

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

**Al/p-Si/Al SCHOTTKY KONTAKLARIN YÜK DEPOLAMA
KABİLİYETİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

HAZIRLAYAN: Yücel FENER
DANIŞMAN: Doç. Dr. Cabir TEMİRCİ

VAN-2010

KABUL VE ONAY SAYFASI

Fen Bilimler Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda Doç.Dr.Cabir TEMİRCİ danışmanlığında,Yücel FENER tarafından sunulan“Al/p-Si/AlSHOTTKY KONTAKLARIN YÜK DEPOLAMA KABİLİYETİ” isimli bu çalışma “Lisansüstü Eğitim ve Öğretim Yönetmeliği” ve “Fen Bilimleri Enstitüsü Yönergesi'nin ilgili hükümleri gereğince/.....2010 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oy birliği/oy çokluğu ile başarılı bulunmuş ve Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan:

İmza:

Üye:.....

İmza:

Üye:.....

İmza:

Üye:.....

İmza:

Üye:.....

İmza:

Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun/...../..... tarih ve sayılı kararı ile onaylanmıştır.

İmza

.....

Enstitü Müdürü

ÖZET

Al/p-Si/Al SCHOTTKY KONTAKLARIN YÜK DEPOLAMA KABİLİYETİ

FENER, Yücel

Yüksek Lisans Tezi, Fizik Anabilim Dalı

Tez Danışmanı: Doç.Dr. Cabir TEMİRCİ

Mart 2010, 43 sayfa

Günümüz teknoloji ve elektronik sanayisinde kullanılan Schottky kontaklar geniş bir kullanım alanına sahiptir. Bu yüzden bu elemanlar üzerinde durulması gerekir..

Bu çalışmada, p-Si kristali üzerine Al kontaklar yapıldı. Bu kontakların akım-voltaj (I-V), kapasitans-voltaj (C-V) ve kapasitans-frekans (C-f) karakteristikleri incelendi.

Al/p-Si Schottky kontakların doyma akımı (I_o), idealite faktörü (n) ve engel yüksekliği (Φ_b) değerleri I-V karakteristikleri kullanılarak belirlendi. Ayrıca, bu diyotların seri rezistans (R_s) değerleri Cheung fonksiyonları I-V verileriyle birlikte kullanılarak hesaplandı. Sonuçların doğru olup olmadığını kontrol etmek için idealite faktörü (n) ve engel yüksekliği (Φ_b) Cheung fonksiyonları kullanılarak bir kez daha elde edildi.

Belli frekans değerlerinde, diyotların C-V karakteristikleri incelendi ve grafik üzerinde oluşan pikler gözlendi. Al/p-Si Schottky kontakların C-f karakteristikleri incelendi. Uzun yükü kapasitansına ilaveten ortaya çıkan artık kapasitansın oluşma nedenleri incelendi.

Anahtar Kelimeler: Schottky diyotları, İdealite faktörü, Engel yüksekliği, Seri direnç.

ABSTRACT

CHARGE STORAGE CAPABILITY OF Al/p-Si/Al SCHOTTKY CONTACTS

FENER, Yücel

Msc Thesis, Physics

Supervisor: Assoc. Prof.Dr. Cabir TEMİRCİ

March 2010, 43 pages

Used in nowadays technology and electronic industry, Schottky contacts have a wide application area. So, we must focus on these circuit elements.

In this study, aluminum contacts were made on p-Si crystal. The current-voltage (I-V), capacitance-voltage (C-V) and capacitance-frequency (C-f) characteristics of the contacts were studied.

The values of saturation current (I_0), ideality factor (n) and barrier height (Φ_b) of the Al/p-Si Schottky contacts were determined by using I-V characteristics. Moreover, the values of series resistance (R_s) of the diodes were calculated via using Cheungs' functions together with I-V data. To verify the results the values of the ideality factor (n) and the barrier height (Φ_b) were also determined by using Cheungs' functions.

At certain frequency values, C-V characteristics of the diodes were investigated and formed peaks on the graph were observed. The C-f characteristics of the Al/p-Si Schottky contacts were studied. The causes of generation of the excess capacitance in addition to space charge capacitance were studied.

Keywords: Schottky diode, Ideality factor, Barrier height, Series resistance.

ÖN SÖZ

Elektronik endüstrisinde çok geniş kullanım alanına sahip olan metal-yarıiletken Schottky kontakların önemi, yapımlarının kolaylığı, karakteristiklerinin çoğunlukla bilinmesi bu çalışmaları daha etkin kılmıştır. Bu tür kontakların elektriksel iletkenlik özelliklerinden iyi şekilde yararlanmak, uygun kontaklar uygulayarak uygun elektronik devrelerde kullanmak için bu tür kontakların sahip olduğu karakteristiklerin iyi bilinmesi gerekir. Bu tür kontaklar günümüz teknolojisinde önemli bir yer tutmaktadırlar. Bu kontaklar birçok elektronik devre elemanlarında kullanılmaktadırlar.

Bu tez çalışmamda, her türlü ilgi ve yardımlarını esirgemeyen ve fedakârlıkta bulunan danışmanım sayın Doç. Dr. Cabir TEMİRCİ' ye teşekkürü borç bilirim. Tez çalışması ve yüksek lisans boyunca yapıcı eleştirilerinden dolayı Yüzüncü Yıl Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü öğretim üyelerinden başta sayın bölüm başkanımız Prof. Dr. Rıdvan KARAPINAR'a, Doç. Dr. Ali İhsan DEMİREL'e, Doç. Dr. Fethi SOYALP'a, Yrd. Doç. Dr. Bahri BATI'ya, Yrd. Doç. Dr. Ali ARASOĞLU'na ayrıca yüksek lisansım boyunca katılmal fiziğı dersinde teorik olarak bize çok şey veren ve bilgilendiren sayın Prof. Dr. Bahşeli GULİYEV'e ve diğler tüm hocalarıma sonsuz teşekkür ederim. Ayrıca çalışma boyunca yardımcı olan yüksek lisans arkadaşlarıma ve bana hiçbir durumu esirgemeyen aileme sonsuz teşekkür ederim.

Yücel FENER
Mart 2010

İÇİNDEKİLER

	sayfa
ÖZET	i
ABSTRACT	iii
ÖN SÖZ	v
İÇİNDEKİLER	vii
ŞEKİLLER DİZİNİ	viii
ÇİZELGELER DİZİNİ	ix
SİMGELER ve KISALTMALAR	x
1. GİRİŞ	1
2. KAYNAK BİLDİRİŞLERİ	2
3. MATERYAL VE YÖNTEM	4
3.1. Materyal	4
3.2. Yöntem	4
3.3. Metal-Yarıiletken Kontaklar	4
3.4. Metal n-tipi Yarıiletken Kontaklar	5
3.4.1 Metal n-tipi yarı iletken doğrultucu kontaklar	5
3.4.2 Metal n-tipi yarıiletken omik kontak	8
3.5. Metal p-tipi Yarıiletken Kontaklar	9
3.5.1 Metal p-tipi yarıiletken doğrultucu kontaklar	9
3.5.2 Metal p-tipi yarıiletken omik kontak	11
3.6. Metal-Yarıiletken Kontaklarda Akım İletim Mekanizmaları	12
3.6.1 Termiyonik emisyon teorisi	13
3.6.2 Difüzyon teorisi	14
3.6.3 Termiyonik emisyon-difüzyon teorisi	15
3.6.4 To etkili akım iletimi	16
3.6.5 Akım-gerilim karakteristiğinden kontak parametrelerinin elde edilmesi	17
3.7. Metal-Yarı iletken Kontaklarda Schottky Kapasitesi	19
3.8. Schottky Kontakların Kapasitesi	21

3.9. Schottky Kontaklarının Kapasitans-Gerilim Karakteristikleri	24
3.10. Metal-Yarıiletken Schottky Kontaklarda Ara yüzey Tabakasının Etkileri	25
4. BULGULAR	28
4.1. Giriş	28
4.2. Numune Hazırlanması ve Temizlenmesi	28
4.3. Schottky Kontakların Yapılması	29
4.4. Ölçme ve Değerlendirme İşlemleri	30
4.4.1 Akım-gerilim ölçümleri ve Cheung fonksiyonlarının kullanılması	30
4.4.2 Sabit frekans altında sığa (kapasite)-gerilim (C-V) ölçümleri	35
4.4.3 Sığa-frekans (C-f) ölçümleri	38
5. SONUÇ VE TARTIŞMA	40
KAYNAKLAR	42
ÖZGEÇMİŞ	45

ŞEKİLLER DİZİNİ

	sayfa
Şekil 3.1. Metal n-tipi yarıiletken doğrultucu kontağın enerji-bant diyagramı	6
a) kontakdan önce metal yarıiletkenin enerji-bant diyagramı	
b) kontakdan sonra termal dengedeki enerji-bant diyagramı	
c) $V < 0$ olması halinde enerji-bant diyagramı	
d) $V > 0$ olması halinde enerji-bant diyagramı.	
Şekil 3.2. Omik kontağın enerji-bant diyagramı	9
a) kontakdan önce, metal ve yarıiletkenin enerji-bant diyagramı	
b) kontakdan sonra termal dengedeki enerji- bant diyagramı	
c) $V < 0$ olması halinde enerji-bant diyagramı	
d) $V > 0$ olması halinde enerji-bant diyagramı	
Şekil 3.3. Metal p-tipi yarıiletken doğrultucu kontağın enerji-bant diyagramı	11
a) kontakdan önce	
b) kontakdan hemen sonra termal denge durumu	
c) 0 olması durumunda	
Şekil 3.4. Metal p-tipi yarıiletken omik kontakta enerji-bant diyagramları	12
a) kontakdan önce	
b) kontakdan sonraki durum	
c) $V > 0$ durumunda	
d) $V < 0$ durumunda	
Şekil 3.5. Metal n-tipi yarıiletken doğrultucu kontakta,	19
a) potansiyel dağılımı	
b)Yük dağılımı	
Şekil 4.1. Al/p-Si/Al Schottky diyotların (I-V) karakteristik grafiği	34
Şekil 4.2. Al/p-Si/Al Schottky Diyot1 için $dV/d\ln I-I$ karakteristik grafiği	35
Şekil 4.3. Al/p-Si/Al Schottky Diyot1 için $H(I)-I$ karakteristik grafiği	37
Şekil 4.4. Al/p-Si/Al Schottky diyotların $C^{-2}-V$ karakteristik grafikleri	38
Şekil 4.5. Al/p-Si/Al Schottky diyotların $C-f$ karakteristik grafikleri	39

ÇİZELGELER DİZİNİ

	sayfa
Çizelge 4.1. Al/p-Si/Al Schottky kontakları için hesaplanan bazı karakteristik parametrelerinin deneysel değerleri	32
Çizelge 4.2. Al/p-Si/Al Schottky kontakları için hesaplanan bazı karakteristik parametrelerinin deneysel değerleri	33
Çizelge 4.3. MS ve MIS yapılar için difüzyon potansiyeli ve engel yüksekliği	36

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler

N_a	Akseptör yoğunluğu
d	Arınma bölgesinin kalınlığı
C_o	Artık kapasite
k	Boltzman sabiti
J_o	Doyma akım yoğunluğu
V_d	Difüzyon potansiyeli
D_n	Difüzyon sabiti
J_{SD}	Difüzyon teorisindeki doyma akım yoğunluğu
E	Elektrik alan
eV	Elektron volt
E	Elektronun yük miktarı
μ	Elektronun mobilitesi
X_s	Elektron yakınlığı
ϕ_b	Engel yüksekliği
m^*	Etkin kütle
A^{**}	Etkin Richardson sabiti
E_F	Fermi enerjisi
n	İdealite faktörü
N_d	İletkenlik bandındaki elektron yoğunluğu
v_x	İletim hızı
T	Kelvin cinsinden sıcaklık
ϕ_m	Metalin iş fonksiyonu
h	Plank sabiti
R_s	Seri direnç
A^*	Termiyonik Emisyon teorisine için Richardson sabiti
$\rho(x)$	Uzay yük yoğunluğu
ϕ_s	Yarıiletkenin iş fonksiyonu

Kısaltmalar

Al/p-Si/Al	Alüminyum (Omik Kontak) p-Tipi Silisyum Doğrultucu Kontak) Alüminyum
MIS	Metal-Yalıtkan-Yarıiletken Kontak
a.c.	Alternatif Akım
MS	Metal-Yarıiletken Kontak
TE	Termiyonik Emisyon Teorisi

1. GİRİŞ

Elektronikte yarıiletken malzemenin kullanımıyla büyük bir sanayi oluşmuş ve çağdaş elektronikte yarıiletken teknolojisi gelişmiştir. Yarıiletken olarak silisyum ve germanyum önemli ölçüde kullanılmış ancak zaman içerisinde silisyum kullanımı daha hâkim olmuştur. Silisyum doğada bol miktarda bulunmasından dolayı yarıiletken teknolojisinde silisyum daha çok tercih edilmiştir.

Teknolojide elektronik devre elemanları içerisinde metal-yarıiletken (MS) kontaklar (Schottky kontaklar) önemli bir yere sahiptir. Metal-yarıiletken kontakların (Schottky kontakların) elektriksel karakteristiklerinin çoklukla bilinmesi ve yapımlarının kolaylığından dolayı Schottky kontakların önemi her geçen gün artmaktadır. Elektronik sanayide bu devre elemanlarından, daha çok mikrodalga karıştırıcı dedektörleri, hızlı anahtar (switching) uygulamaları, varaktörler (kapasiteleri uygulanan gerilimle değişen kondansatörler) ve Schottky engel tabakalı alan etkili transisörleri olarak faydalanılmaktadır. GaAs ve InP, bu alanda en sık kullanılan III -IV. Gurubu yarıiletkenleridir.

Devre elemanlarının üretiminde, ideal olmayan metal-yarıiletken (MS) kontak (Schottky kontak) yapının, metal-oksit ve oksit-yarıiletken ara yüzeylerdeki davranışlarının, ayrıca oksit ve yarıiletken davranışlarının bilinmesi çok önemlidir. Üretilen bir devre elemanının tam kapasite ile çalışabilmesi, devreyi oluşturan temel yapının tüm özelliklerinin bilinmesine ve çıkabilecek tüm aksaklıkların giderilmesine bağlıdır. Bu alanda yapılan çalışmaların amacı, bir taraftan bu yapıların fiziksel özelliklerini, parametrelerini tayin etmek, diğer taraftan da bu özelliklerden yararlanarak daha verimli ve yeni devre elemanları geliştirmek ve üretmektir.

Metal-yarıiletken (MS) kontaklarda (Schottky kontaklarda) metal ile yarı iletken arasında ki ara yüzey tabakasının MS kontakların elektriksel özelliklerini ve fiziksel parametrelerini değiştirdiğinin görülmesiyle metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS) yapılarla ilgili çalışmalar başladı. Gün geçtikçe MIS yapıların kullanım alanlarının artması bu yapıların üzerine olan çalışmaları arttırmıştır.

Tezin amacı MIS yapıda Schottky diyotlar üreterek, gerekli ölçümler alınıp, hesaplamalar ve grafikler yardımıyla Al/p-Si/Al Schottky kontaklarda yük depolama kabiliyetinin araştırılması.

2. KAYNAK BİLDİRİŞİ

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

Metal-yarıiletken kontaklar konusundaki bilgiler 19. yüzyıla dayanmakla birlikte, konu üzerindeki esas sistemli çalışmalar yirminci yüzyılda yapılmıştır. Metal yarıiletken kontak diyotlarla ilgili ilk çalışma 1874 yılında Braun tarafından yapılmıştır. 1895 yılında Marconi'nin radyo iletişimine ait deneyleri Braun'nun dikkatini çekmiş ve nokta kontak metal-yarı iletken doğrultuculara ve detektörlere başarıyla uygulanmıştır. Kristal doğrultucuların yükseltmesinin zayıf olmasından dolayı, 1920'lerde vakum tüpleri radyo dalga ayarlanmasında kristal doğrultucuların yerini almıştır.

