

**YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**Ti/Si ve Zr/Si EKLEMLERİN ELEKTRİKSEL
KARAKTERİSTİKLERİ**

Fizikçi Halil ALBAYRAK

**FBE Fizik Anabilim Dalında
Hazırlanan**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Tez Danışmanı: Doç. Dr. Işık KARABAY(YTÜ)

İSTANBUL, 2006

İÇİNDEKİLER

Sayfa

SİMGE LİSTESİ	iii
KISALTMA LİSTESİ	iv
ŞEKİL LİSTESİ	v
ÇİZELGE LİSTESİ	vii
ÖNSÖZ	viii
ÖZET	ix
ABSTRACT	x
1. GİRİŞ	1
2. TEMEL BİLGİLER	2
2.1 Yarıiletkenlerin Band Teorisi	7
2.2 Özden Yarıiletken	13
2.3 Katkılı Yarıiletkenler	14
2.4 Yarıiletkenlerde Difüzyon	17
2.5 p-n eklem	20
2.6 Metal-Yarıiletken Schottky kontakları	22
3. ÖLÇME YÖNTEMLERİ VE DENEYSEL ÇALIŞMALAR	29
3.1 Silisyum Altlıkların Bazı Özelliklerinin Belirlenmesi	29
3.1.1 İletkenlik Tipinin Belirlenmesi	29
3.1.2 Yarıiletkenin Yasak Band Genişliğinin Ölçümü	29
3.1.3 Dört Nokta Prob Yöntemiyle Öz direnç Ölçümü	30
3.1.4 Yük Taşıyıcılarının Mobilité ve Yoğunluğunun Belirlenmesi	31
3.2 DC Magnetron Sıçratma Tekniği ile Kaplama	34
3.3 Ti/Si ve Zr/Si Eklemlerin Hazırlanması	35
3.4 Eklemlerin XRD yöntemi ile incelenmesi	35
3.4.1 X-Işınları Kırınımı	35
3.5 Ti/Si ve Zr/Si Eklemlerin Özellikleri	37
3.6 DeneySEL Bulgular	43
3.6.1 Silisyumun Elektrik Ve Optik Parametreleri	43
3.6.2 Ti/P-Si Eklemin Akım-Gerilim Karakteristiği	44
3.6.3 Ti/p-Si Eklemin C-V Karakteristiği	45
3.6.4 Ti/n-Si Eklemin Akım-Gerilim Karakteristiği	47
3.6.5 Ti/n-Si Eklemin C-V Karakteristiği	49
3.6.6 Zr/p-Si Eklemin Akım-Gerilim Karakteristiği	50
3.6.7 Zr/p-Si eklemin C-V karakteristiği	51
3.6.8 Ti/Si ve Zr/Si Eklemlerin XRD Yöntemiyle İncelenmesi	52
4. SONUÇLAR ve TARTIŞMA	54
KAYNAKLAR	55
ÖZGEÇMİŞ	56

SİMGE LİSTESİ

A	Diyotun yüzey alanı
A^*	Richardson sabiti
B	Manyetik alan şiddeti
β	İdeallik faktörü
c	Işık hızı (3×10^8 m/s)
C	Kapasitans
C_d	Difüzyon kapasitansı
E	Elektrik alan şiddeti
E_a	Akseptör enerji seviyesi
E_d	Donör enerji seviyesi
E_F	Fermi enerjisi
E_g	Yasak bant genişliği
e	Elektronun yükü ($1,602177 \times 10^{-19}$ C)
ε	Dielektrik sabiti
ε_o	Boşluğun dielektrik sabiti ($8,854 \times 10^{-12}$ F/m)
Φ_b	Schottky engel yüksekliği
Φ_M	Metalin iş fonksiyonu
Φ_S	Yarıiletkenin iş fonksiyonu
ϕ_K	Difüzyon potansiyeli
h	Planck sabiti ($4,136 \times 10^{-15}$ eV.s)
I	Akım
I_S	Doyma akımı
k	Boltzman sabiti ($8,617 \times 10^{-5}$ eV/K)
L_0	Arınma bölgesi genişliği
λ	Dalga boyu
m_o	Serbest elektronun kütlesi ($9,109 \times 10^{-31}$ kg)
μ	Mobilite
N_a	Akseptör katkı yoğunluğu
N_d	Donör katkı yoğunluğu
N_V	Etkin durum yoğunluğu
R_H	Hall sabiti
ρ	Özdirenç
T	Sıcaklık
V_H	Hall gerilimi
χ	Elektron ilgisi

KISALTMA LİSTESİ

DC	Direct Current
MS	Metal-Semiconductor
MIS	Metal-Insulator-Semiconductor
RIE	Reactive Ion Etching
UV	Ultra Violet
XRD	X-Ray Diffraction

ŞEKİL LİSTESİ

Şekil 2.1	Metallerin ve yarıiletkenlerin öz direncinin sıcaklıkla değişimi	3
Şekil 2.2	Dış elektrik alanda elektronların hareketlenmesi	7
Şekil 2.3	Tek boyutlu kristalde çekirdeklerin potansiyel enerjisinin dağılımı	8
Şekil 2.4	Kronig-Penney modelinde kristalde potansiyel enerji dağılımı	9
Şekil 2.5	$\cos(\kappa a)$ fonksiyonunun çizimi	10
Şekil 2.6	Elektronlar için izinli enerji seviyelerinin banda dönüşmesi	11
Şekil 2.7	(a) Kısmen dolu valans bantı, (b) üst üste gelmiş valans ve iletkenlik bantı	11
Şekil 2.8	(a) Yalıtkanların ve (b) yarıiletkenlerin bant yapısı	12
Şekil 2.9	Silisyum atomu ve kovalent bağlı valans elektronları	13
Şekil 2.10	(a) $T=0$ K'de ve (b) $T>0$ K durumunda özden yarıiletkenin bant yapısı	14
Şekil 2.11	Antimon katkılı n-tipi Si yarıiletken ve donör enerji seviyesinin oluşumu	15
Şekil 2.12	Bor katkılı p-tipi Si yarıiletken ve akseptör enerji seviyesinin oluşumu	16
Şekil 2.13	Birim yüzeyden geçen parçacıkların difüzyonu	18
Şekil 2.14	İki farklı atomdan oluşan kübik kristalde difüzyon dağılımı	19
Şekil 2.15	p-n eklemnin kontak bölgesinde arınma bölgesinin oluşması	21
Şekil 2.16	(a) p-n eklemnin denge, (b) ileri yönde dış elektrik alan, (c) ters yönde dış elektrik alan uygulanması halinde enerji bant yapısı	21
Şekil 2.17	(a) metalin ve (b) yarıiletkenin bant diyagramında iş fonksiyonları	22
Şekil 2.18	(a) metal-n tipi doğrultucu kontak, (b) metal-n tipi ohmik kontak,	23
Şekil 2.19	(a) metal-p tipi ohmik kontak, (b) metal-p tipi doğrultucu kontak	23
Şekil 2.20	Schottky ve ohmik kontak akım gerilim karakteristiği	25
Şekil 3.20	Schottky diyotun $\log(I)-V$ grafiği	26
Şekil 3.21	Schottky diyotun eşdeğer devresi	27
Şekil 2.23	Schottky diyotun $1/C^2-V$ grafiği ile ϕ_K difüzyon potansiyelinin bulunması	28
Şekil 3.1	Termoelektrik yöntemle (a) n-tipi ve (b) p-tipi silisyumun altlıkların iletkenlik tipinin belirlenmesi	29
Şekil 3.2	Yarıiletkende fotonun soğurulması	30
Şekil 3.3	Dört nokta prob yöntemiyle öz direnç ölçümü	30
Şekil 3.4	Akım ve manyetik alan uygulanan bir malzeme üzerinde oluşan Hall olayı	31
Şekil 3.5	Hall gerilimi ölçme yöntemi	32
Şekil 3.6	DC magnetron sıçratma tekniği ile kaplama	34
Şekil 3.7	Ti/Si ve Zr/Si eklemlerin hazırlanması	35
Şekil 3.8	Bir kristal örgüsünde oluşan X ışınları kırınımı	36
Şekil 3.9	(a) XRD cihazı prensip şeması (b) XRD'den elde edilen x ışını kırınımı	36
Şekil 3.10	Ti/p-Si MS ve MIS Schottky eklemlerin yarı logaritmik akım-gerilim grafiği (H.Çetin, 2005)	37
Şekil 3.14	(a) Ti/p-Si eklemnin RIE tekniği kullanılmadan ve (b) RIE tekniği kullanılarak farklı tavlama sıcaklıklarında elde edilmiş J-V eğrileri (N.Fujimura, 1999)	40
Şekil 3.15	Ara yüzeyi tahrip edilmiş ve edilmemiş eklemlerin tavlama sonucunda elde edilen engel yükseklikleri (N.Fujimura, 1999)	40
Şekil 3.16	(a) tahribatsız ara yüzeye sahip ve (b) tahribatlı ara yüzeye sahip Ti/p-Si eklemlerin XRD analizi grafikleri (N.Fujimura, 1999)	41
Şekil 3.17	Ti/Si eklemde XRD analizi ile tespit edilen fazlar (Sisodia, 2005)	42
Şekil 3.19	Silisyumun geçirgenlik spektrumundan soğurma noktasının bulunması	43
Şekil 3.20	Ti/p-Si eklem için ölçülen akım-gerilim karakteristiği	44
Şekil 3.21	Ti/p-Si Schottky diyotun yarı logaritmik I-V grafiği	45
Şekil 3.22	Ti/p-Si eklemnin C-V karakteristiği ($f=500$ kHz)	46
Şekil 3.23	Ti/n-Si eklemnin I-V karakteristiği	47
Şekil 3.24	Ti/n-Si Schottky diyotun yarı logaritmik I-V grafiği	48

Şekil 3.25	Ti/n-Si eklem C-V karakteristiği (500 kHz)	49
Şekil 3.26	Zr/p-Si eklem aydınlık ve karanlık I-V karakteristiği	50
Şekil 3.27	Zr/p-Si yarı logaritmik I-V grafiği	50
Şekil 3.28	Zr/p-Si eklem C-V karakteristiği (500 kHz)	51
Şekil 3.29	Ti/p-Si eklem XRD analizi sonucunda elde edilen kırınım pikleri	52
Şekil 3.30	Ti/p-Si eklem XRD analizi sonucunda elde edilen kırınım pikleri	52
Şekil 3.31	Ti/p-Si eklem XRD analizi sonucunda elde edilen kırınım pikleri	53

ÇİZELGE LİSTESİ

Çizelge 2.1	Malzemelerin özdirence göre sınıflandırılması.....	2
Çizelge 2.2	Bazı malzemelerin 20 °C' de ki öz dirençleri ve sıcaklıkla değişim katsayıları	4
Çizelge 2.3	Silisyum ve Germanyum'un yasak bandında katkıların iyonlaşma enerjileri.....	16
Çizelge 2.4	Si, Ge, GaAs ve SiC'un bazı özellikleri	17
Çizelge 2.5	Bazı metallerin iş fonksiyonları $\Phi_M(\text{eV})$	24
Çizelge 2.6	Bazı yarıiletkenlerin elektron ilgisi $\chi(\text{eV})$	24
Çizelge 3.1	Ti/p-Si için farklı tavlama sıcaklıklarında elde edilen engel yükseklikleri.....	39

ÖNSÖZ

Yüksek lisans eğitimim süresi boyunca içtenliğiyle, sıcak atmosferiyle, yardımlarıyla ve en önemlisi büyük bir sabırla yanımda olan ve tezimin sonuçlandırılmasında büyük emeği geçen sevgili hocam sayın Doç.Dr. Işık KARABAY'a;

Üniversite eğitimim boyunca yardımlarını esirgemedi bilgisiyle, tecrübesiyle bizlere önderlik eden sevgili hocam sayın Prof.Dr. Emel ÇINGİ'ya;

Deneysel verilerin yorumlanmasındaki katkılarından dolayı sayın Prof.Dr. Tayyar CAFEROV'a;

Deneysel çalışmalarında vaktini esirgemedi bilgi birikimlerinden faydalandığım sayın Araş.Gör. Murat ÇALIŞKAN, Yrd.Doç.Dr. Çiğdem ORUÇ LUŞ, Araş.Gör. Süreyya AYDIN ve diğer araştırma görevlisi arkadaşlarıma;

Numunelerin hazırlanmasında teknik destek sağlayan sayın Yrd.Doç.Dr. Kürşat Kazmanlı ve çalışma arkadaşlarına;

Deneysel çalışmalarında vaktini harcayarak tecrübesiyle beni yönlendiren sayın Kemal TOKMANOĞLU'na;

Duygu ve düşüncelerini benimle paylaşan, maddi ve manevi desteğini esirgemedi her zaman yanımda olan sevgili arkadaşım sayın Zekeriya DOĞRUYOL'a;

Doğumumdan bu gününe beni ayakta tutan sevgilerini esirgemedi yanımda olan, canlarından bir parçası olduğum sevgili anne-babacığım;

Son olarak, hayatıma güneş gibi doğarak yaşama sevincime sevinç katan mutluluğumu ve acılarımı paylaştığım biricik bir tanem sevgili sayın Pınar KANAR'a;

en içten teşekkürlerimi sunarım.

Halil ALBAYRAK
Ağustos, 2006

ÖZET

Metal-yarıiletken eklemler, mikroelektronik cihazların ve entegre elektronik elemanların temelini oluşturmaktadır. Geçiş metalleri kullanılarak yapılan metal-yarıiletken eklemlerin karakteristikleri ile ilgili yapılan araştırmalarda ara yüzde oluşan silikatların öz dirençlerinin düşük olması ve oksitlenmeye karşı dayanıklı olmaları dikkat çekmiştir. Yine de, geçiş metal/yarıiletken eklemler konusunda az çalışma vardır.

Bu çalışmada, kristal Si(100) altlık üzerine benzer kimyasal özellikler taşıyan Ti ve Zr ince film kaplama yapılarak yapılan eklemlerin elektriksel özelliklerinin karşılaştırılması amaçlanmıştır. DC magnetron sıçratma tekniği ile n-tipi ve p-tipi Si(100) altlık üzerine Ti ve Zr ince film kaplamalar yapılmıştır. Bu eklemlerin akım-gerilim ve kapasitans-gerilim karakteristikleri incelenmiş, deneysel bulgulardan Schottky engel yüksekliği, ideallik faktörü, katkı iyonu yoğunluğu gibi parametreler hesaplanmıştır. Ayrıca, Si altlık için UV geçirgenlik ölçümü yapılarak yasak enerji aralığı hesaplanmış ve kaplamadan sonra XRD analizleri incelenerek ara yüzeyde ne tür kristal fazları oluşup oluşmadığı irdelenmiştir.

Yapılan elektriksel ölçümlerde, Ti/p-Si eklemin engel yüksekliği $\Phi_{b(I-V)} = 0,73$ eV, $\Phi_{b(C-V)} = 0,90$ eV ve akseptör iyonu yoğunluğu $N_a = 2,28 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ olarak, Ti/n-Si eklemin engel yüksekliği $\Phi_{b(I-V)} = 0,68$ eV, $\Phi_{b(C-V)} = 0,80$ eV ve donör iyonu yoğunluğu $N_d = 5,12 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ olarak ve Zr/p-Si eklemin engel yüksekliği $\Phi_{b(I-V)} = 0,83$ eV, $\Phi_{b(C-V)} = 1,34$ eV ve akseptör iyonu yoğunluğu $N_a = 3,03 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ olarak hesaplanmıştır. Ayrıca Ti/Si eklemlerin foto duyarlılık özelliği göstermediği, ancak Zr/p-Si ekleminin ışıkla doğrultma özelliğinin arttığı gözlenmiştir. Hazırlanan Ti/n-Si, Ti/p-Si ve Zr/p-Si eklemleri Schottky diyot özelliği göstermiştir.

Anahtar kelimeler: Ti/Si ve Zr/Si eklemler, Schottky diyot, Ti_5Si_4

ABSTRACT

Metal semiconductor junctions form the fundamental background of microelectronic and integrated electronic devices. Researches have focused on the characteristics of metal semiconductor junctions made by using transition metals since silicides at the interface have low resistivity and they are not oxidized easily. However, there is still lack of study about transition metals/semiconductor junctions.

In this study, junctions having either Ti or Zr thin film covering on crystal Si substrate have been compared in terms of their electrical properties. The Ti and Zr thin film coverings on n-type and p-type Si substrate have been made by using DC magnetron sputtering technique. Current-voltage and capacitance-voltage characteristics of the junctions have been investigated experimentally. Moreover, parameters like Schottky barrier height, ideality factor and dopant density have been calculated. Also, energy gap has been calculated by measuring UV transmission for Si substrate and after the covering, types of crystal phases have been determined by making XRD analysis.

After completing electrical measurements, these following calculations have been concluded: Ti/p-Si junction barrier height $\Phi_b(I-V) = 0,73$ eV, $\Phi_b(C-V) = 0,90$ eV and acceptor dopant $N_a = 2,28 \times 10^{13}$ cm⁻³, Ti/n-Si junction barrier height $\Phi_b(I-V) = 0,68$ eV, $\Phi_b(C-V) = 0,80$ eV and donor density $N_d = 5,12 \times 10^{11}$ cm⁻³, and Zr/p-Si junction barrier height $\Phi_b(I-V) = 0,83$ eV, $\Phi_b(C-V) = 1,34$ eV and acceptor dopant $N_a = 3,03 \times 10^{13}$ cm⁻³. In addition Ti/Si junctions has not shown photo sensitivity property. On the other hand, Zr/p-Si junction Schottky diode property has increased proportionally with light. It is observed that Ti/n-Si, Ti/p-Si and Zr/p-Si have Schottky diode properties.

Keywords: Ti/Si and Zr/Si junctions, Schottky diode, Ti_5Si_4 .

1. GİRİŞ

Metal-yarıiletken eklemler günümüz elektronik teknolojisinde büyük bir öneme sahiptir. Elektronik yarıiletken elemanların pek çoğu, (diyot, transistör, fototransistör, diak, triak, güneş pilleri, vs.) yarıiletkenlerin içinde veya yüzeyinde oluşan engellerden yararlanılarak hazırlanırlar (Caferov, 1998).

Schottky eklemi olarak da adlandırılan metal-yarıiletken eklemler geniş bir uygulama alanına sahiptir (Aydın, 2006). Düşük dirençli olmaları, yüksek frekanslarda çalışabilmeleri, çok kısa anahtarlama sürelerine (10^{-11} s) sahip olmaları, ısıya dayanıklı ve oksitlenmeye karşı dirençli olmaları gibi birçok üstün özelliklere sahiptirler. Ayrıca bunlar entegre devre elemanlarında ara iletken elemanı olarak ta kullanılırlar. Hızlı anahtarlama özellikleri bu diyotların radyoelektronik darbe devrelerinde, bilgisayarlarda ve yüksek işlemsel hız gerektiren otomasyon devrelerinde kullanılmalarını sağlar (Tataroğlu, 2006).

n-Si ve p-Si kullanılarak yapılan metal-silikat eklemler en yaygın araştırılanlardır (Jin, 2005). Çalışmalar, silikatların ara yüzeyde oluşma şeklinin ve kristal yapısının, eklemlerin elektriksel ve optik özelliklerine önemli ölçüde etkisi olduğunu göstermektedir. Metal-yarıiletken eklemlerde en önemli parametrelerden biri engel yüksekliğidir. Ara yüzeyde sadece engel yüksekliği değil, ara yüzeyin diğer özellikleri de önemlidir. Schottky eklemlerin ideallik faktörü ve engel yüksekliği gibi özelliklerinin tavlama, düşük sıcaklık ve frekans değişimi gibi fiziksel şartlarda ne kadar değiştiği konusu en yaygın araştırma alanıdır. Schottky eklemlerin teknolojik öneminin artmasıyla, çalışmalar bu eklemlerin I-V ve C-V karakteristiklerinin doğasını tamamen anlamaya yönelmiştir (Aydın, 2006).

Ti/p-Si eklemlerin ara yüzeylerinde oluşan Ti-silikatlar ve bunların elektrik ve optik özelliklerinin araştırılması konusunda çeşitli çalışmalar mevcuttur. Ti/p-Si eklemlerin düşük sıcaklıklarda engel yüksekliğinin ve ideallik faktörünün değişimi, yüksek tavlama sıcaklıklarında ara yüzey silikat fazlarının değişimi ve elektriksel özelliklerine etkisi gibi konularda çalışmalar yoğunlaşmıştır (Fujimura, 2000). Ti/n-Si eklemler konusunda çok az çalışmaya rastlanmıştır. Zr/Si eklemler konusunda da yine çok fazla çalışma mevcut değildir. Zr-silikat fazları konusunda en son çalışmalar mikro piller, metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS) eklemler konusunda yoğunlaşmaktadır (Tataroğlu, 2006).

1. bölüm bu diyotlar ve bunların kullanım alanlarıyla ilgili bilgileri, 2. bölüm ise fiziksel oluşumları ile ilgili bilgileri içermektedir. 3. bölümde deneysel çalışmalar anlatılmış, yapılan ölçümlerden elde edilen grafikler verilmiştir. 4. bölüm ise sonuçların değerlendirilmesini içermektedir.

2. TEMEL BİLGİLER

Katılar kimyasal bağlarla bir araya gelmiş atomlardan oluşurlar. Bu nedenle katıhal fiziği bir araya gelmiş atomların ortak özellikleri ve ilişkileri ile ilgilidir. Katı içerisindeki bir tek atomun özellikleri katının özelliklerini belirlemede çok önemlidir, ancak kristal örgüdeki bir atomu ele alırsak onun çevresindeki fiziksel şartlardan büyük ölçüde etkilenmiş olduğunu görürüz. Elektriksel iletkenlik, faz dönüşümleri, ferromanyetizma gibi olgular bir katı için karakteristik özelliklerdir fakat bir atom için bir şey ifade etmezler.

Kristal yapılarda atomların denge konumları düzenlidir. Kristalde bu düzenlilik üç boyutta sonsuz uzaklıkta dahi tekrarlanır. Bu durum kristali uzak düzenlilikle tanımlar. Kristal halde malzemenin serbest enerjisi en küçük değerdedir ve bu nedenle kristal yapı katının en kararlı halidir. Amorf katıda ise birbirine yakın atomların yapısında belirli bir düzenlilik olabilmesine rağmen uzak düzenlilik yoktur.

Doğada elementler elektriksel iletkenliklerine göre 3 sınıfa ayrılırlar. İletkenler(metaller), yarıiletkenler ve yalıtkanlar. Günlük hayatımızın büyük bir bölümünü oluşturan katı malzemeler belirli bir şekil veya durumdadırlar. Katı cisimler örgü yapılarına göre kristal ve amorf yapıda bulunurlar. Bu yapılardaki yük taşıyıcıları dediğimiz tanecik yoğunluğu ve bunların katı malzeme içerisindeki hareket kabiliyeti o katının iletkenliğini belirler. Katı malzemelerin elektrik iletkenlikleri arasındaki farkın açıklanabilmesi için katıların tanecik yapılarının ve enerji bant diyagramlarının anlaşılması gerekir.

Bir malzemenin iletkenlik sınıfı malzemenin öz direncine göre belirlenebilir (Çizelge 2.1).

Çizelge 2.1 Malzemelerin öz dirence göre sınıflandırılması

Malzemeler	Özdirenç(ρ)
İletkenler(metaller)	$\rho = 10^{-8} - 10^{-6} \Omega.m$
Yarıiletkenler	$\rho = 10^{-6} - 10^8 \Omega.m$
Yalıtkanlar	$\rho \geq 10^8 \Omega.m$

Ancak farklı cisimlerin özdirenç değerlerinin üst üste gelebilmesinden dolayı bu sınıflama kesin belirleyici değildir. Metaller ile yarıiletkenler arasındaki fark, onların sıcaklıkla özdirençlerinin değişiminden daha açık şekilde görülebilir.

Metallerde özdirenç sıcaklıkla doğru orantılı artar (Şekil 2.1a).

$$\rho = \rho_0 \alpha T \quad (2.1)$$

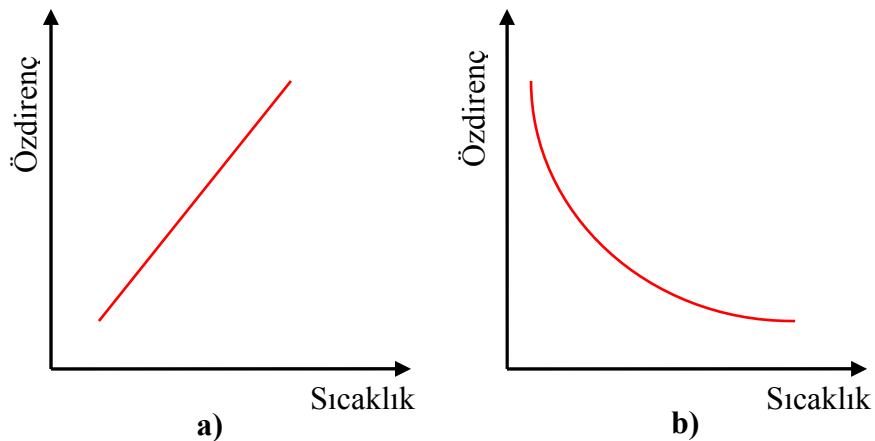
Katkısız bir yarıiletkende ise özdirenç sıcaklıkla üstel olarak azalır (Şekil 2.1b).

$$\rho = A \exp\left(\frac{E_g}{kT}\right) \quad (2.2)$$

Metallerin ve yarıiletkenlerin özdirencinin veya iletkenliğinin sıcaklığa bağlı değişimi şöyle açıklanabilir. Bir kristal katıda özdirenci oluşturan en önemli etkenler kristal kusurları ve örgü fononları olduğundan dolayı özdirenci, fononlardan dolayı oluşan(ρ_f) ve kristal örgüyü bozan kusurlardan oluşan(ρ_i) özdirençler olarak ikiye ayırabiliriz. Bunların toplamı net özdirenci verir (2.3).

$$\rho = \rho_f + \rho_i \quad (2.3)$$

Fononlar, örgü titreşimlerini ifade eden kuantum durumlarıdır, yani titreşimin parçacık modelidir. ρ_i sıcaklıktan bağımsız olmasına karşılık, ρ_f çok fazla olmamak üzere kristal kusurlarından bağımsız ve sıcaklığa bağlıdır. Bu Matthiessen kuralı olarak bilinir(Durlu, 1992).



