

T.C.
MUĞLA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

METAL-YALITKAN-YARIİLETKEN YAPIDAKİ
GÖZENEKLİ SİLİSYUM GÜNEŞ PİLLERİNİN
ELEKTRİKSEL KARAKTERİSTİKLERİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Özge TÜZÜN

EYLÜL 2005

MUĞLA

T.C.
MUĞLA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

METAL-YALITKAN-YARIİLETKEN YAPIDAKİ
GÖZENEKLİ SİLİSYUM GÜNEŞ PİLLERİNİN
ELEKTRİKSEL KARAKTERİSTİKLERİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Özge TÜZÜN

MUĞLA 2005

Prof. Dr. Şener OKTİK danışmanlığında Özge TÜZÜN tarafından hazırlanan bu çalışma 22/09/2005 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı'nda yüksek lisans tezi olarak oybirliği/oyçokluğu ile kabul edilmiştir.

Başkan : Prof. Dr. Şener OKTİK İmza :

Üye : Yrd. Doç. Dr. Şemsettin ALTINDAL İmza :

Üye : Yrd. Doç. Dr. Habibe BAYHAN İmza :

Yedek Üye : Yrd. Doç. Dr. Ergün TAŞARKUYU İmza :

ÖNSÖZ

Bu çalışmada, Ukrayna Bilimler Akademisi İleri Teknoloji için Temel Problemler Enstitüsü'nde üretilen metal-yalıtkan-yarıiletken (MYY) yapıdaki gözenekli silisyum güneş pilinin, karanlıkta 79-400 K sıcaklık aralığındaki ve oda sıcaklığında ışık altındaki elektriksel karakteristikleri incelenmiştir.

Bu çalışma konusunu bana öneren, engin bilgi birikimini benimle her zaman paylaşan, hayata ve bilime dair çok şeyler öğrendiğim, bana her zaman hedeflerimi yüksek tutmamı öğreten, çalışmalarımı yönlendiren sayın tez hocam Prof. Dr. Şener OKTİK'e sonsuz teşekkürlerimi sunuyorum.

Gazi Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü Yarıiletken İleri Araştırma Laboratuvarı'nda deneysel çalışma imkânı sağlayan Prof. Dr. Süleyman ÖZÇELİK ve deneysel çalışmalarında yardımlarını esirgemeyen Yrd. Doç. Dr. Şemsettin ALTINDAL ile Prof. Dr. Tofig MAMMADOV'a teşekkürlerimi sunarım.

Çalışmamın her aşamasında bilgilerinden yararlandığım sayın jüri hocam Yrd. Doç. Dr. Habibe BAYHAN'a sonsuz teşekkürlerimi sunuyorum.

Çalışmalarım esnasında idari desteğini ve anlayışını hiçbir zaman esirgemeyen sayın bölüm başkan yardımcımız Yrd. Doç. Dr. Tayfun BÜKE'ye çok teşekkür ederim.

Tezimde kullandığım güneş pilinin üretiminde emeği geçen, Ukrayna Bilimler Akademisi, İleri Teknoloji için Temel Problemler Enstitüsü çalışanlarına sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

SfP 971829 no'lu projeye verdikleri desteklerden dolayı NATO ve TÜBİTAK-Marmara Araştırma Merkezi'ne çok teşekkür ederim.

Tüm hayatım boyunca benden maddi ve manevi desteklerini hiçbir zaman esirgemeyen, sevincimde ve üzüntümde her zaman yanımda olan çok değerli AİLEM'e sonsuz sevgi, saygı ve şükranlarımı sunuyorum.

En ümitsizliğe düştüğüm anda dahi bana her zaman güç veren, bana dostluğu öğreten biricik arkadaşım Funda BARLAS ŞİMŞEK'e her zaman yanımda olduğu için çok teşekkür ederim.

Bu tezin hazırlamasında bana gösterdikleri ilgi ve anlayışları için çok büyük emekleri geçen bölümümüzdeki çok değerli, tüm hocalarım ve çalışma arkadaşlarıma sonsuz teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa No</u>
ÖNSÖZ.....	I
İÇİNDEKİLER.....	II
ÖZET.....	IV
ABSTRACT.....	VI
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	VIII
TABLolar / ÇİZELGELER DİZİNİ.....	XI
SEMBOLLER ve KISALTMALAR DİZİNİ.....	XII
1. GİRİŞ.....	1
2. KAYNAK ÖZETLERİ.....	5
2.1. Yarıiletkenler ve P-n Eklem.....	5
2.1.1. Yarıiletkenlerin Katkılanması.....	5
2.1.2. P-n Eklem.....	8
2.1.3. P-n Diyotun Elektrostatik Analizi.....	13
2.2. Metal-Yarıiletken Kontak Teorisi.....	18
2.2.1. Metal-Yarıiletken (MY) Kontak Türleri.....	18
2.2.2. İdeal Metal-Yarıiletken Kontakta Schottky Mott Teori.....	18
2.2.3. Schottky Engel Alçalması.....	25
2.2.4. Metal-Yarıiletken Kontaklarda Akım -İletim Mekanizmaları.....	27
2.2.4.1. Termiyonik Emisyon Teorisi (TE).....	28
2.2.4.2. Difüzyon Teorisi.....	32
2.2.4.3. Termiyonik Emisyon-Difüzyon (TED) Teorisi.....	33
2.2.4.4. Engel İçinde Tünelleme (TAE, AE ve Çok Katlı Tünelleme)...	34
2.2.5. Schottky Diyotlarda Akım-Voltaj (<i>I-V</i>) Karakteristiği.....	38
2.3. Metal-Yalıtkan-Yarıiletken (MY) Güneş Pilleri.....	41
2.3.1. Yarıiletken Güneş Pillerinin Çalışma Prensipleri.....	41
2.3.2. Metal-Yalıtkan-Yarıiletken (MY) Yapının Özellikleri.....	44
2.3.3. MY Yapılarda Akım-İletim Mekanizması.....	46
2.3.3.1. Karanlıkta Akım-İletim Mekanizması.....	46
2.3.3.2. Işık Altında Akım-İletim Mekanizması.....	52
2.3.4. Verimi Etkileyen Faktörler.....	54
3. MATERYAL ve YÖNTEM.....	62
3.1. Gözenekli P-tipi Si Güneş Pillerinin Yapımı.....	62
3.2. Gözenekli P-tipi Si Güneş Pillerinin Üretiminin Teknolojik Basamakları.....	64
3.3. Kullanılan Ölçüm Düzenekleri.....	65
4. ARAŞTIRMA BULGULARI.....	69
4.1. Giriş.....	69
4.2. Aydınlatma Karakteristikleri.....	70
4.3. Karanlık Akım-Voltaj (<i>I-V</i>) Karakteristikleri.....	71
4.3.1. Homojen Olmayan Engel Analizi.....	78
4.3.1.1. Arayüzey Durum Yoğunluklarının Hesaplanması.....	81
4.4. Kapasitans-Voltaj (<i>C-V</i>) ve İletkenlik-Voltaj (<i>G/w-V</i>) Karakteristikleri.....	86

4.4.1. Sıcaklık ve Voltaj Bağımlı Seri Direnç.....	95
5. TARTIŞMA ve SONUÇLAR.....	99
KAYNAKLAR.....	105
ÖZGEÇMİŞ.....	111

METAL-YALITKAN-YARIİLETKEN YAPIDAKİ GÖZENEKLİ SİLİSYUM GÜNEŞ PİLLERİNİN ELEKTRİKSEL KARAKTERİSTİKLERİ

(Yüksek Lisans Tezi)

Özge TÜZÜN

MUĞLA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

2005

ÖZET

Hibrid metal-yalıtkan-yarıiletken (MYY) silisyum güneş pilleri yeni bir üretim yaklaşımı ile Ukrayna Bilimler Akademisi, İleri Teknoloji için Temel Problemler Enstitüsü'nde üretildi. Bu yaklaşım, geliştirilmiş MYY pilin hazırlık işleminden önce tek kristalli Si tabakanın kimyasal aşındırılması ile gözenekli silisyum yaratılmasıdır. Güneş pili boron katkılı p-tipi, <100> yönelimli tek kristalli Si tabakadan üretilmiştir (10.2x10.2 cm² ve 300 µm kalınlığında). Tabakalar yaklaşık olarak 2.77x10¹⁶ cm⁻³ katkılanma seviyesine ve 0.5 Ω cm özdirence sahiptir. Benzersiz özellikleri sayesinde gözenekli Si, güneş ışığı toplayıcısı, ışık saçılım difüzörü ve çok katlı Si yapıdaki elektriksel yalıtkan kadar iyi güneş ışığının tekrar yayıcısı olarak çalışabilir. Gözenekli Si, ışığın hapsedilmesini ve böylece güneş pilinin verimliliğini artırır. Bu teknik kullanılarak, AM1.5 şartları altında %15'in üzerinde verimliliği olan güneş pilleri elde edildi. Bu çalışmada, gözenekli silisyum güneş pillerinin karanlık akım-voltaj-sıcaklık (*I-V-T*), kapasitans-voltaj-sıcaklık (*C-V-T*) ve iletkenlik-voltaj-sıcaklık (*G/w-V-T*) karakteristikleri geniş bir sıcaklık bölgesinde (79-400 K) çalışıldı ve aynı zamanda oda sıcaklığında, 100 mW/cm² aydınlatma altında (AM1.5 şartları) akım-voltaj (*I-V*) karakteristiği incelendi. Deneysel sonuçlar, doğru ve ters *I-V* karakteristiklerinin Schottky eklem benzeri davranış gösterdiğini göstermektedir.

Karanlık $I-V$ karakteristikleri bütün sıcaklıklar için 1'den daha büyük idealite faktörü ile ideal olmayan bir davranış gösterdiler. Arayüzey durumlarının yoğunluklarının dağılım profili N_{ss} , $E_{ss} - E_v$ 'nin fonksiyonu olarak $\sim 10^{11} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ mertebesinde, gözenekli silisyum güneş pili için farklı sıcaklıklarda $I-V$ ölçümlerinden elde edilmiştir. İdealite faktörü n , seri direnç R_s , engel yüksekliği ϕ_B ve arayüzey yoğunluğu N_{ss} sıcaklığın güçlü fonksiyonları olarak bulundular. İdealite faktörü n , seri direnç R_s ve arayüzey yoğunluğu N_{ss} artan sıcaklık ile azalırken, engel yüksekliği $\phi_B(I-V)$ artan sıcaklık ile artmaktadır. $C-V$ ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliği ($\phi_B(C-V)$) ile $I-V$ verilerinden elde edilen engel yüksekliği ($\phi_B(I-V)$) arasında bir uyumsuzluk vardır. $\phi_B(C-V)$ ile $\phi_B(I-V)$ engel yüksekliği değerlerindeki ve bu değerlerin sıcaklık bağımlılıklarındaki farklılık, engel yüksekliklerinin Gaussian dağılımı modeli varsayılarak açıklanır. Bunlara ek olarak, kapasitans-voltaj ($C-V$) ve iletkenlik-voltaj ($G/w-V$) ölçümleri farklı aydınlatma seviyeleri için de yapılmıştır. Akümülyasyon bölgesinde ölçülen R_s azalırken, sıcaklık ve bütün aydınlatma seviyeleri ile keskin bir değişim gösterir; ayrıca tüketim ve inversiyon bölgelerinde ölçülen R_s de tüketim bölgesinde pikler verir. Deneysel sonuçlar, gözenekli silisyum güneş pillerinin performansının seri dirence ve arayüzey durumlarına duyarlı olduğunu gösterir.

Anahtar Kelimeler: Gözenekli silisyum; Güneş pili; Seri direnç; Arayüzey durumları; Sıcaklık bağımlılığı; Akım iletim mekanizması

Sayfa Adedi : 111

Tez Yöneticisi : Prof. Dr. Şener OKTİK

**ELECTRICAL CHARACTERISTICS of POROUS SILICON SOLAR CELLS
at METAL-INSULATOR-SEMICONDUCTOR STRUCTURE**

(M.Sc. Thesis)

**MUĞLA UNIVERSITY
INSTITUTE of SCIENCE and TECHNOLOGY**

2005

ABSTRACT

A new approach for hybrid metal-insulator-semiconductor (MIS) Si solar cells is fabricated by Institute of Fundamental Problems for High Technology, Ukrainian Academy of Sciences. In this approach, the porous silicon is created by chemical etching of mono crystalline Si wafers before an improved MIS cell preparation process. The PV solar cells were fabricated on boron doped p-type, <100> single crystalline Si wafers (10.2x10.2 cm² and 300 μm thick). The doping level of wafers was about 2.77x10¹⁶ cm⁻³ showing with the resistivity of about 0.5 Ω cm. Because of its unique properties, porous Si can work also as a sunlight concentrator, light scattering diffuser and re-emitter of sunlight as well as an electrical isolator in the multilayer Si structure. Porous Si increases the light confinement and thus the total PV efficiency. Using this technique, the solar cells with efficiencies over 15% under AM1.5 conditions have been obtained. In this work the dark current-voltage-temperature (*I-V-T*), capacitance-voltage-temperature (*C-V-T*) and conductance-voltage-temperature (*G/w-V-T*) characteristics of porous-silicon solar cells are studied over a wide temperature range between 79 K and 400 K. And the current-voltage (*I-V*) characteristic is also studied under illumination level with 100 mW/cm² at room temperature (AM1.5 conditions). Experimental results show that the forward and reverse *I-V* characteristics show Schottky-junction-like behavior. The dark *I-V* characteristics showed non-ideal behavior with an ideality factor higher than unity at

each temperature. The density of interface states distribution N_{ss} profiles as a function of $E_{ss} - E_v$ deduced from the $I-V$ measurements at different temperatures for the porous silicon solar cells are on the order $\sim 10^{11} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. The interface state density N_{ss} decreases with increasing temperature. The ideality factor n , series resistance R_s , barrier height ϕ_B and interface states density N_{ss} were found to be strong function of temperature. While the ideality factor n , series resistance R_s and interface states N_{ss} decrease, the barrier height $\phi_B(I-V)$ increase with increasing temperature. There is a disagreement between the barrier height from $C-V$ measurements ($\phi_B(C-V)$) and those determined from $I-V$ data ($\phi_B(I-V)$). The difference in $\phi_B(C-V)$ and $\phi_B(I-V)$ values and in their temperature dependence are explained by assuming the Gaussian distribution of barrier heights model. In addition, capacitance-voltage ($C-V$) and conductance-voltage ($G/w-V$) characteristics are studied at different external illumination levels. While the R_s decreases, measured accumulation region, it exhibits a sharp change with temperature and total illumination level and gives a peak in depletion region, measured depletion and inversion region. Experimental results show that the performance of the porous silicon solar cells has been found to be sensitive to the series resistance and interface states.

Key words: Porous silicon; Solar cells; Series resistance; Interface states; Temperature dependent; Current transport mechanisms

Page Number : 111

Adviser : Prof. Dr. Şener OKTİK

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Şekil No</u>		<u>Sayfa No</u>
Şekil 2.1	Silisyum örgüsünde atomlar arası bağların gösterimi.....	5
Şekil 2.2	Silisyumdaki verici (donor) tipli katkı atomunun şematik görünümü.....	6
Şekil 2.3	Silisyumdaki alıcı (acceptor) tipli katkı atomunun şematik görünümü.....	7
Şekil 2.4	Dengedeki bir p-n eklemnin özellikleri: (a) p-tipi ve n-tipi malzemelerin izole edilmiş ve nötral bölgeleri, (b) boşaltılmış bölgedeki uzay yüklerini gösteren eklemi, meydana gelen elektrik alanı, eklem potansiyelini ve enerji bandlarının ayrılmasını göstermektedir.....	9
Şekil 2.5	P-n eklemden öngerilimin etkileri; (a) denge, (b) ileri öngerilim ve (c) ters öngerilim, için boşaltılmış bölge genişliği, elektrik alan, elektrostatik potansiyel, enerji band diyagramı, boşaltılmış bölge içinde parçacık akışı ve akım yönleri.....	11
Şekil 2.6	Bir p-n eklemnin akım-voltaj ($I-V$) karakteristiği.....	12
Şekil 2.7	$N_D > N_A$ olan p-n eklemnin boşaltılmış bölgesindeki yük yoğunluğu ve elektrik alan dağılımı: (a) geçiş bölgesi, (b) serbest taşıyıcıların ihmal edildiği boşaltılmış bölgedeki yük yoğunluğu, (c) referans yön olarak $+x$ yönünün alındığı elektrik alan dağılımı.....	15
Şekil 2.8	Metal/n-tipi yarıiletken kontak için ($\phi_m > \phi_s$) elektron enerji band diyagramı: a) Birbirinden ayrılmış nötral materyaller, b) Kontak oluşturulduktan sonra ısısal denge durumu.....	19
Şekil 2.9	Metal/n-tipi yarıiletken doğrultucu kontak için elektron enerji band diyagramı: (a) Isısal denge durumu, (b) ileri beslem, ve (c) ters beslem.....	22
Şekil 2.10	$\phi_s > \phi_m$ için metal/n-tipi yarıiletken omik kontakın elektron enerji band diyagramı: a) Birbirinden ayrı nötral materyaller, b) termal dengede kontak, c) yarıiletken negatif beslemde, ve d) yarıiletken pozitif beslemde	24
Şekil 2.11	$\phi_s > \phi_m$ için metal/p-tipi yarıiletken doğrultucu kontakın elektron enerji band diyagramı: a) Birbirinden ayrı nötral materyaller, ve b) kontak oluşturulduktan sonraki ısısal denge durumu.....	24
Şekil 2.12	Bir metal yüzeyi ile vakum arasında enerji band diyagramı: a) Vakumdaki elektron ile metaldeki görüntü (hayali) yük, b) dış alan yok iken elektron enerji engeli, c) dış alan uygulandığında $q\Delta\phi_B$ kadar engel azalması.....	26
Şekil 2.13	Metal-yarıiletken (MY) kontaklarda ileri beslem altındaki akım-iletim mekanizmaları.....	28
Şekil 2.14	Schottky alçalması ile birlikte enerji band diyagramı.....	31

Şekil 2.15	İleri beslemde termiyonik alan emisyonu ve alan emisyonu band diyagramı (ξ 'nin negatif olduğu çok katlı yarıiletken için).....	36
Şekil 2.16	Metal/p-tipi Si kontakta çok katlı tünelleme modeline göre band diyagramı.....	38
Şekil 2.17	Farklı akım-iletim mekanizmaları gösteren $nkT/q - kT/q$ grafiği.....	41
Şekil 2.18	Fotonların yarıiletken üzerine gelmesi ile elektron-deşik çifti yaratılması.....	43
Şekil 2.19	Isısal olarak oksitlenmiş silisyumda oluşan arayüzey durumları.....	45
Şekil 2.20	n-tipi MYY yapının ileri beslem altındaki enerji band diyagramı.....	49
Şekil 2.21	p-tipi MYY yapının ileri beslem altındaki enerji band diyagramı.....	49
Şekil 2.22	Aydınlatma altındaki bir güneş pilinin akım-voltaj ($I-V$) eğrisi.....	54
Şekil 2.23	Silisyum α soğurma katsayısının, ışığın λ dalga boyuna göre değişmesi.....	60
Şekil 3.1	Gözenekli Si içeren hibrid MYY yapıları yeni Si güneş pilinin şematik yapısı: 1,4- üst ve alt kontaklar Al(Mo-Cu-Ni, Cr-Cu-Sn), 2- p-tipi temel kristal, 3- p ⁺ -tipi gözenekli Si, 5- n ⁺ -tipi gözenekli Si+n inversiyon tabakası, 6- yansıtıcı olmayan tabaka (gözenekli Si+SiO ₂ -Ce ₂ O ₃ , TiO ₂).....	64
Şekil 3.2	Akım-voltaj ($I-V$) ölçümleri için kullanılan deney düzeneği...	65
Şekil 3.3	Kapasitans-voltaj ($C-V$) ölçümleri için kullanılan deney düzeneği.....	66
Şekil 3.4	Keithley 220 programlanabilir sabit akım kaynağı.....	66
Şekil 3.5	Keithley 199 DMM/Scanner.....	67
Şekil 3.6	Hawlett Packard 4192A LF Empedans Analizörü.....	68
Şekil 3.7	LakeShore 321 Autotaning Sıcaklık Kontrol Ünitesi.....	68
Şekil 4.1	Gözenekli p-tipi Si güneş pilinin karanlık ve aydınlık $J-V$ karakteristiği ve pil parametreleri.....	71
Şekil 4.2	Farklı sıcaklıklardaki gözenekli p-tipi Si güneş pilinin karanlık, ileri beslem ve ters beslem $I-V$ karakteristikleri.....	74
Şekil 4.3	Karanlıkta, gözenekli p-tipi Si güneş pilinin n 'in $1000/T$ 'ye göre çizimi.....	77
Şekil 4.4	Sıcaklığın bir fonksiyonu olarak, $I-V$ ölçümlerinden elde edilen sıfır beslem engel yüksekliği $\phi_B(I-V)$ (açık daireler) ve $C-V$ ölçümlerinden elde edilen $\phi_B(C-V)$ (doldurulmuş daireler).....	77
Şekil 4.5	$I-V$ ve $C-V$ verilerinden elde edilen engel yükseklikleri arasındaki farkın sıcaklığın tersiyle değişimi.....	80
Şekil 4.6	Gözenekli p-tipi Si güneş pili için standart ve modifiye edilmiş Richardson çizimleri.....	81

Şekil 4.7	Değişik sıcaklıklardaki $I-V$ verilerinden elde edilen $E_{ss} - E_v$ 'nin fonksiyonu olarak N_{ss} arayüzey durum yoğunlukları.....	83
Şekil 4.8	Gözenekli p-tipi Si güneş pilinin sıcaklığa bağımlı; a) $C-V$ ve b) $G/w-V$ grafikleri.....	88
Şekil 4.9	100 kHz frekansta farklı sıcaklıklar için gözenekli p-tipi Si güneş pilinin $C^{-2} - V$ çizimi.....	89
Şekil 4.10	100 kHz frekansta farklı sıcaklıklar için gözenekli p-tipi Si güneş pilinin $R_s - V$ çizimi.....	98
Şekil 4.11	100 kHz frekansta farklı aydınlatma seviyeleri için gözenekli p-tipi Si güneş pilinin $R_s - V$ çizimi. Burada artan derecede aydınlatma seviyeleri 1-6 numaraları ile gösterilmiştir.....	98

TABLolar / ÇİZELGELER DİZİNİ

<u>Tablo No</u>		<u>Sayfa No</u>
Tablo 4.1	Gözenekli p-tipi Si güneş pilinin I - V karakteristiklerinden hesaplanan değişik parametrelerin sıcaklık bağımlı değerleri.....	75
Tablo 4.2	Gözenekli p-tipi Si güneş pilinin 300 K sıcaklıkta n , ϕ_e , $E_{ss} - E_v$ ve N_{ss} değerleri.....	85
Tablo 4.3	Gözenekli p-tipi Si güneş pilinin C - V karakteristiklerinden ve teorik hesaplamalardan elde edilen çeşitli parametrelerin sıcaklık bağımlı değişimi.....	93
Tablo 4.4	Gözenekli p-tipi Si güneş pilinin C - V karakteristiklerinden ve teorik hesaplamalardan elde edilen çeşitli parametrelerin sıcaklık bağımlı değişimi.....	94

SEMBOLLER ve KISALTMALAR DİZİNİ

Bu çalışmada kullanılmış bazı simgeler ve kısaltalar, açıklamaları ile birlikte aşağıda verilmiştir.

Simgeler	Açıklamaları
A	Alan
A^*	Richardson sabiti
A^{**}	Etkin Richardson sabiti
C	Kapasitans
C_c	Düzeltilmiş kapasitans
C_i	Oksit (yalıtkan) kapasitans
C_D	Yarıiletken tüketim tabakasının kapasitansı
C_m	Ölçülen kapasitans
C_{ma}	Kuvvetli akümülyasyon bölgesinde ölçülen kapasitans
C_{ox}	Oksit kapasitans
C_p	Frekans bağımlı kapasitans
C_0	İlave kapasitans
c_2	Alıcı ve verici yoğunluğuna bağılı sabit
D_n	Elektron difüzyon sabiti
D_p	Deşik difüzyon sabiti
D_s	Arayüzey durum yoğunluğu
$E(x)$	Schottky bölgesindeki elektrik alan
E_a	Aktivasyon enerjisi
E_g	Yarıiletken yasak enerji aralığı
E_c	İletkenlik band kenarı enerjisi
E_F	Fermi enerjisi
E_m	Maksimum elektrik alan

E_t	Arayüzey tuzağının enerjisi
E_v	Değerlik (valans) band kenarı enerjisi
ϵ_0	Boşluğun dielektrik sabiti
ϵ_i	Yalıtkan (oksit) tabakanın dielektrik sabiti
ϵ_s	Yarıiletkenin dielektrik sabiti
FF	Doluluk faktörü
g	Temel durum dejenerasyonu
G	İletkenlik
G_c	Düzeltilmiş iletkenlik
G_m	Ölçülen iletkenlik
G_{ma}	Kuvvetli akümülyasyon bölgesinde ölçülen iletkenlik
G_p	Frekans bağımlı iletkenlik
h	Planck sabiti
I	Akım
$I(V)$	Toplam akım
I_0	Ters doyum akımı
I_{gr}	Jenerasyon-rekombinasyon akımı
I_{r0}	Jenerasyon-rekombinasyon akımı yoğunluğu
J_{Fp}	İleri beslem altında metalden yarıiletkene geçen deşik akım yoğunluğu
J_{Fn}	İleri beslem altında metalden yarıiletkene geçen elektron akım yoğunluğu
J_m	Maksimum akım yoğunluğu
J_{mp}	Maksimum güç noktasına karşılık gelen akım yoğunluğu
J_{ms}	Metalden yarıiletkene doğru doyum akımı
J_{sc}	Güneş pilinin kısa devre akım yoğunluğu
J_{SD}	Difüzyon teorisi için akım yoğunluğu
J_{sm}	Yarıiletkenden metale doğru doyum akımı

J_0	Doyum akım yoğunluğu
k	Boltzman sabiti
L	Nötral bölgenin kalınlığı
m_e^*	Elektron etkin kütlesi
m_h^*	Deşik etkin kütlesi
m_0	Serbest elektron kütlesi
n	İdealite faktörü
$n(x)$	Elektron yoğunluğu
$n(V)$	Beslem bağımlı idealite faktörü
n_{ap}	Görünür idealite faktörü
n_i	Saf elektron yoğunluğu
n_0	İdealite faktörünün sıcaklık sabiti
N_D	Verici (donor) yoğunluğu
N_A	Alıcı (acceptor) yoğunluğu
N_c	İletkenlik bandının etkin taşıyıcı yoğunluğu
N_{sa}	Metal ile dengede olan arayüzey durumlarının yoğunluğu
N_{sb}	Yarıiletken ile dengede olan arayüzey durumlarının yoğunluğu
N_{ss}	Yüzey durumları yoğunluğu
N_v	Değerlik bandındaki durumların yoğunluğu
Q_m	Metal üzerindeki yük
Q_{ox}	Oksit tabaka yükü
$p(x)$	Deşik yoğunluğu
p_0	Tüketim tabakası kenarında deşiklerin denge konsantrasyonu
$P(\phi_B)$	Normalize edilmiş engel yüksekliği dağılımı
P_{in}	Güneş pili üzerine düşen ışığın gücü
P_{max}	Maksimum güç
q	Elektrik yükü
R_s	Seri direnç

T_0	İdealite faktörünün sıcaklıkla değişim sabiti
T	Mutlak sıcaklık
V	Voltaj
V_m	Maksimum potansiyel
V_{mp}	Maksimum güç noktasına karşılık gelen voltaj
V_{oc}	Güneş pilinin açık devre voltajı
V_D	Difüzyon potansiyeli
V_F	İleri beslem voltajı
V_R	Ters beslem voltajı
V_y	Yalıtkan üzerine düşen voltaj
V_{yi}	Yarıiletken üzerine düşen voltaj
v_r	Yeniden birleşme (recombination) hızı
W_D	Tüketim tabakasının kalınlığı
ω	Açısal frekans
Y	Admitans
Z	Empedans
v_x	Taşıyıcı hızı
ϕ_B	Potansiyel engel yüksekliği
$\phi_B(C - V)$	Düz band engel yüksekliği
$\phi_{B0}(I - V)$	Sıfır beslem potansiyel engel yüksekliği
ϕ_{ap}	Görünür engel yüksekliği
ϕ_s	Yarıiletkenin iş fonksiyonu
ϕ_m	Metalin iş fonksiyonu
ϕ_{ms}	Metal-yarıiletken engel yüksekliği
ϕ_{Bn}	n-tipi yarıiletken için potansiyel engel yüksekliği
ϕ_{Bp}	p-tipi yarıiletken için potansiyel engel yüksekliği
ϕ_e	Etkin potansiyel engel yüksekliği

ϕ_n	n-tipi bir yarıiletkenin iletkenlik bandı ile Fermi seviyesi arasındaki enerji farkı
ϕ_p	p-tipi bir yarıiletkenin iletkenlik bandı ile Fermi seviyesi arasındaki enerji farkı
ϕ_0	Nötral seviye
$\bar{\phi}_B$	Ortalama engel yüksekliği
$\Delta\phi_B$	Potansiyel engel düşmesi
δ	Yalıtkan tabaka kalınlığı
λ	Işığın dalga boyu
ρ	Özdirenç
α	Soğurma katsayısı
α_ϕ	Engel yüksekliği sıcaklık sabiti
α_σ	Standart sapma sıcaklık sabiti
σ_s	Standart sapması
σ_{s0}	Sıfır beslem standart sapma
χ	Yalıtkan engel yüksekliği
χ_s	Elektron yakınlığı
ψ_s	Yüzey potansiyeli
π	Pi sayısı
μ	Mobilite
η	Güneş pilinin verimi
τ	Arayüzey tuzaklarının ömrü
τ_0	Azınlık taşıyıcı ömrü

A	Amper
Å	Angström
a.c.	Alternatif akım
AE	Alan emisyonu
Al	Alüminyum
cm	Santimetre
C-V	Kapasitans-voltaj
d.c.	Doğru akım
eV	Elektron volt
G/w-V	İletkenlik-voltaj
Hz	Hertz
I-V	Akım-voltaj
K	Kelvin
M	Mega
MOY	Metal/oksit/yarıiletken
MY	Metal/ yarıiletken
MYY	Metal/yalıtkan/yarıiletken
nm	Nanometre
Si	Silisyum
TAE	Termiyonik alan emisyonu
TE	Termiyonik emisyon
V	Volt
μ	Mikro
Ω	Ohm

1. GİRİŞ

Güneş pilleri veya diğer adıyla fotovoltaik piller, üzerine düşen güneş enerjisini doğrudan doğruya elektrik enerjisine çeviren yarıiletken aygıtlardır. Güneş enerjisinin kaynağı nükleer füzyona (çekirdek kaynaşmasına) dayanmaktadır. Güneş enerjisi, hidrojen elementinin yüksek sıcaklıklarda birleşerek daha ağır bir element olan helyum çekirdeğini oluştururken çok az bir kütle kaybının enerjiye dönüşümü sonucunda meydana gelir. Güneş enerjisini doğrudan elektrik enerjisine dönüştürmenin temelini fotovoltaik dönüşüm oluşturmaktadır. Fotovoltaik olay ise esas olarak iki aşamalı olmaktadır. Birincisi birer taşıyıcı yük çifti olan elektron-deşik çiftlerinin malzeme üzerinde oluşması ve ikincisi de oluşan bu yüklerin pil içerisinde oluşturulan elektrik alan yardımıyla birbirinden ayrılması ve dış devredeki bir yük üzerinden fotoelektrik akım yaratmasıdır.

Schottky engelli bir güneş pilinde ise güneş enerjisi yeteri kadar ince yarı geçirgen bir metali geçerek yarıiletkenine ulaşmaktadır. Burada metal ve yarıiletken öyle seçilmelidir ki bu iki metalin iş fonksiyonları arasındaki fark ekleme bir boşaltılmış bölgenin oluşmasına ve dolayısıyla da yarıiletken yüzeyinin hemen altında bir elektrik alan oluşmasına sebep olsun. Böylece soğurulan fotonlar tarafından oluşturulan elektron-deşik çiftleri bu elektrik alan altında zıt yönde hareket ederek birbirinden ayrılırlar ve dış devredeki yük üzerinde fotoelektrik akımı sağlanmış olur. Schottky engelli metal-yarıiletken (MY) ve metal-yalıtkan-yarıiletken (MYI) yapıları arasındaki fark arayüzdeki yalıtkan tabakadır. Bu tabakanın, engel yüksekliğini, güneş pillerinde açık devre voltajını ve dolayısıyla verimi arttırdığı bilinmesine rağmen daha birçok özelliği henüz tam olarak anlaşılmış değildir.

Bir metal ile yarıiletken arasında sıkı temas (kontakt) sağlanırsa, ısısal denge kuruluncaya kadar aralarında taşıyıcı geçişleri olur. Bu metal-yarıiletken kontakları hakkında bilgimiz bir asırdan fazla olmasına rağmen onlar hakkında bildiklerimiz halen tam olarak tamamlanmış değildir. Çünkü onların performansı birçok kimyasal ve fiziksel işleme bağlıdır. F. Braun, 1874 yılında bakır, demir ve kurşun sülfürü kristallerinde metal kontakların doğal olarak doğrultulmuş kontaklar olduklarını göstermiştir (Sharma, 1984). Ve o tarihten itibaren pek çok deneysel ve teorik çalışma devam ettirilmiştir. Metal-yarıiletken eklemlerde, metal ile yarıiletken

arayüzeyinde bir potansiyel engel oluştuğunu ilk olarak Schottky ortaya atmıştır. Mott ise ekleme oluşan bu potansiyelin, metal ile yarıiletkenin iş fonksiyonları arasındaki farktan kaynaklandığını ortaya atmıştır. Metal kontakların yarıiletken teknolojisindeki öneminin anlaşılması ile birlikte, 1960'larda Schottky engel diyotları üzerine olan araştırmalar ve gelişen çalışmalar yeniden canlılık kazanmıştır.

Fotovoltaik güneş pillerinin tarihi ise 1839 yılına kadar uzanmaktadır. 1839 yılında E. Becquerel aynı elektrolit sıvı içerisine batırılmış iki elektrottan birinin üzerine ışık düşürerek bu elektrotlar arasında bir potansiyel farkın meydana geldiğini gözlemiştir. İlk modern yarıiletken güneş pilleri 1954 yılında Bell Telephone Laboratuvarı'nda L. Person, C.S. Fuller ve D.M. Chapin tarafından yapılan p-n eklem güneş pillerinde %6 verim elde edilmiş olmasına rağmen oldukça pahalı olmaları nedeniyle 1970'li yıllara kadar sadece uzay araçlarının enerji üretim sistemleri olarak imal edilmiş ve kullanılmıştır. Bugün yeryüzünde çok değişik alanlarda (askeri amaçlı, haberleşme, konutların ısıtılması, orman gözetleme kuleleri, deniz fenerleri ve hava alanlarının ışıklandırılmasında, kırsal ve dağlık kesime elektrik temininde ve su pompalarının çalıştırılmasında v.s.) güneş panelleri kullanılmaktadır. Yeryüzünde güneş pili santralleri ile elde edilmekte olan elektrik enerjisi, akümülatörlerde depolanarak sürekli kullanımı da sağlanabilmektedir.

Güneş pillerinin yatırım maliyetleri, diğer enerji türleri ile karşılaştırıldığı zaman daha pahalı görülmektedir. Ancak sessiz çalışmaları, ömürlerinin uzun, ağırlık birimi başına yüksek güce sahip olmaları, artık maddeleri olmadığı için çevre kirliliği yaratmamaları, kolay taşınabilir olmaları ve bakım masraflarının az olması gibi nedenlerle büyük bir gelecek vaat etmektedir. Aynı zamanda alışılmış enerji kaynakları olan petrol ve kömür gibi fosil kaynaklı yakıtların rezervinin hızla azalmakta olması ve 1973 yılında dünyada baş gösteren petrol krizinden sonra bilim adamları çalışmalarını, tükenmeyen güneş enerjisi üzerine yoğunlaştırmışlardır.

Metal-yalıtkan (MY) ve metal-yalıtkan-yarıiletken (MYY) yapılarda başlıca akım-iletim mekanizmaları; termiyonik emisyon, difüzyon, termiyonik emisyon-difüzyon, termiyonik alan emisyonu, alan emisyonu, azınlık taşıyıcı enjeksiyonu, üretilme-yeniden birleşme (generation-recombination) ve çok katlı tünellemelerdir. Ancak, bunlardan hangi mekanizmanın baskın olduğunu belirlemek oldukça zordur. Bu nedenle değişik sıcaklıklarda yapılan akım-voltaj ($I-V$) ve kapasitans-voltaj ($C-V$)

deneysel ölçümleri ile hangi akım iletim mekanizmasının baskın olduğunun belirlenmesi mümkün olabilmektedir.

