

T.C
ERZİNCAN ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİMDALI

Al/p-Si SCHOTTKY KONTAK YAPILARIN
SICAKLIĞA BAĞLI AKIM GERİLİM (I-V)
KARAKTERİSTİKLERİNİN İNCELENMESİ

Orkun GÜLTEPE

YÜKSEK LİSANS TEZİ
DANIŞMAN: Yrd. Doç. Dr. Murat GÜLNAHAR

ERZİNCAN
EKİM-2012

Yrd. Doç. Dr. Murat GÜLNAHAR danışmanlığında, *Orkun GÜLTEPE* tarafından hazırlanan bu çalışma **17.10.2012** tarihinde aşağıdaki jüri tarafından **Fizik** Anabilim Dalı **Fizik** Bilim Dalı'nda Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

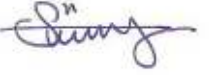
Başkan : Yrd. Doç. Dr. Murat Gülnahar

İmza: 

Üye : Yrd. Doç. Dr. Mehmet Ali Yıldırım

İmza: 

Üye : Yrd. Doç. Dr. Sümeyra Tuna Yıldırım

İmza: 

Yukarıdaki sonucu onaylarım.


Doç. Dr. Recep POLAT
Enstitü Müdürü

17.10.2012

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

Al/p-Si SCHOTTKY KONTAK YAPILARIN SICAKLIĞA BAĞLI
AKIM GERİLİM (I-V) KARAKTERİSTİKLERİNİN İNCELENMESİ

Orkun GÜLTEPE

Erzincan Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Yrd. Doç. Dr. Murat GÜLNAHAR

Schottky diyotların akım-gerilim karakteristiklerinin anlaşılması oldukça ilgi çekicidir. Bu yapıların oda sıcaklığında ölçülmüş akım-gerilim karakteristiklerinin analizi ara yüzeyde engel oluşumunun doğası hakkında ayrıntılı bilgi vermektedir. Ayrıca akım-gerilim karakteristiklerinin sıcaklığa bağımlılığı, iletkenlik mekanizmasının farklı bir açıdan anlaşılmasını sağlamaktadır.

Bu çalışmada Al/p-Si Schottky diyotların elektriksel karakteristikleri 150-300 K sıcaklık aralığında ölçüldü. Akım-gerilim analizlerinin sonucunda düşük sıcaklıklarda görünür engel yüksekliğinde anormal bir azalma ve idealite faktöründe de bir artış olduğu ortaya çıktı. Bu anormallikler metal-yarıiletken ara yüzeyinde ortaya çıkan engel yüksekliklerindeki homojensizlikten kaynaklandığı tespit edildi. Sonuçta Al/p-Si Schottky engel diyottaki homojensizlikler Gauss dağılımı ile başarılı bir şekilde karakterize edilebildi.

Anahtar Kelimeler: Metal-yarıiletken, Gauss dağılımı, homojen olmayan bariyer yüksekliği

ABSTRACT**INVESTIGATION TEMPERATURE DEPENDENCE OF THE
CURRENT-VOLTAGE (I-V) OF Al/p-Si SCHOTTKY CONTACT
STRUCTURES**

Master Thesis

Orkun GÜLTEPE

Erzincan University

Graduate School of Natural and Applied Sciences

Department of Fizik

Supervisor: Yrd. Doç. Dr. Murat GÜLNAHAR

Schottky of diodes, a full understanding of the nature of their current-voltage characteristics is of great interests. Analysis of the current-voltage characteristics of these structures measured only at room temperature has given detailed information about the conduction process and the nature of barrier formation at the metal-semiconductor interface. Moreover, the temperature dependence of the current-voltage characteristics allows us to understand from different aspects of conduction mechanisms.

In this work, the electrical characteristics of Al/p-Si Schottky diodes have been measured in the temperature range of 150-300 K. Of The current-voltage analyses has emerged an abnormal decrease of apparent barrier height and increase of ideality factor at low temperature. It is determined that these anomalies result due to the barrier height inhomogeneities prevailing at the metal-semiconductor interface. As a result, homogeneities in Al/p-Si Schottky barrier diode can be successfully characterized by a Gaussian distribution.

Key Words: Metal-semiconductor, Gaussian distribution, barrier height inhomogeneity.

TESEKKÜR

Bu tez çalışması boyunca yanımda olan ve bana yol gösteren, emeklerini benden esirgemeyen danışmanım sayın Yrd. Doç Dr. Murat GÜLNAHAR hocama, her zaman yanımda olan ve eğitimimde büyük emekleri olan maddi ve manevi desteklerini esirgemeyen sevgili anneme babama ve isimlerini yazamadığım arkadaşlarıma sonsuz teşekkürlerimi sunuyorum.

İÇİNDEKİLER	Sayfa
ÖZET.....	iii
ABSTRACT.....	iv
TEŞEKKÜR.....	v
İÇİNDEKİLER.....	vi
TABLULARIN LİSTESİ.....	ix
ŞEKİLLER LİSTESİ.....	x
SİMGELER	xii
1. GİRİŞ.....	1
2. KURAMSAL TEMELLER.....	3
2.1. Giriş.....	3
2.2. Metal Yarıiletken Kontaklar.....	5
2.2.1. Metal p-tipi Yarıiletken Doğrultucu Kontaklar.....	5
2.2.2. Metal p-tipi Yarıiletken Omik Kontaklar.....	7
2.2.3. Metal n-tipi Yarıiletken Omik Kontaklar.....	9

2.2.4. Metal n-tipi Yarıiletken Doğrultucu Kontaklar.....	11
2.3. Schotky Diyotlarında Akım İletim Mekanizmaları.....	12
2.3.1. Taşıyıcıların Termoiyonik Emisyon Yoluyla Geçişi.....	13
2.3.2. Engelde Taşıyıcıların Oluşturdukları Tünelleme Akımları.....	17
2.3.3. Deplasyon bölgesinde yeniden birleşme olayı.....	19
2.3.4. Azınlık Taşıyıcılarının Enjeksiyonu.....	21
2.3.5. Homojen Olmayan Bariyer Modeli.....	22
2.3.6. Arayüzey Tabakasının Yapısı ve Schottky Engel Dağılımı Üzerine Etkileri.....	24
2.3.7. Görüntü Yük Etkisi (Schottky Etkisi).....	25
3. MATERYAL ve YÖNTEM.....	27
3.1. Deney Düzeneği ve Kontak Fabrikasyonu.....	27
3.2. I-V Ölçüm ve Analiz Sistemi.....	29
4. ARAŞTIRMA SONUÇLARI ve TARTIŞMA.....	31
4.1. Al/p-Si/Al Schottky Kontak Yapının Akım-Gerilim Karakteristikleri...31	
4.1.1. Al/p-Si/Al'un Engel Yüksekliği ve İdealite Faktörü Değerlerinin Sıcaklığa Bağlı Karakterizasyonu.....	31

4.2.2. Al/p-Si'un Sıcaklığa Bağlı Richardson Grafiğinin Davranışı.....	37
4.3. Al/p-Si/Al Kontak Yapıdaki Schottky Engel Homojensizliklerinin Etkisi ve Gauss Dağılımları.....	39
4.2.2. Al/p-Si/Al Kontak Yapının Seri Direnç Değerlerinin Hesaplanması.....	45
4.2.2.1. Al/p-Si/Al'un Seri Direnç Değerlerinin Cheung Fonksiyonları Yardımıyla Belirlenmesi.....	45
5. SONUÇ ve ÖNERİLER.....	48
KAYNAKLAR.....	49
ÖZGEÇMİŞ.....	45

TABLULARIN LİSTESİ**Sayfa**

Tablo 4.1. Farklı sıcaklıklarda Al/p-Si için akım-gerilim ölçümlerinden hesaplanan doyma akım yoğunluğu değerleri.....33

Tablo 4.2. Şekil 4.5'den elde edilen farklı σ_{s0} değerleri için Al/p-Si'un Şekil 4.7'den hesaplanan A^* ve $\bar{\phi}_e$ değerleri.....42

ŞEKİLLER LİSTESİ**Sayfa**

Şekil 2.1.a-b. Bir metal p-tipi yarıiletken doğrultucu kontağın kontak haline gelmeden önce (a) ve kontakta sonra (b) oluşan yapısı.....	6
Şekil 2.2. a-b. Kontakta sonra bir metal p-tipi yarıiletken doğrultucu kontağın $V > 0$ (a) ve $V < 0$ (b) durumları için oluşan enerji bant diyagramı.....	7
Şekil 2.3. a-b. Metal p-tipi yarıiletken omik kontağın kontakta önce (a), kontakta sonra (b) oluşan enerji-bant yapısı.....	7
Şekil-2.4. a-b. Metal p-tipi yarıiletken omik kontağın $V>0$ için (a) ve $V<0$ için (b) oluşan bant yapısı.....	8
Şekil-2.5. a-b. Metal n-tipi yarıiletken omik kontağın kontakta önce (a) ve kontakta sonra termal dengede (b) enerji-bant diyagramı.....	9
Şekil-2.6. a-b. Bir metal n-tipi yarıiletken omik kontağın $V<0$ (a) ve $V>0$ (b) durumlarında oluşan genel bant yapısı.....	10
Şekil-2.7.a-b. Metal n-tipi yarıiletken doğrultucu (Schottky) kontağın kontakta önce (a) ve kontakta sonra ve termal dengede (b) oluşan yapısı.....	11
Şekil-2.8. $V=0$ durumunda metal n-tipi yarıiletken doğrultucu kontağın (Schottky) enerji bant yapısı.....	11
Şekil 2.9. Doğru beslem durumunda bir Schottky diyotta oluşan akım taşıma mekanizmaları.....	12
Şekil-2.10 Schottky diyotların doğru beslem altında oluşan Termiyonik Alan Emisyonu ve Alan Emisyon altında engelin yapısı.....	18
Şekil-2.11 Schottky engel kontağın enerji-bant diyagramı: (---) Sıfırbeslem ve (—) düz beslem altında.....	24
Şekil-2.12 Metal-yarıiletken doğrultucu kontakta Schottky etkisinden kaynaklanan potansiyel engel alçalması.....	25
Şekil 3.1. 4-350 K aralığında ölçüm yapabilen I-V Ölçüm sistemimizin blok diyagramı.....	29
Şekil 4.1. Al/p-Si Schottky kontak yapınının 150-300 K arasında ölçülmüş olan sıcaklığa bağlı akım-gerilim karakteristikleri.....	32
Şekil 4.2. Al/p-Si/Al diyotunun engel yüksekliği değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi.....	34

Şekil 4.3. Al/p-Si/Al diyotunun idealite faktörü değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi.....	35
Şekil 4.4. Al/p-Si/Al Schottky engel diyotu için elde edilen Richardson grafiği.....	37
Şekil 4.5. Al/p-Si/Al Schottky diyot yapı için Gauss dağılımına göre engel yüksekliği değerlerinin sıcaklığın tersi ile değişimi.....	40
Şekil 4.6. Al/p-Si/Al Schottky diyotunun idealite faktörünün Gauss dağılımına göre sıcaklığın tersi ile değişimi.....	41
Şekil.4.7. Al/p-Si/Al Schottky bariyer diyotu için çizilen geliştirilmiş Richardson grafiği.....	43
Şekil.4.8. Al/p-Si/Al Schottky bariyer diyotun hesaplanan seri direnç değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi.....	46

SİMGELER

A :	Diyot alanı
$\overset{0}{A}$:	Angstrom
d :	Deplasyon bölgesi genişliği
dn :	Yüzey birim basına elektron yoğunluğu
e :	elektron yükü
eV :	elektron volt
E_c :	İletkenlik bandının tabanının enerji seviyesi
E_F :	Kontaktan sonraki Fermi enerji seviyesi
E_V :	Valans bandının tavanının enerji seviyesi
E_{FS} :	Kontaktan önceki yarıiletkenin Fermi enerji seviyesi
E_{FM} :	Kontaktan önceki metalin Fermi enerji seviyesi
E_g :	Yasak enerji aralığı
h :	Planck sabiti
l_n :	Net akım
J_0 :	Doyma akım yoğunluğu
J_n :	Toplam akım yoğunluğu
J_{s-m} :	Yarıiletkenden metale doğru olan akım yoğunluğu
k :	Boltzman sabiti
m_n^* :	Elektronun etkin kütlesi
n :	İdealite faktörü
N_c :	İletkenlik bandı hâl yoğunluğu
N_d :	Donor konsantrasyonu
R :	Direnç
R_n^s :	Etkin Richardson sabiti
R_s :	Seri direnç
T :	Mutlak sıcaklık

v_x :	Taşıyıcıların hızları
eV_d :	Elektronun engelini aşabilmesi için gerekli hız
V :	Uygulanan gerilim
V_d :	Difüzyon potansiyeli
$V_{d,0}$:	Sıfır beslem difüzyon potansiyeli
V_i :	Oksit tabakasındaki potansiyel düşmesi
V_F :	Engel boyunca düşen potansiyel
δ :	Metal ile yarıiletken arasındaki uzaklık
ε :	Elektrik alan kuvveti
$\Phi_{Bn,0}$:	Sıfır beslem engel yüksekliği
Φ_s :	Yarıiletkenin iş fonksiyonu
Φ_m :	Metalin iş fonksiyonu
χ_s :	Yarıiletkenin elektron ilgisi
μ_n :	Yarıiletkenin mobilitesi
Ω :	Ohm
ρ :	Yarıiletkenin öz direnci
E_f :	Fermi enerjisi
$f(E)$:	Fermi dağılım fonksiyonu
τ_n :	Elektronun ömrü
τ_p :	Boşluğun ömrü
n_i :	Saf taşıyıcı konsantrasyonu
P:	Boşluk konsantrasyonu
n:	Elektron katsayısı
w:	Genişlik
ϵ_s :	Yarıiletkenin dielektrik sabiti

1. GİRİŞ

Modern Katıhal Fizigi, Fizik Bilimi'nin temel alanlarından biridir. Bu alandaki büyük gelişmeler, II. Dünya Savaşı'nı takip eden yıllarda olmuştur. Bilim adamlarının, katı maddeleri kontrol etmesi ve yeni deneysel metotları özellikle, diyot ve transistörlerin keşfi bu büyük gelişmedeki en büyük faktörlerdendir. Keşfedildikleri yıllarda diyot ve transistörler çok büyük boyutlarda olmasına rağmen, günümüzde mikro boyutlarda üretilmeleri mümkündür. Artık hayatımızın vazgeçilmez bir parçası olan gelişmiş bilgisayarlarımızın bir entegre devresinde milyonlarca diyot veya transistör bulunmaktadır.

Yarıiletken malzemeler ve bu malzemelerden üretilen transistör, doğrultucu, modülatör, detektör, termistör ve fotosel gibi araç gereçler, elektronik, bilgisayar teknolojisi, optik ulaşım sistemleri ve askeri savunma sanayindeki gelişmeleri belirlemektedir. Sanayideki bu ihtiyaçtan, yarıiletken fiziğinin önemi artmış, gelişimi sağlanmıştır. Yarıiletken fiziğinin sanayiye uygulanması ile elektronik ve bilgisayar teknolojisi gelişmiştir. Literatürde (Sze 1981, Sharma 1984, Rhoderick 1988, Tyagi 1991) konu ile ilgili bilgi verilmiştir.

Yarıiletken üzerinde oluşturulan metal ince film, onun ara yüzeyinde engel oluşturmasından dolayı, doğrultucu özellik göstermektedir. Bu tür metal–yarıiletken kontaklar üzerinde ilk defa engelin oluşumu için bir model geliştiren W. Schottky olduğundan dolayı, metal–yarıiletken kontaklara Schottky engel diyot denmektedir.

Si üzerinde ince metal filmler oluşturularak, Schottky engel diyotlar elde edilmiştir. Oluşturulan bu metal-yarıiletken malzemeler, doğrultucu özellik göstermektedirler. Teknolojide, metal-yarıiletken eklemlerin elektriksel özelliklerinin bilinmesi, kullanım alanlarının belirlenmesinde önemlidir. Bu özelliklerden biri oluşan engelin yüksekliği, diğeri de metal-yarıiletken eklemdeki akım geçiş mekanizmasıdır.

Akım geçiş mekanizması metal-yarıiletken eklemine ideallikine bağlıdır ve ideallik akım-gerilim karakteristiği ile belirlenmektedir.

Bazı araştırmalarda (Chand ve Kumar 1995, Karadeniz, S., M. şahin., N. Tugluoglu., 2004, Tung 2001), Schottky engel diyotların sadece oda sıcaklığında incelenen elektriksel karakteristiklerinin iletkenlik süreci ve metal-yarıiletken ara yüzeyindeki engel oluşumu hakkında ayrıntılı bilgi vermediği bildirilmiştir. Schottky engel diyotların iletkenlik sürecinin anlaşılması amacı ile eklem parametreleri olan engel yükseklikleri ve idealite faktörlerinin farklı sıcaklıklardaki değerlerinin bulunması ve bunların sıcaklığa bağımlılığı incelenmelidir. Ayrıca oldukça düşük sıcaklıklarda çalışılan uygulamalarda düşük engel yüksekliğine sahip Schottky diyotlar kullanılmaktadır. Kızılötesi detektörler ve termal görüntüleme kullanılan sensörler bu uygulamalara örnek olarak verilebilirler. İlgilenilen diyot parametrelerinin elde edilmesi için termoiyonik emisyon teoremi oldukça geniş çapta kullanılmaktadır. Böylece bu tez çalışmasında yukarıda açıklandığı gibi diyot parametrelerinin sıcaklıkla değişiminin öneminden Al/p-Si/Al Schottky diyotun engel yükseklikleri ve idealite faktörleri parametreleri farklı sıcaklıklarda elde edilmiş ve sonuçlar yorumlanmıştır.

