) \quad (2.28)$$

şeklinde bir $H(I)$ fonksiyonu tanımlanabilir. O halde potansiyel engelini bulmak için aşağıdaki gibi bir eşitlik yazılabilir.(2.26) ve (2.27) eşitliklerinden

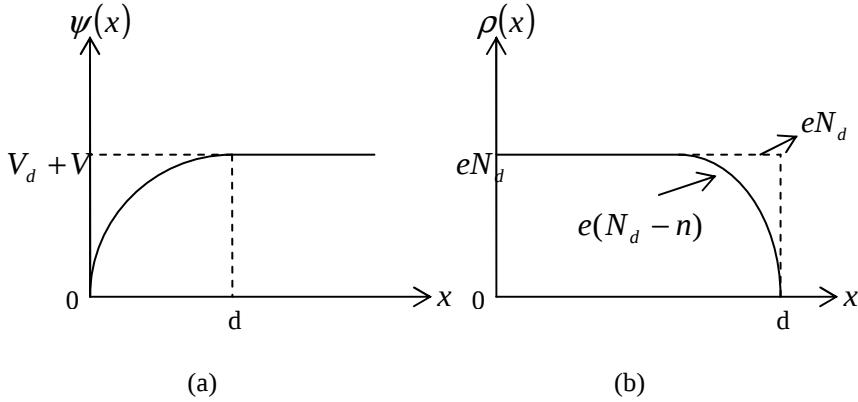
$$H(I) = n\phi_{bn} + I.R_s \quad (2.29)$$

şeklinde yazılabilir.

(2.29) eşitliğinin $H(I) - I$ grafiği çizilirse yine bir doğru verecektir. Bu doğrunun eğimi seri direncin (R_s) değerini, doğrunun $H(I)$ eksenini kestiği nokta ise engel yüksekliği ($q\phi_{bn}$) değerini verir.

2.6. Metal-Yarıiletken Kontaklarda Schottky Kapasitesi

Metal-yarıiletken kontaklarda arınma bölgesi, yarıiletken tarafındaki uzay yükleri (iyonize olmuş donörler) ve metal tarafındaki yüzey yüklerinden (negatif) dolayı bir kondansatör gibi davranır. Ters belsemde gerilim artarsa arınma bölgesinin genişliğini artır. Arınma bölgesindeki yük değişir. Yük değişimi sığa değişimine sebep olur. (Rhoderick ve Williams, 1988; Ziel, 1968). Bu sebepten dolayı bu diyotlar kapasitörler olarak kullanılırlar. Kontakın yarıiletken tarafında metale yakın önemli bir hol yoğunluğu mevcutsa, yeni Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesi ile çakışacağından hol yoğunluğu düşecektir.



Şekil 2.6. Metal n-tipi yarıiletken doğrultucu kontakta,
a) Potansiyel dağılımı, b)Yük dağılımı

Ters belsem altındaki kontak sığasından diyot parametreleri ile ilgili önemli bilgiler elde edilebilir. Metal yarıiletken kontakın potansiyel dağılımı ve yük yoğunluğu arasındaki ilişki Poisson eşitliği ile verilir. (Ziel, 1968).

$$\nabla^2 \psi(x) = \frac{d^2 \psi(x)}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_s \epsilon_0} \quad (2.30)$$

Bu denklemde ϵ_s yarıiletkenin dielektrik sabiti, ϵ_0 boşluğun dielektrik sabiti, $\rho(x)$ konuma bağlı uzay yük yoğunluğudur.

Yarıiletkenin donör yoğunluğu N_d , iletkenlik bandındaki elektron yoğunluğu n olmak üzere; $\rho(x)$ uzay yük yoğunluğu:

$$\rho(x) = e(N_d - n) \quad (2.31)$$

İfadesi ile verilir. Metal n-tipi yarıiletken doğrultucu kontağın $\psi(x)$ yüzey potansiyel fonksiyonu ile $\rho(x)$ uzay yükü yoğunluğunun konuma bağlı değişimleri şekil 2.6.a ve b 'de görülmektedir.

Engel tabakasının difüzyon potansiyelini V_d ile, kontağa uygulanan potansiyel V ile gösterilirse;

$e(V_d - V) \gg kT$ olduğundan $0 \leq x \leq d$ aralığında $N_d \gg n$ olur. Bu nedenle

$$\rho(x) \cong eN_d \quad (2.32)$$

ifadesi yazılabilir. (2.31) ve (2.32) ifadeleri Poisson denkleminde kullanılırsa

$$\frac{d^2 \psi(x)}{dx^2} = -\frac{eN_d}{\epsilon_s \epsilon_0} \quad (2.33)$$

Şeklinde elde edilir. (2.33) eşitliği sınır şartları altında çözülürse potansiyel dağılımını bulabiliriz. Sınır şartları:

$$\begin{aligned} 1) x = 0 \text{ 'da} & \quad \psi(x) = 0 \\ 2) 0 \leq x \leq d & \quad \psi(x) = V_d \pm V \\ 3) x = d \text{ 'de} & \quad \frac{d\psi(x)}{dx} = 0 \end{aligned}$$

Üçüncü sınır şartı göz önünde tutularak (2.33) eşitliğinin integrali alınırsa kontak bölgesindeki elektrik alanı elde ederiz:

$$E(x) = \frac{d\psi(x)}{dx} = -\frac{eN_d}{\epsilon_s \epsilon_0} (x - d) \quad (2.34)$$

Bu ifadenin birinci sınır şartı altında integralini alırsak potansiyel dağılım fonksiyonunu buluruz:

$$E(x) = -\frac{eN_d}{\epsilon_s \epsilon_0} \left(\frac{1}{2} x^2 - xd \right) \quad (3.35)$$

Bu denklemin de ikinci sınır şartı altında çözersek Schottky tabakasının genişliği (d) bulunur:

$$d = \left[\frac{2\epsilon_s \epsilon_0}{eN_d} (V_d \pm V) \right]^{1/2} \quad (2.36)$$

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

$$Q = eN_d d = [2\epsilon_s \epsilon_0 eN_d (V_d \pm V)]^{1/2} \quad (2.37)$$

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

$$C = \frac{dQ}{dV} = \left[\frac{e\epsilon_s \epsilon_0 N_d}{2(V_d + V)} \right]^{1/2} = \frac{\epsilon_s \epsilon_0}{d} \quad (2.38)$$

Bu ifadeden; C 'nin V ile ters, N_d ile doğru orantılı olduğu görülür. Uygulanan voltaj(V) arttırıldığında; kapasite(C) azalır, Schottky tabakasının genişliği(d) artar. Donor yoğunluğu(N_d) artarsa; kapasite artar, buna bağlı olarak Schottky tabakasının genişliği(d) azalır. Denklem (2.38)'den

$$C^{-2} = \frac{2(V_d + V)}{e\epsilon_s \epsilon_0 N_d} \quad (2.39)$$

olarak yazılabilir. Bu ifadeden anlaşılacağı üzere $C^{-2} - V$ grafiği bir doğru verir. Bu doğrunun eğiminden,

$$N_d = \frac{2}{e\epsilon_s \epsilon_0} \cdot \frac{dV}{d(C^{-2})} \quad (2.40)$$

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

2.7. Schottky Olayı

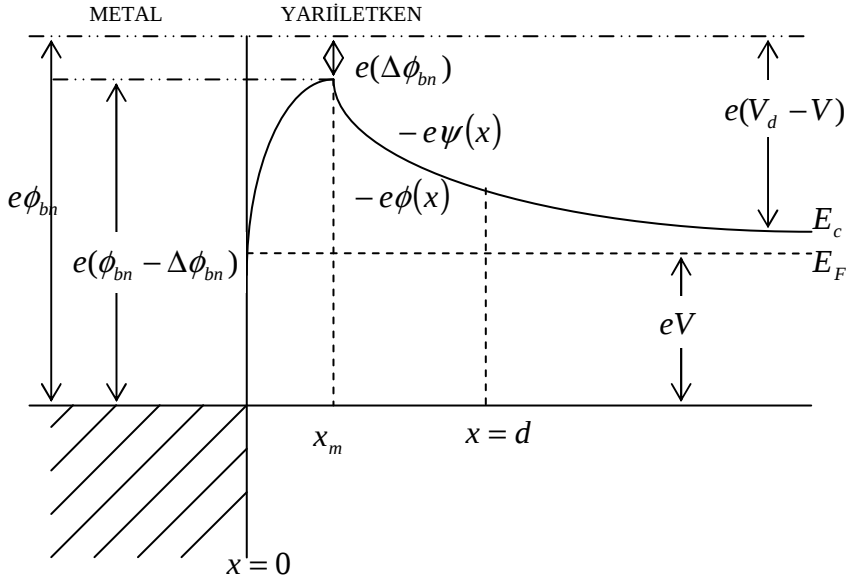
Bir metal ile yarıiletken, kontak haline getirildiğinde metal-yarıiletken arayüzeyinde bir potansiyel engeli oluşur. Bu, potansiyel engelinin elektrik alan uygulandığında, hayali kuvvet indüklemesiyle azalması olarak tarif edilir. Diğer bir

anlatımla; Schottky engel düşüşü olayı, metal-yarıiletken yapılarda elektrostatik etkileşmeden dolayı potansiyel engelinin $e(\Delta\phi_{bn})$ kadar alçalmasıdır.

Bir elektron, metalden x kadar uzaklıkta bulunduğunda, metalin yüzeyinde pozitif bir yük oluşturur. Dolayısıyla bu elektron bir elektrik alanı oluşturacaktır. Elektron ve bu pozitif yük arasındaki çekim kuvveti, bu elektron ile $-x$ konumundaki pozitif yük arasındaki kuvvete eşittir. Bu pozitif yük hayali bir yük gibi değerlendirilir. Bu iki yük arasındaki çekim kuvveti hayali kuvvet olarak adlandırılır ve denklem (2.41) ile ifade edilir.

$$F = \frac{-e^2}{4\pi(2x)^2 \epsilon_0} = \frac{-e^2}{16\pi\epsilon_0 x^2} = -eE \quad (2.41)$$

Bu etki Şekil 2.7’de görülmektedir. Burada ϵ_0 boş uzayın dielektrik sabiti ve e elektronun yüküdür.