Metal n-tipi yarıiletken kontaklarda engel yüksekliğini, iş fonksiyonunun ve ara yüzey hallerini dikkate alarak incelemişler (Crowell ve Sze, 1965a).

Schottky'nin difüzyon ve Bethe'nin termiyonik emisyon teorilerini birleştirerek (emisyon-difüzyon teorisi) ortaya koymuşlardır (Crowell ve Sze, 1965b).

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

Yarıiletkenle metali ayıran ince ara yüzey yalıtkan tabakanın olması halindeki (MIS) Schottky engelli güneş pilinin açık devre voltajı ve verimliliğinde gözlenen artış nedeniyle MIS Schottky diyotlarına olan ilgiyi arttırmıştır (Ashok ve ark., 1979).

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

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

Yaklaşık otuz yıldır metal-yarıiletken Schottky diyotlarında ara yüzey hallerinin etkisi, çok yoğun bir şekilde, çeşitli yöntem ve tekniklerle araştırılmaktadır. Özellikle,

son 25 yılda, ara yüzey halleri hakkında bilgi ilave veya artık kapasite analizlerinden çıkarılmıştır (Batı, 1999).

Sn/p-Si Schottky kontaklarda anodik oksidasyon yöntemiyle metal-yarıiletken ara yüzeyinde oluşturulacak kontrollü bir oksidasyon işlemiyle engel yüksekliğinin arttırabileceğini göstermiştir (Temirci ve ark., 2001).

MIS diyotların karakteristiklerinin diyotun kalınlığına bağlı olarak nasıl değiştiğini ve idealite faktörü ile engel yüksekliğinin kalınlığa bağlı olup olmadığını incelediler (Tataroğlu ve Altındal., 2006).

3. MATERYAL VE YÖNTEMLER

3.1. Materyal

Bu çalışmada Schottky kontaklarının hazırlanması ve yapımı anlatılmıştır. I-V, C-V, C-f karakteristikleri incelenmiştir.

3.2. Yöntem

Bu çalışmada Schottky kontakların I-V, C-V, C-f karakteristikleri ile ilgili literatür'den faydalanarak deneysel olarak Al/p-Si/Al Schottky kontaklarının karakteristikleri incelenmiştir.

3.3. Metal -Yarıiletken Kontaklar

Elektronlar metal veya yarıiletken içinde iyonlar tarafından coulomb elektriksel etkileşimine maruz kalmaktadırlar. Bu nedenle kristalin içinde elektronların potansiyel enerjisi serbest elektronların enerjisinden daha küçüktür. Kristalin içinden elektronları dışarıya (vakuma) atmak için gereken en az enerji, iş fonksiyonu veya çıkış işi olarak adlandırılır. Katılarda termodinamik çıkış işi, elektronu Fermi seviyesinden vakuma atmak için gereken enerji ile belirlenmektedir. Yarıiletkenlerin büyük bir kısmının çıkış işi 1eV ve 6 eV arasında değişmektedir.

Metal-yarı iletken kontaklar; bir metalin yarıiletkene temas ettirilmesiyle oluşturulur. Metal, yarı iletken ile kontak edildiğinde termal denge kuruluncaya kadar metal ile yarı iletken arasında yük geçişleri olur. Metalden yarıiletkene, yarı iletken den metale elektron geçişi, metal ile yarı iletkenin Fermi enerji düzeylerinin eşit olduğu termal denge durumuna kadar devam eder. Böylece metal yarı iletken ara yüzeyinde yüklerin ayrılmasıyla yeni bir dağılım sonucunda bir potansiyel engeli oluşur. Ara yüzey bölgesi, yarı iletken tarafında oluşan ve hareketli yüklerin olmadığı yüksek dirençli bir bölgedir. Metal-yarıiletken ara yüzeyinde bir potansiyel engel oluştuğunu ilk olarak Schottky, eklemde oluşan bu potansiyelin metal ile yarıiletken iş fonksiyonları arasındaki farktan kaynaklandığını ise Mott açıklamıştır.

Schottky-Mott teorisine göre potansiyel engeli, metal ile yarı iletkenin iş fonksiyonları arasındaki fark sebebiyle oluşur (Sharma, 1984).

Metal yarı iletken kontaklar, metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonlarına ve yapım tekniklerine bağlı olarak doğrultucu kontak ve omik kontak olmak üzere iki çeşittir. Bir metalin kontak haline getirildiği yarıiletkenin tipi de önemlidir. Mesela bir altın tel, p-tipi germanyuma kontak edilirse omik kontak oluşur; aynı tel n-tipi germanyuma kontak edilirse doğrultucu kontak oluşur. Bunun sebebi metal ile yarıiletkenin iş fonksiyonları arasındaki fark'a bağlı olmasıdır.

3.4. Metal n-tipi Yarıiletken Kontaklar

Metal-yarıiletken kontağın omik ya da doğrultucu olacağını öngörmek için iş fonksiyonlarına bakmak gerekir. Φ_m ; metalin iş fonksiyonu, bir elektronu Fermi seviyesinden vakum seviyesine çıkarmak için gerekli minimum enerjidir. Φ_s ; yarıiletkenin iş fonksiyonu, Fermi enerji seviyesi (E_F); dolmuş yörüngeleri dolmamış yörüngelerden ayıran izafi bir seviyedir. E_F ; Fermi seviyesi katkı miktarına göre değiştiği için değişken bir niceliktir ve $f(E)$ Fermi dağılım fonksiyonunun bir sabitidir. Bu sabitin $f(E)$ ile ilişkisi;

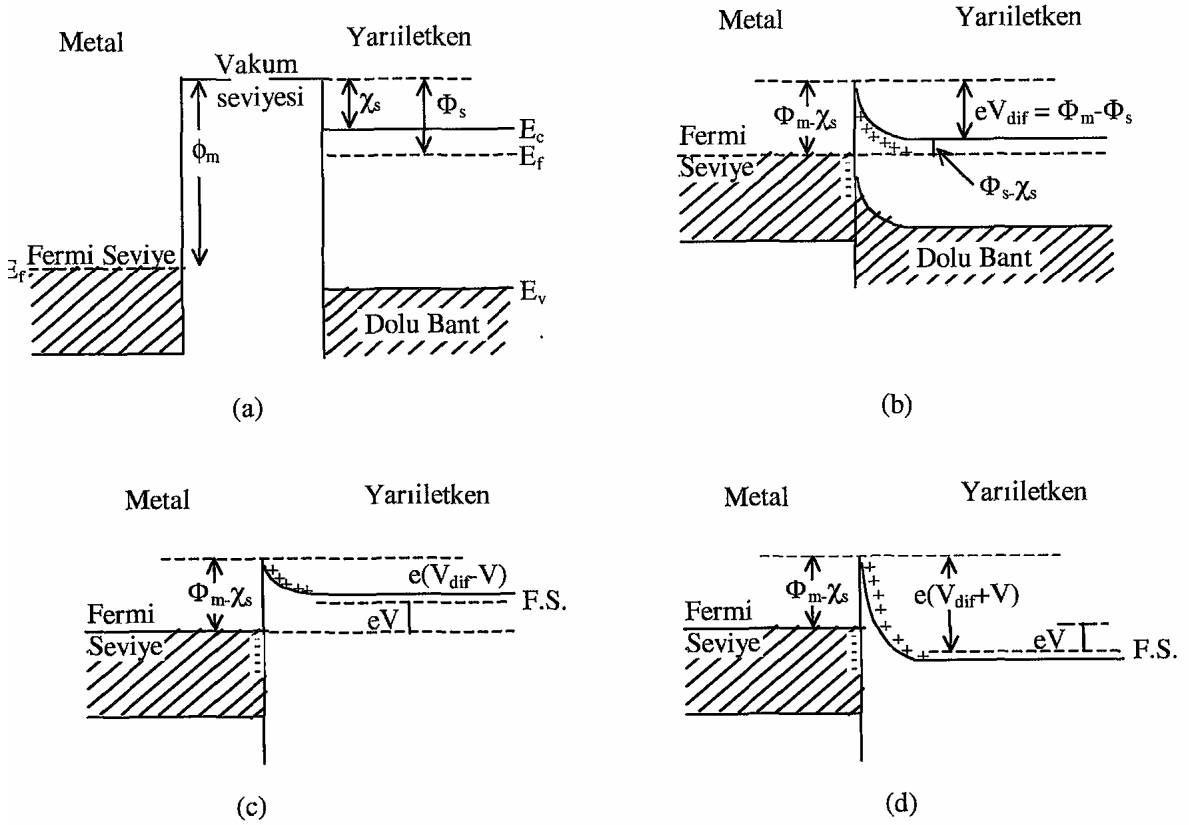
$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp\left[-\frac{(E_f - E_c)}{kT}\right]} \quad 3.1$$

ile verilir. Elektron yakınlığı X_s , iletkenlik bandının en üst sınırından (E_c) bir elektronu vakum seviyesine çıkarmak için gerekli enerji miktarıdır. Vakum seviyesi bir metalin tam dışındaki sıfır kinetik enerjili elektronun enerji seviyesidir.

3.4.1 Metal n-tipi yarıiletken doğrultucu kontak

Doğrultucu metal-yarıiletken kontakların veya Schottky diyotlarının temel özelliği kontak direncinin dışarıdan uygulanan gerilime bağlılığıdır. Bu bağlılık o kadar güçlüdür ki, metal yarıiletken kontağı tek yönlü iletkenliğe getirmektedir. Yani kontakta akım kolayca bir yönden geçer, ters yönden ise zayıf geçer (Cafer, 2000). Metal n-tipi yarıiletken doğrultucu kontaklarda $\Phi_m > \Phi_s$ dir (Şekil 3.1.a).

Kontaktan önce yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden her iki yapının iş fonksiyonları arasındaki fark kadar $(\phi_m - \phi_s)$ yukardadır. Metal ile yarı iletken temas haline getirildiğinde yarıiletkenden metale yük akışı başlar. Yarı iletkenin yüzey tabakasından elektronlar metale geçerler yük geçişi bittikten sonra termal denge kurulur. Böylece her iki Fermi seviyeleri aynı seviyeye gelir.



Şekil 3.1. Metal n-tipi yarı iletken doğrultucu kontağın enerji-bant diyagramı (a) kontaktan önce metal-Yarıiletkenin enerji-bant diyagramı (b) kontaktan sonra termal dengedeki enerji-bant diyagramı (c) $V < 0$ olması halinde enerji-bant diyagramı (d) $V > 0$ olması halinde enerji-bant diyagramı.

Yarıiletkenin Fermi seviyesi $\phi_m - \phi_s$ kadar düşer (Şekil 3.1.b). Bunun sonucunda metal tarafındaki yüzey yükleri ile yarı iletken tarafındaki uzay yüklerinin oluşturduğu dipol tabakasından dolayı, yarıiletken yüzeyindeki bantların yukarı doğru bükülmesiyle bir potansiyel engeli oluşur. Bu potansiyel engelinin yarıiletken tarafındaki yüksekliği;

$$eV = \phi_m - \phi_s$$

Metal tarafındaki yüksekliği ise;

$$e\phi_k = \phi_m - \phi_s \quad 3.3$$

eşitlikleri ile verilir. Burada ϕ_k ; kontak potansiyellerinin farkıdır.

İyonize olmuş donörlerin neden olduğu kontağın yarıiletken tarafında d kalınlığında elektronlardan arınmış bir bölge oluşur (Bkz. Şekil 3.1). Bu bölgeye engel bölgesi (tabakası), uzay yükü bölgesi, geçiş bölgesi, ‘arınma bölgesi’ veya ‘Schottky bölgesi’ denir. Arınma bölgesinin elektronlardan arınmasıyla geriye kalan sabit pozitif yüklere ‘uzay yükü’ denir. Arınma bölgesinin bir tarafında pozitif uzay yükü diğer tarafında negatif yüzey yükleri olduğundan bir kondansatör gibi davranır. Bu kapasiteye Schottky kapasitesi veya arınma bölgesi kapasitesi denir. Schottky kapasitesi arınma tabakasının kalınlığı d ile ters orantılıdır. Kalınlığı iyonize olmuş donörlerin konsantrasyonuna ve difüzyon potansiyeline bağlıdır.

Termal uyarımla potansiyel engelini aşmaya yetecek enerjiye ulaşan elektronlar metalden yarıiletken ve yarıiletkenden metale eşit ve zıt I_0 doyma akımı oluştururlar. Eğer yarıiletken (-V) gerilimi uygulanırsa, metalden yarıiletken geçen elektronlar için engel yüksekliği değişmez, akım da aynı kalır (Bkz. Şekil 3.1.c). Bundan dolayı yarıiletkenden metale geçen elektronlar için iletkenlik bandı eV kadar yükseleceğinden engel yüksekliği de eV kadar azalacaktır. Arınma bölgesinin kalınlığı ise;

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_o(\phi_b - V)}{eN_d}} \quad 3.4$$

olmaktadır. ($V < 0$) Böylece, metal yarıiletken kontağına ters yönde uygulanan gerilim elektronlar için potansiyel engelini yükseltir ve arınma bölgesinin kalınlığını büyütür.

Dolayısıyla metalden yarıiletken doğru akan akım ise $\exp(eV/kT)$ çarpanı kadar değişecektir. Oluşan net akım;

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad 3.5$$

olur ki, akım pozitifdir. Burada I_0 doyma akımı;

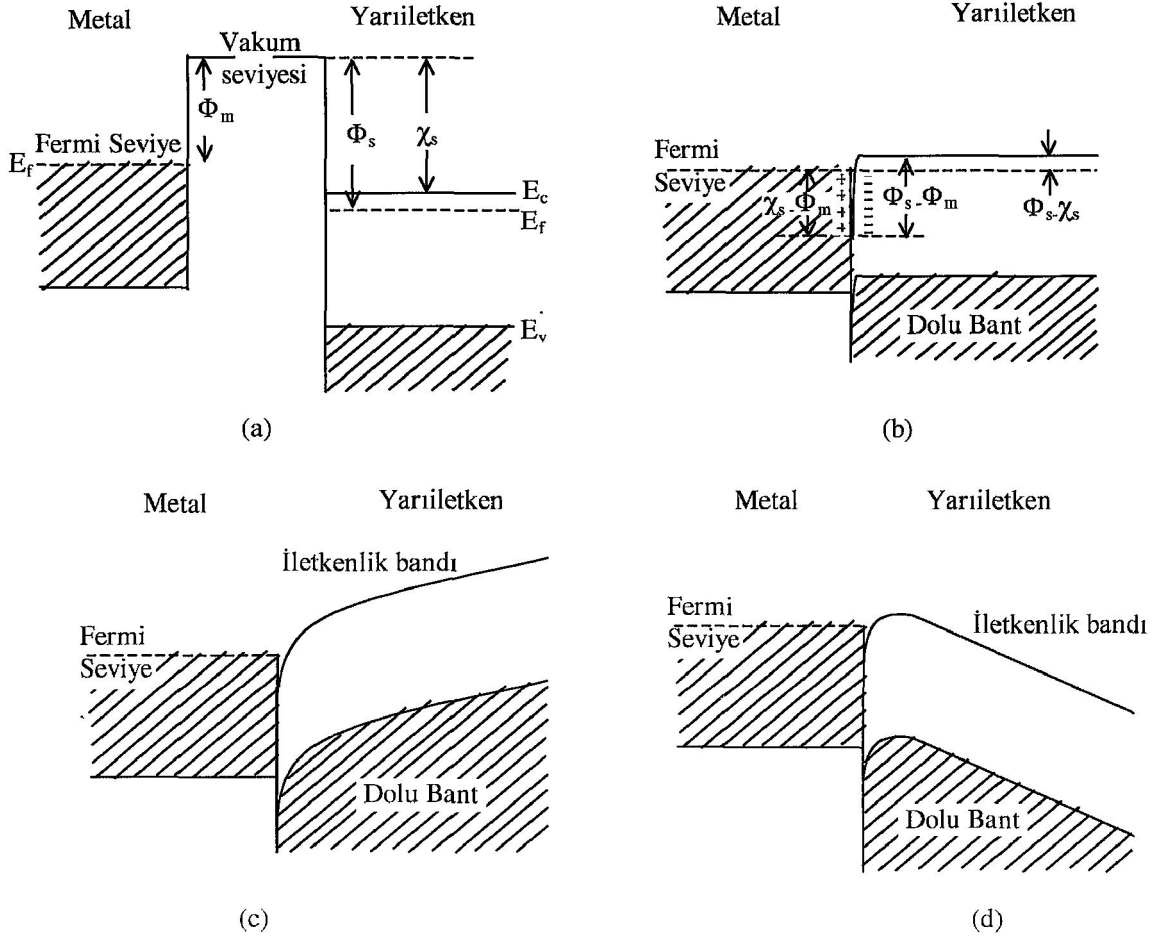
$$I_0 = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_b}{kT}\right) \quad 3.6$$

denklemleri ile verilir. Burada A ; kontağın kesit alanı (cm^2), A^* ; Richardson sabiti, T ; mutlak sıcaklık, k ; Boltzmann sabiti, ϕ_b ; engel yüksekliğidir. Yarıiletken tarafına $+V$ gerilimi uygulanırsa iletkenlik bandı eV kadar alçalır ve yarıiletken tarafındaki engel yüksekliği eV kadar artar (Bkz. Şekil 3.1.d). Oluşan net akım I_0 değerine yaklaşır.

