



**T.C.
ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**METAL/Si VE METAL/Si_{1-x}Ge_x/Si
SCHOTTKY BARIYER DİYOTLARININ
ELEKTRİK ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

Kadir ERTÜRK

**Prof.Dr. Naim DEREBAŞI
(Danışman)**

**DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI**

BURSA-2007

T.C.

ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

METAL/Si VE METAL/Si_{1-x}Ge_x/Si
SCHOTTKY BARIYER DİYOTLARININ
ELEKTRİK ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ


KADİR ERTÜRK


DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

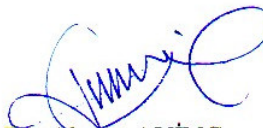
Bu tez 13/04/2007 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oy birliği/oy çokluğu ile kabul edilmiştir.

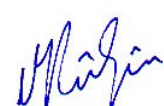

Prof. Dr. Nam DEREBAŞI

(Danışman)


Prof. Dr. Mehmet ÇAĞLIYAN


Doç. Dr. Muhitdin AHMETOĞLU


Prof. Dr. Ahmet AVINÇ


Doç. Dr. Vildan BİLGİN

ÖZET

Schottky bariyer diyotların teknolojik önemine bağlı olarak, bu diyotların akım-gerilim ve kapasitans-gerilim karakteristiklerinin anlaşılması oldukça ilgi çekicidir. Schottky bariyer diyotların oda sıcaklığında ölçülmüş akım-gerilim karakteristiklerinin analizi iletkenlik süreci ve ara yüzeyde bariyer oluşumunun doğası hakkında ayrıntılı bilgi vermemektedir. Akım-gerilim karakteristiklerinin sıcaklığa bağımlılığı, iletkenlik mekanizmasının farklı bir açıdan anlaşılmasını sağlamaktadır. Bariyer parametrelerinin yani bariyer yüksekliği ve ideallik faktörlerinin elde edilmesi için iletkenlik süreci hakkında ayrıntılı bilgi gerekmektedir.

Bu çalışmada kullanılan n-tipi (100) yönelimine sahip $\text{Si}_{0.76}\text{Ge}_{0.24}$ örnekleri silisyum moleküler demet tabakalama yöntemi ile büyütülmüştür. $\text{Si}_{0.76}\text{Ge}_{0.24}$ üzerine Platin metali kaplanması ile Schottky eklemler oluşturulmuştur. Fırınlanmamış ve fırınlanmış $\text{Pt}/\text{Si}_{0.76}\text{Ge}_{0.24}/\text{n-Si}$ diyotlarının akım-gerilim ve kapasitans-gerilim ölçümleri 100-300K sıcaklık aralığında yapılmıştır. Bu ölçümlerden bariyer yükseklikleri hesaplanmış ve sonuçlar $\text{Pt}/\text{n-Si}$ örnekleri ile karşılaştırılmıştır.

$\text{Cr}/\text{p-Si}$ ve $\text{Pt}/\text{Si}_{0.76}\text{Ge}_{0.24}/\text{n-Si}$ Schottky bariyer diyotların elektriksel karakteristikleri 100-300K sıcaklık aralığında ölçülmüştür. Isısal yayılım kuramına dayanan akım-gerilim analizleri sonucunda düşük sıcaklıklarda görünür bariyer yüksekliğinde anormal bir azalma ve ideallik faktöründe de bir artış açığa çıkmıştır. Bu anormalliklerin metal-yarıiletken ara yüzeyinde ortaya çıkan bariyer yüksekliklerindeki homojensizlikten kaynaklandığı görülmüştür. Böylece bariyer yüksekliklerinin Gauss dağılımı ile ısısal yayılım kuramına dayanarak, $\text{Cr}/\text{p-Si}$ ve $\text{Pt}/\text{Si}_{0.76}\text{Ge}_{0.24}/\text{n-Si}$ Schottky bariyer diyotların akım-gerilim karakteristiklerinin sıcaklığa bağımlılığının başarılı bir şekilde açıklanabileceği sonucuna varılmıştır.

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

ABSTRACT

Due to technological importance of Schottky barrier diodes, a full understanding of the nature of their current-voltage and capacitance-voltage characteristics is of great interests. Analysis of the current-voltage characteristics of a Schottky barrier measured only at room temperature has not given detailed information about the conduction process and the nature of barrier formation at the metal-semiconductor interface. The temperature dependence of the current-voltage characteristics allows us to understand from different aspects of conduction mechanisms. The detailed knowledge of the conduction process is essential to extract barrier parameters, namely the barrier height and ideality factor.

The n-type (100) oriented $\text{Si}_{0.76}\text{Ge}_{0.24}$ samples used in this work were grown by silicon molecular beam epitaxy. The formation of Schottky junction has made by Platin deposition on $\text{Si}_{0.76}\text{Ge}_{0.24}$. The electrical properties of both unannealed and annealed Pt/ $\text{Si}_{0.76}\text{Ge}_{0.24}$ /n-Si samples were studied by current-voltage and capacitance-voltage characteristics obtained. The measurements have been done in a temperature range of 100-300K and Schottky barrier heights have been determined. Also, these results have been compared with the Pt/n-Si sample.

The electrical characteristics of Cr/p-Si (100) and Pt/ $\text{Si}_{0.76}\text{Ge}_{0.24}$ /n-Si Schottky barrier diodes have been measured in the temperature range of 100-300K. The current-voltage analysis based on thermionic emission theory has revealed an abnormal decrease of apparent barrier height and increase of ideality factor at low temperature. It is demonstrated that these anomalies result due to the barrier height inhomogeneities prevailing at the metal-semiconductor interface. Hence, it has been concluded that the temperature dependence of the current-voltage characteristics of the Cr/p-Si and Pt/ $\text{Si}_{0.76}\text{Ge}_{0.24}$ /n-Si Schottky barrier diodes can be successfully explained on the basis of thermionic emission mechanism with a Gaussian distribution of the barrier heights.

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

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
TEZ ONAY SAYFASI	ii
ÖZET.....	iii
ABSTRACT.....	iv
İÇİNDEKİLER	v
KISALTMALAR DİZİNİ.....	viii
ÇİZELGELER DİZİNİ	ix
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	x
SİMGELER DİZİNİ.....	xiv
GİRİŞ	1
1. KURAMSAL TEMELLER.....	4
1.1. Bariyer Oluşumu	4
1.1.1. Schottky-Mott teorisi.....	4
1.1.2 Bariyer yüksekliğinin gerilime bağıllığı	16
1.2 $Si_{1-x}Ge_x / Si$ Heteroeklemler	18
1.3 Metal- $Si_{1-x}Ge_x / Si$ Eklemler.....	20
1.4. Kapasitans-Gerilim Karakteristiği.....	22
1.4.1. Tükenim bölgesinde elektrik alan ve potansiyel dağılımı.....	22
1.4.2 Tükenim bölgesinin kapasitansı	25
1.4.3 Azınlık taşıyıcılarının etkisi	28
1.4.4. Ara Yüzey tabakasının etkisi.....	29
1.5 Bariyer Üzerinden Akım Geçiş Mekanizmaları.....	31
1.5.1. Isısal yayılım kuramı.....	33
1.5.2. Difüzyon kuramı	34
1.5.3. Genelleştirilmiş kuram	35
1.5.4. Bariyerde tünel geçişi.....	37
1.5.5. Tükenim bölgesinde yeniden birleşme.....	39
1.5.6. Azınlık taşıyıcılarının enjeksiyonu	40
1.6. Homojen Olmayan Bariyer Modeli.....	41

	Sayfa
2. MATERYAL VE YÖNTEM	45
2.1. Örneklerin Hazırlanması	46
2.1.1. Silisyum levhalarının temizlenmesi	46
2.1.2. Fırınlama	47
2.1.3. Omik eklem.....	48
2.1.4 Pt/Si _{0,76} Ge _{0,24} /n-Si örneklerin hazırlanması	50
2.1.5 Cr/p-Si örneklerin hazırlanması	50
2.2. Ölçüm Sistemleri.....	52
2.2.1. Elektriksel ölçümler için örnek tutucu	52
2.2.2. Kapasitans-Gerilim (C-V) ölçüm sistemi.....	52
2.2.3. Akım-Gerilim (I-V) ölçüm sistemi	55
2.3. Kapasitans-Gerilim Karakteristikleri	57
2.3.1. C-V ölçümleri.....	57
2.3.2. Tükenim bölgesindeki yük taşıyıcılarının konsantrasyonun bulunması ...	58
2.3.3. C-V ölçümlerinden bariyer yüksekliğinin bulunması	59
2.4. Akım-Gerilim Karakteristikleri	60
2.4.1. I-V ölçümleri.....	60
2.4.2. I-V ölçümlerinden ideal faktörün bulunması	61
2.4.3. I-V ölçümlerinden bariyer yüksekliğinin bulunması	63
2.5. Akım-Sıcaklık Karakteristikleri	63
2.5.1. Richardson grafiğinden bariyer yüksekliğinin bulunması	63
2.5.2. Düz-bant bariyer yüksekliğinin bulunması	64
2.5.3. Bariyer yüksekliği homojensizliğinin analizi	65
3. ARAŞTIRMA SONUÇLARI VE TARTIŞMA	68
3.1. Akım-Gerilim Ölçümlerinin Sıcaklıkla Değişiminin Yorumlanması	68
3.2. Bariyer Yüksekliği ve İdeal Faktörün Sıcaklıkla Değişiminin Yorumlanması...	71
3.3. Akım-Sıcaklık Değişiminin Yorumlanması	75
3.4. Bariyer Homojensizliği ve Geliştirilmiş Richardson Grafiğinin Yorumlanması	78
3.5. C-V Ölçümlerinin Yorumlanması	82
3.6. Düz Bant Bariyer Yüksekliğinin Yorumlanması	85

	Sayfa
3.7. Pt/Si _{0.76} Ge _{0.24} /n-Si Schottky Bariyer diyotun Bariyer Yüksekliğinin Fırınlanma Sıcaklığıyla Değişiminin yorumlanması.....	86
3.8. Pt/Si _{0.76} Ge _{0.24} /n-Si ve Pt/n-Si Schottky Bariyer Yüksekliklerinin Karşılaştırılması.....	87
SONUÇ	90
KAYNAKLAR	92
TEŞEKKÜR	96
ÖZGEÇMİŞ	97

KISALTMALAR DİZİNİ

C-V	Kapasitans-Gerilim
FE	Alan Yayılımı
I-V	Akım-Gerilim
MBE	Moleküler Demet Tabakalama
MODFET	Modülasyon Katkılı Alan Etkili Transistor
MOSFET	Metal-Oksit-Yarıiletken Alan Etkili Transistor
SBD	Schottky Bariyer Diyot
SRH	Shokley-Read-Hall
TE	Isısal Yayılım
TFE	Isısal Alan Yayılımı

ÇİZELGELER DİZİNİ

	Sayfa
Çizelge 2.1 Cr/p-Si Schottky bariyer diyotun 280 K sıcaklığında alınan $C-V$ ölçümleri	57
Çizelge 2.2 Cr/p-Si Schottky bariyer diyotun 180 K sıcaklığında alınan $I-V$ ölçümleri	60
Çizelge 3.1 Farklı sıcaklıklarda Cr/p-Si için akım-gerilim ölçümlerinden elde edilen ideal faktörler ve bariyer yükseklikleri	69
Çizelge 3.2 Farklı sıcaklıklarda Pt/Si _{0.76} Ge _{0.24} /n-Si için akım-gerilim ölçümlerinden elde edilen ideal faktörler ve bariyer yükseklikleri.....	71
Çizelge 3.3 Richardson grafiğinin çizilebilmesi için elde edilen veriler.	75
Çizelge 3.4 Pt/Si _{0.76} Ge _{0.24} /n-Si Schottky bariyer diyotuna ait Richardson grafiğinin çizilmesi için elde edilen veriler.....	75
Çizelge 3.5 Farklı sıcaklıklarda Cr/p-Si için elde N_a değerleri.....	83
Çizelge 3.6 Farklı sıcaklıklarda Cr/p-Si için $C-V$ ölçümlerinden elde edilen bariyer yükseklikleri.....	84
Çizelge 3.7 Pt/Si _{0.76} Ge _{0.24} /n-Si (600 °C, 700 °C’de fırınlanmış ve fırınlanmamış) Schottky diyotların bariyer yükseklikleri ve ideallik faktörleri.....	86
Çizelge 3.8 Pt/Si _{0.76} Ge _{0.24} /n-Si (800 °C’de fırınlanmış) ve Pt/n-Si (800 °C’de fırınlanmış) Schottky diyotların bariyer yükseklikleri.....	88

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa

Şekil 1.1	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.....	5
Şekil 1.2	Doğrultucu metal/n–tipi yarıiletken eklem termal dengedeki enerji–bant diyagramı	7
Şekil 1.3	Doğrultucu metal/n–tipi yarıiletken eklem doğru gerilimdeki enerji–bant diyagramı	7
Şekil 1.4	Doğrultucu metal/n–tipi yarıiletken eklem ters gerilimdeki enerji bant diyagramları.....	8
Şekil 1.5	Metal/n-tipi yarıiletken eklem $\phi_m < \phi_s$ durumundaki enerji–bant diyagramları; a) eklem oluşmadan önceki metal ve yarıiletkenin enerji–bant diyagramı, b) eklem oluşuktan sonraki termal denge durumu, c) yarıiletkene negatif gerilim uygulandığında ve d) yarıiletkene pozitif gerilim uygulandığında oluşan enerji–bant diyagramları.....	10
Şekil 1.6	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.....	11
Şekil 1.7	Yüzey durumlarının büyük yoğunluğuna sahip n–tipi yarı iletken bariyer oluşum sürecine bağlı enerji–bant diyagramları; a) dikkörtgensel–bant durumu b) yarı iletken termal dengedeki yüzey durumu, c) metal–yarı iletken eklem durumu.....	13
Şekil 1.8	Bileşik yarıiletkenlerin anyon ve katyonları arasındaki elektronegatiflik farkının S^* fonksiyonuna göre grafiği	15
Şekil 1.9	Görüntü kuvvetinden dolayı bariyer düşmesinin enerji–bant diyagramı.....	17
Şekil 1.10	Si üzerinde $Si_{1-x}Ge_x$ tabakasının büyütülmesinin iki boyutlu gösterimi	18
Şekil 1.11	$Si_{1-x}Ge_x$ 'in x ile bant aralığının değişimi	19
Şekil 1.12	Si (001) üzerinde a) gerilmiş ve b) gerilmemiş $Si_{0.5}Ge_{0.5}/Si$ heteroeklemin bant hizalanmaları.....	20

Şekil 1.13	Metal/p-Si ve metal/p-Si _{1-x} Ge _x Schottky eklemlerin enerji-bant diyagramları.....	21
Şekil 1.14	Schottky bariyerin tükenim bölgesindeki elektrik alanı ve potansiyel dağılımı a) Enerji-bant diyagramı; b) Elektrik alan dağılımı ve c) Potansiyel dağılımı.....	23
Şekil 1.15	Boşlukların n-tipi yarı iletken Schottky eklemine potansiyel bariyerine etkisi	29
Şekil 1.16	n-tipi yarıiletken yapılmış Schottky bariyer diyotun akım geçiş süreçlerinin enerji-bant diyagramları. a) Isısal yayılma, b) tünellenme, c) tükenim bölgesinde elektron-boşluk çiftlerinin yeniden birleşmesi, d) azınlık taşıyıcılarının enjeksiyonu	32
Şekil 1.17	n-tipi yarıiletken üzerindeki bir Schottky bariyerinde alan yayılması (FE) ve ısısal alan yayılması (TFE) tünel olayı. a) ileri ön besleme b) ters önbesleme.....	38
Şekil 1.18	Ortalama bariyer yüksekliğinin metal-yarıiletken eklemine enerji diyagramında gösterimi	42
Şekil 2.1	Yüksek sıcaklık tüp fırını	47
Şekil 2.2	Aşırı katkılı omik eklem enerji-bant diyagramı	48
Şekil 2.3	Isısal buharlaştırma sistemi şeması	49
Şekil 2.4	Au-Sb ve Al ohmik kontaklar.....	49
Şekil 2.5	(a) Pt/Si _{0.76} Ge _{0.24} /n-Si, (b) Cr/p-Si Schottky bariyer diyotları.....	50
Şekil 2.6	Univex 450 ince film oluşturma mekanizması.....	51
Şekil 2.7	Çalışmalarda kullanılan örnek tutucu.....	52
Şekil 2.8	C-V ölçümleri için kurulan sistemin şeması	53
Şekil 2.9	C-V ölçümleri için kullanılan “Testpoint” programının ekran görüntüsü	54
Şekil 2.10	I-V ölçümleri için kurulan sistemin şeması.....	55
Şekil 2.11	I-V ölçümleri için kullanılan “Testpoint” programının ekran görüntüsü	56

Şekil 2.12	Cr/p-Si Schottky bariyer diyotun uygulanan gerilime bağlı kapasitans grafiği.....	58
Şekil 2.13	Cr/p-Si Schottky bariyer diyotun 280 K sıcaklığındaki $(I/C)^2-V$ grafiği	59
Şekil 2.14	Cr/p-Si Schottky bariyer diyotun 180 K sıcaklığındaki $I-V$ grafiği	61
Şekil 2.15	Cr/p-Si Schottky bariyer diyotun 280 K sıcaklığındaki $\log(I)-V$ grafiği	62
Şekil 3.1	Cr/p-Si Schottky bariyer diyotun farklı sıcaklıklardaki ileri akım-gerilim karakteristiği	68
Şekil 3.2	Pt/n-Si _{0,76} Ge _{0,24} /n-Si Schottky bariyer diyotun farklı sıcaklıklardaki ileri akım-gerilim karakteristiği.....	70
Şekil 3.3	Cr/p-Si Schottky bariyer diyotun görünür bariyer yüksekliği ve ideal faktörün sıcaklıkla değişimi.....	72
Şekil 3.4	Pt/n-Si _{0,76} Ge _{0,24} /n-Si Schottky bariyer diyotun görünür bariyer yüksekliği ve ideal faktörün sıcaklıkla değişimi	73
Şekil 3.5	Cr/p-Si Schottky bariyer diyotun farklı sıcaklıklarda elde edilen bariyer yükseklikleri ve ideal faktörleri arasındaki ilişkinin gösterimi	74
Şekil 3.6	Pt/Si _{0,76} Ge _{0,24} /n-Si Schottky bariyer diyotun farklı sıcaklıklarda elde edilen bariyer yükseklikleri ve ideal faktörleri arasındaki ilişkinin gösterimi	74
Şekil 3.7	Cr/p-Si Schottky bariyer diyota ait $1000/T$ ve $1000/nT^2$ ye göre çizilmiş Richardson grafiği.....	76
Şekil 3.8	Pt/Si _{0,76} Ge _{0,24} /n-Si Schottky bariyer diyota ait $1000/T$ ve $1000/nT^2$ ye göre çizilmiş Richardson grafiği	77
Şekil 3.9	Bariyer yüksekliğinin Gauss dağılımına göre Cr/p-Si Schottky bariyer diyotunun görünür bariyer yüksekliği ve ideal faktörünün sıcaklığın tersi ile değişimi	78
Şekil 3.10	Bariyer yüksekliğinin Gauss dağılımına göre Pt/Si _{0,76} Ge _{0,24} /n-Si Schottky bariyer diyotunun görünür bariyer yüksekliği ve ideal faktörünün sıcaklığın tersi ile değişimi	79

Şekil 3.11	Cr/p-Si Schottky bariyer diyotu için çizilen geliştirilmiş Richardson grafiği	81
Şekil 3.12	Pt/Si _{0.76} Ge _{0.24} /n-Si Schottky bariyer diyotu için çizilen geliştirilmiş Richardson grafiği	81
Şekil 3.13	Cr/p-Si Schottky bariyer diyotun farklı sıcaklıklardaki $(1/C)^2-V$ değişimleri	82
Şekil 3.14	Cr/p-Si Schottky bariyer diyotun $C-V$ ölçümlerinden elde edilen bariyer yüksekliklerinin sıcaklıkla değişimi.....	84
Şekil 3.15	Akım-gerilim, kapasitans-gerilim ölçümlerinden bulunan ve düzbant bariyer yüksekliklerinin sıcaklıkla değişimi.....	85
Şekil 3.16	Oda sıcaklığında Pt/Si _{0.76} Ge _{0.24} /n-Si (600 °C, 700 °C’de fırınlanmış ve fırınlanmamış) Schottky diyotların ileri yönde akım-gerilim karakteristiği	86
Şekil 3.17	Pt/Si _{0.76} Ge _{0.24} /n-Si Schottky diyotun farklı sıcaklıklardaki ileri yönde akım-gerilim karakteristiği	87
Şekil 3.18	Pt/n-Si (800 °C’de fırınlanmış) Schottky diyotun farklı sıcaklıklardaki ileri yönde akım-gerilim karakteristiği	88
Şekil 3.19	800 °C’de fırınlanmış Pt/Si _{0.76} Ge _{0.24} /n-Si ve Pt/n-Si Schottky bariyer diyotların sıcaklığa bağlı olarak bariyer yüksekliklerinin karşılaştırılması.....	89

SİMGELER DİZİNİ

A	Diyot Alanı	(cm ²)
A*	Richardson Sabiti	(Acm ⁻² K ⁻²)
C	Kapasitans	(F veya Fcm ⁻²)
D	Difüzyon Sabiti	(cm ² s ⁻¹)
E	Enerji	(eV)
ε	Elektrik Alan	(Vcm ⁻¹)
E _C	İletkenlik Bant Sınırı	(eV)
E _F	Fermi Enerjisi	(eV)
E _g	Yasak Bant Aralığı	(eV)
E _V	Değerlik Bant Sınırı	(eV)
h	Plank Sabiti	(6.626x10 ⁻³⁴ Js)
I	Akım	(A)
I _{ms}	Metalden Yarıiletkene Akan Akım	(A)
I _{sm}	Yarıiletkenden Metale Akan Akım	(A)
J	Akım Yoğunluğu	(Acm ⁻²)
k	Boltzmann Sabiti	(8.617x10 ⁻⁵ eVK ⁻¹)
m	Elektron Kütlesi	(9.11x10 ⁻³¹ kg)
m*	Etkin Kütle	(kg)
n	Diyot İdeal Faktörü	
n	Elektron Konsantrasyonu	(cm ⁻³)
N _a	Alıcı Katkı Konsantrasyonu	(cm ⁻³)
N _c	İletkenlik Bandındaki Seviyelerin Etkin Yoğunluğu	(cm ⁻³)
N _d	Verici Katkı Konsantrasyonu	(cm ⁻³)
n _i	Saf Taşıyıcı Konsantrasyonu	(cm ⁻³)
N _v	Değerlik Bandındaki Seviyelerin Etkin Yoğunluğu	(cm ⁻³)
p	Boşluk Konsantrasyonu	(cm ⁻³)
q	Elektron Yüğü	(1.6x10 ⁻¹⁹ C)
T	Sıcaklık	(K)
t	Zaman	(s)
U	Yeniden Birleşme Oranı	(cm ⁻³ s ⁻¹)

V	Gerilim	(V)
v	Hız	(cm s^{-1})
\bar{v}	Yarıiletkendeki Elektronların Ortalama Termal Hızları	(cm s^{-1})
V _a	Ekleme Uygulanan Dış Gerilim	(V)
V _d	Eklem Potansiyel Farkı	(V)
V _{bi}	Eklem Potansiyeli	(V)
v _n	Elektron Hızı	(cm s^{-1})
v _r	Etkin Yeniden Birleşme Hızı	(cm s^{-1})
V _T	Termal Gerilim	(V)
v _{th}	Isısal Hız	(cm s^{-1})
w	Genişlik	(cm)
χ_s	Yarıiletken Elektron İlgisi	(eV)
ϵ_0	Boşluğun Geçirgenliği	($8.854 \times 10^{-14} \text{ Fcm}^{-1}$)
ϵ_s	Yarıiletkenin Dielektirik Sabiti	(Fcm^{-1})
ϕ	İş Fonksiyonu	(eV)
ϕ_b	Schottky Diyot Bariyer Yüksekliği	(eV)
ϕ_m	Metal İş Fonksiyonu	(eV)
ϕ_s	Yarıiletkenin İş Fonksiyonu	(eV)
μ	Mobilite	($\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$)
μ_n	Elektron Mobilitesi	($\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$)
μ_p	Boşluk Mobilitesi	($\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$)
τ	Çarpışmalar Arasındaki Ortalama Serbest Zaman	(s)
τ_n	Elektronun Ömrü	(s)
τ_p	Boşluğun Ömrü	(s)

GİRİŞ

Modern Katıhal Fiziği, Fizik Bilimi'nin temel alanlarından biridir. Bu alandaki büyük gelişmeler, II. Dünya Savaşı'nı takip eden yıllarda olmuştur. Bilim adamlarının, katı maddeleri kontrol etmesi ve yeni deneysel metotları özellikle, diyot ve 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.

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.

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

Si üzerinde ince metal filmler oluşturularak, Schottky bariyer diyotlar elde edilmiştir. Oluşturulan bu metal-yarıiletken malzemeler, doğrultucu özellik göstermektedirler. Teknolojide, metal-yarıiletken eklemlerin elektriksel özelliklerinin bilinmesi, kullanım alanlarının belirlenmesinde önemlidir. Bu özelliklerden biri oluşan bariyerin yüksekliği, diğeri de metal-yarıiletken eklemdaki akım geçiş mekanizmasıdır. Akım geçiş mekanizması metal-yarıiletken eklemin ideallğine bağlıdır ve ideallik akım-gerilim karakteristiği ile belirlenmektedir.

Bazı araştırmalarda (Chand ve Kumar 1995, Karadeniz ve ark. 2003, Safak ve ark. 2001, Tung 2001), Schottky bariyer diyotların sadece oda sıcaklığında incelenen elektriksel karakteristiklerinin iletkenlik süreci ve metal-yarıiletken ara yüzeyindeki bariyer oluşumu hakkında ayrıntılı bilgi vermediği bildirilmiştir. Schottky bariyer diyotların iletkenlik sürecinin anlaşılması amacı ile eklem parametreleri olan bariyer yükseklikleri ve ideallik faktörlerinin farklı sıcaklıklardaki değerlerinin bulunması ve bunların sıcaklığa bağımlılığı incelenmelidir. Ayrıca oldukça düşük sıcaklıklarda çalışılan uygulamalarda düşük bariyer yüksekliğine sahip Schottky diyotlar kullanılmaktadır. Kızılötesi detektörler ve termal görüntülemeye kullanılan sensörler bu uygulamalara örnek olarak verilebilirler. İlgilenilen diyot parametrelerinin elde edilmesi için ısısız yayılma (TE) kuramı oldukça geniş çapta kullanılmaktadır. Tez çalışmasında yukarıda açıklandığı gibi diyot parametrelerinin sıcaklıkla değişiminin öneminden dolayı çalışılan Schottky bariyerlerin bariyer yükseklikleri ve ideal faktörleri farklı sıcaklıklarda elde edilmiş ve sonuçlar yorumlanmıştır.

Son yıllarda yapılan bazı çalışmalar (Acar ve ark. 2004, Hardikar ve ark. 1999, Song ve ark. 1986, Tung 2001, Zhu ve ark. 1999), Metal-yarıiletken eklemlerde oluşan bariyer yüksekliğindeki homojensizliklerin önemini vurgulamışlardır. Ayrıca yapılan son çalışmalarla bariyer yüksekliği ve ideallik faktörünün sıcaklığa bağımlılığı, bariyer yüksekliklerinin Gauss dağılımına dayanan ısısız yayılma kuramı ile başarılı bir şekilde açıklanmıştır. Ayrıca Gauss dağılım fonksiyonu ile yapılan benzetişim çalışmaları da deneysel sonuçları desteklemektedir. Cr/p-Si Schottky bariyer diyotun ısısız yayılma teorisine dayalı diyot parametrelerinin sıcaklıkla değişimi üzerine yapılan çalışmada, düşük sıcaklıklarda ideal faktörün artmasıyla anormal olarak bariyer yüksekliğinin azaldığı görölmüştür. Ayrıca Richardson sabiti beklenen teorik değerinden çok küçük elde edilmiştir. Bu anormalliklerin metal-yarıiletken ara yüzeyinde bulunan bariyer yüksekliğinin homojen olmadığından kaynaklandığı düşünölmüştür. Böylece Cr/p-Si ve Pt/n-Si_{0,76}Ge_{0,24}/n-Si Schottky bariyer diyotların akım-gerilim karakteristiklerinden elde edilen diyot parametrelerinin sıcaklığa bağlılığı Gauss dağılımına dayanan ısısız yayılma kuramı ile incelenmiş ve elde edilen sonuçların teorik olarak beklenen sonuçlar ile uyumlu olduğu görölmüştür.

Silisyum ile karşılaştırıldığında elektron ve boşluk mobiliteleri oldukça büyük olduğundan, gerilmiş Si üzerine oluşturulmuş $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ tabakaları oldukça ilgi çekmektedir. Bunun yanında Metal-Oksit-Yarıiletken Alan Etkili transistörler (MOSFET) ve Modülasyon Katkılı Alan Etkili transistörler da (MODFET) gerilmiş-Si kullanılmaktadır. Mikro elektronik uygulamalarındaki büyük öneminden dolayı $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ heteroeklemler üzerinde oldukça geniş çaplı çalışmalar yapılmaktadır (Arafa ve ark. 1996, Fitzgerald ve ark. 1991, Legoues ve ark. 1991, Sardela ve ark. 1994). Tez çalışmasında farklı sıcaklıklarda fırınlanmış Pt/n- $\text{Si}_{0,76}\text{Ge}_{0,24}$ /n-Si Schottky bariyer diyotun akım-gerilim (I-V) ve kapasitans-gerilim (C-V) ölçümlerinden elde edilen sonuçlar değerlendirilmiş ve Pt/n-Si Schottky bariyer diyottan elde edilen sonuçlarla karşılaştırılmıştır.

1. KURAMSAL TEMELLER

1.1. Bariyer Oluşumu

1.1.1. Schottky-Mott teorisi

Şekil 1.1 Schottky-Mott teorisine göre, bariyer oluşum sürecini göstermektedir. Bariyer oluşum süreci, her bölgesi eşit katkılanmış n-tipi yarıiletken üzerinde gösterilmiştir. Şekil 1.1a birbirine değmemiş yarıiletken ve metali göstermektedir. Katının dışında durgun olan bir elektronun enerjisini temsil eden uzay seviyesi, referans seviyesi olarak alınmıştır. Metalin iş fonksiyonu (ϕ_m), yarıiletkenin iş fonksiyonundan (ϕ_s) daha büyük olacak şekilde seçilmiştir. Bir maddenin iş fonksiyonu, bir elektronu Fermi seviyesinden uzay seviyesine getirmek için gerekli enerjidir. Yarıiletkenin elektron ilgisi (χ_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 yarıiletkenin iletkenlik bandındaki elektronlar, Fermi seviyeleri eşitleninceye kadar metale akarlar. Elektronların yarıiletkenden metale akmasıyla, yarıiletken 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 1.1b'de gösterildiği gibi eğrilir. Metale geçen iletkenlik bant elektronları, arkalarında iyonlaşmış vericilerin (donorların) pozitif yüklerini bırakırlar. Bunun sonucunda metale yakın yarıiletken bölgesinde hareketli elektronlar tükenmiş olur. Pozitif yüklü iyonlaşmış vericiler, yarıiletkende bir w_0 kalınlığına kadar yayılırlar. Böylece pozitif yükler, ara yüzeyin yarıiletken tarafında bir bölge oluştururlar. Metale geçen elektronların oluşturduğu elektron yükleri ise, temelde bir yüzey yüküdür ve metalde ince bir negatif tabaka oluştururlar. Sonuç olarak Şekil 1.1b'de görüldüğü gibi, yarı iletkeninden metale doğru bir elektrik alan oluşur. Ayrıca

çizmek için kullanılabilir. Bantların eğilme miktarı iki vakum seviyesi arasındaki farka eşittir. Bu fark aynı zamanda metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonları arasındaki farktır.