Şekil 2.7. Schottky etkisinin varlığında, metal n-tipi yarıiletken kontağının enerji bant

Elektronun potansiyel enerjisi ise;

Bir elektronun sonsuzdan bir x noktasına gelirken yaptığı iş denklem (2.42) ile ifade edilir.

$$\int_{\infty}^x F dx = \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 x} \quad (2.42)$$

Dış elektrik alan sıfır iken potansiyel denklem (2.43) ile ifade edilir.

$$\phi(x) = \frac{e}{16\pi\epsilon_0 x} \quad (2.43)$$

Bir dış E elektrik alan uygulandığında, uzaklığın fonksiyonu olarak toplam potansiyel enerji denklem (2.44) ile ifade edilir.

$$\phi(x) = \frac{e}{16\pi\epsilon_0 x} + eEx \quad (2.44)$$

Schottky engel yüksekliğindeki azalma miktarı $\Delta\phi$ ve engelin tepe noktasının yeri x_m (Şekil 2.7) $d\phi(x)/dx = 0$ şartından bulunur ve denklem (2.45) ve (2.46) ile ifade edilir.

$$x_m = \sqrt{\frac{e}{16\pi\epsilon_0 E}} \quad (2.45)$$

$$\Delta\phi = \sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon_0}} = 2Ex_m \quad (2.46)$$

2.8. Schottky Diyotlarda Engel Yüksekliğini Belirleme Metotları

2.8.1. Akım-voltaj karakteristiklerinden engel yüksekliğinin belirlenmesi

Metal-yarıiletken (Schottky) kontaklar, yüksek mobiliteye sahip yarıiletken maddelerden (içinde elektronların daha hızlı hareket ettiği maddeler) yapılmaktadır. Kontakta ait akım-voltaj ($I - V$) karakteristikleri termoiyonik emisyon teorisine dayanmaktadır. (Chattopadhyay ve Raychaudhuri, 1992; Türüt ve ark., 1996). Bu durum doğru beslem voltajının küçük değerleri için geçerlidir. Schottky diyotlarda akım çoğunluk taşıyıcıları tarafından sağlanır. Termiyonik emisyon teorisi, elektronların termal enerjileri nedeniyle potansiyel engelini aşarak

metalden yarıiletkeneye veya yarıiletkendten metale geçtiğini kabul eder. Metal n-tipi yarıiletken diyotlarda elektronlar, metal p-tipi yarıiletken diyotlarda ise boşluklar (holler) akım sağlayıcılarıdır. Bu teoriye göre;

$$J = J_0 [\exp(qV / kT) - 1] \quad (2.47)$$

Burada J akım yoğunluğudur ve J_0 ise doyma akım yoğunluğu olup,

$$J_0 = A^* T^2 \exp[-q\phi_b / kT]$$

ifadesiyle verilir. Burada A^* , termoionik olay için etkin Richardson sabitidir ve

$$A^* = \frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3}$$

şeklinde ifade edilir. Pratikte diyotlar, ideal denklemi (2.47) sağlamayabilir. Fakat akım yoğunluğu ifadesi (J) aşağıdaki gibi değiştirilirse deneysel sonuçlara daha uygun olacaktır.

$$J = J_0 \exp(qV / nkT) [1 - \exp(-qV / kT)] \quad (2.48)$$

Bu ifadede n , idealite faktörü olup, diyodun ideallığının bir ölçüsü olarak görülebilir. İdealite faktörü $n \geq 1$ değerlerini alabilir. Eğer $n=1$ olduğu kabul edilirse, bu ideal bir diyot anlamına gelir ki bunun deneysel olarak sağlanması oldukça zordur ve belki de imkânsızdır. $n=1$ için (2.48) eşitliği (2.47) eşitliğine indirgenir. $V \gg 3kT/q$ için, (2.2) Eşitliği, idealite faktörü de dikkate alınarak, daha basit bir biçimde aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$J = J_0 \exp(qV / nkT) \quad (2.49)$$

Bu ifade kullanılarak; J 'nin tabii logaritmasının V ye karşı grafiği çizilecek olursa, doğru beslem bölgesinde, $V < 3kT/q$ bölgesi dışında tam bir doğru verecektir. Pratikte akımı (I) ölçmek, akım yoğunluğunu (J) belirlemekten daha kolaydır ve J 'nin tam doğru bir değerinin elde edilmesi diyotun yüzey alanının (S) doğru bir ölçümünü gerektirir. Diyotun etkin yüzey alanının küçüklüğü dikkate alınır, doğrudan akımı ölçmenin daha uygun olacağı anlaşılır.

Eğer biz (2.48) denkleminde $V \gg 3kT/q$ şartını koymadan, doğrudan $\ln[I / \{1 - \exp(qV / kT)\}]$ 'nin V 'ye karşı grafiğini çizicek olsaydık, doğru beslem bölgesinde, herhangi bir sınırlama olmadan tüm V değerleri için (sadece V 'nin $3kT/q$ 'den küçük olduğu bölge için değil) bir doğru verecekti. $\ln I - V$ grafiğinden doyma akım yoğunluğunu (I_0) büyük bir doğrulukla tespit etmek mümkündür. Diyotun ideallikten sapması, $\ln I - V$ grafiğinde doğru beslem bölgesindeki lineerlikten sapmadan görülebilir.

Bir diyotun akım denklemi, akım yoğunluğu (J) ile diyotun etkin alanının (A) çarpımına eşittir.

$$I = A.J = A.J_0 \exp(qV / nkT) \quad (2.50)$$

Burada J_0 doyma akım yoğunluğu olup,

$$J_0 = A^* T^2 \exp[-q\phi_b / kT] \quad (2.51)$$

İfadesi ile verilir.

$$I = A.J = AA^* T^2 \exp[-q\phi_b / kT] \exp(qV / nkT) \quad (2.52)$$

Bu bağıntıda $AA^* T^2 \exp[-q\phi_b / kT]$ yerine I_0 yazılırsa diyottan geçen toplam akım

$$I = I_0 \exp(qV / nkT) \quad (2.53)$$

şeklinde elde edilir.

Burada; I_0 ters doyma akım yoğunluğu, ϕ_b diyotun engel yüksekliği, A diyotun etkin alanı k Boltzman sabiti, A^* Richardson sabiti, q Elektron yükü, T Kelvin cinsinden ortamın sıcaklığıdır.

$I_0 = AA^* T^2 \exp[-q\phi_b / kT]$ bağıntısı,

$\frac{I_0}{AA^* T^2} = \exp[-q\phi_b / kT]$ olarak yazılabilir. Her iki tarafın tabii logaritması

alınarak,

bu son ifade yeniden düzenlenirse,

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

şeklini alır. Buradan engel yüksekliği ifadesi

$$q\phi_b = kT \ln\left(\frac{AA^* T^2}{I_0}\right) \quad (2.54)$$

olarak elde edilir.

$I - V$ karakteristiklerinden belirlenen engel yüksekliğinin güvenilir olabilmesi için, akımın belirlenmesinde Termoiyonik Emisyon Teorisinin geçerli olduğundan emin olmak gerekir. Böyle olması için, idealite faktörünün küçük değerler almasıyla ($n < 1,1$) $\ln I - V$ grafiğinin doğru beslem bölgesindeki kısmı iyi bir doğru olmalıdır. Diyodun ideallikten uzaklaşmasını gösteren; n 'nin büyük değerler alması veya $I - V$ karakteristiklerinin lineerlikten uzaklaşması, kalın bir arayüzey tabakasının varlığından ya da deplasyon bölgesindeki rekombinasyonlardan ileri gelebilir ve bu durumda akım Termoiyonik Emisyon Teorisiyle belirlenemeyecektir. Genellikle metal yarıiletken (MS) diyotlarda engel yüksekliği, akım-voltaj karakteristiklerinden elde edilir. Bunun için voltajın bir

fonsiyonu olarak akımın logaritmik değerleri ile $\ln I - V$ grafiği çizilir. Bu grafiğin akım eksenini kestiği nokta doyma akım yoğunluğunu (I_0) verir. I_0 değeri (2.54) eşitliğinde kullanılarak engel yüksekliği bulunur. Pratikte ideal diyot elde etmek zordur. Bu zorluk, numune fabrikasyonu esnasında kristal yüzeyinin ortamdaki kaynağın oksitlenmesi veya kimyasal temizleme esnasında oksitlenmesinden kaynaklanabilir.

2.8.2. Kapasitans-voltaj karakteristiklerinden engel yüksekliğinin belirlenmesi

İdeal bir metal yarıiletken (MS) kontağın birim yüzey alanı başına arınma (deplasyon) bölgesinin sığası,

$$C = q\epsilon_s N_A / 2(V_d - V) \quad (2.55)$$

Bu eşitlikten

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2(V_d - V)}{q\epsilon_s N_A} \quad \text{dır.} \quad (2.56)$$

Yukarıdaki ifadede; ϵ_s yarıiletkenin geçirgenlik katsayısı, N_A akseptör yoğunluğu (p-tipi yarıiletken için), V_d difüzyon potansiyelini ifade etmektedir. Bu eşitlikten görüleceği üzere $C^{-2} - V$ grafiğinden bir doğru elde edilir. $C^{-2} - V$ grafiğinde bu doğrunun V eksenini kestiği nokta difüzyon potansiyeli (V_d) değerini verir.

Arayüzey tabakalı bir metal yarıiletken (MIS) diyot göz önüne alındığında arınma bölgesi sığası, şu şekilde ifade edilebilir:

$$C = C_2 \left[\frac{q\epsilon_s N_A}{2(\phi_{bp} - C_2 V - V_p)} \right]^{1/2} \quad (2.57)$$

$$C^{-2} = 2 \cdot \frac{(\phi_{bp} - C_2 V - V_p)}{C_2^2 q\epsilon_s N_A} \quad (2.58)$$

Genel olarak yeterince yüksek frekanslarda yarıiletkenle dengede bulunan arayüzey halleri sığaya katkıda bulunmadığı durumda $C^{-2} - V$ grafiği bir doğrudur. Bu yüzden (2.57) eşitliği, yüksek frekanslarda $C^{-2} - V$ grafiğinin eğiminin sabit olduğunu gösterir. $C^{-2} - V$ grafiğinin eğiminden,

$$C_2 = \frac{2}{q\epsilon_s N_A \left\{ \frac{d}{dV}(C^{-2}) \right\}} \quad (2.59)$$

Bu grafiğin yatay eksenini kestiği noktadan difüzyon potansiyeli belirlenerek, engel yüksekliği,

$$\phi_{bp} = C_2 V_d + V_p \quad (2.60)$$

şeklinde bulunur. V_d , doğrunun V eksenini kestiği noktadan belirlenen difüzyon potansiyelidir.