Son yıllarda yapılan bazı çalışmalar da (Acar ve ark. 2004, Hardikar ve ark. 1999, Song ve ark. 1986, Tung 2001, Zhu ve ark. 1999), metal-yarıiletken eklemlerde oluşan engel yüksekliğindeki homojensizliklerin önemini vurgulamışlardır. Ayrıca yapılan son çalışmalarla engel yüksekliği ve idealite faktörünün sıcaklığa bağlı davranışları, engelin Gauss dağılımıyla başarılı bir şekilde açıklanmaktadır. Sonuçta Gauss dağılım fonksiyonu ile yapılan benzetme yöntemiyle elde edilen sonuçlar deneysel sonuçları desteklemektedir. Al/p-Si/Al Schottky engel diyotun termoiyonik emisyon teorisine göre diyot parametrelerinin sıcaklıkla değişimi üzerine yapılan çalışma da, düşük sıcaklıklarda idealite faktörün artmasıyla anormal olarak engel yüksekliğinin azaldığı sonucuna ulaşılmaktadır. Ayrıca yapılan çalışmalarda Richardson sabiti teorik değerinden çok küçük elde edilmektedir. Bu anormal davranışların metal-yarıiletken ara yüzeyinde bulunan engel yüksekliğinin homojen

olmadığından kaynaklandığı sonucuna ulaşılmaktadır. Böylece Al/p-Si/Al Schottky engel diyotun akım-gerilim karakteristiklerinden elde edilen diyot parametrelerinin sıcaklığa bağlılığı Gauss dağılımıyla incelenmiş olup, elde edilen sonuçlar teorik olarak beklenen sonuçlar ile karşılaştırılmıştır.

2. KURAMSAL TEMELLER

2.1. Giriş

Bir metalle bir yarıiletkenin bazı özel işlemlerle birleştirilmesiyle meydana gelen sistemlere metal-yarıiletken kontaklar adı verilir. Teknolojik öneme sahip, güvenilir, yüksek performanslı Schottky diyot yapılar elde edebilmek için bu kontakların davranışlarının belirlenmesi gerekir. Sonuçta bu yapılarla ilgili bazı temel kavramlar aşağıdaki gibi tanımlanabilir:

Kontak, ideal şartlarda maddelerin sıfır dirençle birbirine temas ettirilmesidir. Normal şartlarda kontak haline getirilen maddelerin yüzeylerinin temiz, oksitsiz, parlak ve pürüzsüz olması beklenen bir durumdur.

Fermi Enerjisi (E_f) Mutlak sıfır sıcaklıkta bulunan bir katıda, elektronlar tarafından taban durumundan itibaren işgal edilen en yüksekteki dolu seviyenin enerjisine denir. Ayrıca Fermi enerjisi, mutlak sıfır sıcaklıkta ki bir metalde, elektronlar tarafından taban durumundan itibaren işgal edilen en yüksekteki dolu seviyenin enerjisi olarak tanımlanır.

Fermi Dağılım Fonksiyonu $f(E)$, Bir katıda T sıcaklığında bir elektronun E enerji seviyesine sahip olma ihtimalini veren bir fonksiyondur.

İş fonksiyonu (ϕ_m, ϕ_s), Bir yarıiletkenin ya da metalin Fermi enerji seviyesinden bir elektronu sıfır kinetik enerji ile yüzeye çıkarmak için gerekli olan minimum enerji miktarı olarak tanımlanır.

Vakum seviyesi, Metal ya da yarıiletkenin Fermi enerji seviyesinden bir elektronu iş fonksiyonu kadar bir enerjiyle maddenin dışına çıkarak hareketsiz kaldığı yani bu halde elektronun kinetik enerjisinin sıfır olduğu enerji seviyesine denir.

Yarıiletkenin elektron yakınlığı; Yarıiletkenin vakum seviyesi ile iletkenlik bandı arasındaki enerji seviyeleri farkıdır ve χ ile gösterilir.

Metal-yarıiletken kontak yapılarında ulaşılmak istenen amaç, her iki malzemenin ideal şartlarda sıfır dirençle birbirine temas ettirilecek yapıya ulaşabilmektir. Bu şekilde bir yapı elde edebilmemiz için kontak haline getirilecek maddelerin yüzeylerinin çok iyi bir şekilde temiz, oksitsiz, parlak ve pürüzsüz olmalarının önemi büyüktür. Ancak temiz ve pürüzsüz bir yapı oluşturulamadığından kontak yapı etkilenir ve metal-yarıiletken kontak yapıda, metal-oksit ve oksit-yarıiletken ara yüzey yapıları oluşabilir.

Teknolojik olarak bir tarafı p-tipi yarıiletken ile diğer tarafı da n-tipi yarıiletken malzemenin kontak yapı oluşturulursa elde edilen yapı bir p-n eklem yapı olur. Ancak Schottky diyotların imalatı, teknolojik olarak bir p-n eklem yapının fabrikasyonundan çok daha kolaydır. Schottky diyotlar, p-n eklem diyotların karakteristiklerine benzemekle birlikte, p-n eklemde akım, azınlık taşıyıcıları ile sağlanır (Neamen, 1992). Üstelik Schottky yapılar düşük gerilim, yüksek akım doğrultucuları iken, p-n eklemde tersine yüksek gerilim düşük akım doğrultucularıdır (Neamen, 1992; Mönch, 1995). Schottky yapılarında azınlık taşıyıcılarının çok az ve frekans tepkisinin yüksek olmasına (gecikme zamanının düşük olması) ilave olarak doğrultucu özellik gösterebilmeleri için anahtarlama hızı gerektirdiğinden bu diyotlar IC (Integrated Circuit, entegre devre) teknolojisinde büyük önem kazanırlar.

Metal yarıiletken kontaklar, kullanılan yarıiletkenin tipine bağlı olarak metal n-tipi yarıiletken kontaklar ve metal p-tipi yarıiletken kontaklar olmak üzere iki kısma ayrılırlar. Ayrıca metal n-tipi ve p-tipi yarıiletken kontaklarda metalin ve yarıiletkenin iş fonksiyonuna bağlı olarak, doğrultucu ve omik kontaklar olmak üzere iki kısımda incelenirler.

2.2. Metal Yarıiletken Kontaklar

2.2.1. Metal p-tipi Yarıiletken Doğrultucu Kontaklar

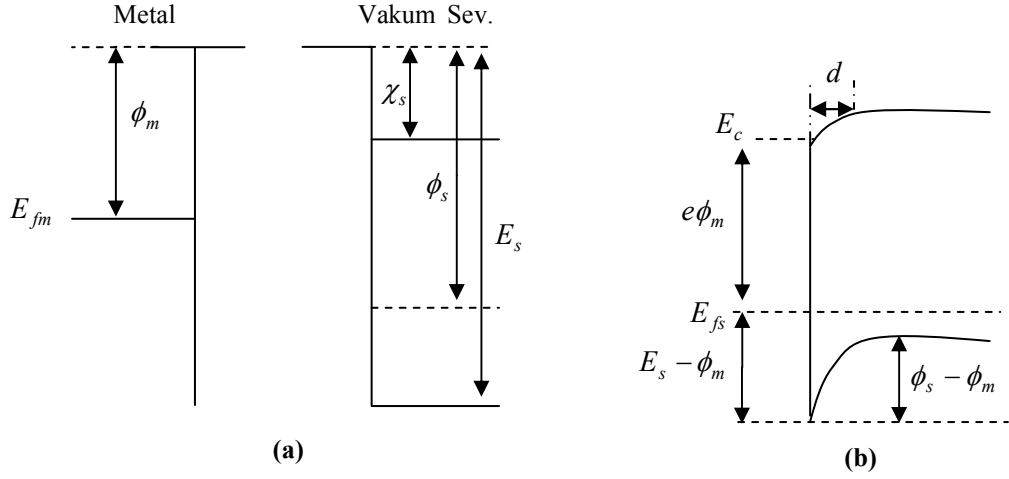
Metal-yarıiletken kontaklarda, akım taşıyıcıların (boşluk ve elektronların) bir yönden diğer yöne göre daha kolayca akabildiği kontak çeşitleri doğrultucu kontaklar olarak ifade edilir. p-tipi yarıiletken kontaklarda akım taşıyıcıları boşluklardır.

Metal p-tipi yarıiletken kontaklarda ϕ_m metal ve ϕ_s yarıiletkenin iş fonksiyonlarına bağlı olarak $\phi_m < \phi_s$ için oluşacak kontak tipi doğrultucu kontak türüdür. Kontak öncesi, Şekil-2.1.a'da görüldüğü gibi yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden $\phi_s - \phi_m$ kadar aşağıdadır.

Metal ve p-tipi yarıiletken malzeme kontak haline getirildikten sonra her iki maddenin Fermi seviyeleri aynı hizaya gelinceye kadar metalden yarıiletkene doğru elektron akışı olur ve bunun sonucunda, yarıiletkenin boşlukları, bu elektronlardan dolayı iyonize olurlar. Yarıiletkenin yüzey tabakasındaki bu negatif yüklü iyonize olmuş akseptörler d kalınlığında bir uzay yükü tabakası içinde dağılırlar. Metal ve yarıiletken tarafında karşılıklı bu yük alışverişinin sonucunda yarıiletken gövdedeki enerji seviyeleri $\phi_s - \phi_m$ kadar yükselmesiyle, yarıiletken tarafındaki boşluklar için yüzey engeli;

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

olur. Burada V_d difüzyon potansiyeli olarak ifade edilir ve yarıiletken içerisindeki bu V_d difüzyon potansiyeli, metalin yüzeyine göre alınır. Ayrıca kontağın metal



Şekil 2.1.a-b. Bir metal p-tipi yarıiletken doğrultucu kontağın kontak haline gelmeden önce (a) ve kontakta (b) oluşan yapıyı.

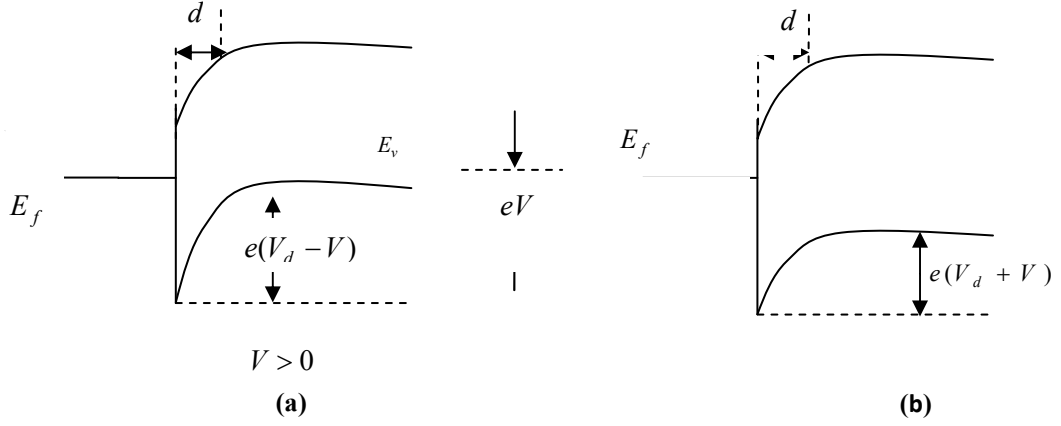
tarafındaki boşlukluklar içinde engel yüksekliği;

$$e\phi_b = E_s - e\phi_m \quad (2.2)$$

şeklinde ifade edilebilir.

Termal uyarılmadan dolayı, yeterli enerjiye sahip olan Schottky yarıiletkeninde bazı boşlukluklar potansiyel engelini aşabilecek kadar enerji kazandığından metalin içine geçebilirler. Ayrıca metaldeki bazı boşlukluklar da bu potansiyel engeli aşabilecek kadar enerji kazanarak, yarıiletkenin içine geçebilirler. Böylece termal dengede kontakta engelden geçen eşit ve zıt yönlü, karşılıklı iki I_0 akımları oluşur. Ancak yarıiletkene Şekil 2.2'deki gibi bir V gerilimi uygulanırsa, metalden yarıiletkene doğru akan boşlukluk akımı değişmez, ve yarıiletkenindeki enerji seviyelerinin tümü eV kadar düşeceğinden yarıiletkenden metale geçen boşlukluklar için engel yüksekliği eV kadar

azalır. Bunun sonucu olarak yarıiletkenden metale doğru akan akım $\exp(eV/kT)$ çarpanı kadar azalır. Yarıiletkenden metale doğru olan akım pozitif kabul edilirse bu durumda oluşan karakteristik akım ifadesi,



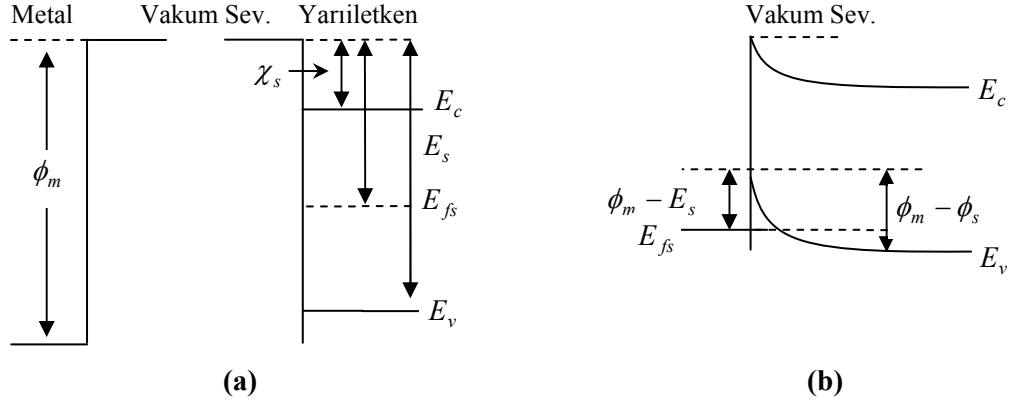
Şekil 2.2. a-b. Kontaklıktan sonra bir metal p-tipi yarıiletken doğrultucu kontaklığın $V > 0$ (a) ve $V < 0$ (b) durumları için oluşan enerji bant diyagramı.

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.3)$$

şeklinde olacaktır. Burada I_0 doyma akımıdır. Bu bir doğrultucu kontaklıktır.

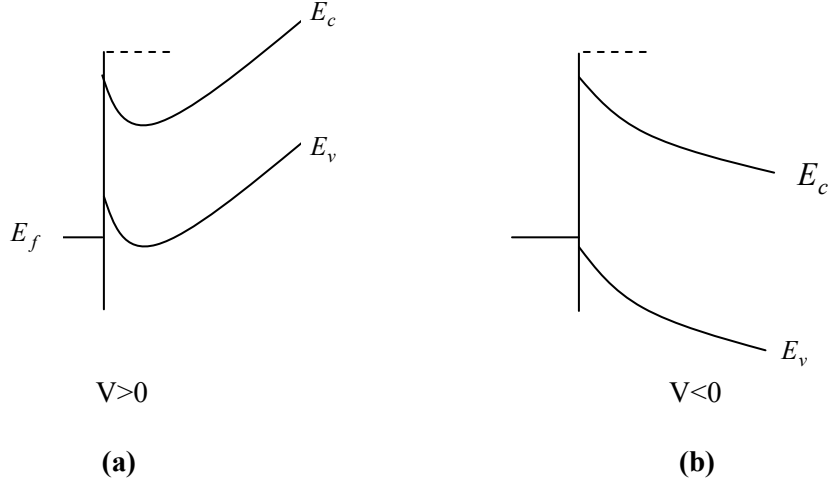
2.2.2. Metal p-tipi Yarıiletken Omik Kontaklıklar

Omik kontak, uygulanan gerilimin polaritesinden bağımsız olarak her iki yönde de akım akışına minimum direnç gösteren bir kontak şeklidir.



Şekil 2.3. a-b. Metal p-tipi yarıiletken omik kontakın kontakdan önce (a), kontakta sonra (b) oluşan enerji-bant yapısı.

Metal p-tipi yarıiletken kontaklar için $\phi_m > \phi_s$ durumunda oluşacak olan kontak şekli omik kontak olarak adlandırılır. Şekil-2.3.a'da görüldüğü gibi, kontakta önce yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden $\phi_m - \phi_s$ kadar yukarıdadır. Metal ve yarıiletkenin kontak haline getirilmesiyle, bir yük alışverişi meydana gelecektir. Yarıiletkendeki elektronlar, geride bir pozitif yüzey yükleri (boşluklardan dolayı) bırakarak metal tarafına akacaklar ve metal tarafında bir negatif yüzey yüküne neden olacaklardır. Bu olay sonucunda yarıiletkenin Fermi seviyesi Şekil-2.3.b'de görüldüğü gibi $\phi_m - \phi_s$ kadar aşağı düşer. Boşluk konsantrasyonunun artması sonucunda da, yarıiletken yüzeyi daha fazla p-tipi olur. Ayrıca kontakta sonra yapıya bir V gerilimi uygulandığında, Şekil 2.4'te görüldüğü gibi bu potansiyel farkı tüm yarıiletken bölge boyunca dağılır ve elektronlar herhangi bir zorlukla karşılaşmadan rahatlıkla engeli geçebilirler. Yapıya uygulanan bir doğru beslem durumunda, elektronlar, metalden yarıiletkene doğru kolayca hareket edebilirler ve yarıiletken tarafından boşluklarda metale doğru rahatlıkla akabilir. Metal tarafına geçen bu boşluklar yüksek elektron konsantrasyonundan dolayı hemen nötralize olabilirler. Ancak bu diyot yapıya bir ters beslem uygulanırsa, metalin iletkenlik bandında termal olarak oluşan boşluklar de kolay bir şekilde yarıiletken tarafına geçebilirler. Bu şekilde metalden yarıiletkene ve yarıiletkenden metale doğru akım taşıyıcılarının kolayca akabildiği kontak şekli omik kontaktaır.