Şekil 2.1 Metallerin ve yarıiletkenlerin özdirencinin sıcaklıkla değişimi

Metallerin ve yarıiletkenlerin genel bir ifadeyle öz direnci,

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{ne\mu} \text{ olarak tanımlanır (Caferov, 1998).} \quad (2.4)$$

Oda sıcaklığında metal atomlarının hemen hemen tamamı iyon halindedir. Değerlik bandı tam dolu değildir ve atom sanki serbest elektron bulutu ile çevrelenmiş gibidir. Metallerde yük taşıyıcılarının yoğunluğu yaklaşık 10^{22} cm^{-3} civarındadır ve taşıyıcı yoğunluğu da sıcaklıkla çok az değişir. Elektronların mobilitesi ısısal örgü titreşimlerinin artması ile azalır. Bu durumda metalde sıcaklık arttıkça, mobilite azalır ancak elektron yoğunluğu çok az artar. Elektron yoğunluğu artışına kıyasla mobilitenin azalması daha baskındır. Bu nedenle metallerde sıcaklık arttıkça öz direnç artar (Şekil 2.1a).

$$\rho(T) = \rho(T_0)(1 + \alpha \Delta t) \quad (2.5)$$

Çizelge 2.2 Bazı malzemelerin 20 °C’ de ki öz dirençleri ve sıcaklıkla değişim katsayıları [1]

Malzeme	Özdirenç (ohm.metre)	Sıcaklık katsayısı (1/K)
Gümüş	1.59×10^{-8}	0.0038
Bakır	1.7×10^{-8}	0.0039
Alüminyum	2.82×10^{-8}	0.0039
Tungsten	5.6×10^{-8}	0.0045
Platin	1.1×10^{-7}	0.00392
Konstantan	4.9×10^{-7}	
Karbon	3.5×10^{-5}	-0.0005
Germanyum*	4.6×10^{-1}	-0.048
Silikon*	6.4×10^2	-0.075
Cam	$10^{10} - 10^{14}$	0
Kauçuk	$\sim 10^{13}$	0
Sülfür	10^{15}	0

* Yarıiletkenlerin öz direnci büyük oranda malzeme içindeki katkı atomlarına bağlıdır.

Katkısız (özden) yarıiletkenlerde ise metallerin aksine elektron yoğunluğu sıcaklıkla üstel olarak artar. Isısal fononlarla elektronların etkileşmesi sonucu elektronların mobilitesi azalır fakat elektron yoğunluğu değişimi mobilitenin azalmasına oranla daha baskındır ve bu yüzden özdirenç, sıcaklık arttıkça hızlı bir şekilde azalır (Şekil 2.1b).

İletkenlerin, yarıiletkenlerin ve yalıtkanların özdirenç kriterine göre birbirinden ayırt edilmesi her zaman geçerli değildir. Yarıiletkenler yüksek sıcaklıklarda iletken olabilirken düşük sıcaklıklarda yalıtkanlara benzer. Metallerde ise yüksek sıcaklıklarda özdirenç sıcaklıkla doğrusal artarken düşük sıcaklıklarda daha karışık bir fonksiyonla ifade edilir. Matematiksel olarak bir metalin sıcaklığa bağlı özdirenci Bloch-Gruneisen formülü ile verilir.

$$\rho(T) = \rho(0) + A \left(\frac{T}{\Theta_R} \right)^n \int_0^{\frac{\Theta_R}{T}} \frac{x^n}{(e^x - 1)(1 - e^{-x})} dx \quad (2.6)$$

$\rho(0)$ sadece yapısal kusurlara bağlı özdirenç, A ise elektronların Fermi yüzeyindeki hızıdır ve Debye yarıçapı ile elektron yoğunluğuna bağlı bir katsayıdır. Θ_R , özgül ısı ölçümünden ve özdirenç ölçümlerinden elde edilen Debye sıcaklığıdır, n ise doğal etkileşimlere bağlı bir doğal sayıdır.

- n = 5 ise fononlar tarafından elektronların saçılmasına bağlı direnç
- n = 3 ise geçiş metalleri için s-d yörüngelerindeki elektron saçılmasına bağlı direnç
- n = 2 ise elektron-elektron etkileşimine bağlı direnç olduğu anlamına gelir.

Yarıiletkenlerde ise sıcaklığa bağlı özdirenç için en iyi yaklaşım Steinhart - Hart denklemdir. A,B ve C Steinhart-Hart katsayılarıdır. Bu denklem termistörlerin kalibrasyonunda kullanılır.

$$1/T = A + B \ln(\rho) + C(\ln(\rho))^3 \quad (2.7)$$

Özdirencin sıcaklığa bağlı değişimi (2.4) ifadesiyle genel olarak anlatılmaya çalışılmış olmasına rağmen o kadar basit değildir. Yarıiletkenlerde özdirenç büyük oranda katkı atomu yoğunluğuna bağlıdır. İletken, yarıiletken ve yalıtkanlar arasındaki farkı en iyi açıklayan yaklaşım katıların band teorisidir.

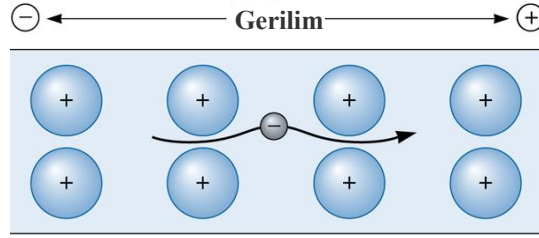
Elektrik akımı ileten iki tip iletken olabilir. Bunlar elektronik geçişli iletken ve iyonik geçişli iletkenlerdir. Metallerde elektrik akımı taşıyıcıları elektronlar olduğu için metaller elektronik iletkenlerdir. İyonik iletkenlerde elektrik akımı malzemenin iyonları ile taşınır. Elektrolitler iyonik iletken grubunda olabilirler. Yarıiletken malzemeler ise hem elektronik hem de iyonik iletkenliğe sahip olabilirler. Yarıiletkenlerin çoğu (Si, Ge, Se, Te gibi) ve bileşik yarıiletkenler

(GaAs, GaP, InSb, InP, CdS, CdSe, CdTe, ZnS, PbS, SiC v.b.) elektronik iletkenliğe sahiptirler. Isı enerjisi etkisiyle yarıiletken içinde serbest yük taşıyıcı (elektron ve delik) yoğunluğu artar. Isı etkisiyle meydana gelen yük taşıyıcılarına dengeleyici veya ısısal yük taşıyıcıları denir. Bundan başka, serbest yük taşıyıcıları ışık, elektrik alan, basınç, γ -ışınları, hızlı parçacıkların (elektron, proton, nötron, iyon v.b.) bombardımanı etkisiyle oluşabilirler. Bu yöntemlerle meydana gelen yük taşıyıcılarına denkleştirilmemiş yük taşıyıcıları adı verilir.

Metallerde atomlar tam olarak iyonlaşmış durumdadırlar ve serbest elektron yoğunluğu atomların yoğunluğu kadardır ($n \approx 10^{22} \text{ cm}^{-3}$). Dolayısıyla metallerin yük taşıyıcı yoğunluğu dış etkilerle çok az değişmektedir. Katkısız(özden) yarıiletkende ise serbest elektron yoğunluğu ($n \approx 10^{13} - 10^{15} \text{ cm}^{-3}$), ana atom yoğunluğuna ($n \approx 10^{22} \text{ cm}^{-3}$) göre çok azdır. Bu nedenle yarıiletkenlerin yük taşıyıcı yoğunluğunun dış etkilerle büyük oranda değişmesi birçok özelliğini de büyük oranda değiştirmektedir. Yük taşıyıcılarının dış etkilerle oluşma yöntemi yarıiletkenin kristal yapısına, bileşenlerine ve katkı atomlarının bulunmasına bağlıdır. Çok az miktardaki katkı atomu ($\%10^{-3} - 10^{-8}$) yarıiletkenin iletkenliğini çok büyük oranlarda (10^8 kata kadar) değiştirebilir. Yarıiletkenleri diğer katılardan ayıran özellik dış etkilerle özelliklerinin değiştirilebilir olmasıdır. Böylece, katıhal fiziğindeki gelişmelerle paralel olarak günümüz teknolojisinin en temel malzemeleri arasında yarıiletkenler yer alır. Yarıiletkenlerin özelliklerini anlamak için kristal yapılarının ve atomları arası etkileşimlerinin anlaşılması gerekir.

2.1 Yarıiletkenlerin Band Teorisi

Katıları iletkenlik yönünden birbirinden ayıran en iyi özellikleri onların bant yapılarıdır. Kristal örgünün temelini atom çekirdekleri oluşturur ve çekirdekleri bir arada tutan elektron bağları dışında, iletkenliği sağlayan serbest elektronlar dış elektrik alan etkisiyle kristal örgü içinde hareketlenirler (Şekil 2.2).



Şekil 2.2 Dış elektrik alanda elektronların hareketlenmesi

Serbest hareket eden elektronun enerjisi E ve momentumu p ile ifade edilir. Bu parametreler arasındaki bağıntı,

$$E = \frac{p^2}{2m_0} \quad (2.8)$$

ile verilir. Burada m_0 serbest elektronun kütlesidir. ϑ hızıyla hareket eden serbest elektronun, λ De Broglie dalga boyu

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{m_0 \vartheta} \quad (2.9)$$

Dalga sayısı k ,

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (2.10)$$

ile verilir ve 2π uzunluğundaki dalga boyu sayısını karakterize eder. Serbest elektronun momentumu

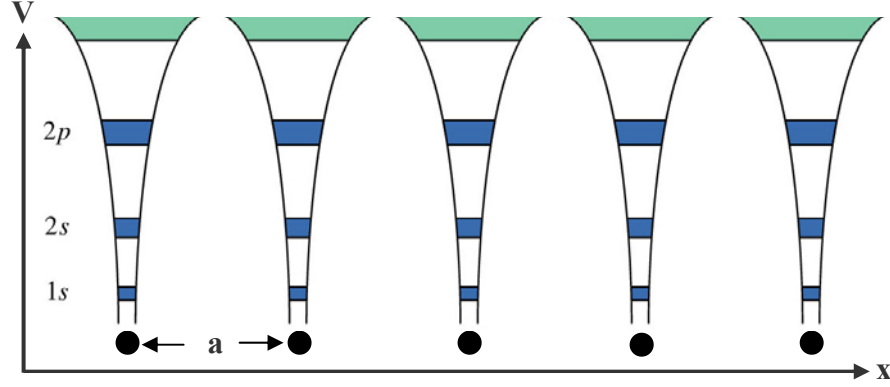
$$p = \frac{h}{\lambda} = \frac{h}{2\pi} \frac{2\pi}{\lambda} = \hbar k \quad (2.11)$$

şeklinde verilir. Serbest elektronun enerjisi ise,

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} \quad (2.12)$$

ifadesiyle verilir. (2.12) eşitliğinde görüldüğü gibi serbest elektronun enerjisi dalga sayısının karesiyle orantılı değişir.

Serbest elektronun enerjisi sürekli değer alabilir, fakat gerçekte kristal içindeki elektronun hareketini, örgü atomlarıyla etkileşmesi belirler. Kristalde örgü atomlarının oluşturduğu potansiyel alanı Şekil 2.3’de ki gibi tek boyutta gösterebiliriz.



Şekil 2.3 Tek boyutlu kristalde çekirdeklerin potansiyel enerjisinin dağılımı

Dalga sayısı veya vektörü dediğimiz büyüklük ters örgü uzayında tanımlanan bir büyüklüktür. Kristalin enerji bandında elektronun N-tane enerji düzeyi yerleşmektedir. Her enerji düzeyinde dalga vektörü

$$k_i = \frac{2\pi}{L_i} n_j \quad (2.13)$$

ve kuazimomentum

$$p_i = \frac{2\pi\hbar}{L_i} n_j \quad (2.14)$$

değerlerini alır. Burada $i=x,y,z$; $j=1,2,3,\dots$ ve $n_j = 0,\pm 1,\pm 2,\dots$ değerlerini alırlar.

Basit kübik kristal için, k_i ve p_i nin değerlerinin değişimini

$$\left. \begin{aligned} -\frac{\pi}{a} &\leq k_i < \frac{\pi}{a} \\ -\frac{\pi\hbar}{a} &\leq p_i < \frac{\pi\hbar}{a} \end{aligned} \right\} \quad (2.15)$$

aralıklarında vermek yeterlidir. Koordinat merkezi etrafında çizilen ve (2.15) denkleminde verilen kuazimomentumun tüm değerlerini kapsayan bölgeye birinci Brillouin bandı adı verilir.

$\vec{k}$ koordinat sisteminde basit kübik kristalin 1. Brillouin bandı küptür ve hacmi aşağıdaki ifadeyle verilir.

$$V_B^k = \left(\frac{2\pi}{a} \right)^3 \quad (2.16)$$

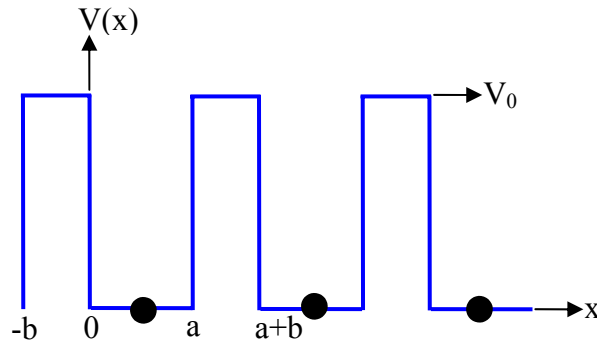
k- koordinat sisteminde birim hücrelerin hacmi

$$\Delta V_B^k = \left(\frac{2\pi}{L} \right)^3 = \frac{8\pi^3}{a^3 N} = \frac{8\pi^3}{V} \quad (2.17)$$

olarak yazılabilir.

Bu halde 1. Brillouin bandındaki birim hücrelerin sayısı, enerji düzeylerinin sayısına eşittir. Enerji bandında $2N$ elektron yerleşebilir, bu nedenle 1. Brillouin bandında da $2N$ elektron olabilir ve her birim hücresinde de sadece 2 elektron (zıt yönlü spinlerle) yerleşebilir. 2. ve 3. ve diğer Brillouin bantlarının yapıları daha karmaşıktır. Bu bantların hepsinin hacmi aynıdır ve onlarda da N tane birim hücre mevcuttur.

Bir-boyutlu kristalde elektronların potansiyel enerjisinin dağılımını Şekil 2.3’de gösterdik. Potansiyel en yüksek değerlerini iyonlar arası noktalarda almaktadır. Şekil 2.3’de gösterilen elektronların Schrödinger denklemini matematiksel olarak çözmek çok zordur. Bu nedenle kristaldeki potansiyel dağılımı daha basit bir dağılım modeliyle ifade edilmektedir (Şekil 2.4). Bu potansiyel dağılımının periyodu kristal örgüsünün periyodu ile aynıdır ve potansiyelin en küçük değerleri örgü iyonlarının yerleştiği yerlerde, en büyük değerleri ise iyonlar arasında görülür.



Şekil 2.4 Kronig-Penney modelinde kristalde potansiyel enerji dağılımı

Bu kristal içinde hareket eden elektronun zamana bağlı olmayan Schrödinger denklemi (2.18)'de ki gibi yazılabilir.

$$\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} + \{E - V(x)\}\psi = 0 \quad (2.18)$$

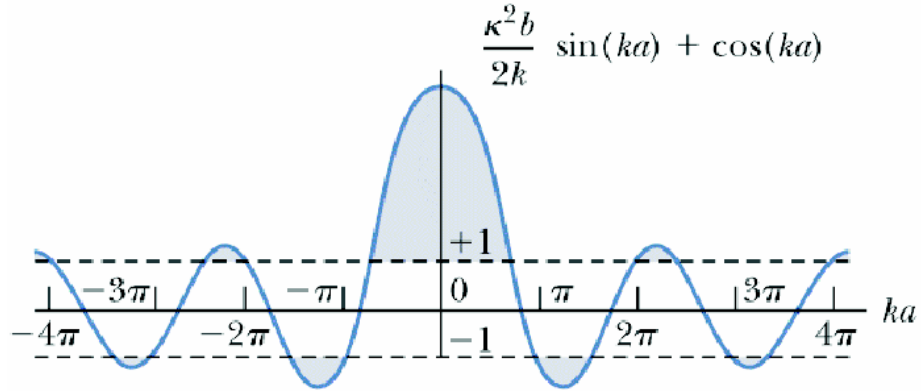
Bu dalga denkleminin çözümü daha basittir. $V(x)=0$ ve $V(x)=V_0$ sınır değerlerinde dalga fonksiyonları,

$$\psi(x) = Ae^{ikx} + Be^{-ikx} \quad (2.19)$$

$$\psi(x) = Ce^{\kappa x} + De^{-\kappa x} \quad (2.20)$$

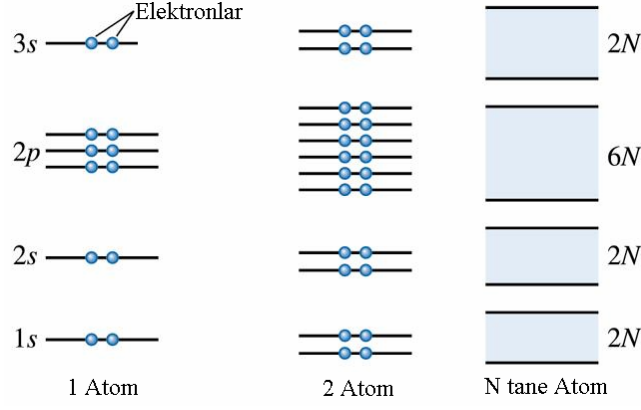
Denklem (2.19) ve (2.20) için $x=a$ 'da süreklilik olması gerekir. Her iki denklem arasındaki ilişki (2.21) denklemdir ve bu denklemi sağlayan değerlerin (ka) 'ya göre değişimi Şekil 2.5'de ki gibidir.

$$\frac{\kappa^2 b}{2k} \sin(ka) + \cos(ka) = \cos(\kappa a) \quad (2.21)$$



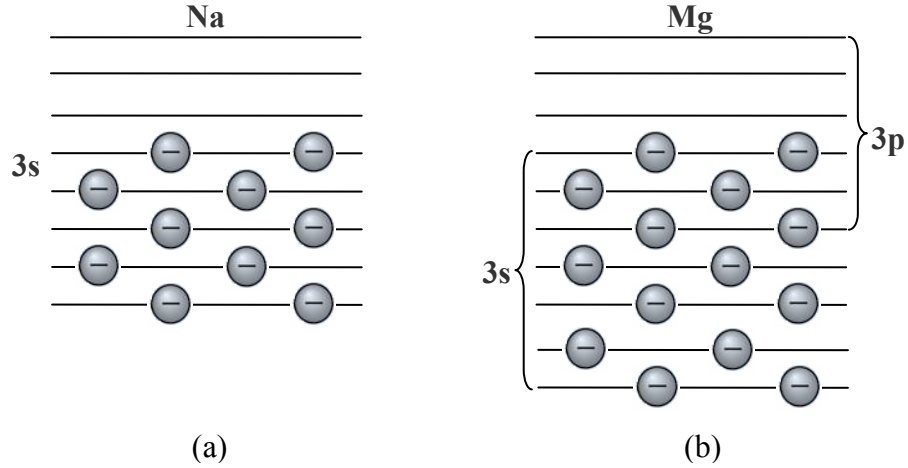
Şekil 2.5 $\cos(\kappa a)$ fonksiyonunun çizimi

Şekil 2.5'de ± 1 aralığı dışında kalan koyu renkli bölgelerde dalga denkleminin çözümü yoktur. Kronig-Penney modeli bu şekilde elektron için izinli ve yasak bölgeleri tanımlar. Şekil 2.6'da görüldüğü gibi tek bir atomun enerji seviyeleri birbirinden ayırt edilebilirken, N atomlu bir kristalde elektronlar için enerji bantları oluşmuştur.



Şekil 2.6 Elektronlar için izinli enerji seviyelerinin banda dönüşmesi

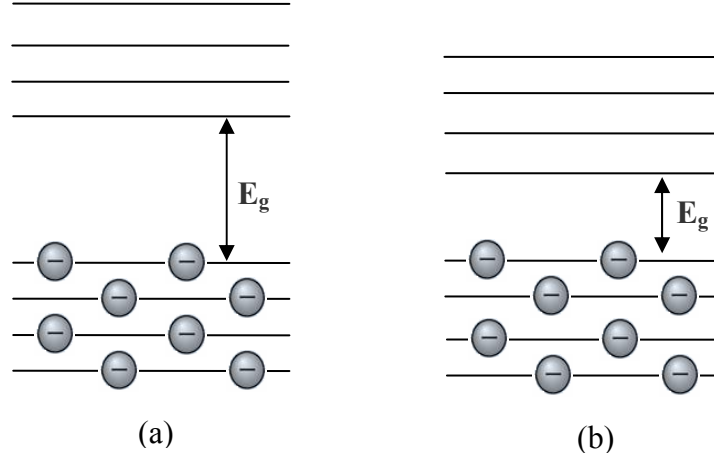
Metallerde valans bandı kısmen elektronlarla dolmuştur. Bu tip bant yapısı alkali metallerde (Li, Na, K, Rb, Cs) ve saf madeni metallerde (Cu, Ag, Au) mevcuttur. Örnek olarak, Sodyum atomunun 11 elektronu atom kabuklarında $1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$ şeklinde dağılmaktadır. Kristal oluştuğu zaman, atom düzeyleri bantlara ayrılır ve 1s, 2s, 2p bantları elektronlarla dolmuş haldedir. Atomların 3s düzeylerinden oluşmuş sodyumun valans bandı N tane elektronla kısmen (yarısı) dolmuş ve 3s bandın üst düzeyleri boştur (Şekil 2.7a). Bu tür kristale bir dış elektrik alanı uygulandığında, elektronlar valans bandındaki serbest üst düzeylere geçebilirler ve kristalden elektrik akımı geçebilir.



Şekil 2.7 (a) Kısmen dolu valans bantı, (b) üst üste gelmiş valans ve iletkenlik bantı

Bir diğer metal bant yapısı elektronlarla tam dolmuş valans bant yapısıdır. Örneğin, Mg'un kabuklarında 12 elektronun dağılımı $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2$ dir. Magnezyumun 3s-(elektronlarla dolmuş) valans bandı ve üst 3p-(boş) iletim bandı üst üste gelirler (Şekil 2.7b). Bu tür malzemelerde elektronlar valans bandından, serbest bandın boş düzeylerine geçebilir ve

böylece elektrik akımı oluşturabilir. Bu iki tür bant yapısına sahip malzemeler metaller veya iletkenler olarak tanımlanır.



Şekil 2.8 (a) Yalıtkanların ve (b) yarıiletkenlerin bant yapısı

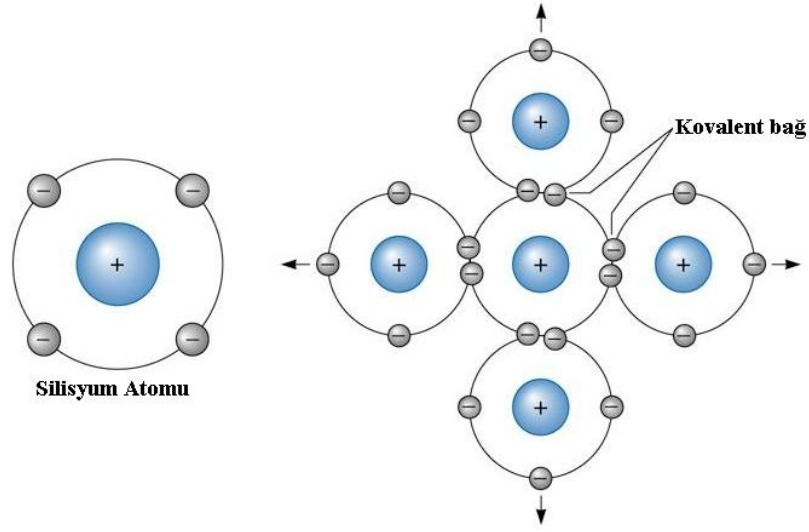
Yalıtkanlarda ise elektronlarla tam dolmuş valans bandının üstünde boş iletim bandı yerleşmektedir (Şekil 2.8a). Valans ve iletim bantları arasında geniş bir yasak bant vardır. Yalıtkanlarda yasak bandın genişliği büyüktür ($E_g > 4\text{eV}$). Yalıtkanlarda valans bandının enerji durumları valans elektronların sayısına eşittir ve her enerji düzeyinde iki elektron (zıt yönlü spinli) yerleşmektedir. Yalıtkanlarda dış elektrik alanı elektrik akımı oluşturamaz, çünkü elektronlar tam dolmuş valans bandından yasak bandı aşarak iletkenlik bandına geçemez.