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

Eşitlik 1.1’de; V_i eklem potansiyel farkı veya eklem yapı potansiyeli olarak bilinir. qV_i yarı iletken den metale geçen elektronların geçmesi gereken potansiyel bariyerdir. Buna karşın metal tarafından bariyer farklı gözükmemektedir ve;

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

ϕ_s ise,

$$\phi_s = \chi_s + \phi_n \quad (1.3)$$

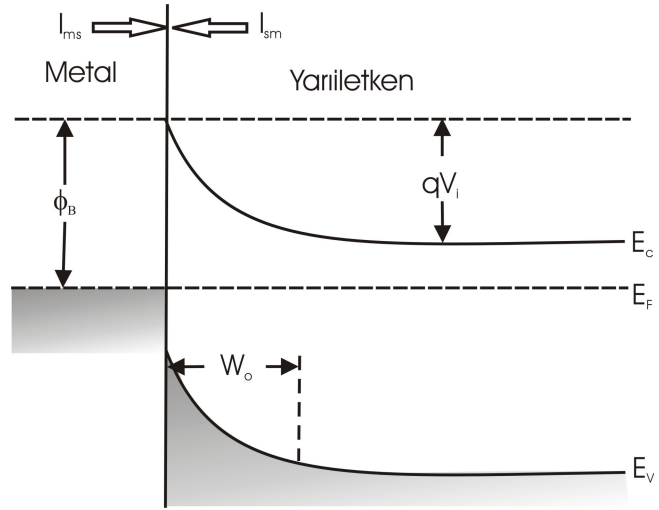
olduğundan, ϕ_b için,

$$\phi_b = qV_i + \phi_n \quad (1.4)$$

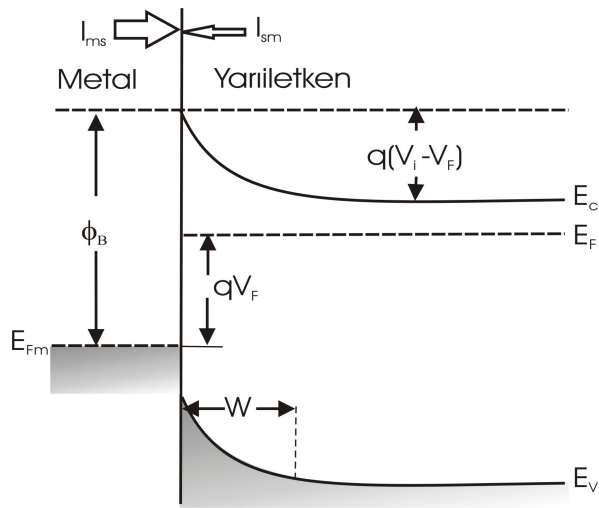
ifadesi elde edilir. Son eşitlikte $\phi_n (=E_c - E_F)$, Fermi seviyesinin yasak bandın ne kadar içerisinde olduğunu ve q elektron yükünü ifade etmektedir (Sharma 1984).

Eşitlik 1.2 Schottky tarafından ifade edilmiştir ve bu eşitlik Schottky yaklaşımı olarak bilinmektedir. Birçok durumda ϕ_b potansiyeli kT/q değerinden büyüktür ve p-n eklemlerdeki gibi, yarı iletkendeki uzay-yük bölgesi tükenim bölgesi durumuna gelir. Böylece Şekil 1.1b’nin bir doğrultucu eklem olduğu daha kolay anlaşılır.

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 1.2).

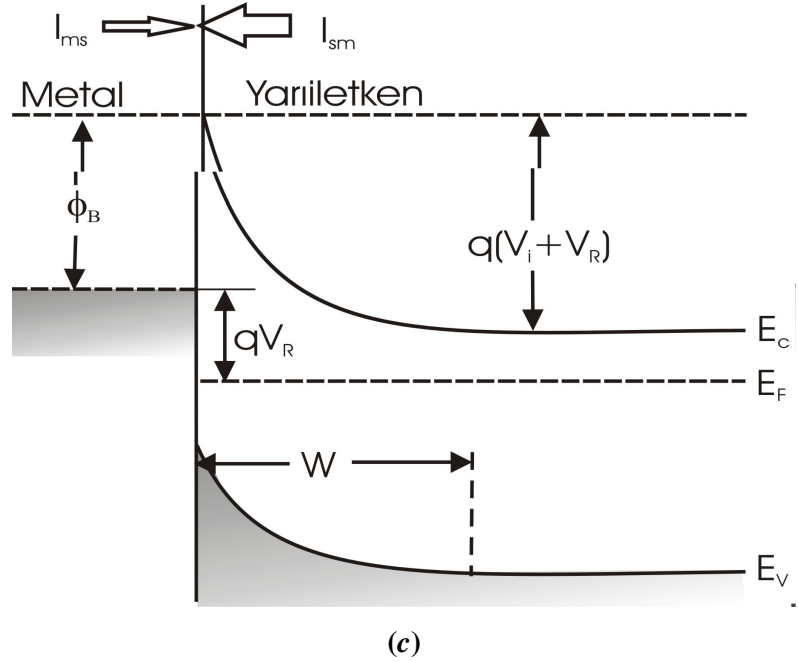


Şekil 1.2 Doğrultucu metal n – tipi yarıiletken eklemnin termal dengedeki enerji – bant diyagramı (Tyagi 1991).



Şekil 1.3 Doğrultucu metal n – tipi yarıiletken eklemnin doğru gerilimdeki enerji – bant diyagramı (Tyagi 1991).

Yarıiletkene, metale göre negatif $V=V_F$ gerilimi uygulanırsa, tükenim tabakası genişliği azalır, Şekil 1.3'te görüldüğü gibi, bu bölge boyunca gerilim V_i 'den V_i-V_F 'ye düşer. Yarıiletken tarafındaki elektronlar böylece daha küçük bir bariyerle karşılaşılır 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 ϕ_b 'nin, uygulanan bu gerilimden etkilenmeyerek, aynı kalmasındandır. 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 üstel olarak artmaktadır.



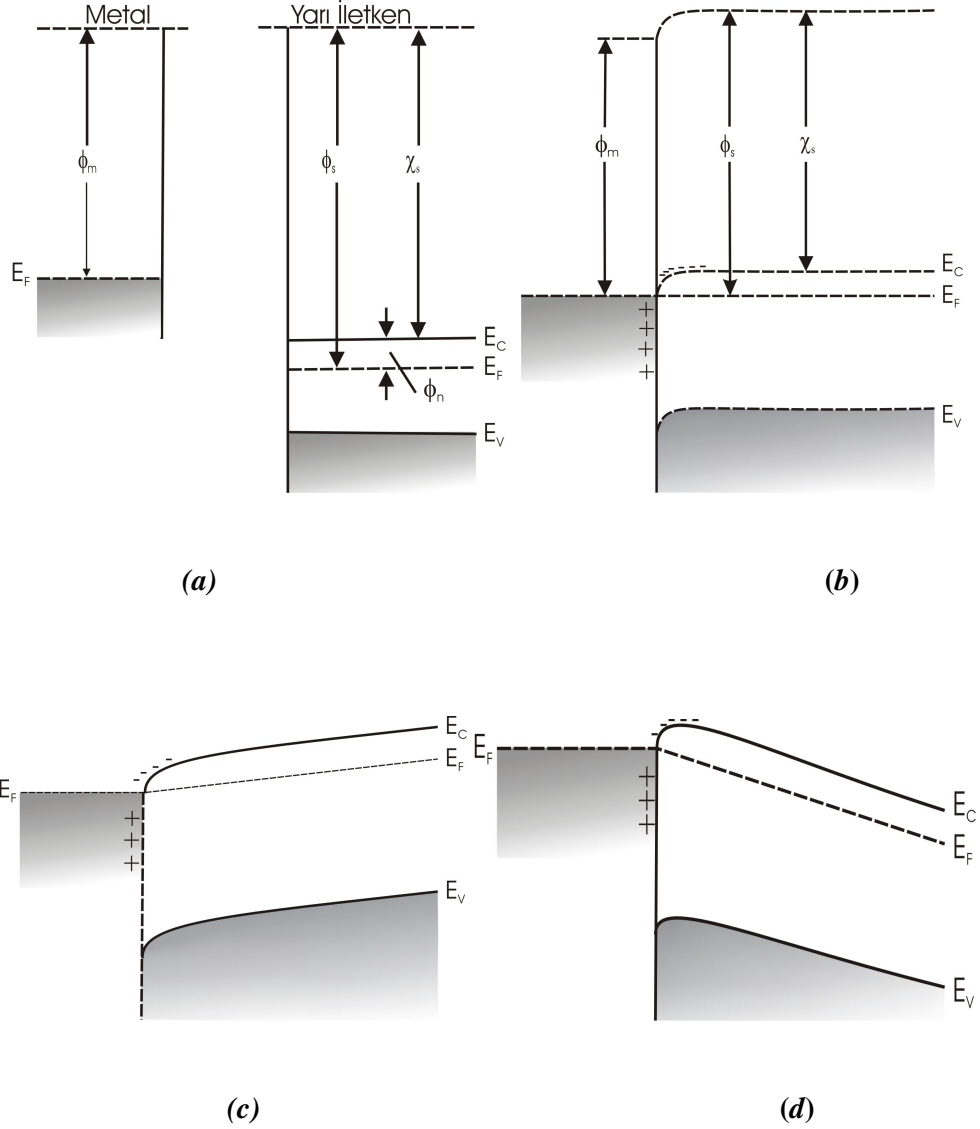
Şekil 1.4 Doğrultucu metal/n-tipi yarıiletken eklemine ters gerilimdeki enerji bant diyagramları(Tyagi 1991).

Ters yönde gerilimlenmiş eklemün enerji–bant diyagramı Şekil 1.4’te 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 iletken den metale elektron akışı, termal denge durumundaki değerinden daha azdır. Metalden yarı iletkene 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).

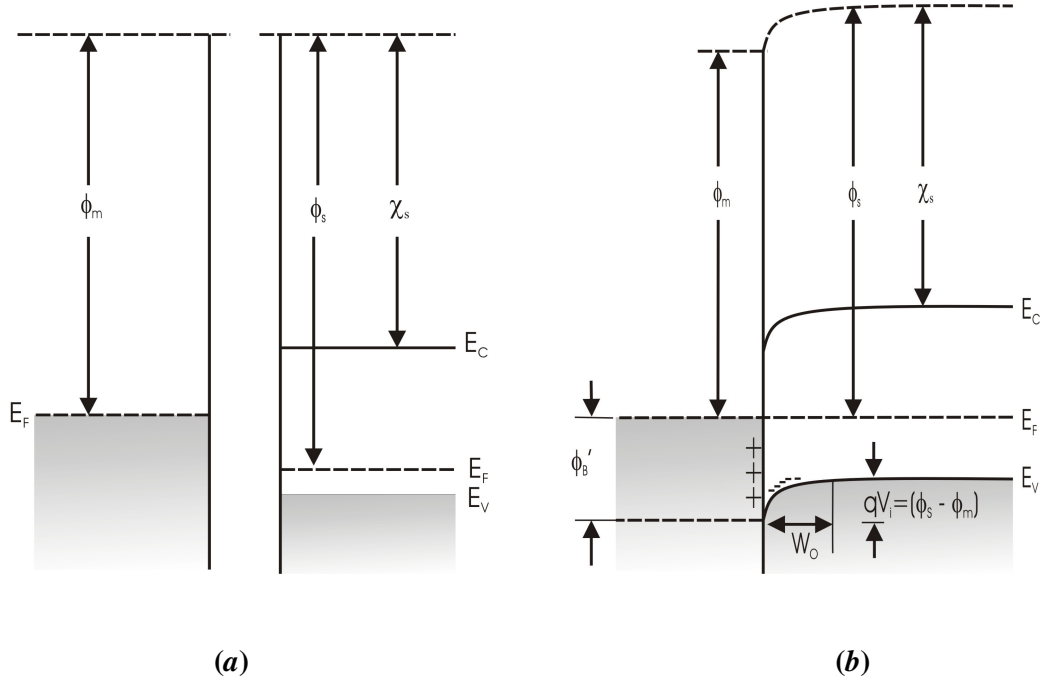
Yukarıdaki sonuçlar, iş fonksiyonu metalinkinden küçük n–tipi yarıiletken için geçerlidir ($\phi_m > \phi_s$). İş fonksiyonu metalinkinden büyük olan n–tipi yarı iletkenin ($\phi_m < \phi_s$) enerji–bant diyagramı Şekil 1.5’te gösterilmiştir.

Şekil 1.5a, eklem oluşmadan önceki metal ve yarıiletken enerji–bant diyagramlarını göstermektedir. Eklem oluşuktan sonra, termal dengeye ulaşınca 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 1.5b’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 \AA kalınlığında yüzey yükü oluştururlar. Yarı iletkende tükenim bölgesi oluşmadığı çok açıktır ve yarı iletken den metale 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 1.5c ve Şekil 1.5d’de görüldüğü gibi, herhangi bir yönde uygulanacak gerilim, eklem boyunca akıma neden olur. Akım, eklemün direnci ile belirlenir ve uygulanan gerilimin yönünden bağımsızdır. Doğrultucu özellik göstermeyen bu tip eklemeler ohmik kontak olarak adlandırılır.



Şekil 1.5 Metal/n-tipi yarıiletken eklem $\phi_m < \phi_s$ durumundaki enerji-bant diyagramları; a) eklem oluşmadan önceki metal ve yarıiletkenin enerji-bant diyagramı, b) eklem oluşuktan sonraki termal denge durumu, c) yarıiletkeneye negatif gerilim uygulandığında ve d) yarıiletkeneye pozitif gerilim uygulandığında oluşan enerji-bant diyagramları (Sharma 1984).



Şekil 1.6 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 eklem, $\phi_m > \phi_s$ 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 1.6a’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 1.6b’de gösterildiği gibi elektronlar yarıiletkene ulaştıklarında boşluklar tekrar birleşir ve uzay–yük bölgesinde iyonlaşmış alıcılar (akseptörleri) oluştururlar. Boşlukların konsantrasyonu, uzay–yük bölgesinde, akseptörlerin konsantrasyonuna göre ihmal edilebilir. Böylece yarıiletken tarafındaki uzay–yük bölgesinde, iyonlaşmış alıcı atomların konsantrasyonundan kaynaklanan w_0 kalınlığında tükenim bölgesi oluştururlar. Bu olay Şekil 1.1’dekine benzer şekildedir fakat burada iyonlaşmış vericilerin yerini iyonlaşmış alıcılar alırlar. Çünkü p-tipi yarı

iletkende akım boşluklar tarafından taşınır. Şekil 1.6b'deki enerji–bant diyagramından boşluklar için bariyeri görebiliriz. Bariyer yüksekliği ϕ'_B , aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$\phi'_B = \chi_s + E_g - \phi_m \quad (1.5)$$

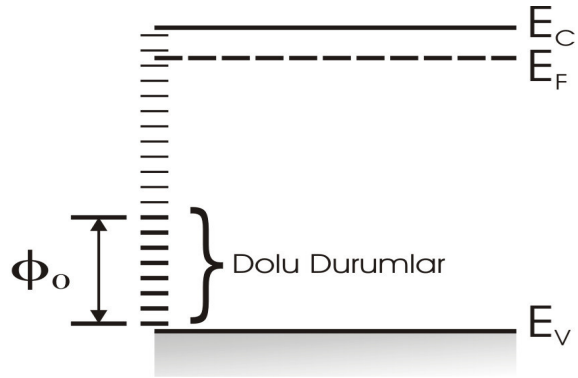
Bu eşitlikte E_g yarı iletkenin yasak bant aralığını göstermektedir. Eşitlik 1.1 ve eşitlik 1.5'ten

$$\phi_B + \phi'_B = E_g \quad (1.6)$$

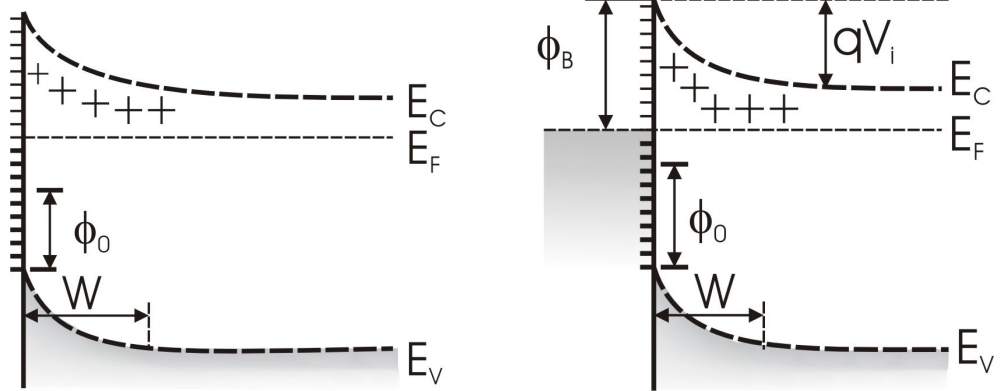
eşitliğini elde ederiz. Benzer yaklaşımlarla p–tipi yarıiletken metal eklemler, $\phi_m > \phi_s$ durumunda ohmik özelliği gösterirler. Ayrıca p–tipi yarı iletkenlerle oluşturulan Schottky bariyer eklemler genelde küçük bariyer yüksekliğine sahiptir ve elektronik devre yapımında nadiren kullanılır (Sharma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

Uygulamada pratik metal–yarıiletken eklemler, Schottky–Mott teorisi ile sağlanan durumları doğrulamamaktadır. ϕ_m ve ϕ_s değerlerine rağmen, metal–yarıiletken kombinasyonlarının büyük oranda, potansiyel bariyerlere sahip doğrultucu eklem haline geldiği gözlenmiştir. Eşitlik 1.2, ϕ_b 'nin ϕ_m ile lineer olarak değiştiğini öngörmektedir. ϕ_b , bazı yarı iletkenlerde ϕ_m 'ye bağlı olmasına rağmen, Ge ve Si gibi kovalent bağlı yarıiletkenlerde, ϕ_m 'den daima bağımsızdır.

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



(a)



(b)

(c)

Şekil 1.7 Yüzey durumlarının büyük yoğunluğuna sahip n-tipi yarı iletken bariyer oluşum sürecine bağlı enerji-bant diyagramları; a) dikdörtgenel-bant durumu, b) yarı iletkendeki termal dengedeki yüzey durumu, c) metal-yarı iletken eklem durumu (Tyagi 1991).

Şekil 1.7, bariyerdeki yüzey durumlarını göstermektedir. Şekil 1.7a, n-tipi bir yarı iletkenin enerji-bant diyagramını göstermektedir. Şekilden görüleceği gibi, yüzey durumlarında veya yarıiletkende net yük yoktur. Yüzey durumları, nötr seviyesi ϕ_0 ile karakterize edilebilir. Tüm durumlar, ϕ_0 'ın üstündeki durumlar boş olduğu sürece, ϕ_0 'ın altında yerleşirler. Bu süreç denge oluşmadığı süreçtir. Denge, yarıiletkendeki elektronların ϕ_0 'ın üstündeki yüzeye komşu durumlara yerleşmesiyle negatif yüklü hale gelir ve Fermi seviyesi sabit kalır (Şekil 1.7b), 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 1.7c). Bu koşulda, yüzey durumlarının yoğunluğu son derece büyüktür ve;

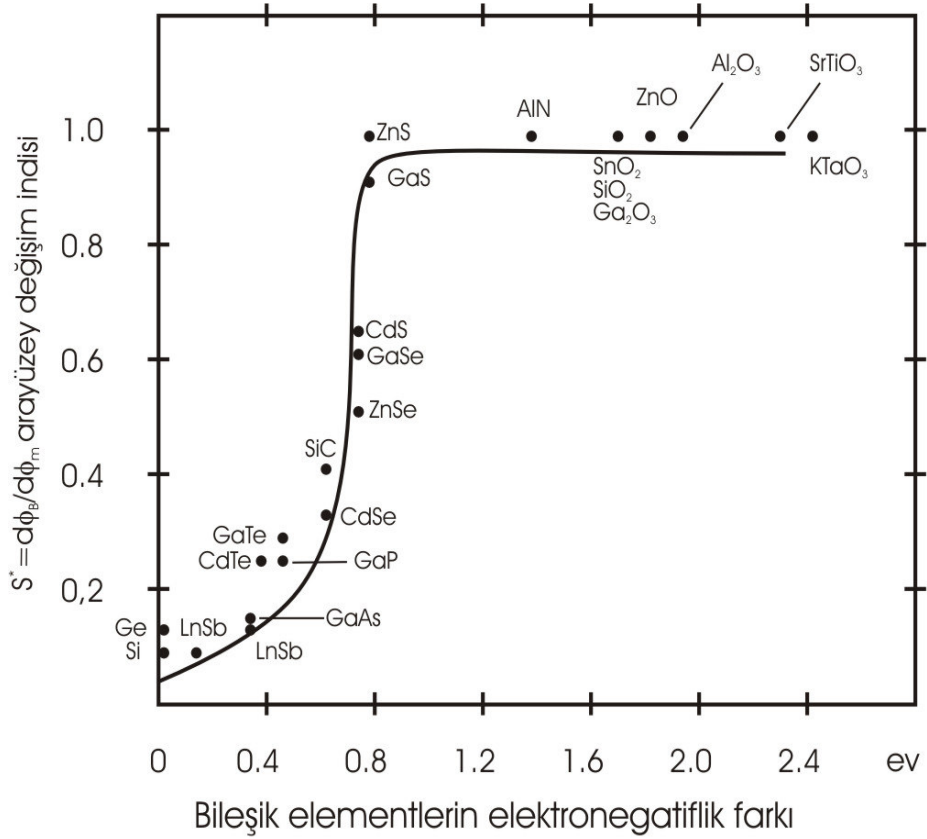
$$\phi_B = E_g - \phi_0 \approx \frac{2}{3} E_g \quad (1.7)$$

bağıntısı elde edilir. Kovalent bağlı yarı iletkenlerde ϕ_0 'ın değerlik bandının $E_g/3$ kadar yukarısında yerleştiği tahmin edilmektedir. Bu eşitlik Bardeen yaklaşımı olarak bilinir.

C.A. Mead, yarı iletkenleri iki gruba ayırarak, bariyer oluşumuna farklı bir bakış açısı getirmiştir. Birinci grupta, Si ve GaAs gibi kovalent bağlı yarı iletkenler vardır. Bu malzemeler, yasak bant aralığında yüzey durumlarının büyük yoğunluğuna sahiptir ve bariyer yüksekliği eşitlik 1.7 ile verilmektedir. İkinci grupta, 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. Birçok metal için iş fonksiyonu tam olarak bilinmediğinden; Mead, iş fonksiyonu yerine metalin elektronegatifliğini (χ_m) kullanmıştır. Metal-yarıiletken sistemin analizi, bariyer yüksekliğinin aşağıdaki deneysel bağıntı ile ifade edilebileceğini göstermektedir.

$$\phi_B = S^* \chi_m + \phi_0(s) \quad (1.8)$$

Bu bağıntıda $\phi(s)$ yüzey durumlarının katkısını belirtmekte ve $S^* = d\phi_b/d\chi_m$, bariyer yüksekliğinin χ_m 'e bağlılığını vermektedir. Farklı iki atomlu yarıiletkenlerde, yarı iletkenin anyon ve katyon elektronegatifliği arasındaki fark, iyonluluk derecesidir. S^* 'ın elektronegatiflik farkına göre grafiği Şekil 1.8'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 1.8 Bileşik yarıiletkenlerin anyon ve katyonları arasındaki elektronegatiflik farkının S^* fonksiyonuna göre grafiği. (Milnes ve Feucht 1972)

1.1.2. Bariyer yüksekliğinin gerilime bağılılığı

ϕ_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 1.9'a 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 $q^2/4\pi\epsilon_d(2x)^2$ 'dir. Elektron, Şekil 1.9'daki eğri ile gösterildiği gibi sonsuzdaki bir elektronun enerjisine bağlı olarak $F_x = -q^2/16\pi\epsilon_d x$ 'lik bir potansiyel enerjiye sahiptir. Bu enerji elektronun PF_x toplam potansiyel enerjisini elde etmek için $-qEx$ bariyer enerjisine eklenmelidir. Böylece;

$$-PF_x = \frac{q^2}{16\pi\epsilon_d x} + qE_x \quad (1.9)$$

elde edilir. PF_x 'deki en büyük değer, metal yüzeyinden x_m kadar mesafede meydana gelir. Eşitlik 1.9'dan;

$$x_m = \sqrt{\frac{q}{16\pi\epsilon_d}} \quad (1.10)$$

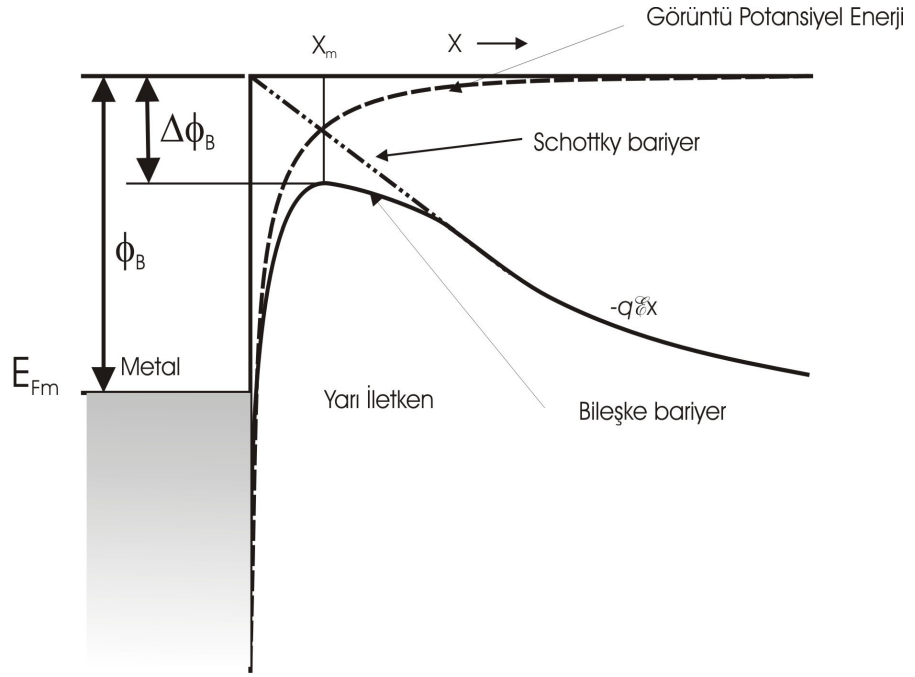
olduğu gösterilebilir ve $\Delta\phi_b$ bariyer düşmesi;

$$\Delta\phi_b = 2E_{x_m} = (qE/4\pi\epsilon_d)^{1/2} \quad (1.11)$$

ile verilir. Uygulanan herhangi bir V_a gerilimi için maksimum alan kuvveti Eşitlik 1.11'deki yerine konularak

$$\Delta\phi_b = \left[\frac{q^3 N_d}{8\pi^2 \epsilon_d^2 \epsilon_s} (V_i - V) \right]^{1/4} \quad (1.12)$$

elde edilir (Tyagi 1991).

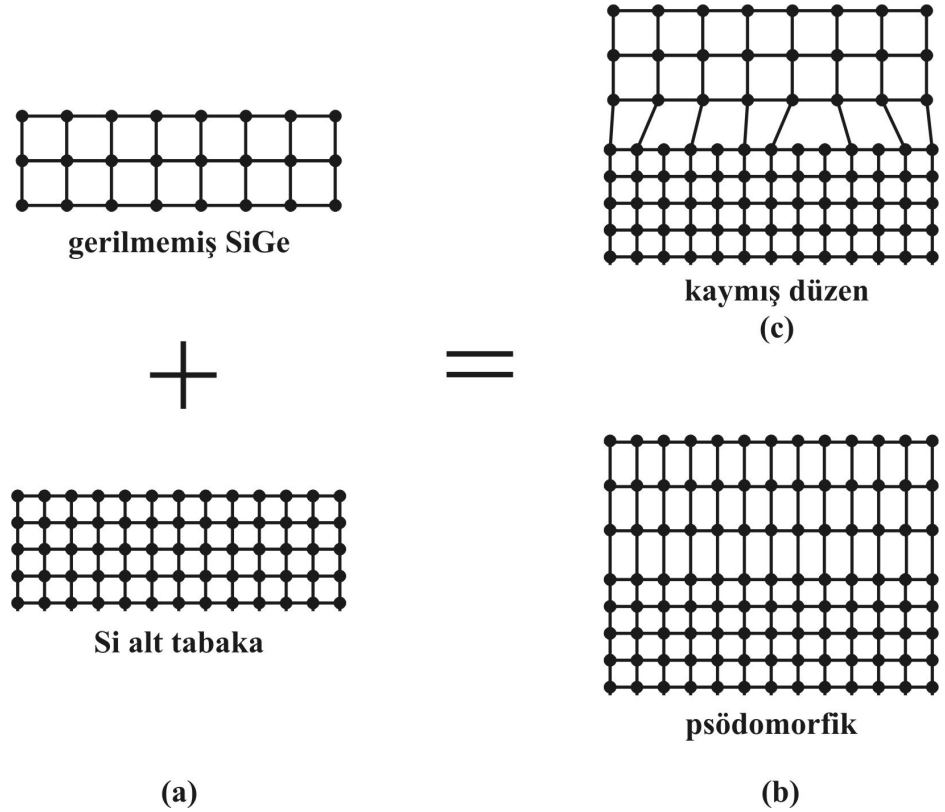


Şekil 1.9 Görüntü kuvvetinden dolayı bariyer düşmesinin enerji – bant diyagramı. (Rhoderick ve Williams 1988)

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

1.2. $Si_{1-x}Ge_x / Si$ Heteroeklemler

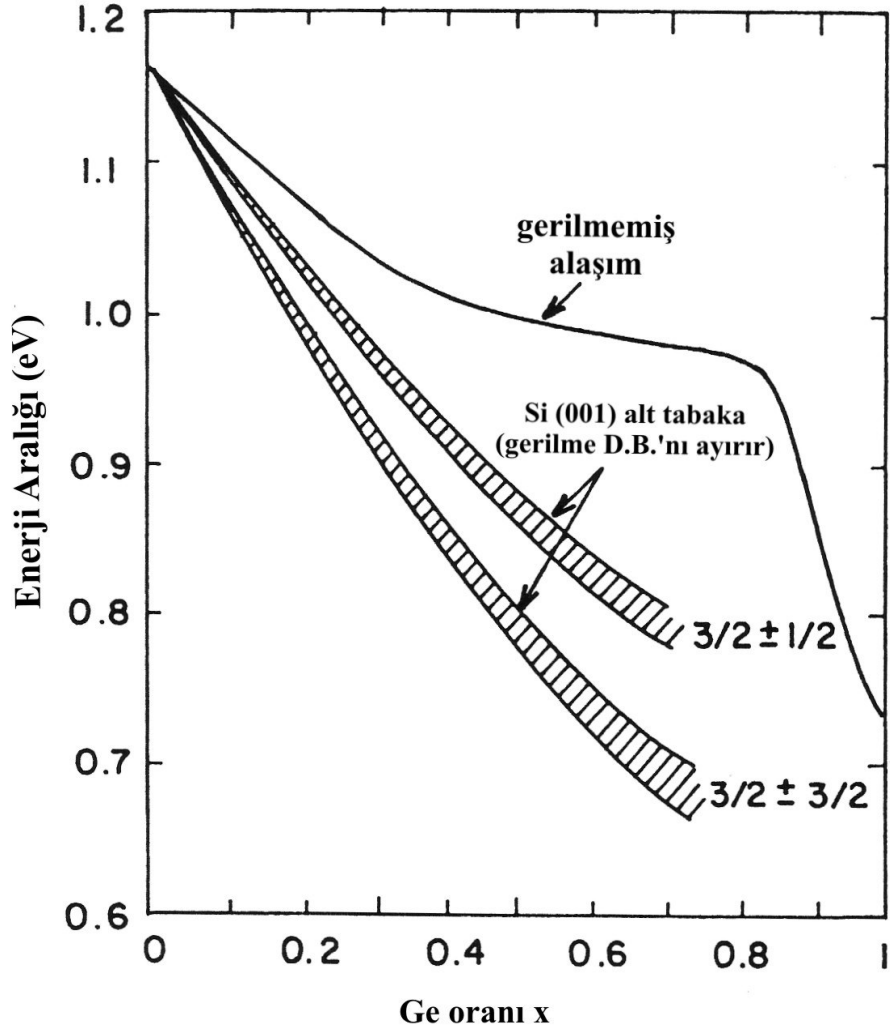
$Si_{1-x}Ge_x$ bant yapısı, Ge oranı (x) ve psödomorfik büyütme etkisi ile oluşan gerilmeye bağlıdır (Şekil 1.10).