Kapasitans-voltaj (C-V) tekniğini kullanırken, hataların ortaya çıkmasında mümkün birkaç kaynak vardır. Bunlar; metal-yarıiletken arayüzündeki yalıtkan tabakanın varlığı, yarıiletken yüzey yükünün (arayüzey hallerinin popülasyonu) uygulanan voltajla değişmesi, kontağın seri direnci, deplasyon bölgesindeki tuzaklar ve etkin kontak alanının deplasyon tabakası ile değişmesidir. Seri direnç ve tuzak etkileri, kapasitans frekanstan bağımsız olmadığında önemli olabilir. Çünkü yük relaxation zamanı, tuzaklanma taşıyıcıları ile birleşir. Gerçekte, bir frekans bağımlı kapasitans yasak enerji aralığındaki safsızlık seviyelerinin derinliğini kuvvetli bir biçimde gösterir.

Mademki deplasyon bölgesindeki bir tuzağın enerji seviyesi, Fermi seviyesine göre, uygulanan voltajla band bükülmesi değişirken (seviyenin yük durumu ve işgal edilmesinde olduğu gibi) değişebilir, öyleyse bu seviyeler kapasitansa ilave bir doğru beslem katkısı yapabilir. Böyle etkiler, yarıiletkende derin seviyelerdeki düşük konsantrasyonlu safsızlıkların ve defektlerin incelenmesinde ve karakterizasyonunda kullanılabilir.

Frekans bağımlılığının belirlenmesi bu yüzden, $C^{-2} - V$ grafiğinde doğrunun yatay eksenini (voltaj eksenini) kestiği noktadan difüzyon potansiyelini (V_d) tespit etmede uygun bir yoldur. Kapasitansın yüksek doğrulukta ölçümleri için $\omega^2 R^2 C^2 \ll 1$ olmalıdır. Burada; ω , modülasyon frekansı, R yarıiletken bulk direncidir. Kapasitansın frekans bağımlılığı, karakteristik bir ω değerinin üzerinde kaybolur.

Metal-yarıiletken (Schottky) kontaklarda, arayüzey tabakasının C-V karakteristikleri üzerine etkisi olabilir. Çünkü, arayüzeydeki oksit tabakasında tuzaklanmış yükler dipolleri oluşturabilir, yada yarıiletken gövdede imaj yüklerini oluşturabilir (Morgan ve Frey,1979). Arayüzey tabakasının optimum bir kalınlığı, yük tünelleme engelini ve idealite faktörünü minimize ederken, engel yüksekliğini maksimize edecek bir kalınlık olmalıdır (Fonash,1975; Hickmott,1980). Bu kalınlık için optimum değer $\approx 20 \text{ Å}$ ya da daha az olmalıdır (Meirhaeghe ve ark.,1980).

3. MATERYAL ve YÖNTEM

3.1 Giriş

Bu bölüm Al/p-Si/Sn metal-yarıiletken (Schottky) kontak diyotunun laboratuvar ortamında fabrikasyon işleminin nasıl yapıldığını içermektedir. İlk aşama numunenin hazırlanma ve kimyasal temizlenme işlemini, ikinci aşama kontak oluşumunu, üçüncü aşama ise alınan ölçümlerden diyot parametrelerinin bulunmasını ve karakteristiklerinin çıkarılmasını içermektedir.

Bu çalışmada, Atatürk Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü Araştırma Laboratuvarları'nda fabrikasyon işlemi yapılan kristal numuneler kullanılmıştır. Ölçüm alma işlemi ise Yüzüncü Yıl Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü Araştırma Laboratuvarı'nda gerçekleştirilmiştir.

3.2. Numunelerin Hazırlanması ve Temizlenmesi

Bu çalışmada [100] doğrultusunda büyütülmüş, öz direnci $\rho = 5 - 10$ ohm-cm olan kalay katkılı p-tipi silisyum kullanılmıştır. Diyot yapımında iyi netice alınabilmesi için, kullanılacak numunenin yüzeyinin organik ve mekanik kirlere arınmış olması gerekir. Bunun için kimyasal temizleme işlemine tabi tutulur.

3.2.1. Kimyasal temizleme

Silisyum kristalinin kimyasal olarak temizlenmesinde aşağıdaki işlem sırasıyla takip edilir:

- 1-) Asetonda ultrasonik olarak 10 dakika yıkanır.
- 2-) Metanolde ultrasonik olarak 10 dakika yıkanır.
- 3-) Deiyonize su ile iyice yıkanır.
- 4-) RCA1($H_2O : H_2O_2 : NH_3; 6 : 1 : 1$) 'de $60^\circ C$ 'de 10 dakika kaynatılır.
- 5-) Seyreltik HF ($H_2O : HF; 10 : 1$) ile 30 saniye yıkanır.
- 6-) RCA2($H_2O : H_2O_2 : HCl; 6 : 1 : 1$) 'de $60^\circ C$ 'de 10 dakika kaynatılır.
- 7-) Deiyonize su ile iyice yıkanır.
- 8-) Seyreltik HF ($H_2O : HF; 10 : 1$) ile, 30 saniye yıkanır.
- 9-) 15-20 dakika akan deiyonize su içerisinde konur.
- 10-) Azot gazı ile kurutulur.

Ayrıca buharlaştırmada kullanılacak metaller, metanolda 5 dakika ultrasonik olarak yıkanır. İyice temizlenmiş Si yüzeyinde bile yaklaşık 5 Å kalınlıkta bir oksit tabakasının oluşması kaçınılmazdır (Crowell ve Sze,1966; Rhoderick ve Williams,1988).

3.3. Schottky Diyotların Yapılması

3.3.1. Omik kontak yapımı

- Önce ısıtıcı % 10 lük HCl ile yıkanır, deiyonize su ile temizlenip kurutulur ve vakum cihazındaki yerine yerleştirilir.
- Vakum cihazı çalıştırılıp, vakum işlemi için hazır hale getirilir.
- Numunenin omik tarafına buharlaştırılacak metal kimyasal olarak temizlenir ve ısıtıcının üzerine yerleştirilir.
- Kristal vakum cihazındaki tablaya, mat tarafı aşağı bakacak şekilde yerleştirilir.
- Vakum işlemi sonucunda basıncın 10^{-5} torr değerine düşünce, ısıtıcı üzerine yerleştirilen %99,98 saflıkta olan alüminyum buharlaştırılır.
- Bir süre bekledikten sonra vakum cihazına hava verilir, numune vakum cihazından çıkarılarak kimyasal olarak temizlenmiş quartz potanın içine yerleştirilir, daha önce yakılarak 570°C 'ye ayarlanan fırında 3 dakika tavllanır.

Böylece omik kontak işlemi tamamlanmış olur.

3.3.2. Doğrultucu (Schottky) kontak yapımı

- Vakum cihazındaki ısıtıcı değiştirilir, kimyasal olarak temizlenir ve yerine yerleştirilir.
- Vakum cihazı çalıştırılıp, vakum işlemi için hazır hale getirilir.
- Kimyasal olarak temizlenen %99,98 saflıktaki kalay metali ısıtıcı üzerine yerleştirilir.
- Numuneyi uygun yükseklikte seçilmiş olan tezgâhın üzerindeki delik çapları 1mm olan maskenin üzerine, parlak tarafı aşağı bakacak şekilde yerleştirilir.
- Basıncın düşmesi için gerekli işlem yapılarak, 10^{-5} Torr değerine düşünce buharlaştırma işlemi yapılır.
- Buharlaştırma işleminden kısa bir süre sonra, sisteme hava verilip numune vakum cihazından çıkarılır.

3.4. Ölçümler

Numunelerin Akım-Voltaj (I-V), Kapasitans-Voltaj (C-V) ve Kapasitans-frekans (C-f) ölçümleri için Yüzüncü Yıl Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü Katıhal Fiziği Araştırma laboratuvarında mevcut, Yüzüncü Yıl Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Başkanlığının desteği ile alınan “KEITHLEY 6487 PICOAMMETER/VOLTAGE SOURCE” cihazı ile “AGILENT 4294A PRECISION IMPEDANCE ANALYZER” cihazları kullanıldı.

3.4.1. Akım-voltaj ölçümleri

Numunelerin -0.8 Volt ile 0.8 Volt aralığında ters belsem ve doğru belsem ölçümleri alındı ve $I - V$ grafikleri çizildi. (Şekil 3.1)

$I - V$ karakteristiklerinden idealite faktörü, engel yüksekliği ve seri direnç değerleri bulundu.

Diyotların idealite faktörlerini hesaplamak için (2.27) bağıntısından

$$n = \frac{e}{kT} \cdot \frac{dV}{d(\ln I)} \quad (3.1)$$

ifadesi kullanıldı. Bu ifadede $\frac{dV}{d(\ln I)}$ teriminin değeri, $\ln I - V$ grafiklerinin lineer kısımlarının eğiminden elde edildi. Engel yüksekliği için (2.54) bağıntısı kullanıldı.

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

Bu ifadede doyma akım yoğunluğu (I_0) değerleri $\ln I - V$ grafiğinin doğru belsem tarafındaki lineer kısmının düşey eksenini (akım eksenini) kestiği noktadan tespit edildi.

Diyotların idealite faktörlerini bulmak için (2.27) eşitliği kullanıldı. $dV/d(\ln I)$ 'nın I 'ya göre grafiğinde doğrunun eğimi seri direnci (R_s), düşey eksenini kestiği nokta ise idealite faktörü(n) değerlerini verir.