Yarıiletkenlerin bant diyagramı mutlak sıfırda, yalıtkanların bant diyagramına benzer (Şekil 2.8b). Aralarındaki fark, sadece onların yasak bant genişlikleridir. Yarıiletkenlerin yasak bant genişliği daha küçüktür ($E_g = 0.1 - 4\text{eV}$). Örnek olarak, Ge, Si ve GaAs yarıiletkenlerinin yasak bant genişliği sırasıyla 0.67 eV, 1.11eV ve 1.43eV tur.

Yarıiletkenlerin yasak bant genişliği yalıtkanlara göre daha küçüktür ve ısısal enerjileri nedeniyle, elektronlar valans bandından boş iletim bandına geçebilirler ve böylece elektrik akımı oluşturabilirler. Yarıiletkenlerde katkılarla ve dış etkilerle (sıcaklık, ışık, basınç, gama-ışınları ve elemanter parçacıklarla bombardıman vb.) iletim bandına uyarılmış yük taşıyıcılarının yoğunluğunu artırmak mümkündür. Bu nedenle yarıiletkenler dış etkilere duyarlı malzemeler oldukları için teknolojinin temel hammaddesi olmuşlardır. Sensörler, elektronik elemanlar, lazer diyotlar gibi birçok teknoloji alanında kullanılırlar.

2.2 Özden Yarıiletken

Saf, yani katkısız ve kusursuz yarıiletkenler özden yarıiletkenler olarak adlandırılırlar. Periyodik cetvelin 4A grubunda bulunan Si ve Ge elementleri özden yarıiletkendir. Silisyum atomunun elektron dağılımı, ${}_{14}\text{Si} (1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^2)$ şeklindedir. Şekil 2.9’da görüldüğü gibi Si atomunun 3. kabukta bulunan 4 elektronu valans elektronlarıdır ve kristal bağında bu elektronlar kovalent bağı oluşturur. Ge atomu da benzer biçimdedir. Silisyumun kristal yapısı elmas (C) yapıdadır. Elmastan farkları E_g yasak bant genişliğinin daha küçük olmasıdır. Çünkü elmasın yasak bant genişliği 5,5 eV’tur ve yalıtkan sınıfına girer.



Şekil 2.9 Silisyum atomu ve kovalent bağlı valans elektronları

Mutlak sıfırda özden yarıiletkenlerin valans bandı elektronlarla tam doludur ve iletkenlik bandında elektron bulunmamaktadır (Şekil 2.10a). Özden yarıiletkenlerde E_f Fermi enerji seviyesi yasak bandın tam ortasına gelir. Özden yarıiletkenlerde yük taşıyıcı meydana geldiğinde, elektronların iletkenlik bandı ve deliklerin valans bandında ki yoğunluğu birbirine eşittir (Şekil 2.10b). Herhangi bir sıcaklıkta elektron yoğunluğu;

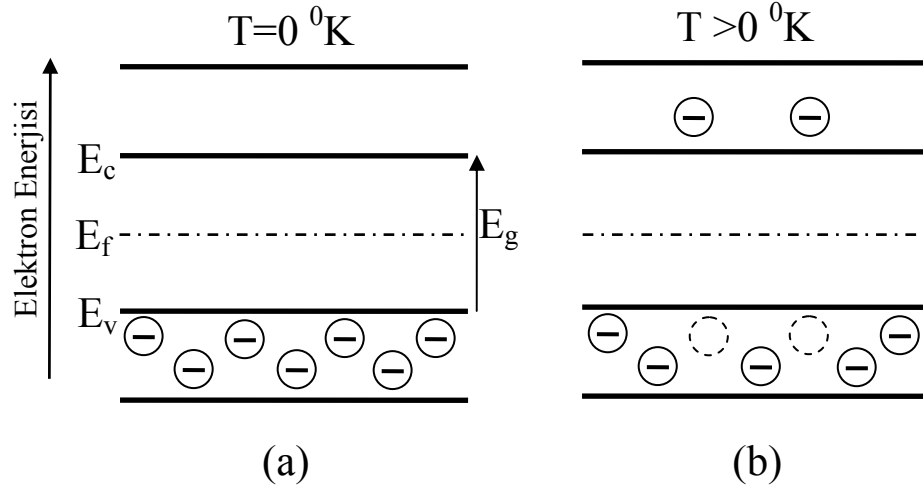
$$n = N_c \exp\left(-\frac{E_g - E_f}{kT}\right) \quad (2.22)$$

ile verilir. Burada N_c iletkenlik bandındaki etkin durum yoğunluğudur. Özden yük taşıyıcı yoğunluğu;

$$np = n_i^2 = N_c N_v \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right) \quad (2.23)$$

dır. Fermi enerji seviyesinin yeri sıcaklıkla değişir. Eğer, elektronların ve deliklerin etkin kütleleri eşitse E_f seviyesi sıcaklıkla değişmez. Sıcaklık arttıkça, $m_n^* < m_p^*$ ise Fermi enerji seviyesinin yeri iletkenlik bandına, $m_n^* > m_p^*$ ise valans bandına yaklaşır. Eğer, Fermi seviyesi iletkenlik bandının altından ve valans bandının tavanından yaklaşık $(2-3)kT$ ’ den daha uzak mesafede ise yarıiletken yozlaşmamış, daha yakın mesafede yerleşmiş ise yozlaşmış yarıiletkendir (Caferov, 2000).

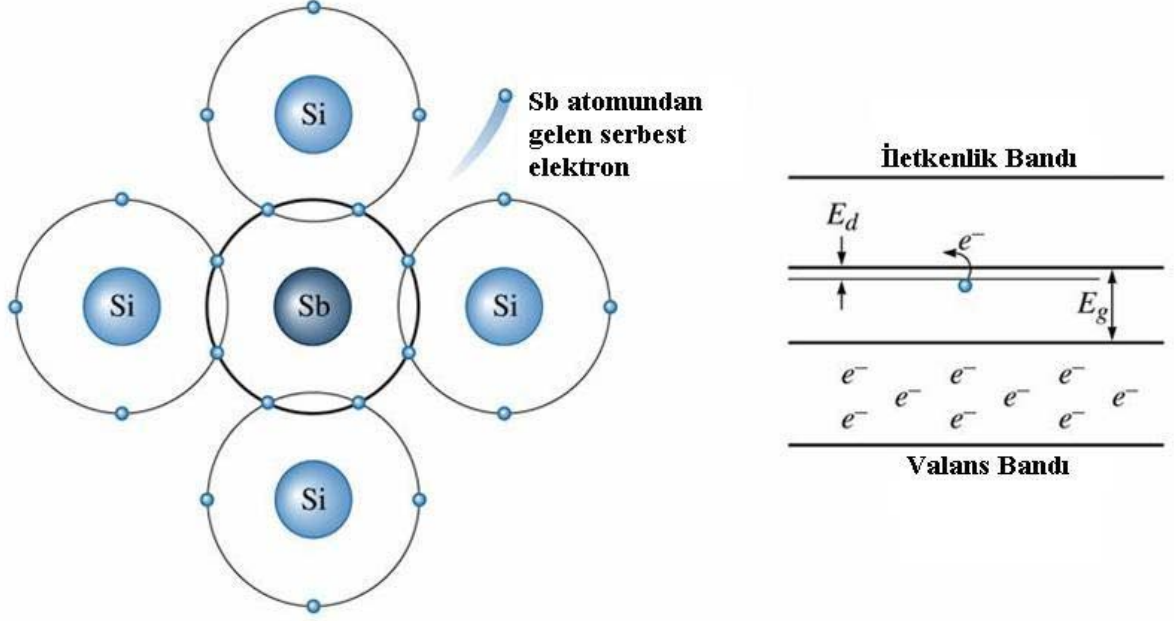
Şekil 2.10’da sıcaklık artışıyla elektronların valans bandından iletkenlik bandına geçişinin arttığı görülmektedir. Gerçekte, sıcaklık arttıkça elektronların yasak bandı geçip iletkenlik bandına yerleşme olasılığı artar, daha da önemlisi yasak bant genişliği sıcaklık arttıkça azalır. Böylece özden yük taşıyıcı yoğunluğu (2.23) ifadesine bu değişimin etkisi de katılmalıdır.



Şekil 2.10 (a) $T=0\text{ K}$ ’de ve (b) $T>0\text{ K}$ durumunda özden yarıiletkenin bant yapısı

2.3 Katkılı Yarıiletkenler

Yarıiletkenlerin birçoğunun iletkenliği oda sıcaklığında katkı atomlarının etkisiyle değişir. İletkenliği katkılarla sağlanan yarıiletkenlere katkı yarıiletken denir. Si kristalinde katkı atomları örgü noktalarına yerleşirler. Şekil 2.11’de örneğin 5A grubu elementi olan antimon (Sb) kristalde örgü noktasına yerleşir. Antimonun valans elektronu 5 tanedir ve silisyum ile kovalent bağ yaptığında 4 elektronunu kullanır. Diğer bağ kurma imkânı olmayan elektron antimona zayıf bağlıdır ve diğer silisyum atomlarının etkisi altındadır. Düşük sıcaklıklarda bu elektron antimon atomu çevresinde bulunurken yüksek sıcaklıkta kristal içinde serbest dolaşabilir ve Sb atomu böylece pozitif iyon haline gelir. Elektron veren 5A grubu Sb, P gibi katkı atomlarına verici (donör) denir ve böyle yarıiletkenlere n-tipi yarıiletken denir. Donör tipli katkı yarı iletkenin yasak enerji bandının içinde izin verilmiş enerji düzeyinin oluşmasına yol açarlar ve bu seviye Şekil 3.10’da görüldüğü gibi iletkenlik bandının altındadır.



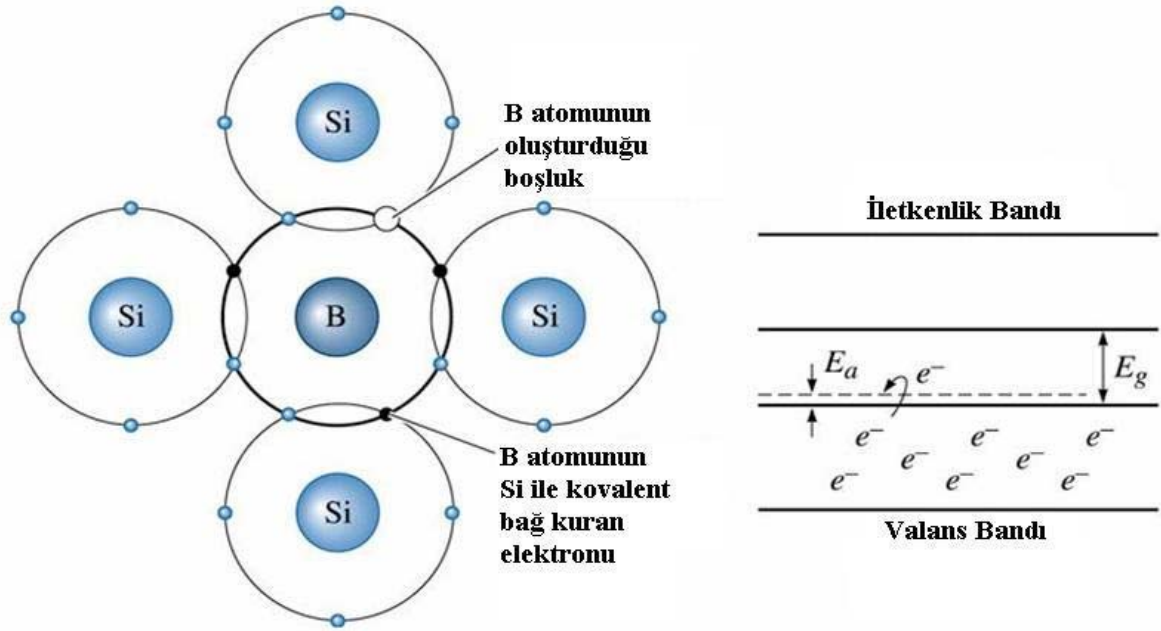
Şekil 2.11 Antimon katkılı n-tipi Si yarıiletken ve donör enerji seviyesinin oluşumu

Benzer şekilde, periyodik cetvelin 3A grubu elementlerinden B atomu Si kristaline katkılanırsa silisyum atomlarıyla kovalent bağ kurarak örgü noktalarına yerleşir. Yalnız, bor atomunun valans bandında 3 elektronu olduğu için Şekil 2.12’de görüldüğü gibi kovalent bağlardan birinde boşluk kalır. Bu bağdaki boşluk komşu silisyum atomlarının elektronlarıyla dolabilir ve B pozitif iyon haline gelebilir. Boşluk bu sayede kristal içinde silisyum bağlarıyla hareket edebilir. Bu tür katkı atomlarına alıcı (akseptör) ve böyle katkılı yarıiletkenlere p-tipi yarıiletken denir. P-tipi yarıiletkenin yasak bandı içinde valans bandının hemen üstünde izinli bir akseptör seviyesi oluşur ve valans bandındaki elektronlar kolayca bu seviyeye çıkarak valans bandında boşluklar oluşturur (Şekil 2.12). Bu durumda çoğunluk yük taşıyıcıları (delikler) boşluklardır.

Serbest elektronlar ısısal enerji etkisiyle yarıiletkende hareket edebilirler. Hareket esnasında elektronlar kristaldeki atomlarla ve kusurlarla çarpışırlar. Bu durumda onların hareket yönleri değişir ve hareketleri düzensizdir. Serbest yük taşıyıcılarının (elektronlar ve boşluklar) iki çarpışma arasında ki uzaklığına serbest yol uzunluğu ve bu uzaklıkların ortalamasına ortalama serbest yol uzunluğu denir (2.24).

$$\ell = \bar{v}_0 \tau \quad (2.24)$$

Denklem (2.24)’deki hız ve zaman ortalama hız ve ortalama serbest zamandır. Yarıiletkende oda sıcaklığında elektronların ortalama hızı yaklaşık 10^7 m/sn’dir. Bu düzensiz hareketler belirli bir yönde olmadığı için yarıiletkende akım oluşmaz.



Şekil 2.12 Bor katkılı p-tipi Si yarıiletken ve akseptör enerji seviyesinin oluşumu

Yarıiletkene dış elektrik alan uygulandığı zaman, serbest elektronlar elektrik alanın tersi yönünde ivmelenirler. Hızlanan elektronlar örgü atomlarıyla ve kusurlarla çarpıştığında kinetik enerjilerini örgüye aktarırlar ve örgüyle ısısal dengeye ulaşırlar. Çarpışmadan sonra tekrar hızlanırlar. Dış elektrik alanda elektronların hareketi düzensiz ısısal ve elektrik alanda yönlendirilmiş hareketlerden oluşur. Böylece elektronların yönlendirilmiş ortalama hızı sıfırdan farklıdır ve yarıiletkeninde akım oluşur.

Çizelge 2.3 Silisyum ve Germanyum'un yasak bandında katkıların iyonlaşma enerjileri [3]

Katkı Atomu	Silisyum		Germanyum	
	$E_d(\text{eV})$	$E_a(\text{eV})$	$E_d(\text{eV})$	$E_a(\text{eV})$
P	0.045		0.0120	
As	0.049		0.0127	
Sb	0.039		0.0096	
B		0.045		0.0104
Al		0.057		0.0102
Ga		0.065		0.0108
In		0.160		0.0112

Çizelge 2.3'de dikkat edilirse katkı atomlarının iyonlaşma enerjileri yasak bant genişliğine göre çok küçüktür. Bölüm 2'nin başında iletkenlikten bahsederken çok az katkı atomunun yarıiletkenin iletkenliğini çok büyük oranda arttırdığından bahsetmiştik. Bu durum katkı atomlarının yarıiletken içinde kolayca iyonlaşabilmesinden kaynaklanır.

Çizelge 2.4 Si, Ge, GaAs ve SiC'un bazı özellikleri

Özellikler	Si	Ge	GaAs	SiC
Yasak Bant Genişliği (eV)	1.11	0.67	1.43	2.86
Elektronların mobilitesi μ_n ($\text{cm}^2/\text{V.s}$)	1350	3900	8500	500
Deliklerin mobilitesi μ_p ($\text{cm}^2/\text{V.s}$)	480	1900	400	-
Dielektrik sabiti ϵ	11.8	16.0	13.2	10.2
Özdirenç ρ ($\Omega.\text{cm}$)	2.5×10^5	43	4×10^8	10^{10}
Yoğunluk (g/cm^3)	2.33	5.32	5.31	3.21
Örgü parametresi (nm)	0.543	0.565	0.565	0.581
Erime noktası (^0C)	1415	936	1238	2830

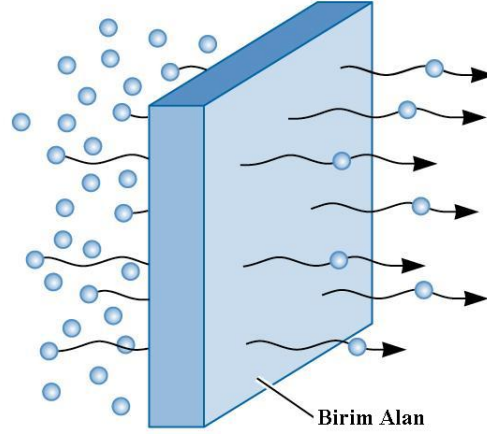
Çizelge 2.4'de bazı yarıiletkenlerin önemli parametreleri verilmiştir.

2.4 Yarıiletkenlerde Difüzyon

Katılarda atomlar, ısıl etkiyle denge konumları etrafında küçük genlikli titreşim hareketi yaparlar. Eğer kristaldeki atomlar arası etkileşmelerin sonucunda herhangi bir atom yüksek enerjiye sahip ve bu enerji komşu atomlarla kimyasal bağları kurmaya yetecek miktarda ise (eğer $E > W$, burada W atomlar arası potansiyel engellerin yüksekliğidir), atom, kristaldeki bir denge konumundan komşu boş denge konumuna (vakansiyona veya arayere) geçebilir. Geçişten sonra atomun enerjisi kristaldeki ortalama enerjiye kadar küçülür. Zaman geçtikçe aynı atomun enerjisi yeniden artabilir ve atom yeni denge konumuna atlayabilir. Bu işlem, kristalde çok sayıda tekrarlanabilir. Malzemedeki atomların bu türlü hareketleri difüzyon olayının temelidir. Böylece, atomların ısı etkisiyle bir denge konumundan diğerine atlamalarına difüzyon denir. Başka deyişle difüzyon atomların malzemede taşınmasıdır..

Malzemelerin üretimi ve uygulamaları sırasında görülen tüm işlemler (kristal büyütülmesi, katılaşma, çökeltme, yeniden kristalleşme, tane büyümesi, faz oluşma, faz geçişi vb.) büyük ölçüde atomların kütle içindeki hareketlerine yani difüzyona bağlıdır.

Difüzyon kuralları ilk defa 1855 yılında Adolf Fick tarafından verilmiştir ve bunlar difüzyonun birinci ve ikinci (veya Fick'in birinci ve ikinci) kuralları olarak tanımlanır.



Şekil 2.13 Birim yüzeyden geçen parçacıkların difüzyonu

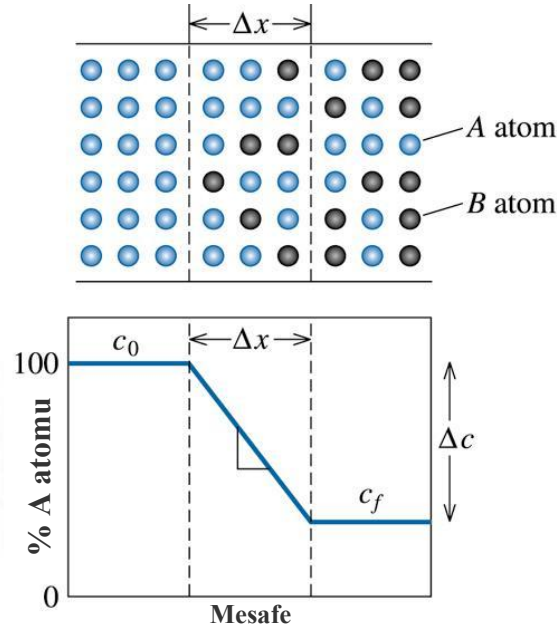
Difüzyonun birinci kuralı, parçacıkların difüzyon akışı J (J , bir saniyede birim alandan geçen parçacıkların sayısıdır (Şekil 2.13) ve onların yoğunluk gradyenti $\partial N / \partial x$ ile (N malzemenin birim hacminde yerleşen parçacıkların sayısıdır veya yoğunluğudur) ilişkisini ifade eder. İki türlü atomdan (A ve B) oluşan kübik kristalin A-atomlarının bir boyutlu (x eksen yönünde) difüzyonunu göz önüne alalım (Şekil 2.14). x eksen yönünde A-atomlarının konsantrasyon gradyanı $\frac{\partial N_A}{\partial x}$, x_1 düzeyindeki atomların konsantrasyonu $N_A + a \frac{dN_A}{dx}$ ve x_2 düzeyindeki atomların konsantrasyonu N_A dır.

A-atomlarının denge konumlarında kalma zamanı τ dır ve atomların ortalama atlama frekansı $\nu = 1/\tau$ olur. Kristal örgüsünde atomların $1/6$ lık bir kısmı (x)-ekseni yönünde ve aynı miktarda atom ters ($-x$)-yönünde hareket etmektedir. ($+x$)-ekseni yönünde, x_1 -düzeyinden x_2 -düzeyine S -alanından 1 saniyede geçen atomların sayısı ($V=aS$) hacimdeki atomlarının sayısı $1/6\tau$ ile çarpımına eşittir.

$$J_{12} = \left(N_A + a \frac{dN_A}{dx} \right) \frac{aS}{6\tau} \quad (2.25)$$

Burada S , x -eksenine dik olan numunenin kesit alanıdır. Zıt yönde, x_2 -düzeyinden x_1 -düzeyine S -alanından 1 saniyede atlayan A-atomlarının sayısı şu ifade ile verilir:

$$J_{21} = N_A \frac{aS}{6\tau} \quad (2.26)$$



Şekil 2.14 İki farklı atomdan oluşan kübik kristalde difüzyon dağılımı

Böylece, A-atomlarının x yönünde toplam difüzyon akışı şu şekli alır:

$$J = J_{21} - J_{12} = -\frac{a^2 S}{6\tau} \frac{dN_A}{dx} \quad (2.27)$$

Birim alandan geçen atomların akışı (2.28)'de ki gibidir.

$$J = -\frac{a^2}{6\tau} \frac{dN}{dx} \quad (2.28)$$

Eğer difüzyon katsayısı için

$$D = \frac{a^2}{6\tau} \quad (2.29)$$

eşitliği dikkate alınırsa (2.28) denklemi

$$J = -D \frac{dN}{dx} \quad (2.30)$$

şeklini alır. Burada D hareket eden parçacıkların difüzyon katsayısıdır. Genel olarak, difüzyon katsayısı aşağıdaki ifadeyle verilir:

$$D = \alpha a^2 v \quad (2.31)$$

Burada α kristal örgüsüne bağlı boyutsuz katsayıdır. $\alpha=1/3$ basit kübik kristal için, $\alpha=1/8$ hacim merkezli kübik ve $\alpha=1/12$ yüzey merkezli kübik kristal içindir.

(2.30) denklemi, difüzyonun birinci kuralı veya Fick'in birinci kuralı olarak tanımlanır. Homojen katılarda atomların serbest difüzyon akışı yoğunluk gradyanı ile orantılıdır. Birinci difüzyon denklemindeki (2.30) eksi işareti, atomlarının akışında yoğunluk gradyanının giderek azaldığını göstermektedir. Atomların difüzyon katsayısı (2.31), örgü parametrelerine (veya atomların atlama uzaklığına) ve ortalama atlama frekansına (ν) bağlıdır. Difüzyon katsayısı atomların malzemede hareket hızını karakterize eder ve boyutu $[\text{cm}^2/\text{s}]$ dir. Atomların yarıiletkenlerde difüzyon katsayısı yüksek sıcaklıklarda ($500^\circ\text{C} - 1000^\circ\text{C}$) yaklaşık $(10^{-6} - 10^{-14}) \text{cm}^2/\text{s}$ aralığında değişmektedir.