Buradan anlaşılacağı gibi yarıiletken tarafındaki potansiyel engelinin yüksekliği uygulanan voltaja bağlı olarak değişir. Metal tarafındaki engel yüksekliği voltajdan bağımsızdır.

3.4.2. Metal n-tipi yarıiletken omik kontak

Akımı her iki doğrultuda kolayca geçirebilen kontaklara omik kontak denir. Kontakta önce yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden $\phi_s - \phi_m$ kadar aşağıdadır ($\Phi_m < \Phi_s$). Kontakta sonra elektronlar metalden yarıiletkene, negatif bir yüzey yükü oluşturacak şekilde akarlar. Metal tarafında, ayrılan elektronlardan dolayı pozitif bir yüzey yükü ve böylece kontak bölgesinde bir dipol tabakası meydana gelir. 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 kontağın her iki tarafındaki yüzey yüklerinden dolayı dipol tabakası oluşur. Bu tabaka oluştuğundan sonra kontaktaki yük taşıyıcıları her doğrultuda kolayca akabilecek durumdadır. Metal tarafına $+V$ gerilimi uygulanırsa, yarıiletkenden metale akan elektronlar için engel olmadığından kolayca hareket edebilirler (Şekil 3.2.c). Eğer yarıiletkene $+V$ gerilimi uygulanırsa yarıiletken tarafı aşırı negatif yüklerden kaynaklanan engel yüksekliği çok az olacaktır ve elektronlar metalden yarıiletkene doğru kolayca akacaklardır, yani elektronlar her iki yönde de hareket halindedir (Şekil 3.2.d). Yarıiletkene pozitif ve metale negatif voltaj uygulandığında, metaldeki elektronlar yarı iletken tarafına kolay bir şekilde geçerler ve bundan dolayı omik kontaklara enjeksiyon kontakları da denir.



Şekil 3.2. Omik kontakın enerji-bant diyagramı: (a) kontak öncesi, metal ve yarıiletkenin enerji-bant diyagramı, (b) kontak sonrası termal dengedeki enerji-bant diyagramı, (c) $V < 0$ olması halinde enerji-bant diyagramı, (d) $V > 0$ olması halinde enerji-bant diyagramı.

3.5 Metal p-tipi Yarıiletken Kontaklar

Bu tür kontaklarda da kontakın türünü anlamak için, metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonlarına bakmak gerekir. Bu kontaklar da omik ve doğrultucu kontak olmak üzere iki türdür.

3.5.1 Metal p-tipi yarıiletken doğrultucu kontak

Metalin iş fonksiyonu yarıiletkenin iş fonksiyonundan küçük ise ($\Phi_m < \Phi_s$), doğrultucu kontak oluşur. Kontak öncesi yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden

$\phi_s - \phi_m$ kadar düşüktür. Kontakta sonra 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. Yarıiletken gövdedeki enerji seviyeleri,

$\phi_s - \phi_m$ kadar yükseldiğinden, yarıiletken tarafındaki holler için yüzey engeli;

$$eV_d = \phi_s - \phi_m \quad 3.7$$

olur. Burada V_d difüzyon potansiyelidir. Yarıiletken içerisindeki bu potansiyel, metalin yüzeyine göre alınır. Kontakta metal tarafındaki holler için engel yüksekliği;

$$e\phi_b = E_s - \phi_m \quad 3.8$$

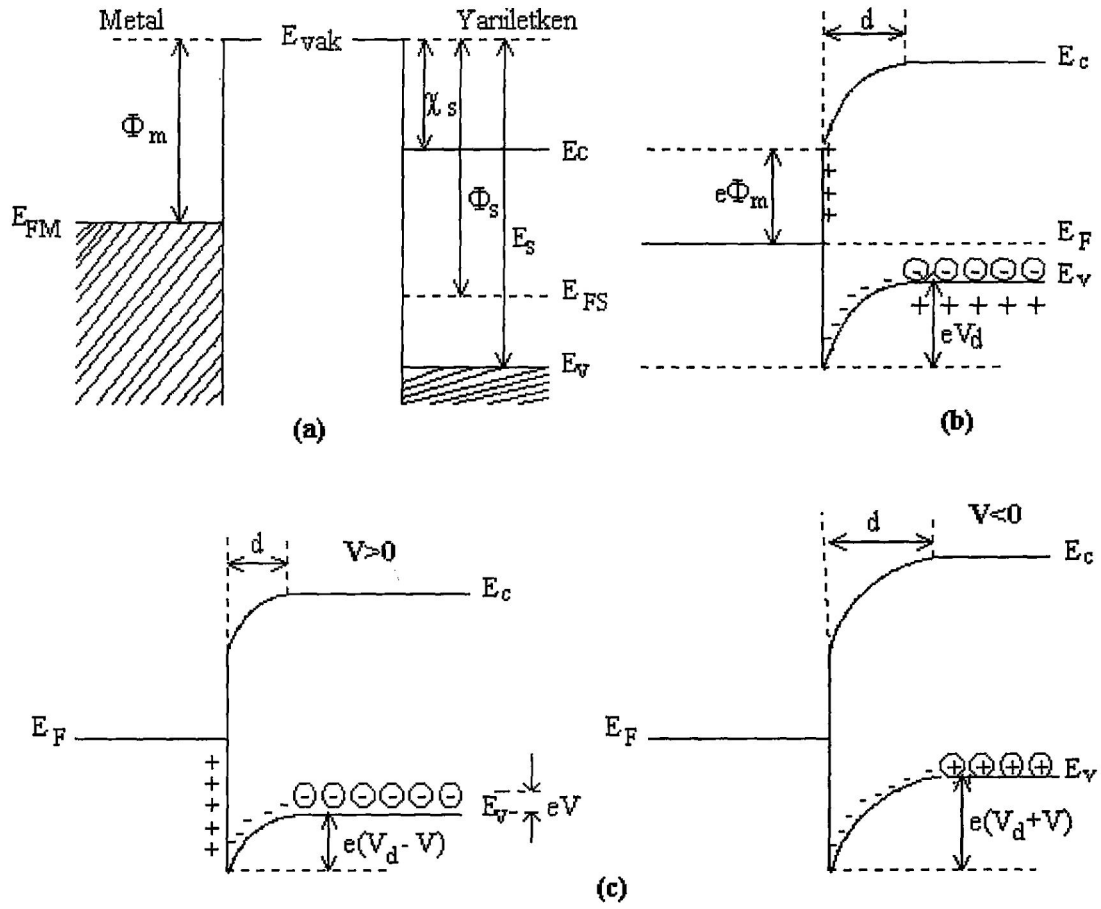
burada; E_s , valans bandın tepesi ile vakum seviyesinin tabanı arasındaki farktır.

Termal uyarılmadan dolayı, yarıiletkendeki bazı holler potansiyel engelini aşacak kadar enerji kazanıp metalin içine geçebilir. Aynı şekilde metalde termal olarak oluşan bazı holler de engeli aşacak kadar enerji kazanıp, yarıiletken içine geçebilir. Böylece kontakta engelden geçen eşit ve zıt yüklü I_0 akımı oluşur.

Eğer yarıiletken bir V gerilimi uygulanırsa soldan sağa doğru akan hol akımı değişmez, fakat sağdan sola hol akımı $\exp(eV/kT)$ çarpanı kadar değişir (Şekil 3.3.b). Bundan dolayı yarıiletkendeki enerji seviyelerinin tümü eV kadar düşer ve buna bağlı olarak sağdan sola geçen holler için engel yüksekliği eV kadar azalır. Sonuç olarak sağdan sola akım doğrultusu (yarıiletkenden metale geçen hollerin oluşturduğu akım) pozitif olarak kabul edilirse, karakteristik akım;

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad 3.9$$

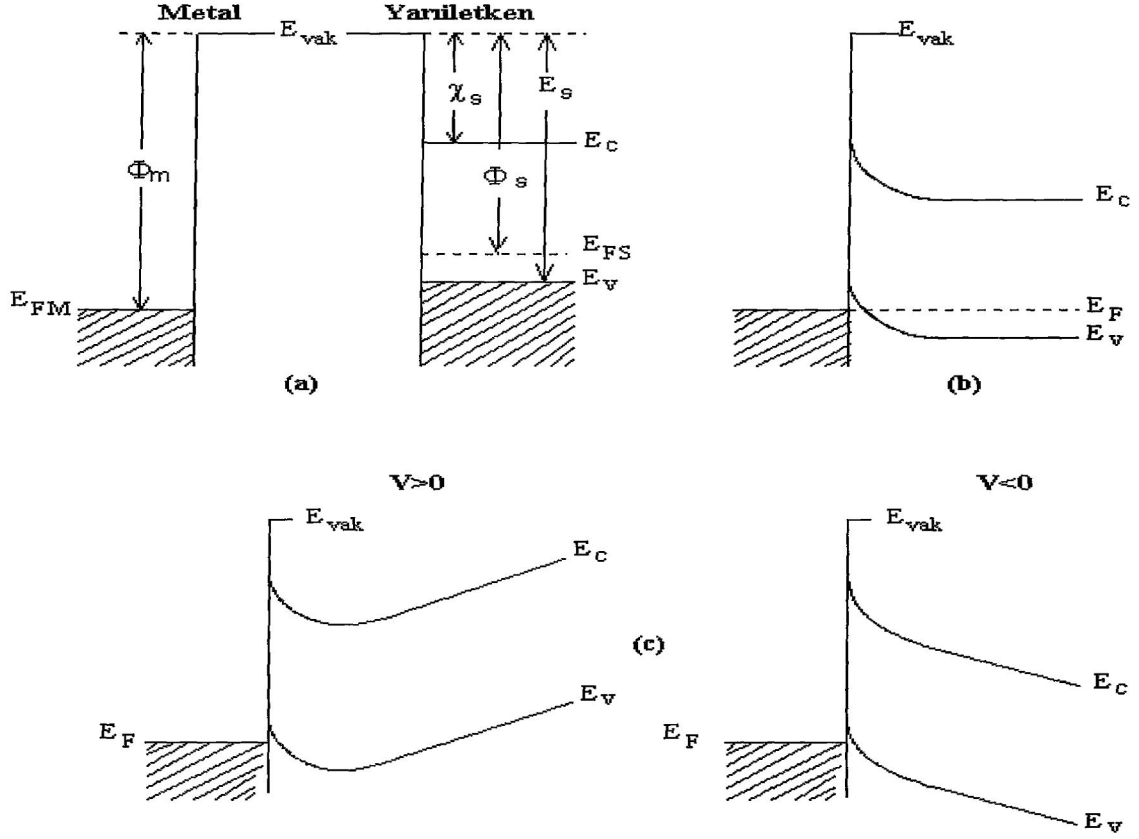
olacaktır. Bu bir doğrultucu kontaktaır.



Şekil 3.3. Metal p-tipi yarıiletken doğrultucu kontağın enerji-bant diyagramı .(a) kontakdan önce (b) kontakdan sonra ve termal dengede , (c) $V \neq 0$ olması durumunda

3.5.2 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 yukardadır. Kontakdan sonra metal ve yarıiletkenin Fermi seviyeleri aynı düzeye gelinceye kadar yarıiletkenden metale elektron geçişi gerçekleşir. Denge durumunda yarıiletkenin fermi seviyesi $\phi_m - \phi_s$ kadar alçalır.



Şekil 3.4 Metal p-tipi yarıiletken omik kontakta enerji -bant diyagramları a) kontak öncesi b) kontak sonrası durum c) $V > 0$ durumunda d) $V < 0$ durumunda

3.6 Metal-Yarıiletken Kontaklarda Akım İletim Mekanizmaları

Metal-yarıiletken (MS) ve metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS) yapılarında akım iletimi genellikle çoğunluk taşıyıcılar ile gerçekleşir. Sıcaklık, arayüzey durumları, seri direnç ve metal ile yarıiletken arasındaki yalıtkan tabaka nedeniyle akım iletim mekanizması MS ve MIS yapılarında farklılık gösterir. Bu yapılarında geçerli olabilecek akım iletim mekanizmaları şunlardır: Termiyonik Emisyon (TE), Difüzyon, Termiyonik Emisyon-Difüzyon, Kuantum Mekaniksel Tünelleme, Üretilme-Yeniden Birleşme, Azınlık Taşıyıcı konsantrasyonu ve T_0 etkili akım iletimi'dir.

3.6.1 Termiyonik Emisyon Teorisi

Termiyonik emisyon, sıcak bir yüzeyden elektron veya boşluk salınması olarak bilinir (Bethe, 1942).

Metal-yarıiletken Schottky kontaklarda termiyonik emisyon teorisi, taşıyıcıların (elektron ve boşluklar) ısısal enerjileri nedeniyle, potansiyel engelini asarak metalden yarıiletken veya yarıiletken metale geçmeleri esasına dayanır. Bu olay, metal/n-tipi yarıiletken yapılarda elektronlar, metal/p-tipi yarıiletken yapılarda ise boşluklar tarafından, yani her iki yapıda da çoğunluk taşıyıcıları tarafından sağlanır (Ziel, 1968; Rhoderick ve Williams, 1988).

Bu teoriye göre;

- a) Akım termal olarak uyarılan çoğunluk taşıyıcılar ile sağlanır.
- b) Potansiyel engel yüksekliği kT/q enerjisinden çok büyüktür ($e\Phi_b \gg kT$).
- c) Yarıiletken metale hareket eden serbest hollerin tüketim bölgesindeki çarpışmaları ihmal edilebilir.
- d) Görüntü (hayal) kuvvetlerin etkisi ihmal edilmektedir ve akım engel yüksekliğine zayıfça bağlıdır.