Gözenekli p-tipi Si güneş pili Ukrayna Bilimler Akademisi İleri Teknoloji için Temel Problemler Enstitüsü'nde üretilmiştir ve güneş pilinin hibrid metal-yalıtkan-yarıiletken (MY) bir yapısı vardır. Bu yapı, gözenekli Si bölgeleri ile çevrelenmiş tek yada çok kristalli Si tabaka ve pil yüzeyi üzerindeki yansımayı önleyici tabakanın birleşimidir. Böyle bir hibrid MY yapı kimyasal buhar depolama ve yoğunlaştırma yöntemleri kullanılarak üretilmiştir. Gözenekli Si ise florür asit su çözeltisinde kristal Si tabakanın kimyasal veya elektro kimyasal aşındırılması ile oluşturulmuştur. Güneş pilleri, Schottky diyotlar gibi bir ekleme (metal-yarıiletken arayüzeyinde) sahiptir. Ayrıca bu çalışmada incelenen güneş pili numunelerinin yarılogaritmik $\ln I-V$ eğrisine bakıldığında iyi bir rektifiye davranış gösterdiği açıkça görülmektedir. Örneğin 1V değerine karşılık gelen akım değeri, -1V'a karşılık gelen akım değerinden en az 100 kat daha fazladır. Bu yüzden gözenekli p-tipi Si güneş pilinin elektriksel karakteristikleri incelerken Schottky diyot modellemesi yapılabilir. Gözenekli p-tipi Si güneş pillerinin ileri beslem $I-V$ ve ters beslem $C-V$ karakteristikleri 79-400 K sıcaklık aralığında incelendi. İncelenen güneş pilinin oda sıcaklığında (25 °C) ve 100 mW/cm² aydınlatma altında (AM1.5 şartları) yapılan akım-voltaj ($I-V$) ölçümlerinden güneş pili parametreleri bulunmuştur. Karanlıkta, 79-400 K sıcaklık aralığında yapılan akım-voltaj ($I-V$) ölçümlerinin sonuçları değerlendirilerek temel parametreler, akım-iletim mekanizması ve arayüzey durum yoğunlukları ile arayüzey durum yoğunluklarının enerji durumlarına göre dağılım profili üzerinde duruldu. 100 kHz frekanstaki $C-V$ ve $G/w-V$ ölçümlerinden faydalanılarak seri direncin voltaja bağlı değerleri ve temel parametreler 79-400 K sıcaklık aralığında incelendi. Ayrıca karanlıkta 79-400 K sıcaklık aralığında yapılan $C-V$ ve $G/w-V$ ölçümlerinden elde edilen seri direncin voltaja bağlı sonuçları oda sıcaklığında beş farklı aydınlatma seviyesi altında yapılan ölçümlerin sonuçları ile karşılaştırmalı olarak verildi.

Bu tezin birinci ve ikinci bölümlerinde sırasıyla p-n eklem, metal-yarıiletken (MY) kontaklar, güneş pillerinin çalışma prensipleri ve metal-yalıtkan-yarıiletken (MY) güneş pilleri hakkında genel teorik bilgiler ve bu yapıların temel parametrelerini etkileyen faktörler üzerinde duruldu. Üçüncü bölümde gözenekli p-

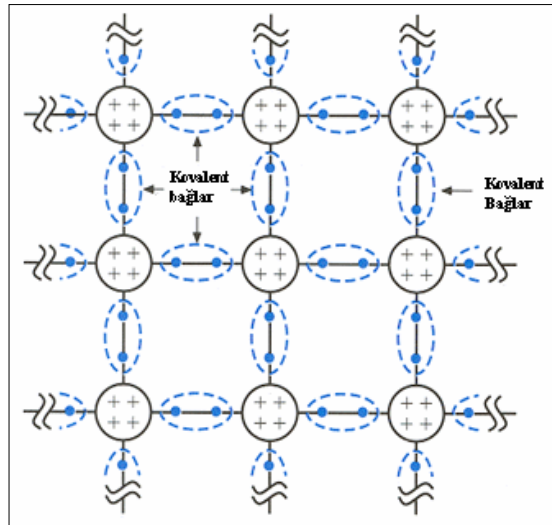
tipi Si güneş pilinin genel yapısı, pilin yapım aşamaları ve uygulanan deneysel ölçüm teknikleri ile kullanılan ölçüm sistemleri anlatılmıştır. Dördüncü bölümde, elde edilen deneysel sonuçlar grafikler ve tablolar halinde verilmiştir. Beşinci bölümde ise elde edilen bu sonuçların bir tartışması yapılmıştır.

2. KAYNAK ÖZETLERİ

2.1. Yarıiletkenler ve P-n Ekleme

2.1.1. Yarıiletkenlerin Katkılanması

Hiçbir safsızlık veya örgü kusuru içermeyen mükemmel bir yarıiletken, *saf yarıiletken* olarak adlandırılır. Saf yarıiletkenlerde mutlak sıfırda kovalent bağlarda hiçbir elektron eksikliği söz konusu değildir. Ve mutlak sıfırda saf yarıiletkenlerde serbest yük taşıyıcıları bulunmamaktadır, yani valans bandı elektronlarla tam olarak doldurulmuşlardır ve iletim bandında serbest elektronlar bulunmamaktadır (Şekil 2.1). Ancak yarıiletkene dışardan bir ısı verildiği takdirde ısısal enerjinin etkisiyle bazı kovalent bağlarda kopma meydana gelebilir. Bunun sonucunda kopan elektron serbest kalır ve elektronun boş yerinde deşik oluşur. Böylece ısının etkisiyle silisyumda elektron ve deşik çifti oluşur. Saf yarıiletkenlerde valans bandının kopmasıyla eşit sayıda serbest elektronlar ve deşikler oluşur.



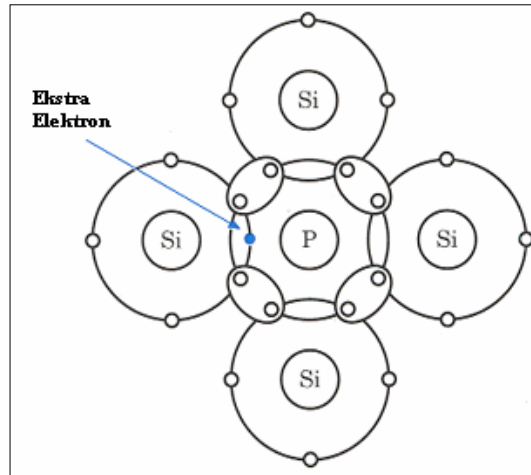
(<http://134.193.15.25/vu/course/cs281/lectures/basic-electrical-components/gate-implementation.html>)

Şekil 2.1. Silisyum örgüsünde atomlar arası bağların gösterimi

Yarıiletken malzemenin içerisine, çok az miktarda uygun olarak seçilmiş yabancı atom katkılanması ile yarıiletkenin elektriksel özellikleri önemli ölçüde

değiştirilebilir. Saf yarıiletkenin yapısal özelliklerini bozmayacak miktarda ve denetimli bir biçimde yarıiletken kristale yerleştirilen yabancı atomlara *safsızlık atomları* ve bu işleme de *katkılama* adı verilir.

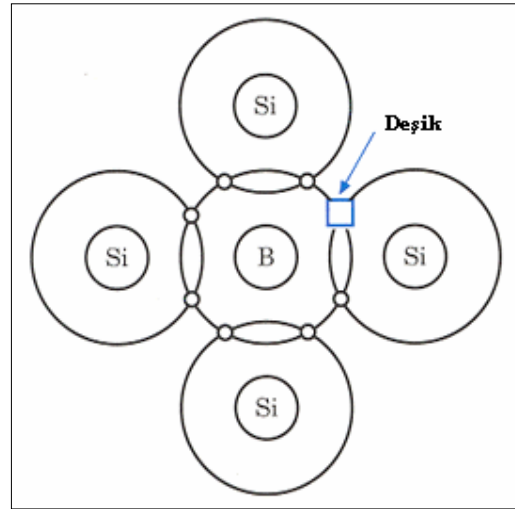
Katkılamayı açıklamak için silisyum kristali örneği kullanılırsa. Saf silisyum kristalinde her atom 14 elektrona sahip olmakla birlikte, en dış yörüngedeki dört elektron, komşu atomlarla olan ilişkileri belirler. Değerlik elektronları adı verilen bu dört elektronun her biri, en yakınındaki dört silisyum atomu ile bağ yaparak silisyum kristalindeki ana yapı taşını oluşturur. Saf silisyum kristali içerisinde değerlik elektron sayısı beş olan fosfor (P) atomu katkılanırsa, fosfor atomu, silisyum atomunun yerine dört değerlik elektronu ile silisyumun daha önce kristal içerisinde yaptığı bağları sağlar iken, fosforun beşinci değerlik elektronu açıkta kalacaktır (Şekil 2.2). Fosfor atomuna çok zayıf olarak bağlı olan bu elektron çok küçük bir enerji ile atomundan ayrılarak silisyum kristalinin iletkenlik bandına çıkacaktır. Fosfor atomunda olduğu gibi, katıldığı kristal yapıya elektron veren safsızlık atomlarına *verici* denir. Bu şekilde katkılanmış yarıiletkenlerde elektriksel yük, elektronlar ile iletkenlik bandında taşınır ve bu nedenle bu yarıiletkenler, *n-tipi yarıiletkenler* olarak sınıflandırılır(<http://www.youthforhab.org.tr/tr/yayinlar/enerji/gunespilleri/gunespilleri.html>).



(<http://134.193.15.25/vu/course/cs281/lectures/basic-electrical-components/gate-implementation.html>)

Şekil 2.2. Silisyumdaki verici (donor) tipli katkı atomunun şematik görünümü

Saf silisyum kristali içerisinde değerlik elektron sayısı üç olan boron (B) atomu katkılındığı düşünülürse (Şekil 2.3). Silisyum atomunun yerini alan boron atomu, silisyum kristalindeki üç atomla bağ yaparken dördüncü atomla paylaşacağı elektronu olmadığı için, bir eksik bağ ortaya çıkacaktır. Değerlik bandının kıyı enerjisine yakın bulunan bu enerji düzeylerine çok küçük enerjilerle bile değerlik bandından elektronla doldurularak değerlik bandında boşluklar (deşikler) oluşacaktır. Bu şekilde katkılanmış yarıiletkenlerde değerlik bandındakideşiklerin sayısı iletkenlik bandındaki serbest elektron sayısından daha çok olduğundan, çoğunluk taşıyıcıları artı yükleri gibi düşünülendeşiklerdir. Deşiklerin çoğunluk taşıyıcısı olduğu bu tür malzemelere *p-tipi yarıiletken* adı verilir. Yarıiletken ister n-tipi isterse p-tipi olsun kendi içlerinden nötrdür. Yani dışarıya karşı herhangi net bir elektrik yükü göstermezler; ancak, dışarıdan bir elektrik alan uygulandığında elektrik alana tepki veren çoğunluk taşıyıcılarıdır. N-tipi yarıiletkendeki çoğunluk taşıyıcıları elektronlar ve azınlık taşıyıcılarıdeşikler, p-tipi yarıiletkende ise çoğunluk taşıyıcılarıdeşikler ve azınlık taşıyıcıları elektronlardır. Elektronlar elektrik alan ile ters yönde hareket ederken,deşikler elektrik alan doğrultusunda hareket ederler.



(<http://134.193.15.25/vu/course/cs281/lectures/basic-electrical-components/gate-implementation.html>)

Şekil 2.3. Silisyumdaki alıcı (acceptor) tipli katkı atomunun şematik görünümü

2.1.2. P-n Eklem

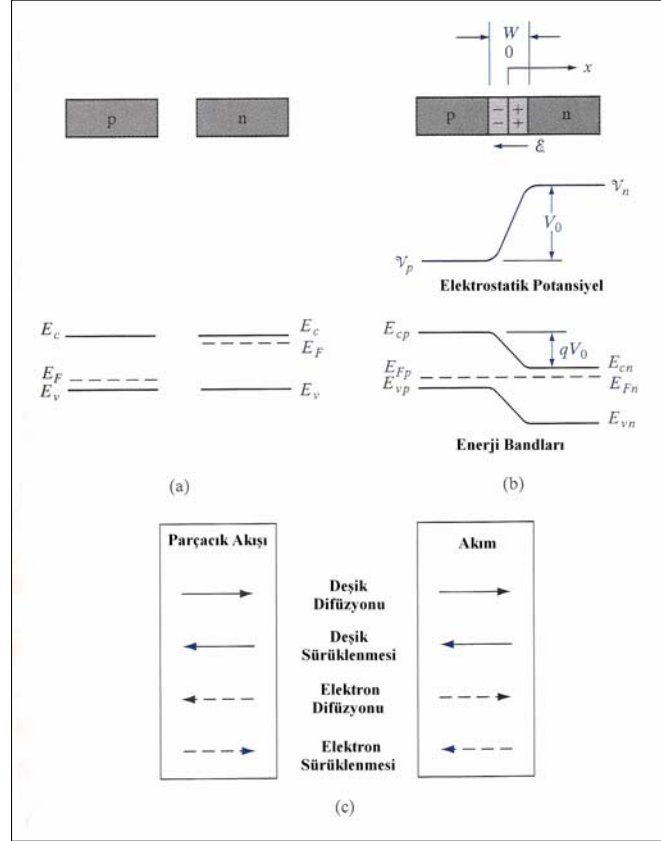
Şekil 2.4'deki gibi ayrıık iki olan n-tipi ve p-tipi iki yarıiletken malzeme ele alınsın. N-tipi yarıiletkende büyük miktarda elektron konsantrasyonu ve az miktarda deşik konsantrasyonu vardır, p-tipi yarıiletkende ise bunun tam tersi söz konusudur. İki yarıiletkenin birleştirilmesi halinde bir p-n eklem oluşur ve eklemdeki büyük taşıyıcı konsantrasyonlarının değişimlerinden dolayı taşıyıcı difüzyonları ortaya çıkar. Deşiklerin p-tipi tarafından n-tipi tarafına doğru difüzyonu oluşurken elektronlarında n-tipi tarafından p-tipi tarafına doğru difüzyonu oluşur. Elektronların n-tipi bölgeden ayrılması ile geride artı (+) yükler kalırken deşiklerin p-tipi bölgeyi terk etmesi ile birlikte geride eksi (-) yükler kalacaktır. Çoğunluk taşıyıcılarının eklem üzerinden akışları, eklemde hemen çevresindeki bölgeyi etkileyecektir. Geride kalan (+) ve (-) yükler eklem çevresinde bir elektrik alan oluştururken, bu alan, iki ayrı bölgedeki taşıyıcı farlarından dolayı oluşan doğal akışı engelleyici yönde artacaktır. Denge kurulduğunda, taşıyıcı akışı duracak ve eklem çevresinde bir elektrik alan kurulacaktır. Bu elektrik alanın büyüklüğü, kullanılan yarıiletkenlere ve yarıiletkenlerin katkılanmalarına bağlıdır. Elektrik alan taşıyıcıların her bir tipi için difüzyon akımına zıt yöndedir. Bu nedenle elektrik alan n-tipi yarıiletkenden p-tipi yarıiletkene doğru, difüzyon akımına zıt yönde sürüklenme akımı yaratır.

Dengede eklem boyunca hiçbir net akım akamayacağından dolayı, elektrik alanındaki taşıyıcıların sürüklenmesinden kaynaklanan sürüklenme akımı difüzyon akımını nötürleştirmelidir.

$$\begin{aligned} J_p(\text{sürüklenme}) + J_p(\text{difüzyon}) &= 0 \\ J_n(\text{sürüklenme}) + J_n(\text{difüzyon}) &= 0 \end{aligned} \quad (2.1)$$

Elektrik alan boşaltılmış bölgede (W) ortaya çıkar ve boşaltılmış bölge boyunca V_i potansiyel farkı vardır. Şekil 2.4b'de elektrik alana zıt yöndeki potansiyelde deşikim vardır ve bu şu şekilde ifade edilir: $E(x) = -dV/dx$. Boşaltılmış bölgenin dışındaki nötr bölgelerde elektrik alanın sıfır olduğunu varsayıldı. Böylece nötr n-tipi yarıiletkende sabit potansiyel V_n , nötr p-tipi yarıiletkende ise V_p potansiyeli vardır. Ve bu durumda boşaltılmış bölgedeki V_{bi} potansiyel farkı $V_n - V_p$ 'dir. V_i potansiyel

farkına *eklem potansiyeli* denir. Eklem potansiyeli yarıiletkende ısısal dengede boşaltılmış bölge boyunca görülen bir potansiyeldir ve herhangi bir dış potansiyel içermez. Aynı zamanda eklem potansiyeli bir denge niceliğidir ve hiçbir net akım bundan meydana gelmez.



(Streetman ve Banerjee, 2000)

Şekil 2.4. Dengedeki bir p-n eklem özellikleri: (a) p-tipi ve n-tipi malzemelerin izole edilmiş ve nötral bölgeleri, (b) boşaltılmış bölgedeki uzay yüklerini gösteren eklemi, meydana gelen elektrik alanı, eklem potansiyelini ve enerji bandlarının ayrılmasını göstermektedir

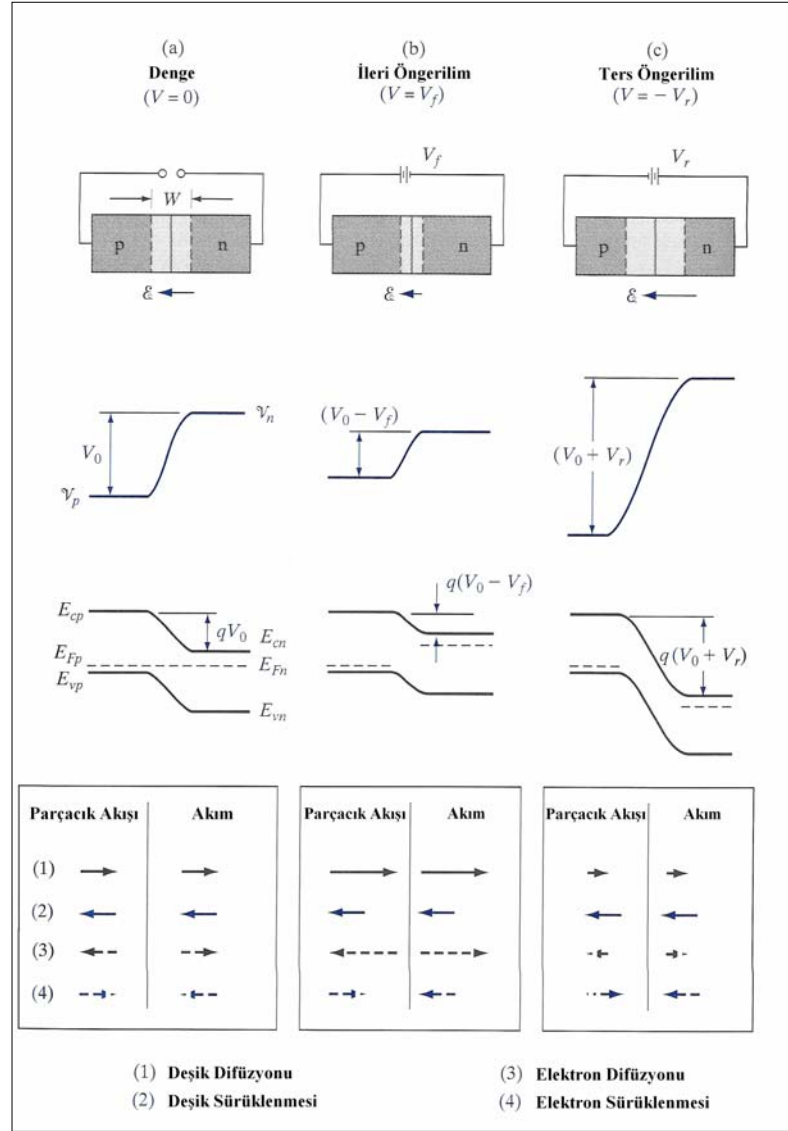
Deşik akımı dikkate alınırsa, eklem her iki yanındaki denge deşik konsantrasyonu açısından V_i ,

$$V_i = \frac{kT}{q} \ln \frac{p_p}{p_n} \quad (2.2)$$

şeklinde ifade edilir. Eğer p-tipi yarıiletken tarafında N_A ve n-tipi yarıiletken tarafında N_D donör konsantrasyonlu eklem dikkate alınırsa bu durumda Denk.(2.2) şu şekilde yazılabilir,

$$V_i = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A}{n_i^2 / N_D} = (kT) \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} \quad (2.3)$$

P-n eklem dış voltajın uygulanmasına *öngerilim* denir. Öngerilim elektronların ve deşiklerin difüzyon ve sürüklenme akımları arasındaki dengeyi bozar. Sonuç olarak, net bir akım akar. Şekil 2.5a sıfır öngerilimdeki bir p-n eklemde nötr bölgeleri ve boşaltılmış bölgeyi gösteriyor. P tarafına pozitif voltaj uygulandığı zaman, eklem *ileri öngerilim uygulanmış* denilir (Şekil 2.5b). Bu durumda boşaltılmış bölgenin genişliği azalır ısısal dengedeki elektron ve deşiklerin difüzyona zıt olan potansiyel engeli iner. Bu durum daha çok elektron ve deşiğin engel üzerinden difüzyonuna izin verir, zıt yöndeki azınlık taşıyıcılarının sürüklenme akımı pratik olarak değişmemiş kalacaktır. N tarafına pozitif voltaj uygulandığı zaman, eklem *ters öngerilim uygulanmış* denilir (Şekil 2.5c). Çoğunluk taşıyıcıları boşaltılmış bölgenin kıyılarından uzaklaştırılırlar. Bu nedenle boşaltılmış bölge genişler, çoğunluk taşıyıcılarının aktığı potansiyel engeli arttırılır. Potansiyel engelindeki artış çoğunluk taşıyıcılarının difüzyon akımını azaltır, fakat azınlık taşıyıcılarının difüzyon akımına zıt olan sürüklenme akımı hemen hemen sabit kalır. Eklem boyunca toplam akım difüzyon ve sürüklenme bileşenlerinin toplamından oluşur. Şekil 2.5'de gösterildiği gibi, elektron ve deşik difüzyon akımları ikisi birden p tarafından n tarafına doğru yönlendirilmişlerdir ve sürüklenme akımları n tarafından p tarafına doğrudur. Eklem boyunca net akım, taşıyıcıların her tipi için sürüklenme ve difüzyon akım bileşenleri dengelendiğinden dengede sıfırdır.

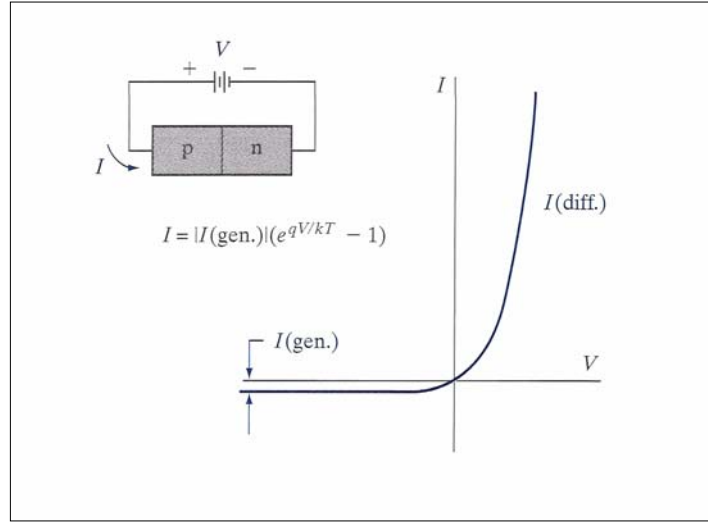


(Streetman ve Banerjee, 2000)

Şekil 2.5. P-n eklemden öngerilimin etkileri; (a) denge, (b) ileri öngerilim ve (c) ters öngerilim, için boşaltılmış bölge genişliği, elektrik alan, elektrostatik potansiyel, enerji band diyagramı, boşaltılmış bölge içinde parçacık akışı ve akım yönleri

Ters öngerilim altında, heriki düfüzyon bileşeni eklemden büyük engel yüzünden ihmal edilir ve sadece akım n tarafından p tarafına doğru oldukça küçük üretim (generation) akımıdır. Bu üretim akımı Şekil 2.6'da, p-n eklem için tipik $I-V$ çiziminin taslağı olarak gösteriliyor. Bu şekilde I akımı için pozitif yön p tarafından

n tarafına doğru alınmıştır. Ve uygulanan V , voltajı pozitif pil ucu p tarafına ve negatif pil ucu da n tarafına bağlandığı zaman, pozitifdir.



(Streetman ve Banerjee, 2000)

Şekil 2.6. Bir p-n eklemnin akım-voltaj (I - V) karakteristiği

Uygulanan $V = V_F$ ileri öngeriliminin, $\exp(qV_F / kT)$ faktörü ile eklem boyunca taşıyıcıların difüzyon yapabilme olasılığı artar. Böylece ileri öngerilim altındaki difüzyon akımı $\exp(qV / kT)$ ile çarpılmış denge değeri ile verilir. Benzer olarak ters öngerilim için difüzyon akımı, $V = -V_R$ ile, aynı faktör ile azaltılan denge değeridir. Denge difüzyon akımı $|I(\text{gen.})|$ 'e büyüklük olarak eşit olduğu için, uygulanan öngerilim ile difüzyon akımı $|I(\text{gen.})|\exp(qV / kT)$ olur. Toplam akım I , difüzyon akımı eksi I_0 olarak söz edilecek üretim (generation) akımının mutlak değeridir.

$$I = I_0(e^{qV/kT} - 1) \quad (2.4)$$

2.1.3. P-n Diyotun Elektrostatik Analizi

P-n diyotun elektrostatik analizi boşaltılmış bölgede yük yoğunluğu ve elektrik alan ile ilgili bilgi sağladığı için önemlidir. Aynı zamanda diyotun kapasitans-voltaj ($C-V$) karakteristiğinin elde edilebilmesi için de önemlidir.

Genel analiz Poisson denkleminin kurulması ile başlar. P-n eklemdaki elektrik alan ve potansiyel dağılımları bir boyutlu Poisson denkleminin çözümünden elde edilir. Hesaplamaları kolaylaştırmak için bütün yarıiletken üç farklı bölgeye bölünür; n- ve p-tipi nötr bölgeler ve boşaltılmış bölge. Nötr bölgelerde elektrik alan olmadığı varsayılır.

Yük yoğunluğu ve ϕ elektrostatik potansiyel arasındaki ilişki Poisson denklemi ile verilir:

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_s} \quad (2.5)$$

burada ϵ_s yarıiletkenin dielektrik sabiti ve ρ ise uzay yük yoğunluğudur. Bütün verici (donor) ve alıcı (acceptor) iyonize edildiğini varsayalım. ρ elektron yoğunluğu, deşik yoğunluğu, alıcı ve verici yoğunluklarının bir fonksiyonu olarak yazılabilir, $\rho = q(N_D - N_A + p - n)$. Bu durumda Poisson denklemi şu hale dönüşür,

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_s} = -\frac{q}{\epsilon_s}(N_D - N_A + p - n) \quad (2.6)$$

Elektron ve deşik konsantrasyonları (n ve p) ϕ elektrostatik potansiyeli ile değişirler ve Denk.(2.6)'nın tam sonucu oldukça karmaşık olur. Bu yüzden boşaltılmış bölgenin tamamen hareketli taşıyıcılardan boşaltıldığı ve komşu nötr bölgelerin hiçbir yük içermediği basitleştirilmiş varsayımı yapılır. Bu varsayıma *boşaltılmışlık yaklaşımı* denir.

Boşaltılmışlık yaklaşımına dayanarak, boşaltılmış bölgenin tamamen hareketli taşıyıcılardan serbest olduğu düşünüldüğünde $n=p=0$ 'dır. Bu durumda

$$\rho = q(N_D - N_A + p - n) \approx q(N_D - N_A), \quad -x_p \leq x \leq x_n \quad (2.7)$$

olur. Burada x_p p-tipi bölgedeki boşaltılmış bölge genişliği ve x_n ise n-tipi bölgedeki boşaltılmış bölge genişliğidir. Bu iki boşaltılmış bölge genişliğinin toplamı toplam boşaltılmış bölgenin genişliğini verir ($W = x_n + x_p$). P-n diyot için ρ yük yoğunlukları şu şekilde verilir:

$$\rho(x) = 0, \quad x < -x_p \quad (2.8a)$$

$$\rho(x) = -qN_A, \quad -x_p \leq x \leq 0 \quad (2.8b)$$

$$\rho(x) = qN_D, \quad 0 \leq x \leq x_n \quad (2.8c)$$

$$\rho(x) = 0, \quad x_n < x \quad (2.8d)$$

Yük yoğunluklarının bu dağılımları Şekil 2.7b'de gösterilmiştir. Şekil 2.7b'den görülebileceği gibi, yük yoğunluğu boşaltılmışlık yaklaşımının belirlediği gibi her bölgede sabittir.

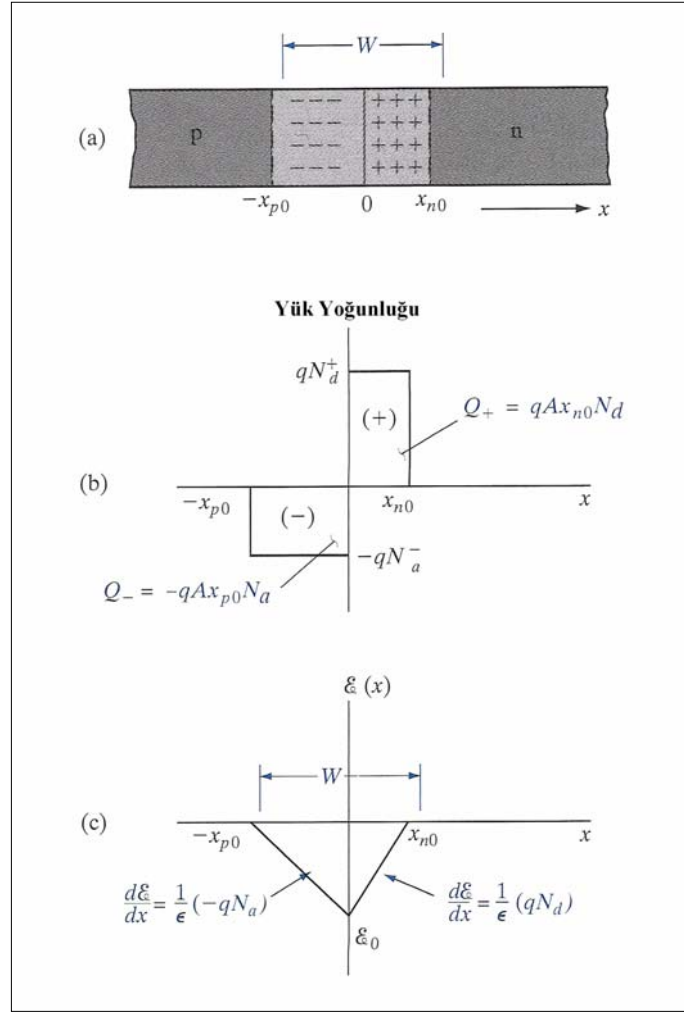
Elektrik alan pozitif ve negatif uzay yük yoğunluklarının ayrılması yüzünden boşaltılmış bölgede yaratılır. Elektrik alanın bir boyutlu analizi için

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_s} = -\frac{dE(x)}{dx} \quad (2.9)$$

olan Poisson denklemi kullanılır. Buradan elektrik alan için şu ifadeler elde edilir:

$$E = -\frac{eN_A}{\epsilon_s}(x + x_p), \quad -x_p \leq x \leq 0, \quad (2.10a)$$

$$E = -\frac{eN_D}{\epsilon_s}(x_n - x), \quad 0 \leq x \leq x_n, \quad (2.10b)$$



(Streetman ve Banerjee, 2000)

Şekil 2.7. $N_D > N_A$ olan p-n eklemnin boşaltılmış bölgesindeki yük yoğunluğu ve elektrik alan dağılımı: (a) geçiş bölgesi, (b) serbest taşıyıcıların ihmal edildiği boşaltılmış bölgedeki yük yoğunluğu, (c) referans yön olarak +x yönünün alındığı elektrik alan dağılımı

Elektrik alan $x = 0$ 'da devamlıdır. Ve burada Denk.(2.10a) ve (2.10b)'nin birbirine eşit olacağını kurarsak şunu elde ederiz:

$$N_A x_p = N_D x_n \quad (2.11)$$

Denk.(2.11) şunu ifade eder, p bölgesinde birim alandaki negatif yüklerin sayısı n bölgesinde birim alandaki pozitif yüklerin sayısına eşittir. Denk.(2.11)'den elde

edilebilecek x_n ve x_p ifadeleri $V_{bi} = \frac{e}{2\epsilon_s} \left(N_D x_n^2 + \frac{N_D^2 x_n^2}{N_A} \right)$ denkleminde yazılırsa

x_n ve x_p için şu ifadeler elde edilir:

$$x_n = \left[\frac{2\epsilon_s V_{bi}}{e} \left(\frac{N_A}{N_D} \right) \left(\frac{1}{N_A + N_D} \right) \right]^{1/2} \quad (2.12)$$

$$x_p = \left[\frac{2\epsilon_s V_{bi}}{e} \left(\frac{N_D}{N_A} \right) \left(\frac{1}{N_A + N_D} \right) \right]^{1/2} \quad (2.13)$$

Toplam boşaltılmış bölgenin genişliği ise Denk.(2.12) ve Denk.(2.13)'ün toplamından,

$$W = \left[\frac{2\epsilon_s V_{bi}}{e} \left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) \right]^{1/2} \quad (2.14)$$

olarak elde edilir.

P-n eklemi yalıtkan boşaltılmış bölgenin iki tarafında yarıiletken iki bölgeden oluştuğu için paralel plakalı bir kondansatör gibi davranır. Uygulanan voltajın değişimi ile p-n diyot içerisindeki yükün değişimi, p-n diyotun devre modeline eklenmek zorunda olan kapasitansı verir. P-n diyottaki tüketim bölgenin yükü ile ilgili olan bu kapasitansa *eklem kapasitansı* veya *boşaltılmış bölge kapasitansı* denir. Uygulanan voltaja karşı kapasitans, uygulanan voltajdaki değişim için yükteki değişim ile

$$C = \left| \frac{dQ}{dV} \right| \quad (2.15)$$

şeklindedir. Mutlak değer işareti tanıma da eklenmiştir, bu yüzden hem pozitif hem de negatif yük hesapta kullanılabilir. $Q = qN_D x_n A$ ve Denk.(2.12) tanımları kullanılarak şu elde edilebilir:

$$C_j = \left[\frac{q\epsilon_s A^2}{2} \left(\frac{N_A N_D}{N_A + N_D} \right) \right]^{1/2} \quad (2.16)$$

Bu ifade Denk.(2.14) ile karşılaştırıldığında paralel plakalı kondansatörünkine özdeş olan şu ifade bulunur,

$$C_j = \frac{A\epsilon_s}{W} \quad (2.17)$$

burada C_j eklem (veya boşaltılmış bölge) kapasitansıdır. Kapasitansın voltaja göre ölçümü, eklem potansiyeli ve bir taraflı p-n diyotun katkı yoğunluğunu elde etmek için kullanılabilir. Kapasitansın karesinin tersi çizildiğinde, doğrusal bir bağımlılık beklenir ve bu şu şekilde ifade edilir:

$$\frac{1}{C_j^2} = \frac{2}{q\epsilon_s A^2} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} (V_i - V) \quad (2.18)$$

Katkı yoğunluğu eğrinin eğiminden elde edilirken, eklem potansiyeli ise $1/C^2$ eğrisi ve voltaj ekseninin kesişmesinden elde edilir.

$$\frac{d(1/C_j^2)}{dV_i} = -\frac{2}{q\epsilon_s A^2} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \quad (2.19)$$

$$N_D = -\frac{2}{q\epsilon_s A^2} \frac{1}{\frac{d(1/C_j^2)}{dV_i}}, \quad N_D \gg N_A \quad (2.20)$$

2.2. Metal-Yarıiletken Kontak Teorisi

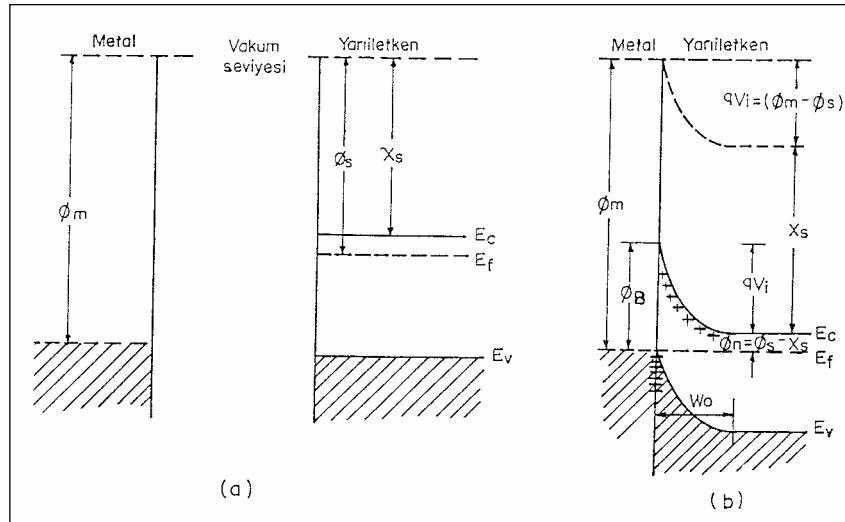
2.2.1. Metal-Yarıiletken (MY) Kontak Türleri

Metal ve yarıiletkenler kontak edildiklerinde, doğrultucu ve omik olmak üzere ikiye ayrılır. Kontakın doğrultucu veya omik olmasını, metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonları belirler. Eğer ϕ_m metalin iş fonksiyonu, ϕ_s 'de yarıiletkenin iş fonksiyonu olarak ifade edilirse, metal/n-tipi yarıiletken kontaklar için $\phi_s < \phi_m$ olması halinde doğrultucu kontak ve $\phi_s > \phi_m$ olması halinde de omik kontak oluşur. Metal/p-tipi yarıiletken kontaklar için ise $\phi_s < \phi_m$ olması halinde omik kontak ve $\phi_s > \phi_m$ olması halinde de doğrultucu kontak oluşur.