Difüzyonun birinci kuralında (2.30) , süreklilik denklemini

$$\frac{\partial N}{\partial t} = - \frac{\partial J}{\partial x} \quad (2.32)$$

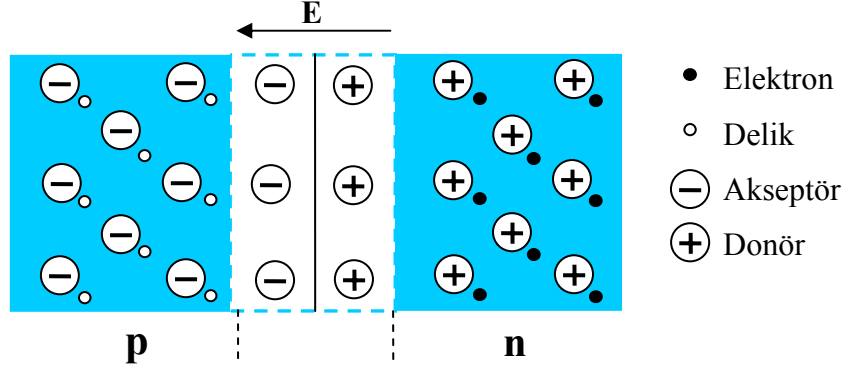
kullanırsak, bu durumda (2.30) denklemini aşağıdaki şekilde yazabiliriz

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D \frac{\partial^2 N}{\partial x^2} \quad (2.33)$$

Bu denklem, difüzyonun ikinci kuralı veya Fick'in ikinci kuralı olarak tanımlanır. (2.33) denklemi, yoğunluğun zamanla değişme hızının, yoğunluğun ikinci türevine bağlılığını göstermektedir.

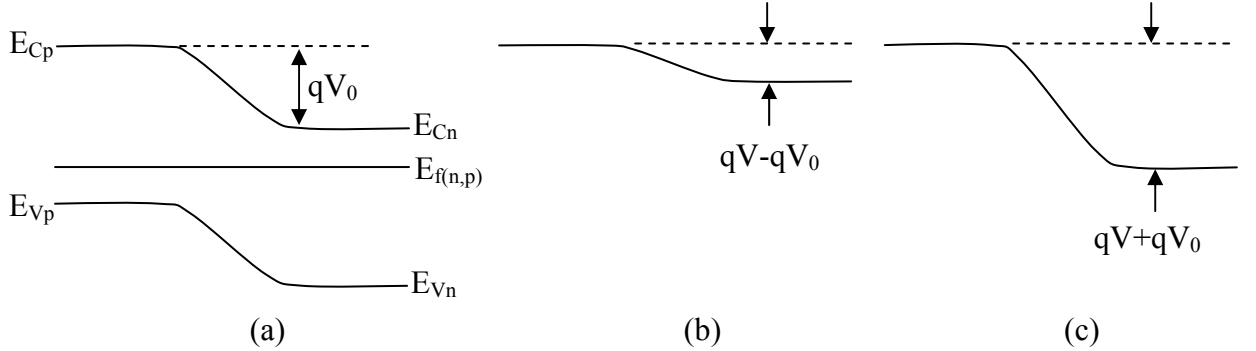
2.5 p-n eklem

İki farklı tip iletkenliğe sahip yarıiletkenler birbirleriyle temas ettirildiğinde p-tipi ve n-tipi arasındaki geçiş bölgesi (yaklaşık $0,1-1 \mu\text{m}$ genişliğinde) p-n eklemi olarak tanımlanır. p-tipi ve n-tipi yarıiletkenlerin temas bölgesinde elektron ve deliklerin yoğunluk gradyanları nedeniyle, elektronların difüzyon akışı n-tipi yarıiletkenden p-tipi yarıiletkene, deliklerin akışı ise ters yönde p-tipi yarıiletkenden n-tipi yarıiletkene oluşmaktadır (Şekil 2.15). Yük taşıyıcılarının difüzyonu neticesinde, yarıiletkenlerin temas bölgesindeki yüklerin elektriksel dengelenme şartı bozulmaktadır. Kontak bölgesinin p-kenarında, deliklerden arınmış negatif yüklü bir bölge oluşur, bölgede akseptör iyonları kalır. Kontak bölgesinin n-kenarında ise elektriksel dengelenmemiş pozitif yüklü donör iyonları kalır.



Şekil 2.15 p-n eklemde arınma bölgesinin oluşması

Böylece, p ve n-tipi yarıiletkenlerin arasında iki zıt yönlü katmandan oluşmuş bölge meydana gelir. Bu bölgeye p-n eklem (p-n kavşak) denir ve bölgenin genişliği p-n eklemine genişliği olarak tanımlanır. p-n eklemi elektriksel kondansatöre benzemektedir. p-n eklemine içinde, kondansatördeki gibi n-tipi yarıiletken p-tipi yarıiletken yönlenmiş sabit elektrik alanı E meydana gelmektedir (Şekil 2.15). Yük taşıyıcılarının difüzyonu ile oluşmuş elektrik alan yük taşıyıcılarının sonraki difüzyonuna engel olmaktadır. Sonuçta, yük taşıyıcılarının difüzyon akışı dengeye gelir ve p-n eklemine elektrik alanı etkisiyle oluşmuş elektrodifüzyon akışı durur. n-tipi ve p-tipi bölgeler arasında potansiyel farkı veya kontak potansiyel farkı meydana gelir. n-tipi bölgenin potansiyeli, p-tipi bölgenin potansiyeline göre pozitifdir.



Şekil 2.16 (a) p-n eklemde denge, (b) ileri yönde dış elektrik alan, (c) ters yönde dış elektrik alan uygulanması halinde enerji bant yapısı

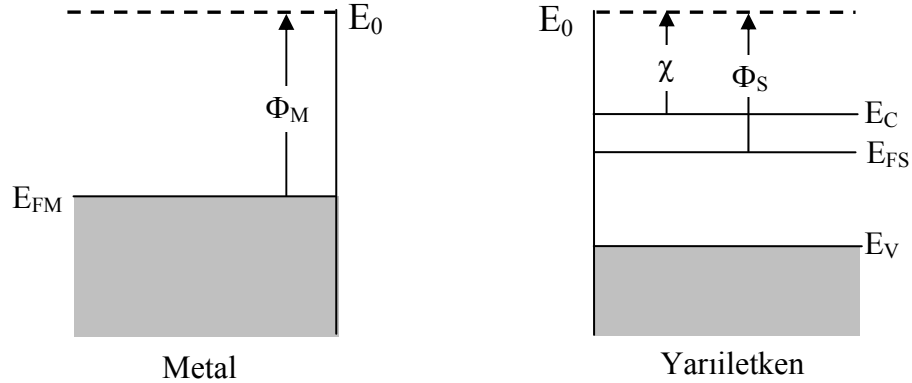
Şekil 2.15'de ki p-n eklemine E elektrik alanına zıt yönde dışarıdan gerilim uygulandığında p-n eklem ileri yönde kutuplanmış olur. Yani, p tarafı pozitif, n tarafı negatif kutuplanırsa Şekil 2.16b'de ki gibi potansiyel engel küçülür ve yük taşıyıcıların engeli geçme olasılığı artar. Böylece, $V > V_0$ olduğunda eklemde akım geçer. Tam tersi yapıldığında potansiyel engel daha da büyüyeceği için eklemde akım geçmez (Şekil 2.16c).

2.6 Metal-Yarıiletken Schottky kontakları

p-n eklemlerde olduğu gibi metal-yarıiletken kontaklar da sınır bölgesinde potansiyel engel oluşturabilirler. Bu kontaklara Schottky kontaklar denir.

p-n veya Schottky kontaklar lineer olmayan akım-gerilim karakteristiklerine sahiptir. Kontakların lineer olmayan özellikleri, elektrik akımının doğrultulması, yükseltilmesi ve elektrik sinyalleri oluşturmak için kullanılabilir. Metal-yarıiletken doğrultucu kontaklara Schottky diyot adı verilir ve bunlar doğru akım, yüksek frekanslı akım ve mikrodalga uygulamaları ve bazı fiziksel parametrelerin analizini yapan cihazlarda sıkça kullanılır. Yarıiletken teknolojisinde Si(100) altlık malzemesi en sık kullanılan malzemedir. Schottky diyotların engel yüksekliği hakkında en önemli verileri elektriksel karakteristikleri belirler.

Kristal içinde elektronlar örgü atomlarının Coulomb etkisi altındadır ve potansiyel enerjileri serbest elektrondan daha düşüktür. Kristal içinden elektronu dışarı (vakuma) çıkarabilmek için gereken eşik enerjisine iş fonksiyonu veya çıkış işi adı verilir. Katılarda termodinamik iş fonksiyonu, elektronu Fermi seviyesinden vakuma çıkarmak için gereken enerjidir. Bu değer kristal yapıya bağlıdır ve yarıiletkenlerde (1-6) eV arasında değişir.

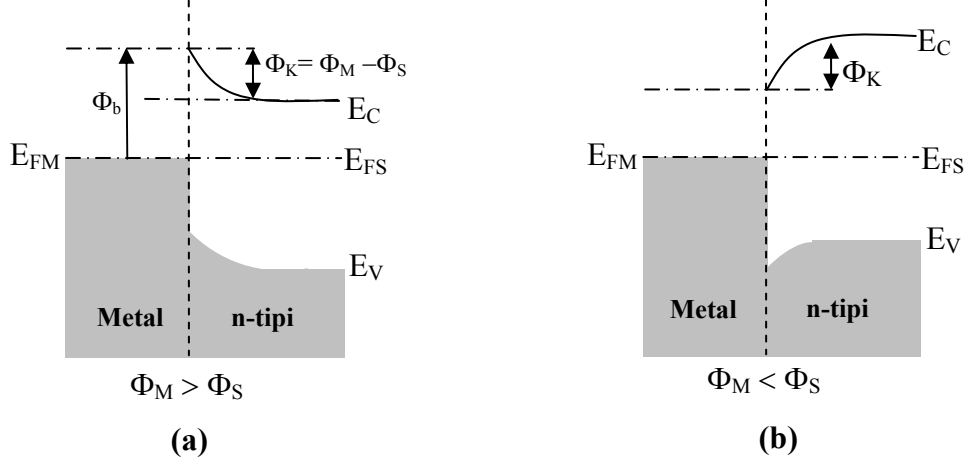


Şekil 2.17 (a) metalin ve (b) yarıiletkenin bant diyagramında iş fonksiyonları

Metal ve yarıiletken temas ettiğinde doğrultucu Schottky veya ohmik kontak oluşması iş fonksiyonlarının büyüklüğüne bağlıdır. Şekil 2.17 metal ve yarıiletkenin temas durumunda oluşan eklemin band yapısını göstermektedir. n-tipi yarıiletken için eğer, $\Phi_M > \Phi_S$ ise elektronlar yarıiletkenden metale geçecektir (Şekil 2.18a). Bu difüzyon sonucunda metal fazla negatif yük ve yarıiletkenin yüzey bölgesinde fazla pozitif yüklü bölge oluşur. Difüzyon Fermi seviyesi dengeleninceye kadar devam eder. Yarıiletkende ise elektronlardan arınmış bir bölge oluşur. Elektron geçişleri sonucunda yarıiletkenin yüzeyinde enerji bandı eğimi oluşur ve bu eğim iş fonksiyonlarının farkı ile belirlenir (2.34). Arınma bölgesinde oluşan elektrik alan elektronları arınma bölgesinden uzaklaştırır. Elektrik alan etkisiyle hareket eden

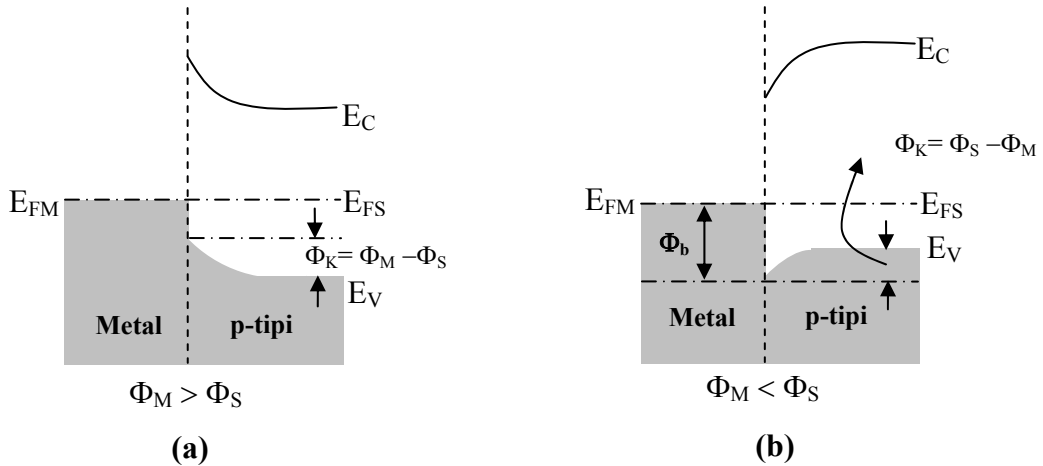
elektronun potansiyel enerjisi artar ve en büyük değerine metal-yarıiletken sınırında ulaşır. Bant yapısındaki bu eğim elektronların potansiyel enerjisinin koordinatla değişimini ifade eder. Bu durumda Schottky(doğrultucu) kontak oluşur. $\Phi_M < \Phi_S$ durumunda ise doğrultucu olmayan ohmik kontak oluşur.

$$\Phi_K = \Phi_M - \Phi_S \quad (2.34)$$



Şekil 2.18 (a) metal-n tipi doğrultucu kontak, (b) metal-n tipi ohmik kontak,

Metalin çıkış işi n-tipi yarıiletkenin çıkış işinden daha büyük olduğunda (Şekil 2.18a), elektronlar yarıiletkenden metale geçerler ve yarıiletkenin temas yüzeyinde direnci yüksek elektronlardan arınmış bir tabaka oluşur. Bu tip kontaklar doğrultucu kontakların temelini oluşturur ve Schottky kontak olarak adlandırılır. Aksine, Şekil 2.18b'de ki gibi $\Phi_M < \Phi_S$ ise, bu durumda metalden yarıiletkene elektron akışı olur ve yarıiletkenin temas yüzeyinin direnci azalır. Bu tip kontaklarda ohmik kontakların temelini oluşturur. p-tipi yarıiletken içinde benzer fakat tam tersi durum söz konusudur. Eğer, $\Phi_M < \Phi_S$ ise (Şekil 2.19b) doğrultucu kontak, $\Phi_M > \Phi_S$ ise (Şekil 2.19a) ohmik kontak oluşur.



Şekil 2.19 (a) metal-p tipi ohmik kontak, (b) metal-p tipi doğrultucu kontak

Elektronlardan arınmış bölgenin kalınlığı(2.35) metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonları farkının büyüklüğüne ve yarıiletkenin katkı atomu yoğunluğuna bağlıdır (Caferov, 2000).

$$L_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon\varphi_K}{eN_d}} \quad (2.35)$$

$\Phi_K = e\varphi_K$ 'dır ve N_d donör yoğunluğudur. Eğer, arınma bölgesi genişliği L_0 elektronların serbest yol uzunluğundan (λ) çok büyükse, bu bölgede elektronların hareketi difüzyon kuralları ile belirlenir.

Elektronların yarıiletkenden metale geçmesi için $\Phi_b = \Phi_M - \chi$ engelini aşması gerekir. Eğer, ekleme dışarıdan doğru yönde V gerilimi (metal (+), n-tipi yarıiletken (-)) uygulanırsa, bu durumda eV kadar engel yüksekliği azalır. Aynı zamanda arınma bölgesi genişliği de azalır (2.36). Aksine ters gerilim uygulanması durumunda ($-V$) arınma bölgesi genişliği artar ve çok zayıf akım geçer. Bu şekilde Schottky diyotta doğrultma olayı gerçekleşir. Çizelge 2.5'de bazı metallerin iş fonksiyonu ve Çizelge 2.6'da bazı yarıiletkenlerin elektron ilgisi değerleri verilmiştir.

$$L = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon(\varphi_K - V)}{eN_d}} \quad (2.36)$$

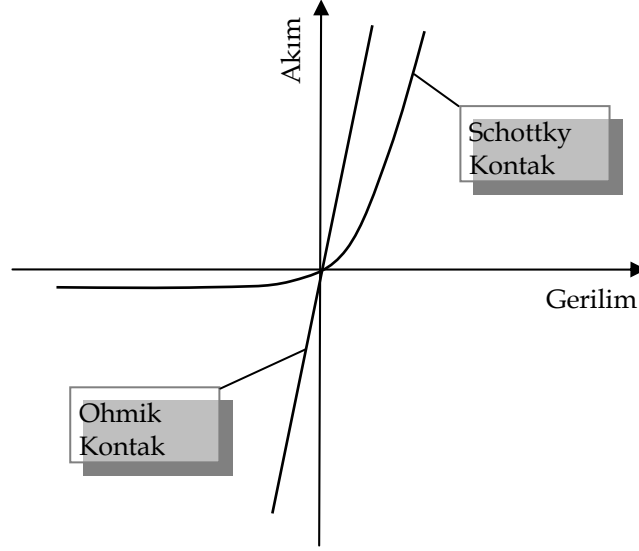
Çizelge 2.5 Bazı metallerin iş fonksiyonları Φ_M (eV)

Ag	4.26
Al	4.28
Au	5.10
Cr	4.50
Mo	4.60
Ni	5.15
Pd	5.12
Pt	5.65
Ti	4.33
Zr	4.05
W	4.55

Çizelge 2.6 Bazı yarıiletkenlerin elektron ilgisi χ (eV)

Ge	4.13
Si	4.01
GaAs	4.07
AlAs	3.50

Bir Schottky diyot yüksek kavşak engeline ve düşük katkı iyonuna sahip metal-yarıiletken eklemdir. Schottky diyotlarda akım genel olarak çoğunluk yük taşıyıcılarına bağlıdır. p-n eklemin aksine azınlık yük taşıyıcıların katkısı ihmal edilebilir. Ayrıca Schottky diyotun ters akımı engeli aşan çoğunluk yük taşıyıcısına bağlıdır ve p-n ekleme nazaran daha az sıcaklığa bağlıdır. Ters kaçak akımı belli bir gerilimden sonra doyuma ulaşır ve bu akıma doyma akımı denir (Şekil 2.20).



Şekil 2.20 Schottky ve ohmik kontak akım gerilim karakteristiği

Schottky diyotun akım gerilim karakteristiği (2.37)'de ki gibidir. I_s akımı, diyotun $V=0$ için doyma akımı ve A^* yarıiletkeneye bağlı Richardson sabitidir ve karakteristik bir değerdir (2.39). Richardson sabiti, n-Si için 110, p-Si için 32'dir (S. M. Sze, 2002).

$$I = I_s \left(\exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right) - 1 \right) \quad (2.37)$$

$$I_s = A A^* T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_b}{k_B T}\right) \quad (2.38)$$

$$A^* = \frac{m^* e k_B^2}{2\pi^2 \hbar^3} \quad (2.39)$$

Schottky diyotlarda akımın çoğunluk yük taşıyıcılarla oluşması ve yük taşıyıcıların ısısal (termoiyonik) uyardımlarla engeli aşmasından dolayı bu diyotlar p-n diyotlara göre daha hızlı çalışır. P-n ekleme ise rekombinasyonla akım oluşur.

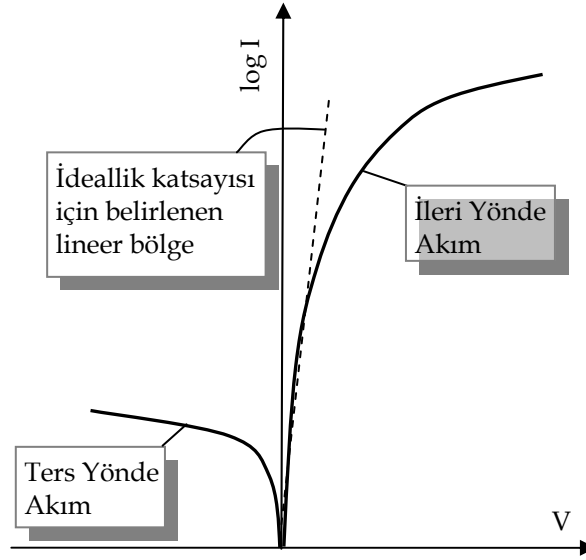
Gerçekte, Schottky diyotun yük taşıyıcı hareketi hem ısısal uyarıyla hem de elektrik alan etkisiyle olur. Ayrıca, aşırı katkılanmış Schottky diyotun engel genişliği de küçük olduğundan elektron geçişleri tünelleme yoluyla olur. İdeal Schottky diyot için akım sadece ısısal uyarıyla

oluşur ve hesaplamalarda (2.40) denklemi kullanılır. İdeallik faktörü $\beta = 1$ ise diyot ideal Schottky diyottur.

Schottky diyotun akım-gerilim karakteristiği için ifade (2.40)'deki yaklaşık bir (ampirik) ifadedir fakat ideallik faktörü hesaba katıldığı için çok iyi bir şekilde Schottky diyotun akım-gerilim ilişkisini ifade eder.

$$I = I_s \exp\left(\frac{eV}{\beta k_B T}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{eV}{k_B T}\right) \right] \quad (2.40)$$

İdeallik faktörü deneysel olarak elde edilen $\log(I)$ - V grafiğinden elde edilir. Bu grafiğin ileri yöndeki akım eğrisinin lineer değişen bölümünün eğiminin tersi bize ideallik katsayısını verir (Şekil 2.21). Kısaca ideallik katsayısı deneysel olarak bir düzeltme sabitidir ve hesaplamalarda çok iyi sonuç verir (2.41).

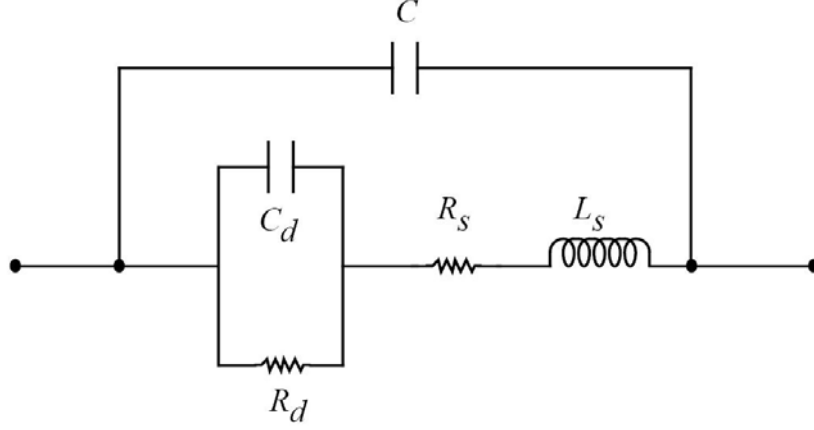


Şekil 3.20 Schottky diyotun $\log(I)$ - V grafiği

$$\beta = \frac{e}{k_B T} \left(\frac{dV}{d \ln I} \right) \quad (2.41)$$

Schottky eklemının arınma bölgesinin yük dağılımı kapasitansını belirler. Dışarıdan gerilim uygulandığında ise oluşan akım etkisiyle arınma bölgesinin sınırlarında yük dağılımı değişir. Schottky diyotun kapasitansı arınma bölgesinin engel yüksekliğine bağlıdır. Diyota dışarıdan doğru yönde gerilim uygulandığında, geçiş bölgesi kalınlığı ve direnci küçülür. Ters yönde gerilim uygulanırsa geçiş bölgesi kalınlığı ve direnci artar. Bu nedenle, Schottky diyotların kapasitansı gerilimle değişir.

Genel olarak tüm eklemlerde kapasitans, engel kapasitansı ve difüzyon kapasitansı olmak üzere iki bileşenden oluşur. Schottky diyotlarda azınlık yük taşıyıcı akımı olmadığı için difüzyon kapasitansı yoktur, sadece engel kapasitansı vardır. Şekil 3.21’de C diyotun geometrisine bağlı kapasitansı, R_s ohmik kontaklarla birlikte seri direnci, L_s seri indüktansı, C_d ve R_d eklemelin engel kapasitansı ve direncini gösterir.



Şekil 3.21 Schottky diyotun eşdeğer devresi

Arınma bölgesinde yüklerin konuma bağlı dağılımı Poisson denklemiyle çözülür. Elektrik alanın veya potansiyelin koordinatla dağılımı, hacimsel yük yoğunluğu $\rho(x)$ 'e bağlı olarak değişir (2.42).

