



T.C.  
ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

ELEKTRODEPOZİSYON YOLUYLA ELDE EDİLMİŞ OLAN  
n-Si/Cu,p-Si/Cu SCHOTTKY DİYOTLARININ ELEKTRİK  
ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

Burcu GÜRPINAR

YÜKSEK LİSANS TEZİ  
FİZİK ANABİLİM DALI

BURSA-2008



T.C.  
ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

ELEKTRODEPOZİSYON YOLUYLA ELDE EDİLMİŞ OLAN  
n-Si/Cu,p-Si/Cu SCHOTTKY DİYOTLARININ ELEKTRİK  
ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

Burcu GÜRPINAR

Doç. Dr. Muhitdin AHMETOĞLU  
(Danışman)

YÜKSEK LİSANS TEZİ  
FİZİK ANABİLİM DALI

BURSA-2008

T.C.  
ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

ELEKTRODEPOZİSYON YOLUYLA ELDE EDİLMİŞ OLAN  
n-Si/Cu,p-Si/Cu SCHOTTKY DİYOTLARININ ELEKTRİK  
ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

Burcu GÜRPINAR

YÜKSEK LİSANS TEZİ  
FİZİK ANABİLİM DALI

Bu Tez ....../...../200... tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oybirliği/oy  
çokluğu ile kabul edilmiştir.

Doç. Dr. Muhitdin AHMETOĞLU  
Danışman

.....

.....

## ÖZET

Bu çalışmada, doğrultucu özellik gösteren metal – yarıiletken Schottky bariyer diyotlar incelenmiştir. Schottky bariyer diyot, n-Si ve p-Si üzerine elektrodepozisyon yöntemi kullanılarak Cu depozite edilmesiyle oluşturulmuştur. Her iki durumda oluşan Schottky diyoda ait akım-gerilim karakteristikleri incelenmiş ve elde edilen  $\ln(I)$ 'nın  $V$ 'ye göre grafiğinden ideal faktör ( $n$ ) ve bariyer yüksekliği ( $\phi_B$ ) hesaplanmıştır.  $I - V$  ölçümlerinin yanı sıra birde  $C - V$  ölçümleri alınmıştır. Ayrıca Cu filmi sabit akım modu kullanılarak n-tipi Si(100) üzerine elektrodepozit edilmiştir. Cu/n-Si'a ait elektriksel özellikler birkaç farklı sıcaklıkta incelenmiştir.

**ABSTRACT**

In this work, Schottky barrier diode which is a metal – semiconductor contact and possesses rectifying properties have been observed. Schottky barrier diode was performed by electrodepositing Cu film on n-Si and p-Si substrate. The characteristic of current applied voltage has been investigated and ideality factor ( $n$ ) calculated by using the slope  $\ln(I)$  versus  $V$ . Also barrier height ( $\phi_B$ ) is found.  $I - V$  measurement is followed by  $C - V$  measurement on the sample. Also Cu film was electrodeposited on n-type Si(100) substrate using constant current mode. The electrical properties of Cu/n-Si were investigated at several temperatures.

## İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
İÇİNDEKİLER.....	iii
SİMGELER DİZİNİ.....	v
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	vii
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	ix
1. GİRİŞ.....	1
2. KURAMSAL BİLGİLER.....	3
2.1 Schottky Bariyer Diyotlar.....	3
2.2 Bariyer Oluşumu.....	3
2.2.1 Schottky-Mott Teorisi.....	3
2.3 Bariyer Yüksekliğinin Gerilime Bağlılığı.....	15
2.4 C – V Karakteristiği.....	17
2.4.1 Tükenim Bölgesinde Elektrik Alan ve Potansiyel Dağılımı.....	17
2.4.2 Tükenim Bölgesinin Kapasitansı.....	20
2.4.3 Azınlık Taşıyıcılarının Etkisi.....	23
2.4.4 Ara Yüzey Tabakasının Etkisi.....	24
2.5 I– V Karakteristikleri .....	26
2.5.1 Bariyer Üzerinden Akım Geçiş Mekanizmaları.....	26
2.5.1.1 Bariyer Üzerinden Termoyonik Yayılma.....	28
2.5.1.2 Tünelleme.....	29
2.5.1.3 Tükenim Bölgesindeki Taşıyıcıların Yeniden Birleşmesi.....	30
2.5.1.4 Azınlık Taşıyıcılarının Enjeksiyonu.....	31
2.5.2 İleri Yönde Karakteristik.....	32
2.5.3 Ters karakteristik.....	33
3 MATERYAL ve YÖNTEM .....	35
3.1 Schottky Bariyer Diyotlarının Oluşturulması.....	35
3.1.1 Elektrokimyanın Temelleri.....	35
3.1.2 Elektrodepozisyonu Etkileyen Faktörler.....	41
3.2 Kapasitans – Gerilim Ölçümlerinin Alınması.....	37

3.3 Örneklerin Hazırlanması.....	44
3.3.1 Silisyum Levhaların Temizlenmesi.....	44
3.4 I-V Ölçümleri.....	45
4 SONUÇLAR ve TARTIŞMA.....	46
4.1 Kapasitans – Gerilim Eğrilerinin Çizilmesi.....	46
4.2 Kapasitans – Gerilim Ölçümlerinden $N_D$ 'nin ve $N_A$ 'nın Hesaplanması.....	46
4.3 Kapasitans – Gerilim Ölçümlerinden Bariyer Yüksekliğinin Bulunması .....	47
4.4 Akım – Gerilim Ölçümlerinden İdeal Faktörün Bulunması.....	50
4.5 I – V Ölçümlerinden Bariyer Yüksekliğinin Bulunması.....	51
4.6 Bariyer Yüksekliği ve İdeal Faktörün Sıcaklıkla Değişiminin Yorumlanması...66	
SONUÇ.....	71
KAYNAKLAR.....	72
TEŞEKKÜR.....	74
ÖZGEÇMİŞ.....	75

## SİMGELER DİZİNİ

$\phi_m$	Metalin iş fnksiyonu	(eV)
$\phi_s$	Yarıiletkenin iş fonksiyonu	(eV)
$E_c$	İletkenlik bandının alt kenarı	(eV)
$E_v$	Değerlik bandının üst kenarı	(eV)
$E_F$	Fermi seviyesi	(eV)
$\chi_s$	Yarıiletkenin elektron ilgisi	
$E_g$	Yasak bant aralığı	(eV)
$V_i$	Yapı potansiyeli	(V)
$\phi_B$	n – tipi yarıiletken eklemde oluşan bariyer yüksekliği	(eV)
$\phi_B'$	n – tipi yarıiletken eklemde oluşan bariyer yüksekliği	(eV)
$k$	Boltzman sabiti	(JK <sup>-1</sup> )
$T$	Sıcaklık	(K)
$q$	Elektronun yükü	(C)
$I_{ms}$	Metalden yarıiletkene akan akım	(A)
$I_{sm}$	Yarıiletkenden metale akan akım	(A)
$V_F$	İleri yönde uygulanan gerilim	(V)
$V_R$	Ters yönde uygulanan gerilim	(V)
$W$	Tükenim bölgesinin genişliği	(cm)
$S^*$	Arayüzey değişim indisi	
$\epsilon_d$	Görüntü kuvvetinin dielektrik geçirgenliği	
$F$	Kuvvet	(kgm <sup>2</sup> s <sup>-2</sup> )
$E$	Elektrik alan	(Vcm <sup>-1</sup> )
$\epsilon_d$	Yarıiletkenin dielektrik sabiti	(F/cm)
$\Delta\phi_B$	Bariyer düşmesi	(eV)
$V$	Uygulana gerilim	(V)
$N_D$	Donor konsantrasyonu	(cm <sup>-3</sup> )
$N_A$	Akseptör konsantrasyonu	(cm <sup>-3</sup> )
$V_d$	Tükenim bölgesi boyunca gerilim düşmesi	(V)



S	Alan	(cm <sup>2</sup> )
n	İdeal faktör	
N <sub>C</sub>	İletkenlik bandındaki durumların etkin yoğunluğu	(cm <sup>-3</sup> )
N <sub>V</sub>	Değerlik bandındaki durumların etkin yoğunluğu	(cm <sup>-3</sup> )
$\bar{v}$	Ortalama termal hız	(cms <sup>-1</sup> )
h	Plank sabiti	(Js)
I <sub>s</sub>	Doyma akımı	(A)
A <sup>*</sup>	Richardson sabiti	(Acm <sup>-2</sup> K <sup>-2</sup> )
m <sup>*</sup>	Elektronun etkin kütlesi	(kg)
$\tau_0$	Tükenim bölgesindeki azınlık yüklerinin ömrü	(s)
n <sub>i</sub>	Elektron konsantrasyonu	(cm <sup>-3</sup> )
I	Akım	(A)
V <sub>T</sub>	Termal gerilim	(V)

ŞEKİLER DİZİNİ	<u>Sayfa</u>
Şekil 2.1_n –tipi Schottky bariyer eklem şematiği	3
Şekil 2.2 metal – yarı iletken eklem $\phi_m > \phi_s$ durumundaki enerji bant diyagramları	4
Şekil 2.3a Doğrultucu metal n – tipi yarıiletken eklem termal dengedeki enerji – bant diyagramı	6
Şekil 2.3b Doğrultucu metal n – tipi yarıiletken eklem doğru gerilimdeki enerji – bant diyagramı	7
Şekil 2.3c Doğrultucu metal - n – tipi yarıiletken eklem ters gerilimdeki enerji bant diyagramları	8
Şekil 2.4 Metal – n- tipi yarıiletken eklem $\phi_m < \phi_s$ durumundaki enerji – bant diyagramları	9
Şekil 2.5 Metal – p – tipi yarıiletken eklem $\phi_m < \phi_s$ durumundaki enerji – bant diyagramları	10
Şekil 2.6 Yüzey durumlarının büyük yoğunluğuna sahip n – tipi yarı iletken bariyer oluşum sürecine bağlı enerji – bant diyagramları	13
Şekil 2.7 Bileşik yarıiletkenlerin anyon ve katyonları arasındaki elektronegatiflik farkının $S^*$ fonksiyonuna göre grafiği	14
Şekil 2.8 Görüntü kuvvetinden dolayı bariyer düşmesinin enerji – bant diyagramı.	16
Şekil 2.9 Schottky bariyerin tükenim bölgesindeki elektrik alanı ve potansiyel dağılımı	18
Şekil 2.10 Boşlukların n –tipi yarı iletken Schottky eklem potansiyel bariyerine etkisi	24
Şekil 2.11 n – tipi yarıiletkenden yapılmış Schottky bariyer diyotun akım geçiş süreçlerinin enerji – bant diyagramları	27
Şekil 3.1 Şekil 3.1:Elektrokimyasal hücre a:İki elektrotlu b:Üç elektrotlu	40
Şekil 3.2 C – V ölçümleri için kurulan sistemin şeması	43
Şekil 3.3 I – V ölçümleri için kurulan sistemin şeması	45
Şekil 4.1 n – tipi Si/Cu Schottky bariyer diyot için C-V grafiği	49
Şekil 4.2 n – tipi Si/Cu Schottky bariyer diyot için $1/C^2$ -V grafiği	49

Şekil 4.3 p – tipi Schottky bariyer diyotun I – V değişim grafiği	59
Şekil 4.4 p – tipi Schottky bariyer diyotuna ait ileri ve ters yönde uygulanan voltaj altında $\ln(I) – V$ değişim grafiği	60
Şekil 4.5n- tipi Schottky bariyer diyotun I – V değişim grafiği	61
Şekil 4.6n- tipi Schottky bariyer diyotun I – V değişim grafiği	61
Şekil 4.7n- tipi Schottky bariyer diyotun I – V değişim grafiği	62
Şekil 4.8 n- tipi Schottky bariyer diyotun I – V değişim grafiği	62
Şekil 4.9 n- tipi Schottky bariyer diyotun $\ln(I) – V$ değişim grafiği	63
Şekil 4.10 n- tipi Schottky bariyer diyotun $\ln(I) – V$ değişim grafiği	63
Şekil 4.11 n- tipi Schottky bariyer diyotun $\ln(I) – V$ değişim grafiği	64
Şekil 4.12 n- tipi Schottky bariyer diyotun $\ln(I) – V$ değişim grafiği	64
Şekil 4.13 Cu/n-Si Schottky bariyer diyota ait birkaç farklı sıcaklıktaki ileri yön akım-voltaj (I-V)karakteristiği	65
Şekil 4.14 Cu/n-Si Schottky bariyer diyota ait ideallik faktörü ve bariyer yüksekliğinin sıcaklık bağımlılığı	66
Şekil 4.15 Cu/n-Si Schottky bariyer diyota ait bariyer yüksekliği-ideallik faktörü değişim grafiği	67
Şekil 4.16 Oda sıcaklığında Cu/n-Si Schottky bariyere ait deneysel H(I)-I eğrisi	68
Şekil 4.17 C-V ölçümlerinden hesaplanmış N-W grafiği (T=300K)	69

**ÇİZELGELER DİZİNİ****Sayfa**

Çizelge 3.1 25° C' de sulu çözelti içindeki bazı metaller için Volt (V) olarak NHE ve SCE' ye göre standart elektrot potansiyelleri	38
Çizelge 4.1 n – tipi Si/Cu için C – V ölçüm değerleri	48
Çizelge 4.2 p – tipi Schottky bariyer diyot için alınan ölçümler	52
Çizelge 4.3 n – tipi Schottky bariyer diyot için alınan ölçümler	53

## 1 GİRİŞ

Fizik Bilimi'nin temel alanlarından biri Modern Katıhal Fiziğidir. 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 transistörleri 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.

Katıhal Fiziğinde ilgi çeken alanlarından birisi de Schottky bariyer diyotlardır. Yarıiletken üzerinde oluşturulan metal ince filmi, ara yüzeyinde bariyer oluşturmasından dolayı, doğrultucu özellik göstermektedir. Bu tür metal – yarıiletken kontaklar üzerinde ilk defa bariyerin oluşumu için bir model geliştiren W. Schottky olduğundan dolayı, metal – yarıiletken kontaklara Schottky bariyer diyot denmektedir. II. Dünya savaşı sırasında mikrodalga radarlarda Si ve Ge doğrultucu nokta kontakların kullanılması, metal – yarıiletken üzerine yapılan çalışmalarda önemli ilerlemeler kaydedilmesine neden olmuştur.

Bugün metal – yarıiletken eklemlerin üretimi kolay ve istenilen boyutta olması, mikro elektronikte vazgeçilmez devre elemanları olmalarını sağlamıştır. Teknolojide metal – yarıiletken eklemlerin elektriksel özelliklerinin bilinmesi kullanım alanlarının belirlenmesinde önemlidir. Bu özelliklerinden biri, oluşan bariyerin yüksekliği, diğeri de metal – yarıiletken eklemdaki akım geçiş mekanizmasıdır. Akım geçiş mekanizması metal – yarıiletken eklemin ideallğine bağlıdır. Bu ideallik ideal faktör  $n$  ile belirlenir. Metal – yarıiletkenin doğrultucu özellik göstermesini sağlayan bariyerin yüksekliği, akım – gerilim ve kapasitans – gerilim ölçümleri ile hesaplanabilmektedir. Schottky bariyer diyotun ideallığı akım – gerilim karakteristiğinin elde edilmesiyle bulunabilmektedir.

Bakır (Cu) metalinin ,elektrodepozisyon yöntemi ile  $n$  – tipi yarıiletken silisyum (Si) ve  $p$ -tipi yarıiletken (Si) üzerine, kaplanmasıyla oluşturulan eklemler Schottky bariyer özelliği göstermektedir. Kapasitans – gerilim ölçümlerini, oluşturduğumuz düzenden aldıkdan sonra elde edilen kapasitans – gerilim değişimini veren grafikte, örneklerin  $N_D$  donör konsantrasyonları ve  $\phi_B$  bariyer yüksekliği bulunmuştur. Akım –

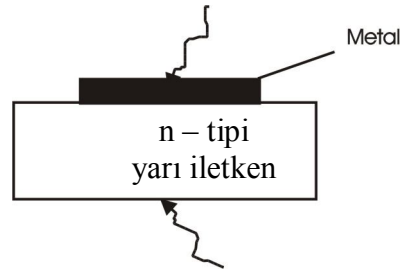
gerilim ölçümleri ile de, örneklerin  $\phi_B$  bariyer yüksekliği ve ayrıca akım geçiş mekanizmaları belirlenmiştir. Kapasitans – gerilim ve akım gerilim ölçümlerinden elde edilen bariyer yükseklik değerleri teorik değere yakın bulunmuştur. Böylece oluşturulan bu düzeneklerle metal – yarıiletken eklemlerle yapılan Schottky bariyer diyotların elektriksel özellikleri belirlenebilmektedir.

İleriki çalışmalarda, infrared detektör özelliği gösteren Schottky bariyer diyotların elektriksel özelliklerinin incelenmesi düşünülmektedir

## 2. KURAMSAL BİLGİLER

### 2.1. Schottky Bariyer Diyotlar

Bir Schottky bariyer diyot doğrultucu özelliklere sahip bir metal-yarıiletken kontaklıdır (Şekil 2.1). Metal-yarıiletkendeki bu doğrultucu özellik ilk olarak 1874 yılında F. Braun tarafından gözlemlenmiştir. İlk metal-yarıiletken diyotlar, ince bir metal telin yarıiletken yüzeyine değdirilmesi ile oluşturulan nokta kontak diyotlardır. Bu diyotlar güvenilir sonuçlar vermediğinden bunların yerine bir yarıiletkenin yüzeyine ince bir metal film kaplanmasından elde edilen doğrultucular kullanılmıştır. Metal – yarıiletken kontakları hakkındaki bilgilerimiz yarıiletkenin yüzeyine ince bir metal film kaplanmasıyla elde edilen diyotlar üzerindeki çalışmalardan elde edilmektedir. Bir metal-yarıiletken kontakta doğrultucu olup olmadığını anlamak için, metal-yarıiletken ara yüzeyindeki bariyer oluşum mekanizması üzerinde durulmalıdır.



Şekil 2.1 n – tipi Schottky bariyer eklemesinin şematığı

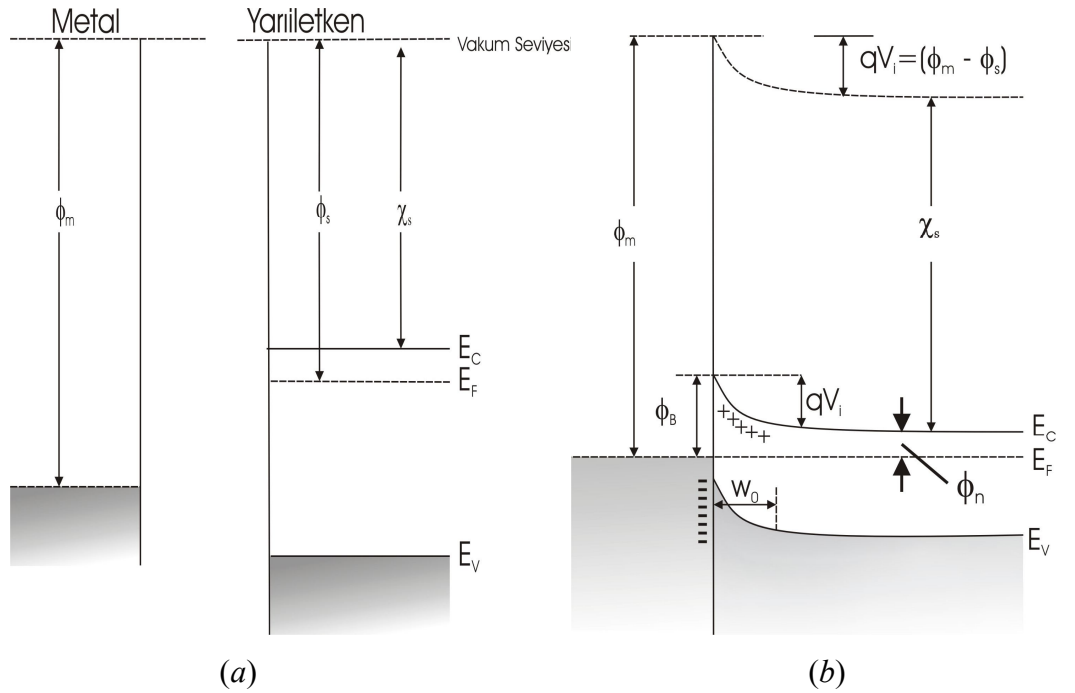
### 2.2. Bariyer Oluşumu

#### 2.2.1. Schottky-Mott Teorisi

Şekil 2.2 Schottky-Mott teorisine göre, bariyer oluşum sürecini göstermektedir. Burada, yarıiletken n – tipi ve her bölgesi eşit katkılanmış olacak şekilde alınmıştır. Şekil 2.2a birbirine değmemiş yarıiletken ve metali göstermektedir. Katının dışında durgun olan bir elektronun enerjisini temsil eden uzay seviyesi, referans seviyesi olarak alınır. Metalin iş fonksiyonu ( $\phi_m$ ), yarıiletkenin iş fonksiyonundan ( $\phi_s$ ) daha büyük olacak şekilde seçilmiştir. Bir maddenin iş fonksiyonu, bir elektronu Fermi seviyesinden uzay seviyesine getirmek için gerekli enerjidir. Yarıiletkenin elektron ilgisi  $\chi_s$ , iletkenlik bant kenarı ( $E_c$ ) ve uzay bandı arasındaki enerji farkıdır.

n – tipi yarıiletken ile metal eklem yapıldığında, metaldeki elektronların enerjisinden daha büyük enerjiye sahip yarı iletkenin iletkenlik bandındaki elektronlar,

Fermi seviyeleri eşitleninceye kadar metale akarlar. Elektronların yarı iletkeniden metale akmasıyla, yarıiletkenin sınırının yanındaki bölgede, serbest elektron konsantrasyonunda azalma olur. İletkenlik bant kıyısı  $E_C$  ve Fermi seviyesi  $E_F$  arası elektron konsantrasyonunun azalmasıyla artar ve termal dengedeki  $E_F$  değeri, yarıiletken boyunca sabit kalır. İletkenlik bant kıyısı  $E_C$ , Şekil 2.2b’de gösterildiği gibi eğrilir. Metale geçen iletkenlik bant elektronları, arkalarında iyonlaşmış donörlerin pozitif yüklerini bırakırlar. Bunun sonucunda metale yakın yarıiletken bölgesinde hareketli elektronlar tükenmiş olur. Pozitif yüklü iyonlaşmış vericiler (donör), yarıiletkende bir  $W_0$  kalınlığına kadar yayılırlar. Böylece pozitif yükler, ara yüzeyin yarıiletken tarafından bir bölge oluştururlar. Metale geçen elektronların oluşturduğu elektron yükleri ise, temelde bir yüzey yüküdür ve metalde ince bir negatif tabaka oluştururlar. Sonuç olarak Şekil2.2b’de görüldüğü gibi, yarı iletkeniden metale doğru bir elektrik alan oluşur. Ayrıca yarı iletkenin uzay – yük bölgesinin genişliği fark edilecek derecededir, çünkü yarı iletkenindeki donör konsantrasyonu metaldeki elektron konsantrasyonu, değerinden daha küçüktür.



Şekil 2.2 Metal – yarıiletken eklem  $\phi_m > \phi_s$  durumundaki enerji – bant diyagramları.  
a) Eklem oluşmadan önceki metal ve yarı iletkenin enerji – bant diyagramı.  
b) Eklem oluşuktan sonraki termal denge durumu (Sharma 1984).



Şekil 2.2b'deki enerji – bant diyagramında, yarı iletkenin bant aralığı  $E_g$ ,  $\phi_m$  ve  $\chi_s$  değerlerinin yarıiletken ve metal arasında kontak yapıldıktan sonra değişmez olduğu kabul edilir. Bu neden ile metal ve yarıiletkendeki Fermi seviyelerini eşitleyerek, böylece  $E_c$ ,  $E_v$  ve nötr yarıiletkendeki uzay seviyesini gösteren  $E_F$  yerleştirilerek bu diyagram çizilebilir. Değerlik bant kıyısı  $E_v$ 'nin, iletkenlik bant kıyısı  $E_c$  ile paralel hareket etmesi ile yarı iletkenin yasak bant aralığının değişmediği görülür. Aynı zamanda geçiş bölgesinde yarı iletkendeki uzay seviyesi aşamalı olarak metaldeki uzay seviyesine sürekliliği korumak için yaklaşır.  $E_c$ 'nin değişimine benzer değişikliği uzay seviyesi de gösterir. Bunun nedeni, yarıiletkenin elektron ilgisi, eklem oluştuktan sonra da değişmemesidir. Bu süreç oldukça geneldir ve kontaktaki yarıiletken ve metalin enerji – bant diyagramını çizmek için kullanılabilir. Bantların eğilme miktarı iki vakum seviyesi arasındaki farka eşittir. Bu fark aynı zamanda metal ve yarı iletkenin iş fonksiyonları arasındaki farktır,

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

eşitliği ile verilir. Bu eşitlikte  $V_i$  eklem potansiyel farkı veya eklem yapı potansiyeli olarak bilinir.  $qV_i$  yarı iletken metalden geçen elektronların geçmesi gereken potansiyel bariyerdir. Buna karşın metal tarafından bariyer farklı gözükmemektedir ve şu şekilde yazılır.

$$\phi_B = (\phi_m - \chi_s) \quad (2.2)$$

$\phi_s$  ise,

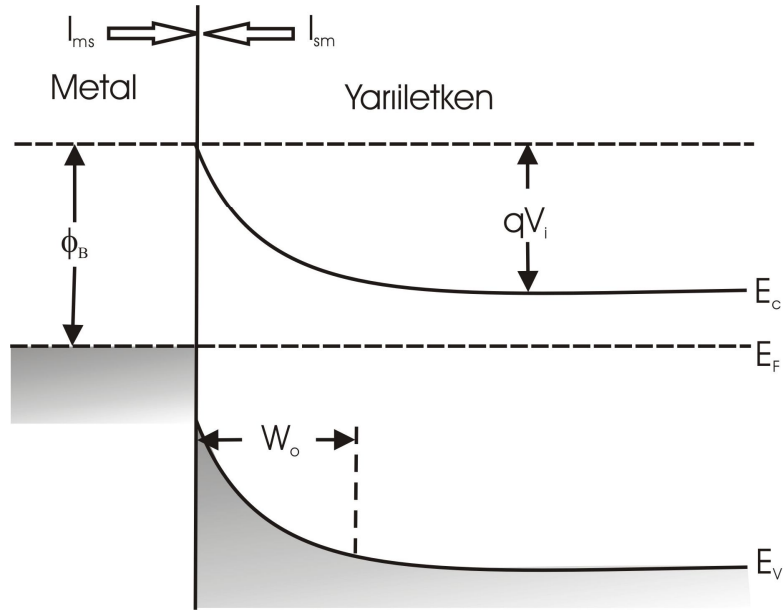
$$\phi_s = \chi_s + \phi_n \quad (2.3)$$

olduğundan,  $\phi_B$  için,

$$\phi_B = (qV_i + \phi_n) \quad (2.4)$$

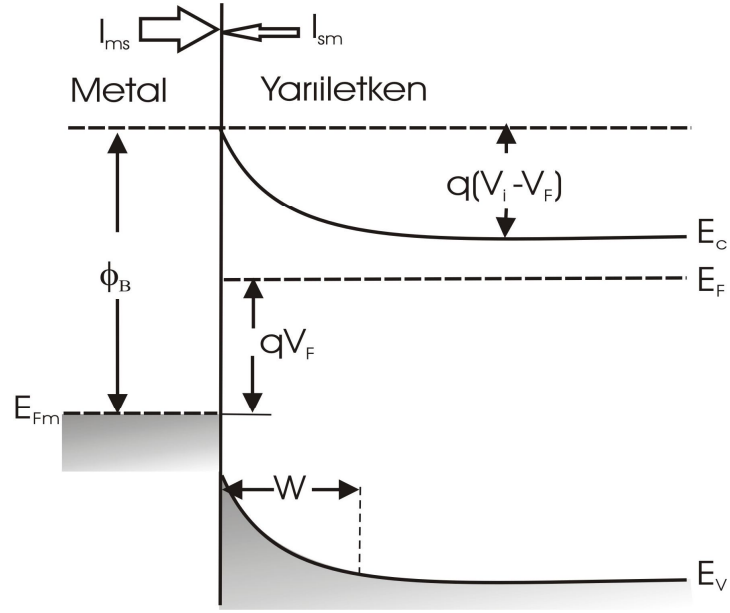
ifadesi elde edilir. Son eşitlikte  $\phi_n=(E_C - E_F)$  Fermi seviyesinin yasak bandın ne kadar içerisinde olduğunu ve  $q$  elektron yükünü ifade etmektedir (Sharma 1984).