Bu varsayımlar doğrultusunda yarıiletken metale doğru akı yoğunluğu J_{sm} , potansiyel engelini geçmeye yetecek kadar enerjiye sahip elektronların konsantrasyonu ve bunların hızı ile ifade edilir:

$$J_{sm} = \int_{E_F + e\phi_b}^{\infty} qv_x dn \quad 3.10$$

burada $E_F + e\Phi_b$ metalden TE (Termiyonik emisyon) için gerekli minimum enerji, v_x ise; iletim hızıdır. Burada dn , küçük bir enerji aralığında enerji yoğunluğudur. Bu ifadeden hareketle metal/n-tipi yarıiletken kontaklarda metalden yarıiletken geçen elektronlar için akım denklemi;

$$J_{sm} = \left(\frac{4\pi e m^* k^2}{h^2} \right) T^2 \exp\left[\frac{-e\phi_b}{kT} \right] \exp\left[\frac{eV}{kT} \right] \quad 3.11$$

şeklinde verilir. Burada m^* taşıyıcının etkin kütlesi, k Boltzmann sabiti, h da Planck sabitidir. Buradan;

$$J_{sm} = A^* T^2 \exp\left(\frac{-e\phi_b}{kT}\right) \exp\left[\frac{eV}{kT}\right] \quad 3.12$$

ifadesi yazılır. Burada A^* , TE (termiyonik emisyon teorisi) için Richardson sabitidir. Metalden yarıiletkene hareket eden elektronlar için engel yüksekliği aynı kaldığı için yarıiletkende akı yoğunluğu uygulanan gerilimden etkilenmez. Bu akım yoğunluğu dengede ($V=0$), yarıiletkenden metale geçen akım yoğunluğuna eşittir. Buna göre metalden yarıiletkene doğru akan akım,

$$J_{sm} = -A^* T^2 \exp\left(\frac{-e\phi_b}{kT}\right) \quad 3.13$$

şeklinde ifade edilir. Toplam akım yoğunluğu eşitlik 3.11 ve yine eşitlik 3.12 denklemlerinin toplamı olup,

$$J_n = [A^* T^2 \exp\left(\frac{-e\phi_b}{kT}\right)] [\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1] \quad 3.14$$

şeklinde ifade edilir. Burada $A^* T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_b}{kT}\right)$ terimi, doyma akım yoğunluğudur.

3.6.2 Difüzyon teorisi

Aralarında yoğunluk farkı bulunan bölgeler arasında, yoğunluğun çok olduğu bölgeden az olduğu bölgeye doğru gerçekleşen yük geçişlerine difüzyon denir. Schottky tarafından tanımlanan Difüzyon teorisinin dayandığı varsayımlar;

- Potansiyel engelin yüksekliği kT/q enerjisinden büyüktür.
- Tüketim bölgesindeki elektronların çarpımsa etkisi ihmal edilemez.
- $x=0$ ve $x=w$ 'daki taşıyıcı konsantrasyonları akımdan etkilenmemiştir (yani onlar termal denge değerine sahiptir).
- yarıiletkendeki safsızlık konsantrasyonu dejenere değildir. Kabuller doğrultusunda tüketim bölgesindeki akım, bölgesel alan ve yoğunluk farkına bağlı olduğundan akım yoğunluğu denklemi kullanılır. Bu denklem metal/n-tipi yarıiletken kontaklar için,

$$J_x = J_n = q \left[n(x) \mu E(x) + D_n \frac{\partial n}{\partial x} \right] \quad 3.15$$

$$J_x = qD_n \left[\left(qn(x) / kT \right) \left(\frac{\partial v(x)}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial n}{\partial x} \quad 3.16$$

şeklindedir. Burada $n(x)$ elektron yoğunluğu μ elektron mobilitesi, D_n elektron difüzyon sabiti ve $E(x)$ Schottky bölgesindeki elektrik alanıdır. Buna göre difüzyon kuramında akım ifadesi,

$$J_x = J_{SD} \left[\exp \left(\frac{eV}{kT} \right) - 1 \right] \quad 3.17$$

difüzyon teorisindeki doyma akım yoğunluğu (J_{SD}) , gerilim ile çok daha hızlı değişir fakat TE (Termiyonik Emisyon) doyma akım yoğunluğuna göre sıcaklığa daha az bağlıdır.

3.6.3 Termiyonik emisyon-difüzyon teorisi

Crowell ve Sze, Termiyonik Emisyon ve difüzyon teorisini birleştirerek Termiyonik emisyon-difüzyon teorisini geliştirdiler. Bu teori; metal-yarıiletken arayüzey kenarında tanımlanmış olan V_r rekombinasyon hızı üzerine kurulmuştur. Metal ile yarıiletken gövde arasına uygulanan gerilim, metale doğru bir elektron akışına neden olur. Taşıyıcıların bir kısmı optik fonon geri saçılmalarına bir kısmı da kuantum mekaniksel yansımalarla uğradığından akım değeri azalır. Sze, bunun nedenini rekombinasyon hızındaki azalmaya bağlamıştır. Termiyonik emisyon difüzyon teorisine göre elektronlar MS arayüzeyinde optik fononlarla etkileşmeksizin potansiyel engel üzerinden salınma olasılığı ve ortalama iletim katsayısı değeri göz önüne alınarak A^* termiyonik emisyon teorisindeki Richardson sabiti A^{**} olarak değişir. Buna göre en genel akım-gerilim (I-V) ifadesi,

$$J = J_0 \left[\exp \left(\frac{eV}{kT} \right) - 1 \right] \quad 3.18$$

ile verilir. Burada T sıcaklık, n diyodun idealite faktörü ve J_0 doyma akım yoğunluğu olup;

$$J_0 = -A^* T^2 \exp \left(\frac{-e\phi_b}{kT} \right) \quad 3.19$$

şeklinde ifade edilir. A^{**} , düzenlenmiş etkin Richardson sabitidir. β ; Engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişim katsayısı olmak üzere,

$$A^{**} = A^* \left[\exp \left(\frac{\beta}{kT} \right) \right] \quad 3.20$$

ile verilir. Termiyonik emisyon teorisine göre ideal bir Schottky diyotta $n=1$ 'dir. İdeal diyottan sapmaları belirlemek amacıyla bir idealite faktörü, n tanımlanır. Buna göre akım yoğunluğu ifadesi,

$$J = J_0 \left[\exp \left(\frac{eV}{nkT} \right) \right] \quad 3.21$$

şeklini alır. Burada n idealite faktörü 1'den uzaklaştıkça engel yüksekliğinin voltaja bağlılığı artmaktadır. idealite faktörü yarıiletken ile dengede ara düzey durumları (N_{ss}) ve metal-yarıiletken arasındaki yalıtkan oksit tabakasının kalınlığı (δ) cinsinden,

$$n = 1 + \frac{\delta}{\epsilon_i} \left[\frac{\epsilon_s}{w} + qN_{ss} \right] \quad 3.22$$

olarak ifade edilir. Bu denklemde ikinci terimin artması ile ideallikten uzaklaşılır. Yani idealite faktörü, hem yalıtkan tabaka kalınlığının artmasıyla hem de arayüzey durumlarının artması ile doğru olacak şekilde artmaktadır. Engel alçalması ve A^{**} 'nın alana bağımlı olması nedeniyle gerçek Schottky diyotlarında n idealite faktörü $1 < n < 1.2$ arasında değer alır.

3.6.4 T_0 etkili akım iletimi

İdealite faktörü 1'den büyük olması hayali kuvvet ya da arayüzey durumlarından ortaya çıkıyorsa n sıcaklıktan bağımsız olmalıdır, fakat idealite faktörünün 1'den büyük olması Termiyonik alan emisyonundan veya tüketim bölgesindeki rekombinasyon akımlarından etkileniyorsa, idealite faktörü n sıcaklığa bağlıdır. T_0 etkili karakteristiği,

$$J = A^{**} T^2 \exp \left[-\frac{q\phi_b}{kT} \right] \left(\exp \left[\frac{qV}{k(T + T_0)} \right] - 1 \right) \quad 3.23$$

şeklinde ifade edilir. Burada T_0 geniş bir sıcaklık aralığında sıcaklık ve voltajdan bağımsız olan sabit bir parametredir. n 'nin sıcaklığa bağıllığı deneysel olarak, burada;

$$n = 1 + \frac{T_0}{T} \quad \text{olarak ifade edilir.}$$

3.6.5 Akım-gerilim karakteristiğinden kontak parametrelerinin elde edilmesi

Termiyonik emisyon için akım gerilim ifadesi,

$$I = I_o \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad 3.24$$

burada,

$$I_o = AA^* T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_b}{kT}\right) \quad 3.25$$

ile verilir. Bu durum ideal Schottky kontakları için geçerlidir. Arayüzey tabakalı durumda uygulanan gerilimin tümü deplasyon bölgesi boyunca düşmeyeceğinden (bir kısmı da ara yüzey tabakasında düşebileceğinden, yani diyot; ideal olmaktan uzaklaşacağından) burada bir n idealite faktörü tanımlamalıyız, bu faktör diyotun ideal oluşunun bir ölçüsüdür. Böylece karakteristik akım,

$$I = I_o \left[\exp\left(\frac{eV}{nkT}\right) - 1 \right] \quad 3.26$$

şekline dönüşür. İdealite faktörü her zaman birden büyüktür, ayrıca uygulanan gerilimin yüksek değerlerinde, akım-gerilim karakteristiğinde bükülmeye sebep olan bir etken vardır. Bu seri dirençtir ve R_s ile gösterilir. Seri direncin de hesaba katılmasıyla karakteristik akım,

$$I = I_o \left[\exp\left(\frac{e(V - IR_s)}{nkT}\right) - 1 \right] \quad 3.27$$

şeklini alır. I_o doyma akımı, yarı logaritmik akım gerilim grafiğinin lineer kısmının $V=0$ noktasına doğru ekstrapolasyonu ile elde edilir. $V > 3kT/e$ için 1 ihmal edilirse ve R_s göz ardı edilirse, idealite faktörü yine bu grafiğin lineer kısmının eğiminden bulunur. Yani;

$$n = \frac{e}{kT} \frac{dV}{d(\ln I)} \quad 3.28$$

denklemleri ile idealite faktörü bulunur.

Ayrıca R_s , Φ_b , n gibi kontak parametrelerinin bulunabilmesi için birçok yöntem ortaya konmuştur. Bunlardan en bilineni Cheung (1986) tarafından türetilen Cheung fonksiyonlarıdır. Bu fonksiyonları elde etmek için ilk önce I_0 'ın değeri yerine yazılarak denklem 3.27'nin her iki tarafının doğal logaritması alındığında,

$$\ln I = \ln(AA^*T^2) - \frac{e\phi_b}{kT} + \frac{eV}{nkT} - \frac{eIR_s}{nkT} \quad 3.29$$

elde edilir ve buradan V ifadesi çekilirse,

$$V = \frac{nkT}{e} \ln\left(\frac{I}{AA^*T^2}\right) + n\phi_b + IR_s \quad 3.30$$

elde edilir. Bu denklemde her iki tarafın $\ln I$ 'ye göre türevi alınırsa,

$$\frac{dV}{d(\ln I)} = \frac{nkT}{e} + IR_s \quad 3.31$$

birinci Cheung fonksiyonu elde edilmiş olur. Denklem 3.31'den görüleceği gibi, $dV/d(\ln I)$ 'nin I 'ye göre grafiği lineerdir. Grafiğin eğimi R_s 'yi verir. Aynı grafiğin, $I=0$ için, $dV/d(\ln I)$ eksenini kestiği noktadan n idealite faktörü bulunabilir. Yani,

$$n = \frac{e}{kT} \frac{dV}{d(\ln I)} \Big|_{I=0} \quad 3.32$$

elde edilir. Diğer parametreleri bulabilmek için denklem 3.30'da bir düzenleme yapalım;

$$V - \frac{nkT}{e} \ln\left(\frac{I}{AA^*T^2}\right) = n\phi_b + IR_s \quad 3.33$$

burada denklemin her iki tarafı $H(I)$ 'ye eşitlenmesiyle aşağıdaki iki denklem elde edilir.

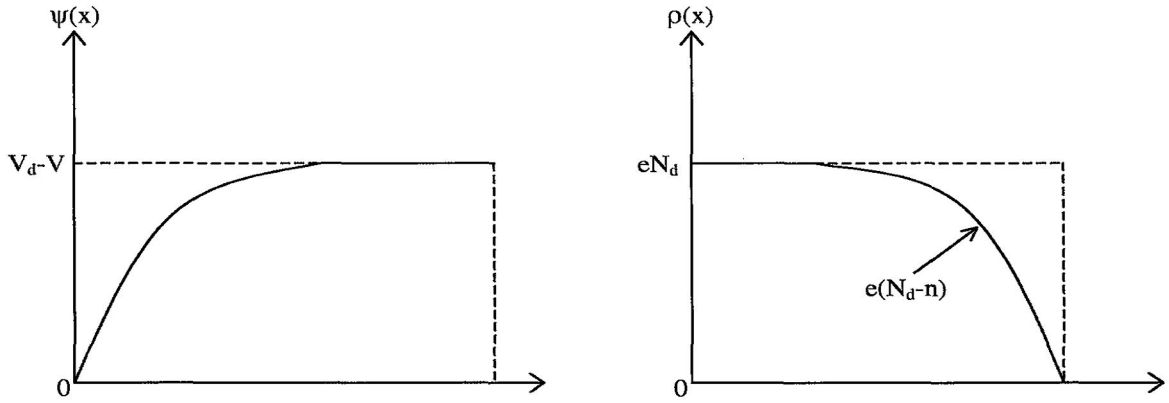
$$H(I) = V - \frac{nkT}{e} \ln\left(\frac{I}{AA^*T^2}\right) \quad 3.34$$

$$H(I) = n\phi_b + IR_s \quad 3.35$$

denklem 3.32'den elde edilen n değeri, denklem 3.34 de yerine yazılırsa denklem 3.35'deki $H(I)$ elde edilir. Buradan $H(I)$ 'nin I 'ye göre grafiği çizilir. Bu grafik lineerdir. Denklem 3.35'den görüleceği gibi grafiğin eğimi R_s 'yi, $I=0$ için $H(I)$ eksenini kestiği nokta ise $n\Phi_b$ 'yi verir. n değeri bilindiği için buradan engel yüksekliği $n\Phi_b$ elde edilir. Denklem 3.34 ve 3.35 ikinci Cheung fonksiyonları olarak verilir.

3.7 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 beslemde gerilim artarsa yarıiletkenin iletkenlik bandındaki elektronlar metalden uzaklaşırlar ve buna bağlı olarak gerilim artmasından dolayı arınma bölgesinin genişliği artar. Arınma bölgesindeki yük değişir. Deplasyon bölgesindeki bu yük değişimi sığa değişimine sebep olur (Ziel, 1968; Rhoderick ve Williams, 1988). 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 3.5. Metal n-tipi yarıiletken doğrultucu kontakta, a) potansiyel dağılımı b) Yük dağılımı

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

$$\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_s \epsilon_o} \quad 3.36$$

bu denklemde ϵ_s , yarıiletkenin dielektrik sabiti, ϵ_o , boşluğun dielektrik sabiti, $\rho(x)$, konuma bağlı uzay yük yoğunluğudur. Yarıiletkenin donör yoğunluğu N_d , iletkenlik bandındaki elektron yoğunluğu olmak üzere; $\rho(x)$,uzay yük yoğunluğu;

$$\rho(x) = e(N_d - n) \quad 3.37$$

ifadesi ile verilir. Metal n-tipi yarıiletken doğrultucu kontağın $\psi(x)$ yüzey potansiyel fonksiyonu ile $\rho(x)$ uzay yükü yoğunluğunun konuma bağlı değişimleri verilmiştir (Bkz. Şekil 3.6).