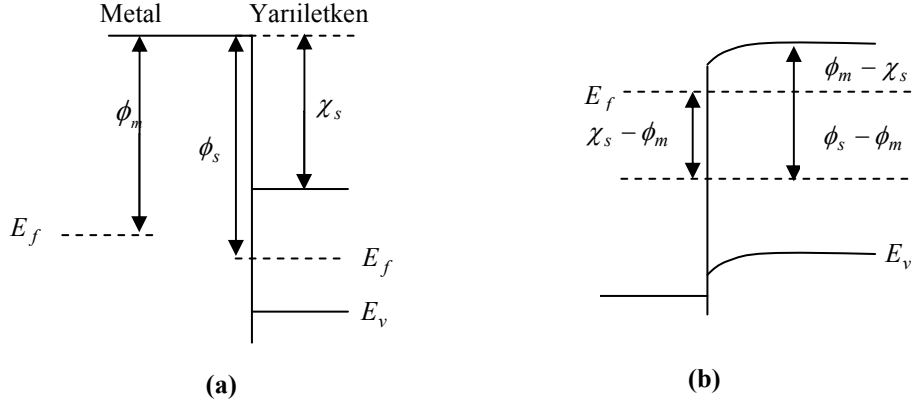


Şekil-2.4. a-b. Metal p-tipi yarıiletken omik kontak için $V>0$ için (a) ve $V<0$ için (b) oluşan bant yapısı.

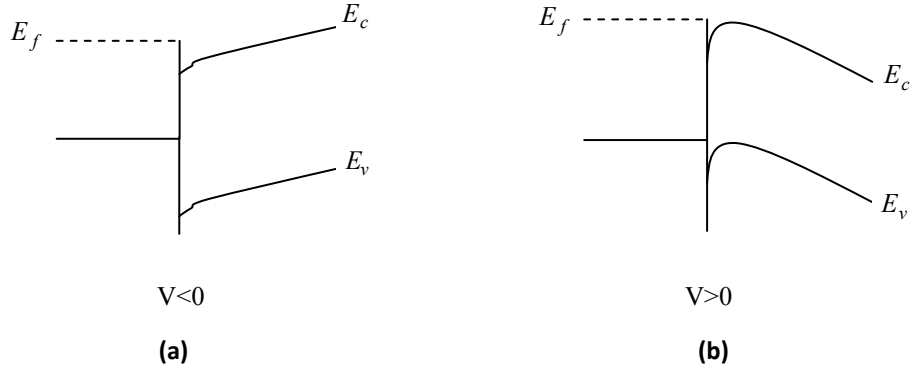
2.2.3 Metal n-tipi Yarıiletken Omik Kontaklar

Metal n-tipi yarıiletken kontaklarda ϕ_s yarıiletkenin iş fonksiyonu ϕ_m metalin iş fonksiyonundan daha büyük ise ($\phi_m < \phi_s$) oluşacak olan bu kontak şekli omik kontak türüdür. Kontak yapılmadan önceki enerji bant diyagramı Şekil-2.5.a'da gösterilmektedir. Şekil-2.5.a'da görüldüğü gibi yarıiletkenin Fermi enerji seviyesi metalin Fermi enerji seviyesinden $\phi_s - \phi_m$ kadar aşağıdadır. Kontakta sonra, elektronlar ile metalden yarıiletkenin içerisine, geride bir pozitif yüzey yükü bırakarak geçerler ve kontakta yarıiletken tarafında bir negatif yüzey yükünün oluşmasına sebep olurlar. Yük alışverişi sona erdikten sonra, yarıiletken gövdedeki Fermi enerji seviyesi $\phi_s - \phi_m$ kadar yükselir. Kontakta sonra oluşacak olan enerji bant diyagramını Şekil-2.5.b'de gibi gösterebilmemiz mümkündür. Yapılan böyle bir kontakta, taşıyıcılar (boşluk ve elektronlar) metalden yarıiletkene, yarıiletkenden metale doğru serbestçe geçebilirler.

Bir V gerilimi uygulandığında bu potansiyel farkı sadece kontak bölgesinde değil bütün yarıiletken gövde boyunca dağılacaktır. Şekil-2.6'da görüldüğü gibi metale ve yarıiletkene uygulanan pozitif bir gerilim durumunda, metaldeki elektronlar



Şekil-2.5. a-b. Metal n-tipi yarıiletken omik kontakın kontakdan önce (a) ve kontakdan sonra termal dengede (b) enerji-bant diyagramı.



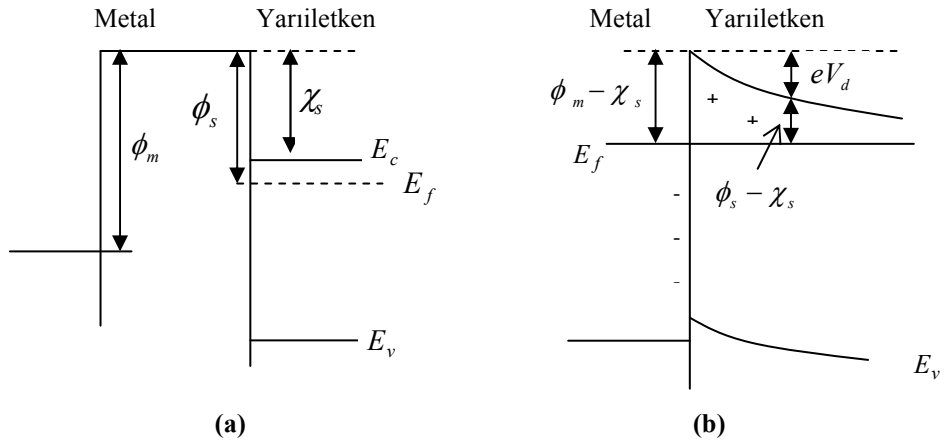
Şekil-2.6. a-b. Bir metal n-tipi yarıiletken omik kontakın $V < 0$ (a) ve $V > 0$ (b) durumlarında oluşan genel bant yapısı.

yarıiletken tarafına rahat bir şekilde geçerler ve ters gerilim durumunda da yarıiletken tarafındaki taşıyıcılar rahatlıkla metal tarafına geçebilirler. Böylece oluşan bu kontak yapısına meta-n tipi omik kontaklar denir.

2.2.4 Metal n-tipi Yarıiletken Doğrultucu Kontaklar

Bir metalle bir n-tipi yarıiletkenin $\phi_m > \phi_s$ koşuluyla oluşturdukları kontak çeşidine metal n-tipi doğrultucu kontak denir.

Şekil-2.7 kontak yapılmadan önce bir metal n-tipi yarıiletken doğrultucu kontaktağın enerji bant diyagramını göstermektedir. Kontaktağın önce bu şekilde de görüldüğü gibi yarıiletkenin Fermi enerji seviyesi metalin Fermi enerji seviyesinden $\phi_m - \phi_s$ kadar yukarıdadır. Kontaktağın sonra yarıiletkenden metale bir yük geçişi başlar ve yarıiletkenin yüzey tabakasındaki elektronlar, geride iyonlaşmış donörler bırakarak metalin içine geçerler. Yük alışverişi bittikten sonra, metalin ve n-tipi yarıiletkenin Fermi enerji seviyelerinin aynı hizaya geldiği denge durumuna ulaşılır. Bu yük alışverişi sonucunda yarıiletken gövdedeki enerji seviyeleri $\phi_m - \phi_s$ miktarı kadar aşağı iner ve Fermi enerji seviyelerinin aynı hizaya geldiği denge durumuna ulaşılır. Denge durumuna ulaşıldığında metal tarafındaki yüzey yükleriyle n-tipi yarıiletken tarafındaki uzay yüklerinin oluşturduğu dipol tabakası, kontaktağın bir potansiyel engelin oluşmasına, yani yarıiletken tarafında bantların yukarı doğru bükülmesine



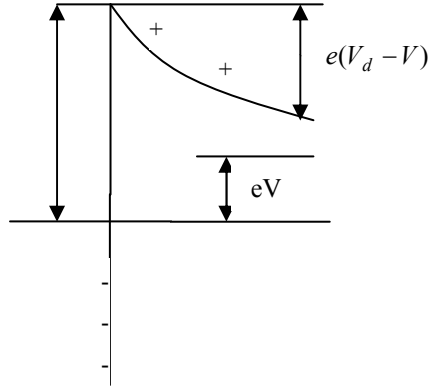
Şekil-2.7.a-b. Metal n-tipi yarıiletken doğrultucu (Schottky) kontaktağın kontaktağın önce (a) ve kontaktağın sonra ve termal dengede (b) oluşağı yapıağı.

neden olur. Kontaktağın sonraki metal n-tipi yarıiletkenin enerji bant diyagramı ise Şekil-2.7'de görülmektedir. Böylece Şekil 2.7.b'de görüldüğü gibi kontaktağın sonra oluşağı bu potansiyel engelin yarıiletken tarafındaki yüksekliğı;

$$eV_D = \phi_m - \phi_s \quad (2.4)$$

denklemini şeklinde ifade edilir. Kontakta sonra oluşan potansiyel engelin metal tarafındaki yüksekliği;

$$e\phi_{bn} = \phi_m - \phi_s \quad (2.5)$$



Şekil-2.8 $V=0$ durumunda metal n-tipi yarıiletken doğrultucu kontağın (Schottky) enerji bant yapısı.

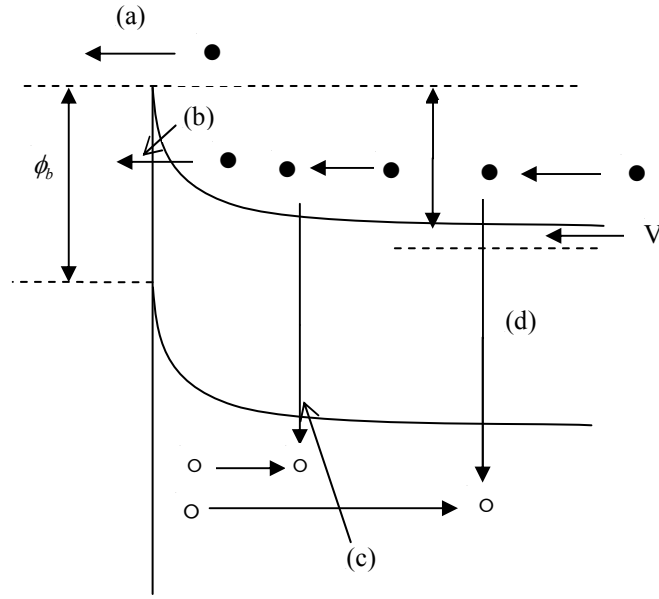
denklemini biçimindedir. Burada χ_s , yarıiletkenin elektron yakınlığı olarak tanımlanır ve yarıiletkenin elektron yakınlığı, iletkenlik bandı ile vakum seviyesi arasındaki enerji farkına eşittir.

2.3. Schotky Diyotlarında Akım İletim Mekanizmaları

Bir metal-yarıiletken kontakta oluşan akım iletim mekanizmalarını ters beslem altında aksi yönde olmak üzere aşağıdaki gibi sıralamamız mümkündür (Rhoderick and Williams):

a. Yarıiletkenin üst kısmından metal içerisine doğru elektronların geçişi (Termoionik Emisyon),

- b. Engelden kuantum mekaniksel olarak tünelleme yoluyla geçiş (Tünelleme Akımları),
- c. Uzay-yükü bölgesinde yeniden birleşme (Rekombinasyon),
- d. Nötral bölgede oluşan rekombinasyon (Boşluk enjeksiyonu).



Şekil 2.9. Doğru beslem durumunda bir Schottky diyotta oluşan akım taşıma mekanizmaları.

2.3.1. Taşıyıcıların Termoyonik Emisyon Yoluyla Geçışı

Termoyonik emisyon kısaca fiziksel olarak sıcak bir yüzeyden taşıyıcıların salınması anlamına gelir. Schottky diyotlarda yeterli termal enerjiyi kazanan taşıyıcıların metal-yarıiletken arasında oluşan potansiyel engel üzerinden yarıiletkenden metale veya metalden yarıiletkene geçmeleri olayı termoyonik emisyon geçişi olarak ifade edilir. Bu olayda çoğunluk taşıyıcılar, metal/n-tipi yarıiletken yapılarında elektronlar olurken, metal/p-tipi yarıiletken yapılarında ise boşluklar vardır. Termoyonik emisyon teriminin temel kabullenimlerini aşağıdaki gibi sıralayabiliriz:

- Potansiyel engelinin yüksekliği, kT/q termal enerjisinden çok büyük bir değere sahiptir.

- Eklem bölgesinde taşıyıcıların çarpışmalarının olmadığı düşünülür. Bu ise taşıyıcıların ortalama serbest yollarının eklem bölgesinin kalınlığından daha fazla olduğunu ifade eder.

- Engelde görüntü yükünün etkisi ihmal edilmekte ve engelde oluşan akımlar engel yüksekliğine çok fazla bağlı olmamaktadır.

Yarıiletken den metale doğru olan J_{sm} akım yoğunluğu, ancak eklemdeki potansiyel engelini geçmeye yetecek kadar enerjiye sahip elektronların konsantrasyonu ve bunların hızı ile ifade edilebilir:

$$J_{sm} = \int_{E_F + q\phi_B}^{\infty} q \mathcal{G}_x dn \quad (2.6)$$

Kontak yüzeyine dik doğrultuda elektronların x yönündeki hız bileşeni v_x ile gösterilirse, yarıiletken yapıda hızları v_x ile $v_x + \Delta v_x$ arasında olan elektronların yoğunluk ifadesi,

$$dn_x = N_d \left(\frac{m_e^*}{2\pi kT} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{m_e^* v_x^2}{2kT} \right)^{1/2} dv_x \quad (2.7)$$

denklemi şeklinde belirtilebilir. Bu denklemde N_d taşıyıcıların yoğunluğunu, m_e^* elektronun etkin kütleini, k Boltzman sabitini ve T ise Kelvin cinsinden mutlak sıcaklığı ifade etmektedir. Yarıiletkene dış bir gerilim uygulandığında elektronlar için yarıiletken den metale doğru olan akım yoğunluğu, hızları $\frac{1}{2} m_n^* v_x^2 > eV_D$ şartını

sağlayan elektronların birim zamanda birim yüzeyden geçen sayısının e ile çarpımına eşittir.

$$J_{sm} = \int_{V_{0x}}^{\infty} e v_x dn_x = \int_{V_{0x}}^{\infty} e N_d \left(\frac{m_e^*}{2\pi kT} \right)^{1/2} v_x \exp\left(-\frac{m_e^* v_x^2}{2kT}\right)^{1/2} dv_x \quad (2.8)$$

$$= e N_d \left(\frac{kT}{2\pi m_n^*} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{m_n^* v_x^2}{2kT}\right)^{1/2} = e N_d \left(\frac{kT}{2\pi m_n^*} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{eV_D}{kT}\right) \quad (2.9)$$

Bu denklemde hızın x-yönündeki bileşeni v_x , $v_x = \left(\frac{2eV_D}{m_n^*} \right)^{1/2}$ biçiminde olup, taşıyıcının eV_D yüksekliğindeki potansiyel engelini aşması için gerekli olan minimum hızdır. Eğer n-tipi yarıiletkende iletkenlik bandının alt kenarı ve p-tipi yarıiletkenlerde ise valans bandının üst kenarı referans olarak sıfır seçilirse, iletkenlik ve valans bandındaki hallerin yoğunluğu sırasıyla;

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

ve

$$N_V = \left(\frac{2\pi m_h^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_F}{kT}\right) \quad (2.11)$$

eşitlikleri biçiminde belirtilebilir. Bu ifade $e\phi_{Bn} = E_S - \phi_m$ olarak yazılır ve gerekli düzenlemeler yapılırsa 2.9'daki bu denklem,

$$J_{sm} = \frac{4\pi e m_n^* k^2 T^2}{h^3} \exp\left(-\frac{eV_D + E_F}{kT}\right) \quad (2.12)$$

ifadesi biçiminde düzenlenebilir. Ayrıca metal tarafında yarıiletkenin iletkenlik bandının kenarına göre görülen potansiyel engel yüksekliği;

$$e\phi_{Bn} = eV_D - E_F \quad (2.13)$$

şeklinde ve elektronlar için etkin Richardson sabiti A^* ($A/cm^2 K^2$),

$$A^* = \frac{4\pi m_n^* k^2}{h^3} \quad (2.14)$$

eşitliği ile verilebilir. Böylece 2.12'de yarıiletken den metale doğru oluşan akım yoğunluğu ifadesi

$$J_{sm} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_{Bn}}{kT}\right) \quad (2.15)$$

eşitliği haline dönüşecektir. Doğru beslem uygulandığında bir metal n-tipi Schottky kontak yapıda engel yüksekliği azalacağından akım yoğunluğu değeri $\exp(eV/kT)$ çarpanıyla orantılı olarak artacaktır. Sonuçta yarıiletken den metale doğru akan akım yoğunluğu J_{sm} ,

$$J_{sm} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_{Bn}}{kT}\right) \exp\left(-\frac{eV}{kT}\right) \quad (2.16)$$

ifadesine dönüşür. Termal denge durumunda, yarıiletken den metale ve metalden yarıiletkene doğru akım yoğunlukları eşittir ve böylece toplam akım yoğunluğu ifadesi;

$$J_n = A^* T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_{Bn}}{kT}\right) [\exp\left(-\frac{eV}{kT}\right) - 1] \quad (2.17)$$

denklemin biçiminde düzenlenmiş olacaktır. Burada, köşeli parantez dışındaki ifade sızıntı ya da doyma akımı olarak da adlandırılır ve

$$J_0 = A^* T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_{Bn}}{kT}\right) \quad (2.18)$$

denkleminde eşittir.