2.2.2. İdeal Metal-Yarıiletken Kontakta Schottky Mott Teori

Bir metal, yarıiletken ile kontak edildiğinde, metal-yarıiletken arayüzeyinde yüklerin ayrışmasıyla bir potansiyel engel yüksekliği oluşur. Arayüzey bölgesi yarıiletken tarafında oluşan ve hareketli yüklerden arınmış yüksek dirençli bir bölgedir. Schottky-Mott modeline göre potansiyel engel, iki maddenin iş fonksiyonları arasındaki fark sebebiyle oluşmaktadır (Sharma, 1984). Şekil 2.8a iş fonksiyonu ϕ_m olan metalin ve iş fonksiyonu ϕ_s olan n-tipi yarıiletkenin ($\phi_s < \phi_m$) elektron enerji band diyagramlarını göstermektedir (doğrultucu kontak). Şekil 2.8a'da vakum seviyesi olarak, metalin tam dışındaki sıfır kinetik enerjili bir elektronun enerji seviyesi referans alınmıştır. Metalin iş fonksiyonu, bir elektronu Fermi seviyesinden vakum seviyesine çıkarmak için gerekli enerjidir. ϕ_m iş fonksiyonu, kristal örgünün periyodik potansiyeli sebebiyle oluşan hacim katkısı ile yüzeyde oluşabilecek dipol tabakası sebebiyle oluşan yüzey katkısına sahiptir. Yarıiletkenin iş fonksiyonu ϕ_s de benzer şekilde tanımlanır fakat yarıiletkenin Fermi seviyesi katkı miktarına göre değiştiği için değişken bir niceliktir. Yarıiletkende katkı miktarına bağlı olmayan önemli bir parametre χ_s ile gösterilen elektron yakınlığıdır ve iletkenlik bandının en üst sınırından bir elektronu vakum seviyesine çıkarmak için gerekli enerji miktarıdır. Şekil 2.8a'da yarıiletken yüzey durumları içermez, böylece yüzeyin band yapısı yarıiletken gövde (bulk) band yapısı ile aynıdır yani bandlarda

bir eğilme yoktur. Şekil 2.8b kontak oluşturulup dengeye ulaşıldıktan sonraki enerji band diyagramını göstermektedir. Metal yarıiletkenle kontak oluşturulduğunda, metaldeki elektronlardan daha yüksek enerjiye sahip olan yarıiletkenin iletkenlik bandındaki elektronlar, yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesine eşit olana kadar metale doğru akarlar. Bu nedenle, yarıiletkenin sınıra yakın bölgesinde serbest elektron konsantrasyonu azalır. İletkenlik band kenarı E_c ile Fermi seviyesi E_F arasındaki fark, azalan elektron konsantrasyonu ile arttığı ve ısısal dengede E_F tamamen serbest kaldığı için iletkenlik ve valans band kenarı Şekil 2.8b'deki gibi eğilir. Metale geçen iletkenlik band elektronları arkalarında pozitif yüklü verici (donor) iyonları bırakırlar, böylece yarıiletkenin metale yakın kısmında hareketli yükler tüketilir. Arayüzeyin yarıiletken tarafında pozitif yükler oluşur ve metale gelen elektronlar, ince bir negatif yük tabakası oluştururlar. Bu tabaka arayüzeyden Thomas-Fermi film mesafesi ($\sim 0.5 \text{ \AA}$) kadar uzakta bir uzunluğun içinde kalır.



Şekil 2.8. Metal/n-tipi yarıiletken kontak için ($\phi_m > \phi_s$) elektron enerji band diyagramı: a) Birbirinden ayrılmış nötral materyaller, b) Kontak oluşturulduktan sonra ısısal denge durumu

Sonuç olarak yarıiletkenden metale doğru bir elektrik alan kurulur. Yarıiletkenin yasak enerji aralığı kontak sebebiyle değişmediği için, E_v valans band kenarı E_c iletkenlik band kenarına paralel olarak kayacaktır. Yarıiletkenin elektron yakınlığı uygulanan kontak ile değişmediğinden, vakum seviyesi de aynı değişimi takip edecektir. Böylece ısısal dengedeki metal-yarıiletken sistemde, engel yüksekliğini belirlemek için önemli bir nokta olan geçiş bölgesinde vakum seviyesinin sürekli olması sağlanmış olur. Bu durumda band bükülmesi miktarı, iki vakum seviyesi arasındaki farka eşit olur, bu da iki materyalin iş fonksiyonu arasındaki farka eşit demektir. Bu fark $qV_i = \phi_m - \phi_s$ olarak ifade edilir. Burada V_i 'nin birimi Volt (V) olup eklemde kurulan potansiyel ya da eklem potansiyel farkı olarak bilinir. qV_i yarıiletkenden metale gidecek olan elektronun sahip olması gereken enerji yani engel yüksekliğidir. Bununla birlikte metalden gözüken engel, yarıiletkenden gözüken engelden farklıdır ve

$$\phi_B = (\phi_m - \chi_s) \quad (2.21a)$$

eşitliği ile verilir. $\phi_s = \chi_s + \phi_n$ ve $\phi_m = qV_i + \phi_s$ olduğu için,

$$\phi_B = (qV_i + \phi_n) \quad (2.21b)$$

elde edilir. Burada $\phi_n = (E_c - E_F)$ olup, q elektronik yüküdür. Denk.(2.21a), birbirlerinden bağımsız olarak Schottky (1938) ve Mott (1938) tarafından ifade edilmiştir.

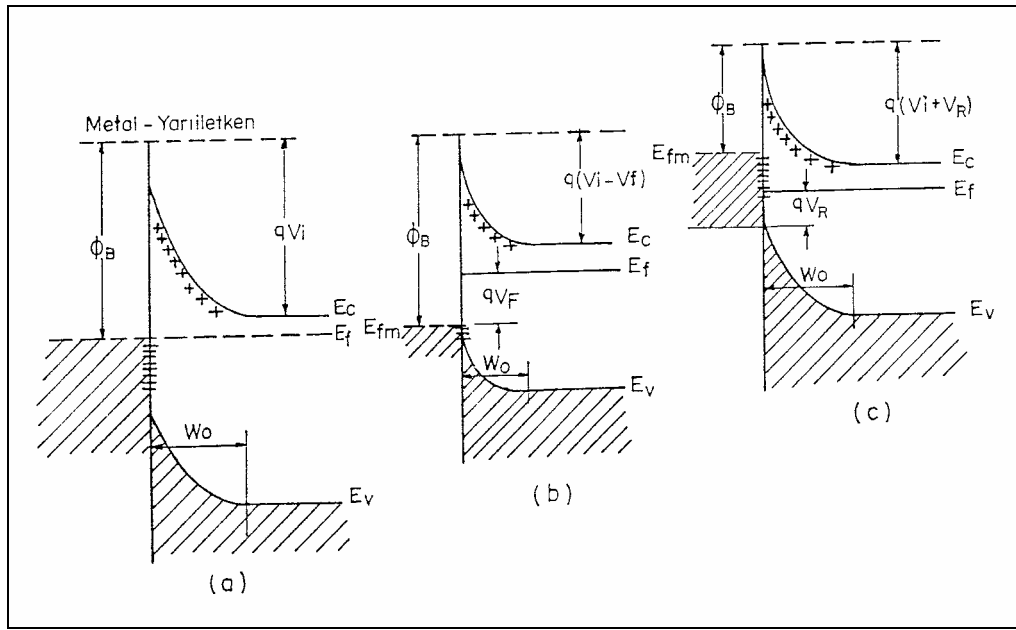
Potansiyel engelinin tam biçimi, uzay yük bölgesindeki yük dağılımından hesaplanabilir. Pek çok durumda engelin ϕ_B yüksekliği, ısısal enerji kT/q 'dan çok büyüktür ve yarıiletkenin uzay yükü bölgesi hareketli yüklerden yoksun, yüksek dirençli yalıtkan bir boşaltılmış bölge olmaya başlar. Bu sabit uzay yükleri için elektrik alanın büyüklüğü, uzay yük tabakası kenarından olan uzaklıkla doğrusal olarak artar, bunun sonucu olarak engel yüksekliği paraboliktir (Schottky Engeli). Mott, yarıiletkende yüklerin bulunmadığı ince bir tabakanın varlığını kabul eder. Bu ince bölgede elektrik alanın büyüklüğü sabit olup potansiyel, bölge boyunca doğrusal

olarak artmaktadır (Mott Engeli). Mott engeli, yüksek katkılanmış yarıiletken ile metal arasına az katkılanmış yada özgül bir yarıiletken konulduğu durumda kullanılır. Şekil 2.8b’de gösterilen kontak doğrultucu kontak ($\phi_m > \phi_s$). Şekil 2.9a ısısal dengede bulunan doğrultucu kontakın enerji band diyagramını göstermektedir. Isısal dengede, yarıiletkenden metale geçen elektronlar metalden yarıiletkene geçen elektronlar ile dengelenir ve net bir akım oluşmaz. Yarıiletkenin boşaltılmış bölge çok az hareketli taşıyıcı içerdiği için, bu bölgenin direnci metalin ve yarıiletkenin nötral kısmının direnci ile kıyaslandığında çok yüksektir ve uygulanan dış voltajın tamamı bu bölgeye düşer. Uygulanan voltaj ısısal denge band diyagramını değiştirir. Bu değişim, boşaltılmış bölgeye düşen potansiyelin değişmesiyle ve band bükülmelerindeki değişiklik nedeniyle oluşur. Yarıiletken tarafa metale göre negatif olacak şekilde bir $V = V_F$ voltajı uygulandığında, boşaltılmış bölgenin genişliği azalır ve Şekil 2.9b’de gösterildiği gibi bu bölgedeki engel yüksekliği, qV_i ’den $q(V_i - V_F)$ ’ye azalır. Bu durumda yarıiletkendeki elektronlar azalmış bir engel görecekler, bunun sonucu olarak da yarıiletkenden metale elektron akımı ısısal denge değerine göre artacaktır.

Metalden yarıiletkene doğru olan elektron akımı ısısal denge değerine göre değişmez. Bunun sebebi, metalde herhangi bir voltaj düşmesi oluşmadığından ve böylece ϕ_B uygulanan voltajdan etkilenmediğindendir. Sonuç olarak, yarıiletken taraf negatif, metal pozitif olacak şekilde kontaklara bir potansiyel uygulandığı zaman, yarıiletkenden metale doğru net bir akım meydana gelir. Bu durumda eklem ileri besleme olduğu söylenir. İleri besleme akımı, uygulanan V_F voltajı ile üstel olarak artar (Rhoderick ve Williams, 1988). Ters besleme kontakın enerji band diyagramı Şekil 2.9c’de verilmektedir. Yarıiletken metale göre pozitif olacak şekilde, $V = -V_R$ voltajı uygulanmıştır. Boşaltılmış bölgedeki potansiyel qV_i ’den $q(V_i + V_R)$ ’ye artmaktadır. Yarıiletkenden metale doğru elektron akımı ısısal denge durumuna göre azalır. Metalden yarıiletkene elektron akımı ise pratik olarak ısısal dengedekinin aynısı olur, değişmez. Yarıiletkenden metale doğru olan akım ileri beslemdeki ile kıyaslandığında daha küçüktür. Böylece bu tartışmalar altında bahsedilen kontak tek yönde akım ileten doğrultucu kontak biçiminde olur. Şekil 2.9b ve 2.9c’deki enerji band diyagramları denge şartlarında değildir ve tek bir Fermi

seviyesi yoktur. Elektronların gittiği bölgenin Fermi enerji seviyesi, elektronların geldiği bölgenin Fermi enerji seviyesinden daha yüksektir.

$\phi_m < \phi_s$ olan n-tipi yarıiletken ile oluşturulan omik kontakın enerji band diyagramı Şekil 2.10'da gösterilmektedir. Materyaller ayrı durumda iken enerji band diyagramı Şekil 2.10a'da gösterilmiştir.



Şekil 2.9. Metal/n-tipi yarıiletken doğrultucu kontak için elektron enerji band diyagramı: (a) Isısal denge durumu, (b) ileri beslem, ve (c) ters beslem

Metal/n-tipi yarıiletken omik kontak oluşturulduktan sonra elektronlar arkalarında pozitif yükler bırakarak, metalden yarıiletkenin iletkenlik bandına doğru akarlar ve sınırın yarıiletken tarafında elektronların yığılmasına sebep olurlar. Isısal dengeye ulaşıldığında yarıiletkenin Fermi seviyesi Şekil 2.10b'de gösterildiği gibi $(\phi_s - \phi_m)$ kadar yükselir. Yarıiletkende negatif yüklerin yığılması ile oluşan tabaka Debye mesafesi kadar bir kalınlık içinde sınırlanır ve bunlar yüzey yükleridir. Metaldeki elektronların konsantrasyonu çok fazla olduğu için metal tarafındaki pozitif yükler de, metal-yarıiletken arayüzeyinden yaklaşık 0.5 \AA bir uzaklık içinde

sınırlanmış olan yüzey yükleridir. Yarıiletken içinde oluşan bir boşaltılmış bölge yoktur ve yarıiletkenden metale ya da tersi yönde elektronların akması için bir potansiyel engeli yoktur. Arayüzey yakınındaki bölgede elektron konsantrasyonu artar ve sistemin en yüksek dirençli bölgesi yarıiletken bölgesinde oluşur. Şekil 2.10c ve 2.10d'de ileri ve ters beslemede yarıiletken bölgesini göstermektedir. Akım bu bölgenin direnci ile belirlenir ve uygulanan voltajın yönünden bağımsızdır. Böyle doğrultucu olmayan kontaklar, omik kontak olarak isimlendirilir.

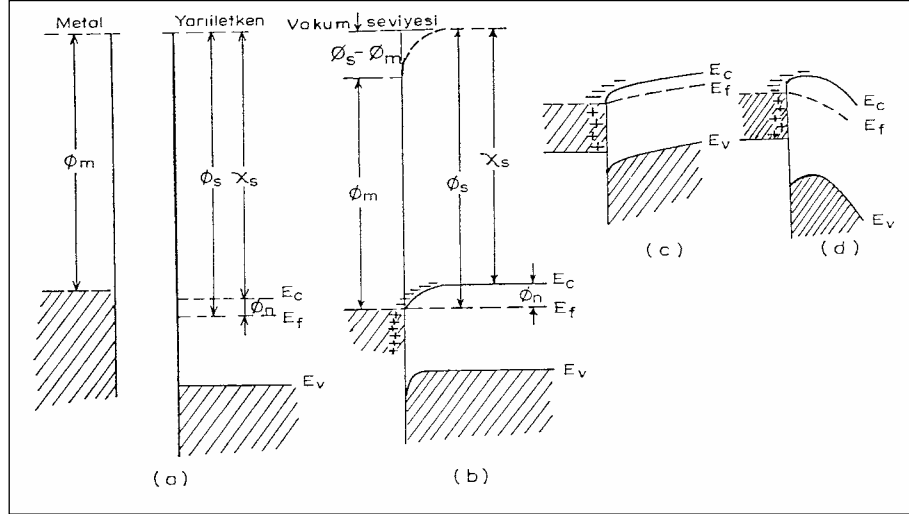
P-tipi yarıiletkenlerde, n-tipi yarıiletkenlerin tersine metal ile p-tipi yarıiletken kontak edildiğinde $\phi_s < \phi_m$ olması durumunda omik kontak, $\phi_s > \phi_m$ olması durumunda ise doğrultucu kontak oluşur. Şekil 2.11'de p-tipi bir yarıiletken için doğrultucu kontak enerji band diyagramı gösterilmektedir. Metalden yarıiletkenin içine doğru akan elektronlar p-tipi yarıiletken için azınlık taşıyıcılarıdır. Yarıiletkene ulaştıktan sonra elektronlar deşikler ile birleşirler ve Şekil 2.11b'de gösterildiği gibi iyonize alıcıların uzay yük tabakasının kalınlığının artmasına sebep olur. Uzay yük bölgesindeki deşiklerin konsantrasyonu, alıcı konsantrasyonu ile kıyaslandığında ihmal edilebilecek kadar azdır. Böylece kontağın yarıiletken tarafında, uzay yük bölgesi iyonize alıcı atomlarının konsantrasyonuna bağlı W_0 genişlikli bir boşaltılmış bölge içerir. Bu durum Şekil 2.8b'dekine benzer, sadece iyonize vericilerin rolünü iyonize alıcılar üstlenmiştir. p-tipi yarıiletkende akım deşikler tarafından taşındığı için Şekil 2.11b'de deşikler için bir engel yüksekliği aranmalıdır. Şekilden de görüldüğü gibi deşikler için engel yüksekliği ϕ'_B ,

$$\phi'_B = \chi_s + E_g - \phi_m \quad (2.22)$$

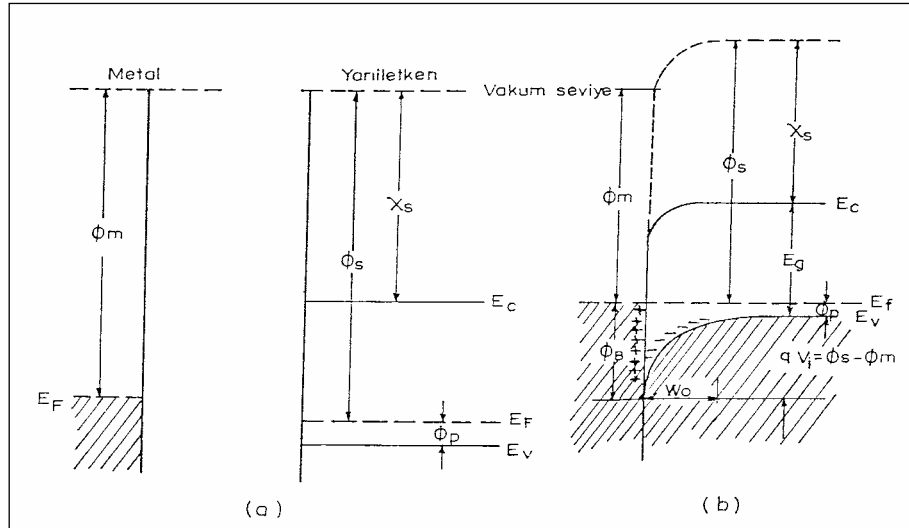
bağıntısı ile verilir. Burada E_g yarıiletkenin yasak enerji aralığıdır. Denk.(2.21a) ve (2.22)'den

$$\phi_B + \phi'_B = \phi_m - \chi_s + \chi_s + E_g - \phi_m = E_g \quad (2.23)$$

elde edilir. Şekil 2.11'dekine benzer şekilde eğer $\phi_m > \phi_s$ ise metal p-tipi yarıiletken kontağın doğrultucu olmadığı görülebilir.



Şekil 2.10. $\phi_s > \phi_m$ için metal/n-tipi yarıiletken omik kontakın elektron enerji band diyagramı: a) Birbirinden ayrı nötral materyaller, b) ısısal dengede kontak, c) yarıiletken negatif beslemde, ve d) yarıiletken pozitif beslemde



Şekil 2.11. $\phi_s > \phi_m$ için metal/p-tipi yarıiletken doğrultucu kontakın elektron enerji band diyagramı: a) Birbirinden ayrı nötral materyaller, ve b) kontak oluşturulduktan sonraki ısısal denge durumu

Pratikte metal-yarıiletken kontaklar yukarıdaki sözü edilen şartlara uymazlar. Özellikle Denk.(2.21) engel yüksekliği ϕ_B 'nin metal iş fonksiyonu ϕ_m ile doğrusal olarak gittikçe arttığını gösterir. Engel yüksekliğinin ϕ_m 'ye çok kuvvetli bağlı olması sadece iyonik yarıiletkenlerde baskın olur. Çoğu kovalent yarıiletkenlerde engel yüksekliği ϕ_m 'ye daha az bağlıdır. Kovalent yarıiletkenlerde engel yüksekliğinin, metalin iş fonksiyonu ϕ_m 'ye duyarsızlığı ilk defa Barden tarafından açıklandı (Sharma, 1984).

Mead, yarıiletkenlerin iki kategoriye ayrılabilmesini önerdi. Si, Ge ve GaAs gibi kovalent bağlı yarıiletkenler band aralığında yüzey durumlarının büyük yoğunluğuna sahiptir. İyonik bağlı yarıiletkenlerde band aralığında az miktarda yüzey durumu vardır ve engel yüksekliği esasen ($\phi_m - \phi_s$) farkı ile tayin edilir.

2.2.3. Schottky Engel Alçalması

Önce bir metal-vakum sistemini ele alalım. Metalin yüzeyinden x kadar uzakta bulunan bir elektron göz önüne alınırsa metalin yüzeyinden x kadar arkada pozitif değerli bir hayali (görüntü) yük oluşur (Şekil 2.12). Bu durumda Coulomb denkleminde göre elektronu metale çeken kuvvet (Rhoderick ve Williams, 1988),

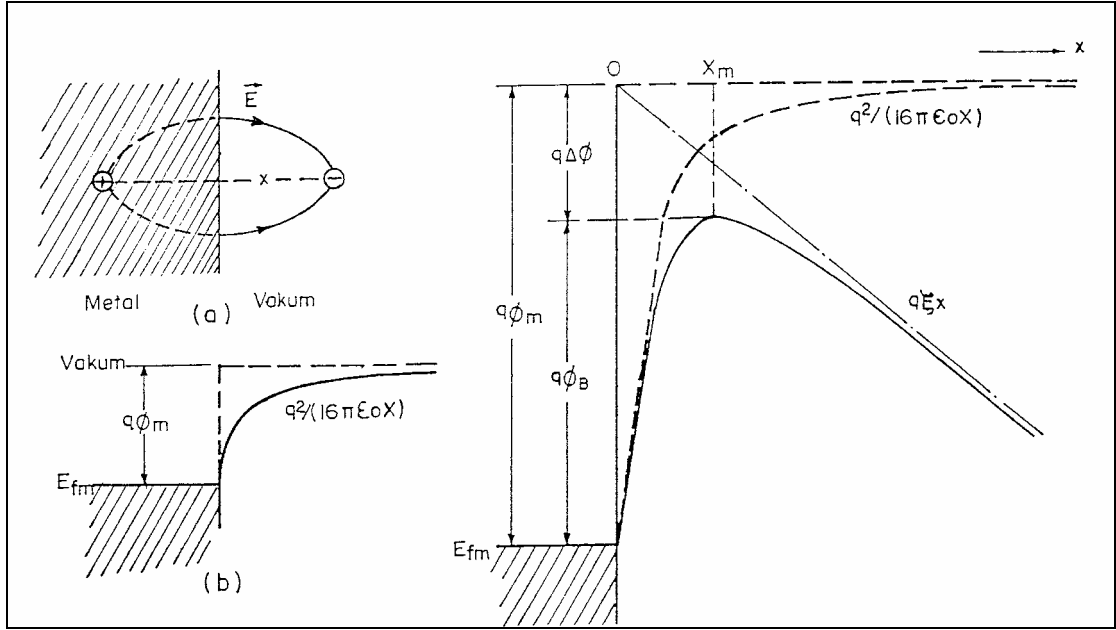
$$F = -\left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)\left(\frac{q}{2x}\right)^2 \quad (2.24)$$

dir. Burada ϵ_0 , serbest uzayın dielektrik geçirgenliği olup değeri 8.85×10^{-14} F/cm² dir. F , ∞ ile x arasında integre edilirse,

$$\int_{\infty}^x F dx = \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x} \quad (2.25)$$

elde edilir. Schottky diyotları için bu metalden vakuma emisyon, metalden yarıiletkene emisyon şeklinde düşünülebilir (Milnes ve Feucht, 1972). Buna göre metalden x kadar uzakta yarıiletken içinde bir elektron göz önüne alınırsa metal

yüzeyinden x kadar arkada pozitif değerli bir görüntü yük oluşur. Schottky engelini uygulanan elektrik alanı ve görüntü yük etkisiyle $q\Delta\phi_B$ kadar azalmasına *Schottky engel alçalması* denir.



(Sze, 1981)

Şekil 2.12. Bir metal yüzeyi ile vakum arasında enerji band diyagramı: a) Vakumdaki elektron ile metaldeki görüntü (hayali) yük, b) dış alan yok iken elektron enerji engeli, c) dış alan uygulandığında $q\Delta\phi_B$ kadar engel azalması

Eğer bir dış elektrik alan uygulanırsa mesafenin fonksiyonu olarak toplam potansiyel enerji ifadesi,

$$PE(x) = \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x} + q\zeta x \quad (\text{eV}) \quad (2.26)$$

ile verilir. Burada ϵ_0 boşluğun dielektrik geçirgenliği ve ζ ise uygulanan dış elektrik alanıdır.

Schottky engel alçalması, metal yüzeyinden x_m kadar uzakta potansiyel enerji değişiminin $d[PE(x)]/dx = 0$ olduğu noktada meydana gelir. Denk.(2.26)'nın x 'e göre türevi alınıp sifıra eşitlenirse,

$$x_m = \left(\frac{q}{16\pi\epsilon_0\xi} \right)^{1/2} \quad (2.27)$$

bulunur ve bu ifade Denk.(2.26)'da yerine yazılırsa $\Delta\phi_B$ için

$$\Delta\phi_B = \left(\frac{q\xi}{4\pi\epsilon_0} \right)^{1/2} = 2x_m\xi \quad (\text{V}) \quad (2.28)$$

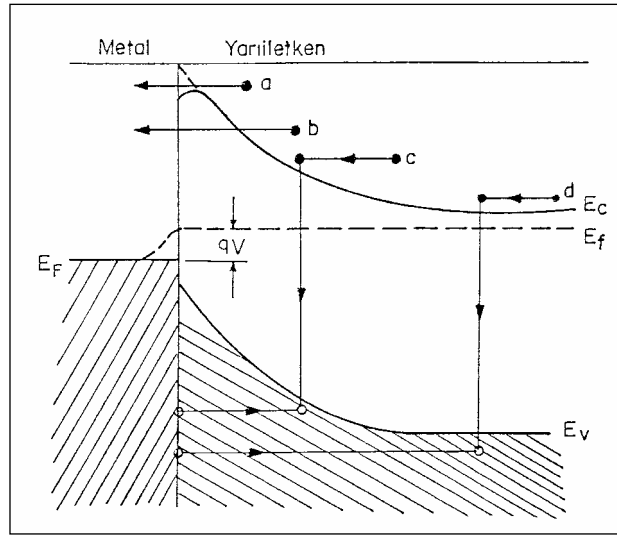
ifadesi elde edilir.

2.2.4. Metal-Yarıiletken Kontaklarda Akım -İletim Mekanizmaları

Metal-yarıiletken kontaklarda akım-iletimi başlıca çoğunluk taşıyıcıları ile olur. Metal-yarıiletken kontakların dış voltaj altında akım-iletim mekanizmalarının tayini önemlidir. Kontakta arayüzey durumları, seri direnç, metal ile yarıiletken arasındaki oksit tabaka, voltajın yönü, sıcaklık, yarıiletkenin tipi gibi faktörlerin Schottky diyotlardaki etkileri dikkate alarak, hangi durumda hangi iletim mekanizmasının etkin olduğunu belirlemek sonuçların doğruluğu açısından oldukça önemlidir. MY ve MYY yapılı kontaklarda başlıca akım-iletim mekanizmaları (Sharma, 1984; Rhoderick ve Williams, 1988; Sze, 1981);

- Termiyonik Emisyon Teorisi (TE)
- Difüzyon Teorisi
- Termiyonik Emisyon-Difüzyon Teorisi (TED)
- Kuantum Mekaniksel Tünelleme (Termiyonik Alan Emisyonu (TAE) Alan Emisyonu (AE), Çok Katlı Tünelleme)
- Uzay yük bölgesinde rekombinasyon
- Yüksüz bölgede rekombinasyon
- Deşik enjeksiyonu
- T_0 etkili akım-iletimi

Şekil 2.13’de ileri beslem altında metal/n-tipi yarıiletkende ısısal iletim mekanizmaları gösterilmiştir. Bunlardan birincisi (a), potansiyel engelin tepesi üzerinden yarıiletkenden, metale doğru olan elektronların iletimidir (Termiyonik Emisyon). Bu, ideal katkılanmış (Si, $N_D \leq 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) Schottky diyotlar için ideal bir modeldir. İkincisi (b), elektronların engel içinden doğrudan kuantum-mekaniksel tünellemesidir. Bu yüksek katkılı yarıiletkenler ile çoğu omik kontaklar için uygundur. Üçüncüsü (c), uzay yük bölgesinde yeniden birleşimdir. Dördüncüsü (d), ise doğal bölgede metalden yarıiletkene deşik enjeksiyonudur.



(Sze, 1981)

Şekil 2.13. Metal-yarıiletken (MY) kontaklarda ileri beslem altındaki akım-iletim mekanizmaları

2.2.4.1. Termiyonik Emisyon Teorisi (TE)

Termiyonik Emisyon, sıcak bir yüzeyden taşıyıcıların salınması anlamına gelir. Shottky kontaklarda yeterli ısısal enerjiyi kazanan taşıyıcıların potansiyel engel üzerinden yarıiletkenden metale veya metalden yarıiletkene geçmeleri termiyonik emisyon (TE) olayı olarak bilinir. Bu olay metal/n-tipi yarıiletken yapılarında elektronlarla, metal/p-tipi yarıiletken yapılarında deşikler tarafından sağlanır

(Sze,1981; Singh, 1985; Card, 1976; Cowley ve Sze, 1965; Northrop ve Rhoderick, 1978). Metal tarafı uygulanan voltajdan bağımsızdır. Bethe'nin metal-yarıiletken kontaklarda akımın çoğunluk taşıyıcılar tarafından iletildiğini kabul ederek kurduğu termiyonik emisyon teorisinin varsayımları şunlardır (Rhoderick ve Williams, 1988; Sze, 1981):

1. Potansiyel engelinin yüksekliği, kT/q enerjisinden çok büyüktür
2. Schottky bölgesinde taşıyıcı çarpışmaları olmamaktadır. Yani taşıyıcıların ortalama serbest yolları Schottky bölgesinin kalınlığından daha büyüktür.
3. Görüntü (hayali) kuvvetlerin etkisi ihmal edilmektedir ve akım engel yüksekliğine zayıfça bağlıdır.

Yarıiletkenden metale doğru olan akım yoğunluğu J_{sm} , potansiyel engelini geçmeye yetecek kadar enerjiye sahip elektronların konsantrasyonu ve bunların hızı ile ifade edilir:

$$J_{sm} = \int_{E_F + q\phi_B}^{\infty} qv_x dn \quad (2.29)$$

Burada v_x , x yönündeki (iletim yönündeki) taşıyıcı hızı ve $(E_F + q\phi_B)$ metalden termiyonik emisyon için gerekli minimum enerji, q elektron yükü, E_F Fermi enerjisi, ϕ_B ise potansiyel engel yüksekliğidir. Denk.(2.29)'daki küçük bir enerji aralığında elektron yoğunluğu dn ,

$$dn = N(E)f(E)dE = \left[4\pi(2m^*)^{3/2} h^3\right] (E - E_c)^{1/2} \exp\left[-\frac{(E - E_c + qV_n)}{kT}\right] dE \quad (2.30)$$

ile verilir. Burada $N(E)$ bandlardaki durumların yoğunluğu, $f(E)$ Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu, m^* taşıyıcının etkin kütlesi ve $qV_n = E_c - E_F$ Fermi enerjisidir. İletim bandındaki elektronların tüm enerjisi kinetik enerji olduğundan,

$$E - E_c = \frac{1}{2} m^* v^2 \quad (2.31)$$

yazılabilir. Denk.(2.31), Denk.(2.30)'da yerine konulursa,

$$dn = 2 \left(\frac{m^*}{h} \right)^3 \exp\left(-\frac{qV_n}{kT}\right) \exp\left(-\frac{m^* v^2}{2kT}\right) (4\pi v^2 dv) \quad (2.32)$$

elde edilir. Bu denklem bütün yönlerde hızları v ile $(v+dv)$ arasında değişen hızlara sahip elektronların birim hacim başına sayısıdır. Denk.(2.32), Denk.(2.29)'da yerine konulur, $v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$, $4\pi v^2 dv = dv_x dv_y dv_z$ dönüşümü yapıp, $\alpha = m^* / 2kT$ değişken değiştirmesi yapıldığında,

$$J_{sm} = \left(\frac{4\pi q m^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp\left(-\frac{qV}{kT}\right) \exp\left(-\frac{m^* v_{ox}^2}{2kT}\right) \quad (2.33)$$

elde edilir. Burada v_{ox} , x yönünde engeli geçmek için gerekli minimum hızdır ve

$$\frac{1}{2} m^* v_{ox}^2 = q(V_{bi} - V) \quad (2.34)$$

ile verilir. Bu, Denk.(2.33)'de yerine konulduğunda akım ifadesi,

$$J_{sm} = \left(\frac{4\pi q m^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp\left[-\frac{q(V_n + V_{bi})}{kT}\right] \exp\left(\frac{qV}{kT}\right), \quad q\phi_B = q(V_n + V_{bi}) \text{ ise}$$

$$J_{sm} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_B}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \quad (2.35)$$

olarak bulunur. Burada A^* termiyonik emisyon için Richardson sabitidir. Engel yüksekliğini azaltan bir hayali kuvvet göz önüne alınırsa Denk.(2.35)'deki ϕ_B , $\Delta\phi_B$ kadar azalmış olacaktır.

Metalden yarıiletkenine doğru giden elektronlar için engel yüksekliği değişmediğinden yarıiletkenine akan akım, uygulanan voltajdan etkilenmez. Bu

nedenle denge durumunda ($V = 0$) akım, yarıiletkenden metale geçen akıma eşit olmalıdır. Buna karşılık gelen akım yoğunluğu Denk.(2.35)'de $V = 0$ koyarak elde edilir. Yani,

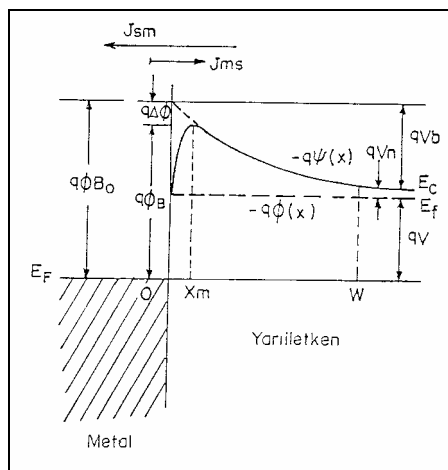
$$J_{ms} = -A^*T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_B}{kT}\right) \quad (2.36)$$

elde edilir. Toplam akım Denk.(2.35) ve (2.36)'nın toplamıdır.

$$J_n = \left[A^*T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_B}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.37)$$

burada $A^*T^2 \exp(-q\phi_B / kT)$, doyum akım yoğunluğudur (J_0).

Denk. (2.37) ile verilen doyum akım yoğunluğu uygulanan voltajdan bağımsız olması beklenirken, hayali kuvvet etkisinden (Schottky etkisi) dolayı uygulanan voltaja bağlı olarak bir miktar değişim gösterir. Schottky etkisi (Şekil 2.14), elektrostatik etkileşme ve uygulanan voltajdan dolayı engel yüksekliğinin $q(\Delta\phi_B)$ kadar alçalmasıdır.



(Sze, 1981)

Şekil 2.14. Schottky alçalması ile birlikte enerji band diyagramı

2.2.4.2. Difüzyon Teorisi

Aralarında yoğunluk farkı bulunan bölgeler arasında, yoğunluğun çok olduğu bölgeden az olduğu bölgeye doğru olan yük geçişlerine *difüzyon* denilir. Schottky tarafından verilen teori şu varsayımlara dayanır (Sharma, 1984; Rhoderick ve Williams, 1988; Sze, 1981):

1. Potansiyel engel yüksekliği, kT/q enerjisinden çok büyüktür.
2. Boşaltılmış bölgedeki elektronların çarpışma ihtimalleri dahil edilmiştir..
3. $x = 0$ ve $x = W_D$ 'deki taşıyıcı konsantrasyonları akımdan etkilenmez (yani ısıl denge değerlerine sahiptirler).
4. Yarıiletkendeki safsızlık konsantrasyonu dejenere değildir yani katkı atomları yoğunluğu değişmez.