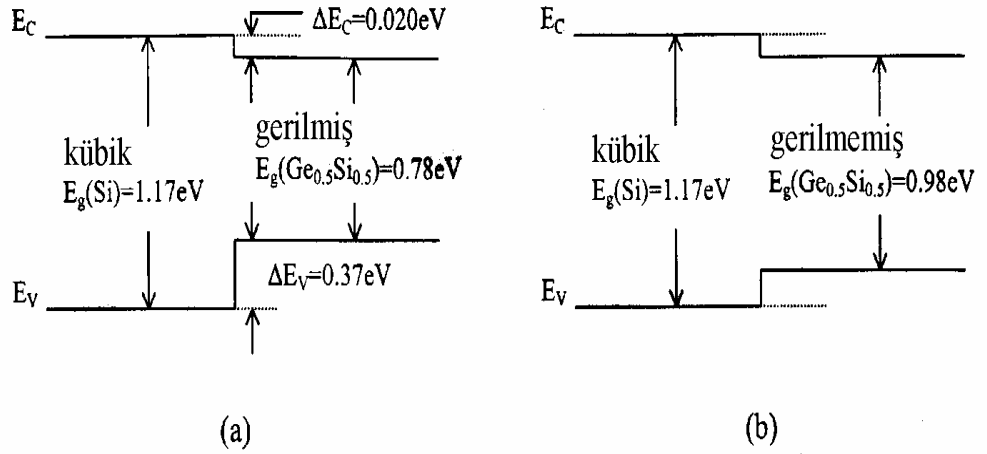
Şekil 1.10 Si üzerinde $Si_{1-x}Ge_x$ tabakasının büyütülmesinin iki boyutlu gösterimi.

Gerilme varken ve gerilme yokken $Si_{1-x}Ge_x$ 'in bant aralığının x ile değişimi Şekil 1.11'de gösterilmiştir. $Si_{1-x}Ge_x$ 'in bant aralığı gerilme ile azalır ve gerilmenden dolayı değerlik bandındaki ağır ve hafif boşluk bantları birbirinden ayrılır. Bu nedenle, $Si_{1-x}Ge_x / Si$ heteroeklemin özellikleri Ge miktarına ve $Si_{1-x}Ge_x$ tabakasındaki gerilmeye bağlıdır. $x=0.5$ değeri için $Si_{1-x}Ge_x / Si$ heteroekleminin bant yapısı Şekil 1.12'de gösterilmiştir. Gerilmiş durumda değerlik bandındaki bant kıyısı süreksizliğinin (bant kayması olarak da adlandırılır) iletkenlik bandındakine göre daha fazla olduğu

görülmektedir. Bir çok durumda iletkenlik bandındaki bant kayması ihmal edilir ve bant aralığı farkı, değerlik bandındaki bant kaymasına eşit olarak kabul edilir. $Si_{1-x}Ge_x$ tabakasındaki gerilme kaldırıldığı zaman bant aralığı artar ve bant kaymaları azalır (Şekil 1.12). Buna göre gevşemenin etkileri, ara yüzeyin elektriksel özellikleri ölçülerek anlaşılabilir.



Şekil 1.11 $Si_{1-x}Ge_x$ 'in x ile bant aralığının değişimi (Aslan 1999)



Şekil 1.12 Si (001) üzerinde a) gerilmiş ve b) gerilmemiş $Si_{0.5}Ge_{0.5}/Si$ heteroeklemin bant hizalanmaları. (Aslan 1999)

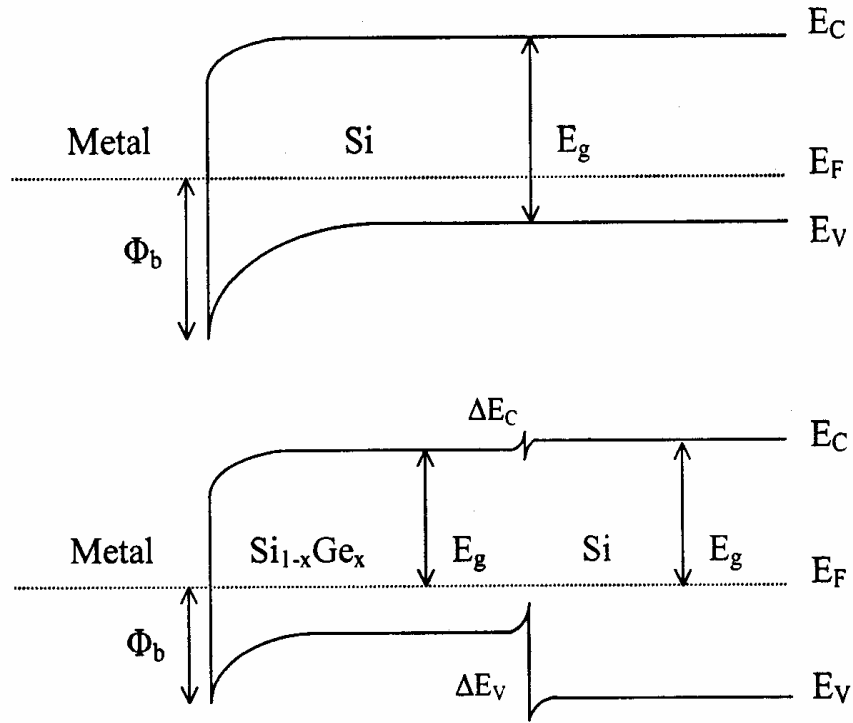
1.3. Metal- $Si_{1-x}Ge_x/Si$ eklemeler

$Si_{1-x}Ge_x$ üzerinde bir metal eklem oluşturulduğu zaman ara yüzeyin elektriksel yapısının gerilme ve Ge miktarının bir fonksiyonu olması beklenmektedir. Bir Metal- $Si_{1-x}Ge_x/Si$ yapısının şematik bant diyagramı Şekil 1.13'te gösterilmiştir. Metal- $Si_{1-x}Ge_x/Si$ eklemin Schottky bariyer yüksekliği, metalin Fermi seviyesi ile $Si_{1-x}Ge_x$ tabakasının değerlik bandı kıyası arasındaki farktır. En yaygın yaklaşıma göre metal-yarıiletken eklemelerin bariyer yüksekliği p-tipi ve n-tipi alt tabakalar için sırasıyla;

$$\begin{aligned}\phi_p &= \phi_0 - \delta(\Delta X) \\ \phi_n &= \phi'_0 + \delta(\Delta X)\end{aligned}\quad (1.13)$$

denklemleri ile ifade edilmektedir. ΔX Schottky-Mott teorisinde olduğu gibi iş fonksiyonları farkıdır. ϕ_0 ve ϕ'_0 ise Bardeen ve MIGS (Metal induced gap state) modellerindeki, sırasıyla p-tipi ve n-tipi yarıiletken için bant kıyasına bağlı olan doğal yük seviyeleridir. Bu denklemlerde δ metale bağlı bir sabittir. Bariyer yüksekliği sadece metalin özellikleri ($\phi_0 = 0$) kullanılarak ya da sadece ara yüzey durumları ($\delta = 0$)

yaklaşımı ile hesaplanabilir. Her iki durumda da eklemdaki bariyer yüksekliğinin, bant aralığı değişimi ile ne şekilde değiştiğinin görülmesi ilgi çekicidir. Metal- $Si_{1-x}Ge_x/Si$ ekleminden hesaplanmış bariyer yüksekliğinin, n-tipi alt yüzeye sahip metal-Si ekleminden hesaplanmış bariyer yüksekliği ile aynı olduğu ve bu bariyer yüksekliğinin Ge oranı ve gerilme ile değişmediği daha önceki bir çalışmada bildirilmiştir. Bu sonuç göstermektedir ki Fermi seviyesinin iletkenlik bandı kıyısına göre yeri sabittir ve bant aralığına bağlı olarak değişmemektedir. n-tipi örneklerin tersine, p-tipi alt yüzeyler için $I-V$ yöntemi ile ölçülmüş bariyer yüksekliğinin bant aralığı ile azaldığı görülmüştür.



Şekil 1.13 Metal/p-Si ve metal/p- $Si_{1-x}Ge_x$ Schottky eklemlerin enerji-bant diyagramları.

Diğer bir ilginç çalışma da gerilmenin azalmasının bariyer yüksekliği üzerindeki etkisinin incelenmesidir. Bu durumda Ge miktarı sabit bırakılırken tabaka üzerindeki gerilme termal gevşeme işlemleri ile değiştirilmiştir. Gevşeme ve gerilme dereceleri ısı işlemlerin sıcaklığı ile kontrol edilmiştir. (Aslan 1999)

1.4. Kapasitans-Gerilim Karakteristiği

1.4.1. 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 ve potansiyel dağılımının anlaşılabilmesi için bağlı olduğu bariyer yüksekliğinin, uygulanan gerilimin ve yabancı madde konsantrasyonunun elde edilmesi gerekir. Bu da tek boyutlu Poisson denkleminin çözülmesi ile elde edilebilir. Şekil 1.14a'da, n-tipi yarıiletkenden yapılmış Schottky bariyer eklemının ters gerilimlenmesi durumundaki enerji-bant diyagramı görülmektedir. Yarı iletkendeki herhangi bir noktanın Poisson denklemi aşığıdaki gibi yazılabilir.

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{q}{\epsilon_s} [N_D + p(x) - n(x)] \quad (1.14)$$

Eşitlik 1.14'te, ϵ_s yarı iletkenin dielektrik geçirgenliği, N_D verici konsantrasyonu, $n(x)$ ve $p(x)$ sırayla herhangi bir x noktasındaki elektron ve boşluk konsantrasyonunu göstermektedir. Burada bütün verici atomların iyonlaştığı düşünölmüştür. Potansiyel ϕ , yarı iletkenin uzay-yük bölgesinin kenarındaki n_0 bölgesinde sıfır alınarak $n(x)$ ve $p(x)$;

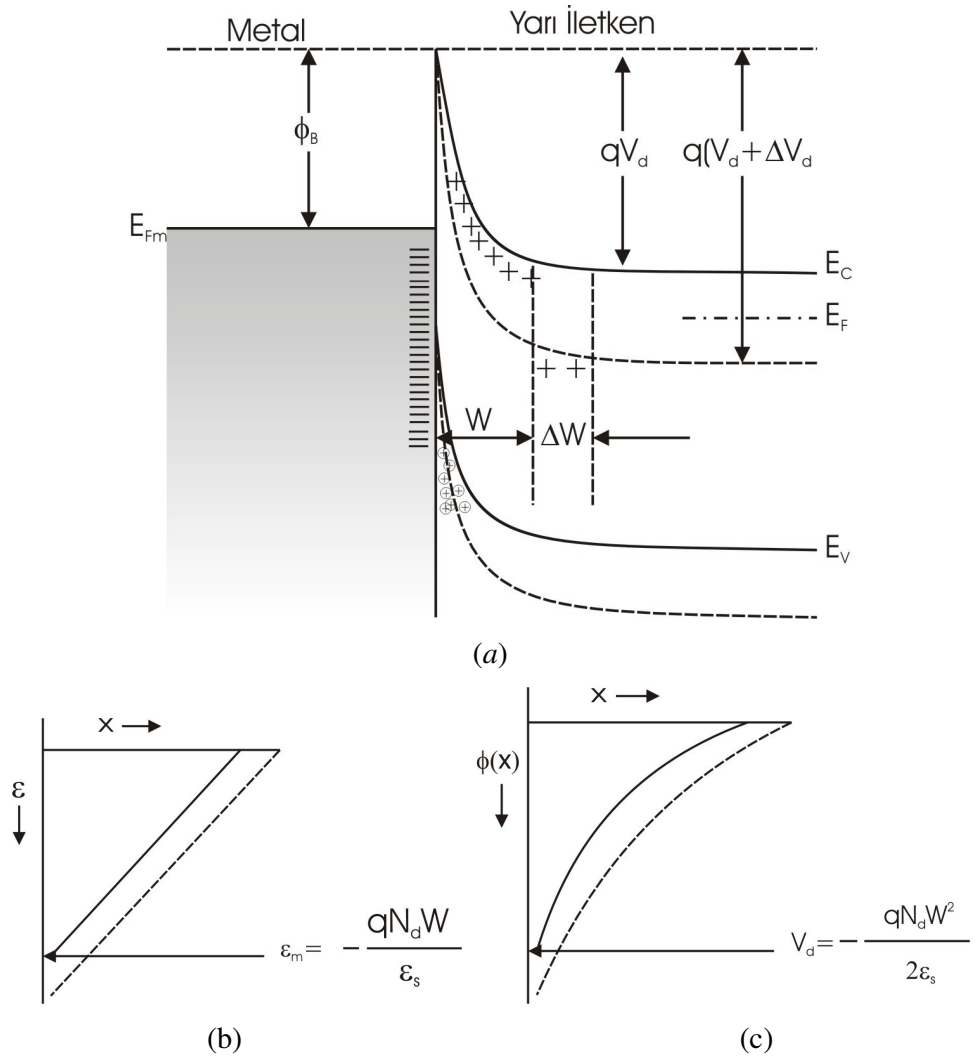
$$n(x) = n_0 \exp\left[\frac{q(x)}{kT}\right] \quad (1.15)$$

$$p(x) = p_0 \exp\left[\frac{-q(x)}{kT}\right] \quad (1.16)$$

şeklinde yazılabilir. Yukarıdaki eşitliklerde n_0 ve p_0 saf yarı iletkenindeki elektron ve boşluk konsantrasyonunu ifade etmektedir, $n(x)$ ve $p(x)$ değerleri Eşitlik 1.14'te yerlerine yazılırsa;

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{q}{\epsilon_s} \left\{ N_D - n_0 \exp\left[\frac{q\phi(x)}{kT}\right] + p_0 \exp\left[-\frac{q\phi(x)}{kT}\right] \right\} \quad (1.17)$$

eşitliği elde edilir. Bu eşitliğin çözümü ancak, tükenim yaklaşımıyla olasıdır. Tükenim yaklaşımında serbest taşıyıcı konsantrasyonlarının, nötr bölgedeki n_0 ve p_0 değerleri bariyerin uzay yük bölgesinde ihmal edilebilecek değere düşmesini öngörmektedir.



Şekil 1.14 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 1.17'ye uygulanırsa,

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{q}{\epsilon_s} N_D \quad 0 < x < w \quad (1.18)$$

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

eşitlikleri elde edilir. Bu eşitliklerde w tükenim bölgesinin genişliğini ifade etmektedir. Eşitlik 1.18'in x 'e göre integrali alınır ve $x=w$ 'de $d\phi/dx=0$ koşulu kullanılırsa tükenim bölgesindeki elektrik alan $\mathcal{E}(x)$ elde edilir.

$$\mathcal{E}(x) = \frac{d\phi}{dx} = \epsilon_m \left(1 - \frac{x}{w} \right) \quad (1.19)$$

bu eşitlikte;

$$\epsilon_m = -\frac{qN_d}{\epsilon_s} w \quad (1.20)$$

eşitliği ile verilir ve $x=0$ 'da meydana gelen maksimum elektrik alanıdır. İkinci integral $\phi=0$ ve $x=w$ sınır koşullarıyla alınarak aşağıdaki eşitlik elde edilir.

$$\phi(x) = -\frac{qN_d}{\epsilon_s} w^2 \left(1 - \frac{x}{w} \right)^2 \quad (1.21)$$

Eşitlik 1.21'den görüleceği gibi potansiyel, tükenim bölgesinde, uzaklıkla parabolik olarak değişmektedir ve maksimum değeri ($\phi(0)=V_d$) aşağıdaki gibi verilir.

$$V_d = V_i - V = -\frac{qN_d}{2\epsilon_s} w^2 \quad (1.22)$$

Eşitlik 1.22’de V , dışarıdan uygulanan gerilimdir. Doğru gerilimde $V=V_F$ ve ters gerilimde $V=V_R$ olmaktadır. Eşitlik 1.22’de negatif işaret potansiyelin $x=0$ ’da $x=w$ ’ye göre negatif olacağını göstermektedir.

Tükenim bölgesinin genişliği eşitlik 1.22’den elde edilebilir.

$$w = \left(\frac{2\epsilon_s}{qN_d} |V_i - V| \right)^{1/2} \quad (1.23)$$

Tükenim bölgesinin gerilim uygulanmadığı durumdaki genişliği, Eşitlik 1.23’de $V=0$ alınarak elde edilmektedir. Eşitlik 1.23’de görüleceği gibi tükenim bölgesinin genişliği, doğru gerilimle w_0 değerinin altına düşmekte ve ters gerilimde w_0 değerinin üstüne çıkmaktadır. Şekil 1.14b ve Şekil 1.14c ters gerilimlenmiş Schottky bariyer eklemnin elektrik alanını ve potansiyel dağılımını göstermektedir. Tükenim yaklaşımında, elektron ve boşluk konsantrasyonunu verici konsantrasyonuna (N_d) göre ihmal etmiştik. Aşırı katkılanmış 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 üstel olarak azalır (Sharma 1984).

1.4.2. Tükenim bölgesinin kapasitansı

Schottky bariyer eklemi boyunca potansiyeldeki bir değişim, tükenim bölgesinin genişliğinde bir değişime neden olur. Değişim, yük taşıyıcılarının uzay-yük bölgesine doğru ya da bu bölgeden dışa doğru hareketiyle sağlanır. Tükenim bölgesindeki yük değişimi, bir kapasitans artışını beraberinde getirecektir. Yüzey durumlarındaki yükler 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, yarı iletken metale geçen elektronlar tarafından oluşan bir Q_m yüküdür. Üçüncüsü, bant eğrilmesi yeterince büyükse, sadece metal eklem 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 ΔV_d kadar arttırıldığı düşünülürse, ters gerilimdeki bu artış, tükenim bölgesi 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. 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.

$$C' = \frac{dQ_d}{dV_d} = -\frac{d}{dV_d}(Q_m + Q_h) \quad (1.24)$$

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

$$\epsilon_s \epsilon_m = Q_d \quad (1.25)$$

eşitliği elde edilir. Maksimum elektrik alan $x=0$ 'da elde edilir. Elektrik alan ϵ_m , tükenim yaklaşımı kullanılarak Eşitlik 1.20'den hesaplanabilir. ϵ_m için daha doğru bir ifade, bant eğrilmesinin küçük olduğu yani $p(x)$ 'in her yerde ihmal edilebileceği düşünülerek Eşitlik 1.18'in integralinin alınması ile bulunabilir.

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{q}{\epsilon_s} \left[N_d - n_0 \exp\left(\frac{q\phi(x)}{kT}\right) \right] \quad (1.26)$$

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

$N_d=n_0$ olduğu varsayılarak integrali alınır;

$$\left(\frac{d\phi}{dx}\right)_{x=0}^2 = \epsilon_m^2 = \frac{2qN_D}{\epsilon_s} \left(V_d - \frac{kT}{q}\right) \quad (1.27)$$

eşitliğini elde ederiz. Bu eşitlikte $V_d=(V_i-V)$ tükenim bölgesi boyunca gerilim düşmesi ve V_i eklemdeki potansiyel farktır. Birim alan başına tükenim bölgesi yükü;

$$Q_d = \epsilon_s \epsilon_m = \left[2q\epsilon_s N_D \left(V_d - \frac{kT}{q}\right)\right]^{1/2} \quad (1.28)$$

eşitliği ile verilir ve tükenim bölgesi kapasitansı;

$$C = A \frac{dQ_d}{dV_d} = A \left[\frac{q\epsilon_s N_D}{2 \left[V_i - \left(\frac{kT}{q} \right) - V \right]} \right]^{1/2} \quad (1.29)$$

eşitliği ile verilir. Eşitlik 1.29'da; A, Schottky bariyer eklem alanını göstermektedir. Q_d yükü, potansiyelle lineer olmayan bir biçimde değiştiği için; kapasitans, potansiyelin lineer olmayan bir fonksiyonudur. Sadece tükenim bölgesindeki, potansiyeldeki küçük bir ΔV_d değişimi, diferansiyel bir kapasitans verir. Eşitlik 1.27'deki kT/q teriminin, çoğunluk taşıyıcılarının uzay yüküne katılımını temsil ettiğine dikkat edilmelidir. Bu terim ihmal edildiğinde, sonuç tükenim yaklaşımına eşittir ve C kapasitansı;

$$C = \frac{A\epsilon_s}{w} \quad (1.30)$$

eşitliği ile 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 yönde uygulanan gerilim eklemdeki potansiyel farkından büyük olduğu durumlarda tükenim bölgesinin kapasitansı ölçülememektedir. Çünkü diyot iletken ve kapasitansı büyük bir iletken tarafından şöntlenir. Bununla birlikte, kapasitans $V=-V_R$ ters potansiyelinin bir fonksiyonu olarak kolayca ölçülebilir. Eşitlik 1.29 uygulanan V potansiyelinin bir fonksiyonu olarak I/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 I/C^2 grafiği lineer değildir, ama herhangi bir noktadaki eğim $2/A^2q \epsilon_s N_d(w)$ ile verilir. Burada $N_d(w)$, tükenim bölgesinin kenarındaki katkı konsantrasyonunu temsil etmektedir ve tükenim bölgesinin genişliği, Eşitlik 1.30'dan elde edilebilir. Böylece, yüzeyden, w derinliğindeki eğimi ölçülerek, bu noktadaki katkı madde konsantrasyonu belirlenebilir. Bu, bir yarı iletken de katkı madde dağılımını ölçmek için uygun bir yöntemdir.

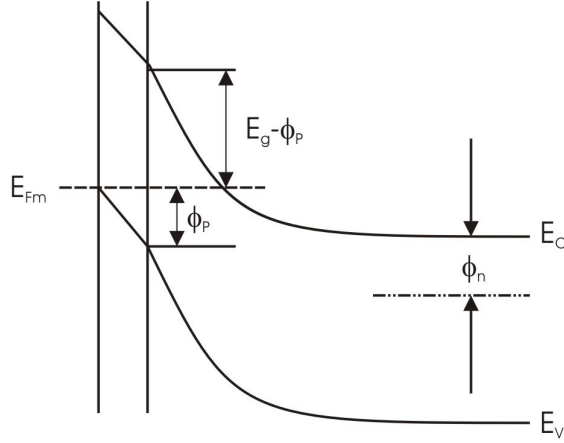
Eşitlik 1.29, nötr yarı iletken her bir noktadaki n_0 elektron konsantrasyonunun N_d verici konsantrasyonuna eşit olduğu varsayımına dayanır (Sharma 1984).

1.4.3. Azınlık taşıyıcılarının etkisi

Metal kenarındaki azınlık taşıyıcılarının konsantrasyonunun verici konsantrasyonuna göre küçük olduğu birçok durumda bant eğilmesi olduğundan uzay yük bölgesinde azınlık taşıyıcılarının etkisi ihmal edilebilir. Buna karşın, bariyer yüksekliğinin $E_g - \phi_n$ değerini aştığı bazı durumlarda, metal kenarındaki boşluk konsantrasyonu verici konsantrasyonundan daha büyük duruma gelir ve boşluklar bu bölgedeki uzay yükünün çoğunluğunu oluşturur. Boşluk konsantrasyonunun enerji ile üstel olarak artmasıyla Şekil 1.15'te 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 I/C^2 'nin grafiği artık lineer değildir ve bu grafiğin düşük potansiyel değerlerine eğri uydurulduğunda, V eksenini kesen V_0 değeri, $V_i - kT/q$ değerinden daha küçük olmaktadır (Tyagi 1991).



Şekil 1.15 Boşlukların n -tipi yarı iletken Schottky eklem potansiyel bariyerine etkisi (Sharma 1984).

1.4.4. Ara Yüzey tabakasının etkisi

Metal ve yarıiletken arasında yüzey oksit tabakası varsa, uygulanan potansiyelin bir kısmı bu tabakada düşer 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 30Å ya da 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;

$$\frac{1}{n} = \left(1 - \frac{d\phi_b}{qdV} \right) \quad (1.31)$$

eşitliği ile tanımlanır. Bu eşitlikte $d\phi_b/qdV$, ara yüzey tabakasının varlığından dolayı bariyer yüksekliğinin uygulanan potansiyelle değişimini göstermektedir.

İdeale yakın diyotların C - V karakteristiklerini elde etmek için eşitlik 1.28'de $qV_i=(\phi_B-\phi_n)$ 'i yerine yazarsak;

$$Q_d = [2\epsilon_s N_d (\phi_B - \phi_n - kT - qV)]^{1/2} \quad (1.32)$$

elde edilir, ve

$$C = A \frac{dQ_d}{dV} = qS \left[\frac{\epsilon_s N_d}{2(\phi_B - \phi_n - kT - qV)} \right]^{1/2} \left(1 - \frac{d\phi_b}{qdV} \right) \quad (1.33)$$

yazılabilir. Bu eşitlikte $\left(1 - \frac{d\phi_b}{qdV} \right)$ yerine $1/n$ yazılırsa;

$$C = A \frac{dQ_d}{dV} = \frac{qA}{n} \left[\frac{\epsilon_s N_d}{2(\phi_b - \phi_n - kT - qV)} \right]^{1/2} \quad (1.34)$$

şeklini alır. Sabit bir n değeri için ϕ_B bariyer yüksekliği;

$$\phi_b = \phi_{b0} + \frac{d\phi_b}{dV} V = \phi_{b0} + \left(1 - \frac{1}{n} \right) qV \quad (1.35)$$

yazılabilir. Bu eşitlikte ϕ_{b0} potansiyel uygulanmadığı zamanki bariyer yüksekliğidir. Eşitlik 1.34 ve eşitlik 1.35 birleştirilirse;

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2nA^{-2}}{q^2 \epsilon_s N_d} [n(\phi_b - \phi_n - kT) - qV] \quad (1.36)$$

elde edilir.

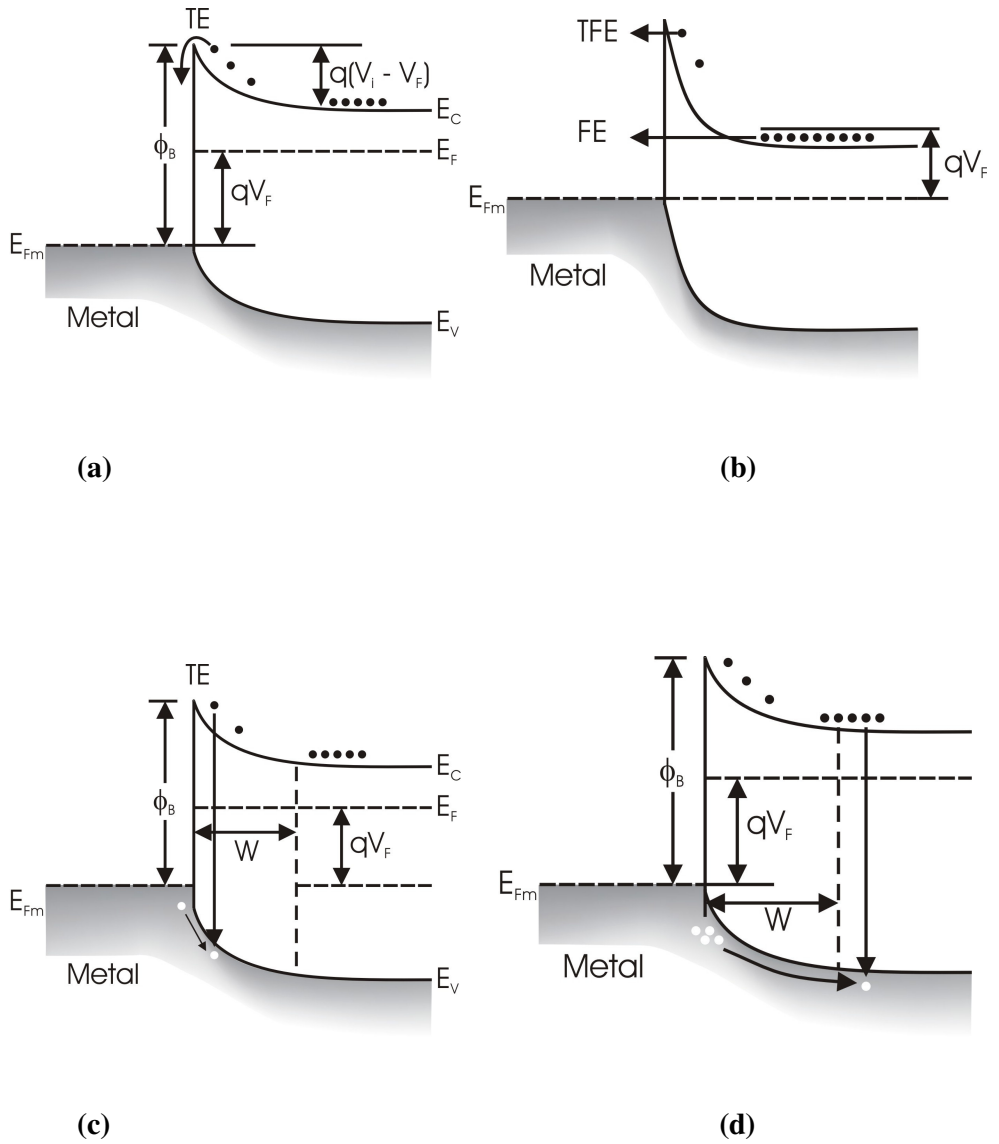
Eşitlik 1.36'dan iç yüzey tabakanın, hem eğimi hem de kesim noktasını yükselttiği görülmektedir. Böylece $1/C^2$, V potansiyeli ile değişir ve iç yüzey tabakanın

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).

1.5 Bariyer Üzerinden Akım Geçiş Mekanizmaları

İleri yönde gerilimlenmiş bir Schottky bariyer kontağında yük taşıyıcılarının yarıiletkenden metale doğru taşınabileceği değişik yollar Şekil 1.16'da gösterilmektedir. Şekil 1.16a, ısısal yayılım (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. Tünellemenin meydana geldiği iki yol Şekil 1.16b'de gösterilmektedir. Düşük sıcaklıkta yarıiletkendeki Fermi seviyesine yakın elektronlar metale tünellenebilir. Bu süreç alan yayılımı (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 ısısal alan yayılımı (TFE) olarak bilinir. İleri gerilimlenmiş bir Schottky bariyer diyotundaki elektronlar yarı iletkenden 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 1.16c). 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 1.16d).

Isısal yayılım; 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 1.16 *n*-tipi yarıiletkenden yapılmış Schottky bariyer diyotun akım geçiş süreçlerinin enerji-bant diyagramları. a) Termoionik yayılma, b) tünellenme, c) tükenim bölgesinde elektron - boşluk çiftlerinin yeniden birleşmesi, d) azınlık taşıyıcılarının enjeksiyonu (Tyagi 1991).