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon\epsilon_0} \quad (2.42)$$

Poisson denkleminin sınır şartlarına bağlı çözümü bize çoğunluk yük taşıyıcı yoğunluğu dağılımını verir ve bu da katkı yoğunluk dağılımıyla aynıdır. $\rho(x)=eN(x)$ olduğuna göre katkı yoğunluğu dağılımı kapasitanstan hesaplanabilir. Denklem (2.43)'teki A, diyotun etkin yüzey alanını, N katkı yoğunluğunu, ϵ ise yarıiletkenin dielektrik sabitini ifade eder.

$$C_d = A\sqrt{\frac{\epsilon\epsilon_0 eN}{2\phi_K}} \quad (2.43)$$

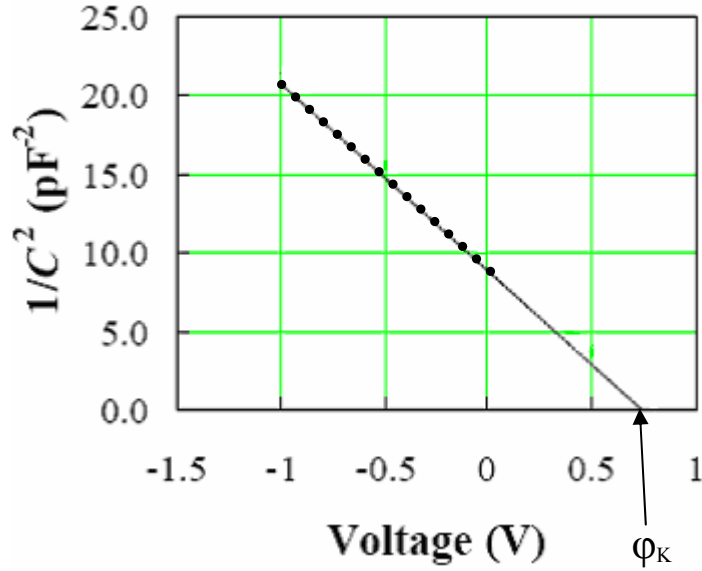
Potansiyel farkı uygulandığı zaman kapasitans (2.44) ifadesiyle hesaplanır.

$$C_d = A\sqrt{\frac{\epsilon\epsilon_0 eN}{2(\phi_K - V)}} \quad (2.44)$$

(2.44) ifadesi Schottky diyotun kapasitansı olarak kabul edilir, çünkü Schottky diyot düzlemsel bir kondansatör gibi davranır. Bu ifadeden N yoğunluğunu (2.45) denklemine dönüştürerek bulabiliriz.

$$N = \frac{2}{e\epsilon\epsilon_0 A^2} \left[\frac{d(C^{-2})}{dV} \right]^{-1} \quad (2.45)$$

Kapasitans gerilim (C^{-2} -V) eğrisi çizildiğinde, grafiğin lineer bölgesinin gerilim eksenini kestiği nokta metal ve yarıiletkenin çıkış işlerinin farkını verir ve bu değerden (2.45) denklemini kullanarak Schottky diyotun yarıiletken bölgesindeki elektron yoğunluğunu bulmak mümkündür. Bu potansiyel değerine aynı zamanda difüzyon potansiyeli de denir (Şekil 2.23).



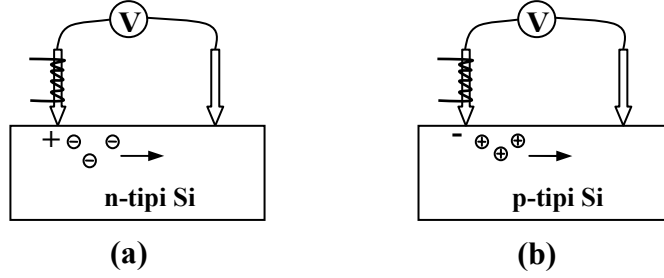
Şekil 2.23 Shottky diyotun $1/C^2$ -V grafiği ile ϕ_K difüzyon potansiyelinin bulunması

3. ÖLÇME YÖNTEMLERİ VE DENEYSEL ÇALIŞMALAR

3.1 Silisyum Altlıkların Bazı Özelliklerinin Belirlenmesi

3.1.1 İletkenlik Tipinin Belirlenmesi

Silisyum altlıkların iletkenlik tipi termoelektrik ölçme yöntemi ile belirlendi. Termoelektrik yöntemde silisyum yüzeyine (+) ucu yaklaşık 300 °C olan diğer (-) ucu oda sıcaklığında olan bir voltmetre kullanıldı. Silisyum üzerinde iki farklı noktaya temas ettirilen probların sıcak olanı temas eden yüzeyi ısıttı. Elektronların sıcak bölgeden soğuk bölgeye hareketlenmesi sonucunda, n tipi silisyumun sıcak bölgesi daha pozitif yüklü bir hal aldı ve voltmetrede görünen değer yükseldi (Şekil 3.1a). P tipi silisyumda ise sıcak bölgenin elektrik yükü negatif olmaya başladı. Sıcak bölgenin daha negatif olması çoğunluk yük taşıyıcısının boşluklar olduğunu gösterdi (Şekil 3.1b).

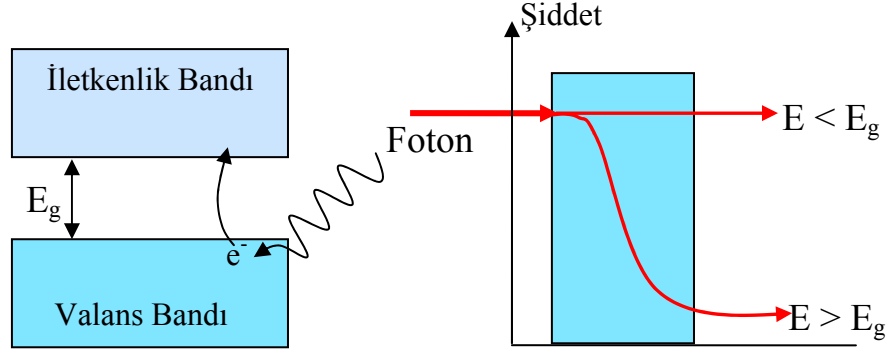


Şekil 3.1 Termoelektrik yöntemle (a) n-tipi ve (b) p-tipi silisyumun altlıkların iletkenlik tipinin belirlenmesi

3.1.2 Yarıiletkenin Yasak Band Genişliğinin Ölçümü

Bir yarıiletkene elektromanyetik dalga veya fotonlar gönderildiğinde, yarıiletkenin fotonları yansıtması, geçirmesi ve soğurması olayları gerçekleşir. Bir yarıiletkene gelen fotonların enerjisi yasak band enerji aralığına eşit veya büyük olması durumunda fotonlar soğurulur yani valans bandındaki elektronlarla etkileşerek bu elektronları iletkenlik bandına uyarabilir (Şekil 3.2). Bu durumda, eğer geçirgenlik testi yapılırsa hangi dalga boyunda soğurmanın başladığı ve bu dalga boyunun hangi enerjiye karşılık geldiği hesaplanabilir (3.1).

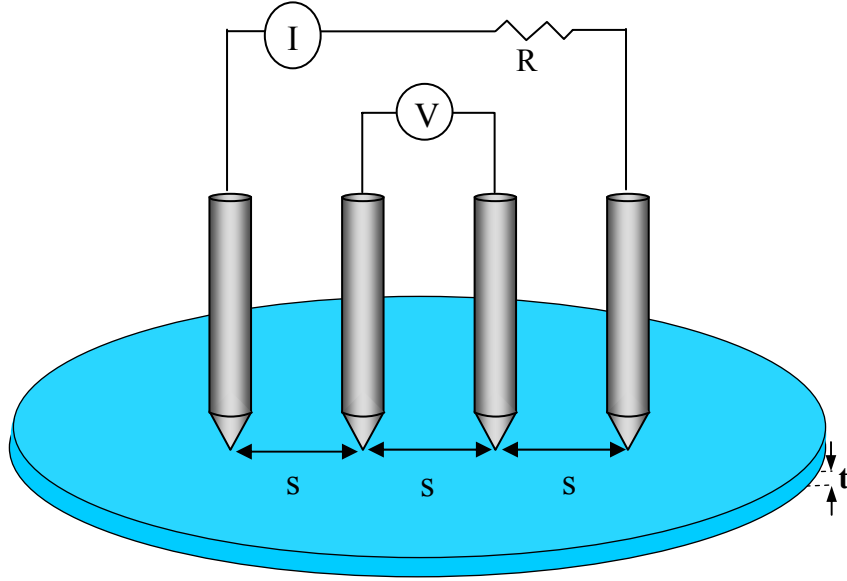
$$E_g = \frac{hc}{\lambda} = \frac{(6,62 \times 10^{-34} \text{ J.s})(3 \times 10^{10} \text{ cm/s})}{\lambda(1,6 \times 10^{-19} \text{ J/eV})} \quad (3.1)$$



Şekil 3.2 Yarıiletkende fotonun soğurulması

3.1.3 Dört Nokta Prob Yöntemiyle Özdirenç Ölçümü

Yarıiletken malzemelerin özdirenç ölçümünde çok kullanılan yöntemlerden biridir. Aynı çizgide sıralanmış ara mesafeleri eşit dört uçtan oluşur (Şekil 3.3). Dıştaki iki uçla akım kaynağından akım uygulanır. Ortadaki iki uçla yüzeyde oluşan çizgisel akımın oluşturduğu gerilim ölçülür. t , örneğin kalınlığı ve s , prob uçları arasındaki mesafedir. $t \ll s$ durumu için özdirenç ifadesi (3.2) ifadesi kullanılır.



Şekil 3.3 Dört nokta prob yöntemiyle özdirenç ölçümü

$$\rho = \frac{\pi \cdot t}{\ln 2} \left(\frac{V}{I} \right) \quad (3.2)$$

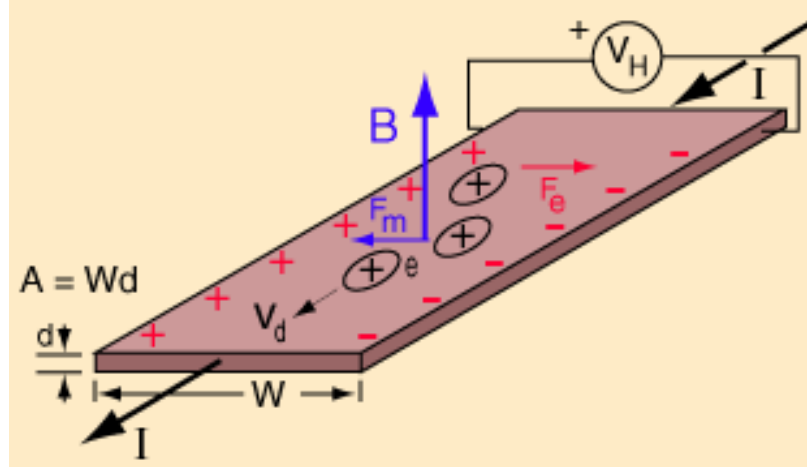
3.1.4 Yük Taşıyıcılarının Mobilite ve Yoğunluğunun Belirlenmesi

Bir düzlemsel ince levha iletken malzemenin iki ucundan elektrik akımı geçerken akıma ve düzleme dik yönde manyetik alan uygulanırsa, diğer karşı uçları arasında bir gerilim oluşur. 1879 yılında E. H. Hall tarafından keşfedilen bu olaya Hall olayı denir.

Uygulanan B manyetik alan etkisiyle yük taşıyıcılarına F_m manyetik kuvveti etki eder. Bu kuvvet, manyetik alandaki hareketli yüklere etki eden Lorentz kuvvetidir (Şekil 3.4). Malzemedeki boşluklar F_m manyetik kuvveti yönünde ve elektronlar da ters yönde hareketlenerek levhanın iki kenarı arasında bir potansiyel kutup oluştururlar. Bu kutuplaşma sonucunda F_m yönüne zıt ve eşit bir elektrik alan (F_e) oluşur. Bu elektrik alan Hall alanıdır. Çünkü B manyetik alan şiddeti ve I akımı sabit iken yük taşıyıcıların hareketi dengelenir ve durur. Burada yüklerin hareket yönü ve manyetik alan yönü birbirine dik olduğu için Lorentz kuvvetinin ifadesi (3.4)'de ki gibidir.

$$\vec{F}_m = q(\vec{v} \times \vec{B}) \quad (3.3)$$

$$F_m = qvB \quad (3.4)$$



Şekil 3.4 Akım ve manyetik alan uygulanan bir malzeme üzerinde oluşan Hall olayı

Manyetik alan kuvveti ve Hall kuvveti eşitliğinden Şekil 3.4'te oluşan V_H Hall gerilimi bulunabilir(3.6). Denklem (3.7)'de E_H Hall alanı ve w örneğin Hall alanı yönündeki uzunluğudur.

$$F_m = F_e = qE_H \quad (3.5)$$

$$qvB = qE_H \quad (3.6)$$

$$E_H = \frac{V_H}{w} \quad (3.7)$$

Eğer akım yoğunluğu J ve yük taşıyıcı yoğunluğu n ise;

$$J = \frac{I}{wd} = nev \quad (3.8)$$

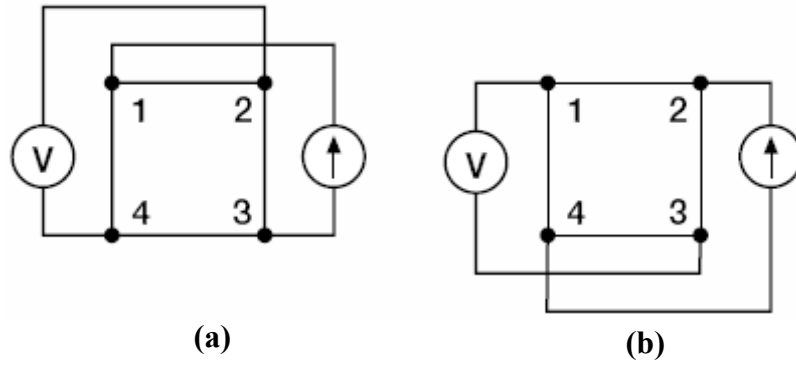
(3.8) denklemi ile (3.6) denkleminde Hall gerilimi akım, manyetik alan şiddeti, örnek kalınlığı ve yük taşıyıcı yoğunluğu cinsinden bulunabilir (3.9).

$$V_H = \frac{1}{ne} \frac{BI}{d} \quad (3.9)$$

Burada $1/ne$ ifadesi Hall katsayısıdır ve R_H ile gösterilir. Hall katsayısı deneysel olarak bulunabilir ve bu yöntemle yarıiletkenlerde boşlukların ve elektronların yoğunluğu hesaplanabilir. Hall sabitinin işareti n-tipi yarıiletkenlerde negatiftir.

$$R_H = \frac{V_H d}{BI} \quad (3.10)$$

Kare şeklinde silisyum altlık için Hall olayı ile mobilite ve yük taşıyıcı yoğunluğu bulunabilir. Numuneye önce 1-3 kontakları arasında akım uygulanır. B manyetik alan şiddeti uygulanır ve 2-4 kontakları arasındaki (V_{2-4+}) Hall gerilimi ölçülür. Akımın yönü ters çevrilerek (V_{4-2+}) ölçülür (Şekil 3.5a). Daha sonra 2-4 kontaklarına akım uygulanıp (V_{1-3+}) ve ters yönde akım uygulanarak (V_{3-1+}) gerilimi ölçülür (Şekil 3.5b). Bu işlemler B manyetik alanın yönü değiştirilerek tekrarlanır.



Şekil 3.5 Hall gerilimi ölçme yöntemi

Elde edilen 8 farklı Hall geriliminden ortalama Hall sabiti R_H (cm^3/C) elde edilir. Burada d yarıiletken örneğin kalınlığı, B ($1 \text{ Vs}/\text{cm}^2 = 10^8$) manyetik alan şiddeti ve I (Amper) uygulanan akımdır.

$$R_{HC} = \frac{d(V_{4-2+} - V_{2-4+} + V_{2-4-} - V_{4-2-})}{BI} \quad (3.11)$$

$$R_{HD} = \frac{d(V_{3-1+} - V_{1-3+} + V_{1-3-} - V_{3-1-})}{BI} \quad (3.12)$$

Bu iki değerin ortalaması;

$$R_H = \frac{R_{HC} + R_{HD}}{2} \quad (3.13)$$

Buradan çıkan sonuca göre Hall sabitinin pozitif veya negatif olması yarıiletkenin iletkenlik tipini belirler (3.13) ve Hall sabitinin mutlak değerinin özdirence oranı çoğunluk yük taşıyıcıların mobilitesidir (3.14).

$$\mu = \frac{|R_H|}{\rho} \quad (3.14)$$

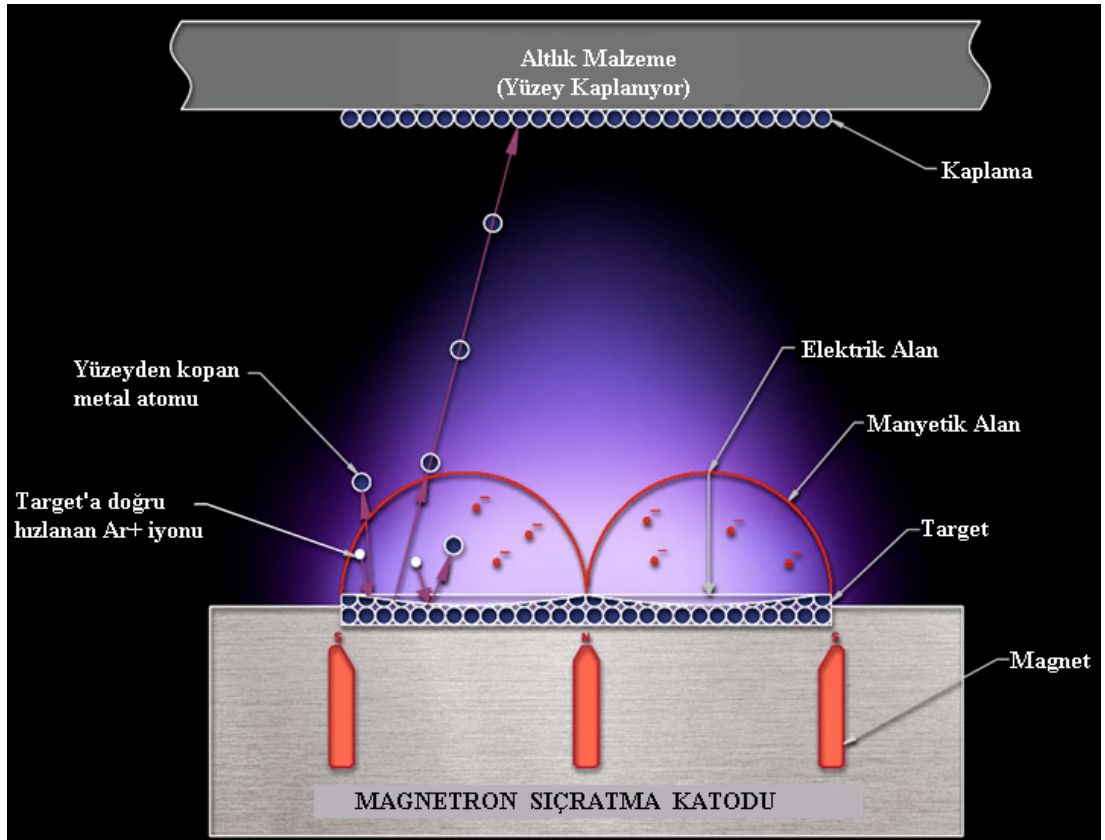
Yük taşıyıcı mobilitesi bilinen yarıiletkenin yük taşıyıcı yoğunluğu hesaplanabilir veya Hall sabiti bulunduğunda yük taşıyıcı yoğunluğu (4.15)'den bulunabilir.

$$R_H = \frac{1}{ne} \quad (3.15)$$

3.2 DC Magnetron Sıçratma Tekniği ile Kaplama

Bu teknikte sıçratma verimi, birikme hızı ve dağılımını kontrollü olarak arttırabilmek için vakum odası içinde manyetik alanlar yaratılır. Elektrik ve manyetik alanların kontrol edilebilmesi ile saçılan elektronların düz olmayan bir yolda ilerlemesi sağlanır, bu da asal gazın iyonizasyonunu artırır. Yine elektrik ve manyetik alanların kontrolü sıçratılan atomların da hareket yönünün kontrolünü; böylece geniş alanlarda düzgün kaplama yapılabilmesini sağlar.

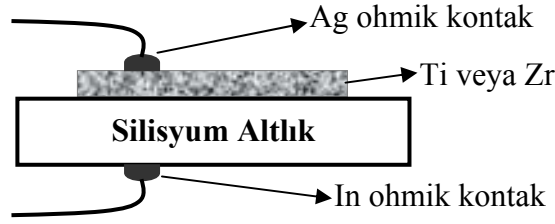
Bizim çalışmamızda kullanılan sistem katotta oluşan manyetik alan DC kaynakla sağlandığı için DC magnetron olarak adlandırılıyor. Bu sistemin çalışma prensibi şöyledir; metal kaplama malzemesi olan başlığa negatif yüksek gerilim uygulanır. Kaplanacak altlık malzemenin bulunduğu tutacak topraklanmıştır. Elektrik alanda hızlanan elektronlar argon atomlarını iyonize ederler ve başlık yüzeyine yakın argon iyonları dairesel manyetik alanda hızlanarak yüzeyden metal atomlarının kopmasına neden olur. Zincirleme devam ederek iyonlaşan argon iyonları metal atomlarından oluşmuş bir plazma oluşturur ve bu plazma sayesinde hedef malzeme kaplanır (Şekil 3.6).



Şekil 3.6 DC magnetron sıçratma tekniği ile kaplama

3.3 Ti/Si ve Zr/Si Eklemlerin Hazırlanması

Bu çalışmada hazırlanan n-tipi ve p-tipi Si altlıklar yaklaşık $1 \times 1 \text{ cm}^2$ alanlı olarak kesilerek hazırlandı. Bu altlıklar daha sonra aseton($\text{CH}_3\text{-CO-CH}_3$) içinde ultrasonik titreşimli beher içinde 15 dakika temizlendi. Birer adet p-Si ve n-Si altlık aynı anda DC magnetron sıçratma yöntemiyle kaplandı. Ön vakum sırasında vakum odası 5 dakika argon gazı ile temizlendi. Daha sonra vakumda $1,4 \times 10^{-5}$ Torr basınç sağlanarak Ti başlık (target), 10 dakika $0,5 \text{ A} \times 430 \text{ V}$ güçle Si altlıklar kaplandı. Vakum odası içinde sıcaklık yaklaşık 60 C^0 tutuldu. Aynı şekilde Zr kaplama için vakumda $3,1 \times 10^{-5}$ Torr basınca inildi. Zr başlığa (target) $0,5 \text{ A} \times 390 \text{ V}$ güç verilerek 10 dakika p-Si ve n-Si altlıklar kaplandı.



Şekil 3.7 Ti/Si ve Zr/Si eklemlerin hazırlanması

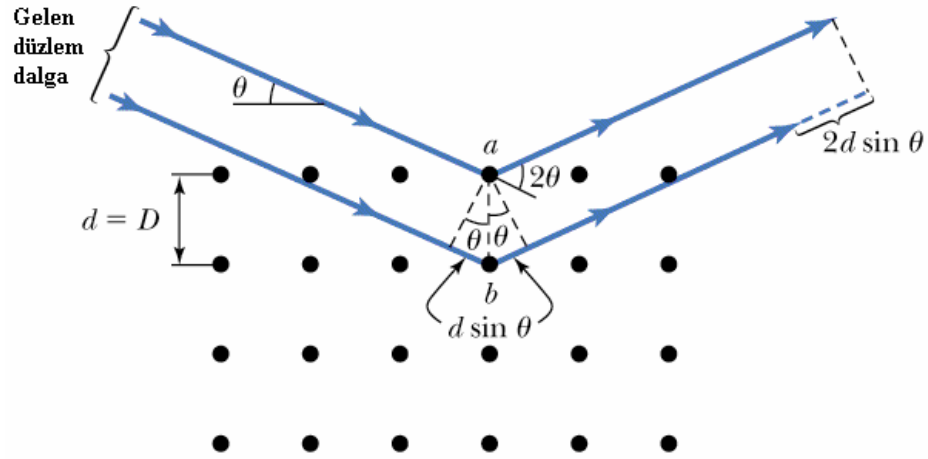
Kaplamalar yapıldıktan sonra gümüş pasta (Ag) ve indiyum (In) ile ohmik kontaklar yapıldı. Bu kontaklar her iki yüzeye aynı şekilde nokta olarak yapıldı (Şekil 3.7). Daha sonra deneysel bulgulara belirteceğimiz I-V ve C-V ölçümlerini bu kontaklar üzerinden yapıldı.

3.4 Eklemlerin XRD yöntemi ile incelenmesi

3.4.1 X-Işınları Kırınımı

Elektromanyetik dalgaların $0,1\text{--}100 \text{ Å}$ arasında dalga boyunu içeren bandına x ışınları adı verilir. Bragg kırınım yasasına göre bir dalga kırınım deseni oluşturabilmesi için dalga boyunun kırınım ağı boyutlarında olması gerekir. X ışınları dalga boyunun kristal örgü parametreleri boyutunda olması nedeniyle Bragg prensibinin uygulanmasında kullanılır. Bu yöntemle oluşan kırınım desenlerinden ve şiddetinden kristalik yapı, faz analizi ve örgü parametresi gibi karakteristik ölçütler elde edilebilir.

X ışını bir elektromanyetik dalga olduğuna göre düzlem dalgalar gibi yansıma ve kırılma özelliğine sahiptir. Şekil 3.8’de görüldüğü üzere θ açısıyla gelen x ışını kristalin örgü noktalarıyla etkileşerek yansır. Yansıyan ışınların oluşturduğu kırınım deseninde gözlenebilen dalga boyu (3.16) eşitliğine uymak zorundadır.