2.3.2. Engelde Taşıyıcıların Oluşturdukları Tünelleme Akımları

Metal-yarıiletken Schottky diyotların geniş bir sıcaklık aralığındaki I-V karakteristikleri incelendiğinde, engelden elektronların geçişi esnasında bazı elektronların tünelleme yaparak engel bölgesinden geçiş yaptıkları belirlenebilir. Böylece enerjileri potansiyel engelinden daha düşük enerjili elektronlar belirli bir sıcaklık sınırının altında, kuantum mekaniksel tünelleme ile engelin içinden tünelleme yaparak metal tarafına ya da yarıiletken tarafına geçebilirler. Tünellemenin Schottky engel eklemlerinde meydana gelebildiği doğru beslem için yarıiletken dejenere olacak şekilde katkılanmıştır ve bu yüzden Fermi seviyesi yarıiletkenin iletkenlik band tabanının üzerindedir. Çok katkılı yarıiletkenlerde, deplasyon tabakası genişliği çok dardır ve düşük sıcaklıklarda doğru beslem yönündeki akım değeri, yarıiletkenin Fermi enerjisine yakın elektronların tünellemesinden dolayı artmaktadır. Bu olay kontak yapılarında alan emisyonu olarak ifade edilir. Sıcaklığın yükselmesiyle de, elektronlar daha yüksek enerji değerlerine sahip olacağından engelde tünelleme olasılığı daha da artacaktır. Çünkü elektronların önemli bir kısmı, daha dar ve daha düşük bir potansiyel engeli ile karşılaşacakları için Fermi seviyesinin üzerine çıkabilirler. Böylece bu elektronlar engelin üst noktasına ulaşmadan önce yarıiletkenden metale doğru tünelleyerek geçebilirler. Termal olarak uyarılmış elektronların bu şekilde tünellemesi olayı termoiyonik alan emisyonu olarak ifade edilir. Taşıyıcıların tünellemesinden dolayı Fermi seviyesi üzerindeki enerjiye sahip elektron sayılarının hızlı bir şekilde azalmasıyla, engel yüksekliği azalır ve sonuçta engel kalınlığı incelmış olur. Bu durumu sağlayan Termoiyonik alan emisyonunun katkısının maksimum olduğu bir E_m enerjisi mevcuttur.

Engelde termoiyonik alan emisyonu ve alan emisyon mekanizmaları Şekil-2.10'da açıkça gösterilmektedir. Sıcaklık daha da arttırılırsa, elektronlar potansiyel engel yüksekliğini aşabilecek kadar yeterli enerjiye sahip olurlar ve sonuçta tünelleme olmadan engel üzerinden karşı tarafa rahatlıkla geçebilirler. Bu durum termiyonik emisyon olayıdır. Alan emisyonu mekanizması doğru beslem altında ancak çok

düşük doğru beslem voltajları dışında sadece dejenere yarıiletkenlerde meydana gelir. Tünelleme akım ifadesi aşağıdaki gibi ifade edilebilir:

$$I = I_s \exp(qV / E_0) \quad (2.19)$$

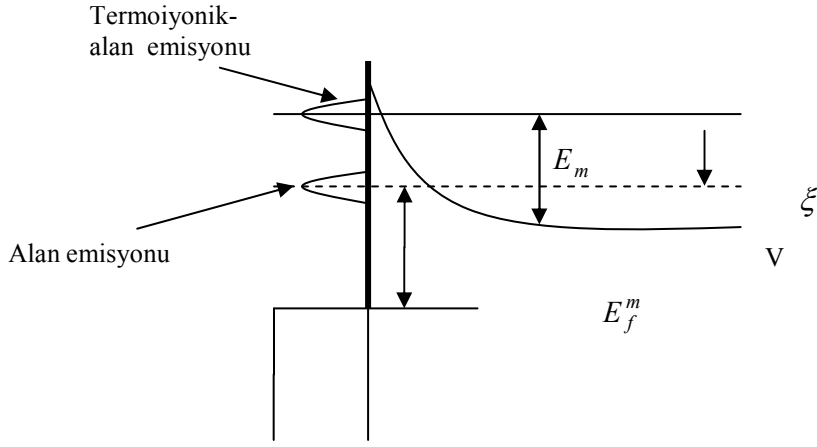
Bu denlemede E_0 , n idealite faktörü n ile ilgili olup

$$E_0 = \frac{q}{nkT} = E_{00} \coth(E_{00} / kT) \quad (2.20)$$

eşitliği ile verilir. Buradaki E_{00} terimi, enerji boyutunda olan bir tünelleme parametresi olup aşağıdaki gibi ifade edilebilir:

$$E_{00} = \frac{h}{4\pi} (N_D / m^*)^{0.5} \quad (2.21)$$

Burada h , m^* , N_D ve ϵ_s sırasıyla Planck sabiti, yarıiletkenin etkin kütlesi, taşıyıcıların yoğunluğu ve yarıiletkenin dielektrik sabitidir. (2.19)'daki I_s terimi voltaja



Şekil-2.10 Schottky diyotların doğru beslem altında oluşan termoiyotik alan emisyonu ve alan emisyonu altında oluşan engelin yapısı.

zayıf bağlı olup engel yüksekliği, yarıiletken parametreleri ve sıcaklığa bağlı biraz karmaşık bir ifadedir. E_{00} enerjisi, tünellemede oldukça önemli bir kıyas parametresidir ve kT/E_{00} oranı, engelde termoiyotik emisyon ve tünellemenin bağlı bir ölçüsüdür. Düşük sıcaklıklarda E_{00} , kT ile kıyaslanabilir duruma gelir ve $E_{00} \gg kT/q$ şeklindedir. Bu durum alan emisyonu için geçerlidir. Yüksek sıcaklıklarda ise $E_{00} \ll kT/q$ biçiminde olup, bu termoiyotik emisyonu ifade eder. Termoiyotik-alan emisyonunda ise $E_{00} \approx kt/q$ olarak ifade edilir. $\ln I-V$ grafiğinin eğimi, q/nkT 'ye eşittir ve burada n idalite faktörü,

$$n = \left(\frac{E_{00}}{kT} \right) \coth \left(\frac{E_{00}}{kT} \right) \quad (2.22)$$

eşitliği şeklindedir.

2.3.3. Deplasyon bölgesinde yeniden birleşme olayı (Rekombinasyon Mekanizması)

Bir Schottky diyodun deplasyon bölgesinde olan yeniden birleşme olayı, genellikle yerleşik seviyeler üzerinden gerçekleşir. Shockley, Read ve Hall (1952)'e göre, p-n

eklemine benzer olarak en etkin merkezler, enerjileri yasak enerji aralığının orta noktasına karşılık gelenlerdir. Bu teoriye göre deplasyon bölgesindeki yeniden birleşme hızını aşağıdaki gibi ifade etmek mümkündür (Schmitsdorf, R. F., T. U. Kampen., W. Monch., 1995)

$$U = \frac{np - n_i^2}{\tau_n(n + n_i) + \tau_p(p + n_i)} \quad (2.23)$$

Bu eşitlikteki τ_n ve τ_p yarıiletkendeki elektron ve boşlukların ömürleridir. Denk.(2.23), bir saf seviyeye karşılık gelen ve bant aralığının ortasında yer alan yalnızca bir tuzak seviyesinin bulunduğu durumu ifade etmektedir. Böylece yeniden birleşme akım yoğunluğu aşağıdaki eşitlikteki gibidir:

$$\int_r = q \cdot \int_0^w U(x) dx \quad (2.24)$$

Eger $n, p \gg n_i$ ve $\tau_n = \tau_p = \tau_r$ sadeleştirmeleri yapılabilirse, küçük gerilimli ileri besleme durumunda, rekombinasyon akım yoğunluğu (Schmitsdorf, R. F., T. U. Kampen., W. Monch., 1995):

$$J_r = J_{r0} \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) [1 - \exp(-qV/kT)] \quad (2.25)$$

şeklinde olur. Bu denklemde

$$J_{r0} = \frac{qn_i w}{2\tau_r} \quad (2.26)$$

biçimindedir ve saf elektron yoğunluğu $n_i = (N_c N_v)^{\frac{1}{2}} \exp(-E_g / 2kT)$ 'e eşit olup, w deplasyon bölgesi genişliğidir:

$$w = (2 \epsilon_s / q N_d)^{\frac{1}{2}} [q(\phi_b - V - \xi - kT / q)]^{\frac{1}{2}} \quad (2.27)$$

Sonuçta toplam akım yoğunluğu rekombinasyon ve termoiyonik-emisyon akımlarının her ikisinde göz önüne alındığında toplam akım yoğunluğu,

$$J = J_{te} + J_r = J_{t0} \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] + J_{r0} \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) [1 - \exp(-qV/kT)] \quad (2.28)$$

$$= [J_{t0} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) + J_{r0} \exp(qV/2kT)] [1 - \exp(-qV/kT)] \quad (2.29)$$

denklemleri biçiminde yazılabilir. Böylece rekombinasyon akımının termoiyonik-emisyon akımına oranı,

$$\frac{J_r}{J_{te}} = q \left(\frac{(N_c N_v)^{\frac{1}{2}} w}{(2A^* T^2 \tau_r) \exp[-q(E_g + V - 2\phi_b)]} \frac{1}{2kT} \right) \quad (2.30)$$

olarak elde edilir.

Bu denklemde görüldüğü gibi yeniden birleşme akımı; yüksek engele sahip eklemlerde, kısa ömürlü taşıyıcılı materyallerde, düşük sıcaklık ve besleme gerilimlerinde etkin olmaktadır.

2.3.4. Azınlık Taşıyıcılarının Enjeksiyonu

Schottky diyotlarda akım iletimi çoğunluk taşıyıcılarla sağlanır. Ancak bir metal n-tipi yarıiletken kontakta engel yüksekliğinin yarıiletkenin yasak bant aralığının yarısından daha büyük olduğu düşünülürse metale yakın yarı iletken bölgesi, büyük bir boşluk konsantrasyonuna sahip olur ve böylece metal n-tipi kontak yapı p-tipi özellik gösterir. Bundan dolayı doğru belsem altında bir potansiyel uygulandığında elektronlar yarı iletkenden metale doğru geçer ve boşlukların metalden yarı iletkene enjeksiyonlarıyla bu boşluklar nötr yarı iletken bölgesine yayılırlar. Ayrıca nötr

yarıiletken bölgesine yayılan bazı elektronlar, bu bölgeye metalden enjekte olan boşluklarla yeniden birleşebilirler. Ancak metalden boşluk enjeksiyonuyla yarıiletken metale doğru elektronların akışı eşit oranda olacağından yarıiletken içerisinde boşlukların oluşacağı açıktır. (Tyagi, M. S., 1991)

Schottky diyotların I_p boşluk akımı,

$$I_p = \frac{qAD_p n_i^2}{N_p L_p} \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.31)$$

ile verilir. Eklemdeki boşluk akımının termoiyonik emisyon akımına oranı;

$$\frac{I_p}{I} = \frac{qD_p n_i^2}{A^* T^2 L_p N_d} \exp\left(\frac{\phi_b}{kT}\right) \quad (2.32)$$

şeklinde ifade edilir.

2.3.5. Homojen Olmayan Bariyer Modeli (İdeal Olmayan Kontak Yapı)

Schottky engel diyotların I-V karakteristiklerinin analizinde, I-V eğrilerinin n idealite faktörü genelde $n > 1$ şeklinde olmasıyla termoiyonik emisyon modelinden sapmasının engeldeki çok çeşitli nedenlerden kaynaklandığı yapılan literatür analizlerinde sıklıkla rastlanmaktadır. Literatürde bu homojensizlikleri resmedebilmek için çok çeşitli modellerin önerildiğini söylemek mümkün olmaktadır.

Engelin yapısındaki homojensizliklerin kaynaklarını aşağıdaki gibi sıralamamız mümkündür:

- 1-) Yarıiletken içinde rastgele dağılmış olan katkı atomları,
- 2-) Engel yüksekliğini değiştiren örgü kusurları
- 3-) Engel yüksekliğinin dalgalanmasına neden olan arayüzey etkileri
- 4-) Engel yüksekliğini değiştirebilen metaldeki tanecik sınırları
- 5-) Kirlilikler.

Bu ifadelerin hemen hepsi arayüzey yapısından dolayı kaynaklanmaktadır. Ancak yapılan analizlerde $n > 1$ olmasına neden olan etkenlerin

- a) Arayüzeyin homojen olmayan yapısı ve arayüzeydeki yüklerin mevcut olan pozisyonu,
- b) Engeldeki tünelleme akımları,
- c) Görüntü yük etkisi,
- d) Engelde oluşan generation-rekombinasyon akımlarından oluştukları tespit edilmiştir.

Yapılan analizlerde, özellikle düşük sıcaklıklarda engel yüksekliği ve idealite faktörünün sıcaklığın aşırı fonksiyonu olan davranışı Gaussian dağılımı ile açıklanmaktadır. Buna göre uygulanan bir doğru beslem geriliminde toplam akım ifadesi,

$$I(V) = I_0 \exp\left(\frac{qV}{n_{ap} kT}\right) [1 - \exp(-qV / kT)] \quad (2.33)$$

şeklinindedir ve bu denklemdeki I_0 doyma akım yoğunluğu ifadesi,

$$I_0 = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{ap}}{kT}\right) \quad (2.34)$$

denklemine eşittir. Bu eşitliklerdeki, ϕ_{ap} ve n_{ap} sırasıyla görünür engel yüksekliği ve görünür idealite faktörü değerleridir. Buna göre, ϕ_{ap} ve n_{ap} değerleri sıcaklığa bağlı olarak aşağıdaki gibi ifade edilebilir: (Werner H. J., Güttler H.H., 1990)

$$\phi_{ap} = \phi_{b0} - q\sigma_s^2 / 2kT \quad (2.35)$$

$$\left[\left(\frac{1}{n_{ap}}\right) - 1\right] = \rho_2 - \left(\frac{q\rho_3}{2kT}\right) \quad (2.36)$$

Bu ifadelerdeki ϕ_{b0} ve σ_s sırasıyla ortalama engel yüksekliği ve engel yüksekliği dağılımının standart sapması, ρ_2 ve ρ_3 ise voltaj katsayılarıdır.

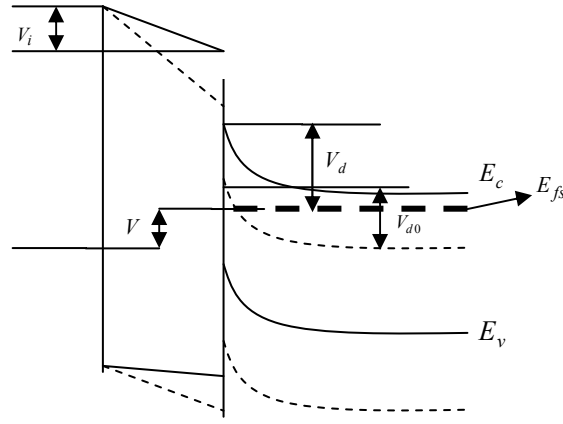
Homojensizlikleri ifade ederken engelin yapısında oluşan tünelleme ve generation akımlarından yukarıdaki bölümlerde bahsedildiğinden arayüzeyin yapısından ve görüntü yük etkisinden bahsetmek anlamlı olacaktır.

2.3.6 Arayüzey Tabakasının Yapısı ve Schottky Engel Dağılımı Üzerine Etkileri

Bir metal-yarıiletken kontak yapı optimum şartlarda fabrike edilmediği takdirde metal ve yarıiletkenin birbirlerine kontak amacıyla pires edildiği Schottky diyotlarda metal ile yarıiletken arasında genellikle kalınlığı $5-10 \text{ \AA}$ olan doğal bir oksit tabakası oluşur. Bu arayüzey tabakası, kalın bir oksidin bant yapısı karakteristiklerine sahip olmayacak kadar ince olsa bile, bir yalıtkan olarak göz önüne alınabilir ve oluşan yapı bir metal-yarıiletken yapısından ziyade metal-yalıtkan-yarıiletken şeklinde olmaktadır. Bu durumda imal edilen Schotky diyot ideal bir yapıya sahip değildir ve böyle bir Schottky engeli için enerji-bant diyagramı Şekil-2.11'de gösterilmektedir. Arayüzeyde oluşan yalıtkan tabakanın kantağın yapısı üzerinde üç farklı etkiye sahiptir:

-Yalıtkan tabaka boyunca oluşan engel yüksekliğinin büyüklüğü değeri ideal bir diyotun engel yüksekliğinin büyüklüğünden daha düşüktür.

-Arayüzeyin yapısından dolayı uygulanan bir doğru beslem durumunda akım değerleri azalır ve bu durumda elektronlar yalıtkan tarafından oluşturulan engelin içinden tünelleme yaparak geçmek zorunda kalırlar.



Şekil-2.11 Schottky engel kontağın enerji-band diyagramı: (---) Sıfırbeslem ve (—) düz beslem altında.