1.5.1. Isısal yayılım kuramı

Isısal yayılım teorisinde; tükenim bölgesindeki sürüklenme ve difüzyon etkileri ihmal edildiği kabul edilmiştir. Bu durumda Fermi seviyesinin değişimi $d\xi/dx$ sürücü kuvveti ihmal edilebilir. Bu, tüm yarıiletkendeki Fermi seviyesinin düz olduğu anlamına gelir. Aynı zamanda buna göre V gerilimi uygulandığında metal yarıiletken ara yüzeyin yarıiletken tarafındaki elektron yoğunluğu $\exp(qV/kT)$ çarpanı ile artmaktadır. Yarıiletken tarafındaki elektron yoğunluğu

$$n = N_c \exp[-q(\phi_b - V)/kT] \quad (1.37)$$

eşitliği ile verilmektedir. Burada N_c yarıiletkendeki iletkenlik bandı durum yoğunluğu, ϕ_b metal-yarıiletken eklem Schottky bariyer yüksekliği (eV olarak) ve V uygulanan gerilimdir.

Metal-yarıiletken bariyeri üzerinden geçen elektronların ısısal yayılıma bağlı akım yoğunluğu (Sze 1981);

$$J = J_o (e^{qV/kT} - 1) \quad (1.38)$$

ile verilmektedir. Doyma akımı J_o ;

$$J_o = A^* T^2 \cdot e^{-\frac{q\phi_b}{kT}} \quad (1.39)$$

eşitliği ile verilmektedir. Eşitlik 1.39'da $A^* = 4\pi m^* qk^2/h^3$ Richardson sabiti, m^* etkin elektron kütlesi, k Boltzmann sabiti ve h Planck sabitidir. Si için $A^* = 120 \text{ Acm}^{-2} \text{ K}^{-2}$ (n-tipi) ve $32 \text{ Acm}^{-2} \text{ K}^{-2}$ (p-tipi)'dir.

1.5.2. Difüzyon kuramı

Metal-yarıiletken ara yüzeyinin yarıiletken tarafındaki elektron yoğunluğu, difüzyon kuramına göre aşağıdaki gibi verilir:

$$n = N_c \exp[-q(E_c - \xi_n)/kT] \quad (1.40)$$

E_c (eV olarak), iletim bandının tabanının enerjisidir, ξ_n (eV olarak) elektronlar için yarı-Fermi seviyesidir. Akım yoğunluğu şöyle verilir:

$$J = qn\mu E + qD_n \frac{dn}{dx} \quad (1.41)$$

E , engeldeki elektrik alanıdır, D_n difüzyon sabiti, ve μ elektron hareketliliğidir.

Einstein bağıntısını kullanarak, $\mu/D_n = q/kT$, Eşitlik 1.41 aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$J = qn\mu \frac{d\xi_n}{dx} \quad (1.42)$$

Sonuç olarak akım yoğunluğu–gerilim bağıntısı aşağıdaki gibidir. (Rhoderick 1988):

$$J = J_o (e^{qV/kT} - 1) \quad (1.43)$$

Eşitlik 1.43'te doyma akımı J_o ;

$$J_o = qN_c \mu E_{mak} e^{-\frac{q\phi_b}{kT}} \quad (1.44)$$

En yüksek alan kuvveti $E_{mak} = qN_a w / \epsilon_s$ ile verilir. w tüketim bölgesinin genişliği ve ϵ_s yarıiletkenin dielektrik sabitidir.

1.5.3. Genelleştirilmiş kuram

Isısal yayılım/sürüklenme-difüzyon kuramlarının birleştirilmesi ilk olarak Crowell ve Sze tarafından verilmiştir. Bu kuramda, en büyük potansiyel değerinde v_r etkin yeniden birleşme hızı tanımlanır. Bariyer üzerinden yayımlanan elektronların akım yoğunluğu şu şekilde verilir:

$$J = q(n_m - n_o)v_r \quad (1.45)$$

Burada n_m , akım geçerken (ileri besleme gerilimi uygulanmışken), x_m konumundaki (potansiyelin en büyük değerinde olduğu konum) elektron yoğunluğudur ve şu şekilde verilir:

$$n_m = N_c \exp[-q(\phi_b - E_{Fn}(x_m))/kT] \quad (1.46)$$

$E_{Fn}(x_m)$, V besleme gerilimi varken x_m konumundaki Fermi seviyesidir (eV olarak). n_o ise x_m konumunda denge durumundaki elektron yoğunluğudur (potansiyel enerji maksimumunun konumunu ya da büyüklüğünü değiştirmeden dengeye ulaşmak mümkünse) ve şöyle ifade edilir:

$$n_o = N_c \exp(-q\phi_b/kT) \quad (1.47)$$

Crowell ve Sze, difüzyon akımını yayılım akımına eşitleyerek, elektron akım yoğunluğu için son ifadeyi aşağıdaki gibi bulmuşlardır:

$$J = \frac{qN_c v_r}{1 + v_r/v_d} \cdot e^{-\frac{q\phi_b}{kT}} \cdot \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) \quad (1.48)$$

burada v_d ;

$$v_d = \left\{ \int_{x_m}^w \frac{q}{\mu k T} \cdot e^{-q(\phi_b - E_c)/kT} \cdot dx \right\}^{-1} \quad (1.49)$$

Elektronların Maxwell dağılımına uydukları ve ideal ısısal yayıcı durumu kabul edilerek, etkin yeniden birleşme hızı aşağıdaki gibi verilir:

$$v_r = \frac{A^* T^2}{q N_c} \quad (1.50)$$

Simmons ve Taylor (1983), n_m için yeni bir sınır koşulu tanımlayarak, Schottky bariyerindeki iletkenlik kuramını genelleştirdi. Eşitlik 1.46'nın doğru olmadığını söylediler. Onun yerine, tükenim bölgesindeki herhangi bir noktadaki elektron yoğunluğunu, sürüklenme ve difüzyon denklemlerini çözerek aşağıdaki ifadeyi elde ettiler:

$$n(x) = n(0) e^{-\beta[\psi(0) - \psi(x)]} + \frac{J}{q D_n} \cdot e^{+\beta\psi(x)} \cdot \int_0^x e^{-\beta\psi(x)} dx \quad (1.51)$$

Burada, $\psi(x)$ elektrostatik potansiyel, $n(0)$ ise metal-yarıiletken ara yüzeyindeki elektron yoğunluğudur (yarıiletken tarafındaki). Tükenim bölgesinin kenarında, elektron yoğunluğu $n(w)$, verici yoğunluğuna eşittir (n-tipi, tamamen iyonlaşmış).

$$n(w) = N_d = N_c e^{-q\zeta_n/kT} \quad (1.52)$$

Eşitlik 1.51'de $x=w$ alarak ve Eşitlik 1.51 ile Eşitlik 1.52'yi birlikte kullanarak, $n(0)$ şöyle bulunur:

$$n(0) = N_d e^{\beta\psi(0)} - \frac{J}{q D_n} \cdot e^{+\beta\psi(0)} \cdot \int_0^w e^{-\beta\psi(x)} dx \quad (1.53a)$$

$$= N_c e^{-q(\phi_b - E_{Fn})/kT} - \frac{J}{q D_n} \cdot e^{+\beta\psi(0)} \cdot \int_0^w e^{-\beta\psi(x)} dx \quad (1.53b)$$

Simmons & Taylor'ın modeli ve Crowell & Sze modeli arasındaki fark, Eşitlik 1.46'nın Eşitlik 1.53 ile değiştirilmesidir. Simmons ve Taylor'un modelinde, son akım yoğunluğu ifadesi aşağıdaki gibi verilir:

$$J = \frac{qN_c e^{-q\phi_b/kT} (e^{-\beta V} - 1)}{v_{th}^{-1} - v_e^{-1}} \quad (1.54)$$

Burada $v_e = 2D_n \beta [qN_d (V_{do} - V)/2\epsilon_s]^{1/2}$ ve v_{th} Eşitlik 1.50'deki v_r ile aynıdır. (Zhengda 1997)

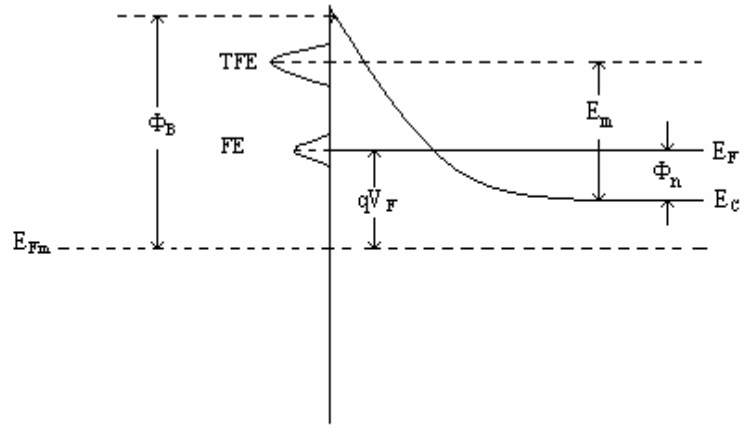
1.5.4. Bariyerde tünel geçişi

Schottky engelinde tünelleme Şekil 1.17'de gösterilmiştir (Rhoderick 1988). Tünelleme etkisini karakterize etmek için genellikle Padovani ve Stratton (1966) tarafından tanımlanmış E_{00} (eV olarak) gibi bir parametre kullanılır:

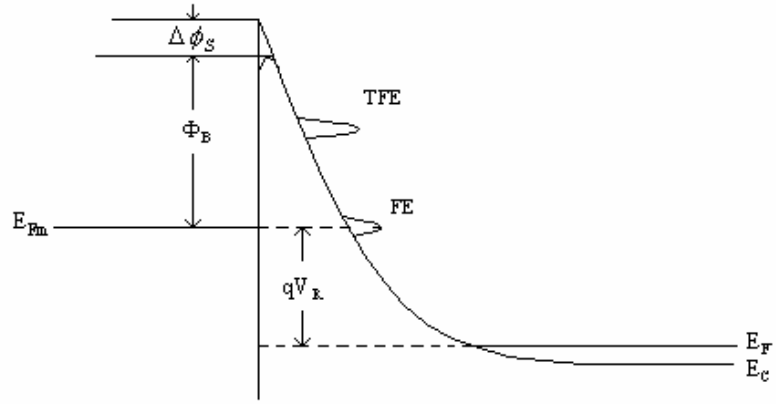
$$E_{00} = \frac{h}{4\pi} \left(\frac{N_d}{m^* \epsilon_s} \right)^{1/2} \quad (1.55)$$

Burada m^* elektronların etkin kütlesi, ϵ_s yarıiletkenin dielektrik sabitidir. N_d , elektron yoğunluğudur. Eğer $kT \gg E_{00}$ ise ısısal yayılım, baskın yük taşıyıcı hareket mekanizması olur. Eğer $kT \sim E_{00}$ olduğunda ısısal-alan yayılımı daha önemlidir. Eğer $kT \ll E_{00}$ ise metal- yarıiletken ara yüzünde, yük taşıyıcı hareketi için ana sebep alan yayılımıdır. Yüksek katkılanmış ve/veya çok düşük sıcaklıklardaki yarıiletkenler için durum budur. Orta seviyede katkılanmış yarıiletkenlerde ısısal alan yayılımından kaynaklanan bariyer düşmesi aşağıdaki eşitlikte verilmiştir.

$$\Delta\phi_b \approx \left(\frac{3}{2} \right)^{2/3} (E_{00})^{2/3} (V_d)^{1/3} = \left(\frac{3}{2} \right)^{2/3} (E_{00})^{2/3} \left(\phi_b - V - \xi - \frac{kT}{q} \right)^{1/3} \quad (1.56)$$



(a)



(b)

Şekil 1.17 n-tipi yarıiletken üzerindeki bir Schottky bariyerinde alan yayılması (FE) ve termoiyonik alan yayılması (TFE) tünel olayı. (a) ileri ön besleme (b) ters ön besleme. (Padovani ve Stratton 1966)

Tünelleme durumunda; akım yoğunluğu-gerilim ilişkisi;

$$J = J_o \exp(V/E_0) [1 - \exp(-qV/kT)] \quad (1.57)$$

Eşitlik 1.57'de verilmiştir. Bu eşitlikte E_0 ;

$$E_0 = E_{00} \coth(qE_{00}/kT) \quad (1.58)$$

eşitliği ile verilir.

1.5.5. Tükenim bölgesinde yeniden birleşme

Bir Schottky diyodun tükenim bölgesinde olan yeniden birleşme olayı, genellikle yerleşik seviyeler üzerinden gerçekleşir. Shockley, Read ve Hall (1952)'e göre (SRH), p-n ekleme benzer olarak, en etkin merkezler, enerjileri yasak enerji aralığının orta noktasına denk gelenlerdir. SRH'a göre tükenim bölgesindeki yeniden birleşme hızı şöyle verilir:

$$U = \frac{np - n_i^2}{\tau_n(n + n_i) + \tau_p(p + n_i)} \quad (1.59)$$

Burada τ_n ve τ_p yarıiletkendeki elektron ve boşluk ömürleridir. Eşitlik 1.59'a göre, saf seviyeye denk gelen ve bant aralığının ortasında yer alan yalnızca bir tuzak seviyesinin bulunduğu kabul edilmiştir. Yeniden birleşme akım yoğunluğu aşağıdaki eşitlikle verilir.

$$J_r = q \cdot \int_0^w U(x) dx \quad (1.60)$$

Eğer $n, p \gg n_i$ ve $\tau_n = \tau_p = \tau_r$ basitleştirmeleri yapılabilirse, küçük gerilimli ileri besleme durumunda, yeniden birleşme akım yoğunluğu (Woods 1994):

$$J_r = J_{ro} \exp(qV/2kT) [1 - \exp(-qV/kT)] \quad (1.61)$$

olur. Burada

$$J_{ro} = qn_i w / 2\tau_r \quad (1.62)$$

ve saf elektron yoğunluğu $n_i = (N_c N_v)^{1/2} \exp(-E_g/2kT)$, w tükenim bölgesi genişliğidir:

$$w = (2\epsilon_s/qN_d)^{1/2} [q(\phi_b - V - \xi - kT/q)]^{1/2} \quad (1.63)$$

ve τ_r tüketim bölgesindeki yük taşıyıcı ömrüdür.

Isısal yayılım ve yeniden birleşme süreçlerinin ikisini de göz önüne alınca toplam akım yoğunluğu şu şekilde verilir:

$$J = J_{te} + J_r = J_{to} [\exp(qV/kT) - 1] + J_{ro} \exp(qV/2kT) [1 - \exp(-qV/kT)] \quad (1.64a)$$

$$= [J_{to} \exp(qV/kT) + J_{ro} \exp(qV/2kT)] [1 - \exp(-qV/kT)] \quad (1.64b)$$

Yeniden birleşme akımının ısısal yayılım akımına oranı aşağıda verilmiştir.

$$J_r / J_{te} = q(N_c N_v)^{1/2} w / (2A^* T^2 \tau_r) \exp[-q(E_g + V - 2\phi_b) / 2kT] \quad (1.65)$$

Eşitlik 1.65'ten görüldüğü gibi yeniden birleşme akımı; yüksek bariyere sahip eklemlerde, kısa ömürlü taşıyıcılara sahip materyallerde, düşük sıcaklıklarda ve düşük besleme gerilimlerinde baskın olmaktadır.

1.5.6. 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 iletken 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 (Tyagi 1991).

Schottky bariyer diyotun boşluk akımı I_p ;

$$I_p = \frac{qAD_p n_i^2}{N_d L_p} \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (1.66)$$

ile verilir. Eklemdeki boşluk akımının ısısal yayılım akımına oranı;

$$\frac{I_p}{I} = \frac{qD_p n_i^2}{A^* T^2 L_p N_d} \exp\left(\frac{\phi_b}{kT}\right) \quad (1.67)$$

Eşitlik 1.67'deki gibidir. Si'dan yapılmış Schottky bariyerinde, $\phi_b=0.8$ V ve eşitlik 1.67'deki I_p/I oranı, $N_d=10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ve daha düşük değeri için, 10^{-3} 'ten daha düşük olmaktadır.

1.6. Homojen Olmayan Bariyer Modeli

Schottky bariyer diyotların I - V karakteristiklerinin analizinde $n>I$ olduğu, yani eklemdeki akım geçişinin ısısal yayılma kuramına tamamen uymadığı görülmektedir. $n>I$ olması metal ve yarıiletken arasındaki ara yüzey durumları, tünelleme akımları, yeniden birleşme akımları... vb. gibi farklı etkiler ile açıklanır. Tüm bu modeller tek boyutlu modellerdir ve bu nedenle metal-yarıiletken ara yüzeyinin uzaysal olarak homojen olduğu varsayımına dayanırlar. Diğer taraftan, metal-yarıiletken eklemlerin ara yüzeylerindeki potansiyel homojensizlikleri içeren yeni modeller geliştirilmiştir.

Homojensizlikler aşağıdaki nedenlerden oluşabilir (Aslan 1999):

- Yarıiletken içinde rasgele dağılmış olan katkı atomları
- Bariyer yüksekliğini değiştiren örgü kusurları
- Bariyer yüksekliğinin dalgalanmasına neden olan ara yüzey etkileri
- Bariyer yüksekliğini değiştirebilen metaldeki tanecik sınırları
- Kirlilikler

Isısal yayılım modelinde, verilen bir eklem potansiyeli için yarıiletkenden metale akım yoğunluğu şu şekilde verilir:

$$J_{sm}(V_d) = A^* T^2 e^{-q\xi/kT} e^{-qV_d/kT} \quad (1.68)$$

ve metalden yarıiletkene akım yoğunluğu:

$$J_{ms} = A^* T^2 e^{-q\phi_b/kT} \quad (1.69)$$

Burada engel yüksekliği, iç yapı potansiyeline şu şekilde bağlıdır $\phi_b = V_d + \xi + V$. Gauss potansiyel dağılımı göz önüne alınarak, yarıiletkenden metale olan toplam akım yoğunluğu, olası V_d aralığının tümü üzerinden alınan integrallerle verilir (Werner, 1991):

$$J_{sm} = A^* T^2 e^{-q\xi/kT} e^{-q\left(\bar{V}_d - \frac{\sigma_s^2}{2kT/q}\right)/kT} \quad (1.70)$$

Eşitlik 1.70'ye etkin potansiyel V_d^j 'yi katarak akım yoğunluğunu şu şekilde ifade edebiliriz:

$$J_{sm} = A^* T^2 e^{-q\xi/kT} e^{-qV_d^j/kT} \quad (1.71)$$

$$V_d^j = \bar{V}_d - \frac{\sigma_s^2}{2kT/q} \quad (1.72)$$

Benzer olarak,

$$J_{ms} = A^* T^2 e^{-q\phi_b^j/kT} \quad (1.73)$$

$$\phi_b^j = \bar{\phi}_b - \frac{\sigma_s^2}{2kT/q} \quad (1.74)$$

Yukarıdaki eşitliklerdeki j üst indisi, bulunduğu değişkenlerin, homojen olmayan metal-yarıiletken eklem için olan J - V karakteristiğine sahip olduğunu belirtir.

Potansiyel dağılımını içeren ısısal yayılım kuramına göre olan akım yoğunluğu şu şekilde verilir:

$$J = A^* T^2 e^{-q\phi_b(V,T)/kT} \left(e^{qV/kT} - 1 \right) \quad (1.75)$$

Burada

$$\phi_b(V,T) = \bar{\phi}_b(V,T) - \frac{\sigma_s^2(V,T)}{2kT/q} \quad (1.76)$$

Özet olarak bariyerin homojen olmadığı durum göz önüne alarak, Schottky eklem J - V karakteristiği, Werner ve ark. (1991) tarafından şu şekilde verilmiştir:

$$J = A^* T^2 e^{\frac{-q\bar{\phi}_b(0,0)}{nkT}} \left(e^{\frac{qV}{nkT}} - 1 \right) \quad (1.77)$$

Burada $\phi_b(0,0)$ sıfır gerilim ve sıfır sıcaklıkta ölçülen engel yüksekliğine karşılık gelen sanal bariyer yüksekliğidir.

2. MATERYAL VE YÖNTEM

Sarf malzeme olarak kullanılan n-tipi Si (100) ve p-tipi Si (100) plakalarından Pt/n-Si (100), Pt/Si_{1-x}Ge_x/n-Si, Cr/p-Si Schottky bariyer diyotlarının oluşturulma süreci hakkında bilgi verilecektir. Bu oluşturma süreçlerinin birçoğu günümüz mikro elektroniğinde kullanılmaktadır. Bu süreçlerin ayrıntılı çalışmaları ve açıklamaları literatür ve kitaplarda bulunmaktadır. Fakat örneklerin oluşturulması deneysel düzeneklere ve ortam koşullarına hassas bir şekilde bağlıdır. Bu yüzden örneklerin oluşturma süreçlerinin temel tariflerinden ziyade önemli noktalar anlatılacaktır. Bu örneklerin oluşturulmasında Orta Doğu Teknik Üniversitesi'nin laboratuvarları ve deney düzeneklerinden yararlanılmıştır. Örneklerin yabancı madde katkılarından dolayı özelliklerini kaybetmemeleri açısından oluşturma süreçleri temiz odalarda gerçekleştirilmiştir. Fırınlama işlemleri yüksek sıcaklık tüp fırını ile araştırma laboratuvarımızda yapılmıştır.

Ölçüm sistemlerinin hazırlanması ve bu ölçüm sistemlerinin kullanılması ile ilgili bilgiler de bu bölümde verilmiştir. Örneklerin sıcaklıkla özelliklerinin değişiminin incelenmesi amacı ile sıcaklık kontrollü soğutma sistemi (Janis CCS-150 Cryostat), *I-V* ve *C-V* ölçüm sistemine eklenmiştir. "Test Point" programı kullanılarak ölçüm sistemi bilgisayar kontrollü yapılmıştır. Yapılan işlemler bu bölümde kısaca açıklanacaktır.

Ayrıca,

- *I-V* ölçümlerinden örneklerin bariyer yüksekliklerinin ve ideallik faktörlerinin bulunması,
- *C-V* ölçümlerinden örneklerin tükenim bölgesindeki yük taşıyıcılarının yoğunluğu ve bariyer yüksekliğinin elde edilmesi ve
- *I-V* ve *C-V* ölçümlerinden elde edilen parametrelerin sıcaklıkla değişiminin incelenmesi için gerekli yöntemler yer almaktadır.

2.1. Örneklerin Hazırlanması

2.1.1. 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 %) : H₂O₂ (29 %) : H₂O (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. H₂SO₄ (98 %) : H₂O₂: (29 %) : H₂O (1:1:3) kimyasal karışımında kaynatıldı: Organik ve metalik filmleri kaldırmak için yapıldı.
6. Saf su ile yıkandı: Kimyasal kalıntıları temizlemek için yapıldı.
7. 10 sn. HF (48 %):H₂O (1:10) çözeltilisine 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 (N₂) gazı ile kurutuldu.

2.1.2. Fırlama

Fırlama işlemi, çalışmalarda iki farklı amaç için kullanılmıştır. Bunlardan biri Silisyum yarıiletken plakaların arka tarafına oluşturulan metalin fırlanarak yarıiletken tarafında aktif bölge oluşturmasıdır. Böylece bu aktif bölge sayesinde iyi bir omik eklem oluşmaktadır. Diğer fırlama işlemi örneklerin farklı sıcaklıklarda tavlanarak değişen özelliklerinin incelenmesi amacı ile yapılmıştır.

Fırlama işlemi, 1400 °C sıcaklığa çıkabilen “Proterm” yüksek sıcaklık tüp fırını ile yapılmıştır. Örnekler yüksek sıcaklığa dayanıklı kuvarz tüp içine yerleştirilmiştir. Fırın PID kontrollü olduğundan; sıcaklığın artırılması ve belli bir sıcaklıkta bekletilmesi işlemleri, programlanarak otomatik olarak yapılmıştır. Ayrıca cihazda bulunan platin termoçift ve dijital sıcaklık göstergesi ile örnek üzerindeki sıcaklık kontrol edilebilmiştir. Fırlama işlemi örneklerin özelliklerini değiştirebilecek oksitlenme ve kirliliklerin oluşmaması için azot gazı altında yapılmıştır.

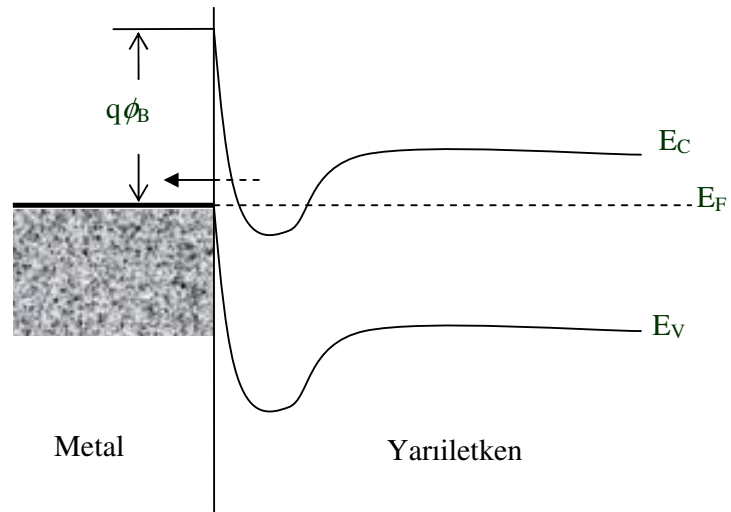


Şekil 2.1 Yüksek sıcaklık tüp fırını

2.1.3. Omik eklem

Omik eklem, yarıiletken boyunca oluşan dirence veya hacimsel dirence göre ihmal edilebilecek kadar küçük eklem direncine sahip ve doğrultucu özellik göstermeyen metal-yarıiletken eklemlere denir. İyi bir omik eklem oluşturmak için birçok yöntem kullanılmaktadır. Bunlardan en yaygın olanı, metal-yarıiletken eklem arasında, yarıiletken bölgesinde aşırı katkı yüzey tabakası oluşturulmasıdır. Örnek olarak metal-n⁺-n veya metal-p⁺-p eklemleri gösterilebilir (Sze 1981)

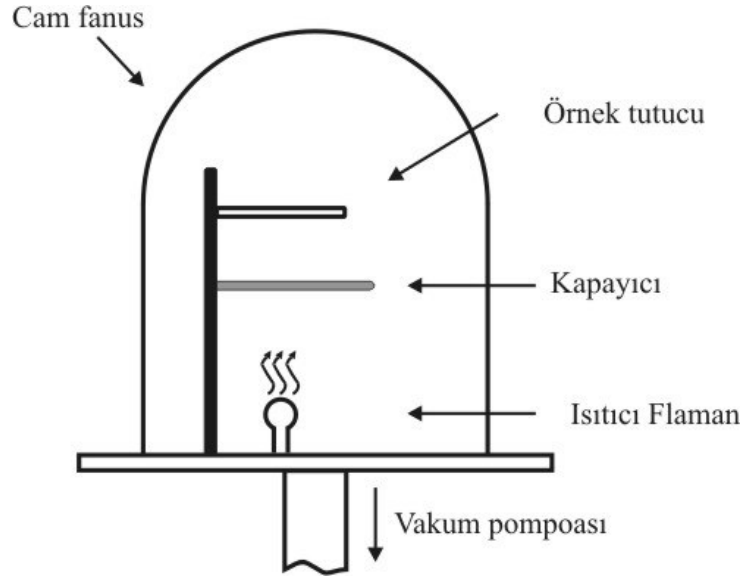
Şekil 2.2’de, omik eklem için aşırı katkı yüzey tabakası oluşturulduktan sonraki metal-yarıiletken eklem enerjisi bant diyagramı gösterilmiştir.



Şekil 2.2 Aşırı katkılı omik eklem enerji-bant diyagramı (Sze 1981)

Şekil 2.2’de görüldüğü gibi metal-yarıiletken arasında oluşan bariyer aşırı katkılama sonucu çok ince bir hal almıştır. Böylece elektronlar bariyerin üzerinden geçmek yerine tünelleme yoluyla bariyeri geçmektedir.

Yapılan çalışmalarda kullanılan n-tipi Si ve p-tipi Si yarıiletken levhalar temizleme aşamasından hemen sonra arka yüzeylerine omik eklem oluşturulması amacı ile Şekil 2.3'te gösterilen ısısal buharlaştırma sistemine alınmıştır.



Şekil 2.3 Isısal buharlaştırma sistemi şeması

Sistemin vakum seviyesi kaplama süresince 5×10^{-6} Torr civarında tutulmuştur. n-tipi Si ve p-tipi Si yarıiletken levhaların arka yüzeylerinin tamamına sırasıyla Au-Sb (~Sb %1) alaşımı ve Al metali kaplanmıştır. Yarıiletken ile metal arasında aktif tabaka oluşturmak ve iletkenliği artırmak için azot gazı altında 450°C 'de 10 dk fırınlanmıştır.



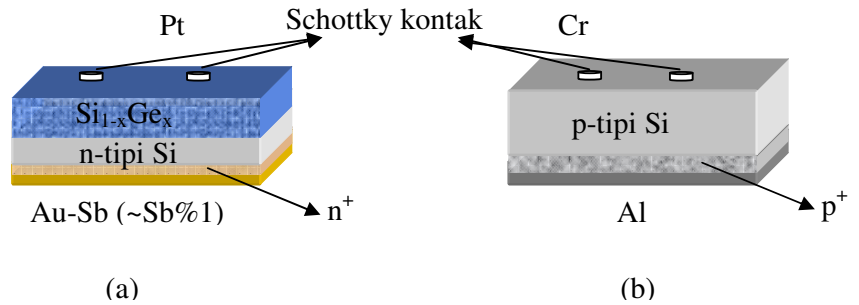
Şekil 2.4 Au-Sb ve Al ohmik kontaklar

2.1.4 Pt/Si_{0.76}Ge_{0.24}/n-Si örneklerin hazırlanması

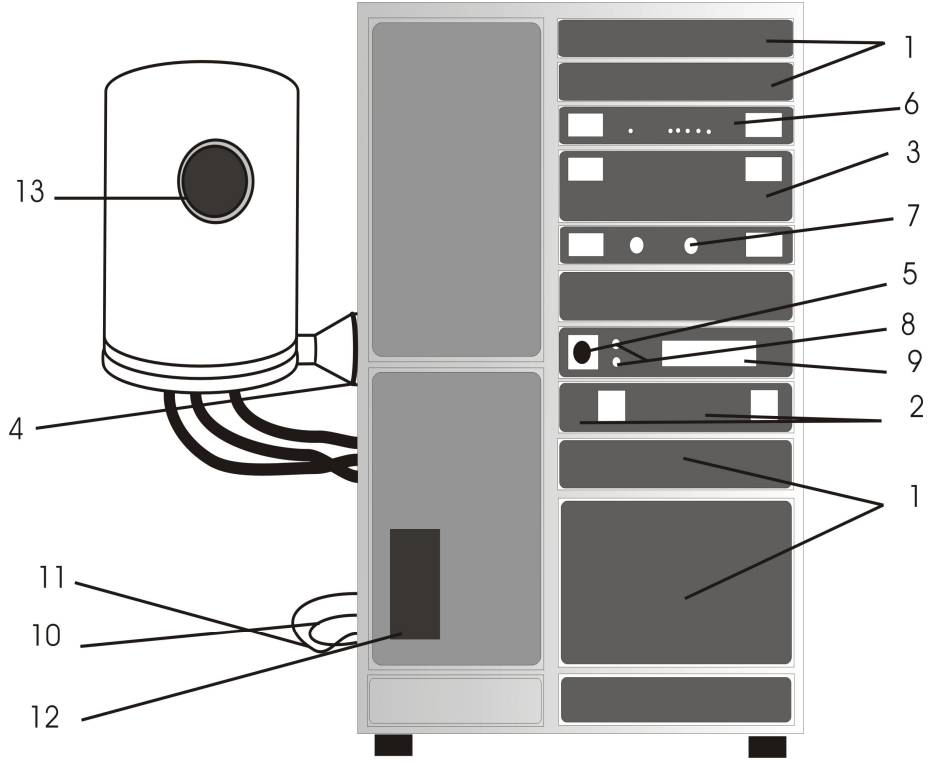
Gerilmiş n-tipi (100) yönelimli 173nm kalınlığındaki Si_{0.76}Ge_{0.24} örneği; taban sıcaklığı 550°C’de Blazers UMS 600 MBE sisteminde Si-MBE yöntemi ile büyütülmüştür (İsviçre). Büyütülen yapı küçük parçalara bölündü. Bunlardan bazıları kısmi gevşeme oluşturmak için “Proterm” yüksek sıcaklık fırının ile asal gaz ortamında 600°C, 700°C ve 800°C’de 1 saat fırımlandı. Standart temizle işleminden sonra yüzey birkaç saniyeliğine seyreltilmiş HF çözeltisinde tutuldu. Örneklerin arka yüzeyinde ohmik kontak oluşturmak için AuSb(%1) vakum buharlaştırma yöntemi ile kaplandı ve daha sonra asal gaz ortamında “Proterm” yüksek sıcaklık fırının ile 450°C’de 10dk fırımlandı. Örneklerin ön yüzeyine yüksek vakum altında püskürtme yöntemi ile maske kullanılarak 1 mm çaplı 1500Å kalınlığında Pt filmler büyütülmüştür (Şekil 2.5a). Büyütme işlemi Univex 450 İnce Film Kaplama sistemi ile yapılmıştır (Şekil 2.6). Bu işlem sırasında, kirliliklerden kaçınmak ve metalin buharlaşmasını kolaylaştırmak için basınç 1×10^{-7} Torr değerinde tutulmuştur.