Engel tabakasının difüzyon potansiyeli V_d ile, kontağa uygulanan potansiyel V ile gösterilir; $e(V_d - V) \gg kT$ olduğundan $0 \leq x \leq d$ aralığında $N_d \gg n$ olur. Bu nedenle,

$$\rho(x) = eN_d \quad 3.38$$

ifadesi yazılabilir. Denklem 3.37 ve 3.38 ifadeleri poisson denkleminde kullanılırsa

$$\frac{d^2\psi(x)}{d(x)^2} = -\frac{eN_d}{\epsilon_s\epsilon_o} \quad 3.39$$

şeklinde elde edilir. 3.39 denklemi sınır şartları altında çözülürse potansiyel dağılımını bulabiliriz. Sınır şartları:

- 1) $x = 0$ 'da $\psi(x) = 0$
- 2) $0 \leq x \leq d$ $\psi(x) = V_d \pm V$
- 3) $x = d$ 'de $\frac{d\psi(x)}{dx} = 0$

üçüncü (III.) sınır şartı göz önünde tutularak 3.39 denkleminin integrali alınırsa arınma bölgesindeki elektrik alanı elde ederiz.

$$E(x) = \frac{d\psi(x)}{d(x)} = -\frac{eN_d}{\epsilon_s\epsilon_o}(x - d) \quad 3.40$$

bu ifadenin birinci sınır şartı altında integralini alırsak potansiyel dağılım fonksiyonunu buluruz.

$$E(x) = -\frac{eN_d}{\epsilon_s\epsilon_o}\left(\frac{1}{2}x^2 - dx\right) \quad 3.41$$

bu denklemi de ikinci sınır şartı altında çözersek Schottky tabakasının genişliği (d) bulunur.

$$d = \left[\frac{2\epsilon_s\epsilon_o}{eN_d}(V_d \pm V) \right] \quad 3.42$$

bu eşitlikte V_d sıfır gerilim altında difüzyon potansiyelidir. Yarıiletken tarafına pozitif gerilim uygulandığında kontak ters beslenmedir. Yarıiletkende birim alan başına düşen yük yoğunluğu;

$$Q = eN_d d = \sqrt{2\varepsilon_s \varepsilon_o} eN_d (V_d \pm V) \quad 3.43$$

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

$$C = \frac{dQ}{dV} = \sqrt{\frac{\varepsilon_s \varepsilon_o eN_d}{2(V_d \pm V)}} = \frac{\varepsilon_s \varepsilon_o}{d} \quad 3.44$$

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 3.44 'den;

$$C^{-2} = \left[\frac{2(V_d + V)}{\varepsilon_s \varepsilon_o eN_d} \right] \quad 3.45$$

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

$$N_d = \frac{2}{e\varepsilon_s \varepsilon_o} \cdot \frac{dV}{d(C^{-2})} \quad 3.46$$

elde edilir. Doğrunun yatay eksenini kestiği noktada ise V_d (difüzyon potansiyeli) bulunur.

3.8 Schottky Kontaktların Kapasitansı

Metal n-tipi yarıiletken ($\phi_m > \phi_s$) ve metal p-tipi yarıiletken ($\phi_s > \phi_m$) kontaktlarında, yük taşıyıcıları konsantrasyonlarının metal ve yarıiletken arasında yeniden dağılımı neticesinde, yarıiletkenin sınır bölgesinde elektronlardan (n-tipi baz için) veya deliklerden (p-tipi baz için) arınma ve yüksek dirence sahip tabaka meydana gelmektedir. Bu bölgenin kalınlığı (d) dışarıdan uygulanan gerilimle değişmektedir. Bu tür metal yarıiletken kontakın (veya Schottky diyotun) yapısı kondansatörün yapısına benzer. Metal arınma bölge yarıiletken sistemi, iki iyi iletkenin (metal-yarıiletken)

arasındaki yüksek dirençli tabakadan oluşmaktadır. Bu tabakanın direnci, yarıiletkenin iç bölgesinin direncinden çok büyüktür. Adi kondansatörlerle karşılaştırıldığında, Schottky diyotundaki arınma tabakası, kondansatörün metalik elektrotları arasındaki yalıtkan tabakayı hatırlatmaktadır. Schottky diyota dışarıdan gerilim uygulandığında, devrede ilk anda oluşan akımın etkisiyle, uzay bölgesinin sınırlarındaki elektirik yükleri değişmektedir. Buradaki olaylar kondansatördeki olaylara benzer. Schottky diyotunun kapasitansı, uzay yükü bölgedeki potansiyel engel yüksekliğinin değişimine bağlıdır, bu nedenle diyotun kapasitansı, engel kapasitansı olarak adlandırılır. Diferansiyel engel kapasitansı şu şekilde verilir,

$$C = \frac{dQ}{dV} \quad 3.47$$

burada dQ engel bölgesindeki yük değişimi, dV uygulanan gerilimin değişimidir. Diyodun engel kapasitansı, zamanla değişen gerilim uygulandığında kendini göstermektedir. Bu durumda kontakta akım geçmektedir. Kontaktaki yük taşıyıcıların hareketine bağlı olmayan akım, engel kapasitansını belirlemektedir.

Schottky diyotun arınma bölgesinin elektrik alanı (E) veya potansiyelinin koordinatla dağılımını bulmak için poisson denklemini çözmek gerekir.

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\rho(x)}{\epsilon\epsilon_0} \quad 3.48$$

E : elektrik alan şiddeti, $\rho_{(x)}$: maddenin hacimsel yük yoğunluğu, ϵ_0 vakumun dielektrik katsayısı, ϵ maddenin bağıl dielektrik katsayısıdır. Metal n-tipi yarıiletken kontak için, tüm kontak potansiyel farkı n-tipi yarıiletkende oluşur. Elektrik alan şiddeti ve elektrostatik potansiyel arasındaki bağıntı,

$$E = -\frac{d\phi}{dx} \quad 3.49$$

$d\phi$, elektostatik potansiyel

$$\rho_{(x)} = en_{(x)}$$

$n_{(x)}$, n tipi yarıiletkenlerde mesafeye bağlı elektron konsantrasyonu, e ; elektron yükü verilen değerleri 3.48 eşitliğinde yerine yazarsak,

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\rho(x)}{\epsilon\epsilon_0} \text{ ve } \frac{d}{dx} \left(-\frac{d\phi}{dx} \right) = \frac{en(x)}{\epsilon\epsilon_0} \quad 3.50$$

$$-\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{en(x)}{\varepsilon\varepsilon(x)} \quad 3.51$$

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} + \frac{en(x)}{\varepsilon\varepsilon_0} = 0 \quad 3.52$$

3.52 eşitliği II. dereceden bir diferansiyel denklemdir, genel çözümü;

$$\phi(x) = \frac{en(x)}{2\varepsilon\varepsilon_0}(L_0 - x)^2 + A(L_0 - x) + B \quad 3.53$$

L_0 : Kontak bölgesindeki elektrik alanın yarıiletkende yayılma derinliğidir. 3.53 denklemi de sınır şartlarına uymaktadır.

$$\phi(L_0) = 0 \text{ 'den}$$

$$E(L_0) = -\frac{d\phi}{dx}\Big|_{x=L_0} = 0 \quad 3.54$$

3.54'deki sınır şartlarını 3.53 denkleminde yerine yazılırsa

$$\phi(L_0) = \frac{en(x)}{2\varepsilon\varepsilon_0}(L_0 - L_0)^2 + A(L_0 - L_0) + B \quad 3.55$$

$$\phi(L_0) = 0 = B$$

$$E(0) = E_0 = -\frac{d\phi}{dx}\Big|_{x=0} = \left[-\frac{2en(x)}{2\varepsilon\varepsilon_0}(L_0 - x)(-1) + A(-1) \right] \quad 3.56$$

$$E_0 = -\frac{en}{\varepsilon\varepsilon_0}(L_0 - x) + A$$

$$E(L_0) = -\frac{d\phi}{dx}\Big|_{x=L_0}$$

$$0 = -\left[-\frac{2en(x)}{2\varepsilon\varepsilon_0}(L_0 - x)(-1) + A(-1) \right] \quad 3.57$$

$$0 = -\frac{en}{\varepsilon\varepsilon_0}(L_0 - x) - A \quad \text{ifadesinde } x = L_0 \text{ yazarsak o zaman } A = 0 \text{ olur.}$$

$$\phi(x) = -\frac{en(x)}{2\varepsilon\varepsilon_0}(L_0 - x)^2 + A(L_0 - x) \quad 3.58$$

$$\phi(x) = -\frac{en(x)}{2\varepsilon\varepsilon_0}(L_0 - x)^2$$

Yarıiletkende elektrik alanın yayılma derinliği L_0 ' ı bulmak için, arınma bölgesinin sınırında ($x=0$) oluşan potansiyelin ifadesini kullanmak gerekir.

Burada $X_0=0$ ise ,

$$\phi_o = -\frac{en}{2\epsilon\epsilon_o} L_o^2 \quad 3.59$$

ϕ_o ve ϕ_k zıt taraflardan başlayıp sonlanıyor. Dolayısıyla

$$\phi_o = \phi_k$$

ϕ_k ; metal ile yarıiletkenin iş fonksiyonlarının farkıdır.

$$\frac{\phi_k}{e} = \frac{\phi_m - \phi_s}{e} \text{ denkleminde } \phi_o = \frac{\phi_m - \phi_s}{e} \text{ olur.}$$

$$-\frac{en}{2\epsilon\epsilon_o} L_o^2 = -\frac{\phi_m - \phi_s}{e}, \text{ denkleminde } L_o \text{ ifadesini yazarsak;}$$

$$L_o = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_o(\phi_m - \phi_s)}{en}}. \text{ 'Ya da } L_o = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_o\phi_k}{en}}. \quad 3.60$$

Schottky kontağını paralel plakalı kondansatör gibi alırsak, kontağın sığası;

$$C = \frac{\epsilon\epsilon_o.S}{L_o}, \text{ olur. Burada S; diyetun kesit alanıdır.}$$

$$C = \frac{\epsilon\epsilon_o.S}{\left[\frac{2\epsilon\epsilon_o\phi_k}{en}\right]^{1/2}} \text{ denkleminde C ifadesi;}$$

$$C = \sqrt{\frac{\epsilon\epsilon_o en}{2\phi_k}}.S \quad 3.61$$

eşitliği ile verilir. Burada ϕ_k metal ile yarıiletkenin iş fonksiyonları arasındaki farktır.

3.9 Schottky Kontaklarının Kapasitans-Gerilim Karakteristikleri

Scottky kontağına dışarıdan gerilim uygulandığında, kontağın hacimsel yük bölgesinin kalınlığı değişmektedir. Kontak doğru yönde kutuplanırsa geçiş bölgesinin kalınlığı ve direnci azalır. Ters yönde uygulanan gerilim, geçiş bölgesinin kalınlığını ve direncini büyötmektedir. Böylece Schottky kontağına uygulanan gerilimin etkisiyle,

geçiş bölgesindeki hacimsel yük değişmektedir. Genellikle Schottky kontakların, p-n eklemlerin ve heteroeiklemlerin kapasitansı iki bileşenden oluşmaktadır: Engel kapasitansı ve Difüzyon kapasitansı.

Kontağın ve eklemlerin engel kapasitansı, geçiş bölgesindeki yük taşıyıcılarının yeniden dağılımına bağlıdır. Difüzyon kapasitansı ise, yarıiletkenin baz bölgesindeki yüklerin yeniden dağılımı ile belirlenmektedir.

Schottky kontaklarının difüzyon kapasitansı yoktur, onların karakteristikleri yalnızca engel kapasitansı ile belirlenmektedir. Bu nedenle Schottky kontakların çalışma hızı çok yüksektir. p-n eklemlerin hem engel kapasitansı hem de difüzyon kapasitansı vardır.

Potansiyel fark uygulandığında geçiş bölgesine düşen potansiyel

$\phi = \phi_k - V$ ile verilir.

$$C = \sqrt{\frac{\epsilon\epsilon_0 en}{2(\phi_k - V)}} \cdot S \quad 3.62$$

V: + ise doğru beslem, V: - ise ters beslem olur.

Görüldüğü gibi doğru beslemde C artar, ters beslemde C azalır. Uygulanan gerilimin işaret ve miktarına göre Schottky kontağın sığası değişir.

3.10 Metal-Yarıiletken Schottky Kontaklarda Ara yüzey Tabakasının Etkileri

Schottky-Mott teorisine göre Schottky kontaklarda engel yüksekliği metalle yarıiletkenin iş fonksiyonları arasındaki farka eşittir, yani engel yüksekliği metalin iş fonksiyonuna çok sıkı bir şekilde bağlıdır. Fakat yapılan deneylerde elde edilen sonuçlar, engel yüksekliğinin metalin iş fonksiyonundan bağımsız olduğunu gösterdi. n-tipi bir yarıiletken ile doğrultucu kontak haline getirilen bir metalin p-tipi için omik kontak oluşturması gerekirken doğrultucu kontakta oluşturabileceği bulundu ve bu durum yarıiletken üzerindeki yüzey halleri cinsinden açıklandı. Bu yüzey halleri yarıiletkenin içini metalden perdelerler ve difüzyon potansiyelinin ve dolayısıyla engel yüksekliğinin gerçek değerinden farklı olmasına sebep olurlar. (Card ve ark., 1973).

Ara yüzey halleri, tahmin edilen ve gözlenen Schottky engel yüksekliklerinin arasındaki farktan dolayı hesaba katılır. Bu ara yüzey hallerini dört parçaya ayırabiliriz.

a) Metal ile kontakten önce yarıiletken ve vakum seviyeleri ara yüzeyinde mevcut olan asal yüzey halleri; bunlar genel olarak yarıiletken kristalin periyodik yapısının yüzeyde kesilmesinden ortaya çıkarlar (Crowel ve Sze., 1965a).

b) Metal ile kontakten sonra ortaya çıkan asal olmayan (extrinsic) yüzey halleri; bunlar yarıiletkenin yüzeyinde yığılmış olan yabancı atomların varlığından veya metalin yeteri kadar temiz olmayışından dolayı oluşan yüzey halleridir.

c) Hem yarıiletkenin yüzeyinde hem de yarıiletkenin gövdesinde bulunan kusurlar (defects) ve kirlilerden ortaya çıkan asal olmayan yüzey halleri; bu haller metal buharlaştırıldığında yarıiletkenin ince bir tabakasıyla (ara yüzey tabakası) metalden ayrılırlar. Bu durumda, bu hallerin dengede olduğu söylenir.

d) Ara yüzey kimyasal reaksiyonlarından ortaya çıkan ara yüzey halleri veya metalle uyarılan yüzey halleri. Bazı metaller temiz yarıiletkenin yüzeyine buharlaştırıldıklarında metal ile yarıiletken arasında kuvvetli bir kimyasal reaksiyon meydana gelir. Bu reaksiyondan dolayı ara yüzeyde ara yüzey tabakası olarak ifade edilen yeni bir bileşik ve dolayısıyla yeni ara yüzey halleri ortaya çıkmış olur. Metalle uyarılan veya metalle sebep olunan haller (metal-induced gap states-MIGS), metalden yarıiletkene yük transferiyle ortaya çıkan hallerdir. Bir metal bir yarıiletkenin yüzeyine temas ettirildiğinde (kontak haline getirildiğinde) MIGS'ler yarıiletkenin yüzeyindeki asal yüzey hallerinin yerine geçebilirler.

Deneysel olarak bu dört tipin varlığı gösterilmiştir. Teorik hesaplamalarda bu arayüzeylerin yapısı ve özellikleri güvenilir bir şekilde tartışılmıştır. Bu dört tip arayüzey hallerini Schottky kontak karakteristiklerinin beklenilenden farklı çıkmasına sebep oldukları hem deneysel hem de teorik olarak gösterilmiştir. Bunlara ilave olarak, metal ile yarıiletken arasındaki ince oksit tabakası bant yapısı karakterine sahip değildir ve metal-yarıiletken kontaklardaki etkisi aşağıdaki gibi sıralanabilir.

1) Bu tabakadaki potansiyel değişmesinden dolayı termal dengedeki sıfır beslem engel yüksekliği ideal bir Schottky kontağındakinden daha düşük olacaktır.

2) Elektronlar, bu tabakadan dolayı oluşan engelin içinden geçerler (tünelleme) ve bu durum Schottky parametrelerinin beklenilenden farklı çıkmasına neden olur.

3) Bir gerilim uygulandığında, bu gerilimin bir kısmı ara yüzey tabakası boyunca düşeceğinden engel yüksekliği uygulanan geriliminin bir fonksiyonu olur (Bkz. Şekil 3.6). Engel yüksekliğinin bu beslem bağımlılığı, I-V karakteristiklerinin biçiminin değişmesine sebep olur. Bu durum ideallikten sapma olarak tanımlanır ve idealite faktörü olan n cinsinden ifade edilir. Ayrıca, ara yüzey tabakası ve arayüzey hallerinin Schottky kontak kapasitesine etki ve katkılarına aşağıdaki gibi işaret edilebilir.