Bu yolla diyotların idealite faktörü değeri 1.06 ile 1.12 arasında, engel yüksekliği değeri ise 0.75 ile 0.79 arasında elde edildi. (Çizelge 3.1)

Temel akım denklemi $I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right]$ kullanılarak elde edilen (2.27) ve (2.29)

$$\frac{dV}{d(\ln I)} = \frac{n k T}{e} + I \cdot R_s$$

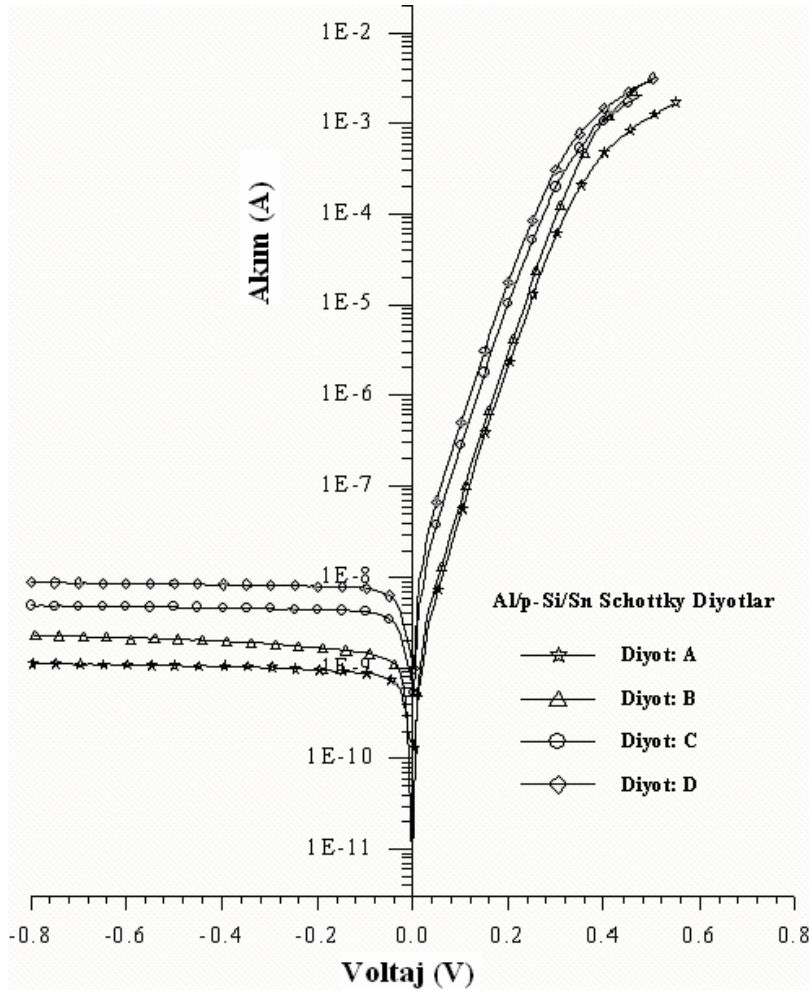
$$H(I) = n\phi_{bn} + I \cdot R_s$$

Cheung fonksiyonları kullanılarak seri direnç (R_s), İdealite faktörleri ve engel yüksekleri yeniden elde edildi. Numunelerin Cheung fonksiyonlarına ait

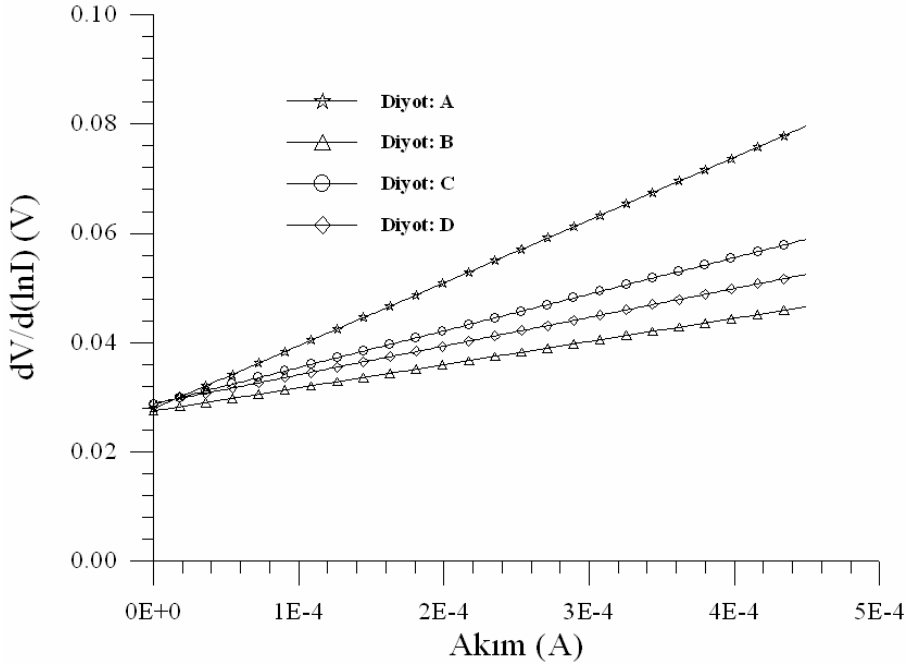
$\frac{dV}{d(\ln I)} - I$ grafikleri Şekil 3.2’de görülmektedir. $\frac{dV}{d(\ln I)} - I$ grafiğinde;

doğrunun $I = 0$ iken düşey eksenini kestiği noktadan idealite faktörü, eğiminden de seri direnç bulundu.

Bu yolla numunelerin seri dirençleri ise 42.40 Ω ile 114.90 Ω arasında idealite faktörleri 1,06 ile 1.11 arasında, engel yükseklikleri 0.77 eV ile 0.81 eV arasında hesaplandı (Bkz. Çizelge 3.1).



Şekil 3.1. Numunelerin ters belsem ve doğru belsem $\ln I - V$ grafikleri.



Şekil 3.2. Numunelerin ters belsem ve doğru belsem $dV / d(\ln I) - I$ grafikleri.

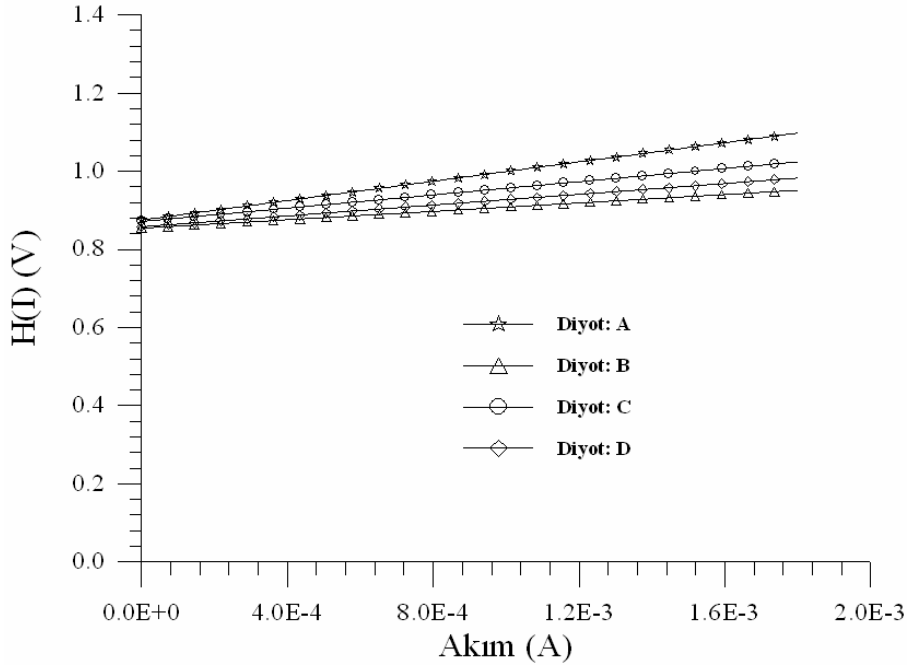
Kontaklara ait $H(I) - I$ grafiklerinden de engel yüksekliği (ϕ_b) ve seri direnç (R_s) değerleri bulundu (Şekil 3.3).

Yine temel akım denkleminde elde edilen (2.29) numaralı

$$H(I) = n\phi_{bn} + IR_s$$

Cheung fonksiyonu kullanılarak engel yüksekliği ve seri direnç bulundu. $H(I) - I$ grafiğinde doğrunun $I = 0$ iken düşey eksenini kestiği noktadan engel yüksekliği değeri ($n\phi_{bn}$) elde edilir. Burada n değeri, (2.27) ifadesinden elde edilen değerdir. Bu grafikte doğrunun eğimi yine seri direnç değerini vermektedir.

Bu yolla engel yüksekliği 0.81-0.77 eV arasında, seri direnç ise 53.80-123.40 Ω aralığında tespit edildi (Bkz. Çizelge 3.1).



Şekil 3.3. Numunelerin ters belsem ve doğru belsem $H(I) - I$ grafikleri.

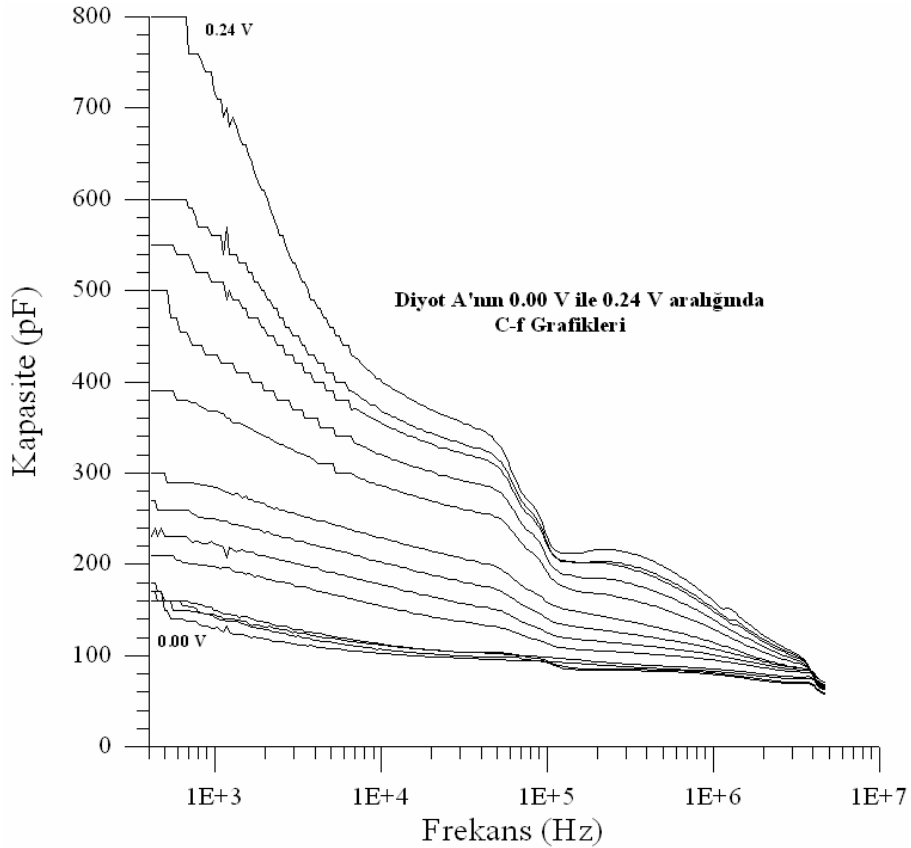
Çizelge 3.1. Diyotların karakteristik parametrelerinin deneysel değerleri