Eşitlik 2.2 Schottky tarafından ifade edilmiştir, bu eşitlik Schottky yaklaşımı olarak bilinir. Bir çok durumda  $\phi_B$  potansiyeli  $kT/q$  değerinden büyüktür ve p – n eklemlerdeki gibi, yarı iletkendeki uzay – yük bölgesi tükenim bölgesi durumuna gelir. Şimdi Şekil 2.2b'nin bir doğrultucu kontak olduğu daha kolay anlaşılır.



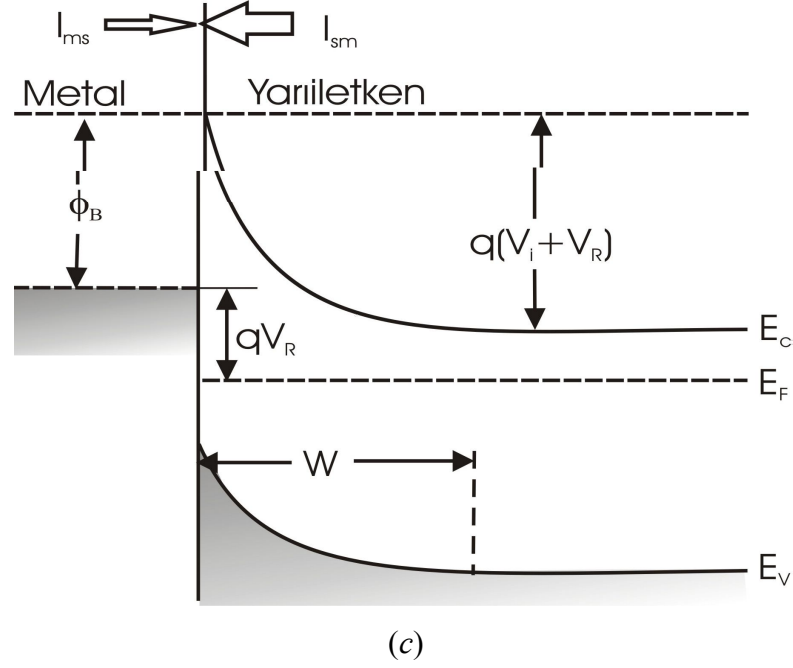
Şekil 2.3a Doğrultucu metal n – tipi yarıiletken eklemin termal dengedeki enerji – bant diyagramı (Tyagi 1991).

T sıcaklığındaki termal dengede, iletkenlik bant elektronlarının küçük bir kesri bariyeri aşabilecek yeterli enerjiye sahiptirler. Bu elektronlar metale akar ve metalden yarı iletkene akan  $I_{ms}$  akımına neden olurlar. Bu akım, metalden yarı iletkene geçen elektronların oluşturduğu eşit ve zıt yönlü  $I_{sm}$  akımıyla dengelidir (Şekil 2.3a).



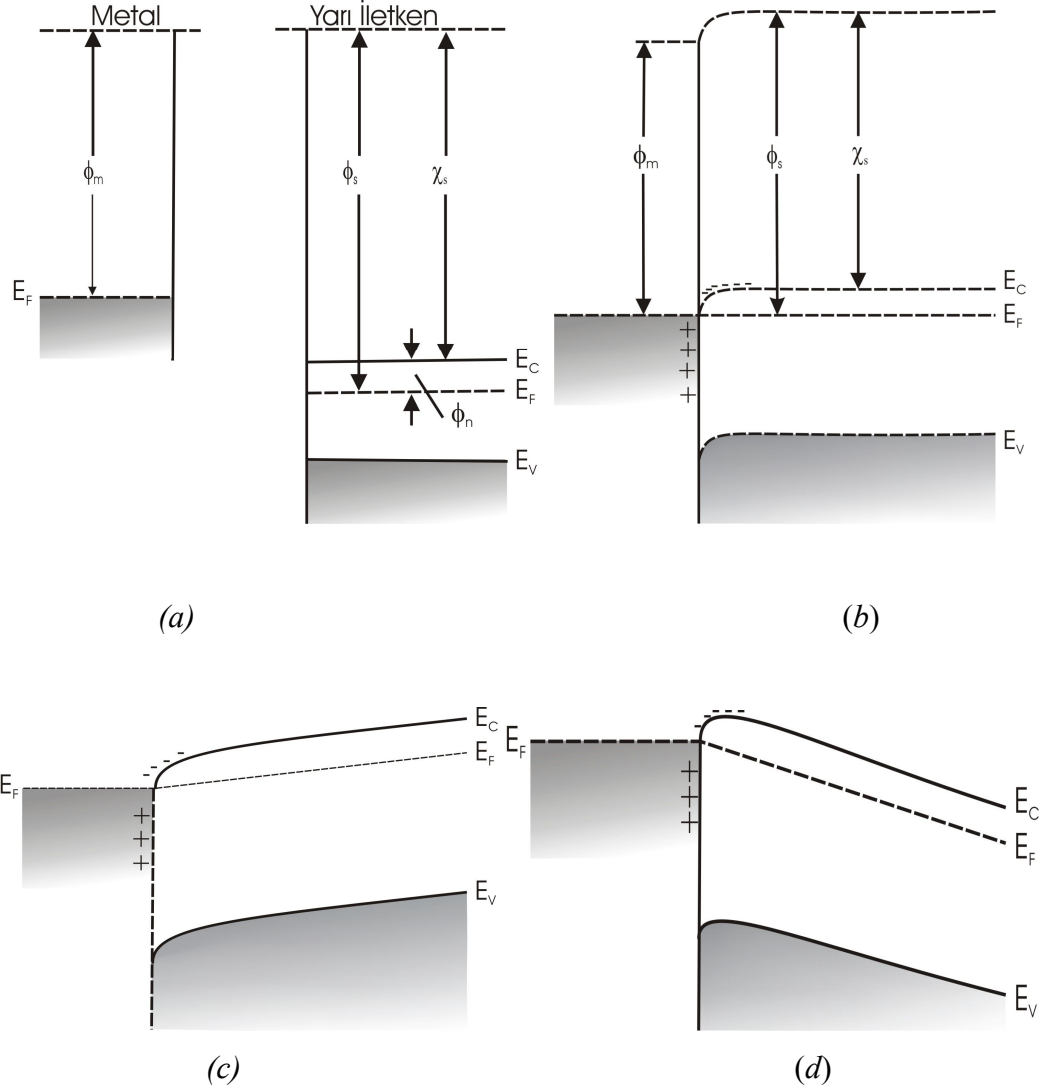
Şekil 2.3b Doğrultucu metal  $n$  – tipi yarıiletken eklemine doğru gerilimdeki enerji – bant diyagramı (Tyagi 1991).

Yarıiletkene, metale göre negatif  $V=V_F$  gerilimi uygulanırsa, tüketim tabakası genişliği azalır, Şekil 2.3b’de görüldüğü gibi, bu bölge boyunca gerilim  $V_i$ ’den ( $V_i - V_F$ )’ye düşer. Yarıiletken tarafındaki elektronlar böylece daha küçük bir bariyerle karşılaşır ve bunun sonucunda yarıiletkenden metale elektron akışı, termal denge durumundaki değerinden daha büyüktür ve  $I_{ms}$  termal denge değerinden daha büyük bir değere ulaşır. Metalden yarıiletkene elektron akışında ise, denge değerine göre bir değişiklik olmaz.  $I_{sm}$  akımı, termal denge değerine göre değişmez kalır. Değişiklik olmamasının nedeni, metal boyunca gerilim düşmesinin oluşmamasından ve bariyer yüksekliği  $\phi_B$ ’nin, uygulanan bu gerilimden etkilenmeyerek, aynı kalmasındadır. Böylece yarı iletkene uygulanan negatif gerilim, metalden yarı iletkene net bir akım oluşturmaktadır. Bu durumda eklem doğru yönde gerilimlenmiştir. Aynı zamanda doğru yöndeki akım, uygulanan  $V_F$  gerilimiyle eksponansiyel olarak artmaktadır.



Şekil 2.3c Doğrultucu metal - n – tipi yarıiletken eklemine ters gerilimdeki enerji bant diyagramları(Tyagi 1991).

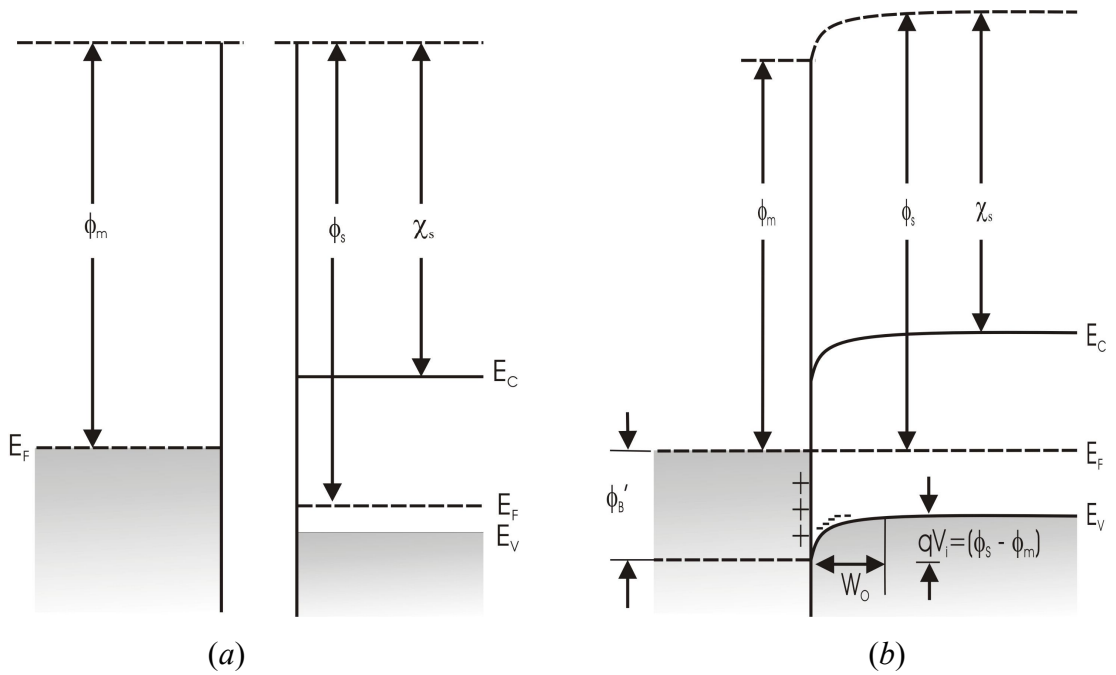
Ters yönde gerilimlenmiş eklemine enerji – bant diyagramı Şekil 2.3c’de görülmektedir. Burada yarı iletkene, metale göre pozitif  $V=V_R$  gerilimi uygulanmıştır ve tükenim tabakası boyunca potansiyel düşmesi,  $(V_i + V_R)$  kadar artmaktadır. Yarı iletkeninden metale elektron akışı, termal denge durumundaki değerinden daha azdır. Metalden yarı iletkenine elektron akışında ise bir değişme olmaz. Böylece  $I_{sm}$  akımı, hemen hemen değişmez kalmasına rağmen,  $I_{ms}$  akımı termal denge değerinden daha küçüktür. Bunun sonucunda küçük bir ters akım oluşur. Sonuç olarak metal – yarıiletken doğrultucu eklem özelliği gözlenir(Tyagi 1991).



Şekil 2.4 Metal – n- tipi yarıiletken eklemnin  $\phi_m < \phi_s$  durumundaki enerji – bant diyagramları; a) eklem oluşmadan önceki metal ve yarıiletkenin enerji – bant diyagramı, b) eklem oluştuktan sonraki termal denge durumu, c) yarıiletkenine negatif gerilim uygulandığında, ve d) yarıiletkenine pozitif gerilim uygulandığında oluşan enerji – bant diyagramları (Sharma 1984).

Yukarıdaki sonuçlar, iş fonksiyonu metalinkinden küçük n – tipi yarıiletken için geçerlidir ( $\phi_m > \phi_s$ ). İş fonksiyonu metalinkinden büyük olan n – tipi yarı iletkenin ( $\phi_m < \phi_s$ ) enerji – bant diyagramı Şekil 2.4’te gösterilmiştir. Şekil 2.4a, eklem oluşmadan önceki metal ve yarıiletken enerji – bant diyagramlarını göstermektedir. Eklem oluştuktan sonra, termal dengeye ulaşmaya kadar, elektronlar metalden yarı iletkenin

iletkenlik bandına akarlar ve metalde pozitif yükler bırakırlar. Yarı iletkene geçen elektronlar yarı iletkenin metal kenarında birikirler. Denge sağlandığında yarı iletkendeki Fermi seviyesi Şekil 2.4b’de görüldüğü gibi,  $(\phi_s - \phi_m)$  değeri kadar yukarı yönelir. Metaldeki elektron konsantrasyonu çok büyük olduğundan, metaldeki pozitif yükler metal – yarıiletken ara yüzeyinde  $0,5\text{Å}$  kalınlığında yüzey yükü oluştururlar. Yarı iletkende tükenim bölgesi oluşmadığı çok açıktır ve yarı iletken metalde veya tam tersi metalden yarı iletkene akan elektronlar için herhangi bir potansiyel bariyer bulunmamaktadır. Elektron konsantrasyonu ara yüzey kenarında artmakta ve sistemin en büyük öz direnci yarı iletkenin yapısından kaynaklanmaktadır. Şekil 2.4c ve Şekil 2.4d’de görüldüğü gibi, herhangi bir yönde uygulanacak gerilim, eklem boyunca akıma neden olur. Akım, eklem direnci ile belirlenir ve uygulanan gerilimin yönünden bağımsızdır. Doğrultucu özellik göstermeyen bu tip eklemeler ohmik kontak olarak adlandırılır.



Şekil 2.5 Metal – p – tipi yarıiletken eklem  $\phi_m < \phi_s$  durumundaki enerji – bant diyagramları; a) eklem oluşmadan önceki metal ve yarı iletkenin enerji – bant diyagramı, b) Eklem oluşuktan sonraki termal denge durumu (Sharma 1984).

n – tipi yarıiletken için, metal – yarıiletken eklemeler,  $\phi_m > \phi_s$  durumunda doğrultucu özellik, gösterirler.  $\phi_m < \phi_s$  durumunda ise doğrultucu olmayan, yani ohmik kontak

özelliği gösterirler. p – tipi yarıiletken için bunun tam tersi geçerlidir. Şekil 2.5a’da p – tipi yarıiletken ve metalin eklem olmadan önceki, enerji – bant diyagramları gösterilmiştir. Eklem oluştuğunda elektronlar her iki tarafın Fermi seviyeleri eşitlenene kadar metalden yarı iletkene akarlar. Elektronlar p – tipi yarıiletken için azınlık yük taşıyıcılarıdır. Şekil 2.5b’de gösterildiği gibi elektronlar yarıiletkene ulaştıklarında boşluklar tekrar birleşir ve uzay – yük bölgesinde iyonlaşmış akseptörleri (alıcıları) oluştururlar. Boşlukların konsantrasyonu, uzay – yük bölgesinde, akseptörlerin konsantrasyonuna göre ihmal edilebilir. Böylece yarıiletken tarafındaki uzay – yük bölgesinde, iyonlaşmış akseptörler atomların konsantrasyonundan kaynaklanan  $W_0$  kalınlığında tükenim bölgesi oluştururlar. Bu olay Şekil 2.2’dekine benzer Şekildedir fakat burada iyonlaşmış donörlerin yerini uyarılmış akseptörler alırlar. Çünkü p – tipi yarı iletken akım boşluklar tarafından taşınır. Şekil 2.5b’deki enerji – bant diyagramından holler için bariyeri görebiliriz. Bariyer yüksekliği  $\phi_B'$ , şu Şekilde yazılabilir;

$$\phi_B' = \chi_s + E_g - \phi_m \quad (2.5)$$

Bu eşitlikte  $E_g$  yarı iletkenin yasak bant aralığını göstermektedir. Eşitlik 2.1 ve eşitlik 2.5’ten

$$\phi_B + \phi_B' = E_g \quad (2.6)$$

eşitliğini elde ederiz. Benzer yaklaşımlarla p – tipi yarıiletken metal eklemler,  $\phi_m > \phi_s$  durumunda ohmik özelliği gösterirler. Ayrıca p – tipi yarı iletkenlerle oluşturulan Schottky bariyer eklemler genelde küçük bariyer yüksekliğine sahiptir ve elektronik devre yapımında nadiren kullanılır (Sharma 1984).

Uygulamada pratik metal – yarıiletken kontakları, Schottky – Mott teorisi yardımıyla sağlanan durumları doğrulamamaktadır.  $\phi_m$  ve  $\phi_s$  değerlerine rağmen, metal – yarıiletken kombinasyonlarının büyük oranda, potansiyel bariyerlere sahip doğrultucu kontak haline geldiği gözlenmiştir. Eşitlik 2.2,  $\phi_B'$ ’nin  $\phi_m$  ile lineer olarak değiştiğini

öngörmektedir.  $\phi_B$ , bazı yarı iletkenlerde  $\phi_m$ 'ye bağılı olmasına rağmen, Ge ve Si gibi kovalent olarak bağılı süper iletkenlerde,  $\phi_m$ 'den daima bağımsızdır.

Bariyer yüksekliğinin  $\phi_m$ 'ye duyarlılığı hakkındaki ilk açıklamalardan biri, lokalize yüzey durumlarının önemini vurgulayan John Bardeen tarafından yapılmıştır. Kovalent bağılı bir kristalde, birbiriyle kovalent bağı yapamayan yüzey atomları vakumda hiçbir komşu atoma sahip değildirler. Böylece, her bir yüzey atomu, bant kırılması olarak bilinen kovalent bağı kırarlar. Bant kırılması, yasak aralık içinde sürekli bir dağılım gösteren, yüzey durumlarını göstermektedir. Bu durumlar, yüzeydeki Fermi düzeyine eklenirler. Böylece bariyer yüksekliğini etkilerler.

Şekil 2.6, yüzey durumları bariyer oluşum sürecini göstermektedir. Şekil 2.6a, n – tipi bir yarı iletkenin enerji – bant diyagramını göstermektedir. Şekilden görüleceği gibi, yüzey durumlarında veya yarıiletkende net yük yoktur. Yüzey durumları, nötr seviyesi  $\phi_0$  ile karakterize edilebilir. Tüm durumlar,  $\phi_0$ 'ın üstündeki durumlar boş olduğu sürece,  $\phi_0$ 'ın altında yerleşirler. Bu süreç dengenin oluşmadığı süreçtir. Denge, yarıiletkendeki elektronların  $\phi_0$ 'ın üstündeki yüzeye komşu durumlara yerleşmesiyle negatif yüklü hale gelir ve Fermi seviyesi sabit kalır Şekil 2.6b, böylece tükenim bölgesi yarıiletkenin yüzeyine yakın bölgede oluşur. Bu durumda metal yarıiletkenle eklem yapılırsa, elektron değiş tokuşu, metal ve yarıiletkenin arasındaki yüzey durumlarında geniş yer kaplar ve tükenim bölgesinin yükü olduğu gibi kalır Şekil 2.6c. Bu koşulda, yüzey durumlarının yoğunluğu son derece büyüktür ve;

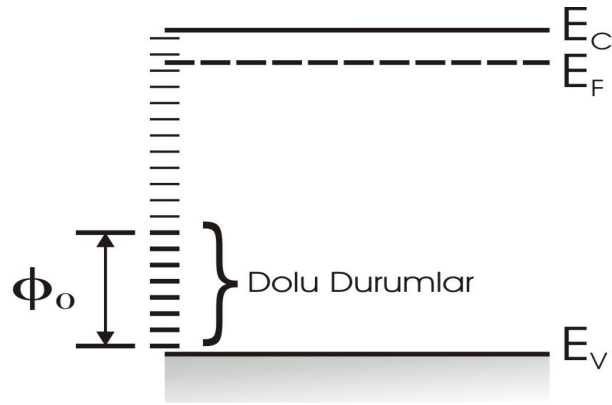
$$\phi_B = (E_g - \phi_0) \approx \frac{2}{3} E_g \quad (2.7)$$

bağıntısını elde ederiz. Kovalent bağılı yarı iletkenlerde  $\phi_0$ 'ın değerlik bandının  $\frac{E_g}{3}$  kadar yukarısında yerleştiği tahmin edilmektedir. Bu eşitlik Bardeen yaklaşımı olarak bilinir.

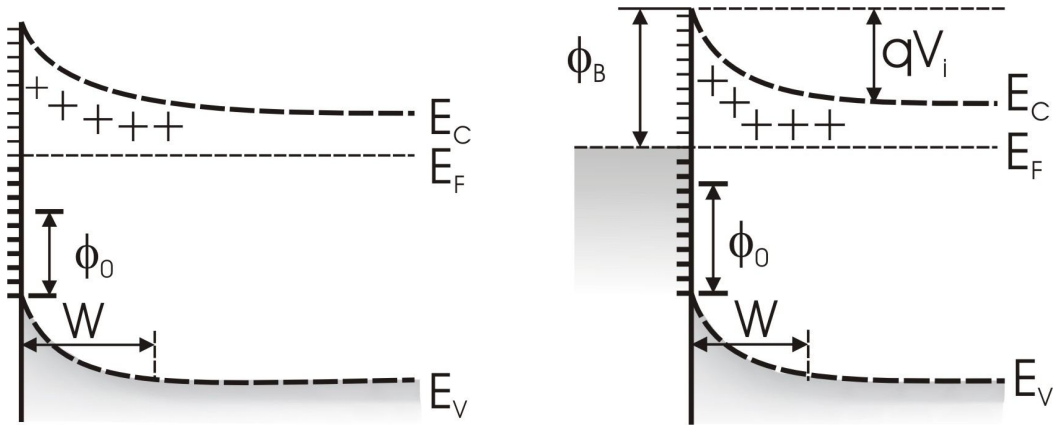
C.A. Mead, yarı iletkenleri iki guruba ayırarak, bariyer oluşumuna farklı bir bakış açısı getirmiştir. Birinci grupta, Si ve GaAs gibi kovalent bağılı yarı iletkenler vardır. Bu malzemeler, yasak bant aralığında yüzey durumlarının büyük yoğunluğuna sahiptir ve bariyer yüksekliği eşitlik 2.7 ile verilmektedir. İkinci grupta sınıfta, ZnS gibi iyonik



bağlı yarı iletkenler vardır. Bu malzemelerde ise, yasak bant aralığında herhangi bir yüzey durumu yoktur ve bariyer yüksekliği ( $\phi_m - \chi_s$ ) farkı ile verilir. Bir çok metal için iş fonksiyonu tam olarak bilinmediğinden; Mead, iş fonksiyonu yerine metalin elektronegatifliğini ( $\chi_m$ ) kullanmıştır. Bir çok metal – yarıiletken sistemin analizi, bariyer yüksekliğinin aşağıdaki deneysel bağıntı ile ifade edilebileceğini göstermektedir.



(a)



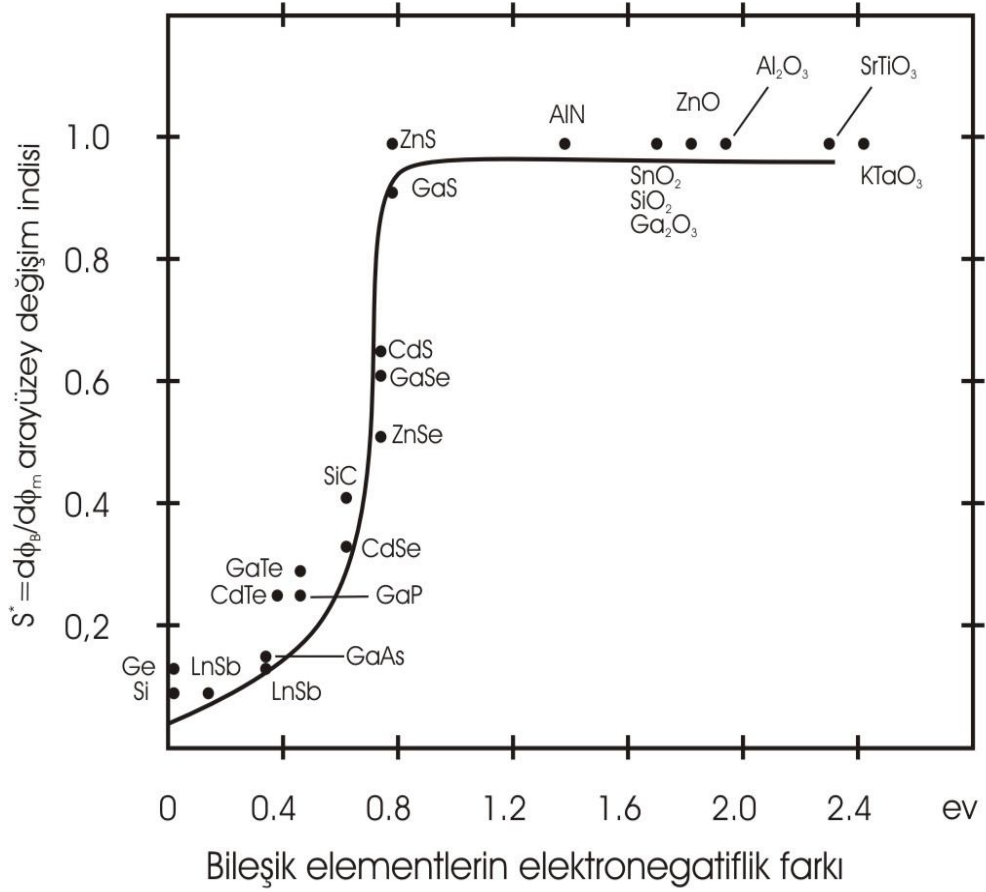
(b)

(c)

Şekil 2.6 Yüzey durumlarının büyük yoğunluğuna sahip n – tipi yarı iletkende bariyer oluşum sürecine bağlı enerji – bant diyagramları; a) dikdörtgensel – bant durumu, b) yarı iletkendeki termal dengedeki yüzey durumu, c) metal – yarı iletken eklem durumu (Tyagi 1991).

$$\phi_B = S^* \chi_m + \phi_0(s) \quad (2.8)$$

Bu bağıntıda  $\phi_0(s)$  yüzey durumlarının katkısını belirtmekte ve  $S^* = \frac{d\phi_B}{d\chi_m}$ , bariyer yüksekliğinin  $\chi_m$ 'e bağlılığını vermektedir. Farklı iki atomlu yarıiletkenlerde, yarı iletkenin anyon ve katyon elektronegatifliği arasındaki fark, iyonluluk derecesidir.  $S^*$ 'in elektronegatiflik farkına göre grafiği Şekil 2.7'de verilmiştir. Bu grafikte iyonik bağlı yarı iletkenler büyük  $S$  değerine sahip olmasına karşın kovalent bağlı yarı iletkenler küçük  $S^*$  değerine sahiptirler (Tyagi 1991).