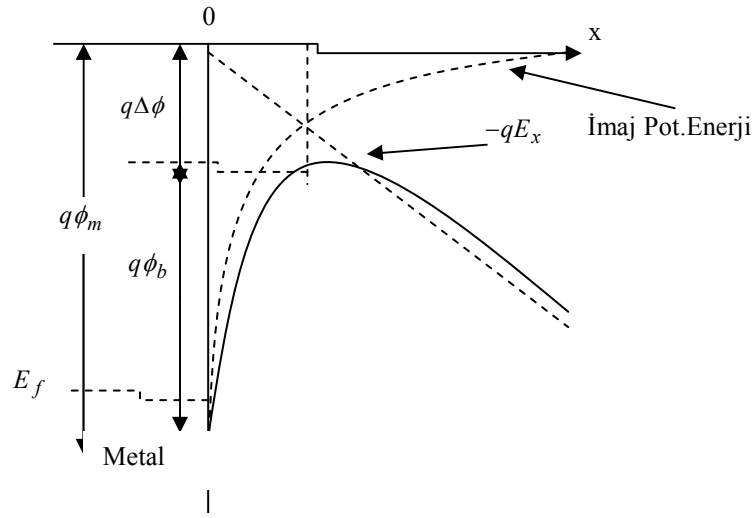
-Uygulanan doğru beslem geriliminin bir kısmı metal ile yarıiletken arasında oluşan arayüzey tabakasından dolayı düşer. Böylece, sonuçta ϕ_b engel yüksekliği doğru beslem geriliminin bir fonksiyonu olur. Engel yüksekliğinin uygulanan gerilimle bu ilişkisinden dolayı diyotların akım-gerilim karakteristiğinin şekli değişmektedir.

2.3.7. Görüntü Yük Etkisi (Schottky Etkisi)

Metal ile yarıiletken arasında bir arayüzey tabakasının olmadığı ideal bir Schottky yapıda bir elektron metale doğru yaklaştığında yüzeye dik olabilecek olan bir elektrik alan oluşmakta ve bu alan metalin yüzeyine göre elektronun ayna görüntüsünde hayali bir q büyüklüğüne sahip pozitif yük var gibi hareket etmektedir. Böylece elektronu metale çeken Coulomb kuvveti,

$$F = -\left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)\left(\frac{q}{2x}\right)^2 \quad (2.37)$$

şeklinde ifade edilmektedir. Burada ϵ_0 , boşluğun dielektrik geçirgenliğidir. Bu Coulomb kuvveti, $+\infty$ ile x arasında integre edilirse,



Şekil-2.12 Bir metal-yarıiletken doğrultucu kontakta Schottky etkisinden kaynaklanan potansiyel engel alçalması.

$$\int_{\infty}^x F dx = \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x} \quad (2.38)$$

olarak elde edilir. Metal-yarıiletken Schottky diyotları (kontaklar) için bu metalden ara yüzeye doğru olan emisyon, metalden yarıiletkene doğru emisyon şekline dönüşebilecektir. Sonuçta Schottky engeli bu görüntü yükün etkisinden dolayı bir $\Delta\phi_b$ miktarı kadar azalır ve bu olay görüntü yük etkisi ya da Schottky etkisi olarak adlandırılır. Ayrıca yapıya dış bir elektrik alan uygulandığında uzaklığın fonksiyonu olarak toplam potansiyel enerji,

$$U(x) = \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x} + q\zeta x \quad (2.39)$$

olur. Schottky etkisi, metal yüzeyinden bir x_m ifadesi kadar uzakta potansiyel enerji değişiminin $\frac{dU(x)}{dx} = 0$ olduğu noktada meydana gelir:

$$U(x) = \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x} + q\xi x \quad (2.40)$$

Bu denklem, x 'e göre türevi alınıp sıfıra eşitlenirse,

$$x_m = (q/(16\pi\epsilon_0\xi))^{1/2} \quad (2.41)$$

olarak elde edilir ve bu değer denk.(2.40)'ta yerine yazılırsa $\Delta\phi_b$,

$$\Delta\phi_b = (q\xi/4\pi\epsilon_s)^{1/2} \quad (2.42)$$

denklemini biçiminde elde edilir.

3. MATERYAL ve YÖNTEM

3.1. Deney Düzenegi ve Kontak Fabrikasyonu

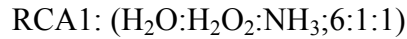
Metal-yarıiletken kontak yapıların fabrikasyonu buharlaştırma ya da sputter (cıçlama) gibi farklı metotlar kullanılarak gerçekleştirilmektedir. Deneysel çalışmalarda buharlaştırma metodu daha pratik, kullanışlı ve yaygın olmasından dolayı daha çok tercih edilmektedir. Yapılan bu çalışmada da p-Si yarıiletken üzerine Schottky kontak fabrikasyon işleminde buharlaştırma metodu tercih edildi.

İyi bir buharlaştırma gerçekleştirmek için bazı özel sistemlerin olmasını gerekmektedir. Laboratuarda hava temizleme sistemine sahip temiz ortamların hazırlanan kontakların performans ve güvenilirliğini etkilemekte olduğu temel prensip olarak bilinmektedir. Ayrıca fabrikasyon aşamasında temiz, güvenilir ve iyi bir vakumlama kapasitesine sahip donanımlı sistemlerin kullanılması gerekli olmaktadır. Sonuçta temiz olmayan ortamlarda, ortamda mevcut kirliliklerin numune

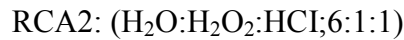
üzerinde fazladan kirliliklere sebebiyet vereceğinden dolayı hazırlanan kontak yapılar güvenilir olmayacaklardır.

Çalışmalarımızda numunelerin temiz ortamlarda hazırlanması, tutulması için çalışma yapılan laboratuarda mevcut bir hava temizleyicisi (air cleaner sistemi) ve 10^{-8} Torr basınca kadar vakumlama yapabilen bir Turbo Moleküler pompa destekli buharlaştırıcı sistemi kullanıldı. Ayrıca numunenin omik işlem sırasında tavlama amacıyla önceden tasarlanmış ve sıcaklığı 1200°C 'ye kadar çıkabilen bir tavlama sistemi kullanıldı.

Bu çalışmada [100] yönelimine ve $13\ \Omega\text{cm}$ öz dirence sahip olan p-Si numuneler kullanıldı. Numuneler üzerinde ilk işlem olarak numune üzerindeki bir takım kimyasal yağlardan ve kirliliklerden temizleme yapılabilmesi için sırasıyla aseton ve metanolda ultrasonik olarak 10 dk. süreyle yıkanma işlemleri yapıldı. Bu aşamadan sonra deiyonize suyla durulanan numuneler, organik olarak bilinen ve aşağıda belirtilen bazı kimyasalların bir araya getirilmesiyle RCA1 olarak isimlendirilen bir kimyasal temizleme işleminde 60°C 'de 10 dk. kadar bekletilen bir işleme tabi tutuldu.



RCA1 işleminden sonra seyreltik HF:($\text{H}_2\text{O:HF;10:1}$)'de 30 s. süreyle beklenen numuneler RCA2 olarak isimlendirilen ve metalik temizleme olarak bilinen bir işlemde geçirildi. RCA2'de de numuneler 60°C 'de 10 dk. süreyle bekletildiler.



RCA2 işleminden sonra deiyonize suyla iyice yıkanan numuneler yine seyreltilmiş HF içerisinde 30 s kadar bekletildi ve sonrasında 15-20 dk kadar süren bir deiyonize

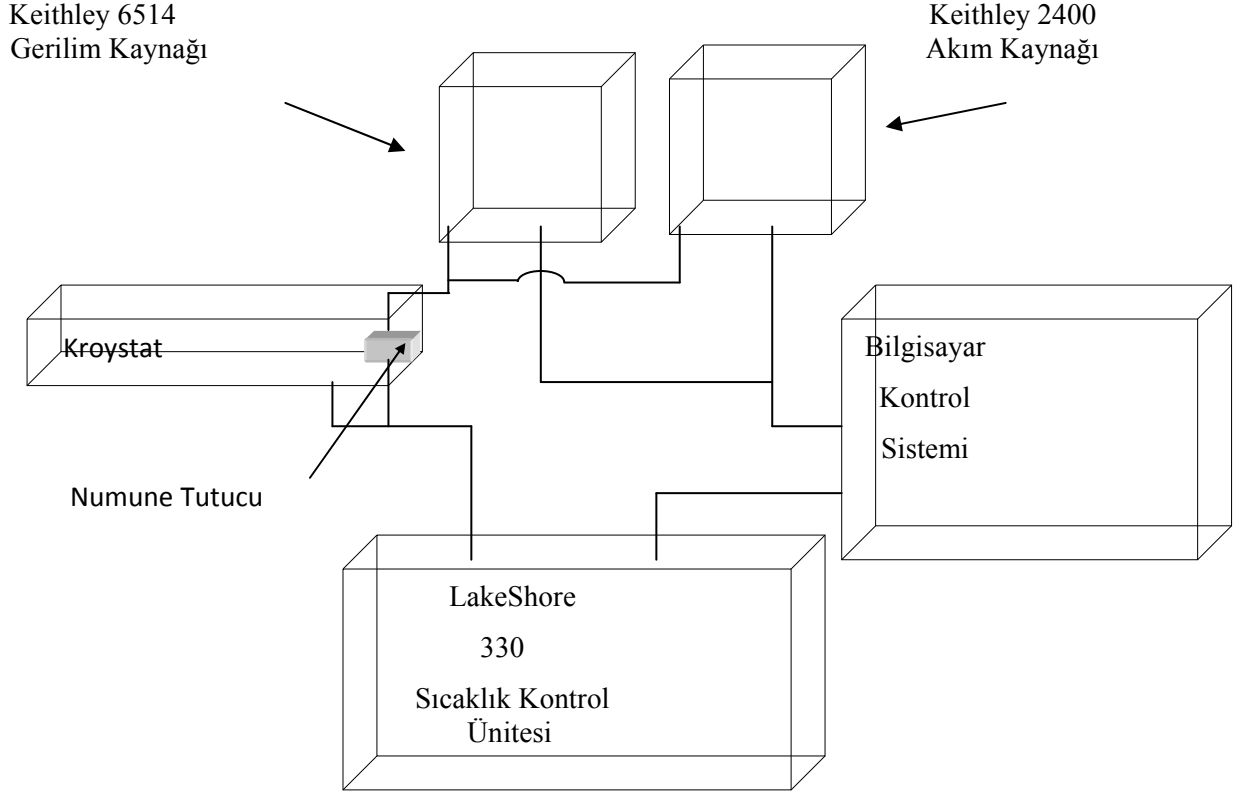
sudan geçirildi. Böylece kimyasal temizleme işlemi numuneler için tamamlanmış oldu.

Numunelerin omik kontak işleminin ilk aşaması olarak numunenin arka tarafına doğrudan Al'un 5×10^{-7} Torr basınçta buharlaştırılmasıyla yapıldı ve ikinci işlem olarak bu aşamada numuneler 550°C 'de 5 sn. süreyle kuru azot gazı akışı içerisinde anneal olarak isimlendirilen tavlama işlemine tabi tutuldular. Schottky metalizasyon işlemi ise omik kontak işleminden sonra numunenin Schottky kontak yapılacak olan tarafı 30 sn. süreyle bir HF: H₂O (1:10) kimyasal işlemine maruz bırakıldıktan sonra 5×10^{-8} Torr basınçta Al'un termal olarak buharlaştırılmasıyla gerçekleştirildi. Ayrıca Schottky kontak bu metalizasyon işlemi için çapı 0.5 mm olan bir gölge maske kullanıldı.

3.2. I-V Ölçüm ve Analiz Sistemi

Akım-voltaj (I-V) ölçümleri metal-yarıiletken kontak yapılarda yapının karakterizasyonu için yapılması gerekli olan bir işlem haline gelmiştir. Çünkü Schottky kontakların temel yapısını açıklayan çoğu engel parametreleri sıcaklığa bağlı I-V ölçümlerinden elde edilebilmektedir.

Al/p-Si/Al yapının sıcaklığa bağlı I-V ölçümlerini gerçekleştirmek amacıyla Atatürk Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Yarıiletken Proses Laboratuvarında mevcut olan Şekil 3.1'de gösterilen I-V ölçüm sistemi kullanıldı. Ölçüm sistemi Şekil 3.1'de görüldüğü gibi ± 0.1 K kararlılık ile LakeShore 330 sıcaklık kontrol ünitesi, 1 fA'e kadar akım ölçen Keithley 2400 akım kaynağı ve 1mV çözünürlük gerilim uygulayabilen Keithley 6514'den oluşmaktadır. Ayrıca ölçüm sistemi içerisinde sisteme dahil olabilen 4-350 K sıcaklık aralığında çalışan bir kapalı-devre He kryostatı numuneyi istenilen sıcaklığa soğutabilmekte ve bu ölçüm sisteminde akım, gerilim ve sıcaklık kontrol üniteleri bir bilgisayara bağlı olarak



Şekil 3.1. 4-350 K aralığında ölçüm yapabilen I-V Ölçüm sistemimizin blok diyagramı.

I-V ve C-V ölçümlerini yapabilen ‘I-V ve C-V Ölçüm-Analiz Programı’ adlı bir özel program dahilinde kontrol edilmekte ve çalışmaktadır.

Kimyasal temizleme işlemleri yapılarak ölçüme hazır hale gelmiş olan Al/p-Si/Al Schottky kontaktları üzerinde sıcaklığa bağlı I-V ölçümleri 300-150 K sıcaklık aralığında 10’ar K aralıklarla gerçekleştirildi. Numunelerin I-V ölçümlerinin uygulama gerilimi +1 V ile 0 V aralığında seçildi. Sıcaklığa bağlı ölçümlerde 50 mK’den daha az kararlılık seçiminin yapılmasıyla tüm ölçümlerde numune sıcaklığının daha az bir salınımla kararlı hale gelmesi sağlanmış oldu.

4. ARAŞTIRMA SONUÇLARI ve TARTIŞMA

4.1. Al/p-Si/Al Schottky Kontak Yapının Akım-Gerilim Karakteristikleri

Fabrikasyonu yapılan Al/p-Si/Al Schottky diyotu üzerinde akım-gerilim ölçümleri Bölüm 3'te belirtildiği gibi 150-300 K sıcaklık değerleri arasında yapıldı. Ölçüm sonucunda aşağıda görüldüğü gibi elde edilen sıcaklığa bağlı akım-gerilim (I-V) eğrilerinde, akım değerlerinin ani olarak arttığı gözlemlenmekte ve bu artış diyotumuzun doğrultucu özelliğe sahip olduğunu göstermesi bakımından önemli olmaktadır. Ayrıca diyotun doğrultucu özelliklerini fiziksel olarak ifade edebilmemiz için elde edilen I-V eğrilerinin doğru beslem tarafları analiz edilmiş ve sonuçta idealite faktörü, engel yüksekliği gibi bazı temel parametrelerin hesaplanması işlemi yapılarak diyot özellikleri yorumlanmıştır.

4.1.1. Al/p-Si/Al'un Engel Yüksekliği ve İdealite Faktörü Değerlerinin Sıcaklığa Bağlı Karakterizasyonu

İdeal bir Schottky kontak yapıda akım akışı taşıyıcıların termoiyonik-emisyonu ile gerçekleşmektedir. Akım taşıyıcılarının metalden yarıiletkeneye doğru ya da tersine hareketlerindeki termoiyonik davranışları taşıyıcılar için beklenen bir durumdur. Ancak literatürde, yapılan deneysel çalışmalar sonucunda elde edilen I-V eğrilerinde gözlemlendiği gibi genel bir termoiyonik davranışı görülmemekte ve bu durum farklı nedenlerle ilişkilendirilmektedir (Rhoderick and Williams 1988; Sze 1981). Böylece ideal bir yapıya sahip olabilen bir diyotun akım-gerilim ilişkisi (Rhoderick and Williams 1988; Sze 1981),

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

denklemini biçiminde ifade edilebilir. Bu denklemde V diyota uygulanan gerilim değeri, I okunan akım değeri, k Boltzman sabiti, T diyot sıcaklığı, n idealite

faktörü, q elektronik yükü ve I_0 doyma akım değerini ifade etmektedir. I_0 doyma akımı,

$$I_0 = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_b}{kT}\right) \quad (4.1)$$

biçiminde olup, bu denklemde A diyot alanını, ϕ_b engel yüksekliğini ve A^* Richardson sabitini temsil etmektedir. Denk. (4.1)'in üstel kısmı 1'den çok büyük olduğundan bu denklemde 1'i ihmal etmek genel sonucu değiştirmeyecektir ve böylece akım denklemi,

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \right] \quad (4.2)$$

şeklini alır. Bu denklemin her iki tarafının doğal logaritması alındıktan sonra $\ln I$ 'nin V 'ye göre türevinden n idealite faktörü,

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

denklemini biçiminde elde edilir. n idealite faktörü boyutu olmayan bir Schottky engel parametresi olup diyotun ideallikle olan ilişkisini ortaya koymaktadır. İdeal bir diyot için n idealite faktörü 1'dir. n idealite faktörü 1'den ne kadar uzaklaşırsa diyotta ideal diyot yapısından o kadar uzaklaşır. Bu nedenle ideal ve idele yakın kontak yapılar elde edebilmek için n idealite faktörünün 1 ve 1'e yakın kontak yapılar elde etmek gerekir.