Numune	n(idealite faktörü)		Engel Yüksekliği(eV)				Seri direnç (Cheung)	
	I-V	Cheung	I-V	Cheung	C-V (1 MHz)	C-V (5 MHz)	$dV/d\ln I-I$	$H(I)-I$
A	1.07	1.08	0.79	0.81	0.83	0.84	114.90	123.40
B	1.06	1.06	0.78	0.80	0.81	0.83	42.40	53.80
C	1.11	1.11	0.75	0.78	0.79	0.80	67.04	84.60
D	1.12	1.11	0.76	0.77	0.79	0.81	52.65	69.10

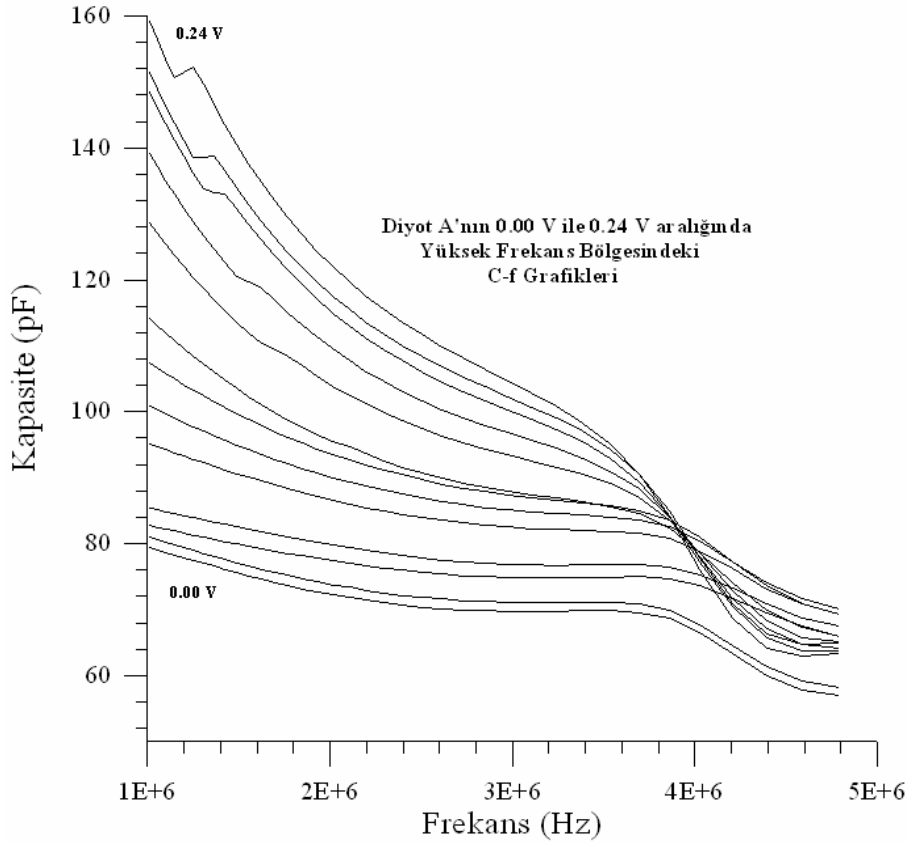
3.4.2. Kapasitans-frekans ölçümleri

Kapasitans-Frekans(C-f) ve Kapasitans-Voltaj(C-V) ölçümleri “AGILENT 4294A PRECISION IMPEDANCE ANALYZER” cihazıyla yapıldı.

Diyot A için 100 Hz ile 5 MHz arasında 0 V değerinden 0.24 V aralığında kapasite-frekans (C-f) ölçümleri alındı. Alınan bu ölçümler kullanılarak, 100 Hz ile 5 MHz aralığında ve 1 MHz ile 5 MHz aralığında C-f grafikleri çizildi (Şekil 3.4 ve 3.5). Bu grafiklerden de açıkça görüldüğü gibi numune kapasitansı yüksek frekans bölgesinde de frekansın bir fonksiyonu olarak değişmektedir.



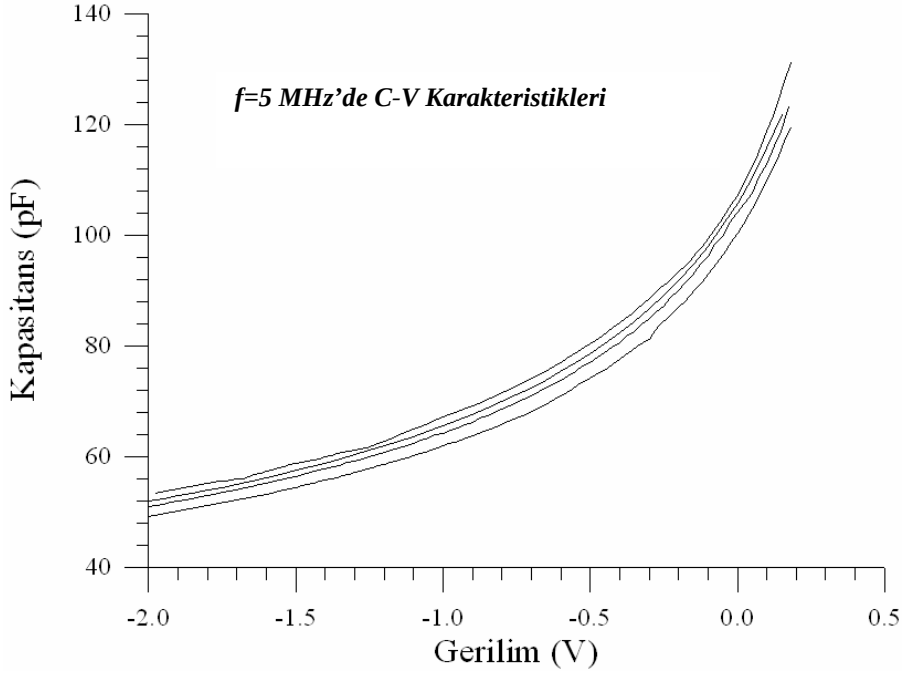
Şekil 3.4: Diyot A'nın 0.00 V ile 0.24 V aralığında C-f Grafikleri.



Şekil 3.5. Diyot A'nın 0.00 V ile 0.24 V aralığında yüksek frekans bölgesindeki C-f grafikleri

3.4.3. Kapasitans-voltaj ölçümleri

Numunelerin C-V ölçümleri -2 V ile 0.2 V aralığında $f=5$ MHz ve $f=1$ MHz'de ayrı ayrı alınarak, ters beslem C-V grafikleri çizildi (Şekil 3.6 ve 3.7).



Şekil 3.6. Numunelerin $f=5$ MHz'de ters beslem $C - V$ grafikleri.

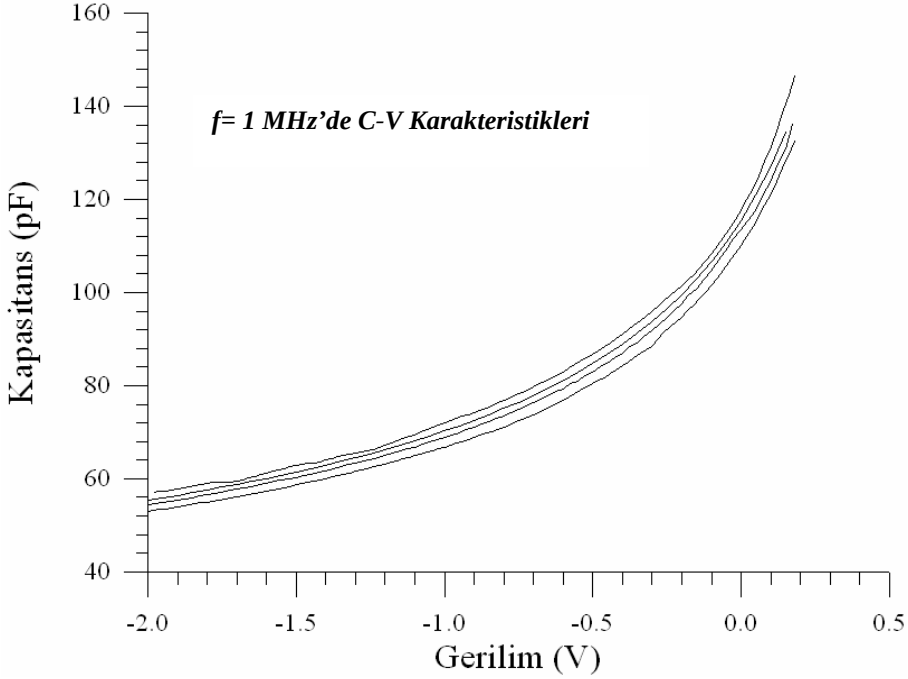
C-V ölçümlerinden engel yükseklikleri (2.60) ifadesine göre,

$$\phi_{bp} = C_2 V_d + V_p$$

belirlenir. 1 MHz ve 5 MHz frekans değerlerinde numunelerin $C^{-2} - V$ grafikleri çizildi (Şekil 3.8 ve 3.9).