20 Å 'dan daha küçük kalınlıklı ara yüzey tabakası için arayüzey halleri metalle 20 Å 'dan daha büyük kalınlıklı ara yüzey tabakası için arayüzey halleri yarıiletkenle dengededir. Ara yüzey halleri, yüksek frekanslarda ($f > 1 \text{ MHz}$) a.c. sinyale cevap veremediğinden engel kapasitesine katkıda bulunamazlar. Bundan dolayı, arayüzey hal yoğunluğu beslemle değişmez ve sabit kalır.

4. BULGULAR

4.1 Giriş

Bu bölüm Al/p-Si/Al Schottky kontaklarının yapımı için gerekli malzeme, numune hazırlanması, temizlenmesi ve yapımını içerir. Numunelerin ölçülmesinde kullanılan aletler ve teknikler bu bölümde yer almaktadır. Yapılan ölçümlerden kontak parametrelerinin bulunması, karakteristiklerin tartışılması ve sonuçların tartışılması yine bu bölümde yer almaktadır.

Bu deneyde kullanılan numuneler ve numune ölçümleri Yüzüncü Yıl Üniversitesi Bilimsel Araştırma Başkanlığının 2003-FED-041 ve 2003-FED-036 nolu projeleriyle desteklediği Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü Katıhal Fiziği Araştırma Laboratuvarında yapılmıştır.

4.2 Numune Hazırlanması ve Temizlenmesi

Bu çalışmada [100] doğrultusunda büyütülmüş, öz direnci $\rho = 5-10 \Omega\text{-cm}$ olan p-tipi Silisyum kullanılmıştır. Kontak yapımından iyi netice alınabilmesi için kullanılacak numunenin yüzeyinin organik ve mekanik kirlere arınmış olması gerekir. Bunun için bizim kullandığımız numunenin yüzey parlatılması fabrikasyon olarak yapıldığı da dikkate alınarak, mekanik olarak parlatılmaya gerek kalmaksızın hemen kimyasal temizleme işlemi yapıldı. Numunenin kimyasal olarak temizlemesinde aşağıdaki işlem takip edilir.

- 1) Aseton ‘ da ultrasonik olarak 10 dakika yıkanır.
- 2) Metanol ‘ da ultrasonik olarak 10 dakika yıkanır.
- 3) Deiyonize su ile iyice yıkanır.
- 4) RCA1 ($\text{H}_2\text{O} : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{NH}_3$; 6:1:1) ‘ de 60°C ‘ de 10 dakika kaynatılır.
- 5) Seyreltik HF ($\text{H}_2\text{O} : \text{HF}$; 10:1) ile 30 saniye yıkanır.
- 6) RCA2 ($\text{H}_2\text{O} : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{HCl}$; 6:1:1) ‘ de 60°C ‘ de 10 dakika kaynatılır.
- 7) Deiyonize su ile yıkanır.
- 8) Seyreltik HF ($\text{H}_2\text{O} : \text{HF}$; 10:1) ile 30 saniye yıkanır.

9) 15–20 dakika akan deiyonize su içerisine konulur.

10) Azot gazı (N_2) ile kurutulur.

Ayrıca buharlaştırmada kullanılacak metal, metanol ‘ da 5 dakika ultrasonik olarak yıkanır.

4.3 Schottky Kontaktlarının Yapılması

Numunenin önce mat tarafına omik kontak yapılması gerekir. Film kaplama için << Edwards Auto 306 vakum kaplama ünitesi>> cihazını kullandık. Bunun için önce ısıtıcı %10’luk HCl ile yıkanıp deiyonize su ile iyice temizlenip kurutuldu ve sonra vakum cihazındaki yerine yerleştirilerek yakılıp hazır hale getirildi. Sonra numuneler kimyasal olarak temizlenip ısıtıcının üzerine yerleştirildikten hemen sonra numune, daha önce çalıştırılıp vakum işlemi için hazır hale getirilen vakum cihazının içerisine, omik kontak için uygun yükseklikteki tezgâhın üstündeki tablaya mat tarafı aşağı bakacak şekilde yerleştirildi. Vakum işlemi esnasında basınç 10^{-5} torr değerine düşünce, daha önce temizlenip kurutulduktan sonra ısıtıcı üzerine yerleştirilen %99,98 saflıkta olan alüminyum buharlaştırıldı. Bir süre bekledikten sonra ters işlem yaparak vakum cihazına hava verildi ve numune cihazdan çıkarılarak kimyasal olarak temizlenen quartz potasına yerleştirilerek; daha önce yakılarak $580^{\circ}C$ ’ye ayarlanan fırında 3 dakika tavlandı. Böylece omik kontak tamamlanmış oldu. Referans alınan parça hemen Schottky kontak yapılmış oldu. Bunun için vakum pompasındaki ısıtıcıyı değiştirip, kimyasal olarak temizlenen ısıtıcıyı vakum cihazına yerleştirilip, yaktıktan sonra numunenin parlak tarafına yapacağımız Schottky kontak için %99,98 saflıkta olan Alüminyum metalini alıp kimyasal temizleme işleminden sonra ısıtıcı üzerine yerleştirdik ve buharlaştırma işlemi için hazır hale getirdik. Sonra numuneyi, Schottky kontak için uygun yükseklikte seçilmiş olan tezgâhın üzerindeki, delik çapları 1mm olan maskenin üzerine parlak tarafı aşağı bakacak şekilde yerleştirdikten sonra basıncı düşürmek için gerekli işlemi yaparak, basınç 10^{-5} torr’a düştüğü anda buharlaşma işlemi yapıldı. Böylece Al/p-Si/Al kontağını elde etmiş olduk. Buharlaştırma işleminin ardından kısa bir süre bekledikten sonra sisteme tekrar hava verip numuneyi vakum cihazından çıkarıp gerekli ölçüleri aldık

4.4. Ölçme ve Değerlendirme İşlemleri

Al/p-Si/Al kontakları için üzerinde alınan diyotları kolaylık olsun diye Diyot1, Diyot2, Diyot3, Diyot4 ve Diyot5 olarak isimlendirdik. Her bir diyot için önce akım-voltaj (I-V), sonra sırasıyla kapasitans-voltaj (C-V) ve kapasitans-frekans (C-f) ölçümlerini aldık.

I-V ölçümleri için <<KEITLEY 6487 Picoammeter/ Voltage Source>> cihazı kullanıldı. C-V, C-f ölçümleri için ise << Hewlett Packard>> firmasının << 4294A 40Hz- 110 MHz Impedance Analyser >> cihazı kullanıldı.

4.4.1 Akım-gerilim ölçümleri ve Cheung fonksiyonlarının kullanılması

Bizim kullanmış olduğumuz p-Si kristalinin öz direnci $\rho=5-10$ ohm-cm olup kalınlığı 200 mikron olarak ölçülmüştür. $T=300K$ için p-Si mobilitesi $\mu_p = 480 \text{ cm}^2/V\cdot\text{sn}$ ve $N_v=1.041 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ olarak verilmektedir. Bu değerler akseptör yoğunluğu ve Fermi enerji seviyesini hesaplamak için aşağıdaki eşitlikler kullanıldığında,

$$\frac{1}{e\rho\mu_p} \quad 4.1$$

$$N_a = N_v \exp\left(-\frac{E_F}{kT}\right) \quad 4.2$$

$N_a = 2.60 \times 10^{15} - 1.30 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ arasında ve $E_F = 0.213 - 0.232 \text{ eV}$ arasında hesaplanır.

Numunenin, ters beslem ve doğru beslem akım-voltaj grafikleri verilmiştir (Şekil 4.1). I-V karakteristiklerinden diyotların idealite faktörleri, engel yükseklikleri ve nötral bölge seri dirençlerini elde ettik. İdealite faktörü, diyotun ideal olup olmadığına dair bir fikir veren boyutsuz bir parametre olup n ile temsil edilmektedir. İdealite faktörü 1'e yaklaştıkça diyotun da ideale yaklaştığı, idealite faktörünün 1'den uzaklaştıkça diyotun da idealden uzaklaştığı söylenebilir. Diyotların idealite faktörlerini hesaplamak için; denklem 3.5 'ten;

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{nkT}\right) - 1 \right] \quad 4.3$$

bu ifadede $eV \gg 3kT$ ise 1 üstel terim yanında ihmal edilebilir. 4.3 eşitliğinin her iki tarafının tabii logaritması alınır, V 'ye göre türevi alınır;

$$n = \frac{e}{kT} \frac{dV}{d(\ln I)} \quad 4.4$$

denklemi ile ifade edilir. Denklem 4.4 ile $dV/d(\ln I)$ teriminin değeri, $\ln I$ - V grafiğindeki doğru kısım eğiminden elde edilip yerine yazılarak idealite faktörü hesaplanmaktadır.

Doyma akım yoğunluğunun 3.25 denkleminden,

$$I_0 = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_b}{kT}\right) \quad 4.5$$

şeklinde yazılır. Denklem 4.5 'in her iki tarafının tabii logaritması alınarak, Φ_b 'ye göre çözülürse;

$$e\phi_b = kT \ln(AA^*T / I_0) \quad 4.6$$

denkleminden engel yüksekliği elde edilir.

Burada A ; diyotun etkin alanı ($A = 7.85 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$), A^* Richardson sabiti (p-Si için $A^* = 32 \text{ A/K}^2\text{-cm}^2$), T Kelvin cinsinden ortamın sıcaklığı, ($T=300\text{K}$), k , Boltzaman sabiti ($k=8.625 \times 10^{-5} \text{ eV/K}$) dir. Denklem 4.5 'ten doyma akım yoğunluğu, denklem 4.6 'dan ise Schottky engel yüksekliği hesaplanmaktadır. Deneysel olarak doyma akım yoğunluğu, $\ln I$ - V grafiğindeki eğrinin doğru kısmının düşey eksenini kestiği noktadan tespit edilir. Ayrıca denklem 4.3 ile verilen temel akım denklemini kullanarak elde edilen;

$$\frac{dV}{d \ln(I)} = \frac{nkT}{e} + IR_s \quad 4.7$$

ve

$$H(I) = n\phi_b + IR_s \quad 4.8$$

Cheung fonksiyonlarını kullanarak, diyotların nötral bölge seri dirençlerinin yanı sıra idealite faktörleri ve engel yükseklikleri yeniden elde edildi. 4.7 denklemiyle verilen

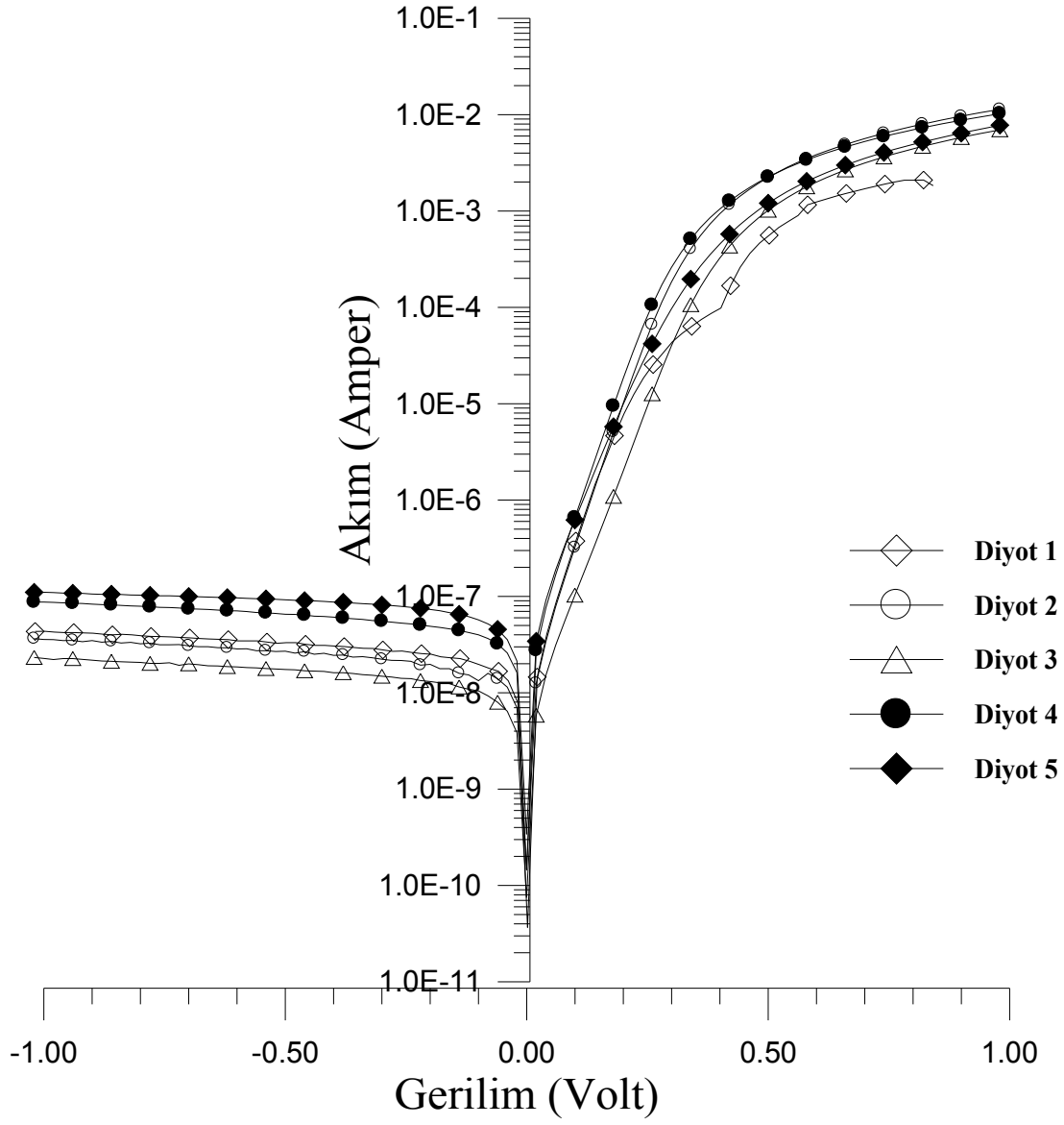
$dV/d\ln I$ 'nın I 'ya karşı çizilen grafiği bir doğru vermektedir (Şekil 4.2). Bu doğrunun, $I=0$ iken düşey ekseni kestiği noktadan idealite faktörü ve bu doğrunun eğiminden de seri direnç elde edilmektedir. 4.8 denkleminde $H(I)$ 'nın I 'ya göre çizilen grafiği de yine bir doğru vermektedir (Şekil 4.3). Denklem 4.7' den elde edilen idealite faktörü kullanılarak, $H(I)$ - I grafiğindeki doğrunun $I=0$ iken düşey ekseni kestiği noktadan, diyotun Schottky engel yüksekliği elde edilmektedir. Bu doğrunun eğimi yine seri direnci vermektedir. Numuneden alınan diyotların elde edilen bazı karakteristikleri aşağıdaki çizelgelerde verilmektedir.