Şekil 2.7 Bileşik yarıiletkenlerin anyon ve katyonları arasındaki elektronegatiflik farkının  $S^*$  fonksiyonuna göre grafiği. (Milnes ve Feucht 1972)

### 2.3 Bariyer Yüksekliğinin Gerilime Bağlılığı

$\phi_B$ , görüntü kuvveti ve ara yüzey oksit tabakasının varlığı nedeniyle büyük oranda gerilime bağlıdır. Burada sadece görüntü kuvveti nedeniyle bariyer yüksekliğinin düşmesi incelenecektir. Görüntü kuvvetinden kaynaklanan bariyer düşmesi Şekil 2.8'e bakılarak anlaşılabilir. Metalde bir x mesafesindeki bir elektron metale yüzeye dik bir elektrik alana maruz kalır. Bu alan; metalin içinde bir (-x) mesafesinde bulunan hayali bir görüntü yükü farz edilerek hesaplanabilir. Elektron ve onun görüntüsü arasındaki etkileşim kuvveti  $\frac{q^2}{4\pi\epsilon_d(2x)^2}$ 'dir. Ve elektron, Şekil 2.8'deki eğri ile gösterildiği gibi sonsuzdaki bir elektronun enerjisine bağlı olarak  $F_x = -\frac{q^2}{16\pi\epsilon_d x}$ 'lik bir potansiyel enerjiye sahiptir. Bu enerji elektronun  $PF_x$  toplam potansiyel enerjisini elde etmek için  $-qEx$  bariyer enerjisine eklenmelidir. Böylece;

$$-PF_x = \frac{q^2}{16\pi\epsilon_d x} + qEx \quad (2.9)$$

elde edilir.  $PF_x$ 'deki maksimum, metal yüzeyinden  $x_m$  kadar mesafede meydana gelir. Eşitlik 2.9'dan;

$$x_m = \sqrt{\frac{q}{16\pi\epsilon_d E}} \quad (2.10)$$

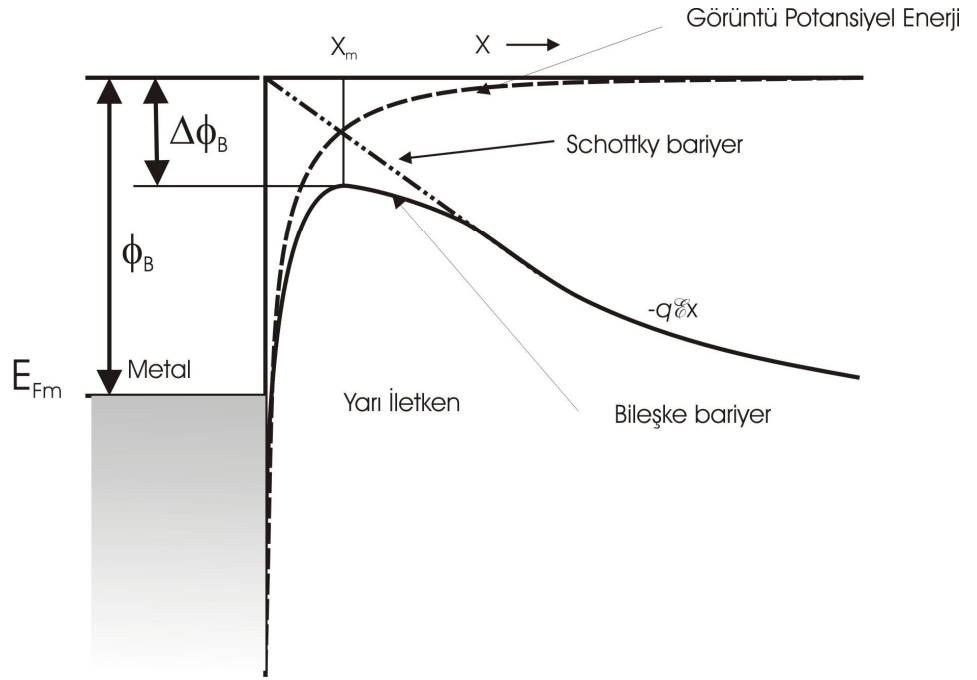
olduğu gösterilebilir ve  $\Delta\phi_B$  bariyer düşmesi;

$$\Delta\phi_B = 2Ex_m = (qE/4\pi\epsilon_d)^{1/2} \quad (2.11)$$

ile verilir. Uygulanan herhangi bir  $V_a$  gerilimi için maksimum alan kuvveti eşitlik 10.23 ile verilir ve eşitlik 2.11'deki  $E$  için bu değer yerine konularak

$$\Delta\phi_B = \left[ \frac{q^3 N_D}{8\pi^2 \epsilon_d^2 \epsilon_s} (V_i - V) \right]^{1/4} \quad (2.12)$$

elde edilir (Tyagi 1991).



Şekil 2.8 Görüntü kuvvetinden dolayı bariyer düşmesinin enerji – bant diyagramı. (Rhoderick ve Williams 1988)

$\epsilon_d$  görüntü kuvvetini dielektrik geçirgenliği,  $\epsilon_s$  yarıiletkenin statik dielektrik geçirgenliğinden farklı olabilir. Çünkü bariyer bölgesi boyunca elektron geçiş zamanı dielektirk boşalma zamanına göre daha küçük olduğunda, yarıiletken tamamen kutuplanmaz bununla birlikte çoğu durumda geçiş zamanı yeterince büyüktür ve  $\epsilon_d = \epsilon_s$  yazılabilir.

## 2.4 C – V Karakteristiği

### 2.4.1 Tükenim Bölgesinde Elektrik Alan ve Potansiyel Dağılımı

Schottky bariyer eklemının tükenim bölgesindeki elektrik alan ve potansiyel dağılımı bariyer yüksekliğine, uygulanan gerilime ve yabancı maddelerin konsantrasyonuna bağlıdır. Schottky bariyer eklemının tükenim bölgesindeki elektrik alan potansiyel dağılımının anlaşılabilmesi için bağlı olduğu bariyer yüksekliğinin, uygulanan gerilimin ve yabancı madde konsantrasyonunun elde edilmesi gerekir. Bu da tek boyutlu Poisson denkleminin çözümlenmesi ile elde edilebilir. Şekil 2.9a'da, n – tipi yarıiletkenin yapılmış Schottky bariyer eklemının ters gerilimlenmesi durumundaki enerji – bant diyagramı görölmektedir. Yarı iletkenindeki herhangi bir noktanın Poisson denklemi şu şekilde yazılabilir;

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{q}{\epsilon_s} [N_D + p(x) - n(x)] \quad (2.13)$$

bu denklemde  $\epsilon_s$  yarı iletkenin dielektrik geçirgenliği,  $N_D$  donör konsantrasyonu,  $n(x)$  ve  $p(x)$  sırayla herhangi bir x noktasındaki elektron ve boşluk konsantrasyonunu göstermektedir. Burada bütün donörlerin iyonlaştığı düşünölmüştür. Potansiyel  $\phi$ , yarı iletkenin uzay – yük bölgesinin kenarındaki  $n_0$  bölgede sıfır alınarak  $n(x)$  ve  $p(x)$  şu şekilde yazılabilir.

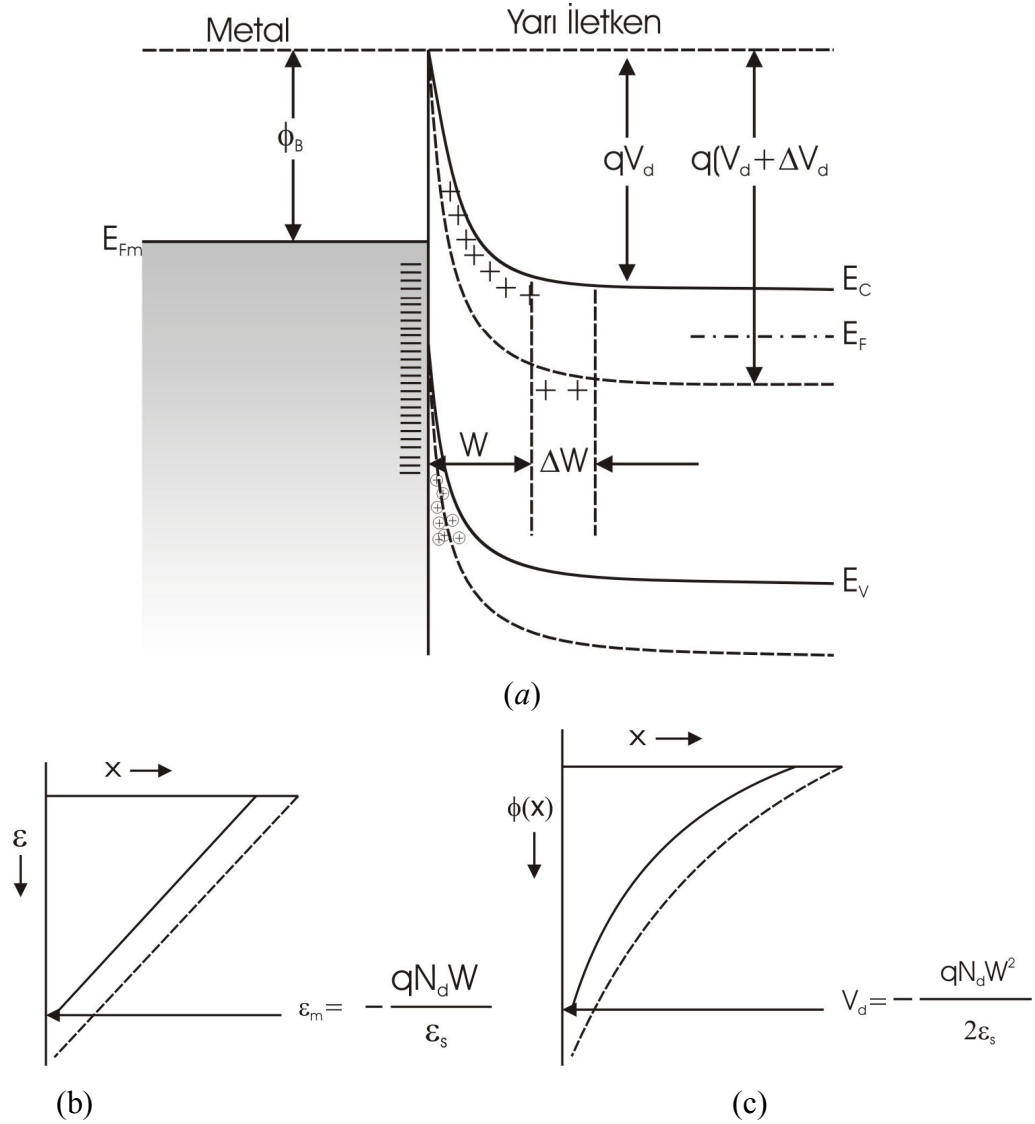
$$n(x) = n_0 \exp[q\phi(x)/kT] \quad (2.14)$$

$$p(x) = p_0 \exp[-q\phi(x)/kT] \quad (2.15)$$

bu eşitliklerde  $n_0$  ve  $p_0$  nötr yarı iletkenindeki elektron ve boşluk konsantrasyonunu ifade etmektedir,  $n(x)$  ve  $p(x)$  değerleri eşitlik 2.13'te yerlerine yazılırsa;

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{q}{\epsilon_s} \left\{ N_D - n_0 \exp\left[\frac{q\phi(x)}{kT}\right] + p_0 \exp\left[-\frac{q\phi(x)}{kT}\right] \right\} \quad (2.16)$$

eşitliği elde edilir. Bu eşitliğin çözümü mümkün değildir. Ancak, tükenim yaklaşımıyla bu eşitliğin çözümü olasıdır. Bu yaklaşımda serbest taşıyıcı konsantrasyonlarının, nötr bölgedeki  $n_0$  ve  $p_0$  değerleri bariyerin uzay yük bölgesinde ihmal edilebilecek değere düşmesini öngörmektedir.



Şekil 2.9 Schottky bariyerin tükenim bölgesindeki elektrik alanı ve potansiyel dağılımı

a) Enerji – bant diyagramı; b) Elektrik alan dağılımı ve c) Potansiyel dağılımı. Düz çizgiler ters gerilim  $V_R$ 'ye ve noktalı çizgiler de  $V_R + \Delta V_R$ 'ye karşılık gelmektedir (Sharma 1984).

Aslında bu düşüş bant eğrilmesinin  $3kT$  olduğu mesafeye kadar yavaş olmaktadır. Fakat hesaplamalar, tükenim yaklaşımının yeterli doğruluğu verdiğini göstermektedir. Böylece tükenim yaklaşımı eşitlik 2.16'ya uygulanırsa,

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{q}{\epsilon_s} N_D \quad 0 < x < w \quad (2.17)$$

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = 0 \quad x > w$$

eşitliğini elde ederiz. Bu eşitliklerde  $W$  tükenim bölgesinin genişliğini ifade etmektedir. Eşitlik 2.17'ün  $x$ 'e göre integrali alınır ve  $x=W$ 'de  $d\phi/dx = 0$  koşulu kullanılırsa tükenim bölgesindeki elektrik alan  $\epsilon(x)$  elde edilir.

$$E(x) = -\frac{d\phi}{dx} = E_m \left(1 - \frac{x}{W}\right) \quad (2.18)$$

bu eşitlikte;

$$E_m = -\frac{qN_D}{\epsilon_s} W \text{ 'dir} \quad (2.19)$$

ve  $x=0$ 'da meydana gelen maksimum elektrik alandır. İkinci integral  $\phi=0$  ve  $x=W$  sınır koşullarıyla alınarak aşağıdaki eşitlik elde edilir;

$$\phi(x) = -\frac{qN_D}{\epsilon_s} W^2 \left(1 - \frac{x}{W}\right)^2 \quad (2.20)$$

bu eşitlikten görüleceği gibi potansiyel, tükenim bölgesinde, uzaklıkla parabolik olarak değişmektedir ve maksimum değeri  $\phi(0) = V_d$  aşağıdaki gibi verilir.

$$V_d = (V_i - V) = -\frac{qN_D}{2\epsilon_s} W^2 \quad (2.21)$$

Eşitlikteki  $V$ , dışarıdan uygulanan gerilimdir. Doğru gerilimde  $V=V_F$  ve ters gerilimde  $V = -V_R$  olmaktadır. Eşitlik 2.21’de negatif işaret potansiyelin  $x=0$ ’da  $x=W$ ’ye göre negatif olacağını göstermektedir.

Tükenim bölgesinin genişliği eşitlik 2.21’den elde edilebilir.

$$W = \left( \frac{2\epsilon_s}{qN_D} |V_i - V| \right)^{1/2} \quad (2.22)$$

Tükenim bölgesinin gerilim uygulanmadığı durumdaki genişliği, eşitlik 2.22’de  $V=0$  alınarak elde edilmektedir. Eşitlik 2.22’de görüleceği gibi tükenim bölgesinin genişliği, doğru gerilimle  $W_0$  değerinin altına düşmekte ve ters gerilimde  $W_0$  değerinin üstüne çıkmaktadır. Şekil 2.9b ve Şekil 2.9c’de ters gerilimlenmiş Schottky bariyer eklemnin elektrik alanını ve potansiyel dağılımını göstermektedir. Tükenim yaklaşımında, elektron ve boşluk konsantrasyonunu donör konsantrasyonuna ( $N_D$ ) göre ihmal etmiştik. Aşırı katlanmış  $n$  – tipi yarı iletken, boşluk konsantrasyonu ihmal edilebilir, fakat tükenim bölgesinin kenarındaki ( $x=W$ ) elektron konsantrasyonu  $n(w) = n_0 = N_D$  potansiyelin  $\phi(x)$  azalmasıyla eksponansiyel olarak azalır (Sharma 1984).

#### 2.4.2 Tükenim Bölgesinin Kapasitansı

Schottky bariyer eklemi boyunca potansiyeldeki bir değişim, tükenim bölgesinin genişliğinde bir değişime neden olur ve bu değişim, yük taşıyıcılarının uzay – yük bölgesine doğru yada bu bölgeden dışa doğru hareketiyle sağlanır. Tükenim bölgesindeki yük değişimi, bir kapasitans artışını beraberinde getirecektir. Yüzey, durumlarındaki yük ihmal edildiğinde, bariyer bölgesinde üç tane yük kaynağından söz edilebilir. Bunlardan ilki, tükenim bölgesinde, elektronların yarı iletken metale doğru hareketinden ortaya çıkan  $Q_d$  yüküdür. İkincisi, metal yüzeyde,  $V$  yarı iletken metale geçen elektronlar tarafından neden olunan bir  $Q_m$  yüküdür. Üçüncüsü, bant eğriliği yeterince büyükse, sadece metal kontak yanındaki yarı iletken bölgede var olan boşluklar nedeniyle bir  $Q_h$  yükü oluşacaktır. Eklem bölgesindeki elektriksel nötrleşme,  $Q_d+Q_m+Q_h=0$  olmasını gerektirir. Burada  $Q_d$ ,  $Q_m$  ve  $Q_h$  yüklerinin her biri birim eklem alanı başına yükü temsil etmektedir. Eklemdeki gerilimin  $\Delta V_d$  kadar



arttırıldığını düşünelim. Ters gerilimdeki bu artış, tükenim bölge genişliğinde  $W$ 'den  $W+dW$ 'ye bir artışa neden olarak, elektronların yarı iletken tükenim bölgesi kenarına doğru hareketlenmesine sebep olur. Yarıiletkendeki pozitif artış, boşlukların yarıiletken metal kenarına doğru hareketinden kaynaklanan  $Q_h$  boşluk yükünde küçük bir azalmaya neden olur. Sonuç olarak, nötr uzay yükünü korumak için, metaldeki negatif  $Q_m$  yükü artar.  $Q_m$  ve  $Q_h$  yükleri, aralarında dielektrik tabakaya sahip olmadıkları için,  $Q_d$ , bu yükleri dengelemek için gerekli zıt yüke sahiptir,  $Q_m$  ve  $Q_h$  yükleri tükenim bölgesinin bir kenarındaki yükü oluştururlar. Benzer şekilde, ters gerilimdeki küçük bir azalma,  $Q_d$  ve  $Q_m + Q_h$  büyüklüklerinde ve tükenim bölgesinin genişliğinde bir azalmaya neden olur.

Birim alan başına uzay yük bölgesinin kapasitansı  $C'$  aşağıdaki eşitlikle verilir.

$$C' = \frac{dQ_d}{dV_d} = -\frac{d}{dV_d}(Q_m + Q_h) \quad (2.23)$$

Azınlık yük taşıyıcılarının etkisi ihmal edilirse ( $Q_h=0$ ),  $Q_d = -Q_m$  olur. Metal – yarı iletken sınırına Gauss Kanunu uygulanırsa;

$$\epsilon_s E_m = Q_d \quad (2.24)$$

elde edilir. Maksimum elektrik alan  $x=0$  elde edilir. Elektrik alan  $E_m$ , tükenim yaklaşımı kullanılarak eşitlik 2.19'dan hesaplanabilir.  $E_m$  için daha doğru bir ifade, bant eğrilmesinin küçük olduğu yani  $p(x)$ 'in her yerde ihmal edilebileceği düşünülerek eşitlik 2.17'nin integralinin alınması ile bulunabilir.

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{q}{\epsilon_s} \left\{ N_D - n_0 \exp\left[\frac{q\phi(x)}{kT}\right] \right\} \quad (2.25)$$

Bu eşitliğin her iki tarafı  $2 \frac{d\phi}{dx}$  ile çarpıp ve  $x=0$ 'dan  $x=W$ 'ye,  $\phi(0) = -V_d$  ve  $\phi(W)=0$  ve

$N=n_0$  olduğunu varsayarak integralini alırsak;

$$\left(\frac{d\phi}{dx}\right)_{x=0}^2 = E_m^2 = \frac{2q}{\epsilon_s} N_D \left(V_d - \frac{kT}{q}\right) \quad (2.26)$$

eşitliğini elde ederiz. Bu eşitlikte  $V_d = (V_i - V)$  tükenim bölgesi boyunca gerilim düşmesi ve  $V_i$  yapı içi gerilimidir. Bir alan başına tükenim bölgesi yükü;

$$Q_d = \epsilon_s E_m = \left[2q \epsilon_s N_D \left(V_d - \frac{kT}{q}\right)\right]^{1/2} \quad (2.27)$$

eşitliği ile verilir ve tükenim bölgesi kapasitansı;

$$C = S \frac{dQ_d}{dV_d} = S \left[ \frac{q \epsilon_s N_D}{2 \left[V_i - \left(\frac{kT}{q}\right) - V\right]} \right]^{1/2} \quad (2.28)$$

dir. Burada  $S$ , Schottky bariyer kontak alanını göstermektedir.  $Q_d$  yükü, potansiyelle lineer olmayan bir biçimde değiştiği için; kapasitans, potansiyelin lineer olmayan bir fonksiyondur. Sadece tükenim bölgesindeki, potansiyeldeki küçük bir  $\Delta V_d$  değişimi, diferansiyel bir kapasitans verir. Eşitlik 2.26'daki  $kT/q$  teriminin, çoğunluk taşıyıcılarının uzay yüküne katılımını temsil ettiğine dikkat edilmelidir. Bu terim ihmal edildiğinde, sonuç tükenim yaklaşımına eşittir ve  $C$  kapasitansı;

$$C = \frac{S \epsilon_s}{W} \quad (2.29)$$

olarak ifade edilebilir. Bu bağıntı, Schottky bariyer eklem kapasitansının, levhaları arasındaki bölgenin tükenim bölgesi genişliğine eşit olduğu, paralel bir levha kapasitörünün kapasitansı olarak düşünülebileceğini göstermektedir. Bu önemli bir sonuçtur ve  $N_D$  katkı konsantrasyonu yarıiletkendeki mesafe ile değiştiği için sabit değildir.

İleri yöndeki gerilim altında tükenim bölge kapasitansının ölçümleri zordur. Çünkü diyot iletken ve kapasitansı büyük bir iletken tarafından şöntlenir. Bununla

birlikte, kapasitans  $V = -V_R$  ters potansiyelinin bir fonksiyonu olarak kolayca ölçülebilir. Eşitlik 2.28 uygulanan  $V$  potansiyelinin bir fonksiyonu olarak  $1/C^2$ 'nin grafiğinin lineer olduğunu öngörmektedir. Bu grafiğin eğimi  $N_D$  katkı konsantrasyonu, kesim noktası ise  $V_i$  potansiyelini belirlemek için kullanılabilir.

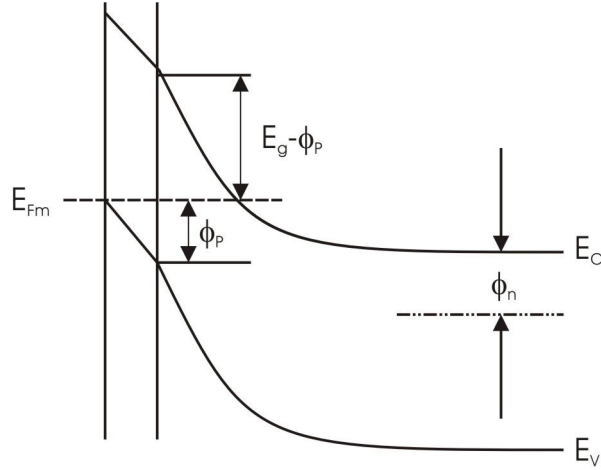
$N_D$ 'nin yarı iletkendeki mesafeyle değiştiği durumda, uygulanan  $V$  potansiyeline karşılık  $1/C^2$  grafiği lineer değildir, ama herhangi bir noktadaki eğim  $\frac{2}{S^2 q \epsilon_s} N_D(W)$  ile verilir. Burada  $N_D(W)$ , tükenim bölgesinin kenarındaki katkı konsantrasyonunu temsil etmektedir ve  $W$ , eşitlik 2.29'dan elde edilebilir. Böylece, yüzeyden verilen  $W$  derinliğindeki eğimi ölçülerek, bu noktadaki katkı madde konsantrasyonu belirlenebilir. Bu, bir yarı iletkende katkı madde dağılımını ölçmek için uygun bir yöntemdir.

Eşitlik 2.28, nötr yarı iletkende her bir noktadaki  $n_0$  elektron konsantrasyonunun  $N_D$  donör konsantrasyonuna eşit olduğu varsayımına dayanır (Sharma 1984).

### 2.4.3 Azınlık Taşıyıcılarının Etkisi

Şimdiye kadar uzay yük bölgesinde azınlık taşıyıcılarının etkisi ihmal edilmişti. Metal kenarındaki azınlık taşıyıcılarının konsantrasyonunun donör konsantrasyonuna göre küçük olduğu bir çok durumda bant eğilmesi olduğundan bu ihmal yapılabilir. Buna karşın, bariyer yüksekliğinin ( $E_g - \phi_n$ )'i aştığı bazı durumlarda, metal kenarındaki boşluk konsantrasyonu donör konsantrasyonundan daha büyük duruma gelir ve boşluklar bu bölgedeki uzay yükünün çoğunluğunu oluşturur. Boşluk konsantrasyonunun enerji ile eksponansiyel olarak artmasıyla Şekil 2.10'da görüldüğü gibi bariyer yüzey kenarında dik olarak yükselmektedir (Sharma 1984).

Bariyer yüksekliği,  $C - V$  ölçümleri sonucu çizilen grafikten elde edilir ve gerçek değerinden daha küçüktür. Böylece azınlık taşıyıcılarının etkisi uzay - yük bölgesinde önemli hale geldiğinde, uygulanan potansiyele göre  $1/C^2$ 'nin grafiği artık lineer değildir ve bu grafiğin düşük potansiyel değerleri ekstrapole edildiğinde,  $V$  eksenini kesen  $V_0$  değeri,  $(V_i - kT/q)$  değerinden daha küçük olmaktadır (Tyagi 1991).