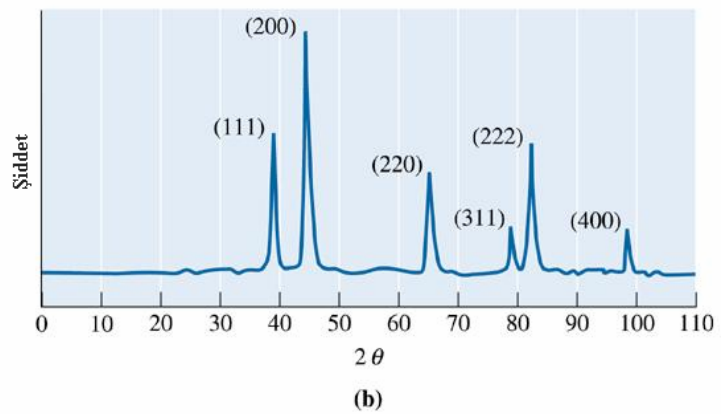
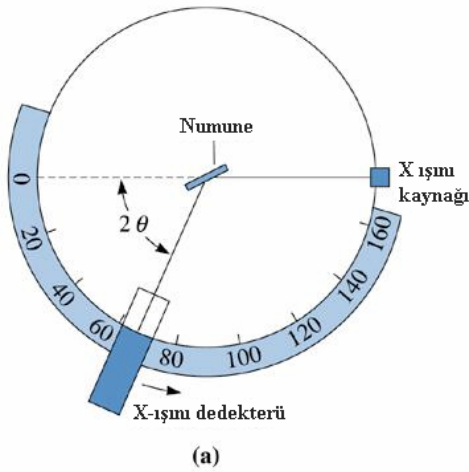


Şekil 3.8 Bir kristal örgüsünde oluşan X ışınları kırınımı

$$2d \sin \theta = n\lambda \quad (3.16)$$

Burada λ , x ışınlarının dalga boyunu, n yansıma derecesini, θ , gelen ışının kristal düzlemiyle yaptığı açısı ve d ise kristal düzlemleri arası mesafeyi göstermektedir.

XRD(X Ray Diffraction) adı verilen yöntemde numuneden yansıyan ışınları algılayan bir tarayıcı dedektör kullanılır (Şekil 3.9a). Bu tarayıcı dedektör döner hareket yaparak farklı açılardan yansıyan ışınların şiddetini ölçer. Bu ölçümlerden elde edilen verilerle x ışını kırınım deseni elde edilir (Şekil 3.9b).

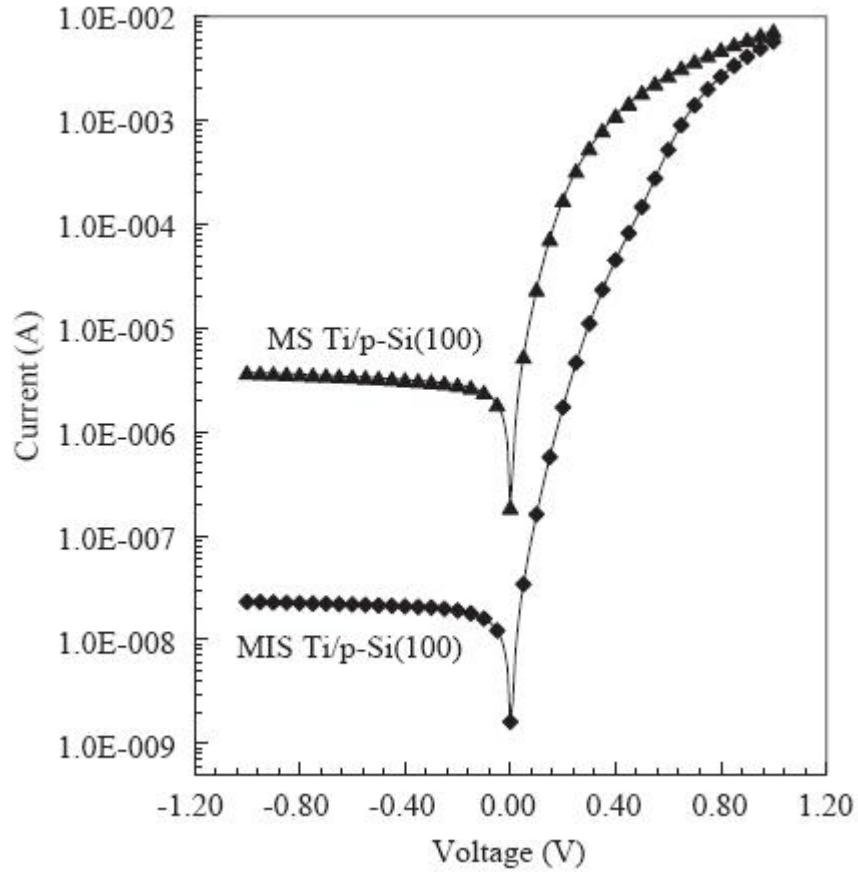


Şekil 3.9 (a) XRD cihazı prensip şeması (b) XRD'den elde edilen x ışını kırınımı

3.5 Ti/Si ve Zr/Si Eklemlerin Özellikleri

Nicolet ve Lau çalışmalarında Ti filmin öz direncini $43,1 \Omega\text{cm}$ ve TiSi_2 öz direncini $(13-16) \Omega\text{cm}$ olarak belirtmişlerdir. Başka bir çalışmada Zr/Si eklemin $(1-8) \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ yoğunlukta bor katlı p-Si için engel yüksekliği $0,61 \text{ eV}$ ve $(0,5-2) \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ yoğunlukta fosfor katlı n-Si için engel yüksekliği $0,52 \text{ eV}$ olarak belirtilmiştir (T.Yamauchi, 1990). ZrSi_2 ara yüzeyine sahip Schottky diyotta engel yüksekliği $0,55 \text{ eV}$ bulunmuştur (Tung, 1983).

H.Çetin ve arkadaşları p-Si(100) altlık üzerinde oluşturdukları Ti ince filmin termal oksitlenme ile nasıl MIS(metal-yalıtkan-yarıiletken) eklem oluştuğunu ve elde edilen iki farklı MS ile MIS Schottky eklemlerin elektriksel özelliklerini karşılaştırmışlardır.

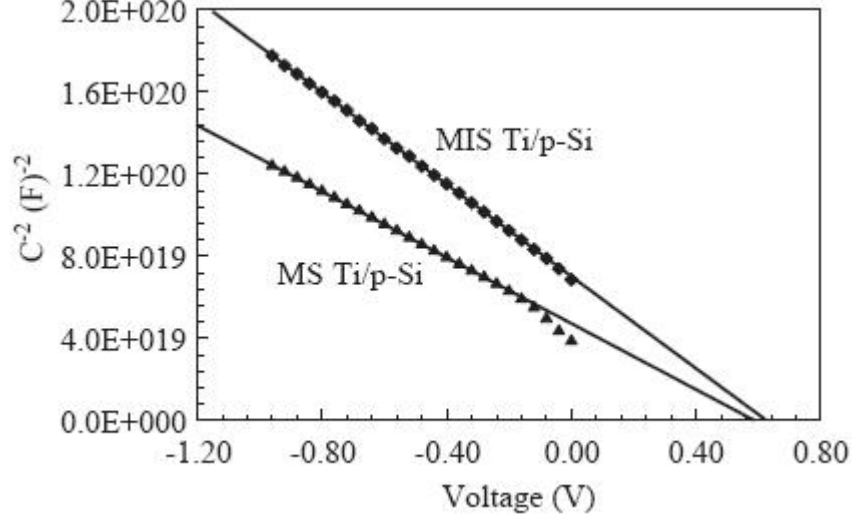


Şekil 3.10 Ti/p-Si MS ve MIS Schottky eklemlerin yarı logaritmik akım-gerilim grafiği (H.Çetin, 2005)

Doğru yönde akımın lineer bölgesi Schottky diyotun ideallik faktörünü belirler ve bu lineer bölgenin seri direnç üzerinde katkısı yoktur (Şekil 3.10).

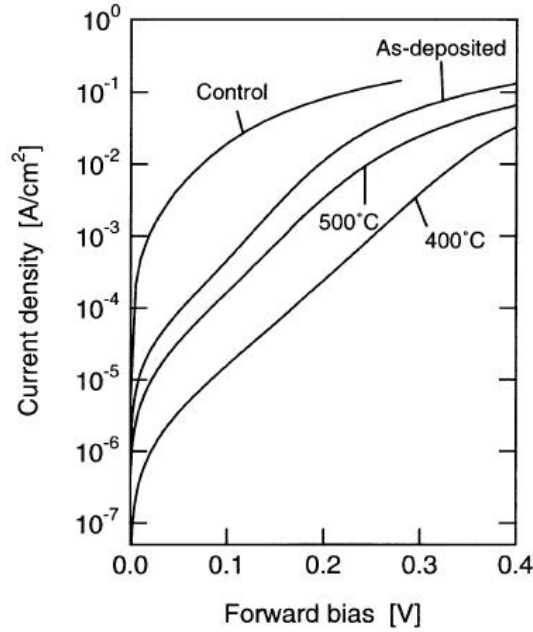
Yaptıkları çalışmada, H.Çetin MS Schottky diyot için engel yüksekliklerinin (Φ_b) $0,564 \text{ eV}$ ile $0,623 \text{ eV}$ arasında ve ideallik faktörü β 'nın ise $1,087-1,158$ arasında değiştiğini göstermiştir. MIS Schottky diyotlar için aynı parametrelerin, sırasıyla $0,696 \text{ eV}$ ile $0,897 \text{ eV}$

ve 1,120–1,394 arasında değiştiği belirtilmiştir. Bu çalışmada 70'er adet MS ve MIS kontak hazırlanmış ve ortalama engel yüksekliği değerleri MS için 0,584 eV, MIS için 0,761 eV bulunmuştur.

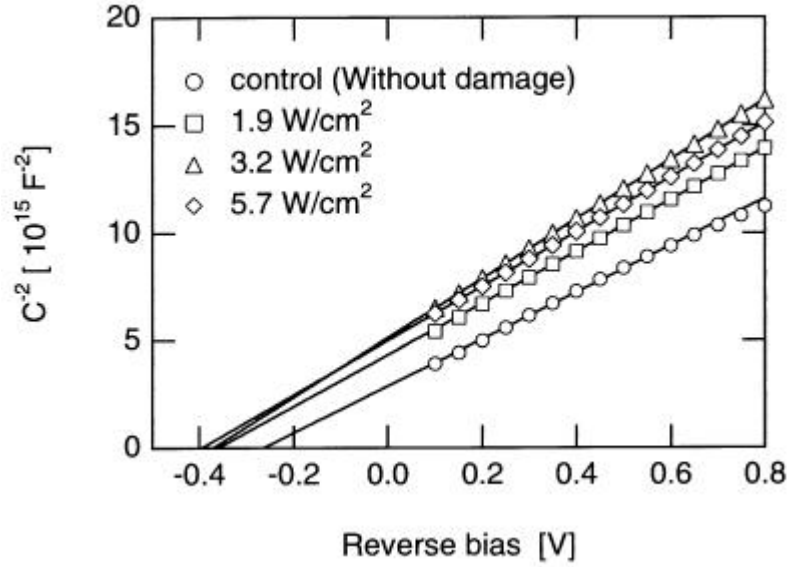


Şekil 3.11 Ti/p-Si MS ve MIS Schottky eklemlerin C^2 -V grafiği (H.Çetin, 2005)

Schottky diyotlarda eklem kapasitansı ile elde edilen C^2 -V grafiği ile difüzyon potansiyeli bulunur. Kapasitans değerleriyle elde edilen C^2 -V eğrisinde(Şekil 4.11) lineer bölgenin x-eksenini kestiği nokta difüzyon potansiyelini verir. H.Çetin ve arkadaşları 1 MHz frekansta ölçtükleri kapasitans değerleri ile MS Ti/p-Si için engel yüksekliklerini 0,512-0,783 eV arasında, MIS Ti/p-Si için engel yüksekliklerini 0,621-0,879 eV arasında hesaplamışlardır.



Şekil 3.12 Ti/p-Si eklem tavlandıktan sonra I-V karakteristikleri (T.Yamaguchi, 2001)



Şekil 3.13 RIE ile yüzey temizlenerek ve RIE olmadan yapılan Ti/p-Si eklemlerin C^2 -V eğrileri (T.Yamaguchi, 2001)

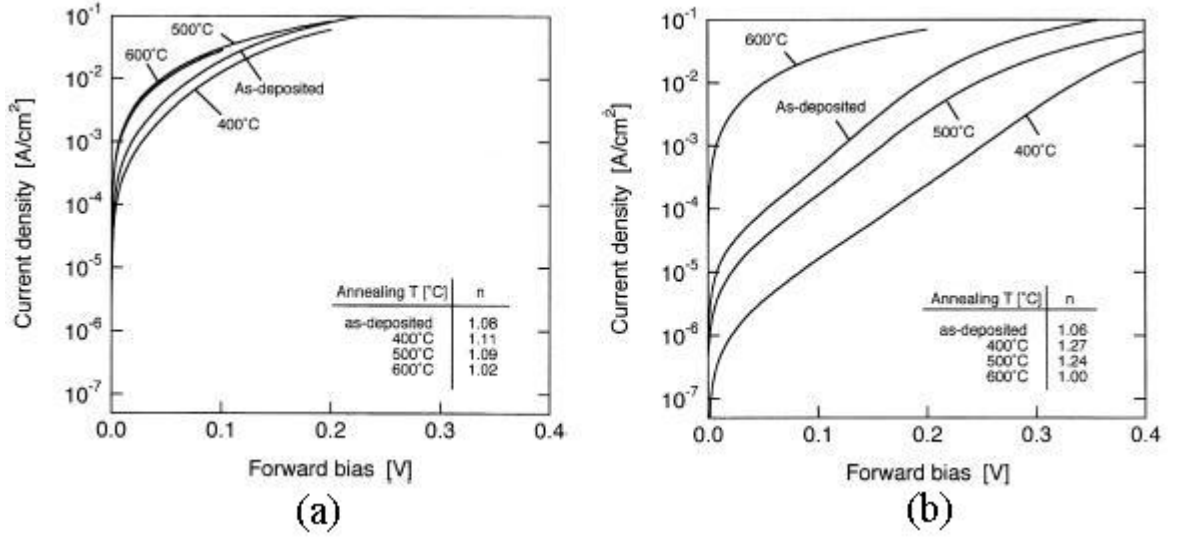
T.Yamaguchi ve arkadaşları Ti/p-Si eklem oluşturduğunda ara yüzeyde iki farklı $TiSi_2$ fazı tespit etmişlerdir. Bu iki farklı fazın biri C49 $TiSi_2$ yüksek dirençli ve bir diğeri C54 $TiSi_2$ düşük dirençli oluşmuştur. Elde ettikleri Schottky diyotun akım-gerilim ve kapasitans-gerilim eğrilerinden aktivasyon enerjisi analizini yapmışlardır. Şekil 3.12’de 400, 500, 600 $^{\circ}C$ de tavlandıktan sonra J-V eğrileri verilen Schottky eklemının engel yüksekliğinin 0,40-0,95 eV arasında değiştiğini bulmuşlardır. Reaktif iyon aşındırma yöntemiyle Si yüzeyi temizlenip püskürtme yöntemiyle oluşturulan Ti ince filmde farklı şiddetlerde püskürtme uygulanarak farklı kaplamalar elde edilmiştir. Bu eklemlerin C^2 -V grafikleri Şekil 3.13’de verilmiştir.

Çizelge 3.1 Ti/p-Si için farklı tavlama sıcaklıklarında elde edilen engel yükseklikleri

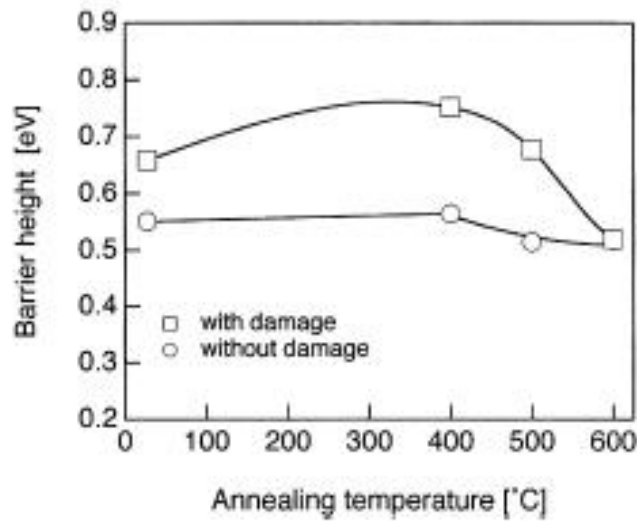
Tavlama Sıcaklığı	Engel Yüksekliği (eV)					
	Tahribatsız			Tahribatlı		
	Aktivasyon Enerjisi	J-V	C-V	Aktivasyon Enerjisi	J-V	C-V
Tavlamasız	0,52	0,55	0,55	0,55	0,66	0,66
400 $^{\circ}C$	0,52	0,56	0,57	0,71	0,75	0,92
500 $^{\circ}C$	0,49	0,52	0,43			0,77

Çizelge 3.1’de T.Yamaguchi ve arkadaşlarının çalışmalarında akım-gerilim, kapasitans-gerilim eğrilerinden elde ettikleri engel yükseklikleri verilmiştir.

Fujimura ve arkadaşları 10-15 Ωcm öz dirençli p-Si(100) altlık kullanarak Ti/p-Si eklem oluşturmuşlar, Reaktif iyon(RIE) tekniğiyle Si altlık yüzeyini 5 Pa basınçta 5,7 W/cm² şiddetinde radyo frekansı uygulayarak temizleyerek 60 dk püskürtme yöntemiyle 40 nm Ti filmle 10⁻⁷ Torr basınç altında kaplamışlardır. Pt ohmik kontak ise Si altlığın arkasına püskürtme yöntemiyle oluşturulmuştur. Tekrar RIE tekniği olmadan Ti/p-Si eklem oluşturarak iki farklı şekilde elde edilmiş Schottky eklemi elektriksel özellikleri yönünden karşılaştırmışlardır. Şekil 3.14'de iki farklı Ti/p-Si eklemin farklı sıcaklıklardaki tavlama sonuçlarında elde edilen akım-gerilim eğrileri verilmektedir.



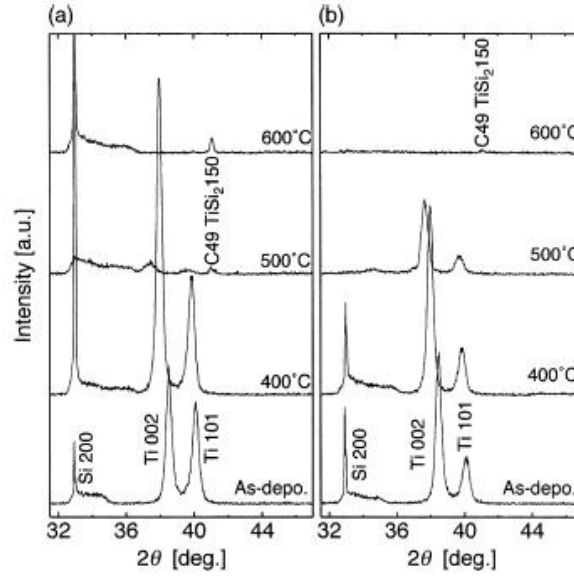
Şekil 3.14 (a) Ti/p-Si eklemin RIE tekniği kullanılmadan ve (b) RIE tekniği kullanılarak farklı tavlama sıcaklıklarında elde edilmiş J-V eğrileri (N.Fujimura, 1999)



Şekil 3.15 Ara yüzeyi tahrip edilmiş ve edilmemiş eklemelerin tavlama sonucunda elde edilen engel yükseklikleri (N.Fujimura, 1999)

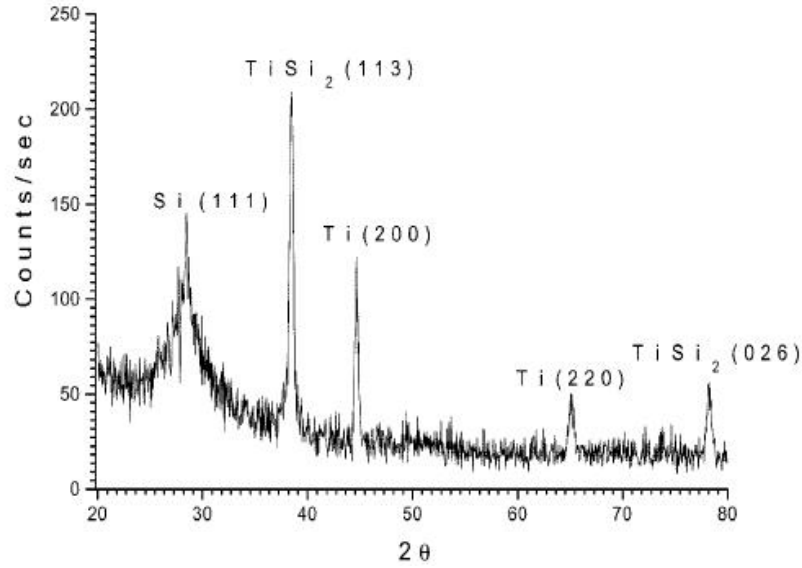
Şekil 3.14’de n ideallik faktörüdür. İdeallik faktörü $400-500\text{ C}^0$ aralığında 1.25 civarına kadar yükselmiştir. 600 C^0 de ise iyi bir ideallik faktörü değeri elde edilmiştir. İki Schottky engelin farkı, biri RIE ile tahrip edilmiş ara yüzey ve diğeri tahrip edilmemiş ara yüzeye sahip olmalarıdır. Tavlama sıcaklıklarına göre değişen Schottky engel yükseklikleri 600 C^0 de her iki eklem içinde aynı değere ulaşmaktadır (Şekil 3.15).

Fujimura çalışmasında, ara yüzeyi RIE ile tahrip edilmiş Schottky eklem engel yüksekliğinin daha büyük olmasını katkı atomu kusurları gibi faktörlerle açıklamanın zor olduğunu belirtmiştir. Bunun için en iyi analizin XRD yöntemiyle oluşan fazların karşılaştırılması olduğudur. Şekil 3.16’da verilen XRD analizi sonuçlarında (a) RIE tahribatsız eklemi, (b) tahribatlı eklemi göstermektedir. Şekil 3.16a’da 500 C^0 nin üzerinde TiSi_2 C49 fazı kırınımı varken, Şekil 3.16b’de 600 C^0 nin altında bu faza rastlanmamıştır. Bu sonuç 600 C^0 de engel yüksekliğinin her iki numunede TiSi_2 C49 fazının durumuna bağlı olduğunu göstermektedir.



Şekil 3.16 (a) tahribatsız ara yüzeye sahip ve (b) tahribatlı ara yüzeye sahip Ti/p-Si eklemlerin XRD analizi grafikleri (N.Fujimura, 1999)

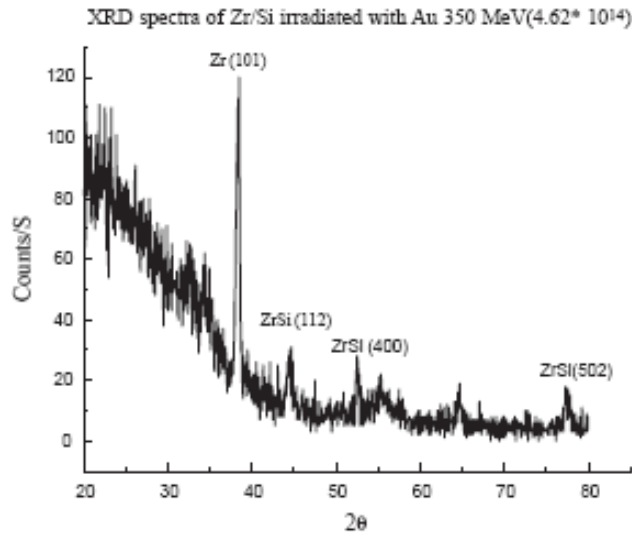
V. Sisodia ve arkadaşları n -Si altlık üzerinde yaklaşık 18 nm kalınlıklı Ti film oluşturmuşlar. Bu ince film Ti/ n -Si eklem üzerinde iyon bombardımanı etkisini incelemiştir. İnce filmi, oda sıcaklığında 10^{13} iyon/ cm^2 şiddetinde 95 MeV enerjili ^{197}Au iyonları ile ara yüzeyi bombardıman etmişlerdir. İyon bombardımanı yapılmadan önce ve sonra Ti/Si eklem I-V karakteristiğini ölçmüşlerdir. Tahribatsız ölçülen Schottky engel yüksekliği 0,46 eV iken, Au bombardımanı sonucunda barier yüksekliğini 0,78 eV olarak bulmuşlardır. Ayrıca, Şekil 3.17’de XRD analizi ile Ti/Si için oluşan kristal fazları belirlenmiştir.



Şekil 3.17 Ti/Si eklemden XRD analizi ile tespit edilen fazlar (Sisodia, 2005)

Sisodia'ya göre Ti-Si ara yüzeyinde Si bileşimi her zaman TiSi₂ olmaya daha yakındır. Bu nedenle, engel yüksekliği Ti-Si alaşımlara değil, Si ara yüzeyinde oluşan TiSi₂'nin kristalleşmesine bağlıdır. Eklemden engel yüksekliği Ti-Si amorf bileşimlerinin kalınlığının artmasıyla değişmemektedir.