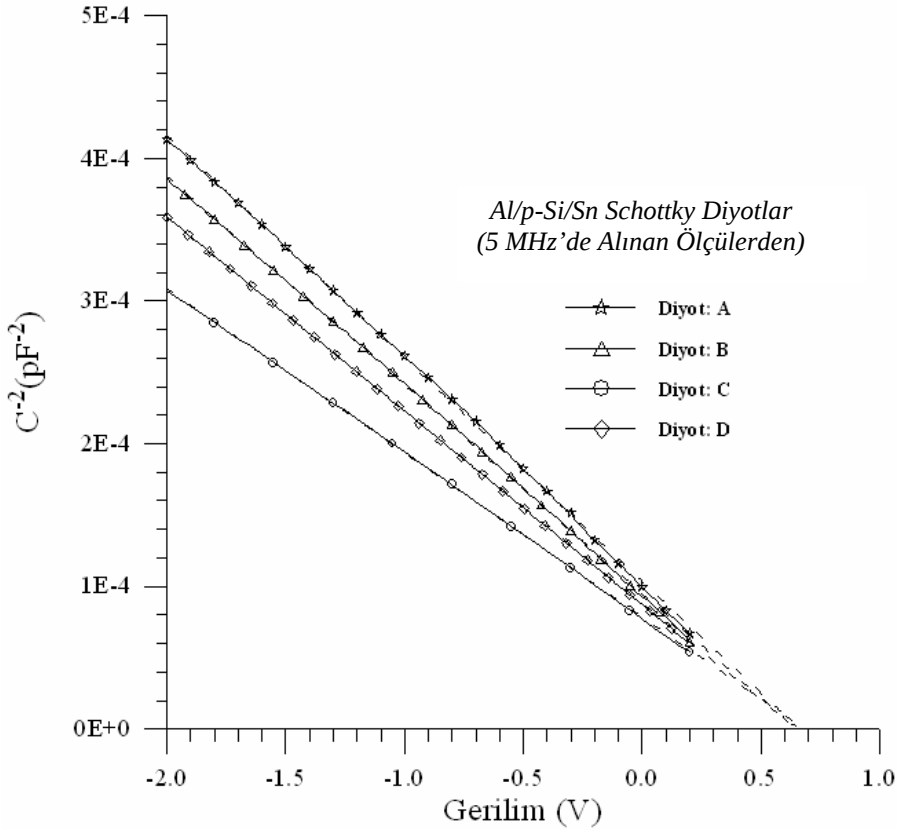
$C^{-2} - V$ grafiği bir doğru biçimindedir. Doğrunun V eksenini kestiği noktadan difüzyon potansiyeli (V_d) belirlenir. Bu doğrunun eğimini (2.59) ifadesinde yerine yazarak C_2 elde edilir.

C-V ölçümlerinden engel yüksekliği $f=1$ MHz'de 0.80 ile 0.84 arasında, $f=5$ MHz'de 0.77 ile 0.81 arasında bulundu.



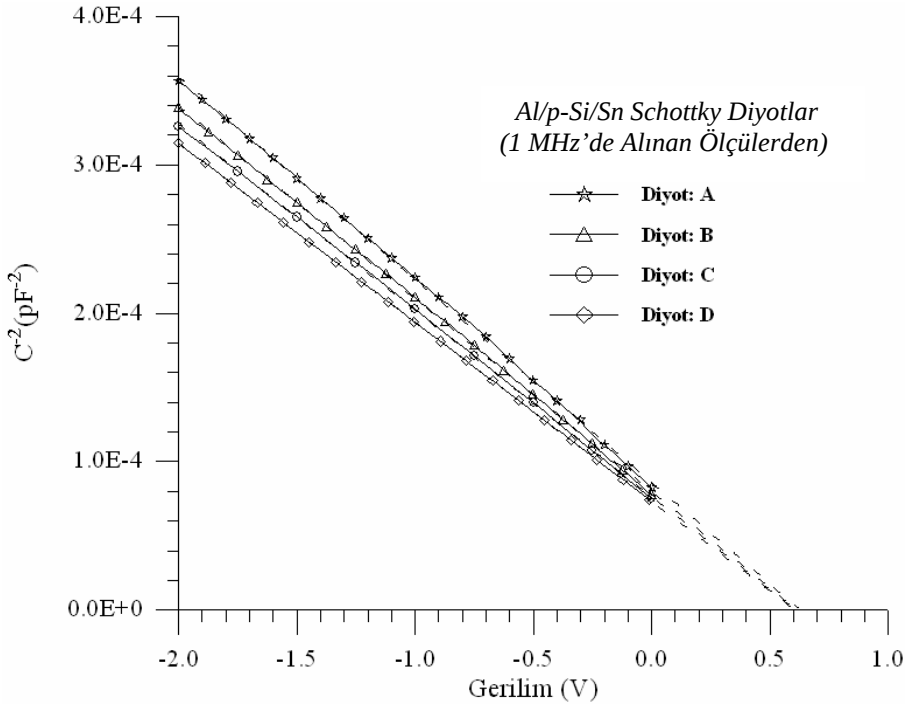
Şekil 3.7. Numunelerin $f=1\text{MHz}$ 'de ters belsem $C - V$ grafikleri.

Diyotların iki ayrı frekans değeri için C-V ölçümlerine ait grafikleri Şekil 3.6 ve Şekil 3.7' de verilmiştir. Söz konusu diyotların C-V karakteristiklerindeki datalar kullanılarak aynı frekans değerlerine karşılık gelen C^2-V grafikleri ise Şekil 3.8 ve Şekil 3.9'de verilmiştir. Bu grafiklerden görüldüğü üzere Schottky diyotların difüzyon potansiyelleri ve engel yükseklikleri, frekansın 1 MHz'den 5 MHz'e değişmesiyle aritmetik ortalama olarak 0.015 eV kadar artmıştır. Yani frekansın 1 MHz'den 5 MHz'e çıkmasıyla engel yüksekliği de az bir miktar yükselmiştir. Ancak Schottky diyotlarda engel yüksekliğinin frekansa bağlı olarak geniş bir bölgede nasıl değiştiğini görmek için, engel yüksekliği-frekans (Φ_b-f) grafiği veya difüzyon potansiyeli-frekans (V_d-f) grafiği daha iyi bir fikir verebilir. Bu grafik (V_d-f) Şekil 3.10'da verilmiştir. Şekil 3.10 incelendiğinde Schottky engel yüksekliklerinin, frekansın 100 kHz'den 1 MHz'e kadar değişmesine karşılık arttığını, frekansın 1 MHz'den 5 MHz değerine kadar artışın devam ettiğini ancak engel yüksekliğindeki değişimin yavaşladığını görmekteyiz. 5 MHz'den sonraki frekans değerlerinde ise, frekans artarken, engel yüksekliğinin azda olsa düştüğünü görmekteyiz.



Şekil 3.8. Numunelerin 5 MHz'de ters belsem $C^{-2} - V$ grafikleri.

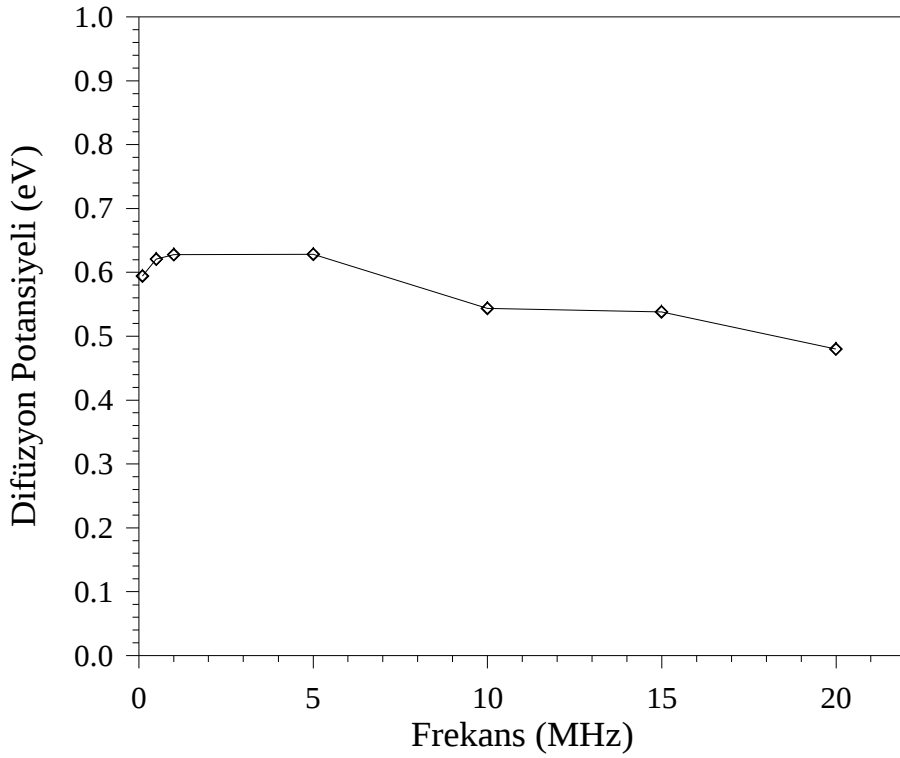
Şekil 3.8 ve Şekil 3.9' de $C^{-2}-V$ grafikleri görülmektedir. Bir Schottky diyoda ait $C^{-2}-V$ grafiğinde, $C^{-2} = 0$ iken doğrunun yatay ekseni (voltaj ekseni) kestiği noktadan (eşitlik 2.56'ya göre) difüzyon potansiyeli tespit edilir. Numunelerin 5 MHz'de alınan C-V ölçümlerinden elde edilen $C^{-2}-V$ grafiğinde (Şekil 3.8), doğruların yatay ekseni kestiği nokta değerleri, frekansın 1 MHz değeri için alınan C-V ölçümlerinden elde edilen $C^{-2}-V$ grafiğindeki (Şekil 3.9) doğruların yatay ekseni kestiği nokta değerlerinden daha büyüktür. Bu da bize $f = 5$ MHz frekans değeri için elde edilen difüzyon potansiyel değerlerinin, $f = 1$ MHz frekans değeri için elde edilen difüzyon potansiyeli değerlerinden daha büyük olduğunu gösterir.



Şekil 3.9. Numunelerin 1 MHz'de ters belsem $C^{-2} - V$ grafikleri.

Eşitlik 2.60 dikkate alındığında difüzyon potansiyeli değerleri ile engel yüksekliği değerlerinin doğru orantılı olduğu anlaşılır. Şekil 3.6 ve Şekil 3.7' deki difüzyon potansiyelleri değerleri kullanılarak, Eşitlik 2.60 yardımıyla engel yükseklikleri hesaplanmıştır. C-V karakteristikleri kullanılarak hesaplanan engel yüksekliği değerleri Çizelge 3.1'de verilmiştir.