Şekil 2.10 Boşlukların  $n$ -tipi yarı iletken Schottky eklem potansiyel bariyerine etkisi (Sharma 1984).

#### 2.4.4 Ara Yüzey Tabakasının Etkisi

Eğer, metal ve yarıiletken arasında bir iç yüzey oksit tabakası varsa, uygulanan potansiyelin bir kısmı bu tabakada ortaya çıkar ve  $Q_d$  tüketim bölge yükünün uygulanan potansiyele bağlılığını Şekillendirir. İç yüzey tabakanın kapasitansı ve tüketim bölgesi birbirinin etkisi altındadır ve kapasitans, iç yüzey tabakalarının parametreleri ve uygulanan potansiyele bağlı olarak değişir. Bununla birlikte, ara yüzey tabakası aşağı yukarı  $30\text{Å}$  yada daha küçük kalınlıkta olduğu zaman, elektronlar metalden yarıiletken tarafına tünelleme ile geçebilirler (veya ters yönde) ve bunun sonucunda Schottky bariyer ideale yakındır. İdeale yakın diyotların  $I - V$  karakteristiği ideal faktör ( $n$ ) ile belirlenir. İdeal faktör;

$$\frac{1}{n} = \left( 1 - \frac{\partial \phi_B}{q \partial V} \right) \quad (2.30)$$

eşitliği ile tanımlanır. Bu eşitlikte  $\frac{\partial \phi_B}{q \partial V}$ , ara yüzey tabakasının varlığından dolayı bariyer yüksekliğinin uygulanan potansiyelle değişimini göstermektedir.

İdeale yakın diyotların C – V karakteristiklerini elde etmek için eşitlik 2.27’ de  $qV_i = (\phi_B - \phi_n)$ ’i yerine koyarsak;

$$Q_d = [2 \epsilon_s N_D (\phi_B - \phi_n - kT - qV)]^{1/2} \quad (2.31)$$

elde edilir, ve

$$C = S \frac{dQ_d}{dV} = qS \left[ \frac{\epsilon_s N_D}{2(\phi_B - \phi_n - kT - qV)} \right]^{1/2} \left( 1 - \frac{\partial \phi_s}{q \partial V} \right) \quad (2.32)$$

yazılabilir. Bu eşitliklerde  $\left( 1 - \frac{\partial \phi_s}{q \partial V} \right)$  yerine  $1/n$  yazılırsa;

$$C = S \frac{dQ_d}{dV} = \frac{qS}{n} \left[ \frac{\epsilon_s N_D}{2(\phi_B - \phi_n - kT - qV)} \right]^{1/2} \quad (2.33)$$

haline gelir. Sabit bir n değeri için  $\phi_B$  bariyer yüksekliği;

$$\phi_B = \phi_{B0} + \frac{\partial \phi_B}{\partial V} V = \phi_{B0} + \left( 1 - \frac{1}{n} \right) qV \quad (2.34)$$

yazılabilir. Bu eşitlikte  $\phi_{B0}$  potansiyel uygulanmadığı zamanki bariyer yüksekliğidir. Eşitlik 2.33 ve eşitlik 2.34 birleştirilirse;

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2nS^{-2}}{q^2 \epsilon_s N_D} [n(\phi_B - \phi_n - kT) - qV] \quad (2.35)$$

elde edilir.

Eşitlik 2.35’den iç yüzey tabaka, hem eğimi hem de kesim noktasını yükselttiği görülmektedir. Böylece  $1/C^2$ , V potansiyeli ile değişir ve iç yüzey tabakanın olmadığı ideal bir diyot durumundaki değerinin üstünde daha büyük bir  $V_0$  değerini alır. Böylece,

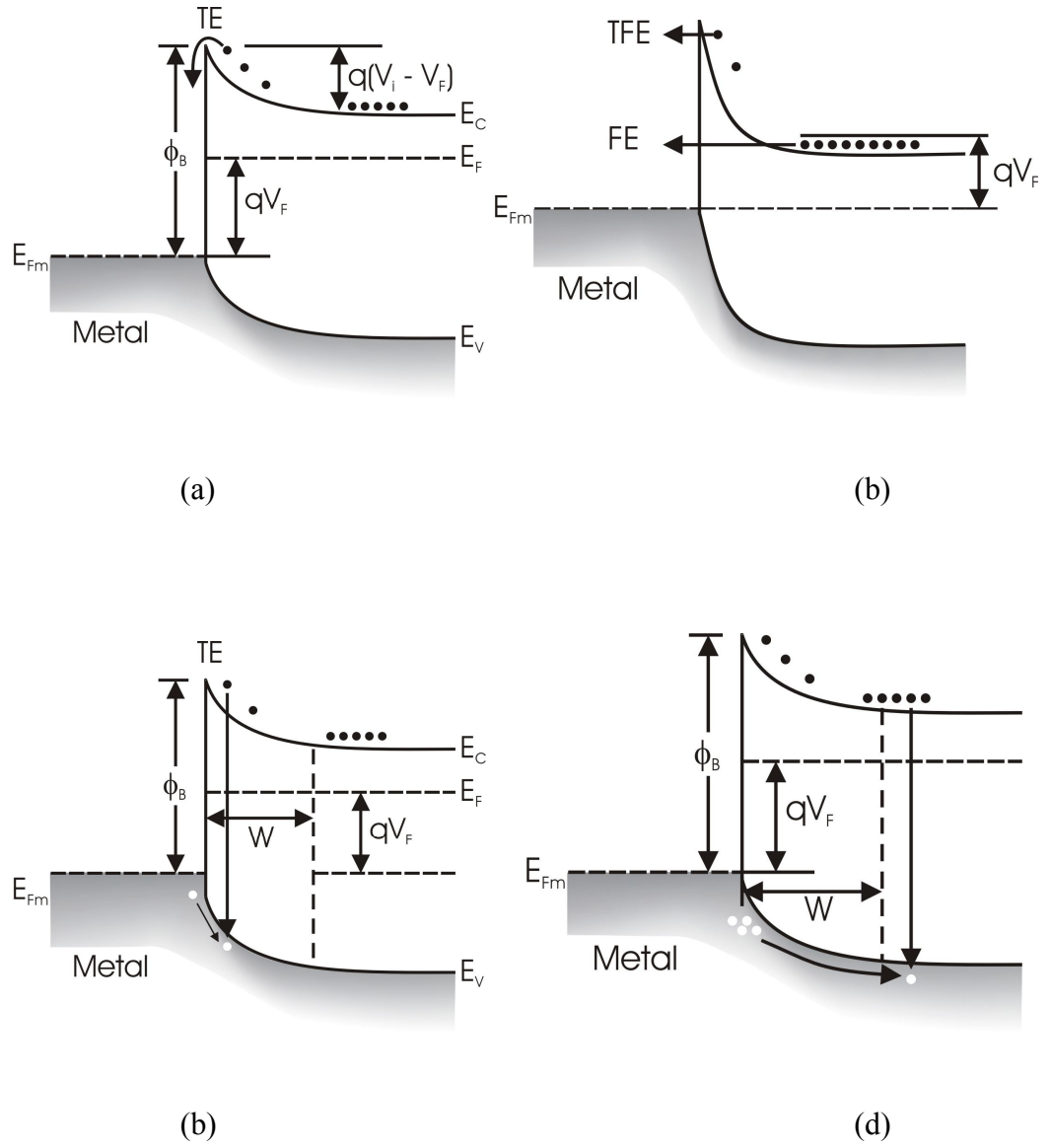
ideal olmayan nötr diyotun etkisi hesaba katılırsa, C – V ölçümlerinden ortaya çıkan bariyer yüksekliğinin I – V ölçümlerinden elde edilenlerinkinden önemli derecede daha büyük olduğu açıkça görülür (Sharma 1984).

## 2.5 I – V Karakteristikleri

### 2.5.1 Bariyer Üzerinden Akım Geçiş Mekanizmaları

İleri yönde gerilimlenmiş bir Schottky bariyer kontağında yük taşıyıcılarının yarıiletken den metale doğru taşınabileceği değişik yollar Şekil 2.11’de gösterilmektedir. Şekil 2.11a, termiyonik emisyon (TE) sürecini göstermektedir. Burada  $q(V_i - V_F)$ ’den daha yüksek enerjiye sahip bir elektron bariyerinin üzerinden metale geçer. Yarıiletken özelliği gösterecek kadar katkılanırsa tükenim bölgesi çok ince hale gelir ve elektronlar bariyer boyunca metale tünellenir. Tünellenmenin meydana geldiği iki yol Şekil 2.11b’de gösterilmektedir. Düşük sıcaklıkta yarıiletkendeki Fermi seviyesine yakın elektronlar metale tünellenebilir. Bu süreç alan emisyonu (FE) olarak bilinir. Sıcaklık arttıkça, elektronlar daha ince ve daha düşük bir bariyer gördükleri daha yüksek enerjilere uyarılırlar. Bu elektronlar bariyerin ucuna ulaşmadan önce metale tünellenebilir. Bu olay termiyonik alan emisyonu (TFE) olarak bilinir. İleri gerilimlenmiş bir Schottky bariyer diyotundaki elektronlar yarı iletken den tükenim bölgesine doğru enjekte edilir ve boşluklar da metalden enjekte edilir. Bu elektron – boşluk çiftleri ileri bir akıma neden olarak Şekilde tükenim bölgesinde yeniden birleşirler (Şekil 2.11c). bir metal n – tipi yarıiletken eklemdeki bariyer yüksekliği  $E_g/2$ ’den daha büyük olduğunda metale yakın yarıiletken p – tipi haline gelir. İleri yönde uygulanan gerilim altında p bölgesinde boşluklar nötr n bölgesine yayılır. Bu boşluklar, ileri gerilimlenmiş p – n eklemine benzer azınlık taşıyıcı akımına neden olarak, nötr n bölgesindeki elektronlarla yeniden birleşir ( Şekil 2.11d).

Termiyonik yayılma özellikle Si ve GaAs Schottky bariyer diyotlarında baskın mekanizmadır ve ideal diyot karakteristiğine yol açar. Tükenim bölgesindeki tünelleme ve taşıyıcıların oluşumu ve yeniden birleşmesi ideal davranıştan sapmaya yol açar.



Şekil 2.11 n – tipi yarıiletkenden yapılmış Schottky bariyer diyotun akım geçiş süreçlerinin enerji – bant diyagramları. a) Termoyonik yayılma, b) tünellenme, c)tükenim bölgesinde elektron - boşluk çiftlerinin yeniden birleşmesi, d) azınlık taşıyıcılarının enjeksiyonu (Tyagi 1991).

### 2.5.1.1 Bariyer Üzerinden Termoyonik Yayılma

Termoyonik yayılda bir elektron, bariyer üzerinden metale geçmek için yarıiletkendeki tükenim bölgesini geçmek zorundadır. Elektronun metale yayılması metaldeki mevcut durumların yoğunluğu tarafından belirlenmesine karşın, tükenim bölgesi içindeki elektron hareketi, sürüklenme ve difüzyon işlemleri ile yönlendirilir. Ge, Si ve GaAs gibi yüksek mobiliteli yarıiletkenlerde akım, bariyerdeki termoyonik yayılma ile oluşur. Bu yüzden bariyer bölgesindeki sürüklenme ve difüzyon etkisi ihmal edilebilir.

Şekil 2.11a'dan görüleceği gibi  $q(V_i - V_a)$ 'dan daha yüksek enerjiye sahip elektronlar bariyerin ucuna ulaşabilmektedir. Orta derecede katkılanmış bir yarıiletken için  $n_{t0}$  elektron konsantrasyonu,

$$n_{t0} = N_C \exp\left(-\frac{\phi_B - qV}{kT}\right) \quad (2.36)$$

eşitliği ile verilir. Elektronlar izotropik bir hız dağılımına sahiplerse gazların kinetik teorisine göre bariyerdeki elektron akısı  $\bar{v}n_{t0}/4$  'tür. bariyerdeki büyük elektronların metale geçtiği varsayılarak, metalden yarıiletkene geçen  $I_{ms}$  akımının;

$$I_{ms} = \frac{qS\bar{v}}{4} N_C \exp\left(-\frac{\phi_B - qV}{kT}\right) \quad (2.37)$$

olduğu görülür. Burada  $\bar{v}$ , yarıiletkendeki elektronların ortalama termal hızıdır.

Termal denge altında  $I_{ms}$   $V=0$  durumunda eşitlik 2.37 ile verilir bu durumda net akım sıfır olduğu için yarıiletkenden metale geçen  $I_{sm}$  akımı;

$$I_{sm} = -\frac{qS\bar{v}}{4} N_C \exp\left(-\frac{\phi_B}{kT}\right) \quad (2.38)$$

olmalıdır. Bir  $V$  gerilimi uygulandığında  $\phi_B$  bariyer yüksekliği değişmediğinden  $I_{sm}$  akımı da sabit kalır.  $I_{sm}=I_s$  yazılarak ve eşitlik 2.37 ve eşitlik 2.38 birleştirilerek;



$$I = I_0 \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.39)$$

elde edilir. Bir Maxwell dağılımı için  $\bar{v} = \left(8kT/\pi m^*\right)^{1/2}$  ve  $N_c = 2 \left(2\pi m^* kT/h^2\right)^{3/2}$  yerine konularak buradan  $I_s$  doyma akımı aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$I_s = SA^* T^2 \exp\left(-\frac{\phi_B}{kT}\right) \quad (2.40)$$

Burada;

$$A^* = \frac{4\pi m^* q k^2}{h^3} \quad (2.41)$$

Eşitlik 2.41 Richardson sabitidir ve  $m^*$  elektronun etkin kütesine bağlıdır. GaAs gibi küresel enerji düzeyine sahip bir yarıiletken için  $m^*$  yönden bağımsızdır fakat Ge ve Si gibi anizotropik enerji düzeyine sahip yarı iletkenler için  $m^*$  yöne bağlıdır (Tyagi 1991).

### 2.5.1.2 Tünelleme

Tünelleme, alan yayılması (FE) olarak veya termoiyonik alan yayılması (TFE) olarak oluşabilir. FE sadece özelliğini kaybedecek kadar katkılanmış yarı iletkenlerde mümkündür. Fakat TFE özelliğini kaybetmemiş yarı iletkenlerde bile meydana gelebilir. Tünelleme diyot akımında yeterli bir artışa neden olur. Çünkü tünelleme, termoiyonik yayılmaya paralel bir özellik gösterir. Si ve GaAs Schottky bariyerlerinde sadece katkı konsantrasyonu  $N_D > 10^{17} \text{cm}^{-3}$  olduğunda, TFE yeterince etkili hale gelir (Tyagi 1991)

### 2.5.1.3 Tükenim Bölgesindeki Taşıyıcıların Yeniden Birleşmesi

Sıfır potansiyelde Schottky bariyerin tükenim bölgesi termal dengededir ve bu bölgedeki elektron – boşluk çift oluşum oranı yeniden birleşme olayı ile dengelenir. Bunun sonucunda elektron – boşluk üretimi  $n_i^2$ 'ye eşit olur. Uygulanan bir potansiyelle elektron – boşluk üretimi  $n_i^2$ 'ye eşit olamaz. Uygulanan potansiyel yönden bağımsız olarak elektron –boşluk oluşumu ve yeniden birleşimi söz konusu olacaktır. Ters bir potansiyel, n –tipi yarıiletkenin yapılmış Schottky bariyer eklemine uygulanırsa, termal denge değerlerinin dışındaki elektron – boşluk çiftleri tükenim bölgesinde oluşacaktır. Bu çiftler ters bir akıma neden olan bariyerin elektrik alanı tarafından harekete zorlanacaktır. Diğer taraftan eklem ileri yönde beslenirse elektronlar nötr yarı iletkenin tükenim bölgesine doğru, boşluklar ise metal tükenim bölgesine doğru - enjekte edilecektir. Bu elektron – boşluk çiftlerinin yok olmaları ileri yönde bir yeniden birleşme akımı vermek üzere tükenim bölgesinde yeniden oluşacaktır. Bir yarı iletkenin bir yeniden oluşum merkezi, enerji seviyesi yasak bant aralığının merkezine yakın olursa, çoğunlukla etkili olur. Tükenim bölgesi taşıyıcılarının oluşumu ve yeniden birleşmesi dolayısıyla ortaya çıkan  $I_{rg}$  akımı;

$$I_{rg} = I_{g0} \left[ \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) \right] \quad (2.42)$$

ile verilir. Burada;

$$I_{g0} = \frac{qS n_i W}{2\tau_0} \quad (2.43)$$

bu eşitlikte  $\tau_0$  tükenim bölgesindeki azınlık taşıyıcılarının ömrüdür. Eşitlik 2.40 ve eşitlik 2.43'ten;

$$\frac{I_{g0}}{I_s} = \frac{q n_i}{R^* T^2} \left( \frac{W}{2\tau_0} \right) \exp\left(\frac{\phi_B}{V_T}\right) \quad (2.44)$$

elde edilir (Sharma 1984).

Bu bağıntı  $I_{R0}$ 'ın büyük bariyer yüksekliği, sadece düşük süreklilik ve oldukça yüksek katkılı bir yarı iletken durumunda önemli hale geleceğini göstermektedir (Tyagi 1984).

#### 2.5.1.4 Azınlık Taşıyıcılarının Enjeksiyonu

Schottky bariyer diyotu, ileri yönde çok yüksek potansiyel değerleri dışında çoğunluk taşıyıcı özelliğindedir. Bununla birlikte n – tipi yarı iletkendeki bariyer yüksekliği, yarıiletkenin yasak bant aralığının yarısından daha büyüktür. Bu durumda metale yakın yarı iletken bölgesi, büyük bir boşluk konsantrasyonuna sahip olur ve böylece p – tipi özellik gösterir. İleri yönde bir potansiyel altında elektronlar yarı iletken metale geçer ve boşlukların metalden yarı iletkene enjeksiyonundan dolayı bazı boşluklar nötr yarı iletken bölgesine yayılırlar. Elektronlar nötr yarıiletken bölgeye yayıldıkları için, enjekte olan boşlukları, elektronlarla yeniden birleşmeleri olabilir. Metalden boşluk enjeksiyonunun yarıiletken değerlik bandından metale doğru elektron akışı eşit oranda yarı iletken içerisinde boşluk oluşacağı açıktır.

Schottky bariyer diyotun boşluk akımı  $I_p$ ;

$$I_p = \frac{qSD_p n_i^2}{N_D L_p} \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.45)$$

ile verilir.

Eşitlik 2.39, eşitlik 2.40 ve eşitlik 2.45'ten

$$\frac{I_p}{I} = \frac{qD_p n_i^2}{A^* T^2 L_p N_D} \exp\left(\frac{\phi_B}{kT}\right) \quad (2.46)$$

elde edilir.

Si'dan yapılmış Schottky bariyerinde,  $\phi_B=0,8V$  ve eşitlik 2.46'daki  $I_p/I$  oranı,  $N_D=10^{15}cm^{-3}$  ve daha düşük değeri için,  $10^{-3}$ 'ten daha düşük olmaktadır.

### 2.5.2 İleri Yönde Karakteristik

Eşitlik 2.39 ile termiyonik yayılma teorisi ifade edilmiştir. Ayrıca eşitlik 2.39 I – V karakteristiklerini öngörmektedir. Bununla birlikte uygulamada kullanılan metal – yarıiletken diyotların birçoğu

$$I = I_0 \left[ \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (2.47)$$

ifadesine uymaktadır. Eşitlikten görüleceği gibi bariyer yüksekliği, uygulanan potansiyelden bağımsızdır. İdeal faktör (n)'in 1 olduğu ideal durumda akım termiyonik yayılma ile oluşmaktadır. n'i 1'den daha büyük yapan faktörler bariyer yüksekliğinin potansiyele bağlılığı, bariyer boyunca elektron tünellemesi ve tükenim bölgesi içinde yeniden birleşmesidir. Önceden belirtildiği gibi Si ve GaAs Schottky bariyer eklemesindeki tükenim bölgesinde taşıyıcıların yeniden oluşumu  $10^{19}cm^{-3}$ 'ten daha küçük konsantrasyonlar için önemlidir. Doğrultucu olarak kullanılan Schottky diyotları yüksek dirençli yarıiletken yapılmaktadır. Bu diyotlar, yüksek seviyeli enjeksiyon altında işlediği için, ideal davranıştan sapmalar, düşe alan nedeni ile azınlık yük taşıyıcılarının sürüklenmesine neden olur.  $10^{17}cm^{-3}$ 'den daha büyük katkı konsantrasyonları nedeni ile görüntü kuvveti düşmesi ve FE ve TFE nedeniyle 1'in üstüne çıkar. Schottky bariyer eklemlerin bir çoğu,  $10^{15} - 10^{17}cm^{-3}$  arasında katkı konsantrasyonları içeren n – tipi Si veya GaAs'ten meydana gelir. Bu eklemlerde n'in 1'den sapması büyük oranda bariyer yüksekliğinin alana bağlılığı nedeni iledir. Bu alan bağlılığı ya yalıtılmış iç yüzey tabakanın varlığında veya bariyerin görüntü kuvveti düşmesi nedeniyle ortaya çıkmaktadır. I – V karakteristiklerinde bariyer yüksekliğinin gerilime bağlılığı üzerinde durulur.

Bir Schottky bariyer eklemesindeki yalıtılmış iç yüzey tabakası üç etkiye sahiptir.

- i. Voltajın bu tabaka boyunca sifıra düşmesi nedeni ile, bariyer yüksekliği bu tabakanın yokluğunda olduğu değerden daha düşüktür.

- ii. Elektronlar iç yüzey tabakası boyunca tünellenmesinden dolayı, diyot akımı, ideal bir Schottky diyot alan değerinden daha küçüktür.
- iii. Uygulanan gerilimin bir kısmı, iç yüzey tabakasında ortaya çıktığı için, bariyer yüksekliği uygulanan gerilimin bir fonksiyonu olur.

$n$  – tipi bir yarı iletken yapılmış Schottky bariyer eklemine  $\phi_B$  bariyer yüksekliğinin gerilime bağlılığı ise;

$$\phi_B = \phi_{B0} + \beta qV \quad (2.48)$$

bağıntısı ile ifade edilebilir. Burada  $\phi_{B0}$  sıfır gerilimdeki bariyer yüksekliğidir ve  $V$  ileri yönde bir gerilim durumunda pozitif olacak şekilde alınır. Açık bir şekilde  $\phi_B$  artan ileri yöndeki gerilimle arttığı için,  $\beta$  pozitif yönde olur. Eşitlik 2.49, eşitlik 2.40 ve eşitlik 2.48'in kullanılmasıyla elde edilir.

$$I = SA^* T^2 \exp\left(-\frac{\phi_{B0}}{kT}\right) \exp\left(\frac{q}{kT}(1-\beta)V\right) \quad (2.49)$$

$\frac{1}{n} = (1-\beta)$ 'dir ve eşitlik 2.48'den  $\beta = \frac{\partial \phi_B}{q \partial V}$  yazılarak  $1/n$  eşitliği için

$$\frac{1}{n} = \left(1 - \frac{\partial \phi_B}{q \partial V}\right) \quad (2.50)$$

elde edilir. Bu eşitlikten  $n$  ideal faktörü teorik olarak hesaplanır.  $\phi_B$  ileri yöndeki gerilimle arttığı için  $\frac{\partial \phi_B}{\partial V}$  pozitifdir (Sharma 1984).

### 2.5.3 Ters karakteristik

Termiyonik emisyon teorisine göre, bir Schottky diyotundaki ters akım eşitlik 2.40 ile verilen bir  $I_s$  değerinde doyuma gitmektedir. Bununla birlikte diyotlardaki ters akımın daima gerilimle artacağı görülmektedir. Uygun dizaynın yüzey kaçaklarını yok

ettiği ideal diyotlarda akımdaki bir artış en muhtemel nedeni ters gerilimdeki bir artışla, bariyer yüksekliğinin azalmasındandır. Eşitlik 2.40'ta  $\phi_B$  yerine  $\phi_B - \Delta\phi_B$  konulursa ters akımın  $\exp(\Delta\phi_B/kT)$  olarak artacağı görülür. Bariyer düşmesinin öncelikli nedeni metalden yarı iletkene doğru elektron yayılmasındaki görüntü kuvvetidir. Bariyer düşmesindeki görüntü kuvveti, eşitlik 2.12'deki  $V$  yerine  $-V_R$ , ters voltaj yazılarak elde edilebilir.

Ters akımın voltajla artmasına neden olan diğer mekanizmalar metalden yarıiletkene doğru elektronların tünellenmesi ve tükenim bölgesindeki elektron – boşluk çifti oluşması iledir (Tyagi 1991).

### 3.MATERYAL ve YÖNTEM

#### 3.1 n- tipi Si/Cu ve p – tipi Si/Cu Schottky Bariyer Diyotlarının Oluşturulması

n – tipi Si/Cu ve p – tipi Si/Cu Schottky bariyer diyotları, elektrodepozisyon yöntemi kullanılarak Uludağ Üniversitesi Katıhal Fiziği Araştırma Laboratuvarları kullanılarak hazırlanmıştır.

n – tipi Si/Cu ve p – tipi Si/Cu Schottky bariyer diyotlarını elde ederken kullanılan bu yönteme ait teorik bilgilerimizi şu şekilde verebiliriz.

##### 3.1.1 Elektrokimyanın Temelleri

Elektrokimya, elektriksel ve kimyasal enerjilerin birbirine dönüşümünü ve dönüşümler sonucunda ortaya çıkan tepkimeleri inceleyen bilim dalıdır. Yükseltgenme ve indirgenme reaksiyonları olarak tanımlanan bu tür tepkimeler elektrokimyasal hücre adı verilen bir çeşit kapta gerçekleşir. Bu hücre,elektrolit,elektrotlar ve bu elektrotları birbirine bağlayan dış bir devreden oluşur.Elektriksel iletkenliğin sağlandığı çözeltilere elektrolit denir.Elektrolitler içerdikleri maddenin iyonlarına ayrışmasına göre kuvvetli ya da zayıf diye adlandırılırlar.Kuvvetli elektrolitler neredeyse tamamen iyonlarına ayrışabilen çözeltileri içerirken zayıf elektrolitler çok az iyonlaşmaya uğrar.Elektrokimyasal hücrelerde indirgenme reaksiyonunun olduğu elektroda katot ve yükseltgenmenin meydana geldiği elektroda anot denir.