Yine, Sisodia ve arkadaşları Zr/Si kontak üzerinde çalışma yapmışlardır. Si(100) altlık üzerine elektron bombardımanı yöntemiyle Zr kaplamışlardır. Yaklaşık 25 nm kalınlıklı oluşan Zr ince film ile Si arasında oluşan eklemi 350 MeV enerjili Au²⁶⁺ iyonları ile bombardıman etmişlerdir. Bombardıman şiddeti $4,62 \times 10^{14}$ iyon/cm²'dir. XRD analizi sonucu belirlenen kristalik ZrSi fazları Şekil 3.18'de gösterilmiştir.

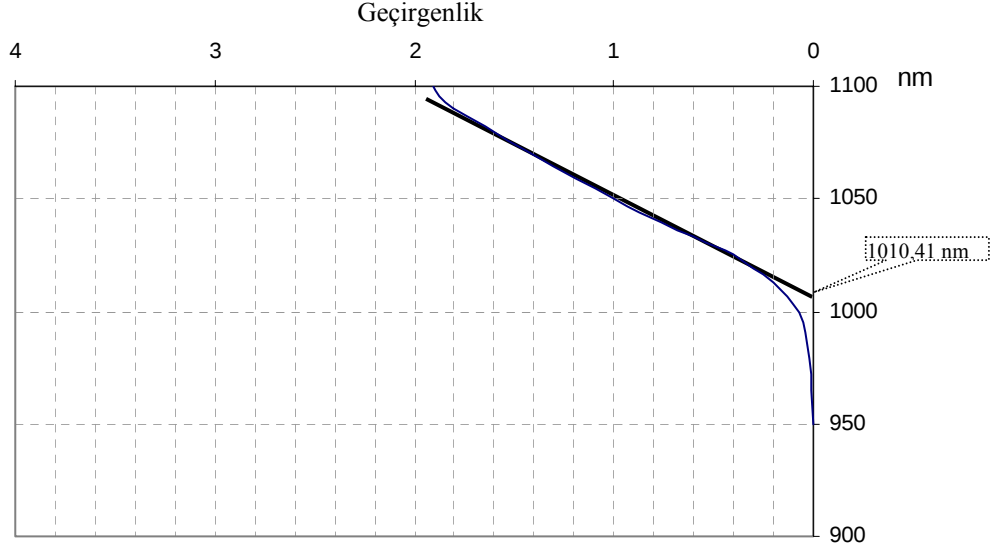


Şekil 3.18 Zr/Si eklemin XRD analizi (Sisodia, 2005)

3.6 Deneysel Bulgular

3.6.1 Silisyumun Elektrik ve Optik Parametreleri

Öncelikle çalışmada kullanılacak olan silisyum altlıkların öz direnç ölçümleri yapılarak iletkenlik tipleri termoelektrik yöntemle belirlendi. Dört uçlu ölçme yöntemiyle p-tipi silisyumun öz direnci 19 Ωcm ve n-tipi silisyumun öz direnci 9 Ωcm olarak belirlendi.



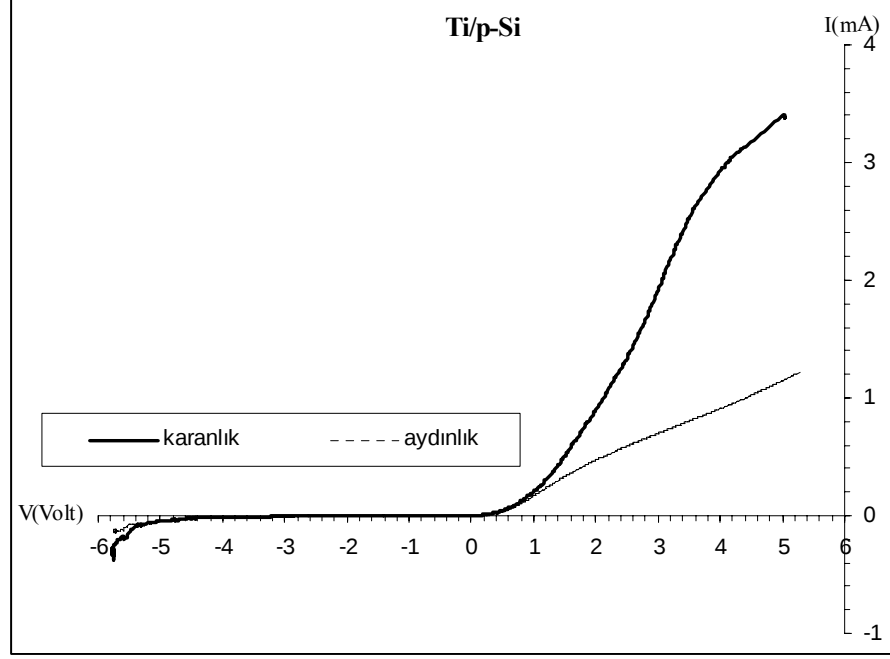
Şekil 3.19 Silisyumun geçirgenlik spektrumundan soğurma noktasının bulunması

Silisyum altlıkların yasak band genişliğini bulmak için Perkin-Elmer Lambda 2 spektrometresi kullanılarak UV geçirgenlik ölçümleri yapıldı. 900–1100 nm dalga boyu aralığında tarama yapılan numunenin geçirgenlik spektrumundan yararlanarak yasak band genişliği hesaplandı. Şekil 3.19’da belirlenen lineer bölgenin dalga boyu eksenini kestiği nokta soğurma için gereken minimum dalga boyunu verir. Bu değer yasak enerji bandına eşdeğerdir. Denklem (3.17) kullanılarak yaklaşık olarak $\lambda = 1010,41\text{nm}$ dalga boylu fotonların enerjisine eşit olan yasak band genişliğinin 1,2 eV olarak hesaplandı.

$$E_g = \frac{hc}{\lambda} = \frac{1240(\text{nm.eV})}{\lambda(\text{nm})} = \frac{1240}{1010,41} = 1,2\text{eV} \quad (3.17)$$

3.6.2 Ti/p-Si Eklem Akım-Gerilim Karakteristiği

p-tipi silisyum altlık üzerinde oluşturulan 0,36 cm² alanlı ve 90 nm kalınlıklı titanyum filmin oluşturduğu eklem akım-gerilim grafiği Şekil 3.20’de görüldüğü gibidir. Şekilde aydınlık ve karanlıkta yapılan ölçümler birlikte gösterilmiştir. Titanyum kaplama yüzeyine yönlendirilen 10 cm mesafeden 10 watt gücünde ışık kaynağı kullanıldı. Oluşturulan eklem ışıkta doğrultma özelliğini kaybettiği yani ışığa duyarlı olduğu Şekil 3.20’den anlaşılmaktadır.



Şekil 3.20 Ti/p-Si eklem için ölçülen akım-gerilim karakteristiği

Schottky diyotun akım-gerilim bağıntısı,

$$I = I_s \exp\left(\frac{eV}{\beta k_B T}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{eV}{k_B T}\right) \right] \quad (3.18)$$

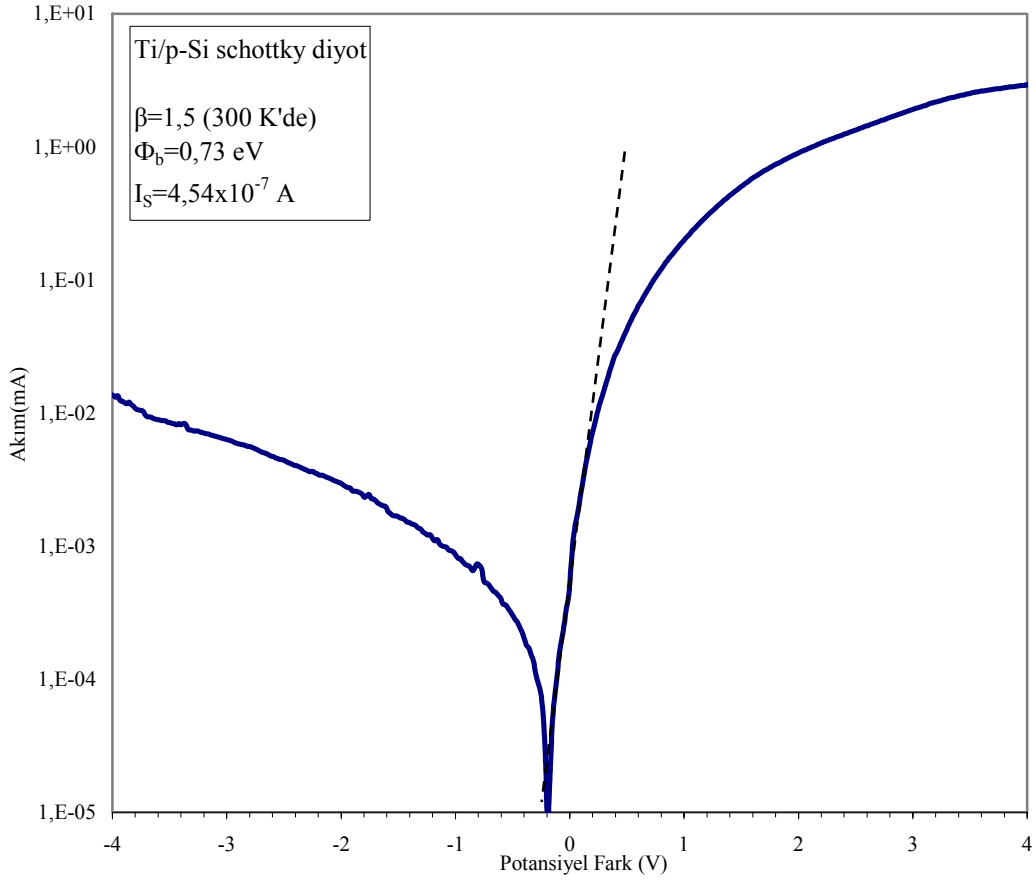
şeklindedir. Bu denklemdeki I_s doyma akımı ve β ideallik faktörü yarı log I-V grafiğinden elde edilir. Schottky diyot için daha önce belirtilen (3.19) denklemde A^* Richardson sabiti n-tipi Si için 110, p-tipi Si için 32 AK⁻²cm⁻² dir (Sze, 2002).

$$\Phi_b = \frac{kT}{e} \ln \left[\frac{AA^* T^2}{I_s} \right] \quad (3.19)$$

$$\beta = \frac{e}{k_B T} \left(\frac{dV}{d \ln I} \right) \quad (3.20)$$

Log I-V grafiğinde ileri yöndeki akımın lineer bölgesinin $dV/d(\ln I)$ eğimi ideallik faktörünü verir. Uygulanan gerilimin $V=0$ değeri için ise $I=I_S$ ’ dir. Dolayısıyla Schottky diyotun Φ_b engel yüksekliği (3.19)’dan hesaplanabilir.

Şekil 3.21’de verilen log I-V grafiği üzerinde görülen kesikli çizgi akım gerilim eğrisi üzerindeki lineer bölgeyi gösterir. Buradan elde edilen $dV/d(\ln I)$ eğimi ile ideallik faktörleri hesaplandı. Ti/p-Si diyot için β ideallik faktörü ve Φ_b engel yüksekliği sırayla 1,5 ve 0,73 eV ve doğrultma katsayısı da 1,0 Volt için 220 olarak hesaplandı.



Şekil 3.21 Ti/p-Si Schottky diyotun yarı logaritmik I-V grafiği

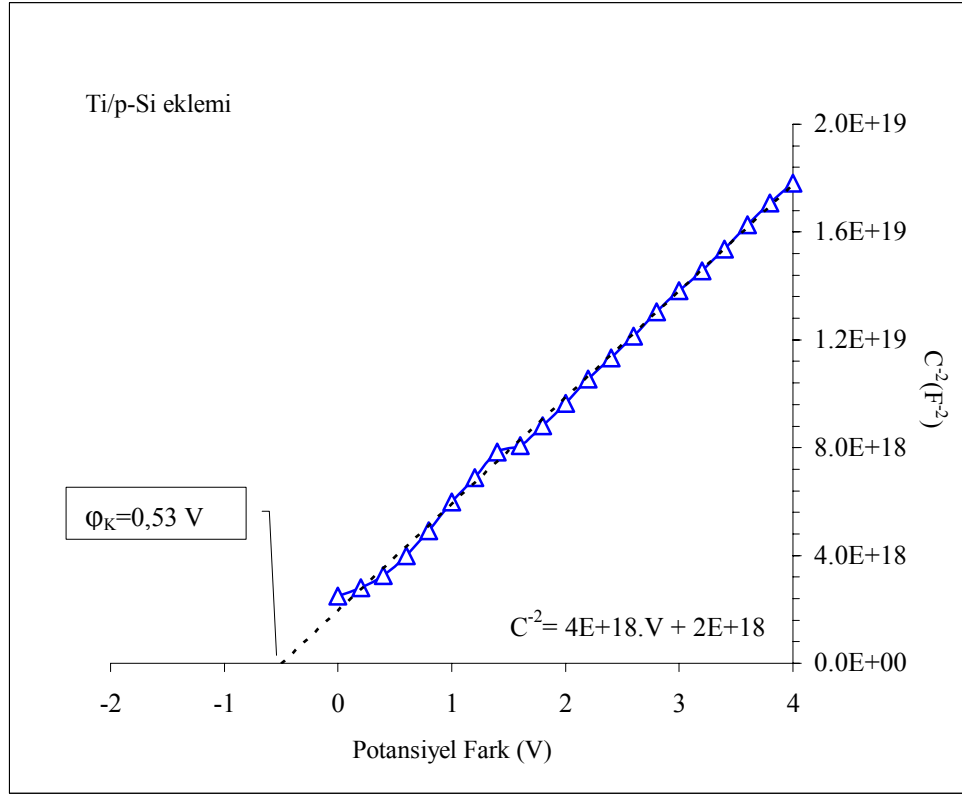
3.6.3 Ti/p-Si Eklem C-V Karakteristiği

Schottky diyotlara dışarıdan potansiyel farkı uygulanmadığı zaman arınma bölgesindeki yüklerin dağılımı sadece difüzyon potansiyeli dediğimiz metal ve yarıiletkenin çıkış işleri farkına bağlıdır. Dış potansiyel farkı uygulandığında ise engel bölgesinde ki yük dağılımını difüzyon potansiyeli ile uygulanan gerilim arasındaki fark belirler (3.21).

$$\varphi = \varphi_K - V \quad (3.21)$$

Ti/p-Si eklemının C^{-2} -V grafiği Şekil 3.22’de verilmiştir. Bu grafikte lineer bölgenin x-eksenini kestiği noktadan difüzyon potansiyeli $\phi_K = 0,53$ V olarak bulundu. Schottky diyotlarda arınma bölgesi tamamen yarıiletken tarafında oluştuğu için denklem (3.22)’de kullanılan dielektrik sabiti silisyuma aittir. Şekil 3.22’de ki lineer eğrinin eğimi denklem (3.22)’de kullanılarak iyonlaşmış N katkı atomu yoğunluğu hesaplandı.

$$N = \frac{2}{\epsilon\epsilon_0 e A^2} \left[\frac{dC^{-2}}{dV} \right]^{-1} \quad (3.22)$$



Şekil 3.22 Ti/p-Si eklemının C-V karakteristiği (f=500 kHz)

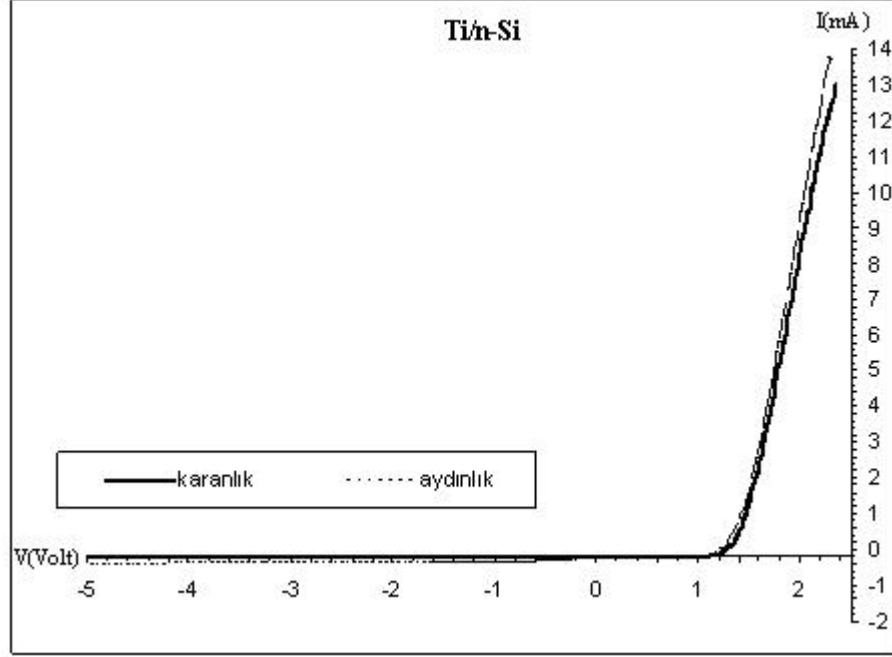
Ti/p-Si eklemının arınma bölgesi yük taşıyıcı yoğunluğu iyonlaşmış N_a katkı yoğunluğuına eşittir. Denklem (3.22) kullanılarak bu değeri $N_a = 2,28 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ olarak hesaplandı. Engel yüksekliği ise denklem (3.23) ve (3.24)’den Φ_b (C-V) = 0,90 eV olarak bulundu. N_v etkin durum yoğunluğu değeri, Si için $1,82 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ olarak alındı.

$$V_n = kT \ln\left(\frac{N_v}{N_a}\right) \quad (3.23)$$

$$\Phi_b = e\phi_K + V_n + \frac{kT}{e} \quad (3.24)$$

3.6.4 Ti/n-Si Eklem Akım-Gerilim Karakteristiği

n-tipi silisyum altlık üzerinde oluşturulan $0,32 \text{ cm}^2$ alanlı ve 90 nm kalınlıklı titanyum kaplamanın oluşturduğu eklem akım-gerilim grafiği Şekil 3.23’de görüldüğü gibidir. Ölçümler hem aydınlıkta hemde karanlıkta yapıldı. Aydınlık ölçümler için titanyum kaplama yüzeyine yönlendirilen 10 watt gücünde 10 cm mesafeden ışık kaynağı kullanıldı.

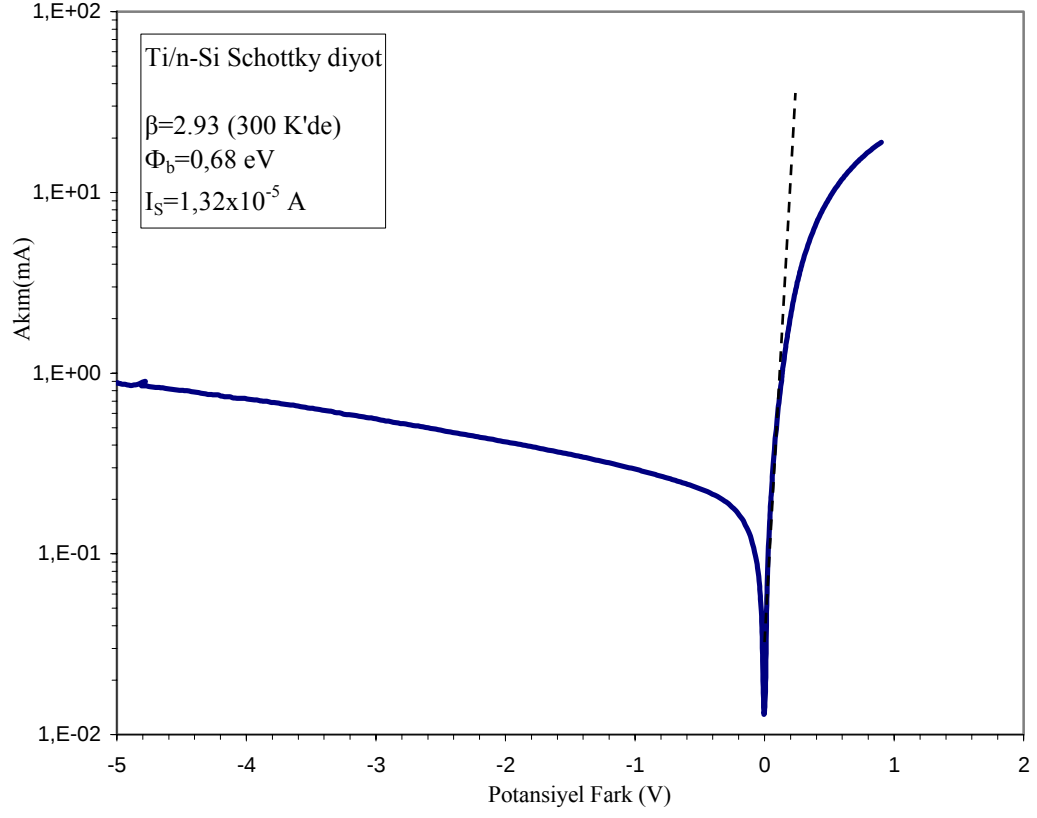


Şekil 3.23 Ti/n-Si eklem I-V karakteristiği

Ti/n-Si için elde edilen yarı logaritmik I-V grafiğinden ideallik faktörü 2,93 olarak hesaplandı. $V=0$ Volt potansiyel farkı için ölçülen I_S doyma akımı $1,32 \times 10^{-5} \text{ A}$ ’dır. (3.24) denklemini kullanarak engel yüksekliği $\Phi_b = 0,68 \text{ eV}$ olarak bulundu. Tüm ölçümler oda sıcaklığında yapıldığı için $T=300\text{K}$ ve A^* Richardson sabiti n-tipi Si için $110 \text{ AK}^{-2}\text{cm}^{-2}$ dir (Sze, 2002).

Şekil 3.23 ve Şekil 3.24’de görüldüğü gibi Ti/n-Si eklem Schottky diyet özelliği göstermektedir. İdeallik faktörü Ti/p-Si ekleme göre daha büyük, engel yüksekliği ise daha küçüktür.

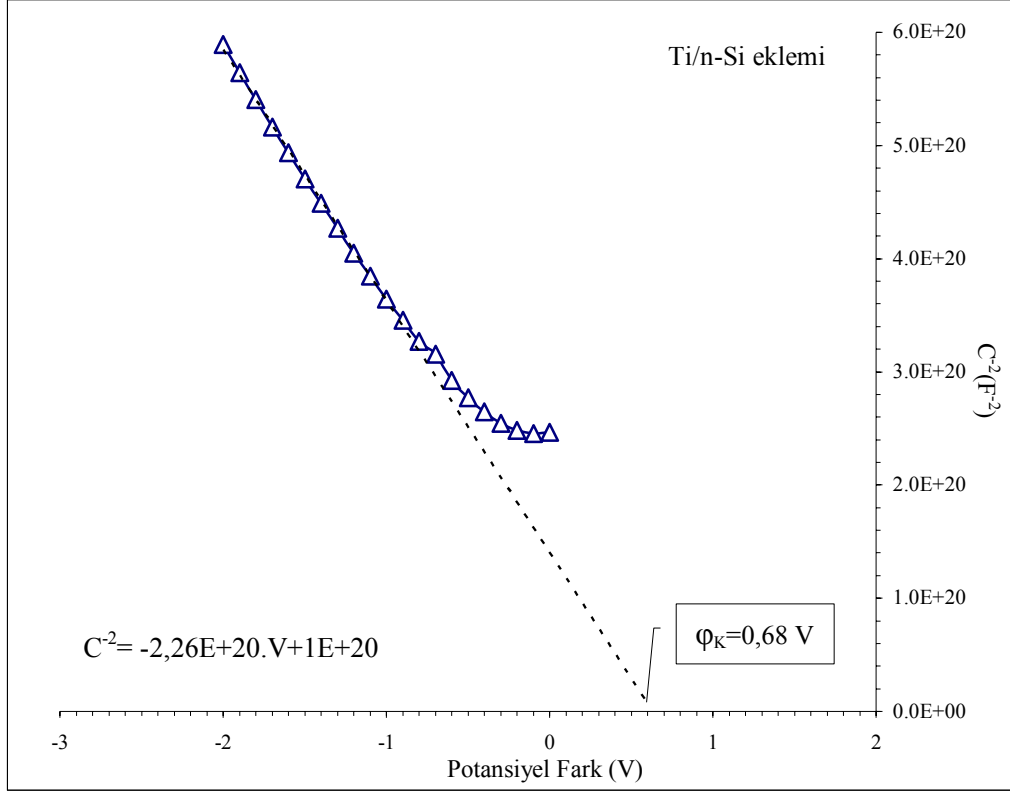
Aynı gerilim değeri için doğru ve ters yöndeki akımların oranından Ti/n-Si Schottky diyetun doğrultma katsayısı $V=0,9 \text{ Volt}$ için 67 olarak hesaplandı.