A, B, C, D numuneleri için $f=1$ MHz için elde edilen engel yüksekliği değerleri sırasıyla; 0.83 eV, 0.81 eV, 0.79 eV, 0.79 eV ve $f= 5$ MHz için elde edilen engel yüksekliği değerleri sırasıyla; 0.84 eV, 0.83 eV, 0.80 eV ve 0.81 eV. C-V karakteristiklerinden iki ayrı frekansta elde edilen bu engel yüksekliği değerlerini, akım-voltaj karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliği değerleri ile karşılaştırıldığında C-V karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliği değerlerinin biraz daha büyük olduğunu görürüz. Aradaki bu fark, I-V ve C-V ölçüm tekniklerinin farklılığından kaynaklanabilir.



Şekil 3.10. Diyot A'nın frekansa bağlı olarak difüzyon potansiyelindeki değişme

A numunesinin frekansa bağlı C-V ölçümlerinden elde edilen C^{-2} -V grafikleri kullanılarak elde edilen difüzyon potansiyeli değerleri frekansın bir fonksiyonu olarak Şekil 3.10'de verilmiştir. Grafikten görüldüğü üzere, A numunesine ait difüzyon potansiyeli değerleri, frekansın 100 kHz'den 1 MHz'e kadar değerlerine karşılık, frekansın artmasıyla hızlı bir biçimde artmaktadır, frekansın 1MHz'den 5 MHz'e kadar değişimine karşılık ise difüzyon potansiyeli daha yavaş olarak artma göstermiştir. Frekansın 5 MHz'den 20 MHz'e kadar değişimine karşılık ise difüzyon potansiyeli sürekli bir düşme göstermiştir.

4. TARTIŞMA ve SONUÇ

[100] doğrultuda büyültülmüş, öz direnci 5-10 Ω -cm olan Bor katkılı p-Si kullanılarak Al/p-Si/Sn Metal-yarıiletken kontak (Schottky kontak) numuneler Erzurum Atatürk Üniversitesi, Fen-Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü Yoğun Madde Fiziği Proses laboratuvarında üretilmiş olup, bu çalışmada kullanılmıştır. Fabrikasyonu önceden yapılmış olan Sn/p-Si schottky diyotlarının ölçüm işlemlerine geçmeden önce, Diyot A, Diyot B, Diyot C ve Diyot D olarak adlandırdık. Numunelerin I-V ve C-V ölçümleri için Yüzüncü Yıl Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü Katıhal Fiziği Araştırma laboratuvarında mevcut, Yüzüncü Yıl Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Başkanlığının desteği ile alınan “KEITHLEY 6487 PICOAMMETER/VOLTAGE SOURCE” ile “AGILENT 4294A PRECISION IMPEDANCE ANALYZER” cihazları kullanıldı.

Akım-Voltaj ölçümlerinden elde edilen veriler kullanılarak numunelerin lnI-V grafikleri çizildi (Şekil 3.1). Grafiklerin doğru belsem bölgesindeki lineer kısmının fit edilmesiyle elde edilen doğrunun düşey eksen kestiği noktadan doyma akımı tespit edildi. Doyma akımının elde edilen bu değerleri akım-voltaj karakteristiklerinden engel yüksekliğinin tespitinde kullanılmaktadır. Bir Schottky diyodun idealliği hakkında fikir veren bir parametre olan idealite faktörünün hesaplanması için Eşitlik 3.1 kullanıldı. 3.1 denklemi kullanılarak Diyot A, Diyot B, Diyot C ve Diyot D'ye ait idealite faktörleri sırasıyla; 1.07, 1.06, 1.11 ve 1.12 olarak elde edildi. Engel yüksekliğinin hesaplanması için de Eşitlik 2.54 kullanıldı. 2.54 denklemi kullanılarak yukarıda bahsedilen aynı numunelere ait engel yüksekliği değerleri sırasıyla; 0.79 eV, 0.78 eV, 0.75 eV ve 0.76 eV olarak hesaplandı.

Engel yüksekliği ve idealite faktörü değerlerinin kontrol edilmesi amacıyla aynı parametrelerin tespitinde Cheung Fonksiyonları kullanıldı. Eşitlik 2.25'te bir Schottky diyodun, seri direnci de dikkate alınarak, genel akım denklemi verilmiştir. Bu genel akım denklemi V'ye göre çözümlenerek 2.26 denklemi elde edilmiştir. 2.26 denklemi kullanılarak 2.27, 2.28 ve 2.29 denklemleri elde edilmiş olup, bu eşitlikler Cheungs Fonksiyonları olarak bilinir. 2.27-2.29 denklemleri, akım-voltaj ölçümlerinden elde edilen verilerle birlikte kullanılarak diyot parametrelerinden idealite faktörü, engel yüksekliği ve seri direnci hesaplanmıştır. 2.27 denklem yapısına bakıldığında bir doğru vereceği anlaşılır. Eğer biz akım-voltaj ölçümlerinden elde ettiğimiz verileri kullanarak $[dV/d\ln I] - I$ grafiği çizerek olursak (Şekil 3.2), yatay eksen akım eksen olmak üzere doğrunun $I=0$ iken düşey eksen kestiği nokta bize nkT değerini verir. Biz kT termal enerji değerini bildiğimize göre buradan idealite faktörünü elde ederiz. 2.27 denklemi bir doğru denklemi olduğuna göre, doğrunun eğimi durumunda olan (R_s) seri direnci de belirleriz. 2.27 ile elde edilen idealite faktörü değeri Eşitlik 2.28 ve 2.29'da kullanılarak, $H(I)-I$ grafiği (Şekil 3.3) yardımıyla engel yüksekliği ve seri direnç (R_s) parametreleri elde edildi. 2.27 denklemi kullanılarak Diyot A, Diyot B, Diyot C ve Diyot D'ye ait idealite faktörü (n) değerleri sırasıyla; 1.08, 1.06, 1.11 ve 1.11 olarak elde edildi. 3.1 eşitliği ile elde edilen idealite faktörü değerleri ile 2.27 eşitliğinden elde edilen idealite faktörü değerleri karşılaştırıldığında, sonuçların yakın bir uyum içinde olduğu görülmektedir. 2.28 ve 2.29 denklemi kullanılarak numunelere ait engel

yüksekliği (Φ_b) değerleri sırasıyla; 0.81 eV, 0.80 eV, 0.78 eV ve 0.77 eV olarak elde edildi. 2.28 ve 2.29'dan elde edilen engel yüksekliği değerleri 2.54 eşitliğinden elde edilen engel yüksekliği değerleri ile karşılaştırıldığında sonuçların birbirine çok yakın olduğu ve birbirini teyit eder nitelikte olduğunu görmekteyiz. 2.27 eşitliğinden elde edilen seri direnç (R_s) değerleri sırasıyla; 114.90 Ω , 42.40 Ω , 67.04 Ω ve 52.65 Ω tespit edildi. Aynı numunelere ait seri direnç değerleri 2.28 ve 2.29 yardımıyla sırasıyla 123.40 Ω , 53.80 Ω , 84 60 Ω ve 69.10 Ω olarak elde edildi. İkinci kısımda elde edilen seri direnç değerleri birinci kısımda elde edilen değerlere göre az da olsa bir farklılık göstermektedir, ancak bu farklılık literatürle uyum içindedir.

Şekil 3.4, Diyot A'ya ait Kapasitans-frekans değişimini 0 Volt ile 0.24 Volt aralığında göstermektedir. Şekilden görüldüğü üzere düşük frekans bölgesinde ölçülen kapasitans değerleri, yüksek frekans bölgesindeki kapasitans değerlerinden daha büyüktür. Bunun sebebi, diyodun arayüzeyinde mevcut haller düşük frekanslardaki ac sinyali takip ederek (in and out) kapasiteye katkıda bulunabilmeleri, buna karşılık yüksek frekans bölgesinde ise arayüzey hallerinin ac sinyali takip edememesi ve kapasiteye katkıda bulunamaması olarak açıklanabilir. Dolayısıyla alçak frekans bölgesindeki kapasite değeri ile yüksek frekans bölgesindeki kapasite değeri arasındaki fark, arayüzey hallerinden kaynaklanır ve buna artık sığa (excess capacitance) denir. Arayüzey hallerinin yüksek frekanslarda ac sinyali takip edememe durumu dikkate alınırsa, yüksek frekanslarda kapasitans değişiminin yavaşlaması ve hatta kararlı duruma gelmesi beklenebilir. Ancak, düşük frekanslarda hem kapasitansın kendi değerinin büyük oluşu ve hem de değişiminin büyük oluşu dolayısıyla yüksek frekans bölgesindeki kapasitans değişimini aynı grafikte gözlemek zor olacaktır.

Bunun için, yüksek frekans bölgesindeki kapasitans değişimini gözlemek üzere ayrı bir grafik (yüksek frekans bölgesi) çizmek gereklidir. Yüksek frekans bölgesine karşılık gelen kapasitans değişimini gösteren grafik Şekil 3.5'te verilmiştir. $f=1$ MHz ile $f=5$ MHz frekans değerleri arasındaki kapasitans değişimini veren bu grafik incelendiğinde, Şekil 3.4'te görülemeyen detayların görüldüğü anlaşılır. Yani frekans değeri 5 MHz değerine yaklaşırken bile hala kapasitans değerinde frekansa bağlı değişim meydana geliyor demektir. Şekil 3.6, numunelerin $f=5$ MHz değeri için C-V grafiklerini, Şekil 3.7 ise numunelerin $f=1$ MHz değeri için C-V grafiklerini göstermektedir. Numunelerin C-V ölçümlerinden elde edilen veriler kullanılarak, C^2 -V grafikleri, $f=5$ MHz için (Şekil 3.8), $f=1$ MHz için (Şekil 3.9), elde edildi. Bu grafikler Eşitlik 2.39 ve 2.60 ile birlikte değerlendirilerek, numunelerin engel yükseklikleri hesaplandı. $f=1$ MHz frekans değerinde, Diyot A, Diyot B, Diyot C ve Diyot D için, 2.60 eşitliğinden engel yüksekliği değerleri sırasıyla 0.83 eV, 0.81 eV, 0.79 eV ve 0.79 eV olarak hesaplandı. $f=5$ MHz frekans değerinde, yine aynı numunelerin, 2.60 eşitliğinden engel yüksekliği değerleri sırasıyla 0.84 eV, 0.83 eV, 0.80 eV ve 0.81 eV olarak hesaplandı.