Elektrokimyasal hücreler iki gruba ayrılır. Bunlardan biri galvanik veya voltaik ,diğeri ise elektrolitik hücre olarak isimlendirilir.Galvanik hücrelerde,kimyasal reaksiyonlar kendiliğinden meydana gelir ve bir elektrik akımı üretilir. Elektrolitik hücrede ise kimyasal reaksiyonların oluşması için bir elektrik enerji kaynağına ihtiyaç vardır. Bahsedilen iki tür elektrokimyasal hücrede de yükseltgenme anotta, indirgenme ise katotta meydana gelir. Bir elektronun elektrottan çözelti içindeki türe akışı katot

akımı olarak adlandırılırken, çözeltilerden elektrotta karşı akışı anot akımı olarak adlandırılır. Galvanik hücrede katot potansiyeli anoda göre pozitif, elektrolitik hücrede katot potansiyeli anoda göre negatiftir.(Kılıç ve Köseoğlu 1996,Bard ve Faulkner 1980).

Bir metalin elektrodepozisyonu metal iyonlarını içeren elektrokimyasal hücrenin katodunda metallerin indirgenmesiyle olur. Metal iyonları katottan iyonları alır ve metale indirgenirler. Katotta gerçekleşen tepkime;



şeklindedir. Burada  $M^{n+}$ , metal iyonlarını, M, metal atomunu,  $e^{-}$  bir elektronu ve n atom başına aktarılan elektron sayısını (değerlik) temsil eder. Her metalin çözeltilerdeki iyon konsantrasyonuna bağlı olarak bir indirgenme potansiyeli vardır. Elektrotta oluşan indirgenme işlemi konsantrasyon 1 molar olduğu zaman referans elektrotta göre ölçülür. Ölçülen büyüklük standart elektrot potansiyeli (SEP)'dir.Referans elektrot birim etkinliği 1 molar, standart elektrot potansiyeli sıfır olarak kabul edilen Standart Hidrojen Elektronu (SHE) ya da Normal Hidrojen Elektronu (NHE)'dur.(Moore 1966,Atkins 1994)

İdeal bir referans elektrot, tam olarak bilinen ve çözelti bileşiminden hiç etkilenmeyen bir potansiyele sahiptir. Ayrıca hazırlanması kolay, belli akım aralığında tersinir ve küçük akımlar geçerken sabit potansiyele sahip olmalıdır.SHE' de elektrot yüzeyinin hazırlanmasında ve tepkimeye giren maddelerin aktivitelerinin kontrolünde karşılaşılan zorluklar bu elektrotun yeteri kadar pratik olmadığını gösterir.Bu nedenle hazırlanması ve kullanımı daha kolay olan elektrotlar SHE' nin yerini almıştır.Bunlar doymuş kalomel elektrot (saturated calomel electrode, SCE) ve gümüş/gümüş klorür elektrotudur.Doymuş kalomel elektrot (SCE),kalomel( $Hg_2Cl_2$ )ve Hg' dan oluşturulmuş bir karışım ile metalik Hg ve KCl çözeltisinden yapılır.SCE' nin potansiyeli,25° C' de



NHE' na göre 0,242V'tur.Gümüş/gümüş klorür elektrot SCE' ye benzer bir yapıdadır.Gümüş elektrot hem gümüş klorür hem de potasyum klorür yönünden doymuş bir çözeltiliye daldırılır.Bu elektrotun elektrot potansiyeli 25 ° C' de 0,199 V' tur.Çizelge 2.1'de bazı metaller için NHE ve SCE' ye göre standart elektrot potansiyelleri verilmiştir.(Kılıç ve Köseoğlu 1996, Paunovic 2000).

Standart elektrot potansiyeli daha pozitif olan metal daha soy metal olarak bilinir.Çizelge 2.1'de verilen elektrot potansiyellerine göre Cu; Ni, Fe ve Co' dan daha soy,ancak Ag, Au ve Pt' den daha az soy bir metaldir.Birden çok metal iyonu içeren elektrolitlerde daha soy olan metallerin iyonları daha az soy iyonlara göre daha fazla indirgenir.Dolayısıyla daha soy olan metallerin çözelti içindeki konsantrasyonları,daha az soy olanlara kıyasla düşük bile olsa depozit içindeki konsantrasyonları daha yüksek olabilir.

İncelenen metalin denge elektrot potansiyeli, çözeltideki iyonların derişimine göre değişebilir. Elektrot potansiyeli ile çözelti derişimi arasındaki bu ilişki Nernst denkleminde verilir.

$$E = E^{\circ} - \frac{RT}{nF} \log C f_a \quad (3.2)$$

Denkleminde E ° standart elektrot potansiyeli, T sıcaklık, n değerlik elektron sayısı,F Faraday sabiti (96485 coulomb/mol),R ideal gaz sabiti(8,314 J/K mol),f<sup>a</sup> metal iyonun aktiflik katsayısı,C ise metal iyonlarının molar konsantrasyonudur. Net bir akım gözlemek için elektrota onun denge değerinden farklı bir potansiyel uygulamak gerekir.Eğer uygulanan elektrot potansiyeli,denge potansiyelinden daha negatifse katodik akım geçer ve elektrodpozisyon olayı gerçekleşir.Uygulanan elektrot potansiyeli,denge potansiyelinden daha pozitifse anodik akım geçer.Hücre voltajı

( $E_{uyg}$ ):

$$E_{uyg} = E_{denge} + \eta + iR_s \quad (3.3)$$

Çizelge 3.1 25° C' de sulu çözelti içindeki bazı metaller için Volt (V) olarak NHE ve SCE' ye göre standart elektrot potansiyelleri (SEP) (Bard ve Faulkner 1980)

Reaksiyon	NHE' ye göre SEP(V)	SCE' ye göre SEP
$Ag^+ + e = Ag$	0,7996	0,5581
$Cu^{2+} + 2e = Cu$	0,3402	0,0987
$Ni^{2+} + 2e = Ni$	-0,23	-0,4715
$Co^{2+} + 2e = Co$	-0,28	-0,5215
$Fe^{2+} + 2e = Fe$	-0,409	-0,6505
$Zn^{2+} + 2e = Zn$	-0,7628	-1,0043
$Au^+ + e = Au$	1,68	1,4385
$Pt^+ + e = Pt$	1,2	0,9585
$2H^+ + 2e = H_2$	0,0000	-0,2415
$Hg_2Cl_2 + 2e = 2Hg + 2Cl^- (SCE)$	0,2415	0,0000

şeklinde verilir. Burada  $\eta$ , aşırı potansiyel,  $iR_s$  çözeltideki potansiyel düşmesi (ohmik polarizasyon)'dir. Elektrokimyasal hücreler metalik iletkenlerde olduğu gibi yük akışına karşı direnç gösterirler. Burada  $R_s$  elektrotlar arasında çözelti direncidir. Aşırı potansiyel, elektrot potansiyelinin denge değerinden sapması ve elektrotun polarizasyon

derecesi olarak tanımlanır. Aşırı potansiyel, elektrottaki elektron aktarımı tepkimelerinin yavaş olması,(yük aktarımı aşırı gerilim,  $n_{ya}$ ), elektroda ulaşması gereken maddelerin yeterince hızlı gelmemesi (kütle aktarımı aşırı gerilim,  $n_{ka}$ ),ve elektrotta tepkimeye girecek maddenin bazen yavaş bir çözelti tepkimesi ile üretilmesi (kimyasal tepkime aşırı gerilim,  $n_{kt}$ )nedenleriyle ortaya çıkar. Denklem (2.3)'de kullanılan  $\eta$  bütün bunların toplamına eşittir.

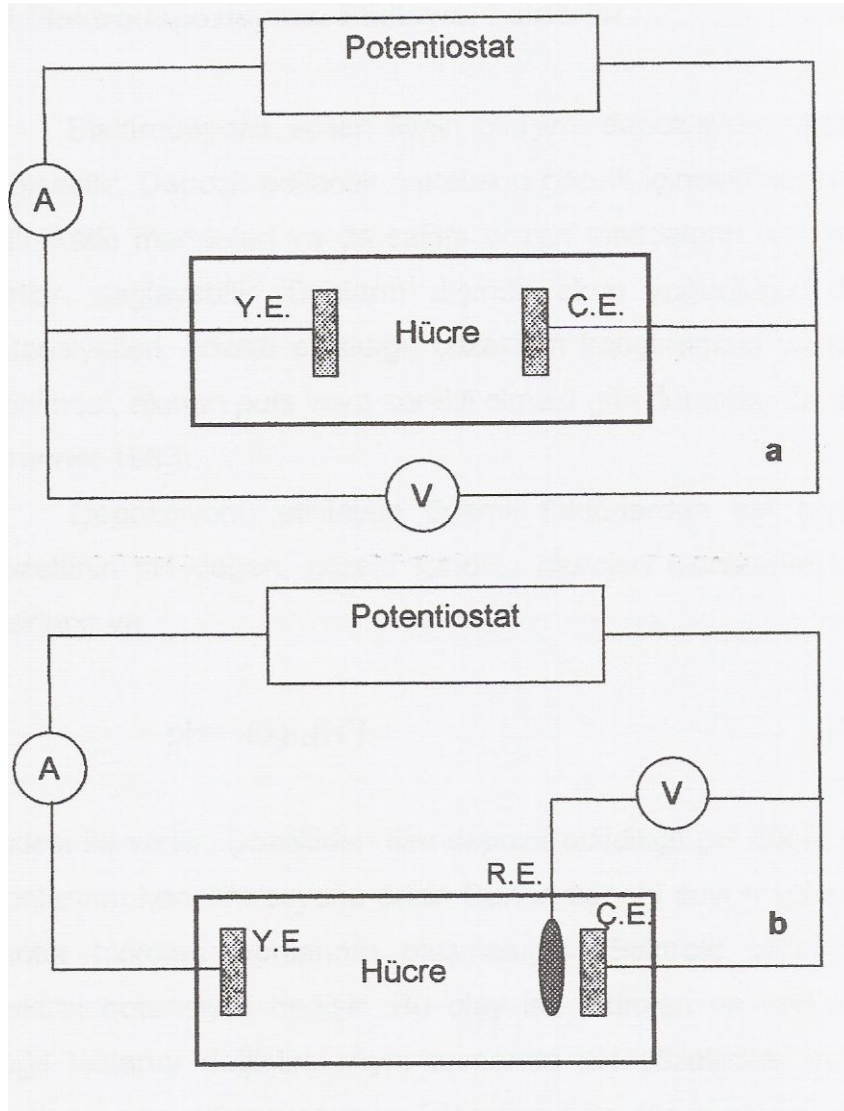
$$\eta = \eta_{ya} + \eta_{ka} + \eta_{kt} \quad (3.4)$$

(Yıldız ve ark 1997,Alper 1995,Paunovic 2000).

Metal depozisyonunda sadece anot ve katottan oluşan iki elektrotlu bir sistem (Şekil 2.1.a) kullanıldığı gibi üç elektrotlu bir sistemin (Şekil 2.1.b) kullanılması daha çok tercih edilmektedir. Üç elektrotlu sistemde anot (yardımcı elektrot ,Y.E.) ve katot (çalışma elektrotu,Ç.E.) yanında referans elektrot (R.E.) mevcuttur.Referans elektrot,  $R_s$  çözelti direncini azaltmak amacıyla çalışma elektrotuna mümkün olduğunca yakın yerleştirilir.Referans elektrottan çok küçük bir akım geçtiğinden diğer elektrotlardan geçen akım değişse bile bu elektrot deney süresince değişmeyen sabit bir potansiyel sağlar.Bu metotta akım,çalışma elektrotu ile yardımcı elektrot arasından geçer. Potentiostat çalışma ve yardımcı elektrotlar arasındaki potansiyeli değiştirerek çalışma ve referans elektrotlar arasındaki potansiyeli kontrol etmek için kullanılır.(Alper 1995,Greef ve ark 1990).

Elektrodepozisyon sırasında depozit edilen madde miktarı Faraday yasasından yararlanılarak bulunabilir. Elektrotlardan ayrılan madde miktarı devreden geçen akım miktarı ile doğru orantılıdır. Bu oran

$$q=NnF \quad (3.5)$$



Şekil 3.1: Elektrokimyasal hücre a: İki elektrotlu b: Üç elektrotlu

şeklinde verilir. Burada  $q$  devreden geçen yük miktarı,  $N$  depozit edilen maddenin mol sayısı,  $n$  metalin değerliği ve  $F$  Faraday sabitidir. Depozit edilen metalin mol sayısı, kütle ( $m$ ) ve bağıl atomik kütle ( $M_a$ ) ile ifade edilerek film kalınlığı bulunabilir. Buna göre kalınlık ( $t$ ) ifadesi:

$$t = \frac{qM_a}{A\rho F_n} \quad (3.6)$$

bağıntısı ile verilebilir. Burada  $a$  filmin yüzey alanı,  $\rho$  depozit edilen metalin yoğunluğudur.

### 3.1.2 Elektrodepozisyonu Etkileyen Faktörler

Elektrodepozit edilen filmin bileşimi depozisyon şartlarına bağlı olarak değişebilir. Depozit edilecek metallerin çözelti içindeki konsantrasyonu, çözelti pH'ı, katkı maddeleri ya da saflığı bozan maddelerin varlığı farklı depozisyon şartları sağlayabilir. Bunların dışında akım yoğunluğu, depozisyon katot (katot) potansiyelleri, çözelti sıcaklığı, çözeltinin karıştırılması ya da katotun hareket ettirilmesi, akımın puls veya sürekli olması gibi durumlarda depozisyonu etkiler (Brenner 1963).

Depozisyonu etkileyen önemli faktörlerden biri çözelti pH değeridir. Çözeltinin pH değeri, çözelti içindeki hidrojen iyonlarının konsantrasyonu ile belirlenir ve

$$pH = -\log_{10} [H^+] \quad (3.7)$$

ifadesi ile verilir. Çözeltiden film depozit edildikçe pH düşer yani çözeltideki iyonlarının konsantrasyonu artar. Bunun sebebi suyun yükseltgenmesi sonucu anotta hidrojen iyonlarının oluşmasıdır. Elektrolit pH'ı değiştikçe hidrojen elektrot potansiyeli değişir. Bu olay ise hidrojen ve metal depozisyonlarının bağlı hızlarını değiştirir. Aynı zamanda pH çözeltideki ve elektrottaki metal iyonlarının koordinasyonunu etkiler. Özellikle düşük pH ve yüksek potansiyelde meydana gelen hidrojen çıkışı, metal iyonları ile birlikte depozisyona katılacağından filmin yapısını ve akım verimliliğini değiştirir. (Brenner 1963)

Elektrodepozit edilen metallerin yapısı ve içeriği çözelti içindeki katkı maddeleri ile de değişir. Katkı maddeleri genellikle çözeltinin pH'ını ayarlamak için ve depozit edilecek filmin daha parlak olmasını sağlamak için kullanılır.

Akım yoğunluğu elektrodepozisyonu etkileyen diğer bir faktördür ve elektrot yüzeyinin birim alanından geçen akım olarak tanımlanır. Bu nicelik filmin morfolojisini ve kristal yapısını etkiler. İyi bir epitaksiyel büyüme için düşük akım yoğunlukları tercih edilir.

Depozisyonun gerçekleştiği katot potansiyeli filmin metalik parlaklıktaki görünümünü sağlayana kadar değiştirilmemelidir.

Sıcaklık; depozisyon potansiyeli, elektrolit pH' ı ve akım yoğunluğu gibi parametrelerin yanında daha az etkili olan bir parametredir. İyi bir epitaksiyel büyüme için elektrodepozisyon oda sıcaklığında yapılmalıdır.

Film büyümesi esnasında akımın puls biçiminde uygulanması depozit dağılımını etkiler, yüzeydeki pürüzleri mümkün olduğunca giderir ve filmin parlak olmasını sağlar.(Paunovic,2000)

### 3.2 Kapasitans – Gerilim Ölçümlerinin Alınması

Kapasitans – gerilim ölçümlerinin alınabilmesi için kurulan sistemde KEITHLEY 590 CV ANALYZER kullanılmıştır. N – tipi Si/Cu ve p – tipi Si/Cu Schottky bariyer diyotların kapasitans – gerilim ölçümleri CV ANALYZER’da aşağıdaki ayarlamalar yapılarak oda sıcaklığında alınmıştır.

#### CONTROL

RANGE : AUTO  
 FREQUANC : 100kHz  
 FILTER : ON  
 READ : 10

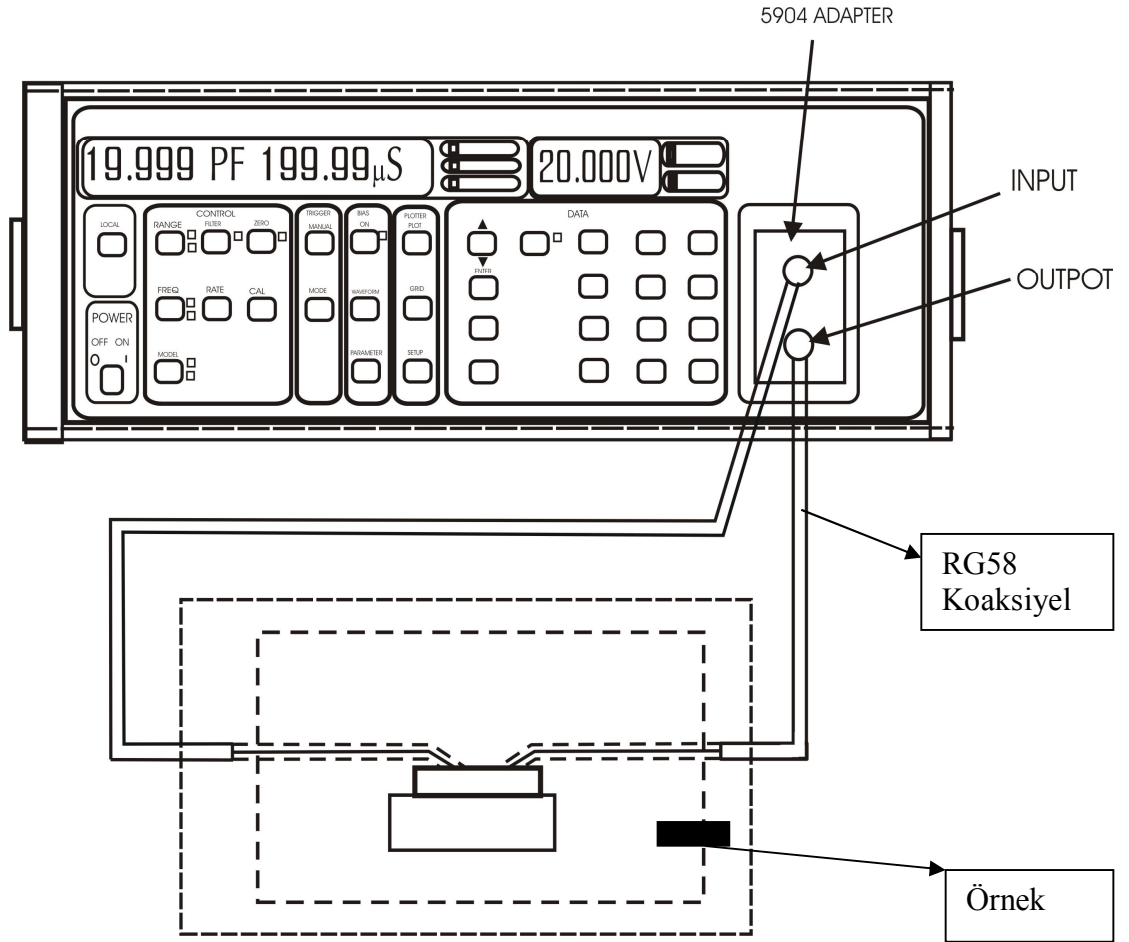
#### BIAS

ON : ON  
 WAVEFORM : STAIR

## PARAMETER :

START TIME	: 0
STOP TIME	: 60
STEP TIME	: 6
FIRST BIAS	: 0
LAST BIAS	: 0,5
STEP BIAS	: 0,05

CV ANALYZER’da ayarlamalar yapıldıktan sonra Schottky bariyer diyotları Şekil 3.2’de görüldüğü gibi CV ANALYZER’a bağlanmıştır. CV ANALYZER’la belirlenen gerilim değerleri Schottky bariyer diyotlarına uygulanarak kapasitans değerleri ölçülmüştür.



Şekil 3.2 C – V ölçümleri için kurulan sistemin şeması

### 3.3 Örneklerin Hazırlanması

#### 3.3.1. Silisyum levhalarının temizlenmesi

Örneklerin temizlenmesi, yarıiletken aletlerin iyi kalitede üretilmesinde önemli rol oynamaktadır. Yarıiletken levha üzerinde organik (ör: toz, yağ,...vb.) ve inorganik (ör: metalik iyonlar, doğal oksit,...vb.) kirliliklerinin bulunmasından dolayı yarıiletken aletlerin karakteristikleri etkilenebilir. Bu yüzden yarıiletken aletlerin üretiminden önce yarıiletken levhalar mutlaka temizlenmelidir.

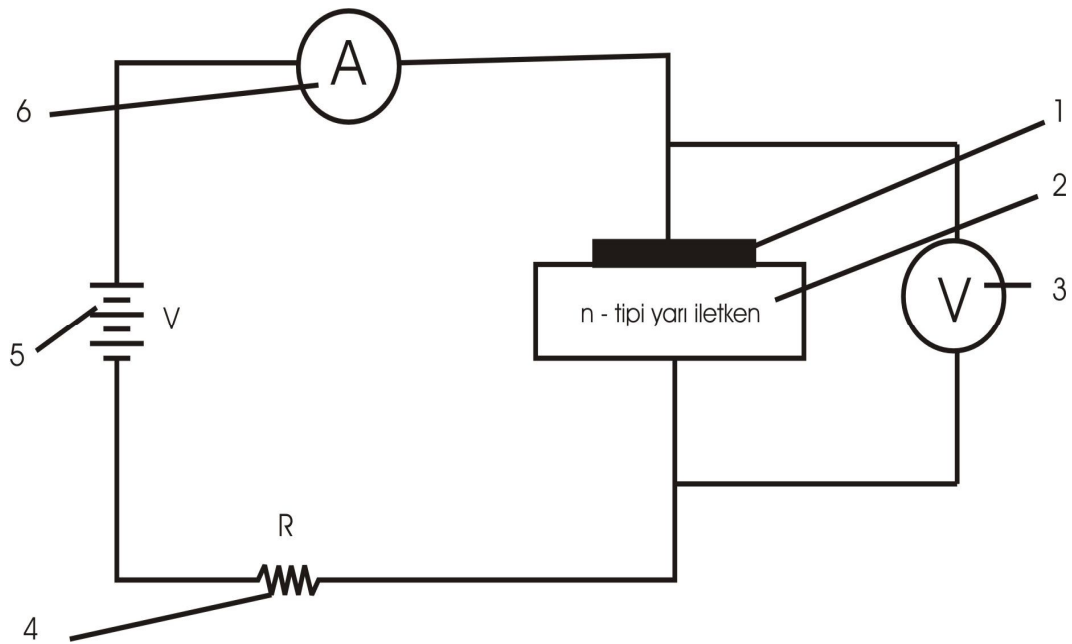
Bu çalışmada kullanılan yarıiletken (Si) plakaların temizleme işlemi aşağıdaki sırayla yapılmıştır.

1. 5 dk. triklor etilende kaynatıldı: Organik kirliliklerin kaldırılması amacı ile yapıldı.
2. 5 dk. saf (iyonsuzlaştırılmış) suda (~15 MΩ.cm) ve sonra asetonda hızlıca çalkalandı.
3. 15 dk. HCl ( 36 % ) : H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> ( 29 % ) : H<sub>2</sub>O ( 1:1:3 ) karışımında kaynatıldı: Silisyum levha üzerindeki metalik kirliliği kaldırmak ve bu kirliliklerin ayrılması ile yerlerinde oluşacak tabakayı engellemek amacı ile yapıldı.
4. Birkaç dakika saf suyla yıkandı: Önceki işlemlerden kalmış olan kimyasal kalıntıları temizlemek için yapıldı.
5. 15 dk. H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> ( 98 % ) : H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>: ( 29 % ) : H<sub>2</sub>O ( 1:1:3 ) kimyasal karışımında kaynatıldı: Organik ve metalik filmleri kaldırmak için yapıldı.
6. Saf su ile yıkandı: Kimyasal kalıntıları temizlemek için yapıldı
7. 1 dk boyunca HF (20%):H<sub>2</sub>O (1:10) çözeltisine daldırıldı: Doğal oksit tabakanın kaldırılması için yapıldı. Yapılan bu işlemle silisyum levhası yüzeyinde bulunan doğal oksit tabakanın kalkması ile silisyum atomları hidrojen atomları ile bağ yapmakta ve buda bir süreliğine yüzeyde yeni bir oksitlenmeyi önlemektedir.
8. Saf su ile yıkandı.
9. Azot ( N<sub>2</sub> ) gazı ile kurutuldu.



### 3.4 I – V Ölçümleri

I – V ölçümlerini almak için kurulan düzenek Şekil 3.3'te görülmektedir. Bu düzenekte gerilimi ölçmek için KEITHLEY 2000 6  $\frac{1}{2}$  Multimetre, akım ölçmek için de KEITHLEY 485 AUTORAGING PICOAMMETER kullanılmıştır. Güç kaynağından verilen gerilimle Schottky bariyer üzerinden geçen akım ve Schottky bariyer üzerinde oluşan gerilim ölçülmüştür. Ölçümler, oda sıcaklığında ve bir kaç farklı sıcaklıkta da tekrar edilerek alınmıştır.



Şekil 3.3 I – V ölçümleri için kurulan sistemin şeması

1. Metal ince film (Cu)
2. n – tipi yarı iletken (Si)
3. Voltmetre
4. 22Ω değerinde direnç
5. Güç kaynağı
6. Ampermetre

#### 4. SONUÇLAR ve TARTIŞMA

##### 4.1 Kapasitans – Gerilim Eğrilerinin Çizilmesi

n-tipi Si ‘un elektrodepozisyonun da Cu filmi sabit akım modu kullanılarak Si üzerine elektrodepozit edilmiştir.

Elektrodepozisyon yoluyla elde edilmiş olan n-tipi Si/Cu Schottky bariyer diyotu için kapasitans-gerilim ölçümleri sonucu elde edilen değerler Çizelge 4.1’de verilmiştir.

n – tipi Si/Cu Schottky bariyer diyotuna ait çizelge 4.1’deki değerler kullanılarak kapasitans-gerilim (C-V) grafiği Şekil 4.1’de gösterilmektedir. Schottky bariyer diyotlarının kapasitanslarının ters yönde uygulan gerilimle azaldığı bu grafikten görülmektedir.

n –tipi Si/Cu Schottky bariyer diyotunun tükenim bölgesindeki donör konsantrasyonu  $N_D$ ’nin hesaplanabilmesi için Schottky bariyer diyotunun  $1/C^2-V$ ’ye göre grafikleri çizilmiştir. n –tipi Si/Cu Schottky bariyer diyotunun  $1/C^2- V$  grafiği Şekil 4.2 gösterilmektedir.