Denk. (4.2) de eşitliğin her iki tarafın doğal logaritması alındıktan sonra ϕ_b engel yüksekliği,

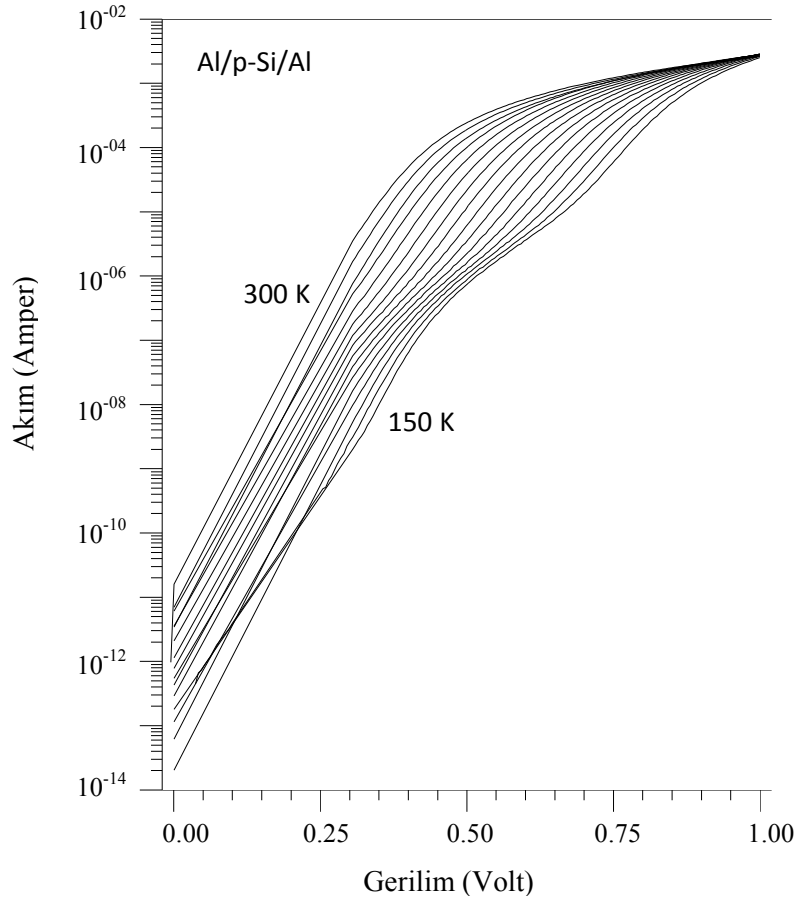
$$\phi_b = -\frac{kT}{q} \ln\left(\frac{I_0}{AA^*T^2}\right) \quad (4.4)$$

şeklinde elde edilir. Engel yüksekliği, bilindiği gibi yarıiletken tarafındaki bantların bükülmesiyle meydana gelen ve taşıyıcıların metalden yarıiletkene doğru ya da tersi yönde geçmek zorunda oldukları bir enerji-bant yapısıdır.

Deneysel olarak ölçülmüş olan bir I-V eğrisinin lineer olarak gözükten termal emisyon bölgesine lineer fitler yapılır ve bu fitlerin y-eksenini kestiği noktalar I_0

akım yoğunluğu değerini vermekte ve bu I_0 değerinin denk. (4.4)'de kullanılmasıyla ϕ_b engel yüksekliği değeri elde edilebilir. Ayrıca aynı I-V eğrisinin eğiminin tersi değeri denk. (4.3)'te kullanılmasıyla da n idealite faktörü değeri elde edilir.

Al/p-Si/Al Schottky kontak yapının sıcaklığa bağlı olarak 0 Volt ve 1 Volt aralığında doğru beslem I-V ölçümleri, Böl.3'de ifade edildiği gibi 150-300 K arasında yapıldı ve sonuçta I-V ölçümleri, yapıya gerilim uygulanarak akım değerlerinin okunmasıyla gerçekleştirildi. Al/p-Si/Al'nin I-V karakteristikleri Şekil 4.1'de yarı-logaritmik olarak 10 K aralıklarla gösterilmektedir. Şekil 4.1'de görüldüğü gibi 300 K'e yakın



Şekil 4.1. Al/p-Si Schottky kontak yapının 150-300 K arasında ölçülmüş olan sıcaklığa bağlı akım-gerilim karakteristikleri.

olan yüksek sıcaklıklarda I-V'lerin termioyonik emisyon bölgesi ya da lineer bölge olarak adlandırılan kısımların görünümüleri oldukça iyi olmasına rağmen bu görünüm sıcaklık azaldıkça bozulmaktadır. Bu ise sıcaklık azaldıkça diyotta termioyonik emisyon akımının azaldığını ve termioyonik emisyon akımına ilaveten yapıda anormal ve istenmeyen bazı akımların etkisinin arttığını ima etmektedir. Ayrıca Şekil 4.1'de termioyonik emisyon bölgesinde akım artışının doğrusal olduğu görülmekte ve gerilimin artması ile tüm sıcaklıklar için I-V eğrilerinin akım artışıyla doğrusallıktan ayrılarak doyuma gittiği görülmektedir. Yüksek gerilim bölgesinde görülen bu davranış seri direnç etkisinden kaynaklanmaktadır. Çünkü seri direnç, ohm kanununa göre diyottan geçen akım miktarını sınırlandırarak akım değerlerinin nispeten sabitleşmesine neden olmaktadır.

Al/p-Si/Al kontak yapı için engel yüksekliği ve idealite faktörü değerleri yukarıda ifade edildiği gibi Şekil 4.1'de gösterilen I-V karakteristiklerinin lineer değişim göstermiş olduğu termal emisyon bölgelerine lineer fitler yapılarak hesaplandı ve her bir sıcaklık için birer fit denklemi elde edildi. Bu fit denklemlerinden her bir sıcaklık için $V=0$ 'da y-eksenini kesiminden elde edilen doyma akım değerleri Tablo-1'de gösterildiği gibidir. Tablo-1'de görüldüğü gibi doyma akım değerleri sıcaklık azaldıkça hızla azalmaktadır. Bu I_0 doyma akım değerleri denk. (4.5)'de kullanılarak engel yüksekliği değerleri

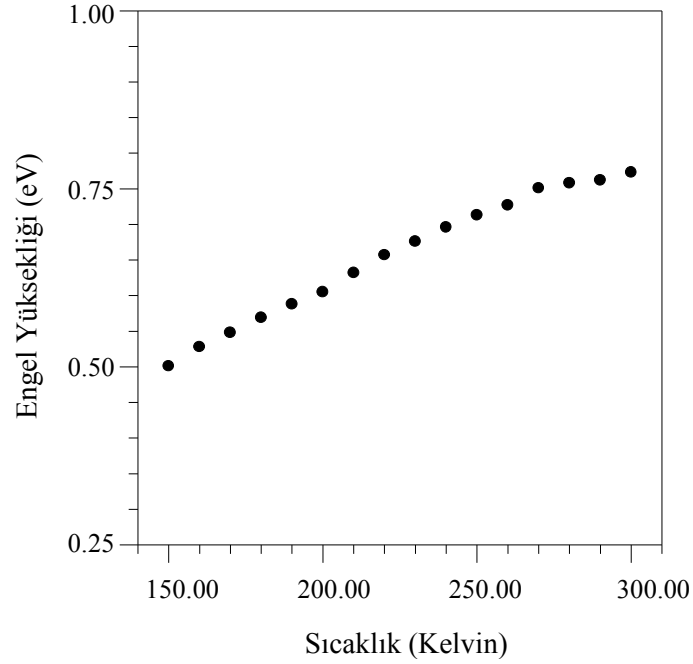
Tablo 4.1. Farklı sıcaklıklarda Al/p-Si/Al için akım-gerilim (I-V) ölçümlerinden hesaplanan doyma akım yoğunluğu değerleri.

T, Sıcaklık (K)	I_0 , Doyma Akımı (A)	T, Sıcaklık (K)	I_0 , Doyma Akımı (A)
300	$5,93 \times 10^{-10}$	220	$2,66 \times 10^{-12}$
290	$2,98 \times 10^{-10}$	210	$1,88 \times 10^{-12}$
280	$1,14 \times 10^{-10}$	200	$1,44 \times 10^{-12}$
270	$4,49 \times 10^{-11}$	190	$5,73 \times 10^{-13}$
260	$3,41 \times 10^{-11}$	180	$2,32 \times 10^{-13}$
250	$1,65 \times 10^{-11}$	170	$1,00 \times 10^{-13}$
240	$8,62 \times 10^{-12}$	160	$3,82 \times 10^{-14}$
230	$5,02 \times 10^{-12}$	150	$2,02 \times 10^{-14}$

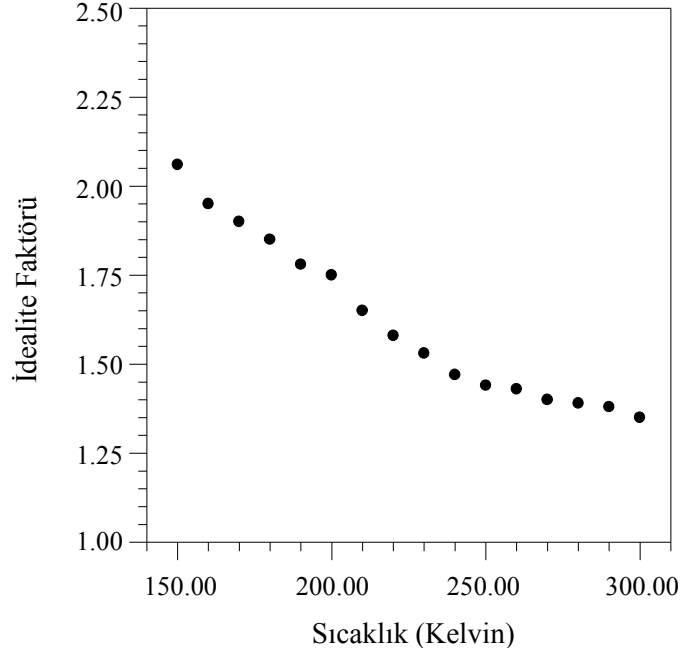
hesaplanmıştır. Ayrıca bu lineer I-V değişimlerinin eğimleri olan $dV/d(\ln I)$ değerleri her bir sıcaklık için denk. (4.4)'de kullanılarak n idealite faktörü değerleri hesaplanmıştır. Hesaplanmış olan engel yüksekliği değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi Şekil 4.2'de gösterilmektedir.

Şekil 4.2'de Al/p-Si Schottky diyotun engel yüksekliği değerlerinin sıcaklıkla oldukça kararlı bir şekilde değiştikleri görülmektedir. Ayrıca bu şekilde sıcaklığın 300 K'den 150 K'e azalması ile Al/p-Si Schottky diyotun engel yüksekliği değerlerinin 0,773 eV'tan 0,501 eV'a doğru orantılı bir şekilde azaldığı rapor edilebilir.

Şekil 4.3, Al/p-Si'nin Şekil 4.1'deki I-V eğrilerinin lineer bölgelerinin eğimlerinden hesaplanmış olan idealite faktörü değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimlerini göstermektedir. Şekil 4.3'te idealite faktörü değerlerinin 1,35'ten 2,06 değerine kadar sıcaklıkla ters orantılı bir şekilde arttığı görülmektedir.



Şekil 4.2. Al/p-Si/Al diyotunun engel yüksekliği değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi.



Şekil 4.3. Al/p-Si/Al diyotunun idealite faktörü değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi.

Şekil 4.2 ve Şekil 4.3’de engel yüksekliği ve idealite faktörü değerlerinin sıcaklıkla beklenmeyen bu değişimleri, metal-yarıiletken arayüzeyindeki akım geçişinin tam olarak termoiyonik emisyon ile olmamasından kaynaklanmaktadır. Ayrıca, düşük sıcaklıklarda elektronlar küçük engelleri aşabilmekte ve bu nedenle akım geçişi küçük Schottky engel yüksekliğine ve büyük idealite faktörüne sahip kısımlardan geçen akım tarafından kontrol edilebilmektedir (Tung 1992, Karataş ve ark. 2005). Yine literatürde düşük sıcaklıklarda idealite faktöründeki görünür artış ve engel yüksekliğindeki azalışın kalınlıktaki homojensizlik ve ara yüzey yükünün düzensizliği gibi başka etkilerden kaynaklandığı ilişkilendirilmiştir (Chand, 1995). Bu durum fazladan bir akım artışına neden olur. Engel yüksekliği ve idealite faktörü arasındaki doğrusal ilişkiden dolayı yukarıdaki durumun arayüzey ve engel yüksekliklerindeki homojensizliğe bağlı olduğu söylenebilir.

4.2.2. Al/p-Si'un Sıcaklığa Bağlı Richardson Grafiğinin Davranışı

Akım-gerilim karakteristiklerinin sıcaklığa bağlı engel yüksekliği ve idealite faktörünün değişimlerinden farklı olarak bir diğer analizi geleneksel Richardson çizimleriyle yapılabilmektedir. Denk. (4.2)'de ifade edilen doyma akım ifadesi,

$$J_0 = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_b}{kT}\right) \quad (4.6)$$

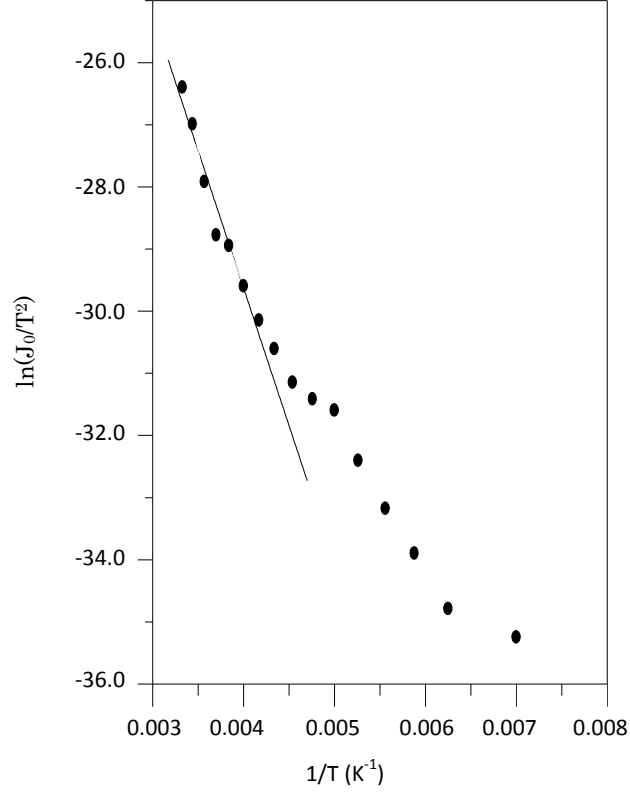
şeklinde düzenlenebilir. Bu denklemin her iki tarafının tabii logaritması alınırsa aşağıdaki Richardson denklemi elde edilmiş olur (Jürgen H., Güttler Herbert H., 1990).

$$\ln\left(\frac{J_0}{T^2}\right) = \ln(A^*) - \frac{q\phi_b}{kT} \quad (4.7)$$

Bu denklemde J_0 doyma akım yoğunluğu, A diyot alanı, A^* Richardson sabiti, q elektronik yük, ϕ_b görünür engel yüksekliği, k boltzman sabiti, T mutlak sıcaklık olarak tanımlanmaktadır.

Aktivasyon enerjisi ve Richardson sabitinin deneysel olarak tespit edilmesi amacıyla Al/p-Si numunesi için Richardson grafiği olarak bilinen $\ln(J_0 / T^2)$ 'nin $1/T$ 'ye göre Richardson çizimleri Şekil 4.4'te sunulmaktadır. Şekil 4.4'te yüksek sıcaklıklar için $\ln(J_0 / T^2)$ değerleri lineer olarak değişirken düşük sıcaklıklarda bu lineerlik bozulmaktadır. Eğrinin lineer olan kısmına fit yapılarak, Denk. (4.7)'ye göre bu fit doğrusunun eğimi ve kesim noktasından sırasıyla $\frac{q\phi_b}{k}$ ve $\ln(A^*)$ değerleri elde edilebilmektedir.

Richardson grafiğinin lineer yani doğrusal değişimi metal-yarıiletken arayüzeyinden geçen akımın termoiyonik emisyon ile geçtiğini ifade etmektedir. Fakat bu grafiğin düşük



Şekil 4.4. Al/p-Si/Al Schottky engel diyotu için elde edilen Richardson grafiği.

sıcaklıklardaki lineer olmayan davranışı, numunedeki artan homojensizlik etkilerinden dolayı kaynaklanmakta ve bu homojensizlikler sonuçta akım artışına neden olarak lineer olmayan I-V eğrilerinin oluşmasına neden olmaktadır. Şekil-4.4'te görüldüğü gibi yüksek sıcaklık bölgesine yapılan lineer fitin Denk. (4.7)'ye göre eğiminden aktivasyon enerjisi 0,548 eV ve y-ksenini kesen noktadan Richardson sabiti $2,56 \text{ A/cm}^2 \text{ K}^2$ olarak hesaplanmıştır. Böylece elde edilen bu değer, p-tipi Si'un $32 \text{ A/cm}^2 \text{ K}^2$ olarak bilinen teorik değerinden oldukça küçük olduğu tespit edilmektedir. Sonuçta deneysel verilerle elde edilen Richardson sabitindeki bu sapmanın arayüzeyin yapısından ve engel yapıdaki homojensizliklerden kaynaklandığı rapor edilebilir. Ayrıca literatürde sıcaklığa bağlı I-V karakteristiğinden elde edilen Richardson sabitindeki sapmanın engeldeki anormalliklerden dolayı kaynaklandığı ifade edilmektedir (Horvath, 1996).