2.1.5 Cr/p-Si örneklerin hazırlanması

Standart temizle işleminden sonra yüzey birkaç saniyeliğine seyreltilmiş HF çözeltisinde tutuldu. Örneklerin arka yüzeyinde omik eklem oluşturmak için Al vakum buharlaştırma yöntemi ile kaplandı ve daha sonra asal gaz ortamında “Proterm” yüksek sıcaklık fırının ile 450°C’de 10dk fırımlandı. Örneklerin ön yüzeyine yüksek vakum altında püskürtme yöntemi ile maske kullanılarak 1 mm çaplı 2000Å kalınlığında Cr metal filmler büyütülmüştür (Şekil 2.5b).



Şekil 2.5 (a) Pt/Si_{0.76}Ge_{0.24}/n-Si, (b)Cr/p-Si Schottky bariyer diyotları



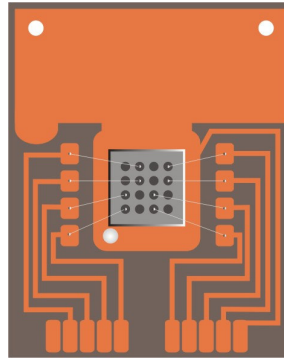
1. Yardımcı aletler için boş levhalar.
2. Katı – hal frekans dönüştürücü.
3. AS 052 güç sağlayıcı ünite.
4. Taban levha bağlantı flenç.
5. Ana şalter
6. COMBIVAC IT 230.
7. CONTRASTER C 2000.
8. Zilli kapasite birimi asansörü için basma düğmesi.
9. Yardımcı ekipman için akım kırıcılar ve yardımcı pompa için şalter ve fazla akım kaynağı.
10. Boşaltma hattı için bağlantıları
11. soğutucu su bağlantıları
12. Yağ seviyesi kontrol paneli
13. Zilli kapasite biriminde gözlem penceresi.

Şekil 2.6 Univex 450 ince film oluşturma mekanizması

2.2. Ölçüm Sistemleri

2.2.1. Elektriksel ölçümler için örnek tutucu

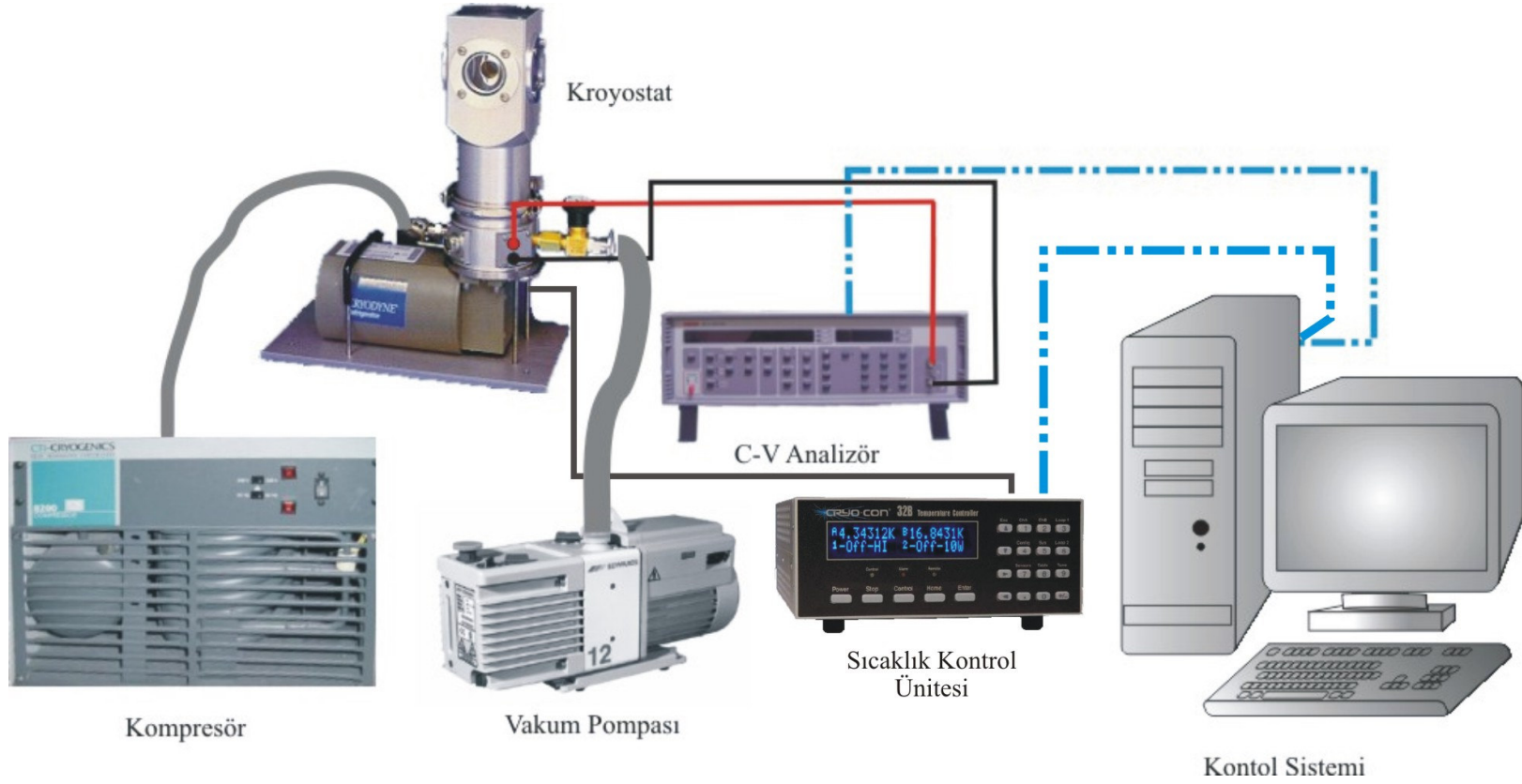
Schottky bariyer diyotlar oluşturulduktan sonra ölçüm sistemlerinde bulunan soğutucuya yerleştirilebilmesi ve ölçüm kolaylığı bakımından Şekil 2.7’de gösterilen bakır örnek tutucular üzerine yerleştirilmişlerdir. Örnek tutucularla iletkenliğin sağlanması amacı ile gümüş pasta kullanılarak omik eklem tarafı tutturulmuştur. Daha sonra diyot ile devre levhası arasındaki elektriksel bağlantıyı sağlamak için ince platin ve bakır teller kullanılmıştır. Tellerin tutturulması gümüş pasta kullanılarak yapılmıştır.



Şekil 2.7 Çalışmalarda kullanılan örnek tutucu

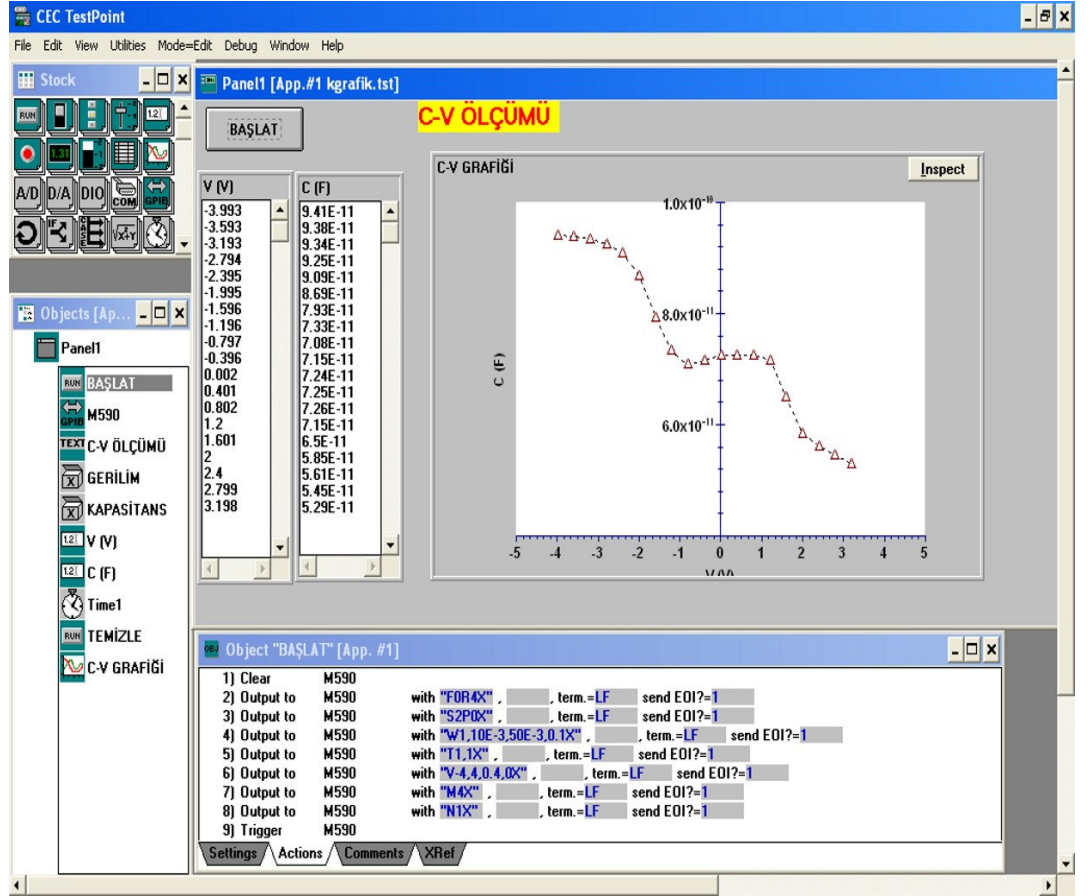
2.2.2. Kapasitans-Gerilim (C-V) ölçüm sistemi

Kapasitans-gerilim ölçümlerinin farklı sıcaklıklarda alınması için kurulan deney düzeneğinde “Keithley 590 CV” analizör soğutucu içerisindeki örneğe Şekil 2.8’deki gibi bağlanmıştır. Sıcaklık kontrol ünitesi ile soğutucu içerisinde bulunan örneğin sıcaklığı sabit tutulmuştur. “Testpoint” programı kullanılarak CV analizör bilgisayar ile kontrol edilmiş ve çok kısa sürede ölçümler alınmıştır. Daha sonra ilk kapasitans-gerilim grafikleri yine “Testpoint” programı ile çizdirilmiştir. Böylece düşük sıcaklıklarda da kapasitansın gerilime bağlı değişimi incelenebilmiştir.



Şekil 2.8 C – V ölçümleri için kurulan sistemin şeması

Kullanılan “Testpoint” programının ekran görüntüsü Şekil 2.9’da verilmiştir. Bilgisayar ile CV analizör arasındaki iletişim IEEE 488 GPIB kablosu ile sağlanmaktadır. Örnekler ise CV analizöre BNC kabloları ile bağlanmıştır.

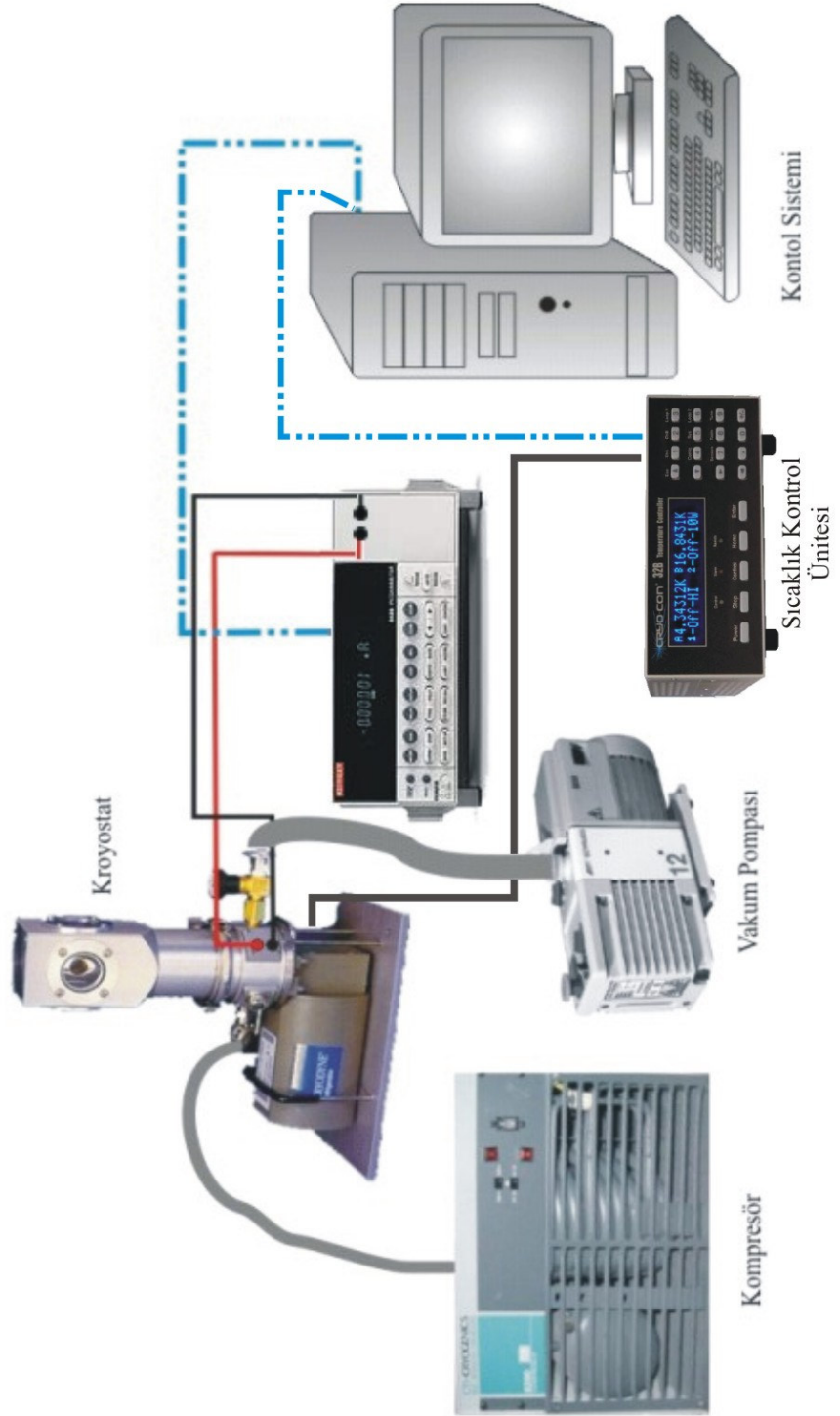


Şekil 2.9 C-V ölçümleri için kullanılan Testpoint programının ekran görüntüsü

Programın çalıştırılması ile CV analizör örneğe frekansı 100 kHz olan puls şeklinde sinyaller gönderir. Bu sinyallerin genlikleri ayarlanan gerilim aralığını süpürecek şekilde değişir. CV analizör geri gelen sinyalleri analiz ederek kapasitans değerlerini tekrar bilgisayara gönderir. “Testpoint” programı bu değerleri kullanarak örnekte elde edilen kapasitans-gerilim grafiklerini çizer. Ayrıca elde edilen veriler Microsoft Excel programına aktarılarak da C-V grafikleri çizilebilmektedir.

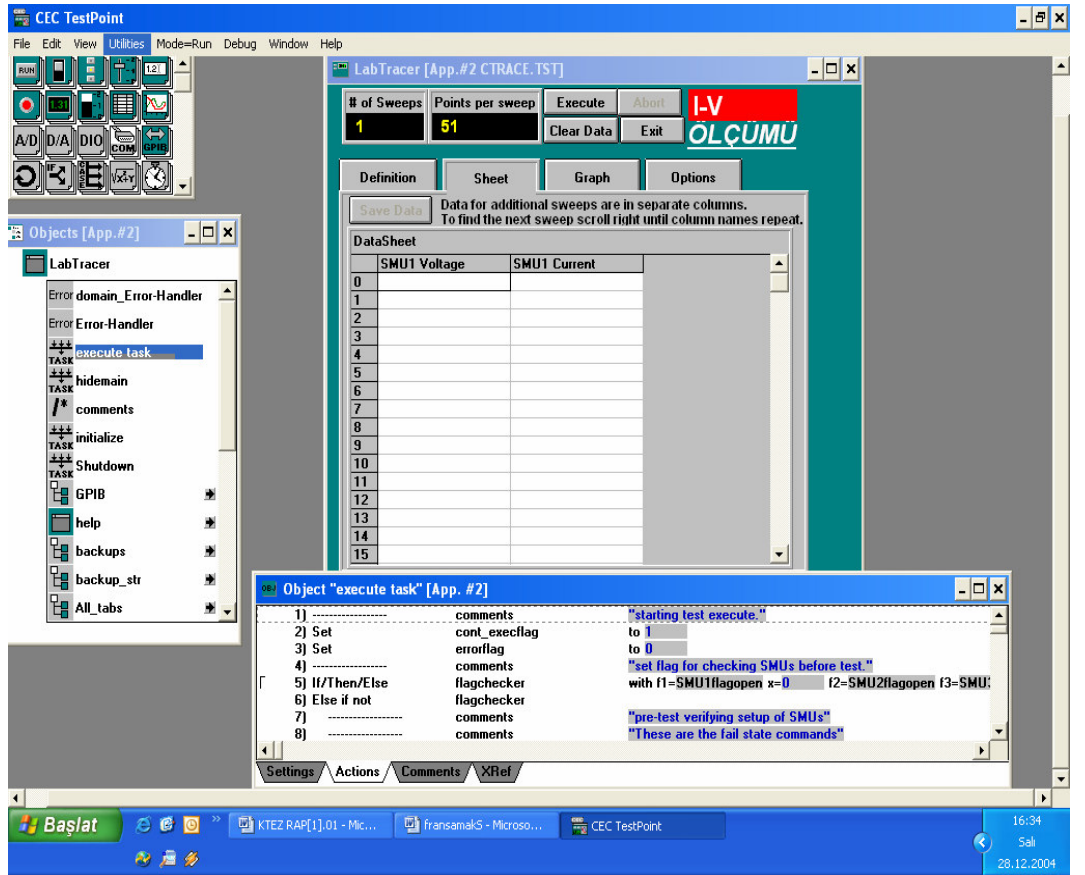
2.2.3. Akım-Gerilim (I-V) ölçüm sistemi

Akım-gerilim ölçümlerinin alınabilmesi için Şekil 2.10'da görülen sistem kurulmuştur.



Şekil 2.10 I – V ölçümleri için kurulan sistemin şeması

Akım-gerilim ölçümlerinin farklı sıcaklıklarda alınması için kurulan deney düzeneğinde “Keithley 2400” soğutucu içerisindeki örneğe Şekil 2.10’deki gibi bağlanmıştır. Sıcaklık kontrol ünitesi ile soğutucu içerisinde bulunan örneğin sıcaklığı sabit tutulmuştur. “Testpoint” programı kullanılarak “Keithley 2400” bilgisayar ile kontrol edilmiş ve çok kısa sürede ölçümler alınmıştır. Daha sonra ilk akım-gerilim grafikleri yine “Testpoint” programı ile çizdirilmiştir. Böylece düşük sıcaklıklarda akımın gerilime bağlı değişimi incelenebilmiştir.



Şekil 2.11 I-V ölçümleri için kullanılan Testpoint programının ekran görüntüsü

Kullanılan “Testpoint” programının ekran görüntüsü Şekil 2.11’de verilmiştir. Bilgisayar ile “Keithley 2400” arasındaki iletişim IEEE 488 GPIB kablosu ile sağlanmaktadır.

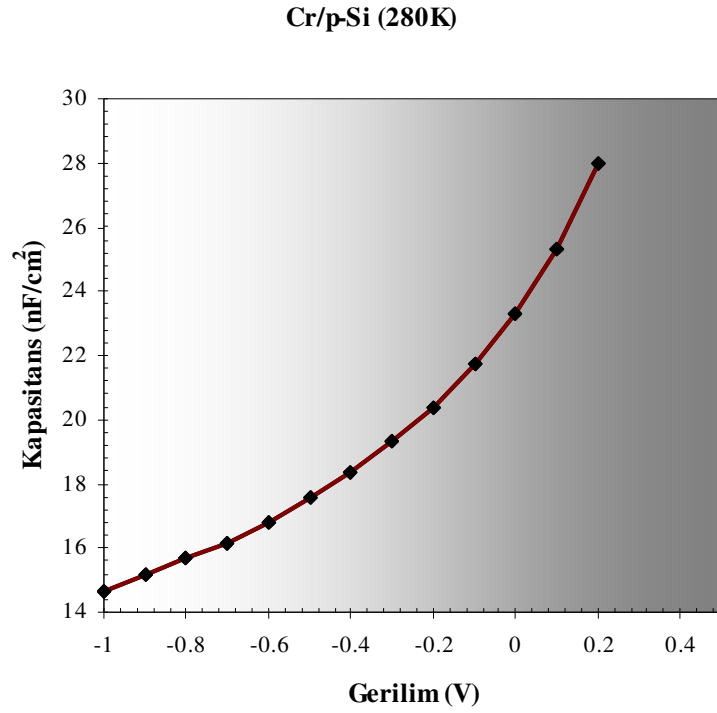
2.3. Kapasitans-Gerilim Karakteristikleri

2.3.1. C-V ölçümleri

Cr/p-Si Schottky bariyer diyotun kapasitans-gerilim değerleri C-V ölçüm sistemi kullanılarak 300 K, 280 K, 260 K,.....120 K, 100 K değerlerinde alınmıştır. Çizelge 2.1 de 280 K sıcaklığında uygulanan gerilime bağlı kapasitans değerleri görülmektedir. Ölçülen bu değerler kullanılarak, Cr/p-Si Schottky bariyer diyotun C-V grafiği, Şekil 2.12' de görüldüğü gibi çizilmiştir. Şekilden görüleceği gibi Schottky bariyer diyotun kapasitans değerleri ters yönde uygulanan gerilime bağlı olarak azalmaktadır.

Çizelge 2.1 Cr/p-Si Schottky bariyer diyotun 280 K sıcaklığında alınan C-V ölçümleri

280 K			
V (V)	C (F)	C (F/cm ²)	(1/C) ² (cm ² /F) ²
-1.0	1.15x10 ⁻¹⁰	1.46x10 ⁻⁸	4.66x10 ⁺¹⁵
-0.9	1.19x10 ⁻¹⁰	1.52x10 ⁻⁸	4.36x10 ⁺¹⁵
-0.8	1.23x10 ⁻¹⁰	1.57x10 ⁻⁸	4.08x10 ⁺¹⁵
-0.7	1.27x10 ⁻¹⁰	1.62x10 ⁻⁸	3.82x10 ⁺¹⁵
-0.6	1.32x10 ⁻¹⁰	1.68x10 ⁻⁸	3.54x10 ⁺¹⁵
-0.5	1.38x10 ⁻¹⁰	1.76x10 ⁻⁸	3.24x10 ⁺¹⁵
-0.4	1.44x10 ⁻¹⁰	1.83x10 ⁻⁸	2.97x10 ⁺¹⁵
-0.3	1.52x10 ⁻¹⁰	1.94x10 ⁻⁸	2.67x10 ⁺¹⁵
-0.2	1.60x10 ⁻¹⁰	2.04x10 ⁻⁸	2.41x10 ⁺¹⁵
-0.1	1.71x10 ⁻¹⁰	2.18x10 ⁻⁸	2.11x10 ⁺¹⁵
0	1.83x10 ⁻¹⁰	2.33x10 ⁻⁸	1.84x10 ⁺¹⁵
0.1	1.99x10 ⁻¹⁰	2.53x10 ⁻⁸	1.56x10 ⁺¹⁵
0.2	2.20x10 ⁻¹⁰	2.80x10 ⁻⁸	1.27x10 ⁺¹⁵



Şekil 2.12 Cr/p-Si Schottky bariyer diyotun uygulanan gerilime bağlı kapasitans grafiği

2.3.2. Tükenim bölgesindeki yük taşıyıcılarının konsantrasyonunun bulunması

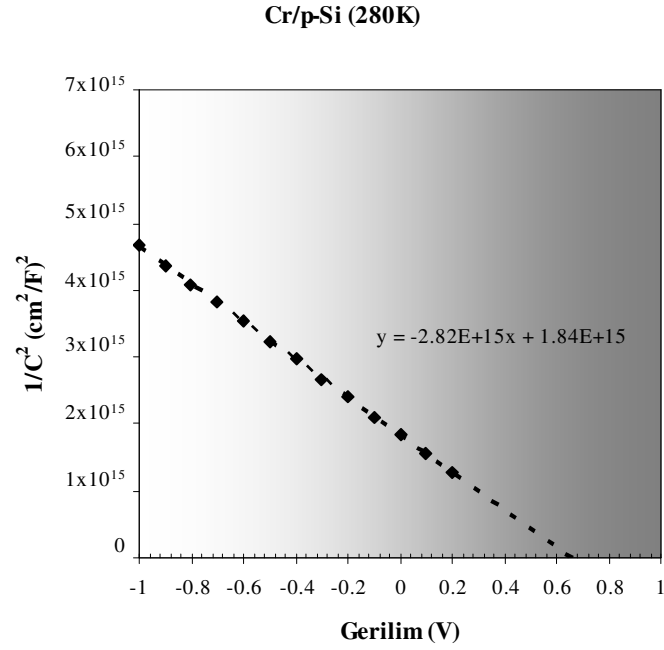
C-V karakteristikleri Schottky-Mott Eşitliği kullanılarak incelenebilmektedir (Sze 1981).

$$C = \frac{\epsilon_s A}{w} = \sqrt{\frac{q \epsilon_s N_a A^2}{2(V_{bi} - V - V_T)}} \quad (2.1)$$

Eşitlik (2.1)'de ϵ_s yarıiletkenin dielektrik sabiti, A Schottky diyotun alanı, w tükenim bölgesinin genişliği, N_a iyonlaşmış akseptör atomlarının yoğunluğu, V_T termal gerilim ($= kT/q$), V_{bi} yapı gerilimi ve V uygulanan ters gerilimdir. Eşitlik 2.1 kullanılarak N_a aşağıdaki eşitlikten bulunabilir:

$$N_a = \frac{2}{A^2 q \epsilon_s} \left[\frac{-1}{d(1/C^2)/dV} \right] \quad (2.2)$$

Böylece $(1/C)^2$ 'nin V 'ye göre grafiğinin eğiminden N_a iyonlaşmış katkı konsantrasyonu veya serbest taşıyıcı yoğunluğu elde edilebilir.



Şekil 2.13 Cr/p-Si Schottky bariyer diyotun 280 K sıcaklığındaki $(1/C)^2$ - V grafiği

Şekil 2.13'te Cr/p-Si için çizilen $(1/C)^2$ - V grafiğinin eğimi -2.82×10^{15} $(\text{cm}^2/\text{F})^2/\text{V}$ olarak bulunmuştur. Eğimin değeri Eşitlik (2.2)'de yerine yazılarak N_a iyonlaşmış katkı konsantrasyonu $4.22 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ olarak bulunmuştur.,

2.3.3. C-V ölçümlerinden bariyer yüksekliğinin bulunması

C-V ölçümlerinden ayrıca Schottky bariyer yüksekliği de hesaplanabilir. Schottky bariyer yüksekliği (ϕ_{C-V}), yapı voltajına (V_{bi}) aşağıdaki gibi bağlıdır (Sze 1985):

$$\phi_{C-V} = qV_{bi} + \phi_p \quad (2.3)$$

Yukarıdaki eşitlikte $\phi_p = qV_T \ln(N_v/N_a)$, N_v değerlik bandındaki etkin durum yoğunluğu ve N_a alıcı yoğunluğudur. V_{bi} eklem potansiyeli, I/C^2-V eğrisinin V eksenini kestiği noktadan elde edilerek ϕ_b bariyer yüksekliği hesaplanmaktadır.

2.4. Akım-Gerilim Karakteristikleri

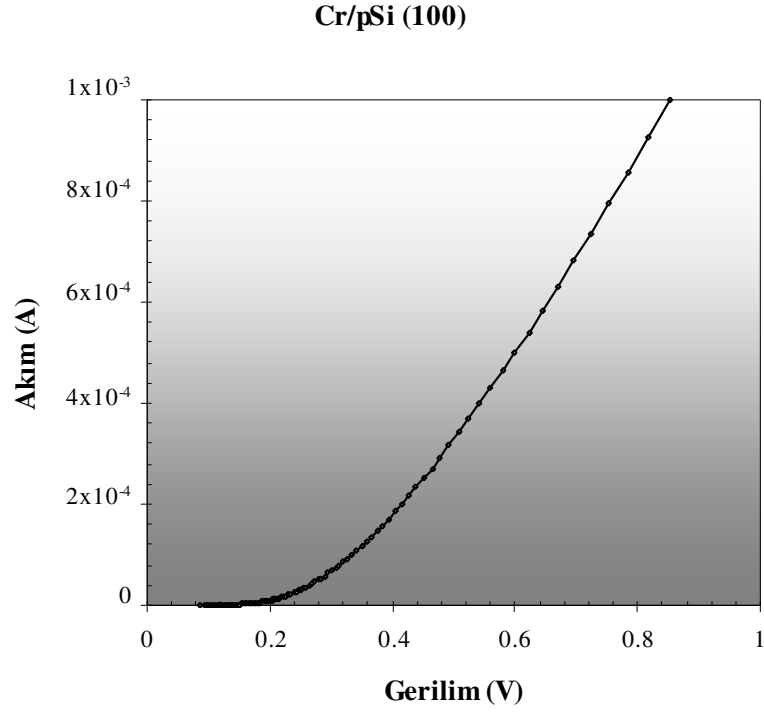
2.4.1. I-V ölçümleri

Çizelge 2.2' de Cr/p-Si Schottky bariyer diyotu için akım-gerilim ölçümlerinden elde edilen değerler verilmiştir.