##### 4.2 Kapasitans – Gerilim Ölçümlerinden $N_D$ ’nin ve $N_A$ ’nın Hesaplanması

n – tipi Si/Cu Schottky bariyer diyotun tükenim bölgesindeki donör konsantrasyonu ( $N_D$ ), Schottky – Mott eşitliği kullanılarak hesaplanmıştır. (Sing, Arora ve Kanjilal 2001)

$$C = \frac{\epsilon_s S}{W} = \sqrt{\frac{q \epsilon_s S^2 N_D (N_A)}{2(V_i - V - V_T)}} \quad (4.1)$$

bu eşitlikten  $N_D$

$$N_D (N_A) = \frac{2}{q \epsilon_s} \left[ \frac{-1}{d \left( \frac{S^2}{C^2} \right) / dV} \right] \quad (4.2)$$

ilgili eşitliklerde görüldüğü gibi,  $1/C^2$ -V grafiğinin lineer olduğu durumlarda,  $N_D$  veya  $N_A$  çizilen grafiklerin eğimlerinden bulunabilir (Sze 1985). n – tipi Si/Cu Schottky bariyer diyotunun  $1/C^2$ -V grafiğinin lineer olduğu görülmektedir. Grafiğin eğimi;

$$\text{n – tipi Si/Cu için } \frac{d\left(\frac{1}{C^2}\right)}{dV} = 0,524 \times 10^{18} \text{ (cm}^2/\text{F)}^2/\text{V}$$

eşitliği ile hesaplanmıştır. Yarıiletkenin dielektrik sabiti  $\epsilon_s$ , elektronun yükü

q ve S değerleri (4.2) eşitliğinde yerlerine konularak,

$$N_D = 0,653 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3} \text{ bulunmuştur.}$$

#### 4.3 Kapasitans – Gerilim Ölçümlerinden Bariyer Yüksekliğinin Bulunması

n – tipi Si/Cu Schottky bariyer diyotunun bariyer yüksekliği aşağıdaki ifade ile verilmektedir;

$$\phi_B = qV_i + \phi_n \quad (4.4)$$

n – tipi Si/Cu Schottky bariyer diyotu için  $\phi_n$ ;

$$\phi_n = qV_T \ln \frac{N_C}{N_D}$$

eşitliği ile hesaplanabilir. Bu eşitlikte ;

$$\text{Termal gerilim (=kT/q); } V_T = 0,0259\text{V}$$

$$\text{İletkenlik bandındaki durumların yoğunluğu; } N_C = 2,8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$$

$$\text{Tükenim bölgesindeki donör konsantrasyonu; } N_D = 0,653 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$$

değerleri yerine konularak  $\phi_n$ ;

$$\phi_n = 0,44 \text{ eV}$$

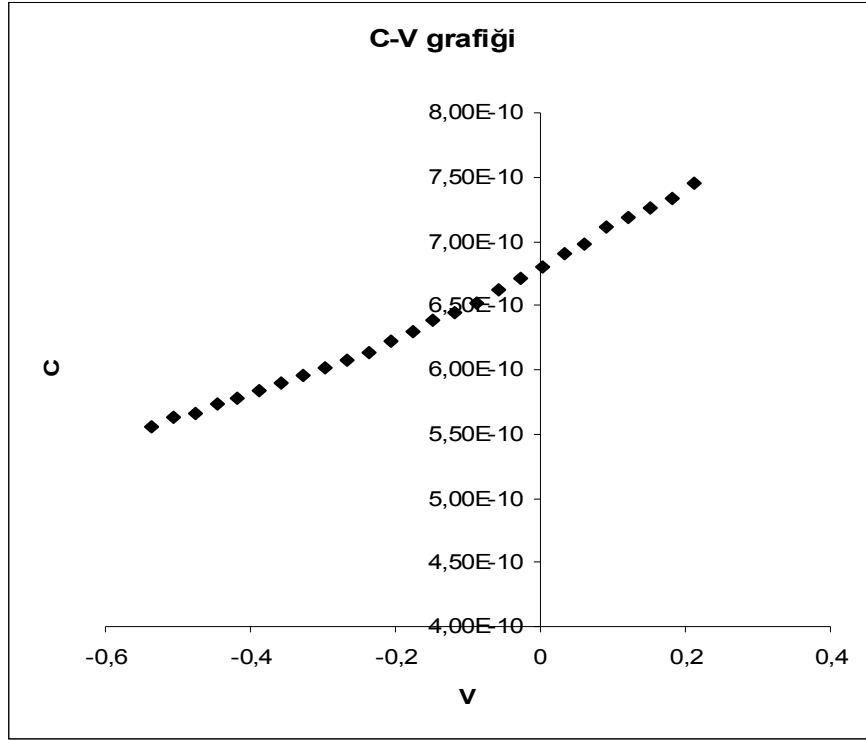
hesaplanmıştır. Kontakt potansiyel farkı  $V_i$ ;  $1/C^2$ 'nin V' ye ekstrapolasyonu ile V eksenini kestiği noktadan;  $V_i = 0,38 \text{ eV}$

olarak bulunmuştur. Böylece n – tipi Si/Cu Schottky bariyer diyotun bariyer yüksekliği (4.4) eşitliği kullanılarak;

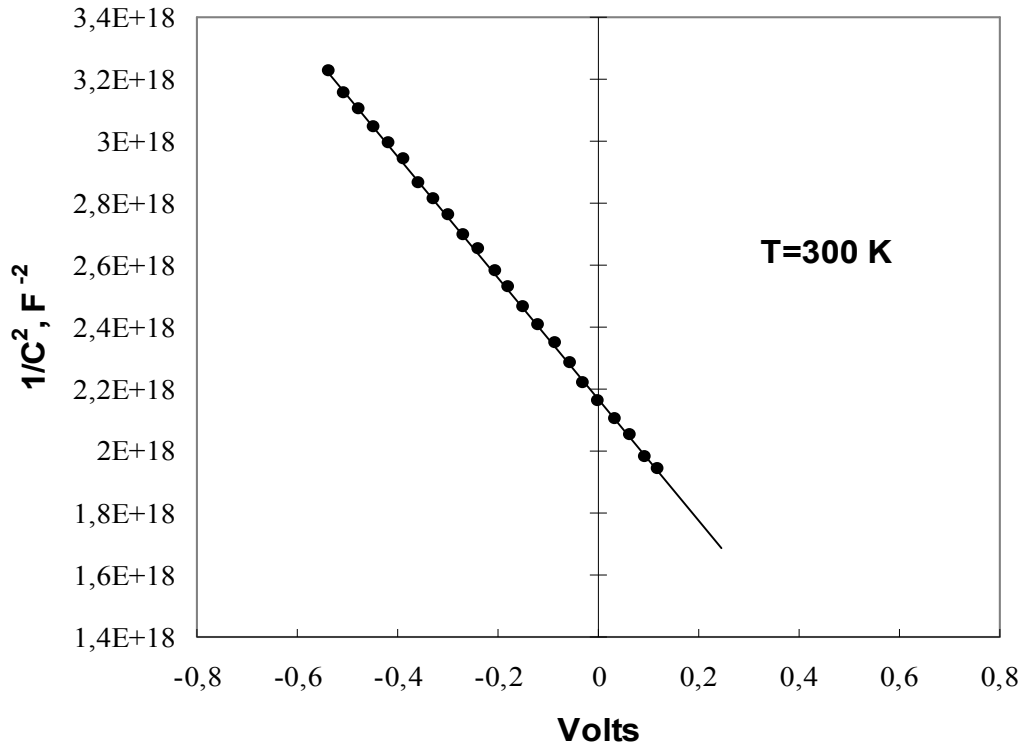
$\phi_B = 0,78$  eV (T=300K) olarak elde edilmiştir.

*Çizelge 4.1 n – tipi Si/Cu için C – V ölçüm değerleri*

V (V)	C (F)	$1/C^2$ ( $\text{cm}^2/\text{F}$ ) <sup>2</sup>
-0,537	0,556E-9	3,23E+18
-0,506	0,563E-9	3,16E+18
-0,477	0,566E-9	3,11E+18
-0,446	0,573E-9	3,05E+18
-0,417	0,578E-9	2,99E+18
-0,387	0,583E-9	2,94E+18
-0,358	0,590E-9	2,87E+18
-0,327	0,595E-9	2,82E+18
-0,298	0,602E-9	2,76E+18
-0,267	0,608E-9	2,70E+18
-0,237	0,614E-9	2,65E+18
-0,206	0,622E-9	2,58E+18
-0,177	0,629E-9	2,53E+18
-0,147	0,638E-9	2,46E+18
-0,118	0,644E-9	2,41E+18
-0,087	0,652E-9	2,35E+18
-0,057	0,662E-9	2,28E+18
-0,028	0,671E-9	2,22E+18
0,002	0,680E-9	2,16E+18
0,032	0,690E-9	2,10E+18
0,062	0,698E-9	2,05E+18
0,092	0,711E-9	1,98E+18
0,121	0,718E-9	1,94E+18
0,15	0,726E-9	1,90E+18
0,181	0,733E-9	1,86E+18
0,211	0,745E-9	1,80E+18



Şekil 4.1 n – tipi Si/Cu Schottky bariyer diyot için C-V grafiği



Şekil 4.2 n – tipi Si/Cu Schottky bariyer diyot için  $1/C^2$ -V grafiği

#### 4.4 Akım – Gerilim Ölçümlerinden İdeal Faktörün Bulunması

Termoionik yayılma modeline göre, Schottky diyotu akım – gerilim karakteristiği şu şekilde verilir. (Cafer 2000)

$$I = I_0 \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \left[ 1 - \exp\left(-\frac{qV}{kT}\right) \right] \quad (4.5)$$

Burada  $I_0$  doyma akımıdır ve şöyle ifade edilebilir;

$$I_0 = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{bo}}{kT}\right) \quad (4.6)$$

Verilen eşitlikte  $q$  elektron yükü,  $V$  ileri yönde uygulanan voltaj,  $k$  Boltzman sabiti,  $T$  mutlak sıcaklık,  $A$  etkili diyot alanıdır.  $A^*$  etkin Richardson sabiti ise  $A^* = 4\pi qm^* k^2 / h^3$  şeklindedir. n-tipi Si için değeri ise  $110 \text{ A/cm}^2 \text{K}^2$ ’dir.  $\phi_{bo}$  bariyer yüksekliği,  $n$  ise ideal faktördür.(4.5) eşitliğinden görülebileceği gibi  $\ln(I)$ ’nin  $V$ ’ye göre grafiği lineerdir.  $I_0$  doyma akımıdır ve  $\ln(I)$ ’nin  $V$ ’ye göre grafiğinin ekstrapolasyonu ile  $V$ ’nin sıfır olduğu değerdir.  $I_0$  sabit bir değer olduğundan  $\ln\left(\frac{I}{I_0}\right)$ ’in  $V$ ’ye grafiğinin eğimi  $\ln(I)$ ’nin  $V$ ’ye göre grafiğinin eğimine eşittir. Böylece ideal faktör  $n$  ;

$$n = \frac{q}{kT} \left( \frac{dv}{d(\ln I)} \right) \quad (4.7)$$

eşitliği ile bulunabilir.

Elektrodepozisyon yoluyla elde edilmiş olan n –tipi Si/Cu Schottky diyotuna ait ölçümler 4 farklı sıcaklık için gerçekleştirilmiştir. Bu sıcaklıklar sırasıyla 200K, 240K, 260K VE 300K ‘dir. Bu ölçümlere ait sonuçlar Çizelge 4.3’te verilmiştir.

Bu ölçümlerden hareketle bu farklı dört sıcaklıkta alınan ölçümlere göre çizilmiş I-V ve  $\ln(I)$ -V grafikleri sırasıyla Şekil 4.5,4.6,4.7,4.8,4.9,4.10,4.11,4.12,4.12’de

verilmektedir. Her bir ayrı sıcaklığa ait çizilen  $\ln(I)$ 'nin  $V$ 'ye göre grafiğinin eğimlerini şu şekilde verebiliriz.

$$T_1=200\text{K için eğim}=140,91$$

$$T_2=240\text{K için eğim}=71,92$$

$$T_3=260\text{K için eğim}=49,17$$

$$T_4=300\text{K için eğim}=55,66$$

Eşitlik 4.6'da  $q$ ,  $k$ ,  $T$  değerleri yerine konularak her bir sıcaklık için hesaplanmış olan ideal faktörler şöyledir;

$$n_1 = 2,64 (T_1=200\text{K})$$

$$n_2 = 2,38 (T_2=240\text{K})$$

$$n_3 = 2,63 (T_3=260\text{K})$$

$$n_4 = 2,08 (T_4=300\text{K})$$

Şekil 4.14 'ten görülebileceği gibi deneysel  $n$  değerleri sıcaklıktaki azalma ile artmaktadır ve deneysel  $\phi_{b0}$  değeri sıcaklıktaki azalma ile azalma göstermektedir. Cu/n-Si Schottky bariyer diyotta gözlenen ideal olmayan ileri yön (I-V) davranışı , arayüzey durumları ve arayüzeysel tabakaya bağlı olarak , metal-yarıiletken bariyer yüksekliğinde değişime neden olur şeklinde nitelendirilmektedir.

Çizelge 4.2'de p-tipi Si/Cu Schottky bariyer diyoda ait ileri ve ters yönde olmak üzere alınan I-V ölçüm değerleri verilmektedir. Şekil 4.3'te p-tipi Si/Cu Schottky bariyer diyoda ait I-V grafiği ve Şekil 4.4 'te ise  $\ln(I)$ -V grafiği verilmiştir. p- tipi Si/Cu Schottky bariyer diyotun ideal faktörü  $n$ ;

$$n = 3,27 \text{ bulunmuştur.}$$

#### 4.5 I – V Ölçümlerinden Bariyer Yüksekliğinin Bulunması

Schottky bariyer yüksekliği aşağıdaki eşitlikten hesaplanır. (Khafizov Selçuk ve Şen 2001)

$$\phi_{bo} = \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{A^* T^2}{I_s} \right) \quad (4.8)$$

(4.7) eşitliğinde  $I_s$  doyma akımı,  $A^*$  Richardson sabiti ve  $T$  sıcaklık değerleri  $n -$  tipi Si/Cu Schottky bariyer diyotu için yerlerine yazılırsa;

$$I_{S_1} = 10^{-10} \text{ A}$$

$$I_{S_2} = 6,25 \times 10^{-9} \text{ A}$$

$$I_{S_3} = 10^{-8} \text{ A}$$

$$I_{S_4} = 2 \times 10^{-8} \text{ A}$$

$$S = 5 \times 10^{-8} \text{ m}^2$$

$$A^* = 112 \times 10^4 \text{ Am}^{-2} \text{ K}^{-2}$$

$$k = 8,62 \times 10^{-5} \text{ eVK}^{-1}$$

eşitlikte yerlerine konulduğunda her bir farklı sıcaklık için bariyer yükseklikleri  $\phi_B$ ;

$$\phi_{B_1} = 0,529 \text{ eV}, \phi_{B_2} = 0,566 \text{ eV}, \phi_{B_3} = 0,597 \text{ eV}$$

$$\phi_{B_4} = 0,738 \text{ eV} \text{ bulunmaktadır.}$$

Çizelge 4.2  $p -$  tipi Schottky bariyer diyot için alınan ölçümler

İleri yön			Ters Yön			
V(V)	I(A)	ln(I)	V(V)	I(A)	V(V)	I(A)
0,21141	2,60E-07	-15,1626	-2,4	2,56E-07	-11	4,61E-04
0,2239	3,28E-07	-14,9303	-2,6	2,72E-07	-11,2	5,12E-04
0,2372	3,66E-07	-14,8206	-2,8	3,16E-07	-11,4	5,66E-04
0,25122	4,73E-07	-14,5642	-3	3,55E-07	-11,6	6,06E-04
0,26608	5,19E-07	-14,4714	-3,2	4,04E-07	-11,8	6,24E-04
0,2819	7,11E-07	-14,1566	-3,4	4,94E-07	-12	6,50E-04
0,2986	8,71E-07	-13,9536	-3,6	5,81E-07	-12,2	6,91E-04
0,3163	1,07E-06	-13,7479	-3,8	5,31E-07	-12,4	7,47E-04
0,33501	1,16E-06	-13,6671	-4	6,98E-07	-12,6	7,63E-04
0,35486	2,53E-06	-12,8873	-4,2	9,17E-07	-12,8	7,82E-04
0,37592	3,36E-06	-12,6036	-4,4	1,25E-06	-13	8,35E-04
0,39817	2,80E-06	-12,7859	-4,6	1,69E-06	-13,2	8,65E-04
0,42178	4,21E-06	-12,378	-4,8	2,04E-06	-13,4	9,11E-04
0,44676	5,04E-06	-12,1981	-5	2,44E-06	-13,6	9,66E-04
0,47321	6,77E-06	-11,903	-5,2	2,96E-06	-13,8	9,87E-04
0,50126	8,72E-06	-11,6499	-5,4	3,56E-06	-14	1,06E-03



0,53093	1,09E-05	-11,4267	-5,6	3,39E-06	-14,2	1,10E-03
0,5624	1,36E-05	-11,2054	-5,8	4,18E-06	-14,4	1,13E-03
0,59571	1,63E-05	-11,0243	-6	4,71E-06	-14,6	1,20E-03
0,63104	2,13E-05	-10,7568	-6,2	5,86E-06	-14,8	1,23E-03
0,66844	2,54E-05	-10,5808	-6,4	8,47E-06	-15	1,27E-03
0,70801	3,08E-05	-10,388	-6,6	1,15E-05	-15,2	1,36E-03
0,74996	3,52E-05	-10,2545	-6,8	1,49E-05	-15,4	1,38E-03
0,79441	4,31E-05	-10,052	-7	2,02E-05	-15,6	1,45E-03
0,84148	5,37E-05	-9,8321	-7,2	3,29E-05	-15,8	1,54E-03
0,89133	6,10E-05	-9,70464	-7,4	4,67E-05	-16	1,57E-03
0,94415	7,19E-05	-9,54023	-7,6	5,55E-05	-16,2	1,63E-03
1,00009	8,58E-05	-9,36349	-7,8	7,64E-05	-16,4	1,67E-03
1,2	1,55E-04	-8,77209	-8	9,58E-05	-16,6	1,74E-03
1,4	1,94E-04	-8,54765	-8,2	1,02E-04	-16,8	1,84E-03
1,6	2,78E-04	-8,18789	-8,4	1,21E-04	-17	1,86E-03
1,8	3,67E-04	-7,91015	-8,6	1,37E-04	-17,2	1,95E-03
2	4,51E-04	-7,70404	-8,8	1,59E-04	-17,4	2,00E-03
	2,2	5,59E-04	-7,48936	-9	1,84E-04	
	2,4	6,73E-04	-7,30377	-9,2	2,06E-04	
	2,6	7,55E-04	-7,18879	-9,4	2,38E-04	
	2,8	9,02E-04	-7,0109	-9,6	2,67E-04	
	3	1,02E-03	-6,88795	-9,8	2,90E-04	
	3,2	1,12E-03	-6,79443	-10	3,24E-04	
	3,4	1,36E-03	-6,60027	-10,2	3,48E-04	
	3,6	1,55E-03	-6,4695	-10,4	3,75E-04	
	3,8	1,75E-03	-6,34814	-10,6	4,02E-04	

Çizelge 4.3  $n - tipi$  Schottky bariyer diyot için alınan ölçümler

V(V)	İleri Yön T=200K		V(V)	İleri Yön T=240K	
	I(A)	Ln(I)		I(A)	Ln(I)
0,020035	7,86E-11	-23,2666	0,002004	2,70E-10	-22,0326
0,020828	7,55E-11	-23,3069	0,002103	2,86E-10	-21,975
0,02162	8,75E-11	-23,1594	0,002268	3,15E-10	-21,8784
0,022482	9,45E-11	-23,0824	0,002368	3,28E-10	-21,838
0,023338	9,83E-11	-23,043	0,002501	3,26E-10	-21,8441
0,024263	1,16E-10	-22,8774	0,002664	3,74E-10	-21,7068
0,025187	1,17E-10	-22,8688	0,002831	4,00E-10	-21,6396
0,026177	1,15E-10	-22,8861	0,003028	4,13E-10	-21,6076
0,02723	1,13E-10	-22,9036	0,003162	4,35E-10	-21,5557
0,028286	1,41E-10	-22,6823	0,00336	4,84E-10	-21,4489
0,029376	1,49E-10	-22,6271	0,003557	5,16E-10	-21,3849

0,03053	1,37E-10	-22,711	0,003756	5,52E-10	-21,3175
0,031722	1,48E-10	-22,6338	0,00402	5,82E-10	-21,2646
0,032976	1,70E-10	-22,4952	0,004218	5,98E-10	-21,2374
0,03423	1,78E-10	-22,4492	0,004481	6,27E-10	-21,1901
0,035586	1,88E-10	-22,3946	0,004779	6,58E-10	-21,1418
0,03697	2,02E-10	-22,3228	0,005009	6,96E-10	-21,0857
0,038424	2,11E-10	-22,2792	0,005305	7,45E-10	-21,0176
0,039945	2,19E-10	-22,2419	0,005607	7,80E-10	-20,9717
0,041497	2,23E-10	-22,2238	0,00597	8,61E-10	-20,8729
0,043079	2,53E-10	-22,0976	0,006332	9,21E-10	-20,8056
0,044797	2,62E-10	-22,0627	0,006729	9,32E-10	-20,7937
0,046545	2,64E-10	-22,0551	0,007125	9,93E-10	-20,7303
0,048331	2,82E-10	-21,9891	0,00752	1,07E-09	-20,6556
0,050246	3,15E-10	-21,8784	0,007981	1,16E-09	-20,5748
0,052195	3,28E-10	-21,838	0,008412	1,20E-09	-20,5409
0,054241	3,44E-10	-21,7904	0,008907	1,28E-09	-20,4764
0,056389	3,69E-10	-21,7202	0,009467	1,40E-09	-20,3868
0,0586	3,95E-10	-21,6521	0,010029	1,49E-09	-20,3245
0,060836	4,16E-10	-21,6003	0,010624	1,55E-09	-20,285
0,063212	4,25E-10	-21,5789	0,011218	1,63E-09	-20,2347
0,065691	4,70E-10	-21,4783	0,01191	1,75E-09	-20,1637
0,068265	5,01E-10	-21,4144	0,012603	1,86E-09	-20,1027
0,070939	5,20E-10	-21,3772	0,013363	1,97E-09	-20,0452
0,073751	5,67E-10	-21,2907	0,014159	2,10E-09	-19,9813
0,076588	6,08E-10	-21,2208	0,014982	2,25E-09	-19,9123
0,079592	6,45E-10	-21,1618	0,015873	2,38E-09	-19,8562
0,082696	6,85E-10	-21,1016	0,016832	2,53E-09	-19,795
0,085933	7,47E-10	-21,015	0,017821	2,72E-09	-19,7226
0,089299	8,06E-10	-20,9389	0,01888	2,88E-09	-19,6655
0,092801	8,59E-10	-20,8753	0,019969	3,08E-09	-19,5983
0,096394	9,04E-10	-20,8242	0,02119	3,27E-09	-19,5385
0,100193	1,01E-09	-20,7133	0,022411	3,49E-09	-19,4734
0,10409	1,09E-09	-20,6371	0,023735	3,69E-09	-19,4176
0,108154	1,18E-09	-20,5578	0,02512	3,91E-09	-19,3597
0,112411	1,29E-09	-20,4686	0,026637	4,10E-09	-19,3123
0,116802	1,43E-09	-20,3656	0,028219	4,37E-09	-19,2485
0,121357	1,57E-09	-20,2722	0,029869	4,64E-09	-19,1886
0,126115	1,74E-09	-20,1694	0,031623	4,92E-09	-19,13
0,131064	1,95E-09	-20,0554	0,033537	5,38E-09	-19,0406
0,136146	2,17E-09	-19,9485	0,035521	5,71E-09	-18,981
0,141466	2,44E-09	-19,8313	0,037633	6,10E-09	-18,915
0,147007	2,76E-09	-19,708	0,039847	6,50E-09	-18,8515
0,15275	3,17E-09	-19,5695	0,04219	6,98E-09	-18,7802
0,158693	3,64E-09	-19,4313	0,044666	7,43E-09	-18,7177
0,164891	4,19E-09	-19,2906	0,047339	8,02E-09	-18,6413
0,171364	4,87E-09	-19,1402	0,050148	8,54E-09	-18,5785
0,178064	5,71E-09	-18,981	0,053119	9,24E-09	-18,4997
0,184994	6,71E-09	-18,8197	0,056291	9,89E-09	-18,4317

0,192257	7,91E-09	-18,6551	0,05959	1,06E-08	-18,3624
0,199737	9,35E-09	-18,4879	0,063114	1,15E-08	-18,2809
0,207595	1,11E-08	-18,3163	0,066879	1,24E-08	-18,2056
0,215679	1,32E-08	-18,143	0,070842	1,34E-08	-18,128
0,224097	1,58E-08	-17,9633	0,075037	1,46E-08	-18,0422
0,232872	1,88E-08	-17,7894	0,079491	1,60E-08	-17,9507
0,24198	2,24E-08	-17,6142	0,084181	1,76E-08	-17,8554
0,251422	2,67E-08	-17,4386	0,089201	1,93E-08	-17,7632
0,261289	3,19E-08	-17,2607	0,094448	2,11E-08	-17,674
0,271489	3,81E-08	-17,0831	0,10003	2,33E-08	-17,5748
0,282089	4,53E-08	-16,91	0,106005	2,60E-08	-17,4652
0,293155	5,41E-08	-16,7324	0,112245	2,85E-08	-17,3734
0,304605	6,44E-08	-16,5582	0,118914	3,20E-08	-17,2575
0,316491	7,68E-08	-16,3821	0,12595	3,65E-08	-17,126
0,328843	9,16E-08	-16,2058	0,133409	4,12E-08	-17,0048
0,341743	1,10E-07	-16,0228	0,1413	4,70E-08	-16,8731
0,355115	1,31E-07	-15,8481	0,14965	5,45E-08	-16,7251
0,36895	1,58E-07	-15,6607	0,158562	6,31E-08	-16,5785
0,383409	1,89E-07	-15,4815	0,167964	7,44E-08	-16,4138
0,398434	2,30E-07	-15,2852	0,177897	8,68E-08	-16,2597
0,413983	2,79E-07	-15,0921	0,188396	1,02E-07	-16,0983
0,430155	3,42E-07	-14,8885	0,199573	1,21E-07	-15,9275
0,446954	4,22E-07	-14,6783	0,211392	1,45E-07	-15,7465
0,464414	5,29E-07	-14,4523	0,2239	1,73E-07	-15,57
0,482626	6,73E-07	-14,2115	0,237195	2,09E-07	-15,3809
0,501471	8,71E-07	-13,9536	0,251226	2,53E-07	-15,1899
0,521032	1,15E-06	-13,6757	0,266078	3,07E-07	-14,9964
0,541397	1,56E-06	-13,3708	0,281896	3,76E-07	-14,7937
0,562596	2,15E-06	-13,05	0,2986	4,62E-07	-14,5877
0,584617	3,00E-06	-12,7169	0,316302	5,69E-07	-14,3794
0,607458	4,16E-06	-12,39	0,335013	7,05E-07	-14,1651
0,631237	5,68E-06	-12,0786	0,354864	8,84E-07	-13,9388
0,655864	7,52E-06	-11,7979	0,375913	1,13E-06	-13,6933
0,681553	9,66E-06	-11,5475	0,398166	1,44E-06	-13,4509
0,708169	1,20E-05	-11,3306	0,421768	1,87E-06	-13,1896
0,735861	1,46E-05	-11,1345	0,44675	2,47E-06	-12,9113
0,764599	1,72E-05	-10,9706	0,473212	3,34E-06	-12,6095
0,794495	2,00E-05	-10,8198	0,501263	4,61E-06	-12,2873
0,825566	2,27E-05	-10,6931	0,530939	6,47E-06	-11,9483
0,85782	2,53E-05	-10,5847	0,562407	9,13E-06	-11,6039
0,89136	2,79E-05	-10,4869	0,595707	1,28E-05	-11,2661
0,926225	3,04E-05	-10,4011	0,631032	1,75E-05	-10,9533
0,962437	3,28E-05	-10,3251	0,668435	2,32E-05	-10,6714
1,000094	3,51E-05	-10,2573	0,708008	3,00E-05	-10,4143
	İleri Yön			İleri Yön	
	T=260K			T=300K	
V(V)	I(A)	Ln(I)	V(V)	I(A)	Ln(I)
0,002005	5,87E-10	-21,256	0,001015	1,10E-09	-20,6292