Bu varsayımlardan doğrultusunda boşaltılmış bölgedeki akım, bölgesel alan ve yoğunluk farkına bağlı olduğundan akım-voltaj ($I-V$) karakteristiğini çıkarmak için boşaltılmış bölgede akım yoğunluğu metal/n-tipi yarıiletken kontaklar için;

$$J_x = J_n = q \left[n(x) \mu_n E(x) + D_n \frac{\partial n}{\partial x} \right] \quad (2.38a)$$

$$J_n = qD_n \left\{ \left(-\frac{qn(x)}{kT} \right) \left(\frac{\partial V(x)}{\partial x} \right) + \frac{\partial n}{\partial x} \right\} \quad (2.38b)$$

şeklinde yazılabilir. Burada D_n elektron difüzyon sabiti, $E(x)$ Schottky bölgesinde konuma bağlı elektrik alanı, μ_n elektron mobilitesi ve $n(x)$ konuma bağlı elektron yoğunluğudur. Buna göre difüzyon teorisine göre akım yoğunluğu,

$$J_n = J_{SD} \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.39)$$

şeklinindedir. Burada J_{SD} doyum akım yoğunluğu olup,

$$J_{SD} = \left(\frac{q^2 N_c D_n}{kT} \right) \left[\frac{2q(V_D - V) N_D}{\epsilon_s} \right]^{1/2} \exp\left(-\frac{q\phi_B}{kT}\right) \quad (2.40)$$

şeklinde ifade edilir. Burada N_c iletkenlik bandındaki etkin taşıyıcı yoğunluğu, V_D difüzyon voltajı, N_D verici yoğunluğu, ϵ_s ise yarıiletkenin dielektrik geçirgenliğidir. Yukarıda bağıntılarda $n(x)$ yerine $p(x)$, D_n yerine D_p , N_c yerine N_v , N_D yerine N_A yazıldığında benzer işlemler metal/p-tipi yarıiletken kontaklar için de geçerli olacaktır.

Bu iki teoriden elde edilen ifadeler birbirine oldukça benzerdir, bununla birlikte difüzyon teorisi modelinde doyum akım yoğunluğu, J_{SD} , voltaja bağlı olarak daha çabuk değişir fakat sıcaklığa bağlılığı termiyonik emisyon teorisindeki (TE) doyum akım yoğunluğuna göre daha küçüktür.

2.2.4.3. Termiyonik Emisyon-Difüzyon (TED) Teorisi

Crowel ve Sze (1965), termiyonik emisyon ve difüzyon teorilerini birleştirerek termiyonik emisyon-difüzyon (TED) teorisi modelini geliştirdiler (Sze, 1981). Bu kuram metal-yarıiletken arayüzeyi kenarında tanımlanmış olan V_r yeniden birleşme (rekombinasyon) hızı üzerine kurulmuştur. Metal ile yarıiletken gövde arasına uygulanan bir voltaj (V), metale doğru bir elektron akışına neden olur (Şekil 2.14). Burada $q\psi(x)$ elektron potansiyel enerjisi ve $q\phi(x)$ kuasi-Fermi seviyesidir. x_m ile W_D arasındaki bölgenin her yerinde akım yoğunluğu,

$$J_n = -qn\mu_n \left(\frac{d\phi_B}{dx} \right) \quad (2.41)$$

şeklinde verilir ve burada n , bir x noktasındaki elektron yoğunluğu olup,

$$n_e = N_c \exp\left(-\frac{q(\phi_B - \psi)}{kT} \right) \quad (2.42)$$

ile verilir. Taşıyıcıların bir kısmı optik fonon geri saçılmalarına bir kısmı da kuantum mekanik yansımalara uğradığından akımın değeri azalır. Sze (1981) bunun nedenini, rekombinasyon hızındaki azalmaya bağlamıştır. Bu teoriye göre elektronların metal-

yarıiletken arayüzeyinden optik fononlarla etkileşmeksizin potansiyel engel üzerinden salınma olasılığı ve ortalama iletim katsayısı değerleri göz önüne alınarak A^* Richardson sabiti A^{**} olarak değişir. Buna göre en genel J - V ifadesi,

$$J = J_0 \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.43)$$

$$J_0 = A^{**} T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{B0}}{kT}\right) \quad (2.44)$$

ile verilir. Burada A^{**} etkin Richardson sabitidir. İdeal bir Schottky diyotunda ideal sapmaları belirlemek amacı ile bir n ideal diyot çarpanı tanımlanarak akım yoğunluğu ifadesi,

$$J = J_0 \exp\left[\frac{qV}{nkT}\right] \quad (2.45)$$

şeklinde yazılabilir. Burada n ,

$$n = \left(\frac{q}{kT}\right) \left[\frac{\partial(\ln J)}{\partial V} \right]^{-1} \quad (2.46)$$

şeklinde tanımlanır.

2.2.4.4. Engel İçinde Tünelleme (TAE, AE ve Çok Katlı Tünelleme)

Metal-yarıiletken Schottky diyotlarının geniş bir sıcaklık aralığındaki I - V karakteristikleri incelendiğinde, belirli bir sıcaklık sınırının altında, enerjileri potansiyel engelden düşük bazı elektronların kuantum mekaniksel tünelleme ile engelin içinden karşıya geçebilirler. Tünellemenin Schottky engel eklemlerinde meydana gelebildiği ileri beslem için yarıiletken dejenere olacak şekilde katılanmıştır ve Fermi seviyesi yarıiletkenin iletkenlik band tabanının üzerindedir.

Çok fazla katkılanmış dejenere ($N_D > 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) yarıiletken durumunda, boşaltılmış bölge çok dardır ve düşük sıcaklıklarda ileri beslem yönündeki akım, yarıiletkenin Fermi enerjisine yakın elektronların tünellemesi ile artar. Bu olay *alan emisyonu* (AE) olarak bilinir. Eğer sıcaklık yükseltirse, elektronlar daha yüksek enerjilere uyarılmış olacaklarından, tünelleme olasılığı artar. Çünkü elektronların önemli bir kısmı, daha dar ve daha düşük engel ile karşılaşacakları için Fermi seviyesinin üzerine çıkabilirler. Böylece bu elektronlar engelin tepesine ulaşmadan önce yarıiletkenden metale tünellenebilirler. Isısal olarak uyarılmış elektronların bu şekildeki tünellemesi *termiyonik alan emisyonu* (TAE) olarak bilinir. Tünellemeden dolayı Fermi seviyesi üzerindeki enerjiye sahip elektron sayılarının hızlı bir şekilde azalması, engel yüksekliğinin azalmasına ve engel kalınlığının ise incelmeye sebep olur. Bu durumu sağlayan TAE'nin katkısının maksimum olduğu bir E_m enerjisi mevcuttur. Bu mekanizmalar Şekil 2.15'de gösterilmiştir. Eğer sıcaklık daha da arttırılırsa elektronlar potansiyel engel yüksekliğini aşabilecek kadar yeterli enerji kazanırlar ve dolayısıyla tünelleme olmadan engel üzerinden karşı tarafa rahatlıkla geçerler. Bu durum termiyonik emisyonudur.

Schottky engeli boyunca tünelleme, teorik olarak Padavoni ve Stratton (1966), Crowell ve Rideout (1969) tarafından detaylı olarak analiz edilmiştir. İleri beslemdeki alan emisyonu, çok düşük ileri beslem voltajları dışında sadece dejenere yarıiletkenlerde meydana gelir. Tünelleme akımı aşağıdaki denklemlerle verilir (Sharma, 1984),

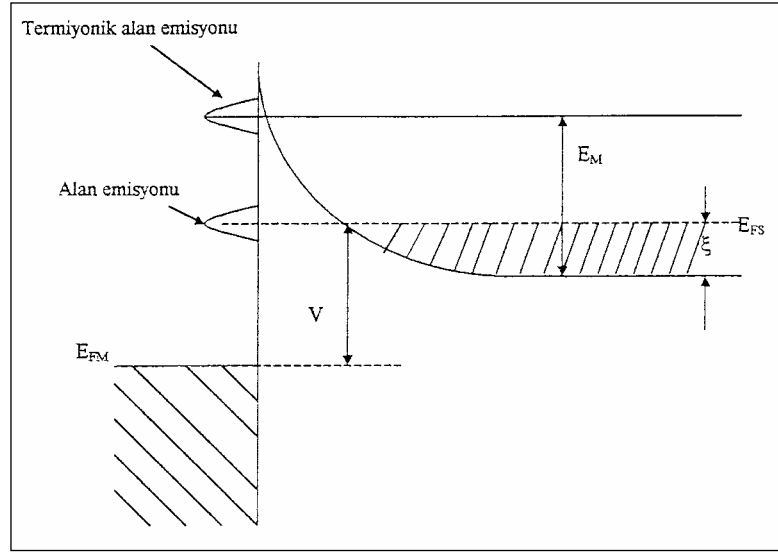
$$I = I_s \exp\left(\frac{qV}{E_0}\right) \quad (2.47)$$

E_0 ve E_{00} enerji boyutunda kıyas parametreleridir (Padavoni ve Stratton, 1966; Crowell ve Rideout, 1969) ve

$$E_0 = E_{00} \coth\left(\frac{E_{00}}{kT}\right) \quad (2.48)$$

$$E_{00} = \left(\frac{qh}{4\pi} \right) \left(\frac{N_D}{m^* \epsilon_s} \right)^{1/2} \quad (2.49)$$

şeklinde verilirler. Burada h Planck sabiti, N_D ise birim hacimdeki verici (donor) katkı atomlarının sayısıdır.



(Rhoderick ve Williams, 1988)

Şekil 2.15. İleri beslemde termiyonik alan emisyonu ve alan emisyonu band diyagramı (ξ 'nin negatif olduğu çok katlı yarıiletken için)

Denk.(2.47)'deki I_s terimi voltaja zayıf bağlıdır ve engel yüksekliği, yarıiletken parametreleri ve sıcaklığa bağlı olan karmaşık bir fonksiyondur. E_{00} enerjisi, tünellemede oldukça önemli bir parametredir ve kT/E_{00} terimi, termiyonik emisyon (TE) ve tünellemenin bağlı ölçüsüdür. Düşük sıcaklıklar için E_{00} , kT ile kıyaslanabilir duruma gelir, $E_0 \approx E_{00}$ olur ve $\ln I-V$ grafiğinin eğimi T 'ye bağımlı olmayan bir sabittir. Bu durum alan emisyonu (AE) için geçerlidir. Yüksek sıcaklıklarda $E_{00} \ll kT$ olduğu durumlarda $E_0 = kT$ 'dir ve $\ln I-V$ grafiğinin eğimi

olan q/kT 'ye eşittir. Bu durumda termiyonik emisyon (TE) geçerlidir. Orta sıcaklıklar için $\ln I-V$ grafiğinin eğimi, q/nkT olarak yazılabilir. Burada n ,

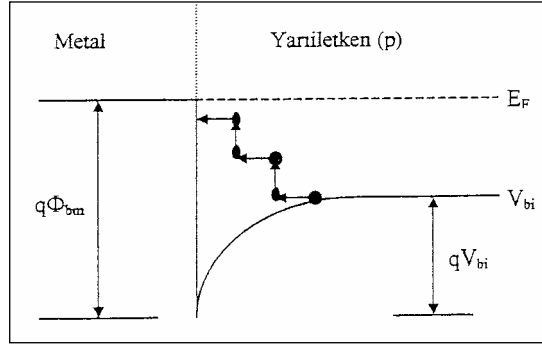
$$n = \left(\frac{E_{00}}{kT} \right) \coth \left(\frac{E_{00}}{kT} \right) \quad (2.50)$$

şeklindedir. Tünelleme akımı, TAE'nin katkısı $E_{00} \cong kT$ olduğu durum için geçerlidir. TAE'nin katkısının olduğu enerji değeri E_m ,

$$E_m = \frac{qV_d}{\cosh^2 \left(\frac{E_{00}}{kT} \right)} \quad (2.51)$$

şeklinde ifade edilir. Burada V_d toplam band bükülmesine karşılık gelen voltajdır ve E_m boşaltılmış bölgenin sınırındaki iletkenlik bandının tabanından itibaren ölçülür. Düşük katkılanma yoğunluklarında termiyonik alan emisyonunun (TAE) katkısı ihmal edilir ve etkin akım-iletim mekanizmasında termiyonik emisyon (TE) etkin olur.

Çok katlı tünelleme için bir eklem, boşaltılmış bölge boyunca yer alan tuzaklara sahip olan bir metal-yarıiletken kontak olarak tasvir edilir. P-n ekleminde, heterodiyotlarda, Schottky engelinde ve son zamanlarda yarıiletken bikristallerde gözlenen bu durumda, tuzaklar boyunca tünel etkisi TE, TAE ve AE ile kıyaslanabilir ölçüde baskın bir iletim mekanizmasıdır.



Şekil 2.16. Metal/p-tipi Si kontakta çok katlı tünelleme modeline göre band diyagramı

2.2.5. Schottky Diyotlarda Akım-Voltaj (I - V) Karakteristiği

Yüksek mobiliteli yarıiletkenlerden yapılan iyi Schottky diyotlarında ileri beslem çok yüksek olmadıkça akım-iletimi termiyonik emisyon teorisine uyar. Bu teoriye göre, akım yoğunluğu-voltaj (J - V) ilişkisi,

$$J = J_0 \left[\exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.52)$$

şeklinde ifade edilir. Burada J birim alan başına akım yoğunluğu ve J_0 ise

$$J_0 = A^{**} T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{B0}}{kT}\right) \quad (2.53)$$

ifadesi ile verilen doyum akım yoğunluğudur. R_s seri direnç, T sıcaklık, ϕ_{B0} sıfır beslemdeki engel yüksekliğidir. A^{**} ise yarıiletkendeki elektronların etkin kütlesi, engeli geçen elektronların kuantum mekaniksel yansımaları, metal yüzeyi ile engel tepesi arasındaki elektronların fonon saçılması dikkate alınarak modifiye edilmiş Richardson sabitidir. Schottky diyotlarda uygulanan voltajın bir kısmı seri direnç

(IR_s) üzerine düşeceği için diyot üzerine düşen voltaj $V_d = V - IR_s$ 'dir ve V uygulanan dış voltajdır.

Pratikte diyotlarda $I-V$ karakteristiği Denk.(2.52) ile ifade edilen ideal durumu ($n=1$) sağlamaz. Bu şekilde ideal olmayan durumlarda ($n>1$), Schottky diyotların $J-V$ bağıntısı modifiye edilmiş daha uygun bir denklem olarak,

$$J = J_0 \exp\left[\frac{q(V - IR_s)}{nkT}\right] \left\{ 1 - \exp\left[-\frac{q(V - IR_s)}{kT}\right] \right\} \quad (2.54)$$

şeklinde ifade edilir. Burada n , V_d 'ye yaklaşık olarak bağlı olmayan sıcaklığa ise bağlı olabilen ve değeri de 1'den büyük olan diyot idealite faktörüdür. İdealite faktörünün 1'den büyük olmasının bir çok nedeni vardır ve bunlardan en çok karşılaşılanları; engel yüksekliğinin, elektronların engel boyunca tünellemesinin ve boşaltılmış bölgedeki taşıyıcı rekombinasyonlarının voltaja bağlı olmalarıdır. Schottky diyotlarda metal ile yarıiletken arasında her zaman bir oksit tabakası olduğu için potansiyel engel yüksekliği uygulanan voltaja bir miktar bağlıdır. Bir voltaj uygulandığı zaman, voltajın bir kısmı diyot üzerine düşerken, bir kısmı da yalıtkan tabaka üzerine düşeceğinden engel yüksekliği uygulanan voltajın bir fonksiyonu olur. İdealite faktörü birden uzaklaştıkça, engel yüksekliğinin voltaja bağımlılığı artar. İdealite faktörünün, yarıiletken ile dengede arayüzey durumları (N_{ss}) ve metal yarıiletken arasındaki yalıtkan oksit tabakasının kalınlığı (δ) cinsinden $n = 1 + \delta / \epsilon_i [\epsilon_s / W + qN_{ss}]$ olarak ifade edilir (Aven ve Mead, 1965). Bu denklemde ikinci terimin artması ile ideallikten uzaklaşır. Yani idealite faktörü, hem yalıtkan tabaka kalınlığının artmasıyla hem de arayüzey durumlarının artmasıyla doğru orantılı olarak artmaktadır (Singh, 1985). Schottky eklemlerinde yalıtkan arayüzey tabakasının üç etkisi vardır; i) uygulanan voltajın bir kısmı bu yalıtkan tabaka üzerine düşmesinden dolayı engel yüksekliği, yalıtkan tabakanın olmadığı durumdan daha düşüktür, ii) elektronlar arayüzey tabaka içinde tünelleme yaptıkları için diyot akımı ideal Schottky diyotunda daha düşük olur ve bu A^* değerini düşürür, iii) engel yüksekliği, uygulanan voltajın bir kısmını arayüzey oksit tabakası üzerine düşmesinden dolayı voltajın fonksiyonu haline gelir.

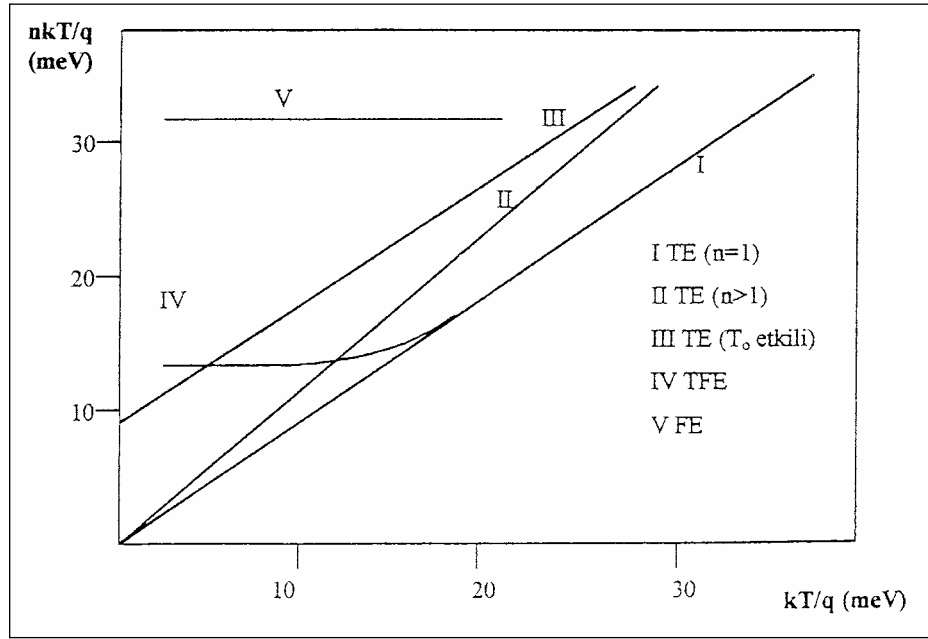
İdealite faktörü n , bazı diyotlarda sıcaklıktan bağımsız bir sabittir, bazılarında da sıcaklıkla değişir. Diyotlarda alan emisyonu (AE), termiyonik alan emisyonu (TAE) veya boşaltılmış bölgedeki taşıyıcı rekombinasyonundan dolayı termiyonik emisyon akımlarının karşılaşmış olduğu durumlarda n doğal olarak sıcaklıkla değişir. n 'in sıcaklığa bağlı olarak değişimi (Sharma, 1984),

$$n = 1 + \frac{T_0}{T} \quad (2.55)$$

şeklindedir. Burada T_0 , geniş bir sıcaklık aralığında sıcaklık ve voltajdan bağımsız olan sabit bir parametredir ve n Denk.(2.55)'deki gibi değişiyorsa diyotta T_0 *etkindir* denir. Değişik sıcaklıklarda ölçülen I - V karakteristikleri, mekanizmanın sıcaklığa bağlı olarak nasıl değiştiği hakkında bilgi verir. $V > 2kT/q$ için,

$$I = I_0 \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \quad (2.56)$$

ile verilir. Eğer I akımı, voltajın fonksiyonu olarak değişik sıcaklıklarda ölçülürse ve nT 'de T 'nin fonksiyonu olarak çizilirse, değişik akım-iletim mekanizmaları Şekil 2.17'de görüldüğü gibi belirlenebilir. I, II, III eğrileri TE'nin baskın olduğu mekanizmaları belirtir ve bunlar $n=1$, $n>1$ ve T_0 etkili durumlarına karşılık gelir. IV. Eğri TAE'ye ve V. eğri ise AE'ye karşılık gelir.



Şekil 2.17. Farklı akım-iletim mekanizmaları gösteren $nkT/q - kT/q$ grafiği

2.3. Metal-Yalıtkan-Yarıiletken (MYY) Güneş Pilleri

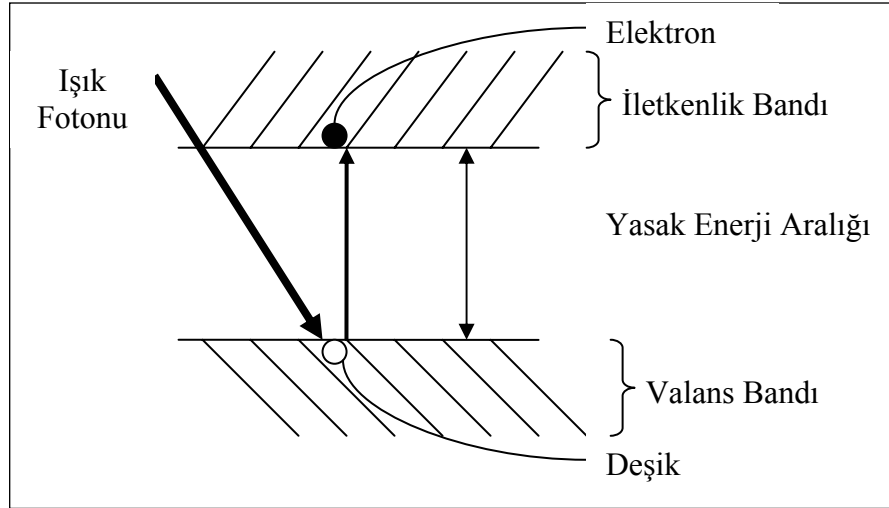
2.3.1. Yarıiletken Güneş Pillerinin Çalışma Prensipleri

Yarıiletken güneş pilleri, üzerine düşen güneş enerjisini doğrudan elektrik enerjisine dönüştüren aygıtlardır. Bu dönüşümün temeli fotovoltajik dönüşümlere dayanır. Fotovoltajik dönüşüm, yarıiletken içinde güneş ışığının soğurulmasıyla birer taşıyıcı yük çifti olan elektron-deşik çiftinin oluşturulması ve oluşturulan bu yük çiftlerinin bir elektrik alan yardımıyla birbirinden ayrılması gibi iki aşamadan oluşur. Güneş pili olarak kullanılacak malzemenin iki temel özelliğe sahip olması gerekir. Birincisi, bu malzeme üzerine düşen güneş ışınlarını soğurularak elektron-deşik çiftinin oluşturulabilmesi ve ikincisi de bu soğurulan ışınların malzeme içinde oluşturduğu yük çiftlerini birbirinden ayrılmasını sağlayacak temel bir elektrik alanının oluşmasıdır. Birçok organik, inorganik ve biyolojik maddede fotovoltajik dönüşüm gözlenmesine rağmen, verimlilik bakımından yalnız yarıiletkenler kullanılmaya elverişlidir. Bunların en önemlileri ise Si, Ge, GaAs, CdS ve CdTe dir.

Yarıiletkenler, bir yasak enerji aralığı tarafından ayrılan iki enerji bandından oluşur. Bu bandlar valans bandı ve iletkenlik bandı adını alırlar. Bu yasak enerji aralığına eşit veya daha büyük enerjili bir foton, yarıiletken tarafından soğurulduğu zaman, enerjisini valans bandındaki bir elektrona vererek, elektronun iletkenlik bandına çıkmasını sağlar. Böylece, elektron-deşik çifti oluşur. Bu olay, p-n eklem güneş pilinin ara yüzeyinde meydana gelmiş ise elektron- deşik çiftleri buradaki elektrik alan tarafından birbirlerinden ayrılır. Bu şekilde güneş pili, elektronları n bölgesine, deşikleri de p bölgesine iten bir pompa gibi çalışır. Birbirlerinden ayrılan elektron-deşik çiftleri, güneş pilinin uçlarında yararlı bir güç çıkışı oluştururlar. Bu süreç yeniden bir fotonun pil yüzeyine çarpmasıyla aynı şekilde devam eder. Yarıiletkenin iç kısımlarında da, gelen fotonlar tarafından elektron-hol çiftleri oluşturulmaktadır. Fakat gerekli elektrik alan olmadığı için tekrar birleşerek kaybolmaktadırlar. Yasak enerji aralığından daha küçük enerjiye sahip enerjiler elektron-deşik çifti yaratmaya yetmez ve fotovoltaik dönüşüme katkıları yoktur. Yasak enerji aralığından daha büyük enerjiye sahip fotonlar iletkenlik bandı içerisinde yüksek enerjilere tırmanırlar ancak saniyenin milyon kare milyonda birden daha kısa sürede iletkenlik bandından en küçük enerjili bölgesine geri dönerek, fazla enerjisini ısı enerjisi olarak yarıiletkene verirler. Elektronların iletkenlik bandında kaldıkları süreye *ömür süresi* adı verilir. Eğer iletkenlik bandına çıkmış elektronlar (eksi yükler) ömür süreleri içerisinde deşiklerden (artı yükler) bir etki nedeni ile ayrılmazlar ise, elektriksel akıma ve sonuçta güneş-elektrik dönüşüme katkısı olmayacaktır. Şekil 2.18 elektron-deşik çifti yaratılmasını göstermektedir.

Güneş pillerinde, elektron-deşik çiftlerinin birbirlerinden ayrılarak, akımın oluşumunu sağlayacak kuvvet, elektriksel iletkenlik karakteristiklikleri birbirlerinden farklı olan yarıiletkenlerin bir araya getirilmesiyle yapılan yarıiletken diyotların ara yüzey bölgesinde oluşan elektrik alanı ile oluşur. Fotovoltaik çevrimde en çok uygulanan, p-tipi yarı iletken ile n-tipi yarı iletkenle oluşan p-n eklem diyotlarıdır. Band aralığı 1.4eV ve 1.6eV arasındaki yarıiletkenlerin fotovoltaik çevrimde en uygun malzemelerdir. Ancak, yarıiletkenin diğer optiksel özelliklerinin de bu seçimde büyük önemi vardır. Yarıiletkenin soğurma katsayısı (güneş ışığının malzeme içerisinde birim uzunluk başına soğurulma miktarı) büyük ise, güneş

ışınları daha küçük bir uzaklıkta soğurulacaktır. Böylece, daha az malzeme alınarak güneş elektrik dönüşümüne olanak sağlanacaktır.



Şekil 2.18. Fotonların yarıiletken üzerine gelmesi ile elektron-deşik çifti yaratılması

MYY tipi bir güneş pilinin verimli çalışması için ana ilke, güneş ışınlarının Schottky engelli güneş pilinin çok ince yarıgeçirgen metal tabakasından geçerek yarıiletkene ulaşması ve yarıiletken tarafından soğurulmasıdır. Işığın metal tarafından soğurulması onun kalınlığının bir fonksiyonu olduğundan metal tabaka yeteri kadar ince olmalıdır. Bununla beraber güneş pili düşük empedanslı bir yapı olduğundan kendi seri direnci $10^{-4} \Omega \text{ m}^{-2}$ mertebesinde daha küçük olmalıdır. Bu iki koşul birbirine zıt olduğundan bir optimizasyon gereklidir. Genellikle 60-100 Å kalınlığındaki bir metal tabaka yukarıdaki koşulları sağlar.

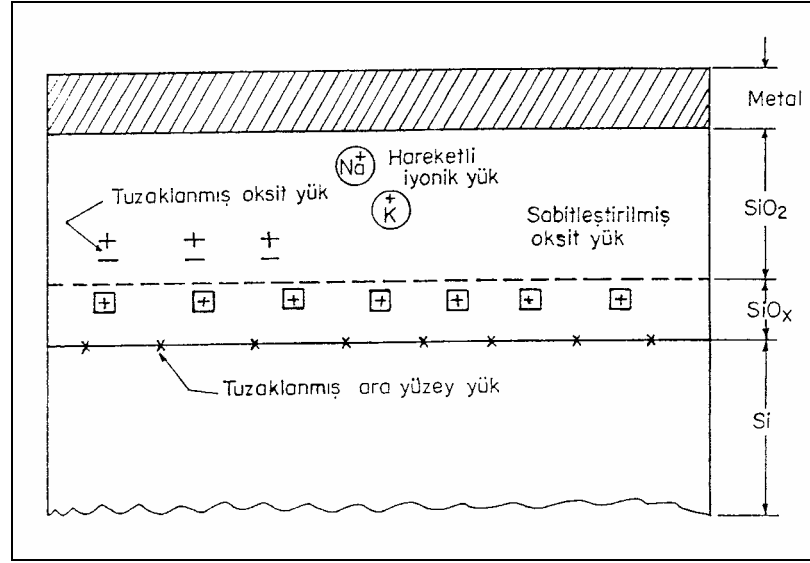
Metallerin çoğu oldukça yansıtıcı olduklarından güneş ışınlarının metal tarafından yansıtılmasını önlemek için, yansıtıcı olmayan tabaka (antireflection coating) en son adım olarak pilin üzerine kaplanmalıdır. Bunun için ZnS, SiO ve TiO₂ gibi maddeler kullanılmaktadır. MYG güneş pili yapımında kullanılacak silisyum $\geq 100 \mu\text{m}$ kalınlığında ve 10^{15} - 10^{16} cm^{-3} safsızlık yoğunluğuna sahip olmalıdır.

Schottky engelli güneş pilinde metal ve yarıiletken öyle seçilmelidir ki; iş fonksiyonlarının farkı eklemde bir boşaltılmış bölgenin oluşmasına ve dolayısıyla yarıiletken yüzeyinin hemen altında bir elektrik alan oluşmasına sebep olsun. Yarıiletkence soğurulan fotonların oluşturdukları elektron-deşik çiftleri bu elektrik alan altında zıt yönlerde hareket ederek (birbirinden ayrılmış yükler) eklemi pozitif besleme eğilimindedirler. Böylece dış devredeki bir yük üzerinden fotoelektrik akım geçmesi sağlanmış olur. Bir metal-yarıiletken güneş pilinde verimin düşük olmasının nedeni ise termiyonik karanlık akımın büyük olmasıdır. Ancak metal-yarıiletken arasına ince bir yalıtkan tabakanın oluşturulması ile bu akım azaltılarak pil verimi artırılabilir. Yalıtkan olarak $\sim 20\text{\AA}$ oksit tabaka (SiO_x) elektronlar için geçirgen olup, üzerine düşen voltaja dayanabilir.

2.3.2. Metal-Yalıtkan-Yarıiletken (MYY) Yapının Özellikleri

Metal-yalıtkan-yarıiletken yapısında yalıtkan, metali yarıiletkenden yalıtılmak amacıyla kullanılır. Genellikle yarıiletken olarak silisyum, yalıtkan olarak silisyum dioksit (SiO_2) ve metal olarak da doğrultucu kontak temin edilmesi için altın ve alüminyum kullanılır. Oksit tabakası büyütme için çok çeşitli yöntemler vardır fakat bunlardan en çok kullanılan silisyum üzerine ısısal olarak kuru O_2 büyütülmesidir.

$\text{Si} + \text{O}_2 \rightarrow \text{SiO}_2$ kimyasal reaksiyonu sonucu büyütülen δ kalınlığındaki oksit tabakasının 0.45δ kadar silisyum yüzeyinden içeri, kalanı da dışarı doğru büyür (Grove, 1967). Arayüzey oksit tabakasının tam ve doğru fonksiyonu şimdilik tam olarak bilinmiyor. Bununla beraber SiO_2 birçok yüzey tesirini azaltarak eklem karakteristiklerinin daha iyi kontrol edilebilmesini sağlar. Pratikte bir MOY yapı için arayüzey tuzaklar ve oksit yüklerinin varlığı ideal MOY karakteristiklerini etkileyecektir. Bu tuzakların ve yüklerin temel sınıflandırılması Şekil 2.19'da gösterilmiştir. Bir yarıiletkenin kristal yapısında bulunan yabancı bir atom veya bir bozunma, yasak enerji bölgesinde enerji seviyelerinin ortaya çıkmasına yol açar. Bir MOY yapısının hazırlanışı sırasında silisyum yüzeyi ne kadar temizlense de giderilemeyen yarıiletken örgünün son bulunduğu kristal yüzeyindeki düzensizlikler sonucunda da yasak enerji bölgesinde birim alan başına çok sayıda enerji seviyesi meydana gelir. Tamm ve Shockley tarafından ileri sürülen bu seviyelere *yüzey durumları* adı verilir (Sze, 1981).



(Sze, 1981)

Şekil 2.19. Isısal olarak oksitlenmiş silisyumda oluşan arayüzey durumları

Yüzey durumları yoğunluğu için teorik tahminler yüzey atomlarının yoğunluğu mertebesinde, yani 10^{15} cm^{-2} civarında fakat deneysel sonuçlar bunun sadece 10^{11} - 10^{12} cm^{-2} mertebesinde olduğunu göstermektedir (Sze, 1981). Yüzey durumları yavaş ve hızlı olmak üzere ikiye ayrılmaktadır. Yavaş yüzey durumları yalıtkanın metal tarafındaki yüzeyinde bulunur. Bunlar oksit yapısındaki hareketsiz yükler ihtiva eden bozukluklar ile yeterli sıcaklıklarda ve özellikle yüksek elektrik alan altında oksit içerisinde göç etmeye yatkın, hareketli iyonlar tarafından meydana getirilir. Bunlar MOY kapasitesini etkilemez.

Hızlı yüzey durumlar, yalıtkanla yarıiletkenin arayüzeyi yakınında yer alır ve yasak enerji bölgesinin ortasına yakın enerjilere sahiptir. Dolayısıyla band bükülmesi yani yüzey potansiyelinin değişmesi ile yüzey durumları da bükülmeyen Fermi seviyesine göre aşağı yukarı hareket edeceğinden iletkenlik ve valans bandı ile ani yük alışverişi yapar. Arayüzeyde bulunan ve yasak enerji bölgesi dışındaki enerjilere sahip yüzey durumlarına *sabit yüzey durumları* ve içerdikleri yüke de *sabit yüzey yükü* veya *oksit yükü* denir.

Tuzaklanmış arayüzey yükleri, Si-SiO₂ arayüzeyinde, silisyumun yasak band aralığındaki enerji durumlarına sahip ve kısa bir sürede silisyumdaki iletkenlik veya

valans bandı ile ani yük alışverişi yapabildiklerinden dolayı bu yüzey durumlarına, *yüzey rekombinasyon merkezleri* de denir. Temiz yüzeylerde ve yüksek vakum altındaki ölçümler, yüzey atomlarının yoğunluğunun mertebesini çok yüksek yapar (10^{15} atom cm^{-2}). Arayüzey tuzak bir verici olarak düşünülürse o nötral veya bir elektron vererek pozitif hale gelebilir veya bir alıcı arayüzey tuzak ise nötral veya bir elektron alarak negatif olabilir.

Arayüzey tuzaklar için dağılım fonksiyonu; verici arayüzey tuzaklar için,

$$F_{SD}(E_t) = \left[1 - \frac{1}{1 + \frac{1}{g} \exp\left(\frac{E_t - E_F}{kT}\right)} \right] = \frac{1}{1 + g \exp\left(\frac{E_t - E_F}{kT}\right)} \quad (2.57)$$

ve alıcı arayüzey tuzaklar için ise,

$$F_{SA}(E_t) = \frac{1}{1 + \frac{1}{g} \exp\left(\frac{E_t - E_F}{kT}\right)} \quad (2.58)$$

şeklindedir. Burada E_t , arayüzey tuzağının enerjisi, g ise temel durum dejenerasyonu olup değeri verici tuzaklar için 2, alıcı tuzaklar için 4 tür.

Beslem altında arayüzey tuzak seviyeleri valans veya iletkenlik bandları ile Fermi seviyesi sabitleşene kadar yukarı veya aşağı hareket eder. Bu değişme MYY kapasitansında ve ideal eğrisindeki değişmeye sebep olur.

2.3.3. MYY Yapılarda Akım-İletim Mekanizması

2.3.3.1. Karanlıkta Akım-İletim Mekanizması

Bir metal-yarıiletken yapıda (arada herhangi bir yalıtkan tabaka olmadığı zaman) akım-iletimi, çoğunluk taşıyıcılarının enerji engeli üzerinden termiyonik emisyonu yoluylaadır. Karanlıkta küçük ileri beslem voltajının uygulanması halinde akım-voltaj ilişkisi üsteldir ve

$$J_F = J_0 \left[\exp\left(\frac{qV_F}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.59)$$

bağıntısı ile verilir. Burada,

$$J_0 = A^{**} T^2 \exp\left[-\frac{q\phi_B}{kT}\right] \quad (2.60)$$

ifadesi ile verilen doyum akım yoğunluğudur. A^{**} , Schottky engel düşmesi dikkate alındığında etkin Richardson sabiti, V_F ileri beslem voltajıdır. Denk.(2.60)'daki ϕ_B ise A^{**} uygun değerine karşılık ϕ_{Bn} veya ϕ_{Bp} Schottky engel yüksekliğidir. N-tipi Schottky engelinde metal, yarıiletkeneye göre pozitif, p-tipinde ise yarıiletken, metale göre pozitif olarak beslenir. Denk.(2.59) ve (2.60), $V_F > 3kT/q$ için geçerlidir ve $\ln J_F$ 'ye göre V_F grafiği, J eksenini J_0 'da kesen ve eğimi q/kT olan bir doğrudur.