Çizelge 2.2 Cr/p-Si Schottky bariyer diyotun 180 K sıcaklığında alınan I-V ölçümleri

180 K							
V (V)	I (A)	V (V)	I (A)	V (V)	I (A)	V (V)	I (A)
0.097	3.18x10 ⁻⁷	0.158	2.67x10 ⁻⁶	0.228	1.99x10 ⁻⁵	0.375	1.47x10 ⁻⁴
0.097	3.18x10 ⁻⁷	0.160	2.92x10 ⁻⁶	0.231	2.15x10 ⁻⁵	0.385	1.58x10 ⁻⁴
0.101	3.67x10 ⁻⁷	0.162	3.12x10 ⁻⁶	0.235	2.33x10 ⁻⁵	0.395	1.71x10 ⁻⁴
0.104	4.16x10 ⁻⁷	0.165	3.37x10 ⁻⁶	0.238	2.51x10 ⁻⁵	0.405	1.85x10 ⁻⁴
0.107	4.68x10 ⁻⁷	0.167	3.68x10 ⁻⁶	0.242	2.71x10 ⁻⁵	0.416	2.00x10 ⁻⁴
0.110	5.14x10 ⁻⁷	0.170	3.98x10 ⁻⁶	0.246	2.93x10 ⁻⁵	0.427	2.15x10 ⁻⁴
0.113	5.63x10 ⁻⁷	0.172	4.27x10 ⁻⁶	0.250	3.16x10 ⁻⁵	0.439	2.33x10 ⁻⁴
0.115	6.13x10 ⁻⁷	0.174	4.62x10 ⁻⁶	0.255	3.42x10 ⁻⁵	0.451	2.51x10 ⁻⁴
0.117	6.64x10 ⁻⁷	0.177	4.98x10 ⁻⁶	0.259	3.69x10 ⁻⁵	0.464	2.71x10 ⁻⁴
0.119	7.11x10 ⁻⁷	0.179	5.38x10 ⁻⁶	0.263	3.98x10 ⁻⁵	0.478	2.93x10 ⁻⁴
0.122	7.78x10 ⁻⁷	0.182	5.82x10 ⁻⁶	0.268	4.30x10 ⁻⁵	0.493	3.16x10 ⁻⁴
0.124	8.27x10 ⁻⁷	0.184	6.28x10 ⁻⁶	0.273	4.64x10 ⁻⁵	0.508	3.41x10 ⁻⁴
0.127	9.27x10 ⁻⁷	0.187	6.78x10 ⁻⁶	0.278	5.01x10 ⁻⁵	0.525	3.69x10 ⁻⁴
0.128	9.76x10 ⁻⁷	0.189	7.32x10 ⁻⁶	0.284	5.41x10 ⁻⁵	0.542	3.98x10 ⁻⁴
0.131	1.08x10 ⁻⁶	0.192	7.93x10 ⁻⁶	0.289	5.85x10 ⁻⁵	0.560	4.30x10 ⁻⁴
0.132	1.12x10 ⁻⁶	0.195	8.57x10 ⁻⁶	0.295	6.31x10 ⁻⁵	0.579	4.64x10 ⁻⁴
0.135	1.22x10 ⁻⁶	0.197	9.23x10 ⁻⁶	0.301	6.82x10 ⁻⁵	0.600	5.01x10 ⁻⁴
0.137	1.32x10 ⁻⁶	0.200	9.99x10 ⁻⁶	0.307	7.36x10 ⁻⁵	0.622	5.41x10 ⁻⁴
0.139	1.42x10 ⁻⁶	0.203	1.08x10 ⁻⁵	0.313	7.95x10 ⁻⁵	0.645	5.84x10 ⁻⁴
0.142	1.57x10 ⁻⁶	0.206	1.16x10 ⁻⁵	0.320	8.58x10 ⁻⁵	0.670	6.31x10 ⁻⁴
0.144	1.67x10 ⁻⁶	0.209	1.26x10 ⁻⁵	0.327	9.26x10 ⁻⁵	0.696	6.81x10 ⁻⁴
0.146	1.82x10 ⁻⁶	0.212	1.36x10 ⁻⁵	0.334	1.00x10 ⁻⁴	0.724	7.36x10 ⁻⁴
0.148	1.97x10 ⁻⁶	0.215	1.47x10 ⁻⁵	0.342	1.08x10 ⁻⁴	0.753	7.94x10 ⁻⁴
0.151	2.13x10 ⁻⁶	0.218	1.58x10 ⁻⁵	0.350	1.17x10 ⁻⁴	0.784	8.58x10 ⁻⁴
0.153	2.33x10 ⁻⁶	0.221	1.71x10 ⁻⁵	0.358	1.26x10 ⁻⁴	0.818	9.26x10 ⁻⁴
0.155	2.48x10 ⁻⁶	0.224	1.85x10 ⁻⁵	0.366	1.36x10 ⁻⁴	0.853	1.00x10 ⁻³

Schottky bariyer diyotun I - V grafiği Çizelge 2.2'deki değerler kullanılarak çizilmiştir. Bu grafik Şekil 2.14'te görölmektedir. Bu grafikten göröleceği gibi, akımda ani bir artma gözlenmiştir. Bu artış, Schottky bariyer diyotun, doğrultucu özelliğe olduğunu göstermektedir.



Şekil 2.14 Cr/p-Si Schottky bariyer diyotun 180 K sıcaklığındaki I - V grafiği

2.4.2. I - V ölçümlerinden ideal faktörün bulunması

I - V karakteristiği;

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (2.4)$$

ile verilen ısısal yayılım eşitliği kullanılarak incelenmektedir (Sze 1981). Eşitlik (2.4)'te üstel kısım 1'den çok büyük olduğu için 1'i ihmal etmek genel sonucu değiştirmez. Böylece akım;

$$I = I_s \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \quad (2.5)$$

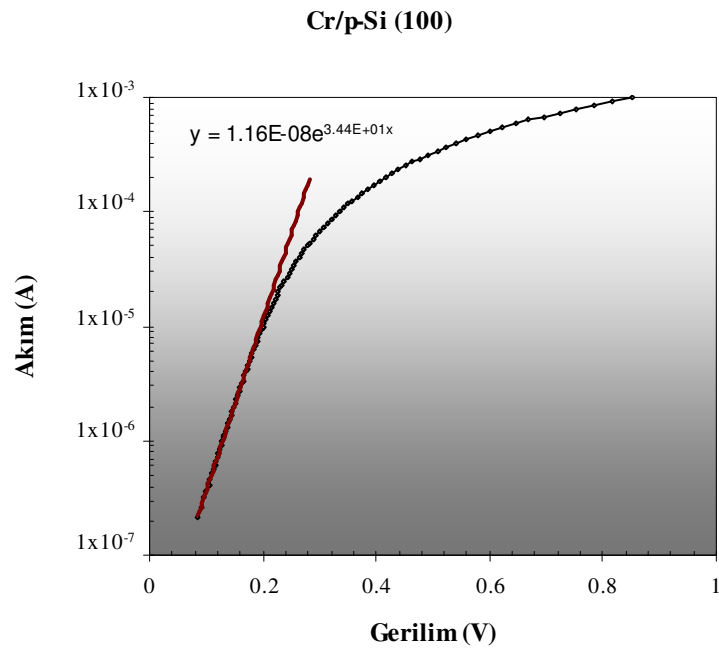
Eşitlik (2.5)'teki gibi olur. Bu Eşitlikten n ideal faktör;

$$n = \frac{q}{kT} \times \frac{V}{\ln(I/I_s)} \quad (2.6)$$

şeklinde yazılabilir. n ideal faktörün hesaplanabilmesi için $\ln(I)$ 'nın V 'ye göre grafiğinden elde edilen eğrinin doğrusal bölgesinin eğimi gerekmektedir. $\ln(I_s)$ sabit olduğundan $\ln(I) - V$ eğrisinin eğimi $\ln(I/I_s) - V$ eğrisinin eğimine eşittir. Böylece;

$$n = \frac{q}{kT} \times \frac{1}{\text{egim}} \quad (2.7)$$

eşitliğinden ideal faktör hesaplanabilir.



Şekil 2.15 Cr/p-Si Schottky bariyer diyotun 280 K sıcaklığındaki $\log(I)$ -V grafiği

Şekil 2.15'te görülen grafiğin eğimi (34.4), Eşitlik (2.7)'de yerine yazılarak Cr/p-Si Schottky bariyer diyotun 180 K'deki ideal faktörü 1.872 olarak bulunabilir.

2.4.3. I-V ölçümlerinden bariyer yüksekliğinin bulunması

Ayrıca I - V ölçümleri ile ϕ_b bariyer yüksekliği de hesaplanabilmektedir.

$$I_o = AA^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_b}{kT}\right) \quad (2.8)$$

Buradan ;

$$\phi_b = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{AA^* T^2}{I_s}\right) \quad (2.9)$$

Yukarıdaki eşitliklerde I_s doyma akımı, $\ln(I) - V$ eğrisinin y eksenini kestiği noktadan hesaplanmaktadır. Şekil 2.15'te elde edilen I_s doyma akımı (1.16×10^{-8} A), Eşitlik (2.9)'da yerine yazılarak ϕ_b bariyer yüksekliği 0.424 eV elde edilmiştir.

2.5. Akım-Sıcaklık Karakteristikleri

2.5.1. Richardson grafiğinden bariyer yüksekliğinin bulunması

Metal-yarıiletken ara yüzeylerin incelenmesinde akımın sıcaklığa bağımlılığı önemli bir yer tutmaktadır. Bunun nedeni, genellikle kontak alanının gerçek değerinin bilinmemesidir. Çok iyi temizlenmemiş veya tam olarak oturmamış yüzeylerin bulunması durumunda elektriksel olarak aktif alan sadece geometrik alanın küçük bir kısmı olabilir. Diğer taraftan güçlü metalürjik tepkimeler, elektriksel aktif alanın görünür geometrik alandan daha büyük olduğu düzlemsel olmayan kaba metal yarıiletken ara yüzeyler oluşturabilir (Sze 1981).

$kT/q \ll V$ için Eşitlik (2.4);

$$\ln(I/T^2) = \ln(AA^*) - q(\phi_b - V/n)/kT \quad (2.10)$$

şeklinde yazılabilir. Richardson grafiği olarak da adlandırılan sabit bir V_I ileri besleme gerilimindeki $\ln(I/T^2)-I/T$ grafiğinin eğimi $-q(\Phi_B - V_I/n)/k$ ve dikey eksenini kestiği noktada $\ln(AA^*)$ değerini vermektedir. Bu grafiğin eğimi iyi sonuç vermesine karşın Richardson sabiti değeri hatalı olmaktadır (Acar ve ark. 2004, Chand ve Kumar 1995).

Richardson grafiği ile bulunan bariyer yüksekliği sıcaklıktan bağımsızdır. Bariyer yüksekliği sıcaklığa bağımlı ise bariyer yüksekliği (Gümüş ve ark 2002, Karataş ve ark. 2003);

$$\phi_b(T) = \phi_b(0) - \alpha T \quad (2.11)$$

şeklinde yazılabilir. Böylece Eşitlik (2.10) düzenlenirse;

$$\ln(I/T^2) = \ln(AA^*) + q\alpha/k - q(\phi_b(0) - V/n)/kT \quad (2.12)$$

eşitliği elde edilir. Düşük sıcaklıklarda Richardson grafiği lineer olarak değişmeyebilir. Bu durum ısısal yayılma akımının dışındaki akım mekanizmalarının kendilerini göstermesinden kaynaklanmaktadır. Böylece ideal faktör ve bariyer yükseklikleri sıcaklığa bağımlı olurlar. Grafiğin doğrusal olmamasından dolayı bariyer yüksekliği ve Richardson sabitinin bulunması imkansız hale gelir. Richardson grafiğinin doğrusal olarak değişimi $n \ln(I/T^2)$ 'nin I/T 'ye bağlı grafiği çizilerek sağlanabilir (Safak ve ark. 2002, Schmitsdorf ve ark. 1995).

2.5.2. Düz-bant bariyer yüksekliğinin bulunması

Düz bant koşulları altında elde edilen bariyer yüksekliğine düz-bant bariyer yüksekliği denir ve temel bir büyüklük olarak ele alınır. Sıfır besleme bariyer yüksekliği koşullarından farklı olarak, düz-bant koşulu altında yarıiletkendeki elektrik alan sıfırdır.

Bu durum, I - V karakteristiklerini etkileyecek olan ara yüzeyde oluşan yüklerin oluşturduğu sanal kuvvetin etkilerini yok sayar ve homojensizlik etkilerini ortadan kaldırır (Song 1986, Biber 2001).

$$\phi_{bf} = n\phi_{b0} - (n-1)\left(\frac{kT}{q}\right)\ln\left(\frac{N_v}{N_a}\right) \quad (2.13)$$

eşitliğine göre düz-bant bariyer yüksekliği n ideal faktör ve ϕ_{b0} bariyer yüksekliği değerlerinden hesaplanabilir. Burada N_v değerlik bandındaki etkin durum yoğunluğu ve N_a ise taşıyıcı yoğunluğudur. Sıcaklığa bağlı olarak deneysel N_v ve N_a değerleri C^{-2} - V grafiğinden hesaplanabilir. Bu değerler Eşitlik (2.13)'te yerine yazılarak düz-bant bariyer yüksekliği elde edilebilir.

Düz-bant bariyer yüksekliğinin sıcaklıkla değişimi;

$$\phi_{bf}(T) = \phi_{bf}(T=0) + \alpha T \quad (2.14)$$

şeklinde (Song 1986, Biber 2001). Düz-bant bariyer yüksekliğinin sıcaklığa bağlı grafiğinden elde edilen doğrusal değişiminin, $T=0$ 'ı kestiği nokta bariyer yüksekliğini ve eğimi ise α sıcaklık sabitini vermektedir.

2.5.3. Bariyer yüksekliği homojensizliğinin analizi

Bölüm 2.1'de bahsedildiği ve 3. bölümde görüleceği gibi, oluşturulan Schottky diyodların akım-gerilim karakteristikleri, eşitlik(2.4) ile açıklanan ideal ısısal yayılım davranışından farklıdır. Bu fark düşük sıcaklıklarda çok daha belirgindir.

$$\ln\left(\frac{\ln I_0}{T^2}\right) = \ln(AA^*) - \frac{q\phi_b}{kT} \quad (2.15)$$

Richardson grafiği, genelde engel yüksekliği ϕ_b , ve Richardson sabiti A^* 'ı bulmak için kullanılır. $\ln(I_0/T^2)$ 'nin $1/T$ 'ye göre grafiğinin doğrusal çıkması beklenir. Ama deneysel sonuçlar, çıkan grafiğin doğrusal olmadığını ve hem ideallik faktörü n 'nin, hem de engel yüksekliği ϕ_b 'nin sıcaklığa bağımlı olduğunu gösterir. Dikkatli incelemeler sonucunda (Bölüm 3), beklenen doğrusallıktan sapmanın nedeninin, görüntü-kuvveti düşmesi (image-force lowering), Schottky engeli boyunca tünelleme etkisi ve tükenim bölgesindeki yeniden birleşme akımından olmadığı görülür. Sapmayı açıklamak için, homojen olmayan bariyer yükseklikleri temel alınarak I - V karakteristiği geliştirilmiştir.

Schottky diyotun I - V karakteristiğinin anormal davranışı bariyer yüksekliklerinin uzaysal dağılımıyla açıklanabilmektedir. Uzaysal bariyer homojensizlikleri Gauss dağılım fonksiyonu ile verilmektedir (Gümüş ve ark 2002, Karataş ve ark. 2003):

$$P(\phi_b) = \frac{1}{\sigma_s \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(\phi_b - \bar{\phi}_b)^2}{2\sigma_s^2}\right] \quad (2.16)$$

Burada $1/\sigma_s \sqrt{2\pi}$ normalizasyon katsayısıdır. Her hangi bir ileri besleme gerilimi için akım ifadesi;

$$I(V) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\phi_b, V) P(\phi_b) d\phi \quad (2.17)$$

İle verilir. Burada $I(\phi_b, V)$ ϕ_b değeri için V ileri besleme gerilimindeki akım ve $P(\phi_b)$ ise bariyer yüksekliğinin oluşma olasılığını veren normalize dağılım fonksiyonudur. $-\infty$ dan $+\infty$ 'a integral alınarak;

$$I(V) = AA^* T^2 \exp\left[-\frac{q}{kT} \left(\bar{\phi}_b - \frac{q\sigma_s^2}{2kT}\right)\right] \exp\left(\frac{qV}{n_{ap} kT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{qV}{kT}\right)\right] \quad (2.18)$$

ve

$$I_0 = AA^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{ap}}{kT}\right) \quad (2.19)$$

elde edilir. Burada ϕ_{ap} ve n_{ap} sırasıyla görünür bariyer yüksekliği ve ideal faktördür ve

$$\phi_{ap} = \bar{\phi}_{b0}(T=0) - \frac{q\sigma_{s0}^2}{2kT} \quad (2.20)$$

$$\left(\frac{1}{n_{ap}} - 1\right) = \rho_2 - \frac{q\rho_3}{2kT} \quad (2.21)$$

değişimleri Eşitlik (2.20) ve (2.21)'de verilmiştir (Acar ve ark. 2004). σ_{s0} standart sapma, ρ_2 ve ρ_3 sırasıyla ortalama bariyer yüksekliği ve standart sapmanın karesinin doğrusal gerilim bağımlılığını tanımlamaktadır.

Eşitlik (2.20) ve (2.21) aşağıdaki gibi düzenlenerek Richardson grafiği tekrardan elde edilebilir.

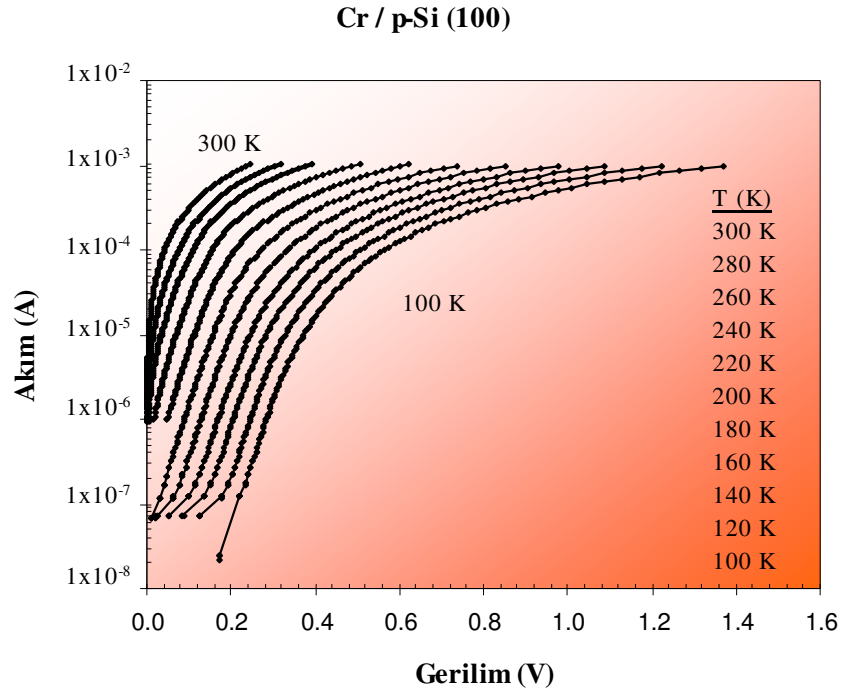
$$\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) - \left(\frac{q^2\sigma_{s0}^2}{2k^2T^2}\right) = \ln(AA^*) - \frac{q\bar{\phi}_{b0}}{kT} \quad (2.22)$$

Bu Eşitlikten elde edilen grafik geliştirilmiş Richardson grafiği olarak bilinir (Gümüş ve ark 2002, Karataş ve ark. 2003).

3. ARAŞTIRMA SONUÇLARI VE TARTIŞMA

3.1. Akım-Gerilim Ölçümlerinin Sıcaklıkla Değişiminin Yorumlanması

Cr/p-Si Schottky bariyer diyotun ileri yönde uygulanan gerilimle akım-gerilim karakteristikleri incelenmiştir. Akım-gerilim karakteristikleri, 100 K, 120 K,...280 K, 300 K sıcaklıklarında, uygulanan gerilimle akım değerleri ölçülerek elde edilmiştir. Cr/p-Si Schottky bariyer diyotu için farklı sıcaklıklarda elde edilen yarı-logaritmik ileri besleme akım-gerilim karakteristikleri Şekil 3.1’de gösterilmiştir.



Şekil 3.1 Cr/p-Si Schottky bariyer diyotun farklı sıcaklıklardaki ileri akım-gerilim karakteristiği

Şekil 3.1’de Cr/p-Si Schottky bariyer diyotu için çizilen uygulanan gerilime bağlı akım grafiğinde düşük gerilim bölgesinde akım artışının doğrusal olduğu, gerilimin artması ile akım artışının doğrusallıktan ayrılarak doyuma gittiği görülmektedir. Akımın, yüksek gerilim bölgesindeki bu davranışı yarıiletken direncinin eklem bariyerinden daha baskın hale gelmesinden kaynaklanmaktadır (Tung 1992).

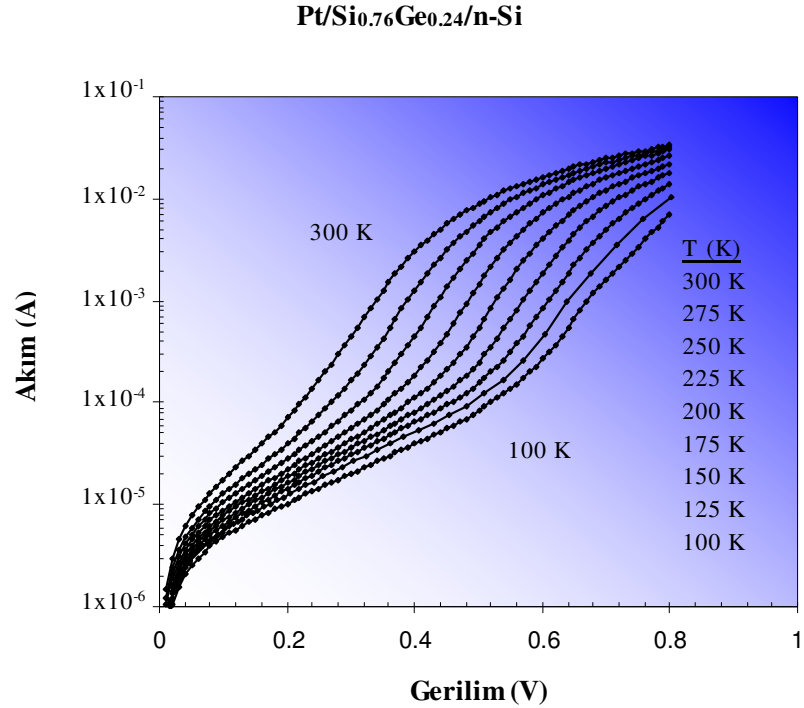
Farklı sıcaklıklarda deneysel bariyer yükseklikleri ve ideal faktörleri ısısal yayılma teoremi kullanılarak; Şekil 3.1’de görülen eğrilerin doğrusal bölgelerinden elde edilmiştir. Bariyer yükseklikleri akım eksenini kestiği noktadan, doyma akımları belirlenerek bulunmuştur. İdeal faktörler ise eğimlerden bulunmuştur. Bulunan bu değerler Çizelge 3.1’de verilmiştir.

Çizelge 3.1 Farklı sıcaklıklarda Cr/p-Si için akım-gerilim ölçümlerinden elde edilen ideal faktörler ve bariyer yükseklikleri.

Sıcaklık (K)	Eğim	Doyma akımı (A)	İdeal faktör, n	Bariyer yüksekliği (eV)
300	29.3	3.38×10^{-5}	1.32	0.530
280	30.5	1.06×10^{-5}	1.36	0.510
260	31.7	3.83×10^{-6}	1.41	0.498
240	34.1	8.98×10^{-7}	1.42	0.486
220	34.1	2.16×10^{-7}	1.55	0.470
200	35.4	4.15×10^{-8}	1.64	0.452
180	34.4	1.16×10^{-8}	1.87	0.423
160	34.1	3.01×10^{-9}	2.13	0.392
140	34.4	8.41×10^{-10}	2.41	0.355
120	35.4	1.67×10^{-10}	2.73	0.318
100	35.1	4.53×10^{-11}	3.30	0.273

Çizelge 3.1’de sıcaklığın 300 K’den 100 K’e düşmesiyle; Cr/p-Si Schottky bariyer diyotun bariyer yüksekliğinin 0.53 eV’tan 0.27 eV’a azaldığı ve ideal faktörün ise 1.32’den 3.3 değerine arttığı görülmektedir.

Pt/Si_{0.76}Ge_{0.24}/n-Si Schottky bariyer diyotun ileri yönde uygulanan gerilimle akım-gerilim karakteristikleri 100 K, 125 K,...275 K ve 300 K sıcaklıklarında incelenmiştir. Pt/Si_{0.76}Ge_{0.24}/n-Si Schottky bariyer diyotu için farklı sıcaklıklarda elde edilen yarı-logaritmik ileri besleme akım-gerilim karakteristikleri Şekil 3.2’de gösterilmiştir.



Şekil 3.2 Pt/Si_{0.76}Ge_{0.24}/n-Si Schottky bariyer diyotun farklı sıcaklıklardaki ileri akım-gerilim karakteristiği

Şekil 3.2’de Pt/Si_{0.76}Ge_{0.24}/n-Si Schottky bariyer diyotu için uygulanan gerilimle akım değişimi görülmektedir. Akım artışı, Cr/p-Si Schottky bariyer diyotun akım artışından farklılık göstermektedir. Şekil 3.2’de uygulanan gerilimle akım artışı düşük gerilimlerde doğrusal olarak değişmemektedir. Gerilim arttıkça akım artışı azalmakta daha sonra akım artışı doğrusal olarak artmaktadır. Akım artışının bu şekilde değişmesi metal ve Si arasındaki SiGe tabakasında oluşan kusurlardan kaynaklanmaktadır. Oluşan bu kusurlar nedeniyle ısıl yayılma akımına ek olarak farklı akım mekanizmalarının etkileri ortaya çıkmaktadır.

Farklı sıcaklıklarda deneysel bariyer yükseklikleri ve ideal faktörleri ısıl yayılma teoremi kullanılarak; Şekil 3.2’de görülen eğrilerin doğrusal bölgelerinden elde edilmiştir. Bariyer yükseklikleri akım eksenini kestiği noktadan, doyma akımları belirlenerek bulunmuştur. İdeal faktörler ise eğimlerden bulunmuştur. Bulunan bu değerler Çizelge 3.2’de verilmiştir.

Çizelge 3.2 Farklı sıcaklıklarda Pt/Si_{0.76}Ge_{0.24}/n-Si için akım-gerilim ölçümlerinden elde edilen ideal faktörler ve bariyer yükseklikleri.

Sıcaklık (K)	Eğim	Doyma akımı (A)	İdeal faktör, n	Bariyer yüksekliği (eV)
300	19.6	1.40×10^{-6}	1.98	0.640
275	19.8	4.34×10^{-7}	2.13	0.610
250	20.1	1.56×10^{-7}	2.31	0.573
225	20.2	5.53×10^{-8}	2.55	0.532
200	20.4	2.14×10^{-8}	2.84	0.485
175	20.6	7.91×10^{-9}	3.22	0.435
150	20.4	4.04×10^{-9}	3.79	0.378
125	20.1	2.52×10^{-9}	4.62	0.316
100	20	1.52×10^{-9}	5.80	0.253

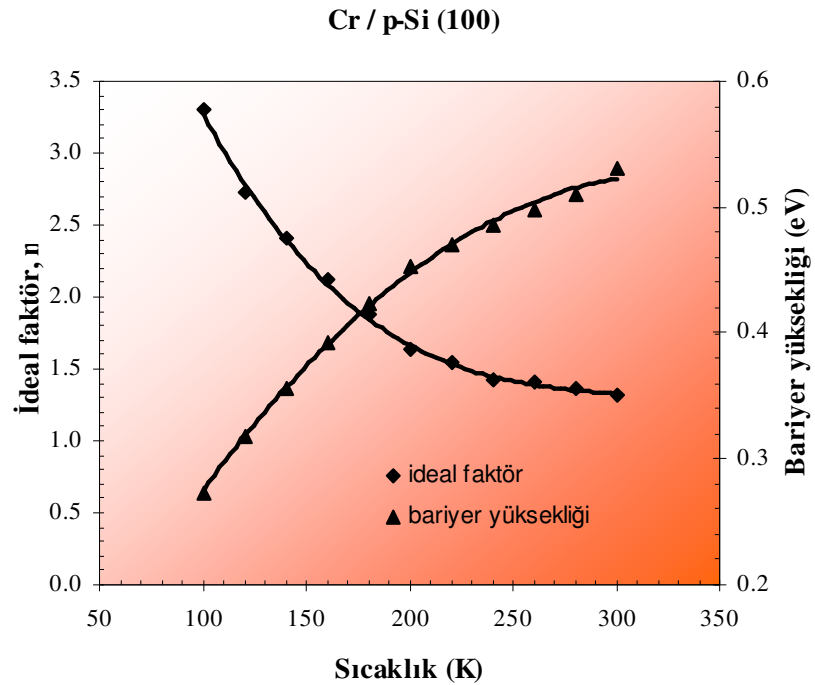
Ayrıca Çizelge 3.2’den Pt/Si_{0.76}Ge_{0.24}/n-Si Schottky bariyer diyotun bariyer yüksekliğinin azalan sıcaklığa bağlı olarak 0.640 eV (300 K)’tan 0.253 eV’a azaldığı ve ideal faktörünün ise 1.98 (300 K)’den 5.80 (100 K)’e arttığı görülmektedir. Pt/Si_{0.76}Ge_{0.24}/n-Si Schottky bariyer diyotun ideal faktörlerinin, Cr/p-Si Schottky bariyer diyotunun ideal faktörlerinden daha büyük olması yukarıda açıklandığı gibi ısıl yayılma akımının yanında ara tabakada bulunan kusurlardan dolayı farklı akım mekanizmalarının etkisinin ortaya çıkmasıdır.

3.2. Bariyer Yüksekliği ve İdeal Faktörün Sıcaklıkla Değişiminin Yorumlanması

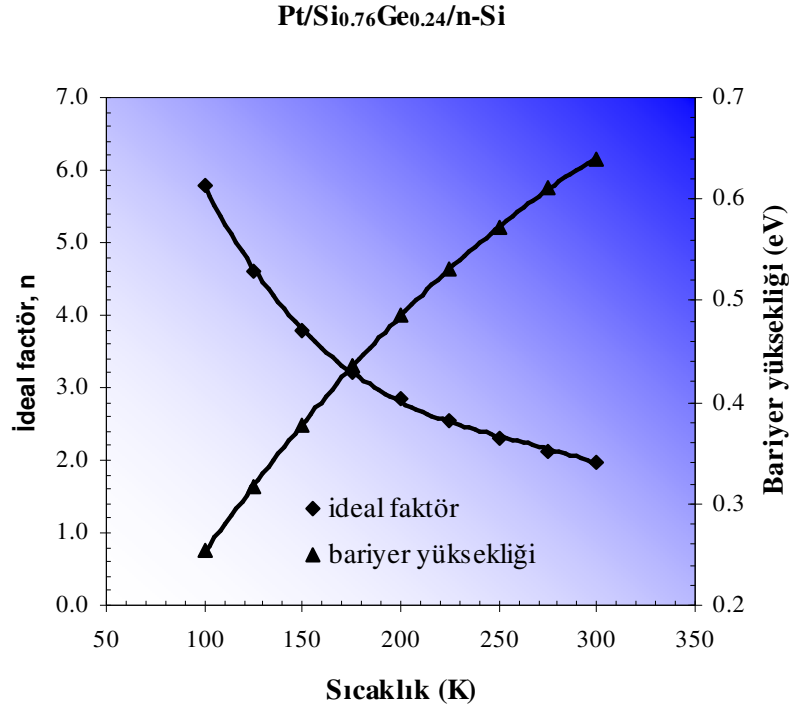
Cr/p-Si ve Pt/Si_{0.76}Ge_{0.24}/n-Si Schottky bariyer diyotlarının bariyer yüksekliklerinin ve ideal faktörlerinin sıcaklıkla değişimi Şekil 3.3 ve Şekil 3.4’te verilmiştir. Şekil 3.3 ve Şekil 3.4’ten görüldüğü gibi her iki örnek için hesaplanan bariyer yüksekliklerinin ve ideal faktörlerinin sıcaklığa bağımlılığı oldukça yüksektir. Sıcaklığın azalması ile bariyer yükseklikleri azalırken ideal faktörlerin arttığı görülmüştür.