Çizelge 4.1. Al/p-Si/Al Schottky kontakları için hesaplanan bazı karakteristik parametrelerinin deneysel değerleri

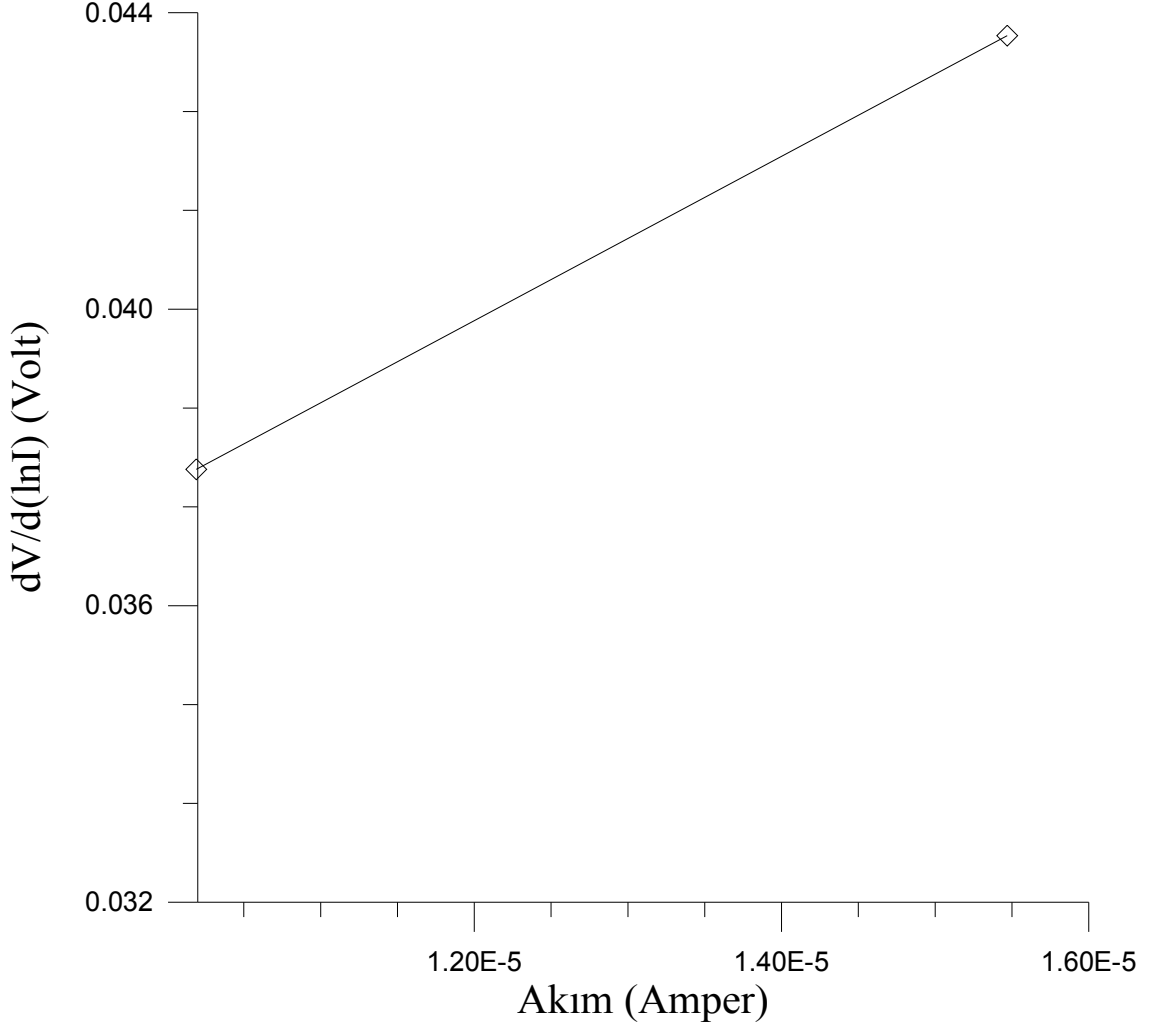
Diyotlar	n (I-V)	$e\Phi_b$ (I-V)(eV)	C_o (pF)	I_o (Amper)	$e\Phi_b$ (C-V)(eV)
<i>Diyot1</i>	1.27	0.72	25	1.77×10^{-8}	1.06
<i>Diyot2</i>	1.21	0.72	30	1.57×10^{-8}	1.22
<i>Diyot3</i>	1.28	0.75	32	0.46×10^{-8}	0.82
<i>Diyot4</i>	1.16	0.71	27	2.36×10^{-8}	1.13
<i>Diyot5</i>	1.40	0.69	22	4.06×10^{-8}	1.26

Çizelge 4.2. Al/p-Si/Al Schottky kontakları için hesaplanan bazı karakteristik parametrelerinin deneysel değerleri

Diyotlar	n (Cheung)	$e\Phi_b$ (Cheung) (eV)	R_s (H(I)-I) Ω (ohm)	R_s (dV/dlnI-I) Ω (ohm)
<i>Diyot1</i>	1.08	0.75	1723.31	1027.11
<i>Diyot2</i>	1.10	0.74	187.122	61.4925
<i>Diyot3</i>	1.20	0.72	212.14	72.33
<i>Diyot4</i>	1.14	0.70	215.788	48.4727
<i>Diyot5</i>	1.36	0.59	1833.43	177.077



Şekil 4.1. Al/p-Si/Al diyotlarının (I-V) karakteristik grafiği



Şekil 4.2. Al/p-Si/Al Diyot1 için $dV/d\ln I$ -I karakteristik grafiği

4.4.2 Sabit frekans altında sığa (kapasite)-gerilim (C-V) ölçümleri

Numunenin ters beslem (C-V) ölçümleri (-2 ile 1,6) Volt aralığında $f=1\text{MHz}$ 'de alınmıştır. Doğru beslem C-V ölçümleri (0 ile 550) mVolt aralığında 50mVolt artışlarla ve 100Hz ile 1MHz sabit frekanslar da alındı.

Referans numunenin ters beslem C^{-2} -V grafiği verilmiştir (Şekil 4.4). C^{-2} -V grafiği için denklem bir doğru denklemini verir. Bu doğru denklemleri verilmiştir (Şekil 4.4). Bu doğru denkleminin eğimi ne kadar küçük çıkarsa N_a ile temsil edilen akseptör yoğunluğu da o kadar küçük çıkar. 3.45 eşitliği ile verilen;

$$C^{-2} = \left[\frac{2(V_d + V)}{\epsilon_s \epsilon_o e N_d} \right] \quad 4.9$$

denklem için; $C=0$ için $V_d+V=0$ 'da $V_d = -V$ olur. Yani eğrinin yatay eksenini kestiği noktadan V_d ; difüzyon potansiyeli bulunur. Difüzyon potansiyel değerleri her bir diyot için belirlendi. Elde edilen değerler yardımıyla MS (metal-yarıiletken) kontaklar ve MIS (metal-yalıtkan-yarıiletken) kontaklar için engel yüksekliği hesaplandı.

MS yapılar için engel yüksekliği;

$$e\phi_b = V_d + V_p \quad 4.10$$

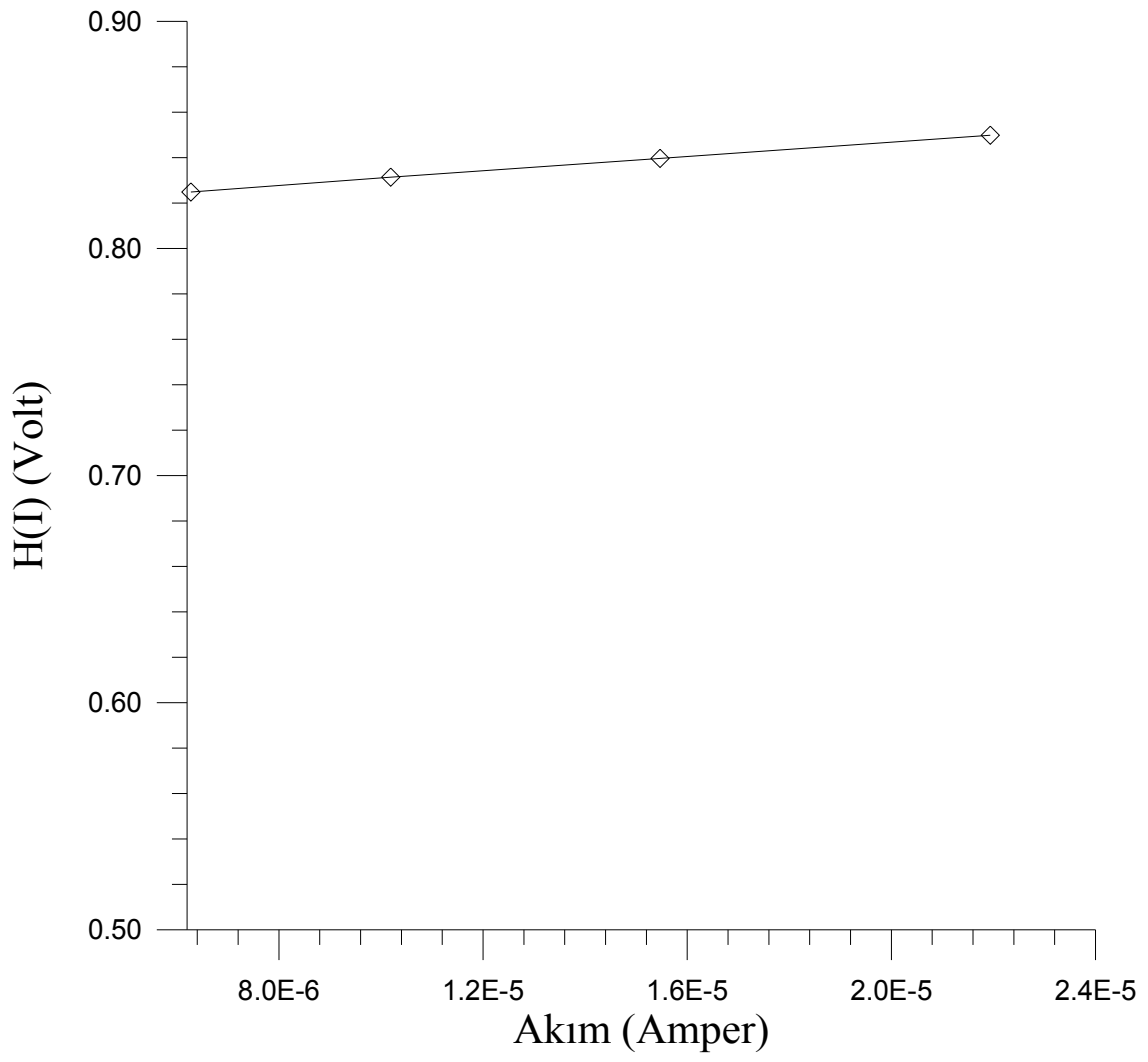
ve MIS yapılar için engel yüksekliği;

$$e\phi_b = \frac{V_d}{n} + V_p \quad 4.11$$

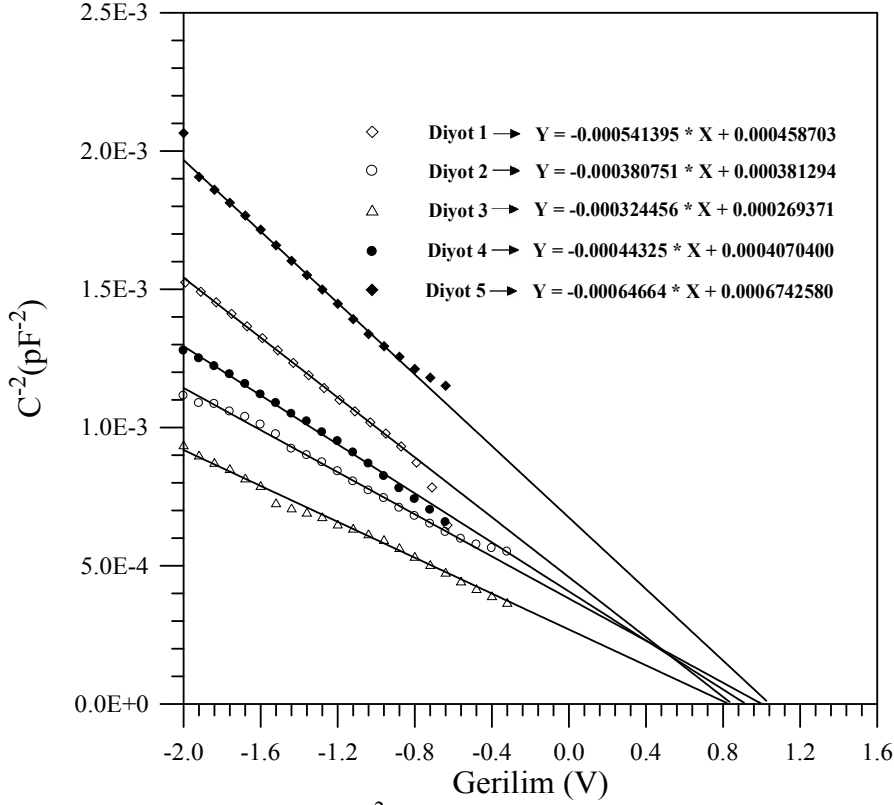
ile verilir. Burada V_p ; ifadesi Fermi enerji seviyesine karşılık gelir. Numunenin özdirenç değeri yaklaşık olarak $7 \Omega\text{-cm}$ olarak alındı (yapımcı firma numunenin özdirençini $\rho = 5\text{--}10 \Omega\text{-cm}$ vermiştir, yapımcı firmanın verdiği değerlerin ortalama değeri olması için özdirenç $\rho = 7 \Omega\text{-cm}$ olarak alınmıştır). Özdirenç $\rho = 7 \Omega\text{-cm}$ için Fermi enerjisi 0.22 eV olarak belirlendi. Numuneden alınan diyotların engel yüksekliği ve difüzyon potansiyel değerleri (Çizelge 4.3) ' te verilmiştir.

Çizelge 4.3. MS ve MIS yapılar için difüzyon potansiyeli ve engel yükseklikleri

Diyotlar	V_d (Volt)	MS $e\Phi_b$ (eV)	MIS $e\Phi_b$ (eV)
<i>Diyot1</i>	0.874	1.067	1.004
<i>Diyot2</i>	1.001	1.221	1.130
<i>Diyot3</i>	0.607	0.827	0.72
<i>Diyot4</i>	0.919	1.139	1.026
<i>Diyot5</i>	1.042	1.262	1.15