Numunelerin I-V ile C-V karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliği değerleri arasında bir fark olduğu görülmektedir. Genellikle C-V karakterististiklerinden elde edilen engel yüksekliği değerleri, I-V karakterististiklerinden elde edilen engel yüksekliği değerlerinden daha büyük

çıkmaktadır. Bunun sebebi: Kontak bölgesinde potansiyel ve engelin uzaysal dağılımı C-V ve I-V ölçümlerini farklı şekillerde etkiler. Kapasitans, uzay yükü bölgesinin genişliğinin periyodik olarak değişimindeki frekansıyla (ω) yöneliminden oluşan dE/dt $i\omega C$ değişiminden ileri gelen akımla birlikte değişir. Uzay yükü bölgesi genişliği, metal-yarıiletken arayüzeyindeki ortalama elektrik alanına (E) bağlıdır. Metal-yarıiletken arayüzeyindeki kısa dalga boylu potansiyel değişimleri, uzay yükü bölgesi kenarında sınırlanır. Neticede kapasitans ölçümlerinde sadece ortalama V_d ve ortalama Φ_b değerlerinin ölçülmesi beklenir, zira kapasitans (C), uzay yükü bölgesi genişliğinden daha küçük bir skaladaki potansiyel değişimlerine duyarsızdır. Buna karşılık kontaktaki dc akımı Φ_b' ye üstel olarak bağlıdır ve bu nedenle arayüzeydeki engel dağılımına çok duyarlıdır. Engel yüksekliğindeki herhangi bir uzaysal değişim, akımın tercihli olarak minimum engelden geçmesine yol açar. Bu sebeple I-V karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliğinin, C-V karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliğinden daha küçük olması beklenir (Williams, 1985).

A numunesinin 1 MHz ve 5 MHz gibi iki ayrı frekans değerinde C-V ölçümleri ile elde edilen verilerden çizilen C-V ve C^{-2} -V grafiklerinden elde belirlenen difüzyon potansiyelleri kullanılarak elde edilen engel yüksekliklerine dikkat edilirse, 5 MHz'de elde edilen engel yüksekliğinin 1 MHz'de elde edilen engel yüksekliğinden ortalama olarak 0.015 eV daha büyük olduğu görülür. Ancak Schottky diyotta engel yüksekliğinin frekans bağımlılığını daha detaylı olarak ortaya çıkarmak için daha geniş bir frekans yelpazesinde incelenmesi gerekir. Bunun için biz 100 kHz ile 20 MHz frekans aralığında A numunesine ait C-V ölçümleri alarak, C^{-2} -V grafiklerini elde ettik ve bunları kullanarak belirlediğimiz difüzyon potansiyellerinin frekansın bir fonksiyonu olarak grafiğini çizdik (Şekil 3.10). Bu son grafikten görüleceği üzere difüzyon potansiyeli, frekansın 100 kHz değerinden 1 MHz değerine kadar hızlı bir artış, 1 MHz değerinden 5 MHz değerine kadar yavaş bir artış ve 5 MHz değerinden 20 MHz değerine kadar ise düşme göstermektedir. Frekansın 100 kHz değerinden 1 MHz değerine kadar bölgesindeki difüzyon potansiyelindeki değişme (Tataroğlu ve ark., 2006) çalışmalarıyla da uyum içindedir.

KAYNAKLAR

- Barret, C., Vapaille A., 1979. Interface states in a cleaved M-S junction. *J. Appl. phys.*, **50**(6): 4217-4222.
- Card, H.C., Rhoderick, E. H., 1973. The effect of an interfasel layer on minority carrier injection in forward biased silicon Schootky diyotes. *Solid-State Electron.*, **16**: 365-373.
- Chattopadhyay, P., Das, K., 1991. Control of barrier height of MIS tunnel diodes using deep level impurities. *Solid-State Electron.*, **34**(4): 367-371.
- Chattopadhyay, P., Raychaudhuri, B., 1993. Frequency dependence of forward capacitance-voltage characteristics of Schottky barrier diyotes. *Solid-State Electron.*, **36**(4): 605-610.
- Chattopadhyay, P., Raychaudhuri, B., 1992. Origin of the anomalous peak in the forward C-V plot of a Schottky barrier diyote. *Solid-State Electron.*, **35**(6): 875-878.
- Cheung, S. K., Cheung, N. W., 1986. Extraction of Schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics. *Appl. Phys. Lett.*, **49**: 85-87.
- Cowley, A.M., Sze S.M., 1965. Surface states and barrier height of metal-semiconductor systems. *J.Appl. Phys.* **36** (10): 3212-3220.
- Crowell, C.R., Sze, S.M., 1965. Electron-optical-phonon scattering in the emitter and collector barriers of semiconductor-metal-semiconductor structures. *Solid State Electronics*, **8**(12): 979-990.
- Crowell, C.R., Sze, S.M., 1966. Current transport in metal-semiconductors barriers. *Solid State Electronics*, **9**: 1035-1048.
- Fonash, S. J., 1975. Role of the interfacial layer in metal-semiconductor solar cells. *J. Appl. Phys.*, **46**(3) :1286-1289.
- Hickmott, T. W., 1980. Dipole layers at the metal-SiO//2 interface. *J. Appl. Phys.*, **51**(9): 4269-4281.
- Meirhaeghe, R. L., Cardon, F., Gomes, W. P., 1980. Effects of thin oxide layers on the characteristics of GaAs MIS solar cells. *Phys. Status Solidi (a)*, **59**(2): 477-484.
- Morgan, D. V., Frey, J., 1979. Schottky barrier height: a design parameter for device applications. *Solid-State Electronics*, **22**(10): 865-873.
- Pandey, S., Kal, S., 1998. A simple approach to the capacitance technique for determination of interface state density of a metal-semiconductor contact. *Solid-State Electronics*, **42**(6), 943-949.
- Polyakov, A.Y., Milnes, A.G., Smirnov, N.B., Kozhukhova, E.A., Druzhinina, L.V., Govorkov, A.V., Dolginov, L.M., Tunitskaya, I.V., 1994. Properties of MIS structures prepared on InGaAsSb quaternary solutions by anodic oxidation. *Solid-State Electronics*, **37** (10), 1691-1694.
- Rhoderick, E.H., 1970. The physics of the Schottky barriers. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **3**: 1153-1167.
- Rhoderick., E.H., Williams,R.H., 1988. *Metal-Semiconductors Contacs*. Clarendon Pres, Oxford, USA.
- Rideout, V.L., 1978. A review of the theory, technology and applications of metal-semiconductor rectifiers. *Thin Solid Films*, **48**(3): 261-291.

- Schottky, W., Spenke, E., 1939. **Wiss. Veröff. Siemens-Werken**, **18**: 225.
- Schottky, W., 1938. Raumladungsschwächung beim schrotoeffekt und funkeleffekt. **Physica**, **4**: 175.
- Singh, A., 1985. Characterization of interface state at Ni/n-CdF₂ Schottky barrier diodes and the effect of CdF₂ surface preparation. **Solid-State Electron.** **28**(3): 223-232.
- Sze, S.M., Crowell, C.R., Kahng, D., 1964. Photoelectric determination of the image force dielectric constant for hot electrons in Schottky barriers. **J. Appl. Phys.**, **35**(8): 2534-2536.
- Sze, S.M., 1981. **Physics of Semiconductors Devices**. John-Wiley and Sons, New York..
- Tataroğlu, A., Altındal S., 2006. Characterization of current–voltage (I–V) and capacitance–voltage–frequency (C–V–f) features of Al/SiO₂/p-Si (MIS) Schottky diodes. **Microelectronic Engineering**, **83**: 582-588.
- Temirci, C., Batu, B., Sağlam, M., Türüt, A., 2001. High-barrier height Sn/p-Si Schottky diodes with interfacial layer by anodizasyon process. **Appl. Surf. Sci.**, **172**: 1-7.
- Torrey, H.C., Whitmer, C.A., 1948. **Crystal Rectifiers**. McGraw Hill, New York.
- Türüt A., Batu, B., Sağlam, M., Yalçın, N., 1996. The bias-dependence change of barrier height of Schottky diodes under forward bias by including the series resistance effect. **Phys. Scr.**, **53**(1): 118-122.
- Türüt, A., Yalçın, N., Sağlam, M., 1992. Parameter extraction from non-ideal C-V characteristics of a Schottky diode with and without interfacial layer. **Solid-State Electron.**, **35**(6): 835-841.
- Türüt, A. and Sağlam, M., 1992. Determination of the density of Si-metal interface state and excess capacitance caused by them. **Phys. B.**, **179**(4): 285-294.
- Werner, J., Levi, A.F.J., Tung R.T., 1988. Anzlovar M. and Pinto M., 1988. Origin of excess capacitance at intimate Schottky contacts. **Phys. Review Lett.**, **60**: 53-56.
- Werner, J.H., Ploog, K., Queisser, H. J., 1992. Interface-state measurements at Schottky contact a new admittance technique. **Phys. Review. Lett.**, **57**(8): 1080-1083.
- Williams, R. H., 1985. **Physics and Chemistry of III-V Compound Semiconductor Interfaces**. (Edited by Wilmsen, C. W.), 57, Plenum Pres, New York and London.
- Wu, X., Yang, E. S., 1989. Interface capacitance in metal-semiconductor junctions. **J. Appl. Phys.**, **65**(9): 3560-3567.
- Ziel, A., 1968. **Solid State Physical Electronics**. Prentice-Hall, Inc., New Jersey.
- Ziel, A., 1968. **Solid State Physical Electronics**. Prentice-Hall, Inc., London.

ÖZ GEÇMİŞ

1977 yılında Van ili Özalp ilçesine bağlı Sağmallı Köyünde doğdu. İlköğrenimini doğduğu köyde, ortaöğrenimini Van Atatürk Lisesinde tamamladı. 1994 yılında girdiği Karadeniz Teknik Üniversitesi Fatih Eğitim Fakültesi Fizik Öğretmenliği bölümünden 1998 yılında mezun oldu. Karabük ili Safranbolu ilçesinde Endüstri Meslek Lisesinde Fizik Öğretmeni olarak göreve başladı. 2004 yılında Yüzüncü Yıl Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümüne yüksek lisans öğrencisi olarak alındı. Halen Van merkezde öğretmenlik görevini sürdürmektedir.