Eğer metal-yarıiletken arasında bir yalıtkan tabaka varsa, $\ln J_F - V_F$ grafiğinin eğimi q/kT den küçük hatta $q/2kT$ veya daha küçük de olabilir ve akım Denk.(2.59) ile verilen ifadeden farklı olur. Metal-yalıtkan-yarıiletken (MYY) Schottky engellerinde yalıtkan tabakanın etkisi, Card, Rhoderick ve Fonash (Sharma, 1984) tarafından araştırıldı. Şekil 2.20 ve 2.21 ileri beslem altında sırasıyla n-tipi ve p-tipi silisyum MYY yapılar için enerji band diyagramlarını gösterir (aydınlatma olmadığında, yani $J_{ph}^{-e} = 0$ ve $J_{ph}^h = 0$). Uygulanan ileri beslem voltajı,

$$V_F = V_s + V_i \quad (2.61)$$

ifadesi ile verilir. Burada, V_s uygulanan V_F voltajının yarıiletken üzerine düşen kısmı, V_i altında n-tipi silisyum MYY için akım yoğunluğu aşağıdaki şekilde verilir (azınlık taşıyıcıların etkileri ihmal edildiğinde):

$$J_{Fn} = J_{sm}^{-e} - J_{ms}^{-e} \quad (2.62)$$

Burada,

J_{Fn} : İleri beslem altında metalden yarıiletkenine geçen akım yoğunluğudur.

J_{sm}^{-e} : Yarıiletkenden metale geçen elektronların oluşturduğu akım yoğunluğudur.

J_{ms}^{-e} : Metalden yarıiletkenine geçen elektronların oluşturduğu akım yoğunluğudur.

İleri beslem V_F altında, p-tipi silisyum MYY için akım yoğunluğu ise,

$$J_{Fp} = J_{sm}^h - J_{ms}^h \quad (2.63)$$

şeklinde verilir. Burada,

J_{sm}^h : Yarıiletkenden metale geçen deşiklerin oluşturduğu akım yoğunluğudur.

J_{ms}^h : Metalden yarıiletkenine geçen deşiklerin oluşturduğu akım yoğunluğudur.

Schottky engel düşmesi ihmal edilirse ve elektronların arayüzey tabakaya tünellenmesi için geçiş ihtimali 1 alınrsa, termiyonik emisyon teorisi aşağıdaki gibidir.

$$J_{sm}^{-e} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV_s}{kT}\right) \quad (2.64)$$

$$J_{ms}^{-e} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right) \exp\left(-\frac{qV_i}{kT}\right) \quad (2.65)$$

$$J_{sm}^h = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{Bp}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV_s}{kT}\right) \quad (2.66)$$

$$J_{ms}^h = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{Bp}}{kT}\right) \exp\left(-\frac{qV_i}{kT}\right) \quad (2.67)$$

Burada A^* Schottky düşmesinin dikkate alınmadığı durum için Richardson sabiti olup A^{**} dan çok az farklıdır.

$$J_{Fp} = J_{sm}^h - J_{ms}^h = A^* T^2 \left\{ \exp[\beta(-\phi_{Bp} + V_s)] - \exp[\beta(\phi_{Bp} - V_i)] \right\}$$

şeklindedir. Burada $\beta = q/kT$ ve bu ifade $\exp[-\beta(\phi_{Bp} + V_i)]$ parantezine alınırsa,

$$J_{Fp} = A^* T^2 \exp[-\beta(\phi_{Bp} + V_i)] [\exp(\beta V_F) - 1] \quad (2.68)$$

ifadesine dönüşür. Eğer metal ile yarıiletken arasında yalıtkan bir tabaka yoksa yani $V_i = 0$ ise Denk.(2.68) ifadesi, Denk.(2.59) ifadesi ile aynı olur. Yalıtkan tabakanın varlığı, J_F 'nin V_F 'ye bağımlılığını azaltır. Yani, oksit tabakanın kalınlığı artınca $\ln J_F$ 'nin V_F 'ye göre grafiğindeki doğrunun eğimi (q/kT)'den küçük olur.

İleri beslem V_F voltajı altında n-tipi MYY için Denk.(2.62)'deki akım yoğunluğu ifadesi,

$$\begin{aligned} J_{Fn} &= J_{sm}^{-e} - J_{ms}^{-e} = A^* T^2 \left\{ \exp[\beta(-\phi_{Bn} + V_s)] - \exp[\beta(-\phi_{Bn} - V_i)] \right\} \\ &= A^* T^2 \exp[-\beta(\phi_{Bn} + V_i)] \exp[(\beta V_F) - 1] \end{aligned} \quad (2.69)$$

şekline dönüşür. Sonuçta, n- veya p-tipi MYY için akım yoğunluğu ifadesi, $V_F > 3kT/q$ için,

$$J_{Fn} = J_{Fp} = J_0 \exp\left(\frac{qV_F}{nkT}\right) \quad (2.70)$$

şeklinde yazılabilir. Burada J_0 doyum akımı olup,

$$J_0 = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_B}{kT}\right) \quad (2.71)$$

ifadesi ile verilir ve ϕ_B , n- ve p-tipi MYY için Schottky engeli olup sırasıyla ϕ_{Bn} ve ϕ_{Bp} ye karşılık gelir. $V_F > 3kT/q$ durumunda Denk.(2.69) ve Denk.(2.70)'in birbirine eşit olması için $V_F/n = V_F - V_i$ olması gerektiğinden, diyotun idealite faktörü $n = V_F/(V_F - V_i)$ olur. Bütün arayüzey oksit kalınlıklarında diyot idealite faktörü n , V_F 'nin bir fonksiyonudur (Townsend, 1981). Bununla beraber oksit kalınlığı ince olan çoğu numuneler için n 'in V_F ile değişimi azalır. $n = V_F/(V_F - V_i)$ ifadesinden açıkça görüldüğü gibi oksit kalınlığı ve dolayısıyla V_F 'deki artma, n 'yi arttırır. Card ve Rhoderick (1971), arayüzeydeki oksit tabakasının yeterince kalın olması durumunda (elektron tünelleme geçiş katsayısı 1 değil ise) ters doyum akımı, arayüzey oksit tabakasının olmadığı durumdaki ters doyum akımı ile arayüzey oksidinin geçiş katsayısının çarpımına eşittir. Yani, $J_0(\text{oksit}) = T(\delta)J_0$ 'dır. Burada $J_0(\text{oksit})$, kalınlığı δ olan bir arayüzey oksit tabakasının varlığında ve bir $T(\delta)$ geçiş katsayısına sahip olması durumundaki ters doyum akımıdır.

İleri beslem $I-V$ karakteristikleri beslemin çoğu üzerinde doğrusal ise Denk.(2.71)'de J_0 yerine $J_0(\text{oksit})$ yazılarak buradan etkin engel yüksekliği ϕ_e hesaplanabilir. Yani,

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

eşitliğinden ϕ_e çekilirse,

$$\phi_{\text{Beff}} = \frac{kT}{q} \left[\ln\left(\frac{A^*T^2}{J_0}\right) - \frac{kT}{q} \ln T(\delta) \right] = \phi_B - \frac{kT}{q} \ln T(\delta) \quad (2.72)$$

elde edilir. Böylece $T(\delta)$ birden küçük ise etkin engel yüksekliği (ϕ_e) oksit tabakası olmadığı durumdaki ϕ_B engel yüksekliğinden büyüktür.

2.3.3.2. Işık Altında Akım-İletim Mekanizması

Şekil 2.20 ve 2.21 sırasıyla n- ve p-tipi MYY için örneğe ileri beslem uygulandığında, ışık altındaki enerji band diyagramını göstermektedir. İleri beslem V_F altında n-tipi MYY'den geçen çıkış akım yoğunluğu,

$$J_{out} = J_{ph}^h + J_{ms}^{-e} - J_{sm}^{-e} = J_{ph}^h - J_{Fn} \quad (2.73)$$

şeklinde ifade edilir. Burada J_{ph}^h , yarıiletken gövde (bulk) ve uzay yük bölgesinde ışık etkisiyle oluşan ve engel üzerinden metale geçen deşiklerin oluşturduğu akım yoğunluğudur. Denk.(2.70)'deki J_{Fn} ifadesi bu denklemde yerine yazılırsa $V_F > 3kT/q$ için,

$$J_{out} = J_{ph}^h - J_0 \exp\left(\frac{qV_F}{nkT}\right) \quad (2.74)$$

ifadesi elde edilir. Benzer şekilde p-tipi MYY için akım yoğunluğu ifadesi,

$$J_{out} = J_{ph}^{-e} + J_{ms}^h - J_{ms}^h = J_{ph}^{-e} - J_{Fp} \quad (2.75)$$

şekline dönüşür ve yine Denk.(2.70)'deki J_{Fp} ifadesi bu denklemde yerine yazılırsa $V_F > 3kT/q$ için,

$$J_{out} = J_{ph}^{-e} - J_0 \exp\left(\frac{qV_F}{nkT}\right) \quad (2.76)$$

yazılabilir. Burada J_{ph}^{-e} , ışık etkisi ile oluşan ve engel üzerinden metale geçen elektronların oluşturduğu akım yoğunluğudur. J_{ph}^h ve J_{ph}^{-e} 'yi kısa devre akım yoğunluğu cinsinden ifade etmek, hem n-tipi MYY hem de p-tipi MYY için daha uygun olur.

Kısa devre durumunda ($V_F=0$), Denk.(2.74) ve (2.76) bağıntıları $J_{out} = J_{sc}$ olmasını gerektirir. J_{sc} ise MYY güneş pilinin kısa devre akım yoğunluğudur. Dolayısıyla,

$$J_{ph}^{-e} = J_{ph}^p = J_{sc} - J_0 = J_{sc} \quad (J_{sc} \gg J_0 \text{ için}) \quad (2.77)$$

olur. N- ve p-tipi MYY'nin her ikisi için J_{out} ,

$$J_{out} = J_{sc} - J_0 \exp\left(\frac{qV_F}{nkT}\right) \quad (2.78)$$

şeklinde yazılabilir. MYY'in açık devre voltajı V_{oc} 'yi bulmak için Denk.(2.78)'i sıfıra eşitlemek yeterlidir. $J_{out} = 0$ ve $V_F = V_{oc}$ yazılır ve iki tarafın logaritması alınırsa açık devre voltajı V_{oc} için,

$$V_{oc} = \frac{nkT}{q} \ln \frac{J_{sc}}{J_0} \quad (2.79)$$

ifadesi elde edilir. Bir güneş pilinde elde edilebilecek maksimum güç,

$$P_{max} = V_{max} J_{max} \quad (2.80)$$

dir. Burada V_{max} ve J_{max} sırasıyla maksimum güç değerine (noktasına) karşılık gelen voltaj ve akım yoğunluğudur. Doluluk faktörü,

$$FF = \frac{V_{max} J_{max}}{V_{oc} J_{sc}} \quad (2.81)$$

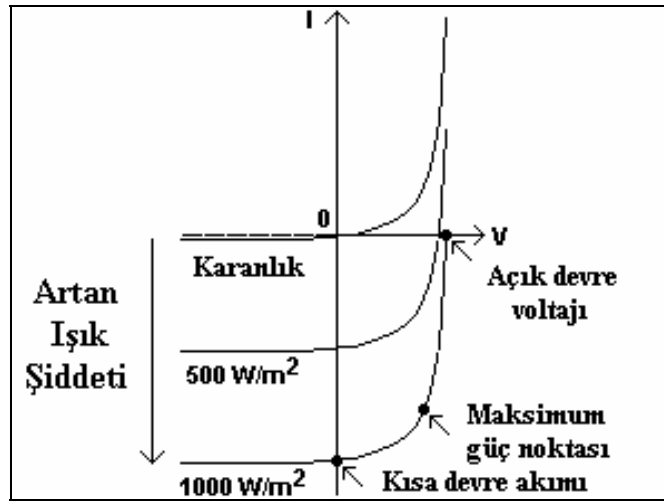
şeklinde tanımlandığından,

$$P_{\max} = (FF)(V_{oc}J_{sc}) \quad (2.82)$$

olarak yazılır. Bir güneş pilinin verimi η pilde elde edilen çıkış gücünün, pil üzerine düşen ışığın gücü olan P_{in} 'e oranıdır.

$$\eta = \left(\frac{P_{\max}}{P_{in}} \right) \%100 = \left(\frac{(FF)(V_{oc}J_{sc})}{P_{in}} \right) \%100 \quad (2.83)$$

Şekil 2.22'de aydınlatma altındaki bir güneş pilinin akım-voltaj ($I-V$) eğrisi gösterilmektedir. Burada eğrinin, voltaj eksenini kestiği nokta açık devre voltajı (V_{oc}), akım eksenini kestiği nokta ise kısa devre akımıdır (I_{sc})



Şekil 2.22. Aydınlatma altındaki bir güneş pilinin akım-voltaj ($I-V$) eğrisi

2.3.4. Verimi Etkileyen Faktörler

1. Metal-Yarıiletken Engel Yüksekliği (ϕ_B)

Bir güneş pilinde elde edilebilecek maksimum güç, açık devre voltajı ile doğru orantılıdır. Denk.(2.60) ve Denk.(2.79)'dan,

$$V_{oc} = \frac{nkT}{q} \text{Ln} \frac{J_{sc}}{J_0} = \frac{nkT}{q} \left[\text{Ln} \left(\frac{J_s}{A^* T^2} \right) + \frac{\phi_B}{kT} \right] \quad (2.84)$$

yazılır. MYY yapılarında arayüzey oksit tabakasının varlığı nedeniyle ϕ_B , ϕ_e gibi etkin bir engel yüksekliği ile yer değiştirmektedir (Badura ve Zdanowicz, 1980; Anderson vd, 1977). Buradan,

$$I_{karanlı} = I_0 \left[\exp \left(\frac{qV}{nkT} \right) - 1 \right] \quad (2.85)$$

şeklindedir. Akım-voltaj ilişkisinde I_0 doyum akımı,

$$I_0 = A^* T^2 \exp \left(-\frac{q\phi_{ms}}{kT} \right) \exp(-\chi^{1/2} \delta) \quad (2.86)$$

ifadesi ile verilir. Burada, ϕ_{ms} metal-yarıiletken engel yüksekliği, χ yalıtkan engel yüksekliği ve δ ise yalıtkan tabakanın kalınlığıdır. Denk.(2.79) ve Denk.(2.86)'dan,

$$V_{oc} = \frac{nkT}{q} \text{Ln} \left[\frac{J_{sc}}{A^* T^2 \exp \left(-\frac{q\phi_{ms}}{kT} \right) \exp(-\chi^{1/2} \delta)} \right] \quad (2.87)$$

$$= \frac{nkT}{q} \left[\text{Ln} \left(\frac{J_{sc}}{A^* T^2} \right) + \frac{q\phi_{ms}}{kT} + \chi^{1/2} \delta \right]$$

elde edilir. Denk.(2.86)'dan,

$$\text{Ln} \left(\frac{I_0}{A^* T^2} \right) = -\frac{q\phi_{ms}}{kT} - \chi^{1/2} \delta \quad (2.88a)$$

$$\phi_{ms} = \frac{kT}{q} \left[\text{Ln} \left(\frac{A^* T^2}{I_0} \right) - \chi^{1/2} \delta \right] \quad (2.88b)$$

elde edilir ve ışık altında ise Denk.(2.78)'den,

$$\phi_{ms} = V_{oc} - \frac{kT}{q} \left[\text{Ln} \left(\frac{J_{sc}}{A^* T^2} \right) + \chi^{1/2} \delta \right] \quad (2.89)$$

ifadesi elde edilir. Burada $\chi^{1/2} \delta$ tünelleme faktörüdür. Maksimum açık devre voltajı ve dolayısıyla maksimum güç elde etmek için metal-yarıiletken engel yüksekliği uygun bir metal seçimi ile mümkün olduğu kadar büyük yapılmalıdır (Townsend, 1981).

2. İdealite Faktörü (n)

Bir güneş pilinin açık devre voltajı (V_{oc}) ayrıca diyot idealite faktörü ile orantılıdır (Ponpon ve Siffet, 1976). İdealite faktörü arayüzey durumlarının yoğunluğu (N_{ss}) ve oksit kalınlığına bağlıdır (Card ve Rhoderick, 1971; Card, 1976).

$$n = 1 + \frac{\left(\frac{\delta}{\epsilon_i} \right) \left(\frac{\epsilon_s}{W + qN_{sb}} \right)}{1 + \left(\frac{\delta}{\epsilon_i} \right) qN_{sa}} \quad (2.90)$$

ifadesi limit durumunda üç değişik hal alır. Burada ϵ_i oksit tabakasının dielektrik geçirgenliği (F/cm), ϵ_s yarıiletkenin dielektrik geçirgenliği, N_{sa} metal ile dengede olan arayüzey durumlarının yoğunluğu, N_{sb} yarıiletken ile dengede olan durumlarının yoğunluğu ve W_D ise boşaltılmış bölgenin genişliği olmak üzere Denk.(2.90),

(i) Eğer arayüzey durumlarının yoğunluğu çok küçük ise,

$$n = 1 + \frac{\delta \varepsilon_s}{W \varepsilon_i} \quad (2.91a)$$

(ii) Eğer tüm arayüzey durumlar metal ile dengede ise,

$$n = 1 + \frac{\delta \varepsilon_s}{W(\varepsilon_i + \delta q N_{sa})} \quad (2.91b)$$

(iii) Eğer tüm arayüzey durumlar yarıiletken ile dengede ise,

$$n = 1 + \left(\frac{\delta}{\varepsilon_i} \right) \left(\frac{\varepsilon_s}{W + q N_{sb}} \right) \quad (2.91c)$$

şekline dönüşür. İlk iki durumda arayüzey durumlarının ve oksit tabakasının n idealite faktörüne katkısı küçüktür ve numune ideal bir Schottky diyottur. Üçüncü durumda ise oksit tabakasının kalınlaşması ve arayüzey durumlarının artmasıyla n artar (Card ve Rhoderick, 1971). Bunların dışında sıcaklığın artması ile n değeri azalır. Bu durum ise toplam MYY akımındaki difüzyon bileşenin artmasının bir sonucudur. İdealite faktörünün sıcaklıkla azaldığı (MYY diyotlarında) Divigalpitiya (1989), Tarr ve Pulfrey (1979) tarafından ayrı ayrı gözlenmiştir. İdealite faktörü n 'in artması güneş pili veriminin yüksek olmasını gerektirmez. Çünkü oksit kalınlığının artması kısa devre akım yoğunluğu J_{sc} 'nin azalmasına neden olur.

3. Oksit Tabakasının Kalınlığı (δ)

Metal ile yarıiletken arasındaki yalıtkan tabakanın (oksit) varlığı V_{oc} , n , $\chi^{1/2} \delta$ ve dolayısıyla verimi arttırdığı,

$$V_{oc} = n \left[\phi_{ms} + \frac{kT}{q} \chi^{1/2} \delta + \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{J_{sc}}{A^* T^2} \right) \right] \quad (2.92)$$

formülünde açıkça görülmektedir ve Badura ve Zdanowicz (1980), Anderson vd (1977), Ponpon ve Siffet (1976) referansları tarafından doğrulanmıştır. Ancak oksit tabakasının kalınlığı aynı zamanda J_{sc} 'yi azaltmayacak şekilde olmalıdır. Çünkü

$$J_{sc} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{ms}}{kT}\right) \exp(-\chi^{1/2} \delta) \quad (2.93)$$

formülünde de görüldüğü gibi δ oksit kalınlığı arttıkça J_{sc} azalır. Bu iki durum birbiri ile zıt olduğundan bir optimizasyon yapmak gerekir. Pratikte yalıtkan tabakanın kalınlığı 15-20 Å'dur (Card, 1974). Metali yarıiletken den yalıtım amacıyla oluşturulan yalıtkan tabaka genellikle SiO₂ seçilir. Bunun sebebi SiO₂ in hem Si üzerinde kolay büyümesi, hem de ideal latis sürekliliğine yakın bir eklem meydana getirebilmesidir. Dolayısıyla SiO₂ birçok yüzey tesirlerini azaltarak eklem karakteristiklerinin daha iyi kontrol edilmesine yol açar. Pratikte oksit tabakası büyütülürken, temiz bir oksitleme sistemi gerekli olup, daha çok kuru O₂ ortamı kullanılır. Hangi yöntemle oksit büyütülürse büyütülsün, silisyum tabaka oksitleme işleminden önce iyice temizlenerek, üzerindeki doğal oksit tabakasının alınması gerekir.

4. Metalin Geçirgenliği

Yarıiletken de elektron-deşik çifti oluşturan fotonlar, ilk olarak yapısal elektrik alan oluşturan ince bir metalden geçerler. Metalin yüzeyinde yansıyan ve soğurulan fotonlar yük taşıyıcısı oluşturulmasında hiçbir katkıda bulunmazlar. Bu nedenle metalin geçirgenliği büyük öneme sahiptir. Metaller çok yansıtıcıdır. Yarıiletken üzerindeki ince metal ise, ışığı kısmen yansıtmasından dolayı meydana gelen kayıplar p-n eklemine göre oldukça büyüktür. Bunu azaltmak için MYY güneş pili yapımının son adımı olarak, metalin üzerine yansıtıcı olmayan bir tabaka kaplanır. Bu işlem için TiO₂, SiO, ZnS ve Ta₂O₅ gibi maddeler oldukça uygundur. 100 Å Al üzerine yansıtıcı olmayan SiO için 600 Å ve ZnS için 450 Å kaplandığında kısa devre foto akımı için bir optimizasyon sağlanmıştır (Charlson ve Lien, 1975). Benzer şekilde 80-120 Å kalınlığındaki Al metali üzerine yansıtıcı olmayan 690 Å SiO

kaplanarak Schottky güneş pili için %8.1 verim elde edilmiştir (Anderson, 1974), Divigalpitiya (1989)'da yansıtıcı olmayan madde kullanarak verimi %4.1'den %7.2'ye çıkarmıştır.

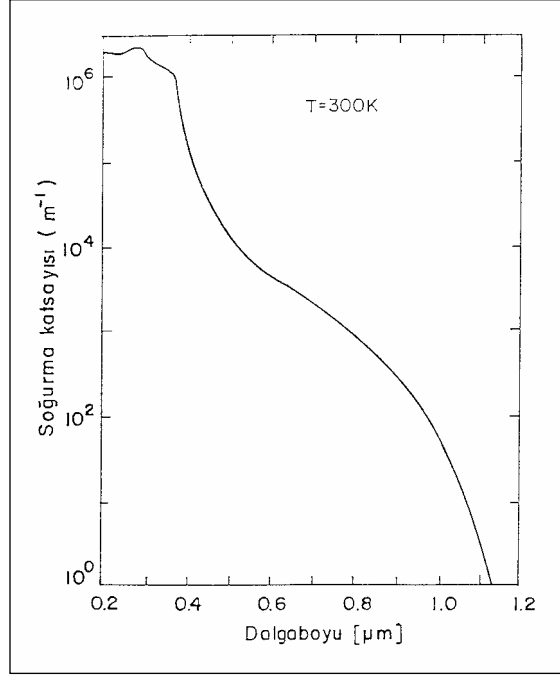
5. Spektral Tepki

Bir güneş pilinde, ışığın dalga boyuna olan duyarlılığı önemlidir. Çünkü ışık etkisiyle oluşan akımın mertebesi, güneş spektrumunun ne kadarının kullanıldığına bağlıdır. Silisyumun soğurma katsayısının dalga boyuna olan bağımlılığı Şekil 2.23'de gösterilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi güneş pilinin spektrumunun yararlanılabilir bölgesi olan 4000-11000 Å dalga boylarında soğurma katsayısı hızla azalır ve 1100 Å'dan sonra herhangi bir soğurma söz konusu değildir. Çünkü bu değerden daha yüksek dalga boylarına sahip fotonların enerjisi, silisyumun yasak enerji aralığından küçük olup bir elektronu valans bandından iletim bandına çıkarmaya enerjileri yetmez.

Dalga boyu (λ), μm cinsinden olmak üzere soğurma katsayısının dalga boyuna bağımlılığı,

$$\alpha(\lambda) = \left[\left(\frac{85.9}{\lambda} \right) - 77.9 \right]^2 \quad (2.94)$$

ifadesi ile verilir (Green, 1987). Eğer λ birimi μm alınırsa soğurma katsayısı α 'nın birimi cm^{-1} olur. soğurma katsayısı sıcaklık ile artar (Green, 1987). Dalga boyunun artması enerjinin ve soğurma katsayısının azalması demektir. Bu nedenle bu dalga boyundan ötede ışığa karşı duyarlılık yoktur. Buna karşın küçük dalga boylarında silisyumun soğurma katsayısı oldukça yüksektir ve güneş pilleri bu bölgede ışığa karşı çok duyarlıdır. Yeryüzündeki güneş enerjisinin optimum aralık enerjisi 1.45 eV olup yaklaşık olarak 8500 Å'a karşılık gelmektedir. Bu değere en yakın yasak enerji aralığı olan GaAs'dır.



Şekil 2.23. Silisyum α soğurma katsayısının, ışığın λ dalga boyuna göre değişmesi

6. Yarıiletken Tabakanın Özdirenci

Bir güneş pilinin, güneş spektrumunun yararlanabilir bölgesine (400-1100 nm) olan duyarlılığı, kısmen yarıiletkenin özdirencine bağlıdır. N- ve p-tipi silisyumun azınlık taşıyıcılarının ömrü yarıiletkenin özdirencinin azalmasıyla azalır. Silisyum tabanlı MYY güneş pillerinde $\rho = 1 - 10 \Omega \text{ cm}$ özdirençli silisyum kullanarak güneş spektrumu ile pilin ışığın dalga boyuna olan duyarlılığı arasında iyi bir uyum sağlanmış olur.

7. Yarıiletken Tabakanın Kalınlığı

Silisyumun soğurma eğrisi incelendiğinde, 1000 nm dalga boylu bir fotonun soğurulması için gerekli kalınlık yaklaşık olarak 100 μm olmalıdır. Dolayısıyla uzun dalga boyundaki ışıktan da yararlanmak için, yarıiletken tabakanın kalınlığı 100 μm 'den büyük olmalıdır. Yarıiletkenin özdirencindeki artma pilin seri direncinin de artmasına sebep olur. Fakat bu artma diğer katkıların yanında ihmal edilebilir.

8. Seri Direnç

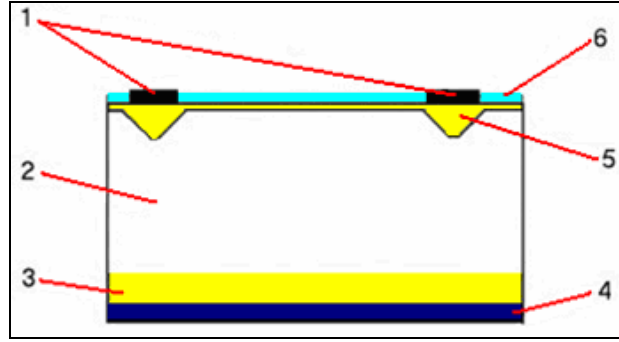
Güneş pilleri düşük empedanslı yapılardır bu nedenle seri dirençleri $10^{-4} \Omega \text{ m}^2$ mertebesinde yani düşük olmalıdır. Seri dirence katkıda bulunan üç ana etken vardır. Bunlar kontak direnci, yarı geçirgen ince metal tabakanın direnci ve yarıiletken tabakanın direncidir. Kontak ve ince metal tabakanın direncini azaltmak için, üst kontaklar genellikle ızgara (grid) şeklinde yapılır. Bu yöntemle, oluşan akımın daha kısa mesafe kat etmesi sağlanmış olur. Omik kontağı sağlayan arka kontağın direncini azaltmak için de ısıl bir işlem sonucu metal yarıiletkenin arka yüzeyine çöktürülür. Yarıiletken tabakanın direncinden gelen katkı ise küçüktür ve diğer katkıların yanında ihmal edilebilir. Seri direncin artması, güneş pilinden elde edilebilecek maksimum çıkış gücünü önemli ölçüde azaltır.

3. MATERYAL ve YÖNTEM

3.1. Gözenekli P-Tipi Si Güneş Pillerinin Yapımı

Gözenekli p-tipi Si güneş pili, Ukrayna Bilimler Akademisi İleri Teknoloji için Temel Problemler Enstitüsü'nde üretilmiştir. Gözenekli p-tipi Si güneş pilinin hibrid metal-yalıtkan-yarıiletken (MYY) bir yapısı vardır. Bu yapı, gözenekli Si bölgeleri ile çevrelenmiş tek yada çok kristalli Si tabaka ve pil yüzeyi üzerindeki yansımayı önleyici tabakanın birleşimidir. Böyle bir hibrid MYY yapı kimyasal buhar depolama ve yoğunlaştırma yöntemleri kullanılarak üretilmiştir. Gözenekli Si ise florür asit su çözeltisinde kristal Si tabakanın kimyasal veya elektrokimyasal aşındırma ile oluşturulmuştur. Gözenekli Si'un iki tabakası, difüzyonla oluşturulur. Difüzyon işleminin iki değişik biçimi vardır. İşlemler şu şekilde sıralanırlar; ilk işlem arka tarafa doğru boronun difüzyonu ve ikincisi ise ön tarafa doğru fosforun difüzyonudur. Alternatif olarak, gözenekli Si boyunca fosforizasyon (ön tarafa doğru) ve alüminyumlama (arka tarafa doğru) eş zamanlı olarak da uygulanabilirler. Gözenekli Si boyunca difüzyon, tek kristalli Si boyunca difüzyondan daha hızlı olduğundan, kısa bir süre için yarıiletken yapıda derin yüksek katkılı alanların ve potansiyel engellerinin kurulmasına izin verir. Aynı zamanda eş zamanlı difüzyon halinde birkaç teknolojik operasyon azaltılır. İşlem sıcaklığının (<800 °C) oldukça fazla düşme olasılığı yüzünden, ilk yarıiletken malzemenin niteliği sağlamlığını korur (temel yapıdaki kusurlar dışında), bu yüzden taşıyıcıların ömrü uzundur ve temelde ışıkla üretilen taşıyıcıların birikme faktörü iyidir. Aynı zamanda, bu teknoloji yüzünden pilin kalınlığı oldukça artabilir. Benzersiz özellikleri sayesinde gözenekli Si, güneş ışığı toplayıcısı, ışık saçılım difüzörü ve çok katlı Si yapıdaki elektriksel yalıtkan kadar iyi güneş ışığının tekrar yayıcısı olarak çalışabilir. Gözenekli Si, ışığın hapsedilmesini ve böylece güneş pilinin verimliliğini artırır. Belirli yüzey değişiklikleri ile, teknolojik işlemlerin sonunda pil yüzeyinde oluşturulan gözenekli Si ilave tabakası, UV ve NIR bölgeleri içinde güneş pili verimliliğinin spektral uzamasını sağlar (Tiris vd, 2003). Gözenekli Si'un bu özellikleri aynı zamanda güneş pili performansına katkıda bulunur. Böylece hibrid silisyum güneş pili yapısı enerji kaybını azaltır ve yüksek dönüşüm verimliliği (>%15) ile sonuçlanır.

Güneş pili boron katkılı p-tipi, <100> yönelimli tek kristalli Si tabakadan üretilmiştir ($10.2 \times 10.2 \text{ cm}^2$ ve $300 \text{ }\mu\text{m}$ kalınlığında). Tabakalar yaklaşık olarak $2.77 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ katkılanma seviyesine ve $0.5 \text{ }\Omega \text{ cm}$ özdirence sahiptir. Yüksek verimli gözenekli p-tipi Si güneş pilinin şematik diyagramı Şekil 1’de gösterilmiştir. Yüksek verimlilikteki gözenekli p-tipi Si güneş pilinin üst ve alt tarafları aşındırma işlemi ile değiştirilmiştir ve gözenekli Si’un tabaka ve bölgelerini içermektedir. Gözenekli Si’un üst tabakası yüksek anti yansımayı elde etmek için ve yüksek direncin (10^5 - $10^6 \text{ }\Omega$) etkisini yok etmek için yeterince incedir (derinlik $\sim 5 \text{ }\mu\text{m}$). Si malzemenin yüzeyinde 10 nm ’lik SiO_2 tabakası vardır. Bu SiO_2 kimyasal oksitlenme esnasında doğal olarak üretilmiştir. En üst tabakada, SiO_2 ’nin üzerinde 50 nm Ce_2O_3 vardır. Bu dielektrik tabaka aynı zamanda eş zamanlı olarak 3 fonksiyonu gerçekleştirir: 1) yansıtıcı olmayan tabaka, 2) çevresel etkilere karşı koruma (ışınım), ve 3) n-tipi iletkenlikli inversiyon tabakasının (sızma derinliği $\sim 150 \text{ nm}$) indüklenmesi. Sonuç olarak, p-tipi (temel) ve n-tipi (indüklenen) tabakalar arasındaki sınırdaki p-n eklem meydana gelir. Bu, malzeme içindeki UV fotonlarının sızma derinliği 150 nm bölgesi içinde olduğu için güneş ışığının UV kısmının (0.25 - $0.38 \text{ }\mu\text{m}$) etkin dönüşümüne izin verir. Bundan dolayı, görünür ve NIR güneş ışınları (0.4 - $0.9 \text{ }\mu\text{m}$) pil yüzeyinin oldukça büyük alanında soğurulabilir. Soğurulan fotonlar p-n eklemde ayrıştırılan yük taşıyıcılarına (elektron-deşik çifti) dönüşürler ve yarıiletken boyunca difüzyon yapabilirler. Bunlar oluyorken, pilin p ve n yüzeyleri üzerindeki metal kontaklarda voltaj ve akım üretilir. Pilde taşıyıcıları daha etkin bir biçimde biriktirmek için, p⁺-tipi (arka kontakların temelindeki) ve n⁺-tipi (ön kontakların altında) alanlar fosfor (ön tarafa doğru) ve alüminyumun (arka tarafa doğru) eş zamanlı difüzyonu ile üretilirler. Yüzey yansımalarının 0.3 ’den (Si) 0.01 - 0.02 ’ye (gözenekli Si) düşmesine bağlı olarak, tek tabakalı yansıtıcı olmayan tabakalar arasında en iyi karakteristiklere sahiptir. Bu, güneş pilinin kısa devre akımında %30-50’lik bir artışa sebep olur. Metalik kontaklara gelince, iki değişik biçimi vardır. İlk olarak, arka tarafta Al ızgara ve yüzey tarafında Al tepeli kolektörler (2.5 mm aralıklı, kontak band genişliği 0.25 mm , kolektörlerin genişliği 2 mm) vardır. İkinci olarak, ardışık olarak konulan çok çok tabakalı kontaklar vardır: ön tarafta (n⁺-Si) Mo-Cu-Ni ve arka tarafta (p⁺-Si) Cr-Cu-Sn.