Şekil 3.3 ve Şekil 3.4'te görüldüğü gibi bariyer yüksekliklerin ve ideal faktörlerin sıcaklıkla beklenmeyen bu değişimleri, metal-yarıiletken ara yüzeydeki akım geçişinin tam olarak ısısal yayılma ile olmamasından kaynaklanmaktadır. Düşük sıcaklıklarda elektronlar düşük bariyerleri geçebilmekte ve bu nedenle akım geçişi küçük Schottky bariyer yüksekliğine ve büyük ideal faktöre sahip kısımlardan geçen akım tarafından baskın hale gelmektedir (Tung 1992, Horvath 1996, Karatas ve ark. 2003). Sonuç olarak, baskın bariyer yüksekliği sıcaklık ve besleme gerilimi ile artmaktadır.

Düşük sıcaklıklarda ideal faktördeki görünür artış ve bariyer yüksekliğindeki azalış ise kalınlıktaki homojensizlik ve ara yüzey yükünün düzensizliği gibi başka etkilerden kaynaklanabilir (Chand 1995). Bu durum fazladan bir akım artışına neden olur. Bariyer yüksekliği ve ideal faktör arasındaki doğrusal ilişkidendir dolayı yukarıdaki durumun ara yüzey ve bariyer yüksekliklerindeki homojensizliğine bağlı olduğu söylenebilir.



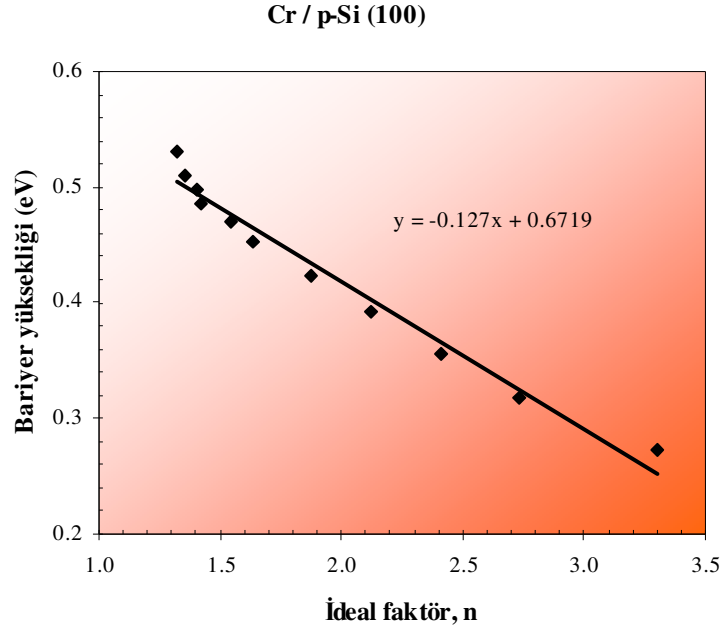
Şekil 3.3 Cr/p-Si Schottky bariyer diyotun görünür bariyer yüksekliği ve ideal faktörün sıcaklıkla değişimi.



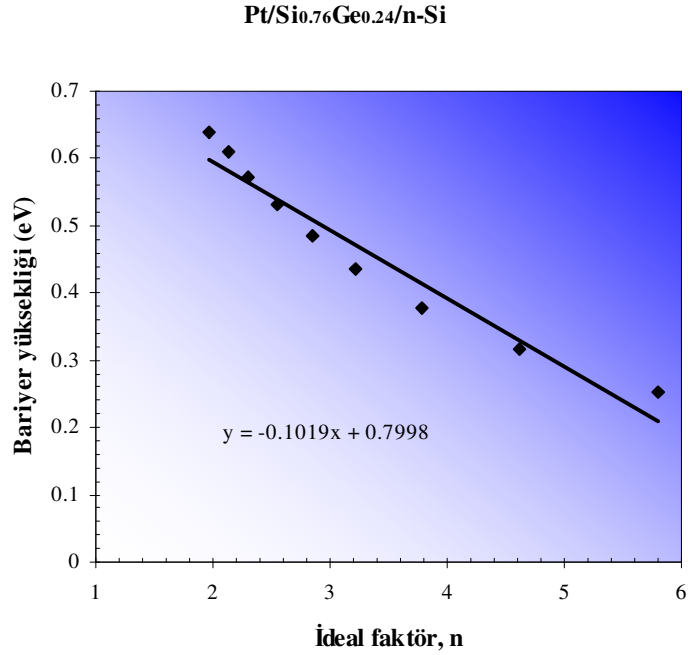
Şekil 3.4 Pt/Si_{0.76}Ge_{0.24}/n-Si Schottky bariyer diyotun görünür bariyer yüksekliği ve ideal faktörün sıcaklıkla değişimi.

Cr/p-Si ve Pt/Si_{0.76}Ge_{0.24}/n-Si Schottky bariyer diyotları için çizilen Şekil 3.5 ve Şekil 3.6'daki grafiklerde; farklı sıcaklıklarda bariyer yüksekliğinin ideallik faktörüne göre değişimi gösterilmiştir. Şekil 3.5 ve Şekil 3.6'da deneysel etkin bariyer yükseklikleri ve ideallik faktörleri arasında doğrusal bir ilişki görülmektedir. Bu doğrusal ilişki Schottky diyotlardaki bariyer yüksekliklerinin yanal homojensizliklerinden kaynaklanmaktadır.

Her iki örnek için bariyer yüksekliğinin ideallik faktörüne göre doğrusal değişimlerinin denklemleri grafiklerde verilmiştir. Bu denklemlerden n=1 için Cr/p-Si örneği için 0.54 eV ve Pt/Si_{0.76}Ge_{0.24} örneği için 0.70 eV değerlerinde homojen bariyer yükseklikleri elde edilmiştir.



Şekil 3.5 Cr/p-Si Schottky bariyer diyotun farklı sıcaklıklarda elde edilen bariyer yükseklikleri ve ideal faktörleri arasındaki ilişkinin gösterimi.



Şekil 3.6 Pt/Si_{0.76}Ge_{0.24}/n-Si Schottky bariyer diyotun farklı sıcaklıklarda elde edilen bariyer yükseklikleri ve ideal faktörleri arasındaki ilişkinin gösterimi.

3.3. Akım-Sıcaklık Değişiminin Yorumlanması

Richardson sabiti genellikle Richardson grafiği olarak bilinen $\ln(I_0/T^2)$ 'nin $1/T$ 'ye göre değişiminden elde edilir. Cr/p-Si ve Pt/Si_{0.76}Ge_{0.24}/n-Si Schottky bariyer diyotları için çizilen Richardson grafikleri için gerekli veriler Çizelge 3.3 ve Çizelge 3.4'te verilmiştir. Farklı sıcaklıklardaki doyma akımları akım-gerilim grafiklerinden bulunmuştur.

Çizelge 3.3 Cr/p-Si Schottky bariyer diyotuna ait Richardson grafiğinin çizilebilmesi için elde edilen veriler.

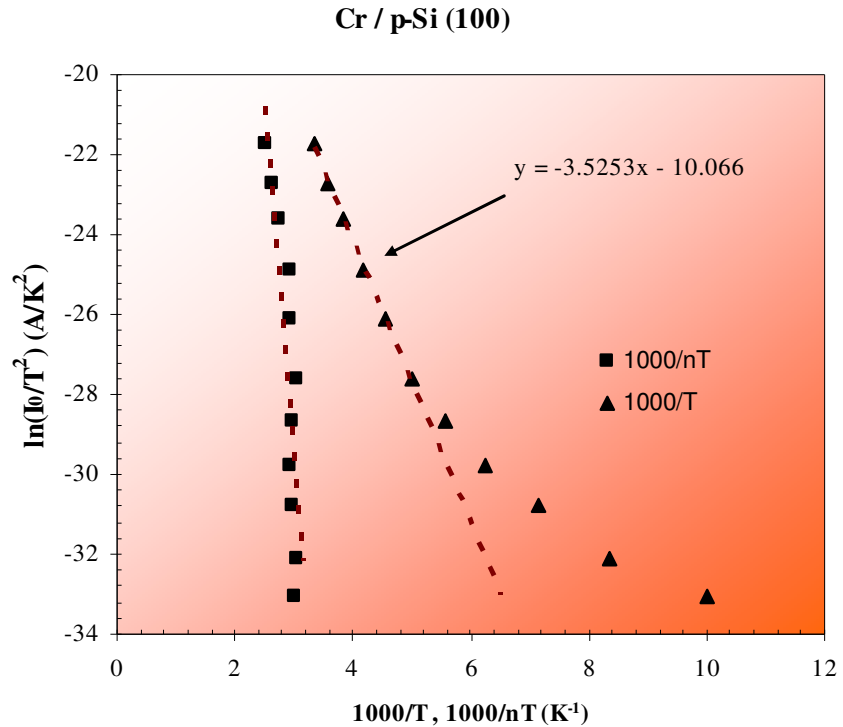
Sıcaklık (K)	1000/T (K ⁻¹)	1000/nT (K ⁻¹)	Doyma akımı (A)	Ln(I ₀ /T ²)
300	3.33	2.53	3.38x10 ⁻⁵	-21.7
280	3.57	2.63	1.06x10 ⁻⁵	-22.7
260	3.85	2.73	3.83x10 ⁻⁶	-23.6
240	4.17	2.94	8.98x10 ⁻⁷	-24.9
220	4.55	2.94	2.16x10 ⁻⁷	-26.1
200	5.00	3.05	4.15x10 ⁻⁸	-27.6
180	5.56	2.97	1.16x10 ⁻⁸	-28.7
160	6.25	2.94	3.01x10 ⁻⁹	-29.8
140	7.14	2.97	8.41x10 ⁻¹⁰	-30.8
120	8.33	3.05	1.67x10 ⁻¹⁰	-32.1
100	10.00	3.03	4.53x10 ⁻¹¹	-33.0

Çizelge 3.4 Pt/Si_{0.76}Ge_{0.24}/n-Si Schottky bariyer diyotuna ait Richardson grafiğinin çizilmesi için elde edilen veriler.

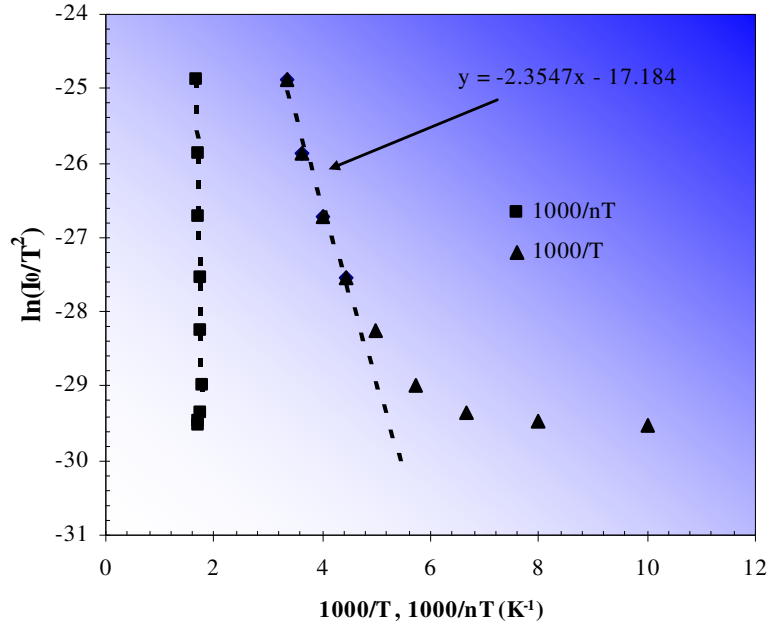
Sıcaklık (K)	1000/T (K ⁻¹)	1000/nT (K ⁻¹)	Doyma akımı (A)	Ln(I ₀ /T ²)
300	3.33	1.69	1.40x10 ⁻⁶	-24.9
275	3.64	1.71	4.34x10 ⁻⁷	-25.9
250	4.00	1.73	1.56x10 ⁻⁷	-26.7
225	4.44	1.74	5.53x10 ⁻⁸	-27.5
200	5.00	1.76	2.14x10 ⁻⁸	-28.3
175	5.71	1.78	7.91x10 ⁻⁹	-29.0
150	6.67	1.76	4.04x10 ⁻⁹	-29.4
125	8.00	1.73	2.52x10 ⁻⁹	-29.5
100	10.00	1.72	1.52x10 ⁻⁹	-29.5

Her iki örnek için Şekil 3.7 ve Şekil 3.8'te verilen $\ln(I_0/T^2)-1/T$ grafiklerine bakıldığında yüksek sıcaklıklarda grafikler lineer olarak değişirken düşük sıcaklıklarda bu lineerlik bozulmaktadır. Richardson grafiğinin doğrusal değişmesi metal-yarıiletken ara yüzeyinden geçen akımın ısısal yayılma ile geçtiğini göstermektedir. $\ln(I_0/T^2)$ 'nin $1/T$ göre düşük sıcaklıkta lineer olarak değişmemesi, kalınlıktaki homojensizlik ve ara yüzey yükünün düzensizliği gibi etkilerin fazladan bir akım artışına neden olması ve bu nedenle bariyer yüksekliği ve ideal faktörün sıcaklığa bağlı olmasından kaynaklanmaktadır.

Grafiğin doğrusal olmamasından dolayı bariyer yüksekliği ve Richardson sabitinin bulunması tüm sıcaklık değerleri için mümkün olmamaktadır. $\ln(I_0/T^2)$ 'nin $1/nT$ göre grafiği çizilerek doğrusal değişim sağlanmaktadır(Safak ve ark. 2002).



Şekil 3.7 Cr/p-Si Schottky bariyer diyota ait $1000/T$ ve $1000/nT$ 'ye göre çizilmiş Richardson grafiği.

Pt/Si_{0.76}Ge_{0.24}/n-Si

Şekil 3.8 Pt/n-Si_{0.76}Ge_{0.24}/n-Si Schottky bariyer diyota ait 1000/T ve 1000/nT'ye göre çizilmiş Richardson grafiği.

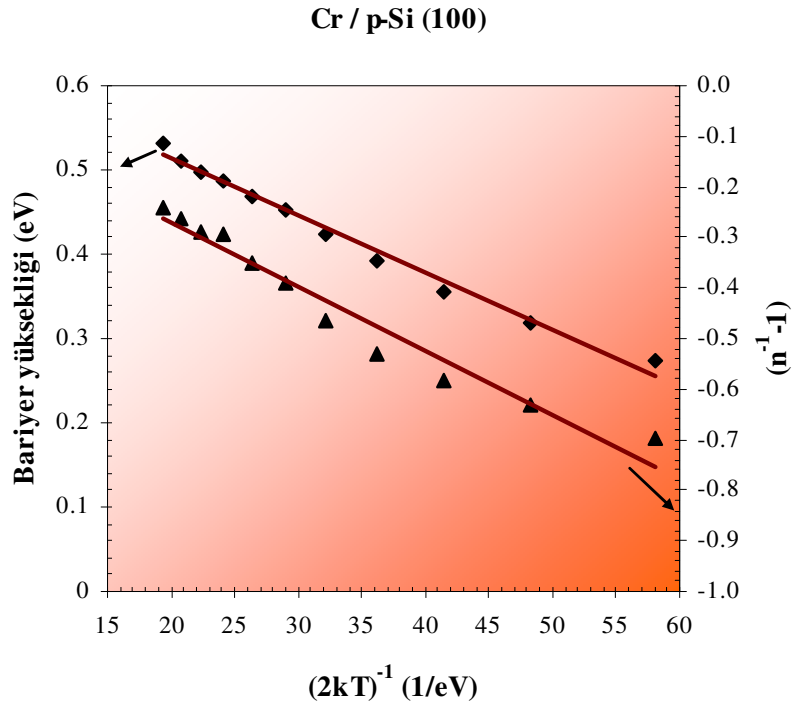
Grafiklerde yüksek sıcaklıklardaki doğrusal değişimden elde edilen aktivasyon enerjileri Cr/p-Si Schottky bariyer diyotu için 0.304 eV, Pt/Si_{0.76}Ge_{0.24}/n-Si Schottky bariyer diyotu için 0.203 eV ve Richardson sabitleri sırasıyla $5.41 \times 10^{-3} \text{ A/cm}^2\text{K}^2$ ve $4.38 \times 10^{-6} \text{ A/cm}^2\text{K}^2$ dir. Elde edilen Richardson sabitleri, n-tipi Si için ($120 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$) ve p-tipi Si için ($32 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$) bilinen teorik değerlerden oldukça küçük bulunmuştur.

DeneySEL verilerle elde edilen Richardson sabitindeki bu sapma bariyer yüksekliğindeki yanal homojensizlik ve bariyer yüksekliğindeki dalgalanmadan kaynaklanmaktadır. Horvath (1996) tarafından açıklandığı gibi sıcaklığa bağlı I - V karakteristiğinden elde edilen Richardson sabiti bariyer yüksekliğinin yanal homojensizliğinden etkilenmektedir. Bu yüzden Richardson grafiğinden elde edilen değerler teorik sonuçlarla uyumlu çıkmamıştır.

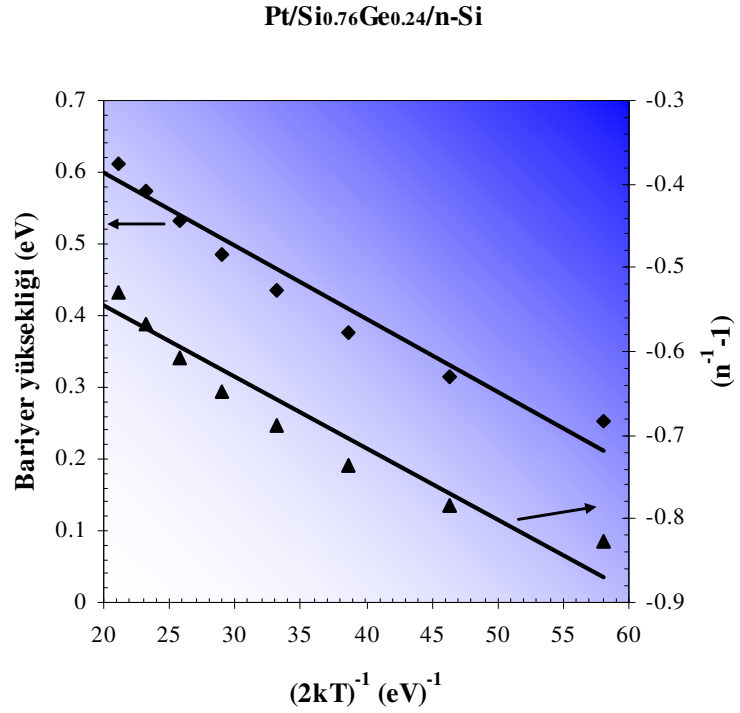
3.4. Bariyer Homojensizliği ve Geliştirilmiş Richardson Grafiğinin Yorumlanması

Cr/p-Si ve Pt/Si_{0.76}Ge_{0.24}/n-Si Schottky bariyer diyotların ısısal yayılma teorisine dayalı diyot parametrelerinin sıcaklıkla değişimi üzerine yapılan çalışmalarda, düşük sıcaklıklarda ideal faktörün artmasıyla anormal olarak bariyer yüksekliğinin azaldığı görülmüştür. Ayrıca Richardson sabiti beklenen teorik değerinden çok küçük elde edilmiştir. Bu anormalliklerin metal-yarıiletken ara yüzeyinde bulunan bariyer yüksekliğinin homojen olmamasından kaynaklanmaktadır. Böylece Cr/p-Si ve Pt/Si_{0.76}Ge_{0.24}/n-Si Schottky bariyer diyotların akım-gerilim karakteristiklerinden elde edilen diyot parametrelerinin sıcaklığa bağlılığı Gauss dağılımına dayanan ısısal yayılma kuramı ile incelenmiştir.

Bölüm 3.5.3.'te Gauss dağılımıyla elde edilen Eşitlik 3.18 ve 3.19 kullanılarak Cr/p-Si ve Pt/Si_{0.76}Ge_{0.24}/n-Si Schottky bariyer diyotlar için çizilen grafikler Şekil 3.9 ve Şekil 3.10'da görülmektedir.



Şekil 3.9 Bariyer yüksekliğinin Gauss dağılımına göre Cr/p-Si Schottky bariyer diyotunun görünür bariyer yüksekliği ve ideal faktörünün sıcaklığın tersi ile değişimi



Şekil 3.10 Bariyer yüksekliğinin Gauss dağılımına göre Pt/Si_{0.76}Ge_{0.24}/n-Si Schottky bariyer diyotunun görünür bariyer yüksekliği ve ideal faktörünün sıcaklığın tersi ile değişimi

Şekil 3.9 ve Şekil 3.10'da görüldüğü gibi Cr/p-Si ve Pt/Si_{0.76}Ge_{0.24}/n-Si Schottky bariyer diyotların görünür bariyer yükseklikleri sıcaklığın tersi ile doğrusal olarak değişmektedirler ve bu doğrusal değişimlerin görünür bariyer yüksekliklerini kestiği nokta ortalama bariyer yüksekliklerini ve eğimleri görünür bariyer yüksekliklerinin standart dağılımlarını vermektedir.

Şekil 3.9'da verilen doğrusal değişim denkleminde Cr/p-Si Schottky bariyer diyotu için ortalama bariyer yüksekliği 0.648 eV ve görünür bariyer yüksekliğinin standart dağılımı 0.08 V olarak bulunmuştur. Şekil 3.10'da verilen doğrusal değişim denkleminde ise Pt/Si_{0.76}Ge_{0.24}/n-Si Schottky bariyer diyotu için ortalama bariyer yüksekliği 0.698 eV ve görünür bariyer yüksekliğinin standart dağılımı 0.09 V olarak bulunmuştur.

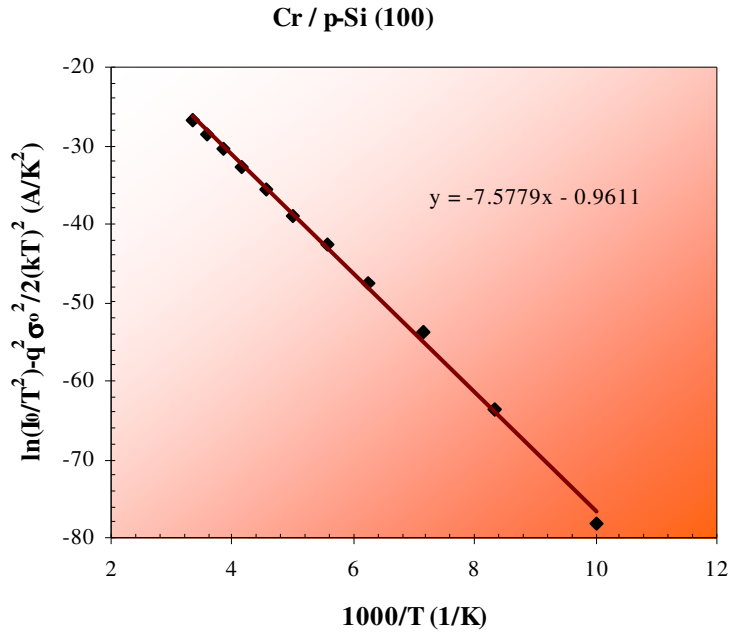
Ortalama bariyer yüksekliği ve standart sapma parametreleri ele alındığında; bariyer homojenliğinin bir ölçüsü olan standart sapma Cr/p-Si Schottky bariyer diyotu için %12 ve Pt/Si_{0.76}Ge_{0.24}/n-Si Schottky bariyer diyotu için %13 bulunmuştur. Standart sapmanın düşük değerde olması bariyer yüksekliğinin daha homojen olduğunu gösterir. Bariyer yüksekliğinin homojen olması Schottky bariyer diyotların iyi bir doğrultucu özellik göstermesini sağlar (Acar 2004, Biber 2001).

Her iki örnekten elde edilen standart sapmaların büyük olması ara yüzeyde büyük ölçüde homojensizliklerin olduğunu göstermektedir. Ara yüzeydeki bu homojensizlikler ve potansiyel dalgalanmaları daha önceden belirtildiği gibi düşük sıcaklıklarda akım-gerilim karakteristiğini etkilemektedir.

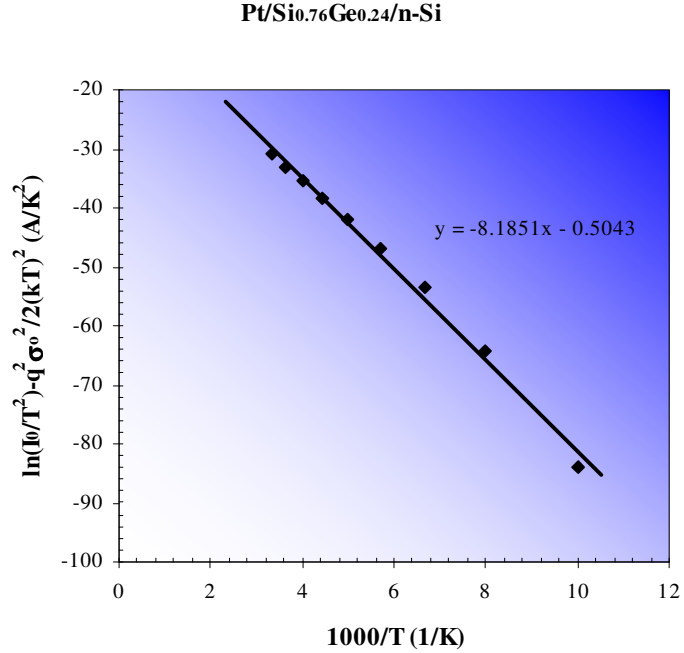
Şekil 3.7 ve Şekil 3.8'deki Richardson grafikleri düşük sıcaklıklarda doğrusal değişimden sapmaktadır. Bu sapmanın açıklanması amacı ile Cr/p-Si ve Pt/Si_{0.76}Ge_{0.24}/n-Si Schottky bariyer diyotları için Eşitlik 2.21 kullanılarak geliştirilmiş Richardson grafikleri çizilmiştir.

Şekil 3.11 ve Şekil 3.12'de görüldüğü gibi çizilen grafikler doğrusal değişim göstermektedir. Bu doğrusal değişimlerin dikey eksenleri kestiği noktadan örneklerin Richardson sabitleri ve eğimlerinden ise ortalama bariyer yükseklikleri bulunmuştur. Cr/p-Si Schottky bariyer diyotu için çizilen Richardson grafiğinden ortalama bariyer yüksekliği 0.653 eV ve Richardson sabiti 48.7 A/cm²K² bulunmuştur. Pt/Si_{0.76}Ge_{0.24}/n-Si Schottky bariyer diyotu için çizilen Richardson grafiğinden ise ortalama bariyer yüksekliği 0.706 eV ve Richardson sabiti 76.9 A/cm²K² bulunmuştur.

Geliştirilmiş Richardson grafiklerinden elde edilen ortalama bariyer yükseklikleri Şekil 3.11 ve Şekil 3.12'de verilen grafiklerden elde edilen ortalama bariyer yükseklik değerlerine çok yakın çıkmıştır. Aynı zamanda elde edilen Richardson sabiti değerleri beklenen teorik değerlere yakın bulunmuştur.



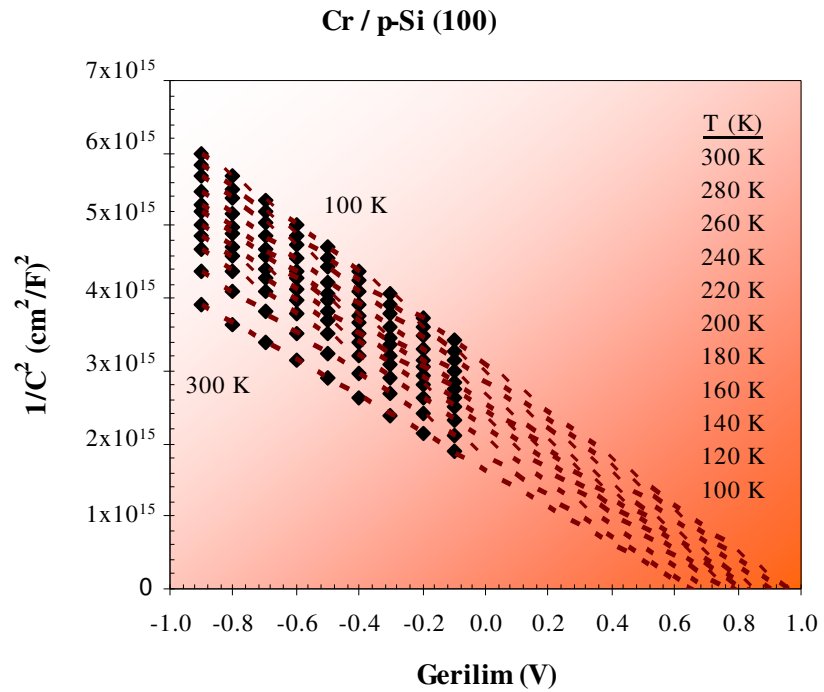
Şekil 3.11 Cr/p-Si Schottky bariyer diyotu için çizilen geliştirilmiş Richardson grafiği



Şekil 3.12 Pt/Si_{0.76}Ge_{0.24}/n-Si Schottky bariyer diyotu için çizilen geliştirilmiş Richardson grafiği

3.5. C-V Ölçümlerinin Yorumlanması

Cr/p-Si Schottky bariyer diyotun kapasitans-gerilim değerleri C - V ölçüm sistemi kullanılarak 300 K, 280 K, 260 K,.....120 K, 100 K değerlerinde alınmıştır. Alınan bu değerler diyot alanına bölünerek birim alandaki kapasitans değerleri bulunmuştur. Tükenim bölgesindeki iyonlaşmış katkı konsantrasyonu ve bariyer yüksekliğini bulmak için ölçüm alınan her bir sıcaklık için $1/C^2$ - V grafiği çizilmiştir (Şekil 3.13).



Şekil 3.13 Cr/p-Si Schottky bariyer diyotun farklı sıcaklıklardaki $1/C^2$ - V değişimleri.

Şekil 3.13'te ölçüm alınan her sıcaklıkta doğrusal değişim görülmektedir. Bu doğrusal değişimler, tükenim bölgesindeki yük taşıyıcıların düzgün dağıldığını göstermektedir (Sze 1981). Ayrıca bu doğrusal değişimlerin eğiminden bulunan tükenim bölgesindeki yük taşıyıcıların konsantrasyonları (N_a) Çizelge 3.1'de verilmiştir. Çizelge 3.13'te görüldüğü gibi sıcaklıktaki azalma ile tükenim bölgesindeki katkı

konsantrasyonu azalmaktadır (Schroder 1990). Bu beklenen değişim sıcaklıktaki azalma ile ısısal olarak iletkenlik bandına geçmiş olan elektronların tekrardan değerlik bandına dönmesinden kaynaklanmaktadır.