4.3. Al/p-Si/Al Kontak Yapıdaki Schottky Engel Homojensizliklerinin Etkisi ve Gauss Dağılımları

Schottky kontaklarda, deplasyon bölgesinin kalınlığındaki değişim, ara yüzeyin pürüzlü yapısı, ara yüzey yüklerinin tek tip olmaması gibi nedenlerden dolayı düşük sıcaklıklarda homojen olmayan bir engel yüksekliğinin oluştuğu ve dolayısıyla I-V eğrilerinde beklenen doğrusallıktan sapmanın meydana geldiği sonucuna ulaşılabilir (Song, 1986; Dimitriadis, 1995). Bu homojensizliklerin sonucunda, görüntü-yük etkisinin, engel bölgesi boyunca oluşan tünelleme etkisinin ve deplasyon bölgesindeki yeniden birleşme akımlarının oluştuğu belirlenmektedir. Schottky diyotlar için gözlemlenen bu anormal davranışlar, engel yüksekliklerinin uzaysal dağılımıyla açıklanabilmektedir. Uzaysal engel homojensizlikleri,

$$P(\phi_b) = \frac{1}{\sigma_s \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(\phi_b - \bar{\phi}_b)^2}{2\sigma_s^2}\right] \quad (4.8)$$

olarak ifade edilebilen Gauss dağılım fonksiyonu ile karakterize edilebilmektedir (Karataş ve ark. 2003). Burada $P(\phi_b)$ engel yüksekliğinin oluşmasını ifade edebilen normalize dağılım fonksiyonu, σ_s standart sapma, $\bar{\phi}_b$ ortalama engel yüksekliği, $1/\sigma_s \sqrt{2\pi}$ normalizasyon katsayısıdır. Sonuçta herhangi bir doğru beslem gerilimi için akım;

$$I(V) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\phi_b, V) P(\phi_b) d\phi \quad (4.9)$$

ile verilir. Bu denklemde $I(\phi_b, V)\phi_b$ ifadesi, herhangi bir V doğru beslem gerilimindeki akım büyüklüğüdür. Denk(4.9)'un $-\infty$ 'dan $+\infty$ arasında alınan integrali sonucunda,

$$I(V) = AA^* T^2 \exp\left[-\frac{q}{kT} \left(\bar{\phi}_b - \frac{q\sigma_s^2}{2kT}\right)\right] \exp\left(\frac{qV}{n_{ap} kT}\right) \left[1 - \exp\left(\frac{qV}{kT}\right)\right] \quad (4.10)$$

ve

$$I_0 = AA^* T^2 \exp\left(-\frac{q\bar{\phi}_{ap}}{kT}\right) \quad (4.11)$$

denklemleri elde edilebilir (Dökme İ., Altındal Ş., Bülbül M). Bu denklemlerde A diyot alanı, A^* etkin Richardson sabiti, T mutlak sıcaklık, q elektronik yük, k

Boltzman sabiti, ϕ_{ap} ve n_{ap} ise sırasıyla görünür engel yüksekliği ve idealite faktörü değerleri olup, ve ϕ_{ap} ve n_{ap} ifadeleri,

$$\phi_{ap} = \overline{\phi_{b0}}(T = 0) - q\sigma_{s0}^2 / 2kT \quad (4.12)$$

$$\left[\left(\frac{1}{n_{ap}}\right) - 1\right] = -\rho_2 + \left(\frac{q\rho_3}{2kT}\right) \quad (4.13)$$

şeklinde ifade edilebilmektedir. Denk (4.12)'deki ve Denk (4.13)'de, σ_{s0} T=0 K'deki standart sapma, ρ_2 ve ρ_3 sırasıyla ortalama engel yüksekliği ve standart sapmanın karesinin doğrusal gerilim bağımlılığını tanımlamaktadır (Aydın M. M., Güllü Ö., Yıldırım N.).

Denk. (4.6) ve Denk. (4.13)'ün yeniden düzenlenmesiyle Richardson grafiği aşağıdaki denklemdeki gibi yeniden düzenlenebilir:

$$\ln\left(\frac{J_0}{T^2}\right) - \left(\frac{q^2\sigma_{s0}^2}{2k^2T^2}\right) = \ln(A^*) - \frac{q\overline{\phi_b}}{kT} \quad (4.14)$$

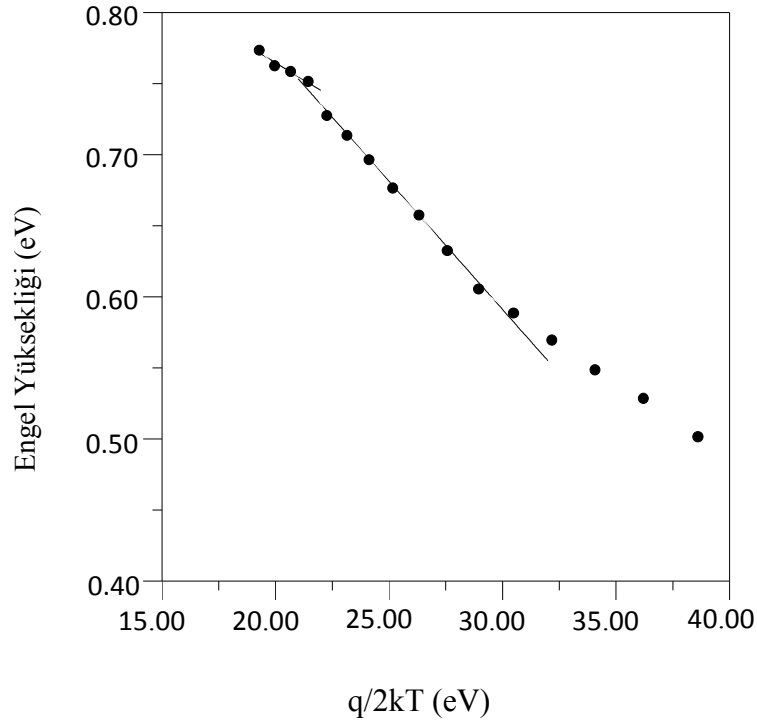
Bu eşitlikten elde edilen grafik geliştirilmiş Richardson grafiği olarak bilinir. (Zhu S., Van Meirhaeghe R.L., Detavernier C., Cardon F., Ru Ping G., Qu P.X., Li Zong B.)

Al/p-Si Schottky engel diyotların termoiyonik emisyon teorisine dayalı diyot parametrelerinin sıcaklıkla değişimi üzerine yapılan çalışmalarda, düşük sıcaklıklarda idealite faktörünün artmasıyla anormal olarak engel yüksekliğinin azaldığı görüldü. Ayrıca Richardson sabiti değeri de beklenen teorik değerinden çok küçük olarak elde edildi. Bu anormal davranışların metal-yarıiletken arayüzeyi boyunca oluşan engel dağılımının homojen olmamasından dolayı kaynaklandığı ifade edilebilir. Al/p-Si Schottky diyot yapı için bu homojensizlikler Gauss dağılım fonksiyonu yardımıyla karakterize edilebilirler. Literatürde, akım-gerilim karakteristiklerine bağlı olarak elde edilen idealite faktörü, engel yüksekliği gibi parametrelerin Gauss dağılımı ile karakterize edildiği sıklıkla görülmektedir (Song, 1986)

Denk. (4.12) ve denk.(4.13)'de ifade edilen Gauss dağılım denklemlerini kullanarak Al/p-Si Schottky diyot yapı için Şekil-4.5 ve Şekil-4.6'da görüldüğü gibi $q/2kT$ 'ye karşı ϕ_{ap} engel yüksekliği ve n idealite faktörü için $n^{-1}-1$ değişimlerinin grafiklerini çizebilmemiz mümkündür.

Şekil-4.5'de Al/p-Si/Al Schottky engel yapının görünür engel yükseklikleri sıcaklığın tersi ile doğru orantılı olarak değişmektedir. Şekil-4.5'de engel yüksekliği değerleri için iki farklı lineer bölgenin olduğu görülmektedir. Bu ise bizim Al/p-Si yapının ikili Gauss dağılım yapısına sahip olduğunu ifade etmektedir. Ayrıca, Şekil 4.5'te görülen bu lineer değişimlerin Denk. (4.12)'ye göre, y-eksenini kestiği nokta ortalama engel yüksekliğini ve eğimi ise standart sapma değerini vermektedir.

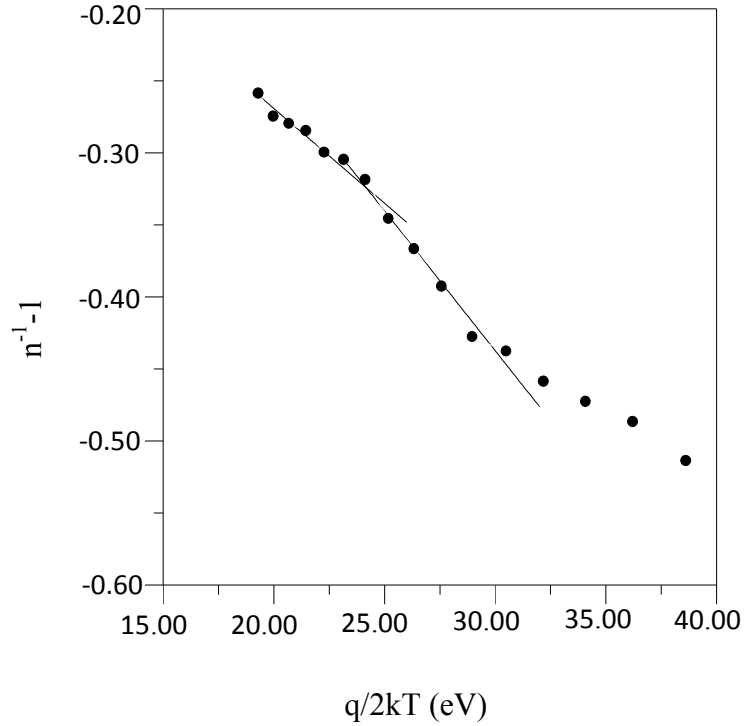
Denk (4-12)'de verilen Gauss dağılım denkleminde Al/p-Si/Al'nin her iki dağılım bölgesi için ortalama engel yüksekliklerinin 0,959 eV ve 1,13 eV ve



Şekil 4.5. Al/p-Si/Al Schottky diyot yapı için Gauss dağılımına göre engel yüksekliği değerlerinin sıcaklığın tersi ile değişimi.

standart sapmanın 0,098 eV ve 0,13 eV olarak hesaplandığı rapor edilebilir.

Şekil 4.5'teki değişime benzer olarak idealite faktörü içinde benzer değişimler elde edilebilmektedir. Şekil-4.6 $q/2kT$ 'ye karşı $(1/n)-1$ 'in değişimlerinin grafiğini göstermektedir. Şekil 4.6'da, Şekil 4.5'e benzer olarak iki farklı lineer bölgenin olduğu görülmektedir. Bu lineer bölgelerin eğimlerinden ve y-eksenini kesen noktalardan Denk. (4.13)'e göre sırasıyla ρ_3 ve ρ_2 gerilim katsayısı değerleri elde edilebilmektedir. Al/p-Si Schottky yapı için ρ_2 ve ρ_3 gerilim katsayısı değerleri, eğrilerin y-eksenini kesmiş olduğu noktadan ve eğimlerinden



Şekil 4.6. Al/p-Si/Al Schottky diyotunun idealite faktörünün Gauss dağılımına göre sıcaklığın tersi ile değişimi.

ρ_2 :0,00559 ve -0,144 eğimlerinden ise ρ_3 :-0,0131 V ve -0,0194 V olarak hesaplandı. Burada elde edilen ρ_3 standart sapmanın büyük olması arayüzeyde homojensizliklerin büyüklüğünün yoğun olduğunu göstermektedir. Arayüzeyin

mevcut olan bu yapıysından kaynaklanan homojensizlikler ve potansiyel dalgalanmalar daha önceden ifade edildiği gibi sıcaklık azaldıkça akım-gerilim karakteristiklerini daha yoğun oranda ve etkisini gittikçe artıracak biçimde etkilemektedir.

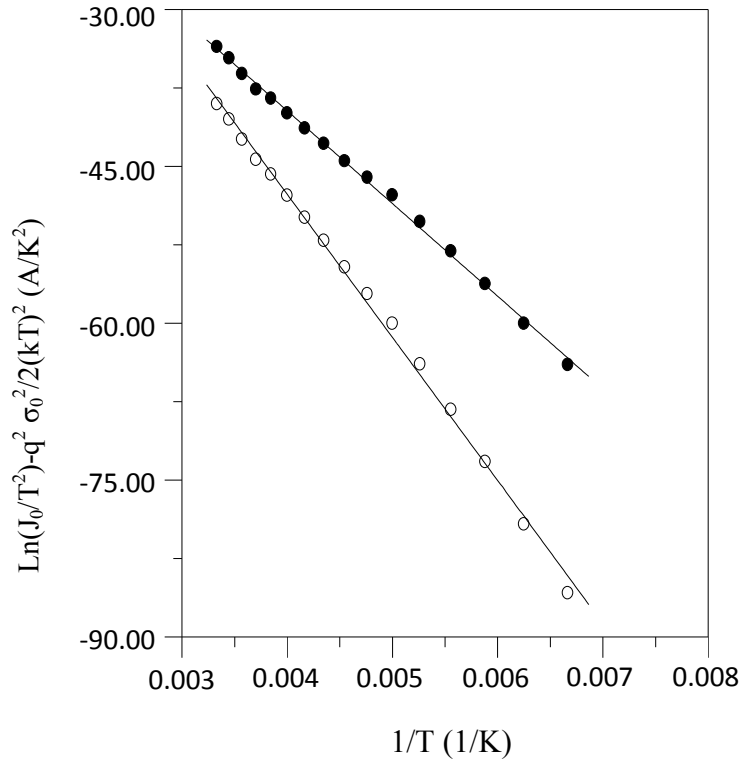
İdealite faktörünün ve engel yüksekliğinin sıcaklığa bağlı davranışlarındaki gözlemlenen anormallikler yukarıda Schottky engel yapıda mevcut olan homojensizlikler ile ilişkilendirildi ve Gauss dağılım fonksiyonu ile karakterize edildi. Ayrıca Şekil 4.4'te Richardson grafiğindeki benzer anormal davranışlar yapıdaki homojensizliklerin bir sonucu olduğu ifade edildi. Richardson grafiği için bu homojensizlikler Gauss dağılımı yardımıyla ifade edilen Denk. (4.14) ve Şekil 4.5'ten elde edilen ortalama σ_{s_0} değerleri kullanılarak karakterize edilebilir. Bu amaçla Denk. (4.14)'e göre $\ln(J_0/T^2) - q^2\sigma^2/2k^2T^2$ 'a karşı $1/T$ grafiği çizilerek Şekil 4.4'teki Richardson grafiği modifiye edilebilir.

Tablo 4.2. Şekil 4.5'den elde edilen farklı σ_{s_0} değerleri için Al/p-Si'un Şekil 4.7'den hesaplanılan A^* ve $\bar{\phi}_e$ değerleri.

$\sigma_{s_0}=0.098$ eV		$\sigma_{s_0}=0.13$ eV	
A^* ($AK^{-2}cm^{-2}$)	$\bar{\phi}_e$ (eV)	A^* ($AK^{-2}cm^{-2}$)	$\bar{\phi}_e$ (eV)
14.59	0.93	33,42	0,97

Şekil 4.7, Al/p-Si/Al için modifiye edilmiş olan Richardson grafiğini göstermektedir. Şekil-4.7'de, σ_{s_0} :0.098 eV ve 0.13 eV değerleri için Richardson grafiğinin oldukça iyi bir doğrusal değişimler göstererek modifiye edildikleri görülmektedir. Bu doğrusal değişimlerin y-eksenini x-eksenleri kestiği noktalardan Al/p-Si/Al için Richardson sabitleri ve eğimlerinden ise ortalama engel yüksekliği değerleri Denk.

(4.14) kullanılarak bulunabilir. Şekil 4.7'deki Richardson grafiğinden her iki σ_{s0} ortalama engel yükseklikleri ve Richardson sabiti değerleri değeri için hesaplanan Tablo 4.2'de gösterilmektedir.



Şekil.4.7. Al/p-Si/Al Schottky bariyer diyotu için çizilen geliştirilmiş Richardson grafiği

4.2.2. Al/p-Si/Al Kontak Yapının Seri Direnç Değerlerinin Hesaplanması

4.2.2.1 Al/p-Si/Al'un Seri Direnç Değerlerinin Cheung Fonksiyonları Yardımıyla Belirlenmesi

Metal-yarıiletken kontak yapının doğru beslem I-V karakteristiklerinin seri direnç ve diğer bazı diyot parametrelerinin hesaplanmasında Cheung farklı bir model sunmuştur.

Termoionik emisyon ile bulunan akım yoğunluğu (J), diyotun etkin alanı (A) ile çarpılırsa diyottan geçen toplam akım;

$$I = AJ = [AA^* \exp(-\frac{q\phi_b}{kT})][\exp(\frac{qV}{kT}) - 1] \quad (4.15)$$

olarak bulunur. Bu denklemde q elektronik yük, ϕ_b engel yüksekliği, k boltzman sabiti, T mutlak sıcaklık ve V gerilim olarak ifade edilmektedir. Ancak bu ifadede $qV \gg kT$ ise, 1 ihmal edilebilir. Uygulanan gerilimin tamamının deplasyon bölgesine düşmediği düşünülürse, ideal durumdan sapmalar meydana gelecektir. Bu sapmalardan dolayı idealite faktörü göz önüne alınmasıyla Denk. (4.15);

$$I = AJ = [AA^* T^2 \exp(-\frac{e\phi_b}{kT})][\exp(\frac{eV}{nkT}) - 1] \quad (4.16)$$

şeklinde düzenlenebilir.