Şekil 3.1. Gözenekli Si içeren hibrid MYY yapılı yeni Si güneş pilinin şematik yapısı: 1,4- üst ve alt kontaklar Al(Mo-Cu-Ni, Cr-Cu-Sn), 2- p-tipi temel kristal, 3- p⁺-tipi gözenekli Si, 5- n⁺-tipi gözenekli Si+n inversiyon tabakası, 6- yansıtıcı olmayan tabaka (gözenekli Si+SiO₂-Ce₂O₃, TiO₂)

3.2. Gözenekli P-tipi Si Güneş Pillerinin Üretiminin Teknolojik Basamakları

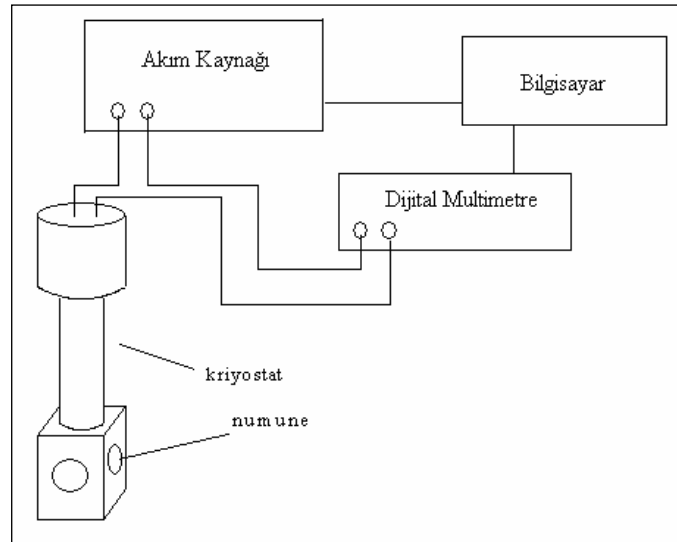
Yüksek verimli silisyum güneş pili teknolojisinde, birbirini takip eden oldukça karmaşık teknolojik işlemlerin sırasıyla yerine getirilmesi gerekir. Üretim aşaması, kuşkusuz oldukça karmaşık olan şu işlemlere ayrılır:

1. Alkalin-alkol karışımında asitle aşındırma ile ilk Si tabakanın kimyasal işlemi
2. Si yüzeyinin ısısal oksidasyonu
3. Asitle oyarak arka taraftaki oksit tabakanın kaldırılması
4. Anodizing ile arka taraftaki gözenekli Si'un büyütülmesi
5. Kimyasal işlem, suyla yıkama ve kurutma
6. Difüzyon ocaklarında arka tarafa doğru boronun (p⁺-katkılı) difüzyonu
7. Asitle oyarak ön taraftan oksit tabakanın kaldırılması
8. Kimyasal işlem ve temizleme
9. Difüzyon fırınlarında ön tarafa doğru Fosfor'un (n-katkılı) difüzyonu
10. Asitle oyarak fosfor-silikat-cam filmin kaldırılması
11. Kimyasal işlem ve temizleme
12. DC magnetron vakum buharlaştırması ile her iki taraftaki kontak tabakalarının oluşturulması
13. Fotolitografi ile ön tarafta kontak sisteminin (ızgara yaparak) oluşturulması

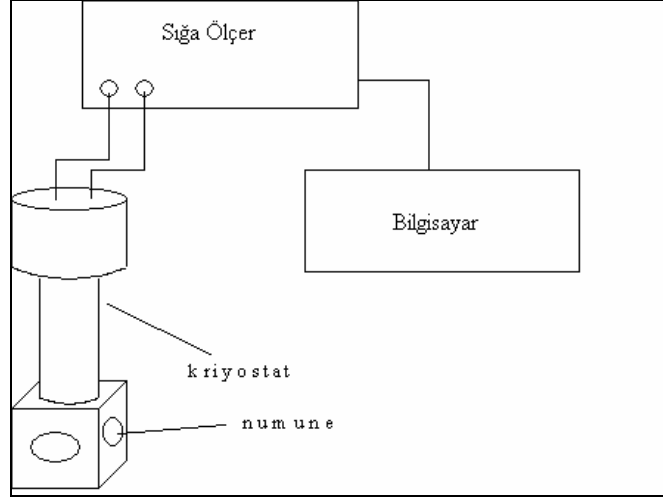
14. DC magnetron vakum buharlaştırması ile AR iletken ITO tabakasının oluşturulması
15. Ürünün kalite kontrolü (on-line test)

3.3. Kullanılan Ölçüm Düzenekleri

Elektriksel karakterlerin ölçülmesi, Gazi Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü İleri Yarıiletken Araştırma Laboratuvarı'nda yapıldı. Akım-voltaj ($I-V$) ölçümlerinde Keithley 220 programlanabilir sabit akım kaynağı ile dijital multimetre olarak Keithley 199 DMM/Scanner kullanıldı. Kapasitans-voltaj ($C-V$) ölçümlerinde ise Hewlett Packard 4192A LF Empedans Analizörü (5 Hz–13 MHz) kullanıldı. Tüm bu ölçümler Hewlett Packard bilgisayarına takılan bir IEEE-488 AC/DC çevirici kart yardımıyla kumanda edilerek gerçekleştirildi. Farklı sıcaklık bölgelerindeki ölçümler için Janes 475 kriyostat kullanıldı. Sıcaklık denetimi LakeShore 321 Autotaning Sıcaklık Kontrol Ünitesi kullanılarak sağlandı. Akım-voltaj ($I-V$) ölçümleri ve kapasitans-voltaj ($C-V$) ölçümlerinin yapıldığı düzenekler sırasıyla Şekil 3.2 ve Şekil 3.3'de gösterilmiştir.



Şekil 3.2. Akım-voltaj ($I-V$) ölçümleri için kullanılan deney düzeni



Şekil 3.3. Kapasitans-voltaj ($C-V$) ölçümleri için kullanılan deney düzeneği

Keithley 220 Programlanabilir Sabit Akım Kaynağı: Şekil 3.4’de Keithley 220 programlanabilir sabit akım kaynağı gösterilmektedir. Cihaz hem akım kaynaklı voltaj ölçümü hem de voltaj kaynaklı akım ölçümü yapabilmektedir. Voltaj limiti 1V’dan 105 V’a kadar ve 1 V’luk programlanabilir basamaklardır. Akım limiti ise 100 mA’dan 1 nA’e kadardır ve 50 μ A, 5 μ A, 500 nA, 50 nA, 5 nA, 500 pA, 50 pA, 5 pA, 500 fA’lık basamak büyüklüklerine sahiptir. 1 nA bölgede çıkış direnci $>10^{14}$ Ω ’dir. Ve çıkış kapasitansı ise <20 pF’dir. 100 program hafızasına sahiptir. Programlanabilme zamanı 3 ms’den 999.9 s’ye kadardır.



Şekil 3.4. Keithley 220 programlanabilir sabit akım kaynağı

Keithley 199 DMM/Scanner: Şekil 3.5’de Keithley 199 DMM/Scanner gösterilmektedir. DC ve AC volt ve akım okuyor. Bu dijital multimetre ile doğru akım (DC) voltajı $1\mu\text{V}$ ’dan 300 V’a kadar, direnci $1\text{ m}\Omega$ ’dan $300\text{ M}\Omega$ ’a kadar, alternatif akım (AC) voltajı $1\mu\text{V}$ ’dan 300 V’a kadar, doğru akımı 100 nA’den 3 A’e kadar ve alternatif akımı 100 nA’den 3A’e kadar ölçülebiliyor. Bu cihazla yükseltici devrelerin akım ve voltaj kazancını ölçebiliyoruz. IEEE-488 kartı ile bir bilgisayara bağlanıp cihaz programlanabiliyor ve verileri bilgisayara alabiliyor. Saniyede 500 kez ölçüm yapabiliyor ve bunu hafızada tutabiliyor.



Şekil 3.5. Keithley 199 DMM/Scanner

Hawlett Packard 4192A LF Empedans Analizörü: Şekil 3.6’da Hawlett Packard 4192A LF Empedans Analizörü gösterilmektedir. Analizör oldukça geniş aralıkta empedans parametrelerinin ölçümü için dizayn edilmiştir. 4192A frekans, OSC seviyesi ve doğru akım voltaj ölçümlerini sağlar. Bu cihaz 5 Hz’den 13 MHz’e kadar maksimum 1 mHz’lik çözülme ile frekans ölçümü yapar. İç doğru akım voltaj kaynağı 10 mV’luk artış ile -35 V’dan +35’a kadar voltaj sağlar. Ölçümler bilgisayara takılan bir IEEE-488 AC/DC çevirici kart yardımıyla kumanda edilerek gerçekleştirildi. Cihaz testpoint yazılımı yardımı ile bilgisayar ile kontrol edilmektedir.



Şekil 3.6. Hawlett Packard 4192A LF Empedans Analizörü

LakeShore 321 Autotuning Temperature Controller: Şekil 3.7’de LakeShore 321 Autotuning Sıcaklık Kontrol Ünitesi gösterilmektedir. Maksimum ısıtıcı gücü 25 W ve maksimum ısıtıcı çıkış akımı 1 A’dır. Cihaz 1.4 K’dan 500 K’e kadar sıcaklık ölçümü yapabilmektedir.



Şekil 3.7. LakeShore 321 Autotuning Sıcaklık Kontrol Ünitesi

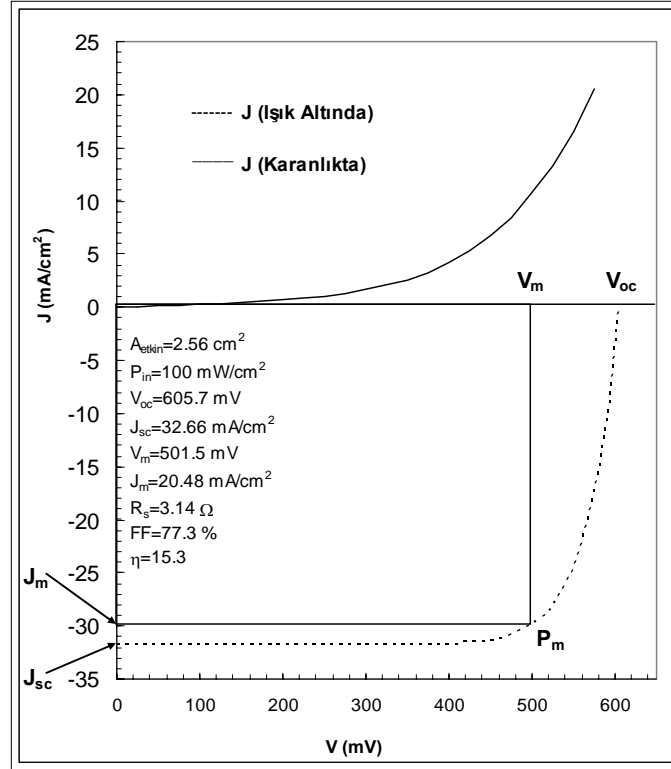
4. ARAŞTIRMA BULGULARI

4.1. Giriş

Bu bölümde gözenekli p-tipi Si güneş pillerinin 79-400 K aralığındaki farklı sıcaklıklarda karanlık ve oda sıcaklığında ışık altındaki akım-voltaj ($I-V$) ölçümleri ile 100 kHz frekansta elde edilen kapasitans-voltaj ($C-V$) ve iletkenlik-voltaj ($G/w-V$) ölçümleri sunulmuştur. İncelenen 6 adet gözenekli p-tipi Si güneş pili hemen hemen aynı karakteristikleri gösterdiği için bu çalışmada sadece PV1 üzerine olan sonuçlar sunulmuştur. Yüzey alanı 2.56 cm^2 olan PV1'in yapısal parametreleri ve elektriksel karakteristiklerinin analizi sıcaklığa ve ışığa bağlı olarak incelendi. PV1 güneş pilinin karanlık ve ışık altındaki akım-voltaj ($I-V$) ölçümlerinden, ters doyum akımı (I_0), idealite faktörü (n), potansiyel engel yüksekliği ($\phi_B(I-V)$), seri direnç (R_s), arayüzey durum yoğunlukları (N_{ss}) gibi temel parametreleri ile açık devre voltajı (V_{oc}), kısa devre akımı (I_{sc}), doluluk faktörü (FF), enerji dönüşüm verimi (η) gibi güneş pili parametreleri incelenmiştir. PV1 güneş pilinin kapasitans-voltaj-sıcaklık ($C-V-T$) ve iletkenlik-voltaj-sıcaklık ($G/w-V-T$) ölçümlerinden ise birim hacimdeki katkı atomlarının sayısı (N_A), difüzyon potansiyeli (V_D), Fermi enerjisi (E_F), potansiyel engel yüksekliği ($\phi_B(C-V)$), boşaltılmış bölgenin kalınlığı (W_D), potansiyel engel düşmesi ($\Delta\phi_B$) gibi parametreler sıcaklığın fonksiyonu olarak incelenmiştir. $I-V$ ve $C-V$ ölçümlerinden elde edilen tüm bu sonuçlar gerekli grafik ve tablolar halinde sunulmuştur.

4.2. Aydınlatma Karakteristikleri

Gözenekli p-tipi Si güneş pili için oda sıcaklığında ve 100 mW/cm^2 aydınlatma altındaki (AM1.5 şartları) akım-voltaj ($I-V$) karakteristiği ve pil parametreleri Şekil 4.1'de gösterilmiştir. Bu çalışmada incelenen güneş pilinin verimliliği pilin aktif alanına bağlı olarak incelenmiştir. Seri direnç R_s , Bölüm 4.4.1'de inceleneceği üzere kuvvetli akümülyasyonda ölçülen admitans verileri kullanılarak hesaplanabilir (Nicollian ve Brews, 1982). Bu hesaplamalar sonucunda gözenekli p-tipi Si güneş pilinin oda sıcaklığındaki seri direnç değeri 3.14Ω olarak bulunmuştur. Ayrıca Bölüm 4.3.1.1'de incelenecek olan arayüzey durum yoğunluğu, oda sıcaklığında $\sim 10^{11} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ mertebesinde elde edilmiştir. Gözenekli p-tipi Si güneş pili için elde edilen düşük seri direnç ile gözenekli Si ve p-tipi Si arasındaki eklem bölgesindeki düşük arayüzey durum yoğunluğu değerlerinin, yüksek doluluk faktörüne (%77.3) ve dönüşme verimliliğine (%15.3) yol açtığı söylenebilir. Pil, Janes 475 kriyostat içinde halojen lamba kullanılarak aydınlatılmıştır. Şekil 4.1, 100 mW/cm^2 'lik aydınlatma altında %15.3'lük güç dönüşüm verimliliği gösteren gözenekli p-tipi Si güneş pilinin $J-V$ karakteristiğini göstermektedir. Açık devre voltajı (V_{oc}), kısa devre akım yoğunluğu (J_{sc}) ve doluluk faktörü (FF) için deneysel değerler sırasıyla 605.7 mV, 32.66 mA/cm^2 ve %77.3 olarak bulunmuştur. Gözenekli p-tipi Si güneş pilinin elde edilen yüksek V_{oc} , J_{sc} , FF değerleri ve dolayısıyla yüksek dönüşme verimliliği (η) yukarıda da ifade edildiği gibi düşük arayüzey durum yoğunluğu ve düşük seri direnç ile açıklanabilir (Shewchun vd, 1979; Shewchun vd; 1980; Özdemir ve Altındal, 1994; Sze, 1981). Bu nedenle, özellikle güneş pilleri için sıcaklık ve aydınlatma etkisindeki arayüzey durumları ve seri direnç çalışmaları teknolojik olarak önemlidir.



Şekil 4.1. Gözenekli p-tipi Si güneş pilinin karanlık ve aydınlık J - V karakteristiği ve pil parametreleri

4.3. Karanlık Akım-Voltaj (I - V) Karakteristikleri

Schottky diyotlar üzerine yapılan araştırmalar literatürlerde oldukça geniş yer almaktadırlar. Metal ve yarıiletken arasında doğal olarak oluşan yada yapısal olarak oluşturulmuş bir oksit tabakası, metal-yarıiletken (MY) bir yapıyı metal-yalıtkan-yarıiletken (MYI) bir yapıya dönüştürebilir. Oksit tabakanın kalınlığı arttıkça arayüzey durumları yarıiletkende dengede olmaya başlayacağından bu yapıların I - V karakteristiğine ilişkin yapısal parametreler, arayüzey tabakası ve arayüzey durumlarından büyük ölçüde etkilenir (Özdemir ve Altındal, 1994; Danoval vd, 1998; Danoval vd, 1989; Chand ve Kumar, 1995; Hackam ve Harrop, 1972; Singh vd, 1990; Divigalpitiya, 1989; Cova ve Singh, 1990; Akkal, 1998).

Güneş pilleri, Schottky diyotlar gibi bir ekleme (metal-yarıiletken arayüzeyinde) sahiptir. Ayrıca bu çalışmada incelenen güneş pili numunelerinin LnI - V eğrisine

bakıldığında iyi bir rektifiye davranış gösterdiği açıkça görülmektedir. Örneğin 1V değerine karşılık gelen akım değeri, -1V'a karşılık gelen akım değerinden en az 100 kat daha fazladır. Bu yüzden gözenekli p-tipi Si güneş pilinin elektriksel karakteristikleri incelerken Schottky diyot modellemesi yapılabilir. Schottky engel diyot için, Termiyonik Emisyon Teorisi (TE) kullanılarak elde edilen ileri beslem akım-voltaj ($I-V$) ilişkisi aşağıdaki gibi verilir (Rhoderick ve Williams, 1988),

$$I = I_0 \exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{nkT}\right) \left[1 - \exp\left(\frac{-q(V - IR_s)}{kT}\right) \right] \quad (4.1)$$

Burada V ileri beslem voltajı (V), n idealite faktörü, R_s gövde ve kontak direnci yüzünden oluşan seri direnç (Ω), I_0 ise çoğunluk taşıyıcıları için ters doyum akımıdır (A). I_0 doyum akım değerleri, orta voltaj bölgesindeki ($0.1 \text{ V} \leq V \leq 0.5 \text{ V}$) doğrusal $\ln I-V$ eğrilerinin sıfır voltajdaki akım eksenine uzatılmasıyla bulunabilir ve şu şekilde tanımlanır,

$$I_0 = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{B0}}{kT}\right) \quad (4.2)$$

Burada A diyot alanı (cm^2), A^* p-tipi Si için $32 \text{ A cm}^{-2} \text{ K}^{-2}$ olan etkin Richardson sabiti, T mutlak sıcaklık (K), q elektronik yük (C), k Boltzmann sabiti (J K^{-1}), ϕ_{B0} sıfır beslem voltaj yüksekliğidir. I_0 değeri ve diyot alanı kullanılarak Denk.(4.2)'den potansiyel engel yüksekliği $\phi_B(I-V)$ hesaplanır. Denk.(4.1)'den diyot idealite faktörü n ,

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

olarak bulunur. Burada $dV/d\ln I$, $I-V$ çiziminin doğrusal bölgesinin eğimidir. Eğer engel yüksekliğinin voltaja bağımlılığı sabitse, n sabit olur. n değerinin birden büyük olması, uygulanan voltajın tamamının boşaltılmış bölgeye düşmediği

anlamına gelir. Bu durumda uygulanan voltaj, arayüzey tabakası, boşaltılmış bölge ve diyot direnci arasında paylaşılmaktadır.

PV1 için 79-400 K sıcaklık aralığında ölçülen tipik bir karanlık ileri beslem $LnI-V$ karakteristiği Şekil 4.2’de gösterilmiştir.

Akım ve voltaj ($I-V$) arasında üstel bir ilişki gösteren her bir eğri orta voltaj bölgesinde ($0.1 \text{ V} \leq V \leq 0.5 \text{ V}$) farklı eğimli doğrusal bölgelere sahiptir.

$I-V$ karakteristiklerinden elde edilen sıcaklığa bağlı I_0 doyum akımı, n idealite faktörü ve $\phi_B(I-V)$ engel yüksekliği değerleri Tablo 4.1’de verilmiştir.

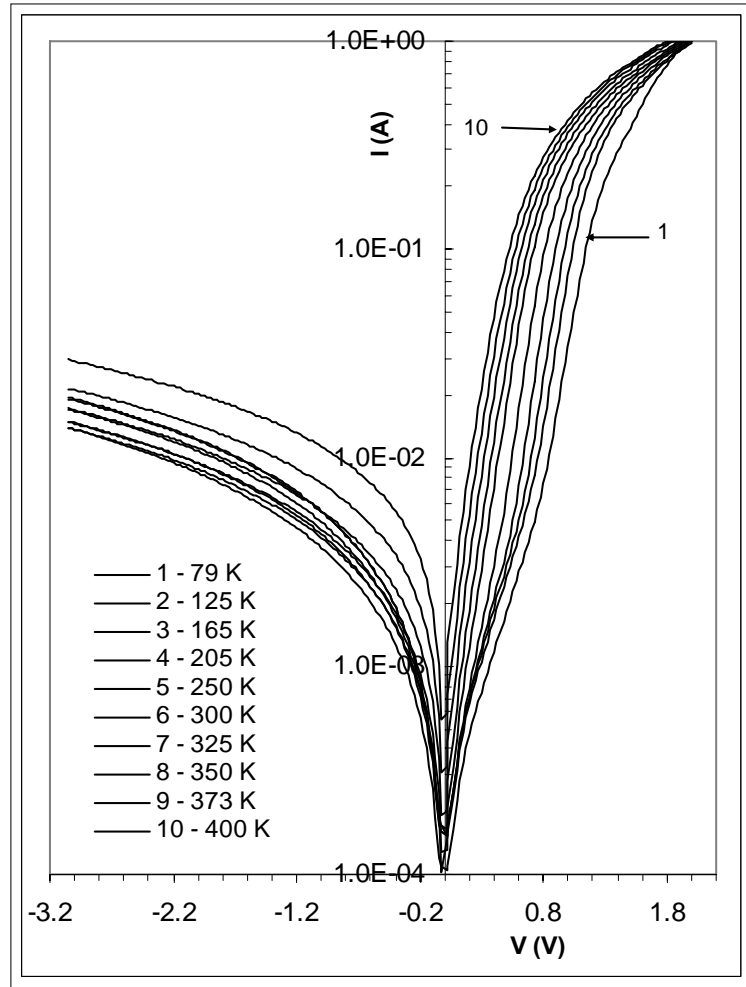
Tablo 4.1’de gösterildiği gibi, yarılogaritmik ileri beslem $I-V$ çizimleri kullanılarak hesaplanan $\phi_B(I-V)$ ve n değerleri sıcaklığın kuvvetli fonksiyonları olarak bulunmuşlardır (özellikle düşük sıcaklıklarda). İdealite faktörü n sabit olmayıp artan sıcaklık ile azalmaktadır, n ’in sıcaklığın tersi ile doğrusal olan değişimi (Şekil 4.3) aşağıda verilen denklem ile ifade edilebilir:

$$n(T) = \alpha + \beta/T \quad (4.4)$$

Burada α ve β sırasıyla -0.972 ve 1613 K olarak bulunan sabitlerdir. I_0 değerleri kullanılarak hesaplanan $\phi_{B0}(I-V)$ değerlerinin, idealite faktörünün gösterdiği davranışın tersine artan sıcaklık ile arttığı belirlenmiştir (79 K’de $n=19.656$ ve $\phi_{B0}=0.164$ eV, 400 K’de $n=3.441$ ve $\phi_{B0}=0.787$ eV). Benzer sonuçlar literatürlerde de açıklanmaktadır (Özdemir ve Altındal, 1994; Altındal vd, 2005; Altındal vd, 2003).

Gümüş vd (2002) ve Tung (1991)’de açıklandığı gibi, metal-yarıiletken (MY) arayüzey boyunca olan akım-iletimi sıcaklığın aktive edilmesidir. Düşük sıcaklıklardaki elektronlar daha alçak engellerin üzerinden geçebilirlerken sıcaklık arttırıldığında, çok daha fazla elektronun daha yüksek engeli geçebilmesi için yeterli enerjisi olacaktır. Sonuç olarak, baskın engel yüksekliği sıcaklık ve voltaj ile artacaktır (Gümüş vd, 2002). Diyot idealite faktörü n ’in yukarıda verilen davranışı, akım-iletim mekanizmasının hem tuzak destekli tünelleme hem de termiyonik emisyon içerdiğini göstermektedir (Rhoderick ve Williams, 1988). 79-325 K sıcaklık aralığında sıcaklık arttıkça idealite faktörü azalmıştır ve idealite faktörü birden çok

büyüktür bu nedenle bu sıcaklık aralığında akım-iletim mekanizması tuzak destekli tünellemedir. Bununla birlikte 325-400 K sıcaklık aralığında, sıcaklık arttıkça n değerlerinin hemen hemen sabit kalması termiyonik emisyon mekanizmasının varlığına işaret etmektedir (Oktik vd, 1987; Altındal vd, 2003). Nagatomo (1979) diyot idealite faktörünün değişiminin SnO₂/Si heteroeklem güneş pilinin performansına uyduğunu açıklamıştır.



Şekil 4.2. Farklı sıcaklıklardaki gözenekli p-tipi Si güneş pilinin karanlık, ileri beslem ve ters beslem I - V karakteristikleri

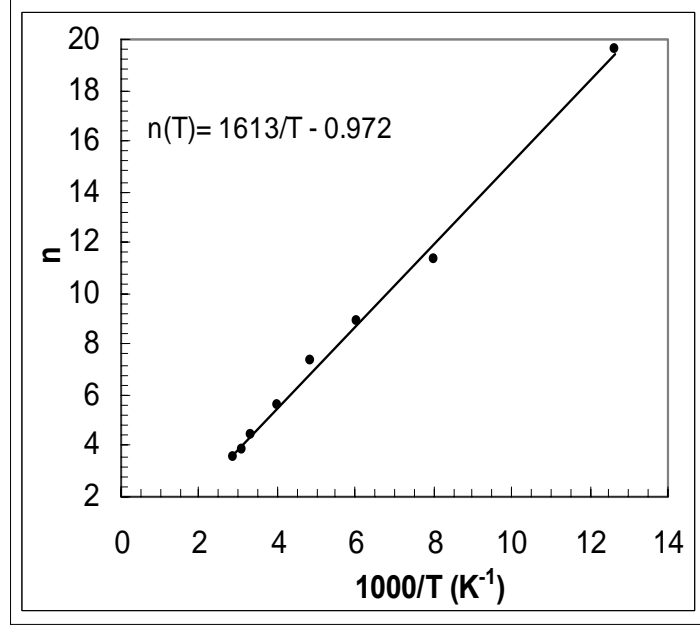
Tablo 4.1. Gözenekli p-tipi Si güneş pilinin I - V karakteristiklerinden hesaplanan değişik parametrelerin sıcaklık bağımlı değerleri

T (K)	I_0 (A)	n	$\ln(I_0/T^2)$ (A K⁻²cm⁻²)	$\Phi_B(I-V)$ (eV)
79	1.938×10^{-5}	19.656	-19.590	0.164
125	2.037×10^{-5}	11.297	-20.458	0.268
165	4.377×10^{-5}	8.860	-20.249	0.351
205	9.963×10^{-5}	7.380	-19.860	0.429
250	1.498×10^{-4}	5.560	-19.849	0.523
300	2.086×10^{-4}	4.40	-19.883	0.628
325	2.814×10^{-4}	3.806	-19.743	0.677
350	4.774×10^{-4}	3.532	-19.363	0.718
373	8.625×10^{-4}	3.448	-18.899	0.750
400	1.635×10^{-3}	3.411	-18.399	0.787

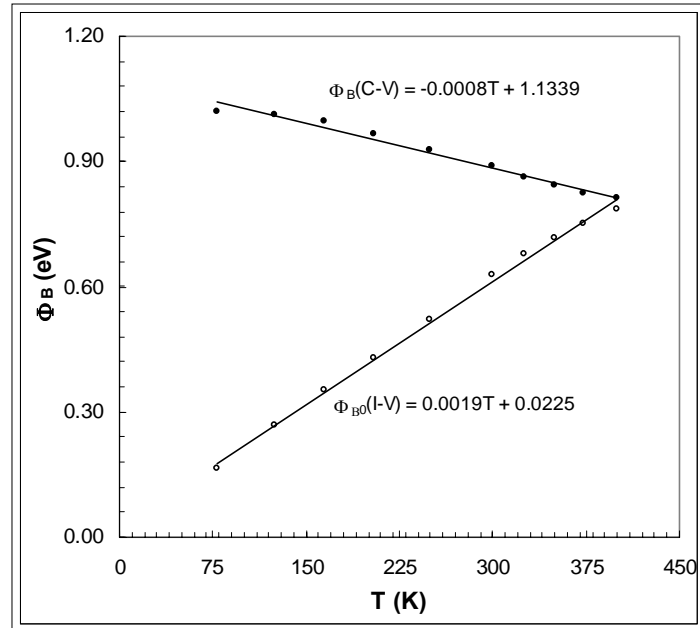
İdealite faktörünün birden büyük değerler alması arayüzey durumlarının dağılımına ve metal-yarıiletken arasında bir arayüzey oksit tabakasının varlığına bağlanabilir (Singh, 1985; Singh vd, 1990; Divigalpitiya, 1989; Kaminski vd, 1998; Cova ve Singh, 1990). Saf termiyonik emisyon teorisine göre ideal durumun ($n=1$ olan) pratikte elde edilmesine literatürde hemen hemen hiç karşılaşılmamıştır. Çünkü engel yüksekliği uygulanan voltaja bağlıdır. Bu bağlılığın sebebi, ideale en yakın olan Schottky yapılarında dahi metal ile yarıiletken arasında ince bir oksit tabakasının doğal olarak oluşmasıdır. Bu bağımlılık ölçülen $I-V$ karakteristiklerini de etkiler. Örneğin bu durumda n idealite faktörü 1'den büyük olur. Uygulanan voltaj bir kısmı diyot üzerine düşerken bir kısmı da yalıtkan tabaka üzerine düşeceğinden, engel yüksekliği uygulanan voltajın bir fonksiyonu olur.

Arayüzey tabakası ve yüksek miktardaki arayüzey durumları ideallikten sapmayı ve idealite faktörünün sıcaklığın bir fonksiyonu olmasına sebep olur (Singh vd, 1990; Cova ve Singh, 1990; Akkal vd; 1998).

$I-V$ karakteristiklerinden hesaplanan engel yüksekliği değeri $\phi_B(I-V)$, artan sıcaklık ile arttığı farklı bir davranış göstermiştir. Böyle bir sıcaklık bağımlılığı engel yüksekliğinin ifade edilen negatif sıcaklık sabiti ile uyumsuzluk göstermiştir. Bununla birlikte, yüksek frekanstaki $C^{-2}-V$ karakteristiklerinden elde edilen $\phi_B(C-V)$ engel yüksekliği sıcaklık ile doğrusal bir şekilde azalmaktadır (Şekil 4.4). $\phi_B(I-V)$ ve $\phi_B(C-V)$ 'nin değerleri arasında tutarlı bir uyumsuzluk görülmektedir. $C-V$ metodu düz band engel yüksekliğini verir fakat $I-V$ metodu görüntü kuvvet engel düşmesi yüzünden düz band değerinden daha düşük değere sahip olan sıfır beslem engel yüksekliğini verir. Bununla birlikte bu farklılığın, yalıtkan tabakanın olası etkilerine veya metal-yarıiletken arayüzeyde mevcut olan yüklere bağlılığının oldukça az olduğu düşünülmüştür (Rhoderick ve Williams, 1988). Sıfır beslem engel yüksekliği ϕ_{B0} , artan sıcaklık ile artarken, idealite faktörü n azalıyor; bu değişimler büyük sızıntı akımı yüzünden düşük sıcaklıklarda (≤ 165 K) daha önemli olur.



Şekil 4.3. Karanlıkta, gözenekli p-tipi Si güneş pilinin n 'in $1000/T$ 'ye göre çizimi



Şekil 4.4. Sıcaklığın bir fonksiyonu olarak, $I-V$ ölçümlerinden elde edilen sıfır beslem engel yüksekliği $\phi_B(I-V)$ (açık daireler) ve $C-V$ ölçümlerinden elde edilen $\phi_B(C-V)$ (doldurulmuş daireler)

4.3.1. Homojen Olmayan Engel Analizi

Düşük sıcaklıklarda engel yüksekliği $\phi_B(I-V)$ ve idealite faktörü n 'in güçlü sıcaklık bağımlılığında olduğu gibi, $\phi_B(I-V)$ ve $\phi_B(C-V)$ arasındaki farklılık $\bar{\phi}_B$ ortalama değerli ve σ_s standart sapmalı engel yüksekliklerinin Gaussian dağılımı varsayılarak açıklanmıştır. Bu analizde $\bar{\phi}_B$ ve σ_s sıcaklık bağımlı olarak ele alınmışlardır. Normalize edilmiş engel yüksekliği dağılımı şu şekilde verilir (Zhu vd, 2000; Werner ve Güttler, 1991; Werner ve Güttler, 1991; Keiji ve Eiji, 1998; Gümüş vd, 2002),

$$P(\phi_B) = \frac{1}{\sigma_s \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(\bar{\phi}_B - \phi_B)^2}{2\sigma_s^2}\right] \quad (4.5)$$

Burada $1/\sigma_s \sqrt{2\pi}$ normalizasyon sabitidir.

Toplam akım $I(V)$, tek bir engel yüksekliği için ideal termiyonik emisyon (TE) ile tanımlanan ve dağılım fonksiyonu ile ölçülen akımın integrali ile hesaplanabilir (Zhu vd, 2000; Werner ve Güttler, 1991; Werner ve Güttler, 1991; Keiji ve Eiji, 1998). İleri beslemdeki bir Schottky engel boyunca $I(V)$ akım ifadesinin Denk.(4.1) ve (4.2)'ye benzer bir şekli vardır fakat engel yüksekliğinin biraz değiştirilmesi ile şöyle elde edilir (Song vd, 1986),

$$I(V) = AA^*T^2 \exp\left[-\frac{q}{kT}\left(\bar{\phi}_B - \frac{q\sigma_s^2}{2kT}\right)\right] \exp\left[\frac{q(V - IR_s)}{n_{ap}kT}\right] \left\{1 - \exp\left(-\frac{q}{kT}(V - IR_s)\right)\right\} \quad (4.6)$$

$$I_0 = AA^*T^2 \exp\left(\frac{q}{kT}\phi_{ap}\right) \quad (4.7)$$

Burada ϕ_{ap} ve n_{ap} sırasıyla görünür engel yüksekliği ve görünür idealite faktörüdür.

$$\phi_{B0}(I-V) = \bar{\phi}_{B0}(T) - \frac{q\sigma_s^2}{2kT} \quad (4.8)$$

Bu ifade, düşük sıcaklıklardaki $I-V$ karakteristiğinin hâlâ daha Denk.(4.1) ve (4.2) ile tanımlanabileceğini ortaya koyar, fakat ϕ_{ap} artan sıcaklık ile artar. Bundan başka bu ifade, kapasitansın sadece ortalama engel yüksekliğine bağlı olduğunu ve $\phi_B(C-V)$ 'nin ortalama engel yüksekliği $\bar{\phi}_B$ 'a eşit olduğunu kanıtlar (Zhu vd, 2000; Werner ve Güttler, 1991; Werner ve Güttler, 1991; Song vd, 1986),

$$\phi_B(C-V) = \bar{\phi}_B(I-V) \quad (4.9)$$

Denk.(4.8) ve (4.9) birleştirilerek şu elde edilir:

$$\phi_B(C-V) - \phi_{B0}(I-V) = \frac{q\sigma_s^2}{2kT} \approx \frac{q\sigma_{s0}^2}{2kT} + \frac{q\sigma_{s0}\alpha_\sigma}{k} \quad (4.10)$$

Burada σ_{s0} (sıfır beslem standart sapma) sıcaklığa doğru extrapole edilen standart sapma ve α_σ ise bunun sıcaklık sabitidir. Denk.(4.10)'a göre $\phi_B(C-V) - \phi_{B0}(I-V)$ 'nin sıcaklığın tersine (T^{-1}) karşı çizimi oldukça düşük sıcaklıklar hariç (≤ 165 K) hemen hemen doğrusaldır. Böyle bir çizim Şekil 4.5'de gösterilmiştir. Deneysel veriler fit yapılarak, σ_{s0} ve α_σ değerleri sırasıyla eğimden ve fit çizgisinin kesme noktasından ortaya çıkartılabilir. Şekil 4.5'den $\sigma_{s0} = 162$ meV ve $\alpha_\sigma = 0.268$ meV K olarak elde edilir.

Klasik Richardson çizimi şu şekilde modifiye edilir (Chand ve Kumar, 1996; Zhu vd, 2000; Werner ve Güttler, 1991; Werner ve Güttler, 1991; Song vd, 1986),

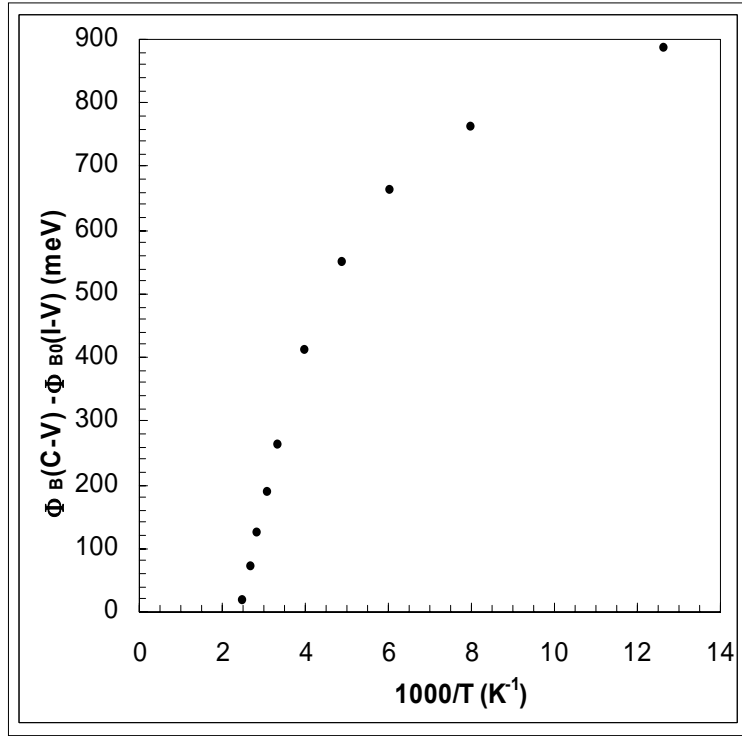
$$\ln(I_0/T^2) - \frac{q^2\sigma^2(T)}{2k^2T^2} = \ln(AA^* e^{-(q\alpha_\sigma/k)}) - \frac{q\bar{\phi}_{B0}}{kT} \quad (4.11)$$

$$\ln(I_0/T^2) - \frac{q^2\sigma_{s0}^2}{2k^2T^2}$$

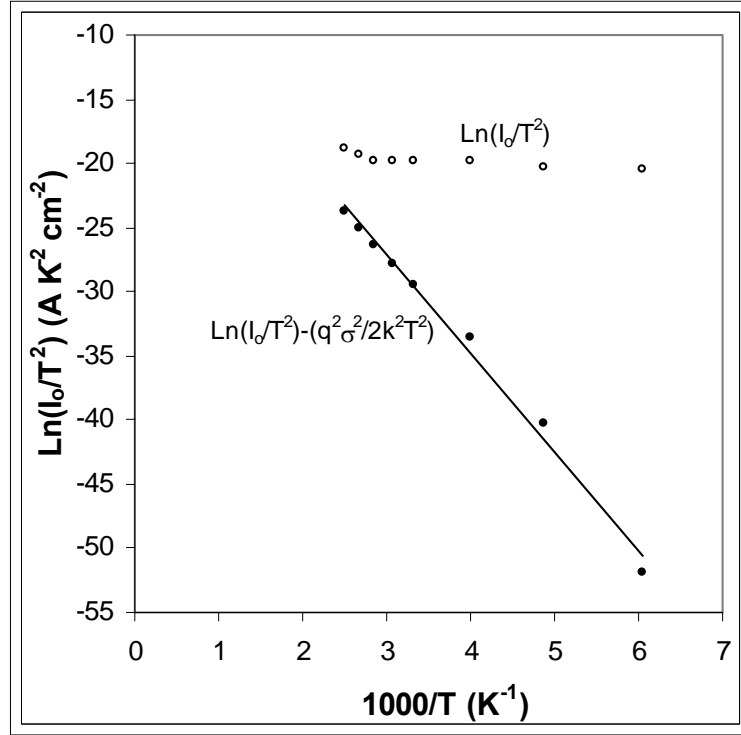
değerleri Şekil 4.5'den elde edilen σ_{s0} değeri kullanılarak

hesaplanmıştır ve Şekil 4.6'da I/T^2 nin bir fonksiyonu olarak çizilmiştir. Modifiye edilmiş Richardson çizimi oldukça iyi bir doğrusallığa sahiptir. Aynı zamanda

karşılaştırma için Şekil 4.6'da $\ln(I_0/T^2)$ 'nin $1/T$ 'ye göre çizimi de gösterilmiştir. Modifiye edilmiş Richardson çiziminin fit edilmesi ile fit doğrusunun eğiminden oda sıcaklığında $\phi_B(C-V)$ (0.889 eV) ile iyi bir uyumluluk gösteren $\bar{\phi}_{B0}=0.830$ eV verisi elde edildi. Bundan başka, etkin Richardson sabiti A^* doğrunun y-eksenini kesim noktasından elde edilebilir. $\phi_B(C-V)$ 'nin T 'ye göre çiziminin doğrusal fitinden elde edilen α_ϕ değeri ($\sim 8 \times 10^{-4}$ eV/K) kullanılarak, teorik değeri ($32 \text{ A cm}^{-2} \text{ K}^{-2}$) ile uyumlu olan $A^*=24.79 \text{ A cm}^{-2} \text{ K}^{-2}$ hesaplandı.