Çizelge 3.5 Farklı sıcaklıklarda Cr/p-Si için elde N_a değerleri

Sıcaklık (K)	Eğim	N_a (cm ⁻³)
300	2.51×10^{15}	4.72×10^{15}
280	2.81×10^{15}	4.22×10^{15}
260	2.92×10^{15}	4.06×10^{15}
240	2.95×10^{15}	4.02×10^{15}
220	2.97×10^{15}	3.99×10^{15}
200	3.04×10^{15}	3.90×10^{15}
180	3.06×10^{15}	3.87×10^{15}
160	3.12×10^{15}	3.80×10^{15}
140	3.16×10^{15}	3.75×10^{15}
120	3.19×10^{15}	3.72×10^{15}
100	3.23×10^{15}	3.67×10^{15}

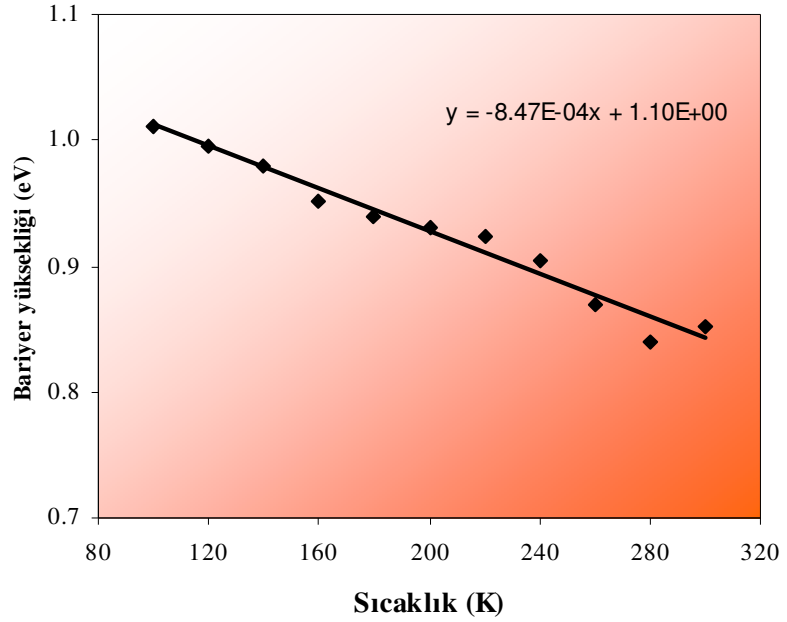
Şekil 3.13'ten elde edilen yapı gerilimi ve ısısal gerilim değerleri kullanılarak bariyer yükseklikleri bulunmuştur. Her sıcaklık için elde edilen yapı gerilimi, ısısal gerilim ve bariyer yükseklikleri Çizelge 3.6'da verilmiştir. Çizelge 3.6'da bariyer yüksekliği sıcaklığın azalması ile artmaktadır.

Şekil 3.14'te; C-V ölçümlerinden elde edilen bariyer yüksekliğinin sıcaklığa bağlı grafiğinden bu değişimin doğrusal olduğu görölmektedir. Doğrusal değişimin denklemi Şekil 3.14'te verilmiştir. Bu denklem kullanılarak T=0 K deki bariyer yüksekliği 1.10 eV bulunmuştur. Bulunan bu değer Silisyumun bant aralığı olan 1.17 eV değerine yakın çıkmıştır (Sze 1981). Ayrıca doğrusal değişimin eğimi bize bariyer yüksekliğinin sıcaklığa bağlılığını veren sıcaklık sabitini vermektedir. Grafikteki doğrusal değişimden elde edilen sıcaklık sabiti -8.47×10^{-4} eV/K'dir.

Çizelge 3.6 Farklı sıcaklıklarda Cr/p-Si için C-V ölçümlerinden elde edilen bariyer yükseklikleri

Sıcaklık (K)	N_V (cm^{-3})	Isısal gerilim (V)	Yapı gerilimi (V)	Bariyer yüksekliği (eV)
300	1.02×10^{19}	0.198	0.653	0.852
280	9.21×10^{18}	0.186	0.655	0.840
260	8.24×10^{18}	0.171	0.699	0.869
240	7.31×10^{18}	0.155	0.749	0.904
220	6.41×10^{18}	0.140	0.784	0.924
200	5.56×10^{18}	0.125	0.806	0.931
180	4.75×10^{18}	0.110	0.830	0.940
160	3.98×10^{18}	0.096	0.856	0.952
140	3.26×10^{18}	0.082	0.899	0.980
120	2.58×10^{18}	0.068	0.928	0.996
100	1.97×10^{18}	0.054	0.957	1.011

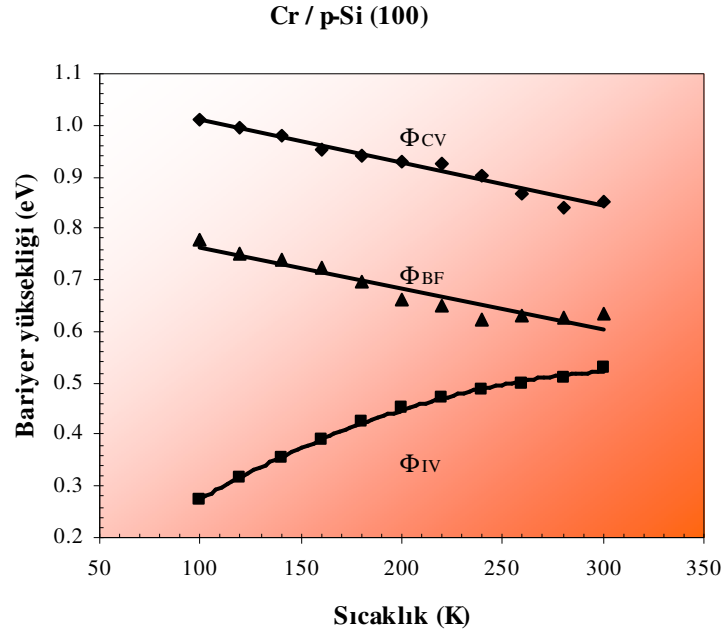
Cr/p-Si (100)



Şekil 3.14 Cr/p-Si Schottky bariyer diyotun C-V ölçümlerinden elde edilen bariyer yüksekliklerinin sıcaklıkla değişimi

3.6. Düz Bant Bariyer Yüksekliğinin Yorumlanması

Eşitlik 2.13'te akım-gerilim ve kapasitans gerilim karakteristiklerinden elde edilen veriler yerlerine yazılarak Cr/p-Si için düz bant bariyer yükseklikleri bulunmuştur.

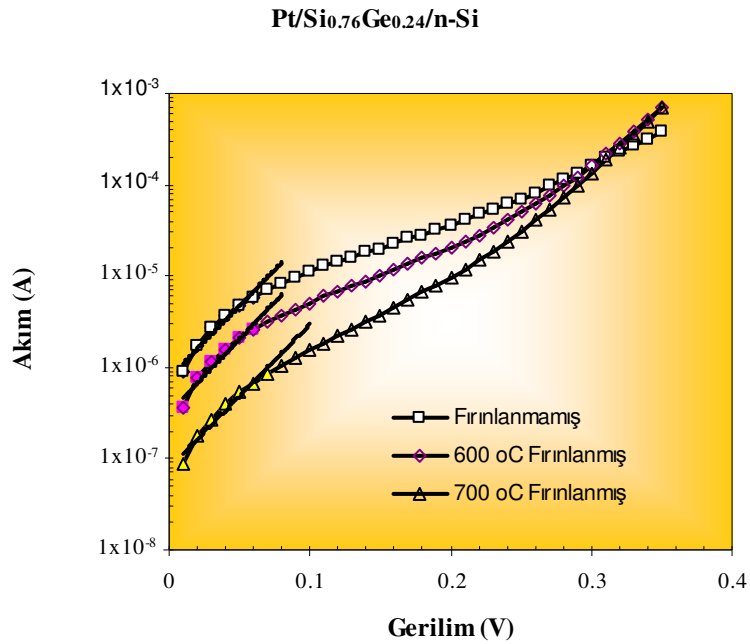


Şekil 3.15 Akım-gerilim, kapasitans-gerilim ölçümlerinden bulunan düz-bant bariyer yüksekliklerinin sıcaklıkla değişimi.

Şekil 3.15'de görüldüğü gibi düz bant bariyer yüksekliği sıcaklıkla doğrusal değişmektedir. Sıfır besleme bariyer yüksekliği koşullarından farklı olarak, düz-bant koşulu altında yarıiletkendeki elektrik alan sıfırdır. Bu durum, I - V karakteristiklerinin aksine ara yüzeyde oluşan yüklerin oluşturduğu sanal kuvvetin etkilerini yok saymakta ve yan homojensizlik etkilerini ortadan kaldırmaktadır (Acar 2004). Bu doğrusal değişimin (Denklem 3. 'e göre), $T=0$ K'de kestiği nokta mutlak sıcaklıktaki düz bant bariyer yüksekliğini ve eğimi düz bant bariyer yüksekliğinin sıcaklık sabitini vermektedir. Böylece Şekil 3.15'teki grafikten mutlak sıcaklıktaki bariyer yüksekliği 0.84 eV ve sıcaklık sabiti -8.1×10^{-4} eV/K bulunmuştur. Bulunan sıcaklık sabiti kapasitans-gerilim ölçümlerinden elde edilen sıcaklık sabitine yakın değerde çıkmıştır

3.7. Pt/Si_{0.76}Ge_{0.24}/n-Si Schottky Bariyer Diyotun Bariyer Yüksekliğinin Fırınlanma Sıcaklığıyla Değişiminin Yorumlanması

600°C ve 700°C’de fırınlanmış ve fırınlanmamış Pt/Si_{0.76}Ge_{0.24}/n-Si Schottky diyotların 300K’deki ileri logaritmik *I-V* karakteristikleri Şekil 3.16’da gösterilmiştir. Gevşeme etkisi *I-V* eğrilerinden açıkça görülmektedir. Bariyer yüksekliğinin gevşeme derecesi ile azalışını gösteren eğrilerin üstel kısmı fırınlama sıcaklığı ile azalmaktadır. Düşük gerilim bölgelerindeki eğimlerden elde edilen bariyer yükseklikleri ve ideallik faktörleri Çizelge 3.7’de verilmiştir.



Şekil 3.16 Oda sıcaklığında Pt/Si_{0.76}Ge_{0.24}/n-Si (600 °C, 700 °C’de fırınlanmış ve fırınlanmamış) Schottky diyotların ileri yönde akım-gerilim karakteristiği.

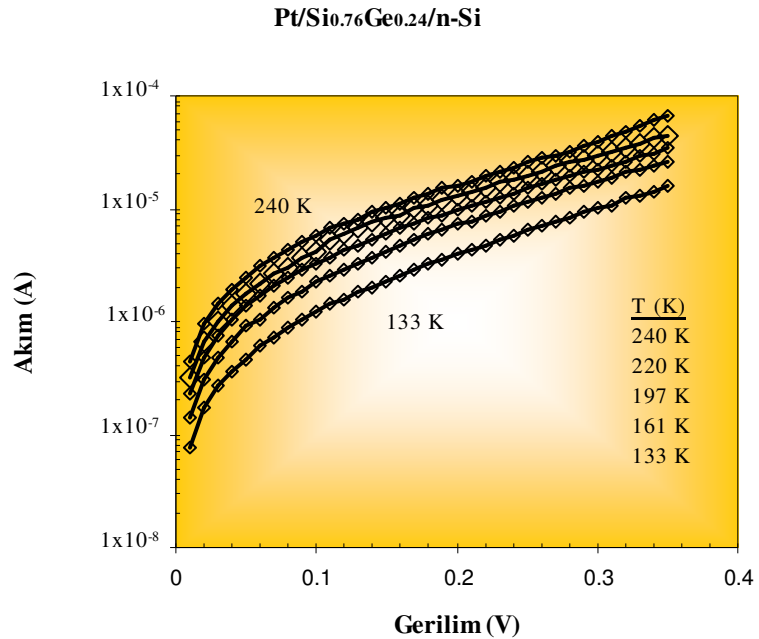
Çizelge 3.7 Pt/Si_{0.76}Ge_{0.24}/n-Si (600 °C, 700 °C’de fırınlanmış ve fırınlanmamış) Schottky diyotların bariyer yükseklikleri ve ideallik faktörleri.

	Eğim	Doyma akımı (A)	İdeal faktör, n	Bariyer yüksekliği (eV)
Fırınlanmamış	36.3	7.72x10 ⁻⁷	1.06	0.66
600 °C’de fırınlanmış	37.2	3.19x10 ⁻⁷	1.04	0.68
700 °C’de fırınlanmış	38.1	7.72x10 ⁻⁸	1.01	0.72

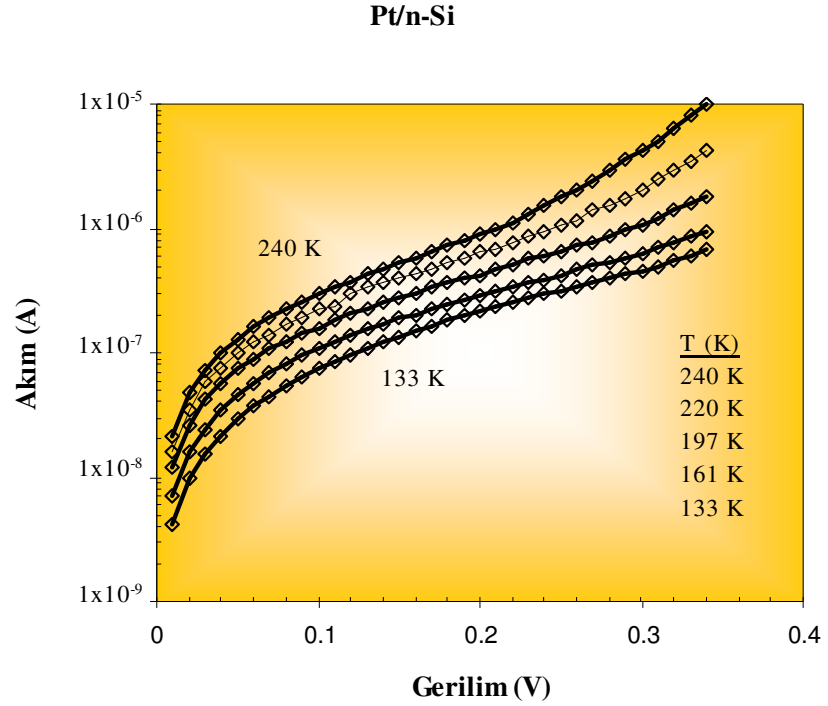
I - V eğrilerinin yüksek gerilim bölgelerinde gevşeme etkisi görülmektedir. Bu bölgelerde akım değerleri gevşeme ile artmaktadır. Bu bölgelerde eklem bariyerinden çok alt yüzey direnci daha baskındır. Gevşemeden sonra SiGe tabakalarında oluşan kusurlar, alt yüzeyin yasak bant aralığında yeniden birleşme merkezleri oluşturarak yüzey direncini azaltmıştır.

3.8. Pt/Si_{0.76}Ge_{0.24}/n-Si ve Pt/n-Si Schottky Bariyer Yüksekliklerinin Karşılaştırılması

Pt/Si_{0.76}Ge_{0.24}/n-Si ve Pt/n-Si Schottky bariyer diyotların 133-240 K sıcaklık aralığında ileri yönde uygulanan gerilimle akım değerleri ölçülmüştür. Bu değerlerden elde edilen yarı-logaritmik ileri besleme akım-gerilim karakteristikleri Şekil 3.17 ve Şekil 3.18 de gösterilmiştir.



Şekil 3.17 Pt/Si_{0.76}Ge_{0.24}/n-Si Schottky diyotun farklı sıcaklıklardaki ileri akım-gerilim karakteristiği



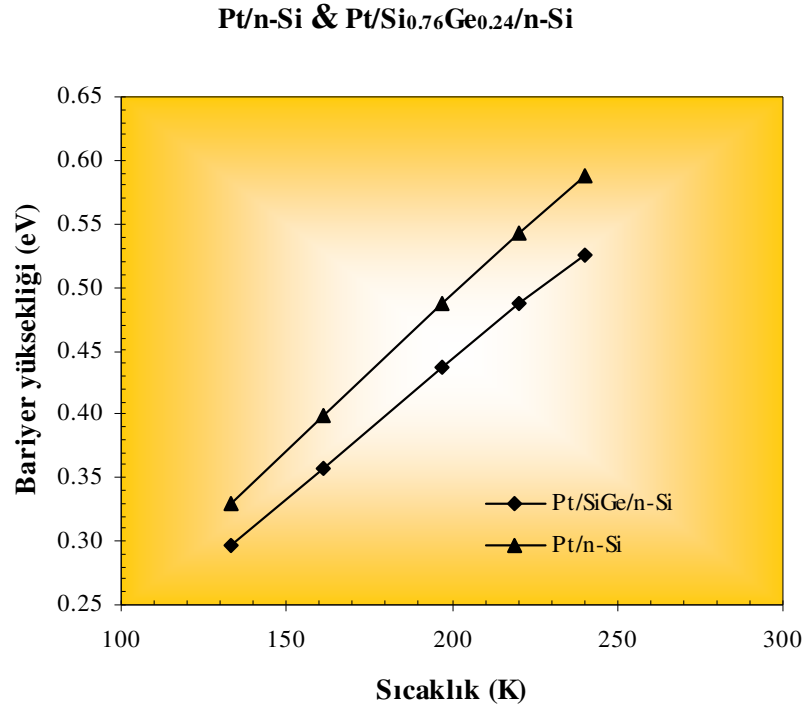
Şekil 3.18 Pt/n-Si (800 °C’de fırınlanmış) Schottky diyotun farklı sıcaklıklardaki ileri akım-gerilim karakteristiği

Deneysel bariyer yükseklikleri ve ideal faktörleri ısısal yayılma teoremi kullanılarak; Şekil 3.17 ve Şekil 3.18’de görülen eğrilerin doğrusal bölgelerinden elde edilmiştir. Bariyer yükseklikleri akım eksenini kestiği noktadan, doyma akımları belirlenerek bulunmuştur. İdeal faktörler ise eğimlerden bulunmuştur. Bulunan bu değerler Çizelge 3.8’de verilmiştir.

Çizelge 3.8 Pt/Si_{0.76}Ge_{0.24}/n-Si (800 °C’de fırınlanmış) ve Pt/n-Si (800 °C’de fırınlanmış) Schottky diyotların bariyer yükseklikleri.

Sıcaklık (K)	Pt/Si _{0.76} Ge _{0.24} /n-Si Bariyer yüksekliği (eV)	Pt/n-Si Bariyer yüksekliği (eV)
133	0.296	0.330
161	0.357	0.400
197	0.437	0.487
220	0.486	0.542
240	0.525	0.588

Pt/Si_{0.76}Ge_{0.24}/n-Si ve Pt/n-Si Schottky bariyer diyotları için bariyer yüksekliklerinin sıcaklıkla değişimi Şekil 3.19'da verilmiştir. Şekil 3.19'da, Pt/Si_{0.76}Ge_{0.24}/n-Si Schottky diyotun bariyer yüksekliğinin Pt/n-Si Schottky diyotun bariyer yüksekliğinden daha küçük olduğu görülmektedir. Bu durum Pt/Si_{0.76}Ge_{0.24}/n-Si Schottky diyotun ara yüzeydeki gerilmeden dolayı yasak bant aralığının küçülmesinden kaynaklanmaktadır (Ismail ve ark. 1991,1993, Turan ve ark. 2001).



Şekil 3.19 800 °C'de fırınlanmış Pt/Si_{0.76}Ge_{0.24}/n-Si ve Pt/n-Si Schottky bariyer diyotların sıcaklığa bağlı olarak bariyer yüksekliklerinin karşılaştırılması.

SONUÇ

Cr/p-Si Schottky bariyer diyotun akım-gerilim karakteristiğinin deneysel olarak incelenen sıcaklık aralığında ideallikten saptığı ve bu sapmanın düşük sıcaklıklarda daha belirgin olduğu gözlemlenmiştir. Bu durum ideal ısısal yayılım teorisiyle açıklanamamıştır. İncelenen örnekte ideal faktörün sıcaklığın azalmasıyla anormal arttığı ve bariyer yüksekliğinin sıcaklığa ve uygulanan gerilime bağlı olduğu bulunmuştur. Lineer olmamasından dolayı bariyer yüksekliği ve Richardson sabiti Richardson grafiğinden elde edilememiştir. Ayrıca Richardson grafiğinde yüksek sıcaklıklarda lineer olan bölgeden elde edilen sonuçlar beklenen teorik değerlerle uyumlu çıkmamıştır.

Akım gerilim karakteristiğinin ideal ısısal yayılım davranışından sapmasına neden olan görüntü kuvvetinden dolayı bariyerdeki azalma, bariyerde oluşabilecek tünelleme akımı, tükenim bölgesinde oluşan yeniden birleşme akımı ve ara yüzey tabakasında oluşan doğal oksitlenmenin etkileri , örneğin yapısal özellikleri alınarak kuramsal olarak hesaplanmıştır.İncelenen sıcaklık aralığında bu etkilerin ideal faktöre katkısının çok düşük olduğu ve akım gerilim karakteristiğinden elde edilen ideal faktörlerin düşük sıcaklıklarda 2'nin üzerine çıkmasının bu etkilerle açıklanamayacağı bulunmuştur.Cr/p-Si Schottky bariyer diyotun düşük sıcaklıklarda ideallikten bu kadar uzaklaşmasının nedeni olarak ara yüzeyde oluşan bariyerin homojen olmamasından kaynaklandığı bulunmuştur.

Ara yüzeyde oluşan bariyer yüksekliğinin homojensizliği Gauss dağılımı kullanılarak tekrardan ele alınmış ve deneysel veriler ile elde edilen sonuçlar teorik sonuçlarla uyumlu çıkmıştır. Oldukça düşük sıcaklıklarda çalışılan uygulamalarda düşük bariyer yüksekliğine sahip Schottky diyotlar kullanılmaktadır. Bu nedenle Schottky bariyer diyotun düşük sıcaklıklarda ideal yakın özellikler gösterebilmesi ve en iyi verimle çalışabilmesi, ideallikten sapmasına neden olan bariyerdeki homojensizliğin en aza indirilmesi ile mümkün olacağı sonucuna varılmıştır.

Pt/Si_{0.76}Ge_{0.24}/n-Si Schottky bariyer diyot SiGe ara tabakasının yapısal özelliğinden dolayı akım-gerilim karakteristiğinin deneysel olarak incelenen sıcaklık aralığında ideallikten çok fazla saptığı ve bu sapmanın düşük sıcaklıklarda daha da belirgin olduğu gözlemlenmiştir. Bu durum ideal ısısal yayılım teorisiyle açıklanamamıştır. İncelenen örnekte ideal faktörün sıcaklığın azalmasıyla anormal arttığı ve bariyer yüksekliğinin sıcaklığa ve uygulanan gerilime bağlı olduğu bulunmuştur. Lineer olmamasından dolayı bariyer yüksekliği ve Richardson sabiti Richardson grafiğinden elde edilememiştir. Ayrıca Richardson grafiğinde yüksek sıcaklıklarda lineer olan bölgeden elde edilen sonuçlar beklenen teorik değerlerle uyumlu çıkmamıştır. Akım gerilim karakteristiğinin ideal ısısal yayılım davranışından sapmasına kusurlardan kaynaklanan farklı akım mekanizmalarının yol açtığı kaynaklarda yer almaktadır. Yapılan çalışmada Pt/Si_{0.76}Ge_{0.24}/n-Si Schottky bariyer diyotun düşük sıcaklıklarda ideallikten bu kadar uzaklaşmasının nedeni olarak ara yüzeyde oluşan bariyerin homojen olmamasından kaynaklandığı bulunmuştur.

Mikro elektronik uygulamalarındaki büyük öneminden dolayı Si_{1-x}Ge_x heteroeklemler üzerine yapılan bu çalışma ile Pt/Si_{0.76}Ge_{0.24}/n-Si Schottky bariyer diyotunun ideallikten sapmasına en büyük etkinin ara yüzeyde oluşan bariyerdeki homojensizlikten kaynaklandığı gösterilmiştir.

Ara yüzeyde oluşan bariyer yüksekliğinin homojensizliği Gauss dağılımı kullanılarak tekrardan ele alınmış ve deneysel veriler ile elde edilen sonuçlar teorik sonuçlarla uyumlu çıkmıştır.

Tez çalışmasında farklı sıcaklıklarda fırınlanan Pt/Si_{0.76}Ge_{0.24}/n-Si Schottky bariyer diyotun fırınlanma sıcaklığının artmasıyla Si_{1-x}Ge_x/Si yapısının ara yüzeyinde meydana gelen gevşeme nedeniyle düşük gerilimlerde elde edilen bariyer yüksekliğinin arttığı bildirilmiştir.

Pt/Si_{0.76}Ge_{0.24}/n-Si örneğinden elde edilen bariyer yükseklikleri Si_{1-x}Ge_x/Si yapısındaki gerilme nedeniyle Pt/n-Si örneğinden elde edilen bariyer yüksekliklerinden daha küçük olduğu gözlemlenmiştir.

KAYNAKLAR

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

ARAFI, M., P. FAY., K ISMAIL., et al. 1996. High speed P-type SiGe modulation-doped field-effect transistors. Ieee Electron Device Letters, 17 (3): 124-126

ASLAN, B. 1999. Internal Photoemission Spectroscopy for PtSi/Si and Pt/SiGe Schottky Type Infrared Detectors, The Middle East Technical University, p.40-48. İstanbul.

BİBER, M., M. ÇAKAR., A. TURUT. 2001. The effect of anodic oxide treatment on n-GaAs Schottky barrier diodes. Journal of Materials Science-Materials in Electronics. 12 (10): 575-579

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

FITZGERALD, E.A., Y.H. XIE., M.L. GREEN, et al. 1991. Totally relaxed Ge_xSi_{1-x} layers with low threading dislocation Densities grown on Si substrates. Applied Physics Letters, 59 (7): 811-813

GUMUS, A., A. TURUT., N. YALCIN. 2002. Temperature dependent barrier characteristics of CrNiCo alloy Schottky contacts on n-type molecular-beam epitaxy GaAs. Journal of Applied Physics, 91 (1): 245-250

- HARDIKAR, S., M. K. HUDAIT., P. MODAK., et al. 1999. Anomalous current transport in Au/low-doped n-GaAs Schottky barrier diodes at low temperatures. *Applied Physics A-Materials Science & Processing*, 68 (1): 49-55
- HORVATH, Z.J. 1996. Analysis of I-V measurements on CrSi₂-Si Schottky structures in a wide temperature range. *Solid-State Electronics*, 39 (1): 176-178
- ISMAIL, K., B.S. MEYERSON., P.J. WANG. 1991. High electron-mobility in modulation-doped Si/SiGe. *Applied Physics Letters*, 58 (19): 2117-2119
- ISMAIL, K., S.F. NELSON., J.O. CHU., et al. 1993. Electron-transport properties of Si/SiGe heterostructures - measurements and device implications. *Applied Physics Letters*, 63 (5): 660-662
- KARADENIZ, S., M. SAHIN., N. TUGLUOGLU., et al. 2004. Temperature-dependent barrier characteristics of Ag/p-SnS Schottky barrier diodes. *Semiconductor Science and Technology*, 19 (9): 1098-1103
- KARATAS, S., S. ALTINDAL., A. TURUT., et al. 2003. Temperature dependence of characteristic parameters of the H-terminated Sn/p-Si(100) Schottky contacts. *Applied Surface Science*, 217 (1-4): 250-260
- LEGOUES, F.K., B.S. MEYERSON., J.F. MORAR. 1991. Anomalous Strain Relaxation in SiGe Thin-Films And Superlattices. *Physical Review Letters*, 66 (22): 2903-2906
- MILNES, A. G. D. L. FEUCHT. 1972. *Heterojunctions and Metal Semiconductor Junctions*, Academic Press, New York.
- PADAVONI, F.A. and R. STRATTON. 1966. Field and thermionic-field emission in Schottky barriers, *Solid-State Electron*. 9, p.695-707.

RHODERICK E. H. and R.H. WILLIAMS. 1988. Metal-Semiconductor Contacts, 2nd ed., Oxford University Press. New York

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

SARDELA, M.R., H. H. RADAMSON., G.J.O. EKBER., et al. 1994. Growth, electrical-properties and reciprocal lattice mapping characterization of heavily B-doped, highly strained silicon-molecular beam epitaxial structures. *Journal of Crystal Growth*, 143 (3-4): 184-193

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

SCHRODER, D.K. 1990. *Semiconductor Material and Device Characterization*, John Wiley & Sons, New York.

SHARMA, B. L. 1984. *Metal-Semiconductor Schottky Barrier Junctions and Their Applications*, Plenum Press, p.191-210, New York.

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

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

TUNG, R. T. 1992. Electron-transport at metal-semiconductor interfaces - general-theory. *Physical Review*, B 45 (23): 13509-13523

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

TURAN, R., B. ASLAN., O. NUR., et al. 2001. Observation of strain relaxation in $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ layers by optical and electrical characterization of a Schottky junction. *Applied Physics A-Materials Science & Processing*, 72 (5): 587-593

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

WAGNER, L.F., R.W. YOUNG., A. SUGERMAN. 1983. A note on the correlation between the schottky-diode barrier height and the ideality factor as determined from IV measurements. *Ieee Electron Device Letters*, 4 (9): 320-322

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

ZHENGDA, P. 1997. *Schottky Contacts to Indium Phosphide and their Applications*. Mc Master University, p19-36. Canada.

ZHU, S., R. L. VAN MEIRHAEGHE., C. DETAVERNIER., et al. 1999. A BEEM study of the temperature dependence of the barrier height distribution in PtSi/n-Si Schottky diodes. *Solid State Communications*, 112 (11): 611-615

TEŞEKKÜR

Doktora çalışması boyunca her türlü konu ve problemde ufuklar açan, bana her zaman bilimsel çalışma aşkı ve heyecanı veren, yetişmemde çok büyük emeği olan değerli danışmanlarım ve hocalarım Sayın Prof. Dr. Yüksel BEKTÖRE ve Sayın Prof. Dr. Naim DEREBAŞI'na sonsuz teşekkür ederim. Tezimin gelişmesindeki katkılarından dolayı Tez İzleme Komitesinin değerli üyeleri Sayın Doç. Dr. Muhitdin AHMETOĞLU ve Sayın Prof. Dr. Mehmet ÇAĞLAYAN'a teşekkürü bir borç bilirim. Çalışmalarında kullandığım örneklerin hazırlanmasında her türlü desteği esirgemeyen Orta Doğu Teknik Üniversitesinden Sayın Prof. Dr. Raşit TURAN ayrıca teşekkür ederim. Deneysel çalışmalarında yardımlarını esirgemeyen Araş. Gör. M. Cüneyt HACİİSMAİLOĞLU'na, desteklerinden dolayı Sayın Öğr. Gör. Dr. İlker KÜÇÜK, Öğr. Gör. Dr. Ahmet PEKSÖZ, Öğr. Gör. Dr. K. Sertan AKAY'a ve Araş. Gör. Özkan ŞAHİNE'e oda arkadaşlarım Araş. Gör. Dr. Mehmet ÖZER'e, A.Aslı TAYŞİOĞLU'na ve Erdinç TOPSAKAL'a, laboratuvar ve çalışma olanakları sağlayan Fen-Edebiyat Fakültesi ve Fizik Bölümü'ne, Doktora tez çalışmamı 2003/100 nolu proje ile destekleyen Araştırma Fonu'na, Sayın Araştırma Fonu Başkanına ve Personeline, her konuda bana destek olan ve yakın ilgisini esirgemeyen tüm araştırma görevlisi arkadaşlarıma, her zaman bana destek olan sevgili eşim Esra ERTÜRK'e ve aileme teşekkürü bir borç bilirim.

ÖZ GEÇMİŞ

12.09.1977 tarihinde Siirt'te doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini tamamlayarak, 1995 yılında Uludağ Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nde lisans eğitimine başladı. Haziran 2000'de mezun olarak Fizikçi ünvanını aldı. Eylül 2000'de Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında başladığı yüksek lisans öğrenimini Ağustos 2002'de tamamladı. Eylül 2002'de aynı anabilim dalında doktora öğrenimine başladı. Aralık 2000'de Fizik Anabilim Dalında Araştırma Görevlisi olarak göreve başladı ve halen aynı görevi sürdürmektedir.