Şekil 3.24 Ti/n-Si Schottky diyotun yarı logaritmik I-V grafiği

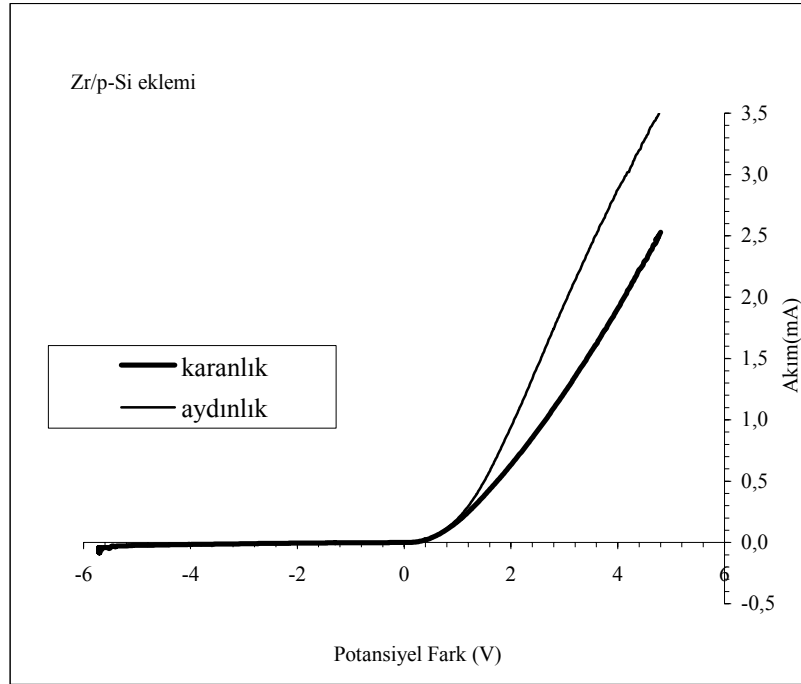
3.6.5 Ti/n-Si Eklemin C-V Karakteristiği

Oda sıcaklığında yapılan C-V ölçümleri 500 kHz frekansta $\pm 4V$ potansiyel farkı uygulanarak ölçüldü. Arınma bölgesinde iyonlaşmış katkı atomları yoğunluğu $N_d = 5,12 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ olarak hesaplandı. Şekil 3.25'den difüzyon potansiyeli $\phi_K = 0,68 \text{ V}$ olarak bulundu. Denklem (3.23) ve (3.24) kullanılarak $\Phi_b = 0,80 \text{ eV}$ bulundu.



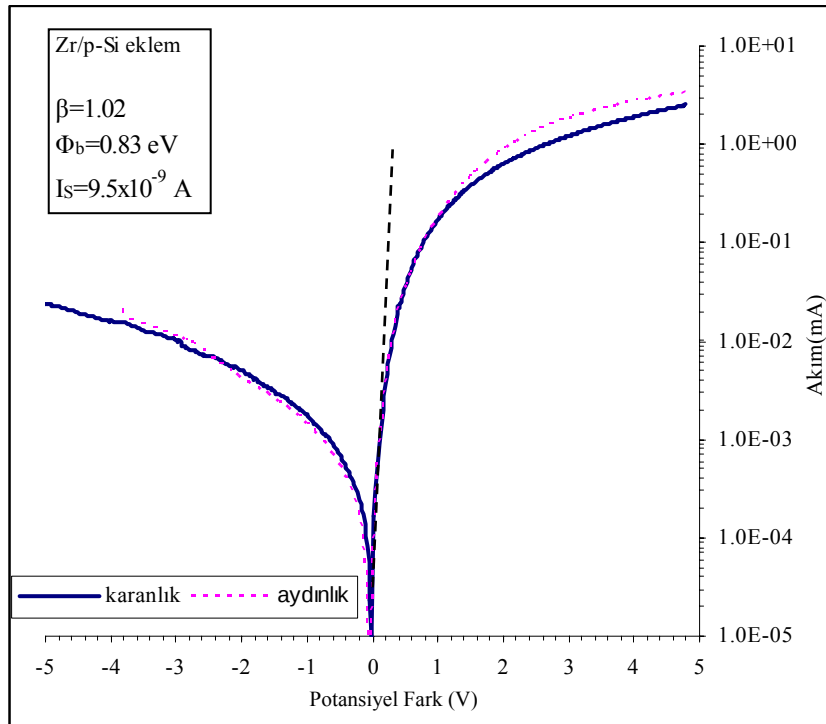
Şekil 3.25 Ti/n-Si eklemin C-V karakteristiği (500 kHz)

3.6.6 Zr/p-Si Eklem Akım-Gerilim Karakteristiği



Şekil 3.26 Zr/p-Si eklem aydınlık ve karanlık I-V karakteristiği

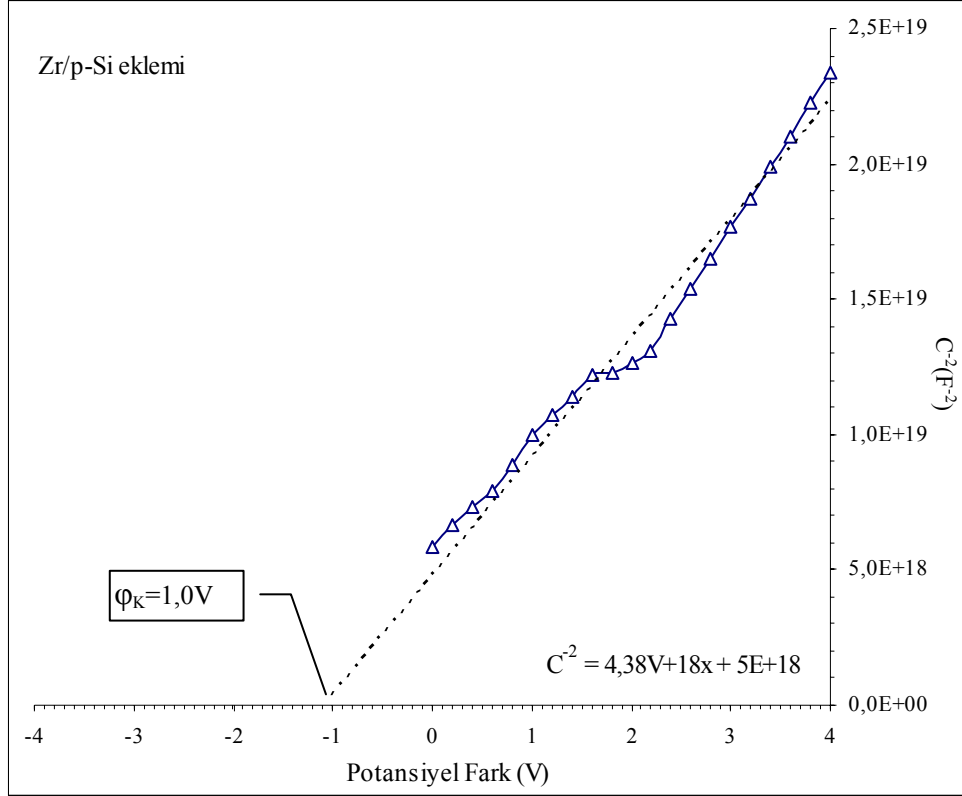
Şekil 3.27'deki I-V eğrisinin doğru yönde lineer olarak artan bölümünden (3.19) ve (3.20) denklemleri kullanılarak karanlık durum için ideallik katsayısı $\beta=1,02$, doyma akımı $I_s=9,5 \times 10^{-9} \text{ A}$ ve engel yüksekliği $\Phi_b=0,83 \text{ eV}$ olarak bulundu.



Şekil 3.27 Zr/p-Si yarı logaritmik I-V grafiği

3.6.7 Zr/p-Si eklemnin C-V karakteristiği

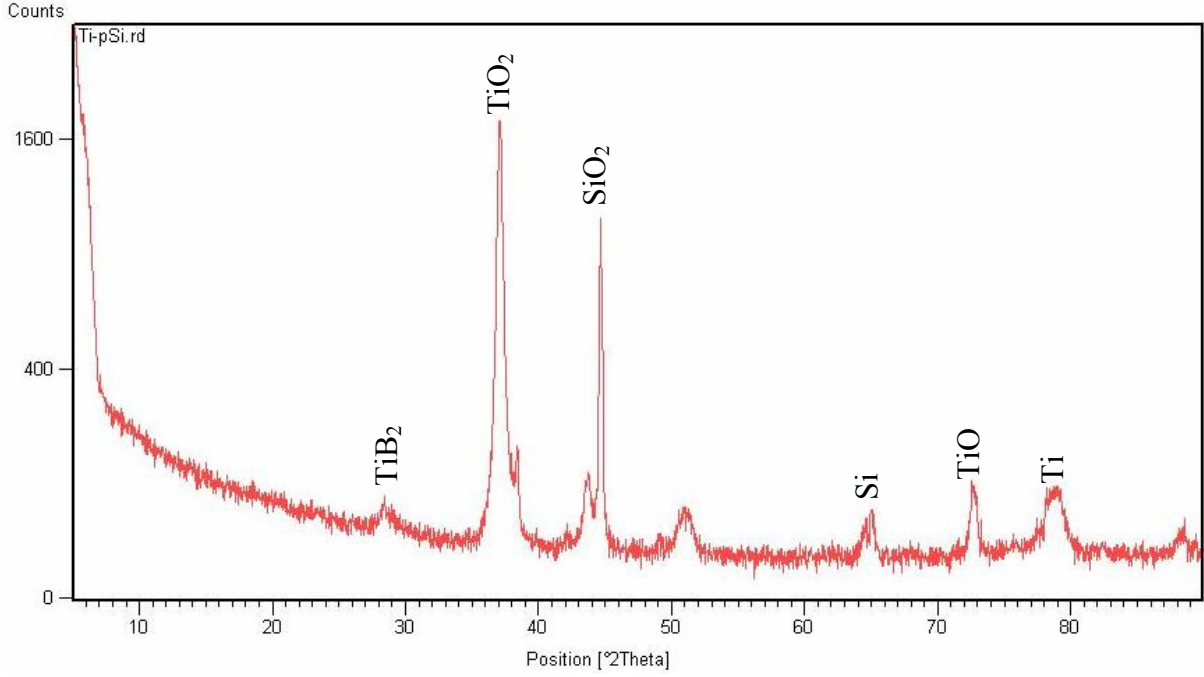
C-V ölçümlerinin tümü karanlık ortamda yapıldı. Şekil 3.28’de C^{-2} -V eğrisinin x-eksenini kestiği noktada difüzyon potansiyeli $\phi_K = 1,0$ V olarak bulundu. Şekil 3.28’de ki grafiğin eğiminden iyonlaşmış katkı atomu yoğunluğu $N_a = 3,03 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, engel yüksekliği ise $\Phi_b = 1,34$ eV olarak hesaplandı. Şekil 3.28’deki eğrinin 2V civarında kırılması ölçme yapılan cihazın otomatik olarak ölçme aralığını değiştirmesine bağlı olarak duyarlılığının değişmesinden kaynaklanmaktadır. Bu nedenle lineer bölge 0-2 V değerleri arasında ele alınmıştır.



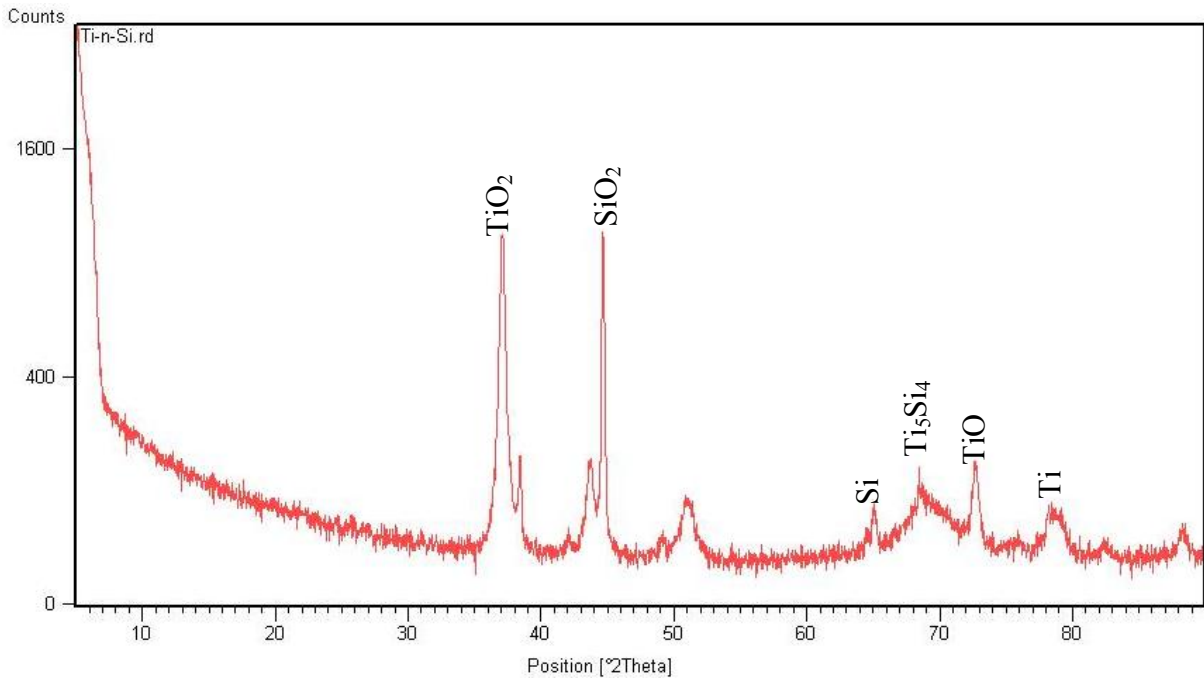
Şekil 3.28 Zr/p-Si eklemnin C-V karakteristiği (500 kHz)

3.6.8 Ti/Si ve Zr/Si Eklemlerin XRD Yöntemiyle İncelenmesi

Titanyumun silisyum ile oluşabilecek titanyum silikat fazlarının SiTi_3 , Si_2Ti , SiTi , Si_3Ti_5 , Si_4Ti_5 olduğu bilinmektedir. Zirkonyum silikatların ise SiZr , Si_2Zr , Si_3Zr_5 fazları olduğu bilinmektedir. Bu çalışmada XRD analizi sonucunda elde edilen verilerden kırınım pikleri incelenmiştir.

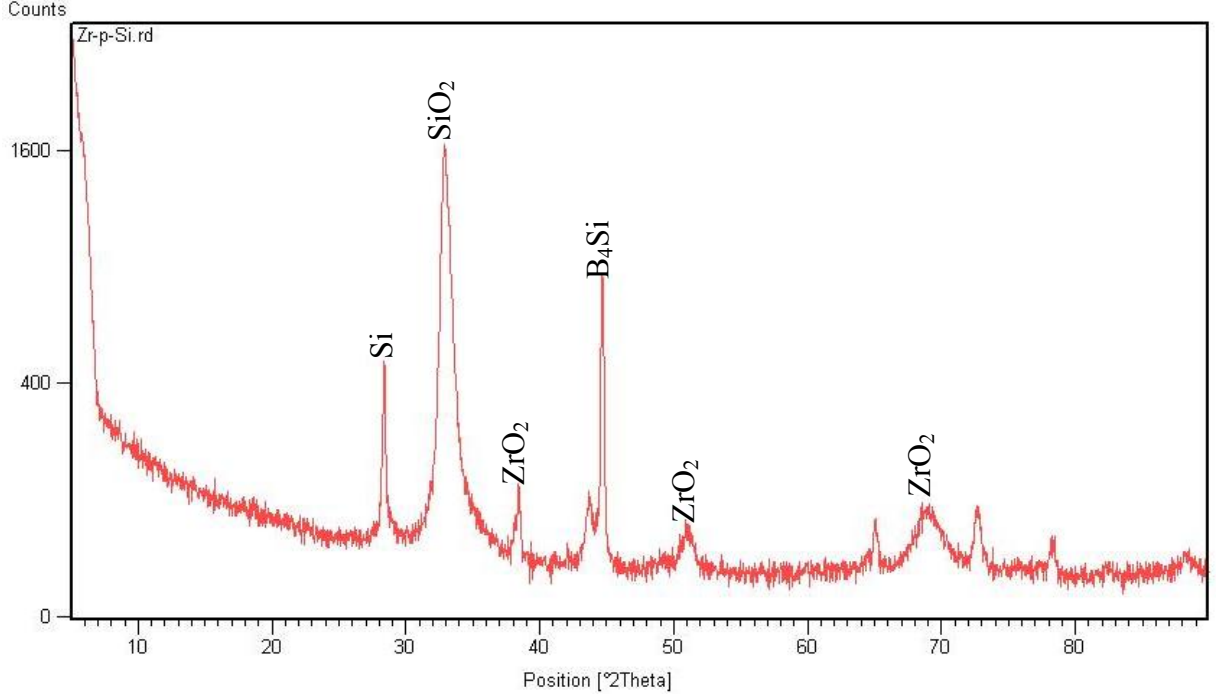


Şekil 3.29 Ti/p-Si eklemnin XRD analizi sonucunda elde edilen kırınım pikleri



Şekil 3.30 Ti/p-Si eklemnin XRD analizi sonucunda elde edilen kırınım pikleri

Şekil 3.29 ve Şekil 3.30'a bakılırsa, Ti ile kaplanan p-Si ve n-Si eklemlerin kırınım pikleri birbirine benzemektedir. X'Pert marka XRD cihazının analiz sonuçlarını değerlendirmede kullandığı bilgisayar programı kullanılarak piklerin hangi fazlara ait olduğu tespit edilmiştir. Ti/p-Si ekleminde beklenen TiO , TiO_2 , SiO_2 fazları dışında TiB_2 fazı belirlenmiştir. Buradan kullandığımız p-Si altlıkta bor katkısı olduğu ve yüzeyde Ti ile bileşik oluşturduğu söylenebilir (Şekil 3.29). Ti/n-Si ekleminde ise arayüzeyde daha büyük pike sahip Ti_5Si_4 fazı belirlenmiştir (Şekil 3.30).



Şekil 3.31 Ti/p-Si eklemin XRD analizi sonucunda elde edilen kırınım pikleri

Şekil 3.31'de Zr/p-Si ekleminde ise B_4Si fazı gözlenmiştir. Bu sonuç, p-Si altlığın bor katkılı olduğunu kanıtlar niteliktedir. Zr kaplamada ise farklı yönelimlerde ZrO_2 fazları gözlenmiştir.

4. SONUÇLAR ve TARTIŞMA

Bu çalışmada p-Si ve n-Si altlıklar üzerine kaplanan Ti ince filmlerle elde edilen Ti/Si eklemler Schottky diyot özelliği göstermiştir. Zr ile yapılan kaplamada elde edilen Zr/Si eklemler ise sadece p-Si ile göstermiştir. XRD sonuçlarında Ti/p-Si ve Zr/p-Si eklemlerde silisyum ile oluşmuş kristalik bir faz durumu gözlemlenmemiştir. Ti/n-Si eklemlerde kristalik Ti_5Si_4 ($2\theta=37,12^\circ$) fazı ve farklı doğrultma yönlerinde Ti ve Si fazları gözlenmiştir.

Akım-gerilim karakteristiklerinden, Ti/p-Si eklem için engel yüksekliği $\Phi_b=0,73$ eV olarak bulunmuştur. Bu değer literatürdeki diğer çalışmalarda elde edilen değerlere uyumludur. C-V karakteristiklerinden hesaplanan L_0 arınma bölgesi genişliği ise $5,5 \mu m$ olarak hesaplanmıştır. C^{-2} -V eğrisi 4 Voltluk potansiyel farkına kadar doğrusal değişimi, arınma bölgesinde yük dağılımının homojen olduğunu gösterir.

Elde edilen eklemlerin ışığa maruz bırakıldıklarında doğrultma özelliğinin bozulması, bunların ışığa duyarlı olduğunu göstermiştir.

Ti/n-Si eklem de Schottky engel özelliği göstermiştir. Bu ekleme ait engel yüksekliği ve arınma bölgesi genişliği değerleri sırasıyla $\Phi_b=0,68$ eV ve $L_0=4 \mu m$ 'dir.. Doğrultma katsayıları göz önüne alındığında, p-Si ile oluşan eklem n-Si ekleme göre daha iyi doğrultma özelliğine sahiptir.. Son çalışmalarda Schottky karakteristiklerinin ara yüzeyde oluşan metal/Si fazlarına büyük ölçüde bağlı olduğu gözlenmiştir. Ti/n-Si ekleminin beklenenin aksine iyi bir Schottky engel özelliği göstermesinin ara yüzde oluşan Ti_5Si_4 fazına bağlı olabileceği göz önünde bulundurulmalıdır.

Zr/p-Si eklemlerde de foto duyarlılık gözlenmiştir ve ışığa maruz bırakıldığında doğrultma özelliği iyileşmektedir. Bu eklem için de I-V karakteristiğinden elde edilen engel yüksekliği ve arınma bölgesi genişliği değerleri sırasıyla $\Phi_b=0,83$ eV ve $L_0=6,6 \mu m$ olarak hesaplanmıştır. XRD sonuçlarında ise herhangi bir kristalik Zr-Si fazı gözlenmemiştir.

Sonuç olarak akım-gerilim ve kapasitans-gerilim karakteristikleri incelendiğinde, Ti/Si eklemler her iki tip katkılı silisyumda da Schottky engel özelliği göstermesine karşılık Zr/Si eklem sadece p-Si ile Schottky engel özelliği göstermiştir. Periyodik cetvelin aynı grubunda bulunan geçiş metalleri olan Zr ve Ti karşılaştırıldığında Zr/p-Si Schottky eklem Ti/Si Schottky eklemlere göre daha büyük engel yüksekliğine sahiptir.

KAYNAKLAR

- Aydın M.E., Akkılıç K., Kılıçoğlu T. (2006), “The importance of the series resistance in calculating the characteristic parameters of the Schottky contacts”, *Applied Surface Science*
- CAFEROV T., (1998), “Yarıiletken Fiziği-1”, Yıldız Teknik Üniversitesi Basım-Yayın Merkezi, İstanbul.
- CAFEROV T., (2000), “Katıhal Elektronik”, Yıldız Teknik Üniversitesi Basım-Yayın Merkezi, İstanbul.
- Çetin, H., Şahin, B., Ayyıldız, E., Türüt, A., (2005), “Ti/p-Si Schottky barrier diodes with interfacial layer prepared by thermal oxidation”, *Physica B* 364 (2005) 133–141.
- Durlu T.N., (1992), “Katıhal Fiziğine Giriş”, Ankara Üniversitesi Yayınları, Ankara
- Först., C.J., Blöchl, P.E., Schwarz, K., (2003), ” Heteroepitaxial growth of high-k gate oxides on silicon: insights from first-principles calculations on Zr on Si(0 0 1)”, *Computational Materials Science*, 27:70-74.
- Fujimura, N., Yamaguchi, T., Kato, H., Ito, T., (2000), “Influence of reactive ion etching damage on the Schottky barrier height of Ti/p-Si interface”, *Applied Surface Science* 159–160, 186–190.
- Jin L.J., Pey K.L., Choi W.K., Antoniadis D.A., Fitzgerald E.A., Chi D.Z. (2005), “Electrical characterization of platinum and palladium effects in nickel monosilicide/n-Si Schottky contacts”, *Thin Solid Films* 504 149–152.
- Sisodia, V., Bolse, W., Avasthi, D.K., Kabiraj, D.I., Jain, P., (2005), “Silicide formation study at the interface of Zr/Si system using high-energy swift heavy ion”, *Radiation Measurements* 40: 762 – 764.
- Sisodia, V., Kabiraj, D., ve Jain, I.P., (2005), “Electrical properties of ion beam mixed Ti silicide at metal/Si interface”, *J. Indian Inst. Sci.*, May–June 2005, India
- Sze S.M., (2002), “Physics of Semiconductor Devices”, Wiley, NewYork
- Tao, M., Zhu, J., (2004),” Response to ‘Comment on _Negative Schottky barrier between titanium and n-type Si(001) for low-resistance ohmic contacts’”, *Solid State Electron*, 48:2351-2352.
- Tataroğlu A., Altındal S., (2006), “Characterization of current–voltage (I–V) and capacitance–voltage–frequency (C–V–f) features of Al/SiO₂/p-Si (MIS) Schottky diyotes”, *Microelectronic Engineering* 83 582–588
- Yamaguchi, T., Kato, H., Fujimura, N., Ito, T., (2001), “Annealing behavior of electrical properties in plasma-exposed Ti/p-Si Interfaces”, *Thin Solid Films* 396 (2001) 119–125.

İNTERNET KAYNAKLARI

- [1] <http://www.ee.byu.edu/cleanroom/indexp.html>
- [2] www.sciencedirect.com
- [3] <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/hframe.html>
- [4] <http://www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/>

ÖZGEÇMİŞ

Doğum tarihi 09.03.1978

Doğum yeri Ankara

Lise 1992-1995 Keçiören Kalaba Lisesi

Lisans 1996-2000 YTÜ Fen-Edebiyat Fak. Fizik Bölümü

İngilizce Hazırlık 2001-2002 G.Y.T.E. Yabancı Diller Yüksek Okulu

Lisans 1999-2002 YTÜ Elektrik-Elektronik Fak. Elektrik Müh.

Yüksek Lisans 2004-2006 YTÜ Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı

Çalıştığı Kurumlar

2004- 2005 Sakarya Elektrik Dağıtım A.Ş.

2005-Devam ediyor E.Ü.A.Ş. Bursa Orhaneli Termik Santrali