Şekil 4.5. $I-V$ ve $C-V$ verilerinden elde edilen engel yükseklikleri arasındaki farkın sıcaklığın tersiyle değişimi



Şekil 4.6. Gözenekli p-tipi Si güneş pili için standart ve modifiye edilmiş Richardson çizimleri

4.3.1.1. Arayüzey Durum Yoğunluklarının Hesaplanması

Yarıiletkenin arayüzeyindeki valans bandının tepesi ile ilgili olan arayüzey durumlarının enerjisi E_{ss} ile verilir. Bu durumda p-tipi yarıiletkende N_{ss} durumlarının valans bandının üst kenarına göre enerjisi,

$$E_{ss} - E_V = q(\phi_e - V) \quad (4.12)$$

olarak verilir. Burada ϕ_e , arayüzey tabakanın varlığı ve arayüzey yalıtkan tabakaya yerleştirilmiş arayüzey durumları yüzünden voltaj bağımlı olarak varsayıldı. Etkin engel yüksekliği ϕ_e şöyle verilir,

$$\phi_e = \phi_B + \left(1 - \frac{1}{n(V)}\right)(V - IR_s) \quad (4.13)$$

Burada engel yüksekliğinin uygulanan voltaj bağımlılığı göz önünde tutulmuştur. Eğer güneş pillerinin yarıiletken ile dengede N_{ss} arayüzey durumları varsa, idealite faktörü n Card ve Rhoderic (1971) tarafından önerildiği gibi birden daha büyük olur. İdealite faktörünün birden büyük olması yalıtkan arayüzey tabakasının bir sonucu olduğu için idealite faktörü arayüzey parametrelerine de bağlı olmalıdır (Card ve Rhoderick, 1971; Singh, 1985; Özdemir ve Altındal, 1994). Yarıiletken ile dengede olan arayüzey durumları için idealite faktörü oksit tabaka kalınlığı (δ) ve arayüzey durum yoğunluğuna (N_{ss}) bağlı olarak şu şekilde verilir (Vitanov vd, 1997; Brendel vd, 2003; Shewchun vd; 1974),

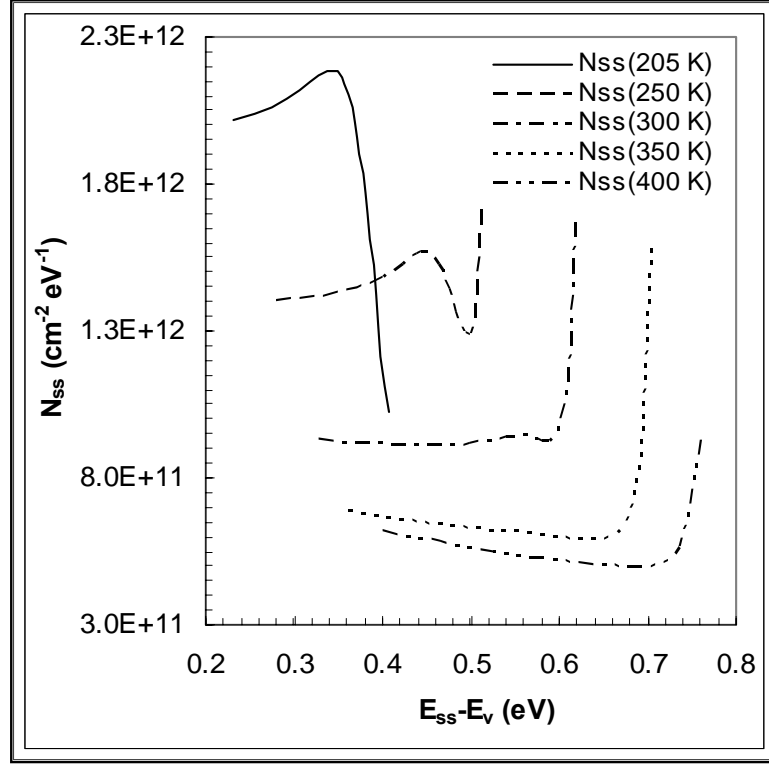
$$n(V) = 1 + \frac{\delta}{\varepsilon_i} \left(\frac{\varepsilon_s}{W_D} + N_{ss}(V) \right) \quad (4.14)$$

Burada ε_i ve ε_s sırasıyla arayüzey yalıtkan tabakanın ve yarıiletkenin dielektrik geçirgenlikleridir. N_{ss} yarıiletken ile dengede olan arayüzey durumlarının yoğunluğudur. Denk.(4.14) ifadesi oksit tabaka kalınlığının yada arayüzey durum yoğunluğunun artmasıyla ideal durumdan uzaklaşır (Altındal, 1993). Böylece arayüzey durumlarını sıcaklık bağımlı enerji dağılımları, Şekil 4.2'deki deneysel ileri beslem I - V ölçümlerinden elde edilerek Şekil 4.7'de verildi. Ayrıca, her bir sıcaklık için beslem bağımlı idealite faktörü $n(V)$ Denk.(4.1)'den şu şekilde elde edilir,

$$n(V) = \frac{q}{kT} \frac{(V - IR_s)}{\ln(I/I_0)} \quad (4.15)$$

Burada I_0 ters doyum akımı, R_s ise güneş pilinin seri direncidir. Her bir sıcaklık için R_s değerleri Bölüm 4.4.1'de açıklanacağı üzere C - V ve G/w - V ölçümlerinden elde edildi. Böylece PV1 güneş pili için $\varepsilon_i = 3.8\varepsilon_0$, $\varepsilon_s = 11.8\varepsilon_0$ ($\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-14}$ F/cm) değerleri alınarak Denk.(4.14)'den voltaja bağlı arayüzey durum yoğunlukları hesaplandı. Şekil 4.7'de sıcaklığa bağlı olarak, arayüzey durum yoğunluklarının (N_{ss}) arayüzey durum enerjilerine ($E_{ss} - E_v$) göre değişim grafikleri verilmiştir.

Ayrıca 300 K için PV1 güneş pilinin farklı voltajlarda hesaplanan n , ϕ_e , $E_{ss} - E_v$ ve N_{ss} değerleri bulunarak Tablo 4.2’de gösterilmiştir.



Şekil 4.7. Değişik sıcaklıklardaki $I-V$ verilerinden elde edilen $E_{ss} - E_v$ 'nin fonksiyonu olarak N_{ss} arayüzey durum yoğunlukları

İleri beslem durumunda, etkin engel yüksekliği ϕ_e 'nin voltaj ile artması şu şekilde anlaşılabilir: diyot ileri beslemde olduğu zaman, çoğunluk taşıyıcıları için kuasi-Fermi seviyesi yarıiletken tarafına doğru yükselecektir. Böylece elektronların bir kısmı arayüzey durumları tarafından tuzaklanmış iken elektronların çoğu termiyonik emisyon akımının olduğu metalin içine doğru enjekte edileceklerdir. Bu yük yakalama olayı etkin engel yüksekliğindeki artışın bir sonucudur, bununla ilgili olarak da diyot akımı düşer (Hudait ve Krupanidhi, 2000). Tablo 4.2’den görüldüğü gibi, oda sıcaklığında arayüzey durumlarının mertebesi $10^{11} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ civarında olup

valans band tepesinden itibaren 0.22-0.76 eV enerji aralığına yerleşmişlerdir. Şekil 4.7'de arayüzey durumlarının artan sıcaklık ile artan enerji değerlerinde pikler verdiği görülmektedir. Arayüzey durumları belli enerji değerlerine kadar hemen hemen sabit iken artan sıcaklık ile gittikçe iletkenlik bandı kıyısına doğru kayan pikler vermektedir. Düşük sıcaklıklarda (≤ 250 K) bu piklerden sonra arayüzey durumu aniden azalır iken yüksek sıcaklıklarda (250 K \leq) piklerin oluştuğu enerji değerinden sonra arayüzey durumlarında ani bir biçimde artmaktadır. Yine Şekil 4.7'den görüldüğü üzere arayüzey durumların yoğunluğu sıcaklık arttıkça azalmaktadır. Arayüzey durumlarının artan sıcaklıkla azalması diyotun ideale yaklaştığını göstermektedir. Yüksek sıcaklıklara gidildikçe arayüzey durumlarının etkisi azalmaktadır. Literatürde benzer sonuçlara rastlanmaktadır ve böyle bir davranış, sıcaklık etkisi altındaki yalıtkan-yarıiletken arayüzeylerin moleküler yeniden yapılanmasına ve yeniden düzenlenmesine bağlanır (Cova ve Singh, 1990; Akkal vd, 1998).

Tablo 4.2. Gözenekli p-tipi Si güneş pilinin 300 K sıcaklıkta n , ϕ_e , $E_{ss} - E_v$ ve N_{ss} değerleri

V (V)	n	Φ_e (eV)	$E_{ss}-E_v$ (eV)	N_{ss} ($eV^{-1} cm^{-2}$)
0.10	4.920	0.708	0.609	1.124×10^{12}
0.15	4.408	0.744	0.594	9.446×10^{11}
0.20	4.377	0.781	0.581	9.338×10^{11}
0.25	4.408	0.819	0.569	9.446×10^{11}
0.30	4.421	0.855	0.555	9.494×10^{11}
0.35	4.409	0.889	0.540	9.450×10^{11}
0.40	4.376	0.921	0.522	9.337×10^{11}
0.45	4.345	0.949	0.499	9.225×10^{11}
0.50	4.326	0.970	0.471	9.161×10^{11}
0.55	4.324	0.984	0.435	9.153×10^{11}
0.60	4.339	0.986	0.387	9.206×10^{11}
0.65	4.382	0.976	0.327	9.355×10^{11}
0.70	4.458	0.954	0.255	9.624×10^{11}
0.75	4.562	0.924	0.175	9.987×10^{11}
0.80	4.693	0.887	0.088	1.044×10^{12}

4.4. Kapasitans-Voltaj ($C-V$) ve İletkenlik-Voltaj ($G/w-V$) Karakteristikleri

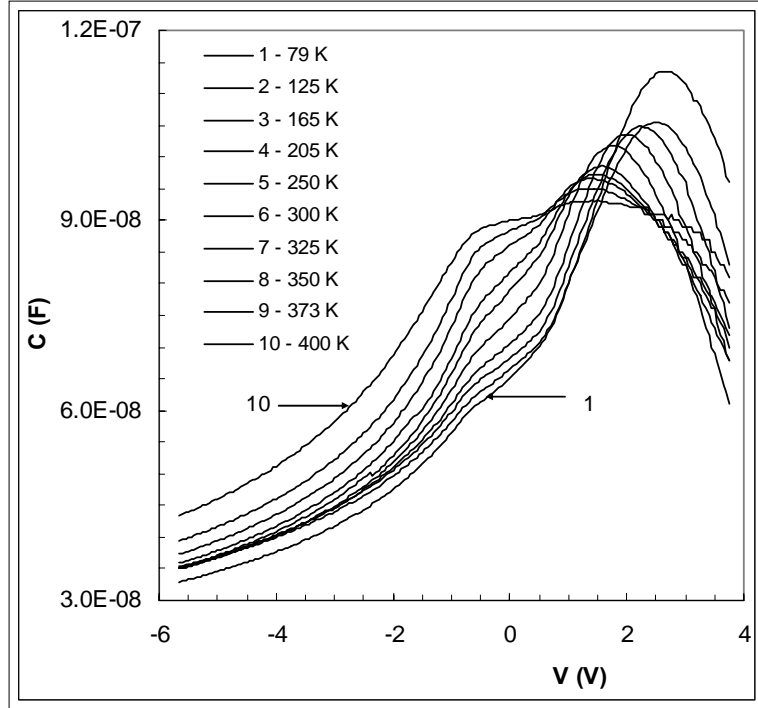
Kapasitans-voltaj ($C-V$) ve iletkenlik-voltaj ($G/w-V$) ölçümleri HP 4192A LF Empedans Analizörü kullanılarak 100 kHz'de PV1 pili için yapıldı. Ters beslem altında 100 kHz'deki farklı kapasitans ölçümleri 79-400 K aralığındaki farklı sıcaklıklarda gerçekleştirildi. Şekil 4.8'de ölçülen PV1 güneş pilinin $C-V$ ve $G/w-V$ grafikleri verilmiştir. Küçük frekansta daha uzun zaman sabitine sahip arayüzey durumları ölçülebilir ve bu durumda $C^{-2} - V$ eğrisinin eğiminden elde edilecek katkı atomlarının yoğunluğu değeri gerçek değer olmayabilir. Bu yüzden $C-V$ eğrisinde arayüzeyle durumlarından gelen katkının oluşturulmaması için yüksek frekansta ölçüm yapıldı. Literatürde, katkı atomlarının yoğunluğunun hesaplanacağı $C-V$ eğrisinin en az 100 kHz'de oluşturulması gerekmektedir (Sze, 1981; Nicollian ve Brews, 1982). Tipik $C^{-2} - V$ eğrileri Şekil 4.9'da gösterilmiştir ve eğriler mükemmel doğrusallık göstermişlerdir. Şekil 4.9'da gösterildiği gibi, her bir sıcaklık için 100 kHz'deki $C^{-2} - V$ çizimleri $-0.5 \text{ V} \leq V \leq -2.5 \text{ V}$ voltaj aralığında doğrusaldır. $C^{-2} - V$ çizimlerinin bu doğrusal davranışı ölçümlerin yeterince yüksek bir frekansta yapıldığını gösterir, bu durumda taşıyıcı ömrü (τ) $1/\omega$ 'dan çok daha büyüktür, arayüzey durumlarındaki değişim a.c. sinyali takip edemeyebilir (Singh, 1985; Tataroğlu vd, 2003; Tuğluoğlu vd, 2004). Doğrusal çizim, deneysel $C-V$ karakteristiklerinin analizi için oldukça yararlıdır. Malzemedeki azınlık taşıyıcılarının C^{-2} 'nin V 'ye göre karakteristiği şöyle tanımlanabilir (Shewchun, 1974),

$$C^{-2} = \frac{2}{q\epsilon_s A^2 N_A} (V_0 + V) \quad (4.16)$$

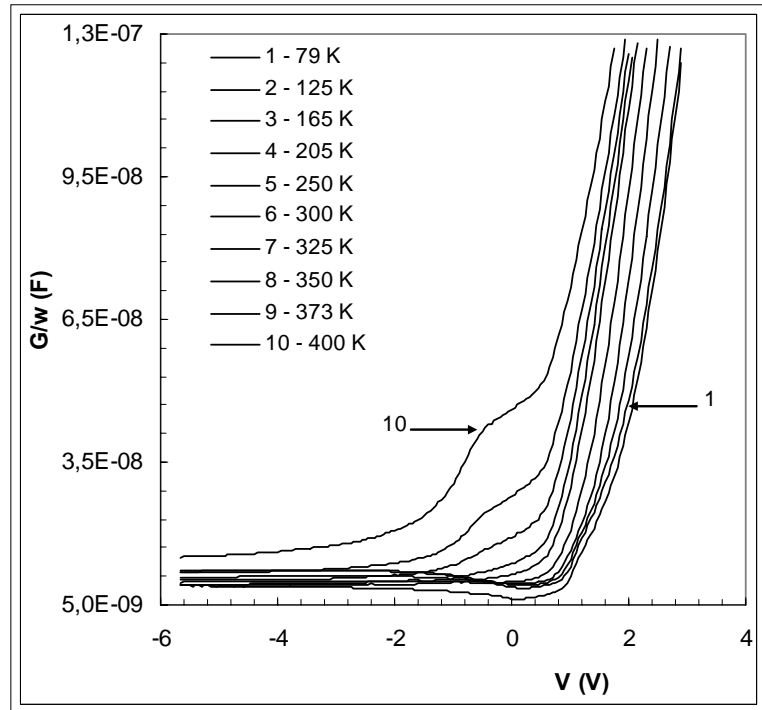
Burada A pilin alanı, ϵ_s yarıiletkenin dielektrik geçirgenliği, N_A alıcı katkı atomlarının yoğunluğu, V ise ters beslemin büyüklüğüdür. Şekil 4.9'da görüldüğü gibi değişik sıcaklıklarda ve ters besleminde çizilen $C^{-2} - V$ eğrilerinin hemen hemen birbirine paralel doğrular olduğu görülmektedir. Bu durum N_A 'nın sıcaklıkla fazla değişmediğini göstermektedir. $C^{-2} - V$ eğrilerinin voltaj eksenini kestiği noktadan ($V = V_0$) difüzyon potansiyeli (V_D) ve eğimlerinden de alıcı yoğunluğu (N_A)

hesaplandı. $C^{-2} - V$ eğrisinin voltaj eksenini kestiği noktaya *kesişim voltajı* denir ve p-tipi Si için şu şekilde ifade edilir,

$$V_0 = V_D - kT/q \quad (4.17)$$

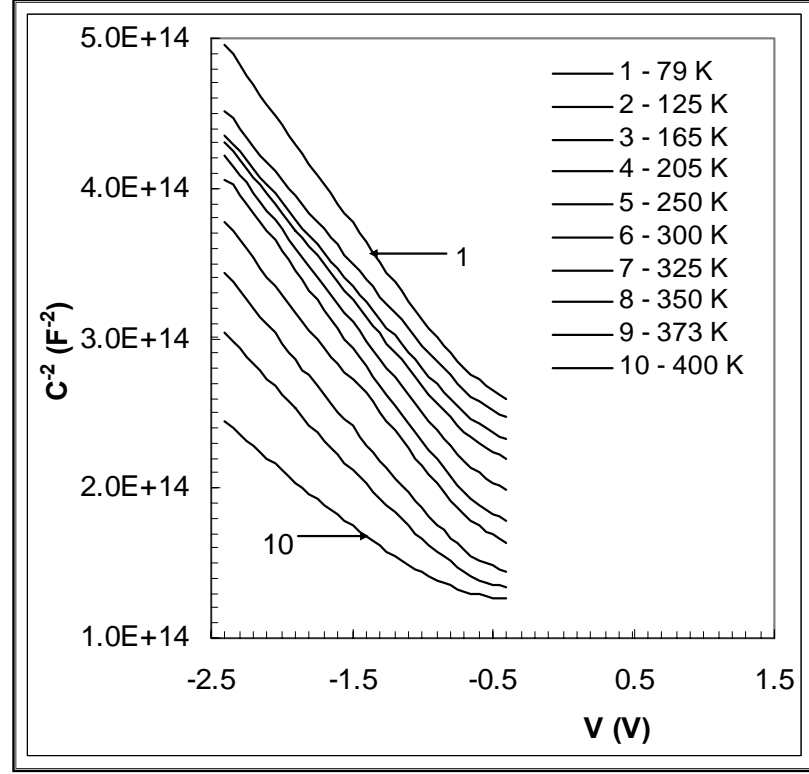


(a)



(b)

Şekil 4.8. Gözenekli p-tipi Si güneş pilinin sıcaklığa bağımlı; a) $C-V$ ve b) $G/w-V$ grafikleri



Şekil 4.9. 100 kHz frekansta farklı sıcaklıklar için gözenekli p-tipi Si güneş pilinin $C^{-2} - V$ çizimi

Alıcı yoğunluğunun hesaplanmasında aşağıda verilen formül kullanıldı,

$$\frac{dC^{-2}}{dV} = \frac{2}{q\epsilon_s A^2 N_A} \quad (4.18)$$

Ancak $C^{-2} - V$ karakteristiklerinde arayüzey durumlarının etkileri dikkate alındığında bu doğruların eğimi yeniden şöyle yazılabilir (Anderson vd, 1977),

$$\frac{dC^{-2}}{dV} = \frac{2}{q\epsilon_s A^2 N_A} \frac{1}{(1 + \alpha)} \quad (4.19)$$

Burada α , arayüzey durum yoğunlukları N_{ss} ve oksit tabakasını kalınlığı δ ile doğru orantılı olup,

$$\alpha = \frac{qN_{ss}\delta}{\varepsilon_i} \quad (4.20)$$

ile verilir. $1/(1+\alpha) = c_2$ gibi yeni bir ifade tanımlarsak Denk.(4.19) ve Denk.(4.20)'den c_2 şu formda yazılabilir:

$$c_2 = \frac{2}{q\varepsilon_s N_A' \left(\frac{dC^{-2}}{dV} \right)} \cong \frac{N_A}{N_A'} = \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_i + qN_{ss}\delta} \quad (4.21)$$

Burada N_A' , teorik alıcı yoğunluğu olup gözenekli p-tipi Si için verilen $0.5 \Omega \text{ cm}^2$ lik özdirenç ve $\mu_p \cong 450 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ (Sze, 1981) mobilite değerleri kullanılarak $\rho = 1/(q\mu_p N_A')$ ifadesinden $2.77 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ olarak bulunmuştur.

Şekil 4.9'daki $C^{-2} - V$ doğrularının eğiminden farklı sıcaklıklar için N_A değerleri bulunmuş olup teorik ve deneysel olarak bulunan bu alıcı yoğunlukları Denk.(4.21)'de kullanılarak c_2 değerleri elde edilmiştir. Oda sıcaklığında PV1 için hesaplanan $c_2 = 0.510$ değeri, arayüzey durumlarının var olduğunu göstermektedir. Çünkü $N_{ss} \rightarrow \infty$ için $c_2 \rightarrow 0$ ve $N_{ss} \rightarrow 0$ için $c_2 \rightarrow 1$ değerine yaklaşır (Sze, 1981).

Her sıcaklık için Tablo 4.3'de verilmiş olan boşaltılmış bölge kalınlığı şu ifadeden hesaplanmıştır (Sharma, 1984; Rhoderick ve Williams, 1988; Sze, 1981),

$$W_D = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0 V_D}{qN_A}} \quad (4.22)$$

Fermi enerjisi sıcaklığa bağlı olarak şu ifade ile hesaplandı (Sharma, 1984; Rhoderick ve Williams, 1988; Sze, 1981),

$$E_F = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_V}{N_A}\right) \quad (4.23)$$

Burada N_V , Si valans bandındaki etkin durumların yoğunluğu olup sıcaklığa,

$$N_V = 4.82 \times 10^{15} T^{3/2} \left(\frac{m_h^*}{m_0}\right)^{3/2} \quad (4.24)$$

ifadesi ile bağlıdır. Burada m_h^* deşiklerin etkin kütlesi olup değeri $m_h^* = 0.55m_0$ 'dır (Jaros, 1989). PV1 güneş pili için her sıcaklıkta hesaplanan alıcı yoğunlukları ve Denk.(4.24)'den hesaplanan N_V değerleri Denk.(4.23)'de yerine konularak her sıcaklık için Fermi enerjisi hesaplandı ve bu sonuçlar Tablo 4.4'de sıralanmışlardır.

p-tipi Si'un sıcaklığa bağlı saf taşıyıcı yoğunluğu n_i ,

$$n_i(T) = 3.73 \times 10^{16} T^{3/2} \exp\left(-\frac{7014}{T}\right) \quad (4.25)$$

bağıntısıyla hesaplanabilir (Divigalpitiya, 1989).

Maksimum elektrik alan E_m ve Schottky engel alçalması $\Delta\phi_B$ ise sırasıyla,

$$E_m = E(x=0) = \left[\frac{2qN_A V_D}{\epsilon_s \epsilon_0}\right]^{1/2} \quad (4.26)$$

$$\Delta\phi_B = \left[\frac{qE_m}{4\pi\epsilon_s \epsilon_0}\right]^{1/2} \quad (4.27)$$

bağıntılarından hesaplanabilir. Silisyumun yasak enerji aralığının (E_g) sıcaklığa bağlı ifadesi aşağıdaki gibidir (Divigalpitiya, 1989):

$$E_g = 1.21 - 4.15 \times 10^{-4} T - 1.37 \times 10^{-9} \left(\frac{n_i}{T} \right)^{1/2} \quad (4.28)$$

$C-V$ karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliği $\phi_B(C-V)$ 'nin değeri, sıcaklığa bağlı difüzyon potansiyeli V_D , Fermi enerjisi E_F ve Schottky engel alçalması $\Delta\phi_B$ değerlerine bağlı olarak şöyle verilir:

$$\phi_B(C-V) = V_D + E_F - \Delta\phi_B \quad (4.29)$$

Farklı sıcaklıklarda $C^{-2} - V$ grafiğinden tanımlanan, sırasıyla V_0 , V_D , N_A , W_D ve c_2 'nin değerleri Tablo 4.3'de, yine sırasıyla N_v , E_F , E_g , E_m , $\Delta\phi_B$ ve N_{ss} 'in değerleri de Tablo 4.4'de listelenmiştir. Ölçülen $C-V$ verilerinden, $\phi_B(C-V)$ engel yüksekliğinin sıcaklık ile hemen hemen doğrusal olarak,

$$\phi_B(C-V) = \phi_{B0}(C-V) + \alpha T \quad (4.30)$$

şeklinde azaldığı gözlemlendi.

$C-V$ karakteristiklerinden elde edilen $\phi_B(C-V)$ engel yüksekliğinin, mutlak sıfırdaki değeri ϕ_{B0} ve sıcaklık katsayısı α_ϕ deneysel olarak sırasıyla 1.13 eV ve 7.18×10^{-4} eV/K bulundu. Engel yüksekliğinin negatif sıcaklık katsayısı, Si band aralığının yaklaşık 4.73×10^{-4} eV/K'lik değerine oldukça yakın bulundu. Benzer sonuçlar $2-10 \times 10^{-4}$ eV/K'lik α_ϕ değerleri ile açıklanmıştır (Özdemir ve Altındal, 1994; Singh vd, 1990, Cova ve Singh, 1990).

Tablo 4.3. Gözenekli p-tipi Si güneş pilinin $C-V$ karakteristiklerinden ve teorik hesaplamalardan elde edilen çeşitli parametrelerin sıcaklık bağımlı değişimi

T (K)	V₀ (V)	V_D (V)	N_A (cm⁻³)	W_D (cm)	c₂	R_s (Ω)
79	1.013	1.019	1.56x10 ¹⁶	2.92x10 ⁻⁵	0.563	4.19
125	0.975	0.986	1.64x10 ¹⁶	2.80x10 ⁻⁵	0.594	4.22
165	0.933	0.947	1.64x10 ¹⁶	2.75x10 ⁻⁵	0.590	4.07
205	0.872	0.890	1.57x10 ¹⁶	2.72x10 ⁻⁵	0.566	3.79
250	0.799	0.821	1.48x10 ¹⁶	2.69x10 ⁻⁵	0.534	3.47
300	0.719	0.745	1.41x10 ¹⁶	2.62x10 ⁻⁵	0.510	3.14
325	0.661	0.706	1.61x10 ¹⁶	2.40x10 ⁻⁵	0.580	3.07
350	0.650	0.668	1.62x10 ¹⁶	2.32x10 ⁻⁵	0.587	3.00
373	0.620	0.636	1.84x10 ¹⁶	2.12x10 ⁻⁵	0.665	2.93
400	0.343	0.608	1.98x10 ¹⁶	2.00x10 ⁻⁵	0.716	2.82

Tablo 4.4. Gözenekli p-tipi Si güneş pilinin $C-V$ karakteristiklerinden ve teorik hesaplamalardan elde edilen çeşitli parametrelerin sıcaklık bağımlı değişimi

T (K)	N_V (cm^{-3})	E_F (eV)	E_g (eV)	E_m (V/cm)	$\Delta\Phi_B$ (meV)	Φ_B (C-V) (eV)	N_{ss} ($\text{eV}^{-1} \text{cm}^{-2}$)
79	1.38×10^{18}	0.031	1.177	6.96×10^4	29.131	1.021	6.31×10^{12}
125	2.75×10^{18}	0.055	1.158	7.01×10^4	29.244	1.012	3.37×10^{12}
165	4.17×10^{18}	0.079	1.142	6.84×10^4	28.878	0.997	2.52×10^{12}
205	5.77×10^{18}	0.104	1.125	6.47×10^4	28.104	0.967	2.00×10^{12}
250	7.77×10^{18}	0.135	1.106	6.02×10^4	27.089	0.929	1.35×10^{12}
300	1.02×10^{19}	0.170	1.085	5.58×10^4	26.097	0.889	9.42×10^{11}
325	1.15×10^{19}	0.184	1.075	5.78×10^4	26.551	0.864	7.10×10^{11}
350	1.29×10^{19}	0.202	1.065	5.63×10^4	26.214	0.843	6.05×10^{11}
373	1.42×10^{19}	0.214	1.055	5.84×10^4	26.685	0.823	5.50×10^{11}
400	1.57×10^{19}	0.230	1.044	5.90×10^4	26.835	0.811	5.18×10^{11}

4.4.1. Sıcaklık ve Voltaj Bağımlı Seri Direnç

100 kHz'deki kapasitans-voltaj ($C-V$) ve iletkenlik-voltaj ($G/w-V$) ölçümleri 79-400 K aralığındaki farklı sıcaklıklarda gerçekleştirildi. Aynı zamanda, 100 kHz'deki $C-V$ ve $G/w-V$ ölçümleri oda sıcaklığında farklı aydınlatma seviyelerinde de gerçekleştirildi. Herhangi bir analiz yapılmadan önce bütün ölçümler seri direnç için düzeltilmelidir. Çünkü seri direnç güneş pillerinin oldukça önemli bir parametresidir. Güneş piline kuvvetli akümülyasyonda (yığılma) voltaj uygulandığında, R_s değerleri ölçülen admitanstan hesaplanır (Altındal vd, 2005; Konofaos vd, 1997; Nicollian ve Brews, 1982; Singh, 1985). Seri direncin voltaj bağımlılığı $C-V$ ve $G/w-V$ eğrilerinin ölçümlerinden elde edilebilir. (Nicollian ve Brews, 1982; Tataroğlu vd, 2003)'e göre,

$$R_s = \frac{G_{ma}}{G_{ma}^2 + (\omega C_{ma})^2} \quad (4.31)$$

şeklindedir. Burada C_{ma} ve G_{ma} sırasıyla kuvvetli akümülyasyon bölgesinde ölçülen kapasitans ve iletkenliktir. Seri direnç, düzeltilmiş kapasitans ve iletkenlik değerleri, doğrudan ölçülen C_m ve G_m 'den 100 kHz'de elde edilmiştir. Ve 79-400 K sıcaklık aralığında elde edilen seri direnç değerleri Tablo 4.3'de verilmiştir. Düzeltilmiş kapasitans C_c ve düzeltilmiş iletkenlik G_c ,

$$C_c = \frac{[G_m^2 + (\omega C_m)^2] C_m}{a^2 + (\omega C_m)^2} \quad (4.32)$$

ve

$$G_c = \frac{G_m^2 + (\omega C_m)^2 a}{a^2 + (\omega C_m)^2} \quad (4.33)$$

şeklinde ifade edilirler. Burada a sabiti,

$$a = C_m - \left[G_m^2 + (\omega C_m)^2 \right] R_s \quad (4.34)$$

eşitliği ile verilir.

Oksit kapasitans (C_{ox}) değeri ise,

$$C_{ox} = C_{ma} \left[1 + \left(\frac{G_{ma}}{\omega C_{ma}} \right)^2 \right] \quad (4.35)$$

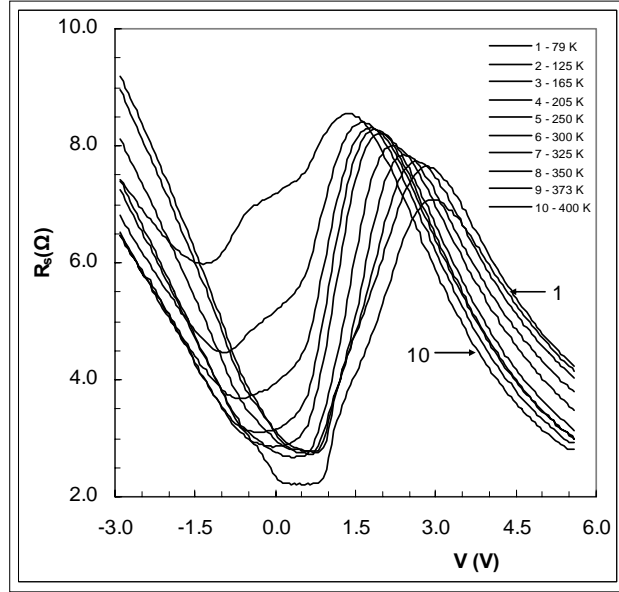
ile verilir (Özdemir ve Altındal, 1994). PV1 güneş pilinin Şekil 4.8’de gösterilen $C-V$ ve $G/w-V$ grafiğinden ölçülen kapasitans ve iletkenlik değerleri Denk.(4.31)’de yerine yazılarak seri direnç (R_s) 3.14 Ω olarak hesaplandı. Seri direncin pilde oldukça düşük çıkması pilin iyi olduğunu ifade eder. Her sıcaklık için Denk.(4.31)’den hesaplanan seri direnç (R_s) değerleri Tablo 4.3’de verilmiştir. Elde edilen bu seri direnç değerlerinin artan sıcaklık ile azaldığı görülmektedir. Seri dirençteki bu azalmaya sebep olarak, arayüzey tuzaklarının yüksek sıcaklıklarda boşalması ve iletim bandına uyarılan elektron sayılarının artmasından dolayı iletkenliğin artması gösterilebilir. Sıfır beslem civarında arayüzey durumlarından dolayı gerek kapasitans gerekse iletkenlik eğrisinde bir artış gözlenmektedir. Ayrıca bu grafiklerde seri direnç etkisinden kaynaklanan pikler oluşmaktadır. O halde bu bölgede seri direnç (R_s), arayüzey durumlarından kaynaklandığı için bir düzeltme faktörü olarak alınabilir. Kuvvetli akümülyasyonda bulunan oksit kapasitans (C_{ox}) ifadesi şöyledir:

$$C_{ox} = \frac{\varepsilon_i \varepsilon_0 A}{\delta} \quad (4.36)$$

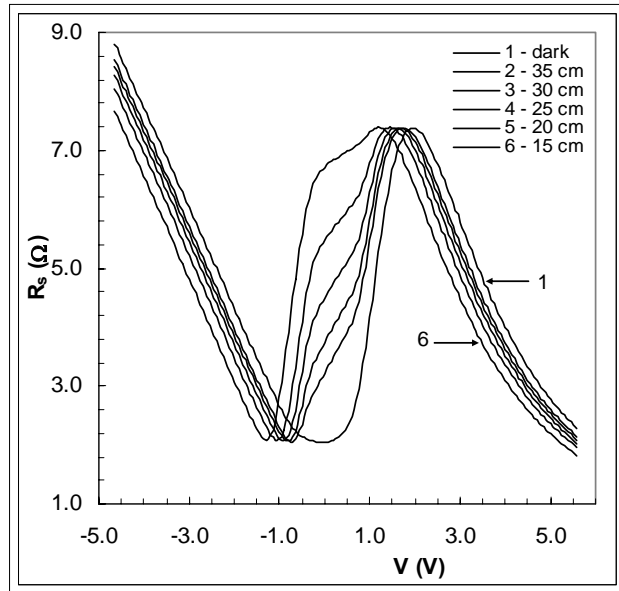
Burada ε_i oksit tabakanın dielektrik geçirgenliği ($\varepsilon_i = 3.8\varepsilon_0$, $\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-14}$ F/cm), A PV1 güneş pilinin alanı, δ ise oksit (yalıtkan) tabakasının kalınlığıdır. Denk.(4.35) kullanılarak oksit kapasitansın değeri (C_{ox}) 80 nF olarak bulunmuştur. PV1 güneş pilinde alan için 2.56 cm² ve kuvvetli akümülyasyonda bulunan oksit

kapasitans için 80 nF değerleri Denk. (4.36)'da yerine yazıldığında oksit tabaka kalınlığı $\delta \approx 1000 \text{ \AA}$ bulundu. Tiris vd (2003)'de oksit tabakanın kalınlığı $\delta \approx 600 \text{ \AA}$ olarak verilmiştir. Bulmuş olduğumuz oksit tabaka kalınlığı literatürdeki değerine oldukça yakın çıkmasına karşın ölçüm esnasındaki bağlantıların kapasitansa etkisi, oksit tabakanın p veya n katılanma bölgelerine doğru genişlemesi muhtemelen böyle bir farklılığa sebep olmuştur.