Şekil 4.3. Al/p-Si/Al Diyot1 için $H(I)$ -I karakteristik grafiği



Şekil 4.4. Al/p-Si/Al diyotların C^2 -V karakteristik grafikleri

4.4.3 Sığa-frekans (C-f) ölçümleri

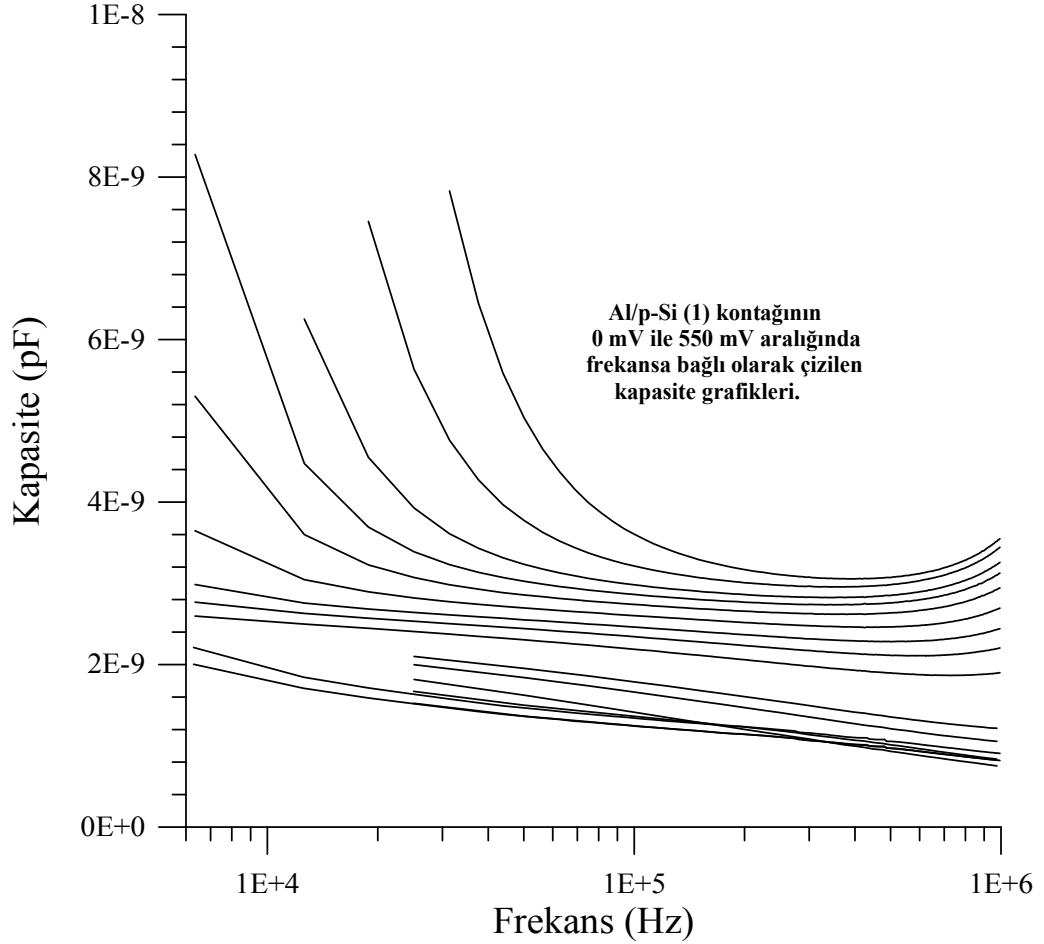
Al/p-Si/Al Schottky kontaklarından alınan diyotların sığa-frekans ölçümleri 100 Hz ile 1 MHz arası frekansları altında ve 0 ile 550 mV arasında yapıldı. C-f grafiğinde gerilim değerleri için 0 mV 'dan 100 mV' kadar 20 mV 'luk artışlarla ölçümler yapılırken, 100 mV 'tan 550 mV 'a kadar ise 50 mV 'luk artışlar yapılarak ölçümler yapılmıştır. Her bir diyot için 0 ile 550 mV arasında 12 ayrı gerilim değeri için C-f grafikleri bir arada verildi. Böylece bir taraftan frekansa bağlı olarak sığa değişimleri gözlenirken öbür taraftan da C-f ölçümlerinin uygulanan gerilimden ne şekilde etkilendiği görülebilir. Düşük frekanslarda kontağın kapasitesine ara yüzey hallerinden gelen katkılar, yüksek frekanslara doğru gidildikçe azalmakta ve yeterince yüksek frekanslarda ise ara yüzey hallerinden gelen katkının sıfıra çok yaklaştığı ve hemen hemen ihmal edilebileceği söylenir. Bu durumda yüksek frekanslarda kontak sığası ara yüzey hallerinin a.c. sinyali takip edememesinden dolayı, sadece uzay yükü kapasitesinden (C_{sc}) ibarettir. C-f ölçümlerinden elde edilen verilerden düşük

frekanslara karşılık gelen (C) kapasite, yaklaşık olarak uzay yükü kapasitesiyle (C_{sc}) ile arayüzey hallerinden ileri gelen kapasite (C_{it}) toplamına eşittir.

$$C = C_{sc} + C_{it} \quad (\text{düşük frekanslarda}) \quad 4.12$$

$$C = C_{sc} \quad (\text{yüksek frekanslarda}) \quad 4.13$$

yüksek frekanslardaki sığa değerinden düşük frekanslardaki sığa değerini çıkararak C_0 ile ifade edilen artık kapasite değeri bulunur. Diyotlar için artık kapasite değerleri verilmiştir (Bkz. Çizelge 4.1).



Şekil 4.5. Al/p-Si/Al diyotların C-f karakteristik grafikleri

5. TARTIŞMA ve SONUÇ

Bu çalışmada [100] doğrultusunda büyütülmüş, öz direnci $\rho = 5-10 \Omega\text{-cm}$ ve 200 mikrometre kalınlıklı p-Si kristali kullanılmıştır. Diyotların I-V grafiği çizildi. Doğru beslem I-V grafiğinin eğri kısmından faydalanarak $d(V)/\ln I-I$ ve $H(I)-I$ grafikleri içinde karakteristikler belirlendi elde edilen karakteristikler gösterilmiştir (Bkz. Çizelge 4.1; 4.2; 4.3). $C^{-2}-V$ grafiğinden elde edilen verilerden diyotların karakteristik değerleri verilmiştir (Bkz. Çizelge 4.1; 4.2; 4.3). Bu değerleri göz önüne alırsak; I-V ve $C^{-2}-V$ karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörlerini karşılaştırdığımızda idealite faktörü değerlerinin 1'den büyük çıktığı görülür. Diyotun ideal bir diyot olması için idealite faktörünün 1'e eşit olması gerekir ($n=1$). İdealite faktörü 1'den uzaklaştıkça diyotun da ideallikten uzaklaştığı söylenir. Yani; idealite faktörü 1 olduğunda diyotun ideal bir diyot olduğu, idealite faktörünün 1'den uzaklaştıkça da diyotun idealden uzaklaştığı anlamına gelir. İdealite faktörü 1'e eşit olduğunda diyotun MS (metal-yarıiletken kontak) yapıda olduğu, idealite faktörünün 1'den büyük olduğunda ise diyotun MIS (metal-yalıtkan-yarıiletken kontak) yapıda olduğu söylenir. Bulduğumuz idealite faktörü değerlerine baktığımızda bu şartlar altında yapılan Al/p-Si/Al kontağı için belirttiğimiz diyot1, diyot2, diyot3, diyot4 ve diyot5 için I-V'den bulunan idealite faktörleri sırasıyla şöyledir: 1.27, 1.21, 1.28, 1.16 ve 1.40, Cheung fonksiyonlarından bulunan idealite faktörleri ise; 1.08, 1.10, 1.20, 1.14 ve 1.36 olarak bulundu. Elde edilen idealite faktörleri 1'den büyük olduklarında çalışmamızda kullandığımız Al/p-Si/Al kontağının metal ile yarıiletken arasında yalıtkan (oksit) tabakasının olduğu söylenebilir. Yani diyotun bir MS yapıdan çok MIS yapıya sahip olduğu söylenir. Genellikle bu hallerde metal ile yarıiletken arayüzeyine 20–30 Å kalınlıklı bir oksit tabakası oluşur. Dolayısıyla arayüzey halleri metal ile etkileşmezler (Card ve ark., 1973). Bu durumun omik kontak direncinin büyüklüğüne, arayüzey hallerine ve nötral bölgenin seri direncine bağlı olduğu söylenir.

I-V, C-V ve Cheung fonksiyonlarından elde ettiğimiz değerleri karşılaştırmaya devam edersek, I-V karakteristiğinden elde edilen engel yüksekliği sırasıyla şöyledir: 0.72, 0.72, 0.75, 0.71 ve 0.69 eV, C-V karakteristiğinden elde edilen engel yüksekliği de; 1.06, 1.22, 0.82, 1.13 ve 1.26 eV, Cheung fonksiyonlarından elde edilen engel yükseklikleri ise; 0.75, 0.74, 0.72, 0.70 ve 0.59 eV olarak verilmiştir (Bkz. Çizelge 4.1;

4.2; 4.3). Engel yüksekliğini ise denklem 4.6, 4.8 ve 4.11'e baktığımızda difüzyon potansiyeline, seri dirence, doyma akımı gibi parametrelere bağlı olduğu görülür. Al/p-Si/Al kontağı MIS yapıya yakın olduğundan C-V karakteristiğinde engel yüksekliği denklem 4.6'ya göre idealite faktörüne bağlı olduğunu söyleyebiliriz. Aynı şekilde I-V karakteristiğinde denklem 4.6'ya göre engel yüksekliği idealite faktörüne de bağlıdır. p-tipi ve n-tipi yapılan MIS tünel diyotların engel yüksekliğinin, tuzakların safsızlığına kuvvetli bir şekilde bağlı olduğu bilinmektedir (Daw ve Chattopadhyay, 1991).

Al/p-Si/Al Schottky kontaklarının 100 Hz ile 1 MHz aralığında 0 mV' tan 550 mV 'a kadar C-V ölçümleri alındı ve diyotların C^2 -V grafiği çizildi (Bkz. Şekil 4.4). Grafik incelendiğinde kapasite pik değerlerinin büyük frekanslar için küçük değerler verdiğini ve gözlenen piklerin pik ortalamalarının büyük voltajlara doğru kaydığı gözlemlendi. Bu durum düşük frekanslarda ara yüzey halleri a.c. sinyalini takip ettiğinden kapasite büyük pik vermektedir. Yüksek frekanslarda ise, ara yüzey halleri a.c. sinyalini takip edemediğinden etkisini azaltmakta ve kapasite arınma bölgesi (uzay yükü bölgesi) kapasitesine yakın değer vermektedir (Chattopadhyay ve Chadhurri, 1993). C-V karakteristiklerinde seri direncin etkisini dikkate alarak diyotların C-V karakteristiklerinin frekans incelenmesinde ise; C-V karaktersilerinde gözlenen kapasite piklerinin seri dirençle arttığı gözlenir. Bu teorik olarak da gösterilmiştir (Temirci ve ark., 2001).

Sığa-frekans ölçümlerinde ise gerilim değerini 0 mV ile 550 mV aralığında, gerilim değerlerini 0 mV ' tan 100 V 'a kadar 20 mV artışlarla, 100 mV 'tan 550 mV 'a kadar da 50 mV 'luk gerilim artışları ile 12 ayrı ölçümler alındı. Alınan bu ölçümler sonucunda frekansa bağlı olarak C-f karakteristik grafiği çizildi (Bkz. Şekil 4.3). Gerilim değişimine bağlı olarak C-f grafiğinin değişimi gözlemlendi. Düşük frekanslarda diyot'un kapasitesine ara yüzey hallerinden gelen katkılar, yüksek frekanslara doğru gidildikçe azalmakta ve yeterince yüksek frekanslarda ise ara yüzey hallerinden gelen katkının sıfıra çok yaklaştığı ve hemen hemen ihmal edilebileceği söylenebilir. Bu durumda düşük frekanslarda ara yüzey hallerinin a.c. sinyalini takip edebildiğinden kapasite değerinin büyük olduğu, yüksek frekanslarda ise; ara yüzey halleri a.c. sinyalini takip edememesinden dolayı düşük frekanslardaki kapasite değerinden küçük olduğunu söyleyebiliriz.

KAYNAKLAR

- Aldemir, D., 2007. *Al/P2ClAn(C₂H₅(COOH))/P-Si/Al Yapılarda Akım-Voltaj ve Kapasite-Voltaj Karakteristiklerinin İncelenmesi* (yüksek lisans tezi, basılmış). SDÜ, Fen Bilimleri Enstitüsü, Isparta.
- Altaş . A., 2006. *Al/n- Si Schottky Diyotlarında Arayüzey Hallerinin I-V, C-V, C-f Karakteristiklerine Etkileri* (yüksek lisans tezi, basılmış). YYÜ, Fen Bilimleri Enstitüsü, Van.
- Artığ, B., 2007. Piyasada Pazarlanan Bazı Diyotların Temel Elektriksel Karakteristikleri (yüksek lisans tezi, basılmamış). YYÜ, Fen Bilimleri Enstitüsü, Van.
- Ashok , S., Borrego, J.M., Gutmann, R.J.,1979. Elektrical Characteristics of GaAsMIS Schootky diyotes, *Solid - State Elekrtoncs*, 22:621-631.
- Ayyıldız, E., Batı , B., Temirci, C., Türüt, A., 1999. Dependence of Thermal Annealing on Density Distribution of Interface State in Ti/n-GaAs(Te) Schottky Diodes, *Applied Surface Science*, 152(1): 57-62.
- Batı, B., 1999. *İdeal ve İdeal olmayan Omik ve Doğrultucu kontaklı Au/n-Si Schottky Diyotlarında Doğru beslem Kapasite-Voltaj-Frekans Karakteristikleri* (Doktora tezi, basılmış). A.Ü, Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum.
- Bethe, H.A., 1981. Theory Of The Boundary Layer Of Crystal Rectifiers. Mass. Ins.Techno. *Radia Lab Reba*.(1942) 43-12s.
- Cafer, T., 2000. *Katıhal Elektronik*. YTÜ, Vakıf yay., İstanbul.233.
- Card, H.C., Rhoderick, E.H., 1973. The Effect On Interfacial Layer On Minorty Carrier Injection In Forward Biased Slicon Schottky diodes. *Solid-State Electronics*,16(3): 365-373.
- Cheung, S.K., Cheung, N.W., 1986. Extraction Of Schottky Diode Parametres From Forwed Current- Voltage Characteristics. *App. Phys. Let.*, 49(2): 85-90.
- Crowell, C.R., Sze ,S.M.,1965a. Elektron 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.,1965b. Elektron 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.
- Güzel, T., 2006. *Metal -Yarıiletken Kontaklarda Schottky Engelinin Sığa Özellikleri* (yüksek lisans tezi, basılmış). GÜ, Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara.
- Kızıldağ, B., 2006. *Metal-Yarıiletken Schottky Diyot yapılarında Arayüzey Hal Yoğunluğunun İncelenmesi* (yüksek lisans tezi, basılmış). MKÜ, Fen Bilimleri Enstitüsü, Antakya.
- Özmenteş, R., 2006. *Schottky Diyotların Karakteristik Parametrelerinin Belirlenmesinde Frekans Optimizasyonu* (yüksek lisans tezi, basılmamış). YYÜ, Fen Bilimleri Enstitüsü, Van.
- Rhoderick, E. H., Williams, R. H., 1988. *Metal-Semiconductors Contacts*. Clarendon Pres, Oxford, USD.
- Schottky, W., Spence, E., 1939. *Wiss Veröff Siemens-Werke*, 18: 225
- Sharma, L. H., 1984. "Metal Semiconductor Schottky Barrier Junctions and Their Applications", *Plenum Pres*, New York ve London, 176.
- Soylu, M., 2007. *Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP Schottky Yapıların Sıcaklığa Bağlı Elektriksel Karakterizasyonu* (doktora tezi, basılmış). AÜ, Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum.
- Sze, S. M., 1981. *Physics of Semiconductors Devices*. John-Wiley ve Sons, New York.
- Tataroğlu, A., Altındal, S., 2006. Characterization of Current-Voltage (I-V) ve Capacitance-Voltage-frequency (C-V-f) features of Al/SiO₂/p-Si (MIS) Schottky diodes, *Microelectronic Engineering*, 83: 582-588.
- Temirci, C., Batı, B., Sağlam, M., Türüt, A., 2001. The effect Ohmic Contact Receptivity in The Au/n-Si Schottky Diodes on The Capacitance-Frequency (C-f). *F.Ü.Fen ve Mühendislik Bilimleri Dergisi*, 13(1): 33-38.
- Temirci, C., Batı, B., Sağlam, M., Türüt, A., 2001. High-Barrierheight Sn/p-Si Schottky diodes with interfacial layer by anodization process. *Appl. Surf. Sci.*, 172:1-7
- Temirci, C., 2000. *Anodik Oksidasyon Metoduyla Yüksek Engelli ve Yüzey Pasivasyonlu Sn/p Si Schottky Diyotlarının Fabrikasyonu* (doktora tezi, basılmış). AÜ, Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum.
- Wu, X., Yang, E.S., 1989. Interface Capacitance in Metal-Semiconductor Junctions, *J.*

Appl. Phys., **65** (9): 3560-3567.

Ziel, A.V., 1968. *Solid-State Physical Electronics*. Prentice-Hall new-jersey; 245.

ÖZGEÇMİŞ

1985 yılında Van Erciş'te doğdu. İlk ve Orta öğrenimini Erciş'te tamamladı. 2003 yılında Celal Bayar Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümüne kayıt yaptırdı. 2007 yılında bu bölümden mezun oldu ve 2007 yılı Güz döneminde Yüzüncü Yıl Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde yüksek lisansa başladı. Halen Özel Bir Eğitim Kurumunda Fizik Öğretmeni olarak görev yapmaktadır.