0,002105	6,25E-10	-21,1933	0,00108	1,17E-09	-20,5667
0,00227	6,64E-10	-21,1327	0,001112	1,20E-09	-20,5378
0,002369	6,86E-10	-21,1001	0,001212	1,31E-09	-20,4518
0,002503	7,38E-10	-21,0271	0,001277	1,38E-09	-20,3997
0,00267	7,96E-10	-20,9514	0,00138	1,49E-09	-20,3217
0,002834	8,73E-10	-20,8591	0,001413	1,53E-09	-20,2983
0,003031	9,41E-10	-20,7841	0,001512	1,64E-09	-20,2306
0,003163	9,96E-10	-20,7273	0,00161	1,74E-09	-20,168
0,00336	1,04E-09	-20,684	0,001709	1,85E-09	-20,108
0,00356	1,11E-09	-20,6189	0,001808	1,96E-09	-20,0522
0,003758	1,19E-09	-20,5493	0,001908	2,06E-09	-19,9982
0,004022	1,29E-09	-20,4686	0,002008	2,17E-09	-19,9474
0,004219	1,35E-09	-20,4232	0,002105	2,28E-09	-19,8999
0,004484	1,44E-09	-20,3586	0,002269	2,45E-09	-19,8252
0,004781	1,55E-09	-20,285	0,00237	2,56E-09	-19,7818
0,005012	1,62E-09	-20,2408	0,002501	2,71E-09	-19,7277
0,005307	1,73E-09	-20,1751	0,002668	2,89E-09	-19,6632
0,005607	1,83E-09	-20,1189	0,002831	3,06E-09	-19,604
0,005972	1,96E-09	-20,0503	0,00303	3,28E-09	-19,5362
0,006335	2,08E-09	-19,9909	0,003162	3,42E-09	-19,4936
0,006731	2,23E-09	-19,9213	0,003361	3,64E-09	-19,4326
0,007126	2,36E-09	-19,8646	0,003559	3,85E-09	-19,3755
0,007521	2,51E-09	-19,803	0,003758	4,06E-09	-19,3212
0,007985	2,68E-09	-19,7374	0,00402	4,35E-09	-19,2538
0,008413	2,82E-09	-19,6865	0,004219	4,56E-09	-19,2055
0,008907	2,99E-09	-19,628	0,004483	4,85E-09	-19,1448
0,009469	3,15E-09	-19,5759	0,00478	5,17E-09	-19,0807
0,010031	3,37E-09	-19,5084	0,005012	5,42E-09	-19,0334
0,010624	3,60E-09	-19,4423	0,005306	5,74E-09	-18,9764
0,011218	3,82E-09	-19,383	0,005608	6,06E-09	-18,9211
0,011913	4,03E-09	-19,3295	0,00597	6,45E-09	-18,8585
0,012605	4,26E-09	-19,274	0,006335	6,85E-09	-18,7991
0,013364	4,50E-09	-19,2192	0,00673	7,28E-09	-18,7388
0,01416	4,73E-09	-19,1693	0,007127	7,71E-09	-18,6814
0,014985	5,05E-09	-19,1039	0,007522	8,13E-09	-18,6274
0,015875	5,34E-09	-19,048	0,007984	8,63E-09	-18,5676
0,016832	5,65E-09	-18,9916	0,008412	9,10E-09	-18,5152
0,017822	6,08E-09	-18,9183	0,008907	9,63E-09	-18,4579
0,018882	6,44E-09	-18,8607	0,009469	1,02E-08	-18,3965
0,019971	6,74E-09	-18,8152	0,010031	1,09E-08	-18,3386
0,021191	7,32E-09	-18,7327	0,010623	1,15E-08	-18,2809
0,022412	7,74E-09	-18,6769	0,011218	1,21E-08	-18,2261
0,023735	8,04E-09	-18,6388	0,011913	1,29E-08	-18,1655
0,025121	8,71E-09	-18,5588	0,012605	1,37E-08	-18,1085
0,026637	9,24E-09	-18,4997	0,013364	1,45E-08	-18,0493
0,028221	9,78E-09	-18,4429	0,01416	1,54E-08	-17,9907
0,02987	1,03E-08	-18,3911	0,014986	1,63E-08	-17,9331
0,031624	1,09E-08	-18,3345	0,015878	1,73E-08	-17,8743

0,033537	1,19E-08	-18,2467	0,016835	1,83E-08	-17,8146
0,035521	1,26E-08	-18,1896	0,017821	1,94E-08	-17,7562
0,037633	1,35E-08	-18,1206	0,018883	2,06E-08	-17,6967
0,039847	1,44E-08	-18,056	0,019972	2,19E-08	-17,6389
0,04219	1,54E-08	-17,9889	0,021192	2,32E-08	-17,5774
0,044664	1,67E-08	-17,9079	0,022412	2,46E-08	-17,519
0,047339	1,77E-08	-17,8497	0,023738	2,62E-08	-17,4588
0,050148	1,91E-08	-17,7736	0,025122	2,78E-08	-17,399
0,053119	2,07E-08	-17,6931	0,026638	2,96E-08	-17,3367
0,056291	2,23E-08	-17,6187	0,028222	3,15E-08	-17,2748
0,059592	2,41E-08	-17,5411	0,029871	3,34E-08	-17,2133
0,063116	2,63E-08	-17,4537	0,031624	3,56E-08	-17,1511
0,066881	2,84E-08	-17,3769	0,033537	3,80E-08	-17,0862
0,070844	3,08E-08	-17,2958	0,035524	4,05E-08	-17,0218
0,075039	3,34E-08	-17,2147	0,037633	4,32E-08	-16,9563
0,079494	3,63E-08	-17,1314	0,039848	4,62E-08	-16,8905
0,084185	3,97E-08	-17,0419	0,042192	4,94E-08	-16,8235
0,089202	4,34E-08	-16,9528	0,044666	5,29E-08	-16,7556
0,09445	4,74E-08	-16,8646	0,047339	5,67E-08	-16,6849
0,100029	5,24E-08	-16,7644	0,050148	6,10E-08	-16,6132
0,106006	5,82E-08	-16,6594	0,05312	6,56E-08	-16,5398
0,112247	6,63E-08	-16,5291	0,056291	7,08E-08	-16,464
0,118916	7,39E-08	-16,4206	0,05959	7,64E-08	-16,3875
0,125952	8,35E-08	-16,2984	0,063116	8,27E-08	-16,3078
0,133413	9,37E-08	-16,1832	0,066882	8,99E-08	-16,2249
0,141303	1,08E-07	-16,0411	0,070844	9,79E-08	-16,1397
0,149653	1,23E-07	-15,9111	0,075037	1,07E-07	-16,0515
0,158564	1,41E-07	-15,7745	0,079493	1,17E-07	-15,9594
0,167967	1,64E-07	-15,6234	0,084186	1,29E-07	-15,8641
0,177902	1,88E-07	-15,4868	0,089201	1,43E-07	-15,7638
0,188399	2,17E-07	-15,3434	0,09445	1,58E-07	-15,6601
0,199575	2,54E-07	-15,1859	0,100032	1,76E-07	-15,5511
0,211395	2,96E-07	-15,0329	0,106007	1,98E-07	-15,4356
0,223906	3,51E-07	-14,8625	0,112248	2,23E-07	-15,3159
0,237203	4,15E-07	-14,695	0,118919	2,53E-07	-15,1888
0,251234	4,92E-07	-14,5248	0,125954	2,89E-07	-15,0555
0,266083	5,88E-07	-14,3465	0,133416	3,33E-07	-14,9148
0,281903	7,12E-07	-14,1552	0,141308	3,86E-07	-14,7664
0,29861	8,57E-07	-13,9698	0,149658	4,52E-07	-14,6099
0,316314	1,05E-06	-13,7667	0,15857	5,34E-07	-14,4432
0,335008	1,28E-06	-13,5687	0,16797	6,36E-07	-14,2677
0,354852	1,57E-06	-13,3644	0,177908	7,66E-07	-14,0823
0,375915	1,97E-06	-13,1375	0,188405	9,31E-07	-13,8867
0,398169	2,49E-06	-12,9032	0,199583	1,15E-06	-13,6785
0,421771	3,19E-06	-12,6555	0,211406	1,43E-06	-13,4584
0,446755	4,21E-06	-12,378	0,223899	1,80E-06	-13,2259
0,473216	5,58E-06	-12,0963	0,237196	2,31E-06	-12,9784
0,501269	7,56E-06	-11,7926	0,251225	3,00E-06	-12,7174

0,530947	1,03E-05	-11,4834	0,266077	3,95E-06	-12,4411
0,562395	1,40E-05	-11,1765	0,281895	5,31E-06	-12,1468
0,595709	1,89E-05	-10,8763	0,2986	7,24E-06	-11,836
0,631035	2,50E-05	-10,5966	0,316297	1,01E-05	-11,5067
0,66844	3,25E-05	-10,3343	0,335009	1,43E-05	-11,1586
0,708009	4,14E-05	-10,0922	0,354856	2,06E-05	-10,7894
0,749954	5,18E-05	-9,86812	0,375919	3,05E-05	-10,3975

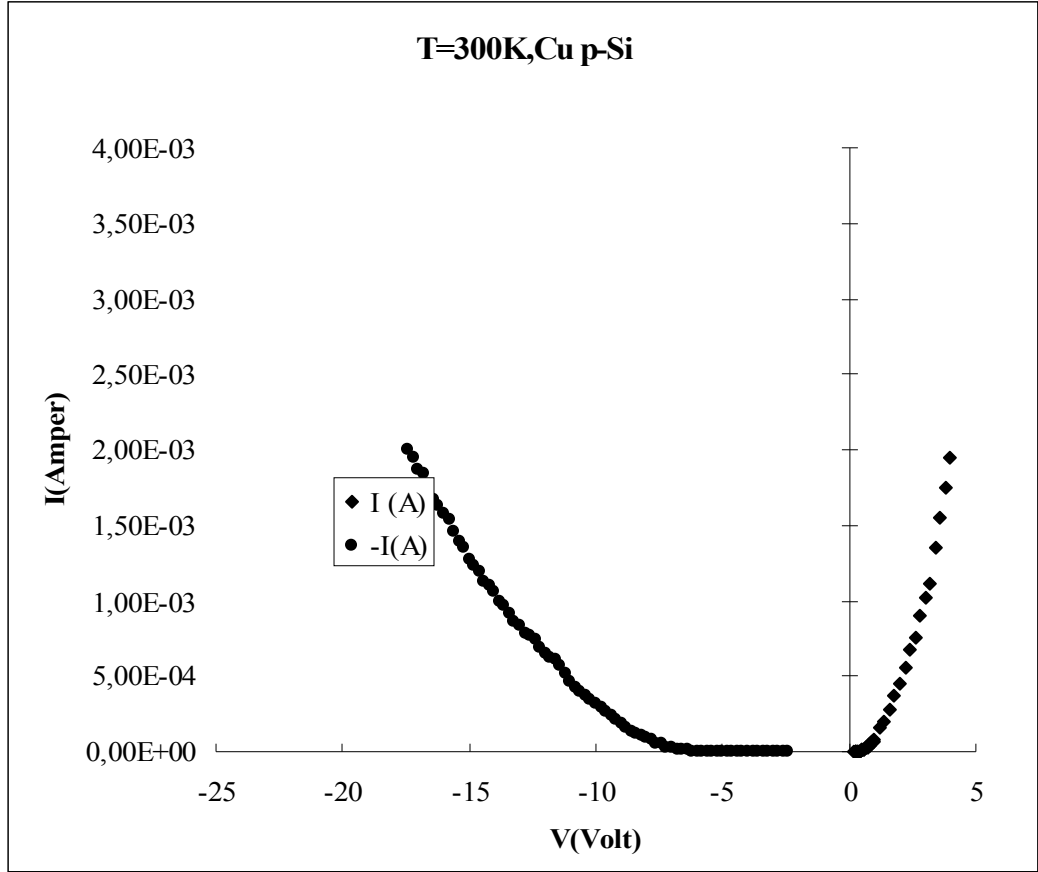
(4.7) eşitliğinde  $I_s$  doyma akımı,  $A^*$  Richardson sabiti ve  $T$  sıcaklık değerleri p – tipi Si/Cu Schottky bariyer diyotu için yerlerine yazılırsa;

$$A^* = 32 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$$

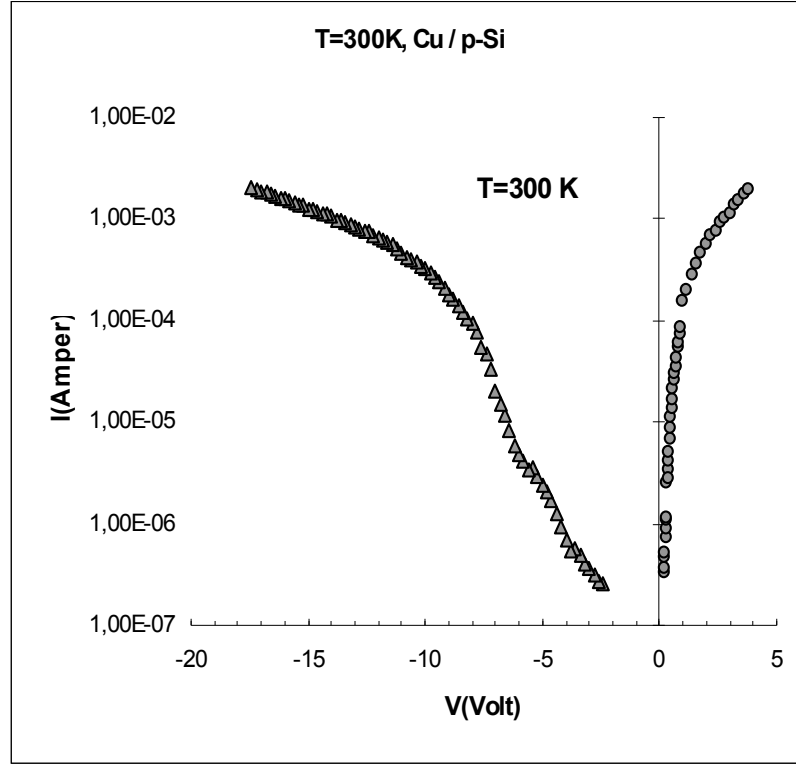
$$k = 1,38 \times 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$$

değerleri eşitlikte yerine konulursa  $\phi_{b0}$  ;

$$\phi_{b0} = 0,568 \text{ eV} \text{ olarak bulunmaktadır.}$$

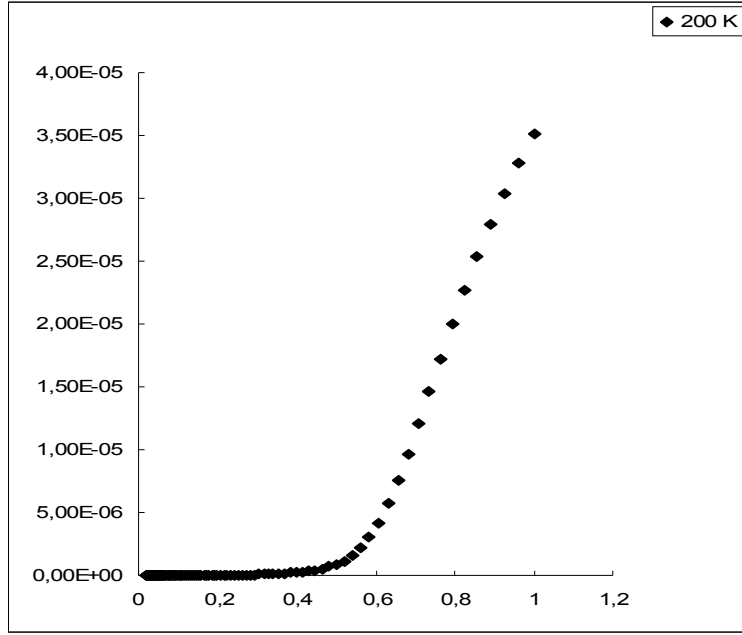


Şekil 4.3 p – tipiSi/Cu Schottky bariyer diyotun  $I - V$  değişim grafiği ( $T=300K$ )

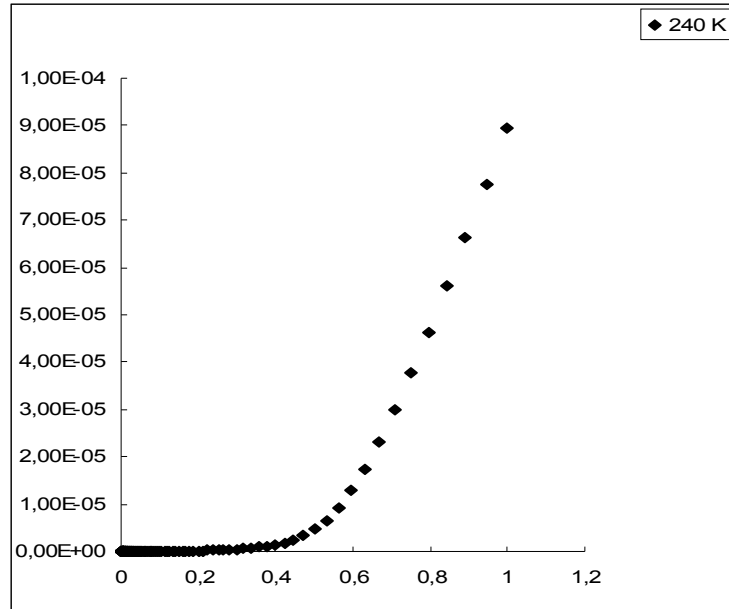


Şekil 4.4 p – tip Si/Cu Schottky bariyer diyotuna ait ileri ve ters yönde uygulanan voltaj altında  $\ln(I) - V$  değişim grafiği ( $T=300\text{K}$ )

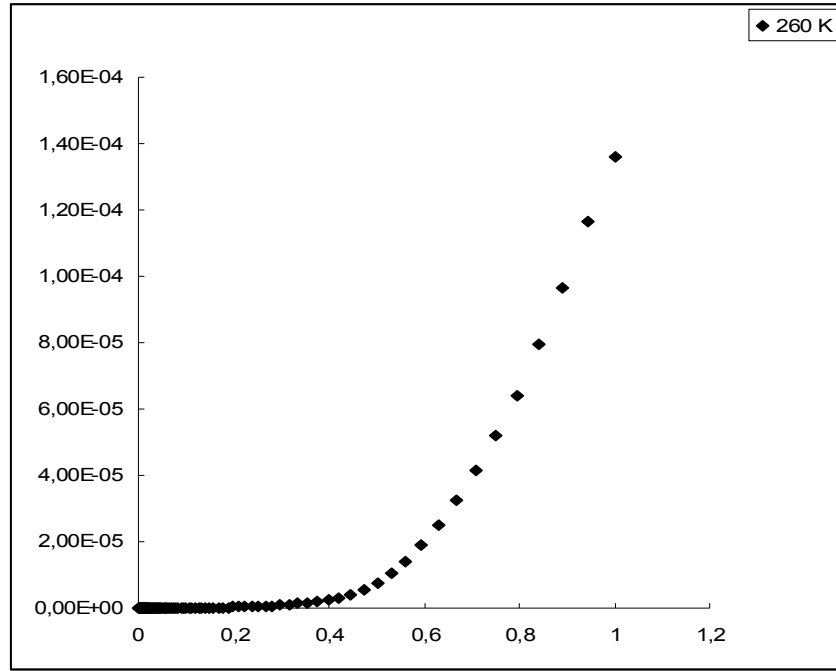




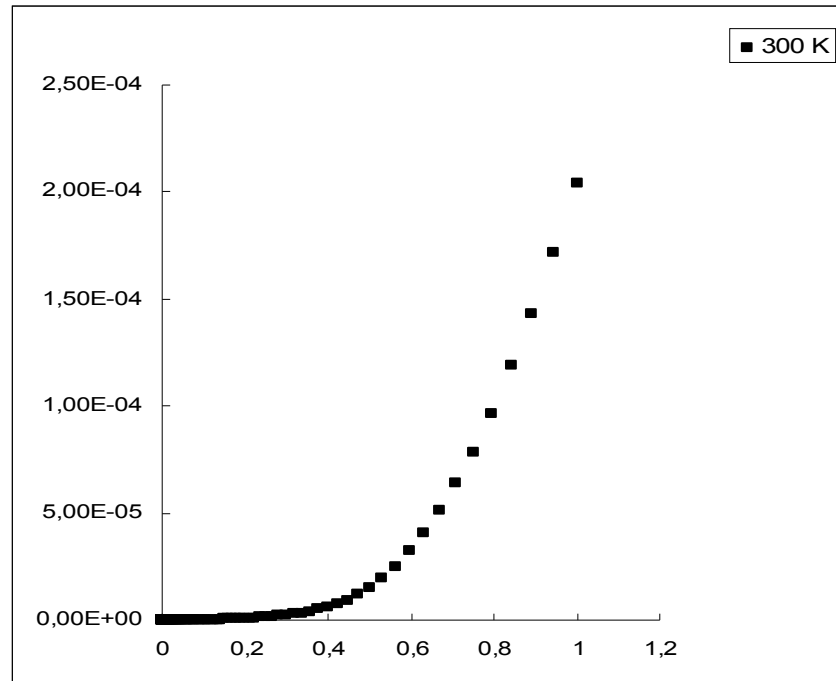
Şekil 4.5n- tipi Si/Cu Schottky bariyer diyotun  $I - V$  değişim grafiği ( $T=200K$ )



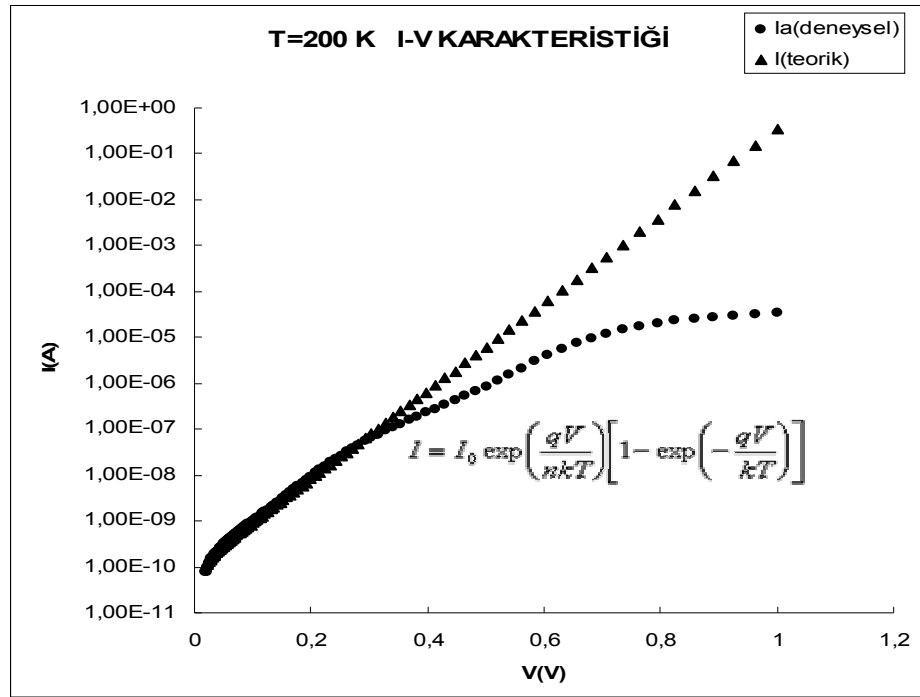
Şekil 4.6n- tipi Si/Cu Schottky bariyer diyotun  $I - V$  değişim grafiği ( $T=240K$ )



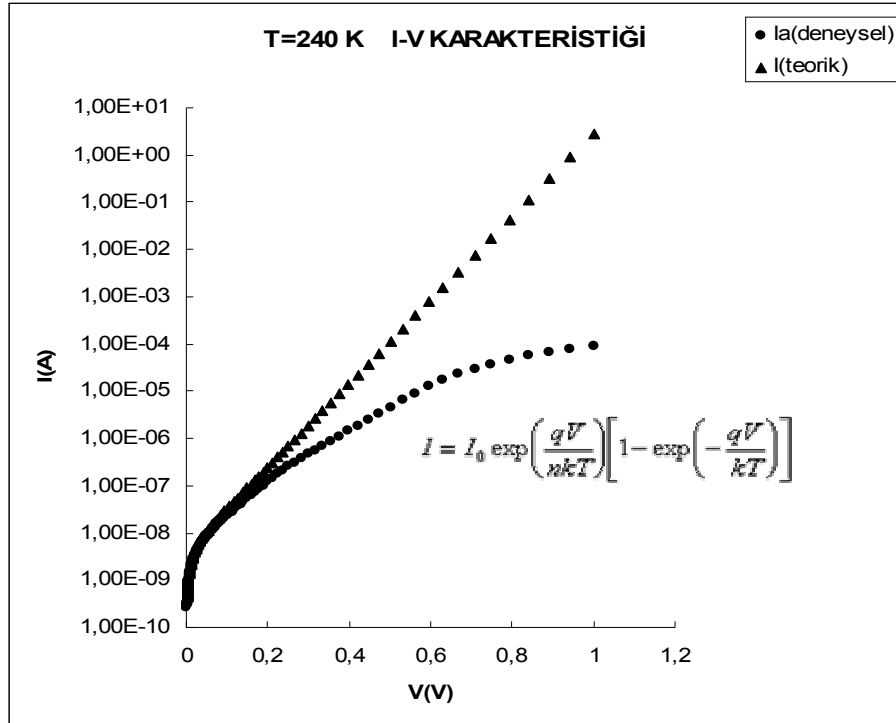
Şekil 4.7 n- tipi Si/Cu Schottky bariyer diyotun  $I - V$  değişim grafiği ( $T=260K$ )