Karanlıkta ve aydınlıkta yapılan ölçümlerin hepsi seri direnç için düzeltildi. Bu direnç malzemedeki ideal olmayan kontaklardan oluşur. 100 kHz'lik sinyal frekansı için sıcaklık parametresi ile ölçülen seri direnç R_s 'in uygulanan voltaja göre çizimi Şekil 4.10'da, ışık parametresi ile ölçülen seri direnç R_s 'in uygulanan voltaja göre çizimi Şekil 4.11'de çizilmiştir. Şekil 4.11'de artan aydınlatma seviyeleri 1-5 numaraları ile çizilmiştir. Şekil 4.10 ve 4.11'de gösterildiği gibi, bu oldukça anlamlı R_s değerleri $C-V$ ve $G/w-V$ ölçümlerinin uygulamalarında seri direncin etkisini verdiği için özel dikkat gerektirir. Şekil 4.10 ve 4.11'de gösterildiği gibi, kuvvetli akümülyasyondaki (5.5 V) seri direnç değerleri artan sıcaklık ve aydınlatma seviyeleri ile azalır. Bununla birlikte, karanlık ve aydınlatma için seri direnç değerleri uygulanan voltaj ile bölgeden bölgeye değişir. Özellikle, akümülyasyon bölgesinde seri direnç değerleri artan sıcaklık ile azalırken, boşaltılmış ve ters bölgelerde artan sıcaklık ile artıyor. R_s değerleri hemen hemen $1 \text{ V} \leq V \leq 3.5 \text{ V}$ aralığında pikler verirler. Bu pikler azalan sıcaklık ile akümülyasyon bölgesine doğru kayar ve piklerin genliği karanlık $C-V$ ve $G/w-V$ ölçümlerinde artan sıcaklık ile artar, fakat aydınlatma altında bu pikler hemen hemen sabit kalmaktadırlar. Seri direncin bu davranışı arayüzey durumlarının kendine özgü dağılımına bağlandı (Rhoderick ve Williams, 1988; Tataroğlu vd, 2003, Tuğluoğlu vd, 2004). Şekil 4.10 ve 4.11'de gösterildiği gibi, çeşitli sıcaklık ve aydınlatma seviyelerindeki seri direnç değerleri uygulanan voltaja güçlü bir bağımlılık gösterir.



Şekil 4.10. 100 kHz frekansta farklı sıcaklıklar için gözenekli p-tipi Si güneş pilinin $R_s - V$ çizimi



Şekil 4.11. 100 kHz frekansta farklı aydınlatma seviyeleri için gözenekli p-tipi Si güneş pilinin $R_s - V$ çizimi. Burada artan derecede aydınlatma seviyeleri 1-6 numaraları ile gösterilmiştir

5. TARTIŞMA ve SONUÇLAR

Ukrayna Bilimler Akademisi, İleri Teknoloji için Temel Problemler Enstitüsü tarafından hazırlanan gözenekli p-tipi Si güneş pilinin 79-400 K sıcaklık aralığında karanlıkta ve oda sıcaklığında değişik ışık şiddetleri altında ölçülen akım-voltaj ($I-V$), kapasitans-voltaj ($C-V$) ve iletkenlik-voltaj ($G/w-V$) karakteristiklerinin davranışları incelendi.

Gözenekli p-tipi Si güneş pili için oda sıcaklığı ve 100 mW/cm^2 aydınlatma altındaki (AM1.5 şartları) akım-voltaj ($I-V$) karakteristiği ve pil parametreleri Şekil 4.1'de gösterilmiştir. Güneş pillerinin davranışı başlıca üç temel parametre içerisinde incelenir. Bunlardan açık devre voltajı (V_{oc}), ikincisi kısa devre akım yoğunluğu (J_{sc}), üçüncüsü ise V_{oc} ile J_{sc} çarpımının, pilin maksimum çıkış gücüne oranı olan doluluk faktörüdür (FF). Bunlar güneş pilinin verimini etkileyen en önemli faktörlerdir. Burada ölçüm yaptığımız PV1 güneş pilini alanı 2.56 cm^2 'dir. Bu durumda açık devre voltajı (V_{oc}), kısa devre akım yoğunluğu (J_{sc}) ve doluluk faktörü (FF) için deneysel değerler sırasıyla 605.7 mV , 32.66 mA/cm^2 ve $\%77.3$ bulunmuştur. Ve buradan gözenekli p-tipi Si güneş pilinin verimliliği $\%15.3$ olarak bulunmuştur. Bu değerler oda sıcaklığında $\sim 10^{11} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ mertebesinde olan düşük arayüzey durum yoğunluğu ve yine oda sıcaklığında 3.14Ω olarak hesaplanan düşük seri direnç ile açıklanabilir (Shewchun vd, 1979; Shewchun vd, 1980; Özdemir ve Altundal, 1994; Sze, 1981). Seri direncin değeri küçük olduğu için gözenekli p-tipi Si güneş pilinde kısa devre akım yoğunluğu ve açık devre voltajı değerlerinin yüksek çıktığı ve dolayısıyla güneş pilinin veriminin de arttığı gözlenmektedir. Ayrıca bu çalışmada incelediğimiz gözenekli yapının da güneş pilinin verimliliğinin artmasında önemli rolü vardır. Çünkü kristal silisyumun kırılma indisinden daha düşük etkin kırılma indisi güneş ışınlarının yansıma kayıplarını azaltabilir. Bu yüzden gözenekli silisyum tabaka klasik silisyum güneş pillerindeki yansıtıcı olmayan tabaka gibi dikkate alınabilir (Sun vd, 1995; Vazsonyi vd, 1995). Gözleendiği gibi yüzey yansımalarının azalması sonucunda, gözenekli silisyum tabakalı güneş pillerinin kısa devre akım yoğunluğunda yaklaşık $\%15-20$ artış vardır. Ve gözenekli silisyum tabakanın varlığından dolayı artan kısa devre akım yoğunluğu da gözenekli p-tipi Si güneş pilinin verimliliğini arttırmıştır.

Gözenekli p-tipi Si güneş pilinin $I-V$ ölçümlerinde Keithley 220 programlanabilir sabit akım kaynağı, Keithley 199 DMM/Scanner kullanıldı. Güneş pilinin 79-400 K sıcaklık aralığındaki karanlık $\ln I-V$ eğrileri Şekil 4.2’de görüldüğü gibi üç farklı bölgeden oluşmuştur. Bu bölgeler; $0 \leq V \leq 0.1$ V aralığındaki düşük beslem, $0.1 V \leq V \leq 0.5$ V aralığındaki orta beslem ve $V \geq 0.5$ V aralığında olan yüksek beslem bölgeleridir. Düşük beslem bölgesinin fiziksel etkilerini iyi anlayabilmek oldukça zordur (Aboelfotoh, 1989). Fakat düşük beslem bölgesinde genellikle rekombinasyon akımı etkindir ve artan sıcaklık ile azalır (Singh vd, 1990; Divigalpitiya, 1989; Cova ve Singh, 1990; Kar vd, 1980). Yüksek beslem bölgesinde ($V \geq 0.5$ V) $I-V$ eğrilerindeki doyum ve bükümler yarıiletken ile yalıtkan arayüzeyindeki yüzey durumları ve pilin seri direncinden kaynaklanmaktadır (Sze, 1981; Norde, 1979; Kang vd, 1995). Güneş pillerinde orta beslem bölgesi ($0.1 V \leq V \leq 0.5$ V) en önemli bölgedir. Çünkü orta beslem bölgesi doğrusal davranış gösterir ve bu bölgeden temel pil parametrelerini elde etmek mümkündür (Divigalpitiya, 1989).

Orta beslem bölgesinde gözenekli p-tipi Si güneş pili için elde edilen ters doyum akımı I_0 , idealite faktörü n ve engel yüksekliği $\phi_B(I-V)$ parametrelerinin sıcaklık bağımlı değerleri Tablo 4.1’de verilmiştir. Güneş pilinin I_0 akımı artan sıcaklıkla artmaktadır. Bunun nedeni sıcaklığın artmasıyla yasak enerji aralığı azalması ve dolayısıyla valans bandından iletim bandına çıkan elektron yoğunluğunun artmasıdır. Şekil 4.2’de görüldüğü gibi 79-400 K sıcaklık aralığında $\ln I-V$ eğrilerinin eğimleri hemen hemen sabittir. Bundan dolayı, eğrilerin eğiminden elde edilen idealite faktörü n sabit olmayıp artan sıcaklık ile azalmaktadır ve değeri de birden büyüktür. Şekil 4.3’de görüldüğü gibi n değeri sıcaklığın tersi ile doğrusal olarak değişmektedir. Bu sonuçlar literatür ile uyum içindedir (Kar vd, 1980; Aboelfotoh, 1989, Hanselaer vd, 1984). İdealite faktörünün bu davranışı akım-iletim mekanizmasının hem tuzak destekli tünelleme hem de termiyonik emisyon içerdiğini gösterir (Oktik vd, 1987; Rhoderick ve Williams, 1988; Altındal vd, 2003; Song vd, 1986). Doğrusal bölgenin eğiminden hesaplanan n değerlerinin birden büyük çıkması, diyotun ideal durumundan sapma olduğunun bir göstergesidir. Bu durum arayüzey durumlarının dağılımına ve metal-yarıiletken arasına bir arayüzey oksit tabakasının varlığına bağlandı (Singh, 1985; Singh vd, 1990; Cova ve Singh, 1990; Kang vd, 1995). Bu şekildeki arayüzey tabakası yüzey hazırlama ve metal

buharlaştırma sırasında oluşabilir (Sze, 1981). Ayrıca n değerinin düşük sıcaklıklarda büyük çıkması muhtemelen yalıtkan tabakadaki potansiyel düşmesinin bir sonucudur (Quan ve Hbib, 1993).

Tablo 4.1 incelendiğinde termiyonik emisyon modeline göre hesaplanan $\phi_B(I-V)$ engel yüksekliği değerleri artan sıcaklık ile artmaktadır ve dolayısıyla beklenen negatif sıcaklık sabiti ile uyumsuzluk göstermiştir. Bununla birlikte, yüksek frekanstaki $C^{-2}-V$ çiziminden tanımlanan $\phi_B(C-V)$ engel yüksekliği sıcaklık ile doğrusal bir biçimde azalmaktadır (Şekil 4.4). Rhoderick ve Williams (1988) tarafından belirtildiği gibi $C-V$ metodu düz band engel yüksekliğini verir; fakat $I-V$ metodu kuvvet engel düşmesi yüzünden düz band değerinden daha düşük değere sahip olan sıfır beslem engel yüksekliğini verir. $\phi_B(I-V)$ ve $\phi_B(C-V)$ arasındaki farklılık engel yüksekliklerinin Gaussian dağılımı varsayılarak açıklandı. Engel yüksekliğinin değişimleri, arayüzey oksit tabakası düzenindeki homojensizliğinin, arayüzey tabaka kalınlığının düzensizliğinin ve arayüzey yüklerinin dağılımının sonucunda meydana gelebilir (Song vd, 1986). Şekil 4.5’de engel yükseklikleri arasındaki fark sıcaklığın tersine karşı çizilmiştir. Bu grafik yardımıyla sıfır beslem standart sapma $\sigma_{s0}=162$ meV olarak bulundu. Ve bu bulduğumuz σ_{s0} değerlerini kullanarak $Ln(I_0/T^2) - \frac{q^2\sigma_{s0}}{2k^2T^2}$ değerlerini hesaplanıp, Şekil 4.6’da $1/T$ ’nin bir fonksiyonu olarak çizildi. Şekil 4.6’da görüldüğü gibi modifiye edilmiş Richardson çiziminin oldukça iyi bir doğrusallığı vardır. Ve bu doğrunun ordinat eksenini kestiği noktadan etkin Richardson sabiti $A^*=24.79$ A cm⁻² K⁻² olarak hesaplandı. Bu sonuç p-tipi Si’un teorik etkin Richardson sabiti (32 A cm⁻² K⁻²) ile uyumludur.

Akım-voltaj ($I-V$) karakteristiklerinden hesaplanan arayüzey durum yoğunluklarının artan sıcaklıkla azalması yine artan sıcaklıkla azalan idealite faktörünün arayüzey durumları tarafından kontrol edildiğini göstermektedir (Singh, 1985). Tablo 4.2’de görüldüğü gibi, akım-voltaj karakteristiğinden hesaplanan arayüzey durum yoğunluğu (N_{ss}) oda sıcaklığında 10^{11} eV⁻¹ cm⁻² mertebesindedir. Şekil 4.7’den görüldüğü gibi arayüzey durumları artan sıcaklık ile gittikçe iletkenlik bandı kıyasına doğru kayan pikler vermektedir. Yine Şekil 4.7’den görüldüğü üzere arayüzey durumların yoğunluğu artan sıcaklık ile azalmaktadır. Arayüzey

durumlarının artan sıcaklık ile azalması diyotun ideale yaklaştığını göstermektedir. Yüksek sıcaklıklara gidildikçe arayüzey durumlarının etkisi azalmaktadır. Literatürlerde benzer sonuçlara rastlanmaktadır ve böyle bir davranış, sıcaklık etkisi altındaki yalıtkan-yarıiletken arayüzeylerin moleküler yeniden yapılanmasına ve yeniden düzenlenmesine bağlıdır.

Kapasitans-voltaj ($C-V$) ve iletkenlik-voltaj ($G/w-V$) ölçümleri sıcaklığa bağlı olarak HP 4192A Empedans Analizörü kullanılarak 100 kHz'de yapıldı. Bu ölçümler içinde sıcaklık aralığı yine 79-400 K olarak sıcaklık seçildi. Şekil 4.8'de ölçüm yapılan PV1 güneş pilinin 79-400 K sıcaklık aralığındaki $C-V$ ve $G/w-V$ grafikleri verilmiştir. Şekil 4.8'de görüldüğü üzere sıfır beslem civarında arayüzey durumlarından dolayı hem kapasitans hem de iletkenlik eğrilerinde bir artış gözlenmektedir. Şekil 4.9'da ise tipik $C^{-2}-V$ eğrileri gösterilmiştir ve eğriler mükemmel doğrusallık göstermişlerdir. $C^{-2}-V$ çizimlerinin bu doğrusal davranışı ölçümlerin yeterince yüksek bir frekansta yapıldığını gösterir. Şekil 4.9'dan da görüldüğü gibi $C^{-2}-V$ eğrileri hemen hemen paralel olup $-0.5 \text{ V} \leq V \leq -2.5 \text{ V}$ voltaj aralığında alıcı katkı atomlarının yoğunlukları (N_A) Tablo 4.3'de görüldüğü üzere sıcaklığa bağlı olarak fazla değişmemektedir. Fakat alıcı yoğunluğunun oda sıcaklığında hesaplanan deneysel değeri $N_A=1.41 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, gözenekli p-tipi Si için verilen öz dirençten hesaplanan teorik $N'_A=2.77 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ değerinden daha küçüktür. Bu fark arayüzey durumlarının varlığı ve mertebesi ile ilgilidir. Benzer sonuçlara literatürlerde de rastlanmaktadır (Singh vd, 1990, Zhu vd, 2000). Katkı atomlarının sayısı 100 kHz'de hesaplandı. Bunun nedeni küçük frekanslarda periyot ($T = 1/\omega$) arayüzey durumlarının çoğunun yaşama ömründen daha büyük olacağı için a.c. sinyali bu arayüzey durumlarını rahatlıkla tespit edebilir. Bu nedenle $C^{-2}-V$ eğrisinin eğiminden elde edilen katkı atomları yoğunluğu değerine arayüzey durumlarından bir katkı gelebilir. Yüksek frekanslara doğru gidildikçe katkı atom yoğunluğu değerine arayüzey durumların katkısı azalacağından pek çok çalışmada katkı atom yoğunluğunu hesaplamak için $C-V$ eğrileri en az 100 kHz'de çizilir. Alıcı katkı atom yoğunluklarının teorik ve deneysel değerleri kullanarak Denk.(4.21)'den 79-400 K sıcaklık aralığında, arayüzey durumlarının bir ölçüsü olan c_2 katsayısını

hesapladık. Oda sıcaklığında PV1 güneş pili için hesaplanan $c_2=0.510$ değerinin birden küçük olması arayüzey durumlarının var olduğunu göstermektedir.

PV1 güneş pili için $C^{-2} - V$ eğrilerinden ve teorik değerlerden sıcaklığa bağlı olarak elde edilen temel parametreler Tablo 4.3 ve 4.4'de verilmiştir. Tablolar incelendiğinde, artan sıcaklıkla difüzyon potansiyeli V_D , engel yüksekliği $\phi_B(C - V)$, yasak enerji aralığı E_g ve boşaltılmış bölgenin genişliği W_D azalırken, alıcı yoğunluğu N_A , valans bandındaki durumların yoğunluğu N_v ve Fermi enerjisi E_F artmaktadır. V_D ve dolayısıyla $\phi_B(C - V)$ 'deki azalma, kristal örgünün ısısal etkisiyle genişlemesinden dolayı E_g 'deki azalmadandır.

Difüzyon potansiyeli V_D 'nin sıcaklıkla olan değişme miktarı, $\phi_B(C - V)$ ve E_g 'deki değişmeden dolayıdır. E_F sıcaklığın fonksiyonu olarak artan N_v 'den dolayı artarken W_D sıcaklığa bağlı olarak azalan V_D 'den dolayı azalmaktadır.

PV1 güneş pilinin Şekil 4.7'de gösterilen $C-V$ ve $G/w-V$ grafiklerinden ölçülen kapasitans ve iletkenlik değerleri Denk.(4.31)'de yerine yazılarak seri direnç (R_s) oda sıcaklığında 3.14Ω olarak hesaplandı. Her sıcaklık için Denk.(4.31)'den hesaplanan seri direnç değerleri Tablo 4.3'de verilmiştir. Tablodan görüldüğü gibi hesaplanan seri direnç değerleri artan sıcaklık ile azalmaktadır. Seri dirençteki bu azalmaya sebep olarak, arayüzey tuzaklarının yüksek sıcaklıklarda boşalması ve iletim bandına uyarılan elektron sayılarının artmasından dolayı iletkenliğin artması gösterilebilir. Şekil 4.8'deki kapasitans ve iletkenlik grafiklerinde yukarıda da bahsettiğimiz üzere seri dirençlerden kaynaklanan pikler oluşmaktadır. Bu durumda bu bölgelerde seri direnç, arayüzey durumlarından kaynaklandığı için bir düzeltme faktörü olarak alınabilir. Denk.(4.35) kullanılarak oksit kapasitansının değeri (C_{ox}) 80 nF ve Denk.(4.36) kullanılarak oksit tabaka kalınlığı (δ) $\sim 1000 \text{ \AA}$ olarak hesaplanmıştır. Tiris vd (2003)'de oksit tabakanın kalınlığı $\sim 600 \text{ \AA}$ olarak verilmiştir. Bulmuş olduğumuz oksit tabaka kalınlığı literatürdeki değerine oldukça yakın çıkmasına karşın ölçüm esnasındaki bağlantıların kapasitansa etkisi, oksit tabakanın p veya n katkılanma bölgelerine doğru genişlemesi böyle bir farklılığa sebep olmuştur. Karanlıkta ve aydınlıkta yapılan ölçümlerin hepsi seri direnç için düzeltildi. Bu direnç malzemedeki ideal olmayan kontaklardan oluşur. 100 kHz 'lik

sinyal frekansı için sıcaklık parametresi ile ölçülen seri direnç R_s 'in uygulanan voltaja göre çizimi Şekil 4.10'da, ışık parametresi ile ölçülen seri direnç R_s 'in uygulanan voltaja göre çizimi Şekil 4.11'de gösterilir. R_s değerleri $1 V \leq V \leq 3.5 V$ aralığında pikler verirler. Bu pikler azalan sıcaklık ile akümülyasyon bölgesine doğru kayarlar ve piklerin genliği karanlık $C-V$ ve $G/w-V$ ölçümlerinde artan sıcaklık ile artar, fakat aydınlatma altında bu pikler hemen hemen sabit kalmaktadırlar. Seri direncin bu davranışı arayüzey durumlarının kendine özgü dağılımına bağlandı (Rhoderick ve Williams, 1988; Tataroğlu vd, 2003; Tuğluoğlu vd, 2004).

KAYNAKLAR

- 1) Oktik S., *Photovoltaic Devices on CdS and (Cd,Zn) S Single Crystals*, Ph.D Thesis, University of Durham, England, 1982.
- 2) Altındal, Ş., *Al-SiO_x-pSi Aygıtların ve Güneş Pillerinin Elektriksel Karakteristikleri*, Doktora Tezi, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara, 1993.
- 3) Dökme İ., *Al/p-tipi Si ve Au/n-Si Schottky Diyotlarda I-V ve C-V Karakteristiklerinin Geniş Bir Sıcaklık Aralığında Analizi*, Doktora Tezi, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara, 2002.
- 4) Tekeli Z., *Yalıtkan Arayüzey Tabakası ve Seri Dirence Sahip Al/SnO₂/p-tipi Si Schottky Diyot Parametrelerinin Elektriksel Karakteristiklerinin Sıcaklığa Bağlı İncelenmesi*, Yüksek Lisans Tezi, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara, 2002.
- 5) Temel C., *Al-SiO₂-pSi (MY) Güneş Pillerinin Sıcaklığa Bağlı Elektriksel Karakteristikleri*, Yüksek Lisans Tezi, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara, 1997.
- 6) Sharma, B.L. 1984. *Metal-Semiconductor Schottky Barrier Junctions and Their Applications*, New York and London.
- 7) Streetman, B.G., Banerjee, S. 2000. *Solid State Electronic Devices*, Prentice Hall International, Inc., United States of America.
- 8) Cafer, T. 2000. *Katıhal Elektroniği*, Yıldız Teknik Üniversitesi Basım-Yayın Merkezi, İstanbul.
- 9) <http://www.eie.gov.tr/turkce/gunes/pvilke.html>
- 10) <http://www.youthforhab.org.tr/tr/yayinlar/enerji/gunespilleri/gunespilleri.html>
- 11) <http://134.193.15.25/vu/course/cs281/lectures/basic-electrical-components/gate-implementation.html>
- 12) Rhoderick, E.H., Williams, R.H. 1988. *Metal-Semiconductor Contacts*, 2nd Edition, Clarendon and Oxford.
- 13) Milnes, A.G., Feucht, D.L. 1972. *Heterojunctions and Metal-Semiconductor Junctions*, New York and London.
- 14) Sze, S. M. 1981. *Physics of Semiconductor Devices*, 2nd Edition, New York.

- 15) Otkik, S., Russell, G.J., Woods, J. 1987. Correlation between Current Transport Mechanisms and Etch Features in Au/CdS Single Crystal Schottky Diodes. *Semiconductor Technology*, 2, 661-665.
- 16) Singh, A. 1985. Characterisation of Interface States at Ni/nCdF₂ Schottky Barrier Type Diodes and the Effect of CdF₂ Surface Preparation. *Solid-State Electronics*, 28, (3), 223-232.
- 17) Card, H.C. 1976. Aluminum-Silicon Schottky Barrier and Ohmic Contacts in Integrated Circuits. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 23, 538-544.
- 18) Cowley, A.M., Sze, S.M. 1965. Surface States and Barrier Height of Metal-Semiconductor Systems. *J. Appl. Phys.*, 36, 3212-3220.
- 19) Northrop, D. C., Rhoderick, E. H. 1978. The Physics of Shottky Barriers, in Variable Impedance Devices. *Solid-State Electronics*, 4, 37-73.
- 20) Padavoni, F.A., Stratton, P. 1966. Field and Thermionic-Field Emission in Schottky Barriers. *Solid-State Electronics*, 9, 695-707.
- 21) Crowell, C.R., Rideout, V.L. 1969. Normalized Thermionic-Field Emission in Metal-Semiconductor Barriers. *Solid-State Electronics*, 12, 89-105.
- 22) Schottky, W. 1938. Halbleitertheorie der Sperrschicht. *Naturwissenschaften*, 26, 843-853.
- 23) Mott, N. F. 1938. Note on the Contact Between Metal and Insulator or Semiconductor. *Proc. Cambr. Philos. Soc.*, 34, 568-579.
- 24) Bardeen, J. 1947. Surface States and Rectification at a Metal-Semiconductor Contact. *J. Phys. Rev.*, 71, 717-727.
- 25) Mead, C.A. 1966. Metal-Semiconductor Surface Barriers. *Solid-State Electronics*. 9, 1023-1033.
- 26) Aven, M., Mead, C.A. 1965. Electrical Transport and Contact Properties of Low Resistivity N-Type Zinc Sulfide Crystals. *Appl. Phys. Lett.*, 7, 8-10.
- 27) Grove, A.S. 1967. *Physics and Tecnology of Semiconductor Devices*, John Willey and Sons.
- 28) Townsend, W.G. 1978. Schottky-Barrier Versus Homojunction Silicon Solar Cells - A Status Report. *IEEE Journal on Solid-State and Electron Devices*, 2, 31-34.
- 29) Card, H. C., Rhoderick, E. H. 1971. Studies of Tunnel MOS Diodes I. Interface Effects In Silicon Shottky Diodes. *J. Appl.Phys*, 4, 1589-1601.

- 30) Badura, E., Zdanowicz, W. 1980. Aluminum-Natural Oxide-p type Silicon (MIS) Solar Cells. *Solar Energy Materials*, 4, 81-87.
- 31) Anderson, W.A., Kim, J.K., Delahoy A.E. 1977. Barrier Height Modification in Silicon Schottky (MIS) Solar Cells. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 24, (4), 453-457.
- 32) Ponpon, J.P., Siffet, P. 1976. Open-Circuit Voltage of MIS Silicon Solar Cells. *J. Appl. Phys.*, 47, (7), 3248-3251.
- 33) Divigalpitiya, W. M. R. 1989. Temperature Dependence of the Photovoltaic Characteristics of Silicon MIS Solar Cells. *Solar Energy Materials*, 4, 253-262.
- 34) Tarr N.G., Pulfrey D.L. 1979. New Experimental Evidence for Minority-Carrier MIS Diodes. *Appl. Phys. Lett.*, 34, 295-297.
- 35) Card, H.C. 1974. Potential Barriers to Electron Tunnelling in Ultra-Thin Films of SiO₂. *Solid State Communications*, 14, (10), 1011-1014.
- 36) Anderson, W.A., Delehoy, A.E., Milano, R.A. 1974. An 8% Efficient Layered Schottky-Barrier Solar Cell. *J. Appl. Phys.*, 45, 3913-3915.
- 37) Charlson, E.J., Lien, J.C. 1975. An Al p-Silicon MOS Photovoltaic Cell. *J. Appl. Phys.*, 46, 3982-3987.
- 38) Green, M.A. 1987. *High Efficiency Silicon Solar Cells*, Switzerland-Germany.
- 39) Green, M.A. 1987. *Solar Cells Operating, Tecnology, and System Applications*, University of New South Wales Australia.
- 40) Tiris, M., Kochelap, V., Syred, N., Knobloch, J. 2003. *Research and Demonstration of Advanced Silicon PV Technology for Terrestrial Applications in Ukraine*, NATO (project no SfP 971829), Progress Report-V.
- 41) Nicollian, E.H., Brews, J.R. 1982. *Metal Oxide Semiconductor (MOS) Physics and Technology*, Wiley, New York.
- 42) Tataroğlu, A., Altındal, Ş., Karadeniz, S., Tuğluoğlu, N. 2003. Au/SnO₂/n-Si (MOS) Structures Response to Radiation and Frequency. *Microelectronics Journal*, 34, 1043-1049.
- 43) Tuğluoğlu, N., Altındal, Ş., Tataroğlu, A., Karadeniz, S. 2004. Dielectric Properties in Au/SnO₂/n-Si (MOS) Structures Irradiated Under ⁶⁰Co-γ Rays. *Microelectronics Journal*, 35, 731-738.
- 44) Shewchun, J., Singh, R., Burk, D., Scholz, F. 1979. Temperature Dependence of the Current-Voltage Characteristics of Silicon MIS Solar Cells. *Appl. Phys. Lett.*, 35, (5), 416-418.

- 45) Shewchun, J., Burk, D., Spitzer, M.B. 1980. MIS and SIS Solar Cells. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 27, (4), 705-716.
- 46) Özdemir, S., Altındal, Ş. 1994. Temperature Dependent Electrical Characteristics of Al-SiO_x-pSi Solar Cells. *Solar Energy and Solar Cells*, 32, 115-127.
- 47) Danoval, D., Dronbny, V., Luza, M. 1998. A Contribution to the Analysis of the *I-V* Characteristics of Schottky Structures. *Solid-State Electronics*, 42, (2), 235-241.
- 48) Danoval, D., Pres, J. S., Tove, P. A., Harman, R. 1989. A Self Consistent Approach to *I-V* Measurements on Rectifying Metal-Semiconductor Contacts. *Solid-State Electronics*, 32, (11), 961-964.
- 49) Chand, S., Kumar, J. 1995. Current-Voltage Characteristics and Barrier Parameters of Pd₂Si/p-tipi Si(111) Schottky Diodes in a Wide Temperature Range. *Semicond. Sci. Technol.*, 10, 1680-1688.
- 50) Hackam, R., Harrop, P. 1972. Electrical Properties of Nickel-Low-Doped n-Type Gallium Arsenide Schottky-Barrier Diodes. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 19, 1231-1238.
- 51) Singh, A., Reinhart, K.C., Anderson, W.A. 1990. Temperature Dependence of the Electrical Characteristics of Yb/p-InP Tunnel Metal-Insulator-Semiconductor Junctions. *J. Appl. Phys.*, 68, (7), 3475-3483.
- 52) Cova, P., Singh, A. 1990. Temperature Dependence of *I-V* and *C-V* Characteristics of Ni/n-CdF₂ Schottky Barrier Type Diodes, *Solid-State Electronics*, 33, (1), 11-19.
- 53) Akkal, B., Benamara, Z., Boudissa, A., Bachir Bouiadjra, N., Amrani, M., Bideux L., Gruzza, B. 1998. Modelization and Characterization of Au/InSb/InP Schottky Systems as a Function of Temperature, *Materials Science and Engineering*, 55, 162-168.
- 54) Altındal, Ş., Tataroğlu, A., Dökme, İ. 2005. Density of Interface States, Excess Capacitance and Series Resistance in the Metal-Insulator-Semiconductor (MIS) Solar Cells. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 85, (6), 345-358.
- 55) Altındal, Ş., Karadeniz, S., Tuğluoğlu, N., Tataroğlu, A. 2003. The Role of Interface States and Series Resistance on the *I-V* and *C-V* Characteristics in Al/SnO₂/p-Si Schottky Diodes. *Solid-State Electronics*, 47, 1847-1854.
- 56) Gümüş, A., Türüt, A., Yalçın, A. 2002. Temperature Dependent Barrier Characteristics of CrNiCo Alloy Schottky Contacts on n-Type Molecular-Beam Epitaxy GaAs. *J. Appl. Phys.*, 91, (1), 245-250.

- 57) Tung, R.T. 1991. Electron Transport of Inhomogeneous Schottky Barriers. *Appl. Phys. Lett.*, 58, 2821-2823.
- 58) Nagatomo, T., Endo, M., Omoto, O. 1979. Fabrication and Characterization of $\text{SnO}_2/\text{n-Si}$ Solar Cells. *Jpn J. Appl. Phys.*, 18, 1103-1111.
- 59) Kaminski, A., Marchand, J.J., Laugier, A. 1998. Non Ideal Dark $I-V$ Curves Behavior of Silicon Solar Cells. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 51, 221-231.
- 60) Zhu, S., Detavernier, C., Van Meirhaeghe, R.L., Cardon, F., Ru, G.P., Qu, X.P., Li, B.Z. 2000. Electrical Characteristics of $\text{CoSi}_2/\text{n-Si}(100)$ Schottky Barrier Contacts Formed by Solid State Reaction. *Solid-State Electronics*, 44, 1807-1818.
- 61) Werner, J. H., Güttler, H. H. 1991. Barrier Inhomogeneities at Schottky Contacts. *J. Appl. Phys.*, 69, (3), 1522-1533.
- 62) Werner, J. H., Güttler, H. H. 1991. Transport Properties of Inhomogeneous Schottky Contacts. *Physica Scripta*, T39, 258-264.
- 63) Keiji, M., Eiji, K. 1998. Metal-Induced Gap States Model of Nonideal Au/Si Schottky Barrier with Low Defect Density. *Appl. Surf. Sci.*, 130-132, 925-929.
- 64) Song, Y.P., Van Meirhaeghe, R.L., Detavernier, C., Cardon, F., Ru, G.P., Qu, X.P., Li, B.Z. 1986. On The Difference in Apparent Barrier Height as Obtained from Capacitance-Voltage and Current-Voltage-Temperature Measurements on Al/p-InP Schottky Barriers. *Solid-State Electronics*, 29, (6), 663-671.
- 65) Chand, S., Kumar, J. 1996. Current Transport in $\text{Pd}_2\text{Si}/\text{n-Si}(100)$ Schottky Barrier Diodes at Low Temperatures. *Appl. Phys. A*, 63, 171-178.
- 66) Vitanov, P., Kamenova, M., Tyutyundzhiev, N., Delibasheva, M., Goranova, E., Peneva, M. 1997. High-Efficiency Solar Cell Using a Thin Porous Silicon Layer. *Thin Solid Films*, 297, 299-303.
- 67) Brendel, R., Feldrapp, K., Horbelt, R., Auger, R. 2003. 15.4%-Efficient and 25 μm -Thin Crystalline Si Solar Cell From Layer Transfer Using Porous Silicon. *Phys. Stat. Sol. (a)*, 197, 497-501.
- 68) Shewchun, J., Green, M.A., King, F.D. 1974. Minority Carrier MIS Tunnel Diodes and Their Application to Electron- and Photo-Voltaic Energy Conversion-II. Experiment. *Solid-State Electronics*, 17, 563-572.
- 69) Hudait, M.K., Krupanidhi, S.B. 2000. Effect of Thin Oxide in Metal-Semiconductor and Metal-Insulator-Semiconductor Epi-GaAs Schottky Diodes. *Solid-State Electronics*, 44, 1089-1097.

- 70) Jaros M. 1989. *Physics and Applications of Semiconductor Microstructures*, Clarendon Press, Oxford.
- 71) Konofaos, N., McClean, I.P., Thomas, C.B. 1997. Characterisation of the Interface States Between Amorphous Diamond-Like Carbon Films and (100) Silicon. *Phys. Stat. Sol. (a)*, 161, 111-118.
- 72) Sun, G., Li, Y., Lu, Y., Khan, B., Tompa, G. 1995. *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.*, 358, 593.
- 73) Vazsonyi, E., Fried, M., Lohner, T., Adam, M., Mohacsy, T., Barsony, I., Szlufcik, J., Duerinckx, F., Nijs, J. 1995. *13th European Photovoltaic Solar Energy Conf.*, Nice.
- 74) Aboelfotoh M.O. 1989. Electrical Characteristics of W-Si(100) Schottky Barrier Junctions. *J. Appl. Phys.*, 66, 262-272.
- 75) Kar, S., Ashok, S., Fonash, S. 1980. Evidence of Tunnel-Assisted Transport in Nondegenerate MOS and Semiconductor-Oxide-Semiconductor Diodes at Room Temperature. *J. Appl. Phys.*, 51, 3417-3421.
- 76) Norde, H. 1979. A Modified Forward *I-V* Plot for Schottky Diodes with High Series Resistance. *J. Appl. Phys.*, 50, (7), 5052-5053.
- 77) Hanselaer, P.L., Laflère, W.H., Van Meirhaeghe, R.L., Cardon, F. 1984. Current-Voltage Characteristic of Ti-pSi Metal-Oxide-Semiconductor Diodes. *J. Appl. Phys.*, 56, 2309-2314.
- 78) Quan, D.T. and Hbib, H. 1993. High Barrier Height Au/n-type InP Shottky Contacts with a $\text{PO}_x\text{N}_y\text{H}_z$ Interfacial Layer, *Solid-State Electronics*, 36, 339-344.

ÖZGEÇMİŞ

1979 yılında Muğla'da doğdu. İlkokulu Atatürk İlkokulu'nda (Muğla), ortaokulu Merkez Ortaokulu'nda (Muğla) ve liseyi Turgut Reis Süper Lisesi'nde (Muğla) 1997 yılında tamamladı. 1997 yılında girdiği Gazi Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nden 2001 yılında mezun oldu. Aynı yıl Muğla Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü'nde yüksek lisans programına başladı. Bir yıllık İngilizce hazırlık eğitimi aldı. 2002 yılında Muğla Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü'nde Araştırma Görevlisi olarak göreve başladı. Halen aynı üniversitede Araştırma Görevliliğine devam etmektedir.