Seri direnç etkisinden dolayı bu denklem,

$$I = AJ = [AA^* T^2 \exp(-\frac{e\phi_b}{kT})][\exp(\frac{e(V - IR_s)}{nkT}) - 1] \quad (4.17)$$

şekline dönüşecektir. Denk. (4.17)'den

$$V = \frac{nkT}{e} \ln\left(\frac{I}{AA^*T^2}\right) + n\phi_b + IR_s \quad (4.18)$$

ifadesi elde edilir. Bu eşitliğin $\ln(I)$ 'ya göre türevi alınır;

$$\frac{dV}{d(\ln I)} = \frac{nkT}{e} + IR_s \quad (4.19)$$

denklemini elde edilir. Bu ifadede R_s , seri direnci belirtmektedir. Bu denkleme göre, $\frac{dV}{d(\ln I)}$ 'nin I 'ya göre grafiğinin bir doğrunu vereceği deneysel olarak gözlemlenilmektedir. Bu grafikten elde edilen doğrunun eğimi nötral bölge direncini ya da R_s seri direncini vermektedir. Bu doğrunun düşey eksenini kestiği noktadan idealite faktörü bulunur. (Cheung ve Cheung, 1986)

ϕ_b engel yüksekliğini elde etmek için;

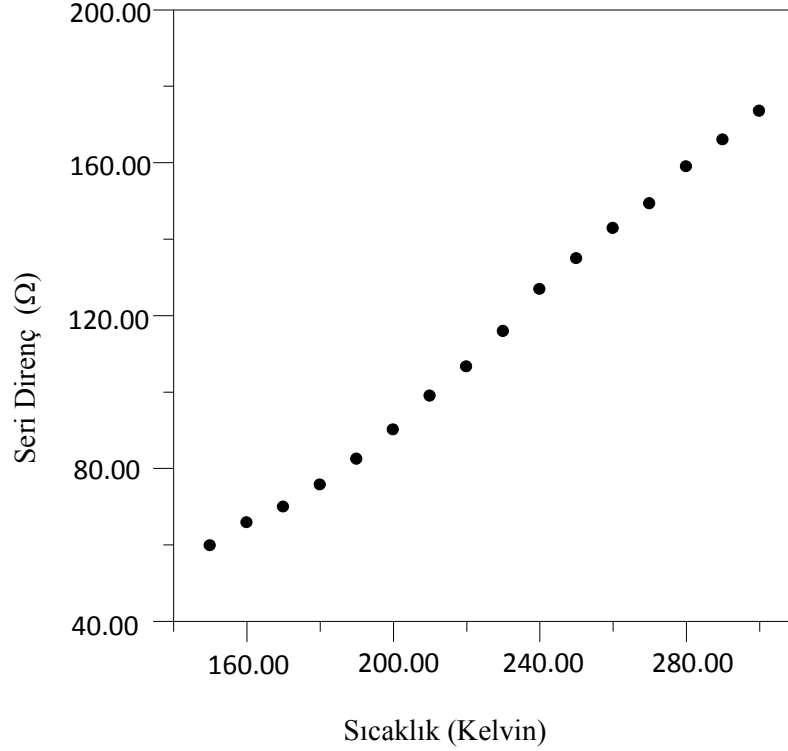
$$H(I) = V - \left(\frac{nkT}{e}\right) \ln\left(\frac{I}{AA^*T^2}\right) \quad (4.20)$$

şeklinde bir $H(I)$ fonksiyonu tanımlanabilir. Denk. (4.18) ve Denk. (4.19)'dan,

$$H(I) = n\phi_b + IR_s \quad (4.21)$$

denklemini yazılabilir. Denk. (4.21) eşitliğine göre $H(I)$ - I grafiği çizildiğinde bu grafiğin bir doğru şeklinde olması ve bu doğrunun eğiminin de R_s seri direncini vermesi beklenir. Bu doğrunun $H(I)$ eksenini kestiği noktadan da ϕ_b engel yüksekliği bulunur.

Al/p-Si kontak yapının R_s seri direnç değerlerinin bulunması için, Denk. (4.19), Denk. (4.20) ve Denk. (4.21)'de verilen Cheung fonksiyonları kullanılmıştır. Ölçülen I-V grafiğinden $[dV/d(\ln I)]-I$ grafikleri çizilerek doğruların eğiminden seri direnç değerleri hesaplanmıştır. Sonuçta, seri direnç değerleri 300 K'de 173.4 Ω ve 150 K'de 59.7 Ω olarak hesaplandı. Hesaplanmış olan seri direnç değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi Şekil 4.8'de görülmektedir. Şekil 4.8'de görüldüğü gibi seri direnç değerleri sıcaklıkla hızla azalmaktadır ve Al/p-Si/Al'un seri direnç değerleri sıcaklığın bir fonksiyonu oldukları tespit edilmektedir.



Şekil.4.8. Al/p-Si/Al Schottky bariyer diyotun hesaplanan seri direnç değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi.

5. SONUÇ ve ÖNERİLER

Bu çalışmada fabrikasyonu yapılan bir Al/p-Si/Al Schottky engel diyotun akım-gerilim karakteristiğinin deneysel olarak incelenen sıcaklık aralığında ideallikten saptığı ve bu sapmanın düşük sıcaklıklarda daha belirgin olduğu gözlemlenmiştir. Bu durum ideal termoiyonik emisyon teorisiyle açıklanamamıştır. Ayrıca incelenen numunede idealite faktörünün sıcaklığın azalmasıyla anormal olarak arttığı ve engel yüksekliğinde sıcaklık ve uygulanan gerilimin bir fonksiyonu olduğu gözlemlenmiştir. İdealite faktörü ve engel yüksekliğinin bu anormal davranışlarına ilaveten Richardson grafiğinde de yüksek sıcaklıklarda lineer olan bölgeden elde edilen sonuçların beklenen teorik değerleriyle uyumlu olmadığı sonucuna ulaşılmıştır.

Al/p-Si/Al diyotun akım gerilim (I-V) karakteristiğinin termoiyonik emisyonla görüntü-yük etkisinin, tünelleme akımlarının, deplasyon bölgesinde oluşan yeniden birleşme akımlarının ve ara yüzey tabakasında oluşan doğal oksitlenmenin neden olduğu tespit edilmiştir. Böylece sonuçta Al/p-Si/Al Schottky engel diyotun düşük sıcaklıklarda ideallikten bu kadar uzaklaşmasının nedeninin ara yüzeyde oluşan engelin homojen olmamasından kaynaklandığı görülmüştür.

Ara yüzeyde oluşan engel yüksekliğinin homojensizliği Gauss dağılımı kullanılarak başarılı bir şekilde karakterize edilmiştir. Teknolojide oldukça düşük sıcaklıklarda çalışılan uygulamalarda düşük engel yüksekliğine sahip Schottky diyotların kullanıldığı ve bu nedenle Schottky engel diyotun düşük sıcaklıklarda ideale yakın özellikler gösterebilmesi ve en iyi verimle çalışabilmesi için ideallikten sapmasına neden olan engeldeki homojensizliğin en aza indirilmesi ile mümkün olacağı sonucuna varılmıştır.

KAYNAKLAR

Altındal Ş., Kanbur H., Tataroğlu A., Bülbül M.M., “The barrier height distribution in identically prepared Al/p-Si Schottky diodes with the native interfacial insulator layer(SiO_2)”, *PHYSICA B*, 399: 146-154(2007)

Acar, S., S. Karaden_Z., N. Tugluoğlu., et al.2004. Gaussian distribution of inhomogeneous barrier height in Ag/p-Si (100) Schottky barrier diodes. *Applied Surface Science*, 233 (1-4): 373-381

Akkılıç K., Ocak Y.S., Kılıçoğlu T., İlhan S., Temel H., “Calculation of current-voltage characteristics of a Cu(II) complex/n-Si/AuSb Schottky diode”, *Current Applied Physics*, 10: 337-341(2010)

Aydın M.E., Güllü Ö., Yıldırım N., “Temperature-dependence current-voltage characteristics of Sn/p-Si Schottky contacts”, *PHYSICA B*, 403: 131-138(2008)

Bluet J.M., Ziane D., Guillot G., Tournier D., Brosselard P., Monsterrat J., Godignon P., “Barrier height homogeneity for 4.5 kV 4H-SiC Schottky diodes”, *Superlattices and Microstructures*, 40: 399-404(2006)

Boussouar L., Ouennoughi Z., Rouag N., Sellai A., Weiss R., Ryssel H., “Investigation of barrier inhomogeneities in Mo/4H-SiC Schottky diodes”, *Microelectronic Engineering*, 88: 969-975(2011)

Benzama H., Akkal B., Abid H., Bluet J.M., Anani M., Bensaad Z., “ Barrier height inhomogeneties in a Ni/SiC-6H Schottky n-type diode”, *Microelectronics Journal*, 39: 80-84(2008)

Chung G.S., Kim K.S., Yakupoğlu F., “Electrical characterization of Au/3C-SiC/n-Si/Al Schottky junction”, *Journal of Alloys and Compounds*, 507: 508-512(2010)

Chin V. W. L., Green M. A., Storey J. W. V., “Evidence for multiple barrier heights in p-type PtSi Schottky-barrier diodes from I-V-T and photoresponse measurements”, *Solid State Electronics*, 33(2): 299-308(1990)

Chand, S., J. Kumar. 1995. Current-voltage characteristics and barrier parameters of Pd₂Si/p-Si (111) Schottky diodes in a wide temperature-range. *Semiconductor Science and Technology*, 10 (12): 1680-1688

Duman S., Grbulak B., Doğan S., Trt A., “Electrical characteristics and inhomogeneous barrier analysis of Au-Be/p-LnSe: Cd Schottky barrier diodes”, *Microelectronic Engineering*, 86: 106-110(2009)

Dağdelen F., Aydoğdu A., “Ni/n-tipi yarıiletken kompleks/Ag Schottky diyotların elektronik zelliklerinin belirlenmesi”, *Fırat niv. Fen ve Mh. Bil. Dergisi*, 18(3): 191-295(2006)

Dökme İ., Altındal Ő., Bülbül M.M., “The barrier height inhomogeneity in Al/p-Si Schottky barrier diodes with native insulater layer”, *Applied Surface Science* , 252: 7749-7754(2006)

Efeoğlu H., Cimilli F.E., Sağlam M.,, Trt A., “Temperature-dependence current-voltage characteristics of Au/n-InP diodes with inhomogeneous Schottky barrier height”, *PHYSICA B*, 404: 1558-1562(2009)

Hastas N.A., Tassis D.H., Dimitriadis C.A., Dozsa L., Franchi S., Frigeri P., “Electrical transport and low frequency noise characteristics of Au/n-GaAs Schottky diodes containing InAs quantum dots”, **Semiconductor Science and Technology**, 19: 461-467(2004)

Hardikar, S., M. K. Hudait, P. Modak., et al. 1999. Anomalous current transport in Au/low-doped n-GaAs Schottky barrier diodes at low temperatures. *Applied Physics A-Materials Science & Processing*, 68 (1): 49-55

Horvath, Z.J. 1996. Analysis of I-V measurements on CrSi₂-Si Schottky structures in a wide temperature range. *Solid-State Electronics*, 39 (1): 176-178

Karadeniz, S., M. Şahin., N. Tugluoglu., et al. 2004. Temperature-dependent barrier characteristics of Ag/p-SnS Schottky barrier diodes. *Semiconductor Science and Technology*, 19 (9): 1098-1103

Krataş Ş., Altındal Ş., “Zn/p-Si Schottky diyotlarda temel elektriksel parametrelerin sıcaklığa bağlı incelenmesi”, *KSÜ Fen ve Mühendislik Dergisi*, 8(1): 26-30(2005)

Karapınar A., Yalçın N., “Al/p-Si Schottky diyot yapısının elektriksel özellikleri ve seri direnç etkisi”, *Erc. Üniv. Fen. Bil. Derg.*, 10(1-2): 23-38(1994)

Korkut H., Yildirim N., Turut A., “Temperature-dependent current-voltage characteristics of Cr/n-GaAs Schottky barrier diodes”, *Microelectronic Engineering*, 86: 111-116(2009)

Karoui Ben M., Gharbi R., Alzaied N., Fathallah M., Tresso E., Scaltrio L., Ferrero S., “Influence of inhomogeneous contact in electrical properties of 4H-SiC based Schottky diode”, 52: 1232-1236(2008)

Mönch, W. 1995. Semiconductor Surfaces and Interfaces, *Springer Series on Surfaces Science, 26 (Springer, Berlin)*, 2nd. edn.

Neamen, D. A. 1992. Semiconductor Physics and Devices: *Basic Principles*, Irwin, Inc., 144.

Osvald J., Dobrocka E., “Generalized approach to the parameter extraction from I-V characteristics of Schottky diodes”, *Semiconductor Science and Technology*, 11: 1198-1202(1996)

Rhoderick E. H. and R.H. Williams. 1988. Metal-Semiconductor Contacts, 2nd ed., *Oxford University Press*. New York

Rhoderick E. H., Williams R. H., “Current-transport mechanisms”, Monographs in Electronic Engineering 19 P. Hammod, R.L. Grimsdale, *Clarendon Press*, Oxford, 88-117(1988)

Ru G.P., Van Meirhaeghe R.L., Forment S., Jiang Y.L., Qu X. P., Zhu S., Li B.Z., “Voltage dependence of effective barrier height reduction in inhomogeneous Schottky diodes”, *SOLID-STATE ELECTRONICS*, 49: 606-611(2005)

Sharma R., “Temperature-dependence current-voltage characteristics of Au/n-Si Schottky barrier diode”, *Journal of Electron Devices*, 8: 286-292(2010)

Singh R., Akora S.K., Tyagi R., Agarwal S.K., Kanjilal D., “Temperature-dependence current-voltage characteristics of Au/n-GaAs epitaxial Schottky diode”, *Bull. Mater. Sci*, 23(6): 471-474(2000)

Sağlam M., Ateş A., Yıldırım M. A., Güzeldir B., Astam A., “Temperature-dependent current-voltage characteristics of the Cd/CdO/n-Si/Au-Sb structure”, *Current Applied Physics*, 10: 513-520(2010)

Sze, S. M. 1981. *Physics of Semiconductor Devices*, John Wiley & Sons, New York.
Tung, R. T. 1992. Electron-transport at metal-semiconductor interfaces - *generaltheory. Physical Review*, B 45 (23): 13509-13523 Tung,

Song, Y. P., R. L. Vanmeirhaeghe., W. H. Laflere., et al. 1986. On the difference in apparent barrier height as obtained from capacitance-voltage and currentvoltage-temperature measurements on Al/p-InP Schottky barriers. *Solid-State Electronics*, 29 (6): 633-638

SCHMITSDORF, R. F., T. U. KAMPEN., W. MONCH. 1995. Correlation between barrier height and interface structure of Ag/Si(111) schottky diodes. *Surface Science*, 324 (2-3): 249-256

Şahin B., Çetin H., Ayyıldız E., “The effect of series resistance on capacitance-voltage characteristics of Schottky barrier diodes”, *Solid State Communications*, 135: 490-495(2005)

Şafak, H., M. Şahin., O.F. Yüksel. 2002. Analysis of I-V measurements on Ag/p-SnS and Ag/p-SnSe Schottky barriers. *Solid-State Electronics*, 46 (1): 49-52

Tataroğlu A., Altındal Ş., “The analysis of the series resistance and interface states of MIS Schottky diodes at high temperatures using I-V characteristics”, *Journal of Alloys and Compounds*, 484: 405-409(2009)

Tuğluoğlu N., Karadeniz S., Şahin M., Şafak H., “Temperature-dependence current-voltage characteristics of Ag/p-SnSe Schottky barrier diodes”, *Applied Surface Science* , 233: 320-327(2004)

Tung R.T., “Electron transport at metal-semiconductor interfaces”, *PHYSICAL REVIEW B*, 45(23): 509-522(1992)

Tung, R. T. 2001. Recent advances in Schottky barrier concepts. *Materials Science & Engineering R-Reports*, 35 (1-3): 1-138

Tyagi, M. S. 1991. Introduction to Semiconductor Materials and Devices, John Wiley & Sons, New York, p. 271 – 291.

Uslu H., Altındal Ş., Aydemir U., Dökme İ., Afandiyeva İ.M., “The interface states and series resistance effects on the forward and reverse bias I-V, C-V and G/ω characteristics of Al-TiW- Pd_2Si/n -Si Schottky barrier diodes”, *Journal of Alloys and Compounds*, 503: 96-102(2010)

Wang K., Ye M., “Parameter determination of Schottky-barrier diode model using differential evolution”, *Solid State Electronics*, 53: 234-240(2008)

Werner H. J., Güttler H.H., “Barrier inhomogeneities at Schottky contacts”, *Federal Republic of Germany*, 80: 1522-1533(1990)

Werner, J.H., H.H. Guttler. 1991. Barrier inhomogeneities at Schottky contacts. *Journal Of Applied Physics*, 69 (3): 1522-1533

Yüksel F.Ö., “Temperature-dependence current-voltage characteristics of Al/p-Si(100) Schottky barrier diodes”, *PHYSICA B*, 404: 1993-1997(2009)

Zhu, S., R. L. Van Meirhaeghe., C. Detavernir., et al. 1999. A. Beem study of the temperature dependence of the barrier height distribution in PtSi/n-Si Schottky diodes. *Solid State Communications*, 112 (11): 611-615

ÖZGEÇMİŞ

1983 yılında Erzincan'da doğdu. İlk, orta, ve lise öğrenimini Erzincan'da tamamladı. 2003 yılında Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünde lisans öğrenimine başladı ve 2009 yılında mezun oldu. Aynı yıl Erzincan Uğur Dershanesi'nde bir dönem çalıştı ve 2009-2010 öğretim yılı bahar yarısında Erzincan Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Bölümü'nde yüksek lisans programına başladı.