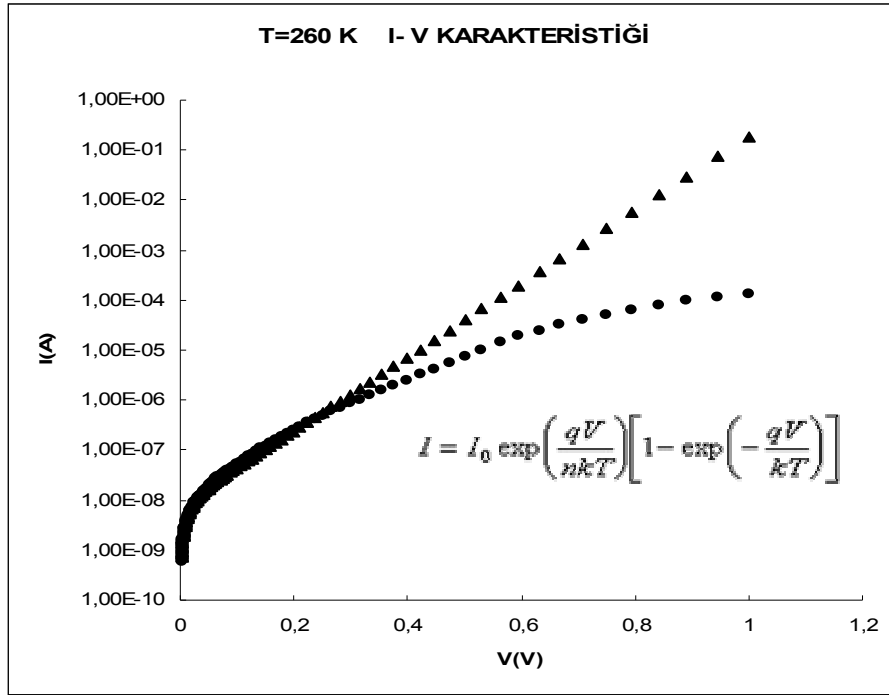
Şekil 4.8 n- tipi Si/Cu Schottky bariyer diyotun  $I - V$  değişim grafiği ( $T=300K$ )



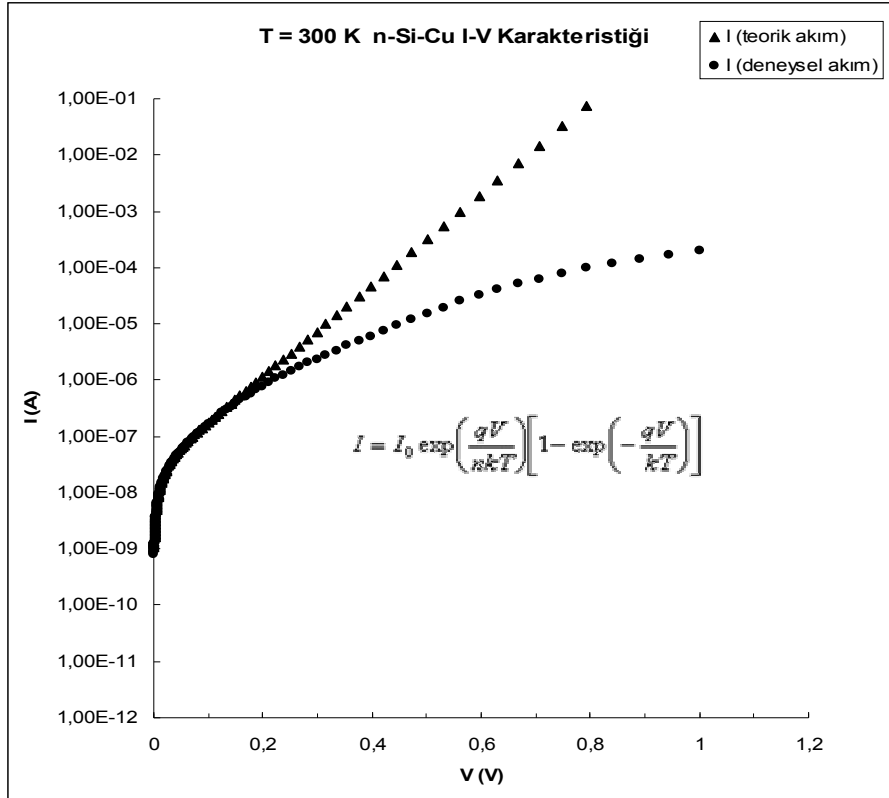
Şekil 4.9 n- tipi Si/Cu Schottky bariyer diyotun  $\ln(I) - V$  değişim grafiği ( $T=200K$ )



Şekil 4.10 n- tipi Si/Cu Schottky bariyer diyotun  $\ln(I) - V$  değişim grafiği ( $T=240K$ )

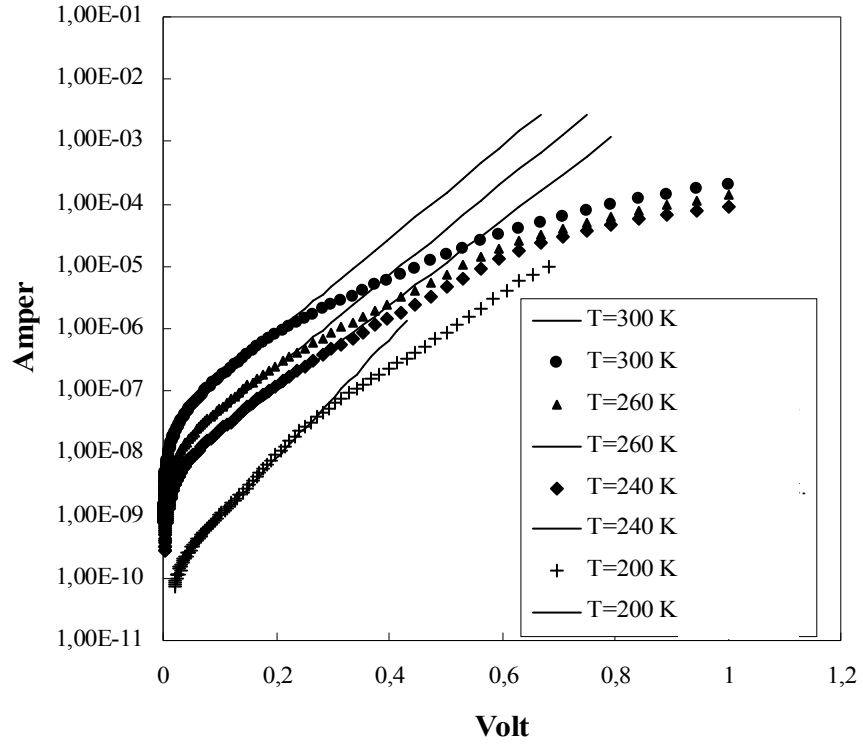


Şekil 4.11 n- tipi Si/Cu Schottky bariyer diyotun  $\ln(I) - V$  değişim grafiği ( $T=260K$ )



Şekil 4.12 n- tipi Si/Cu Schottky bariyer diyotun  $\ln(I) - V$  değişim grafiği ( $T=300K$ )

Görülebileceği gibi elektrodpozisyon yoluyla elde edilmiş olan n-tipi Si/Cu Schottky diyota ait akım-voltaj karakteristiği dört farklı sıcaklık için incelenmiştir. Her bir sıcaklığa ait deneysel akım değerleriyle eşitlik(4. 5) kullanılarak hesaplanmış teorik akım değerleri karşılaştırılmış ve ileri yönde uygulanan belirli voltaj değerine kadar uyum gösterdiği gözlenmiştir. Her farklı sıcaklık için elde edilen bu ölçüm sonuçları ve teorik değerler tek bir grafik altında incelenmek istendiğinde Şekil 4.13'teki gibi bir grafik elde edilebilir. Yüksek gerilimlerdeki deneysel sonuçların, teorik sonuçlardan sapmasının nedeni, seri direnç etkisi olarak açıklanabilir.

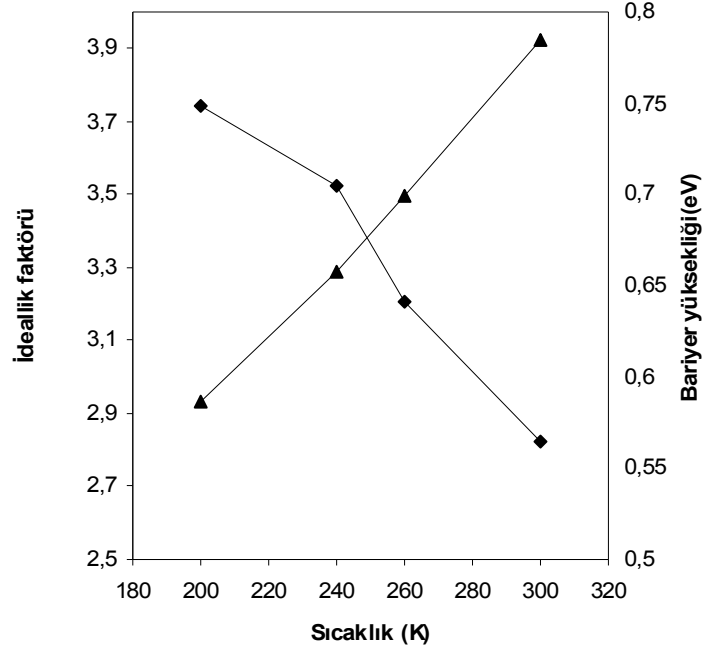


Şekil 4.13 Cu/n-Si Schottky bariyer diyota ait birkaç farklı sıcaklıktaki ileri yön akım-voltaj (I-V) karakteristiği

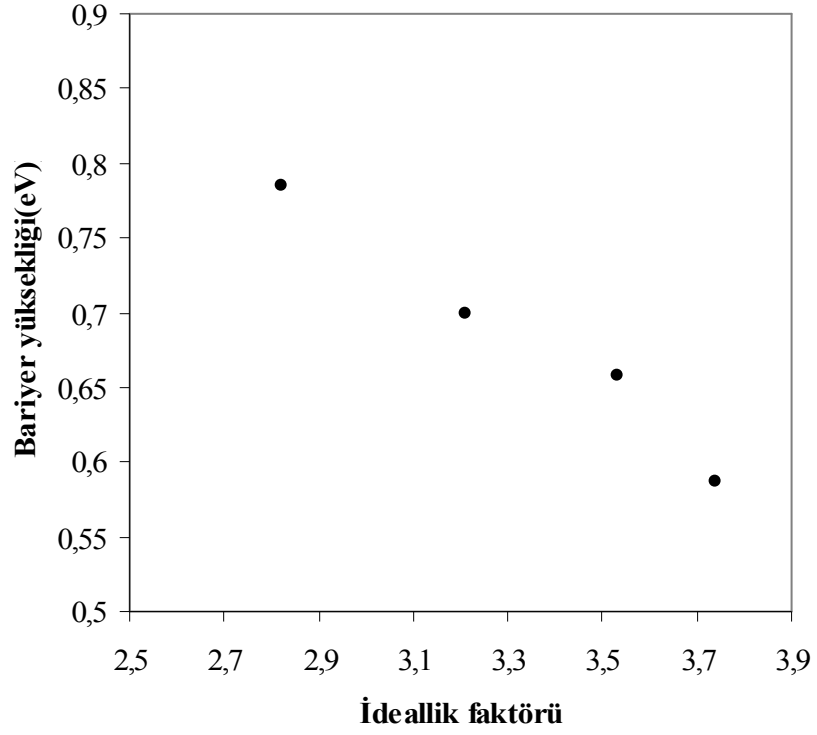
#### 4.6 Bariyer yüksekliği ve ideal faktörün sıcaklıkla değişiminin yorumlanması

Schottky bariyer diyotlarının bariyer yüksekliklerinin ve ideal faktörlerinin sıcaklıkla değişimi Şekil 4.14 ve Şekil 4.15'te verilmiştir. Şekil 4.14 ve Şekil 4.15'ten görüldüğü gibi her iki örnek için hesaplanan bariyer yüksekliklerinin ve ideal faktörlerinin değerleri sıcaklığa bağımlılığı oldukça yüksektir. Sıcaklığın azalması ile bariyer yükseklikleri azalırken ideal faktörlerin arttığı görülmüştür.

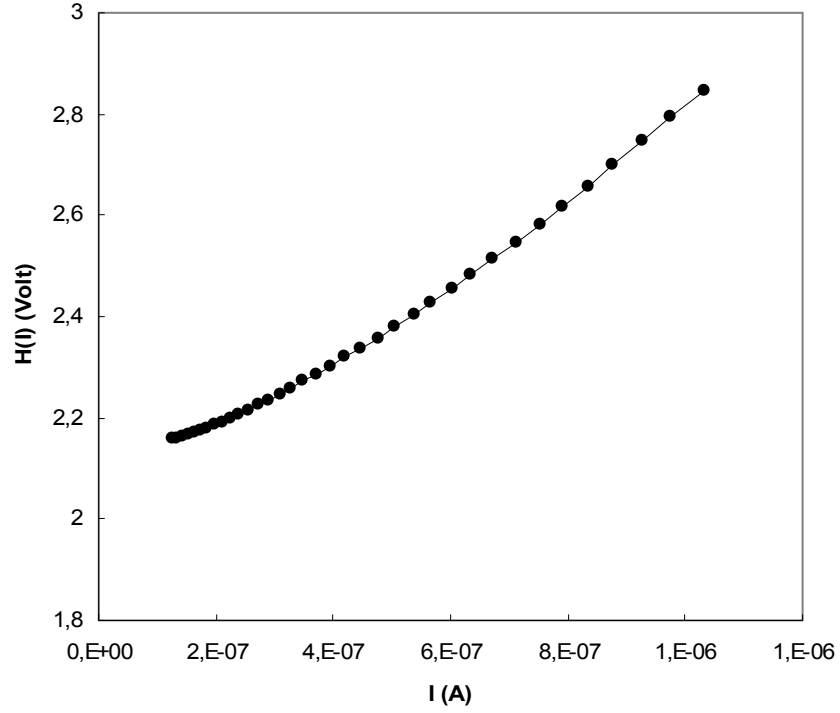
Şekil 4.15'te deneysel etkin bariyer yükseklikleri ve ideallik faktörleri arasında doğrusal bir ilişki görülmektedir. Bu ilişki Schottky diyotlardaki bariyer yüksekliklerinin yanal inhomojeniteliği ile açıklanan lineer bir ilişkidir.



Şekil 4.14 Cu/n-Si Schottky bariyer diyota ait ideallik faktörü ve bariyer yüksekliğinin sıcaklık bağımlılığı



Şekil 4.15 Cu/n-Si Schottky bariyer diyota ait bariyer yüksekliği-ideallik faktörü değişim grafiği



Şekil 4.16 Oda sıcaklığında Cu/n-Si Schottky bariyere ait deneysel  $H(I)$ - $I$  eğrisi

İdeallik faktörü ve dirençler Cheung tarafından geliştirilmiş bir metod kullanılarak bulunabilir. Şekil 4.16'da bu metod kullanılarak elde edilmiş bir grafik bulunmaktadır. Cheung' un metodu şu fonksiyonlar kullanılarak elde edilmiştir;

$$\frac{dV}{d(\ln I)} = n \frac{kt}{q} + R_s I \quad (4.11)$$

$$H(I) = V - n \left( \frac{kT}{q} \right) \ln \left( \frac{I}{AA^*T^2} \right) \quad (4.12)$$

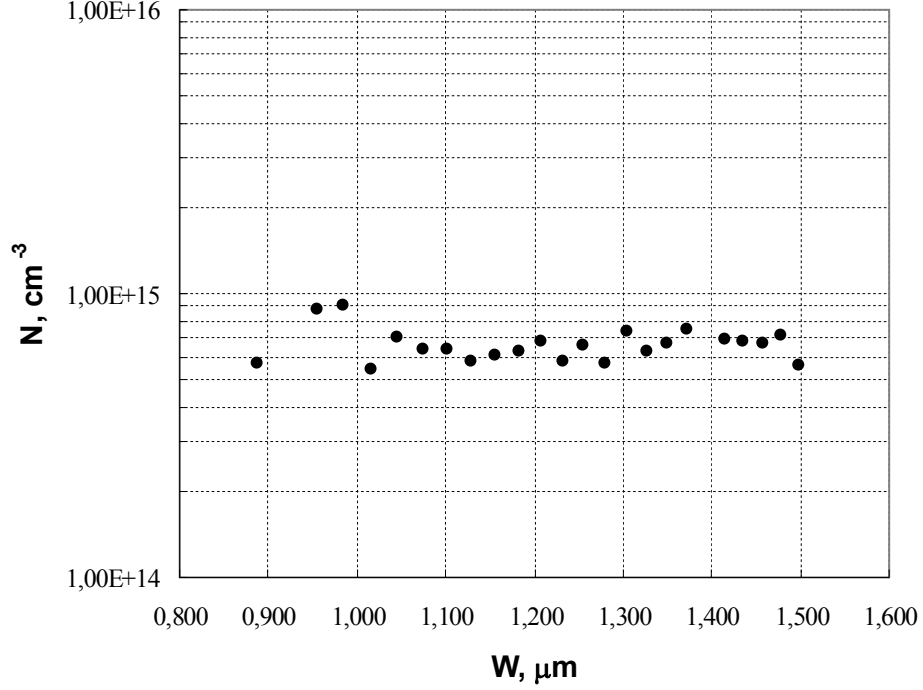
ve

$$H(I) = I \times R_s + n\phi_{bo} \quad (4.13)$$

Burada  $\phi_{bo}$  gerçek bariyer yüksekliğidir. İdeallik faktörü  $n$  bulunduktan sonra eşitlik (4.10) ile verilen  $H(I)$  fonksiyonunun grafiğinden Schottky bariyer yüksekliği tahmin



edilmektedir. Şekil 4.16'dan da görüleceği gibi, y eksenini  $n\phi_{bo}$  'a eşit noktada kesen yaklaşık olarak düz bir çizgi bulunmaktadır.



Şekil 4.17 C-V ölçümlerinden hesaplanmış N-W grafiği (T=300K)

$$N(x) = \frac{2}{q\epsilon_s} \left[ \frac{-d \left( \frac{1}{C^2} \right)}{dV} \right]^{-1} \quad (4.9)$$

$$C = \frac{\epsilon_s A}{dV} \quad (4.10)$$

(4.9) ve (4.10) eşitliklerinden yararlanarak çoğunluk taşıyıcılarının yoğunluğu ile tüketim bölgesi genişliğinin nasıl değiştiğini gösteren Şekil 4.17 çizilebilir. Şekilden de görüleceği gibi, katkı konsantrasyonunun tüketim bölgesi boyunca düzgün dağılıma sahip olduğu söylenebilir.

Tez çalışmalarında elde edilmiş olan sonuçlar, Nisan 2007 tarihli *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials* dergisinde yayınlanmıştır ve aşağıda bu makalemizin ilk sayfası gösterilmektedir.

JOURNAL OF OPTOELECTRONICS AND ADVANCED MATERIALS Vol. 9, No. 4, April 2007, p. 818 - 821

## Electrical properties of n-Si /Cu Schottky diodes formed by electrodeposition

M. AHMETOGLU (AFRAILOV)<sup>\*</sup>, M. ALPER, M. SAFAK, K. ERTURK, B. GURPINAR, F. KOCAK, C. HACIISMAILOGLU  
*Department of Physics, Uludag University, 16059, Görükle, Bursa, Turkey*

In this paper we report the electrical characteristics of the Schottky diodes formed by electrodeposition of copper on n- Si (111) from 0.2 M  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$  + 0.5 M  $\text{H}_3\text{BO}_3$  (pH=2.0) solution. Electrical measurements have been carried out at room temperature. n-Si /Cu diode current-voltage characteristics display low reverse-bias leakage currents and average barrier heights of  $0.59 \pm 0.02$  eV and  $0.67 \pm 0.02$  eV obtained from both  $I-V$  and  $C-V$  measurements at room temperature, respectively.

(Received November 2, 2006; accepted February 28, 2007)

*Keywords:* Electrodeposition, Schottky diodes, Electrical properties

### 1. Introduction

Interfaces between thin metal layers and semiconductors are used in optical detectors, solar cells [1] and chemical sensors [2-3]. The transport properties of such Schottky diodes and the dependence of the transport parameters on preparation are of essential importance for the device performance. Metal-semiconductor interfaces may be characterized by photoelectrical and current-voltage ( $I-V$ ) measurements [4-5].

The metallization of semiconductor surfaces is still mostly performed in vacuum by evaporation or sputtering. The process itself is of great technological importance of Schottky barriers and ohmic contacts in electronic devices. As an alternative to the deposition from the vapor phase, many metals can be electrodeposited onto semiconductors from solution. By varying the overpotential or the composition of the electrolyte, it is possible to influence the growth mode and the structure of the deposit. Therefore it is necessary to understand in detail the mechanisms of nucleation and growth as well as the structural properties of electrodeposits.

Because of a replacement of aluminum by copper in the silicon metallization process [6], the electrochemical deposition of metals, particularly of copper on silicon has received increased interest in recent years. Despite its great industrial importance, relatively little work is reported in the literature on the fundamental aspects of electroplating on semiconductor substrates [7-9]. So far, most of the work about metal deposition onto semiconductors was performed with classical electrochemical methods.

In the following, we report on the  $I-V$  and  $C-V$  measurement results of the Schottky diodes formed by electrodeposition of copper on n- Si (111) from a copper sulphate bath.

### 2. Experimental

One-sided polished n-Si (111) samples, phosphorus-doped, 1-20  $\Omega\text{cm}$  ( $N_D = 10^{15} \text{cm}^{-3}$ ) were used as substrate. They were cleaned following cleaning procedure [10], which means degreasing in 2-propanol under reflux for 2 h and then boiling alternating for 15 min in basic and acidic  $\text{H}_2\text{O}_2$  solutions. Prior to each experiment the substrates were etched for 1 min in 20% HF (Merck, VLSI Selectipur) to remove the oxide layer. Ohmic contacts were formed by vacuum evaporation of an Au layer on the back of the wafers after the etching procedure.

Copper was deposited from an electrolyte containing 0.2 M  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$  + 0.5 M  $\text{H}_3\text{BO}_3$  (pH=2.0). The electrochemical experiments were carried out in a conventional three-electrode cell connected to a potentiostat. A saturated calomel electrode (SCE) and a platinum sheet served as reference and counter electrode, respectively. All potentials are reported versus SCE. The current-voltage ( $I-V$ ) measurements were performed using a Keithley 2400 voltage source and capacitance-voltage measurements were carried out at room temperature with KEITHLEY 590/1M  $C-V$  Analyzer. All measurements were controlled by a computer via an IEEE - 488 standard interface so that the data collecting, processing and plotting could be accomplished automatically.

### 3. Results and discussion

The electrical characterizations of the device were achieved through I-V and C-V measurements at 300 K. The formation of a Schottky barrier between a Cu layer and n-doped Si (111) at room temperature is shown in Fig. 1.

## SONUÇ

n – tipi Si ve p –tipi Si yarıiletkeni üzerine Cu ince filmi oluşturulmuş ve bu örneklerin Schottky bariyer diyot özelliği gösterdiği görülmüştür. Kurulan sistemde, I – V ve C – V ölçümleriyle hesaplanan bariyer yükseklikleri, teorik sonuçlara çok yakın çıkmıştır. Baskın akım geçişi termoiyonik yayılma ile gerçekleşmektedir.

Yapılan bu çalışma ile Schottky bariyer diyotlarının elektriksel özelliği belirlenebilmektedir.

**KAYNAKLAR**

ALPER, M. 1995. Electrodeposited Magnetic Superlattices.Ph. d. Thesis (unpublished), Universty of Bristol,p. 1-62

ATKINS,P. W. 1994. Physical Chemistry .Oxford Universty,Oxford.p.

BARD , A. J. AND L. R. FAULKNER. 1980.Electrochemical Methods,Fundamentals and Applications.John Wiley & sons,Newyork.

BRENNER,A.1963.Electrodeposition of Alloys,Vol. 1,Academic Pres, New York. P. 23-174

CAFER, T. 2000. Katihal Elektronığı, Yıldız Teknik Üniversitesi Basım – Yayın Merkezi, Yıldız Teknik Üniversitesi Vakfı Yayın no. Ytövak.fe.dk-2000.002, İstanbul.

GREEF, R., R. PEAT, L. M. PETER, D. PLETCHER, J.ROBINSON.1990.Instrumental Methods and Electrochemistry.Ellis Horwood,London.p.15-387.

KHAFİZOVA, M. S. SELÇUK VE C. ŞEN 2001. Fabrication and characterization of Schottky Diodes, Ankara, Turkey.

KILIÇ,E. F. KÖSEOĞLU, (Editörler)1996,Analitik Kimya,Bilim Yayıncılık,Ankara,s.303-327

MILNES, A. G. D. L. FEUCHT 1972. Heterojunctions and Metal Semiconductor Junctions, Academic Press, New York.

MOORE,W. J. 1966,Physical Chemistry,Longmans,London p.379-394

PAUNOVIC, M. 2000, Electrochemical Aspects In: M.Schlesinger, M. Paunovic (Editors)Modern Electroplating, John Wiley&Sons,p.1.56

RHODERICK, E. H. R. H. WILLIAMS 1988. Metal – Semiconductor Contacts, Clarendon Press, Oxford.

SHARMA, B. L. 1984. Metal - Semiconductor Schottky Barrier Junction and Their Application, Plenum Press.

SING, R., S. K. ARORA D. KANJILAL 2001. Swift Heavy Ion Irradiation induced modification of electrical characteristics of Au/n-Si Schottky barrier diode, Nuclear Science Centre, New Delhi, India.

SZE, S. M. 1981. Physics of Semiconductor Devices, John Wiley & Sons, New York.

SZE, S. M. 1985. Semiconductor Devices Physics and Technologies, Murray Hill, New Jersey, p. 159 – 171.

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

YILDIZ, A. ,Ö. GENÇ, S. BEKTAŞ. 1997. Enstrümental Analiz. Hacettepe Yayınları A-64, s.96-247

**TEŐEKKÖR**

Yaptığım yüksek lisans tez çalışmamda, bana çalışma olanağı veren, maddi, manevi yardımlarını esirgemeyen danışmanım sayın Doç Dr. Muhittin AHMETOĞLU'na sonsuz teşekkür ederim. Laboratuvar çalışmalarında her türlü imkanı sağlayan sayın Prof. Dr. Mürsel ALPER, deneysel düzeneklerin hazırlanmasında yardımlarını esirgemeyen sayın Araştırma Görevlisi Mürşide ŐAFAK'a, Araştırma Görevlisi Kadir ERTÖRK'e ve yakın ilgisini esirgemeyen tüm arkadaşlarıma teşekkür ederim.

**ÖZ GEÇMİŞ**

25.07.1982 tarihinde Bursa'da doğdu. İlk ve orta öğrenimimi tamamlayarak, 2000'de Gemlik Celal Bayar Anadolu Lisesi'nden mezun oldu. Aynı yıl Uludağ Üniversitesi Fen – Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünde lisans eğitimine başlayıp 2004'de aynı bölümden mezun oldu. Eylül 2005'te Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında yüksek lisans öğrenimine başladı.